

Характеризация GaN и структур на его основе методами растровой электронной микроскопии

Е. Б. Якимов*

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
Россия, 142432, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, 6
(Статья поступила 01.09.2013; Подписана в печать 04.04.2014)*

Представлены результаты, демонстрирующие возможности метода наведенного тока и метода катодолюминесценции для характеристики пленок GaN и светоизлучающих структур на их основе. Обсуждаются методы корректного определения диффузионной длины неравновесных носителей заряда в структурах с малой диффузионной длиной. Показано, что метод наведенного тока позволяет измерить не только диффузионную длину в пленках GaN, но в ряде случаев и латеральное распределение донорных центров с пространственным разрешением в микронном диапазоне. Экспериментально показано, что в структурах с малой диффузионной длиной латеральное разрешение при выявлении протяженных дефектов может быть порядка или лучше 100 нм. Продемонстрирована возможность выявления каналов повышенного транспорта неосновных носителей заряда поперек активной области светоизлучающих структур с квантовыми ямами InGaN/GaN.

PACS: 68.37.Hk; 85.35.Be; 68.37.Hk; 72.90.+y УДК: 620.191.4

Ключевые слова: GaN, InGaN/GaN, метод наведенного тока, катодолюминесценция, диффузионная длина, дислокация

ВВЕДЕНИЕ

Методы растровой электронной микроскопии (РЭМ), такие, как метод наведенного тока (НТ) и метод катодолюминесценции (КЛ), широко используются для измерения локальных электрических и оптических характеристик полупроводниковых материалов и структур, а также для выявления протяженных дефектов и исследования их рекомбинационных параметров. Однако в полупроводниковых материалах с субмикронной диффузионной длиной при использовании этих методов проявляется ряд особенностей, которые не наблюдались в традиционных полупроводниковых материалах [1–4]. В настоящей работе представлены результаты, демонстрирующие эти особенности и возможности методов НТ и КЛ для характеристики пленок GaN и светоизлучающих структур на их основе.

1. МЕТОДИКА

Для измерения методом НТ на образцы напылялись барьеры Шоттки Ni/Au. Исследования методом НТ проводились в растровом электронном микроскопе Jeol-840A, в качестве усилителя тока использовался усилитель Keithley 428. Измерения спектров КЛ проводились в РЭМ JSM 6490 (Jeol), оборудованном системой измерения катодолюминесценции Gatan MonoCL3 с фотоумножителем Hamamatsu в качестве детектора. Спектральное разрешение во всех измерениях было не хуже, чем несколько нм. Боль-

шинство измерений проводилось при комнатной температуре и малых ($\sim 10^{-10}$ А) токах пучка.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ

Диффузионная длина неравновесных носителей заряда L является одним из основных параметров полупроводниковых материалов, величина которой определяет эффективность опто- и фото-электронных приборов, а также целого ряда других электронных структур. В современной микроэлектронике измерения L широко применяются также для характеристики качества полупроводниковых материалов [5–7]. Использование РЭМ для измерения L особенно эффективно в структурах с субмикронными размерами элементов, а также в образцах со значениями L в микронном и субмикронном диапазоне [4, 7]. Однако именно в этой области для структур с диффузионной длиной L , меньшей размеров области генерации неравновесных носителей заряда, некоторые широко распространенные методы определения L следует использовать достаточно осторожно, чтобы не выйти, как это часто делается, за пределы области их применимости.

Анализ, проведенный в [4] показал, что для характеристики образцов с достаточно малой L ($L \leq R$), где R — пробег электронов, наиболее эффективно использовать геометрию измерений с пучком, направленным перпендикулярно плоскости коллектора и сканирующим слой образца под коллекторным переходом (тонким р-п переходом или барьером Шоттки). Изменение расстояния между границей ОПЗ W и областью генерации e-h пар в этом случае достигается варьированием энергии первичных электронов E_b , что приводит к изменению глубины их проникновения в образец [8, 9]. Величина L определяется подгонкой экс-

*E-mail: yakimov@iptm.ru

периментальных зависимостей НТ от E_b рассчитанными зависимостями. В обсуждаемой геометрии измерений граничные условия на верхней поверхности хорошо определены, а поверхностная рекомбинация на обратной стороне при толщине образца, существенно превышающей L , практически не влияет на результаты измерений. Следует также отметить, что в этом методе для расчета НТ достаточно знать лишь зависимость скорости генерации e - h пар от глубины $h(z)$, которая может быть рассчитана методом Монте-Карло [10] или получена другими методами.

Примеры зависимостей НТ от энергии пучка для GaN, рассчитанные путем численного решения диффузионно-дрейфового уравнения для концентрации доноров $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и нескольких значений L приведены на рис. 1. Поскольку в экспериментах величина E_b известна, а ток пучка I_b измеряется при каждом значении E_b , приведенные значения НТ для удобства нормированы на произведение $E_b \cdot I_b$. Из рисунка видно, что различие между кривыми достаточно большое, что позволяет измерять диффузионную длину в диапазоне 20–2000 нм с достаточно хорошей точностью. Примеры экспериментальных зависимостей НТ от энергии пучка, измеренные на нескольких эпитаксиальных слоях GaN, приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что рассчитанные зависимости достаточно хорошо совпадают с экспериментально измеренными.

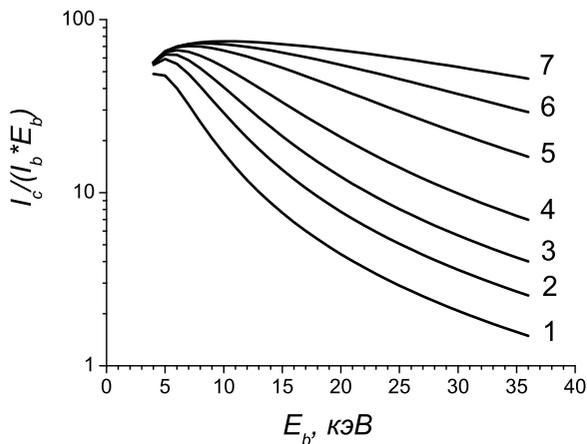


Рис. 1: Зависимости нормированного НТ от E_b , рассчитанные для GaN с концентрацией доноров $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $L = 20$ (1), 50 (2), 100 (3), 200 (4), 500 (5), 1000 (6) и 2000 нм (7)

Следует отметить, что, хотя описанный выше метод был предложен достаточно давно, в большинстве работ диффузионную длину в GaN определяют из профиля контраста дислокаций в режиме КЛ [11] или из спада НТ в зависимости от расстояния пучка от границы коллектора в геометрии с пучком, перпендикулярным коллектору [7]. Как показывает анализ, разница между значениями, полученными этими методами, может

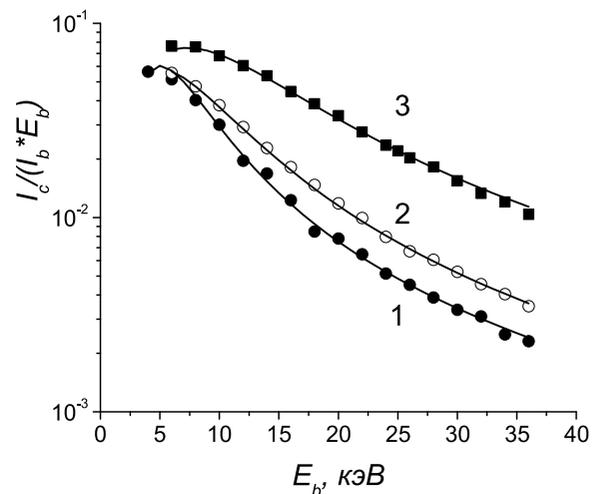


Рис. 2: Экспериментальные и рассчитанные зависимости нормированного НТ от E_b в нескольких эпитаксиальных слоях GaN. Моделированные зависимости получены при $L = 50$ (1), 90 (2) и 220 нм (3)

достигать порядка величины. Как показано в [12], первый из перечисленных методов вообще не обоснован и пригоден только для грубых оценок L , а при использовании второго метода в пленках GaN часто не выполняются условия его применимости [4], что приводит к завышению значений L .

При определенных соотношениях между значениями диффузионной длины и ширины области пространственного заряда (ОПЗ) метод определения L путем измерения зависимости НТ от E_b позволяет определять и ширину ОПЗ [7]. Так на рис. 3 приведено изображение пленки GaN, полученной методом латерального наращивания, в режиме НТ. На этом рисунке более широкие темные полосы соответствуют областям над щелями с высокой плотностью дислокаций, светлые полосы — крылья, в которых пленка растет латерально, а узкие темные полосы посреди светлых областей соответствуют границам сращивания, в которых также можно было ожидать достаточно высокую плотность дефектов. Анализ изображений, полученных с большим увеличением, показал, что плотность дислокаций в области щели порядка 10^8 см^{-2} . Примерно такая же плотность дефектов и на границе сращивания, а в области между щелями плотность дефектов значительно ниже. Таким образом, качественно полученные изображения структур в режиме НТ соответствуют ожидаемому распределению сигнала.

Поскольку ширина ОПЗ в исследованных структурах порядка диффузионной длины, из измерения зависимостей НТ от энергии пучка E_b в разных областях структуры можно было определить не только диффузионную длину, но и ширину области пространственного заряда (ОПЗ). Было обнаружено [13–15], что в обла-

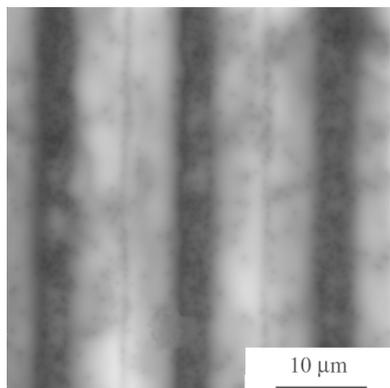


Рис. 3: Изображение фрагмента пленки GaN, выращенной методом латерального зарастивания, в режиме НТ

сти щели и в области латерального роста различались не только значения диффузионной длины, что можно было ожидать из-за разной плотности дефектов в этих областях, но и значения ширины ОПЗ (концентрации доноров). При этом диффузионная длина различалась примерно в два раза, а концентрация доноров в дефектной области щели была примерно в два раза выше, чем в крыльях.

На этих же структурах был обнаружен медленно спадающий светлый контраст вне барьера Шоттки, связанный с границами коалесценции [13, 15]. Анализ результатов измерений методом НТ и КЛ [15] позволил связать формирование такого аномального контраста с тем, что границы коалесценции в таких структурах заряжены.

3. ВЫЯВЛЕНИЕ И ИСЛЕДОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Как было показано в [16], латеральное разрешение в методе НТ при исследовании протяженных дефектов в кремнии в основном определяется размерами области генерации и поэтому улучшается при уменьшении энергии электронного пучка. Однако, при исследовании пленок GaN было обнаружено [1, 2], что отдельные проникающие дислокации разрешаются даже при их плотности, превышающей 10^9 см^{-2} (Рис. 4). Более того, латеральное разрешение улучшалось при повышении энергии пучка, что противоречило общепринятым представлениям. При этом дислокации в режиме НТ давали темный контраст, откуда следует, что дислокации в GaN несомненно повышают скорость рекомбинации в прилегающих к ним областях. Как было показано в [2, 11], из малой ширины контраста и ее уменьшении с увеличением энергии электронов следует, что диффузионная длина неравновесных носителей заряда L в исследованных образцах существенно меньше размеров области генерации и именно она определяет ширину контраста. Действительно, в этом случае рожденные пучком неравновесные носители заряда собираются коллекторным переходом только из узкой

приповерхностной области, где пучок еще существенно не уширяется и где его ширина уменьшается при повышении энергии электронов.

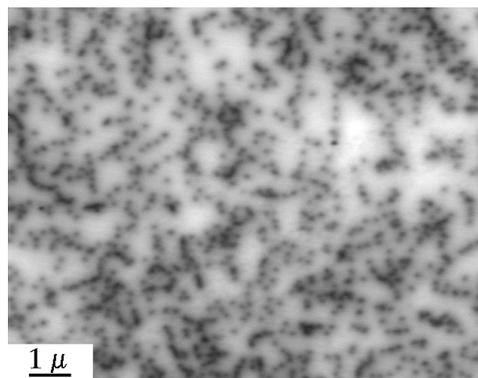


Рис. 4: Изображение фрагмента пленки GaN в режиме наведенного тока. Темные точки — проникающие дислокации

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Как было показано в [17], для светоизлучающих структур с квантовыми ямами (КЯ) InGaN/GaN зависимость НТ от E_b достаточно хорошо описывается зависимостью, рассчитанной для обычного р-п перехода, с диффузионной длиной в нижнем слое n-GaN порядка 100 нм, если рассчитанную зависимость умножить на коэффициент $k \leq 1$. Для структур с 5 КЯ значения k варьируются в диапазоне 0.3–0.6. Причину такого уменьшения эффективности сбора легко понять, принимая во внимание, что КЯ эффективно захватывают неравновесные носители заряда даже внутри ОПЗ. И величина k определяется соотношением между вероятностью рекомбинации этих носителей в ямах и вероятностью их выброса и/или тунелирования. Оказалось, что эти процессы оказывают существенное влияние и на изображение протяженных дефектов в режиме НТ. Так, на структурах с высокой вероятностью рекомбинации в КЯ (низким значением k) темные точки, связанные с дефектами практически не выявлялись и на фоне крупномасштабной неоднородности скорости рекомбинации проявлялись два типа дефектов, дающих светлый контраст в режиме НТ [17–19]. Дефекты первого типа выявлялись в виде светлых точек размером 0.1–0.2 мкм с контрастом порядка 1–3%, плотность этих дефектов была порядка 10^8 – 10^9 см^{-2} . Изображения дефектов второго типа имели большие размеры и связанный с ними контраст достигал 50%. Плотность дефектов второго типа была существенно ниже, чем плотность дефектов первого типа, и в исследованных нами структурах не превышала 10^5 см^{-2} . Плотность, ширина изображения дефектов и зависимость этой ширины от энергии электронов для малых дефектов были подобны полученным дан-

ным для темных точек, связанных с проникающими дислокациями. Это позволяет связать маленькие светлые точки с дислокациями. Большие светлые области на изображениях могут быть связаны со скоплениями дислокаций и/или с микропапями.

Исследования этих дефектов [17–19] позволили предположить, что, по крайней мере, для дефектов второго типа, светлый контраст связан с локальным повышением вероятности прохождения неравновесных носителей заряда поперек активной области с КЯ. Таким образом, метод НТ в таких структурах позволяет визуализировать каналы повышенного транспорта носителей заряда поперек КЯ.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Методами КЛ и НТ были проведены исследования влияния облучения электронным пучком в растровом электронном микроскопе на электрические и оптические свойства светоизлучающих структур с КЯ. Такие исследования имеют важное значение для корректной характеристики таких структур. Кроме того, они могут помочь в понимании механизмов деградации. Было обнаружено [20, 21], что уже при энергии электронного пучка порядка 10 кэВ, что на несколько порядков ниже пороговой энергии образования собственных точечных дефектов, при дозах облучения порядка 0.1–1 Кл/см² происходит заметное изменение спектра излучения из квантовых ям и существенное повышение интенсивно-

сти такого излучения. Было показано, что в результате такого облучения возникает новая линия излучения, связанная с КЯ. Также повышается интенсивность излучения, связанного с Mg в слое p-GaN. Исследования, проведенные методом НТ, показали [22], что в верхнем слое p-GaN в результате облучения увеличивается диффузионная длина, что можно объяснить распадом пар Mg-H и пассивацией центров безызлучательной рекомбинации освободившимся водородом. Обнаруженные изменения объясняются в предположении, что облучение низкоэнергетичными электронами стимулирует диффузию собственных точечных дефектов и/или примесей, что приводит к релаксации напряжений и образованию в квантовых ямах кластеров с содержанием In, отличным от его содержания в других областях квантовой ямы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлен краткий обзор, демонстрирующий возможности метода наведенного тока и метода катодолюминесценции для характеристики пленок GaN и структур на их основе. Описаны особенности применения этих методов в структурах с субмикронной диффузионной длиной. Приводится описание наиболее важных результатов, полученных этими методами. Автор выражает благодарность своим соавторам, принимавшим участие в описанных исследованиях, Н. М. Шмидт, П. С. Вергелесу, А. Я. Полякову, Е. Е. Якимову, С. С. Борисову и др.

[1] *Yakimov E. B.* J. Phys.: Condens. Matter. **14**. P. 13069. (2002).

[2] *Shmidt N. M., Soltanovich O. A., Usikov A. S., Yakimov E. B., Zavarin E. E.* J. Phys.: Condens. Matter. **14**. P. 13285. (2002).

[3] *Заварин Е. Е., Зайцев С. И., Сироткин В. В., Усиков А. С., Шмидт Н. М., Якимов Е. Б.* Поверхность. № 3. С. 11. (2003).

[4] *Якимов Е. Б.* Поверхность. № 3. С. 65. (2004).

[5] *Leamy H. J.* J. Appl. Phys. **53**. P. R51. (1982).

[6] *Якимов Е. Б.* Изв. АН СССР, сер. физ. **56**. № 3. С. 31. (1992).

[7] *Якимов Е. Б.* Зав. Лаб. **68**. С. 63. (2002).

[8] *Wu C. J., Wittry D. B.* J. Appl. Phys. **49**. P. 2827. (1978).

[9] *Chi J. Y., Gatos H. C.* J. Appl. Phys. **50**. P. 3433. (1979).

[10] *Yakimov E. B., Borisov S. S., Zaitsev S. I.* ФТП **41**. С. 426. (2007).

[11] *Якимов Е. Б.* Поверхность № 11. С. 18. (2012).

[12] *Yakimov E. B.* Appl. Phys. Lett. **97**. 166101. (2010).

[13] *Yakimov E. B., Vergeles P. S., Polyakov A. Y., Smirnov N. B., Govorkov A. V., Lee In-Hwan, Lee Cheul Ro, Pearton S. J.* Appl. Phys. Lett. **90**. 152114. (2007).

[14] *Yakimov E. B., Vergeles P. S., Polyakov A. Y., Smirnov N. B., Govorkov A. V., Lee In-Hwan, Lee Cheul Ro, Pearton S. J.* Appl. Phys. Lett. **92**. 042118. (2008).

[15] *Yakimov E. B., Vergeles P. S., Govorkov A. V., Polyakov A. Y., Smirnov N. B., Lee In-Hwan, Lee Cheul Ro, Pearton S. J.* Superlattices and Microstructures **45**. P. 308. (2009).

[16] *Donolato C.* Appl. Phys. Lett. **34**. P. 80. (1979).

[17] *Shmidt N. M., Vergeles P. S., Yakimov E. B.* ФТП **41**. С. 491. (2007).

[18] *Greshnov A. A., Chernyakov A. E., Ber B. Y., Davydov D. V., Kovarskiy A. P., Shmidt N. M., Snegov F. M., Soltanovich O. A., Vergeles P. S., Yakimov E. B.* Phys. Stat. Sol. (C) **4**. P. 2981. (2007).

[19] *Бельник С. А., Вергелес П. С., Шмидт Н. М., Якимов Е. Б.* Поверхность. № 7. С. 34. (2007).

[20] *Shmidt N. M., Vergeles P. S., Yakimov E. E., Yakimov E. B.* Solid State Commun. **151**. P. 208. (2011).

[21] *Vergeles P. S., Shmidt N. M., Yakimov E. E., Yakimov E. B.* Phys. Status Solidi (C) **8**. P. 1265. (2011).

[22] *Vergeles P. S., Yakimov E. B.* J. Physics: Conference Ser. **281**. 012013. (2011).

Characterization of GaN and GaN based structures by scanning electron microscopy methods

E. B. Yakimov

*Institute of Microelectronics Technology RAS, Academician Osip'yan Street, 6, Chernogolovka, 142432, Russia
E-mail: yakimov@iptm.ru*

Results demonstrating possibilities of scanning electron microscopy methods for a characterization of GaN and GaN based light emitting structures are presented. Methods for correct excess carrier diffusion length measurements in the structures with the small diffusion length are discussed. It is shown that the Electron Beam Induced Current (EBIC) method allows not only to measure the diffusion length in GaN films but in some cases to reconstruct also the lateral donor center distribution with a spatial resolution in the micrometer range. It is shown experimentally that in the structures with the small diffusion length the lateral resolution under extended defects revealing can be about 100 nm or even better. It is shown that channels of enhanced minority carrier transport across the active region of light emitting structures with InGaN/GaN quantum wells can be revealed by the EBIC.

PACS: 68.37.Hk; 85.35.Be; 68.37.Hk; 72.90.+y

Keywords: GaN, InGaN/GaN, electron beam induced current, cathodoluminescence, diffusion length, dislocation.

Received 01.09.2013.

Сведения об авторах

Якимов Евгений Борисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией ИПТМ РАН; тел.: (496) 524-41-82, e-mail: yakimov@iptm.ru.