

03,12

Определение параметров 2ДЭГ в светодиодных гетероструктурах с тремя квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ методом терагерцевой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDs)

© Е.Р. Бурмистров, Л.П. Авакянц

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: eugeni.conovaloff@yandex.ru

Поступила в Редакцию 19.01.2025 г.

В окончательной редакции 15.02.2025 г.

Принята к публикации 26.02.2025 г.

Методом терагерцевой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDs) зарегистрированы резонансные частоты плазмонных осцилляций, возбуждаемые в образцах гетероструктур с тремя квантовыми ямами (КЯ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ лазерными импульсами длительностью 130 fs в диапазоне температур от 90 до 170 К. Быстрое преобразование Фурье (БПФ) временной зависимости электрического поля THz-импульсов позволило получить частотные спектры мощности и фазового сдвига THz-излучения, интерпретация которых дала возможность оценить время релаксации импульса ($\sim 10^{-12}$ s), подвижность ($\mu = 4 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) и эффективную массу ($m^* = 0.45m$) двумерного электронного газа (2ДЭГ) в исследованных гетероструктурах. С помощью серии частотных спектров мощности и фазового сдвига THz-излучения были получены температурные зависимости эффективной массы и времени релаксации импульса 2ДЭГ. Значение подвижности 2ДЭГ, полученное методом THz-TDs, хорошо согласуется с данными холловских измерений.

Ключевые слова: гетероструктуры, время релаксации импульса, 2ДЭГ, терагерцевое излучение, терагерцевая спектроскопия.

DOI: 10.21883/00000000000

1. Введение

Метод терагерцевой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDs) основан на генерации терагерцевых импульсов и детектировании их временных форм световыми импульсами фемтосекундной длительности [1]. Непосредственное измерение временных форм терагерцевых импульсов позволяет извлечь информацию о фазовом сдвиге терагерцевого излучения, а значит, открывает возможности для исследований механизмов релаксации с участием носителей заряда.

Метод THz-TDs показал эффективность при исследовании систем в условиях низких (5–10 К) температур и с низкой ($10^{11}–10^{13} \text{ cm}^{-3}$) электронной плотностью, таких, например, как плазма разряда гелия (He) [2,3]. В работах [4,5] метод THz-TDs использовался для исследований проводимости, подвижности и плотности носителей заряда в поликристаллах CuInSe_2 и в полупроводниковых соединениях $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ при 7 К. В сочетании с теорией функционала плотности метод THz-TDs применялся для изучений проводящих свойств топологических изоляторов и сверхпроводников [6]. Таким образом, THz-TDs дополняет широко используемые методы ИК-спектроскопии, комбинационного рассеяния и расширяет исследуемый диапазон частот.

В процессе генерации терагерцевого излучения в гетероструктурах со множественными квантовыми ямами

(МКЯ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ одновременно с фотолюминесценцией авторами работы [7] установлена зависимость между выходной мощностью терагерцевого излучения и числом КЯ в активной области. Согласно представленным в [7] результатам увеличение числа КЯ и концентрации In в барьере GaN приводит к усилению выходной мощности терагерцевого излучения.

В работе [8] проводилось экспериментальное изучение генерации терагерцевого излучения лазерными импульсами длительностью 35 fs на длине волны 800 nm в нитрид-галлиевых гетероструктурах. Авторы связывают излучение терагерцевых волн с двухфотонным поглощением оптических лазерных импульсов во МКЯ. В [8] также показано, что при добавлении КЯ в активную область гетероструктур наблюдается увеличение амплитуды терагерцевого излучения и смещение его максимума в коротковолновую область. В сочетании с фотовозбуждением метод THz-TDs использовался для определения типа проводимости, диффузионной длины электронов и дырок и динамики излучательной рекомбинации в гетероструктурах [9,10,11].

Преимущества метода THz-TDs в исследовании полупроводниковых структур заключаются в том, что в терагерцевом диапазоне частот заложена информация об особенностях динамики 2ДЭГ во МКЯ. Такими характеристиками особенностями в случае гетероструктур могут быть подвижность, время релаксации 2ДЭГ, а также проводимость.

Гетероструктуры InGaN/AlGaIn/GaN со встроенными пьезоэлектрическими полями используются в качестве источников терагерцевого излучения. Значение мощности терагерцевого излучения, генерируемого с помощью гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN, пропорционально напряженности встроенного поля, которое может достигать 3 MV/cm [12,8]. Таким образом, гетероструктуры InGaN/AlGaIn/GaN преобразуют ультракороткие оптические импульсы в терагерцевые электромагнитные волны [13]. Исследования проводящих свойств гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN являются актуальными в связи с их широким практическим использованием [14,15]. Например, УФ-светодиоды на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN обладают 40%-ной эффективностью излучения [16–18]. Однако выходная мощность и эффективность излучения приборов микро- и оптоэлектроники на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN определяются подвижностью 2ДЭГ в МКЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Целью настоящей работы является определение методом THz-TDs времени релаксации импульса, подвижности и эффективной массы 2ДЭГ в гетероструктурах с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$, широко используемых в настоящее время в светодиодах синего и зеленого диапазона излучения. Из-за трудностей в интерпретации экспериментальных спектров сообщений о них мало. В настоящей работе мы используем предложенный ранее алгоритм обработки временных форм терагерцевых импульсов, направленный на численную оценку параметров 2ДЭГ [19].

2. Экспериментальные образцы

Объектом исследования является типичная для светодиодных гетероструктур с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ в активной области слоистая структура (рис. 1). Исследовались промышленные образцы гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN, выращенные методом газовой фазной эпитаксии (ГФЭ).

Для гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN на подложке Al_2O_3 площадью 0.4 mm^2 и толщиной $430\text{ }\mu\text{m}$ в направлении [0001] первым наращивался затравочный низкотемпературный слой GaN толщиной $5\text{ }\mu\text{m}$, предназначенный для уменьшения рассогласования в постоянных кристаллических решетках между формируемыми

Таблица 1. Параметры образца гетероструктуры с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ в активной области

Число КЯ, N	КЯ/КБ, nm	Площадь поверхности кристалла, mm^2	x_{In}	E_g , eV
3	2.5/15	0.4	0.22	2.6

слоями. Для улучшения структурного качества полупроводника и снижения плотности дислокаций в слоях гетероструктуры формировалась буферная сглаживающая сверхрешетка InGaIn/GaN (20 периодов КЯ/КБ с толщинами 2/2 nm). Активная область гетероструктуры состоит из трех КЯ/КБ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с толщинами 2.5/15 nm. Формировался слой AlGaIn толщиной 20 nm и слой GaN толщиной 110 nm. Ширина запрещенной зоны (равная $E_g = 2.6\text{ eV}$) и молярная доля индия ($x_{\text{In}} = 0.22$) определялись с помощью методики фототоковой спектроскопии, как это описывается, например, в работе [20,21]. Основные параметры исследуемых образцов представлены в табл. 1.

В серийном производстве готовых светодиодных устройств на основе МКЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ используется рост вдоль полярного направления [0001] гексагонального GaN. В результате пьезоэлектрической и спонтанной поляризации в активной области гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN формируются пьезоэлектрические поля с напряженностью порядка единиц MV/cm. Обычно для оценки напряженности пьезоэлектрического поля исследуют зависимость энергии перехода между основными (невозбужденными) уровнями в КЯ валентной зоны и зоны проводимости от внешнего электрического поля. В основе такого подхода лежит квантово-размерный эффект Штарка (QCSE) [20].

Основываясь, на результатах, полученных методом фототоковой спектроскопии (PCS), а также на результатах работы [22] можно считать, что:

1. Распределение встроенных электрических полей в исследуемых гетероструктурах InGaIn/AlGaIn/GaN является однородным.

2. Деформационными сдвигами в активном слое гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN можно пренебречь. Измеряемая с помощью ячейки Голея мощность выходного терагерцевого излучения составила $3\text{ }\mu\text{W}$. Следовательно, исследуемый образец соответствует области прозрачности терагерцевого излучения, а конверсия мощности фемтосекундного импульса в мощность терагерцевого составляет 0.005%.

3. Методика эксперимента

В настоящей работе предложена методика регистрации частотных спектров мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения, в основе которой лежит возбуждение плазменных осцилляций оптическими импуль-

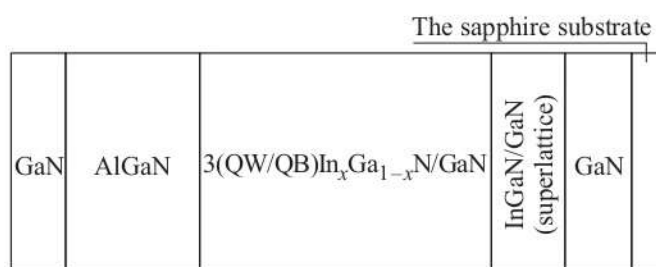


Рис. 1. Слоевая структура исследованного образца.

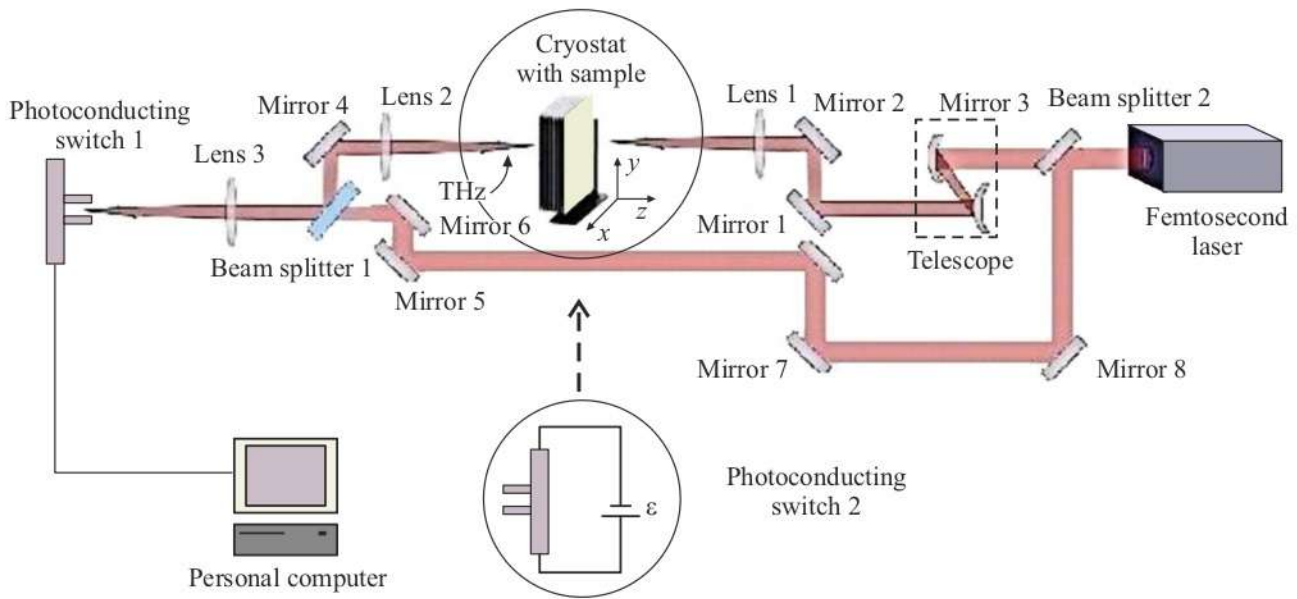


Рис. 2. Схема экспериментальной установки, с помощью которой проводилась генерация терагерцевых импульсов и детектирование их временных форм.

сами фемтосекундной длительности в гетероструктурах с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Измерения проводились на установке, схема которой приведена на рис. 2.

В исследованных гетероструктурах $\text{InGaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaN}$ уровень Ферми поверхностного состояния отличается от объемного уровня Ферми. Следовательно, вблизи поверхности граница запрещенной зоны искривляется. В области искривления формируются встроенные электрические поля, которые приводят к перераспределению электронной плотности вглубь полупроводника. В результате многофотонного поглощения фемтосекундных лазерных импульсов в КЯ InGaN возникают пространственно разделенные электроны и дырки. Под действием встроенного пьезоэлектрического поля электронно-дырочная пара становится поляризованной [23]. Это ведет к генерации переменного во времени дипольного момента $P(t)$ в системе, который, в свою очередь, приводит к излучению терагерцевых электромагнитных волн.

В схеме (рис. 2) источником излучения является Тi: сапфировый лазер с временным окном импульсов $T_1 = 130$ fs на длине волны 800 nm, со средней выходной мощностью излучения 57 mW и с частотой следования импульсов равной 60 MHz. Предварительно производилась юстировка оптического и терагерцевого путей излучения. Регистрация временных форм терагерцевых импульсов осуществлялась в геометрии на прохождении. Излучение Тi: сапфирового лазера диаметром пучка 1.8 mm с помощью делителя пучка разделялось на пучок накачки и пробный пучок (референс) (рис. 2). Так как размер пятна ИК-излучения на поверхности гетероструктуры больше длины волны ИК-излучения, то необходимо было учитывать интерференцию от эле-

ментарных источников в поперечном сечении пятна, приводящую к модуляции результирующей диаграммы. Максимальная мощность генерации терагерцевого излучения наблюдается в том случае, если колебания элементарных источников складываются в фазе вдоль направления излучения элементарного диполя, то есть вдоль касательной к поверхности гетероструктуры. Поэтому пучок накачки с P -поляризацией электрического поля падал под углом Брюстера на поверхность гетероструктуры (рис. 3). При падении под углом Брюстера ИК-излучение с P -поляризацией электрического поля проходит максимально эффективно через образец без отражения. На выходе из образца расходящееся терагерцевое излучение фокусировалось кремниевой линзой 2, зеркалом 4 и направлялось в детектор. Референс исполь-

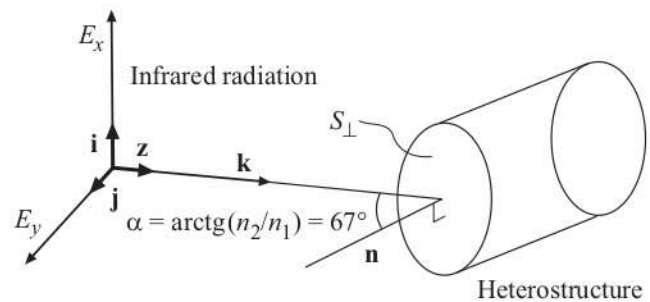


Рис. 3. Схема геометрии эксперимента, на которой n_1 — показатель преломления среды, из которой ИК-излучение падает на поверхность гетероструктуры, n_2 — показатель преломления $\text{GaIn}/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$, α — угол Брюстера для гетероструктуры $\text{InGaIn}/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$, k — волновой вектор ИК-излучения, n — нормаль к поверхности.

зовался для управления детектором, чувствительным к электрическому полю терагерцевых импульсов.

Чтобы отделить дипольный отклик 2ДЭГ от колебаний различной физической природы, возникающих в результате генерации терагерцевых импульсов в гетероструктурах InGaN/AlGaIn/GaN, проводилось временное стробирование терагерцевых импульсов. В целях селективного выделения временных участков терагерцевых импульсов и регистрации временной зависимости их электрического поля использовались временные окна (или стробы). Чем больше временное окно, тем более высокие частоты можно детектировать. Изменение времени задержки между референсом и импульсом накачки позволило подобрать ширину временного окна [24]. Во временном окне регистрировались импульсы, соответствующие дипольному отклику 2ДЭГ и подавлялись остальные импульсы. При использовании временных окон импульсный отклик среды умножался на функцию окна. В частотной области это соответствует свертке функции импульсного отклика на спектр окна. Терагерцевый и оптические импульсы (импульс накачки и референс) являются репликами одного и того же фемтосекундного импульса. Следовательно, терагерцевый импульс и референс связаны друг с другом по фазе и эта связь остается постоянной во времени. Длительность импульса накачки (130 fs) меньше периода терагерцевого импульса. Следовательно, референс взаимодействует на детекторе с одним и тем же временным участком терагерцевого импульса. Стробирование детектора во временной области осуществлялось с помощью оптической системы задержки, состоящей из зеркал 7, 8 с регулируемым расстоянием между ними. За счет изменения расстояния между зеркалами 7 и 8 регулировалось время прихода референса на детектор относительно терагерцевого импульса. Это позволило детектировать разные участки терагерцевого импульса с временным разрешением, равным длительности референса. Шаг перемещения составил 17 fs (5 μm).

Терагерцевые импульсы детектировались с помощью фотопроводящей антенны (ФПА). Она состоит из двух металлических электродов, расположенных на полупроводниковой изолирующей подложке с рабочей поверхностью $30 \times 40 \mu\text{m}$ из низкотемпературного GaAs толщиной 3 μm , выращенной методом ГФЭ при температуре 300°C. Электроды ФПА подключались к измерителю тока. Электрический ток пропорциональный амплитуде электрического поля терагерцевых импульсов, создавался фотовозбужденными носителями заряда, движущимися в электрическом поле

$$J = \langle N \rangle e \mu E(\tau), \quad (1)$$

где $\langle N \rangle$ — среднее значение концентрации фотовозбужденных носителей, регулируемое время задержки референса относительно импульса накачки. Электрическое поле терагерцевых импульсов регистрировалось в разные промежутки времени, что позволило провести

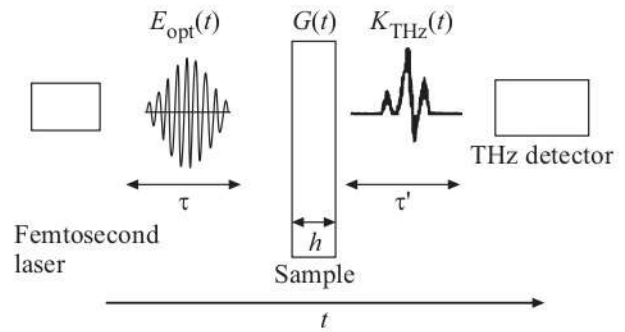


Рис. 4. Схема, поясняющая механизм образования плазменных осцилляций, возбуждаемых во МКЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Показана временная шкала, указывающая направление распространения оптического и терагерцевого импульсов.

измерения в нужные моменты времени. С помощью преобразования Фурье осуществлялся переход из временного в частотное представление. Визуализация терагерцевых спектров эмиссии и их обработка производились с помощью персонального компьютера.

Пусть электрическое поле фемтосекундного импульса длительностью τ описывается функцией $E_{\text{opt}}(t)$, а его интенсивность функцией $I_{\text{opt}}(t)$ (рис. 4).

Пусть функция $G(t)$ характеризует фазовую модуляцию терагерцевого излучения вследствие прохождения его через образец толщиной h . Тогда сигнал на детекторе $N(t')$ можно представить в виде свертки двух функций, одна из которых $K_{\text{THz}}(t)$ соответствует электрическому полю терагерцевых импульсов

$$N(t') = I_{\text{opt}}(t) \otimes K_{\text{THz}}(t'). \quad (2)$$

Учесть фазовую модуляцию, вызванную временной задержкой терагерцевого импульса в образце, можно интегрально связав $K_{\text{THz}}(t)$ с функцией электрического поля ИК-излучения

$$K_{\text{THz}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(t - t') E_{\text{opt}}(t') dt'. \quad (3)$$

С помощью быстрого преобразования Фурье осуществляется переход из временного в частотное представление. В данном случае свертка функций представляется в виде произведения Фурье-образов

$$K_{\text{THz}}(\omega) = G(\omega) E_{\text{opt}}(\omega). \quad (4)$$

В уравнении (4) $G(\omega)$ является комплексно значащей функцией передачи модуляции. Физическим смыслом, который отвечает модуляции монохроматического излучения, обладает $\text{Re}[G(\omega)]$. В методе THz-TDs результирующий спектр является наложением Фурье-образов

терагерцевого и слабого оптического импульсов

$$G(\omega) = \frac{\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} K_{\text{THz}}(t) \exp(-i\omega t) dt}{\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{opt}}(t) \exp(-i\omega t) dt} = \frac{K_{\text{THz}}(\omega)}{E_{\text{opt}}(\omega)}. \quad (5)$$

Сдвиг во времени двух терагерцевых импульсов друг относительно друга на величину Δt за счет конечного времени перестройки 2ДЭГ в МКЯ приводит к сдвигу фазы одного из них, который можно учесть следующим образом

$$K_{\text{THz}}(\omega) \exp(-i\omega\Delta t) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_{\text{THz}}(t - \Delta t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (6)$$

Как уже говорилось, длительность оптического импульса меньше терагерцевого. Следовательно, функцию $I_{\text{opt}}(t)$ можно аппроксимировать с помощью дельта-функции $\delta(t)$. Уравнение (2) приобретает вид

$$\begin{aligned} N(t') &= I_{\text{opt}}(t) \otimes K_{\text{THz}}(t') \approx \delta(t) \otimes K_{\text{THz}}(t') \\ &= K_{\text{THz}}(t'). \end{aligned} \quad (7)$$

Последнее означает, что регистрировать временную форму терагерцевого импульса можно только тогда, когда он одновременно взаимодействует с референсом на детекторе. Следовательно, методом THz-TDs можно регистрировать фазовый сдвиг, мощность и электрическое поле терагерцевых импульсов как функции времени.

Нами регистрировались две временные формы электрического поля терагерцевых импульсов $E_{\text{on}}(t)$ и $E_{\text{off}}(t)$. Временная форма $E_{\text{on}}(t)$ терагерцевого импульса, прошедшего через гетероструктуру, детектировалась в соответствии со схемой, изображенной на рис. 2. Для регистрации временной зависимости $E_{\text{off}}(t)$ использовались две фотопроводящие антенны. Одна из них (ФП1) применялась в качестве детектора терагерцевых импульсов. Другая (ФП2) размещалась вместо криостата с образцами и использовалась для преобразования подаваемых на нее фемтосекундных импульсов в терагерцевые (рис. 2) Электроды ФП2 были подключены к источнику питания. Сгенерированные на ФП2 терагерцевые импульсы поступали на ФП1. Временная зависимость $E_{\text{off}}(t)$ регистрировалась с помощью референса, время прихода которого регулировалось оптической системой задержки.

Переход из временного представления временных форм терагерцевых импульсов в частотное осуществлялся с применением аппарата быстрого Фурье преобразования (БПФ). Это дало возможность разложить временные формы терагерцевых импульсов на отдельные

Фурье-гармоники [24]:

$$E_{\text{off,on}}(f) = |E_{\text{off,on}}(f)| \exp(\varphi_{\text{off,on}}(f)). \quad (8)$$

БПФ временной зависимости $E_{\text{on}}(t)$ позволило выявить минимумы, соответствующие резонансным частотам 2Д плазмонных осцилляций.

Для характеристики терагерцевых спектров эмиссии оценивались такие параметры, как спектральная мощность $P_i(f) = |E_{\text{on}}(f)|^2 / |E_{\text{off}}(f)|^2$ и фазовый сдвиг $\Phi_i(f) = \varphi_{\text{on}}(f) - \varphi_{\text{off}}(f)$. Методом разворачивания фазы определялась полная фаза $\Phi_i(f)$ соответствующая числу периодов, укладывающихся в пределах разности хода длин волн падающего и прошедшего через криостат с образцом излучения. Для этого к каждому значению фазы в пределах первого периода прибавлялся множитель 2π . Заранее учитывалось, что скачки фазы отсутствуют в точках перехода через период. Значение разности хода длин волн было установлено в ходе эксперимента.

Для сглаживания и моделирования временной зависимости $E_{\text{on}}(f)$ проводилось разложение в ряд Фурье с вычисленными по формуле (8) Фурье-компонентами временной зависимости $E_{\text{off}}(f)$ и с комплексной функцией передачи $F(f)$:

$$E_{\text{sim}}(f) = F(0)E_{\text{off}}(0) + \sum_k F(f_k)E_{\text{off}}(f_k) \exp(2\pi i f_k t), \quad (9)$$

где $F(f_k)$ была найдена путем решения уравнений Максвелла в гидродинамической модели высокочастотных свойств 2ДЭГ как отклик среды на плоскую волну с частотой f , $k_K = k/\Delta t$, $k = 1, 2, \dots$ и Δt — временное окно импульсов. Функция $F(f_k)$ зависит от диэлектрического окружения 2ДЭГ. В процессе нахождения $F(f_k)$ барьерный слой GaN и подложка моделировались как два разных слоя с комплексными диэлектрическими проницаемостями ε_d и ε_s . В выражениях для ε_d и ε_s учитывались компоненты $\text{Im}[\varepsilon_d]$ и $\text{Im}[\varepsilon_s]$, которые отвечают за потери энергии в плоскопараллельных слоях гетероструктуры.

Для рассматриваемых плазмонных структур резонансные частоты оценивались из закона дисперсии стробированных 2Д-плазмонов [25,26]

$$f_{g,n} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_{2\text{DEG}} |q_n|}{m^* \varepsilon_0 (\varepsilon_s + \varepsilon_d \coth(|q_n| d_{2\text{DEG}}))}}, \quad (10)$$

где $q_n = 2\pi n/P$, $n = 1, 2, \dots$ ($n = 3$ в случае гетероструктур с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$), P — период активной области, состоящей из трех КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ ($P = 17.5 \text{ nm}$), $\varepsilon_s = 10.6 + i\alpha$ — диэлектрическая проницаемость подложки, $\varepsilon_d = 9.5 + i\beta$ — диэлектрическая проницаемость барьера, m^* — эффективная масса, определяемая из (10), ε_0 — диэлектрическая постоянная, $d_{2\text{DEG}}$ — глубина залегания 2ДЭГ в гетероструктуре $\text{InGaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ ($d_{2\text{DEG}} = 36 \text{ nm}$). В мнимых частях

комплексных диэлектрических проницаемостей введены подгоночные параметры $a = 20.7$, $\beta = 131.3$, которые позволили учесть радиационные потери в подложке и в области барьеров активного слоя гетероструктуры. Значения подгоночных параметров подбирались в целях наилучшего соответствия смоделированного сигнала $E_{\text{sim}}(t)$ с данными измерений в процессе нахождения функции $F(f_k)$. Для спектрального диапазона, лежащего ниже частоты первого плазмонного резонанса $f < f_s$, учитывалось, что ε_s и ε_d являются бездисперсионными с постоянными значениями 11.6 и 10.5 соответственно. Подстановка значений резонансных частот в формулу (10) позволила оценить эффективную массу m^* . На основании значений времени релаксации импульса τ и эффективной массы определялась подвижность ($\mu = e\tau/m^*$) 2ДЭГ в трех КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$.

Для исследуемых гетероструктур холловская подвижность и концентрация определялись в геометрии Ван дер Пау. Регистрация температурных зависимостей холловской концентрации и подвижности осуществлялась на установке „Есоріа HMS-3000“ в магнитных полях до 6 Т в темноте в интервале от 5 до 300 К.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 5, *a* представлены временные формы электрического поля терагерцевых импульсов $E_{\text{off}}(t)$ и $E_{\text{on}}(t)$, полученные при температуре 90 К. Временная форма терагерцевого импульса $E_{\text{on}}(t)$ представляет собой максимум с положительными и отрицательными полуволнами [27,28]. Максимум зависимости $E_{\text{on}}(t)$ соответствует дипольному отклику 2ДЭГ, так как возникает в результате многофотонного поглощения оптических импульсов фемтосекундной длительности в КЯ. Наложение многократных отражений терагерцевого импульса от границ раздела КБ/КЯ проявилось на временных формах в виде положительных полуволн. Сдвиг фазы на π вследствие наложений многократных отражений от границ раздела КЯ/КБ можно связать с отрицательными полуволнами на рис. 5, *a*. Границы разделов КБ/КЯ и КЯ/КБ отличаются между собой соотношениями показателей преломления сред.

Свободные носители, сгенерированные между электродами ФП2 фемтосекундными импульсами, ускорились приложенным к зазору электрическим полем. В результате возникал импульс тока, представляющий собой источник терагерцевого излучения. Его временная форма $E_{\text{off}}(t)$ регистрировалась в соответствии со схемой, изображенной на рис. 2. Задержка регистрируемого детектором терагерцевого импульса обусловлена потерями энергии в слоях гетероструктуры, а также его частичным отражением. Величина задержки Δt равная 2.3 ps, является временем релаксации импульса 2ДЭГ в трех КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Отражения от стенок криста-

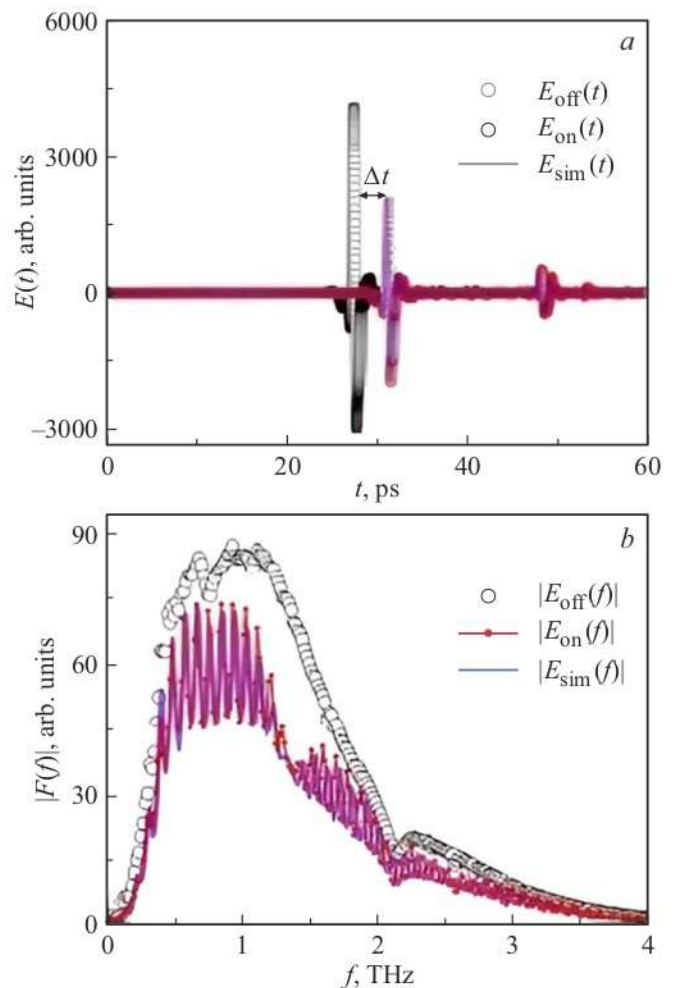


Рис. 5. Временные формы электрического поля терагерцевых импульсов (*a*) и результат применения аппарата быстрого Фурье-преобразования к соответствующим временным формам (*b*).

та и от подложки связываются с появлением первого и второго пиков меньшей амплитуды на рис. 5, *a*.

На рис. 5, *b* представлена частотная зависимость Фурье амплитуды терагерцевых импульсов, а также смоделированная зависимость $E_{\text{off}}(t)$. Можно видеть три минимума с резонансными частотами 2Д плазмонных осцилляций в диапазоне от 1.5 до 3.5 THz. Результаты моделирования мощности и фазового сдвига терагерцевых импульсов представлены на рис. 6, *a*, *b*.

Наблюдаются модулированные полосами Фабри–Перо осцилляции функций $P_{1,2}(f)$ и $\Phi_{1,2}(f)$ в диапазоне частот от 1 до 3.5 THz (рис. 6, *a*). Эффект „бахромы“ на спектрах $P_{1,2}(f)$ и $\Phi_{1,2}(f)$ возникает вследствие отражения терагерцевого импульса от подложки и его многократной интерференции в плоскопараллельных слоях гетероструктуры $\text{InGaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$. Подавление осцилляций Фабри–Перо на частотных зависимостях $P_{1,2}(f)$ и $\Phi_{1,2}(f)$ достигнуто путем вырезания дорожек сигнала перед первым „эхом“ на временной зависимости

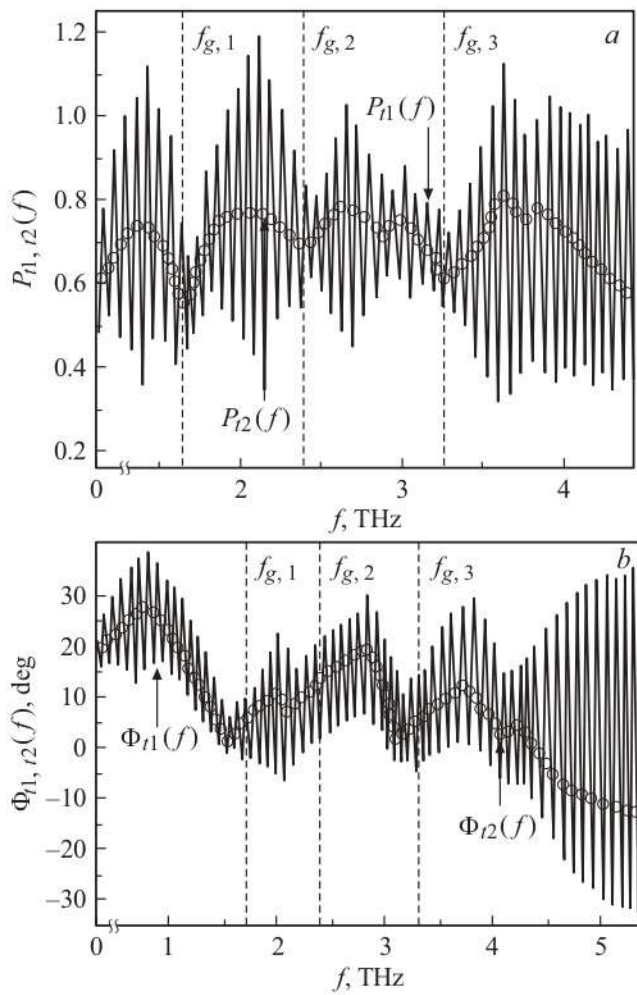


Рис. 6. Частотные зависимости мощности (а) и фазового сдвига (б) терагерцевого излучения, полученные при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами с временным окном $t_1 = 130$ fs на длине волны 800 nm.

(рис. 5, а). На рис. 6, б представлена частотная зависимость фазового сдвига терагерцевого импульса. Видно, что фазовый сдвиг вблизи плазмонных резонансов является точкой перегиба функции $\Phi_{1,2}(f)$, что соответствует минимумам в частотных спектрах мощности $P_{1,2}(f)$. При температурах выше 170 K особенности плазмонного резонанса в эксперименте не разрешались. Значения первых трех резонансных частот равны $f_{g,1} = 1.7$ THz, $f_{g,2} = 2.4$ THz, $f_{g,3} = 3.3$ THz (рис. 6, а).

В настоящей работе были получены частотные зависимости спектральной мощности и фазового сдвига терагерцевых импульсов в диапазоне температур от 90 до 170 K с шагом 20 K (рис. 7).

Наблюдаемое смещение 2Д плазмонной резонансной частоты в длинноволновую область (рис. 7, а) от значения 3.3 THz (при 90 K) до значения 2.5 THz (при 170 K) идентифицируется как в спектрах $P(f)$, так и в спектрах $\Phi(f)$. Красное смещение 2Д плазмонного резонанса может быть связано с температурной зависимостью эф-

фективной массы 2ДЭГ. Табл. 2 демонстрирует рассчитанные с помощью формулы (9) значения эффективной массы 2ДЭГ при температурах нагрева образца от 90 до 170 K. Увеличение температуры образца приводит к уширению минимума 2Д плазмонного резонанса и к подавлению его пиковой величины (рис. 7, а). В то же время наблюдается усиление фазовой модуляции (рис. 7, б). Амплитудный излом увеличивается с 3° при 90 K до 20° при 170 K.

Далее оценивалось полное время затухания плазмонных осцилляций в 2ДЭГ по частотным зависимостям спектральной мощности терагерцевого излучения на-

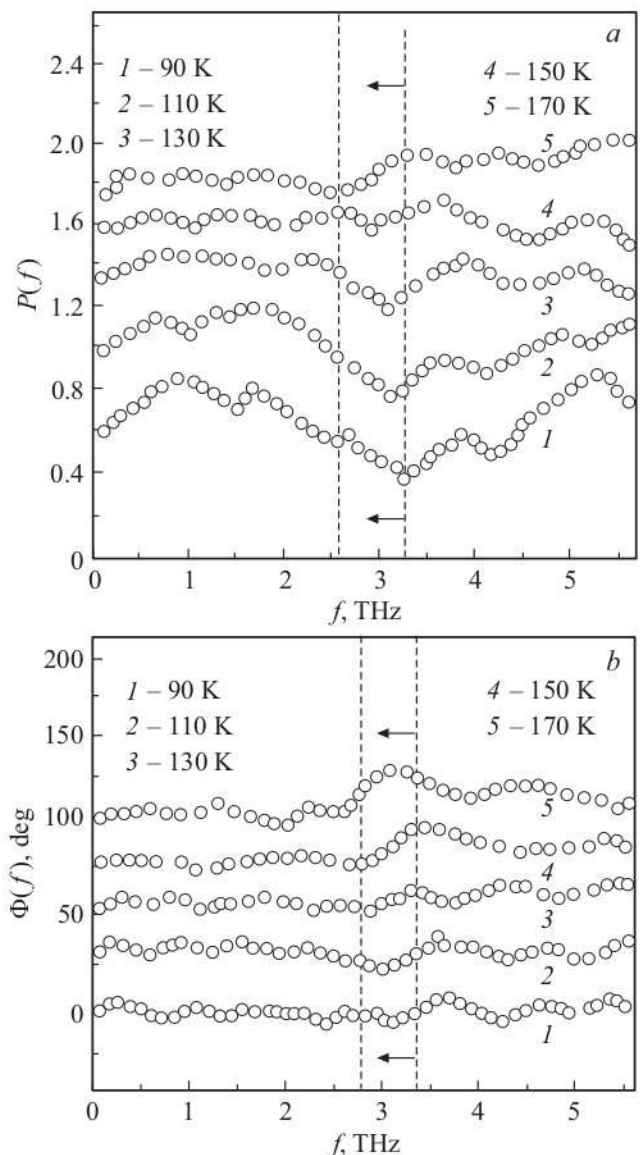


Рис. 7. Мощность (а) и фазовый сдвиг терагерцевых импульсов (б), полученные в диапазоне температур от 90 до 170 K с шагом 20 K. Пунктирные вертикальные линии обозначают положение частот плазмонных резонансов при температурах образца 90 и 170 K. Стрелками обозначено красное смещение 2Д плазмонного резонанса.

основании соотношения $\tau_{\text{gen}} = 1/2\pi\Delta f_{g,n}$. Для вычисления полного времени затухания τ_{gen} величина $\Delta f_{g,n}$ определялась как ширина минимума 2Д плазмонного резонанса, взятая на половине его высоты (рис. 6, а). Результаты расчетов полного времени затухания τ_{gen} и времени релаксации импульса τ 2ДЭГ в трех КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ представлены в табл. 3.

Из данных табл. 3 видно, что время полного затухания демонстрирует менее слабую температурную зависимость. В области низких температур время релаксации импульса преобладает над временем полного затухания. В области более высоких температур значения становятся сопоставимыми. Данное расхождение при низких температурах может объясняться наличием других форм потери энергии.

1. Частичная компенсация встроенного пьезоэлектрического поля внешними электрическими полями.

2. Потери на дефектах решетки.

3. Возбуждение наклонных плазмонных волн.

На основании значений времени релаксации импульса и эффективной массы рассчитывалась подвижность 2ДЭГ в трех КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Результаты расчетов приведены в табл. 4.

Как видно из рис. 8, а, ход зависимости холловской концентрации от температуры является немонотонным. В области низких температур ($30 < T < 175 \text{ K}$) холловская концентрация сохраняет среднее постоянное значение около $2.17 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. В области более высоких ($T > 175 \text{ K}$) температур $n_H(T)$ возрастает и достигает значения $2.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

Температурная зависимость $\mu_H(T)$ (рис. 8, б) типична для гетероструктур $\text{InGaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$. Холловская подвижность уменьшается с ростом температуры в связи с увеличением интенсивности механизмов рассеяния на полярных оптических фононах при $T > 85 \text{ K}$.

Исследованный образец гетероструктуры с тремя КЯ имеет многослойную структуру. Он также не легирован донорной или акцепторной примесью. Следовательно, основной вклад в холловскую подвижность и концентрацию вносит 2ДЭГ. Значения n_H, μ_H для двух крайних температурных областей представлены в табл. 5. Сравнение данных эксперимента позволило установить отличия и общие закономерности в значениях времен релаксации, подвижности и эффективной массы 2ДЭГ в гетероструктурах с тремя и пятью КЯ. Сравнивая полученные результаты с данными работы [19], можно утверждать, что при многофотонном поглощении оптических импульсов фемтосекундной длительности в КЯ активной области гетероструктур генерируются плазмонные осцилляции с характерными резонансными частотами. Однако в случае гетероструктур с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ количество наблюдаемых 2Д плазмонных резонансов равно 3. Увеличение числа КЯ в активном слое сопровождается уменьшением количества наблюдаемых резонансов в спектрах мощности терагерцевого излучения и ростом напряженности терагерцевого электрического поля [19]. Величину напряженности

Таблица 2. Температурная зависимость эффективной массы 2ДЭГ в трех КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

$T, \text{ K}$				
90	110	130	150	170
0.43 <i>m</i>	0.45 <i>m</i>	0.45 <i>m</i>	0.49 <i>m</i>	0.56 <i>m</i>

Таблица 3. Температурная зависимость времени релаксации импульса 2ДЭГ и времени полного затухания

Время затухания	$T, \text{ K}$				
	90	110	130	150	170
$\tau, \text{ ps}$	2.0	1.8	1.3	0.8	0.2
$\tau_{\text{gen}}, \text{ ps}$	1.3	1.0	0.8	0.5	0.4

Таблица 4. Параметры 2ДЭГ по данным частот двумерных плазмонных резонансов при температуре нагрева образца 170 K

$N_{2\text{DEG}}, 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$f_{g,1}, \text{ THz}$	$\tau, \text{ ps}$	$\langle m^* \rangle$	$\mu, 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
2.17	2.6	0.2	0.56 <i>m</i>	4.2

Таблица 5. Значения холловской подвижности и концентрации в области низких и высоких температур

30 K		170 K	
$n_H, 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$\mu_H, 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	$n_H, 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$\mu_H, 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
2.17	7	2.18	4.2

электрического поля терагерцевого излучения в пренебрежении временного изменения скорости носителей заряда можно оценить по формуле излучения диполя

$$E_{\text{THz}} \sin \frac{\partial N}{\partial t} e \mu E_{\text{int}} \sin \vartheta, \quad (11)$$

где E_{int} — напряженность встроенного электрического поля в активной области гетероструктуры; ϑ — угол между нормалью к направлению осцилляций диполя и направлением излучения; $\partial N/\partial t$ — изменение во времени концентрации фотоиндуцированных носителей заряда с подвижностью μ .

Встроенные пьезоэлектрические поля в активной области искривляют валентную зону и зону проводимости. Легирование донорной и акцепторной примесью приводит к понижению примесного уровня Ферми, т.е. способствует увеличению разности между объемными и поверхностными уровнями Ферми. В результате, валентная зона и зона проводимости еще более искривляются, а напряженность встроенного электрического

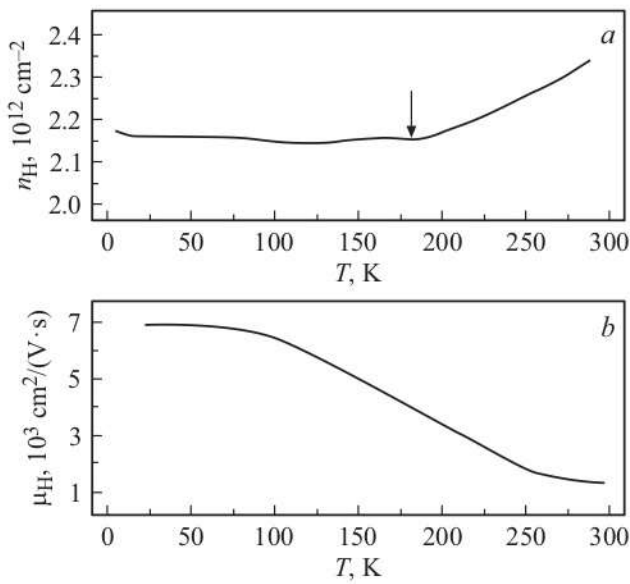


Рис. 8. Температурная зависимость холловской концентрации (а) и холловской подвижности (б). Стрелка указывает начало возрастания экспериментальной кривой.

поля в гетероструктуре возрастает. Поэтому в случае гетероструктур с пятью КЯ, барьеры которых легированы донорной и акцепторной примесью, напряженность электрического поля терагерцевого излучения согласно формуле (11) больше. Чтобы понять, почему число наблюдаемых резонансов меньше, необходимо разобраться, каким образом происходит распределение энергии лазерного излучения, часть которого подвергается диссипации в слоях гетероструктуры, а другая затрачивается на возбуждение плазменных осцилляций. Для этого необходимо проанализировать время релаксации 2ДЭГ, которое возрастает с увеличением числа КЯ от значения $\sim 10^{-12}$ с (гетероструктуры с тремя КЯ) до $\sim 10^{-9}$ с (гетероструктуры с пятью КЯ). Подобная закономерность объясняется наличием в барьерах GaN легирующей примеси, что приводит к увеличению напряженности встроенного электрического поля, препятствующего дезориентации осциллирующих диполей, возбуждаемых фемтосекундными лазерными импульсами. Следовательно, время релаксации диполей растет.

Увеличение числа КЯ сопровождается уменьшением модуляции фазы вблизи частот плазменных резонансов. Для гетероструктур с тремя КЯ амплитудный излом составляет 17° , в то время как для гетероструктур с пятью КЯ температурный излом составлял 14° . В ходе изучения частотных зависимостей фазового сдвига терагерцевого излучения установлено, что фазовая модуляция превышает десятки градусов (до 17°) вблизи частот плазменных резонансов.

В диапазоне температур от 30 до 170 К значение холловской концентрации постоянное (рис. 8, а). Следовательно, эффект перенормировки эффективной массы и модуляции фазы связаны не с температурной зави-

симостью холловской концентрации, а с нелинейной динамикой 2ДЭГ.

Стоит отметить, что исследования времен релаксации 2ДЭГ в гетероструктурах может дать представление о действующих механизмах рассеяния и о вкладе каждого из них в общий канал релаксации 2ДЭГ. Например, полученные в случае пяти КЯ значения времен релаксации ($\sim 10^{-9}$ с) хорошо согласуются с теоретическими данными работы [29], в которой исследовался механизм пьезоэлектрического рассеяния 2ДЭГ.

5. Заключение

Таким образом в настоящей работе с помощью возбуждения 2Д плазменных резонансов и регистрации их частот методом THz-TDs получены значения времен релаксации импульса, подвижности и эффективной массы 2ДЭГ в трех КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Установлено, что 2ДЭГ в трех КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ характеризуется значением времени релаксации импульса 0.2 ps, подвижности $4.2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}$ с и эффективной массы $0.56m$ при температуре нагрева равной 170 К. Показано осциллирующее поведение мощности выходного терагерцевого излучения с минимумами в диапазоне частот от 1.5 до 3.5 THz, что связано с нелинейной динамикой 2ДЭГ во МКЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. При изучении взаимодействий лазерных импульсов длительностью 130 fs с плазменной структурой получены частотные зависимости мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения. Для обработки терагерцевых спектров эмиссии применялся аппарат быстрого Фурье-преобразования. Это дало возможность провести сравнение амплитуд и фаз составляющих Фурье-гармоник. При сравнении частотно зависимых амплитуд и фаз терагерцевого сигнала изучена динамика коллективных электронных возбуждений в 2ДЭГ. Показано, что при нагреве гетероструктуры $\text{InGaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaN}$ до 170 К наблюдается красное смещение первой плазменной резонансной частоты от значения 3.3 до 2.5 THz. В ходе работы получена зависимость эффективной массы от температуры $m^*(T)$. В гетероструктурах с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ значение эффективной массы изменяется в диапазоне от $0.43m$ при 90 К до $0.56m$ при 170 К, что связано с перенормировкой эффективной массы в активной области гетероструктуры.

Полученные значения подвижности и времени релаксации импульса 2ДЭГ в гетероструктурах с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ могут быть использованы для оптимизации технологических параметров роста композитных гетероструктур и выходной мощности излучения приборов на их основе. Проведенные исследования представляют интерес для приложений физики микро- и оптоэлектроники, где желательно иметь максимально возможную подвижность 2ДЭГ с максимально коротким временем жизни.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B. Richard, M. Schasfoort. Handbook of Surface Plasmon Resonance (2017). P. 555.
- [2] A. Ando, T. Kurose, V. Reymond, K. Kitano, H. Kitahara, K. Takano, M. Tani, M. Hangyo, S. Hamaguchi. J. Appl. Phys. **110**, 7 (2011).
- [3] S.P. Jamison, D.R. Jones, R.C. Issac, B. Ersfeld, D. Clark, D.A. Jaroszynski. J. Appl. Phys. **93**, 7, 4334 (2003).
- [4] C. Strothkämper, A. Bartelt, R. Eichberger, C. Kaufmann, T. Unold. Phys. Rev. B **89**, 11, 1 (2014).
- [5] A. Mendoza-Galvan, J. Gonzalez-Hernandez. J. Appl. Phys. **87**, 760 (2000).
- [6] M. Orio, D. Pantazis, F. Neese. Photosint. Res. **102**, 2, 443 (2009).
- [7] G. Sun, R. Chen, Y. J. Ding. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **19** (2013).
- [8] I. Prudaev, S. Sarkisov, O. Tolbanov, A. Kosobutsky. Phys. Status Solidi B **252**, 5, 946 (2015).
- [9] W. Rehman, R.L. Milot, G.E. Eperon, C. Wehrenfennig, J.L. Boland, H.J. Snaith, M.B. Johnston, L.M. Herz. Adv. Mater. **27**, 48 (2015).
- [10] G.R. Yettapu, D. Talukdar, S. Sarkar, A. Swarnkar, A. Nag, P. Ghosh, P. Mandal. Nano lett. **16**, 8 (2016).
- [11] A.M. Ulatowski, L.M. Herz, M.B. Johnston. J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves **41**, 12, 1431 (2020).
- [12] P.J.S. van Capel, D. Turchinovich, H.P. Porte, S. Lahmann, U. Rossow, A. Hangleiter, J.I. Dijkhuis. Phys. Rev. B **84** (2011).
- [13] G. Sun, G. Xu, Y. J. Ding. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **17**, 48 (2011).
- [14] H.P. Porte, D. Turchinovich, D.G. Cooke, P.U. Jepsen. J. Phys.: Conf. Ser. **193**, 012084 (2009).
- [15] М.Л. Бадрутдинов, А.Э. Юнович. ФТП **42**, 4, 438 (2008).
- [16] В.И. Олешко, С.Г. Горина. Уч. зап. физ. фак. **5**, 155501, 1 (2015).
- [17] В.Г. Мокеров, А.Л. Кузнецов, Ю.В. Федоров, Е.Н. Енюшкина, А.С. Бугаев, А.Ю. Павлов, Д.Л. Гнатюк, А.В. Зуев, Р.Р. Галиев, Е.Н. Овчаренко, Ю.Н. Свешников, А.Ф. Цацульников, В.М. Устинов. ФТП **43**, 4, 561 (2009).
- [18] J.M. Hensley, J. Montoya, M.G. Allen, J. Xu, L. Mahler, A. Tredicucci, H.E. Beere, D.A. Ritchie. Opt. Express **22**, 17, 20476 (2009).
- [19] Е.Р. Бурмистров, Л.П. Авакянц. ФТП **55**, 11, 1059 (2021).
- [20] L.P. Avakyan, A.E. Aslanyan, P.Y. Bokov, A.V. Chervyakov, K.Y. Polozhentsev. Solid State Elektron. **130**, 4, 45 (2017).
- [21] G. Fransen, P. Perlin, T. Suski. Phys. Rev. B **69**, 4 (2004).
- [22] Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, Т.П. Колмакова, А.В. Червяков. ФТП **38**, 12 (2004).
- [23] S.L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B.I. Greene, P.N. Saeta, A.F.J. Levi. Phys. Rev. Lett. **68**, 1, 102 (1992).
- [24] Z. Chang. Phys. Rev. A **70**, 4, 043802-1 (2004).
- [25] P. Schley, R. Goldhahn, G. Gobsch, M. Feneberg, K. Thonke, X. Wang, A. Yoshikawa. Phys. Status Solidi B **246**, 6, 8 (2009).
- [26] S.J. Allen, D.C. Tsui, R.A. Logan. Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
- [27] В.Л. Малевич, Г.В. Силицын, Н.Н. Розанов. Оптика и спектроскопия **127**, 4, 667 (2019).
- [28] R.R. Pelá, C. Caetano, M. Marques, L.G. Ferreira, J. Furthmüller, L.K. Teles. Appl. Phys. Lett. **98**, 15, 14 (2011).
- [29] Е.Р. Бурмистров, Л.П. Авакянц. Изв. вузов. Физика **64**, 5, 9 (2021).

Редактор Т.Н. Василевская