УДК 537.9 DOI: 10.17223/00213411/64/5/9

Е.Р. БУРМИСТРОВ[1], *Л.П. АВАКЯНЦ*[1], *М.М. АФАНАСОВА*[2]

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN

Исследован механизм пьезоэлектрического рассеяния носителей заряда в гетероструктурах InGaN/AlGaN/GaN с одной заполненной подзоной размерного квантования. Создана математическая модель, с помощью которой можно оценить кинетические параметры двумерного электронного газа в изучаемой структуре. Результаты проведенного расчета матричных потенциалов рассеяния продемонстрировали достоверность и состоятельность на используемой модели промышленных светодиодных гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN. Показано, что механические напряжения в слоях InGaN/GaN приводят к неравномерному распределению суммарного электрического поля вдоль активного слоя. Установлено, что время релаксации, ограничивающее подвижность двумерного электронного газа при пьезоэлектрическом рассеянии, ~ 10^{-9} с.

Ключевые слова: *квантовая яма, механические напряжения, гетероструктура, транспортное время, двумерный электронный газ, рассеяние.*

Введение

Современные гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN широко используются в полупроводниковой электронике при изготовлении высокочастотных устройств, таких, как СВЧ-детекторы, сверхъяркие светодиоды и лазерные диоды [1, 2]. Подобный интерес к соединениям на основе элементов III группы обусловлен тем, что данные полупроводниковые структуры обладают широкой запрещенной зоной, величину которой можно изменять, варьируя концентрацию In в барьерном слое InGaN. Указанные особенности делают возможным формирование транзисторов и монолитных схем на основе гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN с высокими мощностными и частотными характеристиками (>10 Вт/мм) [2].

В данной работе изучаются образцы, выращенные методами газофазной эпитаксии при пониженном давлении. Чувствительность данной технологии к наличию загрязнений и примесей в процессе послойного осаждения продуктов химических реакций требует соблюдения технологического режима: непрерывный нагрев формируемого образца до высоких температур в условиях высокого вакуума. Вследствие этого, в барьерной области GaN образуется легированный индием дельта-слой, который влияет на проводимость электронов двумерного электронного газа (2ДЭГ) [3]. Вышеизложенные особенности привели к необходимости учета дельта-слоя в ходе исследования квантово-динамических параметров 2ДЭГ в активной области InGaN, среди которых наиболее важными, определяющими предельные характеристики приборов на основе гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN, являются концентрация и подвижность электронов 2ДЭГ в активном слое.

В рассматриваемых эпитаксиальных гетероструктурах квантовые ямы (КЯ) достаточно узкие с шириной $L = 4$ нм. Данная особенность приводит к необходимости учета механизма рассеяния 2ДЭГ на шероховатостях в условиях приложенного электрического поля. Дополнительные исследования гетероструктур InGaN/GaN методами сканирующей атомно-силовой микроскопии позволили установить, что максимальная величина неоднородностей, возникающих в процессе эпитаксиального роста на гетерогранице, составляет $d/3$, где d – характерная толщина моноатомного слоя GaN. Из этого следует, что механизмом рассеяния 2ДЭГ на шероховатостях гетерограницы InGaN/GaN можно пренебречь, учитывая его незначительный вклад в общий канал релаксации.

Вследствие наличия внутренних механических напряжений в слоях гексагональной структуры GaN на гетерогранице InGaN/GaN возникают пьезоэлектрические поля. Стоит отметить, что сами по себе пьезоэлектрические поля не являются источниками рассеяния двумерных носителей, так как тесно связаны с узлами кристаллической решетки барьера GaN и имеют периодическое пространственное распределение. Исследования показывают [3], что в совокупности с дефектами гетерограницы InGaN/GaN пьезоэлектрические поля могут приводить к ограничению подвижности 2ДЭГ и рассматриваться в рамках одного из каналов релаксации. Встроенные механические напряжения между слоями InGaN/GaN приводят к искажению потенциального рельефа гетероструктуры и пространственному распределению двумерных носителей заряда. Следовательно, уменьшается интеграл перекрытия волновых функций и возрастает доля безызлучательных переходов электронов между валентной зоной и зоной проводимости, что негативно отражается на работе квантово-каскадных лазеров и светодиодов [4].

В данной работе предметом исследований служат образцы светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN в условиях приложенного внешнего электрического поля. Цель работы – создание математической модели, с помощью которой можно оценить время релаксации и подвижность 2ДЭГ в условиях пьезоэлектрического рассеяния, определить суммарное значение напряженности электрического поля и установить его распределение вдоль активного слоя.

Описание экспериментальных образцов

Объектами теоретического исследования являются светодиодные гетероструктуры с квантовыми ямами InGaN/GaN в *p–n*-переходе GaN, выращенные методом газофазной эпитаксии (ГФЭ) на сапфировой подложке в направлении [0001] [4].

Использовались исследованные ранее в работе [4] методами модуляционной спектроскопии образцы гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN. Для расчета учитывались параметры светодиодов ЗАО «Светлана-оптоэлектроника», «Phillips», серия «LumiLEDs» и ЗАО НПЦ «Полюс». Типичная слоевая структура образца представлена на рис. 1. Видно, что для гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN первыми являются низкотемпературный и буферный слои нелегированного *i*-GaN с толщинами 20 нм и 0.7 мкм соответственно. Следующими идут слой *n*-GaN, легированный кремнием толщиной 3.6 мкм для образца № CO1 и 4.5 мкм для образцов серии «LumiLEDs», буферная сверхрешетка InGaN/GaN и активная область, состоящая из 5 КЯ/барьеров $In_xGa_{1-x}N$/GaN толщиной 3/12 нм для образца «Светлана-оптоэлектроника» и 4/4 нм для образцов серии «LumiLEDs». Затем следует слой *p*-AlGaN (толщина 20 нм), легированный магнием и *p*-GaN (толщина 120 нм). В свою очередь, слой *n*-GaN снабжен *n*-контактом, а *p*-GaN – соответственно *p*-контактом [5].

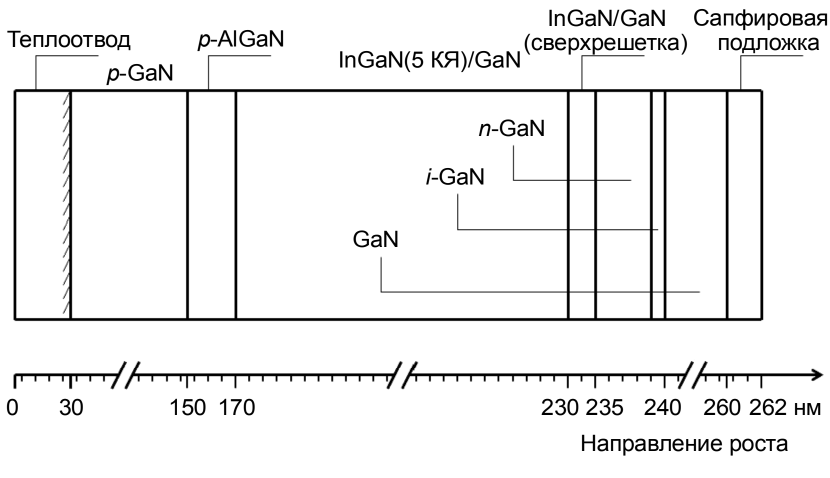

Рис. 1. Слоевая структура полупроводника InGaN/AlGaN/GaN

Теоретическая модель

Время релаксации двумерных носителей в гетероструктуре InGaN/AlGaN/GaN с учетом одной заполненной подзоны в рамках пьезоэлектрического механизма рассеяния можно оценить, исходя из общего кинетического уравнения Больцмана [6, 7]:

$$\sum_j K_{ij}\tau_j = E_{F_i}, \tag{1}$$

где τ_j и $E_{F_i} = E_F - E_i$ – время жизни двумерных носителей в условиях исследуемого эластичного механизма рассеяния и уровень Ферми в *i*-й подзоне соответственно; E_i – значение уровня энергии размерного квантования, а K_{ij} – компоненты тензора рассеяния 2ДЭГ, определяющие вклад от воздействия пьезоэлектрических полей в основной канал проводимости, имеют вид [8]

$$K_{ij} = \delta_{ij}\sum_l K_{ij}^1 - K_{ij}^2 = \frac{\boldsymbol{k}_{F_i}}{2\pi\hbar}\left\{\int_0^\pi (\left|\boldsymbol{k}_{F_i}\right|\delta_{ij}\sum\left|V_{il}(q)\right|^2 - \left|\boldsymbol{k}_{F_j}\right|\left|V_{ij}(q)\right|^2\cos\theta)d\theta\right\},$$
$$K_{ij}^1 = \frac{\boldsymbol{k}_{F_i}^2}{2\pi\hbar}\int_0^\pi \left|V_{il}(q)\right|^2 d\theta, \quad K_{ij}^2 = \frac{\boldsymbol{k}_{F_i}\boldsymbol{k}_{F_j}}{2\pi\hbar}\int_0^\pi \left|V_{il}(q)\right|^2\cos\theta d\theta. \tag{2}$$

С учетом гладкости потенциала рассеивающих центров вдоль гетерограницы и повышения роли частичного экранирования потенциала двумерным электронным газом с увеличением температуры необходимо наложить дополнительное условие, согласно которому $K_{ij}^2 = 0$. Следовательно, исследуемый механизм релаксации эластичный, и для описания кинетики процесса достаточно воспользоваться компонентами K_{ij}^1. При этом квадрат матричного потенциала рассеяния в условиях пьезоэлектрической релаксации определяется, согласно [8],

$$\left|V_{il}(q)\right|^2 = \frac{(eh_{14})^2 k_\text{B}T}{2}\left(\sum_{n,m}(\varepsilon^{-1})_{ij,nm}\sqrt{\int\left(\frac{A_l}{c_L} + 2\frac{A_\tau}{c_\tau}\right)\frac{\left|i_{nm}(q_z)\right|^2}{q_{ij}^2 + q_z^2}dq_z}\right)^2, \tag{3}$$

где h_{14} – пьезоэлектрическая постоянная; c_L, c_τ – постоянные упругости при продольных и поперечных деформациях соответственно; k_B – постоянная Больцмана; T – температура;

$$\int\left|i_{ii}(q_z)\right|^2 dq_z = \int dq_z(\int\varphi_i(z)\exp(iq_z z)\varphi_j(z)dz)(\int\varphi_i(z')\exp(iq_z z')\varphi_j(z')dz')^*; \tag{4}$$

$$q = \left(\left|\boldsymbol{k}_F^\text{bef}\right|^2 + \left|\boldsymbol{k}_F^\text{aft}\right|^2 - 2\left|\boldsymbol{k}_F^\text{bef}\right|^2\left|\boldsymbol{k}_F^\text{aft}\right|^2\cos\theta\right)^{1/2}; \tag{5}$$

$$\varepsilon_{ij}(q) = \delta_{ij} + \frac{q_s}{q}H_{ij}(q)\chi(q), \tag{6}$$

где q – изменение волнового вектора с компонентами $\boldsymbol{k}_F^\text{bef}$ и $\boldsymbol{k}_F^\text{aft}$ до и после акта рассеяния соответственно; $\varepsilon_{ij}(q)$ – матрица диэлектрической проницаемости в приближении теории экранировки Линдхарда, описывающая действующий механизм рассеяния; $H_{ij}(q), \chi(q)$ – формфактор и статическая поляризация атомов кристаллической решетки в активном слое InGaN. В явном виде [9]

$$H_{ij}(q) = \int_0^\infty dz\int_0^\infty dz'\phi_i(z)\,\phi_j(z)\exp(-q\left|z - z'\right|)\phi_i(z')\,\phi_j(z'); \tag{7}$$

$$\chi(q) = 1 - \Theta(q - 2\left|\boldsymbol{k}_F\right|)\sqrt{\left(1 - \left(\frac{2\left|\boldsymbol{k}_F\right|}{q}\right)^2\right)}, \quad \Theta(q - 2\left|\boldsymbol{k}_F\right|) = \begin{cases}1, & q > 2\left|\boldsymbol{k}_F\right|,\\ 0, & q < 2\left|\boldsymbol{k}_F\right|.\end{cases} \tag{8}$$

Учет того обстоятельства, что гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN рассматривались в рамках одной заполненной подзоны размерного квантования, приводит к условию $i = j$. Применение аппарата матричной формы квантовой теории в целях расчета квадрата потенциала рассеяния 2ДЭГ и компонент тензоров в условиях действующего механизма пьезоэлектрического рассеяния позволяет получить выражение для времени релаксации 2ДЭГ. Данная форма записи будет удобной для дальнейшего математического моделирования кинетики процесса и оценки динамических параметров 2ДЭГ

$$\tau = \frac{1}{A + B}, \tag{9}$$

где

$$A = \frac{1}{\tau_\text{L}} = \frac{k_\text{B}T\alpha_\text{L}}{\pi\hbar\left|\boldsymbol{k}\right|^2}\int_0^\pi q(S(q))^2 f_\text{L}(q)d\theta,$$
$$A = \frac{1}{\tau_\text{T}} = \frac{k_\text{B}T\alpha_T}{\pi\hbar\left|\boldsymbol{k}\right|^2}\int_0^\pi q(S(q))^2 f_\text{T}(q)d\theta. \tag{10}$$

В выражении (10) введены обозначения, согласно которым [8]

$$\alpha_{\mathrm{L}} = (eh_{14})^2 \frac{9m^*}{128\hbar^2 c_{\mathrm{L}}}, \quad \alpha_{\mathrm{T}} = (eh_{14})^2 \frac{13m^*}{256\hbar^2 c_{\mathrm{T}}}, \quad S(q) = \frac{q}{q + \dfrac{2m^* e^2 b(8b^2 + 9bq + 3q^2)}{\varepsilon_s \hbar^2 (b+q)^3}}, \tag{11}$$

а безразмерные формфакторы, определяющие учет влияния размеров частиц в продольный и поперечный канал релаксации, имеют вид

$$f_{\mathrm{T}}(q) = \frac{13 + 78(q/b) + 72(q/b)^2 + 82(q/b)^3 + 36((q/b)^4 + 6(q/b)^5)}{13(1+(q/b))^6},$$
$$f_{\mathrm{L}}(q) = \frac{1 + 6(q/b) + 12(q/b)^2 + 2(q/b)^3}{(1+(q/b))^6}. \tag{12}$$

Нормирующий параметр b входит в аппроксимированную волновую функцию Фанга – Ховарда ($\psi(z) = (b^3/2)^{1/2} z \exp(-bz/2)$) [6]. Квадрат модуля волновой функции Фанга – Ховарда, как и любой волновой функции, характеризует распределение плотности вероятности локализации двумерного носителя заряда в объеме $dV = dxdydz$ в слое InGaN. В приближении треугольного потенциального рельефа в данной работе было получено выражение для оценки корреляционного параметра b, который рассчитывается согласно

$$b = \left(\frac{33\pi m^* N}{2\varepsilon_s}\right)^{1/3} \left(\frac{e}{\hbar}\right)^{2/3}, \tag{13}$$

где N – концентрация 2ДЭГ; $\hbar$ – постоянная Планка; ε_s – диэлектрическая проницаемость; $m^* = \hbar^2 (d^2E/dk^2)^{-1}$ – эффективная масса двумерного носителя, которая в общем случае является тензором II ранга в произвольных осях. Однако приведение тензора к так называемым главным осям, т.е. его диагонализация и учет изотропии слоя InGaN, делает выражение для эффективной массы 2ДЭГ скалярной величиной.

Достоверность рассчитанного по формуле (13) значения можно определить на основании дополнительного выражения, служащего для оценки параметра b [8]:

$$b = \eta (N)^{1/3}, \tag{14}$$

где N – концентрация электронов 2ДЭГ в активном слое InGaN; η – нормировочная величина.

Учитывая тот факт, что при обратном смещении величина сдвига энергетического уровня в пределах i-й квантовой ямы будет принимать различные значения, время релаксации 2ДЭГ также имеет разброс значений вдоль всего активного слоя InGaN. Рассчитанное время релаксации по ансамблю, состоящему из 5 КЯ, в условиях доминирующего механизма пьезоэлектрического рассеяния записывается в виде

$$\tau = \tau_i^{\mathrm{pz}} \pm \Delta\tau, \tag{15}$$

где допустимая величина среднеквадратичного интервала

$$\Delta\tau = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{5} (\tau_i - \langle\tau\rangle)^2}}{2}. \tag{16}$$

Подвижность 2ДЭГ для одной квантовой ямы в активном слое InGaN можно оценить с помощью выражения [8]

$$\mu = e\tau / m^*. \tag{17}$$

Одной из задач данной работы является исследование неравномерного распределения встроенного электрического поля вдоль активного слоя, вызванного дефектами на гетерограницах и колебаниями мольной доли In в GaN. В рамках модели выведена формула и произведена оценка напряженности суммарного электрического поля, складывающегося из компонент встроенного и внешнего электрического полей:

$$\left|\boldsymbol{E}^i\right| = \left| -\frac{\hbar \boldsymbol{k}^i m L^2 E^i{}_g}{\mu m^* (m L^2 E^i{}_g + \pi^2 \hbar^2 (1 + m^*/m)^2)} + \boldsymbol{E}_i^W \right|, \tag{18}$$

где L – ширина 1 КЯ; $i = 1, 2, \ldots, K$, где K – число КЯ (для InGaN/GaN $K = 5$); $E^i{}_g$ – ширина запрещенной зоны в области i-й КЯ; $\left|\boldsymbol{E}_i^W\right|$ – модуль напряженности внешнего электрического поля; $\boldsymbol{k}^i$ – волновой вектор двумерных носителей, локализованных на первой подзоне размерного квантования. Указанный параметр также принимает разные по модулю значения в пределах i-й КЯ.

Ширина запрещенной зоны E_g была рассчитана на основании эмпирического выражения с учетом мольной концентрации In в слое InGaN [4]:

$$E_g = 1.0\,x + 3.45(1-x) - 1.3x(1-x), \tag{19}$$

где x – мольное содержание In.

Энергетический спектр частиц в КЯ InGaN/GaN может быть рассчитан путем численного или графического решения трансцендентного уравнения:

$$k_1 L = \pi n - 2\arcsin(\hbar k_1 / \sqrt{2m^* U_0}), \quad n = 1, 2, 3\,, \tag{20}$$

где L – ширина КЯ; $k_1 = \sqrt{\dfrac{2m^* E}{\hbar^2}}$ – волновой вектор, определяющий дискретные энергетические уровни электронов 2ДЭГ в КЯ InGaN/GaN; U_0 – высота потенциального барьера. Формула (20) получена в ходе решения уравнения Шредингера (см., например, [9]) для частицы в двумерной КЯ конечной высоты и служит для определения ее энергетического спектра.

Важным остается вопрос об оценке степени вырождения 2ДЭГ в квантовых ямах InGaN/GaN, обусловленной тождественностью квантовых частиц. Чтобы произвести соответствующую оценку, нужно рассчитать температуру вырождения T_0, характеризующую степень вырождения 2ДЭГ в композитных структурах. Согласно физическому смыслу, квантово-размерные эффекты, являющиеся следствием неразличимости двумерных носителей в КЯ InGaN/GaN, возникают в том случае, когда среднее расстояние между частицами $\langle a \rangle \sim \lambda$ (где λ – длина волны де Бройля), а исследуемые температуры лежат в диапазоне $T < T_0$. При соблюдении этих условий двумерный электронный газ вырожден и подчиняется статистике Ферми – Дирака. Для температур $T > T_0$ газ подчиняется классическому распределению Больцмана. Для полупроводников температурой вырождения 2ДЭГ является температура Ферми, которую можно оценить, воспользовавшись известной формулой

$$T_\mathrm{F} = \frac{\hbar^2}{2m^* k_\mathrm{B}} (3\pi^2 N)^{2/3}. \tag{21}$$

Подстановка мировых констант $k_\mathrm{B} = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж $\cdot$ К$^{-1}$ и концентрации 2ДЭГ приводит к значению для температуры вырождения, равному $T_\mathrm{F} = 2.5 \cdot 10^3$ К, что гораздо больше исследуемых температур. Стоит отметить, что для полупроводников T_F возрастает с уменьшением эффективной массы частиц и увеличением плотности 2ДЭГ в КЯ.

Известно, что внутренние механические напряжения в гексагональной структуре GaN приводят к возникновению встроенных пьезоэлектрических полей. В совокупности с внешним приложенным электрическим полем они искажают профиль потенциального рельефа гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN и являются причиной возникновения эффекта Штарка [10, 11], который проявляется в сдвиге энергетических уровней валентной зоны и зоны проводимости. Величина сдвига определяется разного рода значениями локальных суперпозиций встроенного и внешнего электрического полей и будет различной в пределах i-й КЯ (рис. 2). Также известно, что влияние электрических полей приводит к тому, что описание двумерных носителей в КЯ производится с помощью волновых функций Эйри для треугольного потенциального барьера. Указанные особенности иллюстрирует рис. 2, на котором представлены две зонные диаграммы гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN и показан эффект Франца – Келдыша в пределах 1 КЯ, который проявляется в сдвиге границы межзонного поглощения в длинноволновую область, а также квадраты модулей волновых функций дырок ψ_1^h и электронов $\psi_{1,2}^e$ в валентной области и зоне проводимости соответственно.

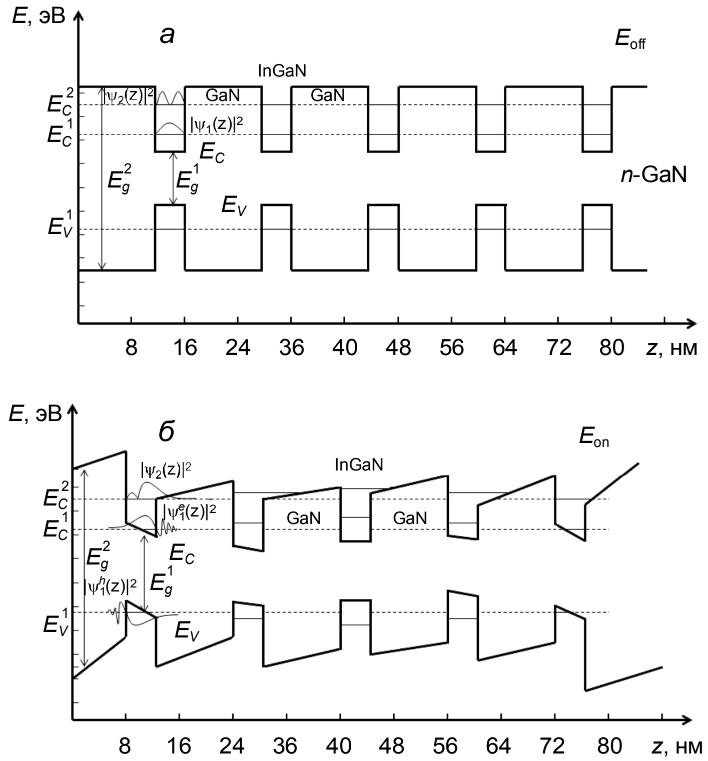

Рис. 2. Схематическое изображение зонной диаграммы активного слоя, состоящего из 5 КЯ InGaN/GaN: *а* – в отсутствие внешнего электрического поля и без учета встроенных полей; *б* – при включенном обратном смещении *p*–*n*-перехода; E_V, E_C – потолок валентной зоны и дно зоны проводимости соответственно

Обсуждение результатов

В процессе аналитического исследования динамики электронов 2ДЭГ в гетероструктурах InGaN/AlGaN/GaN в условиях механизма пьезоэлектрического рассеяния была получена математическая модель, с помощью которой произведена оценка таких важных параметров, как время релаксации и подвижность 2ДЭГ. Изложенная теоретическая модель предоставила возможность установить распределение модуля напряженности суммарного электрического поля в пределах активного слоя на основе рассчитанных значений времени релаксации. Исходные эмпирические константы в системе SGS, значения которых применялись в расчетах и характеризовали механические, а также проводящие свойства полупроводниковых гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN, представлены в табл. 1.

Таблица 1

Исходные параметры гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN

Пьезоэлектрическая постоянная, В/см	$h_{14} = 7 \cdot 10^8 / 150$
Продольная и поперечная постоянная упругости, дин/см^2	$c_L = 2.6 \cdot 10^6$, $c_T = 5.2 \cdot 10^7$
Эффективная масса электрона	$m^* = 0.27m$
Корреляционная постоянная, см$^{-1}$	$b = 3.98 \cdot 10^4$
Нормировочная величина, см$^{-1/3}$	$\eta = 1.8 \cdot 10^2$

На основании изложенной математической модели, которая основывалась на применении матричной формы квантовых вычислений, была впервые дана численная оценка времени релаксации 2ДЭГ при пьезоэлектрическом рассеянии τ^{pz} в активном слое InGaN. Как показали теоретические расчеты, полученное значение при комнатных температурах ($T = 300$ К) по порядку величины составляет 10^{-9} с. Следовательно, имеющиеся в распоряжении факты говорят о том, что рассматриваемый механизм рассеяния является определяющим и в значительной степени ограничивает время релаксации электронов 2ДЭГ.

В ходе исследований удалось оценить значения первого E_V^1 и второго E_V^2 уровней размерного квантования, а также ширину запрещенной зоны E_g в пределах *i*-й КЯ (табл. 2). Стоит отметить, что рассчитанные значения хорошо согласуются с теми, которые были получены авторами работы [4] в ходе интерпретации спектров электропропускания, снятых с образцов гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN при разных обратных смещениях *p*–*n*-перехода (табл. 3). Данный факт говорит о хорошем подкреплении теории с экспериментом. Результаты расчетов, проведенных в рамках изложенной теоретической модели, представлены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры 2ДЭГ в гетероструктуре InGaN/AlGaN/GaN

Серия образцов	№ КЯ	1	2	3	4	5
1	$\tau^{pz}, 10^{-9}$ с	5.77 ± 0.34	4.82 ± 0.34	4.93 ± 0.34	5.73 ± 0.34	4.68 ± 0.34
	E_V^1, эВ	2.617	2.743	2.747	2.754	2.764
	E_V^2, эВ	3.200	3.210	3.213	3.220	3.231
	E_g, эВ	3.42	3.47	3.49	3.54	3.60
	$\lvert \boldsymbol{E}^i \rvert$, МВ/см	2.45 ± 0.25	2.38 ± 0.25	2.36 ± 0.25	2.39 ± 0.25	2.49 ± 0.25
2	$\tau^{pz}, 10^{-9}$ с	5.17 ± 0.14	4.90 ± 0.14	5.01 ± 0.14	5.13 ± 0.14	4.86 ± 0.14
	E_V^1, эВ	2.651	2.660	2.662	2.675	2.683
	E_V^2, эВ	3.143	3.151	3.152	3.163	3.179
	E_g, эВ	3.12	3.20	3.20	3.24	3.29
	$\lvert \boldsymbol{E}^i \rvert$, МВ/см	2.88 ± 0.31	2.76 ± 0.31	2.72 ± 0.31	2.80 ± 0.31	2.83 ± 0.31
3	$\tau^{pz}, 10^{-9}$ с	4.78 ± 0.25	4.88 ± 0.25	5.01 ± 0.25	4.82 ± 0.25	5.02 ± 0.25
	E_V^1, эВ	2.642	2.649	2.652	2.659	2.664
	E_V^2, эВ	3.158	3.160	3.163	3.166	3.171
	E_g, эВ	3.30	3.38	3.40	3.46	3.53
	$\lvert \boldsymbol{E}^i \rvert$, МВ/см	2.33 ± 0.18	2.27 ± 0.18	2.25 ± 0.18	2.33 ± 0.18	2.41 ± 0.18

Таблица 3

Значения квантово-размерных энергетических уровней в активном слое InGaN/GaN

Серия образцов	№ КЯ	Теоретические значения		Экспериментальные значения	
		E_V^1, эВ	E_V^2, эВ	E_V^1, эВ	E_V^2, эВ
1	1	2.617	3.200	2.739	3.100
	2	2.743	3.210	2.761	3.109
	3	2.747	3.213	2.763	3.111
	4	2.754	3.220	2.771	3.120
	5	2.764	3.231	2.783	3.134
2	1	2.651	3.143	2.817	3.178
	2	2.660	3.151	2.820	3.181
	3	2.662	3.152	2.821	3.181
	4	2.675	3.163	2.829	3.193
	5	2.683	3.179	2.846	3.204

Многочисленные исследования [12, 13] показывают, что определяющее влияние на подвижность двумерных носителей оказывают встроенные пьезоэлектрические поля. В связи с этим в данной работе делается уклон на оценку распределения суммарного значения электрического поля вдоль активного слоя, так как данный фактор определяет частотную характеристику излучательной и безызлучательной рекомбинации для межзонных переходов. В формулу (18) входит распределение напряженности внешнего электрического поля $\left|\boldsymbol{E}_i^W\right|$ вдоль активного слоя InGaN, которое было получено на основе экспериментальных исследований работы [4]. Мольное содержание In (x) в слое GaN [4], средняя по ансамблю квантовых ям подвижность μ, концентрация двумерных носителей N и величина модуля волнового вектора $|\boldsymbol{k}|$ носителя заряда, локализованного в КЯ в пределах первой подзоны, представлены в табл. 4. Рассчитанные в ходе исследований значения $\left|\boldsymbol{E}_i\right|$ для всех 5 КЯ приведены в табл. 2.

Из данных табл. 2 и 4 видно, что пьезоэлектрическое рассеяние характеризуется высокой подвижностью и малыми временами релаксации двумерных носителей заряда. Из этого следует, что исследуемый механизм является доминирующим и влияет на характер переходов двумерных носителей между разрешенными энергетическими зонами. Высокая подвижность 2ДЭГ способствует высокой частоте излучательных переходов, однако малое время релаксации в условиях пьезоэлектрического рассеяния приводит к отличной от нуля частоте безызлучательной рекомбинации. Следует подчеркнуть, что частота таких переходов определяется величиной обратного смещения *p–n*-перехода и концентрацией 2ДЭГ в полупроводнике.

Таблица 4

Аналитические данные 2ДЭГ, полученные в ходе расчетов для серии образцов гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN

Серия образцов	x, %	$\mu\cdot10^{-3}$, см^2/(В·с)	$N\cdot10^{-13}$, см$^{-2}$	$\boldsymbol{k}\cdot10^{-7}$, см$^{-1}$
1	6	2.14	2.61	6.5
2	15	3.23	2.87	7.1
3	18	3.10	2.75	6.8

Моделирование температурной зависимости времени релаксации проводилось на основании выражения (10) с предварительным нахождением интеграла. Соответствующая температурная зависимость подвижности была получена подстановкой результата нахождения интеграла (10) в формулу (17) (рис. 3). Интерполяция полученных аналитических значений методом наименьших квадратов (МНК) приводит к тому, что температурная зависимость времени релаксации описывается экспоненциальным, а соответствующая зависимость подвижности – линейным законами. В случае вырожденного 2ДЭГ соответствующие температурные зависимости продольных составляющих подвижности и среднего значения времени релаксации характеризуются выражением [8]

$$\mu_{\|}\sim T^{\beta_i},\quad \left\langle \tau^{\mathrm{pz}}{}_{\|}\right\rangle \sim\left(1-\exp\left(\frac{-N}{N_{\mathrm{c}}}\right)\right)^{-1}, \tag{22}$$

где $N_{\mathrm{c}}=\dfrac{k_{\mathrm{B}}Tm^*}{\pi d\hbar^2}$ – эффективная плотность состояний 2ДЭГ в подзоне размерного квантования; $k_{\mathrm{B}}=1.38\cdot10^{-23}$ Дж·К$^{-1}$ – постоянная Больцмана; $d=a+b$ – период слоев активной области, состоящей из КЯ и барьеров с шириной a и b соответственно; N – концентрация 2ДЭГ; $\beta_i\cong1$ – коэффициент, возникающий вследствие усреднения продольной компоненты времени релаксации по температуре $(50<T<300)$ в приближении степенной зависимости. Именно этим определяются линейный и экспоненциальный вид полученных зависимостей. Поперечные составляющие подвижности и времени релаксации слабо зависят от температуры и не вносят вклад в общий канал релаксации.

Согласно формулам (17) и (22), температурная зависимость подвижности определяется, в основном, температурной зависимостью времени релаксации 2ДЭГ в исследуемых полупроводниках. Следовательно, увеличение температуры в пределах выбранного диапазона должно приводить к экспоненциальному снижению подвижности 2ДЭГ. Однако в случае гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN с 5 КЯ, легированных атомами примеси, реализуется ситуация $N \geq N_{\text{c}}$, что позволяет разложить выражение (22), содержащее экспоненту, в ряд по малому параметру. Это приводит в формуле (22) к линейной температурной зависимости продольной компоненты подвижности, усредненной по статистическому ансамблю двумерных носителей в КЯ.

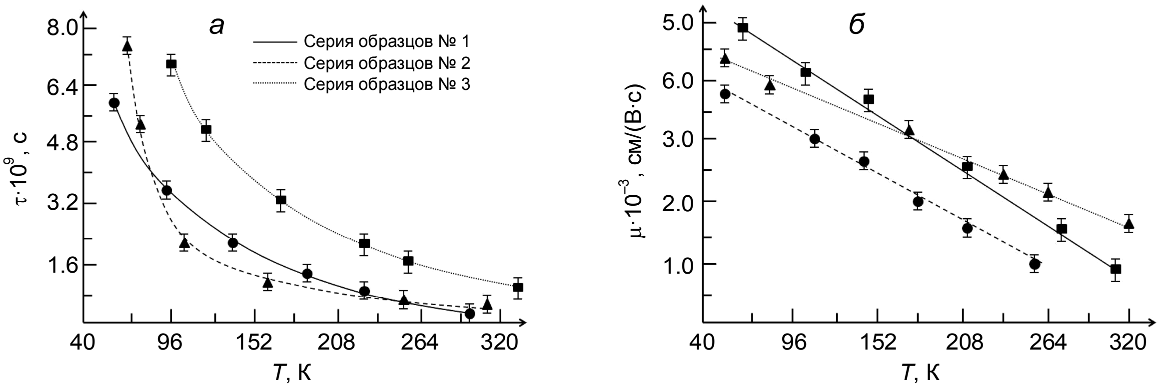

Рис. 3. Температурные зависимости времени релаксации (*а*) и подвижности электронов 2ДЭГ (*б*) для серии образцов гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN

Графики, полученные в ходе моделирования с применением МНК (рис. 3), соответствуют фундаментальным зависимостям (22), что говорит о согласии предложенной модели и кинетики исследуемых процессов. Из графиков видно, что максимальные значения подвижности и времени релаксации достигаются при низких температурах, в области которых механизм пьезоэлектрического рассеяния характеризуется низкой интенсивностью. Стоит отметить, что подобная зависимость для подвижности наблюдается при варьировании ширины L квантовой ямы. Верхний предел для L ограничивается значением, при котором в активном слое InGaN все еще реализуются квантово-размерные энергетические уровни, а нижний предел соответствует минимальному значению подвижности [7].

Как правило, подвижность 2ДЭГ при комнатных температурах в условиях приложенного электрического поля определяется, в основном, пьезоэлектрическим рассеянием. Наряду с этим, необходимо отметить, что механизмы рассеяния на полярных акустических и оптических фононах также оказывают существенное воздействие на динамику электронов 2ДЭГ в полупроводниковых гетероструктурах InGaN/AlGaN/GaN [14, 15]. Однако эти механизмы являются доминирующими в предельно низких и в предельно высоких температурных областях, поэтому не учитывались при моделировании процессов переноса 2ДЭГ в исследуемых образцах гетероструктур. Стоит также отметить, что заполнение двух подзон размерного квантования должно приводить к необходимости учета канала межзонной релаксации [7], который вносит существенный вклад в общее время релаксации. Однако в данном случае, когда квантовая яма достаточно узкая (L=4 нм) и имеет высокие потенциальные барьеры, расстояние между квантово-размерными энергетическими уровнями достаточно большое. Следовательно, при ширине КЯ в 4 нм межзонное рассеяние несущественно и влияние второй подзоны в канал релаксации можно не учитывать. Несмотря на это, соответствующие значения E_V^2 приведены в табл. 2 с целью оценки величины разрыва между энергетическими уровнями.

В ходе исследования на основании полученных значений времени релаксации в условиях доминирующего механизма пьезоэлектрического рассеяния удалось получить оценку величины суммарного значения напряженности электрического поля в гетероструктуре InGaN/AlGaN/GaN на основании формулы (18). Результаты расчетов представлены в табл. 2. На основании данных табл. 2 можно сделать вывод, что существует неодинаковое распределение суммарного поля вдоль всего активного слоя InGaN/GaN, что проявляется в разных значениях $\left|\boldsymbol{E}^i\right|$ в пределах i-й КЯ. Одним из объяснений может быть тот факт, что встроенное пьезоэлектрическое поле, вызванное механическими напряжениями и рассогласованием кристаллических решеток на гетерогранице InGaN/GaN, также имеет градиентное распределение вдоль активного слоя. Согласно принципу

Э. Рюбеля, область, приходящаяся на середину активного слоя, в силу максимальных встроенных пьезоэлектрических полей, наиболее интенсивно компенсирует внешнее воздействие. Следовательно, подобного рода компенсация внешнего возмущения приводит к тому, что результирующее электрическое поле имеет наименьшее по модулю значение в центральной области активного слоя (рис. 4). В работе [4] авторами дано другое объяснение неравномерного распределения электрического поля, основанное на эффекте Керра.

На рис. 4 представлено распределение модуля суммарного значения электрического поля вдоль активного слоя. Из графика следует, что в квантовых ямах, граничащих со слоями *n*-GaN и *p*-GaN, сдвиг энергетических уровней максимальный.

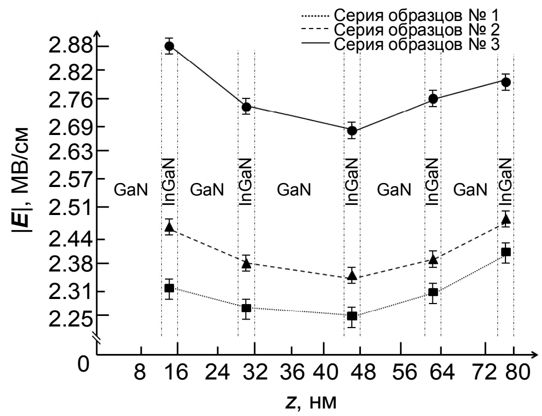

Рис. 4. Распределение величины напряженности суперпозиционного значения электрического поля вдоль активного слоя гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN

Как было отмечено, величина сдвига Штарка энергетического уровня для всех 5 КЯ разная и определяется суммарным значением компонент встроенного и внешнего электрического полей в пределах *i*-й КЯ. Расчеты показывают, что минимум данной величины приходится на третью квантовую яму, в пределах которой величина сдвига Штарка минимальная.

Необходимо отметить, что зависимость времени релаксации при пьезоэлектрическом рассеянии от энергии 2ДЭГ в активной области имеет существенное отличие от соответствующей зависимости для объемных полупроводников, из которых она состоит. Энергетическая зависимость времени релаксации в общем случае в условиях пьезоэлектрической релаксации определяется согласно [14]

$$\frac{1}{\tau_{\mathrm{pz}}(E)} = \frac{1}{\tau_0(E)} G_i(E), \tag{23}$$

где $\tau_0(E) = (a\sqrt{k_x^2 + k_y^2})\tau(E)$; $\tau(E)$ – соответствующая зависимость для объемных образцов; $G_i(E)$ – функция, параметрами которой является ширина КЯ, концентрация 2ДЭГ и период активного слоя; k_x, k_y – компоненты волнового вектора. Корреляция времени релаксации и энергии в приближении двумерного электронного газа, в отличие от трехмерного случая, имеет вид степенной зависимости

$$\left\langle \tau_{\parallel}^{\mathrm{pz}} \right\rangle \sim E_{\mathrm{F}}^{\beta_i + 1/2}, \tag{24}$$

где E_{F} – уровень Ферми. Данный факт в значительной степени объясняет динамику 2ДЭГ, согласно которой уменьшение времени релаксации происходит параллельно с увеличением сдвига Штарка в пределах КЯ вдоль активного слоя GaN.

Стоит отметить, что в работе [4] экспериментально подтверждается факт градиентного распределения электрического поля вдоль активного слоя InGaN/GaN, что свидетельствует о хорошем согласовании математической модели с экспериментом.

Заключение

Установлено, что одним из доминирующих механизмов в гетероструктуре InGaN/AlGaN/GaN является пьезоэлектрическое рассеяние двумерных носителей заряда. В ходе работы удалось смоделировать динамику 2ДЭГ и показать состоятельность модели применительно к изучаемым композитным гетероструктурам InGaN/AlGaN/GaN.

Одним из результатов исследования стала оценка времени релаксации 2ДЭГ в условиях пьезоэлектрического рассеяния, которое по порядку величины составляет 10^{-9} с. Для каждой квантовой ямы время релаксации и подвижность принимают различные значения и определяются, в основном, напряженностью суммарного электрического поля. Наименьшие значения времени релаксации имеют двумерные носители, локализованные в области третьей квантовой ямы. Это обусловлено большой величиной механических напряжений, которые приводят к пространственному распределению 2ДЭГ и формируют рассеивающие центры, расположенные в непосредственной близости 2ДЭГ. Таким образом, в совокупности с дефектами гетерограницы пьезоэлектрические поля представляют собой один из каналов релаксации, который необходимо учитывать при моделировании динамики 2ДЭГ, так как данный фактор определяет характер и частоту межподзонных переходов.

В ходе работы удалось оценить подвижность двумерных носителей, которая вследствие малого времени жизни составляет ~ 2000–3000 см^2/(В·с). Показано, что суммарное значение электрического поля имеет градиентное распределение вдоль активного слоя с минимумом в 3 КЯ. Проведенный расчет времени релаксации 2ДЭГ, учитывающий заполнение одной подзоны размерного квантования в InGaN/AlGaN/GaN, предоставил возможность изучить кинетику двумерных электронов. Установлено, что изложенная модель хорошо описывает изучаемые эффекты 2ДЭГ в активном слое гетероструктуры с треугольным потенциальным рельефом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Palacios T. et al. // IEEE Electron Device Lett. – 2006. – V. 27. – No. 1. – P. 13–15.
2. Куэй Р. Электроника на основе нитрида галлия / под ред. А.Г. Васильева. – М.: Техносфера, 2011. – 587 с.
3. Amano H. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. – 1989. – V. 28. – No. 12A. – P. L2112.
4. Асланян А.Э. Модуляционная спектроскопия светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN: дис. … канд. физ.-мат. наук. – М.: МГУ, 2019. – 92 с.
5. Херман М.А. Полупроводниковые сверхрешетки: пер. с англ. М.: Мир, 1989. – 238 с.
6. Yu G. et al. // Appl. Phys. Lett. – 1997. – V. 70. – No. 24. – P. 3209–3211.
7. Бурмистров Е.Р., Афанасова М.М. // Изв. вузов. Физика. – 2020. – Т. 63. – № 3. – С. 88–96.
8. Борисенко С.И. // ФТП. – 1999. – Т. 33. – № 10. – С. 1240–1245.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. – М., 1963. – 520 с.
10. Avakyants L. et al. // Phys. Status Solidi C. – 2012. – V. 9. – No. 3. – P. 818–821.
11. Хонина С.Н. и др. // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36. – № 1.
12. Feneberg M. and Thonke K. // J. Phys. Condens. Matter. – 2007. – V. 19. – No. 40. – P. 403201.
13. Avakyants L.P. et al. // Semiconductors. – 2010. – V. 44. – No. 8. – P. 1090–1095.
14. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. – М.: Наука, 1985. – 95 с.
15. Piprek J. // Phys. Status Solidi A. – 2010. – V. 207. – No. 10. – P. 2217–2225.

Поступила в редакцию 09.11.2020,
после доработки – 24.02.2021.

[1] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
г. Москва, Россия
[2] Рязанский государственный университет им. С.А. Есенина, г. Рязань, Россия

Бурмистров Евгений Романович, студент МГУ, e-mail: eugeni.conovaloff@yandex.ru;
Авакянц Лев Павлович, д.ф.-м.н., профессор каф. общей физики МГУ, e-mail: avakants@genphys.phys.msu.su;
Афанасова Марина Михайловна, к.ф.-м.н., доцент каф. общей и теоретической физики и методики преподавания РГУ им. С.А. Есенина, e-mail: marinaaf-80@mail.ru.