

ПЛАЗМОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Е. Р. Бурмистров^{a,b,c*}, *Л. П. Авакянц*^{a**}

^a *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет
119234, Москва, Россия*

^b *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

^c *Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет
129337, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 января 2025 г.,
после переработки 28 января 2025 г.
Принята к публикации 28 января 2025 г.

Плазмонное детектирование терагерцевого излучения проводится с использованием светодиодных нитрид-галлиевых гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с множественными квантовыми ямами. В качестве структуры, связывающей электрическое поле плазмона с полем падающего терагерцевого излучения применяются решетчатые затворы с электродами из Ti/Au. Исследуются образцы гетероструктур с периодами затвора 1.6 и 1.0 мкм. Генерация и детектирование коллективных плазмонных колебаний в двумерной электронной системе осуществляются методом терагерцевой спектроскопии с временным разрешением, использующим фотопроводящие антенны на основе GaN. Получены частотные спектры мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения в диапазоне температур от 90 до 170 К. Наблюдаемое синее смещение фундаментальной плазмонной моды при уменьшении периода затвора объясняется изменением волнового вектора плазмона.

DOI: 10.31857/S0044451025050104

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в качестве структуры, связывающей электрическое поле терагерцевого излучения с электрическим полем двумерного (2D) плазмона, широко используются решетчатые затворы [1–3]. Интерес исследователей к данным объектам обусловлен, прежде всего, возможностью решетчатых затворов, выращенных на поверхности гетероструктур, усиливать локальные плазмонные колебания, вызванные коллективной динамикой основных носителей заряда в двумерной электронной системе (2DES).

В работах [4–6] анализируются спектры излучения светодиодных гетероструктур AlGaIn/GaN с решетчатыми затворами. Объектами исследований являются гетероструктуры AlGaIn/GaN с одиночной квантовой ямой (КЯ) в активной области. Обнаружено, что резонансные частоты 2D-плазмонных мод лежат в диапазоне от 1 до 3 ТГц. Авторами продемонстрирована возможность управления спектральными характеристиками терагерцевого излучения. Установлено, что уменьшение периода с 1010 до 800 нм приводит к увеличению энергии кванта детектируемого терагерцевого излучения от 9.9 до 16.0 мэВ. В связи с этим, варьирование периода затвора позволяет настраивать длину волны излучения, открывая перспективы для создания эффективных источников и приемников терагерцевых электромагнитных волн.

* E-mail: eugeni.conovaloff@yandex.ru

** E-mail: avakyants@physics.msu.ru

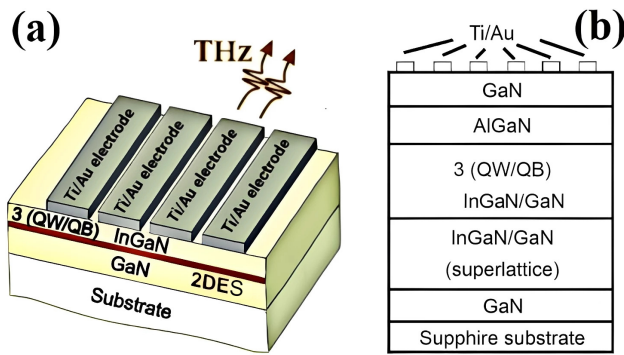


Рис. 1. Внешний вид (а) и слоевая схема (b) исследуемых гетероструктур

Плазмонное детектирование терагерцевого излучения тесно связано с колебательной динамикой плотности носителей заряда в множественных квантовых ямах (МКЯ). Подвижность двумерных носителей является ключевым фактором, влияющим на генерацию плазмонных колебаний в 2DES.

Высокое значение данного параметра позволяет достигать значительных плотностей тока, что, в свою очередь, улучшает детектирование слабых сигналов в терагерцевом диапазоне. Рекордная подвижность двумерных носителей составляет $80000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ в гетероструктурах InGaN/AlGaN/GaN [7], что делает их перспективными объектами для плазмонного детектирования терагерцевого излучения.

В настоящее время ведутся активные поиски эффективных методов генерации и детектирования терагерцевого излучения. В связи с этим фотопроектируемые полупроводниковые антенны (PCSWs) зарекомендовали себя как перспективные устройства для терагерцевого диапазона, используемые, например, в методах терагерцевой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDs).

В работе [8] исследуются PCSWs на основе низкотемпературного GaAs. Установлено, что подвижность двумерных носителей в PCSWs на основе низкотемпературного GaAs является низкой ($200 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), что обусловлено высокой концентрацией дефектов в материале. Мощность терагерцевого излучения достигает 1.4 мкВт.

В работе [9] методом THz-TDs исследованы характеристики терагерцевого излучения, генерируемого PCSWs на основе GaAs с кристаллографическими направлениями (111) и (100). Показано, что мощность терагерцевого излучения для образцов с ориентацией (111) превышает аналогичный пока-

затель для ориентации (100) почти в четыре раза. Максимальная подвижность основных носителей достигается в образцах с ориентацией (100) и составляет $380 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Таким образом, низкая подвижность носителей заряда существенно ограничивает мощность выходного терагерцевого излучения, генерируемого с использованием PCSWs на основе низкотемпературного InGaAs/GaAs. В этом смысле, нитрид галлия GaN, обладающий широкой запрещенной зоной (3.4 эВ) и высокой подвижностью двумерных носителей ($\sim 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), является перспективным материалом для создания PCSWs.

В данной работе исследуются гетероструктуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ методом THz-TDs. На основании полученных экспериментальных данных оцениваются время релаксации квазимпульса, подвижность и эффективная масса основных носителей заряда в исследованных гетероструктурах. Продемонстрирована возможность создания PCSWs на основе GaN.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlGaN}/\text{GaN}$

В настоящей работе объектами исследований являются светодиодные гетероструктуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlGaN}/\text{GaN}$ с МКЯ в активной области, выращенные с использованием техники газовой эпитаксии (MOVPE). Используются образцы производителей АО «Светлана-Рост». Внешний вид и слоевая структура устройств представлены на рис. 1.

На подложке Al_2O_3 площадью 0.4 мм^2 и толщиной 430 мкм в направлении [0001] первым наращивается затравочный слой низкотемпературного GaN толщиной 5 мкм, предназначенный для уменьшения рассогласования постоянных кристаллических решеток между слоями. Для улучшения структурного качества полупроводника и снижения плотности дислокаций в его слоях формируется буферная сглаживающая сверхрешетка InGaN/GaN (30 периодов квантовых ям/квантовых барьеров (КЯ/КБ) толщиной 2/2 нм). Активная область гетероструктур состоит из трех КЯ/КБ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ толщиной 3/20 нм и 5/15 нм. Затем следует слой AlGaN толщиной 20 нм и замыкающий слой GaN толщиной 110 нм. Методом электронно-лучевой литографии (EBL) на поверхности исследуемых гетероструктур площадью $2.5 \times 2.5 \text{ мм}^2$ выращивается затвор, представляющий собой решетку из электродов на основе Ti/Au. Решетчатые затворы ха-

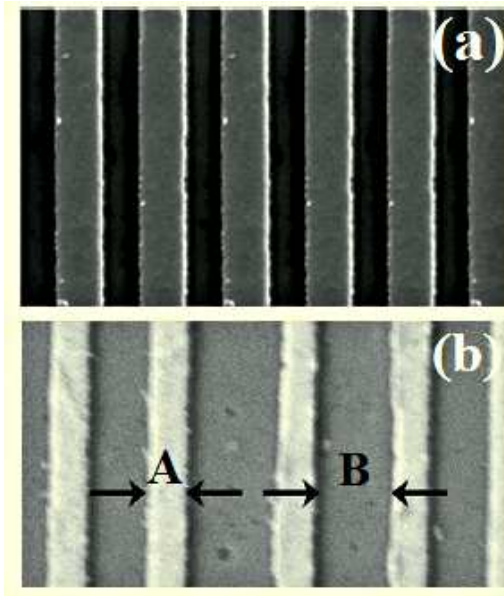


Рис. 2. SEM-изображения фрагментов решетчатых затворов, полученные с поверхности гетероструктур HS1 (а) и HS2 (б), *A* — ширина электродов и *B* — расстояние между ними

рактически характеризуются шириной электродов (*A*) и расстоянием между ними (*B*). В настоящей работе исследуются гетероструктуры HS1 и HS2, для которых $A/B = (0.90 \pm 0.03)/(0.70 \pm 0.05)$ мкм и $A/B = (0.20 \pm 0.07)/(0.80 \pm 0.05)$ мкм. Период затвора в гетероструктурах HS1 и HS2 равен $P = 1.60 \pm 0.11$ мкм и $P = 1.00 \pm 0.09$ мкм. Отношение A/P является параметром заполнения решетчатого затвора *K*. В случае исследованных гетероструктур его значение составляет $K = 0.56 \pm 0.09$ (56%) и $K = 0.20 \pm 0.07$ (20%). На рис. 2 представлены изображения поверхностей затворов, полученные методом сканирующей электронной микроскопии (SEM).

Средние значения ширины запрещенной зоны (E_g) и мольной доли индия (x_{In}) по всем трем КЯ определяются при помощи методики фототоковой спектроскопии, как это описывается, например, в работе [10]. В табл. 1 представлены основные параметры исследуемых в настоящей работе гетероструктур, *S* — площадь поверхности кристалла.

В серийном производстве готовых светодиодных устройств на основе МКЯ In_xGa_{1-x}/GaN применяется рост вдоль полярного направления [0001] гексагонального GaN. В результате пьезоэлектрической и спонтанной поляризации на гетерогранице In_xGa_{1-x}/GaN формируются встроенные пьезоэлектрические поля, напряженность которых достигает

Таблица 1. Основные параметры исследуемых гетероструктур

№	КЯ/КБ, нм	<i>S</i> , мм ²	x_{In}	E_g , эВ	<i>P</i> , мкм	<i>K</i> , %
HS1	3/20	8	0.22	2.6	1.6	56
HS2	5/15	8	0.24	2.6	1.0	20

единиц $MВ \cdot см^{-1}$. Наша исследовательская группа изучает распределение этих полей в гетероструктурах методом спектроскопии электропропускания [11]. Анализ спектров показал, что распределение встроенных полей в исследуемых образцах является однородным. Это означает, что во всех КЯ напряженность встроенного электрического поля принимает приблизительно одинаковые значения.

3. МЕТОДИКА ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМОННЫХ КОЛЕБАНИЙ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НА ИХ ОСНОВЕ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящей работе наша группа использует стандартную методику THz-TDS. Генерация плазмонных колебаний в 2DES и детектирование временных форм терагерцевых импульсов во многом аналогичны методам, описанным в работе [12]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.

В схеме на рис. 3 в качестве источника излучения используется Ti:сапфировый лазер с длительностью импульсов 130 фс на длине волны 800 нм со средней выходной мощностью излучения 57 мВт и с частотой следования импульсов 60 МГц. Излучение от Ti:сапфирового лазера диаметром луча 1.8 мм с помощью делителя пучка (Beam splitter 1) разделяется на импульс накачки и зондирующий импульс (рис. 3). Импульс накачки используется в канале генерации терагерцевого излучения. Зондирующий импульс используется в когерентной схеме детектирования. Оба этих импульса следуют по различным оптическим путям. Один из них проходит через оптическую линию задержки (Delay stage), образованную зеркалами 4–7 (Mirrors 4–7). Регулированием расстояния между зеркалами 4 (Mirror 4) и 5 (Mirror 5) достигается синхронизация во времени прихода одного импульса относительно другого. В настоящей работе шаг перемещения составляет 5 мкм, что соответствует промежутку между двумя последовательными измерениями 17 фс. Это озна-

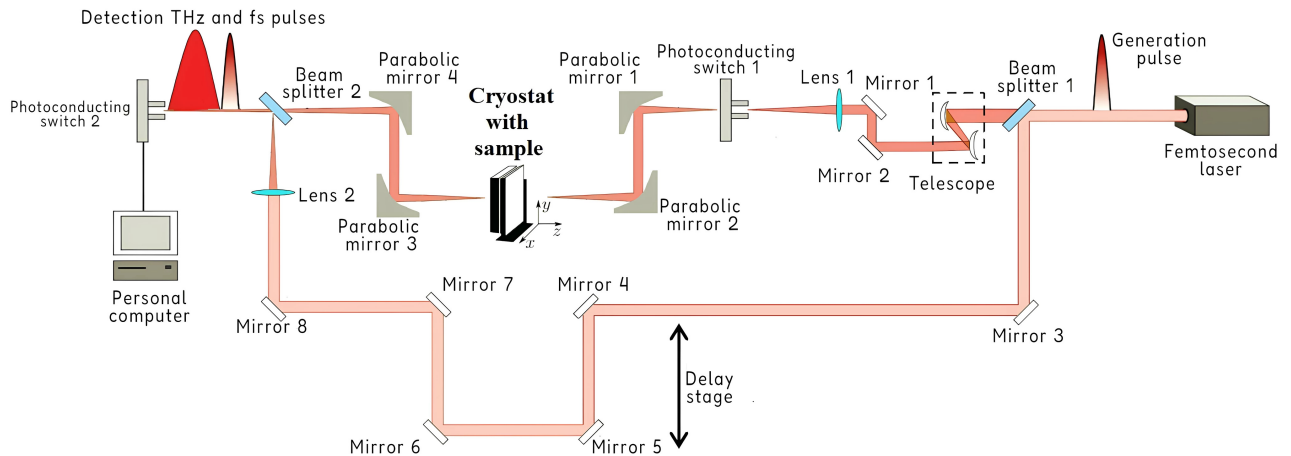


Рис. 3. Схема экспериментальной установки THz-TDs

чает, что временная форма электрического поля терагерцевых импульсов детектируется через равные интервалы времени, составляющие 17 фс. Полная длина оптического пути лазерного луча, проходящего по траектории «туда-обратно», достигает 10 км. При этом длина перемещения линии задержки составляет 200 мм. Все измерения мы проводим в геометрии на прохождение.

Как уже не раз упоминалось, данное исследование посвящено изучению гетероструктур с 2DES. Замыкающим слоем для данных структур служит решетчатый затвор с периодом P , представляющий собой бесконечно длинные (вдоль оси y) параллельные электроды. Ширина каждого из них равна A , в то время как расстояние между электродами составляет B (рис. 2). В настоящей работе мы исследуем субволновые решетчатые затворы, для которых выполняется соотношение $A \ll \lambda$, где λ — длина волны падающего излучения (рис. 4). Терагерцевые электромагнитные волны с поляризацией электрического поля P падают на поверхность исследуемых гетероструктур под углом Брюстера (65°). Волновой вектор падающей электромагнитной волны \mathbf{k}_{THz} ориентирован вдоль электродов решетчатого затвора ($\mathbf{k}_{THz} \parallel y$) и имеет вдоль y ненулевую компоненту k_{THz}^y . Вектор напряженности электрического поля в падающей волне ориентирован вдоль оси x и направлен перпендикулярно электродам затвора так, что $E_x \neq 0$, $E_y = E_z$ (рис. 4).

Исследуемые в настоящей работе гетероструктуры помещаются в оптический азотный криостат, оснащенный датчиком температуры и нагревательным элементом. Благодаря трехосевому креплению

образец точно размещается на оптической оси системы. При нагревании в диапазоне от 90 до 170 К избыток тепла отводится через сапфировую подложку, закрепленную на холодном контакте криостата с помощью держателя образца. Все измерения мы проводим в условиях вакуума, чтобы свести к минимуму поглощение терагерцевого излучения водяными парами. Измеряемая с помощью ячейки Голя мощность выходного терагерцевого излучения для исследуемых гетероструктур составляет 8 мкВт.

3.1. Экспериментальные образцы фотопроводящих терагерцевых антенн на основе GaN

Важную роль в методе THz-TDs играют PCSWs, которые, как правило, состоят из металлизированного слоя на полупроводниковой подложке. Эти устройства служат как для генерации, так и для детектирования терагерцевых импульсов. В табл. 2 представлены основные характеристики материалов, которые в последние годы наиболее часто применяются для создания PCSWs [13, 14].

В табл. 2 введены обозначения: ρ — удельное сопротивление, C — теплопроводность. Из приведенных данных следует, что носители заряда в GaN обладают более коротким временем релаксации τ по сравнению с ZnSe, традиционно используемым в качестве подложки для стандартных PCSWs. Ожидается, что более короткое время релаксации способствует уширению полосы пропускания устройства в терагерцевом диапазоне частот. Одним из ключевых достоинств PCSWs на основе GaN является большая ширина запрещенной зоны (3.4 эВ). Это свойство

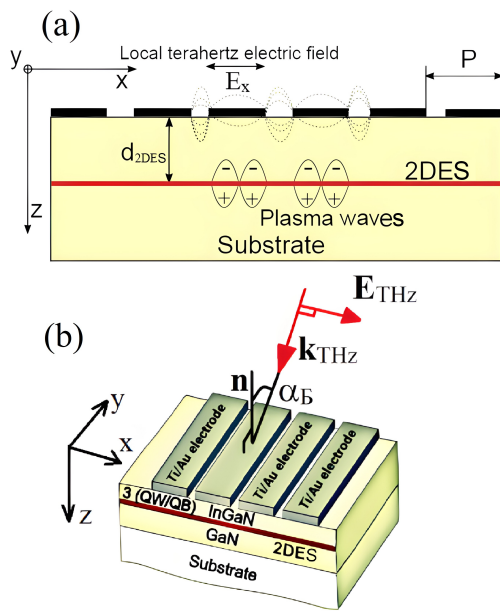


Рис. 4. Схема геометрии эксперимента, где k_{THz} — волновой вектор падающей терагерцевой электромагнитной волны, d_{2DES} — глубина залегания 2DES, E_{THz} — вектор напряженности электрического поля терагерцевого излучения, P — период плазменной структуры, α — угол Брюстера, n — нормаль к поверхности гетероструктуры

позволяет достигать высокой мощности терагерцевого излучения при приложении к PCSWs большого напряжения смещения U_{DC} . Еще одной важной особенностью PCSWs на основе GaN является высокая ($1000\text{--}2000\text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) подвижность носителей заряд, что, в свою очередь, способствует более эффективной генерации терагерцевого излучения. Благодаря этому, а также совокупности других несомненных достоинств GaN становится перспективным материалом для создания PCSWs, превосходящим традиционно используемые ZnSe и 6H-SiC, которые, несмотря на относительную простоту в изготовлении, уступают ему в производительности и эффективности. В настоящей работе генерация и детектирование терагерцевых импульсов проводятся с использованием PCSWs на основе GaN. Внешний вид и слоевая схема устройства изображены на рис. 5.

Структуры получены с использованием техники металлоорганического химического осаждения (MOCVD) при температуре $1000\text{--}1100^\circ\text{ С}$ и давлении 100 Торр. На сапфировой подложке с кристаллографическим направлением (0001) выращивается буферный слой низкотемпературного AlN толщиной 100 нм, предназначенный для уменьшения

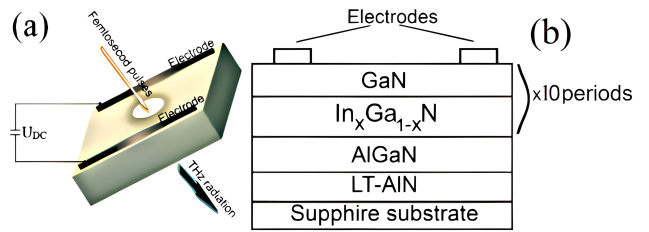


Рис. 5. Внешний вид (а) и слоевая структура (b) фотопроводящей терагерцевой антенны на основе GaN, U_{DC} — напряжение смещения

рассогласования постоянных кристаллических решеток. Затем формируется промежуточный слой AlGaN толщиной 50 нм, препятствующий утечке носителей заряда из фотопроводящего слоя. Активная область включает 10 периодов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaN}$ толщиной 5/15 нм, формируемых при температуре 1080° С и давлении 50 Торр. Мольная доля In выбрана равной 0.32.

На поверхности структур методом фотолитографии изготавливаются PCSWs. Металлическая композиция Ti/Al/Ni/Au наносится методом термического напыления, и затем вся структура отжигается в течение 1 минуты при температуре 780° С для формирования омических контактов. В схеме на рис. 3 электроды от Photoconducting switch1 (PCSW1) подключаются к источнику питания. Электрический ток J , пропорциональный амплитуде электрического поля терагерцевых импульсов, возникает благодаря движению фотовозбужденных носителей заряда во внешнем электрическом поле

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

где $\langle N \rangle$ — средняя концентрация фотовозбужденных носителей, E — электрическое поле.

Терагерцевые электромагнитные волны генерируются в результате преобразования фемтосекундных импульсов, подаваемых на PCSW1, в излучение терагерцевого диапазона. Известно, что фемтосекундные импульсы обладают высокой пиковой мощностью. Так, импульс с энергией в 1 Дж и длительностью 100 фс способен достигать мощности 10 ТВт [15, 16]. При облучении высокоэнергетическими фемтосекундными импульсами в полупроводнике в результате фотоионизации возникают свободные носители заряда. Отметим, что эффективность данного процесса зависит напрямую от длины волны и интенсивности лазерного излучения, а также от свойств самого материала.

Таблица 2. Основные параметры полупроводниковых материалов GaN, ZnSe и 6H-SiC

№	E_g , эВ	μ , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	τ , пс	ρ , Ом·см ⁻¹	C , Вт·см ⁻¹ ·К ⁻¹
GaN	3.40	1250	> 150	> 10 ⁸	1.30
ZnSe	2.67	300–600	> 500	10 ¹²	0.18
6H-SiC	3.20	200–300	1000	> 10 ¹²	3.70

Эффективность преобразования фемтосекундных импульсов в терагерцевые электромагнитные волны может быть оценена с помощью различных методов, включая оптическую спектроскопию, фотолюминесценцию с временным разрешением и иные экспериментальные методики, позволяющие отслеживать динамику фотовозбужденных носителей заряда. Эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию короткоживущих носителей заряда может быть представлена как отношение энергии, перешедшей в носители заряда, к полной энергии, доставляемой лазерным излучением

$$\eta = Q_e / (Q_e + E_l), \quad (2)$$

$$Q_e = U_{DC}^2 t / R,$$

где U_{DC} , R — напряжение смещения и сопротивление на PCSW1, E_l , t — энергия и длительность лазерных импульсов.

В формуле (2) величина E_l определяется интенсивностью (I), площадью (A) и длительностью фемтосекундных импульсов (t). Следует подчеркнуть, что повышение интенсивности лазерного излучения приведет к увеличению концентрации фотовозбужденных носителей в PCSW. При этом частота рекомбинации также возрастет. Следовательно, эффективность генерации может снизиться. Для достижения максимальной эффективности генерации необходимо подобрать оптимальные параметры, такие как длительность импульса, энергия и угол падения лазерного излучения.

Электрическое поле терагерцевых импульсов, генерируемых с помощью PCSWs, описывается следующим выражением:

$$E_{THz} = \frac{Ae}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\partial N(t)}{\partial t} \mu U_{DC}, \quad (3)$$

где A — площадь пятна в зазоре между электродами, $N(t)$ — зависящая от времени концентрация фотовозбужденных носителей с подвижностью μ . При

выводе соотношения (3) учитывалось, что расстояние между PCSW1 и лазером существенно превышает характерные размеры самой PCSW1.

4. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

В классической модели Друде плазма в твердом теле представлена как классический идеальный электронный газ, лишенный каких-либо взаимодействий. Тем не менее в процессе своего движения носители заряда неизбежно сталкиваются друг с другом, что приводит к случайным изменениям в направлениях их импульсов. Частота этих столкновений $\beta = 1/\tau$ определяется временем релаксации τ , характеризующим средний интервал между столкновениями. Уравнение движения заряженной частицы в классической модели Друде имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} = \frac{eE_{loc}}{m^*}, \quad (4)$$

где m^* — эффективная масса заряженной частицы в твердом теле. Выражение, связывающее локальное электрическое поле внутри образца E_{loc} с полем падающей терагерцевой электромагнитной волны E_{THz} , можно вывести, используя формулу Френеля для коэффициента прохождения $T = |E_{loc}/E_{THz}|^2$:

$$E_{THz} = E_{loc}(n+1)/2, \quad (5)$$

где n — показатель преломления вещества. Падающая плоская электромагнитная волна, колеблющаяся с частотой ω и описываемая уравнением $E_{THz}(t) = E_0 e^{-i\omega t}$, возбуждает в 2DES коллективные колебания, совпадающие с ее собственной частотой. Это означает, что носители заряда смещаются с частотой ω относительно своих положений равновесия по закону $x(t) = x_0 e^{-i\omega t}$. Правая часть уравнения (4) указывает на то, что под действием электрического поля падающей электромагнитной волны носители заряда в материале движутся со скоростью $eE_{loc}\tau/m^*$. Подставляя $x(t)$ и $E_{THz}(t)$ в уравнение (4), можно определить амплитуду смещения x_0 заряженной частицы.

В геометрии, изображенной на рис. 4, носители заряда могут свободно перемещаться в плоскости xy , в то время как в направлении z их волновой вектор квантуется. В настоящей работе предполагается, что вся плазменная структура является бесконечной в плоскости xy . Отклик 2DES на падающую плоскую электромагнитную волну опреде-

ляется функцией диэлектрической проницаемости [17, 18]:

$$\varepsilon_{xx}(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_{yy}(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_{zz} + 2\pi \frac{i\sigma_{2D}\mathbf{q}}{\omega\varepsilon_0}, \quad (6)$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная, ω — частота падающей волны, \mathbf{q} — волновой вектор плазмона. Частотная зависимость проводимости 2DES в классической модели Друде имеет следующий вид:

$$\sigma_{2D}(\omega) = \frac{N_{2DES}e^2\tau(1 - i\omega\tau)}{m^*d_{2DES}(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}, \quad (7)$$

где N_{2DES} — концентрация основных носителей заряда, ω_c — циклотронная частота. В выражении (7) фигурирует время релаксации τ , которое учитывает различные виды потерь энергии терагерцевого излучения в гетероструктуре, включая e - e -рассеяние, рассеяние на шероховатостях гетерограницы или атомах примеси, а также фононное рассеяние.

Носители заряда совершают коллективные колебания в 2DES, свободные от потерь энергии, при соблюдении условия $\omega\tau \gg 1$. Это означает, что собственная частота колебаний двумерных носителей должна быть существенно больше частоты их столкновений с ионами кристаллической решетки. С учетом отсутствия внешнего магнитного поля ($B = 0$) выражение (7) может быть преобразовано следующим образом:

$$\sigma_{2D}(\omega) = \frac{N_{2DES}e^2\tau}{m^*d_{2DES}(1 - i\omega\tau)}. \quad (8)$$

Проводимость 2DES достигает своих максимальных и минимальных значений при $\omega = 1/\tau$ и $\omega = 0$. Решая совместно систему уравнений (6) и (8), с учетом (7) получим выражение, описывающее дисперсию 2D-плазмонов в классической модели Друде:

$$\omega_p^2(\mathbf{q}) = \frac{2\pi N_{2DES}e^2\mathbf{q}}{m^*d_{2DES}\varepsilon_0\varepsilon_{eff}}, \quad (9)$$

где ε_{eff} — эффективная диэлектрическая проницаемость, которая используется для описания электрических свойств композитных материалов, состоящих из нескольких компонентов с различным химическим составом.

Вид дисперсионного уравнения (9) сильно зависит от окружения 2DES. В исследуемых образцах 2DES локализован между двумя слоями с различными диэлектрическими проницаемостями. Следовательно, в выражении (9) эффективную диэлектрическую проницаемость следует заменить на диэлектрическую функцию следующего вида [17, 18]:

$$\varepsilon_{eff}(\mathbf{q}) = \frac{\varepsilon_1^2 \operatorname{th}(\mathbf{q}d_1) + \varepsilon_0}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_0 \operatorname{th}(\mathbf{q}d_1)} + \frac{\varepsilon_2^2 \operatorname{th}(\mathbf{q}d_2) + \varepsilon_0}{2\varepsilon_2 + \varepsilon_0 \operatorname{th}(\mathbf{q}d_2)}, \quad (10)$$

где ε_1, d_1 — диэлектрическая проницаемость и толщина верхнего слоя, ε_2, d_2 — диэлектрическая проницаемость и толщина нижнего слоя. Если слои, расположенные по обе стороны от 2DES, рассматривать как полубесконечные диэлектрики ($d_1 = d_2 = \infty$), вид диэлектрической функции в уравнении (10) существенно упрощается:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}. \quad (11)$$

В настоящей работе квантование латерального волнового вектора 2D-плазмона \mathbf{q} осуществляется посредством волнового вектора решетчатого затвора \mathbf{k}_n

$$\mathbf{q} \equiv \mathbf{k}_n = \frac{2\pi n}{P}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (12)$$

где число n обозначает номер плазменной моды. Такой выбор обусловлен, прежде всего, периодической структурой самого затвора. Строго говоря, значение резонансной частоты основной 2D-плазменной моды можно оценить на основании плазменной частоты, вычисленной с использованием волнового вектора \mathbf{k}_n . Из соотношения (12) следует, что если уменьшить период затвора, оставляя неизменным его параметр заполнения K , то резонансная частота должна увеличиться.

В геометрии, изображенной на рис. 4, терагерцевое излучение равномерно освещает всю плазмонную структуру. Электрическое поле падающей волны индуцирует в решетке мгновенные диполи, порождающие пространственно-неоднородное поле в активной области гетероструктуры. Это поле позволяет эффективно возбуждать плазменные колебания в 2DES на глубине d_{2DES} от поверхности затвора. Продольное поле плазмона локализуется под отдельными электродами затвора, а сам плазмон возбуждается в режиме «сильной связи». Для оценки значений резонансных частот фундаментальных 2D-плазменных мод в настоящей работе мы используем закон дисперсии 2D-плазмонов в следующем виде [19, 20]:

$$\omega_{p, n} = \sqrt{\frac{e^2 N_{2DES} |\mathbf{k}_n|}{m^* \varepsilon_0 (\varepsilon_s + \varepsilon_d \operatorname{cth}(d_{2DES} |\mathbf{k}_n|))}}, \quad (13)$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость подложки, ε_d — диэлектрическая проницаемость барьера GaN, ε_0 — диэлектрическая постоянная. В мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости ε_d введен подгоночный параметр β , который позволяет учесть радиационные потери терагерцевого излучения в затворе и в слоях гетероструктуры.

Значения параметра β подбираются с целью подгона смоделированного спектра $E_{sim}(t)$ к экспериментальному в процессе нахождения передаточной функции $F(\nu_n)$:

$$E_{sim}(\nu) = F(0)E_{off}(0) + \sum_k F(\nu_n)E_{off}(\nu_n) \times \exp(2\pi i\nu_n t), \quad (14)$$

где $\nu_n = n/t, n = 1, 2, 3, \dots, t$ — длительность лазерного импульса. Для спектрального диапазона, лежащего ниже частоты первой плазмонной моды $\omega < \omega_{p,1}$, учитывается, что ε_s и ε_d являются бездисперсионными и характеризуются постоянными значениями 10.6 и 9.5. Подстановка значений резонансных частот в формулу (13) позволяет определить эффективную массу основных носителей заряда m^* . Подвижность μ оценивается нами по низкотемпературным измерениям эффекта Холла. С использованием полученных значений рассчитывается время релаксации квазиимпульса двумерных носителей по формуле

$$\tau = \mu \cdot m^* / e. \quad (15)$$

Для получения информации о 2DES мы совершаем переход от временного представления временных форм терагерцевых импульсов к частотному, применяя быстрое преобразование Фурье:

$$E(t) \rightarrow E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)e^{-i\omega t} dt, \quad (16)$$

где в частотной области сигнал $E(\omega)$ содержит спектральную фазу $\phi(\omega)$ и фурье-амплитуду $A(\omega)$:

$$E(\omega) = A(\omega)e^{i\phi(\omega)}. \quad (17)$$

С помощью преобразования Фурье исследуется спектральная информация об образце на основании изучения отдельных частотных фурье-гармоник

$$E_{off,on}(\omega) = |E_{off,on}(\omega)| \exp(i\phi_{off,on}(\omega)). \quad (18)$$

Для характеристики спектров прохождения терагерцевых импульсов через плазмонную структуру мы оцениваем такие параметры терагерцевого излучения, как его спектральная мощность

$$P(\omega) = |E_{on}(\omega)|^2 / |E_{off}(\omega)|^2$$

и фазовый сдвиг

$$\Phi(\omega) = \phi_{on}(\omega) - \phi_{off}(\omega).$$

Для исследуемых гетероструктур холловская подвижность и концентрация определяются в геометрии ван дер Пау. Регистрация температурных зависимостей холловской концентрации и подвижности

осуществляется на установке «EcoriaHMS-3000» в магнитных полях до 6 Тл в темноте в диапазоне температур от 5 до 300 К.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 6 изображены временная форма и частотный спектр терагерцевых импульсов, полученные с использованием PCSWs на основе GaN. Напряжение смещения на антенне составляет 15 В. На рис. 6 *b* видно, что частотный спектр сильно модулирован. Полоса пропускания PCSWs на основе GaN составляет 10 ТГц. Мощность выходного терагерцевого излучения достигает 4.5 мкВт, что почти в два раза меньше, чем в исследуемых гетероструктурах (8 мкВт). Конверсия мощности фемтосекундного импульса в мощность терагерцевого составляет 0.008%.

На рис. 7 изображены временные профили электрического поля терагерцевых импульсов, полученные с использованием гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaN}$ с МКЯ при температуре 90 К. Временная форма регистрируется в результате поглощения терагерцевых импульсов в образцах гетероструктур.

Полученные в настоящей работе временные профили представляют собой однопериодное колебание электрического поля с положительными и отрицательными полуволнами. Наложение многократных отражений терагерцевого импульса от границ раздела КБ/КЯ проявилось в виде положительных полуволн. Сдвиг фазы на π вследствие многократного отражения от границы раздела КЯ/КБ с разными показателями преломления связан с отрицательными полуволнами. На рис. 7 видно, что ширина каждого максимума существенно меньше расстояния между ними. Ширина главного максимума составляет приблизительно 7 пс, что эквивалентно $7 \cdot 10^3$ фс.

Шаг управляемой оптической линии задержки в экспериментальной установке составляет 5 мкм (17 фс). Таким образом, временная форма $E_{on}(t)$ получена путем накопления выборки значений поля терагерцевого импульса, объем которой равен 412 точек.

Как уже упоминалось ранее, мы осуществляем переход от временного представления к частотному, применяя быстрое преобразование Фурье к полученным временным профилям терагерцевых импульсов. Частотный фурье-спектр представлен на рис. 7 *b*. Видно, что в диапазоне от 1 до 5 ТГц

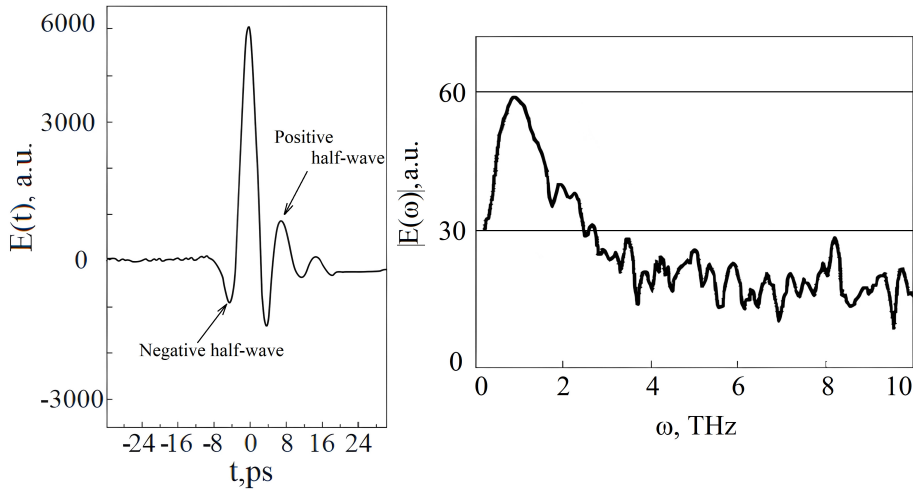


Рис. 6. Временная форма (а) и частотный спектр (б) терагерцевых импульсов, генерируемых фотопроводящей терагерцевой антенной на основе GaN

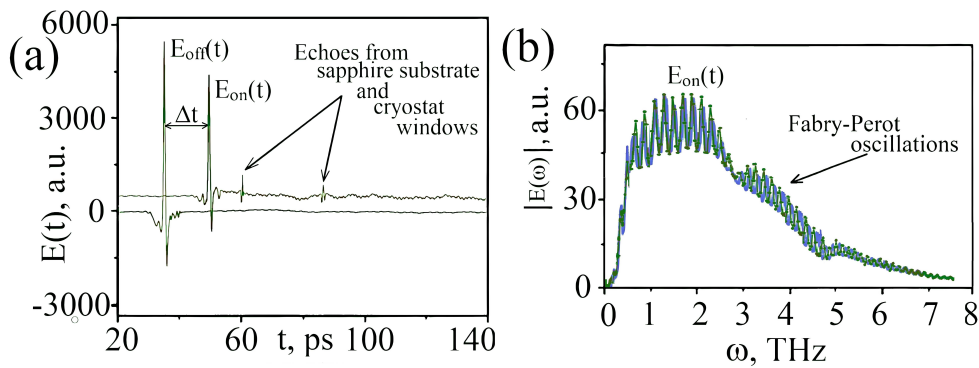


Рис. 7. Временные профили терагерцевых импульсов, полученные с использованием гетероструктур In_xGa_{1-x}/GaN с МКЯ (а). Частотный спектр мощности терагерцевого излучения (б)

сигнал искажен наложениями осцилляций Фабри–Перо, что затрудняет наблюдение резонансов, связанных с коллективной колебательной динамикой 2DES в данной области.

Резонансные частоты на рис. 7 б локализованы в области от 1 до 5 ТГц, что соответствует энергиям фотонов терагерцевых электромагнитных волн в диапазоне от 4 до 22 мэВ. Для точного определения положений плазмонных резонансных частот в настоящей работе получены частотные спектры мощности $P(\omega)$ и фазового сдвига $\Phi(\omega)$ терагерцевого излучения

На рис. 8 представлены спектры мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения, полученные с использованием гетероструктур In_xGa_{1-x}/GaN с МКЯ. Видно, что зависимость фазового сдвига от

частоты в области резонансов является точкой перегиба функции (рис. 8 б), что соответствует минимумам в спектрах мощности (рис. 8 а). Красные кружочки на рис. 8 обозначают результат моделирования экспериментальных кривых.

В настоящей работе изучены частотные спектры мощности терагерцевого излучения гетероструктур HS1 и HS2 (рис. 9). Видно, что при уменьшении периода затвора от 1.6 мкм до 1.0 мкм положения первых двух минимумов на спектрах мощности терагерцевого излучения сдвигаются в сторону больших значений частот от 1.7 и 2.8 ТГц (рис. 9 а) до 2.8 и 3.9 ТГц (рис. 9 б). Строго говоря, уменьшение периода затвора на 0.6 мкм приводит к синему смещению двух низкочастотных минимумов на 1.1 ТГц. Интересно отметить, что при этом значения энер-

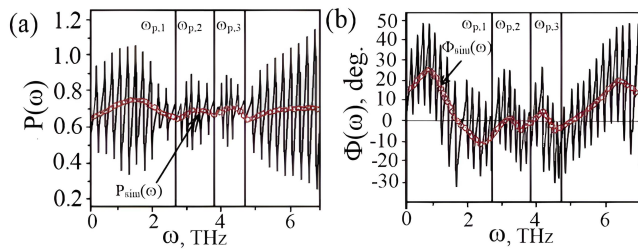


Рис. 8. Частотный спектр мощности (а) и фазового сдвига (b) терагерцевого излучения гетероструктур $In_xGa_{1-x}N/GaN$ с МКЯ

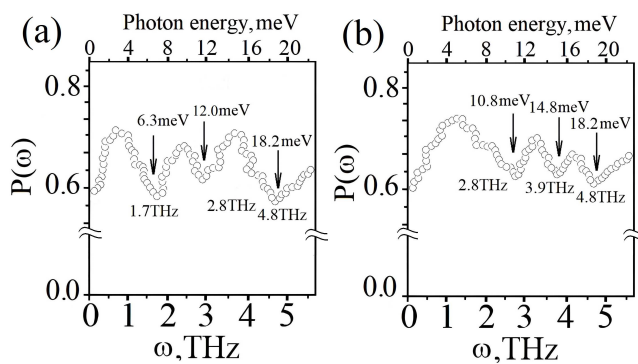


Рис. 9. Частотные спектры мощности терагерцевого излучения гетероструктур HS1 (а) и HS2 (b)

гий фотонов терагерцевых электромагнитных волн проходят диапазон от 6.3 и 12.0 мэВ (рис. 9 а) до 10.8 и 14.8 мэВ (рис. 9 б).

С целью подробного изучения наблюдаемых особенностей в настоящей работе получены частотные спектры мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения в диапазоне температур от 90 до 170 К с шагом 20 К. На рис. 10 показаны экспериментальные кривые. Сплошные вертикальные линии обозначают крайние положения, которые занимает резонансная частота $\omega_{p,2}$ при температурах 90 ($\omega_{p,2}^1$) и 170 К ($\omega_{p,2}^2$). В случае гетероструктур HS1 наблюдаемая плазмонная мода на рис. 10 а, b располагается на частотах 2.8 и 1.7 ТГц при температурах 90 и 170 К. В то же время на спектрах мощности терагерцевого излучения, полученных с использованием гетероструктур HS2, наблюдаемая плазмонная мода занимает положения 2.8 и 1.7 ТГц при температурах 90 и 170 К.

На рис. 10 горизонтальными стрелками обозначено направление длинноволнового смещения резонансной частоты при увеличении температуры. Примечательно, что в диапазоне 90–170 К значения

Таблица 3. Значения эффективной массы основных носителей заряда в гетероструктурах $In_xGa_{1-x}N/GaN$ с МКЯ в диапазоне температур 90–170 К

№	T, K				
	90	110	130	150	170
HS1	$0.17m_0$	$0.18m_0$	$0.18m_0$	$0.23m_0$	$0.26m_0$
HS2	$0.20m_0$	$0.21m_0$	$0.21m_0$	$0.24m_0$	$0.28m_0$

резонансных частот охватывают одинаковый интервал 1.1 ТГц в случае всех исследуемых гетероструктур, одновременно испытывая длинноволновое смещение. При температурах выше 170 К экспериментально не обнаруживаются особенности, связанные с коллективными колебаниями в 2DES. Это позволяет предположить, что наблюдаемое длинноволновое смещение может быть обусловлено снижением подвижности основных носителей заряда при повышении температуры.

В настоящей работе мы получили значения эффективной массы носителей заряда в диапазоне температур 90–170 К. Результаты расчетов с использованием формулы (13) представлены табл. 3.

С учетом общеизвестных тенденций эффективная масса носителей заряда в твердом растворе $In_xGa_{1-x}N$ должна быть меньше, чем в бинарном GaN, для которого и экспериментальные данные, и теоретические расчеты *ab initio* дают значения в диапазоне $0.18\text{--}0.24m_0$ (где m_0 — масса свободного электрона). Прямые измерения электронной эффективной массы в $In_xGa_{1-x}N$ ($x_{In} = 20\%$) дают с учетом флуктуаций состава In значения в диапазоне $0.194\text{--}0.197m_0$ [21]. Для более узкозонной КЯ $In_xGa_{1-x}N$ ($x_{In} = 33\%$) авторы работы [22] приводят значения $0.204\text{--}0.205m_0$ при концентрации основных носителей $1.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Экстраполяция данных в область низких концентраций дает значение эффективной массы порядка $0.17m_0$.

В настоящей работе мы оцениваем эффективное время затухания коллективных плазмонных осцилляций в 2DES с использованием соотношения $\tau_{eff}(T) = 1/2\pi\Delta\omega_{p,1}(T)$. Значения $\Delta\omega_{p,1}$ определяются по частотным спектрам мощности терагерцевого излучения как полуширина плазмонного резонанса, взятая на половине его высоты (рис. 10) [23]. Результаты расчетов τ_{eff} и времени релаксации квазиимпульса τ представлены в табл. 4.

Из данных табл. 4 следует, что эффективное время затухания слабо зависит от периода решетчатого затвора, демонстрируя значения в диапазоне

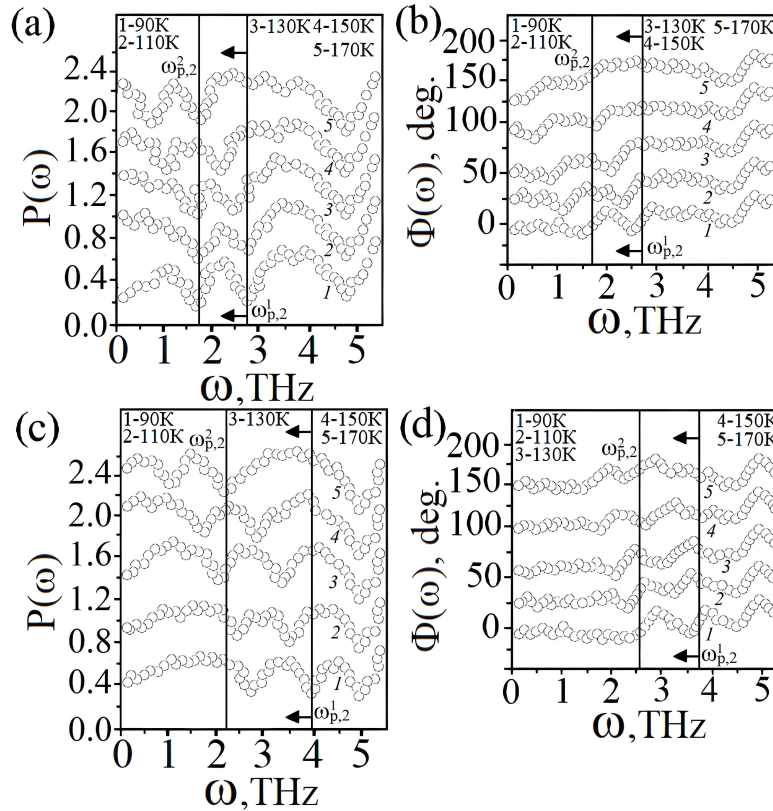


Рис. 10. Частотные спектры мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения гетероструктур HS1 (a, b) и HS2 (c, d). Кривые получены в диапазоне температур от 90 до 170 К. Сплошные вертикальные линии обозначают положения резонансных частот при температурах 90 и 170 К. Стрелками обозначено направление длинноволнового смещения плазменной резонансной частоты

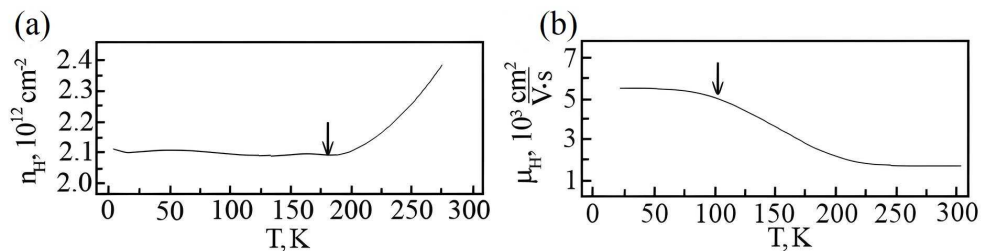


Рис. 11. Температурная зависимость холловской концентрации (a) и подвижности основных носителей заряда (b) в гетероструктурах HS1 и HS2. Стрелка указывает на начало резкого изменения экспериментальной кривой

0.22–0.30 пс. В области низких температур значения τ_{eff} гораздо меньше значений τ , которые оцениваются по формуле (15). Лишь в области относительно высоких температур (~ 170 К) значения становятся сопоставимыми.

Из данных табл. 4 также следует, что с ростом температуры время релаксации квазиимпульса уменьшается. Данную особенность мы объясня-

ем усилением механизма рассеяния основных носителей заряда на фонах кристаллической решетки в области КЯ. В табл. 5 представлены основные параметры исследуемых гетероструктур.

Концентрация и подвижность двумерных носителей оцениваются нами в результате низкотемпературных измерений эффекта Холла в диапазоне температур 90–300 К при постоянном магнитном

Таблица 4. Температурная эволюция значений времени релаксации квазиимпульса и времени полного затухания основных носителей заряда в гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ

№	Время затухания	T , К				
		90	110	130	150	170
HS1	τ , пс	9	8	7	4	1
	τ_{gen} , пс	0.22	0.17	0.14	0.13	0.12
HS2	τ , пс	6	5	5	3	1
	τ_{gen} , пс	0.30	0.26	0.23	0.18	0.15

поле с индукцией 6 Тл методом ван дер Пау. Полученные экспериментальные кривые представлены на рис. 11.

Видно, что холловская концентрация немонотонно зависит от температуры. В области относительно низких температур ($30 < T < 200$ К) холловская концентрация в гетероструктурах HS1 и HS2 достигает постоянных значений, составляющих приблизительно $2.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $2.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ соответственно. В области более высоких температур ($T > 200$ К) температурная зависимость холловской концентрации резко возрастает и достигает максимальных значений $2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $2.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Полученная зависимость холловской подвижности от температуры $\mu_H(T)$ является типичной для гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ. При температурах выше 100 К холловская подвижность резко уменьшается с увеличением температуры в связи с усилением интенсивности рассеяния основных носителей заряда на полярных оптических фононах.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Новизна результатов, полученных в настоящей работе, заключается в том, что плазмонное детектирование терагерцевого излучения осуществляется с использованием гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ. Мольная доля In в активной области выбрана равной 0.32. Кроме того, продемонстрирована возможность создания PCSWs на основе GaN, которые способны функционировать как в режиме генерации терагерцевого излучения, так и в режиме его детектирования. Данная работа представляет собой шаг к созданию более эффективных источников и приемников терагерцевого излучения. На данный момент авторам неизвестны результаты аналогичных исследований.

Таблица 5. Основные параметры носителей заряда в гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ при температуре 90 К

P , мкм	N_{2DES} , 10^{12} см^{-2}	$\omega_{p,1}$, ТГц	τ , пс	m^*	μ , $10^3 \cdot \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$
1.6	2.08	2.8	9	$0.18m_0$	9.2
1.0	2.22	1.7	6	$0.20m_0$	5.6

На рис. 7а представлены временные формы терагерцевых импульсов $E_{on,off}(t)$, полученные с использованием исследованных гетероструктур. Анализ экспериментальных данных показал, что амплитуда главного максимума на временном профиле $E_{on}(t)$ значительно превышает аналогичный показатель на временном профиле $E_{off}(t)$. Среди возможных причин наблюдаемого уменьшения амплитуды можно выделить частичное отражение терагерцевого импульса от подложки Al_2O_3 , потери энергии импульса при его прохождении в слоях гетероструктуры и в решетчатом затворе и генерацию наклонных плазмонных мод.

На рис. 7а видно, что временная форма $E_{on}(t)$ сдвинута относительно профиля $E_{off}(t)$ на величину Δt . Важно отметить, что временная задержка Δt между детектируемыми импульсами остается неизменной независимо от способа расположения PCSW1 или PCSW2. Даже при их смещении на небольшую величину в направлении вдоль распространения терагерцевых импульсов величина задержки сохраняется. Детектирование терагерцевых импульсов происходит мгновенно, что позволяет пренебречь временем их прохождения через PCSW2. Причиной появления задержки на полученных временных профилях терагерцевых импульсов, возможно, служит конечное время перестройки основных носителей заряда в 2DES. В исследуемых гетероструктурах время релаксации квазиимпульса основных носителей заряда при температуре 90 К составляет 9.0 ± 1.2 пс (табл. 4).

Интервал между основным максимумом и первым «эхо» на временной зависимости $E_{on}(t)$ равен 10 пс (рис. 7а). Время распространения терагерцевого импульса через сапфировую подложку с удвоенной толщиной (860 мкм) составляет 8.5 пс. Таким образом, влияние подложки проявилось в виде первого «эхо» на временной форме $E_{on}(t)$. Второе «эхо» обусловлено отражением терагерцевого импульса от окна криостата.

В рамках исследования мы получили частотные спектры мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения с использованием исследованных гетероструктур (рис. 8). Моделирование полученных экспериментальных кривых позволило выделить «чистый» сигнал, свободный от искажений, вызванных осцилляциями Фабри–Перо.

Исследование гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ выявило наличие трех резонансных частот в спектрах мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения. В случае образцов с периодом затвора равным 1.6 мкм частоты располагаются на уровне $\omega_{p,1}=1.7$ ТГц, $\omega_{p,2}=2.8$ ТГц, $\omega_{p,3}=4.8$ ТГц. В случае гетероструктур с периодом затвора 1.0 мкм резонансные частоты принимают значения $\omega_{p,1}=2.8$ ТГц, $\omega_{p,2}=3.9$ ТГц, $\omega_{p,3}=4.8$ ТГц. В ряде исследований [3–5, 23], посвященных гетероструктурам с одиночными КЯ, наблюдаются лишь одна или две резонансные частоты. Таким образом, добавление КЯ в активную область способствует увеличению числа наблюдаемых резонансов.

На рис. 9 представлены полученные частотные спектры мощности терагерцевого излучения. Следует отметить, что в случае гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ резонансы, связанные с 2D-плазмонными модами, локализуются в диапазоне от 1 до 5 ТГц. Этот диапазон значительно шире, чем тот, который фиксируют авторы в других работах. Возможным объяснением данной особенности может служить наличие в активной области исследованных гетероструктур не одной, а трех КЯ.

Согласно уравнению (13), зависимость частоты плазмонного резонанса от периода решетки должна быть линейной при выполнении условия $|\mathbf{k}_n|d_{2DES} < 1$. Как видно на рис. 9, минимум на частоте сохраняет свое спектральное положение при уменьшении периода затвора (рис. 9). При этом два первых низкочастотных минимума демонстрируют синее смещение, которое объясняется нами изменением волнового вектора плазмона. При увеличении периода затвора в 1.6 раза, согласно формуле (13), частота также претерпевает изменение в 1.6 раза, что наглядно демонстрирует рис. 9.

В данной работе показано, что синее смещение низкочастотных минимумов на спектрах мощности терагерцевого излучения является отличительной чертой гетероструктур с решетчатыми затворами. Мы установили, что возникновение резонансных частот $\omega_{p,1}, \omega_{p,2}$, представленных на рис. 9 а, связано с генерацией первой ($n = 1$) и второй ($n = 2$) фундаментальными 2D-плазмонными модами. Появление третьей частоты $\omega_{p,3}$ обусловлено иными процессами,

обсуждение которых выходит за рамки нашего исследования.

Для подтверждения сделанного нами предположения в настоящей работе подробно изучено поведение частотных спектров мощности и фазы терагерцевого излучения в диапазоне температур от 90 до 170 К. На рис. 10 видно, что с увеличением температуры два первых минимума смещаются в сторону меньших частот (длинноволновое смещение), в то время как положение высокочастотного минимума на рис. 10 остается неизменным. Это подтверждает тот факт, что его происхождение не связано с генерацией коллективных плазмонных колебаний в 2DES.

Аппроксимация минимумов на рис. 9 с использованием функции Лоренца показала, что ширина линий вблизи $\omega_{p,1}, \omega_{p,2}$ на половине их высоты составляет 0.7 и 1.3 ТГц для гетероструктур HS1 и 0.9 и 1.0 ТГц для гетероструктур HS2. Параметр добротности Q первой резонансной частоты при температурах 90 и 170 К равен 4.0 и 1.3 для HS1 и 3.2 и 1.4 для HS2. Таким образом, с увеличением температуры значение Q уменьшается, что связано с уширением минимума мощности терагерцевого излучения с ростом температуры.

На рис. 10 а отчетливо видно, что при температуре 170 К глубина минимума существенно меньше, чем при 90 К. Это явление мы объясняем температурной зависимостью подвижности основных носителей заряда. Уменьшение подвижности носителей заряда при повышении температуры может быть связано, в частности, с усилением роли механизмов рассеяния в области КЯ. В совокупности эти факторы приводят к уменьшению глубины и сужению минимума мощности терагерцевого излучения с ростом температуры.

Согласно нашим расчетам, максимальная погрешность в определении периода затвора составляет порядка $\Delta P=0.11$ мкм. Соответственно, погрешность в определении параметра заполнения $\Delta K=0.09$. Таким образом, все эти неоднородности могут вызывать уширение резонансной частоты на величину около 0.5 мэВ, что значительно меньше реально наблюдаемого уширения 3.7 мэВ.

Хорошо известно, что с увеличением температуры концентрация основных носителей заряда в активной области в гетероструктурах возрастает. На основании формулы (13) можно было бы предположить, что незначительное увеличение концентрации при повышении температуры приведет к синему смещению плазмонных резонансов на спектрах мощности терагерцевого излучения (рис. 9). Однако

эксперимент выявил противоположную тенденцию в спектрах всех исследуемых гетероструктур. Положения первых двух минимумов с ростом температуры смещаются в сторону меньших значений частот (рис. 10), что, в свою очередь, обуславливает существенное увеличение электронной эффективной массы (табл. 3). При этом положение третьего высокочастотного минимума остается неизменным. Мы объясняем длинноволновое смещение плазмонных резонансных частот, представленное на рис. 10, как результат температурной перенормировки эффективной массы основных носителей заряда в МКЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$.

Из данных табл. 3 следует, что в диапазоне 90–170 К эффективная масса двумерных носителей возрастает. В гетероструктурах HS1 значения варьируются в пределах от $0.17m_0$ до $0.26m_0$. В гетероструктурах HS2 наблюдается аналогичная тенденция. Данный эффект не является новым. В работах [3, 24, 25] температурная перенормировка эффективной массы с довольно большим масштабom, порядка полутора раз, наблюдается в гетероструктурах AlGaIn/GaN и $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$. Объяснить ее происхождение довольно сложно, так как необходимо учитывать рассеяние на продольных оптических фононах или гибридизацию волновых функций основных носителей заряда. Непараболичность закона дисперсии не может служить объяснением, поскольку холловская концентрация остается неизменной в исследуемом диапазоне температур. Возможное объяснение температурной перенормировки эффективной массы связано с особенностями взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с 2DES. Однако данный вопрос требует дополнительных исследований.

Поскольку условием возникновения коллективных плазмонных колебаний в 2DES является $\omega\tau > 1$, возбуждение 2D-плазмонов предпочтительнее производить на более высоких частотах терагерцевого диапазона. В связи с этим необходимы дальнейшие исследования полупроводниковых гетероструктур с решетчатыми затворами с целью оптимизации их работы в терагерцевом диапазоне частот.

Отметим, что решетчатые затворы обладают уникальными свойствами. Они открывают новые возможности не только для разработки современных фотонных устройств, но и в области оптики и нанофотоники. Следовательно, правильный выбор дизайна гетероструктур с решетчатыми затворами с целью повышения эффективности связи падающего терагерцевого излучения с коллективными плазмон-

ными колебаниями в 2DES требует более детального изучения.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе посредством возбуждения коллективных плазмонных колебаний в 2DES были получены значения времени релаксации квазиимпульса, подвижности и эффективной массы основных носителей заряда в гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ. В качестве структуры, связывающей электрическое поле плазмона с электрическим полем падающего терагерцевого излучения, используются решетчатые затворы с контактами из Ti/Au. Исследуются образцы гетероструктур с периодами затвора 1.6 и 1.0 мкм. Генерация и детектирование резонансных частот, связанных с коллективной колебательной динамикой в 2DES, осуществляются методом THz-TDs. В результате получены частотные спектры мощности и фазового сдвига терагерцевого излучения в диапазоне от 90 до 170 К. Синее смещение фундаментальной плазмонной моды при уменьшении периода затвора мы объясняем изменением волнового вектора плазмона.

Также показано, что параметр добротности резонансной частоты уменьшается с увеличением температуры. Мы связываем данную особенность с уширением минимума мощности терагерцевого излучения.

Выявлено, что в исследуемых гетероструктурах время релаксации квазиимпульса основных носителей заряда принимает значение 9.0 ± 1.2 пс, при этом подвижность и эффективная масса составляют $5.6 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и $0.20m_0$ при температуре 90 К. Обнаружено осциллирующее поведение мощности терагерцевого излучения с минимумами в диапазоне частот 1–5 ТГц, что связано с нелинейной колебательной динамикой носителей в МКЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$.

Установлено, что в спектрах мощности терагерцевого излучения, полученных с использованием исследованных гетероструктур, наблюдаются три резонансные частоты. При этом частоты, связанные с генерацией двумерных плазмонных мод, локализуются в диапазоне от 1 до 5 ТГц.

Продемонстрирована попытка создания PCSWs на основе GaN. Мощность выходного терагерцевого излучения, генерируемого с использованием этих PCSWs, достигает 4.5 мкВт. Конверсия мощности фемтосекундного импульса в мощность терагерцевого составляет 0.008%.

В настоящей работе получена температурная эволюция значений эффективной массы в диапазоне 90–170 К. При повышении температуры от 90 до 170 К наблюдается длинноволновое смещение плазменной резонансной частоты, обусловленное температурной перенормировкой эффективной массы двумерных носителей.

Полученные значения подвижности и времени релаксации квазиимпульса основных носителей заряда в гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с МКЯ могут быть использованы для оптимизации технологических параметров роста композитных гетероструктур и выходной мощности излучения приборов на их основе.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Popov, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **32**, 1178 (2011).
2. F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier et al., Opt. Express **19**, 7827 (2011).
3. D. Pashnev, T. Kaplas, V. Korotyeyev et al., Appl. Phys. Lett. **117**, 051105 (2020).
4. K. A. Motovilov, Z. V. Gagkaeva, L. S. Zhukova et al., 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz) (2015), p. 1.
5. V. Jakštas, I. Grigelionis, V. Janonis et al., Appl. Phys. Lett. **110**, 202101 (2017).
6. V. A. Shalygin, M. D. Moldavskaya, M. Ya. Vinichenko et al., J. Appl. Phys. **126**, 183104 (2019).
7. M. J. Manfra, K. W. Baldwin, A. M. Sergent et al., Appl. Phys. Lett. **85**, 1722 (2004).
8. E. Klimov, A. Klochkov, P. Solyankin et al., Int. J. Mod. Phys. B **38**, 2450378 (2024).
9. K. Kuznetsov, A. Klochkov, A. Leontyev et al., Electronics **9**, 495 (2020).
10. G. Franssen, P. Perlin, and T. Suski, Phys. Rev. B **69**, 045310 (2004).
11. А. Э. Аслаян, Л. П. Авакянц, А. В. Червяков и др., ФТП **54**, 420 (2020).
12. Е. Р. Бурмистров, Л. П. Авакянц, ЖЭТФ **163**, 66 (2023).
13. O. Imafuji, B. P. Singh, Y. Hirose et al., Appl. Phys. Lett. **91**, 071112 (2007).
14. P. Meng, X. Zhao, X. Yang et al., J. Europ. Ceramic Soc. **39**, 4824 (2019).
15. T. Tajima, X. Q. Yan, and T. Ebisuzaki, Rev. Mod. Plasma Phys. **4**, 1 (2020).
16. A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels et al., Phys. Rev. Lett. **122**, 084801 (2019).
17. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
18. H. O. Condori Quispe, A. Chanana, J. Encomendero et al., J. Appl. Phys. **124**, 093101 (2018).
19. P. Schley, R. Goldhahn, G. Gobsch et al., Phys. Status Solidi B **246**, 1177 (2009).
20. S. J. Allen, D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
21. A. Eljarrat, L. Lopez-Conesa, C. Magen et al., Phys. Chem. Chem. Phys. **18**, 23264 (2016).
22. N. Armakavicius, V. Stanishev, S. Knight et al., Appl. Phys. Lett. **112**, 082103 (2018).
23. G. Dresselhaus, A. F. Kip, and C. Kittel, Phys. Rev. **98**, (1955).
24. T. Hofmann, P. Kühne, S. Schöche et al., Appl. Phys. Lett. **101**, 192102 (2012).
25. K. R. Dzhikirba, A. Shuvaev, D. Khudaiberdiev et al., Appl. Phys. Lett. **123**, 052104 (2023).