

09,03

## Оптические и электрические свойства микроструктур на основе GaN:Si с широким диапазоном уровней легирования

© В.Ф. Агемян<sup>1</sup>, Е.В. Борисов<sup>1</sup>, Л.Е. Воробьев<sup>2</sup>, Г.А. Мелентьев<sup>2</sup>, Н. Nykänen<sup>3</sup>, L. Riuttanen<sup>3</sup>, А.Ю. Серов<sup>1</sup>, S. Suihkonen<sup>3</sup>, O. Svensk<sup>3</sup>, Н.Г. Философов<sup>1</sup>, В.А. Шалыгин<sup>2</sup>, Л.А. Шелухин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Aalto University, School of Electrical Engineering, Espoo, Finland

E-mail: vfag@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 30 октября 2014 г.)

Изучены оптические и электрические свойства легированных кремнием эпитаксиальных слоев нитрида галлия, выращенных на сапфире. Исследования проведены в широком диапазоне концентраций кремния по обе стороны от перехода Мотта. Уточнены значения критических концентраций атомов Si, соответствующие формированию примесной зоны в нитриде галлия ( $\sim 2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) и перекрытию примесной зоны с зоной проводимости ( $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Обнаружена немонотонность сдвига максимума спектра фотолюминесценции при увеличении уровня легирования. Этот сдвиг определяется двумя факторами: 1) усилением обменного взаимодействия, приводящего к уменьшению ширины запрещенной зоны, 2) изменением механизма излучения с ростом концентрации доноров. Изучена температурная зависимость экситонной люминесценции с участием оптических фононов. Методом рамановской спектроскопии измерены энергии фонон-плазмонных мод в слоях GaN:Si с различными концентрациями кремния.

Работа поддержана частично Министерством образования и науки РФ и грантом СПбГУ 11.37.646.2013.

### 1. Введение

Среди широкозонных полупроводников нитрид галлия является наиболее востребованным материалом для научных исследований и практических применений. Основными объектами являются микро- и наноструктуры, выращенные методами газофазной и молекулярно-пучковой эпитаксии. В последнее время проявляется интерес к фотонным кристаллам на основе GaN [1]. Проведены многочисленные исследования кристаллов нитрида галлия и структур на его основе, легированных элементами различных групп, в том числе переходными и редкоземельными металлами [2–4]. Одновременное легирование GaN донорами и акцепторами позволяет добиться высокого квантового выхода люминесценции в широком спектральном диапазоне [5]. Центры  $V_{\text{Ga}}O_{\text{N}}$  в GaN, спиновая поляризация которых изменяется при перезарядке, предлагается использовать для создания спиновых кубитов с низкой энергией возбуждения [6].

Для решения прикладных задач важна возможность совмещения GaN с кремнием. Недавно были разработаны технология и теория бескаталитического роста квантовых нитей нитрида галлия на подложке кремния (111) [7].

Подробные данные о зонной структуре и экситонных уровнях гексагонального кристалла GaN получены оптическими методами [8,9]. Для изучения свойств и оценки качества нитрида галлия в последние годы применялись различные спектроскопические методики, в том

числе четырехволновое смешивание [10], катодолюминесценция [11], времяпролетная (time-of-flight) спектроскопия [12]. Недавно было установлено, что облучение GaN электронами с энергиями порядка 10 keV подавляет межзонную люминесценцию вследствие перезарядки катионных вакансий, которые начинают эффективно захватывать фотоносители [13].

С помощью дифракции рентгеновских лучей исследована структура слоев GaN, легированных германием и кремнием [14]. Установлено, что легирование германием не приводит к заметной деформации кристаллической решетки вплоть до уровней легирования  $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Напротив, при легировании кремнием решетка GaN испытывает значительную деформацию уже при уровне легирования  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Тем не менее, именно кремний наиболее широко используется в качестве донорной примеси в нитриде галлия. По этой причине исследование изменений оптических свойств GaN:Si по мере увеличения концентрации доноров является актуальной задачей.

В нашей работе [15] были исследованы спектры отражения и фотолюминесценции, а также вольт-амперные характеристики легированных кремнием эпитаксиальных слоев нитрида галлия при гелиевой температуре. В настоящей работе исследование микроструктур на основе GaN:Si с различной концентрацией кремния получили дальнейшее развитие. Детально исследована электропроводность в сильных электрических полях, особое внимание уделено области концентраций крем-

ния, в которой исчезает энергетический зазор между примесной зоной и зоной проводимости. Изучены температурная эволюция спектра экситонной люминесценции в образце с хорошо структурированным экситонным спектром и плазмон-фононные моды в рамановском рассеянии.

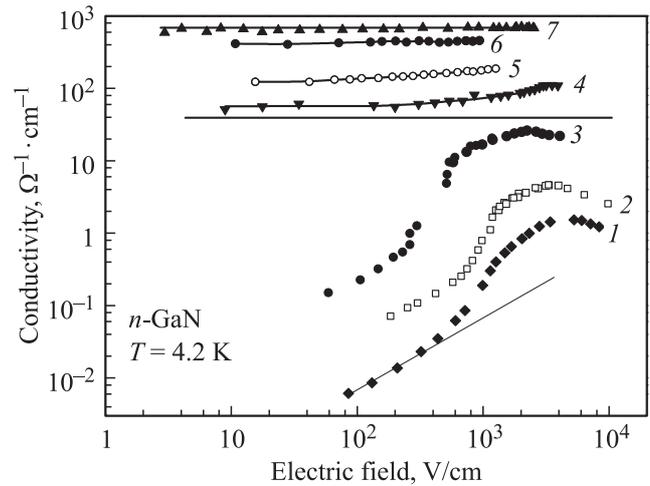
## 2. Описание микроструктур на основе GaN:Si

Эпитаксиальные слои гексагонального нитрида галлия толщиной  $4 \mu\text{m}$ , легированные кремнием, выращены методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (metalorganic vapor-phase epitaxy—MOVPE) на с-плоскости сапфира, предварительно покрытой буферным слоем нелегированного GaN толщиной  $2 \mu\text{m}$ . В качестве источников галлия, азота и кремния использовались соответственно аммиак, триметил галлия и силан. На поверхность эпитаксиального слоя всех исследованных образцов методом фотолитографии были нанесены два контакта Ti/Au длиной  $3\text{--}4 \text{ mm}$  на расстоянии  $1\text{--}4 \text{ mm}$  друг от друга. Согласно холловским измерениям, при комнатной температуре концентрация электронов  $n_0$  в исследованных образцах составляет  $4.1 \cdot 10^{16}$ ,  $3.1 \cdot 10^{17}$ ,  $1.4 \cdot 10^{18}$ ,  $3.4 \cdot 10^{18}$ ,  $5 \cdot 10^{18}$ ,  $2.6 \cdot 10^{19}$  и  $4.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (образцы № 1–7). Образец с  $n_0 = 4.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  специально не легировался, донорные состояния в его решетке сформированы кремнием, кислородом и вакансиями галлия. Подвижность электронов в образцах при комнатной температуре находится в диапазоне  $100\text{--}270 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .

## 3. Электропроводность в сильных электрических полях

С помощью экспериментальной методики, описанной в [15,16], в образцах № 1–7 исследована электропроводность в широком диапазоне напряженностей электрического поля. Анализ полевых зависимостей электропроводности (рис. 1) позволяет, во-первых, установить область концентраций кремния, соответствующую локализованным состояниям доноров, во-вторых, определить критическую концентрацию, при которой происходит формирование примесной зоны (переход Мотта), и, в-третьих, уточнить, при каком уровне легирования происходит слияние примесной зоны с зоной проводимости.

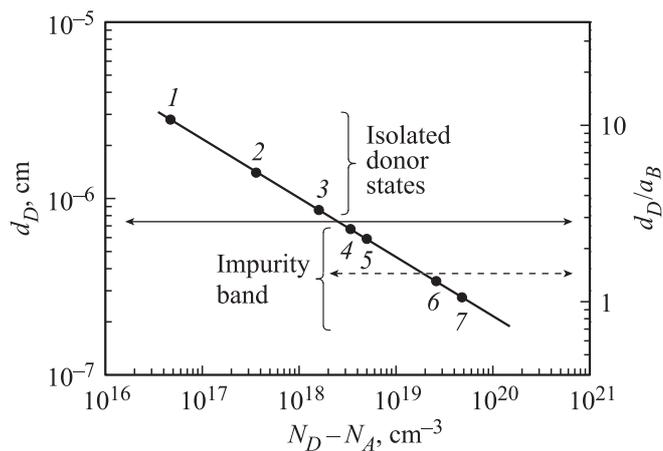
При достаточно низких уровнях легирования (образцы № 1–3) донорные состояния изолированы, и при температуре жидкого гелия все свободные электроны выморожены, вследствие чего электропроводность в слабых полях пренебрежимо мала. Усиление электрического поля приводит к линейному росту электропроводности (см. рис. 1), что указывает на инжекцию электронов через контакт (режим тока,



**Рис. 1.** Полевая зависимость электропроводности эпитаксиальных слоев GaN:Si при различных уровнях легирования (образцы № 1–7). Наклонная прямая соответствует линейной зависимости проводимости от напряженности электрического поля. Горизонтальная прямая указывает критическую величину электропроводности, при которой происходит переход Мотта в GaN:Si.

ограниченного пространственным зарядом). Дальнейшее нарастание напряженности поля сопровождается резким увеличением электропроводности, более чем на порядок. Это обусловлено увеличением концентрации свободных электронов вследствие примесного пробоя. Когда все доноры ионизованы электрическим полем, электропроводность достигает максимума. Наконец, в самых сильных полях наблюдается спад электропроводности, который соответствует уменьшению подвижности электронов вследствие их разогрева электрическим полем. Отметим, что при повышении уровня легирования образцов порог примесного пробоя понижается, что можно объяснить уширением примесных уровней и соответствующим уменьшением энергии ионизации основного состояния доноров [16]. Наличие четко выраженного участка примесного пробоя для образцов № 1–3 подтверждает, в частности, тот факт, что при уровнях легирования  $1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и менее донорные состояния атомов Si в нитриде галлия являются локализованными.

Когда уровень легирования достигает  $3.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , полевая зависимость электропроводности становится качественно иной (см. результаты для образцов № 4–7, рис. 1). Во-первых, в предельно слабых электрических полях величина электропроводности сильно легированных образцов оказывается весьма большой (более  $50 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ). Во-вторых, при увеличении электрического поля электропроводность возрастает незначительно, не более чем в два раза. Более того, при уровнях легирования выше  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  электропроводность практически перестает зависеть от напряженности электрического поля (образцы № 6–7 на рис. 1).



**Рис. 2.** Схема, поясняющая формирование примесной зоны в эпитаксиальных слоях GaN:Si. Кружки соответствуют образцам № 1–7 с различной концентрацией нескомпенсированных доноров  $N_D - N_A$ . Сплошные стрелки обозначают расстояние  $d_D$  между примесными атомами, соответствующее переходу Мотта. Штриховые стрелки обозначают расстояние  $d_D$ , при котором примесная зона сливается с зоной проводимости.

Указанные особенности полевой зависимости электропроводности в сильно легированных образцах соответствуют переходу Мотта [17], что иллюстрируется рис. 2. Действительно, качественное изменение характера полевой зависимости электропроводности происходит в интервале концентраций нескомпенсированных доноров от  $1.6 \cdot 10^{18}$  до  $3.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , когда среднее расстояние между донорами  $d_D = (N_D - N_A)^{-1/3} = (3 \pm 0.4)a_B$ , где  $a_B = 2.6 \text{ nm}$  — боровский радиус для мелких доноров в GaN [15]. При столь малом межпримесном расстоянии волновые функции донорных состояний соседних атомов перекрываются, что приводит к формированию примесной зоны. Насколько нам известно, не существует теории, позволяющей получить точное значение критической концентрации примесей  $N_c$ , соответствующее переходу Мотта. В [17] было предложено эмпирическое соотношение  $N_c^{1/3} a_B \approx 0.2$ , которое довольно хорошо описывает переход Мотта в  $n\text{-Ge}$  и  $n\text{-Si}$ . Однако, применительно к рассматриваемому нами случаю GaN:Si, это соотношение дает критическую концентрацию доноров  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , что примерно в 6 раз меньше значения, определенного в наших экспериментах. Таким образом, можно заключить, что эмпирическое соотношение Мотта не является универсальным. Другими словами, критическое значение отношения  $d_D/a_B$  не является одинаковым для различных полупроводников и зависит от вида примеси.

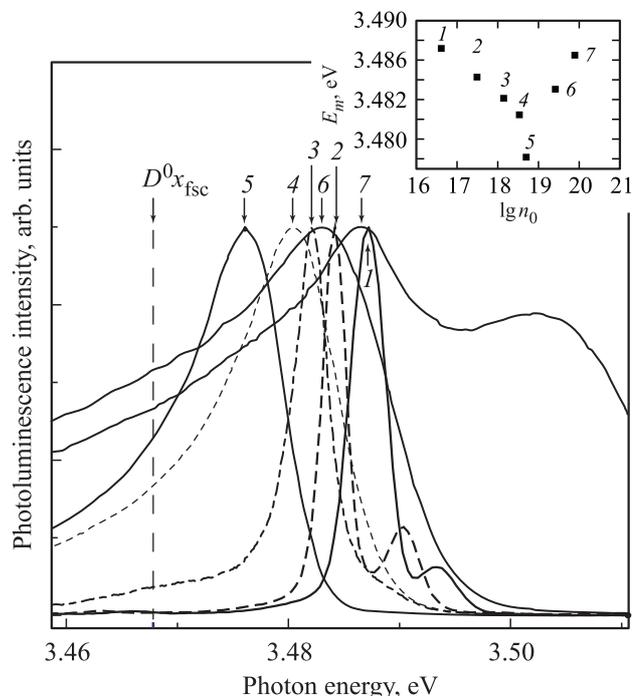
Образец GaN:Si с концентрацией нескомпенсированных доноров  $3.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  в области сильных полей демонстрирует приблизительно двукратное увеличение электропроводности, что, по-видимому, обусловлено забросом носителей в процессе ударной ионизации из примесной зоны в зону проводимости, где подвиж-

ность электронов вдвое превышает их подвижность в примесной зоне. Аналогичная ситуация имеет место и в кремнии с концентрацией нескомпенсированных доноров  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . При уровнях легирования свыше  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  электропроводность практически перестает зависеть от напряженности электрического поля. Последнее обстоятельство, очевидно, связано с тем, что при столь высоких концентрациях межпримесное расстояние становится меньше  $1.5a_B$  (рис. 2), и примесная зона сливается с зоной проводимости.

#### 4. Спектры люминесценции

Спектры люминесценции GaN:Si исследовались с помощью спектрометра, собранного на базе монохроматора МДР-204-2 (ООО ЛОМО Фотоника). Фотолюминесценция возбуждалась непрерывным гелий-кадмиевым лазером с энергией фотонов  $3.83 \text{ eV}$ , плотность мощности возбуждения составляла около  $10 \text{ Wcm}^{-2}$ .

Повышение уровня легирования нитрида галлия кремнием в интервале от  $3 \cdot 10^{17}$  до  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  приводит к усилению и уширению полос излучения экситонов, связанных на нейтральных донорах, и их сдвигу в низкоэнергетическую сторону (рис. 3). Сдвиг экситонных полос свидетельствует о сужении запрещенной зоны  $E_g$ , что может быть обусловлено усилением обменного



**Рис. 3.** Спектры фотолюминесценции образцов GaN:Si № 1–7, нормированные на максимум интенсивности,  $T = 5 \text{ K}$ .  $D^0 X_{fsc}$  — энергия экситона, связанного на нейтральном доноре, для свободного от напряжений объемного кристалла GaN. На вставке показана зависимость положения максимума фотолюминесценции  $E_m$  от концентрации  $n_0$  в образцах № 1–7.

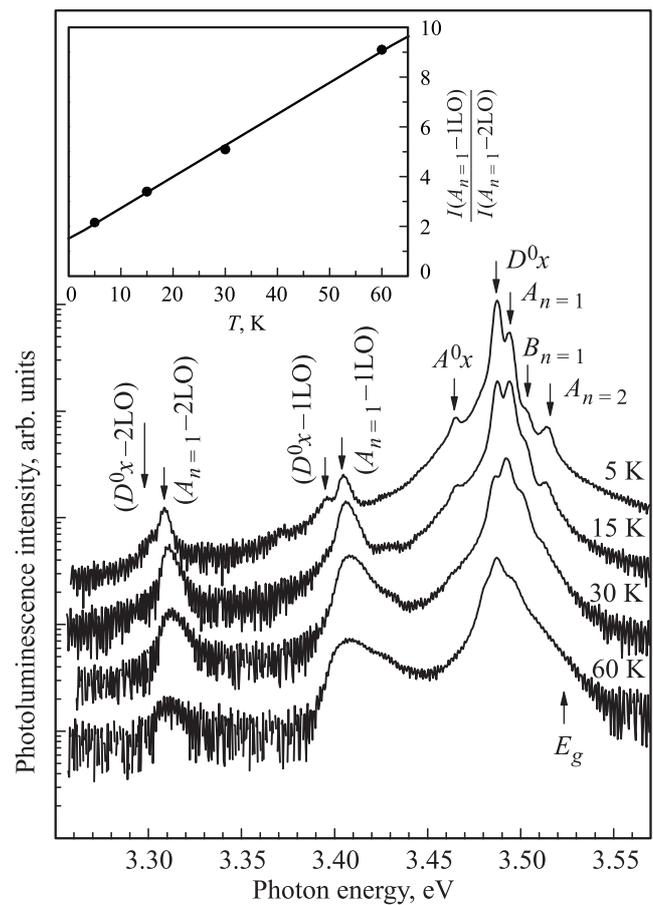
взаимодействия носителей и релаксацией остаточных напряжений. Уширение экситонных полос вызывается ухудшением качества кристаллической решетки, в значительной степени связанного с флуктуациями концентрации заряженных примесей [18].

Направление сдвига максимума люминесценции изменяется, когда концентрация доноров приближается к  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (см. рис. 3) и донорная зона начинает перекрываться зоной проводимости. Слияние донорной зоны с зоной проводимости в GaN:Si при уровнях легирования выше  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  подтверждено полевыми зависимостями электропроводности, рассмотренными в предыдущем разделе. Сдвиг максимума люминесценции в направлении высоких энергий, скорее всего, связан со значительной концентрацией делокализованных электронов, когда становится актуальной излучательная аннигиляция электрона и фотодырки с ненулевыми значениями импульса (аналог эффекта Бурштейна в люминесценции). В теоретической работе [19] была рассчитана кинетическая энергия электронов, локализованных в области с размером, равным расстоянию между соседними донорами. В сильно легированных кристаллах эта энергия столь велика, что донорный уровень оказывается выше дна зоны проводимости. Для такого случая теория предсказывает спектр, состоящий из двух полос излучения, что соответствует экспериментальному спектру для образца № 7. Отметим, что интенсивность излучения в максимуме люминесценции в слабо легированном образце № 2 на порядок больше, чем в образце № 7.

Спектры экситонной люминесценции показывают, что слабо легированный образец № 2 обладает более высоким качеством по сравнению с образцом № 1, который специально не легировался. На основании этого можно предположить, что введение кремния в небольших концентрациях благоприятно с точки зрения релаксации остаточных напряжений и подавления формирования собственных дефектов в решетке GaN.

В спектрах люминесценции образца № 2 при гелиевых температурах присутствуют полосы свободных экситонов ( $A_{n=1}$ ,  $A_{n=2}$  и  $B_{n=1}$ ), полосы экситонов, связанных на нейтральных донорах и акцепторах ( $D_x^0$  и  $A_x^0$ ), а также реплики этих полос, соответствующие излучательным процессам с одновременным рождением одного или двух LO-фононов с энергией  $\hbar\omega_{LO} = 91 \text{ meV}$  (рис. 4). Соотношение интенсивностей полос  $A_{n=1}$ ,  $A_{n=2}$  и  $B_{n=1}$  показывает, что время жизни свободных экситонов недостаточно велико для установления теплового равновесия в экситонной системе.

С ростом температуры люминесценция связанных экситонов деградирует, при этом интегральная интенсивность экситонной люминесценции возрастает вследствие усиления фононных реплик свободных экситонов (см. рис. 4). Спектры люминесценции свидетельствуют о том, что константа фрелиховского взаимодействия в GaN для связанных экситонов значительно меньше, чем для свободных экситонов. По этой причине при



**Рис. 4.** Спектры фотолюминесценции эпитаксиального слоя GaN:Si с концентрацией кремния  $3.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (образец № 2).  $A_{n=1}$ ,  $A_{n=2}$  и  $B_{n=1}$  — свободные экситоны,  $D_x^0$  и  $A_x^0$  — экситоны, связанные на нейтральных доноре и акцепторе. Полосы  $(A_{n=1} - 1LO)$  и  $(A_{n=1} - 2LO)$ ,  $(D_x^0 - 1LO)$  и  $(D_x^0 - 2LO)$  — фононные реплики свободных и связанных экситонов с рождением одного и двух LO-фононов. Стрелкой  $E_g$  показана ширина запрещенной зоны для образца № 2 при  $T = 5 \text{ K}$ . На вставке приведена температурная зависимость отношения интегральных интенсивностей фононных реплик  $I(A_{n=1} - 1LO)$  и  $I(A_{n=1} - 2LO)$  для образца № 2.

температуре около 30 K, когда бесфононные полосы  $A_{n=1}$  и  $D_x^0$  имеют равные интенсивности, фононные реплики связанного экситона  $D_x^0$  уже не наблюдаются.

Согласно нашим экспериментальным данным, отношение интенсивностей фононных реплик  $I(A_{n=1} - 1LO)$  и  $I(A_{n=1} - 2LO)$  линейно зависит от температуры в интервале от 5 до 60 K (см. вставку на рис. 4). Температурная зависимость интенсивностей фононных реплик в излучении свободных экситонов подробно изучалась на кристаллах сульфида и селенида кадмия [20,21]. Излучательная аннигиляция свободного экситона с одновременным рождением одного LO-фонона является запрещенным процессом, вероятность которого пропорциональна квадрату волнового вектора фонона. В то же время аннигиляция экситона с рождением двух LO-фононов

разрешена. Вследствие этого справедливо соотношение  $I(A_{n=1} - 1LO)/I(A_{n=1} - 2LO) = CT$ , где коэффициент  $C$  тем меньше, чем совершеннее кристаллическая решетка. Для образца № 2, спектры излучения которого приведены на рис. 4,  $C \approx 0.13 \text{ K}^{-1}$ . Это свидетельствует о высоком качестве слабо легированного кремнием слоя GaN, выращенного из газовой фазы с использованием аммиака, триметила галлия и силана. Отметим, что наши результаты согласуются с данными работы [22], в которой проводилось сравнительное исследование нелегированных слоев GaN, выращенных двумя методами, — молекулярно-пучковой эпитаксией и хлор-гидридной газофазной эпитаксией. Показано, что при применении газофазной эпитаксии достигается более высокое качество слоев GaN по сравнению с молекулярно-пучковой эпитаксией.

Нами было обнаружено, что спектр экситонной люминесценции образцов № 1 и № 2 достигает стационарного вида лишь через несколько секунд после включения возбуждения. Вследствие этого при достаточно быстром смещении лазерного луча по поверхности образца наблюдается перераспределение интенсивности излучения, — происходит ослабление полосы свободного экситона  $A_{n=1}$  и усиление полосы связанного экситона  $D_x^0$ . Интенсивности полос  $A_{n=1}$  и  $D_x^0$  экспоненциально достигают стационарного значения с характеристическим временем около четырех секунд. Амплитуда этих изменений составляет до 10%. На полосе  $A_x^0$  экситона, связанного на нейтральном акцепторе, такой эффект не наблюдается. Эту эволюцию спектра люминесценции можно объяснить оптической перезарядкой доноров. При длительном лазерном возбуждении устанавливаются равновесные концентрации свободных и связанных экситонов, которые определяют интенсивности соответствующих полос. Концентрация свободных экситонов  $N_{fe}$  может быть представлена как

$$N_{fe} = N_{eh} - N_{nr} - N_{be}, \quad (1)$$

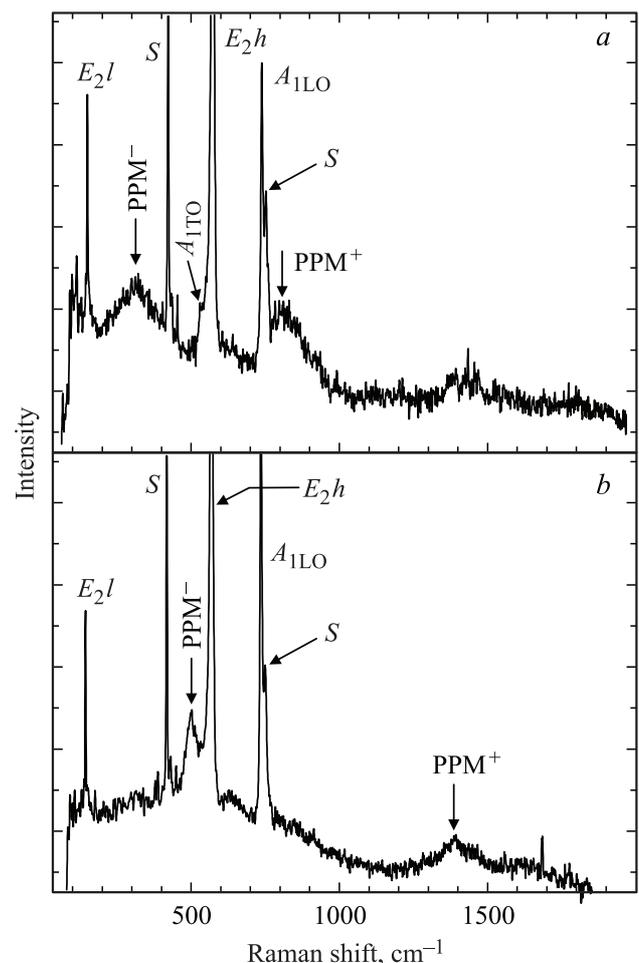
где  $N_{eh}$  — концентрация генерируемых светом электронно-дырочных пар,  $N_{nr}$  — концентрация электронно-дырочных пар, не дающих вклад в экситонную люминесценцию,  $N_{be}$  — концентрация экситонов, связанных на нейтральных донорах.

Значение  $N_{be}$  зависит от концентрации нейтральных доноров. Пусть концентрация нейтральных доноров в неосвещенной области образца превышает их концентрацию в области, длительное время возбуждаемой лазером. При изменении точки возбуждения полоса  $D_x^0$  в первый момент усилится за счет большей концентрации нейтральных доноров, а интенсивность полосы  $A_{n=1}$  согласно (1) уменьшится. Длительное возбуждение приведет к уменьшению концентрации нейтральных доноров и соответственно к ослаблению полосы  $D_x^0$  и усилению полосы  $A_{n=1}$ . Время релаксации спектра к его стационарному виду определяется эффективностью оптической перезарядки доноров в конкретных экспериментальных условиях.

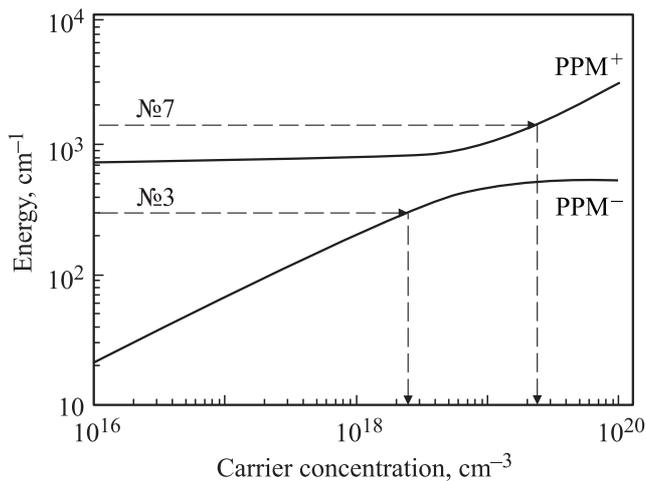
## 5. Рамановское рассеяние и фонон-плазменные моды

Рамановское рассеяние применяется для изучения морфологии и релаксации механических напряжений в тонких слоях GaN по измерениям энергии фононов на различных расстояниях от подложки (см., например, [23–25]). В наших экспериментах возбуждение образцов производилось несфокусированным лазерным лучом с энергией фотонов 2.3 eV в области прозрачности нитрида галлия. В этих условиях энергетические позиции фонон-плазменных мод соответствуют средней концентрации носителей в эпитаксиальном слое GaN:Si. Спектры рамановского рассеяния регистрировались при комнатной температуре, когда большая часть донорных электронов участвует в формировании фонон-плазменных мод.

В спектрах наблюдаются полосы фонон-плазменных мод  $PPM^+$  и  $PPM^-$ , формируемые слоем GaN:Si, а также узкие фононные резонансы от нелегированного



**Рис. 5.** Рамановские спектры образцов № 3 (a) и № 7 (b) при комнатной температуре.  $PPM^-$  и  $PPM^+$  — фонон-плазменные моды слоев GaN:Si;  $E_{2l}$ ,  $E_{2h}$  и  $A_{1LO}$  — фононные компоненты нелегированного буферного слоя GaN;  $S$  — фононные моды сапфировой подложки.



**Рис. 6.** Дисперсия фонов-плазмонных мод в GaN (расчет согласно [27]). Штриховые стрелки соответствуют экспериментальным положениям максимумов полос PPM<sup>+</sup> (для образца № 7) и PPM<sup>-</sup> (для образца № 3).

буферного слоя GaN (рис. 5). Это указывает на низкую концентрацию электронов в буферном слое, что, в частности, связано со сдвигом дна зоны проводимости буферного слоя в сторону высоких энергий вследствие его сжатия [26]. Энергетическое положение высокочастотного фона  $E_2$  буферного слоя GaN в образцах № 1–7 соответствует напряжению сжатия порядка нескольких kbar.

Точность измерения энергии максимумов полос PPM<sup>+</sup> и PPM<sup>-</sup> позволяет определить концентрации электронов с погрешностью в несколько процентов по известным дисперсионным зависимостям для фонов-плазмонных мод в *n*-GaN [27] (рис. 6). Для образцов № 3 и № 7, спектры которых приведены на рис. 5, значения  $n_0$  составляют соответственно  $(2.5 \pm 0.2) \cdot 10^{18}$  и  $(2.2 \pm 0.1) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Концентрации свободных электронов, полученные из рамановских спектров, находятся в согласии с данными электрофизических измерений для всех исследованных образцов GaN:Si.

## 6. Заключение

В эпитаксиальных слоях GaN, легированных кремнием, изучены фотолюминесценция и рамановское рассеяние света, проведены измерения электропроводности в сильных электрических полях. Концентрация свободных электронов в исследованных образцах при комнатной температуре варьировалась от  $4.1 \cdot 10^{16}$  до  $4.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Полевая зависимость электропроводности исследована в широком диапазоне электрических полей, в том числе в условиях примесного пробоя. Анализ этой зависимости для образцов с различным уровнем легирования позволил определить критические концентрации атомов кремния, соответствующие формированию примесной

зоны в нитриде галлия ( $\sim 2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) и началу перекрытия примесной зоны с зоной проводимости ( $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ).

В спектрах фотолюминесценции слабо легированных слоев GaN:Si хорошо выражены полосы свободных и связанных экситонов, а также их фоновые реплики. Обнаружена немонотонность энергетического сдвига максимума фотолюминесценции при возрастании уровня легирования. Энергия максимума люминесценции определяется релаксацией напряжений и факторами, зависящими от концентрации доноров, — величиной обменного взаимодействия и механизмом излучательной рекомбинации. По обе стороны от перехода Мотта установлена четкая корреляция между особенностями спектра фотолюминесценции и полевой зависимости электропроводности. Обнаружена временная эволюция спектра фотолюминесценции, связанная с фотоиндуцированным изменением зарядов доноров.

Значения концентрации электронов в эпитаксиальных слоях GaN:Si, определенные по энергетическому положению полос фонов-плазмонных мод в спектрах рамановского рассеяния, согласуются с данными электрофизических измерений.

Эксперименты по рамановскому рассеянию выполнены на оборудовании ресурсного центра СПбГУ „Оптические и лазерные методы исследования вещества“.

## Список литературы

- [1] N. Vico Triviño, G. Rossbach, U. Dharanipathy, J. Levrat, A. Castiglia, J.-F. Carlin, K.A. Atlasov, R. Butté, R. Houdré, N. Grandjean. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 071 103 (2012).
- [2] M. Zhang, T.F. Zhou, Y.M. Zhang, B. Li, S.N. Zheng, J. Huang, Y.M. Sun, G.Q. Ren, J.F. Wang, F. Hu, H. Yang. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 041 904 (2012).
- [3] Y. Takagi, T. Suwa, H. Sekiguchi, H. Okada, A. Wakahara. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 171 905 (2011).
- [4] S. Farvid, M. Hegde, I.D. Hosein, V. Radovanovich. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 222 504 (2011).
- [5] M.A. Reshchikov, A.G. Willyard, A. Behrends, A. Bakin, A. Waag. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 171 110 (2011).
- [6] X. Wang, M. Zhao, Z. Wang, X. He, Y. Hi, S. Yan. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 192 401 (2012).
- [7] V.G. Dubrovski, V. Consonni, L. Geelhaar, A. Trampert, H. Riechert. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 153 101 (2012).
- [8] K. Kornitzer, T.A. Ebner, K. Thonke, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, M. Leszczynski, I. Grzegory, S. Porowski. *Phys. Rev. B* **60**, 1471 (1999).
- [9] P. Stepniowski, K.P. Korona, A. Wyszomolek, J.M. Baranowski, K. Pakula, M. Potemski, G. Martinez, I. Grzegory, S. Porowski. *Phys. Rev. B* **56**, 15 151 (1997).
- [10] T. Ishiguro, Y. Toda, S. Adachi. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 011 904 (2007).
- [11] E. Oh, B.W. Lee, S.-J. Shim, H.-J. Choi, B.N. Son, Y.H. Ahn, L.S. Dang. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 153 110 (2012).
- [12] T.V. Shubina, A.A. Toropov, G. Pozina, J.P. Bergman, M.M. Glazov, N.A. Gippius, P. Disseix, J. Leymarie, B. Gil, B. Monemar. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 101 108 (2011).

- [13] H. Nykänen, S. Suihkonen, L. Kilanski, M. Sopanen, F. Tuomisto. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 122 105 (2012).
- [14] S. Fritze, A. Dadgar, H. Witte, M. Bägler, A. Rohrbeck, J. Bläsing, A. Hoffmann, A. Krost. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 122 104 (2012).
- [15] В.Ф. Агекян, Л.Е. Воробьев, Г.А. Мелентьев, Н. Nykänen, А.Ю. Серов, S. Suihkonen, Н.Г. Философов, В.А. Шалыгин. *ФТТ* **55**, 260 (2013).
- [16] V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, A.V. Andrianov, A.O. Zakhayin, S. Suihkonen, P.T. Tõrma, M. Ali, H. Lipsanen. *J. Appl. Phys.* **106**, 123 523 (2009).
- [17] N.F. Mott, W.D. Twose. *Adv. Phys.* **10**, 107 (1961). [Н.Ф. Мотт, Н.Д. Туз. *УФН* **79**, 691 (1963).]
- [18] A.L. Efros, B.I. Shklovskii. *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Springer Series in Solid-State Sciences. Springer, Berlin (1984) [Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников*. Наука, М. (1979). 416 с.]
- [19] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. *УФН* **133**, 427 (1981).
- [20] S.A. Permogorov in *Excitons* / Ed. E.I. Rashba, M.D. Sturge. North-Holland Publ. Comp. (1982). P. 177.
- [21] С.Ю. Вербин, А.А. Клочихин, С.А. Пермогоров А.Н. Резницкий. *ФТТ* **22**, 2095 (1980). S.Yu. Verbin, A.A. Klochikhin, S.A. Permogorov, A.N. Reznitskii. *Sov. Phys. Solid State* **22**, 1221 (1980).
- [22] М.Г. Ткачман, Т.В. Шубина, И.Н. Жмерик, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Т. Паскова, Б. Монемар. *ФТП* **37**, 552 (2003).
- [23] H. Siegle, P. Thurian, L. Eckey, A. Hoffman, C. Thomsen, B.K. Meyer, H. Amano, I. Akasaki, T. Detchprohm, K. Hiramatsu. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1265 (1996).
- [24] H.J. Park, C. Park, S. Yeo, S.W. Kang, M. Mastro, O. Kryliouk, T.J. Anderson. *Phys. Status Solidi C* **2**, 2446 (2005).
- [25] V.Yu. Davydov, A.N. Smirnov, I.N. Goncharuk, R.N. Kyutt, M.P. Scheglov, M.V. Baidakova, W.V. Lundin, E.E. Zavarin, M.B. Smirnov, S.V. Karpov, H. Harima. *Phys. Status Solidi B* **234**, 975 (2002).
- [26] S. Kim, I.P. Herman, J.A. Tuchman, K. Doverspike, L.B. Rowland, D.K. Gaskill. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 380 (1995).
- [27] T. Kozawa, T. Kachi, H. Kano, Y. Taga, M. Hachimoto, N. Koide, K. Manabe. *J. Appl. Phys.* **75**, 1098–1101 (1993).