

07

Оптическое усиление в сильнолегированных структурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$

© П.А. Бохан¹, К.С. Журавлёв^{1,2}, Дм.Э. Закревский^{1,3,¶}, Т.В. Малин¹, И.В. Осинных^{1,2}, Н.В. Фатеев^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

¶ E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 27 мая 2019 г.

В окончательной редакции 27 мая 2019 г.

Принято к публикации 13 июня 2019 г.

Экспериментально исследованы усилительные характеристики сильнолегированных структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}:\text{Si}$ с $x = 0.65$ и 0.74 при импульсной оптической накачке излучением Nd:YAG-лазера с $\lambda = 266$ nm. Абсолютные значения коэффициентов усиления в максимуме спектра люминесценции при комнатной температуре равны $(0.5-6) \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ при плотностях мощности возбуждения $8-600 \text{ kW/cm}^2$. Полученные значения сечений излучательной и донорно-акцепторной рекомбинации близки по величине и превышают 10^{-16} cm^2 .

Ключевые слова: сильнолегированные структуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}$, усилительные свойства.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.18.48239.17894

Широкозонные пленки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ являются одним из перспективных материалов в оптоэлектронике для создания источников излучения в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра [1]. Варьируя x , можно изменять ширину запрещенной зоны E_g в диапазоне 3.4–6.2 eV. В последнее время был достигнут прогресс в выращивании сильнолегированных структур, обладающих высоким оптическим качеством и способностью излучать в широкой спектральной полосе (до нескольких десятков нанометров). В работах [2,3] сообщалось о том, что при сильном легировании кремнием слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с $x > 0.5$ возникают центры эффективной излучательной рекомбинации с высоким квантовым выходом $\eta > 0.5$, сохраняющие свои люминесцентные свойства до температуры $\sim 400^\circ\text{C}$. Максимум излучения слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ можно смещать в сине-оранжевом спектральном диапазоне путем изменения содержания алюминия.

Коэффициент усиления излучения g , его спектральное распределение, зависимость от уровня возбуждения являются основными характеристиками активной среды. Для их определения в полупроводниковых материалах применяется способ, основанный на измерении зависимости интенсивности возникающего излучения от длины усиливающей области [4]. Однако в работах [5–7] показано, что эта методика не всегда является корректной, так как не учитывает выхода излучения через возбужденную область в пассивную часть исследуемого образца.

В настоящей работе применен иной метод определения g , в котором используется измерение усиления интенсивности пробного излучения от стороннего источника. В экспериментах пробное излучение вводилось под углом 15° к нормали структуры. Одновременно осуществлялась оптическая накачка диафрагмированной

области структуры диаметром 3 mm со стороны пленки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ при нормальном падении излучения — четвертой гармоники Nd:YAG-лазера с энергией кванта излучения $h\nu_p = 4.66 \text{ eV}$ ($\lambda_p = 266 \text{ nm}$), длительностью импульса $\tau_I = 8 \text{ ns}$ и частотой повторения $f = 10 \text{ Hz}$. Пробное излучение и люминесценция, выходящие из структуры, фокусировались в кварцевый световод диаметром 1 mm линзой, расположенной на расстоянии 6–16 cm от поверхности структуры.

В первом варианте измерений в качестве источника пробного излучения использовалась лампа накаливания со спектром в диапазоне $\lambda = 450-580 \text{ nm}$, который вырезался с помощью светофильтра СЗС-21. Регистрируемое излучение через спектральный фильтр с шириной пропускания 10 nm регистрировалось ФЭУ-106 с временным разрешением 5 ns. Во втором варианте применялся импульсный светодиод с гладким спектром излучения с $\lambda = 512 \text{ nm}$ и полушириной $\Delta\lambda = 31 \text{ nm}$, синхронизированный с импульсами лазера накачки. Регистрация спектра излучения на выходе световода осуществлялась спектрометром с разрешением 0.5 nm. Структуры $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ и $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ толщиной $b = 1.2 \mu\text{m}$, легированные атомами кремния с концентрацией $n_{\text{Si}} \approx 1.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ с содержанием атомов кислорода $\sim 1.5 \cdot 10^{18}$ и $\sim 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, углерода $\sim 10^{18}$ и $\sim 6.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ соответственно, были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на (0001) ориентированных сапфировых подложках толщиной 430 μm с буферным слоем AlN толщиной 350 nm. Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

На рис. 1, а приведена типичная картина поведения интенсивности люминесценции $I_{LP}(t)$ для структуры $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ при настройке пропускания монохроматора на максимум спектра излучения на $\lambda_e = 495 \text{ nm}$ в присутствии непрерывного пробного излучения с

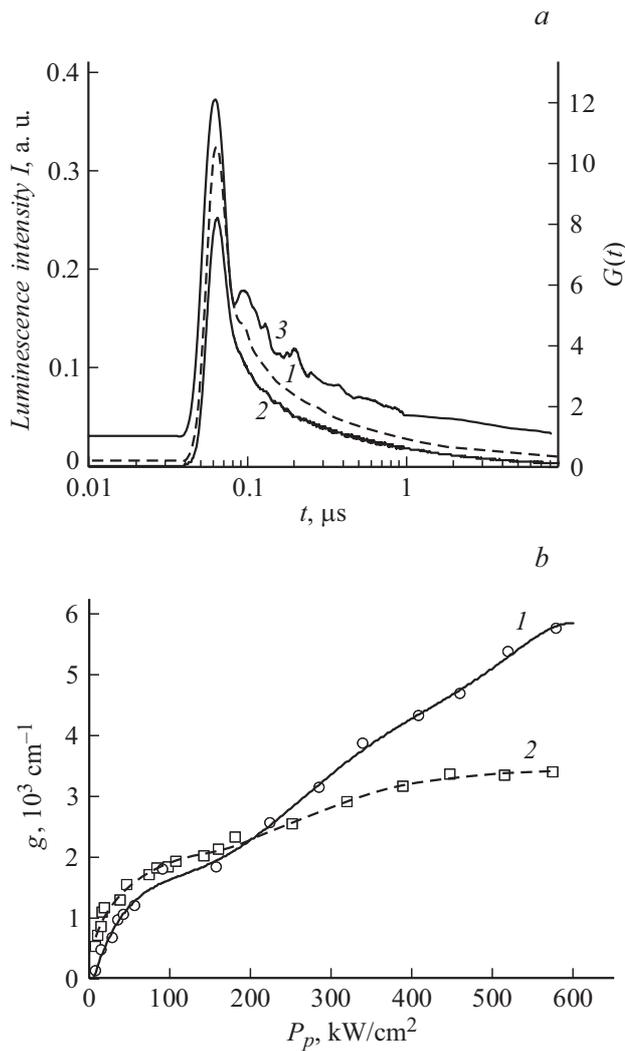


Рис. 1. *a* — импульсы люминесценции в присутствии (1) и в отсутствие (2) непрерывного пробного излучения, а также усиление G (3) (правая шкала). Структура $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$, $P_p = 184 \text{ kW/cm}^2$. *b* — зависимости коэффициентов усиления g от плотности мощности накачки P_p для структур $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ (1) и $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ (2).

плотностью мощности $\sim 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ W/cm}^2$ при плотности мощности накачки $P_p = 184 \text{ kW/cm}^2$ (кривая 1). Кривая 2 на рис. 1, *a* представляет эту же зависимость $I_{L0}(t)$, но в отсутствие пробного излучения. Разница амплитуд кривых 1 и 2, нормированная на постоянную амплитуду пробного излучения I_i , дает временную зависимость усиления в исследуемой структуре $G(t) = (I_{LP}(t) - I_{L0}(t))/I_i$ (кривая 3). Абсолютные значения G для каждой структуры при различных значениях P_p определялись исходя из формулы $G = S/I_i t_m$, где $S = \sum_{k=0}^{k=m} G(t_k) \Delta t$ — площадь под экспериментальными кривыми $G(t)$ в диапазоне времен измерения от 0 до t_m ; $\Delta t = t_{k+1} - t_k = 1 \text{ ns}$ — интервал между измеряемыми точками. Максимальное время измерения $t_m \approx 10 \mu\text{s}$ вы-

биралось соответствующим моменту, когда убывающая по времени величина $G(t_m)$ становится сравнимой с уровнем шума. Аналогичные измерения были проведены для структуры $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ с максимумом спектра люминесценции при $\lambda_e = 460 \text{ nm}$.

На рис. 1, *b* представлены зависимости коэффициентов усиления g , вычисленные по формуле $G = \exp(gb)$ для структур $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ и $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$, при различных значениях P_p . Учет многократного отражения пробного излучения от внешних поверхностей структуры дает поправку к значению g , не превышающую 2%. Абсолютные значения коэффициентов усиления при комнатной температуре равняются $g = (0.5-6) \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ при плотностях мощности возбуждения $P_p = 8-600 \text{ kW/cm}^2$.

На рис. 2 для второго варианта измерений представлены спектры люминесценции в отсутствие (кривая 1) и в присутствии (кривая 2) пробного излучения светодиода с плотностью мощности излучения 15 mW/cm^2 . Разница амплитуд этих спектров представляет спектр усиленного излучения (кривая 3), который сравнивается со спектром пробного излучения (кривая 4). Форма и положение их совпадают, что свидетельствует о когерентном усилении пробного излучения. Из отношения площадей кривых 3 и 4 можно получить величину коэффициента усиления. Полученные значения коэффициентов усиления совпадают с измерениями, выполненными другим способом.

Критерием сильного легирования структур является неравенство $n_{\text{Si}} a_{\text{B}}^3 > 1$, где a_{B} — боровский радиус примесного состояния. Для AlN с эффективной массой электрона $m^* = 0.22$ и диэлектрической постоянной $\epsilon \approx 9$ оно выполняется при $n_{\text{Si}} > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Следовательно, атомы примеси взаимодействуют друг с другом, что приводит к расщеплению энергетических уровней (доноров, акцепторов) в примесные зоны. Для $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$

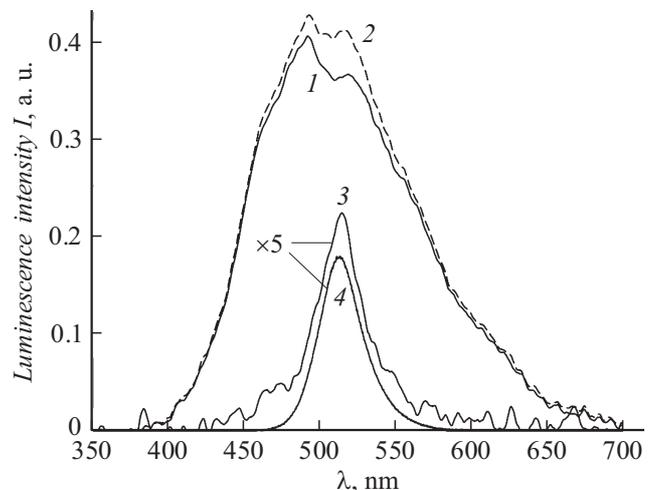


Рис. 2. Спектр люминесценции в отсутствие (1) и в присутствии (2) пробного излучения светодиода, разница интенсивностей люминесценции (3) для кривых 1 и 2, спектр излучения светодиода (4). Структура $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$, $P_p = 390 \text{ kW/cm}^2$.

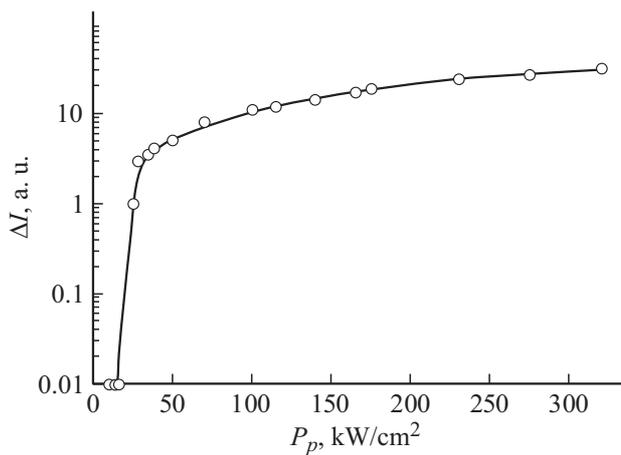


Рис. 3. Зависимость разностной величины ΔI от плотности мощности накачки P_p . Структура $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$.

и $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ величина E_g больше $h\nu_p$ на 0.24 и 0.51 eV и поглощение излучения накачки связано с примесными центрами. Пропускание структур излучения накачки в зависимости от роста мощности при $P_p \approx 100 \text{ kW/cm}^2$ испытывает насыщение. Вблизи этого значения происходит также насыщение коэффициентов усиления g (рис. 1, b). Это связано с заполнением всех свободных центров поглощения при увеличении интенсивности накачки, поскольку равновесное распределение за время действия накачки не устанавливается, так как ее длительность импульса меньше, чем времена рекомбинации. В этом случае число поглощенных квантов сравнивается с числом поглощающих примесных центров, ответственных за поглощение излучения накачки. Из этого условия можно найти концентрацию поглощенных фотонов за один импульс и соответственно возбуждаемых примесных центров n_c . Например, для структуры $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ $n_c \approx I_{th}\tau_1\alpha/bh\nu_p \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, где $\alpha \approx 0.34$ — доля поглощенной энергии накачки. Отсюда эффективное сечение излучательной рекомбинации для этой структуры $\sigma_r = g/n_c \approx 2 \cdot 10^3/3 \cdot 10^{18} \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$.

Временное поведение интенсивности люминесценции (рис. 1, a) имеет сложный характер, что указывает на наличие нескольких механизмов рекомбинации. После импульса накачки наблюдается быстрая интенсивная компонента с экспоненциальным временем спада $\tau \sim 30\text{--}40 \text{ ns}$, переходящая в медленную часть с характерным временем спада до нескольких μs . Именно в ней содержится основная энергетическая доля импульса люминесценции (более 85% от общей энергии). Экспериментальные результаты свидетельствуют о наличии донорно-акцепторного механизма рекомбинации [8], в рамках которого неравновесно созданные электроны и дырки захватываются ионизованными донорами D^+ и акцепторами A^- , превращаясь в нейтральные центры D^0 и A^0 . Возвращаясь к равновесию, электроны на нейтральных донорах излучательно рекомбинируют с дырками на нейтральных акцепторах. Энергия испущенных

фотонов при этих переходах определяется по формуле $E_e = E_g - (E_A + E_D) + e^2/\epsilon R$, где R — расстояние между D^+ и A^- , $(E_A + E_D)$ — сумма центров энергетических положений для акцепторов и доноров. Расчет для структуры $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ при $\lambda_e = 495 \text{ nm}$, $(E_A + E_D) \approx 3 \text{ eV}$ и $E_g = 4.9 \text{ eV}$ дает $R \approx 2.7 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Отсюда можно определить сечение донорно-акцепторной рекомбинации $\sigma_{DA} \approx R^2 \approx 7.3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, которое согласуется с сечением излучательной рекомбинации σ_r .

Большие значения коэффициентов усиления в исследованных структурах делают их перспективными в качестве лазерных сред. Эксперименты по исследованию получения лазерной генерации были проведены с активной средой, образованной двумя структурами, сложенными к друг другу слоями $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$, и помещенной под углом Брюстера к нормали поверхности во внешний резонатор. Полуконфокальный резонатор был образован глухим сферическим зеркалом с радиусом кривизны 7 см и плоским выходным зеркалом с пропусканием 6% на длине волны максимума люминесценции 460 nm. Расчетное значение диаметра пятна излучения накачки в активной среде составляло $\sim 50 \mu\text{m}$. Зависимость разностной величины $\Delta I(P_p) = I_{OR}(P_p) - I_{CR}(P_p)$, где I_{OR} , I_{CR} — интенсивности выходного излучения при открытом и закрытом глухом зеркале, представлена на рис. 3. Зависимость $\Delta I(P_p)$ имеет пороговый характер, а величина I_{OR} зависит от настройки обоих зеркал резонатора и более чем в 4 раза уменьшается при закрытии глухого зеркала, что свидетельствует о наличии генерации, присутствующей одновременно с усиленным излучением при неоднородном характере уширения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0306-2019-0020 и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (18-52-00008).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Nagasawa Y., Hirano A. // Appl. Sci. 2018. V. 8. P. 1264–1299. DOI: 10.3390/app8081264
- [2] Бохан П.А., Журавлёв К.С., Закревский Дм.Э., Малин Т.В., Осинных И.В., Фатеев Н.В. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 1. С. 5–12. DOI: 10.21883/PJTF.2017.01.16442
- [3] Bokhan P.A., Fateev N.V., Malin T.V., Osinnykh I.V., Zakrevsky Dm.E., Zhuravlev K.S. // J. Lumin. 2018. V. 203. P. 127–134. doi.org/10.1016/j.jlumin.2018.06.034
- [4] Shaklee K.L., Leheny R.F. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. P. 475–477. doi.org/10.1063/1.1653501
- [5] Зверев А.Г., Набиев Р.Ф., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Скорбун С.Д. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 9. С. 2011–2014. doi.org/10.1070/QE1980v010n09ABEH010695

- [6] *Lange C., Schwalm M., Chatterjee S., Rühle W.W., Gerhardt N.C., Johnson S.R., Wang J.-B., Zhang Y.-H.* // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. P. 191107 (1–3).
doi.org/10.1063/1.2802049
- [7] *Cerdan L.* // *Opt. Lett.* 2017. V. 42. P. 5258–5261.
doi.org/10.1364/OL.42.005258
- [8] *Osinnikh I.V., Malin T.V., Plyusnin V.F., Suranov A.S., Gilinsky A.M., Zhuravlev K.S.* // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2016. V. 55. P. 05FG09. doi.org/10.7567/JJAP.55.05FG09