

# Методы управления длиной волны излучения в гетероструктурах InAs/GaAsN/InGaAsN на подложках GaAs

© В.В. Мамутин<sup>†</sup>, А.Ю. Егоров\*, Н.В. Крыжановская\*, В.С. Михрин,  
А.М. Надточий, Е.В. Пирогов\*

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

\* Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 6 ноября 2007 г. Принята к печати 19 ноября 2007 г.)

Проведен обзор исследований свойств соединения InGaAsN и методов управления длиной волны излучения в гетероструктурах InAs/GaAsN/InGaAsN, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией на подложках GaAs. Представлены результаты исследований различных типов гетероструктур с квантово-размерными слоями InGaAsN: 1) традиционные квантовые ямы InGaAsN в матрице GaAs, 2) квантовые точки InAs, помещенные в слой (In)GaAsN, 3) напряженно-компенсированные сверхрешетки InAs/GaAsN/InGaAsN с квантовыми ямами и квантовыми точками. Примененные методы позволяют управляемо изменять длину волны излучения в телекоммуникационном диапазоне от 1.3 до 1.76 мкм при комнатной температуре.

PACS: 42.55.Px, 73.21.Cd, 73.21.Fg, 73.21.La, 73.40.Kp, 78.55.-m, 78.67.Pt

## 1. Введение

В настоящее время усилия многих исследований сосредоточены на создании эффективных излучателей в диапазоне длин волн 1.3–1.55 мкм, соответствующем окнам прозрачности оптического волокна, альтернативных существующим на рынке лазерам на основе InP. Одной из таких альтернатив получения излучения в диапазоне длин волн 1.3–1.55 мкм на основе подложек GaAs является соединение InGaAsN. При добавлении азота в GaAs происходит уникально сильное уменьшение ширины запрещенной зоны твердого раствора, необычное для соединений A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> (180 мэВ при концентрации азота только 1% [1]). Добавление In в твердый раствор GaAsN приводит к компенсации сжатия решетки, вызванного азотом, и к еще большему уменьшению ширины запрещенной зоны. Таким образом, с помощью соединения InGaAsN возможно получить слои, близкие по постоянной решетки к GaAs и излучающие в ближнем инфракрасном диапазоне 1.3–1.55 мкм. В качестве основных преимуществ использованных в лазерах соединений InGaAsN, выращенных на подложках GaAs, по сравнению с распространенными в настоящее время гетероструктурами InGaAs/InGaAsP, InGaAsP/InP можно перечислить следующие: лучшая температурная стабильность характеристик лазеров вследствие увеличения разрывов зон и, как следствие, энергии локализации носителей в активной области; возможность создания поверхностно излучающих лазеров с монолитными брэгговскими зеркалами AlGaAs/GaAs, более высокая теплопроводность слоев структур.

Однако с увеличением длины волны излучения до 1.55 мкм, что требует большего содержания индия и азота, вследствие ухудшения структурных свойств

активной области InGaAsN наблюдается резкое возрастание пороговых токов инжекционных лазеров и падение эффективности излучения [2]. Поэтому особенный интерес представляет исследование свойств гетероструктур InGaAsN/GaAs, а также создание и применение их различных дизайнов, с помощью которых возможно улучшить характеристики излучателей, работающих в области 1.3–1.55 мкм.

Данная статья посвящена обзору исследований свойств соединений InGaAsN и различных методов управления длиной волны излучения в гетероструктурах (ГС) InAs/InGaAsN/GaAs, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией. Представлены результаты исследований различных типов гетероструктур с квантово-размерными слоями InGaAsN: 1) традиционные квантовые ямы InGaAsN в матрице GaAs, 2) квантовые точки InAs, помещенные в слой (In)GaAsN, 3) гетероструктуры InAs/GaAs/InGaAsN с напряженно-компенсированными сверхрешетками (НКСП) с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ), излучающими в области от 1.3 до 1.76 мкм при комнатной температуре.

## 2. Эксперимент

Исследованные структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs (001) на установках ЭП-1203 (Россия) и RIBER-32 (Франция) с плазменным источником азота с радиочастотным разрядом (Applied Epi UNI-bulb RF Plasma Source). Температура подложки при росте азотсодержащих слоев находилась в области 350–370°C. Остальная часть структуры выращивалась при 500–600°C. Активные области осаждались в середину волноводного слоя GaAs, ограниченного со стороны подложки и поверхности барьерами Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. После роста

<sup>†</sup> E-mail: mamutin@mail.ru

верхнего слоя  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  проводился отжиг структуры в течение  $\sim 5$  мин в потоке мышьяка при температуре около  $700^\circ\text{C}$ . Планарность и качество слоев во время роста контролировались системой дифракции быстрых электронов [3].

Для исследования свойств квантово-размерных слоев  $\text{InGaAsN}$  были выращены структуры, в которых варьировалось содержание In и N в диапазонах 0.25–0.41 и 0–0.05 мольных долей соответственно. Гетероструктуры с квантовыми точками  $\text{InAs}/\text{GaAs}$  выращивались по механизму роста Странски–Крастанова. Квантовые точки  $\text{InAs}$  либо осаждались в слой  $\text{GaAsN}$  толщиной 0–100 нм и мольной долей азота 0–0.025, либо зарождались слоем  $\text{InGaAs(N)}$  с концентрацией азота 0–0.02 [3].

Для исследования возможности смещения излучения квантовой ямы  $\text{InGaAsN}$  в длинноволновую сторону с помощью короткопериодной сверхрешетки  $\text{GaAsN}/\text{InGaAsN}$  были выращены структуры, в которых КЯ  $\text{InGaAsN}$  помещалась в сверхрешетку, состоящую из слоев  $\text{GaAs}_{0.96}\text{N}_{0.04}/\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$ . Толщина слоя  $\text{GaAs}_{0.96}\text{N}_{0.04}$  варьировалась в диапазоне 1.0–2.0 нм, а толщина слоя  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  — в диапазоне 0.5–1.0 нм. Количество слоев сверхрешетки изменялось от 10 до 30. Для дальнейшего увеличения длины волны излучения было предложено дополнительно в середину квантовой ямы  $\text{InGaAsN}$  поместить слой  $\text{InAs}$  толщиной порядка одного монослоя. Общая толщина КЯ  $\text{InGaAsN}$  в структурах составляла 6.8 нм и не превышала критической.

Фотолюминесценция (ФЛ) структур возбуждалась  $\text{Ar}^+$ -лазером, работающим в непрерывном режиме ( $W = 1\text{--}1500$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 514$  нм), или лазером  $\text{YAG}:\text{Nd}$ , работающим на второй гармонике в непрерывном режиме ( $W = 1500$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 532$  нм).

### 3. Основная часть

#### 3.1. Физические свойства твердого раствора $\text{InGaAsN}$

Уникальные физические свойства соединений  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}\text{N}$  обусловлены химическими свойствами азота. Из-за большого различия в постоянных решетки  $(\text{In})\text{GaAs}$  и  $\text{GaN}$  (более 20%) существует зона несмешиваемости этих двух материалов, что приводит к трудности синтеза слоев  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}_{1-x}\text{N}_x$  и ухудшению их кристаллических свойств с формированием различных кластеров типа:  $(\text{In})\text{GaN}$ ,  $(\text{In})\text{GaAs}$ ,  $\text{GaAsN}$  при  $x > 0.10$  [4]. Поэтому большинство публикаций рассматривает области составов  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}_{1-x}\text{N}_x$  при  $x < 0.10$ .

**3.1.1. Ширина запрещенной зоны твердого раствора  $\text{InGaAsN}$ .** Получение твердых растворов  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}\text{N}$  было мотивировано возможностью связать между собой арсенидные и нитридные соединения и тем

самым создать излучатели на основе прямозонных материалов  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ , полностью перекрывающие видимый диапазон длин волн. Соединение  $\text{GaAsN}$  действительно продемонстрировало свойства прямозонного материала. Однако, как показали еще первые эксперименты, край поглощения  $\text{GaAsN}$  смещался в сторону меньших, а не больших энергий фотона с увеличением концентрации азота [1], и ширина запрещенной зоны не увеличивалась, а уменьшалась. Сильный прогиб в зависимости ширины запрещенной зоны  $\text{GaAsN}$  от состава объясняется высоким значением электроотрицательности атомов азота [5]. В работе [6] была предложена модель антипересечения зон (Band Anticrossing (BAC) Model), которая позволяет описать изменение ширины запрещенной зоны от состава по азоту в слоях  $(\text{In})\text{GaAsN}$ . В этой модели рассматривается взаимодействие локализованного азотного уровня с зоной проводимости, в результате которого происходит расщепление зоны проводимости на две подзоны  $E_+$  и  $E_-$ . В случае внедрения азота в слой  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  положение локализованного уровня азота при комнатной температуре описывается формулой

$$E_N(y) = 1.65 - 0.4y(1 - y), \quad (1)$$

где  $E_N$  — в эВ.

В предположении, что однородно расположенные атомы азота слабо взаимодействуют с делокализованными состояниями полупроводниковой матрицы, решение возмущенной задачи на нахождение собственных значений волновой функции частицы имеет следующий вид:

$$E_{\pm}(k) = \frac{E_N + E_M(k) \pm \{ [E_N - E_M(k)]^2 + 4V_{NM}^2 \}^{1/2}}{2}, \quad (2)$$

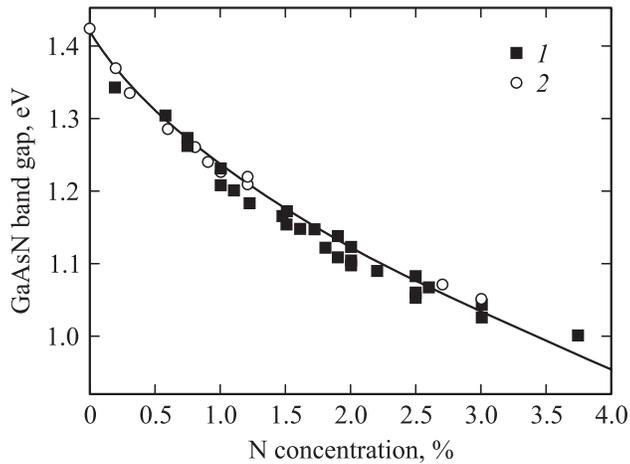
где  $E_M(k)$  — дисперсионная зависимость энергии дна зоны проводимости материала полупроводниковой матрицы,  $V_{NM}$  — матричный элемент взаимодействия. Он может быть представлен как

$$V_{NM} = C_{NM}x^{1/2}, \quad (3)$$

где  $x$  — концентрация азота в слое, а  $C_{NM}$  — константа, описывающая связь между локализованными состояниями и состояниями матрицы.

Нами было проведено моделирование изменения ширины запрещенной зоны упругонапряженного слоя  $\text{GaAsN}$  с помощью методики, предложенной в [6], и учтено влияние напряжений в эпитаксиальном слое  $\text{GaAsN}$  на положение энергетических зон (дна зоны проводимости и потолка валентной зоны) с помощью модели, предложенной в [7]. Вычисления выполнялись в приближении линейной зависимости постоянных упругости и постоянной решетки от состава. При расчете использовались следующие значения постоянных упругости  $\text{GaAs}$ :

$$c_{11} = 1.19 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2, \quad c_{12} = 0.534 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2,$$



**Рис. 1.** Ширина запрещенной зоны слоев GaAsN, полученная с помощью модели антипересекающихся зон с учетом когерентных напряжений в слое (сплошная линия), и экспериментальные значения, полученные: 1 — из положений максимумов фотолюминесценции, 2 — из спектров поглощения в зависимости от концентрации азота.

гидростатического деформационного потенциала:

$$a_c = -7.17 \text{ эВ} \quad \text{и} \quad a_v = 1.16 \text{ эВ},$$

деформационного потенциала сдвига  $b = -1.7$  эВ, ширины запрещенной зоны  $E = 1.42$  эВ, постоянной решетки  $a = 5.653 \text{ \AA}$ , сдвига усредненной энергии валентной зоны  $E_{V_{av}} = -6.92$  эВ. Значение коэффициента  $C_{NM}$  оказалось равным  $2.7$  эВ, что согласуется с опубликованными данными [6].

Полученная зависимость ширины запрещенной зоны слоев GaAsN, осажденных на подложку GaAs, полученная с помощью модели антипересечения зон с учетом когерентных напряжений в слое, приведена на рис. 1 (сплошная линия). Также на рис. 1 представлены экспериментальные значения, полученные из положений максимумов фотолюминесценции (1), и значения ширины запрещенной зоны, полученные из спектров поглощения (2), для слоев GaAsN различного состава.

**3.1.2. Структура валентной зоны твердого раствора InGaAsN.** В работах [8–11] было показано, что большое различие параметров кристаллической решетки слоев GaAsN и подложки GaAs приводит к возникновению напряжения в слоях GaAsN. В результате происходит изменение положения краев зоны проводимости и валентной зоны и расщепление энергетических уровней валентной зоны. Существуют различные теоретические модели, описывающие поведение края валентной зоны соединений GaAsN [10,12,13]. В работе [14] было показано, что критическая толщина слоев GaAsN значительно превышает величину, которую можно получить исходя из модели Мэтьюса и Блексли [15]. Поэтому большинство имеющихся слоев GaAsN являются упругонапря-

женными и испытывают биаксиальное напряжение растяжения. Это приводит к расщеплению уровней легкой и тяжелой дырок, так что верхней валентной зоной оказывается зона легких дырок. В работе [16] на основе проведенных измерений спектров электроотражения от слоев GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>/GaAs и полученных данных об энергии расщепления подзон валентной зоны показано, что потенциал деформации для валентной зоны имеет нелинейный характер от содержания азота  $x$ . При этом считалось, что постоянные упругости не зависят от состава.

**3.1.3. Кристаллическая решетка твердых растворов InGaAsN.** Отклонение от линейного закона для постоянных упругости и постоянной решетки описано в [17,18]. В этих работах исследованы слои GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>/GaAs различного состава ( $0 < x < 0.03$ ) с использованием методов вторичной ионной масс-спектропии (SIMS) и дифракции рентгеновских лучей для получения кривых качания с целью определения концентрации азота в слоях. Оказалось, что вычисление концентрации азота в слоях GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub> для  $x > 0.015$  из результатов рентгеновской дифрактометрии в приближении линейной зависимости постоянных упругости дает заниженный результат по сравнению с данными вторичной ионной масс-спектропии. Другими словами, для концентраций азота  $x > 0.015$  наблюдается отклонение постоянной решетки от закона Вегарда. В работе [17] было предложено следующее выражение для зависимости постоянной решетки GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub> от концентрации азота  $x$ :

$$a_0 = a_{\text{GaAs}} - 1.0605x - 20.95x^2.$$

Авторы считают, что основной причиной такого отклонения является неидеальность твердого раствора GaAsN, а именно, существование межузельных комплексов N–As, N–N, образующихся вследствие большой разницы ковалентных радиусов атомов азота (0.075 нм), мышьяка (0.120 нм) и галлия (0.126 нм), а также низких температур осаждения материала.

Необходимо отметить, что добавление атомов In в GaAsN приводит к компенсации сжатия в решетке, индуцированного азотом. При линейной зависимости постоянной решетки от состава твердый раствор In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N<sub>y</sub>As<sub>1-y</sub> является решеточно-согласованным с GaAs для составов  $x \approx 2.5y$  [17].

**3.1.4. Оптические свойства твердых растворов (In)GaAsN.** Так как основной областью применения соединения (In)GaAsN является оптоэлектроника, наибольшая часть опубликованных работ посвящена улучшению оптических свойств соединения и определению основного механизма излучательной рекомбинации. Форма спектра фотолюминесценции слоев (In)GaAsN асимметрична: высокоэнергетичный край описывает распределение носителей по температуре, в то время

как длинноволновый край полосы излучения имеет существенную экспоненциальную затяжку, отражающую распределение плотности состояний по энергии. Время затухания ФЛ изменяется при движении вдоль контура линии ФЛ для слоя  $\text{GaAs}_{0.78}\text{N}_{0.028}$  от 350 пс на коротковолновом краю до 4–8 нс на длинноволновом краю [4]. Увеличение мощности оптической накачки ведет к коротковолновому сдвигу максимума ФЛ. Температурная зависимость ФЛ также необычна. С увеличением температуры максимум ФЛ сначала сдвигается в сторону меньших энергий фотона, затем испытывает обратный ход в коротковолновую сторону и при температурах, обычно больших чем 140 К, опять двигается в сторону меньших энергий фотона (*S-shaped*), следуя зависимости ширины запрещенной зоны от температуры [19]. В работах [4,20] подобное поведение описывается с помощью рекомбинации носителей, локализованных на флуктуациях потенциала. Значение локализуемого потенциала (40–60 мэВ) зависит от концентрации азота в слое и условий его получения и сильно превосходит флуктуации потенциала из-за неоднородности слоев GaAsP, AlGaAs ( $\sim 1$  мэВ). Основной причиной возникновения флуктуаций потенциала в InGaAsN-слоях считается неоднородность распределения атомов азота и индия и соответственно неоднородность распределения напряжений.

## 3.2. Свойства гетероструктур на основе твердых растворов InGaAsN

### 3.2.1. Тип гетероперехода InGaAs/InGaAsN.

Расположение краев зон в гетеропереходе InGaAsN/GaAs исследовалось различными методами (оптическое поглощение, ФЛ, поляризованное возбуждение ФЛ) [21–23]. Многочисленные исследования в широких диапазонах концентрации азота и индия показали, что в гетеропереходе InGaAsN/GaAs реализуется переход I рода.

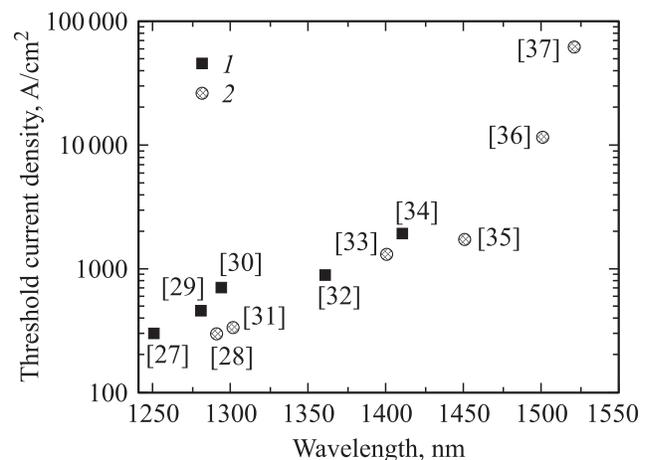
Долгое время нерешенным оставался вопрос о взаимном расположении краев зон в гетеропереходах GaAs/GaAsN и InGaAs/GaAsN. Существовали различные теоретические модели, описывающие поведение края валентной зоны соединений GaAsN [8,12,13]. Так, согласно модели [12], на границе соединений GaAs/GaAsN образуется гетеропереход II рода, в то время как другие приведенные модели демонстрируют существование гетероперехода I рода. Очевидно, что информация о расположении краев зон в гетеропереходах GaAs/GaAsN и InGaAs/GaAsN очень важна при использовании подобных структур в области длин волн, используемых в работе оптоэлектронных устройств. При исследовании гетероструктур GaAs/GaAsN и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_{1-y}\text{N}_y$  в работе [8] нами было показано, что гетеропереход GaAs/GaAsN является гетеропереходом I рода, а гетеропереход  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_{1-y}\text{N}_y$  может быть переходом I или II рода в зависимости от значений  $x$  и  $y$ . Недавно были проведены исследования

ГС  $\text{Ga}_{0.77}\text{In}_{0.23}\text{As}/\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  с помощью спектроскопии с временным разрешением [24]. Так как пространственное перекрытие волновых функций электронов и дырок в случае гетероперехода I рода больше, чем в случае гетероперехода II рода, время затухания ФЛ должно быть меньше в случае гетероперехода I рода, чем в случае гетероперехода II рода. В результате исследований авторы работы показали, что тип гетероперехода  $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  зависит от концентрации азота: для структур с  $x = 0.48\%$  и  $0.72\%$  — I рода, для структур с  $x = 1.25\%$  и  $2.2\%$  — II рода, что согласуется с нашими результатами. Эти заключения были подтверждены и последними работами [25,26].

### 3.2.2. Свойства квантово-размерных слоев InGaAsN в матрице GaAs.

Стандартным способом сдвига длины волны излучения из квантово-размерных слоев InGaAsN выше 1.3 мкм является увеличение концентрации азота и индия и их толщина. Однако использование высоких концентраций In и N, необходимых для получения излучения в области 1.55 мкм ( $[\text{In}] > 35\%$ ,  $[\text{N}] > 3\%$ ) или больших толщин слоев, приводит к ухудшению оптических и структурных свойств InGaAsN квантово-размерных слоев по следующим причинам:

- формирование протяженных дефектов — дислокаций, обусловленное большим различием в постоянных решетке GaAs и слоя InGaAsN;
- распад твердого раствора вследствие существования зоны несмешиваемости, возникновение неоднородностей по составу и неровностей гетерограниц;
- увеличение концентрации дефектов в твердом растворе из-за использования низких температур осаждения квантово-размерных слоев InGaAsN.

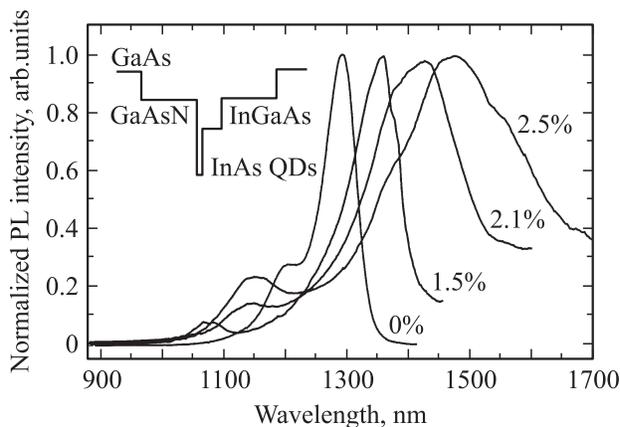


**Рис. 2.** Зависимость плотности порогового тока от длины волны излучения при 300 К для инжекционных лазеров полостковой геометрии на основе квантово-размерных слоев InGaAsN, полученных методами: 1 — MOCVD, 2 — MBE. Цифрами указаны номера ссылок в списке литературы.

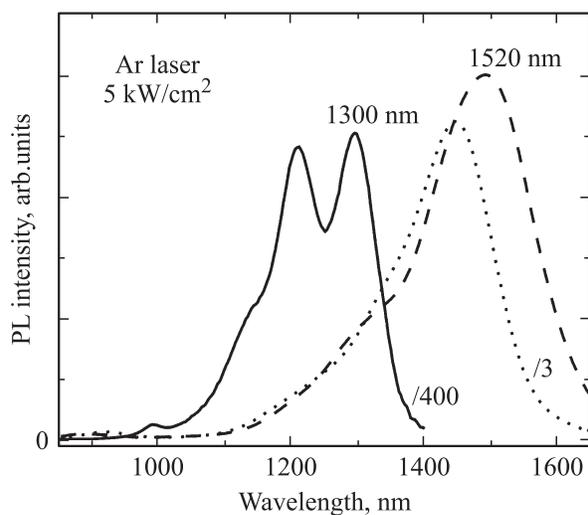
Такое изменение свойств приводит к ухудшению характеристик лазеров для диапазона длин волн выше 1.3 мкм. На рис. 2 представлена зависимость плотности порогового тока от длины волны излучения для инжекционных лазеров полосковой геометрии на основе квантово-размерных слоев InGaAsN, полученных различными авторами [27–37] с помощью метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD) и метода молекулярно-пучковой эпитаксии (MBE). Наблюдаемое увеличение порогового тока с увеличением длины волны излучения связано с ухудшением качества структур, вызванного необходимостью использовать большие концентрации азота и индия.

**3.2.3. Свойства структур с квантовыми точками InAs/InGaAs, осажденными в матрицу (In)GaAsN.** Как видно, продвижение в сторону больших длин волн ( $\sim 1.55$  мкм) для рассмотренного выше типа гетероструктур на основе квантово-размерных слоев InGaAsN/GaAs затруднено вследствие принципиальных ограничений, налагаемых пределом псевдоморфного роста, фазовой сепарацией твердого раствора и особенностями роста InGaAsN. Новый способ реализации излучения в области больших длин волн излучения, вплоть до 1.55 мкм, был предложен нами в 2002 г. [3]. За основу в эксперименте были приняты квантовые точки InAs, помещенные в слой GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>. Структуры с КТ InAs в матрице GaAs излучали при комнатной температуре в области 1.3 мкм. Подход, позволяющий получить излучение на длине волны 1.3 мкм от КТ InAs, был предложен ранее и заключался в эффекте активированного изменения состава твердого раствора In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As в процессе зарастивания им квантовых точек, полученных осаждением InAs эффективной толщиной 2.3 монослоя [38]. Осаждение КТ InAs в узкозонной матрице GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub> позволило нам использовать технологию получения КТ InAs, излучающих на длине волны 1.3 мкм, для увеличения длины волны. Добавление азота в материал матрицы (GaAs) приводит к значительному уменьшению ширины ее запрещенной зоны и соответствующему увеличению длины волны фотолюминесценции КТ. При увеличении концентрации азота в материале матрицы до 2.5% максимум ФЛ КТ сдвигается до 1.50 мкм (рис. 3). В то же время увеличение содержания азота в матрице приводит к значительному падению интенсивности и увеличению полуширин линий ФЛ (FWHM) структур вследствие усиления роли безызлучательной рекомбинации из-за формирования дефектов в слое GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>, связанных с трудностями синтеза соединения GaAsN [39].

Поэтому нами был предложен второй цикл экспериментов [40], в котором добавление азота производилось не в материал матрицы, а в тонкий слой In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As, покрывающий массив КТ. Этот подход является более гибким, так как позволяет оперировать большим количеством параметров для варьирования длины волны излучения КТ: как толщина, так и состав покрывающего



**Рис. 3.** Спектры фотолюминесценции квантовых точек InAs/InGaAs, помещенных в слой GaAsN различного состава (указан около кривых), полученные при комнатной температуре. На вставке приведено схематическое изображение дна зоны проводимости в исследованных структурах.



**Рис. 4.** Спектры фотолюминесценции квантовых точек InAs, покрытых различными слоями при  $T \approx 300$  К: сплошная линия — In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As (5 нм), пунктирная линия — In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As (2 нм)/In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As<sub>0.976</sub>N<sub>0.024</sub> (3 нм), штриховая линия — In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As (1 нм)/In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As<sub>0.976</sub>N<sub>0.024</sub> (4 нм).

слоя In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>. С увеличением толщины слоя In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As<sub>0.976</sub>N<sub>0.024</sub> от 0 до 4 нм наблюдается сдвиг длины волны максимума ФЛ КТ от 1.3 до 1.52 мкм (рис. 4). Тем не менее интенсивность фотолюминесценции таких структур значительно ниже интенсивности ФЛ КТ, покрытых только слоем In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As и излучающих в области 1.3 мкм (этот факт позволил нам ранее получить низкопороговые лазеры с длиной волны  $\sim 1.3$  мкм при комнатной температуре [41,42]). По-видимому, такое снижение эффективности ФЛ связано с наличием сильных напряжений в слое In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub>, приводящих к формированию дефектов в структуре.

### 3.2.4. Использование дополнительных слоев (In)GaAsN в структурах с квантовыми ямами InGaAsN/GaAs.

В качестве другого способа уменьшения мольной доли азота в квантовой яме InGaAsN в работах [42,43] нами было предложено поместить этот слой в матрицу GaAsN, что позволило уменьшить высоту барьеров вокруг ямы. С помощью этого метода удалось увеличить длину волны до 1.41 мкм без ухудшения качества ФЛ и несколько улучшить эффективность ФЛ на длине волны 1.55 мкм. Тем не менее напряжения на гетерогранице GaAsN/InGaAsN приводят к ухудшению излучательных свойств гетероструктуры. Для решения этой проблемы в [44] вместо слоя GaAsN было предложено использовать слой твердого раствора  $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ . Увеличение эффективной толщины квантовой ямы и изменение ее эффективного состава позволило авторам получить излучение при комнатной температуре на длине волны 1.56 мкм.

### 3.2.5. Гетероструктуры InAs/GaAsN/InGaAsN с компенсацией напряжений.

В 2004 г. нами был предложен новый метод получения эффективного излучения в области 1.55 мкм с помощью использования короткопериодной сверхрешетки GaAsN/InGaAsN, окружающей квантовую яму InGaAsN, в центр которой добавлен узкозонный слой InAs толщиной порядка 1 монослоя [45]. Этот метод позволяет уменьшить ширину запрещенной зоны матрицы и существенно понизить среднюю концентрацию азота и индия в активной области структуры, необходимую для получения излучения в области 1.55 мкм. Кроме того, использование сверхрешеток GaAsN/InGaAsN [46], частично компенсирующих механическое напряжение, позволяет до некоторой степени подавить нежелательные явления, связанные с распадом сильно напряженного твердого раствора InGaAsN, и образование дислокаций и, как результат, повысить эффективность излучательной рекомбинации. Как было показано в работах [47,48], с помощью предложенного метода возможно управлять длиной волны излучения в широком диапазоне от 1.3 до 1.76 мкм без существенного ухудшения излучательных характеристик. Например, использование сверхрешетки  $\text{GaAs}_{0.96}\text{N}_{0.04}/\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  позволяет, благодаря уменьшению потенциала барьера, сдвинуть длину волны излучения квантово-размерного слоя  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  до 1.4 мкм без существенного ухудшения интенсивности ФЛ (структура 1 на рис. 5). Добавление тонкого слоя InAs (структура 2 на рис. 5) в центр квантово-размерного слоя  $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}_{0.974}\text{N}_{0.026}$  приводит к сдвигу линии излучения до 1.49 мкм без падения интенсивности ФЛ. А увеличение чередующихся слоев GaAsN/InGaAsN окружающей сверхрешетки на одну пару с обеих сторон КЯ приводит к дальнейшему длинноволновому сдвигу до 1.50 мкм (структура 3 на рис. 5) [48].

Исследование влияния параметров напряженно-компенсированных сверхрешеток на излучательные

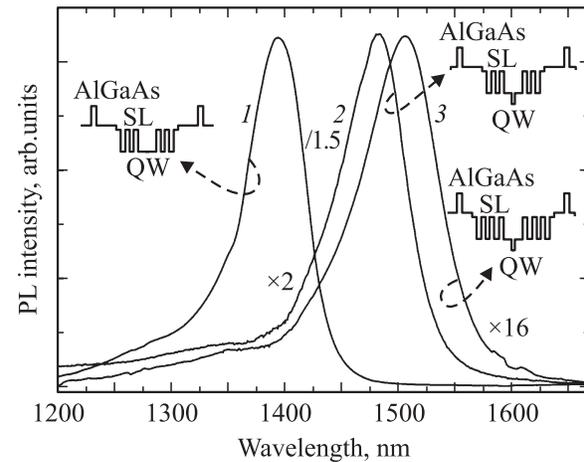


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции различных структур с напряженно-компенсированными сверхрешетками (см. вставки), полученные при комнатной температуре.

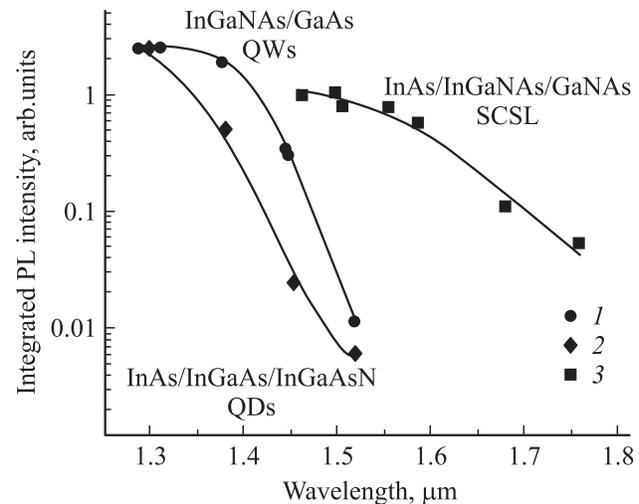


Рис. 6. Зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции от длины волны излучения при комнатной температуре для трех типов гетероструктур: 1 — квантовые ямы InGaAsN/GaAs, 2 — квантовые точки InAs/InGaAsN, 3 — сверхрешетки (SCSL) InAs/GaAsN/InGaAsN.

свойства гетероструктур проведено в работе [49]. Было показано, что общие напряжения в структурах менялись от отрицательных ( $-0.3\%$ ) до положительных ( $+1.0\%$ ), что приводило соответственно к изменению длины волны от 1.42 до 1.66 мкм и увеличению полуширины линий ФЛ (FWHM) с 50 до 85 мэВ. Максимальная интенсивность ФЛ наблюдалась в диапазоне от  $-0.3\%$  до  $+0.5\%$  при излучении в диапазоне 1.50–1.55 мкм [49]. Эти результаты согласуются с работой [50] для системы InGaAsP/InP, где было показано существование области оптимальных напряжений в структуре из нескольких квантовых ям с барьерами (там эта область простиралась от  $-0.17\%$  до  $+0.14\%$ ) для увеличения интенсивности ФЛ на 2 порядка.

На рис. 6 представлены зависимости относительной интегральной интенсивности от длины волны излучения активной области при комнатной температуре для трех типов гетероструктур: 1 — КЯ InGaAsN/GaAs, 2 — КТ InAs/InGaAsN и 3 — НКСП (SCSL — Strain Compensated Super Lattice) InAs/GaAsN/InGaAsN. Интенсивность нормирована на значение, полученное от структуры с содержанием индия  $x = 33\%$  и длиной волны излучения при комнатной температуре  $\sim 1.45$  мкм (реперный (reference) образец). Образцы с КЯ и КТ без сверхрешеток демонстрируют хорошую интенсивность ФЛ вблизи 1.3 мкм, превышая в 3–4 раза реперную интенсивность. При этом полуширины линий ФЛ достигали  $\sim 40$  мЭВ при комнатной температуре (подробное исследование ФЛ было приведено в работе [48]). Однако при увеличении длины волны выше 1.4 мкм происходит падение интенсивности более чем на 2 порядка. Для образцов же с НКСП для длин волн 1.45–1.60 мкм не происходит падения интенсивности ниже чем  $\sim 0.7$  от реперного. Это указывает на перспективность таких структур и их дизайна для лазерных применений в области длин волн вблизи 1.55 мкм.

#### 4. Заключение

В статье рассмотрены различные методы управления длиной волны излучения в ГС, полученных МПЭ, в спектральном диапазоне от  $\sim 1.3$  до  $\sim 1.76$  мкм при комнатной температуре: с помощью ГС с квантовыми ямами InGaAsN/GaAs, ГС с квантовыми точками InAs/InGaAs, осажденными в слой (In)GaAsN, и гетероструктур InAs/InGaAs/InGaAsN с компенсацией напряжений. Наиболее перспективным и показывающим возможности улучшения характеристик лазеров, излучающих на длине волны  $\sim 1.55$  мкм, является предложенный способ с использованием напряженно-компенсированных сверхрешеток GaAsN/InGaAsN. Показано, что использование таких НКСП и дополнительных вставок InAs в активную область улучшает излучательные свойства структур и позволяет продвинуться в сторону увеличения длин волн ФЛ до  $\sim 1.76$  мкм — наибольшей, по нашему мнению, из известных для азотсодержащих соединений на GaAs, без заметного ухудшения излучательной эффективности.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ № 06-02-16958-а, 07-02-01231-а, 07-02-05046-б, 05-02-17784-а и программы президента РАН „Квантовые наноструктуры“.

#### Список литературы

- [1] M. Weyers, M. Sato. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, L853 (1992).
- [2] B.V. Volovik, A.R. Kovsh, W. Passenberg, H. Kuenzel, N. Grote, N.A. Cherkashin, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov. *Semicond. Sci. Technol.* **16**, 186 (2001).
- [3] В.А. Одноблюдов, А.Ю. Егоров, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, В.В. Мамутин, А.Ф. Цацульников, В.М. Устинов. *Письма ЖТФ*, **28**, 82 (2002).
- [4] I.A. Buyanova, W.M. Chen, B. Monemar. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, **6**, 2 (2001).
- [5] S. Sakai, Y. Ueta, Y. Terauchi. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 4413 (1993).
- [6] W. Shan, W. Walukiewicz, K.M. Yu, J.W. Ager III, E.E. Haller, J.F. Geisz, D.J. Friedman, J.M. Olson, S.R. Kurz, X.P. Xin, C.W. Tu. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1221 (1999).
- [7] M.P.C.M. Krijn. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 27 (1991).
- [8] A.Yu. Egorov, V.A. Odnobludov, V.V. Mamutin, A.E. Zhukov, A.F. Tsatsul'nikov, N.V. Kryzhanovskaya, V.M. Ustinov, Y.G. Hong, C.W. Tu. *J. Cryst. Growth*, **251**, 417 (2003).
- [9] M.H. Ya, W.Z. Cheng, Y.F. Chen, T.Y. Lin. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3386 (2002).
- [10] A. Lindsay, E.P. O'Reilly. *Sol. St. Comm.*, **112**, 443 (1999).
- [11] A.Yu. Egorov, V.K. Kalevich, M.M. Afanasiev, A.Yu. Shiryayev, V.M. Ustinov, M. Ikezawa, Y. Masumoto. *J. Appl. Phys.*, **98**, 013 539 (2005).
- [12] S. Sakai, Y. Ueta, Y. Terauchi. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 4413 (1993).
- [13] L. Bellaiche, S.-H. Wei, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **54**, 17 568 (1996).
- [14] K. Uesugi, N. Morooka, I. Suemune. *J. Cryst. Growth*, **201–202**, 335 (1999).
- [15] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee. *J. Cryst. Growth*, **27**, 118 (1974).
- [16] Y. Zhang, A. Mascarenhas, H.P. Xin, C.W. Tu. *Phys. Rev. B*, **61** (7), 4433 (2000).
- [17] W. Li, M. Pessa, J. Likonen. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2864 (2001).
- [18] S.Z. Wang, S.F. Yoon, W.J. Fan, W.K. Loke, T.K. Ng, S.Z. Wang. *J. Appl. Phys.*, **96**, 2010 (2004).
- [19] I.A. Buyanova, W.M. Chen, G. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar, H.P. Xin, C.W. Tu. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 501 (1999).
- [20] M. Queslaty, M. Zouaghi, M.E. Pistol, L. Samuelson, H.G. Grimmeiss, M. Balkanski. *Phys. Rev. B*, **55**, 8220 (1997).
- [21] H.P. Xin, C.W. Tu. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2442 (1998).
- [22] T. Miyamoto, K. Takeuchi, T. Kageyama, F. Koyama, K. Iga. *J. Cryst. Growth*, **197**, 67 (1999).
- [23] M. Hetterich, M.D. Dawson, A.Yu. Egorov, D. Bernklau, H. Riechert. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1030 (2000).
- [24] K. Hantke, J.D. Heber, C. Schlichenmaier, A. Thränhardt, T. Meier, B. Kunert, K. Volz, W. Stolz, S.W. Koch, W.W. Rühle. *Phys. Rev. B*, **71**, 165 320 (2005).
- [25] R. Kudrawiec. *J. Appl. Phys.*, **101**, 023 522 (2007).
- [26] R. Kudrawiec, S.R. Bank, H.B. Yuen, H. Bae, M.A. Wistey, L.L. Goddard, J.S. Harris. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 131 905 (2007).
- [27] M. Kawagushi, E. Gouardes, D. Schlenker, T. Kondo, T. Miyamoto, F. Koyama, K. Iga. *Electron. Lett.*, **36**, 1776 (2000).
- [28] B. Borchert, A.Yu. Egorov, S. Illek, H. Riechert. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **12**, 597 (2000).
- [29] M. Kawagushi, T. Miyamoto, E. Gouardes, D. Schlenker, T. Kondo, F. Koyama, K. Iga. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, L744 (2001).
- [30] T. Takeuchi, Y.-L. Chang, M. Leary, A. Tandon, H.-C. Luan, D.P. Bour, S.W. Corzine, R. Twist, M.R. Tan. *IEEE LEOS, post deadline session*, 2001.
- [31] D.A. Livshits, A.Yu. Egorov, H. Riechert. *Electron. Lett.*, **36**, 1381 (2000).

- [32] K.-S. Kim, S.-J. Lim, K.-H. Kim, J.-R. Yoo, T. Kim, Y.-J. Park. IEEE Phot. Techn. Lett., **16**, 1994 (2004).
- [33] J. Wei, F. Xia, C. Li, S.R. Forrest. IEEE Phot. Techn. Lett., **14**, 597 (2002).
- [34] J.-Y. Yeh, N. Tansu, L.J. Mawst. Electron. Lett., **40**, 739 (2004).
- [35] R. Averbeck, G. Jaschke, L. Geelhaar, H. Riechert. IEEE Sem. Laser Conf. (Sept. 21–25, 2004) Conference Digest, p. 69 (2004).
- [36] D. Gollub, S. Moses, A. Forchel. Electron. Lett., **40**, 1181 (2004).
- [37] T. Kitatani, K. Nakahara, M. Kondow, K. Uomi, T. Tanaka. Jpn. J. Appl. Phys., **39** L86 (2000).
- [38] K. Mukai, N. Ohtsuka, M. Sugawara, S. Yamazaki. Jpn. J. Appl. Phys., **33**, L1710 (1994).
- [39] A.R. Kovsh, J.S. Wang, L. Wei, R.S. Shiao, J.Y. Chi, V.V. Volovik, A.F. Tsatsulnikov, V.M. Ustinov, J. Vac. Sci. Technol. B, **20**, 1158 (2002).
- [40] И.П. Сошников, Н.В. Крыжановская, Н.Н. Леденцов, А.Ю. Егоров, В.В. Мамутин, В.А. Одноблюдов, В.М. Устинов, О.М. Горбенко, Н. Kirmse, W. Neumann, D. Bimberg. ФТП. **38**, 354 (2004).
- [41] В.А. Одноблюдов, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.В. Мамутин, Е.В. Никитина, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, В.М. Устинов. Письма ЖТФ, **29**, 77 (2003).
- [42] В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.А. Одноблюдов, В.В. Мамутин, Д.А. Лившиц, Н.В. Крыжановская, Е.С. Семенова, Е.В. Никитина, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов. Изв. АН. Сер. физ., **68**, 15 (2004).
- [43] В.А. Одноблюдов, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.В. Мамутин, Е.В. Никитина, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, В.М. Устинов. Письма ЖФТ, **29** (10), 77 (2003).
- [44] H.Y. Liu, M. Hopkinson, P. Navaretti, M. Gutierrez, J.S. Ng, P.R. David. Appl. Phys. Lett., **83**, 4951 (2003).
- [45] А.Ю. Егоров, В.В. Мамутин, В.М. Устинов. Патент РФ № 225760 (Заявка № 2004113171, приоритет от 28.04.2004).
- [46] A. Livshits, A.Yu. Egorov, H. Riechert. Electron. Lett., **36**, 1381 (2000).
- [47] В.С. Михрин, Е.С. Семенова, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Ю.Г. Мусихин, А.П. Васильев, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, В.М. Устинов. ФТП, **40**, 347 (2006).
- [48] N.V. Kryzhanovskaya, A.Yu. Egorov, V.V. Mamutin, N.K. Polyakov, A.F. Tsatsulnikov, Yu.G. Musikhin, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, D. Bimberg. Semicond. Sc. Technol., **20**, 961 (2005).
- [49] В.В. Мамутин, О.В. Бондаренко, А.П. Васильев, А.Г. Гладышев, А.Ю. Егоров, Н.В. Крыжановская, В.С. Михрин, В.М. Устинов. Письма ЖТФ, **33**, 53 (2007).
- [50] M. Mitsuhashi, M. Ogasawara, H. Sugiura. J. Cryst. Growth., **210**, 463 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

## Emission wavelength control methods in InAs/GaAsN/InGaAsN heterostructures on GaAs substrates

V.V. Mamutin, A.Yu. Egorov\*, N.V. Kryzhanovskaya\*, V.S. Mikhrin, A.M. Nadtochy, E.V. Pirogov\*

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia  
\* St. Petersburg Physics and Technology Centre  
for Research and Education,  
Russia Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We review the properties of the InGaAsN alloys, wavelength control methods in InAs/GaAsN/InGaAsN heterostructures containing InGaAsN quantum-size layers, grown by molecular beam epitaxy: (1) InGaAsN quantum wells deposited by conventional mode in GaAs matrix, (2) InAs quantum dots deposited in (In)GaAsN layer, (3) InAs/GaAsN/InGaAsN strain-compensated superlattices with quantum wells and quantum dots. The structures under investigations have demonstrated and controllable changed photoluminescence wavelength in a telecommunication wavelength range of 1.3–1.76  $\mu\text{m}$  at room temperature.