

Люминесценция свежевведенных a -винтовых дислокаций в низкоомном GaN

© О.С. Медведев[†], О.Ф. Вывенко, А.С. Бондаренко

Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 февраля 2015 г. Принята к печати 3 марта 2015 г.)

Методом катодолюминесценции в растровом электронном микроскопе установлено, что прямолинейные сегменты a -винтовых дислокаций, введенных пластической деформацией при комнатной температуре в специально не легированный низкоомный нитрид галлия, люминесцируют в спектральной области 3.1–3.2 эВ при 70 К. Спектральный состав дислокационной люминесценции характеризуется тонкой дублетной структурой с шириной компонент ~ 15 мэВ и величиной расщепления ~ 30 мэВ, сопровождающихся LO-фононными повторениями. Люминесцирующие винтовые дислокации двигаются под действием электронного луча и при низких температурах, но сохраняют неподвижность в течение длительного времени в отсутствие внешнего возбуждения. Оптические переходы с участием состояний квантовой ямы дефекта упаковки в расщепленном ядре дислокаций рассматриваются как наиболее вероятный механизм наблюдаемого явления.

1. Введение

Дислокационная люминесценция (ДЛ) — появление новых люминесцентных полос с энергиями меньше ширины запрещенной зоны, обусловленных дислокациями, — хорошо известна и подробно изучена для многих полупроводников. В германии и кремнии ДЛ характеризуется большим набором спектральных линий, для части которых установлено, что их положение и тонкая структура зависят от атомной структуры ядер расщепленных 60-градусных дислокаций [1,2]. В прямозонных бинарных соединениях II–VI люминесцируют только винтовые дислокации [3,4], а в карбиде кремния — противоположные частичные 30-градусные дислокации, ограничивающие дефект упаковки (ДУ), с существенно различными длинами волн ДЛ [5].

Нитрид галлия — материал, который широко применяется как активный элемент в полупроводниковых источниках излучения видимого и ультрафиолетового диапазонов. Плотность ростовых дислокаций в наиболее совершенных кристаллах GaN, как правило, не меньше 10^5 см⁻², что делает особенно важным понимание механизмов влияния дислокаций на электронные свойства этого материала. Однако, несмотря на наличие некоторого числа исследований в этом направлении, нынешний уровень понимания электронных свойств дислокаций в GaN значительно ниже, чем в вышеперечисленных материалах.

Экспериментальные данные по влиянию дислокаций на люминесценцию в GaN, полученные до недавнего времени, выявили как безызлучательный характер рекомбинации на дислокациях, так и появление новых спектральных полос люминесценции [6–10]. Для ростовых дислокаций сообщалось о люминесцентных линиях при 3.21 [11] и 3.4 эВ [6]. Для массивов дислокаций, введенных пластической деформацией при повышенных температурах, обнаружены линии излучения при 1.8, 1.9, 2.4 [12] и 2.9 эВ [13].

Недавно мы сообщили о регистрации методом катодолюминесценции (КЛ) новой полосы ДЛ в спектральной области 3.0–3.2 эВ при 70 К от индивидуальных a -винтовых дислокаций [14], введенных при комнатной температуре в нелегированный нитрид галлия. Совсем недавно появилось сообщение также о наблюдении ДЛ индивидуальных винтовых дислокаций, введенных при таких же условиях, но в полуизолирующий GaN, энергия излучения которой оказалась выше: 3.35 эВ при 4 К [15]. При этом, по данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [15], дислокации в образцах, исследованных в этой работе, были совершенными, т.е. не испытывали диссоциацию, характерную для всех скользящих дислокаций в тетраэдрически координированных полупроводниках.

В настоящей работе мы приводим подробное описание свойств ДЛ полосы a -винтовых дислокаций в низкоомном нитриде галлия, а также приводим аргументы в пользу того, что причина отличия ее спектрального положения от ДЛ в высокоомном материале связана с различием в структурах ядер в полупроводниках с различным положением уровня Ферми.

2. Методика эксперимента

Исследовались кристаллы GaN толщиной 200–400 мкм, выращенные двухстадийным методом HVPE (hydride vapor phase epitaxy) [16] на сапфире при температурах роста между 1000 и 1150 °С. Плотность ростовых дислокаций составляла $\sim 10^6$ см⁻². Из данных вольт-фарнадных характеристик диодов Шоттки, изготовленных напылением золота на ростовую поверхность, была определена концентрация нескомпенсированных доноров, она составила $\sim 10^{16}$ см⁻³.

Введение свежих дислокаций осуществлялось при комнатной температуре индентированием ростовой (0001) и призматической (10 $\bar{1}$ 0) поверхностей нитрида галлия четырехгранным пирамидальным индентором с

[†] E-mail: o.s.medvedev@spbu.ru

помощью твердомера Buehler Micromet 5103 с нагрузками 0,1, 1 и 5 Н в течение 10 с или нанесением царапин. Дислокационная люминесценция также наблюдалась в образцах GaN, выращенных по технологии MOCVD (metalloorganic chemical vapor deposition).

Катодолюминесцентные исследования проводились на сканирующем электронном микроскопе Carl Zeiss Supra 40VP, оборудованном системой Oxford MonoCL3, включающей сбор излучения параболическим зеркалом, монохроматор и фотоумножитель Hamamatsu, охлаждаемый элементом Пельтье. При панхроматической регистрации КЛ детектировалось излучение в спектральной области 300–900 нм. Измерения КЛ проводились при ускоряющих напряжениях V_a от 3 до 30 кВ при токе пучка I_{beam} от 0,5 до 10 нА и температурах $T = 70\text{--}300$ К.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1, *a* приведена карта распределения интенсивности КЛ, полученная в панхроматическом режиме на ростовой поверхности образца нитрида галлия вблизи отпечатка индентора, сделанного с нагрузкой 5 Н.

Отчетливо видны светящиеся лучи дислокационной розетки, состоящей из прямолинейных отрезков, вытянутых в трех возможных направлениях $\pm\langle 2\bar{1}\bar{1}0 \rangle$, распространяющихся от индентора на десятки микрометров. Согласно данным ПЭМ [9,13], указанные светящиеся линии представляют собой винтовые дислокации в мелких полупетлях с головными краевыми дислокациями в призматической и базисной системах скольжения с вектором Бюргера $(a/3)\langle 2\bar{1}\bar{1}0 \rangle$.

Отметим, что преобладание четырех из шести возможных для данной ориентации поверхности лучей розетки обусловлено характером механических напряжений у четырехгранного индентора. Кроме того, на рис. 1, *a* видны нерегулярно распределенные светлые точки, которые вызваны усилением сбора КЛ в основной полосе излучения в местах ямок роста у выхода прорастающих дислокаций. Детальное описание результатов исследований КЛ ростовых дислокаций выходит за рамки настоящего сообщения и будет опубликовано дополнительно.

При монохроматической регистрации в экситонной полосе КЛ свежевведенные винтовые дислокации имели темный контраст, как и сообщалось ранее [8,9,17], а в панхроматическом режиме светлый контраст винтовых дислокаций достигал величины 20–30% при ускоряющем напряжении $V_a = 5$ кВ. Следует отметить, что при больших ускоряющих напряжениях на картах КЛ около уколов ростовой поверхности появлялись изображения более глубоких криволинейных дислокационных петель, которые в любом режиме были видны как темные линии с величиной контраста 2,5–5% в соответствии с ранее опубликованными данными [18].

Прямолинейные светящиеся дислокации, распространяющиеся в направлениях $[1\bar{2}10]$, были зарегистриро-

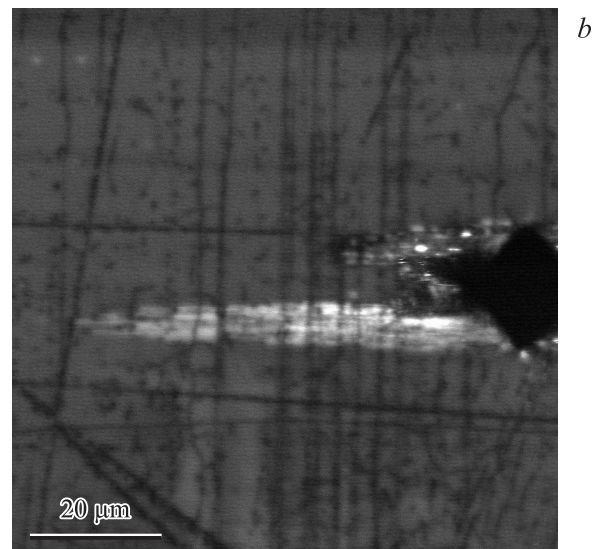
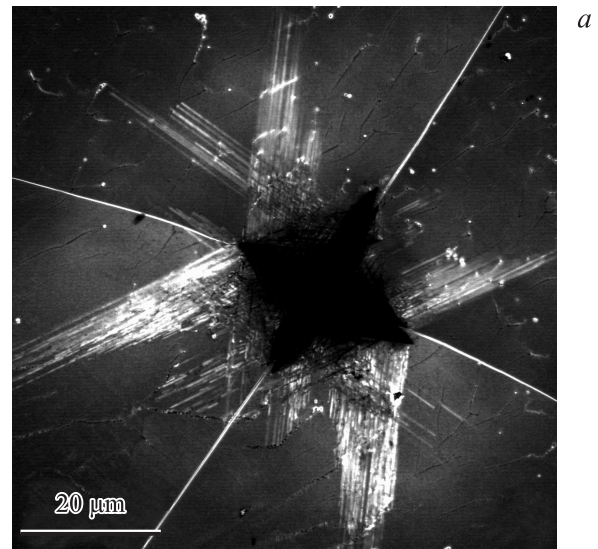


Рис. 1. *a* — катодолюминесцентное изображение в панхроматическом режиме, $V_a = 5$ кВ, $I_{\text{beam}} = 0,5$ нА, $T = 70$ К. Видны яркие винтовые дислокации в направлениях $\pm\langle 2\bar{1}\bar{1}0 \rangle$ в плоскости $c(0001)$; дислокационная люминесценция является доминирующей над зона-зонной люминесценцией; ярким белым точкам соответствуют прорастающие дислокации. *b* — карта КЛ вблизи укола на призматической поверхности $(10\bar{1}0)$, $V_a = 15$ кВ, $I_{\text{beam}} = 0,5$ нА, $T = 70$ К.

ваны также после индентирования призматических поверхностей, а также около свежевведенных царапин. На рис. 1, *b* изображена панхроматическая карта КЛ вблизи укола призматической полированной поверхности $(10\bar{1}0)$, где также видны темные линии вдоль оси $[0001]$ и черные точки, соответствующие ростовым дислокациям, которые проявляют свойства центров безызлучательной рекомбинации.

Таким образом, приведенные данные свидетельствуют о том, что источником дислокационной люминесценции являются прямолинейные отрезки винтовых дислокаций,

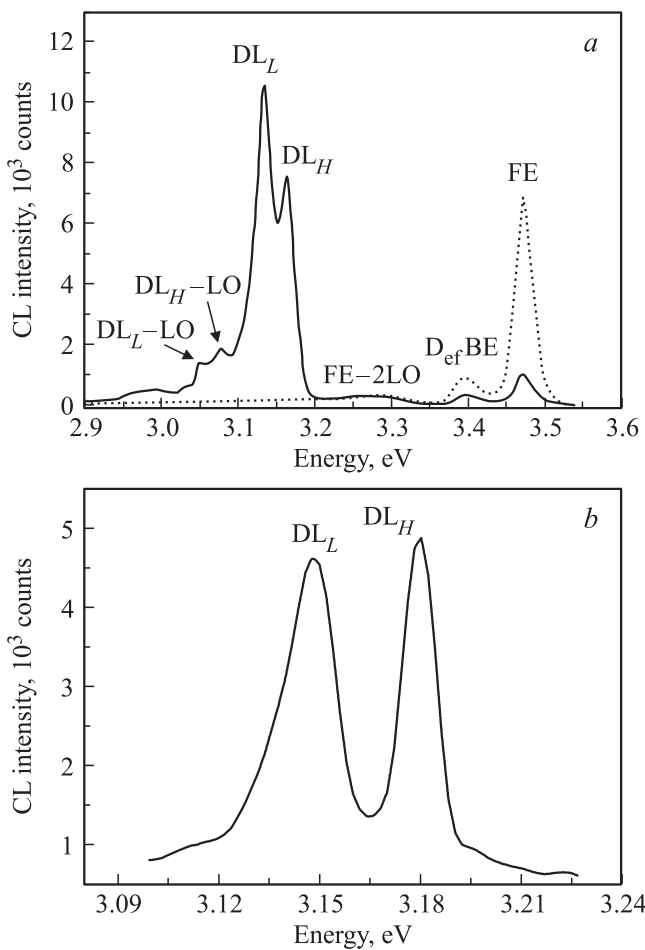


Рис. 2. Спектры катодолюминесценции (CL), полученные при положении неподвижного электронного луча: *a* — в области с большой плотностью дислокаций вблизи отпечатка индентора (сплошная линия) и вдали от него (пунктирная линия); *b* — в области одиночной винтовой дислокации. $V_a = 10$ кВ, $I_{\text{beam}} = 0.5$ нА, $T = 70$ К.

входящие в состав полупетель как в базисной, так и в призматической плоскостях скольжения.

Локальные спектральные измерения выявили, что усиление интенсивности КЛ на винтовых дислокациях обусловлено появлением новой спектральной полосы излучения нитрида галлия. На рис. 2, *a* представлены спектры образца, измеренные при температуре $T = 70$ К при фиксированном положении электронного луча вдали (пунктирная линия) и непосредственно на свежих a -винтовых дислокациях (сплошная линия). Спектр бездислокационных участков (рис. 2, пунктирная линия) для всех исследуемых нами образцов состоял из доминирующей по интенсивности полосы излучения свободного экситона с энергией 3.46–3.47 эВ (free exciton, FE) и двух малоинтенсивных полос с максимумами около 3.4 и 3.3 эВ, в то время как дислокационная люминесценция характеризуется появлением собственной полосы в спектре излучения кристалла (3.1–3.2 эВ), состоящей из двух не полностью разрешенных узких пиков DL_L и DL_H

с фоновыми повторениями (фонон LO) для каждого из них. Следует подчеркнуть, что при 70 К интенсивность ДЛ в области с большой плотностью a -винтовых дислокаций на порядок превышала интенсивность экситонной полосы, а также превышала интенсивность экситонной полосы в бездислокационной области, как это показано в спектрах (рис. 2, *a*). При комнатной температуре спектральное положение полосы ДЛ смещалось в красную сторону в соответствии с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны GaN.

При записи спектров ДЛ одиночных светящихся линий дублетная структура становилась хорошо разрешимой (см. рис. 2, *b*). Ширина составляющих пиков на половине их высоты составляла ~ 15 мэВ, что соответствовало также и ширине основного пика экситонной люминесценции кристалла. Отстояние друг от друга

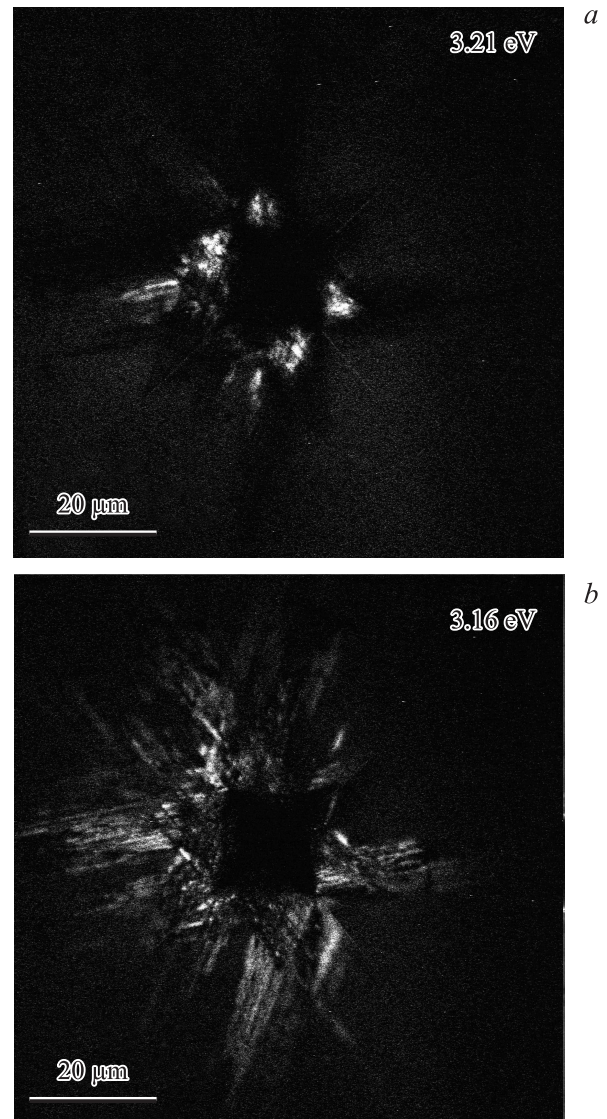


Рис. 3. Катодолюминесцентное изображение дислокаций в монохроматическом режиме. Длина волны картирования 388 (*a*), 394 нм (*b*). $V_a = 10$ кВ, $I_{\text{beam}} = 0.5$ нА, $T = 70$ К.

компонент дуплета DL_L и DL_H составляло ~ 30 мэВ и в пределах погрешности определения не зависело от места возбуждения, в то время как дуплет как целое смещался в красную сторону при удалении электронного луча от места введения дислокаций вместе с основным экситонным пиком. Подобное смещение спектрального положения экситонного пика свидетельствует об уменьшении макроскопических деформаций при удалении от укола индентора. Красное смещение ДЛ при удалении от укола индентора показано на рис. 3, на котором приведены две карты монохроматического распределения ДЛ, полученные при регистрации энергии квантов 3.15 и 3.195 эВ. Как видно из рисунка, светящиеся дислокации в лучах розетки прослеживаются на значительно больших расстояниях при меньшей энергии детектируемых квантов.

При позиционировании луча у выхода на поверхность свежих призматических краевых дислокаций, а также на дислокационных полупетлях в базисной плоскости никаких других дополнительных спектральных полос КЛ обнаружено не было.

4. Обсуждение результатов

В предыдущем разделе мы показали, что a -винтовые дислокации, введенные пластической деформацией при комнатной температуре индентированием или царапанием GaN, являются эффективными источниками собственной люминесценции с энергией излучения на ~ 0.3 эВ меньше ширины запрещенной зоны.

Вообще говоря, происхождение ДЛ с энергией излучения меньше запрещенной зоны и локализованной вдоль линии дислокации может быть связано с локальными электронными состояниями ядра полной дислокации, ядер частичных дислокаций и дефекта упаковки расщепленной дислокации, а также точечными дефектами, сопровождающими движение дислокаций и сосредоточенными вблизи ее ядра.

Быстрое перемещение светящихся свежих дислокаций, зарегистрированное в наших экспериментах, исключает возможность объяснения происхождения ДЛ следами точечных дефектов, оставляемых на своем пути движущейся дислокацией, так как в таком случае остается непонятным механизм их быстрого рождения и уничтожения. Вместе с тем участие точечных дефектов в формировании наблюдаемой нами полосы ДЛ полностью исключить нельзя. Так, в работе [19] было установлено, что полоса ДЛ, близкая по спектральному положению к обнаруженной в настоящей работе, исчезала после отжига при температуре 500°C , а, с другой стороны, похожая полоса люминесценции, обозначенная в обзоре [20] как Y_7 , наблюдалась многими исследователями [21–24] в недеформированных образцах и приписывалась точечным дефектам вблизи ростовых a -дислокаций.

Теоретические расчеты энергетического положения электронных состояний собственно дислокаций предска-

зывают наличие двух групп таких состояний: мелких делокализованных состояний деформационного потенциала и глубоких, сосредоточенных непосредственно в ядре.

Глубина залегания ядерных состояний, оцененная для недиссоциированной 60-градусной дислокации с большой неточностью 0.2 эВ [25], также слишком мала, а глубина залегания состояний ядер частичных 30- и 90-градусных дислокаций, рассчитанная в работе [26], оказывается слишком большой (0.6–1.1 эВ) по сравнению с нашими данными.

Совершенные винтовые дислокации создают только сдвиговые деформации решетки, которые в прямозонных полупроводниках, согласно симметричным соображениям, приводят к появлению мелких связанных состояний только у потолка валентной зоны с энергией < 100 мэВ [27,28]. Недавние расчеты [15], учитывающие вклады более высоких зон, предсказали наличие также притягивающего потенциала для электронов в зоне проводимости вблизи совершенных винтовых дислокаций, что было использовано в этой работе для объяснения сдвига спектральной полосы ДЛ на 0.14 эВ по отношению к экситонной линии, но не позволяет объяснить подобный сдвиг на 0.3 эВ в нашем случае.

Исходя из последнего естественно предположить, что дополнительный сдвиг полосы ДЛ на 0.15 эВ в наших образцах по сравнению с полосой ДЛ в образцах в работе [15] обусловлен различием в структуре ядер винтовых дислокаций, что, в свою очередь, обусловлено различием в уровне легирования материала. В работе [15] исследовались высокоомные образцы GaN, легированные железом, в которых винтовые дислокации были совершенными. В наших экспериментах образцы были низкоомными, специально не легированными, и естественно предположить, что в них винтовые дислокации были диссоциированы. Это предположение базируется на электронно-микроскопическом наблюдении в нелегированном нитриде галлия расщепленных a -винтовых дислокаций с шириной ДУ 5 нм [29], а также на хорошо известном факте влияния уровня легирования (положения уровня Ферми) на расщепление дислокаций в карбиде кремния [30,31] — явлении, которое, по нашим сведениям, пока не было отмечено в GaN.

Расщепленное ядро a -винтовых дислокаций содержит ДУ, ограниченный двумя 30-градусными дислокациями. Согласно предложенной модели [32], расщепление ядер дислокаций вызывается выигрышем в общей энергии кристалла при захвате электронов на глубокие состояния ДУ. В решетке вюрцита ДУ может быть представлен в первом приближении как включение элементарной прослойки кубической фазы, которая как в GaN, так и в SiC имеет меньшую ширину запрещенной зоны, чем в гексагональной матрице, в основном за счет скачка зоны проводимости. В GaN ширина запрещенной зоны вюрцита — 3.47 эВ, а кубической фазы — 3.27 эВ [33]. Теоретические расчеты [34] подтверждают наличие гетероструктуры II типа на границе вюрцит–сфалерит в

GaN, а ДУ уже давно предложено рассматривать как квантовые ямы [35] в этом материале. В этом случае дополнительное красное смещение полосы ДЛ расщепленной дислокации по сравнению с совершенной может быть объяснено участием в оптическом переходе электронного уровня размерного квантования ДУ, который залегает глубже электронного уровня деформационного потенциала для нерасщепленной дислокации.

Люминесценция различных типов ДУ в GaN исследована довольно подробно [36–38]. Согласно полученным данным, три типа дефектов упаковки, которые существуют в вюрцитите и обозначаются обычно как I_1 , I_2 , E , дают различающиеся по энергии линии излучения в диапазоне от 3.29 до 3.42 эВ [36]. Только один из указанных трех типов ДУ, а именно I_2 , может возникнуть в результате простого скольжения в базисной плоскости и быть составной частью движущихся дислокаций. Энергетическое положение соответствующей ему линии люминесценции, согласно данными различных работ, лежит в интервале 3.32–3.36 эВ, т.е. смещено по отношению к энергии экситона как раз на величину 0.15 эВ, которая необходима для объяснения разницы в спектрах ДЛ образцов с различным удельным сопротивлением.

Происхождение тонкой дуплетной структуры спектра ДЛ на основании полученных данных однозначно установить не удастся. В предлагаемой модели одно из возможных объяснений, также по аналогии с SiC [5], — это оптические переходы на мелкие дырочные уровни двух частичных дислокаций, которые различаются вследствие различия в атомном составе их ядер: ядра одной из 30-градусных дислокаций состоят преимущественно из атомов галлия, а другой — из азота. С другой стороны, хорошо известен факт влияния ширины расщепления дислокаций на спектральное положение ДЛ в Ge [2]. Какой из механизмов является ответственным за дуплетную структуру ДЛ в нашем случае, предстоит еще выяснить.

5. Заключение

В настоящей работе показано, что a -винтовые дислокации, введенные пластической деформацией при комнатной температуре индентированием или царапанием GaN, являются эффективными источниками собственной люминесценции в спектральной области 380–390 нм с более высокой вероятностью оптических переходов, чем в случае объемного экситона. Светящимися являются только строго прямолинейные участки a -винтовых дислокаций, которые способны двигаться под действием возбуждения электронным лучом и при температуре 70 К. Полоса излучения индивидуальных винтовых дислокацией характеризуется малой спектральной шириной, сопоставимой с ширинами полос свободных и связанных экситонов, а также дуплетной структурой с величиной расщепления ~ 30 мэВ, не зависящей от внешнего давления.

Предложена модель объяснения ДЛ как оптических переходов между электронным уровнем размерного квантования дефекта упаковки и дырочными уровнями его ограничивающих двух частичных 30-градусных дислокаций в расщепленном ядре a -винтовой дислокации.

Авторы благодарят Ю.Г. Шретера и В.В. Вороненкова за предоставленные кристаллы нитрида галлия и стимулирующие дискуссии. КЛ измерения были проведены на оборудовании МРЦ по направлению нанотехнологии СПбГУ.

Работа была частично поддержана грантом 2/201417 ООО Оптек.

Список литературы

- [1] E.A. Steinman, H.G. Grimmeiss. *Semicond. Sci. Technol.*, **13** (1), 124 (1998).
- [2] A.N. Izotov, A.I. Kolyubakin, S.A. Shevchenko, E.A. Steinman. *Phys. Status Solidi A*, **130** (1), 193 (1992).
- [3] V.D. Negrii. *J. Appl. Phys.*, **74** (11), 7008 (1993).
- [4] O. Vyvenko, A. Zozime. *Mater. Sci. Eng. B*, **24**, 105 (1994).
- [5] H. Rii, T. Hidekazu, T. Michio, M.I. Kohei, M. Koji. *Appl. Phys. Express*, **6** (1), 011 301 (2013).
- [6] Y.G. Shreter, Y.T. Rebane, T.J. Davis, J. Barnard, M. Darbyshire, J.W. Steeds, W.G. Perry, M.D. Bremser, R.F. Davis. *Mater. Res. Soc.*, **449**, 683 (1997).
- [7] M. Albrecht, A. Cremades, J. Krinke, S. Christiansen, O. Ambacher, J. Piqueras, H.P. Strunk, M. Stutzmann. *Phys. Status Solidi B*, **216**, 409 (1999).
- [8] M. Albrecht, J.L. Weyher, B. Lucznik, I. Grzegory, S. Porowski. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 231 909 (2008).
- [9] I. Ratschinski, H.S. Leipner, F. Heyroth, W. Fränzel, O. Moutanabbir, R. Hammer, M. Jurisch. *J. Phys. Conf. Ser.*, **281**, 012 007 (2011).
- [10] J. Huang, K. Xu, X.J. Gong, J.F. Wang, Y.M. Fan, J.Q. Liu, X.H. Zeng, G.Q. Ren, T.F. Zhou, H. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 1 (2011).
- [11] M.A. Reshchikov, H. Morkoç. *J. Appl. Phys.*, **97** (6), 061 301 (2005).
- [12] I. Yonenaga, Y. Ohno, T. Yao, K. Edagawa. *J. Cryst. Growth*, **403**, 72 (2014).
- [13] M. Albrecht, H.P. Strunk, J.L. Weyher, I. Grzegory, S. Porowski, T. Wosinski. *J. Appl. Phys.*, **92**, 2000 (2002).
- [14] O. Medvedev, O. Vyvenko, A. Bondarenko, V. Voronenkov. *12th Intern. Workshop on Beam Injection Assessment of Microstructures in Semiconductors — BIAMS 12* (Tsukuba, Japan, 2014) p. MoA4.
- [15] M. Albrecht, L. Lymperakis, O. Neugebauer. *Phys. Rev. B*, **241201**, 1 (2014).
- [16] V. Voronenkov, N. Bochkareva, R. Gorbunov, P. Latyshev, Y. Lelikov, Y. Rebane, A. Tsyuk, A. Zubrilov, Y. Shreter. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **52**, 08JE14 (2013).
- [17] J. Huang, K. Xu, X.J. Gong, J.F. Wang, Y.M. Fan, J.Q. Liu, X.H. Zeng, G.Q. Ren, T.F. Zhou, H. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 221906 (2011).
- [18] I. Ratschinski, H.S. Leipner, F. Heyroth, W. Fränzel, O. Moutanabbir, R. Hammer, M. Jurisch. *J. Phys. Conf. Ser.*, **281** (1), 012 007 (2011).
- [19] J. Huang, K. Xu, Y.M. Fan, J.F. Wang, J.C. Zhang, G.Q. Ren. *Nanoscale Res. Lett.*, **9**, 649 (2014).

- [20] M.A. Reshchikov, H. Morkoç. *J. Appl. Phys.*, **97**, 061 301 (2005).
- [21] G. Salviati, M. Albrecht, C. Zanotti-Fregonara, N. Armani, M. Mayer, Y. Shreter, M. Guzzi, Y.V. Melnik, K. Vassilevski, V.A. Dmitriev, H.P. Strunk. *Phys. Status Solidi A*, **171**, 325 (1999).
- [22] E. Calleja, M.A. Sanchez-Garcia, F.J. Sanchez, F. Calle, F.B. Naranjo, E. Munoz, U. Jahn, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **62**, 826 (2000).
- [23] F. Bertram, J. Christen, M. Schmidt, M. Topf, S. Koymov, S. Fischer, B. Meyer. *Mater. Sci. Eng. B*, **50**, 165 (1997).
- [24] N. Grandjean, M. Leroux, M. Lügt, J. Massies. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 240 (1997).
- [25] A.T. Blumenau, C.J. Fall, J. Elsner, R. Jones, M.I. Heggie, T. Frauenheim. *Phys. Status Solidi C*, **1709**, 1684 (2003).
- [26] G. Savini, A.T. Blumenau, M.I. Heggie, S. Öberg. *Phys. Status Solidi C*, **4**, 2945 (2007).
- [27] J.L. Farvacque, P. Franc. *Phys. B*, **274**, 995 (1999).
- [28] Y.T. Rebane, J.W. Steeds. *Phys. Rev. B*, **48**, 963 (1993).
- [29] D. Zakharov, Z. Liliental-Weber, B. Wagner, Z. Reitmeier, E. Preble, R. Davis. *Phys. Rev. B*, **71**, 235 334(2005).
- [30] A. Galeckas, J. Linnros, P. Pirouz. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2), 025 502 (2006).
- [31] J.D. Caldwell, R.E. Stahlbush, M.G. Ancona, O.J. Glembocki, K.D. Hobart. *J. Appl. Phys.*, **108** (4), 044 503 (2010).
- [32] P. Pirouz. *Physica Status Solidi A*, **210** (1), 181 (2013).
- [33] J. Menniger, U. Jahn, O. Brandt, H. Yang, K. Ploog. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 836 (1996).
- [34] C. Stampfl, C. Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **57**, R15052 (1998).
- [35] Y.T. Rebane, Y.G. Shreter, M. Albrecht. *Phys. Status Solidi A*, **164**, 141 (1997).
- [36] J. Lähnemann, U. Jahn, O. Brandt, T. Flissikowski, P. Dogan, H.T. Grahn. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, 423 001 (2014).
- [37] R. Liu, A. Bell, F.A. Ponce, C.Q. Chen, J.W. Yang, M.A. Khan. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 021 908 (2005).
- [38] I. Tischer, M. Feneberg, M. Schirra, H. Yacoub, R. Sauer, K. Thonke, T. Wunderer, F. Scholz, L. Dieterle, E. Müller, D. Gerthsen. *Phys. Rev. B*, **83**, 035 314 (2011).

Редактор Л.В. Шаронова

Luminescence of fresh-induced a -screw dislocations in low-resistance GaN

O.S. Medvedev, O.F. Vyvenko, A.S. Bondarenko

St. Petersburg State University,
199034 St. Petersburg, Russia

Abstract By using cathodoluminescent technique in scanning electron microscope it is found that straight segments of individual screw dislocations introduced by plastic deformation of low-resistance GaN at room temperature radiate luminescence in a spectral region of 3.1–3.2 eV at 70 K. The spectrum of the luminescence possesses a fine doublet structure with the component FWHM ~ 15 meV which are separated by ~ 30 meV and accompanied LO-phonon replicas. Luminous screw dislocations were found to become mobile under electron beam excitation even at low temperatures whereas they remain immobile for a very long time without external excitation. Optical transitions including the quantum confined states of stacking fault in the splitted dislocation core is proposed to be a possible candidate for the phenomenon observed.