

Влияние поверхностной концентрации квантовых точек в активной области на характеристики инжекционных лазеров

© А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Б.В. Воловик, А.В. Лунев, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг*

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

*Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin,
D-10623 Berlin, Germany

(Получена 23 марта 1998 г. Принята к печати 23 марта 1998 г.)

Предложен новый метод, позволяющий увеличить поверхностную плотность полупроводниковых квантовых точек, формируемых молекулярно-пучковой эпитаксией на основе эффектов самоорганизации. Проведен сравнительный анализ характеристик инжекционных лазеров на основе массивов квантовых точек с различной поверхностной плотностью. Показано, что использование более плотного массива квантовых точек позволяет значительно снизить пороговую плотность тока в области больших потерь, увеличить максимальное усиление, а также максимальную мощность выходного излучения.

В последнее время в физике полупроводников существует устойчивый интерес к системам с пониженной размерностью — так называемым квантовым проволокам и квантовым точкам (КТ). Теоретически показано, что вследствие трехмерного квантования носителей использование КТ в активной области инжекционного гетеролазера должно привести к существенному снижению пороговой плотности тока, уменьшению ее температурной чувствительности [1], а также к увеличению удельного и дифференциального усиления [2]. К настоящему времени достигнут большой прогресс в создании гетеролазеров на основе КТ, образующихся вследствие влияния спонтанной трансформации упруго напряженного слоя на массив трехмерных островков [3,4]. В частности, сообщалось о рекордно низких пороговых плотностях тока (J_{th}) 63 и 18 А/см² при комнатной и криогенной температурах соответственно в лазере с активной областью на основе КТ (In, Ga)As в матрице (Al, Ga)As [5], а также 12 А/см² при 77 К в системе КТ InAs, осажженных в матрице InGaAs, решеточно-согласованной с подложкой InP [6]. Однако указанные низкие значения J_{th} до настоящего времени реализовывались лишь в образцах с четырьмя сколотыми гранями, в образцах с полосковым резонатором наблюдалось заметное возрастание пороговой плотности тока [7].

Было показано, что в лазерах на КТ наблюдается суперлинейный рост J_{th} при увеличении потерь на вывод излучения (α_{out}), по-видимому, вследствие насыщения усиления, обусловленного конечным числом состояний в массиве КТ [8]. Следовательно, поверхностная концентрация КТ (N_{QD}) является одним из ключевых факторов, определяющих J_{th} лазеров на основе КТ. Увеличение N_{QD} массива КТ, использованного в качестве активной области, позволило бы ослабить влияние насыщения усиления за счет повышения максимально достижимого значения усиления. Таким образом, это привело бы к снижению J_{th} в полосковых лазерах.

Для увеличения плотности КТ ранее был предложен метод многократного осаждения нескольких рядов точек [9,10]. Однако число рядов повторных осадений

не может быть произвольно большим и ограничено пластической релаксацией напряжения, а также эффектом латерального связывания соседних КТ [11]. В настоящей работе мы сообщаем о новом способе увеличения плотности массива КТ в плоскости роста. Показано, что использование указанного метода при формировании массива КТ в активной области лазерного диода приводит к значительному улучшению его характеристик.

При помощи просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) было обнаружено, что поверхностная плотность КТ (In, Al)As в матрице AlGaAs оказывается равной $(1 \div 2) \cdot 10^{11}$ см⁻² [12], что в два-четыре раза превосходит значение $5 \cdot 10^{10}$ см⁻², наблюдаемое для КТ (In, Ga)As, сформированных при таких же условиях и эффективных толщинах осажденного In-содержащего слоя [13]. Данный эффект может быть объяснен меньшим темпом миграции адсорбированных атомов Al по поверхности растущего кристалла. Однако КТ (In, Al)As являются слишком широкозонными и их применение в качестве области рекомбинации лазера затруднено сильным термическим выбросом носителей из КТ в энергетически слабо удаленные состояния матрицы. Было бы желательно совместить высокую плотность КТ (In, Al)As и большую энергию локализации КТ (In, Ga)As в составе активной области. Ранее было показано, что при осаждении нескольких рядов с КТ, разделенных спейсерными слоями толщиной порядка высоты островков, формирование КТ последующих рядов происходит в точности над вершинами островков предыдущего ряда [14]. Подобное вертикальное связывание КТ есть следствие влияния неоднородного распределения полей напряжений на поверхностный потенциал атомов In и Ga [15]. Естественно предположить, что вертикальное связывание будет происходить и в случае, если в качестве первого ряда или нескольких начальных рядов использованы точки (In, Al)As, а затем произведено осаждение нескольких слоев КТ (In, Ga)As. В результате массив КТ (In, Ga)As проявляет повышенную поверхностную плотность N_{QD} , задаваемую КТ (In, Al)As (рис. 1).

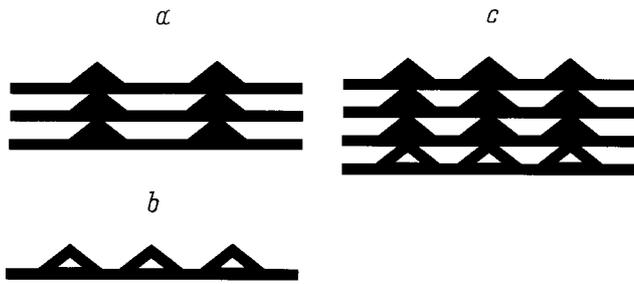


Рис. 1. Схематическое изображение массивов квантовых точек в матрице AlGaAs. *a* — вертикально связанные квантовые точки (In, Ga)As; *b* — квантовые точки (In, Al)As; *c* — составные вертикально связанные квантовые точки (In, Al)As/(In, Ga)As.

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) в установке Riber 32P с твердотельным источником As₄. В середине слоя Al_{0.15}Ga_{0.85}As толщиной 200 нм, отделенного от поверхности и подложки короткопериодными сверхрешетками AlAs/GaAs, размещалась активная область. Активная область одной из структур представляла собой массив вертикально связанных квантовых точек (ВСКТ) (In, Ga)As, разделенный спейсерами AlGaAs толщиной 5 нм. Вторая структура содержала одиночный массив КТ, сформированный осаждением слоя (In, Al)As, и, наконец, активная область последней структуры содержала массив КТ, сформированный осаждением слоя (In, Al)As и последующим трехкратным осаждением слоев (In, Ga)As со спейсерами толщиной 5 нм. Переход от послойного к островковому росту наблюдался непосредственно в процессе выращивания по возникновению штриховой картины в дифракции быстрых электронов на отражение. Все три структуры выращивались в стандартном для МПЭ режиме обогащения по элементу V группы. Температура подложки составляла 480°C во время осаждения активной области и прикрывающего слоя AlGaAs толщиной 100 нм и 600°C для остальной части структуры. Исследования фотолюминесценции проводились при возбуждении Ar⁺-лазером, плотность мощности накачки составляла 100 Вт/см².

На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) описанных выше структур. Из рисунка отчетливо видно, что "предосаждение" КТ (In, Al)As приводит к коротковолновому сдвигу максимума спектра ФЛ. Ранее было показано, что положение максимума линии ФЛ сильно зависит от размеров островков, который задается эффективной толщиной осажденного (In, Ga)As [16]. Коротковолновый сдвиг максимума ФЛ указывает на уменьшение размеров КТ, что при условии одинакового количества осажденного материала должно приводить к увеличению поверхностной плотности островков (In, Ga)As. Из данного рисунка видно, что, как и отмечалось ранее, сами КТ (In, Al)As обладают более высокой энергией межзонного перехода по сравнению с КТ (In, Ga)As, следовательно, только последние будут определять энергию оптического перехода при помеще-

нии составных ВСКТ (In, Al)As/(In, Ga)As в активную область инжекционного гетеролазера. Таким образом, длина волны генерации будет близка к энергии оптического перехода КТ (In, Ga)As, в то время как поверхностная плотность массива ВСКТ будет задаваться плотностью КТ (In, Al)As.

Лазерная структура (в дальнейшем LAS1) с активной областью на основе описанного выше составного массива ВСКТ (In, Al)As/(In, Ga)As в матрице Al_{0.15}Ga_{0.85}As была выращена в стандартной геометрии двойной гетероструктуры с отдельным ограничением электронной и световой волн. Температура подложки при выращивании эмиттерных слоев и волноводов Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.15 \div 0.6$) составляла 700°C. Лазерные диоды, схематически показанные на рис. 3, были изготовлены как в полосковой конструкции типа "мелкая меза", так и в геометрии с четырьмя сколотыми гранями. Контакты к лазерным диодам формировались напылением и плавлением (при температуре 450°C) металлических слоев AuTe/Ni/Au и AuZn/Ni/Au к подложке n⁺-GaAs и контактному слою p⁺-GaAs соответственно. Меза-структура пассивировалась химически и защищалась слоем Al₂O₃ толщиной 0.2 мкм методом магнетронного напыления. Исследования электролюминесценции проводились как при импульсной (частота 5 кГц, длительность импульсов 200 нс), так и непрерывной накачке. Длина волны генерации для всех исследуемых лазерных диодов была близка к 0.85 мкм, что совпадало с максимумом пика

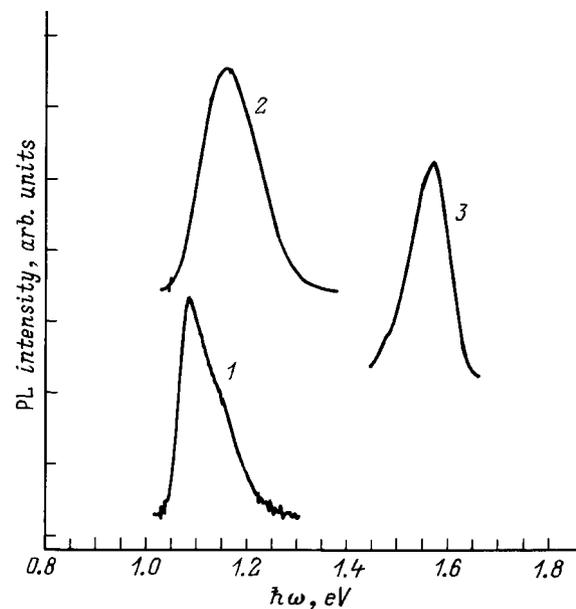


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции (PL) структур, содержащих квантовые точки в матрице Al_{0.15}Ga_{0.85}As. Плотность мощности накачки 100 Вт/см². 1 — вертикально связанные квантовые точки (In, Ga)As, полученные трехкратным осаждением (In, Ga)As; 2 — вертикально связанные квантовые точки (In, Al)As/(In, Ga)As, полученные осаждением (In, Al)As и последующим трехкратным осаждением (In, Ga)As; 3 — квантовые точки (In, Al)As.

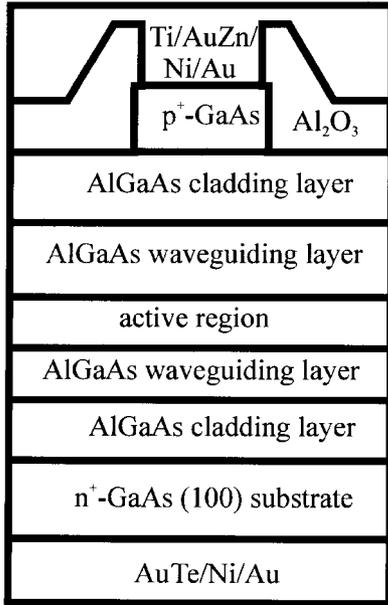


Рис. 3. Схематическое изображение исследуемого лазера на основе массива составных квантовых точек (In, Al)As/(In, Ga)As в матрице AlGaAs.

ФЛ структуры LAS1, регистрируемого после удаления верхнего контактного слоя методом химического травления, свидетельствуя о том, что лазерная генерация происходит через основное состояние КТ.

На рис. 4 показана зависимость пороговой плотности тока от обратной длины резонатора ($1/L$) при комнатной температуре для данного лазера, а также для сравнения приведена аналогичная зависимость для лазерной структуры, содержащей 10 рядов ВСКТ (In, Ga)As в матрице AlGaAs, сформированных без предосаждения КТ (In, Al)As (в дальнейшем структура LAS2) [17]. При малых потерях на вывод излучения, что соответствует случаю больших длин резонатора, пороговые плотности тока обеих структур практически одинаковы, а при бесконечной длине резонатора (геометрия с четырьмя сколотыми гранями) пороговая плотность тока структуры LAS2 оказывается меньше. Однако при уменьшении длины резонатора пороговая плотность тока структуры LAS2 растет значительно быстрее, чем в случае структуры LAS1. Чтобы определить причины подобного поведения определим зависимость оптического усиления от тока накачки. Ее можно построить, используя данные рис. 3 и учитывая, что на пороге лазерной генерации модальное усиление (g_{mod}) совпадает с суммарными потерями,

$$g_{\text{mod}} = \alpha_{\text{in}} + \alpha_{\text{out}} = \alpha_{\text{in}} + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right), \quad (1)$$

а также используя зависимость внешней квантовой эффективности (η_{dif}) от длины резонатора. Анализ зависимости $1/\eta_{\text{dif}} = f(L)$ позволяет определить величины внутренней квантовой эффективности (η_{in}) и внутренних

потерь (α_{in}). Для LAS2 данные величины составляют $\eta_{\text{in}} \sim 60\%$, $\alpha_{\text{in}} \sim 5 \text{ см}^{-1}$, а для LAS1 $\eta_{\text{in}} \sim 70\%$, $\alpha_{\text{in}} \sim 2.5 \text{ см}^{-1}$.

Искомая зависимость модального усиления КТ от тока накачки, нормированная на число слоев КТ (In, Ga)As, равное 3 или 10 для случаев LAS1 и LAS2 соответственно, приведена на рис. 5. Из данного рисунка видно, что для достижения малых значений усиления в структуре

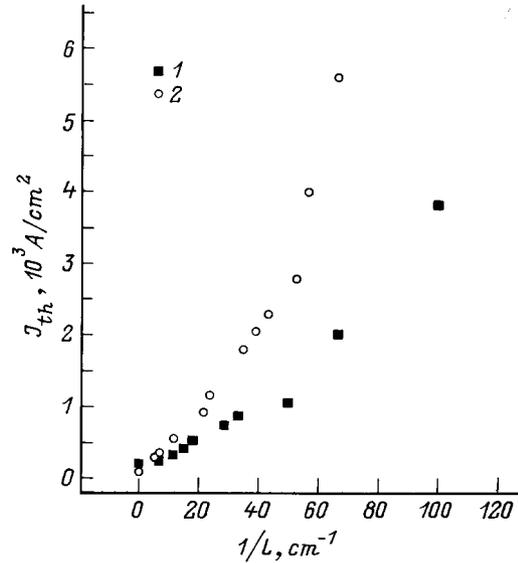


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока (J_{th}) при 300 К от обратной длины полоскового резонатора ($1/L$) для структур LAS1 и LAS2, содержащих соответственно массив составных квантовых точек (In, Al)As/(In, Ga)As (1) и квантовых точек InGaAs (2) в матрице $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$. Ширина полосков 100 мкм. Данные для $1/L = 0$ соответствуют образцам с четырьмя сколотыми гранями.

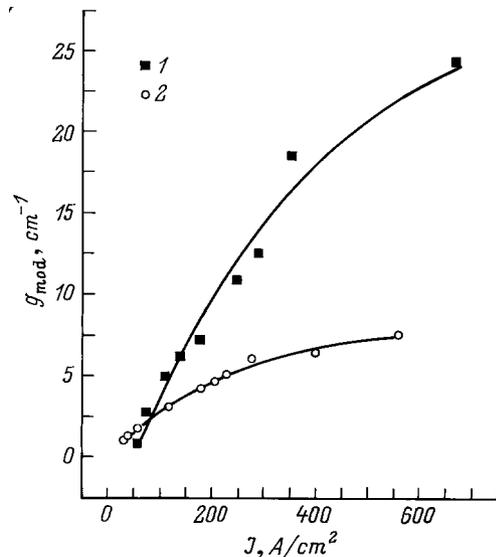


Рис. 5. Зависимость модального усиления (g_{mod}) от плотности тока накачки (J) для структур LAS1 (1) и LAS2 (2), приведенных на один слой квантовых точек.

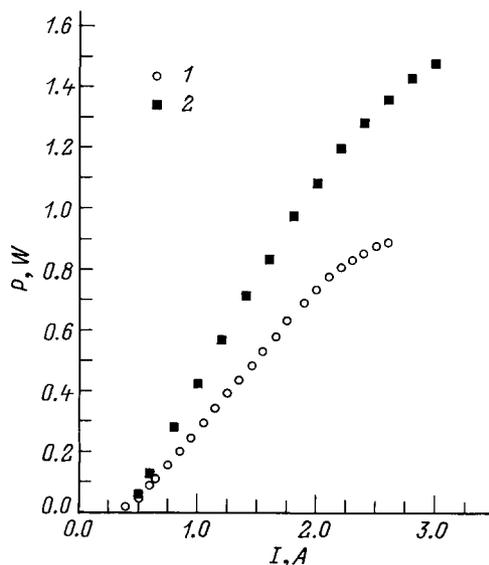


Рис. 6. Ватт-амперные характеристики структур LAS1 (1) и LAS2 (2), снятые в непрерывном режиме при температуре тепловода 15°C. Длина полосков 1000 мкм, ширина 100 мкм.

LAS1 необходима более высокая плотность тока накачки, что обусловлено увеличением тока прозрачности по сравнению со структурой LAS2 вследствие увеличения плотности КТ, в которых необходимо создать инверсную заселенность. Токи прозрачности J_{tr} , соответствующие нулевому усилению, определены экстраполяцией экспериментальных зависимостей $g(J)$ как равные 45 и 7 А/см² в структурах LAS1 и LAS2 соответственно.

Увеличение тока накачки приводит к быстрому насыщению усиления в структуре LAS2, в то время как в случае структуры LAS1 усиление продолжает расти и становится значительно выше, чем для LAS2. Это обусловлено возрастанием максимального усиления, достижимого на КТ, пропорционально плотности массива точек. Таким образом, в области малых усилений наиболее важным является эффект тока прозрачности, и увеличение N_{QD} приводит к возрастанию пороговой плотности тока. В области больших усилений более важным оказывается насыщение усиления, и пороговая плотность тока падает с увеличением N_{QD} . Следует отметить, что аналогичное поведение наблюдается и для теоретически рассчитанных зависимостей усиления от плотности тока накачки для массива КТ с различной поверхностной плотностью [18].

Увеличение максимального усиления позволило также увеличить максимальную мощность лазерного излучения. На рис. 6 приведены зависимости выходной мощности (P) на оба зеркала от тока накачки (I) для рассматриваемых структур. Для структуры LAS1 максимальная мощность составила 0.9 Вт, а для структуры с увеличенной поверхностной плотностью КТ LAS2 достигнутое значение оказывается в 1.5 раза выше и составляет 1.5 Вт. Отметим также, что увеличение плотности состояний

КТ за счет увеличения N_{QD} приводит к уменьшению заселенности состояний матрицы при одном и том же уровне накачки, что в свою очередь позволяет уменьшить паразитные токи и перегрев структуры, вызванный комбинацией через более высоко лежащие состояния, а это является важным моментом для достижения высокой выходной мощности излучения.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность увеличения поверхностной концентрации КТ. Обнаружено, что использование в качестве активной области инжекционного лазера более плотных массивов ВСКТ, сформированных посредством "предосаждения" КТ (In, Al)As, приводит к увеличению максимального усиления, а также к увеличению максимальной мощности излучения до 1.5 Вт в непрерывном режиме. Дальнейший прогресс в использовании Al-содержащих КТ в качестве центров стимулированного формирования КТ (In, Ga)As мы связываем с определением оптимального числа рядов КТ (In, Al)As, процентного содержания Al и толщины спейсерных слоев, а также с оптимизацией режимов выращивания массивов составных КТ (In, Al)As/(In, Ga)As.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант 96-02-17824) и проекта INTAS-96-0467.

Список литературы

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40**, 939 (1982).
- [2] M. Asada, Y. Miyamoto, Y. Suematsu. J. Quant. Electron., **QE-22**, 1915 (1986).
- [3] L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G. Le Roux. Appl. Phys. Lett., **47**, 1099 (1985).
- [4] P.M. Petroff, S.P. DenBaars. Superlatt. Microstruct., **15**, N 1, 15 (1994).
- [5] V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, M.V. Maksimov, A.F. Tsatsul'nikov, N.Yu. Gordeev, S.V. Zaitsev, Yu.M. Shernyakov, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, J. Bohrer, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Gosele. J. Cryst. Growth, **175/176**, 689 (1997).
- [6] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, V.I. Kopchatov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, V. Volovik, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, D. Bimberg. Electron. Lett. (1998) (в печати).
- [7] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Yu.M. Shernyakov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, N. Kirstaedter, D. Bimberg. Superlatt. Microstruct., **21**, 559 (1997).
- [8] O.G. Schmidt, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M.H. Mao, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **32**, N 14, 1302 (1996).
- [9] V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, N.N. Ledentsov, M.V. Maksimov, A.F. Tsatsul'nikov, N.A. Bert, A.O. Kosogov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. Proc. Mater. Research Society [1995 Fall Meeting] (Boston, 1995) EE 3.6.
- [10] Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen, N. Kobayashi. Phys. Rev. Lett., **75**, 2542 (1995).

- [11] А.Ф. Цацульников, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, Б.В. Воловик, А.А. Суворова, Н.А. Берг, П.С. Копьев. *ФТП*, **31**, вып. 7, 851 (1997).
- [12] А.Ф. Цацульников, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, А.А. Суворова, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **31**, вып. 1, 110 (1997).
- [13] S.S. Ruvimov, P. Werner, K. Scheerschmidt, U. Gosele, J. Heydenreich, U. Richter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, P.S. Kor'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **51**, N 20, 14 766 (1995).
- [14] А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Н.А. Берг, А.О. Косоогов, Д. Бимберг, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **30**, вып. 9, 1682 (1996).
- [15] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Bohrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kor'ev, S.V. Zaitsev, Zh.I. Alferov, A.I. Borovkov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gosele, J. Heydenreich. *Phys. Rev. B*, **54**, вып. 12, 8743 (1996).
- [16] А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Ж.И. Алфёров, Д.Л. Федоров, Д. Бимберг. *ФТП*, **30**, вып. 8, 1345 (1996).
- [17] A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, N.N. Ledentsov, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Yu.M. Shernyakov, P.S. Kor'ev, Zh.I. Alferov. *J. Electron. Mater.*, **27**, N 3, 106 (1998).
- [18] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Proc. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"* (St. Petersburg, 1996) p. 354.

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of areal density of quantum dots in an active region on characteristics of injection lasers

A.R. Kovsh, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, A.V. Lunev, N.N. Ledentsov, P.S. Kor'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
*Institut für Festkörperphysik,
Technische Universität Berlin,
D-10623 Berlin, Germany

Abstract We propose a new method to increase the areal density of semiconductor self-organised quantum dots being formed by molecular beam epitaxy. Characteristics of injection lasers based on quantum dot arrays with different areal densities are compared. The denser array of quantum dots leads to a considerable reduction in the threshold current density at high losses and to the increase in the peak gain and maximum output power.

E-mail: kovsh@beam.ioffe.rssi.ru