

07

Солнечно-слепые $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x > 0.45$) $p-i-n$ -фотодиоды с поляризационно-легированным p -эмиттером

© Н.В. Кузнецова¹, Д.В. Нечаев¹, Н.М. Шмидт¹,
С.Ю. Карпов², Н.В. Ржеуцкий³, В.Е. Земляков⁴,
В.Х. Кайбышев¹, Д.Ю. Казанцев¹, С.И. Трошков¹,
В.И. Егоркин⁴, Б.Я. Бер¹, Е.В. Луценко³,
С.В. Иванов¹, В.Н. Жмерик¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

² ООО „Софт-Импакт“, Санкт-Петербург

³ Институт физики НАН Беларуси, Минск

⁴ НИУ „Московский институт электронной техники“ (МИЭТ), Зеленоград,
Москва

E-mail: kuznetsova@beam.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 8 февраля 2016 г.

Исследовано поляризационное p -легирование слоев AlGaIn с высоким содержанием Al во время их роста плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксией. Продемонстрирована необходимость задания градиента молярной доли AlN в AlGaIn на уровне 0.005 nm^{-1} (градиент состава) для достижения дырочной концентрации на уровне $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (измеренной $C-V$ -методом) в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Mg}$ ($x = 0.52-0.32$) с концентрацией примеси $[\text{Mg}] = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Применение таких слоев в качестве p -эмиттеров в $p-i-n$ -фотодиодах на основе гетероструктур AlGaIn позволило получить максимальные значения фоточувствительности в солнечно-слепом диапазоне ($\lambda = 281 \text{ nm}$) $35 (48) \text{ mA/W}$ при обратных смещениях $U = 0 (-5) \text{ V}$ и плотность темнового тока $3.9 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ при -5 V .

Ультрафиолетовые (УФ) $p-i-n$ -фотодиоды на основе широкозонных соединений $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с высоким содержанием Al ($x > 0.45$), работающие в солнечно-слепом диапазоне спектра ($\lambda < 300 \text{ nm}$), необходимы для радиационно-стойких приборов, применяющихся в астрономии, медицине, экологии и т.д., где высокая чувствительность детектирования достигается за счет отсутствия солнечной засветки [1,2]. Однако для

диодных гетероструктур AlGaN с высоким содержанием Al, наряду с актуальной проблемой повышения их структурного качества (при росте на коммерчески доступных сапфировых подложках плотность прорастающих дислокаций может превышать 10^{10} см^{-2}), чрезвычайно острой проблемой является снижение эффективности дырочного легирования в p -слоях вследствие возрастания энергии ионизации акцепторной примеси Mg в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ от 210 до 610 meV при повышении x от 0 до 1 соответственно [3]. Кроме того, p -легирование AlGaN слоев осложняется тем, что оптимальные для встраивания атомов Mg азот-обогащенные условия роста не позволяют достигать необходимого для большинства приборов двумерного механизма роста слоев [4].

Проблемы n - и p -легирования слоев тройного соединения AlGaN с любым содержанием Al, как было показано в работах [5,6], могут быть решены с помощью метода поляризационного легирования, в котором эффективность ионизации примесей увеличивается за счет действия поляризационного электрического поля. Благодаря наличию внутреннего поляризованного поля в вюрцитных нитридных соединениях, при росте варизонных слоев AlGaN возникает пространственный заряд [7], который компенсируется за счет прихода свободных носителей заряда из других областей, что и обеспечивает легирование варизонного слоя. В случае Ga-полярного роста $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с отрицательным в направлении роста градиентом состава ($\nabla x < 0$) формируется отрицательный пространственный заряд, который будет компенсироваться за счет генерации дырок. Концентрация носителей определяется плотностью поляризационных зарядов (ρ_π), которая задается градиентом вектора поляризации (P): $\rho_\pi = -\nabla P$ и, как следствие, зависит от градиента состава (∇x). Роль легирующей примеси может быть сведена к компенсации ловушек захвата носителей заряда [8], что позволяет получать в слоях с градиентным профилем состава p -тип проводимости даже без использования легирующей примеси [6].

В данной работе исследуется поляризационное p -легирование слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с максимальным содержанием Al $x = 0.52$ и различным градиентом состава, которые использовались в качестве p -эмиттеров в $p-i-n$ -фотодиодах солнечно-слепого диапазона.

Гетероструктуры $p-i-n$ -фотодиодов были выращены с помощью плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ) на подложках $c\text{-Al}_2\text{O}_3$ с использованием буферных слоев AlN толщиной $1.5 \mu\text{m}$, свойства которых были описаны в наших предыдущих работах [9,10]. Эти слои выращивались при температуре

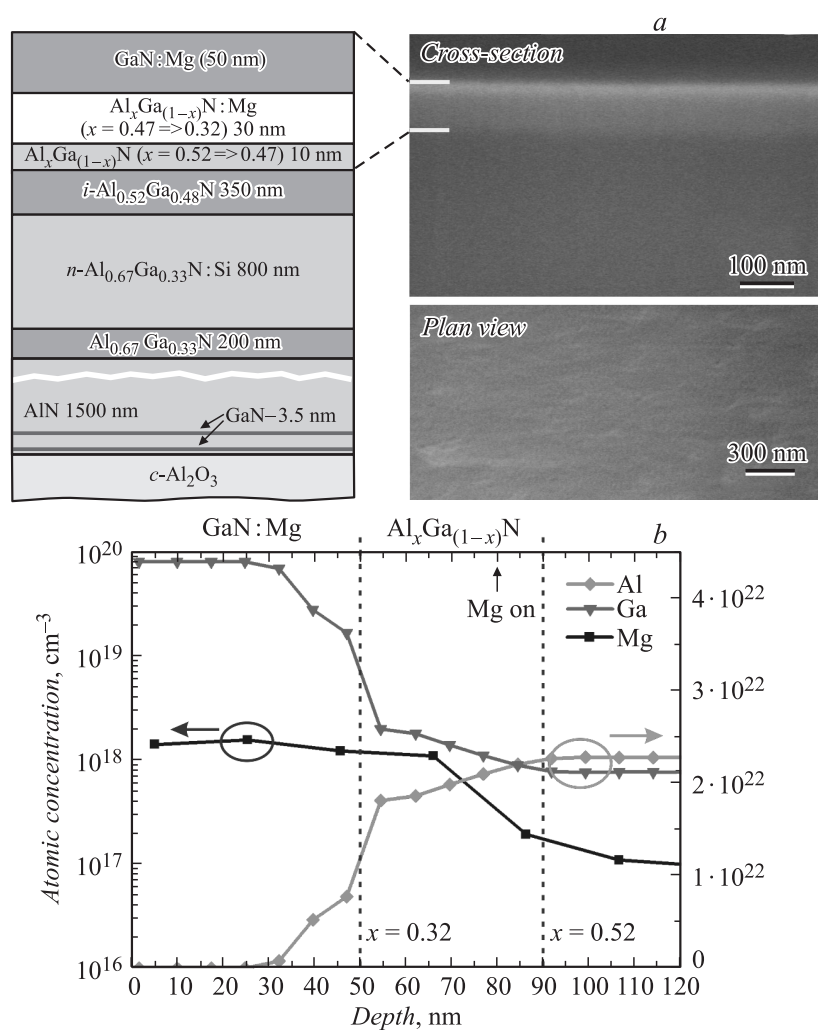


Рис. 1. Схема структуры А и РЭМ-изображения поперечного сечения и поверхности образца (а). Профиль концентрации Al, Ga и Mg в приповерхностном слое p -GaN:Mg (50 nm), поляризационных слоях p - $Al_xGa_{1-x}N:Mg$ ($x = 0.47 \Rightarrow 0.32$) и p - $Al_xGa_{1-x}N$ ($x = 0.52 \Rightarrow 0.47$) суммарной толщиной 40 nm. Левая ось ординат — шкала для [Mg], а правая — для [Al] и [Ga] (b).

подложки $T_S = 770^\circ\text{C}$ с двумя ультратонкими слоями GaN (3.5 nm), введенными для снижения плотности прорастающих дислокаций. После буферного слоя температура подложки снижалась до $T_S = 700^\circ\text{C}$ для роста n -легированного слоя $\text{Al}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{N}:\text{Si}$ толщиной 800 nm и слоя активной области $i\text{-Al}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{N}$ толщиной 350 nm. В структуре *A*, схема которой приводится на рис. 1, *a*, верхний p -эмиттер состоял из нелегированного и легированного Mg слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с толщинами 10 и 30 nm соответственно, в которых содержание Al линейно снижалось в направлении роста от 0.52 до 0.32 (т.е. $\nabla x = -0.005\text{ nm}^{-1}$). Для роста всех слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ использовались металл-обогащенные условия, что позволило управлять содержанием Al в них с помощью простого соотношения $x = F_{\text{Al}}/F_{\text{N}}$, где F_{Al} и F_{N} — потоки атомов Al и активированного N соответственно [9]. Легирование проводилось при потоке Mg с эквивалентным давлением пучка $P_{\text{Mg}} = 2 \cdot 10^{-10}\text{ Torr}$ и температуре $T_S = 700^\circ\text{C}$. Дополнительно была выращена диодная структура *B* с верхним p -эмиттером из слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Mg}$ с максимальным $x = 0.42$ и относительно небольшим $\nabla x = -0.003\text{ nm}^{-1}$ на толщине 100 nm. В обеих структурах сверху при неизменных потоках Mg выращивались приконтактные слои $p\text{-GaN}:\text{Mg}$ толщиной 50 nm. Мезаструктуры фотодиодов формировались с помощью реактивного ионно-плазменного травления в хлорсодержащей среде, а для изготовления n - и p -контактов последовательно осаждались Ti/Al/Ti/Au (n -контакт) и Ni/Au (p -контакт), которые затем вжигались при температурах $T_S = 850^\circ$ и 450°C соответственно в течение 1 min. Площадь верхнего p -контакта составляла $150 \times 150\ \mu\text{m}^2$. Измерения концентрации Mg проводились с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), а концентрация дырок определялась из вольт-фарадных ($C\text{-}V$) характеристик.

Профили ВИМС концентраций атомов Al, Ga и Mg показаны на рис. 1, *b*. На толщине $\sim 90\text{ nm}$ от поверхности начинается линейное изменение концентраций Ga и Al в сторону уменьшения содержания Al и увеличения концентрации Mg от 10^{17} cm^{-3} в начале градиентного нелегированного слоя до $[\text{Mg}] = 1.3 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ в приконтактном слое GaN. РЭМ-изображения (рис. 1, *a*) подтвердили планарность всех интерфейсов в верхней части диодной структуры и относительно гладкую морфологию ее поверхности, что было достигнуто благодаря металл-обогащенным условиям при росте ПА МПЭ. $C\text{-}V$ -измерения обнаружили в образце *A* концентрацию дырок в слоях p -эмиттера на уровне $p \sim 10^{18}\text{ cm}^{-3}$, которая необходима для приборных применений.

В образце B концентрация Mg и дырок составила $[Mg] = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и $p \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ соответственно. Таким образом, экспериментально было подтверждено сильное влияние градиента состава на эффективность поляризационного легирования, которая может быть существенно повышена при увеличении абсолютного значения $|\nabla x|$ с 0.003 до 0.005 nm^{-1} .

На рис. 2, a приводятся обратные ветви вольт-амперных характеристик $p-i-n$ -фотодиода как при отсутствии освещения (темновой ток), так и при тыльном (со стороны подложки) освещении УФ-излучением с длиной волны 283 nm. Плотность темнового тока при обратном смещении -5 V составила $3.9 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$, что является достаточно низким значением для солнечно-слепых фотодиодов AlGaN [1,2].

На рис. 2, b показаны спектральные зависимости фоточувствительности образца $p-i-n$ -фотодиода A при нулевом и обратном смещении -5 V (кривые 1 и 2). Одиночные пики свидетельствуют об образовании объемного заряда в i -слое — активной области $p-n$ -перехода. Максимальная фоточувствительность на длине волны 281 nm составила 35 mA/W при нулевом смещении и 48 mA/W при приложении обратного напряжения -5 V .

Для сравнения на этом же рисунке приводится спектр фоточувствительности фотодиода B (кривая 3), p -эмиттер которого был выращен с меньшим значением модуля градиента состава по сравнению с использованным для роста фотодиода A . Из этого спектра следует, что длинноволновая граница фоточувствительности составляет $\lambda = 360 \text{ nm}$ (негативный отклик). Это говорит о недостаточной дырочной концентрации в слое AlGaN с $\nabla x = -0.003 \text{ nm}^{-1}$ и образовании барьера Шоттки на контакте $p\text{-GaN:Mg/Ni/Au}$ [11]. Отметим, что необходимость задания градиента состава в образце A на уровне $\nabla x = -0.005 \text{ nm}^{-1}$ следует из теоретических расчетов Хохлева и др. [7]. Таким образом, нами экспериментально подтверждено сильное влияние градиента состава AlGaN на эффективность поляризационного p -легирования и качество выходных характеристик фотодиодов. Несмотря на то что полученные значения фоточувствительности $p-i-n$ -фотодиодов пока уступают рекордным образцам $p-i-n$ -фотодиодов, выращенных газофазной эпитаксией из металлоорганических соединений [12] с использованием стандартных методов p -легирования, характеристики фотодиодов в дальнейшем могут быть улучшены за счет оптимизации толщины активной i -области и конструкции буферных слоев с пониженной плотностью прорастающих дислокаций.

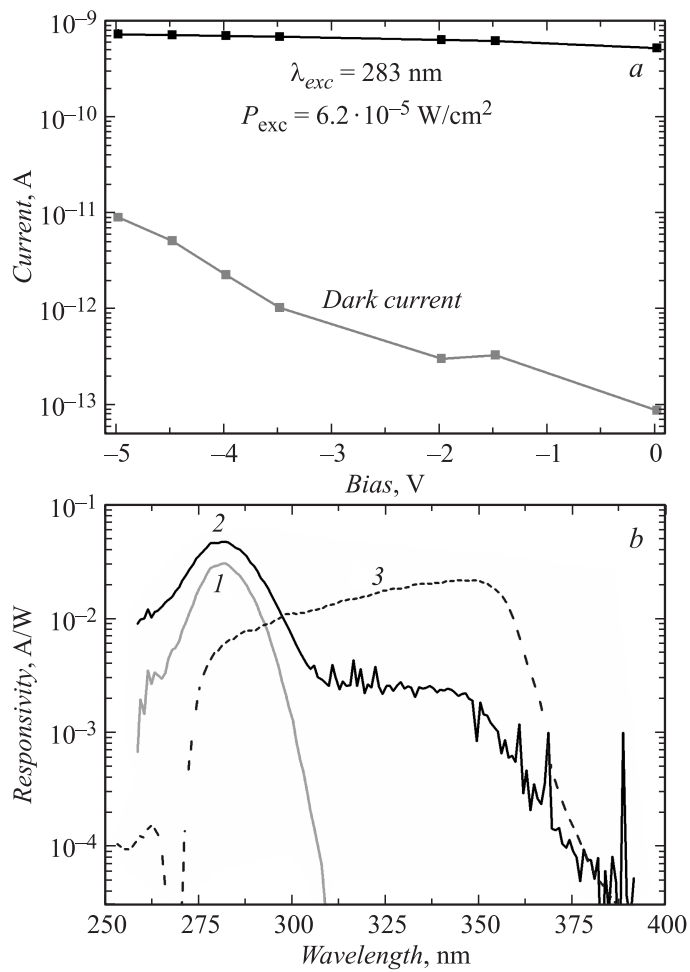


Рис. 2. Темновой ток и обратный ток $p-i-n$ -фотодиода, измеренные при тыльном УФ-освещении с длиной волны 283 нм (а). Фоточувствительность $p-i-n$ -фотодиодов, измеренная при отсутствии напряжения (1), при приложении обратного смещения -5 В (2) и с присутствием отрицательного отклика вследствие образования барьера Шоттки на контакте $p\text{-GaN}/\text{Ni}/\text{Au}$ (3) (b).

В результате в работе продемонстрировано применение метода поляризационного p -легирования гетероструктур $Al_xGa_{1-x}N:Mg$ с высоким содержанием Al ($x > 0.45$) при росте с помощью ПА МПЭ солнечно-слепых ($\lambda < 300$ nm) $p-i-n$ -фотодиодов. Показана важность точного задания градиента состава на уровне $\nabla x = -0.005 \text{ nm}^{-1}$ для достижения максимальной fotocувствительности 35(48) mA/W на длине волны $\lambda = 281$ nm при обратных смещениях 0(-5) V.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-02-05206а. Измерения ВИМС выполнены с использованием приборной базы Северо-Западного ЦКП научным оборудованием „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях„ ФТИ им. А.Ф. Иоффе“ (соглашение № 14.621.21.0007, id RFMEFI62114X0007).

Список литературы

- [1] Бурлаков И.Д., Болтарь К.О., Яковлева Н.И., Кравченко Н.В., Седнев М.В., Смирнов Д.В., Иродов Н.А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. В. 3 С. 344.
- [2] Yasan A., McClintock R., Darvish S., Mi K., Razeghi M. // SPEE Proc. 2001. V. 4650. P. 219.
- [3] Komissarova T.A., Jmerik V.N., Mizarov A.M., Shmidt N.M., Ber B.Y., Kasantsev D.Y., Ivanov S.V. // Phys. Status Solidi. 2009. V. 6. N S2. P. S466.
- [4] Namkoong G., Trybus E., Lee K.K., Moseley M., Doolittle W.A., Look D.C. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. N 17. P. 172–112.
- [5] Simon J., Protasenko V., Lian C., Xing H., Jena D. // Science. 2010. V. 1. N 5961. P. 60.
- [6] Li S., Zhang T., Wu J., Yang Y., Wang Z., Wu Z., Chen Z., Jiang Z. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 102. N 6. P. 062 108.
- [7] Khokhlev O.V., Bulashevitch K.A., Karpov S.Y. // Phys. Status Solidi. Appl. Mater. Sci. 2013. V. 210. N 7. P. 1369.
- [8] Jena D., Simon J., Wang A., Cao Y., Goodman K., Verma J., Ganguly S., Li G., Karda K., Protasenko V., Lian C., Kosel T., Fay P., Xing H. // Phys. Status Solidi. A. 2011. V. 208 N 7. P. 1511.
- [9] Nechaev D.V., Aseev P.A., Jmerik V.N., Brunkov P.N., Kuznetsova Y.V., Sitnikova A.A., Ratnikov V.V., Ivanov S.V. // J. Cryst. Growth. 2013. V. 378. P. 319.
- [10] Jmerik V.N., Lutsenko E.V., Ivanov S.V. // Phys. Status Solidi. 2013. V. 210. N 3. P. 439.
- [11] Zhao D.G., Zhang S., Jiang D.S. et al. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. N 5. P. 053 701.
- [12] Cicek E., McClintock R., Cho C.Y., Rahnema B., Razeghi M. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 191 108.