

06

Улучшение излучательных характеристик в структурах со сверхрешетками InAs/GaAsN/InGaAsN

© В.В. Мамутин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

E-mail: mamutin@mail.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2008 г.

Исследовалось влияние параметров азотсодержащих гетероструктур InAs/GaAsN/InGaAsN с напряженно-компенсированными сверхрешетками на их излучательные характеристики. Показано влияние общих напряжений в структурах на полуширину, внутреннюю квантовую эффективность, интенсивность и длину волны излучения. Наибольшая интенсивность и наименьшие полуширины фотолюминесценции наблюдались в области малых напряжений (0–0.2%), в то время как наибольшие длины волн ($\sim 1.6 \mu\text{m}$) — при больших напряжениях ($\sim +1\%$). Добавление монослойных вставок InAs в активную квантовую яму InGaAsN вместе с использованием напряженно-компенсированных сверхрешеток GaAsN/InGaAsN позволяет изменять длину волны излучения в диапазоне 1.45–1.76 μm при комнатной температуре без существенного ухудшения излучательных характеристик.

PACS: 73.21.Cd, 73.21.Fg, 73.21.La, 73.40.Kp, 78.55.-m, 78.67.Pt.

Интерес к исследованию свойств азотсодержащих соединений в системе InGaAsN вызван их уникальными физическими свойствами и возможностью создания низкопороговых лазеров на подложках GaAs в телекоммуникационной области длин волн 1.3–1.55 μm [1] в качестве альтернативы системе InGaAsP/InP [2]. Но использование сравнительно больших концентраций азота ($\geq 3\%$) и индия ($\geq 35\%$), необходимых для достижения длины волны излучения $\sim 1.55 \mu\text{m}$ [3] в активной области лазеров, приводит к ухудшению лазерных характеристик за счет образования неоднородностей по индию и азоту. Поэтому в приборных структурах желательное снижение концентрации этих элементов при сохранении нужной длины волны.

Для улучшения эффективности излучения на длине волны $\sim 1.55 \mu\text{m}$ в структурах с азотсодержащими активными областями, использу-

ющими квантовые ямы (КЯ) и квантовые точки (КТ), предлагались различные дизайны гетероструктур (ГС) с дополнительными слоями, например Ga(In)AsN [4,5], в которых помещается активная область. Была предложена оригинальная методика изменения длины волны излучения в области от 1.2 до 1.6 μm с использованием напряженно-компенсированных сверхрешеток (НКСП) (strain-compensated superlattices (SCSLs)) GaAsN/InGaAsN [6].

В настоящей работе представлены исследования излучательных характеристик гетероструктур с НКСП, полученных молекулярно-лучковой эпитаксией (МПЭ), и состоящими из слоев InAs/GaAsN/InGaAsN с монослойными вставками InAs в активной КЯ InGaAsN, излучающими в диапазоне 1.45–1.76 μm при комнатной температуре. Основное внимание уделялось диапазону вблизи 1.55 μm , так как он менее разработан и низкопороговые лазеры на 1.33 μm были получены нами ранее [7,8]. Кроме того, этот диапазон интересен тем, что именно при продвижении в сторону длин волн, больших 1.45 μm , в системе InGaAsN происходит резкое (на порядки) увеличение пороговых токов лазеров, как отмечалось в [9], что является нерешенной проблемой. В то же время достижение наибольших длин волн является само по себе показателем возможностей технологии МПЭ в азотной системе InGaAsN для всевозможных будущих применений.

Исследованные структуры выращивались методом МПЭ на установках ЭП-1203 и RIBER-32 с плазменным радиочастотным источником азота (Applied Epi UNI-Bulb RF Plasma Source) на подложках GaAs (001). Температуры подложки при росте азотсодержащих слоев находились в области 350–370°C. В данном случае для осаждения активной области со сверхрешеткой (СР) и КЯ температура подложки опускалась до ~ 350°C. Остальная часть структуры выращивалась при 500–600°C. Активные области осаждались в середину волноводного слоя GaAs, ограниченного со стороны подложки и поверхности барьерами AlGaAs. После роста верхнего слоя AlGaAs проводился отжиг структуры в течение ~ 5 min в потоке мышьяка при температуре около 700°C. Подробнее методика выращивания описана в [10]. Планарность и качество слоев во время роста контролировались системой дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Фотолюминесценция (ФЛ) структур возбуждалась Ar⁺-лазером, работающим в непрерывном режиме ($W = 1\text{--}1500 \text{ W/cm}^2$, $\lambda = 514 \text{ nm}$), или YAG:Nd-лазером, работающим на второй гармонике в непрерывном режиме ($W = 1500 \text{ W/cm}^2$,

$\lambda = 532 \text{ nm}$). ФЛ сигнал пропускался через монохроматор МДР-23 и регистрировался с помощью охлаждаемого (-25°C) InGaAs фотодиода фирмы Hamamatsu Photonics типа G5853-21 с двухстадийным Пельтье-охлаждением, включенного в фотогенераторном режиме со спектральным диапазоном чувствительности 1100–2500 nm [10].

Для улучшения излучательных характеристик структур с двух сторон от активной КЯ InGaAsN добавлялись симметричные и несимметричные СР GaAsN/InGaAsN, уменьшающие напряжения между GaAs и активной областью и среднюю концентрацию азота в активной области. Для увеличения длины волны излучения в активную КЯ добавлялись монослойные вставки InAs.

Исследовались различные СР GaAsN/InGaAsN с центральной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$ толщиной $6.2 \pm 0.1 \text{ nm}$, не превышавшей критическую для данного состава по индию ($x = 0.38$), составляющую $\sim 7 \text{ nm}$ [11]. Менялись количество и толщины слоев и, следовательно, напряжения в структуре при сохранении составов: в GaAsN содержание азота $y \sim 0.0$ и в InGaAsN индия $x \sim 0.38$ и азота $y \sim 0.026$. Более подробно структура описана в [9]. Оценивались напряжения в сверхрешетке до и после активной КЯ по известному рассогласованию параметров решеток слоев, относительно подложки GaAs, аналогично работе [12], которые составляют для $\text{GaAsN}_{0.04}$ и $\text{In}_{0.38}\text{GaAsN}_{0.026}$ соответственно -0.7 и $+2.1\%$, исходя из последних данных по зависимости постоянных решетки от составов [13]. Наиболее явное влияние на эффективность ФЛ оказывало напряжение до активной КЯ InGaAsN и общее напряжение в СР, в то время как напряжение в СР после КЯ очень слабо влияло на эффективность ФЛ, особенно в несимметричных структурах. Более подробно эти зависимости исследованы в [14].

Поперечное сечение сверхрешетки с излучением на $\sim 1.5 \mu\text{m}$, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), приводилось в [14] и показывало высокую планарность всех интерфейсов СР, подтверждая данные, полученные из картин ДБЭ, соответствовавших планарному двумерному росту. В целом проводилось выращивание несколько типов СР с различным набором толщин и количества слоев, дающих напряжения разных знаков и величин от -0.4 до $+1.0\%$, аналогично работам [14–17], что обеспечивало изменение длины волны в пределах $1.3\text{--}1.76 \mu\text{m}$ для всего набора образцов. В данной работе приведена только часть от 1.45 до $1.76 \mu\text{m}$. Интенсивности нормировались на лучший реперный (reference) образец

с длиной волны $\sim 1.45 \mu\text{m}$. Ростовые потоки элементов в процессе МПЭ и составы слоев сохранялись постоянными.

Исследовалась фотолюминесценция в зависимости от дизайна СР, толщин и количества ям, барьеров и вставок InAs, приводивших в итоге к разным общим напряжениям в структурах как интегральной характеристике, определяющей их свойства.

На рис. 1 представлена зависимость полуширины (FWHM) (a), длины волны (b) и отношения интегральных интенсивностей ФЛ 300/77 К (c) от общего напряжения в СР — характеристики, оказывающей наибольшее влияние на излучательные свойства структуры. Уменьшение напряжений до нуля и незначительно в отрицательную область (до -0.3%) уменьшает полуширину линий ФЛ, что говорит об улучшении качества структур, но одновременно уменьшает длину волны, что нежелательно. Таким образом, полная компенсация напряжений (до нуля) в СР еще не дает оптимальных результатов по всем параметрам.

Другим показателем качества структур является отношение интенсивности ФЛ при комнатной (300 К) и азотной (77 К) температурах: чем оно выше, тем выше излучательные свойства. Это отношение — пропорциональный показатель величины внутренней квантовой эффективности структуры η_{int} ; более точно оно аппроксимируется как отношение интегральной интенсивности ФЛ при 300 и 8 К ($\eta_{int} \sim I_{300}/I_8$) [18,19], где предполагалось, что при низких температурах ($< 20 \text{ К}$) $\eta_{int} \sim 1$. Отношение интенсивностей ФЛ при 300 и 77 К также качественно отражает внутреннюю квантовую эффективность, а его поведение будет выявлять и поведение η_{int} в зависимости от тех или иных параметров, которое, в свою очередь, характеризует оптическое качество всей структуры, что важно для ее применений в лазерах.

На рис. 1, b показано изменение этого отношения в зависимости от напряжений в структурах. В исследуемом диапазоне уменьшения напряжений до нуля и в отрицательную область, оно увеличивается, хотя диапазон изменений незначителен.

На рис. 2 показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ при комнатной температуре от отношения интенсивностей ФЛ 300/77 К, пропорционального $\sim \eta_{int}$, для диапазона исследуемых образцов, имеющих длины волн ФЛ от 1.4 до 1.6 μm . Зависимость носит экспоненциальный характер, и видно, что происходит увеличение интегральной интенсивности ФЛ при увеличении η_{int} (что выполняется не всегда [20]).

На рис. 3 показаны зависимости отношения интенсивностей I_{300}/I_{77} и относительной интегральной интенсивности от длины волны ФЛ.

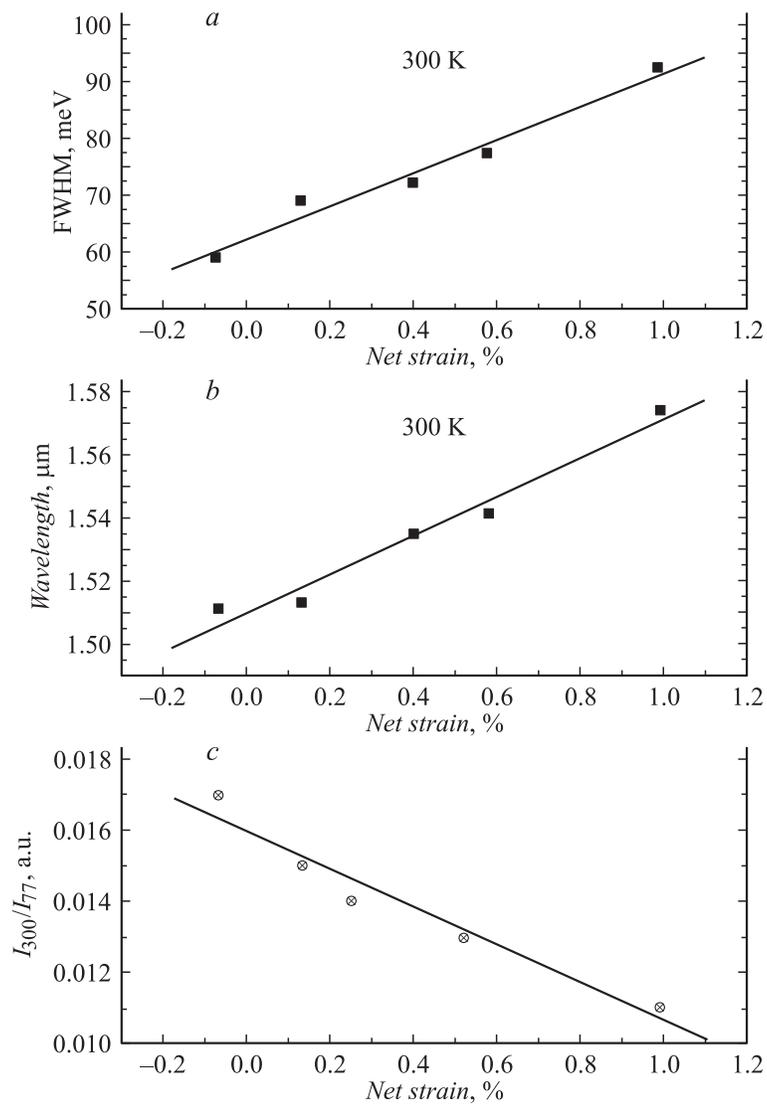


Рис. 1. Зависимость полуширины линии (FWHM), длины волны и отношения интенсивностей (300/77 К) ФЛ от общего напряжения в структурах с напряженно-компенсированными сверхрешетками.

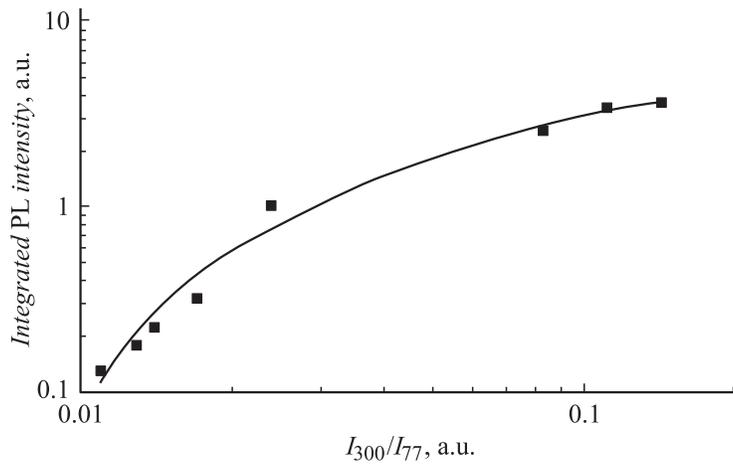


Рис. 2. Зависимость относительной интегральной интенсивности при комнатной температуре от отношения интенсивностей при 300 и 77 К.

Зависимость отношения интенсивностей ($\sim \eta_{int}$) демонстрирует экспоненциальный спад при увеличении длины волны. В случае объемных слоев длина волны определяется составом слоев, в нашем случае (квантово-размерные слои) к действию составов добавляется действие напряжений в НКСП. Поскольку напряжения изменяют длину волны в относительно узком диапазоне (см. рис. 1 и [9,10,14]), то изменения во всем диапазоне от $1.4 \mu\text{m}$ и выше соответствуют изменению среднего состава структур по азоту и индию. В основном это изменение касается азота, так как менялись толщины и количество слоев GaAsN и InGaAsN, а вставки InAs меняли длину волны незначительно [16] (по индию можно считать составы СП практически постоянными из-за малой толщины и количества слоев с индием). Поэтому можно сказать, что горизонтальная ось рис. 3 качественно отражает усредненное увеличение содержания азота в структурах, увеличивающее длину волны и снижающее внутреннюю квантовую эффективность — общую тенденцию в азотсодержащих структурах.

На рис. 3, *b* показана относительная интегральная интенсивность ФЛ-структур с НКСП в зависимости от длины волны для всего набора изучавшихся образцов, с квантовыми ямами и точками, с длиной волны излучения более $1.45 \mu\text{m}$ (более подробные данные исследования ФЛ

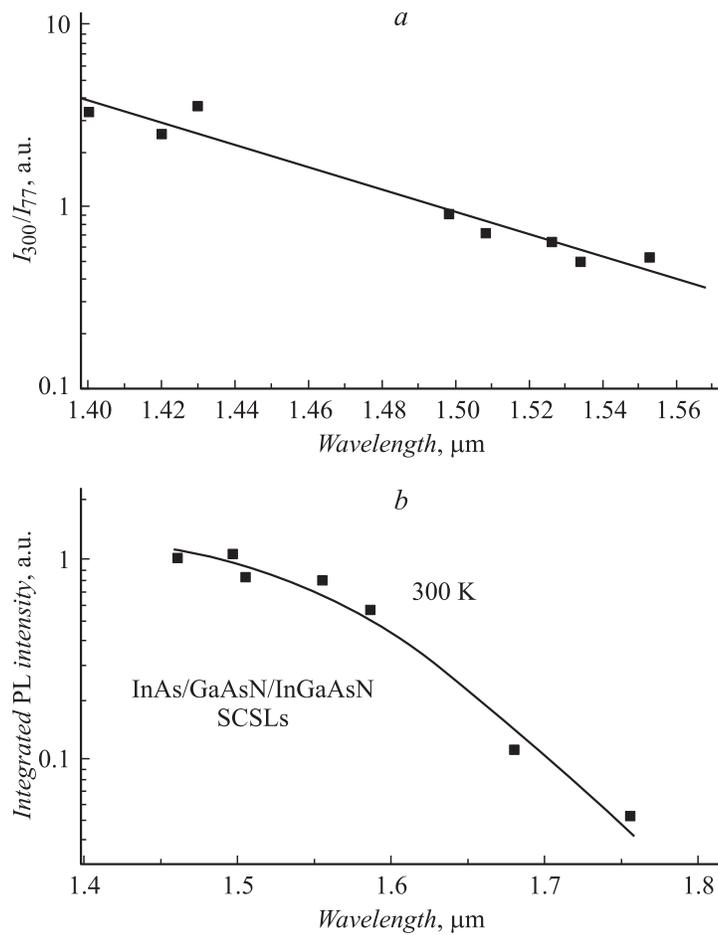


Рис. 3. Зависимости отношения интенсивностей (300/77 К) и интегральной интенсивности ФЛ от длины волны излучения для сверхрешеток InAs/GaAsN/InGaAsN с компенсацией напряжений.

приведены в работах [15–17]). Видно, что увеличение длины волны приводит к уменьшению эффективности ФЛ. Как было показано нами ранее в работе [15], попытки увеличения длины волны в структурах с КЯ

и КТ без сверхрешеток приводило к резкому (на порядки) уменьшению интенсивности ФЛ при продвижении в сторону длин волн выше $1.30\ \mu\text{m}$, что делает проблематичным использование таких структур для лазеров на большие длины волн. Показательно, что для образцов с НКСП и длин волн $1.45\text{--}1.60\ \mu\text{m}$ все интенсивности находятся на уровне $1.0\text{--}0.7$ от реперного уровня, т. е. практически без снижения интенсивности ФЛ, в отличие от использования только квантовых точек или квантовых ям без сверхрешеток. Использование НКСП позволяет также продвинуться в область еще больших длин волн (до $1.76\ \mu\text{m}$) без существенного ухудшения излучательной эффективности, что открывает пути управляемого изменения длин волн в более широком диапазоне.

Таким образом, исследованы излучательные свойства гетероструктур InAs/GaAsN/InGaAsN с напряженно-компенсированными сверхрешетками GaAsN/InGaAsN, предназначенных для активных областей светоизлучающих (лазерных) структур в телекоммуникационной области длин волн $1.45\text{--}1.60\ \mu\text{m}$. Уменьшение напряжений в сверхрешетках уменьшает полуширину линии и длину волны фотолюминесценции, а увеличение длины волны приводит к падению внутренней квантовой эффективности.

Показано, что использование сверхрешеток с компенсацией напряжений и дополнительных вставок InAs в активную квантовую яму улучшает излучательные свойства структур и позволяет достичь длины волны $\sim 1.76\ \mu\text{m}$ — наибольшей известной для азотсодержащих соединений на GaAs, без заметного (на несколько порядков) ухудшения излучательной эффективности, типичного для структур без сверхрешеток.

Работа была выполнена при поддержке фонда РФФИ, проект № 06-02-16958-а.

Список литературы

- [1] *Chow W.W., Harris J.S.* // J. Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1673.
- [2] *Kondow M., Uomi R., Niwa A. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. P. 1273.
- [3] *Hugues H., Damilano B., Duboz J.-Y., Massies J.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 091111.
- [4] *Liu H.Y., Hopkinson H., Navaretti P., Gutierrez M., Ng J.S., David J.P.R.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. P. 4951.

- [5] *Soshnikov I.P., Egorov A.Yu., Mamutin V.V.* et al. // *Semiconductors*. 2004. V. 38. P. 340.
- [6] *Егоров А.Ю., Мамутин В.В., Устинов В.В.* Патент РФ N 2257640 (Заявка N 2004113171, приоритет от 28.04. 2004).
- [7] *Odnoblyudov V.A., Egorov A.Yu., Mamutin V.V.* et al. // *Tech. Phys.* 2003. V. 29. P. 433.
- [8] *Ustinov V.M., Egorov A.Yu., Mamutin V.V.* et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2004. V. 68. P. 11.
- [9] *Mamutin V.V., Egorov A.Yu., Kryzhanovskaya N.V., Mikhrin V.S., Nadtochy A.M., Pirogov E.V.* // *Semiconductors*. 2008. V. 42. P. 805. (ФТП. 2008. Т. 42. С. 823).
- [10] *Mamutin V.V., Bondarenko O.V., Egorov A.Yu.* et al. // *Tech. Phys. Lett.* 2006. V. 32. P. 229.
- [11] *Anderson T.G., Chen Z.G., Kulakovskii V.D., Uddin A., Vallin J.T.* // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 51. P. 752.
- [12] *Moy A.M., Chen A.C., Cheng K.Y., Chou L.J., Hsieh K.C.* // *J. Cr. Growth*. 1997. V. 175/176. P. 812.
- [13] *Kudrawiec R.* // *Journ. Appl. Phys.* 2007. V. 101. P. 023522.
- [14] *Mamutin V.V., Bondarenko O.V., Egorov A.Yu., Kryzhanovskaya N.V., Vasil'ev A.P., Gladyshev A.G., Mikhrin V.S., Ustinov V.M.* // *Techn. Phys. Lett.* 2007. V. 33. P. 384.
- [15] *Kryzhanovskaya N.V., Egorov A.Yu., Mamutin V.V., Polyakov N.K., Tsatsul'nikov A.F., Kovsh R.V., Ledentsov N.N., Ustinov V.M., Bimberg D.* // *Semiconductors*. 2005. V. 39. P. 703.
- [16] *Mamutin V.V., Egorov A.Yu., Kryzhanovskaya N.V., Nadtochy A.M., Payusov A.S.* // *Techn. Phys. Lett.* 2008. V. 34. P. 146.
- [17] *Mamutin V.V., Egorov A.Yu., Kryzhanovskaya N.V., Nadtochy A.M., Mikhrin V.S., Pirogov E.V.* // *Semiconductors*. 2008. V. 42. P. 805. (ФТП. 2008. Т. 42. С. 823).
- [18] *Chichibu S.F., Uedono A., Onuma T.* et al. // *Nature Materials*. 2006. V. 5. P. 810.
- [19] *Narukava Y., Kawakami Y., Fujita S., Nakamura S.* // *Phys. Rev. B*. 1999. V. 59. P. 10283.
- [20] *Stoica T., Meijers R.J., Calarco R.* et al. // *Nano Letters*. 2006. V. 6. P. 1541.