

Послесвечение вюрцитных кристаллов GaN, легированных редкоземельными металлами

© В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина

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

E-mail: vlad.krivol@mail.ioffe.ru, margaret.m@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 26 апреля 2004 г.)

Методами измерения задержанных спектров близкраевой фотолюминесценции оценено влияние распределения примеси и суммарной концентрации дефектов на транспорт неравновесных носителей, обнаружены особенности послесвечения в кристаллах GaN, GaN(Eu, Sm, Er). Показано, что уменьшение суммарной концентрации носителей коррелирует с послесвечением в вюрцитных кристаллах GaN. Оценено влияние дополнительной подсветки при длине волны 5145 Å на эволюцию задержанных спектров близкраевой фотолюминесценции для кристаллов с различным положением уровня Ферми.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“.

1. Введение

Интенсивные исследования гетероструктур с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN привели к созданию ряда светоизлучающих приборов на их основе. Для увеличения эффективности работы данных приборов необходимо оценить эффективность транспорта неравновесных носителей заряда, обусловленного наличием различных дефектов, примесей и их неоднородным пространственным распределением в эпитаксиальном слое GaN.

Известно, что взаимодействие примесей и дефектов является одной из основных проблем в физике полупроводников. В полупроводниках с пространственно неоднородной структурой, к которым относятся эпитаксиальные слои GaN, неоднородность распределения примесей и дефектов можно варьировать путем геттерирования воздействия редкоземельными металлами. Однако при регистрации лишь стационарных спектров близкраевой фотолюминесценции (БКФЛ) оставалась нерешенной проблема пространственного упорядочения дефектов. Для решения этой проблемы в настоящей работе были исследованы как стационарные, так и задержанные спектры БКФЛ кристаллов GaN, легированных и нелегированных РЗИ, при варьировании времени задержки.

Ранее в работах [1,2], на основании исследования изменения спектров фотолюминесценции (ФЛ) объемных кристаллов GaN, легированных редкоземельными металлами (GaN(РЗИ)), обнаружен эффект геттерирования дефектов. Это происходит, по всей вероятности, за счет уменьшения количества оборванных связей и трансформирования глубоких состояний в мелкие и реализации обратной ситуации — трансформирования мелких состояний в глубокие в исходной матрице *n*-GaN в результате возникновения акцепторных состояний. Значительное уменьшение величин интенсивности и ширины на полувысоте линии излучения (FWHM) в образцах GaN(РЗИ) связано с тем, что РЗИ выступает

в роли глубокого уровня захвата, из-за чего ухудшается транспорт носителей к излучающим состояниям, определяющим интенсивность и ширину линий излучения. В итоге проблема увеличения эффективности излучения является задачей о транспорте возбуждения (в частности, неравновесных носителей) к соответствующим центрам и тем самым зависит от их пространственного расположения.

Известно, что оценка кинетических параметров транспорта носителей в широкозонных полупроводниках является сложной задачей в связи с необходимостью получения контактов с требуемой высотой барьера. Существующие в настоящее время технологии нанесения многослойных контактов сложны и не учитывают изменения высоты барьера при изменении концентрации дефектов в полупроводниковой матрице. Кроме того, как правило, объемные кристаллы имеют достаточно большую степень гетерогенности микроструктуры, что также осложняет интерпретацию полученных результатов. В данной работе использовались бесконтактные оптические методы оценки как суммарной концентрации, так и пространственной неоднородности дефектов.

Целью работы являлось определение влияния пространственной корреляции между состояниями РЗИ и дефектами исходной матрицы GaN на особенности кинетики неравновесных носителей заряда в кристаллах GaN(РЗИ), обусловленной транспортом носителей в легированных и нелегированных кристаллах. Кроме того, определялась возможность бесконтактных оптических методов измерений для оценки концентрации и транспорта носителей в широкозонной полупроводниковой матрице GaN. Для решения этой задачи исследовалась эволюция задержанных (при варьировании времени задержки) спектров близкраевой ФЛ (БКФЛ).

2. Эксперимент

В настоящей работе РЗИ в кристаллы GaN вводили, как и в работе [1], с помощью метода диффузии с целью уменьшения концентрации дополнительно введенных де-

фектов, появляющихся как в процессе выращивания кристалла, так и в процессе имплантации примеси. Легирующие примеси Sm, Eu, Er вводили в каждую группу кристаллов при одинаковых технологических условиях — в одном технологическом цикле производили напыление пленок и последующий отжиг в атмосфере аммиака при температуре 1000–1050°C в течение 1–1.5 часов. Как и в работе [2], для реализации возможности более широкого варьирования концентрации дефектов в исходной полупроводниковой матрице использовались кристаллы, полученные двумя различными методиками: хлорид-гидридной эпитаксией в открытой системе (ХГЭ, HVPE) (образцы первого типа) и разложением металлоорганических смесей (МОС — гидридная технология, MOCVD) (образцы второго типа).

Основными источниками информации о концентрации носителей и дефектов в исходных кристаллах являются (как и в работе [1]) спектры ФЛ, данные измерений концентрации носителей по методу Ван дер Пау (эффект Холла), определение положения уровня Ферми в нелегированных и легированных эрбием кристаллах, исследование морфологии поверхности с помощью электронного микроскопа, данные по ширине кривой дифракционного отражения (по данным рентгеноструктурного анализа). Кроме того, концентрация носителей и суммарная концентрация дефектов в исходных и легированных кристаллах оценивались с помощью оптических измерений (спектров фотолюминесценции): интенсивности и положения линий излучения; ширины линий на полувысоте; определения временной зависимости этой величины по задержанным спектрам при варьировании времени задержки и интенсивности возбуждения. РЗИ могут иметь в полупроводниковой матрице разное зарядовое состояние. Ион Er имеет одну величину зарядового состояния (3+), а два других иона (Eu, Sm) — два различных значения (2+) и (3+). Зарядовое состояние примесного иона Eu определялось с помощью Мессбауэровской спектроскопии.

В работе [3], посвященной исследованию влияния легирования РЗИ на спектры фотолюминесценции кристаллов GaN, показано, что метод введения примеси определяет вид спектра ФЛ: при введении РЗИ в процессе роста наблюдаются линии излучения, характерные для БКФЛ и внутрицентрового $f-f$ перехода РЗИ. При введении РЗИ методом имплантации БКФЛ не наблюдается, наблюдаются лишь линии излучения, характерные для $f-f$ переходов РЗИ (что может быть свидетельством большого количества дефектов, инициированных имплантацией).

В настоящей работе изучались стационарные и задержанные во времени спектры ФЛ. При анализе спектров ФЛ GaN кристаллов основное внимание уделяется положению и интенсивности линии БКФЛ, ее ширине на полувысоте. Для корректного сравнения спектров излучения разных кристаллов GaN контролируемые параметры — угол падения луча, интенсивность возбуждающего света, температура — были постоянными (300 и 77 К).

Оптические измерения проводились на дифракционном спектрометре СДЛ-2 с обратной линейной дисперсией 1.3 nm/mm в области краевой люминесценции GaN. В качестве источника излучения, возбуждающего фотолюминесценцию, использовалось несколько типов лазеров. Для возбуждения фотолюминесценции в стационарном режиме применялся непрерывный He–Cd лазер с длиной волны излучения $\lambda = 3250 \text{ \AA}$ и мощностью излучения 5 mV (межзонное возбуждение GaN). Для измерения задержанных во времени спектров и процессов затухания использовался импульсный азотный лазер типа ЛГИ-21 с длиной волны излучения $\lambda = 3371 \text{ \AA}$ и длительностью импульса (на полуширине) $\tau \approx 10 \text{ ns}$. Задержанные спектры регистрировались во временном окне длительностью 5–10 μs . Подсветка осуществлялась аргоновым лазером, работающим в непрерывном режиме.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Спектры БКФЛ при нулевой задержке (стационарные) объемных исходных кристаллов GaN разных типов представлены на рис. 1. 1 — спектр образцов первого типа, полученных методом HVPE, 2 — спектр образцов второго типа, полученных методом MOCVD. Следует отметить, что в образцах первого типа концентрация носителей, измеренная с помощью холловских измерений по методике Ван дер Пау, практически не зависит от температуры и составляет $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Уровень Ферми расположен при $T = 77 \text{ K}$ на 23 meV выше дна зоны проводимости.

В спектрах образцов первого типа присутствует асимметричная (формально определенная величина ширины на полувысоте составляет 120–200 meV) ли-

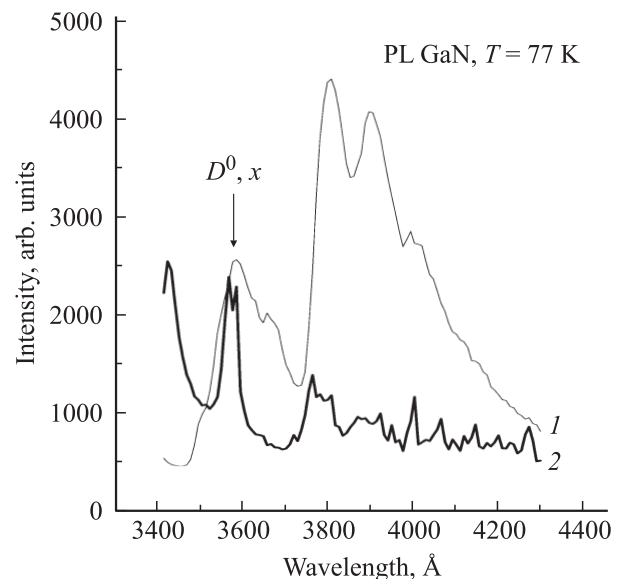


Рис. 1. Вид спектров фотолюминесценции кристаллов GaN различных типов: 1 — тип 1, 2 — тип 2.

ния излучения с положением максимума на энергии $E = 3.463 \text{ eV}$ (358.1 nm), что соответствует излучению экситона, связанного на мелком доноре (D^0, x) [4], и полоса (3.27–3.18 eV), отвечающая донорно-акцепторной рекомбинации ($D-A$ ФЛ) с участием мелких доноров и акцепторов. Следует заметить, что наличие полосы $D-A$ ФЛ свидетельствует о наличии мелких акцепторных уровней.

На рис. 1 (кривая 2) представлен спектр ФЛ образцов второго типа. Концентрация носителей в этих образцах при $T = 77 \text{ K}$ на порядок меньше, чем в образцах первого типа. Уровень Ферми расположен при $T = 77 \text{ K}$ ниже дна зоны проводимости, и имеет место температурная зависимость концентрации носителей. В спектрах таких образцов также присутствует линия излучения с положением максимума на энергии $E = 3.463 \text{ eV}$ (358.1 nm), однако она имеет ширину на полувысоте 30–50 meV и симметричную форму. Такая ширина линии БКФЛ в кристаллах GaN n -типа при $T = 77 \text{ K}$ определяется (в том числе) концентрацией носителей [4,5] и для исследуемых образцов ($N_d - N_a > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) должна быть не менее 30 meV. Излучения в области (3.27–3.18 eV), отвечающего донорно-акцепторной рекомбинации ($D-A$ ФЛ), не наблюдалось, но присутствует полоса в желто-зеленой области спектра (2.2–2.5 eV).

При анализе спектров ФЛ GaN кристаллов основное внимание уделяется положению и интенсивности линии (D^0, x), ее ширине на полувысоте и соотношению интенсивностей этой линии и полосы $D-A$ ФЛ. Следует заметить, что в реальных кристаллах линия (D^0, x) имеет неоднородную ширину. Неоднородное уширение возникает вследствие того, что длины волн излучений, отвечающих излучательной рекомбинации носителей, локализованных на разных мелких центрах, несколько различны. Причиной этого различия является дисперсия энергии термоактивации мелких доноров — E_{LT} . В свою очередь причина дисперсии E_{LT} заключается в различных значениях локального потенциала V_{loc} в местах расположения мелких примесей. Это означает, что разнообразные дефекты, близко расположенные к мелким примесям, изменяют величину внутрикристаллического поля и тем самым оказывают влияние на дисперсию длин волн в пределах контура линии излучения. При этом следует иметь в виду, что это обусловлено неупорядоченным распределением дефектов в пространстве, отвечающем излучающей области образца. Интенсивность излучения линии (D^0, x) и величина ширины на полувысоте зависят от концентрации излучательных и безызлучательных состояний и транспорта носителей к ним. Отсюда следует, что при одинаковых условиях эксперимента образцы с разной интенсивностью ФЛ и величиной ширины на полувысоте отличаются суммарной концентрацией дефектов. Эти дефекты порождают как глубокие уровни (существенно уменьшающие время жизни свободных носителей), так и флуктуации плотности зонных состояний. Кроме того, среди этих дефектов возможны

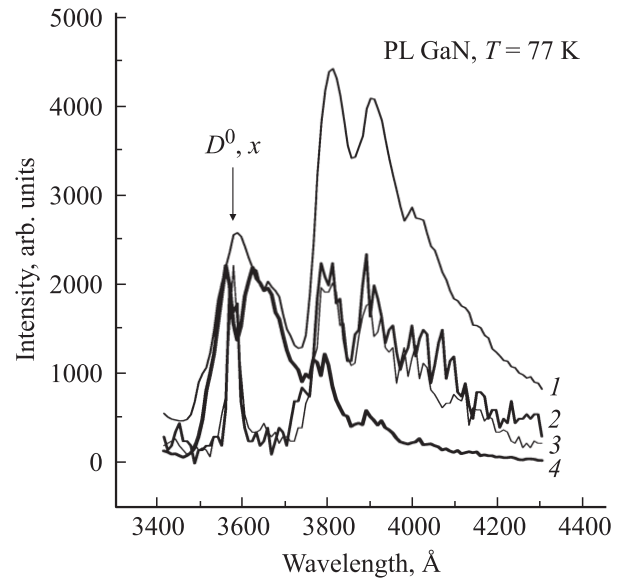


Рис. 2. Вид спектров фотолюминесценции кристаллов GaN (тип 1) при варьировании времени задержки: 1 — $\Delta t_d = 0$, 2 — $\Delta t_d = 20 \mu\text{s}$, 3 — $\Delta t_d = 40 \mu\text{s}$, 4 — $\Delta t_d = 60 \mu\text{s}$.

состояния с большим временем жизни захваченных на них фотовозбужденных носителей. Действительно, такая ситуация реализуется для эпитаксиальных слоев n -GaAs. В n -GaAs наличие метастабильных состояний приводит к заметному модифицированию как стационарных, так и нестационарных спектров излучения [6–9]. Поэтому для выяснения роли корреляции между метастабильными состояниями и другими дефектами исходной матрицы GaN в кинетике неравновесных носителей заряда в кристаллах GaN (РЗИ), а также для сравнения механизмов транспорта носителей в легированных и нелегированных кристаллах исследовалась эволюция задержанных (при варьировании времени задержки) спектров БКФЛ.

Вид задержанных спектров (в зависимости от времени задержки — Δt_d) кристаллов GaN первого типа (полученных методом HVPE), имеющих при нулевой задержке величину ширины (120–200 meV), представлен на рис. 2. Следует отметить следующие характерные особенности этих спектров: 1 — резкое (в 3 раза) уменьшение (в основном с длинноволновой стороны контура) величины FWHM линии (D^0, x) в образцах первого типа по мере увеличения времени задержки (рис. 2, a); 2 — значительное по сравнению с линией (D^0, x) уменьшение интенсивности полосы $D-A$ ФЛ при увеличении времени задержки Δt_d .

Феноменологически механизм формирования такого длительного послесвечения линии (D^0, x) аналогичен случаю для n -GaAs с наличием метастабильных состояний (N_{MS}) [9]. Однако при этом наблюдаются существенные отличия в особенностях длительного послесвечения n -GaAs и n -GaN. В образцах n -GaAs (в отличие от n -GaN) присутствие в спектрах полосы $D-A$ ФЛ приводит к исчезновению долговременной кинетики на линии D^0, x . В эпитаксиальных слоях n -GaAs это обусловлено

тем, что материал является топологически односвязным и присутствие в нем мелких акцепторных состояний порождает конкурирующий (по отношению к метастабильным центрам) канал захвата фотовозбужденных дырок в эти состояния, в результате чего значительно уменьшается заселенность метастабильных состояний.

Поскольку в задержанных спектрах ФЛ n -GaN присутствует полоса D -А ФЛ, то из этого следует, что в формировании ближнего излучения в эпитаксиальных слоях GaN n -типа участвуют два „резервуара“ различной природы, поставляющие дырки. Дырки, локализованные на мелких акцепторных уровнях („резервуар I“), рекомбинируют (в пределах топологически односвязной области) с электронами мелких доноров и формируют полосу D -А ФЛ. Интенсивность этой полосы уменьшается с характерным для этого механизма рекомбинации временем ($t_{DA} \approx 10^{-5}$ s). В формировании длительного послесвечения линии (D^0, x) участвует другой источник („резервуар II“) дырок — метастабильные состояния (N_{MS}), которые неоднородно распределены в излучающем объеме образца.

При анализе причин сужения необходимо заметить, что контур линии излучения в образцах первого типа является асимметричным, имеющим заметную особенность с длинноволновой стороны, что указывает на составной характер этой линии. Это свидетельствует о том, что при рассмотрении формирования линии излучения наряду с неоднородным уширением следует учитывать вклад излучения (других линий) иной природы. В первую очередь к этому следует отнести излучение экситонов, связанных на мелких нейтральных акцепторах различной природы (A^0, x) [10].

В кристаллах n -типа концентрация мелких доноров (N_d) значительно больше концентрации мелких акцепторов (N_a) ($N_d > N_a$). По мере увеличения времени задержки $\Delta t_d \approx 15 \mu s$ происходит рекомбинация дырок на мелких акцепторах с электронами доноров (D -А ФЛ). Это приводит к тому, что вклад этих экситонов (A^0, x) в длинноволновое крыло контура линии излучения уменьшается и значительно уменьшается интенсивность полосы D -А ФЛ. В результате линия приобретает симметричную форму, определяемую неоднородным, как было рассмотрено выше, распределением доноров. При дальнейшем увеличении времени задержки ($\Delta t_d > 20 \mu s$) величина ширины на полувысоте линии (D^0, x) уменьшается, что свидетельствует об ограничении излучающей области, содержащей мелкие доноры. Это возникает вследствие ограничения транспорта свободных дырок (выброшенных из метастабильных состояний в валентную зону) к излучающим центрам (D^0), и в результате заметная часть доноров исключается из формирования линии (D^0, x). Такая ситуация реализуется в том случае, если время задержки (Δt_d) больше времени жизни свободных дырок (τ_p). При увеличении времени задержки ($\Delta t_d > 40 \mu s$) величина ширины на полувысоте не изменяется, что указывает на исключение (при $\Delta t_d > \tau_p$) процессов переноса носителей к излучающим центрам.

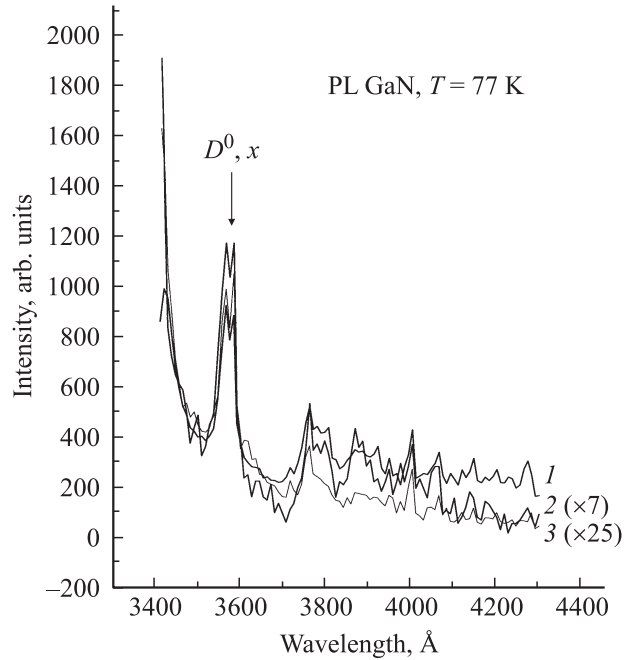


Рис. 3. Вид спектров фотолюминесценции кристаллов GaN (тип 2) при варьировании времени задержки: 1 — $\Delta t_d = 0$, 2 — $\Delta t_d = 20 \mu s$, 3 — $\Delta t_d = 40 \mu s$.

Важно то, что в отличие от образцов первого типа (в них величина FWHM уменьшается в 3 раза) в образцах второго типа величина ширины на полувысоте сравнительно мала и практически не изменяется во времени (рис. 3). Это означает, что в образцах второго типа реализуется более однородное распределение пространственно коррелированных метастабильных состояний (N_{MS}) и мелких доноров и, следовательно, лучшие условия транспорта носителей. Видно, что в этих образцах, которые являются более совершенными как по величине концентрации мелких неконтролируемых примесей ($N_d - N_a \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), так и по пространственной неоднородности их распределения наблюдается (как и для образцов первого типа) долговременное излучение линии (D^0, x). Таким образом, сравнение затухания излучения линии (D^0, x) для образцов первого и второго типа, отличающихся степенью гомогенности, позволяет полагать, что границы между доменами (мозаичность) не играют заметной роли в образовании и позиционировании метастабильных состояний и тем самым не влияют на формирование длительного послесвечения этой линии. Для понимания различий временной эволюции величины FWHM в образцах разных типов важным фактором является величина $N_d - N_a$, от которой зависит положение квазиуровня Ферми. Действительно, для задержанных спектров интенсивность излучения $I(E, t)$ пропорциональна $N(E, t) = D(E) \cdot f(E, \mu, T)$, где $D(E)$ представляет собой зависящую от пространственных координат плотность излучающих состояний, а $f(E, \mu, T)$ — функцию распределения Ферми-Дирака. Для фиксированной температуры величина μ определя-

ется концентрацией носителей. Для достаточно больших времен задержки $\Delta t_d > 40 \mu\text{s}$ эволюция интенсивности линии излучения и ее ширины на полувысоте отражает изменение во времени заселенности излучающих состояний $N(E, t)$.

В этой связи возникает вопрос о природе, пространственном и энергетическом положении долгоживущих состояний, причинах их возникновения и влияния на затухание интенсивности излучения и параметры транспорта носителей. Для определения энергетического положения метастабильных уровней („резервуар II“) одновременно с регистрацией задержанных спектров осуществлялась постоянная подсветка аргоновым лазером. При этом использовались как отдельные линии (487.9 nm, 514.5 nm), так и интегральная комбинация всех линий, присутствующих в излучении лазера. Оказалось, что наибольшие изменения в задержанных спектрах происходят при подсветке с энергией кванта $E = 2.409 \text{ eV}$ (514.5 nm). Характер изменений определяется типом образца — наибольшие изменения наблюдались в образцах первого типа, в непрерывном спектре ($\Delta t = 0$) которых самой интенсивной являлась линия D^0, x с относительно малой величиной FWHM (51 meV). В таких образцах интенсивность линии (D^0, x) в задержанных спектрах уменьшается на порядок. В образцах первого типа с большой величиной FWHM и интенсивной полосой $D-A$ ФЛ подсветка приводит к некоторому (в 1.3 раза — 30%) увеличению интенсивности линии (D^0, x) в задержанных спектрах. В образцах второго типа изменения интенсивности линии (D^0, x) находятся в пределах 10–20%. Принимая во внимание то обстоятельство, что подсветка (при совпадении энергии кванта с характерной энергией возбуждения метастабильных центров) изменяет заселенность этих центров, следует предположить наличие центров с параметрами, существенно различающимися для образцов разных типов.

Таким образом, сравнение затухания интенсивности излучения для различных образцов, отличающихся степенью гомогенности, позволяет полагать, что границы между доменами (мозаичность) не играют заметной роли в образовании и позиционировании метастабильных состояний и тем самым не влияют на формирование длительного послесвечения. Однако степень гомогенности оказывает, по всей вероятности, влияние на транспортные параметры неравновесных носителей заряда в GaN. Это обусловлено тем, что транспортные параметры дырок связаны с существованием потенциальных барьеров в n -GaN, имеющим в отличие от гомогенной микроструктуры n -GaAs гетерогенную (доменную, мозаичную) микроструктуру. Действительно, эпитаксиальные слои GaN представляют собой мозаичную структуру из доменов относительно неплохого материала (с меньшей концентрацией дефектов), разделенных границами, образованными из несросшихся гексагонов [11,12], вследствие чего они не являются топологически односвязными областями. Существование потенциальных барьеров на границах доменов приводит

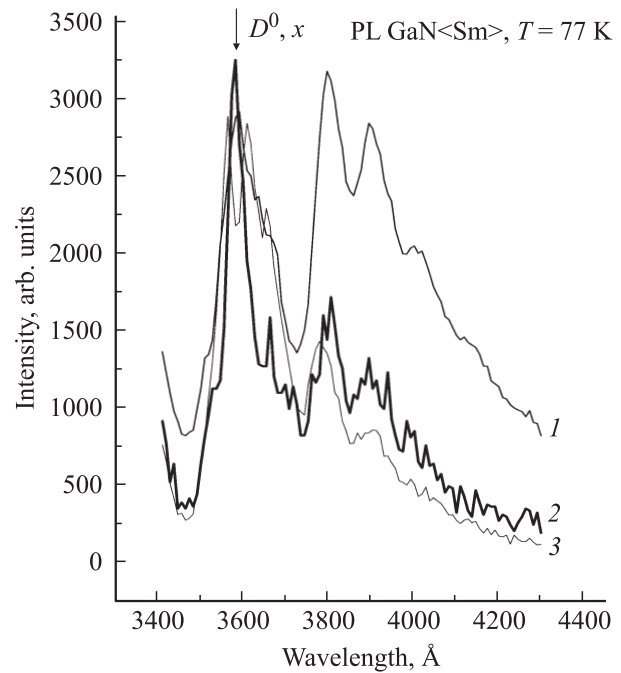


Рис. 4. Эволюция вида спектров фотолюминесценции легированных кристаллов GaN(Sm) (тип 1) при варьировании времени задержки: 1 — $\Delta t_d = 0$, 2 — $\Delta t_d = 20 \mu\text{s}$, 3 — $\Delta t_d = 40 \mu\text{s}$.

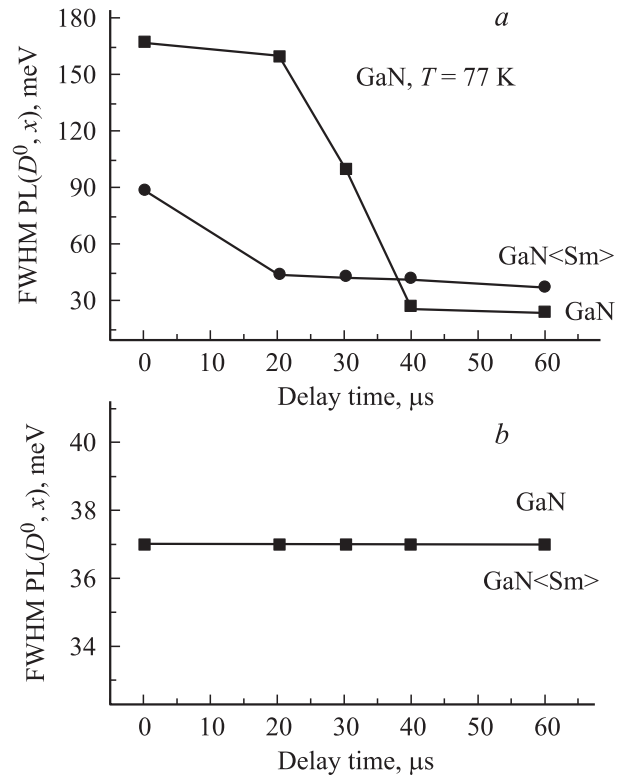


Рис. 5. Изменения величин FWHM кристаллов GaN (тип 1) — нелегированного и легированного самарием GaN(Sm) (a). Изменения величин FWHM кристаллов GaN (тип 2) — нелегированного и легированного самарием GaN(Sm) (b).

к пространственной неоднородности распределения как акцепторов, так и доноров и характер послесвечения в *n*-GaN может характеризовать степень топологического беспорядка (связности) в данном материале. Для выяснения характера пространственного распределения долгоживущих состояний и транспорта носителей к ним использовалось легирование кристаллов GaN РЗИ. Поскольку при легировании кристаллов РЗИ высока вероятность встраивания редкоземельных атомов (ионов) в пограничную между доменами область, часть РЗИ-примеси выступает в роли геттера, поэтому концентрация носителей уменьшится, и будет наблюдаться меньшее изменение ширины на полувысоте в задержанных спектрах GaN(РЗИ). Эволюция спектра ФЛ кристаллов GaN(Sm) представлена на рис. 4 (кристаллы первого типа). Видно, что в этом случае изменение спектров при варьировании времени задержки $\Delta t_d = 0$ (кривая 1), $\Delta t_d = 20$ (кривая 2), $\Delta t_d = 40 \mu s$ (кривая 3) отличается от случая, представленного на рис. 2.

Изменения величин FWHM для кристаллов первого типа при варьировании времени задержки для нелегированного GaN и легированного GaN(Sm) представлены на рис. 5, *a*. В задержанных спектрах ФЛ кристаллов GaN, легированных РЗИ (GaN(Sm)), наблюдаются значительно меньшие изменения величины FWHM, чем в нелегированных кристаллах. Причинами меньшего изменения во времени данной величины могут быть как улучшение пространственной неоднородности дефектов, так и наличие эффекта геттерирования дефектов при введении РЗИ в исходную полупроводниковую матрицу GaN [1,2]. Зависимость изменения FWHM для кристаллов второго типа как нелегированных, так легированных GaN(Sm) представлена на рис. 5, *b*. Видно, что в отличие от кристаллов первого типа легирование не привело к изменениям указанной выше величины при варьировании времени задержки, что можно объяснить большей степенью упорядоченности в исходной полупроводниковой матрице.

4. Заключение

Таким образом, из анализа задержанных спектров излучения эпитаксиальных слоев *n*-GaN следует, что независимо от метода получения эпитаксиальные слои содержат метастабильный уровень, поставляющий дырки в валентную зону. Показано также, что комплексные измерения концентрации и кинетики носителей дают возможность делать корректные оценки параметров широкозонных кристаллов с помощью оптических бесконтактных методов измерений. На основании результатов данных исследований можно предположить наличие процесса пространственного упорядочения дефектов в кристаллах GaN, легированных РЗИ.

Авторы выражают признательность В.В. Лундину и С.Н. Родину за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, А.В. Насонов, С.В. Родин. ФТТ **45**, 9, 1556 (2003).
- [2] В.В. Криволапчук, В.В. Лундин, М.М. Мездрогина, А.В. Насонов, С.В. Родин, Н.М. Шмидт. ФТТ **46**, 5, 814 (2004).
- [3] S. Kim, R.L. Henry, A.E. Wicken, D.E. Koleske, S.J. Rhee, J.O. White. J. Appl. Phys. **90**, 1, 252 (2001).
- [4] E. Pliopoulos, D. Doppalapudi, H.M. Ng, T.D. Moustakas. Appl. Phys. Lett. **73**, 377 (1998).
- [5] R. Dingle, D.D. Seil, S.E. Stakowsky, M. Hagem. Phys. Rev. B **4**, 1211 (1971).
- [6] В.В. Криволапчук, Н.К. Полетаев, Л.М. Федоров. ФТП **28**, 310 (1994).
- [7] В.В. Криволапчук, Н.К. Полетаев. ФТП **32**, 307 (1998).
- [8] В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Н.К. Полетаев. ФТТ **45**, 29 (2003).
- [9] V. Kiroilyuk, P.H. Hageman, M. Zielenski. Appl. Phys. Lett. **75**, 4109 (1999).
- [10] R.A. Zauner, P.C.M. Christianen, J.L. Weyher, P.R. Hageman, P.K. Larsen. Appl. Phys. Lett. **76**, 2355 (2000).
- [11] B.K. Meyer. Mat. Res. Soc. Proc. **449**, 497 (1997).
- [12] N.M. Schmidt, A.N. Besyl'kin, M.S. Dunaevsky, A.G. Kolmakov, A.V. Sakharov, A.S. Usikov, E.E. Zavarzin. J. Phys: C **14**, 13 025 (2002).