

Ударная ионизация экситонов в электрическом поле в GaN и квантовых ямах GaN/AlGaN

© Д.К. Нельсон, М.А. Якобсон, В.Д. Каган, Б. Жиль*, Н. Гранжан**, Б. Бомон**, Ж. Масси**, П. Жибар**

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

*CNRS-GES, Université de Montpellier II, 34095 Montpellier, France

**CNRS-CRHEA, Sophia-Antipolis, 06560 Valbonne, France

(Поступила в Редакцию 27 апреля 2001 г.)

Исследовался эффект ударной ионизации экситонных состояний в эпитаксиальных пленках GaN и в структурах с квантовыми ямами GaN/AlGaN. Исследование проводилось оптическим методом, основанном на наблюдении гашения экситонной фотолюминесценции при приложении электрического поля. Установлено, что в процессе релаксации электронов по энергии и импульсу рассеяние на примесях преобладает над рассеянием на акустических фононах. Оценена средняя длина свободного пробега горячих электронов. В квантовых ямах GaN/AlGaN средняя длина свободного пробега горячих электронов оказалась на порядок величины больше, чем в эпитаксиальных пленках GaN, что обусловлено уменьшением вероятности рассеяния электронов в двумерном случае.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 00-02-16952).

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям нитридов элементов III группы, которые являются широкозонными полупроводниковыми материалами, перспективными для создания современных оптоэлектронных устройств, работающих в видимой и ультрафиолетовой областях спектра [1]. Однако многие фундаментальные свойства этих материалов пока детально не изучены. В частности, недостаточно исследовано влияние на оптические свойства нитридов внешнего электрического поля. До недавнего времени имелось только небольшое количество работ, посвященных исследованию экситонных состояний III-нитридов во внешнем электрическом поле [2,3]. В то же время такие исследования представляются весьма актуальными. Излучательная рекомбинация, происходящая в этих материалах через экситонные состояния, сосуществует в оптоэлектронных устройствах с электрическим током, протекающим через структуру. Соответственно хорошее понимание процессов взаимодействия между заряженными носителями и экситонами в данных материалах является важным для физики полупроводниковых приборов.

Настоящая работа посвящена изучению явления ударной ионизации (или делокализации) экситонов в нитриде галлия. Исследование выполнено оптическим методом, основанном на наблюдении гашения экситонной фотолюминесценции при приложении электрического поля. Гашение происходит вследствие распада экситонов или экситонно-примесных комплексов под действием горячих носителей, которые приобретают необходимую энергию за счет электрического поля. Число таких высокоэнергетических электронов существенным образом зависит от механизмов релаксации электронов по энергии и квазиимпульсу. Поэтому изучение эффекта гашения в зависимости от приложенного электрического поля может дать информацию об этих механизмах. Пре-

имущество оптического метода состоит в том, что он позволяет изучать ударную ионизацию слабо связанных состояний и исследовать состояния с различной энергией ионизации. Исследования проводились на ряде образцов эпитаксиальных пленок GaN, выращенных различными методами (ELOG-MOVPE, MOVPE и MBE). Эффект ударной ионизации был также исследован в структурах с квантовыми ямами GaN/AlGaN, выращенными методом MBE. Было установлено, что в наших образцах в процессе релаксации горячих электронов рассеяние на примесях преобладает над рассеянием на акустических фононах.

1. Эксперимент

Исследованные образцы представляли собой специально не легированные эпитаксиальные пленки GaN *n*-типа, выращенные на подложках из сапфира. Использованный в данном исследовании образец ELOG был выращен методом металло-органической газофазной эпитаксии (MOVPE) при атмосферном давлении с использованием двухступенчатого процесса [4]. При этом на поверхность предварительно выращенной пленки GaN наносилась маска в виде решетки из Si₃N₄ с шириной полосок 3–5 μm и периодом 10 μm, ориентированной вдоль направления $\langle 10\bar{1}0 \rangle$. Затем рост пленки GaN продолжался до тех пор, пока маска не оказывалась полностью заросшей. Для получения пленок GaN и структур с квантовыми ямами GaN/AlGaN методом молекулярно-лучевой эпитаксии (MBE) использовались твердые источники элементов III группы и аммиак в качестве источника азота. Выращенный при 500°C буферный слой GaN толщиной 250 Å отжигался при 900°C, после чего при 800°C выращивался эпитаксиальный слой GaN (более подробно процедура роста описана

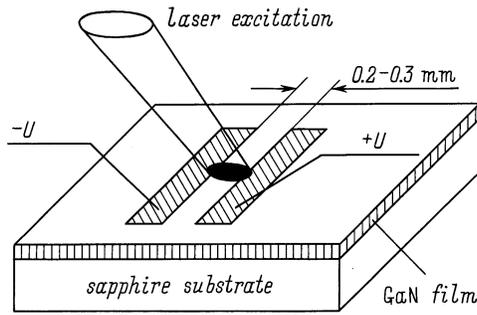


Рис. 1. Схема эксперимента.

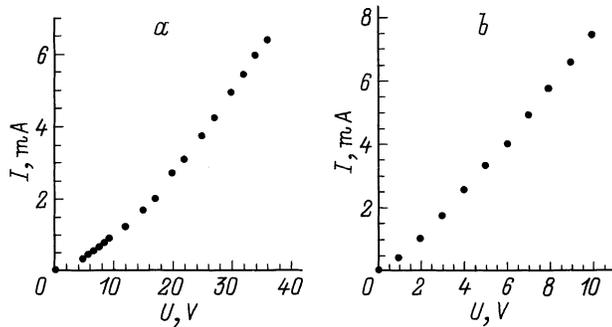


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики двух исследованных образцов: *a* — эпитаксиальная пленка GaN, *b* — квантовая яма GaN/AlGaN толщиной 17 ML.

в [5]). Структуры с квантовыми ямами GaN/AlGaN состояли из барьеров $\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.91}\text{N}$ и квантовых ям GaN толщиной несколько монослоев (ML, $1\text{ML} = 2.59 \text{ \AA}$).

На поверхности образца вакуумным напылением были сформированы алюминиевые омические контакты в виде двух параллельных полосок длиной несколько миллиметров с промежутком между контактами 0.2–0.3 мм (рис. 1). Для возбуждения фотолюминесценции использовалась линия $\lambda = 325 \text{ nm}$ гелий-кадмиевого лазера. Лазерный луч фокусировался в пятно диаметром приблизительно 0.5 мм, которое покрывало весь промежуток между электродами. Для охлаждения образец погружался в жидкий гелий. К структуре прикладывалось постоянное напряжение, при этом через образец протекал ток величиной в несколько миллиампер. Это могло приводить к нагреву образца. Для того чтобы обеспечить наилучшие условия охлаждения, жидкий гелий откачивался форвакуумным насосом, и измерения проводились при температуре ($T = 2 \text{ K}$) ниже λ -точки, температуры, при которой жидкий гелий переходит в сверхтекучее состояние. В этом случае жидкий гелий хорошо смачивает образец и между образцом и хладагентом отсутствует паровая прослойка. В случае использования в качестве хладагента жидкого гелия при температуре выше λ -точки ($T = 4.2 \text{ K}$) паровая прослойка заметно ухудшает отвод тепла от образца и даже небольшой ток может приводить к существенному нагреву

образца. В ходе экспериментов было установлено, что нагрев образца незначителен и не оказывает заметного влияния на спектры фотолюминесценции. В частности, гашение экситонной фотолюминесценции квантовых ям GaN/AlGaN было исследовано при двух температурах: $T = 2$ и 4.2 K . Зависимости интенсивности люминесценции от приложенного напряжения практически идентичны при обеих температурах, что указывает на то, что мы действительно имеем дело с полевым эффектом.

В процессе эксперимента ток, проходящий через образец при приложении напряжения, регистрировался, и затем строились вольт-амперные характеристики образцов. Две из них представлены на рис. 2. У ряда образцов вольт-амперные характеристики были в достаточной степени линейными. У некоторых образцов вольт-амперные характеристики имели нелинейный участок при малом напряжении, но при большом напряжении становились в достаточной степени линейными. В целом можно считать электрическое поле в образце с достаточной точностью однородным, по крайней мере при не слишком малых напряжениях.

2. Результаты

Интенсивная линия экситона, связанного на нейтральном доноре (BE), доминировала в спектрах люминесценции наших образцов в области экситонного резонанса $A_{n=1}$. Существенно более слабая линия свободного экситона (FE) также отчетливо наблюдалась в спектрах. В спектре некоторых образцов наблюдались две линии связанных экситонов с различными энергиями связи (BE1 и BE2). При этом линия BE1 является линией экситона, связанного на нейтральном доноре, а появление линии BE2 мы считаем обусловленным остаточным легированием магнием [5], которое имеет место в некоторых образцах из-за особенностей технологического процесса [6,7]. Типичные спектры экситонной фотолюминесценции GaN представлены на рис. 3.

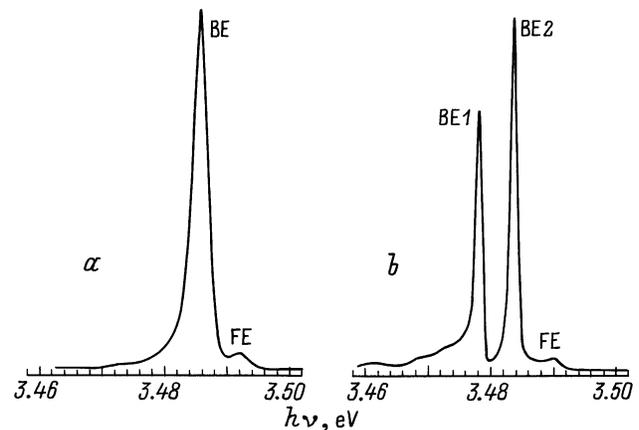


Рис. 3. Экситонные спектры люминесценции двух различных образцов GaN. $T = 2 \text{ K}$.

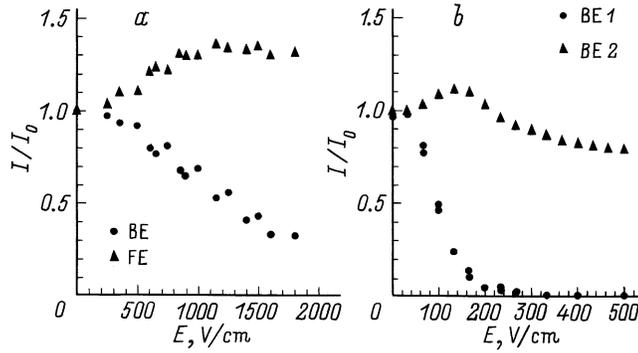


Рис. 4. Зависимости относительных интенсивностей экситонных линий излучения от приложенного электрического поля. *a* — образец MOVPE с единственной линией связанного экситона с энергией связи $\varepsilon_b = 6.5$ meV, *b* — образец MBE с двумя линиями связанного экситона с энергиями связи $\varepsilon_b = 4.5$ и 12 meV.

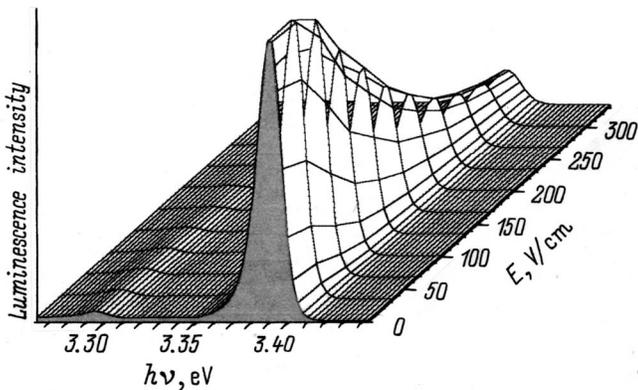


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции квантовой ямы GaN/AlGaN в зависимости от приложенного электрического поля. Ширина квантовой ямы — 17 монослоев.

Когда внешнее напряжение прикладывалось к структуре, наблюдалось гашение экситонной фотолюминесценции. Характер поведения фотолюминесценции с электрическим полем зависит от энергии связи соответствующего экситонного состояния, как показано на рис. 4, где представлена зависимость интенсивности линии излучения от величины электрического поля.

Можно видеть, что линия с наименьшей энергией связи (BE для случая (*a*) и BE1 для случая (*b*)) испытывает наиболее сильное гашение. Одновременно в интервале относительно слабых электрических полей наблюдается возгорание линии излучения, соответствующей состоянию с большей энергией связи. В более сильном электрическом поле возгорание сменяется насыщением (для линии FE) или гашением (для линии BE2).

Наблюдаемый эффект может быть объяснен в рамках модели ударной ионизации. Горячие электроны с кинетической энергией, близкой к энергии связи экситона с примесным центром (или близкой к энергии связи экситона в случае свободного экситона), разрушают экситонное

состояние, приводя к гашению соответствующей линии излучения. В относительно слабом электрическом поле этот эффект является существенным только для состояний с малой энергией связи. Диссоциация комплексов с самой малой энергией связи увеличивает концентрацию свободных экситонов, которые могут излучательно рекомбинировать или захватываться на более глубокие центры, внося вклад в увеличение интенсивности соответствующих линий излучения. В более сильном электрическом поле электроны способны приобретать энергию, достаточную для разрушения комплексов с большими энергиями связи, и интенсивность соответствующих линий излучения уменьшается. Фактически в области исследованных электрических полей мы видели только гашение линий связанных экситонов с различными энергиями связи (от 4.5 до 12 meV). Для линии свободного экситона наблюдалось только насыщение. Для наблюдения гашения такого сильно связанного состояния (энергия связи приблизительно 28 meV) необходимо намного более сильное электрическое поле.

Подобный эффект был обнаружен и в структурах с квантовыми ямами GaN/AlGaN. Спектры фотолюминесценции данных структур состоят из интенсивной линии локализованного экситона и его довольно слабой фоновой реплики. Энергия локализации экситона может быть оценена по стоковому смещению линии люминесценции и составляет приблизительно 20 meV [8]. При приложении к образцу внешнего электрического поля наблюдалось значительное гашение фотолюминесценции (рис. 5), обусловленное аналогично ситуации в эпитаксиальных пленках GaN делокализацией экситонов под воздействием разогретых полей электронов.

3. Анализ данных

Уравнение для числа экситонов N в системе записывается в виде

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} + G, \quad (1)$$

где G — скорость генерации. Вероятность распада ($1/\tau$) экситона (или экситонно-примесного комплекса) в присутствии электрического поля E определяется вероятностью ударной ионизации $W(E)$ и вероятностью распада ($1/\tau_0$) вследствие других излучательных и безызлучательных процессов

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + W(E). \quad (2)$$

Принимая во внимание, что интенсивность люминесценции $I(E) \sim N(E)$, получаем для стационарных условий следующее выражение:

$$I(E) = I(0)[1 + W(E)\tau_0]^{-1}. \quad (3)$$

Вероятность ударной ионизации $W(E)$ дается интегралом

$$W(E) = \int_{\varepsilon_i}^{\infty} W_e(\varepsilon) \rho(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4)$$

где $W_e(\varepsilon)$ — вероятность ионизации одного электрона, $\rho(\varepsilon)$ — плотность состояний электронов в зоне проводимости, $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям. Интеграл берется по всем энергиям, превышающим энергию ионизации ε_i , $W_e(\varepsilon)$ и $\rho(\varepsilon)$ являются степенными функциями энергии, а $f(\varepsilon)$ при больших энергиях зависит от ε экспоненциально. В интеграле (4) существенны энергии вблизи порога ионизации ε_i и величина интеграла оказывается экспоненциально малой. Показатель экспоненты определяет зависимость W от электрического поля E . Мы не будем интересоваться предэкспоненциальным множителем, что допустимо, когда модуль показателя экспоненты велик. Малая величина экспоненты связана с малым числом электронов, имеющих энергию, достаточную для ионизации связанного состояния, и наша задача — вычислить это число, и таким образом определить полную вероятность ионизации. Строгое математическое рассмотрение задачи дано в [9]; проведем кратко рассмотрение, пригодное как для трехмерного, так и для двумерного полупроводника.

Электронная функция распределения по импульсам $f_{\mathbf{p}}$ описывается кинетическим уравнением

$$e\mathbf{E} \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} + \frac{1}{\tau_{\text{im}}(\varepsilon_p)} (f_{\mathbf{p}} - f(\varepsilon_p)) + \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}} |C_{\mathbf{q}}|^2 \times \left[(f_{\mathbf{p}}(N_q + 1) - f_{\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}} N_q) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}} - \hbar\omega_q) + (f_{\mathbf{p}} N_q - f_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q}}(N_q + 1)) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q}} + \hbar\omega_q) \right] = 0, \quad (5)$$

где \mathbf{p} — импульс электрона, $\varepsilon_p = \mathbf{p}^2/2m$ — его энергия, m — его эффективная масса, \mathbf{q} — волновой вектор фонона, ω_q — его частота ($\omega_q = sq$, где s — скорость звука), $N_q = \exp(\hbar\omega_q/kT - 1)^{-1}$ — функция распределения Планка для фононов, $\tau_{\text{im}}(\varepsilon_p)$ — время релаксации для упругого рассеяния на дефектах решетки и примесях, $C_{\mathbf{q}}$ — константа электрон-фононного взаимодействия. Функция распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$ получается из $f(\mathbf{p})$ усреднением по всем направлениям импульса \mathbf{p} . Принимается во внимание только взаимодействие с акустическими или пьезоакустическими фононами, так как частоты оптических фононов в GaN гораздо больше, чем энергии ионизации экситонных состояний. Из законов сохранения энергии и импульса в процессах электрон-фононных столкновений следует, что существенными являются только достаточно большие энергии фононов, поэтому при низких температурах число фононов определяется малой экспонентой $N_q \approx \exp(-\hbar\omega_q/kT)$. Можно пренебречь этим числом по сравнению с единицей. Электронная релаксация из-за процесса ионизации экситона в (5) не учитывается, будучи незначительной по сравнению со скоростью

релаксации, вызванной взаимодействием электронов с фононами и примесями.

Перенесем все члены уравнения (5) со знаком минус в правую сторону и преобразуем дифференциальное уравнение (5) в интегральное уравнение

$$f_{\mathbf{p}} = \int_0^{\infty} dt \left\{ \frac{1}{\tau_{\text{im}}(\varepsilon_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t})} f(\varepsilon_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t}) + \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}} |C_{\mathbf{q}}|^2 \times \left[f_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t+\hbar\mathbf{q}} \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t} - \varepsilon_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t+\hbar\mathbf{q}} + \hbar\omega_q) + f_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t-\hbar\mathbf{q}} N_q \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t} - \varepsilon_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t-\hbar\mathbf{q}} - \hbar\omega_q) \right] \right\} \times \exp \left[- \int_0^t dt' \left(\frac{1}{\tau_{\text{im}}(\varepsilon_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t'})} + \frac{1}{\tau_{\text{ph}}(\varepsilon_{\mathbf{p}-e\mathbf{E}t'})} \right) \right]. \quad (6)$$

Время релаксации электронов на фононах в упругом приближении имеет вид

$$\tau_{\text{ph}}^{-1}(\varepsilon_p) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}} |C_{\mathbf{q}}|^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}-\hbar\mathbf{q}}). \quad (7)$$

Средняя длина свободного пробега электрона дается выражениями

$$l_{\text{ph,im}}(\varepsilon_p) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_p}{m}} \tau_{\text{ph,im}}(\varepsilon_p), \quad \frac{1}{l(\varepsilon)} = \frac{1}{l_{\text{ph}}(\varepsilon)} + \frac{1}{l_{\text{im}}(\varepsilon)}. \quad (8)$$

Мы предполагаем, что электрическое поле достаточно сильное

$$\varepsilon_i \gg eEl(\varepsilon_i) \gg kT. \quad (9)$$

Как следует из выражения (6), функция распределения электронов при высоких энергиях определяется распределением электронов по энергии при средних тепловых энергиях. Предположим, что при этих энергиях имеются эффективные механизмы релаксации импульса и энергии, такие что функция распределения является равновесной. Используя для интегрирования (6) метод перевала, получаем

$$f_{\mathbf{p}} = A_{\mathbf{p}} \exp \left[- \frac{\varepsilon_p}{T} \sin^2 \vartheta - \cos \vartheta \int_0^{\varepsilon_p} \frac{d\varepsilon'}{eEl(\varepsilon')} \right], \quad (10)$$

где $A_{\mathbf{p}}$ имеем более слабую зависимость от импульса, чем показательная функция импульса, ϑ — угол между импульсом и электрическим полем. Функция (10) — иглообразная, вытянутая в направлении электрического поля и быстро уменьшающаяся в других направлениях. Усреднение этой функции по углам приводит к закону ионизации Таунсенда–Шокли

$$f(\varepsilon) = \exp \left(- \int_0^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon'}{eEl(\varepsilon')} \right). \quad (11)$$

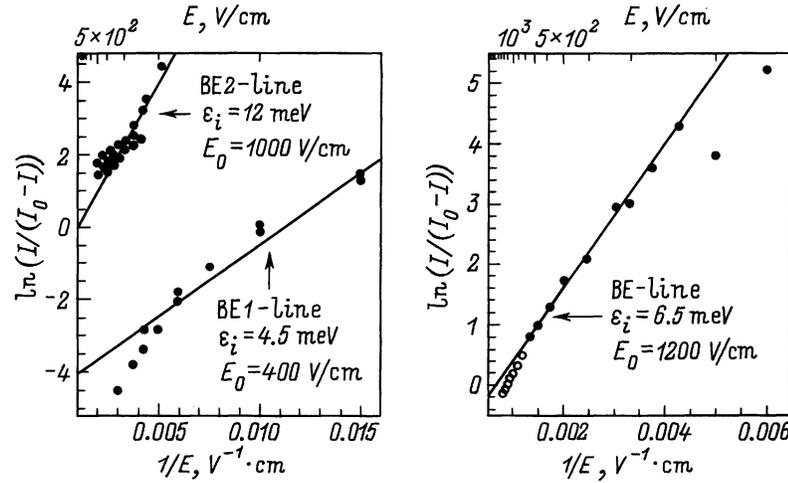


Рис. 6. Зависимости интенсивности линии люминесценции связанного экситона от электрического поля для двух различных образцов GaN. Экспериментальные точки представлены в координатах $\ln[I/(I_0 - I)] = f(E^{-1})$ для сравнения с теорией. Сплошная линия — линейная аппроксимация.

Особое рассмотрение необходимо в случае преобладания упругого рассеяния электронов, $\tau_{\text{im}}(\varepsilon_p) \ll \tau_{\text{ph}}(\varepsilon_p)$. Было показано [9], что для различных величин электрического поля имеют место различные зависимости от электрического поля. Когда выполнены неравенства $kT \ll eE\sqrt{l_{\text{ph}}(\varepsilon_i)l_{\text{im}}(\varepsilon_i)} \ll s\sqrt{2m\varepsilon_i}$, обнаруживается зависимость Таунсенда–Шокли

$$f(\varepsilon) = A \exp\left(-\int_0^{\varepsilon} \frac{\sqrt{3}d\varepsilon'}{eE\sqrt{l_{\text{ph}}(\varepsilon')l_{\text{im}}(\varepsilon')}}\right). \quad (12)$$

При условиях $kT \ll s\sqrt{2m\varepsilon_i} \ll eE\sqrt{l_{\text{ph}}(\varepsilon_i)l_{\text{im}}(\varepsilon_i)}$ функция распределения является решением задачи ”горячих” электронов, которая ведет к закону ионизации Давыдова–Вольфа

$$f(\varepsilon) = A \exp\left(-\int_0^{\varepsilon} \frac{6d\varepsilon'}{e^2E^2l(\varepsilon')l_{\varepsilon}(\varepsilon')}\right), \quad (13)$$

$$l_{\varepsilon}(\varepsilon_p) = \frac{\sqrt{2m}}{\varepsilon_p^{3/2}} \pi \sum_q |C_q|^2 \omega_q \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_p - \hbar q). \quad (14)$$

Когда электрическое поле увеличивается, можно ожидать переход от зависимости (12) к зависимости (13). Следует отметить, что зависимость Давыдова–Вольфа экспериментально не наблюдалась. Причина, возможно, состоит в том, что при увеличении электрического поля наряду с ударной ионизацией может проявляться и туннельная ионизация [10].

Проанализируем экспериментальные данные, используя зависимость Таунсенда–Шокли (12), переписав ее в виде $W(E) = W_0 \exp(-E_0/E)$, где E_0 — некоторый характеристический параметр, и покажем, какая информация может быть получена из этого анализа.

На рис. 6 представлена зависимость интенсивности фотолюминесценции GaN от приложенного электрического поля в координатах $\ln[I/(I_0 - I)]$ от E^{-1} . Экспериментальные точки, нанесенные на рис. 6, аппроксимированы прямой линией при определенной величине параметра E_0 . Величины E_0 , полученные с использованием этой процедуры для исследованных образцов GaN, представлены в таблице.

В чистых кристаллах при низких температурах доминирующим механизмом электронной релаксации должно быть рассеяние на пьезоакустических фононах. Оценки, сделанные с использованием формул (7), (8) и (11) и параметров для GaN [11], дают для $\varepsilon_i = 6 \text{ meV}$ величину $E_0 = 160 \text{ V/cm}$. Это намного меньше, чем величина $E_0 = 600 \text{ V/cm}$, полученная в нашем эксперименте. Кроме того, в случае рассеяния на пьезоакустических фононах параметры E_0 должны быть пропорциональны квадратному корню из энергии ионизации. Из данных, полученных для MBE-образцов следует, что $E_0 \sim \varepsilon_i$. Оба эти факта свидетельствуют о том, что релаксация электронов происходит не только из-за рассеяния на пьезоакустических фононах, но также в результате рассеяния электронов на примесных центрах, которое в наших образцах играет существенную роль. Согласно выражению (12), эффективная средняя длина пробега

Экспериментально определенные значения параметра E_0 и длины свободного пробега электронов для различных образцов GaN

Образец, линия	ε_i , meV	E_0 , V/cm	l_{eff} , 10^{-5} cm
ELOG, линия BE1	6.5	600	2
MBE, линия BE1	4.5	400	2
MBE, линия BE2	12.0	1000	2
MOVPE, линия BE	6.0	1500	0.7

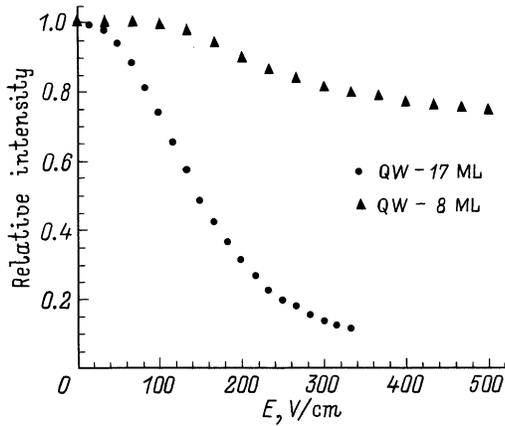


Рис. 7. Зависимости интенсивности люминесценции квантовой ямы (QW) GaN/AlGaN от приложенного электрического поля для образцов с различной шириной квантовой ямы.

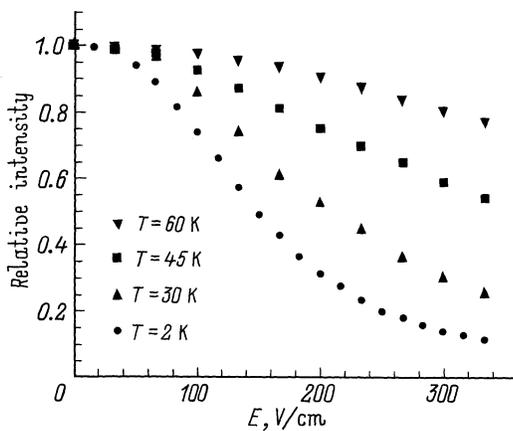


Рис. 8. Зависимости интенсивности люминесценции квантовой ямы GaN/AlGaN от приложенного электрического поля как функция температуры. Ширина квантовой ямы — 17 монослоев.

горячих электронов может быть оценена в этом случае по формуле

$$l_{\text{eff}} = \sqrt{3}\varepsilon_i/eE_0. \quad (15)$$

Результаты этих оценок представлены в последнем столбце таблицы. Во-первых, нужно отметить, что ELOG- и MBE-образцы дают близкие значения параметра l_{eff} . Во-вторых, можно сравнить эти результаты с результатами, полученными для кристаллов CdS [12]. В случае чистых кристаллов CdS величина l_{eff} равна 10^{-4} см для $\varepsilon_i = 4$ меВ. Для кристаллов CdS более низкого качества соответствующая величина уменьшалась до $5 \cdot 10^{-6}$ см. Таким образом, значение длины свободного пробега $l_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-5}$ см, полученное в наших экспериментах для трехмерных образцов GaN, оказывается не существенно хуже, чем для лучших кристаллов сульфида кадмия.

Вернемся к анализу данных, полученных для структур с квантовыми ямами GaN/AlGaN. Зависимости интен-

сивности люминесценции от электрического поля для двух образцов с квантовыми ямами (QW) шириной соответственно 17 и 8 монослоев представлены на рис. 7. Можно видеть, что эффект гашения намного более сильный в образце с более широкой квантовой ямой. Главная причина этого явления та, что время жизни экситона существенно уменьшается с уменьшением ширины квантовой ямы [13]. Согласно (3) уменьшение τ_0 ведет к уменьшению влияния $W(E)$ на интенсивность люминесценции.

Линейный участок зависимости $\ln[I/(I_0 - I)]$ от E^{-1} дает величину параметра E_0 : $E_0 = 350$ и 480 В/см для квантовых ям шириной 17 и 8 ML соответственно. Беря величину энергии локализации экситона равной $\varepsilon_i = 20$ меВ, получаем следующие значения средней длины свободного пробега горячих электронов: $l_{\text{eff}} = 1 \cdot 10^{-4}$ см для 17 ML QW и $l_{\text{eff}} = 0.7 \cdot 10^{-4}$ см для 8 ML. Эти величины значительно больше, чем для объемного GaN. При вычислении средней длины свободного пробега электронов в квантовой яме нужно принять во внимание, что изменение в процессе рассеяния импульса электрона в направлении, перпендикулярном плоскости ямы, не может быть больше, чем \hbar/d , где d — толщина ямы. Поэтому в двумерном случае вероятность рассеяния электрона уменьшается и средние длины свободного пробега увеличиваются на множитель $\sqrt{2m\varepsilon_i d/\hbar}$. Присутствие этого множителя объясняет наблюдаемое соотношение между средними длинами свободных пробегов горячих электронов в пленках GaN и в квантовых ямах GaN/AlGaN.

Была также исследована температурная зависимость коэффициента ударной ионизации в квантовых ямах в температурном интервале от 2 до 60 К. При увеличении температуры эффект гашения ослабевает (рис. 8). Аналогично зависимости от ширины квантовой ямы, это можно объяснить уменьшением времени жизни экситона при увеличении температуры. В то же время анализ экспериментальных данных, проведенный с учетом зависимости Таунсенда–Шокли для $W(E)$, не выявил какой-либо температурной зависимости параметра E_0 , что согласуется с теорией. Таким образом, все наблюдаемое в данном эксперименте уменьшение эффекта ударной ионизации связано с вариацией τ_0 с температурой.

В заключение следует отметить, что в нелегированных эпитаксиальных слоях GaN, выращенных методами MOVPE, ELOG и MBE, релаксация импульса электрона происходит в результате рассеяния на примесях в отличие от чистой кристаллической решетки, где доминирующим механизмом является рассеяние на пьезоакустических фононах. Это свидетельствует об определенном несовершенстве имеющихся в настоящее время образцов GaN. В квантовых ямах GaN/AlGaN средние длины свободного пробега горячих электронов оказываются на порядок величины больше, чем в пленках GaN, из-за уменьшения в вероятности рассеяния электронов в двумерном случае.

Авторы благодарны А. Усикову и В. Лундину за предоставление образцов MOVPE-GaN.

Список литературы

- [1] S. Nakamura, G. Fasol. The blue laser diode. Springer (1997).
- [2] F. Binet, J.Y. Duboz, E. Rosencher, F. Scholz, V. Härle. Phys. Rev. **B54**, 8116 (1996).
- [3] D.K. Nelson, V.D. Kagan, E.V. Kalinina, M.A. Jacobson, J. Luminescence **72-74**, 865 (1997).
- [4] B. Beaumont, M. Vaille, G. Nataf, A. Bouillé, J.G. Guillaume, P. Vennéguès, S. Haffouz, P. Gibart. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **3**, 20 (1998).
- [5] M. Tchoukeu, O. Briot, B. Gil, J.P. Alexis, R.L. Aulombard. J. Appl. Phys. **80**, 5352 (1996).
- [6] M. Leroux, B. Beaumont, N. Grandjean, P. Lorenzini, S. Haffouz, P. Vennéguès, J. Massies, P. Gibart. Mat. Sci. Eng. **B50**, 97 (1997).
- [7] N. Grandjean, J. Massier, P. Vennéguès, M. Leroux, F. Demangeot, M. Renucci, J. Frandon. J. Appl. Phys. **83**, 1379 (1998).
- [8] M. Leroux, N. Grandjean, M. Laügt, J. Massies, B. Gil, P. Lefebvre, P. Bigenwald. Phys. Rev. **B58**, R13371 (1998).
- [9] В.Д. Кagan. ЖТФ **94**, 1, 258 (1988).
- [10] M.A. Jacobson, V.D. Kagan, E.V. Kalinina, D.K. Nelson, A.V. Selkin, V.A. Dmitriev, K.G. Irvin, C.H. Carter, JR. 23rd Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors. Proceeding Berlin (1996). P. 569.
- [11] <http://nina.ecse.rpi.edu/shur/nitride.htm>.
- [12] M.A. Jakobson, V.D. Kagan, R. Katilus, G.O. Müller. Phys. Stat. Sol. (b) **161**, 395 (1990).
- [13] P. Lefebvre, J. Allègre, B. Gil, H. Mathieu, N. Grandjean, M. Leroux, J. Massies, P. Bigenwald. Phys. Rev. **B59**, 23, 15 563 (1999).