

Влияние легирования барьерных слоев на эффективность фотолюминесценции напряженных гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP

© Е.С. Колодезный¹, А.С. Курочкин¹, С.С. Рочас¹, А.В. Бабичев¹, И.И. Новиков¹,
А.Г. Гладышев¹, Л.Я. Карачинский², А.В. Савельев^{1,3}, А.Ю. Егоров¹, Д.В. Денисов^{2,4}

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики,
197101 Санкт-Петербург, Россия

² ООО „Коннектор Оптик“,
194292 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197376 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: anton@beam.ioffe.ru

(Получена 13 марта 2018 г. Принята к печати 19 марта 2018 г.)

Исследована фотолюминесценция образцов напряженных гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке InP(100), с активной областью состоящей из 9 квантовых ям $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ и δ -легированных барьеров $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{As}$. Исследование спектров фотолюминесценции показало, что легирование примесью p -типа приводит к росту эффективности фотолюминесценции при малых уровнях возбуждения по сравнению с гетероструктурой с нелегированными барьерами, а легирование барьеров до уровня $(1-2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ приводит к подавлению безызлучательной рекомбинации.

DOI: 10.21883/FTP.2018.09.46152.8865

1. Введение

Современное развитие физики полупроводниковых лазеров во многом связано с задачей увеличения частоты прямой токовой модуляции лазерного источника для увеличения скорости передачи информации по оптическим каналам связи [1]. Основным методом для повышения частоты в вертикально-излучающих лазерах (ВИЛ) спектрального диапазона 1300–1550 нм является увеличение дифференциального усиления активной области лазера [2] за счет повышения механического напряжения в квантовых ямах (КЯ). Однако использование данного подхода ограничено из-за невозможности создавать гетероструктуры с множественными КЯ и параметром несоответствия постоянных решетки КЯ и подложки InP более 2–2.5% [3,4]. В связи с этим для дальнейшего повышения частоты необходимо комбинировать этот подход с другими, среди которых можно выделить селективное легирование активной области вблизи КЯ [5]. В данном случае подразумевается легирование тонкого слоя в матрице С или Si, т.е. акцепторной и донорной примесью. Тогда изменяется зарядовое состояние КЯ, а также распределение носителей заряда между эмиттерами $p-i-n$ -структуры ВИЛ и потоки электронов и дырок. Увеличение частоты релаксационных колебаний f_R , которая пропорциональна $f_R \propto \sqrt{\Gamma G_{\text{diff}} S}$, где Γ — темп утечки фотонов из резонатора, S — число фотонов, G_{diff} — дифференциальное усиление, связано со зна-

чительным увеличением дифференциального усиления в легированных структурах, что приводит к росту f_R и, потенциально, предельной частоты модуляции лазера за счет нарушения зарядовой нейтральности в КЯ при учете различной плотности распределения носителей разных знаков по энергии [6,7].

В настоящей работе мы представляем результаты исследования эффективности фотолюминесценции квантово-размерных гетероструктур спектрального диапазона 1550 нм с различным уровнем легирования углеродом (примесь p -типа) барьерных слоев.

2. Эксперимент

Исследуемые образцы напряженных гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке InP(100). Активная область гетероструктур состояла из 9 КЯ $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ и из широкозонных барьеров $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{As}$, разделяющих слои КЯ. Толщина барьеров во всех гетероструктурах была одинаковая — 12 нм. Со стороны подложки и поверхности активная область ограничивалась слоями $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Толщина КЯ выбиралась таким образом, чтобы максимум спектра ФЛ соответствовал длине волны 1520 ± 10 нм, и толщина составила 2.9 нм. Были выращены образцы гетероструктур с барьерными слоями, δ -легированными примесью p -типа (углеродом С) в

середину барьерного слоя. Уровень легирования составил $(0.5-1.0-2.0-5.0) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Также была выращена контрольная гетероструктура без легирования барьеров. Спектры фотолюминесценции образцов измерялись на установке PM2000, VerteX, Nanometrics с применением InGaAs-фотодетектора.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) для трех гетероструктур с различной степенью легирования барьерных слоев, измеренные при мощности возбуждения YAG: Nd-лазера 9 мВт (длина волны генерации 532 нм). Хорошо видно, что пиковая интенсивность спектра ФЛ гетероструктуры со степенью легирования $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ выше и его полуширина больше, чем для случая нелегированной гетероструктуры. Анализ полуширины спектра ФЛ измеренной на полувысоте спектра ФЛ (FWHM) в зависимости от уровня, возбуждения, представлен на рис. 2. Диапазон изменений полуширины спектра ФЛ составляет примерно 60–100 мэВ и растет с повышением уровня возбуждения для нелегированной структуры, в то же время для всех легированных структур изменение очень слабое и полуширина практически не меняется с уровнем возбуждения и остается на уровне 80–86 мэВ. Причины такого поведения связаны с тем, что в легированных гетероструктурах все дырочные уровни оказываются всегда заполненными за счет поступления дырок из δ -легированных слоев, и электроны, попадая в яму с определенной энергией и импульсом, всегда могут найти дырку для эффективной излучательной рекомбинации. Таким образом, рекомбинация идет через все возможные дырочные состояния вне зависимости от уровня возбуждения, что приводит к тому, что уже при минимальном уровне возбуждения полуширина спектра ФЛ близка к максимально возможному значению для основного уровня в КЯ.

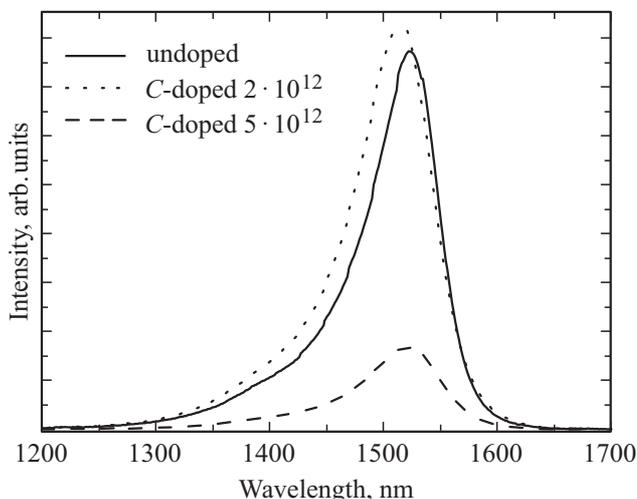


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции гетероструктур.

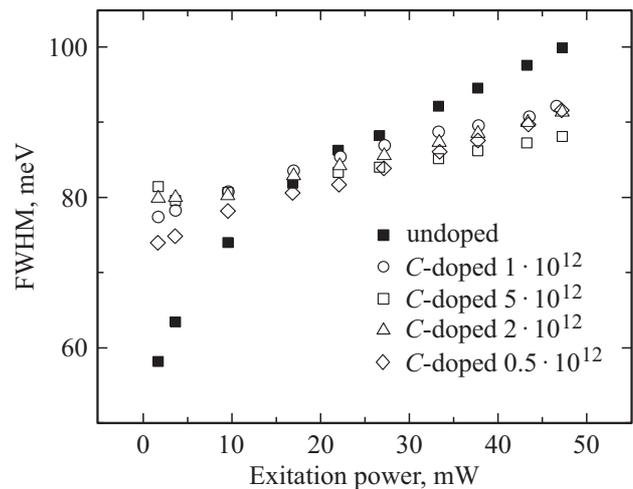


Рис. 2. Зависимость FWHM спектра фотолюминесценции от мощности лазерного возбуждения.

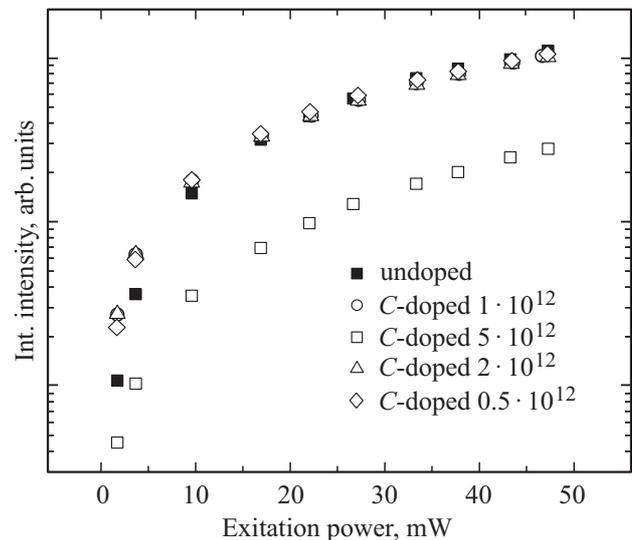


Рис. 3. Зависимость мощности фотолюминесценции от мощности возбуждения.

В случае нелегированной гетероструктуры электрон, попадая в КЯ, может рекомбинировать только с уже захваченными в КЯ дырками, спектр которых ограничен при малой накачке. С ростом накачки дырочные состояния заполняются, и полуширина спектра ФЛ сравнивается с полушириной спектра ФЛ легированной гетероструктуры. Дальнейший рост полуширины спектра ФЛ связан с тем, что уход электронов с основного уровня определяется скоростью захвата дырок на дырочный уровень, что ввиду дефицита дырок, приводит к „зависанию“ электронов на возбужденном уровне и росту излучательной рекомбинации через возбужденное состояние, и, как следствие, к росту полуширины спектра ФЛ.

На рис. 3 представлена зависимость интегральной интенсивности (мощности) излучения от мощности возбуждения. Видно, что интенсивность умеренно леги-

рованных гетероструктур выше, чем у нелегированной гетероструктуры при малых значениях уровня возбуждения (менее 9 мВт), при дальнейшем росте уровня возбуждения значения интегральной интенсивности гетероструктур сравниваются и практически насыщаются. Падение интегральной интенсивности гетероструктуры со степенью легирования $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, по-видимому, связано с тем, что при таком высоком уровне легирования дно „потенциальной КЯ“, образованной на месте δ -слоя, расположено выше дырочного уровня Ферми, что приводит к образованию локального максимума дырочной плотности на месте δ -слоя и к росту рассеяния на ионизованных примесях, и, как следствие, приводит к падению интенсивности излучательной рекомбинации. Схожий эффект, приводящий к падению концентрации электронов в канале транзистора с высокой подвижностью электронов, хорошо изучен [8].

Проведем анализ интегральной интенсивности (мощности) излучения от уровня возбуждения в предположении, что полная скорость излучательной рекомбинации в активной области объемом V выражается [9,10]:

$$P = VBn^2, \quad (1)$$

где n — концентрация носителей и B — коэффициент излучательной рекомбинации, который не зависит от концентрации носителей ниже порога инверсии заселенности [11]. Далее предположим, что имеется два принципиальных канала безызлучательной рекомбинации. Первый связан с безызлучательной рекомбинацией, линейно зависящей от концентрации носителей, второй — это оже-рекомбинация, которая существенна в длинноволновых лазерах [12]. Тогда для полной скорости безызлучательной рекомбинации можно записать:

$$K = V \left(\frac{n}{\tau_{nr}} + Cn^3 \right), \quad (2)$$

где τ_{nr} — время безызлучательной рекомбинации Шоккли–Рида, C — эффективный коэффициент оже-рекомбинации. Будем считать, что рекомбинация вне активной области пренебрежимо мала, тогда для полного рекомбинационного тока можно записать

$$I = e(P + K), \quad (3)$$

где e — заряд электрона. При проведении эксперимента очень сложно точно определить концентрацию носителей или полную выходную мощность P (интегральная интенсивность). Однако использование линейного детектора мощности и неизменность условий измерений во время эксперимента позволяют относительно легко измерять фиксированную долю излучаемой интенсивности, т.е. интенсивность можно представить следующим образом:

$$P_{\text{ext}} = RP, \quad (4)$$

где P_{ext} — это выходная интегральная интенсивности (измеренная мощность), а R — коэффициент пропорциональности между измеренной и излучаемой интенсивностями. Используя выражения (1)–(4), можно получить

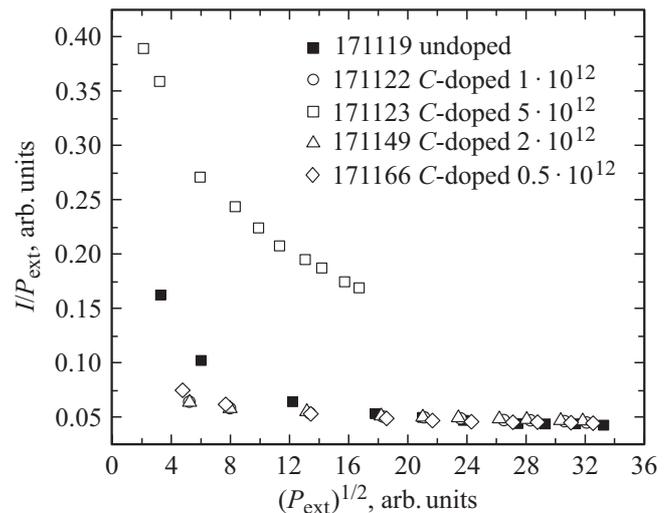


Рис. 4. Зависимость обратной эффективности спонтанной рекомбинации от корня из оптической мощности.

выражение для обратной эффективности спонтанной излучательной рекомбинации:

$$\frac{1}{P_{\text{ext}}} = \frac{e}{R} + \left(\frac{e^2 V}{R} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\tau_{nr}^2 B} \right) \left(\frac{1}{P_{\text{ext}}} \right)^{1/2} + \left(\frac{e^2}{R^3 V} \right)^{1/2} \left(\frac{C}{B^{3/2}} \right) (P_{\text{ext}})^{1/2}. \quad (5)$$

Таким образом, измерение зависимости выходной интегральной интенсивности спонтанного излучения от уровня возбуждения и последующая аппроксимация измеренной зависимости кривой вида (5) позволяют получить информацию о процессах безызлучательной рекомбинации в гетероструктурах.

На рис. 4 представлены зависимости обратной эффективности спонтанной рекомбинации от корня из выходной интегральной интенсивности. Аппроксимация экспериментальных данных кривой вида $A + B/x + Cx$ позволяет легко вычислить коэффициенты при $(P_{\text{ext}})^{1/2}$ и $(P_{\text{ext}})^{-1/2}$.

Из рис. 4 видно, что использованный максимальный уровень оптической накачки — 43 мВт, который был ограничен возможностями измерительной установки, позволяет нам получить данные только для начального участка зависимости, описывающего время безызлучательной рекомбинации Шоккли–Рида (τ_{nr}). Влияние оже-рекомбинации при таких уровнях накачки несущественно.

На рис. 5 приведена зависимость отношения времени безызлучательной рекомбинации нелегированной гетероструктуры к времени безызлучательной рекомбинации легированных гетероструктур от уровня легирования, видно, что отношение времен имеет выраженный минимум при уровне легирования $(1-2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Рост времени безызлучательной рекомбинации при увеличе-

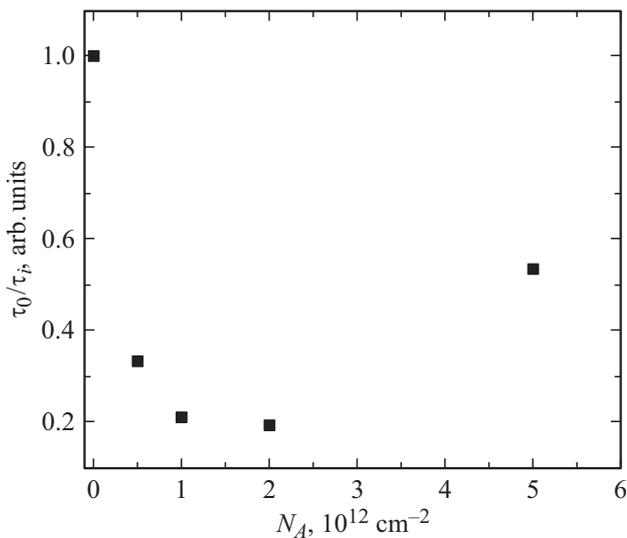


Рис. 5. Зависимость отношения времени безызлучательной рекомбинации нелегированной гетероструктуры к времени безызлучательной рекомбинации легированных гетероструктур от уровня легирования.

нии уровня легирования до $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, по-видимому, связан с ростом рассеяния на ионизованных примесях.

4. Заключение

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках InP выращены напряженные гетероструктуры с 9 КЯ InGaAs, излучающие в спектральном диапазоне $1520 \pm 10 \text{ nm}$. Барьерные слои, разделяющие КЯ, были легированы углеродом (примесью *p*-типа). Легирование проводилось с использованием δ -легирования в центре барьерного слоя. Уровень легирования составил $(0.5-1.0-2.0-5.0) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Показано, что легирование барьеров до уровня $(1-2) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ приводит к росту интенсивности ФЛ при малых уровнях накачки и существенному подавлению безызлучательной рекомбинации. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании и оптимизации активной области полупроводниковых лазеров различного типа.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы“, соглашение № 14.578.21.0253, уникальный идентификатор RFMEFI57817X0253.

Список литературы

- [1] R. Michalzik. *VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers* (Springer International Publishing, London, 2013).

- [2] S. Spiga, A. Andrejew, G. Boehm, M.-C. Amann. *2016 18th Int. Conf. Transparent Opt. Networks* (Trento, Italy, 2016) p. 1.
- [3] A.V. Babichev, A.S. Kurochkin, E.S. Kolodeznyi, A.G. Gladyshev, I.I. Novikov, L.Y. Karachinsky, A.Y. Egorov. *Mater. Phys. Mech.*, **24** (3), 284 (2015).
- [4] I.I. Novikov, A.V. Babichev, E.S. Kolodeznyi, A.S. Kurochkin, A.G. Gladyshev, V.N. Nevedomsky, S.A. Blokhin, A.A. Blokhin, A.M. Nadtochiy. *Mater. Phys. Mech.*, **29** (1), 76 (2016).
- [5] K.J. Vahala, C.E. Zah. *Appl. Phys. Lett.*, **52** (23), 1945 (1988).
- [6] K. Uomi. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29** (1), 81 (1990).
- [7] K. Uomi, T. Mishima, N. Chinone. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29** (1), 88 (1990).
- [8] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Моке-ров, А.А. Черечукин. *ФТП*, **40** (12), 1479 (2006).
- [9] K.R. Poguntke, A.R. Adams. *Electron. Lett.*, **28** (1), 41 (1992).
- [10] K. Mukai, Y. Nakata, K. Otsubo, M. Sugawara, N. Yokoyama, H. Ishikawa. *IEEE J. Quant. Electron.*, **36** (4), 472 (2000).
- [11] Б.Л. Гельмонт, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **25** (1), 2019 (1991).
- [12] M.I. Dyakonov, V.Y. Kachorovskii. *Phys. Rev. B*, **49** (24), 17130 (1994).

Редактор Г.А. Оганесян

Effect of barrier layers doping on the photoluminescence efficiency of strained InGaAlAs/InGaAs/InP heterostructures

E.S. Kolodeznyi¹, A.S. Kurochkin¹, S.S. Rochas¹, A.V. Babichev¹, I.I. Novikov¹, A.G. Gladyshev¹, L.Ya. Karachinsky², A.V. Savelyev^{1,3}, A.Yu. Egorov¹, D.V. Denisov^{2,4}

¹ ITMO University, 197101 St. Petersburg, Russia

² Connector Optics LLC, 194292 St. Petersburg, Russia

³ St. Petersburg Academic University, 194021 St. Petersburg, Russia

⁴ St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“, 197376 St. Petersburg, Russia

Abstract We studied the photoluminescence of InGaAlAs/InGaAs/InP strained heterostructures grown by molecular beam epitaxy on an InP(100) substrate with an active region and consisted of 9 quantum wells $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ and δ -doped barriers $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{As}$. Analysis of the photoluminescence spectra showed that *p*-type doping leads to an increase in the photoluminescence efficiency at a low excitation level in comparison with the heterostructure with undoped barriers, and the doping of the barriers to a level $(1-2) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ leads to a suppression of nonradiative recombination.