

Низкотемпературная время-разрешенная фотолюминесценция в квантовых ямах InGaN/GaN

© А.В. Андрианов, В.Ю. Некрасов, Н.М. Шмидт, Е.Е. Заварин, А.С. Усиков,
Н.Н. Зиновьев, М.Н. Ткачук

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 6 декабря 2001 г. Принята к печати 18 декабря 2001 г.)

Приведены результаты исследования низкотемпературной время-разрешенной фотолюминесценции в структурах $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$, нелегированных и легированных кремнием, содержащих 12 квантовых ям шириной 60 \AA , разделенных барьерами шириной 60 \AA , выращенных методом MOCVD на сапфировых подложках. Наблюдаемые свойства фотолюминесценции: высокоэнергетический сдвиг максимума с ростом интенсивности накачки, низкоэнергетический сдвиг с возрастанием времени задержки, степенной закон затухания фотолюминесценции типа $t^{-\gamma}$ — объяснены проявлением двумерной донорно-акцепторной рекомбинации. Приведены оценки суммарной энергии связи донорного и акцепторного центров, которая составляет 340 и 250 мэВ соответственно для легированных кремнием и нелегированных квантовых ям. Обсуждается роль мозаичной структуры, типичной для III-нитридов гексагональной модификации, как фактора, способствующего образованию донорно-акцепторных пар.

1. Введение

Гетероструктуры и структуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе системы InGaN/GaN в настоящее время интенсивно исследуются в связи с необходимостью увеличения срока службы лазеров ультрафиолетового диапазона, расширения спектрального диапазона полупроводниковых лазеров [1,2], а также в связи с применением этих структур в приборах полупроводниковой электроники нового поколения, способных функционировать в условиях высоких температур [3].

Оптические свойства и, в частности, фото- и электролюминесценция структур с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ исследовались в значительном числе работ [4–16]. В ряде публикаций [8–10] люминесценция в КЯ InGaN/GaN объяснялась рекомбинацией размерно-квантованных электронов и дырок, подверженных сильному влиянию встроенного пьезоэлектрического поля, возникающего за счет деформации материала квантовой ямы. С другой стороны, сообщалось также [11,12], что пьезоэлектрическое поле действительно существует в структурах с одиночными квантовыми ямами (КЯ) и практически отсутствует в случае структур, содержащих многочисленные квантовые ямы, вследствие релаксации напряжений. Модель рекомбинации экситонов, локализованных на флуктуациях твердого раствора, также привлекается для объяснения эффективной люминесценции InGaN/GaN КЯ [13–16]. Согласно этой модели, флуктуации концентрации индия создают потенциальные минимумы для экситонов или даже „квантовые точки“ в плоскости квантовой ямы, которые захватывают экситоны и действуют как эффективные центры излучательной рекомбинации. Однако вся совокупность имеющихся экспериментальных фактов по свойствам люминесценции в КЯ InGaN/GaN до конца не может быть объяснена в рамках какой-либо одной из этих

моделей. Более того, в ряде случаев можно встретить противоречия внутри той или иной модели, привлекаемой для обсуждения даже узкой группы экспериментальных данных. В силу этого дальнейшие исследования и установление механизмов, ответственных за спонтанное излучение в реальных приборных структурах, является актуальной задачей.

В настоящей работе приводятся результаты исследований время-разрешенной фотолюминесценции (ФЛ) в структурах с многочисленными квантовыми ямами InGaN/GaN, полученных методом MOCVD на сапфировых подложках, как легированных кремнием, так и не легированных специально.

2. Экспериментальные детали

Структуры были получены методом MOCVD низкого давления на подложках Al_2O_3 ориентации (0001) и содержали слой GaN толщиной 2.5 мкм, слой $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ толщиной 250 \AA , 12 квантовых ям $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ шириной по 60 \AA , ширины барьеров также 60 \AA , затем слой GaN толщиной 0.1 мкм. Результаты характеристики полученных структур методом просвечивающей электронной микроскопии свидетельствуют о высоком качестве интерфейсов InGaN/GaN. Детали, связанные с технологией создания структур, описаны в [17]. Исследовались два типа структур: легированные кремнием до уровня $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и не легированные специально.

Фотолюминесценция возбуждалась излучением импульсного азотного лазера ($\lambda_{\text{ex}} = 337 \text{ нм}$), работающего с частотой 400 Гц при длительности импульса 6 нс. Уровень оптического возбуждения варьировался в интервале $0.6\text{--}4 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$, что достигалось применением калиброванных нейтральных фильтров. Фотолюминесценция измерялась с помощью двойного дифракционного монохроматора ДФС-24 и фотоумножителя ФЭУ-100,

отличающегося высокой чувствительностью и относительно равномерной кривой спектральной чувствительности в фиолетовой и ультрафиолетовой области спектра. Время-разрешенные спектры ФЛ и кинетики затухания излучения были получены с помощью измерительной системы на основе бокс-кар интегратора BCI-290, связанного с компьютером. Полное временное разрешение системы регистрации составляет примерно 10 нс. Основные измерения проводились при температуре жидкого гелия (4.2 К), но некоторые контрольные эксперименты проводились также и при $T = 78$ и 300 К.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

При слабой накачке (0.6 Вт/см^2) спектр излучения КЯ, измеренный в максимуме лазерного импульса (рис. 1, *a*), представляет собой полосу с максимумом при 2.784 эВ и полушириной $\approx 83 \text{ мэВ}$. Низкочастотное плечо в спектре излучения обусловлено, вероятно, фононным повторением основной линии при 2.784 эВ. Можно видеть небольшое смещение (не более 30 мэВ в диапазоне накачек $0.6 - 4 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$) максимума полосы ФЛ в коротковолновую область спектра при увеличении интенсивности фотовозбуждения. Наблюдается также некоторое уширение полосы ФЛ с ростом накачки. Эти закономерности в изменениях спектра ФЛ с ростом интенсивности возбуждения приведены на рис. 1, *b*.

„Фиолетовый“ сдвиг спектра люминесценции КЯ InGaN/GaN с ростом интенсивности накачки наблюдался в большом числе публикаций. Одно из возможных объяснений этой закономерности состоит в экранировании встроенного пьезоэлектрического поля неравновесными носителями заряда, генерируемыми в результате оптического возбуждения [8,9,18]. Действительно, такое экранирование приводило бы к подавлению квантово-размерного эффекта Штарка в квантовой яме, что вызывало бы соответствующее смещение спектральной линии ФЛ в „фиолетовую“ область. При таком подавлении квантово-размерного эффекта Штарка должно было бы наблюдаться также сужение линии излучения, что имеет место, например, в случае одиночных квантовых ям GaAs/AlGaAs [19]. В эксперименте со структурами, содержащими многочисленные квантовые ямы InGaN/GaN, наблюдается уширение полосы излучения с ростом интенсивности возбуждения (рис. 1). Другое объяснение высокоэнергетического сдвига спектра излучения с ростом интенсивности накачки основывается на эффекте заполнения локализованных „хвостовых“ состояний [20,21] неравновесными носителями заряда. В работах [13,14] в качестве причины эффективной ФЛ в КЯ InGaN/GaN рассматривалась рекомбинация экситонов, локализованных на флуктуациях состава твердого раствора. Однако в рамках этой модели довольно трудно объяснить наблюдаемые изменения в спектрах

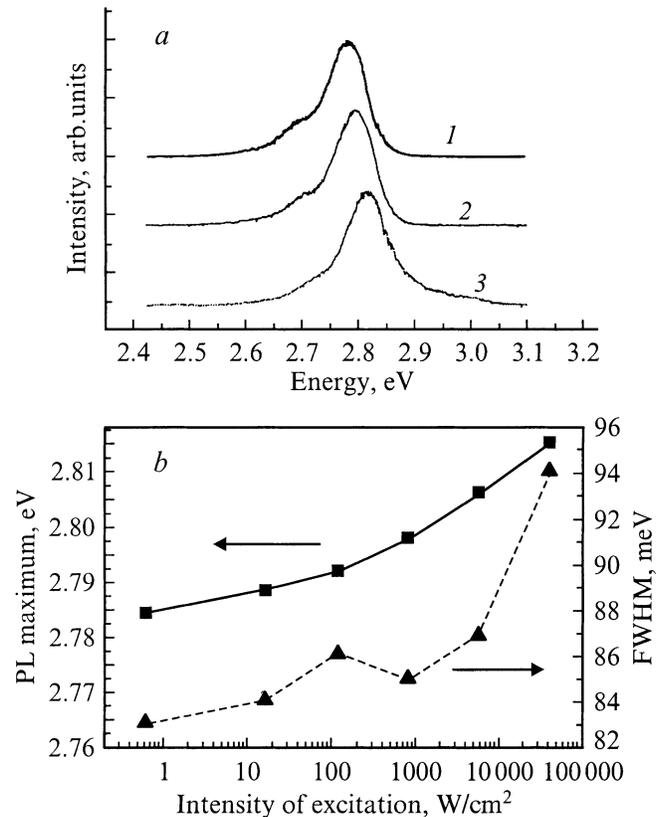


Рис. 1. Зависимость ФЛ в легированных кремнием КЯ InGaN/GaN от интенсивности возбуждения. $T = 4.2 \text{ К}$, нулевая задержка. ФЛ нормирована на максимальный сигнал, и спектры, соответствующие разным интенсивностям накачки, смещены по вертикали. *a* — нормированные на максимальный сигнал спектры ФЛ при разных уровнях накачки, Вт/см^2 : 1 — 0.6, 2 — 120, 3 — $4 \cdot 10^4$. *b* — положение максимума полосы ФЛ и ее полуширина как функции интенсивности возбуждения.

излучения, имеющие место при сравнительно низких интенсивностях фотовозбуждения ($\approx 10^2 \text{ Вт/см}^2$). В пользу модели локализованных экситонов авторы [14,22] приводят характерную зависимость времени затухания ФЛ от энергии излучения, которая качественно похожа на зависимость, наблюдаемую в случае рекомбинации локализованных экситонов в твердых растворах $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ [23]. Подход к анализу временных свойств ФЛ, аналогичный примененному в [14,22], для образцов КЯ InGaN/GaN, исследованных в настоящей работе, дает величины излучательного времени жизни локализованных экситонов порядка 60–70 нс, что не представляется реалистичным. Эти факторы не позволяют отнести наблюдаемую ФЛ к рекомбинации локализованных экситонов. С другой стороны, высокоэнергетический сдвиг максимума ФЛ с ростом накачки можно было бы связать с проявлением рекомбинации донорно-акцепторных (ДА) пар. Возможны две причины сдвига полос излучения ДА пар в сторону высоких энергий при увеличении интенсивности

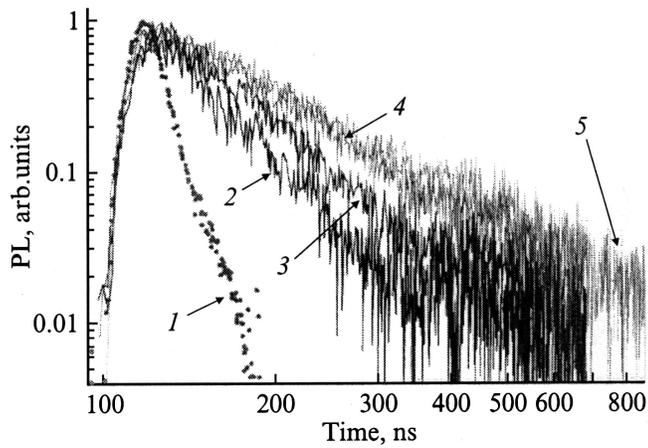


Рис. 2. Кривые затухания фотолюминесценции для легированных кремнием КЯ InGaN/GaN. ФЛ нормирована на максимальный сигнал. $T = 4.2$ К; $I_{\text{ex}} = 0.6$ Вт/см². 1 — лазерный импульс, 2 — ФЛ при 2.83 эВ, 3 — ФЛ при 2.81 эВ, 4 — ФЛ при 2.77 эВ, 5 — ФЛ при 2.70 эВ.

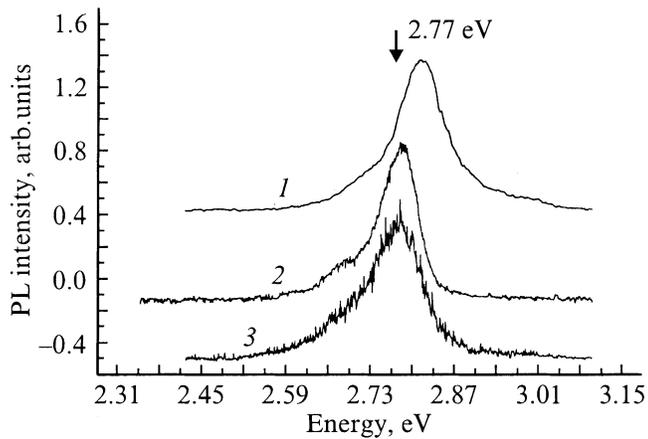


Рис. 3. Время-разрешенные спектры ФЛ в легированных кремнием КЯ InGaN/GaN при различных временных задержках t_D . Спектры нормированы на максимальный сигнал. $T = 4.2$ К; $I_{\text{ex}} \approx 10^4$ Вт/см². t_D , нс: 1 — 0, 2 — 100, 3 — 450.

фотовозбуждения. Во-первых, в случае стационарного фотовозбуждения имеет место эффект возрастания роли близких пар в ДА рекомбинации с ростом накачки, рассмотренный, например, в [24,25]. Во-вторых, возможен эффект „сглаживания“ неравновесными носителями случайного потенциального рельефа, вызванного в свою очередь высокой концентрацией примесных центров, что наблюдалось, например, для полосы донорно-акцепторной рекомбинации (ДАР) в сильно компенсированном GaAs [26]. Последний эффект должен иметь место также и при нестационарном фотовозбуждении.

На рис. 2 показаны кривые затухания фотолюминесценции, измеренные при разных энергиях. Видно, что кинетики затухания имеют сильно неэкспоненциальный характер. Закон затухания излучения скорее близок к

степенному, а именно $I_{\text{PL}}(t) \propto t^{-\gamma}$. Эта закономерность имеет место во всем спектре ФЛ, хотя параметр γ зависит от энергии. Параметр γ близок к 2 при энергиях излучения ниже 2.78 эВ, т.е. в области, где сконцентрирована основная доля ФЛ квантовых ям. Надо отметить, что степенной закон затухания ФЛ типа t^{-2} есть характерное свойство донорно-акцепторной рекомбинации в полупроводниках [27]. Время-разрешенные спектры ФЛ (рис. 3) также демонстрируют поведение, характерное для ДАР. Наблюдается низкоэнергетический сдвиг спектра ФЛ с ростом временной задержки между максимумом лазерного импульса и моментом регистрации ФЛ.

По нашему мнению, наблюдаемые свойства ФЛ могут быть объяснены проявлением ДАР в исследуемых КЯ InGaN/GaN. Такие донорно-акцепторные пары могут быть обусловлены донорными и акцепторными центрами, локализованными в пределах одной КЯ, но распределенными в плоскости КЯ. Данную рекомбинацию можно отнести к двумерной донорно-акцепторной рекомбинации (2Д-ДАР). Возможно также участие в рекомбинации центров, принадлежащих разным ямам. В последнем случае донорно-акцепторная рекомбинация была бы аналогом трехмерной ДАР.

Энергия излучаемых фотонов при ДАР может быть представлена в следующей форме [27]:

$$\hbar\omega = E_g - (E_a + E_d) + e^2/\epsilon R, \quad (1)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, E_a и E_d — энергии связи акцепторного и донорного центров соответственно, ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость, R — расстояние между центрами. В случае 2Д-ДАР величина E_g должна быть модифицирована с учетом размерного квантования электронов и дырок:

$$E_g = E_g(0) + \epsilon_{n=1}^c + \epsilon_{n=1}^v, \quad (2)$$

где $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, $\epsilon_{n=1}^c$ и $\epsilon_{n=1}^v$ — энергии размерного квантования на первом уровне для электронов и дырок соответственно. Данные работы [28] позволяют принять $E_g(0)$ равным 3.07 эВ для твердого раствора $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$. Энергии размерного квантования для электронов и дырок в КЯ шириной 60 Å могут быть рассчитаны по методу, описанному, например, в [29]. Принимая разрывы в валентной зоне и зоне проводимости соответственно равными 120 и 380 мэВ [28,30] и пренебрегая связыванием состояний электронов и дырок в соседних ямах (что является, по-видимому, неплохим приближением, поскольку многие параметры материала, включая эффективные массы, точно не известны), получаем величину равную 39 мэВ для $\epsilon_{n=1}^c + \epsilon_{n=1}^v$ и соответственно 3.11 эВ для E_g параметра.

Время-разрешенные спектры ФЛ, измеренные при значительных временах задержки позволяют определить $E_g - (E_a + E_d)$ и, следовательно, дают возможность определить энергии центров, принимающих участие в ДАР. При этих условиях ФЛ будет определяться в

основном далекими парами, и кулоновский член в (1) будет малым. Такой метод определения величины $E_a + E_d$ был недавно продемонстрирован для GaN [31]. Из рис. 3 видно, что время-разрешенные спектры ФЛ имеют заметный низкоэнергетический сдвиг только при временах задержки менее 100 нс. Дальнейшее увеличение времени задержки практически не приводит к смещению полосы ФЛ. Поэтому из максимума спектра ФЛ, соответствующего большому времени задержки и все еще измеряемому с приемлемым соотношением сигнал/шум (450 нс, как видно из рис. 3), мы получаем для энергии $E_g - (E_a + E_d)$ величину порядка 2.77 эВ для легированных кремнием КЯ InGaN/GaN. Следовательно, суммарная энергия донорного и акцепторного центра оказывается ≈ 340 мэВ. Эта энергия не кажется необычной, поскольку подобные примесные центры наблюдаются в GaN [31,32]. В рамках модели ДАР сильный стоксов сдвиг между спектром краевого поглощения и спектром ФЛ, отмечаемый для КЯ InGaN/GaN многими авторами (см., например, [33,34]), находит естественное объяснение.

Донорные и акцепторные центры, ответственные за ДАР в исследованных в настоящей работе КЯ InGaN/GaN, могут быть связаны как с примесями, так и с дефектами кристаллической структуры. Представляется также, что донорно-акцепторная рекомбинация в КЯ InGaN/GaN может быть реализована благодаря мозаичной или колончатой структурой, свойственной нитридам третьей группы в гексагональной модификации. Хорошо известно, что все излучающие приборы с высокой квантовой эффективностью получены на основе III-нитридов гексагональной модификации с высокой плотностью дислокаций, образующих мозаичную или колончатую структуру с характерными размерами доменов от 100 до 600 нм [35,36]. Мозаичная структура формируется в результате взаимодействия дислокаций несоответствия и прорастающих дислокаций, в процессе роста при разрастании зародышей, образовавшихся на поверхности на низкотемпературной стадии эпитаксиального роста [37]. Этот процесс взаимодействия дислокаций сопровождается захватом примесей, таких как кислород и углерод, имеющим, по данным SIMS, приводимым многими авторами, типичную концентрацию $\approx 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [38] для слоев и структур, выращенных MOCVD. По данным электронно-микроскопических исследований, часть дислокационных стенок образована вакансиями Ga, по оценкам, являющимися глубокими акцепторами [39], а комплексы, содержащие кислород и углерод, могут быть глубокими донорами, согласно данным работ [32,40].

Таким образом, мозаичная структура может способствовать формированию донорно-акцепторных пар. В пользу этого также свидетельствует туннельный характер токов светодиодных структур, изготовленных на основе исследованных КЯ InGaN/GaN (рис. 4). При этом ВАХ наших структур, как и в работе [20], может быть описана выражениями типа $I = I_0 \exp(eV/E_0)$ с

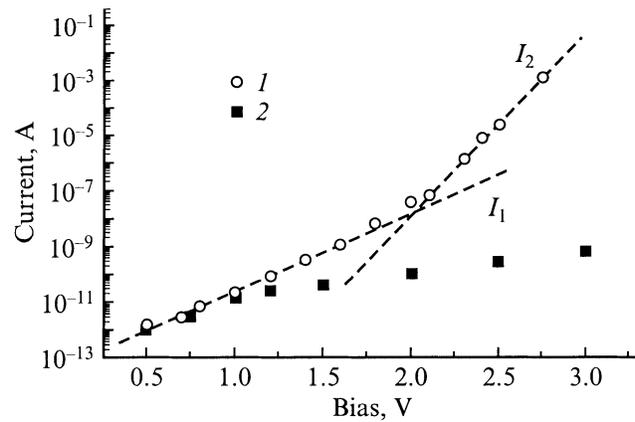


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики светодиодных структур с КЯ InGaN/GaN. 1 — прямая ветвь, 2 — обратная ветвь ВАХ. Точки — эксперимент, штриховые линии — расчетные экспоненциальные компоненты туннельного тока: $I_1 = I_{01} \exp(eV/E_1)$, $I_2 = I_{02} \exp(eV/E_2)$, где параметры E_1 и E_2 не зависят от температуры и оказываются равными соответственно 180 и 58 мэВ.

параметром E_0 , не зависящим от температуры. Туннельный характер токов в структурах с КЯ InGaN/GaN, по мнению авторов [41], обуславливается донорно-акцепторным механизмом рекомбинации.

Рекомбинация через „хвосты“ зоны проводимости и валентной зоны, привлекаемая рядом авторов для объяснения свойств люминесценции в КЯ InGaN/GaN [20,21], является своеобразным аналогом ДАР, поскольку в такой рекомбинации так же, как и в случае ДАР, имеют место туннельные переходы между локализованными состояниями электронов и дырок. Такие „хвостовые“ состояния вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны могли бы быть обусловлены дефектами кристаллической структуры, флуктуациями состава твердого раствора, а кроме того, и мозаичной структурой нитридов III группы. Надо отметить, что наряду с рядом общих особенностей в рекомбинации через хвостовые состояния зон и ДАР существуют различия. Это прежде всего форма функции плотности локализованных состояний. В случае хвостовых состояний такая функция, вид которой в общем случае не известен, должна быть монотонно убывающей по мере увеличения энергии локализации, а в случае донорных и акцепторных центров плотность состояний будет иметь вид δ -функции на энергиях доноров и акцепторов. Это отличие в функциях плотности состояний должно привести к различию в кинетике ФЛ в случае ДАР и рекомбинации через хвостовые состояния зон. Теоретические расчеты, позволяющие сопоставить два этих механизма рекомбинации, насколько нам известно, отсутствуют. Качественное рассмотрение показывает, что рекомбинация через хвостовые состояния должна приводить к сильной зависимости кинетики затухания по спектру ФЛ. „Классическая“ же ДАР [27] представляет

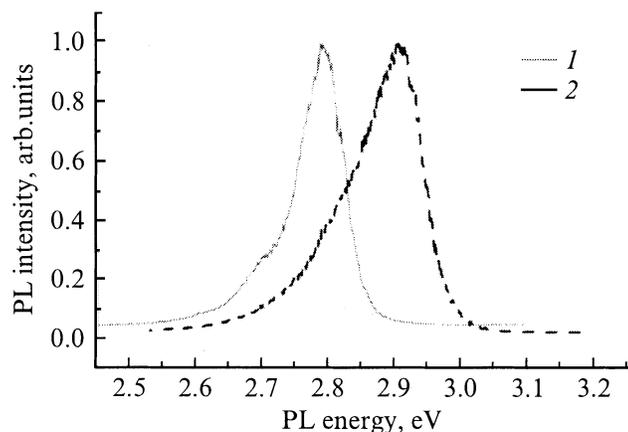


Рис. 5. 1 — спектр ФЛ для легированных кремнием КЯ, 2 — спектр ФЛ для нелегированных КЯ. $T = 4.2$ К; $I_{\text{ex}} \approx 10^2$ Вт/см², нулевая задержка. Спектры ФЛ нормированы на максимальный сигнал.

собой процесс плавного перехода в „преимущественной“ рекомбинации от близких пар к далеким, что и обуславливает степенной закон затухания.

Фотолюминесценция нелегированных КЯ InGaN/GaN показывает подобное спектральное и временное поведение, что позволяет отнести эту ФЛ также к ДАР. Однако имеют место некоторые отличия. В частности, спектр ФЛ при нулевой задержке для нелегированных КЯ сдвинут в высокоэнергетическую область на величину порядка 120 мэВ и имеет в 1.5 раза большую спектральную ширину в сравнении со спектром ФЛ для легированных кремнием КЯ (рис. 5). Время-разрешенные спектры, измеренные при больших временах задержки, дают величину ≈ 250 мэВ для суммарной энергии донорного и акцепторного центров. Затухание ФЛ в случае нелегированных КЯ оказывается более быстрым. Кинетики затухания также следуют степенному закону типа $t^{-\gamma}$. При этом параметр γ меняется по спектру от 3 до 6. Возможно, что эти отличия в поведении ФЛ для легированных кремнием и нелегированных КЯ связаны с различными типами центров, принимающих участие в рекомбинации, а также различием в степени компенсации образцов.

К этому необходимо добавить, что наши предыдущие исследования транспорта носителей заряда на одиночных эпитаксиальных слоях как нелегированного, так и слабо легированного кремнием GaN также показали значительные различия [42]. Было установлено, что транспорт носителей подвержен сильному влиянию хаотично распределенного заряда, связанного с мозаичной структурой. В нелегированных эпитаксиальных слоях GaN наблюдаются низкие значения подвижности, сильное рассеяние на заряженных центрах, а механизм транспорта носителей аналогичен таковому в низкоразмерных структурах. При этом введение кремния значительно понижает потенциальные барьеры, а для эпитаксиальных

слоев с хорошо сформированной мозаичной структурой практически снимает влияние этих барьеров, а механизм транспорта носителей заряда такой же, как в элементарных полупроводниках. Было установлено также [43], что замороженная фотопроводимость в слабо легированных кремнием слоях при комнатной температуре не наблюдается вообще (в отличие от нелегированных слоев), а при пониженных температурах — на порядок ниже. По-видимому, введение кремния в квантово-размерную структуру InGaN/GaN уменьшает влияние случайных электрических полей на рекомбинацию неравновесных носителей, ослабляет вклад безызлучательных каналов в рекомбинацию.

4. Заключение

Исследована низкотемпературная время-разрешенная ФЛ в квантовых ямах In_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN. Структуры были выращены методом MOCVD низкого давления на сапфире и содержали 12 квантовых ям шириной 60 Å, разделенных барьерами шириной 60 Å. Наблюдаемые свойства ФЛ, а именно: высокоэнергетический сдвиг максимума с ростом интенсивности накачки, низкоэнергетический сдвиг с возрастанием времени задержки, степенной закон затухания ФЛ типа $t^{-\gamma}$ — позволяют отнести данную ФЛ к донорно-акцепторной рекомбинации в квантовых ямах. Такая рекомбинация, которую можно отнести к 2Д-ДАР, может происходить в плоскости КЯ между центрами, локализованными в различных пространственных точках. Возможна также рекомбинация между центрами, локализованными в различных КЯ, которая будет своеобразным аналогом трехмерной ДАР. Для легированных кремнием КЯ InGaN/GaN суммарная энергия связи донорного и акцепторного центров составляет величину ≈ 340 мэВ. В случае же нелегированных КЯ эта суммарная энергия оказывается ≈ 250 мэВ. Полученные экспериментальные результаты позволяют предполагать, что мозаичная структура, типичная для III-нитридов, способствует образованию донорно-акцепторных пар.

Список литературы

- [1] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, S. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto. Appl. Phys. Lett., **68**, 3269 (1996).
- [2] L. Akasaki, S. Sota, H. Sakai, T. Tanaka, M. Koike, H. Amano. Electron. Lett., **32**, 1105 (1996).
- [3] S.K. Islam, F.C. Jain, G. Zhao, E. Heller. Int. J. Infrared and Millimeter Waves, **19**, 1633 (1998).
- [4] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, S. Nagahama. J. Appl. Phys., **74**, 3911 (1993).
- [5] R. Singh, D. Doppalapudi, T.D. Moustakas. Appl. Phys. Lett., **69**, 2388 (1996).
- [6] W.D. Herzog, R. Singh, T.D. Moustakas, B.B. Goldberg, M.S. Ünlü. Appl. Phys. Lett., **70**, 133 (1997).

- [7] J. Dalfors, J.P. Bergman, P.O. Holtz, B.E. Sernelius, B. Monemar, H. Amano, A. Akasaki. Appl. Phys. Lett., **74**, 3299 (1999).
- [8] T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki. Appl. Phys. Lett., **73**, 1691 (1998).
- [9] A. Hangleiter, J.S. Im, H. Kollmer, S. Heppel, J. Off, F. Scholz. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., **3**, 15 (1998).
- [10] L.H. Peng, C.W. Chuang, L.H. Lou. Appl. Phys. Lett., **74**, 795 (1999).
- [11] T. Wang, D. Nakagawa, J. Wang, T. Sugahara, S. Sakai. Appl. Phys. Lett., **73**, 3571 (1998).
- [12] T. Wang, T. Sugahara, S. Sakai, J. Orton. Appl. Phys. Lett., **74**, 1376 (1999).
- [13] Y. Narukawa, Y. Kawakami, M. Funato, Shizou Fujita, Shigeo Fujita, S. Nakamura. Appl. Phys. Lett., **70**, 981 (1997).
- [14] Y. Narukawa, Y. Kawakami, Shizou Fujita, Shigeo Fujita, S. Nakamura. Phys. Rev. B, **55**, R1938 (1997).
- [15] X. Zhang, D.R. Rich, J.T. Kobayashi, N.P. Kobayashi, D.P. Dapkus. Appl. Phys. Lett., **73**, 1430 (1998).
- [16] K.P. O'Donnell, R.M. Martin, P.G. Middleton. Phys. Rev. Lett., **82**, 237 (1999).
- [17] А.В. Сахаров, В.В. Лундин, В.А. Семенов, А.С. Усиков, Н.Н. Леденцов, А.Ф. Цапульников, М.В. Байдакова. Письма ЖТФ, 25 (12), 1 (1999).
- [18] F.D. Salla, A.D. Carlo, P. Lugli, F. Bernardi, V. Fiorentini, R. Scholz. J.-M. Jancu. Appl. Phys. Lett., **74**, 2002 (1999).
- [19] S. Schmidt-Rink, D.S. Chemla, D.A.B. Miller. Adv. Phys., **38**, 89 (1989).
- [20] P.G. Eliseev, P. Perlin, J. Lee, M. Osinski. Appl. Phys. Lett., **71**, 589 (1997).
- [21] T. Wang, H. Sacki, J. Bai, T. Shirahama, M. Lachab, S. Sakai, P. Eliseev. Appl. Phys. Lett., **76**, 1737 (2000).
- [22] S.F. Chichibu, T. Sota, K. Wada, S.P. DenBaars, S. Nakamura. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., **4S1**, G2.7 (1999).
- [23] C. Gourdon, P. Lavallard. Phys. St. Sol. (b), **153**, 641 (1989).
- [24] P.J. Dean, J.L. Merz. Phys. Rev., **178**, 1310 (1968).
- [25] E. Zacks, A. Halperin. Phys. Rev. B, **6**, 3072 (1972).
- [26] V.P. Dobrego, I.S. Shlimak. Phys. St. Sol., **38**, 805 (1969); D. Redfield, J.P. Wittke, J.I. Pankov. Phys. Rev. B, **2**, 1830 (1970); H.P. Gislason, B.Y. Yang, M. Linnarson. Phys. Rev. B, **47**, 9418 (1993).
- [27] D.G. Thomas, J.J. Hopfield, W.M. Augustyniak. Phys. Rev., **140**, A202 (1965).
- [28] H. Morkoc, F. Hfmdani, A. Salvador. Semicond. Semimet., **50**, 193 (1998).
- [29] C. Weisbuch, B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures* (Academic Press, 1991).
- [30] S.F. Chichibu, A.C. Abre, M.S. Minsky, S. Keller, S.B. Fleischer, J.E. Bowers, E. Hu, U.K. Mishra, L.A. Coldren, S.P. DenBaars. Appl. Phys. Lett., **73**, 2006 (1998).
- [31] N.N. Zinov'ev, V.Yu. Nekrasov, L.V. Belyakov, O.M. Sresely. Semiconductors, **33**, 1428 (2000).
- [32] *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, ed. by M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev and M.S. Shur (N. Y., John Wiley & Sons, 2001) p. 1.
- [33] S. Chuhubu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura. Appl. Phys. Lett., **69**, 4188 (1996).
- [34] P. Riblet, H. Hirayama, A. Kinoshita, A. Hirata, T. Sugano, Y. Aoyagi. Appl. Phys. Lett., **75**, 2241 (1999).
- [35] E.G. Brazel, M.A. Chin, V. Narayanamutri. Appl. Phys. Lett., **74**, 2367 (1999).
- [36] X. Du, Y.Z. Wang, L.L. Cheng, G.Y. Zhang, H. Zhang. Mater. Sci. Eng. B-Solid, **75**, 228 (2000).
- [37] F.A. Ponce. MRS Bull., **22**, 51 (1997).
- [38] M. Razeghi, A. Saxler, P. Kung, D. Walker, X. Zhang, K.S. Kim, H.R. Vydyanath, J. Solomon, M. Ahoujja, W.C. Mitchel. In: *Physics of Semiconductor Devices*, ed. by V. Kumar, S.K. Agarwal (New Dehli, Narosa Publishing House, 1998) v. 1, p. 277.
- [39] C.G. Van de Walle. Phys. Rev. B, **56**, R10020 (1997).
- [40] T.A. Kennedy, E.R. Glaser, J.A. Freitas, Jr, W.E. Carlos, M.A. Khan, D.K. Wickenden. J. Electron. Mater., **24**, 219 (1995).
- [41] H.C. Casey, J. Muth, S. Krishnankutty, J.M. Zavada. Appl. Phys. Lett., **68**, 2867 (1996).
- [42] N.M. Shmidt, V.V. Emtsev, A.S. Kryzhanovskiy, R.N. Kyutt, W.V. Lundin, D.S. Poloskin, V.V. Ratnikov, A.V. Sakharov, A.N. Titkov, A.S. Usikov, P. Girard. Phys. St. Sol. (b), **216**, 581 (1999).
- [43] N.M. Shmidt, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.S. Usikov, E.E. Zavarin, A.V. Govorkov, A.Ya. Polyakov, N.B. Smirnov. Proc. SPIE, **4340**, 92 (2000).

Редактор Л.В. Беляков

Low-temperature time-resolved photoluminescence in InGaN/GaN quantum wells

A.V. Andrianov, V.Yu. Nekrasov, N.M. Shmidt, E.E. Zavarin, A.S. Usikov, N.N. Zinov'ev, M.N. Tkachuk

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Low-temperature time resolved photoluminescence (PL) of $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ structures both undoped and doped with silicon have been investigated. The structures have been grown by MOCVD on sapphire substrates and consisted of 12 quantum wells with the width of 60 Å and separation by 60 Å barriers. The PL peculiarities that have been observed: the blue shift of the peak with increasing the excitation density, the red shift of the PL peak with prolongation of the delay time, the time dependence of PL as $I_{\text{PL}} \propto t^{-\gamma}$ ($\gamma \approx 2$), has been explained by a manifestation of the two-dimensional donor-acceptor recombination. The total bond energy of donor and acceptor centers has been estimated to be 340 meV and 250 meV for silicon-doped and undoped quantum wells, respectively. The role of the mosaic structure typical of hexagonal III-nitrides has been discussed as a factor which provides the donor-acceptor pair formation.