Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук

На правах рукописи

Михайлович Сергей Викторович

Частотные и шумовые параметры наногетероструктурных полевых транзисторов на основе AlGaN/GaN с разной толщиной барьерного слоя

05.27.01 — Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, Рыжий В.И.

Оглавление

Введение	4			
Глава 1 Питературный обгор работ по созланию и узрактеризации по-				
левых транзисторов миллиметрового диапазона с высокой подвижностью	10			
электронов на основе гетероструктур AlGaN/GaN				
1.1 Тенденция развития технологии создания транзисторов				
1.2 Описание и основные источники высокочастотного шума				
1.3 Методы экстракции параметров малосигнальных эквивалент-				
ных схем и источников шума	26			
1.4 Выводы	32			
Глава 2. Экспериментальные и теоретические методы исследования по-				
левых транзисторов миллиметрового диапазона на основе гетероструктур				
$Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$	35			
2.1 Изготовление полевых транзисторов	35			
2.1.1 Описание гетероструктур	35			
2.1.2 Описание технологических маршрутов	35			
2.1.3 Формирование Т-образных затворов	38			
2.2 Описание методов измерения параметров транзисторов	41			
2.2.1 Методика измерений омического и слоевого сопротивлений	41			
2.2.2 Методика измерений S-параметров	43			
2.2.3 Методика измерения коэффициента шума	45			
2.3 Разработка метода экстракции параметров линейных моделей				
полевых транзисторов	47			
2.4 Метод экстракции параметров источников высокочастотного				
шума полевых транзисторов				
2.5 Выводы	61			

3.1	Теоретический анализ высокочастотного шума	62
3.2	Теоретический анализ частотных параметров	70
3.3	Выводы	75

Глава 4.	Экспериментальное исследование зависимости частотных и			
шумовых	параметров полевых транзисторов мм-диапазона на основе			
$Al_x Ga_{1-x} N$	${ m N/AlN/GaN}$ от толщины барьерного слоя ${ m Al}_x { m Ga}_{1-x} { m N/AlN}$ и ём-			
кости меж	хду затвором и стоком	76		
4.1	Основные параметры изготовленных полевых транзисторов	76		
4.2	Влияние f_{T} и R_{ds} на высокочастотный коэффициент шума	83		
4.3	Влияние толщины барьерного слоя на высокочастотный коэф-			
	фициент шума	84		
4.4	Анализ ёмкостной связи между затвором и стоком	87		
4.5	Выводы	91		
Заключение				
Список со	кращений и условных обозначений	94		
Список ли	тературы	98		

Введение

Актуальность темы исследования.

Миллиметровый диапазон (мм-диапазон) длин волн электромагнитного излучения (30...300 ГГц) обладает рядом преимуществ по сравнению с низкочастотными диапазонами. В частности, более широкой полосой частот, способствующей увеличению скорости передачи данных вплоть до 10 ГБ/с. Более узконаправленной диаграммой излучения, позволяющей развернуть большое количество радиопередатчиков без образования интерференции между ними. А малая длина волны излучения (1...10 мм) позволяет уменьшить размеры антенны и сделать аппаратуру более лёгкой. Часть спектра миллиметрового излучения (мм-излучения) хорошо поглощается атмосферой, что позволяет повторно использовать радиопередатчики на относительно коротком расстоянии друг от друга. Благодаря этим уникальным характеристикам существует большое многообразие применения радиоизлучения мм-диапазона длин волн: спутниковая связь (35, 60, 94 ГГц), беспроводная локальная сеть (60 ГГц), система передачи данных между двумя устройствами (70...80 ГГц), беспроводная линия для передачи телевизионного сигнала высокой чёткости (120 ГГц), сканер пассажиров в аэропорту и на вокзале (24...30 ГГц), автомобильный радиолокатор (77, 79 ГГц), радиоастрономия, дистанционный сбор данных об окружающей среде и т.д. Основными требованиями, предъявляемыми к монолитным интегральным схемам, являются большая мощность, хорошая эффективность, высокая линейность, малый коэффициент шума и высокая степень интеграции. Поэтому для мм-диапазона значительно возрастают требования к компактности, малой стоимости и высокой производительности [1, стр.110].

Нитрид галлия и тройные соединения на его основе обладают уникальными свойствами, такими как большая ширина запрещённой зоны, высокая скорость электронов и хорошая теплопроводность. Сильные спонтанная и пьезоэлектрическая поляризации, присутствующие в этих материалах, способствуют образованию двумерного электронного газа вблизи гетерограницы AlGaN/GaN без введения дополнительной легирующей примеси [2,3]. Плотность двумерного газа составляет примерно 10^{13} см⁻², что на порядок больше, чем в гетероструктурах на основе GaAs и InP. Сочетание высокого пробивного напряжения, большой скорости электронов и высокой плотности двумерного электронного газа в канале полевого транзистора, а также хорошей теплопроводности материала обеспечивает работу устройств в сверхвысокочастотной (СВЧ) области при больших напряжениях и высоких температурах, что даёт значительное преимущество по сравнению с другими материалами на основе соединений A_3B_5 и делает GaN ключевым материалом для СВЧ электроники.

Полупроводниковые приборы на основе нитрида галлия за три десятилетия исследований и эксплуатации хорошо зарекомендовали себя в см-диапазоне длин волн, особенно в области до 10...15 ГГц [4]. Использование приборов на GaN в мм-диапазоне стало возможным благодаря прогрессивному развитию за последние девять лет технологий для вертикального и горизонтального масштабирования полевых транзисторов [5,6]. В частности, было существенно снижено сопротивление омических контактов (до 0.026 Ом мм) путём освоения технологии повторного эпитаксиального выращивания высоколегированного контактного слоя n^+ -GaN. Была освоена самосовмещённая технология изготовления затвора и омических контактов, способствовавшая уменьшению сопротивления доступа до 0.1 Ом мм. А также была уменьшена длина Т-образного затвора до 20 нм. По мере совершенствования технологий непрерывно происходило и увеличение максимальной частоты усиления по току f_T полевого транзистора. Однако после достижения значения 454 ГГц в 2013 году рост f_T остановился [5,7]. Для математического описания и анализа произведённого технологического прорыва авторы [5,6] предложили использовать метод, основанный на анализе времён задержек, но при этом не было дано объяснение прекращения роста f_T, чем оно обусловлено и где находится заложенный природой физический предел $f_{\rm T}$ в полевых транзисторах с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктур AlGaN/GaN.

Немаловажной задачей является применение нитридных полевых транзи-

сторов мм-диапазона в малошумящих устройствах. Традиционно GaN применяется в первую очередь для создания усилителей мощности, и основная доля исследований была сосредоточена именно в этой области, а также в области изучения шума вида 1/f из-за необходимости характеризации гетероструктур и повышения качества роста. Но, несмотря на это, существует относительно небольшое количество работ, посвящённых изучению высокочастотного шума. В этом плане полевые транзисторы мм-диапазона на основе GaN в первую очередь привлекают тем, что обладают высокими пробивным напряжением и линейностью, позволяющими исключить защитную цепь на входе малошумящего усилителя, которая используется для защиты усилителей на основе InP и GaAs от мощных электромагнитных импульсов, увеличивает коэффициент шума и уменьшает динамический диапазон. Таким образом можно упростить разработку схемы, увеличить надёжность, снизить массогабаритные параметры и стоимость изделия [8,9]. А благодаря прорыву в исследованиях последних лет применение GaN в малошумящих усилителях стало наиболее актуально, поскольку были достигнуты рекордные значения коэффициента шума 0.36 дБ на частоте 20 ГГц и 0.76 дБ на частоте 50 ГГц, что сопоставимо с коэффициентом шума полевых транзисторов на основе арсенидных структур [10]. Опубликованные работы по изучению высокочастотного коэффициента шума в полевых транзисторах на основе GaN в основном сводятся к демонстрации полученных экспериментальных данных с измерениями в диапазоне до 20 ГГц. Так были показаны слабая зависимость коэффициента шума от мольной доли Al в барьерном слое $Al_xGa_{1-x}N$ [11], зависимость коэффициента шума от тока утечки по затвору [12], а также были опубликованы результаты измерений коэффициента шума при разных температурах. Но при этом для более высоких частот данные практически отсутствуют. При этом не было исследований, показывающих зависимость коэффициента шума от толщины барьерного слоя и ёмкостной связи между затвором и стоком, которая может быть существенна в мм-диапазоне. Всё это требует более детального изучения.

Целью работы являлось установление взаимосвязи между высокочастотным коэффициентом шума наногетероструктурных полевых транзисторов ммдиапазона на основе $Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$ от толщины барьерного слоя и ёмкости между затвором и стоком.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- ✓ Изготовлены образцы полевых транзисторов мм-диапазона на основе гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN с разной толщиной барьерного слоя и разными технологиями Т-образных затворов и омических контактов.
- ✓ Проведены расчётно-аналитические исследования влияния толщины барьерного слоя Al_xGa_{1-x}N и длины Т-образного затвора на минимальный коэффициент шума в мм-диапазоне длин волн.
- ✓ Разработан метод экстракции значений элементов шумовых моделей полевых транзисторов мм-диапазона на основе Al_xGa_{1-x}N/GaN из измеренных S-параметров и коэффициента шума.
- ✓ Создана библиотека функций для ЭВМ, позволяющая производить экстракцию значений элементов малосигнальных шумовых моделей полевых транзисторов мм-диапазона на основе Al_xGa_{1-x}N/GaN из измерений в диапазоне до 67 ГГц.
- ✓ Проведены измерения S-параметров и коэффициента шума серии образцов полевых транзисторов мм-диапазона с высокой подвижностью электронов на основе Al_xGa_{1-x}N/GaN.
- ✓ Построены шумовые модели измеренных наногетероструктурных полевых транзисторов мм-диапазона на основе Al_xGa_{1-x}N/GaN.

Научная новизна работы.

 \checkmark Впервые проведено систематическое исследование влияния толщины барьерного слоя гетероструктур $Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$ с мольной долей Al

от 22 до 32 % и вставкой AlN на высокочастотный коэффициент шума полевых транзисторов мм-диапазона с высокой подвижностью электронов и длиной затвора менее 200 нм.

- ✓ Разработан метод экстракции значений элементов малосигнальной шумовой модели полевого транзистора мм-диапазона на основе Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN из измерений CBЧ и шумовых параметров, основанный на прямых численных методах поиска экстремума целевой функции.
- ✓ Впервые для полевых транзисторов мм-диапазона на основе Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN экспериментально обнаружена зависимость высокочастотного коэффициента шума от произведения квадрата максимальной частоты усиления по току на выходное сопротивление.
- ✓ Впервые экспериментально показана зависимость высокочастотного коэффициента шума в исследуемых полевых транзисторах мм-диапазона на основе Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN от толщины барьерного слоя Al_xGa_{1-x}N/AlN.
- ✓ Впервые экспериментально показано влияние ёмкостной связи между затвором и стоком на высокочастотный коэффициент шума в исследуемых полевых транзисторах мм-диапазона на основе Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN.

Научная и практическая значимость.

Представленные результаты диссертационной работы расширяют знания о зависимости частотных и шумовых характеристик полевых транзисторов ммдиапазона на основе гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/GaN от толщины барьерного слоя и ёмкостной связи между затвором и стоком.

Практическая ценность полученных результатов связана с тем, что они важны для решения технологических задач по разработке новых, а также оптимизации и улучшению существующих приборов на основе Al_xGa_{1-x}N/GaN гетероструктур с необходимыми параметрами. Разработанный метод экстракции значений малосигнальных шумовых моделей полевых транзисторов мм-диапазона позволяет быстро и достаточно точно создавать шумовые модели для проектирования монолитных интегральных схем малошумящих усилителей для мм-диапазона длин волн.

Результаты работы были использованы при выполнении НИР «Разработка конструкторско-технологических решений создания МИС усилителей мощности на широкозонных полупроводниках для современной радиоаппаратуры в поддиапазоне частот 42–46 ГГц», соглашение о предоставлении субсидии от 06.11.2014 г. №14.604.21.0136, а также ОКР «Разработка комплекта бескорпусных монолитных интегральных схем 8-и миллиметрового диапазона длин волн», шифр «Многоцветник-45», гос. контракт № 14411.169999.11.076 от 06.03.2014 г. и ОКР «Разработка комплекта монолитных интегральных схем 5 мм диапазона длин волн», шифр «Многоцветник-22», гос. контракт № 13411.1400099.11.018 от 07.04.2013 г.

Основные положения, выносимые на защиту.

- 1. Установленная обратная зависимость высокочастотного коэффициента шума полевых транзисторов мм-диапазона на основе широкозонных гетероструктур $Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$ с мольной долей Al от 22 до 32 % и вставкой AlN от произведения квадрата максимальной частоты усиления по току на выходное сопротивление.
- 2. Разработанный метод экстракции значений элементов малосигнальных шумовых моделей полевых транзисторов мм-диапазона с высокой подвижностью электронов на основе Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN из измерений сверхвысокочастотных и шумовых параметров, основанный на прямых численных алгоритмах поиска экстремума целевой функции.
- Обнаруженные экспериментальные зависимости высокочастотного коэффициента шума полевых транзисторов мм-диапазона на основе широкозонных гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN с длиной затвора менее 200 нм

от толщины барьерного слоя $\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{N}/\mathrm{AlN}$ и ёмкости между затвором и стоком.

Личный вклад соискателя. Соискатель принимал участие во всех стадиях работы. Им был выполнен анализ литературных источников по теме диссертации, был разработан метод экстракции значений элементов шумовых моделей полевых транзисторов мм-диапазона, а также проведён анализ полученных экспериментальных и модельных данных. Он принимал непосредственное участие в процессе изготовления T-образных затворов транзисторов, измерения S-параметров и коэффициента шума.

Достоверность результатов работы обусловлена применением современных экспериментальных методов изготовления транзисторов. При измерении S-параметров и коэффициента шума использовались современные и общепризнанные методики и оборудование. Полученные в работе результаты и выводы не противоречат ранее известным данным. Достоверность выводов следует из согласия экспериментальных данных с теоретическими расчётами и современными знаниями.

Апробация результатов. Результаты работы были представлены на следующих международных и российских конференциях: 10-th European Microwave Integrated Circuits Conference (Paris, 2015); 9-я, 10-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия — структуры и приборы» (Москва, 2013; Санкт-Петербург, 2015); XII научно-техническая конференция «Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА» (Москва, 2013); Международная научно-техническая конференция «INTERMATIC — 2011» (Москва, 2011).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 12 работ, из них 5 статей опубликованы в журналах, входящих в перечень изданий, рекомендованных ВАК Минобрнауки России для опубликования основных научных результатов диссертаций на соискание учёной степени доктора и кандидата наук, 7 работ — в прочих периодических изданиях и сборниках трудов всероссийских и международных конференций. Общий объём опубликованных по теме диссертации работ составил приблизительно 70 мп.стр.

Структура и объём диссертации. Диссертация изложена на 112-ти страницах и состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, а также списка литературы, включающего 103 источника цитирования. Работа иллюстрирована 6-ю таблицами и 34-мя рисунками.

Глава 1. Литературный обзор работ по созданию и характеризации полевых транзисторов миллиметрового диапазона с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктур AlGaN/GaN

Первый полевой транзистор с высокой подвижностью электронов на нитриде галлия был продемонстрирован в начале 1990-х годов [13,14]. С тех пор сделан огромный прогресс в области нитрид-галлиевых полупроводниковых приборов с точки зрения применения в высокочастотной электронике, начиная от изготовления подложек, конструирования и эпитаксиального выращивания гетероструктур, технологии изготовления и проектирования монолитных интегральных схем и заканчивая корпусированием изделий [4, 15, 16]. Но, несмотря на это, большой прорыв в исследованиях по улучшению характеристик полевых транзисторов для применения в миллиметровом диапазоне длин волн (более 30 ГГц), а также в малошумящих усилителях произошёл всего несколько лет назад [5, 6, 17].

1.1 Тенденция развития технологии создания транзисторов

При исследовании высокочастотных характеристик полевых транзисторов в первую очередь обращают внимание на максимальную частоту усиления по току $f_{\rm T}$, которую в литературе также называют частотой отсечки. Физическим процессом, определяющим $f_{\rm T}$, является время запаздывания переноса заряда свободными носителями относительно изменения электрического поля [18, стр. 25]. На рисунке 1.1 представлена простая малосигнальная модель полевого транзистора, которая часто используется для анализа временных задержек [19–21]. Согласно такому подходу аналитическое выражение для $f_{\rm T}$ выглядит следующим образом [22]:

$$f_{\rm T} = \frac{G_m/(2\pi)}{(C_{gs} + C_{gd}) \cdot (1 + (R_s + R_d) \cdot G_{ds}) + C_{gd} \cdot G_m \cdot (R_s + R_d)} ,$$

где C_{gs} — ёмкость между затвором и истоком; C_{gd} — ёмкость между затвором и стоком; G_m — внутренняя крутизна полевого транзистора; $G_{ds} = 1/R_{ds}$ — вы-

ходная проводимость; R_s и R_d — сопротивления истока и стока соответственно. Связанные с затвором ёмкости C_{gs} и C_{gd} разделяются на два типа составляющие щих: внутренние (C_{gs}^{int} , C_{gd}^{int}) и внешние (C_{gs}^{ext} , C_{gd}^{ext}). Внутренние составляющие определяют ёмкость между нижней частью металла затвора, контактирующей с полупроводником, и каналом устройства. Внешние составляющие — между металлом затвора и остальным окружением. При таком подходе полное время задержки (τ_{tot}) состоит из времени пролёта электронов под затвором (τ_{trans}), времени перезарядки внешней затворной ёмкости (τ_{ext}) и паразитного времени перезарядки затворной ёмкости через сопротивление (τ_{par}):

$$\tau_{tot} = \frac{1}{2\pi f_{\rm T}} = \tau_{trans} + \tau_{ext} + \tau_{par}$$

$$\tau_{trans} = \frac{C_{gs}^{int} + C_{gd}^{int}}{G_m} = \frac{L_G}{v_e}$$

$$\tau_{ext} = \frac{C_{gs}^{ext} + C_{gd}^{ext}}{G_m}$$

$$\tau_{par} = C_{gd} \left(R_s + R_d\right) \cdot \left[1 + \left(1 + \frac{C_{gs}}{C_{gd}}\right) \cdot \frac{1}{G_m R_{ds}}\right] ,$$

$$(1.1)$$

где v_e — средняя скорость электронов под затвором; L_G — длина затвора.



Рисунок 1.1 — Малосигнальная эквивалентная схема полевого транзистора, используемая для анализа временных задержек, определяющих максимальную частоту усиления по току.

В большинстве литературных источников основной стратегией увеличения максимальной частоты усиления по току $f_{\rm T}$ является уменьшение длины затвора L_G . Однако когда L_G становится менее 100 нм, начинают проявляться короткоканальные эффекты, которые приводят к уменьшению крутизны и увеличению выходной проводимости (рисунок 1.2), что делает существенным вклад паразитного времени перезарядки τ_{par} в общее время задержки. Короткоканальный эффект характеризуется аспектным соотношением $K_{\rm acn}$, которое равно отношению длины затвора L_G к толщине барьера $t_{\rm 6ap}$ и должно быть не менее 5 (рисунок 1.2). Эмпирическая зависимость частоты отсечки от длины затвора и толщины барьера для полевых транзисторов на основе гетероструктур AlGaN/GaN, полученная в работе [23] для $L_G = 90...500$ нм и $t_{\rm 6ap} = 207...332$ Å, выглядит следующим образом:

$$f_{\rm T} = \frac{19.8 \left(\Gamma \Gamma \mathbf{\mathfrak{l}} \cdot \mathbf{M} \mathbf{K} \mathbf{M}\right)}{L_G \left(\mathbf{M} \mathbf{K} \mathbf{M}\right) + 5.1 \cdot t_{\rm fap} \left(\mathbf{M} \mathbf{K} \mathbf{M}\right)} . \tag{1.2}$$

Видно, что значение $f_{\rm T}$ обратно пропорционально не только длине затвора, но и толщине барьера.



Рисунок 1.2 — Экспериментальные зависимости нормированного значения крутизны (а) и значения выходного сопротивления (б) в зависимости от аспектного соотношения для полевых транзисторов на основе $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ с мольной долей Al от 25 до 31 %, полученные в работе [23].

При уменьшении аспектного соотношения меньше 5 наблюдается резкое уменьшение крутизны полевого транзистора (рисунок 1.2(a)). Поэтому, для того чтобы уменьшить длину затвора менее 100 нм, необходимо иметь гетероструктуру с толщиной барьерного слоя меньше 20 нм.

Поскольку в гетероструктурах AlGaN/GaN двумерный электронный газ образован спонтанной/пьезоэлектрической поляризацией без легирующей примеси [3], то его концентрация $n_{2\text{DEG}}$ уменьшается при уменьшении толщины барьерного слоя AlGaN, но при этом увеличивается с увеличением мольной доли Al [24]. Для сохранения значения концентрации $n_{2\text{DEG}}$ на уровне 10^{13} см⁻² при толщине AlGaN менее 15 нм необходимо использовать гетероструктуры AlGaN/AlN/GaN со спейсерной вставкой AlN толщиной порядка 1 нм [24, 25]. На таких гетероструктурах было достигнуто значение частоты отсечки $f_{\rm T} =$ 190 ГГц при длине затвора 60 нм [25].

В литературе также встречаются методы, которые позволяют, не уменьшая толщины барьерного слоя, увеличить аспектное соотношение и сохранить на достаточно высоком уровне плотность двумерного электронного газа. Суть таких методов заключается в вытравливании подзатворного рецесса, то есть заглублении затвора. На гетероструктурах AlGaN/AlN/GaN с заглублённым затвором было продемонстрировано значение $f_{\rm T} = 225$ ГГц при расстоянии от затвора до канала 17 нм и длине затвора 55 нм [26].

Альтернативным вариантом является использование в качестве барьерного слоя чистого AlN [27,28]. При этом оптимальная толщина AlN в гетероструктурах AlN/GaN составляет порядка от 25 до 50 Å [28]. Такие гетероструктуры являются самыми тонкими и наиболее перспективными для применения в ммдиапазоне.

Высокое значение плотности двумерного электронного газа в гетероструктурах AlGaN/GaN может влиять на локализацию электронов вблизи гетерограницы. В литературе подобная задача решается использованием двойных гетероструктур со слоем Al_{0.04}Ga_{0.96}N [29] или In_{0.1}Ga_{0.9}N [30, 31] под каналом GaN, что позволяет создать квантовую яму с большей локализацией электронов вблизи гетерограницы AlGaN/GaN и улучшить изоляцию буфера. Это повышает управляемость двумерным электронным газом, увеличивает крутизну и выходную мощность.

Для коротких затворов (менее 100 нм) становится значительной внешняя затворная ёмкость, которая не зависит от его длины. Она определяется двумя основными факторами: диэлектрической плёнкой вокруг затвора, образованной при пассивации поверхности гетероструктуры, и Т-образной геометрией затвора. В транзисторах на основе нитрида галлия пассивация поверхности является критичной для стабильной работы, особенно при высоких (более 10 В) напряжениях [32, 33]. В непассивируемых или плохопассивируемых полевых транзисторах двумерные электроны с лёгкостью захватываются поверхностными состояниями, что приводит к обеднению канала со стороны стока [33]. В качестве пассивирующего слоя используют ряд диэлектриков, в основном это Si₃N₄ [32], SiO₂ [34] и Al₂O₃ [35]. Важное значение имеет толщина диэлектрической плёнки: например, авторы [36] показали, что максимальная частота усиления по току f_T полевого транзистора с длиной затвора менее 70 нм уменьшается примерно на 8...9 % при увеличении толщины пассивирующего слоя Al₂O₃ от 10 до 20 нм. По этой причине для полевых транзисторов мм-диапазона необходимо использовать относительно тонкий (несколько нанометров) пассивирующий слой.

Второй фактор, определяющий внешнюю ёмкость, связан с Т-образной геометрией затвора. Такая геометрия традиционно используется в СВЧ для одновременного уменьшения длины затвора и его сопротивления, что способствует увеличению максимальной частоты усиления f_{MAX} , но при этом необходимо учитывать ёмкостную связь между верхней частью затвора «шляпкой» и его внешним окружением (за исключением области непосредственно под затвором, которая определяется L_G). Например, в работе [37] были исследованы полевые транзисторы с длиной затвора 80 нм и высотой нижней его части «ножки» 370 нм. Показано, что уменьшение ширины верхней части затвора «шляпки» с 1000 до 750 нм слабо влияет на f_T , но при этом f_{MAX} увеличивается с 325 до 351 ГГц.

Ещё одним немаловажным параметром, влияющим на частотные свойства

полевого транзистора, является сопротивление доступа R_{ac} , которое состоит из сопротивления омических контактов R_{ohm} и сопротивления канала до области перекрытия электрическим полем от затвора. Традиционные вплавляемые омические контакты имеют сопротивление порядка 0.3...0.5 Ом⋅мм [38,39]. Омические контакты, созданные при помощи ионной имплантации, обладают схожими сопротивлениями [40, 41], однако высокая температура активационного отжига (более 1000 °C) может испортить гетероструктуру и ухудшить подвижность двумерного электронного газа. На сегодняшний день самой перспективной технологией, позволяющей снизить омическое сопротивление, является технология создания омических контактов к повторно выращенному высоколегированному контактному слою n^+ -GaN [42, 43]. Стоит также отметить, что повторное эпитаксиальное выращивание производится при температуре ниже 600...700 °C, поэтому она практически не влияет на уменьшение подвижности. Переходное сопротивление R_{int} между трёхмерным высоколегированным повторно выращенным слоем n^+ -GaN и двумерным электронным газом может достигать 0.026 Ом мм [44], что близко к теоретическому квантовому пределу для нитрида галлия [45, 46]:

$$R_{int} = \frac{\pi\hbar}{q^2} \sqrt{\frac{\pi}{2 \cdot n_{2\text{DEG}}}} = (0.051 \text{ Om} \cdot \text{mm}) \sqrt{\frac{10^{13} \text{ cm}^{-2}}{n_{2\text{DEG}}}}$$

где $n_{2\text{DEG}}$ — концентрация двумерного электронного газа вблизи высоколегированного n^+ -GaN; q — заряд электрона.

Сопротивление канала полевого транзистора пропорционально расстоянию между контактами стока/истока и затвором, следовательно, для уменьшения сопротивления доступа при слабо меняющемся слоевом сопротивлении R_{sh} необходимо уменьшать расстояние между контактами от нескольких микрометров до субмикронного значения. Наименьшее достижимое расстояние получается при использовании самосовмещённой технологии изготовления полевых транзисторов, в которой для формирования металлизации омических контактов используется маска T-образного затвора [47]. Поскольку затвор формируется раньше изготовления омических контактов, то они должны изготавливаться при относительно низкой температуре для того, чтобы не нарушить запирающий контакт Шоттки. Благодаря изготовлению невплавных омических контактов к повторно выращенному высоколегированому контактному слою на расстоянии меньше микрометра друг от друга удалось уменьшить сопротивление доступа с 1...2 Ом·мм до менее 0.3 Ом·мм [44, 48, 49].

По мере совершенствования технологий вертикального и горизонтального масштабирования полевых транзисторов на нитриде галлия непрерывно происходило и увеличение максимальной частоты усиления по току $f_{\rm T}$ (рисунок 1.3). Однако после достижения значения 454 ГГц в 2013 году [5] рост $f_{\rm T}$ остановился [7], и, по-видимому, это максимально возможная частота, которую можно получить в таких транзисторах. Для математического описания и анализа произведённого технологического прорыва авторы [5,6] предложили использовать метод, основанный на анализе времён задержек, упомянутый в начале данного пункта, но при этом не было дано объяснение прекращения роста $f_{\rm T}$, чем оно обусловлено и где находится заложенный природой физический предел $f_{\rm T}$ в полевых транзисторах с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктур AlGaN/GaN.



Рисунок 1.3 — Динамика увеличения максимальной частоты усиления по току с развитием технологии изготовления полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе нитрида галлия.

1.2 Описание и основные источники высокочастотного шума

При расчётах любое двухпортовое устройство (в том числе полевой транзистор) можно заменить абстрактным четырёхполюсником (рисунок 1.4), электрическое поведение которого описывается системой уравнений [50]:

$$\begin{cases} I_1 = Y_{11}U_1 + Y_{12}U_2 + \delta i_1 \\ I_2 = Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2 + \delta i_2 \end{cases}$$

где U_1 и U_2 — средние по времени амплитуды напряжений на выводах четырёхполюсника; δi_1 и δi_2 — два источника случайных флуктуаций тока, для которых среднее значение по времени равно нулю ($\langle \delta i_1 \rangle_{\rm вр} = \langle \delta i_2 \rangle_{\rm вр} = 0$); I_1 и I_2 — полные токи на выводах четырёхполюсника (с учётом флуктуаций). Таким образом, четырёхполюсник представляется как совокупность идеального (без флуктуаций тока) четырёхполюсника с дополнительными источниками случайных колебаний тока (источниками шума) на его входе и выходе (рисунок 1.4).

В физических задачах при рассмотрении флуктуаций случайной величины X(t) вводят понятие спектральной плотности следующим образом [51, стр. 48]:

$$S_X(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle X(t) X(t+\tau) \right\rangle_{\rm Bp} e^{j \cdot 2\pi f \cdot \tau} d\tau,$$

при этом

$$\left\langle |X(t)|^2 \right\rangle_{\rm Bp} = \int_0^\infty S_X(f) d\tau.$$

По аналогии, для двух случайных величин X(t) и Y(t) вводят понятие взаимной спектральной плотности

$$S_{X,Y}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle X(t)Y(t+\tau) \right\rangle_{\rm Bp} e^{j \cdot 2\pi f \cdot \tau} d\tau.$$

Легко показать, что

$$S_{X,Y}(f) = S_{Y,X}^*(f).$$





Рисунок 1.4 — Схема четырёхполюсни- Рисунок 1.5 — Схема для вычисления ка с внешними источниками случайных флуктуаций тока δi_1 и δi_2 .

коэффициента шума с отнесёнными ко входу четырёхполюсника источниками δu и δi и источником сигнала с проводимостью Y_s .

Для количественной характеризации шума наиболее удобно использовать приведённые ко входу источники флуктуаций напряжения δu и тока δi :

$$\begin{cases} I_1 = A \cdot U_2 + B \cdot I_2 + \delta i \\ U_1 = C \cdot U_2 + D \cdot I_2 + \delta u \end{cases}, \text{ где} \begin{cases} \delta i = \delta i_1 - \delta i_2 \cdot \frac{Y_{11}}{Y_{21}} \\ \delta u = -\frac{\delta i_2}{Y_{21}} \end{cases}$$

Между флуктуациями δu и δi существует частичная корреляция:

$$\delta i = \delta i_n + \delta u \cdot Y_{cor}$$
 или $\delta u = \delta u_n + \delta i \cdot Z_{cor}$

где $Y_{cor} = \frac{\langle \delta i \cdot \delta u^* \rangle_{_{\rm BP}}}{\langle |\delta u|^2 \rangle_{_{\rm BP}}} = G_{cor} + jB_{cor}$ — комплексная корреляционная проводимость, а Z_{cor} — комплексное корреляционное сопротивление. По аналогии с теоремой Найквиста [51, стр. 58]:

$$S_{\delta u,\delta u} = 4k_{\rm B}T_0R_n \qquad \qquad S_{\delta u_n,\delta u_n} = 4k_{\rm B}T_0r_n$$
$$S_{\delta i_n,\delta i_n} = 4k_{\rm B}T_0G_n \qquad \qquad S_{\delta i,\delta i} = 4k_{\rm B}T_0g_n$$

В рабочем состоянии внутренняя проводимость источника сигнала G_s определяет флуктуации тока δi_s (рисунок 1.5). По определению, коэффициент шума равен отношению $F = \frac{\langle |\delta i_{tot}|^2 \rangle_{\scriptscriptstyle BP}}{\langle |\delta i_s|^2 \rangle}$, где $\delta i_{tot} = \delta i_s + \delta i_n + \delta u (Y_s + Y_{cor})$ [50], а с учётом формул Найквиста:

$$F = 1 + \frac{G_n}{G_s} + \frac{R_n}{G_s} |Y_s + Y_{cor}|^2.$$

Поскольку коэффициент шума зависит от действительной части адмитанса источника G_s , то для нахождения минимального значения необходимо приравнять производную F по G_s к нулю. Окончательное выражение для минимального коэффициента шума [50]:

$$F_{min} = 1 + 2 \cdot \left(R_n G_{cor} + \sqrt{R_n G_n + (R_n G_{cor})^2} \right).$$
(1.3)

Как видно, F_{min} зависит только от R_n , G_n и G_{cor} . Коэффициент шума в терминах эквивалентной шумовой температуры записывается как $T_n = T_0(F-1)$, где $T_0 = 290$ К — опорная температура. Коэффициент шума в логарифмическом масштабе — $NF = 10 \cdot \log_{10}(F)$. Связь между F и F_{min} :

$$F = F_{min} + \frac{R_n}{G_s} \left| Y_s - Y_s^{opt} \right|^2.$$
 (1.4)

Наряду с математическим описанием шумовых характеристик полевых транзисторов, общепринятые подходы для физического представления основаны на теории матричного описания линейных эквивалентных схем транзисторов с введёнными источниками случайных флуктуаций тока и напряжения с известными спектральными плотностями. Такого рода эквивалентные схемы получают после физического моделирования методом Монте-Карло или решения систем уравнений [52–57]. Все механизмы генерации шума (за исключением шума вида 1/f) имеют спектральную плотность, аналогичную спектральной плотности теплового шума, которая не зависит от частоты вплоть до терагерцового диапазона [51, стр. 59, 69]. Поэтому на практике все источники можно свести к источникам теплового шума с эквивалентной шумовой температурой и эквивалентным шумовым сопротивлением или проводимостью [58].

Для описания шумовых свойств внутренней части полевого транзистора в литературе существуют две основные модели (подхода), представленные в таблице 1.1. В модели PRC, основанной на фундаментальных работах Ван дер Зила [59,60], используются два взаимно коррелирующих источника шума δi_g и δi_d со стороны затвора и стока соответственно. Для описания шумовых характеристик внутренней части полевого транзистора необходимо знать значения элементов эквивалентной схемы и три независимых от частоты безразмерных параметра P, R и C. P и R определяются геометрией устройства и напряжением смещения, а C описывает взаимную корреляцию между источниками шума δi_g и δi_d . В модели Поспешальского используются два некоррелирующих источника шума δi_d и δv_{gs} , которые связаны по теореме Найквиста с R_{ds} и R_i через эквивалентные температуры T_d и T_g соответственно. Шумовая температура T_g примерно соответствует температуре устройства, в то время как T_d имеет величину нескольких тысяч кельвин и связана с механизмами генерации шума в канале полевого транзистора.

Таблица 1.1 — Две основные шумовые модели, используемые для описания шумовых характеристик внутренней части полевого транзистора.



Для описания шумовых характеристик реального устройства используют полную эквивалентную схему полевого транзистора, в которой учтены тепловые шумы от сопротивлений затвора, стока и истока, а также все остальные внешние ёмкостные и индуктивные элементы. Полная схема расчитывается численными методами, например, с помощью корреляционных матриц [64]. Также существует приближённое аналитическое выражение для F_{min} реального устройства, полученное в работе [61] в виде ряда, разложенного по частоте:

$$F_{min} = 1 + 2 \frac{\omega C_{gs}}{G_m} \sqrt{K_g \left[K_r + G_m \left(R_g + R_s\right)\right]} + 2 \left(\frac{\omega C_{gs}}{G_m}\right)^2 \left[K_g G_m \left(R_g + R_s + K_c R_i\right)\right] + \dots$$

где

$$K_{g} = P \left[\left(1 - C\sqrt{R/P} \right)^{2} + \left(1 - C^{2} \right) R/P \right]$$
$$K_{r} = \frac{R \left(1 - C^{2} \right)}{\left(1 - C\sqrt{R/P} \right)^{2} + \left(1 - C^{2} \right) R/P}$$
$$K_{c} = \frac{1 - C\sqrt{R/P}}{\left(1 - C\sqrt{R/P} \right)^{2} + \left(1 - C^{2} \right) R/P}$$

На практике довольно часто используют более простое полуэмпирическое выражение, полученное Фукуи и соответствующее вышеупомянутой формуле при пренебрежении всеми нелинейными по частоте членами [65]:

$$F_{min} = 1 + K_f \frac{\omega C_{gs}}{G_m} \sqrt{G_m (R_g + R_s)} = 1 + K_f \frac{f}{f_C} \sqrt{G_m (R_g + R_s)}$$

Традиционно нитрид галлия применяется в первую очередь для создания усилителей мощности, и основная доля исследований была сосредоточена именно в этой области, а также в области изучения шума вида 1/f для характеризации качества выращенных наногетероструктур. Но, несмотря на это, существует относительно небольшое количество работ, посвящённых изучению высокочастотного шума. Представленная выше теория была разработана для полевых транзисторов на GaAs, тем не менее её используют для описания шумовых параметров нитрид-галлиевых полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов [4, стр. 265].

В полевых транзисторах на основе GaN выделяют несколько независимых источников шума, которые можно условно отнести к внутренним и внешним.

Внутренние источники связывают с тремя не взаимодействующими механизмами, а именно флуктуациями скорости электронов в канале (диффузионный шум или тепловой шум нелинейных полупроводниковых резисторов [66–68]), с утечкой по затвору (дробовой шум) и с ловушками (как правило это шум вида 1/f). Внешние источники шума обусловлены тепловым шумом электрода затвора, а также шумом в омических контактах стока и истока. Шум, связанный со случайными флуктуациями скорости, порождается рассеянием электронов на неоднородностях гетерограницы, полярных оптических фононах, всевозможных дефектах и примесях. Ширина спектра диффузионного шума обратно пропорциональна времени рассеяния, что делает его независимым от частоты в широком диапазоне частот. В этом плане он схож с тепловым шумом и является основным в мм-диапазоне [69]. Шум, генерируемый утечкой по затвору, является дробовым, он не зависит от частоты и температуры. Спектральная плотность шумового тока определяется по классической формуле: $\left< \delta i^2 \right>_{\scriptscriptstyle
m BD} = 2qI$, где q заряд электрона, І — ток утечки. Шум, связанный с ловушками, является шумом вида 1/f и его влияние в мм-диапазоне несущественно.

Болышинство опубликованных работ по изучению высокочастотного коэффициента шума в полевых транзисторах на основе GaN в основном сводятся к демонстрации полученных экспериментальных данных с измерениями в диапазоне до 20 ГГц транзисторов с максимальной частотой усиления по току $f_{\rm T}$ до 100 ГГц. Некоторые результаты измерений приведены в таблице 1.2. Зависимость шумовых параметров от мольной доли Al в барьере гетероструктуры AlGaN/GaN проанализировано в работах [11, 70]. В работе [70] показано, что увеличение мольной доли Al приводит к снижению коэффициента шума и увеличению $f_{\rm T}$. Однако в более поздней работе [11] показано, что все четыре шумовых параметра и частота отсечки $f_{\rm T}$ практически не зависят от мольной доли Al в барьерном слое (рисунок 1.6). Это говорит о связи источников шума с плотностями дефектов и ловушек в материале, и в данном случае качество эпитаксиального роста гетероструктур имеет решающее значение, что подчёркивается авторами [70]. В работе [11] также показано, что наличие вставки AlN толщиной порядка 0.6 нм между барьером и каналом не влияет на значение минимального коэффициента шума.

Структура	L_G/W_G , мкм	$f_{ m T}/f_{ m MAX},$ ГГц	NF _{min} , дБ			
Структура			10 ГГц	25 ГГц	35 ГГц	
$\rm Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN^{\dagger}$	0.25/100	41/112	1.06	_	_	[77]
$\rm Al_{0.26}Ga_{0.74}N/GaN$	0.25/100	43/76	1.00	_	_	[78]
$\rm Al_{0.26}Ga_{0.74}N/GaN$	0.17/100	46/92	1.10	_	_	[79]
$\mathrm{Al}_{0.25}\mathrm{Ga}_{0.75}\mathrm{N}/\mathrm{GaN}$	0.10/100	48/75	_	1.60	2.25	[80]
$\mathrm{Al}_{0.25}\mathrm{Ga}_{0.75}\mathrm{N}/\mathrm{GaN}$	0.25/100	48/98	0.75	_	_	[81]
$\rm Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN$	0.25/100	50/101	1.00	_	_	[70]
$\rm Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN$	0.25/100	52/112	0.75	_	_	[82]
$\rm Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN$	0.15/150	58/150	0.89	2.00	_	[83]
$\rm Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN^{\dagger}$	0.15/100	65/118	0.75	1.75	_	[84]
$\mathrm{Al}_{0.27}\mathrm{Ga}_{0.73}\mathrm{N}/\mathrm{GaN}$	0.10/150	75/125	0.65	_	_	[85]
$\mathrm{Al}_{0.26}\mathrm{Ga}_{0.74}\mathrm{N}/\mathrm{GaN}$	0.07/100	90/139	1.20	_	_	[86]
$\rm Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN^{\dagger}$	0.12/100	100/155	0.80	_	_	[87]
$\rm Al_{0.35}Ga_{0.65}N/GaN$	0.18/100	100/140	0.55	_	_	[88]
$\mathrm{AlN}/\mathrm{GaN}$	0.08/50	105/145	_	0.95	0.97	[89]
${\rm GaN}/{\rm AlN}/{\rm GaN}$	0.02/50	329/554	0.25	0.40	0.55	[5]

Таблица 1.2 — Данные измерений коэффициента шума полевых транзисторов на нитриде галлия согласно литературным источникам.

[†]Барьер гетероструктуры легирован кремнием.

Исследование зависимости шумовых параметров полевых транзисторов на основе GaN от температуры отражено в работах [73–75]. Ряд измерений для трёх подложек, продемонстрированный на рисунке 1.7, показывает работоспособность полевых транзисторов вплоть до 270 °C. Температурное поведение коэффициента шума в основном обусловлено сильной деградацией подвижности электронов в канале при повышении температуры, связанной с возрастанием рассеяния на полярных оптических фононах [76]. Возрастает слоевое сопротивление гетероструктуры и вклад от теплового шума канала. Помимо этого в зависимость от температуры также добавляется тепловой шум от затворного электрода и омических контактов. Температурная зависимость NF_{min} , обусловленная дробовым шумом от тока утечки по затвору явным образом проявляется на частотах ниже 8 ГГц и при температуре более 150 °C [73,74], что связано с увеличением тока утечки при высоких температурах [75].





Рисунок 1.6 — Зависимость NF_{min} полевого транзистора от частоты для челевого транзистора от температуры (в тырёх значений мольной доли Al в баскобках указана частота, соответствурьерном слое $Al_xGa_{1-x}N$, а также для ющая измерениям, и материал подгетероструктуры с прослойкой AlN [11]. ложки).

Исследования зависимости шумовых параметров полевых транзисторов на основе GaN для более высоких частот (более 30 ГГц) практически отсутствуют. Также в литературе не встречаются исследования показывающие зависимость коэффициента шума от толщины барьерного слоя $Al_xGa_{1-x}N$, которая для транзисторов мм-диапазона должна бать как можно меньше. По мимо этого в литературе не встречаются исследования зависимости коэффициента шума от ёмкостной связи между затвором и стоком, которая может быть существенна в мм-диапазоне. Всё это требует более детального изучения.

1.3 Методы экстракции параметров малосигнальных эквивалентных схем и источников шума

Как говорилось в п.1.2, для вычисления шумовых характеристик полевого транзистора необходимо знать его малосигнальную (линейную) эквивалентную

схему и параметры источников шума. Помимо этого, линейные модели полевых транзисторов необходимы для решения широкого спектра задач. Они помогают понять физику транзистора, поскольку построены на основании теоретического анализа его работы [61,62], а сосредоточенные элементы схемы соответствуют определённым физическим областям реального транзистора (рисунок 1.8). Также линейные модели позволяют проанализировать характеристики прибора, характеризовать и сравнить технологические процессы. Они незаменимы при построении нелинейных моделей и разработке монолитных интегральных схем.



Рисунок 1.8 — Изометрическая схема полевого транзистора с изображением элементов, соответствующих определённым физическим областям (а), и эквивалентная схема, отражающая внутреннюю и внешнюю части полевого транзистора (б).

Параметры линейных моделей и шумовых источников извлекаются из измерений, проведённых в большинстве случаев непосредственно на пластине после определённых технологических операций. Сначала определяются параметры линейных моделей, а затем, при необходимости, источников шума.

Большинство методов экстракции значений элементов малосигнальных эквивалентных схем основаны на предположении, что элементы могут быть разделены на внутренние и внешние (рисунок 1.8). Более того, предполагается, что внешние элементы не зависят от напряжения смещения, приложенного к выводам транзистора. В литературе существует описание последовательности действий для экстракции значений элементов, которая в общем виде состоит из четырёх основных шагов [94]: 1) устранение влияния измерительных площадок; 2) определение значений внешних элементов; 3) определение значений внутренних элементов; и 4) численная оптимизация значений для более точного описания измерений.

Для устранения влияния контактных площадок на результаты измерений широко используют дополнительные измерения пассивных структур: отрытой (разомкнутой) и закороченной. После измерений следуют матричные преобразования над матрицами полных комплексных проводимостей [90]:

$$Y = \left[(Y_{\text{изм}} - Y_{\text{откр}})^{-1} - (Y_{\text{закр}} - Y_{\text{откр}})^{-1} \right]^{-1} ,$$

где индекс «изм» соответствует измеренной матрице полевого транзистора, индекс «откр» — измеренной матрице открытой пассивной структуры, а «закр» закороченной пассивной структуры. Данный метод на сегодняшний день является самым распространённым, и ряд авторов его называют промышленным "open-short" стандартом [91,92]. Также существуют методы, в которых используется большее количество пассивных структур и более сложные матричные преобразования [91,93]. Несмотря на широту использования дополнительных пассивных структур, последние должны иметь чётко определённую топологию и проверяться дополнительными методиками, поскольку после вышеупомянутых преобразований можно получить физически неверные данные.

При определении значений внешних элементов эквивалентной схемы полевого транзистора используют технику холодных измерений. Такие измерения проводятся в условиях нулевого смещения напряжения между стоком и истоком $V_{ds} = 0$ В (пассивное состояние транзистора), а на затвор подаётся обратное и/или прямое смещение. При холодных измерениях существенно упрощается эквивалентная схема внутренней части транзистора и, как следствие, уменьшается число неизвестных в описывающих её уравнениях. Таким образом при определённых допущениях количество уравнений становится равным количеству неизвестных. Благодаря этому возможно из измерений определить значения внешних элементов эквивалентной схемы.

После определения внешних элементов при помощи несложных матричных преобразований [95] производится удаление их вклада в измерения активного транзистора. В результате получается матрица комплексных проводимостей, которая хорошо описывается при помощи внутренней эквивалентной схемы полевого транзистора (рисунок 1.8), состоящей из восьми элементов. В результате количество неизвестных становится равным количеству уравнений, и система имеет однозначное решение. При этом значения внутренних элементов вычисляют независимо для каждой частотной точки по формулам [94]:

$$C_{gd} = \frac{1}{\omega \cdot \Re e(Y_{21}^{-1})}, \qquad C_{gs} = \frac{-1}{\omega \cdot \Im m((Y_{11} + Y_{12})^{-1})},$$

$$C_{gd} = \frac{\Im m(Y_{12} + Y_{22})}{\omega}, \qquad R_{ds} = \Re e\left(\frac{1}{Y_{12} + Y_{22}}\right),$$

$$R_{i} = \Re e\left(\frac{1}{Y_{11} + Y_{12}}\right), \qquad R_{j} = \Re e\left(\frac{-1}{Y_{12}}\right), \qquad (1.5)$$

$$G_{m} = \left|\frac{(Y_{12} - Y_{21})(Y_{11} + Y_{12})}{\Im m(Y_{11} + Y_{12})}\right|,$$

$$\tau = \frac{\pi/2 - \angle (Y_{12} - Y_{21}) + \angle (Y_{11} + Y_{12})}{\omega},$$

где $\omega = 2\pi f$.

Описанный метод экстракции параметров с помощью холодных измерений был впервые предложен Дамбриным в 1988 году [95] для полевых транзисторов на арсениде галлия и впоследствии модернизирован и адаптирован для нитридгаллиевых полевых транзисторов многими исследовательскими группами [96– 101].

И в конце, после вычисления всех параметров эквивалентной схемы активного транзистора, при помощи численных алгоритмов поиска локального решения производится подстройка значений параметров схемы для более точного описания измерений. Начальные значения и границы поиска определяются на основе найденных на предыдущих шагах значениях эквивалентной схемы.

Несмотря на широкое применение метода холодных измерений, он обла-

дает рядом недостатков [94]. Во-первых, в этом методе на затвор необходимо подавать запирающее напряжение, однако вопрос, насколько оно подходящее, до сих пор окончательно не решён. В ряде случаев это смещение влияет на извлечение внешних элементов и определение внутренних. Внутренние элементы, будучи вычисленными по формуле (1.5), могут оказаться частотно зависимыми и в результате чего модель транзистора получается нефизической. Другой существенный недостаток заключается в том, что подаваемое на затвор напряжение может быть настолько сильным, что очень часто приводит к необратимой деградации затворного электрода (запирающего контакта Шоттки). По этой причине очень часто второй и третий шаги, связанные с холодными измерениями, опускаются, и используются алгоритмы численного поиска минимума. Однако хорошо всем известным недостатком чистого численного поиска является то, что он может иногда приводить к нефизическим значениям элементов схемы. То есть при разных начальных приближениях численные алгоритмы могут сходиться к разным многочисленным локальным минимумам.

Для определения источников шума полевого транзистора идеально подходит метод, основанный на преобразованиях матриц спектральных плотностей. В работах [69,102] представлен метод вычисления матрицы спектральных плотностей внутренней части полевого транзистора. Суть метода заключается в том, что внешняя часть транзистора представляется в виде восьмиполюсной упаковки, а внутренняя — в виде четырёхполюсного активного транзистора (рисунок 1.9). Напряжения и токи внешних с индексом «e» и внутренних с индексом «i» портов (1, 2 и 3, 4 соответственно) восьмиполюсной упаковки, а также флуктуации токов на выводах определяются следующим способом:

$$U = \begin{pmatrix} U_e \\ U_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \end{pmatrix}, \qquad I = \begin{pmatrix} I_e \\ I_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{pmatrix}, \qquad N_p = \begin{pmatrix} N_{pe} \\ N_{pi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta n_1 \\ \delta n_2 \\ \delta n_3 \\ \delta n_4 \end{pmatrix}$$

Матрица комплексных проводимостей восьмиполюсной упаковки определяется



Рисунок 1.9 — Схематическое изображение измеряемого транзистора, включающего двухпортовую внутреннюю часть и четырёхпортовую упаковку из внешних элементов.

следующим образом:

$$Y_p = \begin{pmatrix} Y_{ee} & Y_{ei} \\ Y_{ie} & Y_{ii} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} & Y_{14} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} & Y_{24} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} & Y_{34} \\ Y_{41} & Y_{42} & Y_{43} & Y_{44} \end{pmatrix},$$

где все подматрицы Y_{ee}, Y_{ei}, Y_{ie} и Y_{ii} имеют размерность 2×2 .

Согласно используемой нотации, уравнения, описывающие токи и напряжения на выводах восьмиполюсной упаковки, можно записать в виде $I = Y_p \cdot U + N_p$ или по частям:

$$\begin{cases} I_e = Y_{ee}U_e + Y_{ei}U_i + N_{pe} \\ I_i = Y_{ie}U_e + Y_{ii}U_i + N_{pi} \end{cases}$$

Аналогичным образом записываются уравнения описывающие токи и напряжения на выводах активного внутреннего транзистора: $I_d = Y_d \cdot U_d + J_d$; и реального измеренного транзистора: $I_{pd} = Y_{pd} \cdot U_{pd} + I_n$.

Соответствующие корреляционные матрицы будут записаны следующим образом:

$$C_{pd} = \left\langle I_n I_n^H \right\rangle_{\rm Bp}, \qquad C_p = \left\langle N_p N_p^H \right\rangle_{\rm Bp}, \qquad C_d = \left\langle J_d J_d^H \right\rangle_{\rm Bp}$$

где индекс «^{*H*}» обозначает эрмитово-сопряжённую матрицу.

Принимая во внимание граничные условия: $I_d = -I_i$ и $U_d = U_i$, авторы метода при помощи элементарных математических преобразований получили

выражение для корреляционной матрицы внутреннего активного транзистора:

$$C_d = D \cdot (C_{pd} - C_{ee}) \cdot D^H - C_{ie} \cdot D^H - D \cdot C_{ei} - C_{ii}, \qquad (1.6)$$

где $D = Y_{ie} \cdot (Y_{pd} - Y_{ee})^{-1}$, а C_{ee} , C_{ei} , C_{ie} и C_{ii} — подматрицы размерности 2×2 матрицы C_p , разделённые аналогично матрице проводимостей Y_p .

1.4 Выводы

За последние несколько лет происходило интенсивное развитие технологий изготовления полевых транзисторов с высокой подвижностью на нитриде галлия, в особенности создания гетероструктур, снижения сопротивления омических контактов путём освоения технологии повторного эпитаксиального выращивания высоколегированного контактного слоя n^+ -GaN, создания самосовмещённой технологии изготовления затворов и омических контактов, а также уменьшению длины затвора. Данное развитие способствовало непрерывному увеличению максимальной частоты усиления по току $f_{\rm T}$ и возможности использования полевых транзисторов на основе GaN в мм-диапазоне длин волн. Однако после достижения значения 454 ГГц в 2013 году рост $f_{\rm T}$ остановился и, повидимому, это стало максимально возможной частотой, которую можно получить в таких транзисторах при современном уровне развития технологий. Для математического описания и анализа произведённого технологического прорыва рядом авторов было предложено использовать метод, основанный на анализе времён задержек, но при этом не было дано объяснение прекращения роста $f_{\rm T}$, чем оно обусловлено и где находится заложенный природой физический предел f_T в полевых транзисторах с высокой подвижностью электронов на основе широкозонных гетероструктур AlGaN/GaN.

Благодаря прорыву в исследованих последних лет применение GaN в малошумящих усилителях стало наиболее актуально, поскольку были достигнуты рекордные значения коэффициента шума 0.36 дБ на частоте 20 ГГц и 0.76 дБ на частоте 50 ГГц, что сопоставимо с коэффициентом шума полевых транзисторов на основе арсенидных структур. Опубликованные работы по изучению высокочастотного коэффициента шума в основном сводятся к демонстрации полученных экспериментальных данных с измерениями в диапазоне до 20 ГГц. Так, были показаны слабая зависимость коэффициента шума от мольной доли Al в барьерном слое $Al_xGa_{1-x}N$, зависимость коэффициента шума от тока утечки по затвору на низких частотах, а также были опубликованы результаты измерений коэффициента шума при разных температурах. Но при этом исследования зависимости шумовых параметров полевых транзисторов на основе GaN для более высоких частот (более 30 ГГц) практически отсутствуют. Также в литературе не встречаются исследования показывающие зависимость коэффициента шума от толщины барьерного слоя $Al_xGa_{1-x}N$, которая для транзисторов мм-диапазона должна быть как можно меньше. Помимо этого в литературе не встречаются исследования зависимости коэффициента шума от ёмкостной связи между затвором и стоком, которая может быть существенна в мм-диапазоне. Всё это требует более детального изучения.

Важную роль в понимании физической работы транзистора, вычислении шумовых характеристик, характеризации и сравнении технологических процессов играет малосигнальная эквивалентная схема, поскольку она построена на основании теоретического анализа его работы. Значения элементов такой схемы определяются из измерений при помощи определённых методик. В общем виде эти методики состоят из четырёх основных шагов: 1) устранение влияния измерительных площадок; 2) определение значений внешних элементов транзистора; 3) определение значений внутренних элементов; и 4) численная оптимизация значений для более точного описания измерений. Для устранения влияния контактных площадок на результаты измерений используют дополнительные измерения пассивных структур, которые должны иметь чётко определённую топологию и проверяться дополнительными методиками, поскольку после математических преобразований можно получить физически неверные данные. При определении значений внешних элементов эквивалентной схемы полевого транзистора используют технику холодных измерений. Однако такой подход может привести к неверному определению значений внутренних элементов. Использование алгоритмов численного поиска минимума также может приводить к нефизическим значениям элементов схемы. То есть при разных начальных приближениях численные алгоритмы могут сходиться к разным многочисленным локальным минимумам. Все вышеперечисленные недостатки требуют разработки более простого и надёжного метода экстракции параметров модели.

Глава 2. Экспериментальные и теоретические методы исследования полевых транзисторов миллиметрового диапазона на основе гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN

2.1 Изготовление полевых транзисторов

В настоящей работе была создана серия полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов на нитриде галлия. Транзисторы имели ширину затвора 2 × 50 мкм и изготавливались по трём основным вариантам технологических маршрутов на гетероструктурах с различной толщиной барьерного слоя, выращенных на подложках из Al₂O₃ и SiC.

2.1.1 Описание гетероструктур

Полевые транзисторы мм-диапазона изготавливались на основе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN с прослойкой AlN, выращенных при помощи мосгидридной эпитаксии (MOCVD — metal-organic chemical vapor deposition) в ЗАО «Элма-Малахит». Использовалась серия гетероструктур с постепенно уменьшающейся толщиной барьерного слоя $Al_xGa_{1-x}N/AlN$ от 33 до 11.2 нм, мольной долей $X_{Al} = 22...32$ % и концентрацией электронов двумерного электронного газа на уровне 1.11...1.30 × 10¹³ см⁻². Основные параметры используемых гетероструктур продемонстрированы в таблице 2.1.

2.1.2 Описание технологических маршрутов

Полевые транзисторы изготавливались по планарной технологии с использованием технологического оборудования ИСВЧПЭ РАН. В ходе изготовления использовались три основных варианта технологических маршрутов.

№ структуры	Толщина барьера ${ m Al}_{x}{ m Ga}_{1-x}{ m N}/{ m Al}{ m N},$ нм $({ m X}_{Al},\%)$	Подвижность электронов, см²/ В · сек	Концентрация электронов, 10 ¹³ см ⁻²
V-1909(5)	33~(22~%)	2055	1.11
V-1915(2)	18~(29~%)	2100	1.17
V-1910(5)	15.7 (31 %)	1880	1.28
V-1400(5)	15.3~(32~%)	1880	1.30
V-1654(2)	14.7(32%)	1680	1.20
V-2099(1)	14.7~(31.5~%)	1830	1.14
V-2099(3)	14.7~(31.5~%)	1830	1.14
V-2235	14.7 (31 %)	1880	1.20
V-2236	14.7 (31 %)	1880	1.18
V-1911(5)	$13.7 \ (31 \ \%)$	2300	1.28
V-1912(5)	11.2 (31 %)	2040	1.16

Таблица 2.1 — Основные параметры гетероструктур.

Маршрут ТМ-1

По технологическому маршруту ТМ-1 изготавливались две пластины: V-1400(5) и V-1909(5). Маршрут состоял из следующих основных шагов изготовления: на гетероструктуре формировался слой мезоизоляции, затем к оставшимся на пластине активным областям производилось изготовление сплавных омических контактов. Полученное контактное сопротивление для обеих пластин составляло порядка 0.4...0.6 Ом · мм. Затем поверхность пластин покрывалась слоем диэлектрика Si₃N₄ толщиной порядка 50 нм методом химического осаждения из газовой фазы в индуктивно связанной плазме (ICP-CVD). Далее в активной области между омическими контактами через маску электронного резиста производилось травление щелей в диэлектрике. Ширина щели для пластины V-1400(5) составляла 95...110 нм, а для пластины V-1909(5) — 195...210 нм. После чего производилось изготовление методом электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) грибообразных затворов Шоттки длиной, соизмеримой с размером сформированных на предыдущем технологическом шаге щелей в диэлектрике. Далее производилась общая пассивация слоем диэлектрика Si₃N₄ толщиной порядка
120 нм методом ICP-CVD.

Маршрут ТМ-2

По технологическому маршруту ТМ-2 изготавливалась пластина V-1910(5). Маршрут состоял из следующих основных шагов изготовления: на гетероструктуре формировался слой мезоизоляции, затем, аналогично маршруту ТМ-1, к оставшимся на пластине активным областям производилось изготовление сплавных омических контактов. Достигнутое контактное сопротивление составляло порядка 0.5 Ом-мм. Затем производилось изготовление методом ЭЛЛ грибообразных затворов Шоттки длиной 110...120 нм. Далее производилась общая пассивация слоем диэлектрика Si₃N₄ толщиной порядка 170 нм методом ICP-CVD. Основным отличием данного технологического маршрута от маршрута TM-1 является отсутствие операции пассивации поверхности пластины слоем диэлектрика перед формированием затворов Шоттки и, соответственно, отсутствие операции травления через резистивную маску щелей в диэлектрике. Отсутствие диэлектрического слоя под затвором должно снизить ёмкостную связь между затвором и стоком.

Маршрут ТМ-3

По технологическому маршруту ТМ-3 изготавливались восемь пластин: V-1654(2), V-1911(5), V-1912(5), V-1915(2), V-2099(1), V-2099(3), V-2235 и V-2236. Маршрут состоял из следующих основных шагов изготовления: на гетероструктуре формировался слой мезоизоляции, затем к оставшимся на пластине активным областям производилось изготовление несплавных омических контактов. Несплавные металлизированные контакты формировались к высоколегированному слою n^+ -GaN, выращенному методом молекулярно-лучевой эпитаксии на месте вытравленных через диэлектрическую маску областей гетероструктуры. Достигнутые значения сопротивлений омических контактов продемонстрированы в таблице 2.2. Затем производилось изготовление методом ЭЛЛ грибообразных затворов Шоттки. Значения длин затворов также продемонстрированы в таблице 2.2. Далее производилась общая пассивация слоем диэлектрика Si_3N_4 толщиной порядка 170 нм методом ICP-CVD. Основное отличие данного технологического маршрута от двух предыдущих заключалось в изготовлении несплавных омических контактов к повторно выращенному высоколегированному слою n^+ -GaN. Такая технология снижает значение контактного сопротивления, что и наблюдалось экспериментально (см. таблицу 2.2 и описание предыдущих технологических маршрутов). Помимо этого в данном маршруте, так же как и в маршруте TM-2, отсутствует операция пассивации поверхности пластины слоем диэлектрика перед формированием затворов Шоттки.

Таблица 2.2 — Достигнутые значения омических сопротивлений и сформированные длины затворов полевых транзисторов, изготавливаемых в рамках технологического маршрута ТМ-3.

№ структуры	Омическое сопротивление, Ом·мм	Длина затвора, нм
V-1915(2)	0.150.19	200220
V-1654(2)	0.400.52	145160
V-2099(1)	0.260.38	135150
V-2099(3)	0.270.33	140150
V-2235	0.180.22	125135
V-2236	0.260.34	140160
V-1911(5)	0.260.33	90100
V-1912(5)	0.270.35	125130

2.1.3 Формирование Т-образных затворов

Геометрия Т-образного затвора Шоттки способствует одновременному уменьшению как его длины (площади контакта металла с полупроводником), так и его сопротивления (увеличение площади поперечного сечения). Кроме того, геометрия затвора наряду с толщиной и составом диэлектрической плёнки вокруг него определяет величину ёмкостной связи с его периферией, и уменьшение значения этой ёмкости является весьма сложной технологической задачей. Как будет показано ниже, эта ёмкость уменьшается при увеличении высоты нижней части затвора «ножки».

Затворы изготавливались с помощью электронно-лучевой литографии на литографе Raith 150-TWO. При экспонировании, проходя сквозь толстый слой резиста, электроны претерпевают рассеяние, вследствие которого происходит уширение электронного пучка, которое можно оценить при помощи эмпирического выражения

$$d_{\rm ymup} = 0.9 \left(\frac{t_r}{E_e}\right)^{1.5},$$

где $d_{\text{ушир}}$ — уширение пучка электронов (нм); t_r — толщина резиста (нм); E_e — энергия электронов (кэВ). При экспонировании энергия электронов была 30 кэВ, а толщина резиста порядка 1 мкм, отсюда получаем, что электронный пучок уширяется на 175 нм, что затрудняет создание маски в слое электронного резиста для формирования затворов длиной менее 200 нм. Из-за такого уширения электронного пучка для изготовления затворов была выбрана технология двойного экспонирования. При первом экспонировании и проявлении резиста формируется профиль, который определяет верхнюю часть грибообразного затвора «шляпку». При втором экспонировании и проявлении формируется профиль, определяющий нижнюю часть затвора «ножку», а также его длину. Поскольку в ходе формирования профиля в электронном резисте нижние его слои экспонируются два раза, то были выбраны оптимальные соотношения доз, при которых скорость проявления нижних слоёв в области первого экспонирования намного ниже скоростей проявления областей после второго экспонирования.

Следует также отметить, что уменьшение длины затвора менее 150 нм при сохранении высоты «ножки» и ширины «шляпки» приводит к механической неустойчивости (рисунок 2.1). В частности, наблюдаются такие эффекты как падение затвора набок и продольное скручивание за счёт температурной релаксации механических напряжений. Для дополнительной стабилизации затвора можно использовать различного рода подпорки под «шляпку», например, подслой диэлектрика или ряд металлических микроколонн, идущих параллельно основной «ножке». Однако для того чтобы не изменять эффективную длину и ёмкость затвора, оптимальным является способ придания нижней части затвора зигзагообразной формы в латеральной плоскости.



Рисунок 2.1 — Фотографии поперечного сечения Т-образного затвора, иллюстрирующие примеры механических неустойчивостей.

Оптимальным вариантом формы затвора является гладкая кривая типа синусоиды, но особенности электронно-лучевой литографии в случае экспонирования кривых малых размеров приводят к неравномерности распределения дозы. Поэтому был выбран вариант, в котором зигзагообразная форма нижней части затвора (если смотреть на затвор сверху) представлена ломаной линией, как это показано на рисунке 2.2. Размах зигзага (две амплитуды) составил 400 нм, а длина одного периода — 4 мкм (наклон-прямая-наклон-прямая). Общая ширина затвора составлялась повторением такого периода необходимое число раз.

Затворы с волнистой геометрией нижней части более механически устойчивы (рисунок 2.2) и не выявляют склонности к заваливанию, несмотря на малый размер и большую высоту «ножки». К тому же подобная зигзагообразная форма не оказывает влияния на динамические параметры полевых транзисторов мм-диапазона, поскольку вариации геометрии затвора много меньше длины волны и сравнимы с эффективной областью полевого управления каналом под ним.



Рисунок 2.2 — Фотография вида сверху затвора с зигзагообразной формой нижней части (слева) и фотография профиля Т-образного затвора с высокой «ножкой» (справа).

2.2 Описание методов измерения параметров транзисторов

Все измерения параметров транзисторов и тестовых структур производились зондовым методом непосредственно на пластине после определённых технологических операций изготовления.

2.2.1 Методика измерений омического и слоевого сопротивлений

Измерение сопротивления омических контактов полевых транзисторов и слоевого сопротивления гетероструктуры проводилось методом длинной линии при помощи измерительного стенда, представленного на рисунке 2.3. На рисунке 2.4 представлена фотография соответствующей тестовой структуры сделанная в оптическом микроскопе. Предполагалось, что сопротивление измерительных проводов пренебрежимо мало, а сопротивление между двумя металлизированными площадками шириной W, расположенными на расстоянии l, описывается классической формулой:

$$R = R_{sh} \cdot \frac{l}{W} + 2 \cdot R_{ohm} W ,$$

где R_{sh} — слоевое сопротивление гетероструктуры (Ом/ \Box); R_{ohm} — сопротивление омического контакта (Ом·мм).

Для определения слоевого сопротивления гетероструктуры и сопротивле-

ния омического контакта измерялись два тестовых сопротивления: R_1 — сопротивление между металлизированными площадками шириной W, расположенными на расстоянии l (левая часть рисунка 2.4) и R_2 — между площадками, расположенными на расстоянии 2l (правая часть рисунка 2.4).



Рисунок 2.3 — Фотография стенда для измерения статических параметров непосредственно на пластине.



Рисунок 2.4 — Фотография тестовой структуры для определения сопротивления омических контактов и слоевого сопротивления гетероструктуры.

Далее из системы уравнений:

$$\begin{cases} R_1 = R_{sh} \cdot \frac{l}{W} + 2 \cdot R_{ohm}W \\ R_2 = R_{sh} \cdot \frac{2l}{W} + 2 \cdot R_{ohm}W \end{cases}$$

определялись R_{sh} и R_{ohm} :

$$R_{sh} = (R_2 - R_1) \cdot \frac{W}{l} ,$$
$$R_{ohm} = \frac{2 \cdot R_1 - R_2}{2 \cdot W} .$$

2.2.2 Методика измерений S-параметров

На рисунке 2.5 представлена фотография измерительного стенда, в состав которого входят:

- векторный анализатор цепей PNA E8361A;
- измерительные СВЧ-зонды I67-A-GSG-150;
- зондодержатели МРН;
- зондовый стол ЭМ-6030;
- источники постоянного напряжения;
- коаксиальные волноводы и соединительные провода;
- персональный компьютер со специализированным программным обеспечением.

Измерительный стенд обеспечивает измерение S-параметров в частотном диапазоне от 0.1 до 67 ГГц.

Непосредственно перед проведением серии измерений выполнялась калибровка измерительного стенда. Метод калибровки подразумевает проведение измерений эталонных калибровочных мер (рисунок 2.6), которые предоставляются производителем измерительного оборудования на специальных калибровочных пластинах. Стандартные калибровочные меры содержат ряд пассивных элементов, таких как полоски, закоротки и элементы нагрузок. Для калибровки использовался метод LRRM (Line-Reflect-Reflect-Match) (линия-отражениеотражение-согласование). На основании полученных данных производилось автоматическое вычисление величины систематической погрешности для последующих измерений. Поскольку калибровка производится при помощи специализированного програмного пакета WinCal компании Cascade Microtech, в состав



Рисунок 2.5 — Фотография стенда для измерения S-параметров непосредственно на пластине.



Рисунок 2.6 — Эталонные калибровочные меры (слева направо: полосок, закоротка и нагрузка на 50 Ом).



Рисунок 2.7 — Фотография измеряемого полевого транзистора и схематичное обозначение его подключения по схеме с общим истоком.

которого входят параметры калибровочных мер и параметры измерительных CBЧ-зондов, то оператору не требуется вводить в программу или анализатор цепей никаких дополнительных данных. После калибровки на экран выводится отчёт, по которому можно судить о степени точности калибровки и при необходимости выполнить процедуру заново.

После калибровки измерительные CBЧ-зонды устанавливались на контактные площадки тестовых транзисторов (рисунок 2.7) и проводились измерения S-параметров. Подача напряжения для выведения транзистора в рабочую точку осуществлялась непосредственно через измерительные зонды. Результаты измерения сохранялись в электронном виде для дальнейшего анализа.

2.2.3 Методика измерения коэффициента шума

На рисунке 2.8 представлена фотография стенда для измерения коэффициента шума, в состав которого входят:

- анализатор спектра РХА Signal Analyzer N9030A;
- генератор шума SNS N4002A или 346C-K01;
- измерительные СВЧ-зонды АСР40А;
- зондодержатели МРН;
- зондовый стол ЭМ-6030;
- источники постоянного напряжения;
- коаксиальные волноводы и соединительные провода.

Измерительный стенд обеспечивает измерение коэффициентов шума и усиления в пятидесятиомном тракте непосредственно на пластине в частотном диапазоне от 0.01 до 50 ГГц.

Непосредственно перед проведением серии измерений выполнялась калибровка измерительного стенда, которая заключалась в подключении эталонного генератора шума ко входу анализатора спектра, в состав которого входит программное обеспечение для автоматизации процедуры калибровки. Калибровка



Рисунок 2.8 — Фотография стенда для измерения коэффициента шума непосредственно на пластине.

производилась в автоматическом режиме без оператора. Далее генератор шума устанавливался на входной СВЧ-зонд. Для получения более достоверных результатов измерений было дополнительно учтено затухание сигнала в измерительных СВЧ-зондах, коаксиальных волноводах и соединительных разъёмах, расположенных до и после измеряемого транзистора. При учёте затухания сигнала использовалась таблица компенсации потерь по входу и выходу измеряемого транзистора. Данные о затухании сигнала на заданных рабочих частотах брались из измерений при помощи векторного анализатора цепей используемой измерительной оснастки на этих же частотах. После ввода в память анализатора спектра таблиц компенсации потерь автоматически, при помощи встроенного программного обеспечения, выполнялась корректировка значений коэффициентов шума и усиления.

2.3 Разработка метода экстракции параметров линейных моделей полевых транзисторов

Для описания частотных и шумовых параметров полевых транзисторов мм-диапазона на основе гетероструктур AlGaN/GaN в определённой рабочей точке использовалась малосигнальная эквивалентная схема, представленная на рисунке 2.9. Значения элементов эквивалентной схемы подбирались численным методом на основе произведённых измерений. Для этого из элементов схемы был составлен вектор:

$$\mathbf{p} = (G_m, \tau, C_{gs}, C_{gd}, C_{ds}, R_{gs}, R_{gd}, R_i, R_j, R_{ds}, \dots$$
$$R_s, R_d, R_g, C_{pgs}, C_{pds}, C_{pgd}, L_g, L_d, L_s)^T,$$

определённый в 19-мерном евклидовом пространстве R^{19} , и при помощи алгоритмов Нелдера-Мида и Хука-Дживса численного поиска локального минимума функции производился поиск минимального значения целевой функции на множестве допустимых решений $P \subseteq R^{19}$:

$$F_t(\mathbf{p}^*) = \min_{\mathbf{p} \in P} F_t(\mathbf{p}).$$

Множество *P* было ограничено 19-мерным прямоугольником, а целевая функция вычислялась по формулам:

$$F_{t} = \Delta_{S} + \Delta_{K} + 0.0025 \cdot \Delta_{U},$$

$$\Delta_{S} = \frac{1}{4} \sum_{i,j=1}^{2} |S_{ij} - S_{ij}^{\text{\tiny H3M}}|^{2},$$

$$\Delta_{K} = (K - K_{\text{\tiny H3M}})^{2},$$

$$\Delta_{U} = \frac{(U - U_{\text{\tiny H3M}})^{2}}{U_{\text{\tiny H3M}}^{2}},$$
(2.1)

где S, K и U — расчитанные с помощью линейной модели полевого транзистора, представленной на рисунке 2.9, S-параметры, коэффициент устойчивости и коэффициент однонаправленного усиления, а $S^{изм}$, $K_{изм}$ и $U_{изм}$ — соответствующие измеренные величины. Значения Δ_S и Δ_U усреднялись по количеству измеренных частотных точек от 0.1 до 67 ГГц с шагом 0.1 ГГц, а Δ_K — по всем частотным точкам от 0.1 до 10 ГГц с шагом 0.1 ГГц.

Как указывается в литературе, основным недостатком численных методов определения значений параметров эквивалентной схемы является наличие нескольких локальных минимумов в обрасти поиска, что затрудняет нахождение глобального минимума целевой функции. Поэтому был произведён анализ влияния значений элементов эквивалентной схемы на сходимость решения. Для этого варьировалось значение исследуемого элемента в соответствующем диапазоне поиска, и для каждого из фиксированных значений по оставшимся восемнадцати элементам производился поиск минимального значения целевой функции на множестве *P*.



Рисунок 2.9 — Полная малосигнальная эквивалентная схема полевого транзистора мм-диапазона, включённого по схеме с общим истоком. Схема состоит из следующих элементов: G_m — внутренняя крутизна; τ — постоянная времени задержки; C_{gs} , C_{gd} , C_{ds} — ёмкости затвор-исток, затвор-сток и сток-исток; v разность потенциалов на ёмкости C_{gs} ; R_i , R_j — сопротивления области канала под затвором со стороны истока и стока соответственно; R_{ds} — выходное сопротивление; R_s , R_d , R_g — сопротивления стока, истока и сопротивление металла затвора; C_{pgs} , C_{pds} , C_{pgd} — ёмкости металлических площадок транзистора со стороны затвора, стока и ёмкость между затвором и стоком; L_g , L_d , L_s индуктивности затвора, стока и истока соответственно.

Исследование влияния R_j на сходимость решения показывает слабое монотонное возрастание минимума целевой функции при увеличении значения от 0 до 80 Ом, а наилучшее решение достигается в районе нуля. Кроме этого физический смысл данного элемента в полевых транзисторах мм-диапазона с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктур AlGaN/GaN точно не определён. Более того, R_j мало по сравнению с последовательно соединенной ёмкостью C_{gd} , которая имеет реактивное сопротивление порядка 80 Ом на частоте 50 ГГц. Из этого следует, что R_j можно пренебречь без уменьшения точности описания динамических параметров, а также физических свойств транзистора.

Аналогичная ситуация наблюдается и для R_i . Значения этого элемента также не влияют на сходимость решения в области нескольких Ом, но при больших значениях (более 10 Ом) наблюдается резкое возрастание минимума целевой функции. При проверке сходимости решения на измерениях от разных образцов транзисторов часть из них показывает зависимость значений некоторых параметров эквивалентной схемы от выбора R_i , что приводит к неверному их определению. Особенно это заметно на R_q , значение которого можно определить из измерения омического сопротивления затвора. В ранних публикациях сосредоточенным элементом R_i описывали обеднённую область канала полевого транзистора на GaAs с трёхмерным электронным газом и затвором длиной порядка 1 мкм. Также это сопротивление связывали с шероховатостью (дефектностью) поверхности полупроводникового барьерного слоя, контактирующего с металлом затвора, обусловленной травлением подзатворного рецесса. В полевых транзисторах мм-диапазона с двумерным электронным газом на основе гетероструктур AlGaN/GaN и длиной затвора порядка 100 нм и менее отсутствует обширная трёхмерная обеднённая область под затвором, поскольку электронный газ локализован в тонком слое полупроводника вблизи гетероперехода AlGaN/GaN. Помимо этого упрощена и технология формирования затворного электрода, исключающая травление подзатворной области. Как следствие, в полевых транзисторах мм-диапазона на основе нитридных гетероструктур физический смысл R_i теряется. Более того, из анализа сходимости следует, что значение R_i составляет не более 8 Ом, что на порядок меньше реактивного сопротивления C_{gs} ($[\omega C_{gs}]^{-1} = [2\pi \cdot 50 \ \Gamma \Gamma \mathfrak{l} \cdot 40 \ \Phi \Phi]^{-1} = 80 \ \mathrm{Om}$), и им можно пренебречь без уменьшения точности описания измерений.

Два эквивалентных сопротивления R_{gs} и R_{gd} , включённых параллельно ёмкостям C_{gs} и C_{gd} , имеют значения порядка нескольких десятков (сотен) кОм. С их помощью моделируется протекание слабого тока через потенциальный барьер Шоттки, образованного при контакте металла затвора с полупроводником, что делает модель более приближенной к физическому устройству. Благодаря наличию сопротивлений R_{gs} и R_{gd} линейная модель полевого транзистора более точно описывает значения коэффициента устойчивости и однонаправленного коэффициента усиления в диапазоне частот до 10 ГГц, как это продемонстрировано на рисунке 2.10.



Рисунок 2.10 — Точность описания измерений коэффициента устойчивости (а) и однонаправленного коэффициента усиления U (б) при помощи малосигнальной эквивалентной схемы полевого транзистора мм-диапазона с учётом сопротивлений R_{gs} и R_{gd} , включённых параллельно ёмкостям C_{gs} и C_{gd} соответственно (рисунок 2.9) и без учёта этих сопротивлений (сплошные линии — результат расчёта по модели; точки — измерения).

Рассмотрим элементы G_m , R_{ds} , R_s и R_d , которые отражают как динамические, так и статические параметры полевого транзистора. Внутренняя крутизна G_m имеет единственное значение из области поиска, при котором достигается наилучшее решение задачи, однако наличие резкого увеличения минимума целевой функции слева и слабое монотонное возрастание справа от наилучшей точки может послужить увеличению времени сходимости. Выходное сопротивление R_{ds} также имеет единственное значение, соответствующее наилучшему решению, при этом, в отличие от G_m , минимум целевой функции резко увеличивается как слева, так и справа от него, что способствует достаточно быстрому определению оптимального значения R_{ds} . Последовательные сопротивления R_s и R_d также имеют единственное оптимальное значение, однако минимум целевой функции относительно слабо зависит от изменения их значений, что также может послужить увеличению времени сходимости.

Для уменьшения времени сходимости было ограничено множество допустимых решений P и выбрано начальное приближение значений элементов G_m , R_{ds} , R_s и R_d следующим образом. Сосредоточенные элементы R_s и R_d моделируют сопротивление, определяемое омическими контактами истока и стока, а также частью канала до затвора. Их значения не должны превосходить максимально возможного сопротивления, определяемого суммой $R = R_{sh} \cdot d + 2 \cdot R_{ohm}$, где d — расстояние между стоком и истоком. Значения внешних крутизны g_m и выходной проводимости g_{ds} транзистора могут быть получены из статических измерений вольт-амперной характеристики, а также из действительных значений динамических комплексных проводимостей $\Re e(Y_{21})$ и $\Re e(Y_{22})$ при частоте, стремящейся к нулю. Значения внутренних крутизны G_m и выходной проводимости G_{ds} оценивались из соотношений, связывающих внешние и внутренние статические параметры:

$$G_m = \frac{g_m}{1 - g_m \cdot R_s - g_{ds} \cdot (R_s + R_d)} ,$$

$$G_{ds} = \frac{g_{ds}}{1 - g_m \cdot R_s - g_{ds} \cdot (R_s + R_d)} ,$$

где $G_{ds} = 1/R_{ds}$. Стоит также отметить, что знаменатель представленных выражений должен быть положительным. Для этого на множество допустимых решений было наложено два дополнительных ограничения: $0 \leq g_m \cdot R_s \leq 0.5$ и $0 \leq g_{ds} \cdot (R_s + R_d) \leq 0.2$.

Внутренние ёмкостные элементы C_{gs}, C_{gd} и C_{ds} также имеют единственное

чётко выраженное значение, при котором достигается минимум целевой функции. Для определения начального приближения C_{gs} и C_{gd} при описании динамических параметров активного (не закрытого) полевого транзистора можно использовать следующие рассуждения. В первом приближении максимальную частоту усиления по току можно описать выражением:

$$f_{\rm T} = \frac{G_m}{2\pi \left[(C_{gs} + C_{gd}) \left(1 + (R_s + R_d) G_{ds} \right) + C_{gd} G_m \left(R_s + R_d \right) \right]} ,$$

а максимальный коэффициент устойчивого усиления MSG выражением:

$$MSG = \left|\frac{S_{21}}{S_{12}}\right| \approx \frac{f_{\rm MSG}}{f} = \frac{G_m}{2\pi f \left[C_{gd} \left(1 + R_s G_m\right) + \left(C_{gs} + C_{gd}\right) G_{ds} R_s\right]}$$

Значения $f_{\rm T}$ и $f_{\rm MSG}$ определяются по линейной зависимости $|H_{21}|^2$ и MSG от частоты в логарифмическом масштабе (рисунок 2.11(б)). После проведения ряда математических преобразований можно получить выражения для оценки ёмкостей C_{gs} и C_{gd} :

$$C_{gs} = \frac{\frac{G_m}{2\pi f_{\rm MSG}} \left[\frac{f_{\rm MSG}}{f_{\rm T}} - \frac{1 + (R_s + R_d)(G_m + G_{ds})}{1 + R_s(G_m + G_{ds})} \right]}{\left[1 + \frac{R_s + R_d}{R_{ds}} - \frac{R_s}{R_{ds}} \cdot \frac{1 + (R_s + R_d)(G_m + G_{ds})}{1 + R_s(G_m + G_{ds})} \right]} ,$$

$$C_{gd} = \left[\frac{G_m}{2\pi f_{\rm MSG}} - \frac{R_s}{R_{ds}} \cdot C_{gs} \right] \cdot \frac{1}{1 + R_s (G_m + G_{ds})}$$

Анализы влияния сопротивления затвора R_g и времени фазовой задержки τ на сходимость также выявили единственность решения, при котором достигается минимум целевой функции. Однако в левой области от минимума наблюдается слабая зависимость сходимости, что может послужить увеличению времени поиска решения. Следует отметить, что точное определение τ является не критичным, и в первом приближении его можно определить нулём. Сопротивление R_g порядка нескольких Ом, и в качестве хорошего начального приближения можно его определить значением 6 Ом.

Индуктивные L_g , L_d и L_s и ёмкостные C_{pgs} , C_{pgd} и C_{pds} элементы также имеют единственно возможное значение, соответствующее наилучшему решению задачи. Для L_g наблюдается ярко выраженная зависимость минимума целевой функции от значения элемента, что позволяет быстро его определить. Для L_d и L_s зависимость менее выражена, что может послужить увеличению времени поиска, и в качестве первого приближения их можно определить нулевыми значениями. Для ёмкостных элементов в качестве первого приближения также лучше использовать нулевые значения.

На основании проведённого исследования влияния значений элементов эквивалентной схемы полевого транзистора мм-диапазона можно судить о единственности решения задачи, при котором вычисленные с помощью малосигнальной модели динамические параметры достаточно точно описывают измерения (рисунок 2.10 и 2.11).



Рисунок 2.11 — Сравнение измеренных и вычисленных на основе малосигнальной модели полевого транзистора мм-диапазона *S*-параметров (а), максимального коэффициента стабильного усиления G_{MAX} и коэффициента усиления по току $|H_{21}|^2$ (б) (сплошные линии — результат расчёта по модели; точки — результат измерения).

Также единственность решения в ограниченном многомерном прямоугольнике можно подтвердить дополнительным численным экспериментом. В этом эксперименте начальное приближение выбирается случайным образом из области допустимых решений, и далее ищется минимум целевой функции. Таким образом была набрана статистика из 10000 случайных начальных приближений. Исследование показало, что значения найденных векторов решения сходятся в определённую область, имеющую единственный минимум. Наличие единственной области, имеющей один минимум, может с большой вероятностью утверждать о единственности решения на ограниченном множестве *P*. Размер области зависит от количества итераций поиска решения, и чем больше итераций, тем меньше размер. Это происходит из-за того, что в задаче многомерного поиска минимума присутствует глубокий узкий овраг. Взаимная корреляция между значениями элементов найденных многомерных векторов также свидетельствует о наличии узкого оврага. В результате алгоритм поиска минимума сначала относительно быстро приводит решение на дно оврага, а затем начинает медленно двигать его вдоль этого дна к единственному минимуму целевой функции. По этой причине рекомендуется использовать начальное приближение, вычисленное вышеуказанными методами.

2.4 Метод экстракции параметров источников высокочастотного шума полевых транзисторов

Для уменьшения коэффициента шума полевого транзистора мм-диапазона необходимо знать природу происхождения случайных флуктуаций токов и напряжений, а также соотношение между мощностью источников этих флуктуаций. При определении спектральных плотностей случайных флуктуаций, а также процентного соотношения между ними были использованы вычисления, основанные на методе преобразования матриц спектральных плотностей (корреляционных матриц). Используемая эквивалентная схема полевого транзистора представлена на рисунке 2.9. Транзистор был разделён на две части: внешнюю и внутреннюю. Внешняя часть транзистора (упаковка) моделировалась при помощи восьмиполюсной схемы, разделённой на две составляющие (рисунок 2.12). Первая составляющая внешней упаковки включала пассивные ёмкостные (C_{pgs} , C_{pad} и C_{pds}) и индуктивные (L_g , L_d и L_s) элементы. Матрица комплексных проводимостей для этой части упаковки записывается следующим образом:

$$Y_{p}^{(LC)} = \begin{pmatrix} \frac{1}{j\omega}A_{1} + j\omega\left(C_{pgs} + C_{pgd}\right) & -\frac{1}{j\omega}A_{12} - j\omega C_{pgd} & -\frac{1}{j\omega}A_{1} & \frac{1}{j\omega}A_{12} \\ -\frac{1}{j\omega}A_{12} - j\omega C_{pgd} & \frac{1}{j\omega}A_{2} + j\omega\left(C_{pds} + C_{pgd}\right) & \frac{1}{j\omega}A_{12} & -\frac{1}{j\omega}A_{2} \\ -\frac{1}{j\omega}A_{1} & \frac{1}{j\omega}A_{12} & \frac{1}{j\omega}A_{1} & -\frac{1}{j\omega}A_{12} \\ \frac{1}{j\omega}A_{12} & -\frac{1}{j\omega}A_{2} & -\frac{1}{j\omega}A_{12} & \frac{1}{j\omega}A_{2} \end{pmatrix}$$

где

$$A_{1} = \frac{L_{d} + L_{s}}{L_{g}L_{d} + L_{g}L_{s} + L_{d}L_{s}},$$
$$A_{12} = \frac{L_{s}}{L_{g}L_{d} + L_{g}L_{s} + L_{d}L_{s}},$$
$$A_{2} = \frac{L_{g} + L_{s}}{L_{g}L_{d} + L_{g}L_{s} + L_{d}L_{s}}.$$

Для удобства записи и вычислений матрица $Y_p^{(LC)}$ разделяется на четыре подматрицы $Y_{ee}^{(LC)}$, $Y_{ei}^{(LC)}$, $Y_{ie}^{(LC)}$ и $Y_{ii}^{(LC)}$ размерностью 2 × 2, в которых индекс «*e*» соответствует индексам 1 и 2, а «*i*» — индексам 3 и 4. Матрица спектральных плотностей равна нулю $C_p^{(LC)} = 0$, поскольку в этой части внешней упаковки нет источников случайных флуктуаций тока и напряжения.



Рисунок 2.12 — Эквивалентная схема внешней части (упаковки) полевого транзистора мм-диапазона. Схема разделённа на две составляющие (вторая составляющая эквивалентной схемы выводами 1 и 2 присоединяется в выводам 3 и 4 первой). Первая часть схемы (а) содержит ёмкостные и индуктивные элементы без источников шума. Вторая часть (б) содержит резистивные элементы с источниками теплового шума, определёнными спектральными плотностями: $S_{\delta i_g,\delta i_g} = 4 k_{\rm B} T_a \cdot 1/R_g; S_{\delta i_d,\delta i_d} = 4 k_{\rm B} T_a \cdot 1/R_d$ и $S_{\delta i_s,\delta i_s} = 4 k_{\rm B} T_a \cdot 1/R_s$.

Вторая составляющая внешней упаковки включала резистивные элементы

затвора R_g , стока R_d и истока R_s , а также источники теплового шума со спектральными плотностями $S_{\delta i_g,\delta i_g}$, $S_{\delta i_d,\delta i_d}$ и $S_{\delta i_s,\delta i_s}$, связанные с соответствующими сопротивлениями классическими соотношениями Найквиста (теорема Найквиста). Для удобства записи и вычислений матрица комплексных проводимостей для этой части внешней упаковки $Y_p^{(R)}$ также была разделена на четыре подматрицы размерностью 2 × 2, которые выглядят следующим образом:

$$Y_{ee}^{(R)} = -Y_{ei}^{(R)} = -Y_{ie}^{(R)} = Y_{ii}^{(R)} = \begin{pmatrix} \frac{R_d + R_s}{R_g R_d + R_g R_s + R_d R_s} & -\frac{R_s}{R_g R_d + R_g R_s + R_d R_s} \\ -\frac{R_s}{R_g R_d + R_g R_s + R_d R_s} & \frac{R_d + R_s}{R_g R_d + R_g R_s + R_d R_s} \end{pmatrix}$$

По аналогии матрица спектральных плотностей $C_p^{(R)}$, нормированная на $4k_{\rm B}T_0$, также была разделена на четыре подматрицы размерностью 2×2 , которые вычисляются по формулам:

$$C_{ee}^{(R)} = -C_{ei}^{(R)} = -C_{ie}^{(R)} = C_{ii}^{(R)} = \frac{T_a}{T_0} \begin{pmatrix} \frac{R_d + R_s}{R_g R_d + R_g R_s + R_d R_s} & \frac{R_s}{R_g R_d + R_g R_s + R_d R_s} \\ \frac{R_s}{R_g R_d + R_g R_s + R_d R_s} & \frac{R_d + R_s}{R_g R_d + R_g R_s + R_d R_s} \end{pmatrix}$$

Для удаления из измерений вклада внешних ёмкостных, индуктивных и резистивных элементов, а также источников теплового шума была использована формула (1.6), которая, с учётом вышеизложенных выражений, записывается следующим образом:

$$C_d = D_{(R)} \cdot \left(C_{pd}^{(LC)} - C_{ee}^{(R)} \right) \cdot D_{(R)}^H - C_{ie}^{(R)} \cdot D_{(R)}^H - D_{(R)} \cdot C_{ei}^{(R)} - C_{ii}^{(R)}, \quad (2.2)$$

где

$$D_{(R)} = Y_{ie}^{(R)} \cdot \left(Y_{pd}^{(LC)} - Y_{ee}^{(R)}\right)^{-1},$$

$$C_{pd}^{(LC)} = D_{(LC)} \cdot C_{pd} \cdot D_{(LC)}^{H},$$

$$Y_{pd}^{(LC)} = -D_{(LC)} \cdot Y_{ei}^{(LC)} - Y_{ii}^{(LC)},$$

$$D_{(LC)} = Y_{ie}^{(LC)} \cdot \left(Y_{pd} - Y_{ee}^{(LC)}\right)^{-1}.$$

Значения матрицы комплексных проводимостей Y_{pd} , а также матрицы спектральных плотностей C_{pd} определялись из измерений S-параметров, минимального коэффициента шума, эквивалентного шумового сопротивления и оптимального коэффициента отражения транзистора. Таким образом, с помощью

матричных преобразований вычислялась матрица спектральных плотностей флуктуаций токов C_d внутренней части полевого транзистора.

Для моделирования шумовых параметров внутренней части полевого транзистора мм-диапазона использовались следующие рассуждения. Флуктуации тока со стороны затвора δj_1 обусловлены двумя факторами. Первый фактор связан с наведёнными случайными колебаниями напряжения на затворе δv_g из-за ёмкостной связи затвора с каналом. В этом случае колебания тока будут определяться произведением $\omega C_{gs} \, \delta v_g$. Второй фактор обусловлен током утечки через затвор. В этом случае флуктуации тока δi_{Sh} будут иметь спектральную плотность, аналогичную спектральной плотности дробового шума диода $S_{\delta i_{Sh},\delta i_{Sh}} = 2qI$, где q — заряд электрона, I — ток через потенциальный барьер Шоттки. Поскольку эти два механизма не связаны между собой, то взаимная спектральная плотность $S_{\delta v_g,\delta i_{Sh}}$ равна нулю.

Флуктуации тока внутреннего полевого транзистора со стороны стока δj_2 также обусловлены двумя факторами. Первый фактор связан с флуктуациями скорости электронов в канале транзистора под затвором, вызванными рассеянием на фононах и различного рода неоднородностях. Флуктуации скорости приводят к колебаниям тока δi_{ds} со спектральной плотностью $S_{\delta i_{ds},\delta i_{ds}}$. Второй фактор обусловлен тем, что наведённые колебания напряжения на затворе δv_g приводят к колебаниям дна зоны проводимости и тем самым модулируют концентрацию электронов в квантовой яме у гетерограницы. При этом колебания тока будут связаны с колебаниями напряжения на затворе через внутреннюю крутизну полевого транзистора: $G_m \cdot \delta v_q$.

Таким образом, уравнения описывающие случайные флуктуации тока внутренней части полевого транзистора мм-диапазона со стороны затвора и стока, записываются следующим образом:

$$\begin{cases} \delta j_1 = j\omega C_{gs} \cdot \delta v_g + \delta i_{Sh} \\ \delta j_2 = G_m \cdot \delta v_g + \delta i_{ds} \end{cases}$$
(2.3)

Спектральные плотности колебаний токов, а также модуль взаимной спек-

тральной плотности выражаются следующим образом:

$$\begin{cases}
S_{\delta j_1,\delta j_1} = \omega^2 C_{gs}^2 \cdot S_{\delta v_g,\delta v_g} + S_{\delta i_{Sh},\delta i_{Sh}} \\
S_{\delta j_2,\delta j_2} = G_m^2 \cdot S_{\delta v_g,\delta v_g} + S_{\delta i_{ds},\delta i_{ds}} \\
|S_{\delta j_1,\delta j_2}| = \omega C_{gs} G_m \cdot S_{\delta v_g,\delta v_g}
\end{cases}$$
(2.4)

В данных выражениях предполагалось, что взаимная спектральная плотность наведённых флуктуаций напряжения на затворе внутреннего транзистора и колебаний тока в канале, связанных со скоростью электронов, $S_{\delta v_g, \delta i_{ds}}$ равна нулю. Это предположение было сделано на основе теоретической работы группы авторов под руководством Алана Каппи [56]. Также предполагалось, что в СВЧ диапазоне спектральные плотности источников случайных колебаний не зависят от частоты. Из этих предположений следует, что $S_{\delta j_1, \delta j_1} \sim f^2 + f^0$, $|S_{\delta j_1, \delta j_2}| \sim f$ и $S_{\delta j_2, \delta j_2} \sim f^0$. Аналогичные зависимости наблюдаются и на эксперименте. На рисунке 2.13 показаны спектральные плотности внутреннего транзистора, полученные путём удаления из измерений внешних ёмкостей, индуктивностей и резистивных элементов с соответствующими тепловыми источниками колебаний тока. Значения спектральных плотностей вычислялись с помощью аппроксимаций измерений уравнениями (2.4) методом наименьших квадратов. Значения затворной ёмкости C_{gs} , а также внутренней крутизны G_m были определены на этапе построения линейных моделей (см. п.2.3).

После определения всех значений параметров эквивалентной схемы и значений спектральных плотностей источников шума можно вычислить полный набор шумовых параметров полевого транзистора. На рисунке 2.14 продемонстрировано сравнение экспериментальных значений минимального коэффициента шума NF_{min} , эквивалентного шумового сопротивления R_n и оптимального коэффициента отражения $\Gamma_{\text{опт}}$, нормированного на сопротивление 50 Ом, в диапазоне частот от 8 до 35 ГГц. Как можно видеть, шумовая модель превосходно описывает все три параметра.

Поскольку известны значения спектральных плотностей всех источников шума, то можно оценить процент вклада этих источников в значение минималь-



Рисунок 2.13 — Сравнение измеренных и аппроксимированных значений спектральных плотностей флуктуаций токов внутренней части полевого транзистора мм-диапазона со стороны затвора $S_{\delta j_1,\delta j_1}$, стока $S_{\delta j_2,\delta j_2}$, а также взаимной спектральной плотности $S_{\delta j_1,\delta j_2}$. Точки отражают значения измерений за вычетом внешних ёмкостных, индуктивных и резистивных элементов с соответствующими источниками теплового шума. Линии отражают аппроксимированные по формуле (2.4) значения.

ного коэффициента шума. Для этого в модели полевого транзистора выбирался определённый источник, и его спектральная плотность уменьшалась до нулевого значения. После этого вычислялась разница между минимальным коэффициентом шума исходного транзистора и транзистора без одного источника. Эта процедура повторялась для каждого источника. После этого вычислялись процентные соотношения между изменениями коэффициента шума. Согласно проделанной оценке было установлено, что на частоте 35 ГГц на долю случайных флуктуаций скорости электронов в канале приходится около 60%. Это самый мощный и значимый источник шума. На втором месте находится источник теплового шума резистивного элемента затвора, который составляет чуть менее 20%. В сумме эти источники дают около 80% от минимального коэффициента шума. Тепловые источники оммических контактов и части канала до затвора составляют чуть более 10%, а наведённые флуктуации напряжения на затворе внутреннего транзистора чуть менее 10%. Дробовой шум от утечки по затвору составляет менее 1%, и его можно не учитывать.



Рисунок 2.14 — Сравнение измеренных и вычисленных по модели значений минимального коэффициента шума (а), эквивалентного шумового сопротивления (в), модуля (б) и фазы (г) оптимального коэффициента отражения (линии значения, вычисленные по модели полевого транзистора; точки — измерения).

2.5 Выводы

В настоящей работе изготовлены образцы полевых транзисторов мм-диапазона длин волн на основе гетероструктур $Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$ с мольной долей Al от 22 до 32%, толщиной барьерного слоя $Al_xGa_{1-x}N/AlN$ от 11.2 до 33 нм и длиной Т-образного затвора менее 200 нм. Транзисторы имели ширину затвора 2×50 мкм и изготавливались по трём основным вариантам технологических маршрутов по планарной технологии с использованием технологического оборудования ИСВЧПЭ РАН.

Разработан метод экстракции значений элементов малосигнальной шумовой модели полевого транзистора мм-диапазона с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктур $Al_xGa_{1-x}N/GaN$. Метод основан на прямых численных алгоритмах поиска локального экстремума целевой функции и позволяет быстро и достаточно точно производить экстракцию значений элементов и создавать шумовые модели полевых транзисторов из измерений сверхвысокочастотных и шумовых параметров.

Глава 3. Теоретический анализ зависимости высокочастотного коэффициента шума полевых транзисторов мм-диапазона на основе AlGaN/GaN от толщины барьерного слоя AlGaN и длины затвора

3.1 Теоретический анализ высокочастотного шума

В основном общепринятые подходы к теоретическому анализу шумовых характеристик полевых транзисторов основаны на теории матричного описания линейных эквивалентных схем с сосредоточенными параметрами и источниками случайных флуктуаций напряжения или тока с известными спектральными плотностями. Такого рода эквивалентные схемы получают после физического моделирования методом Монте-Карло или решения систем уравнений. В современной литературе выделяется три подхода к вычислению шумовых характеристик, основанные на матричном описании эквивалентной схемы (см. п.1.2). В первом подходе (PRC модель) для вычисления шумовых характеристик используется эквивалентная схема внутренней части полевого транзистора без ёмкостной связи между затвором и стоком. На входе и выходе схемы расположены два взаимно коррелирующих источника случайных флуктуаций тока, спектральные плотности которых определяются тремя безразмерными параметрами P, *R* и *C*. Несмотря на то, что этот подход хорошо описывает частотное поведение шума, три безразмерных параметра модели очень сложно связать с толщиной барьерного слоя гетероструктуры AlGaN/GaN и длиной затвора. Также довольно часто используется полуэмпирический подход, предложенный Фукуи. Однако формула Фукуи для минимального коэффициента шума также получена без учёта ёмкостной связи между затвором и стоком, и в ней присутствует подгоночный параметр, не имеющий физического смысла, что также затрудняет выявление связи с толщиной барьерного слоя. Но тем не менее формула Фукуи показывает, что коэффициент шума прямо пропорционален длине затвора. И наконец, в подходе, предложенном Поспешальским для вычисления шумовых характеристик, также как и в модели PRC, используется эквивалентная схема внутренней части полевого транзистора без ёмкостной связи между затвором и стоком. На входе схемы расположен источник случайных флуктуаций напряжения, а на выходе — флуктуаций тока. Спектральная плотность источника флуктуаций напряжения определяется эквивалентной шумовой температурой T_g сопротивления R_i , а спектральная плотность источника флуктуаций тока — эквивалентной шумовой температурой T_d сопротивления R_{ds} . Шумовая температура T_g примерно соответствует температуре устройства, в то время как T_d имеет величину нескольких тысяч кельвин и связана с источником шума в канале полевого транзистора. Данный подход является наиболее удачным для определения влияния толщины барьерного слоя гетероструктур AlGaN/GaN и длины затвора на минимальный коэффициент шума полевых транзисторов на нитриде галлия.

В теории матричного описания минимальный коэффициент шума полевого транзистора вычисляется при помощи следующего равенства:

$$F_{min} = 1 + 2\left(R_n G_{cor} + \sqrt{R_n G_n + (R_n G_{cor})^2}\right).$$

Это выражение можно связать с двумя безразмерными параметрами $X=R_nG_{cor}$ и $\gamma=G_n/G_{cor}$ и представить как

$$F_{min} = 1 + 2\left(X + \sqrt{X^2 + \gamma X}\right). \tag{3.1}$$

Три основных шумовых параметра G_n , R_n и $Y_{cor} = G_{cor} + jB_{cor}$, присутствующие в формуле для минимального коэффициента шума, в теории матричного описания выраженные в терминах комплексных проводимостей и спектральных плотностей случайных флуктуаций токов, нормированных на $4k_{\rm B}T_0$, записываются в следующем виде:

$$G_n = S_{\delta i_1, \delta i_1} - \frac{S_{\delta i_1, \delta i_2} S_{\delta i_2, \delta i_1}}{S_{\delta i_2, \delta i_2}} ,$$

$$R_n = S_{\delta i_2, \delta i_2} \cdot \frac{1}{|Y_{21}|^2} ,$$

$$Y_{cor} = Y_{11} - Y_{21} \cdot \frac{S_{\delta i_1, \delta i_2}}{S_{\delta i_2, \delta i_2}} .$$

Согласно такому представлению два безразмерных параметра определяются равенствами

$$X = \frac{S_{\delta i_2, \delta i_2}}{|Y_{21}|^2} \cdot \Re e \left(Y_{11} - Y_{21} \cdot \frac{S_{\delta i_1, \delta i_2}}{S_{\delta i_2, \delta i_2}} \right) ,$$

$$\gamma = \frac{S_{\delta i_1, \delta i_1} S_{\delta i_2, \delta i_2} - |S_{\delta i_1, \delta i_2}|^2}{\Re e(Y_{11} S_{\delta i_2, \delta i_2} - Y_{21} S_{\delta i_1, \delta i_2})} .$$

Исходя из такого представления можно выразить минимальный коэффициент шума полевого транзистора мм-диапазона на нитриде галлия через его основные динамические характеристики. Для этого необходимо лишь оценить с учётом нижеизложенных допущений зависимости X и γ . При оценке считалось, что Y_{11} — входная комплексная проводимость транзистора; Y_{21} — комплексное значение крутизны транзистора, учитывающее фазовую задержку сигнала на стоке относительно затвора; $S_{\delta i_1,\delta i_2}$ — взаимная спектральная плотность случайных флуктуаций токов со стороны затвора и стока полевого транзистора, которую можно представить как тройное произведение входной комплексной проводимости на комплексное значение крутизны и на спектральную плотность случайных флуктуаций напряжения на затворе полевого транзистора $S_{\delta i_1,\delta i_2} = Y_{11}Y_{21}^*S_{\delta v_a,\delta v_a}; S_{\delta i_2,\delta i_2}$ — спектральная плотность случайных флуктуаций тока со стороны стока полевого транзистора, которые в основном обусловлены флуктуациями тока в канале транзистора из-за флуктуаций дрейфовой скорости электронов двумерного электронного газа. Для горячих электронов эта спектральная плотность в нелинейной области пропорциональна производной тока по напряжению, то есть выходной проводимости. С учётом вышеизложенного, выражение для X примет следующий вид:

$$X = \frac{S_{\delta i_2, \delta i_2}}{|Y_{21}|^2} \cdot \Re e \left(Y_{11} - Y_{11} |Y_{21}|^2 \cdot \frac{S_{\delta v_g, \delta v_g}}{S_{\delta i_2, \delta i_2}} \right) = \frac{S_{\delta i_2, \delta i_2} |Y_{11}|^2}{|Y_{21}|^2} \cdot \Re e \left(\frac{1}{Y_{11}^*}\right) \left(1 - |Y_{21}|^2 \cdot \frac{S_{\delta v_g, \delta v_g}}{S_{\delta i_2, \delta i_2}}\right).$$

Отношение $|Y_{21}|^2 / |Y_{11}|^2 = |H_{21}|^2$ является коэффициентом усиления по току полевого транзистора, который можно аппроксимировать отношением макси-

мальной частоты усиления по току $f_{\rm T}$ к рабочей частоте транзистора f в широком диапазоне частот. Действительная часть от обратного значения входной комплексной проводимости Y_{11}^* равна входному сопротивлению, которое в основном определяется сопротивлением затвора R_g полевого транзистора. Отсюда получаем, что

$$X \approx A \cdot \frac{R_g}{R_{ds}} \cdot \left(\frac{f}{f_{\rm T}}\right)^2 - \Re e(Y_{11}) S_{\delta v_g, \delta v_g}.$$

И если брать во внимание только максимальную частоту усиления по току $f_{\rm T}$ и выходное сопротивление R_{ds} , поскольку именно эти два параметра зависят от толщины барьерного слоя и длины затвора, то X будет равен

$$X \approx A \cdot \frac{1}{f_{\rm T}^2 R_{ds}} - B, \qquad (3.2)$$

где A и B — два параметра, не зависимых от $f_{\rm T}$ и R_{ds} .

Оценим теперь значение γ . Опираясь на то, что спектральную плотность случайных флуктуаций тока со стороны затвора можно выразить через спектральную плотность флуктуаций напряжения следующим образом: $S_{\delta i_1,\delta i_1} = |Y_{11}|^2 S_{\delta v_q,\delta v_q}$, и проводя аналогичные рассуждения, получим, что $\gamma = const \approx 1$.

Поскольку $\gamma \approx 1$, то коэффициент шума определяется только через X. Получается, что с одной стороны, согласно формуле (3.1), X можно выразить через коэффициент шума, а с другой, согласно (3.2), через произведение квадрата $f_{\rm T}$ на выходное сопротивление. Приравняв одно значение другому, получим линейную зависимость

$$\frac{(F_{min}-1)^2}{4 \cdot F_{min}} = A \cdot \frac{1}{f_{\rm T}^2 R_{ds}} - B.$$
(3.3)

Отсюда можно сделать промежуточный вывод о том, что в случае превосходства вклада в минимальное значение коэффициента шума полевого транзистора мм-диапазона на нитриде галлия от флуктуаций тока со стороны стока связанных, с колебаниями дрейфовой скорости электронов в канале, будет выполняться равенство (3.3), а минимальный коэффициент шума будет иметь обратную зависимость от произведения квадрата максимальной частоты усиления по току на выходное сопротивление. Полученные здесь выражения для X и γ являются приближёнными, однако они указывают на характер зависимостей минимального коэффициента шума от основных динамических параметров полевого транзистора. Точно вычислить значения X и γ можно только на основе упрощённой эквивалентной схемы транзистора. Так, например, при использовании шумовой модели Поспешальского, в которой учитывается только внутренняя часть транзистора без ёмкостной связи между затвором и стоком (таблица 1.1), выражения для X и γ будут выглядеть следующим образом:

$$X = \left(\frac{\omega C_{gs}}{G_m}\right)^2 \frac{R_i T_d}{R_{ds} T_0} = \left(\frac{f}{f_{\rm C}}\right)^2 \frac{R_i T_d}{R_{ds} T_0}, \quad \gamma = \frac{T_g}{T_0} \approx 1, \tag{3.4}$$

где $\omega = 2\pi f$ — рабочая частота; $f_{\rm C} = G_m/(2\pi C_{gs})$ — максимальная частота усиления по току внутренней части полевого транзистора; G_m — внутренняя крутизна; C_{gs} — ёмкость между затвором и истоком; R_i — сопротивление обеднённой области канала; R_{ds} — выходное сопротивление между стоком и истоком; T_g и T_d — эквивалентные шумовые температуры резистивных элементов R_i и R_{ds} , которые пропорциональны температурам электронного газа в электрических полях, перпендикулярном и параллельном каналу транзистора соответственно; $T_0 = 290$ K — эталонная температура.

Точно вычислить значения X и γ можно также на основе более реальной эквивалентной схемы полевого транзистора, показанной на рисунке 3.1. В представленной схеме, в отличие от схемы, используемой Поспешальским, дополнительно учитывается ёмкостная связь между стоком и истоком, а также учитывается сопротивление затвора и связанный с ним источник теплового шума, но при этом пренебрегается влияние сопротивления обеднённой области, которое для транзисторов с двумерным электронным газом и длиной затвора менее 200 нм пренебрежимо мало.

Матрица комплексных проводимостей для эквивалентной схемы, показанной на рисунке 3.1, записывается следующим образом:

$$Y = \begin{pmatrix} \frac{Y'_{11}}{1 + R_g Y'_{11}} & \frac{Y'_{12}}{1 + R_g Y'_{11}} \\ \frac{Y'_{21}}{1 + R_g Y'_{11}} & \frac{R_g (Y'_{11} Y'_{22} - Y'_{12} Y'_{21}) + Y'_{22}}{1 + R_g Y'_{11}} \end{pmatrix} , \qquad (3.5)$$

где

$$Y' = \begin{pmatrix} j\omega \left(C_{gs} + C_{gd} \right) & -j\omega C_{gd} \\ G_m - j\omega C_{gd} & \frac{1}{R_{ds}} - j\omega C_{gd} \end{pmatrix}$$

Спектральные плотности, выраженные через элементы эквивалентной схемы и нормированные на $4k_{\rm B}T_0$, записываются как

$$S_{\delta i_{1},\delta i_{1}} = \frac{T_{a}}{T_{0}} \cdot \frac{R_{g} \cdot \omega^{2} \left(C_{gs} + C_{gd}\right)^{2}}{1 + \omega^{2} R_{g}^{2} \left(C_{gs} + C_{gd}\right)^{2}}$$

$$S_{\delta i_{1},\delta i_{2}} = S_{\delta i_{2},\delta i_{1}}^{*} = \frac{T_{a}}{T_{0}} \cdot \frac{j \omega R_{g} \left(C_{gs} + C_{gd}\right) \left(G_{m} + j \omega C_{gd}\right)}{1 + \omega^{2} R_{g}^{2} \left(C_{gs} + C_{gd}\right)^{2}}$$

$$S_{\delta i_{2},\delta i_{2}} = \frac{T_{d}}{T_{0}} \cdot \frac{1}{R_{ds}} + \frac{T_{a}}{T_{0}} \cdot \frac{R_{g} \cdot \left(G_{m}^{2} + \omega^{2} C_{gd}^{2}\right)}{1 + \omega^{2} R_{g}^{2} \left(C_{gs} + C_{gd}\right)^{2}} .$$



Рисунок 3.1 — Эквивалентная схема полевого транзистора, используемая для анализа высокочастотного коэффициента шума, учитывающая ёмкостную связь между затвором и стоком, а также сопротивление затвора и связанный с ним источник теплового шума.

Вычисленные с помощью нормированной корреляционной матрицы значения X и γ выглядят следующим образом:

$$X = \frac{T_d}{T_0} \cdot \frac{R_g}{R_{ds}} \cdot \frac{\omega^2 \left(C_{gs} + C_{gd}\right)^2}{G_m + \omega^2 C_{gd}^2}, \ \gamma = \frac{T_a}{T_0}$$

Поскольку T_a порядка комнатной температуры, то с достаточно хорошей точностью можно предположить, что $\gamma = 1$. Отношение

$$\left(G_m + \omega^2 C_{gd}^2\right) / \left(\omega^2 \left(C_{gs} + C_{gd}\right)^2\right).$$

входящее в X, представляет собой $|H_{21}|^2$, поэтому его с достаточной точностью можно аппроксимировать как $(f_T/f)^2$. Окончательно аналитическое выражение для F_{min} можно представить как

$$F_{min} = 1 + 2\left(X + \sqrt{X + X^2}\right), \ X = \frac{T_d}{T_0} \cdot \frac{R_g}{R_{ds}} \left(\frac{f}{f_{\rm T}}\right)^2.$$
 (3.6)

Как можно видеть, полученные выражения для X и γ схожи с выражения ями, полученными в рамках модели Поспешальского.

Далее, для того чтобы теоретически увидеть зависимость минимального коэффициента шума полевого транзистора мм-диапазона на нитриде галлия от толщины барьерного слоя гетероструктуры и длины Т-образного затвора, были использованы результаты крупной экспериментальной работы [23], в которой авторы на основе обработки многочисленных данных для полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов на гетероструктурах AlGaN/GaN установили эмпирическую зависимость между максимальной частотой усиления по току $f_{\rm T}$, длиной затвора L_G и толщиной барьера гетероструктуры $t_{\rm 6ap}$ в виде:

$$f_{\rm T} = \frac{19.8}{L_G + 5.1 \cdot t_{\rm fap}}, \ \Gamma \Gamma \mathfrak{q}.$$
 (3.7)

Там же была показана экспериментальная зависимость выходного сопротивления R_{ds} от аспектного отношения $L_G/t_{\text{бар}}$ (рисунок 3.2). Зависимость была аппроксимирована выражением



$$R_{ds} = 65 \cdot 10^{0.065 \cdot L_G/t_{\text{fap}}}, \text{ Om.}$$
(3.8)

Рисунок 3.2 — Экспериментальная зависимость выходного сопротивления R_{ds} для полевых транзисторов с шириной затвора 100 мкм из работы [23] (точки) и для аппроксимированных по формуле 3.8 значений (сплошная линия) от отношения длины затвора к толщине барьера.

После подставления экспериментальных зависимостей (3.7) и (3.8) в точное аналитическое выражение для коэффициента шума внутренней части транзистора (выражения (3.4) и (3.6)) бала проанализирована зависимость коэффициента шума от толщины барьерного слоя гетероструктуры и длины Т-образного затвора на частоте 35 ГГц. Оказалось, что при фиксированной толщине барьерного слоя значения коэффициента шума для диапазона длин затворов от 60 до 250 нм локализованы в определённой области (рисунок 3.3(a)). И при уменьшении барьера эта область перемещается в сторону уменьшения коэффициента шума. Такая локализация значений коэффициента шума при фиксированной толщине барьерного слоя обусловлена конкуренцией двух параметров $f_{\rm T}$ и R_{ds} , поскольку они входят в знаменатель X в виде произведения $f_{\rm T}^2 R_{ds}$. При уменьшении длины затвора $f_{\rm T}$ растёт, но при этом выходное сопротивление уменьшается, и наоборот, при увеличении длины затвора выходное сопротивление увеличивается, но при этом $f_{\rm T}$ уменьшается. В случае уменьшения толщины барьера увеличиваются одновременно оба параметра: максимальная частота усиления по току и выходное сопротивление. Таким образом уменьшение толщины барьерного слоя приводит к монотонному возрастанию произведения $f_{\rm T}{}^2R_{ds}$ и уменьшению коэффициента шума. Более явно влияние толщины барьера показано на зависимости коэффициента шума от длины затвора (рисунок 3.3(б)), которая вычисленна с учётом более точной аппроксимации выходного сопротивления (рисунок 3.2) в области малых аспектных отношений (менее 5). Зависимость показывает резкое возрастание коэффициента шума при уменьшении длины затвора и по сути определяет нижнюю границу длины. Это означает, что, например, на гетероструктурах имеющих толщину барьерного слоя порядка 30 нм с практической точки зрения не имеет смысла создавать полевой транзистор с длиной затвора менее 100 нм.



Рисунок 3.3 — Расчитанные зависимости минимального коэффициента шума в логарифмическом масштабе на частоте 35 ГГц от безразмерного параметра X (a) и от длины затвора (б) для внутренней части полевого транзистора. В расчётах рассматривались три значения толщины барьерного слоя (10, 20 и 30 нм). Для зависимости от X длина затвора варьировалась от 60 до 250 нм.

3.2 Теоретический анализ частотных параметров

Анализ частотных параметров полевых транзисторов мм-диапазона на нитриде галлия целесообразно проводить на основе его эквивалентной схемы (рисунок 1.1), содержащей внутренние и внешние паразитные элементы, определяющие его работу. Обычно считается, что предельная частота усиления по току $f_{\rm T}$ полевого транзистора определяется суммарным временем перезарядки внутренних и внешних ёмкостей, которое определяется выражением (1.1). Очевидно, что для повышения быстродействия полевых транзисторов необходимо уменьшать его паразитные ёмкости и сопротивления, а также повышать внутреннюю крутизну G_m , на что и нацелено развитие технологии полевых транзисторов на нитриде галлия в последние годы (см. п.1.1).

Используя формулу (1.1), после несложных преобразований с учётом известных соотношений

$$\frac{G_m}{C_{gs}^{int}} = \frac{v_e}{L_G} \quad \text{M} \quad C_{gs}^{int} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{bap}} W_G \frac{L_G}{t_{\text{bap}}}$$

можно получить следующее выражение, описывающее зависимость произведения $f_{\rm T}L_G$ (коэффициента качества полевого транзистора) от аспектного отношения $K_{\rm acn} = L_G/t_{\rm fap}$:

$$f_{\rm T}L_G = \frac{v_e}{2\pi} \left(1 + \frac{R_s + R_d}{R_{ds}} + \frac{C_{gd} \left(1 + [R_s + R_d] \left[G_m + G_{ds} \right] \right) + C_{gs}^{ext} \left(R_s + R_d \right) / R_{ds}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\rm 6ap} W_G \frac{L_G}{t_{\rm 6ap}}} \right)^{-1}, \quad (3.9)$$

где v_e — эффективная дрейфовая скорость электронов под затвором транзистора, $t_{\text{бар}}$ — расстояние от затвора до двумерного электронного газа, примерно равное толщине барьерного слоя гетероструктуры, $\varepsilon_{\text{бар}}$ — диэлектрическая проницаемость барьера.

На основании исследования широкого набора полевых транзисторов на основе широкозонных гетероструктур AlGaN/GaN с разной длиной затвора и толщиной барьерного слоя в работе [23] впервые были установлены определённые феноменологические закономерности, которым подчиняются частотные параметры транзисторов, выражаемые критерием качества $f_{\rm T}L_G$ в зависимости от аспектного отношения $L_G/t_{\rm foap}$. С тех пор экспериментальные зависимости произведения $f_{\rm T}L_G$ от $L_G/t_{\rm foap}$ широко используются для сравнения качества транзисторов при отработке технологии их изготовления.

Проанализируем выражение (3.9) на применимость для анализа реальных приборов, основываясь на имеющихся литературных данных. Для этой цели воспользуемся результатами крупной работы [23], в которой на основании анализа многочисленных экспериментальных данных для нитридных полевых транзисторов было получено эмпирическое выражение (1.2). Умножив обе части этого выражения на L_G , получим

$$f_{\rm T}L_G = \frac{19.8}{1 + 5.1 \cdot L_G/t_{\rm 6ap}}, [\Gamma \Gamma \mathbf{I} \cdot \mathbf{M} \mathbf{K} \mathbf{M}].$$
(3.10)

Кроме того, в данной работе также был приведён график экспериментальной зависимости выходного сопротивления R_{ds} от аспектного отношения $L_G/t_{\text{бар}}$ (рисунок 3.2), которая была аппроксимирована выражением (3.8). Зависимость

 R_{ds} от L_G/t_{6ap} учитывает в явном виде короткоканальные эффекты при уменьшении длины затвора транзистора. Используем это выражение для подстановки в (3.9). Кроме того, выразим сумму ($R_s + R_d$) в формуле (3.9) через удельное сопротивление омических контактов R_{ohm} [Ом·мм] и удельное слоевое сопротивление гетероструктуры R_{sh} [Ом/ \Box] в виде

$$R_s + R_d = 2 \cdot R_{ohm} + d_k \cdot R_{sh} \left[\text{Om} \cdot \text{mm} \right],$$

где d_k — расстояние, выраженное в миллиметрах, между стоком и истоком полевого транзистора за вычетом длины затвора. Учтём также переход к удельному значению ёмкости C_{gs}^{int} . Окончательно получим выражение для произведения $f_{\rm T}L_G$ в следующем виде:

$$f_{\rm T}L_G = 10^{-5} \frac{v_e}{2\pi} \left(1 + a(x) + \frac{b(x)}{x} \right)^{-1}, \qquad (3.11)$$

где

$$x = \frac{L_G}{t_{\text{fap}}},$$

$$a(x) = \frac{2 \cdot R_{ohm} + d_k \cdot R_{sh}}{6.5} \cdot e^{-0.065x},$$

$$b(x) = \frac{C_{gd} \left(1 + G_m \left(2 \cdot R_{ohm} + d_k \cdot R_{sh}\right) + a(x)\right) + C_{gs} \cdot a(x)}{8.85 \cdot 10^{-3} \cdot \varepsilon_{\text{fap}}}.$$

Покажем, что полученное выражение применимо как для арсенидных, так и для нитридных полевых транзисторов. Для этого будем использовать параметры транзисторов, приведённые в литературе, или подставлять типичные значения для аналогичных приборов. Наборы использованных в расчётах параметров приведены в таблице 3.1.

Вариант 1 из таблицы 3.1 соответствует параметрам транзисторов, описываемых формулой (3.10). Отклонение произведений $f_{\rm T}L_G$, вычисленных по формулам (3.10) и (3.11), не превышает 1% в диапазоне отношений $L_G/t_{\rm 6ap}$ от 1 до 100. Как видно, использованные в расчёте величины R_{ohm} , R_{sh} и G_m характерны для нитридных полевых транзисторов, изготовленных по устаревшей технологии со сплавными омическими контактами. Это не удивительно,
поскольку на момент публикации работы [23] никакой другой технологии ещё не существовало. Следует отметить, что подобранная дрейфовая скорость электронов $v_e = 1.216 \times 10^7$ см/сек также близка к величине 1.24×10^7 см/сек, приводимой в работе [23].

Параметр	Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3	Вариант 4
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.4	0.1	0.085	0.05
$R_{sh}, \operatorname{Om}/\Box$	300	300	320	150
d_k , мкм	2	0.12	0.1	0.1
$G_m, \mathrm{Cm}/\mathrm{mm}$	0.4	1.0	1.25	2.5
$C_{gd}, \pi\Phi/$ мм	0.23	0.23	0.18	1.5
$C^{ext}_{gs}, { m fd} \Phi/{ m MM}$	0.12	0.12	0.12	0.12
$arepsilon_{\mathrm{foap}}$	10	10	10	13
$v_e,10^7~{ m cm/cek}$	1.216	1.5	2.8	4

Таблица 3.1 — Параметры полевых транзисторов, используемые в расчётах.

Вариант 2 из таблицы 3.1 соответствует параметрам транзисторов, описываемых формулой (3.11), для более современной технологии, приведённой в работе [5]. В данном варианте при изготовлении транзисторов использовалась современная самосовмещённая технология изготовления несплавных омических контактов к повторно выращенному в установке молекулярно-лучевой эпитаксии высоколегированному слою n^+ -GaN, характеризующаяся предельно малыми величинами контактного сопротивления (порядка 0.1 Ом · мм), высокой внутренней крутизной (1 См/мм) и малыми расстояниями от затвора до стока и истока (порядка 0.12 мкм). Результаты расчётов по формуле (3.11) также хорошо совпадают с экспериментальными данными из работы [5]. Этим же соотношением хорошо описываются параметры (вариант 3) рекордного на сегодняшний день по частоте $f_{\rm T}$ полевого транзистора на нитриде галлия.

Как видно из формулы (3.11), ни один из транзисторов с рассмотренными вариантами параметров не достигает частоты 1 ТГц даже при уменьшении длины затвора до 10 нм. Интересно отметить, что если в выражении (3.11) устремить сопротивления R_{ohm} и R_{sh} к нулю (технологический предел), то можно

$$f_{\rm T} = 10^{-5} \frac{v_e}{2\pi} \left(L_G + \frac{C_{gd} \cdot t_{\rm 6ap}}{8.85 \cdot 10^{-3} \,\varepsilon_{\rm 6ap}} \right)^{-1}$$

И в пределе при $L_G = 0$ можно получить величину для f_{T}

$$f_{\rm T} = 8.85 \cdot 10^{-8} \, \frac{v_e}{2\pi} \cdot \frac{\varepsilon_{\rm fap}}{C_{gd} \cdot t_{\rm fap}}$$

которая будет в основном определяться дрейфовой скоростью электронов, толщиной барьерного слоя и ёмкостной связью между затвором и стоком.

Для арсенидных полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов на подложках InP, как и в случае нитридных полевых транзисторов, увеличение значения f_T с уменьшением длины затвора также замедляется. Для примера можно привести экспериментальные зависимости, представленные в работе [103], соответствующие транзисторам с параметрами варианта 3. К сожалению, из-за отсутствия достаточного объёма экспериментальных данных, в первую очередь это касается учёта короткоканальных эффектов, точность расчётов по формуле (3.11) с учётом параметров варианта 3 невелика, однако подтверждается общий ход зависимости $f_{\rm T}$ от L_q . Для уменьшения короткоканальных эффектов необходимо приближать затвор к каналу транзистора, то есть уменьшать толщину барьерного слоя. Однако в гетероструктурах на подложках InP с рекордными частотными параметрами транзисторов уже используется предельно тонкий барьерный слой толщиной всего 2 нм [20], который расположен непосредственно над каналом InAs толщиной 5...10 нм, обеспечивающим максимально возможную дрейфовую скорость электронов $3...4 \times 10^7$ см/сек в совокупности с высокой подвижностью $\mu_e = 13000 \text{ B/cm}^2$ сек. Такие параметры и обуславливают рекордные значения f_T гетероструктурных полевых транзисторов с каналом InAs, которые на сегодняшний день являются непревзойдёнными. Тем не менее террагерцовый предел по величине f_T так и остаётся непреодолимым из-за невозможности избавиться от задержек времени, связанных с перезарядкой ёмкости между затвором и стоком C_{qd}.

Из проделанных теоретических рассуждений следует, что для повышения

предельной частоты усиления по току $f_{\rm T}$ полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов необходимо увеличивать дрейфовую скорость электронов v_e , уменьшать толщину барьерного слоя гетероструктуры $t_{\rm fap}$ и ёмкостную связь между затвором и стоком C_{qd} .

3.3 Выводы

В данной главе теоретически показано, что в случае превосходства вклада в минимальное значение коэффициента шума полевого транзистора ммдиапазона на нитриде галлия от флуктуаций тока со стороны стока, связанных с колебаниями дрейфовой скорости электронов в канале, минимальный коэффициент шума будет иметь обратную зависимость от произведения квадрата максимальной частоты усиления по току $f_{\rm T}$ на выходное сопротивление. При этом значение $f_{\rm T}$ для полевых транзисторов в основном определяется дрейфовой скоростью электронов, толщиной барьерного слоя и ёмкостной связью между затвором и стоком.

Также теоретически показано, что при фиксированной толщине барьерного слоя и вариации длины затвора от 60 до 250 нм значения высокочастотного коэффициента шума будут локализованы в определённой области. Это обусловлено конкуренцией двух параметров $f_{\rm T}$ и выходной проводимости. При уменьшении длины затвора возрастает как частота отсечки $f_{\rm T}$, так и выходная проводимость, и наоборот. В результате произведение квадрата $f_{\rm T}$ на выходное сопротивление будет иметь максимум, соответствующий оптимальной длине затвора при фиксированной толщине барьера. При этом уменьшение толщины барьерного слоя приводит к монотонному возрастанию произведения квадрата $f_{\rm T}$ на выходное сопротивление. Такая зависимость обусловлена тем, что уменьшение толщины барьера приводит к лучшей управляемости двумерным электронным газом, что увеличивает максимальную частоту усиления по току и уменьшает выходную проводимость. В результате при уменьшении толщины барьерного слоя должно наблюдаться уменьшение высокочастотного коэффициента шума.

Глава 4. Экспериментальное исследование зависимости частотных и шумовых параметров полевых транзисторов мм-диапазона на основе Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN от толщины барьерного слоя Al_xGa_{1-x}N/AlN и ёмкости между затвором и стоком

Для экспериментального исследования влияния толщины барьерного слоя широкозонных гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN и ёмкостной связи между затвором и стоком на частотные и шумовые параметры полевых транзисторов мм-диапазона были изготовлены транзисторы на гетероструктурах с толщиной барьерного слоя от 11.2 до 33 нм и длиной затвора менее 200 нм (рисунок 4.1). В данной главе представлены основные характеристики изготовленных транзисторов и проведён анализ полученных данных.

4.1 Основные параметры изготовленных полевых транзисторов

При измерениях статических и динамических параметров полевых транзисторов наблюдается небольшой разброс значений по поверхности пластин. Данный разброс обусловлен рядом причин. Например, одновременное увеличение начального тока транзистора и максимальной частоты усиления $f_{\rm T}$ может быть только в случае увеличения дрейфовой скорости электронов двумерного электронного газа в канале, поскольку как плотность тока, так и частота отсечки пропорциональны этой скорости. Подобная взаимосвязь свидетельствует о неоднородности качества гетерограницы AlN/GaN, а именно её резкости, поскольку присутствие даже небольшого количества Al в канале GaN резко снижает дрейфовую скорость электронов двумерного электронного газа. Следует отметить, что различного рода неоднородности связаны с особенностями технологического оборудования или технологических процессов и в данной работе не изучались. Для исследования из серии изготовленных на пластине транзисторов выбирались наилучшие. Основные параметры таких транзисторов продемонстрированы в таблице 4.1. Критерием при выборе в основном служили наилучшие значения крутизны, минимальные значения токов утечек по затвору, наименьшие значения сопротивлений омических контактов, наибольшие значения усиления.



Рисунок 4.1 — Схематичное изображение поперечного сечения полевого транзистора с указанием основных элементов и обозначением геометрических размеров.

Таблица 4.1 — Основные параметры изготовленных полевых транзисторов.

Частотные характеристики	Основные параметры
--------------------------	--------------------



	D
Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	370
Выходная проводимость, мС/мм	41.2
Длина затвора, нм	95
Толщина барьера, нм	15.3
$f_{ m T} \ / \ f_{ m MAX}, \ \Gamma \Gamma$ ц	$77 \ / \ 140$
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.4
$NF_{min}, \ \mathrm{dE}$	1.8

Пластина V	/-1400(5)
------------	-----------

Таблица 4.1 —	- Продолжение.
Частотные характеристики	Основные параметры



Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	340
Выходная проводимость, мС/мм	14.9
Длина затвора, нм	150
Толщина барьера, нм	14.7
$f_{ m T} \ / \ f_{ m MAX}, \ \Gamma \Gamma$ ц	$62 \ / \ 165$
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.4
$NF_{min},$ дБ	1.8



Частота, ГГц

Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	230
Выходная проводимость, мС/мм	29.4
Длина затвора, нм	200
Толщина барьера, нм	33.0
$f_{ m T} \;/\; f_{ m MAX}, \; \Gamma \Gamma$ ц	38 / 42
$R_{ohm}, \mathrm{Om} \cdot \mathrm{mm}$	0.5
NF _{min} , дБ	5.0

Продолжение на следующей странице



10

Частота, ГГц

100

Частотные характеристики

Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	340
Выходная проводимость, мС/мм	27.6
Длина затвора, нм	110
Толщина барьера, нм	15.7
$f_{ m T} \ / \ f_{ m MAX}, \ \Gamma \Gamma$ ц	$95 \ / \ 155$
$R_{ohm}, \mathrm{Om} \cdot \mathrm{mm}$	0.5
$NF_{min},$ дБ	1.3

Основные параметры

Пластина V-1911(5)

1

10

 $\begin{array}{c} 0 \\ 0.1 \end{array}$



Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	500
Выходная проводимость, мС/мм	45.5
Длина затвора, нм	90
Толщина барьера, нм	13.7
$f_{ m T} \ / \ f_{ m MAX}, \ \Gamma \Gamma$ ц	$102\ /\ 177$
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.26
NF _{min} , дБ	1.7

Продолжение на следующей странице

-79-

Таблица 4.1 — Продолжение.

Частотные характеристики

Основные параметры



Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	450
Выходная проводимость, мС/мм	18.5
Длина затвора, нм	125
Толщина барьера, нм	11.2
$f_{ m T} \ / \ f_{ m MAX}, \ \Gamma \Gamma$ ц	90 / 200
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.27
$NF_{min},$ дБ	1.0

Пластина V-1915(2)



Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	345
Выходная проводимость, мС/мм	16.4
Длина затвора, нм	200
Толщина барьера, нм	18
$f_{ m T} \;/\; f_{ m MAX}, \; \Gamma \Gamma$ ц	$42 \ / \ 118$
$R_{ohm}, \mathrm{Om} \cdot \mathrm{mm}$	0.15
$NF_{min}, \mathrm{d}\mathrm{E}$	2.8

Продолжение на следующей странице

Таблица 4.1 –	– Продолжение.
Частотные характеристики	Основные параметры



Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	450
Выходная проводимость, мС/мм	25.6
Длина затвора, нм	135
Толщина барьера, нм	14.7
$f_{ m T} \ / \ f_{ m MAX}, \ \Gamma \Gamma$ ц	77 / 160
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.26
$NF_{min},$ дБ	1.8

Пластина V-2099(3)



Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	410
Выходная проводимость, мС/мм	27.8
Длина затвора, нм	140
Толщина барьера, нм	14.7
$f_{ m T} \ / \ f_{ m MAX}, \ \Gamma \Gamma$ ц	$74 \ / \ 156$
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.27
NF _{min} , дБ	1.5

Продолжение на следующей странице

Таблица 4.1 —	Продолжение.
---------------	--------------

Частотные характеристики

Основные параметры



Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	410
Выходная проводимость, мС/мм	40.4
Длина затвора, нм	125
Толщина барьера, нм	14.7
$f_{ m T} \;/\; f_{ m MAX}, \; \Gamma \Gamma$ ц	$88 \ / \ 155$
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.18
$NF_{min},$ дБ	2.1

Пластина V-2236



Параметр	Значение
Крутизна, мС/мм	400
Выходная проводимость, мС/мм	24.4
Длина затвора, нм	140
Толщина барьера, нм	14.7
$f_{ m T} \;/\; f_{ m MAX}, \Gamma \Gamma$ ц	$67 \ / \ 150$
$R_{ohm}, \operatorname{Om} \cdot \operatorname{mm}$	0.26
NF _{min} , дБ	2.1

4.2 Влияние $f_{\mathbf{T}}$ и R_{ds} на высокочастотный коэффициент шума

Из простого теоретического анализа, произведённого в п.3.1, следует, что в случае превосходства вклада в минимальное значение коэффициента шума полевого транзистора мм-диапазона на нитриде галлия от флуктуаций тока со стороны стока, связанных с колебаниями дрейфовой скорости электронов двумерного электронного газа в канале гетероструктуры, будет выполняться равенство (3.3):

$$\frac{(F_{min} - 1)^2}{4 \cdot F_{min}} = A \cdot \frac{1}{f_{\rm T}^2 R_{ds}} - B$$

При этом значение минимального коэффициента шума будет в основном определяться произведением квадрата максимальной частоты усиления по току на выходное сопротивление.

Как продемонстрировано на рисунке 4.2, подобная зависимость действительно наблюдается на эксперименте. Следовательно, для полевых транзисторов мм-диапазона на нитриде галлия с длиной затвора менее 200 нм минимальный коэффициент шума определяется не только частотой отсечки $f_{\rm T}$, но также становится существенным учёт выходной проводимости, с которой связан основной источник шума и которая возрастает при уменьшении аспектного отношения длины затвора к толщине барьерного слоя. Более наглядно это видно при сравнении транзисторов с наибольшим $f_{\rm T}$ и наименьшим NF_{min} . Самые высокочастотные транзисторы были изготовлены на пластине V-1911(5) с толщиной барьерного слоя 13.7 нм и имели длину затвора 90 нм, крутизну 500 мС/мм, выходную проводимость 45.5 мC/мм, $f_{\rm T}/f_{\rm MAX} = 102/177$ ГГц и $NF_{min} = 1.7$ дБ на частоте 35 ГГц. Самые малошумящие транзисторы изготовлены на пластине V-1912(5) с толщиной барьерного слоя 11.2 нм и имели длину затвора 125 нм, крутизну 450 мC/мм, выходную проводимость 18.5 мC/мм, $f_{\rm T}/f_{\rm MAX} = 90/200$ ГГц и NF_{min} = 1.0 дБ на частоте 35 ГГц. Видно, что у транзисторов с коротким (90 нм) затвором $f_{\rm T}$ больше на 10 ГГц, при этом коэффициент шума также больше на 0.7 дБ из-за высокого значения выходной проводимости.

Стоит также отметить, что изготовленные полевые транзисторы имеют

два типа омических контактов: высокоомные сплавные контакты и низкоомные несплавне контакты к повторно выращенному высоколегированному слою n^+ -GaN. Транзисторы от пластины к пластине имели значения омических сопротивлений в широком диапазоне от 0.15 до 0.5 Оммм (таблица 4.1). Но, не смотря на это, линейная зависимость (3.3) всё равно наблюдается, как продемонстрированно на рисунке 4.2. Следовательно сопротивления омических контактов в данном случае играет второстепенную роль и его значение в определении коэффициента шума не существенно.



Рисунок 4.2 — Зависимость безразмерного параметра X, выраженного через минимальное значение коэффициента шума F_{min} , от обратного значения произведения квадрата максимальной частоты усиления по току на выходное сопротивление для полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов мм-диапазона на основе нитрида галлия на частоте 35 ГГц.

4.3 Влияние толщины барьерного слоя на высокочастотный коэффициент шума

Теоретические исследования, представленные в п.3.1, показывают, что для внутренней части полевого транзистора мм-диапазона на основе AlGaN/GaN

при фиксированной толщине барьерного слоя и вариациях длины затвора от 60 до 250 нм значения минимального коэффициента шума на частоте 35 ГГц локализованы в определённой области. И эта область, как показано на рисунке 3.3(а), при уменьшении толщины барьерного слоя перемещается в сторону уменьшения высокочастотного коэффициента шума. При этом, как показано в предыдущем пункте, для полевых транзисторов мм-диапазона на нитриде галлия с длиной затвора менее 200 нм основным источником высокочастотного шума являются флуктуации дрейфовой скорости двумерных электронов в канале транзистора. Следовательно, для полного полевого транзистора со всеми внешними «паразитными» элементами и источниками теплового шума от сопротивлений металла затвора и омических контактов стока и истока также должно наблюдаться уменьшение значения высокочастотного коэффициента шума при уменьшении толщины барьерного слоя гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/GaN. Как продемонстрировано на рисунке 4.3, подобная зависимость действительно наблюдается на эксперименте. Видно, что при уменьшении толщины барьерного слоя Al_rGa_{1-r}N от 33 до 11.2 нм значения минимального коэффициента шума, представленного в логарифмическом масштабе, сосредоточены вблизи кривой, описываемой формулой (3.3) с учётом линейной аппроксимации данных, представленных на рисунке 4.2, и монотонно уменьшаются вдоль этой кривой от 5 до 1 дБ. На графике также показано значение для полевого транзистора с толщиной барьерного слоя 6 нм, взятое из литературного источника. Видно, что при уменьшении толщины барьера менее 11.2 нм такая тенденция сохраняется.



Рисунок 4.3 — Зависимость минимального значения коэффициента шума в логарифмическом масштабе от обратного произведения квадрата максимальной частоты усиления по току на выходное сопротивление для полевых транзисторов мм-диапазона на основе нитрида галлия на частоте 35 ГГц. Точки экспериментальные данные, линия — значения, вычисленные по формуле (3.3) с учётом линейной аппроксимации данных (рисунок 4.2).

Явная зависимость коэффициента шума для полевых транзисторов ммдиапазона на основе гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN от толщины барьерного слоя Al_xGa_{1-x}N/AlN продемонстрирована на рисунке 4.4. Там же показаны значения, взятые из литературных источников. Наименьшее значение коэффициента шума на частоте 35 ГГц, полученное в данной работе, составляет порядка 1 дБ. Значение получено для транзисторов, изготовленных на гетероструктуре Al_{0.31}Ga_{0.69}N/AlN/GaN, с толщиной барьерного слоя 11.2 нм, длиной затвора порядка 125 нм, частотой отсечки $f_{\rm T} = 90$ ГГц и омическим сопротивлением порядка 0.27 Ом·мм.

-86 -



Рисунок 4.4 — Зависимость минимального значения коэффициента шума в логарифмическом масштабе от толщины барьерного слоя для полевых транзисторов мм-диапазона на основе нитрида галлия на частоте 35 ГГц. На графике также продемонстрированы значения из литературных источников.

4.4 Анализ ёмкостной связи между затвором и стоком

Немаловажной характеристикой полевого транзистора мм-диапазона длин волн, влияющей как на частотные, так и на шумовые параметры, является ёмкость между затвором и стоком. В ранних теоретических работах при анализе шумовых параметров и выводе аналитических выражений для коэффициента шума полевого транзистора считали, что эта ёмкость мала по сравнению с ёмкостью затвор-исток, и пренебрегали её влиянием на расчёты. Однако в полевых транзисторах мм-диапазона длин волн с длиной затвора менее 200 нм влияние ёмкостной связи между затвором и стоком становится существенным, особенно на частотах более 30 ГГц.

На рисунке 4.5 показана зависимость минимального коэффициента шума на частоте 35 ГГц от ёмкости затвор-сток. Видно, что при уменьшении ёмкостной связи между затвором и стоком коэффициент шума уменьшается. Для транзисторов, изготовленных по технологическому маршруту TM-1, в котором нижняя часть затвора «ножка» формируется через предварительно вытравленную щель в диэлектрической плёнке (пластина V-1400(5)), ёмкость составляет порядка 20...22 фФ, при этом коэффициент шума достигает значения порядка 1.8 дБ, а для транзисторов, изготовленных по технологическому маршруту TM-3 (пластина V-1912(5)) без покрытия поверхности пластины слоем диэлектрика перед изготовлением затворов, ёмкость составляет 12 фФ, а коэффициент шума достигает значения менее 1 дБ. Однако стоит отметить, что не всегда уменьшение ёмкостной связи между затвором и стоком приводит к уменьшению коэффициента шума, как, например, для пластин V-1654(2) и V-2099(1). Это лишний раз подчёркивает, что коэффициент шума весьма нетривиально зависит от многих параметров, то есть изменение одного из них может не повлиять на изменение коэффициента шума. Тем не менее, можно с уверенностью сказать, что для меньшей ёмкости затвор-сток можно, при определённых условиях, получить меньший коэффициент шума.



Рисунок 4.5 — Зависимость минимального коэффициента шума полевых транзисторов мм-диапазона на основе нитрида галлия от ёмкости между Тобразным затвором и стоком на частоте 35 ГГц.

Уменьшение значения ёмкостной связи между затвором и стоком является весьма сложной технологической задачей, поскольку эта ёмкость определяется

геометрией Т-образного затвора, а также толщиной и составом диэлектрической плёнки вокруг него (рисунок 4.6). Такая геометрия способствует одновременному уменьшению как длины затвора, так и его сопротивления. Авторы работы [5] при помощи трёхмерного электромагнитного расчёта провели анализ значений ёмкости Т-образного затвора в зависимости от высоты нижней его части «ножки». Согласно расчётам (рисунок 4.7), при увеличении высоты «ножки» вклад в общую ёмкость затвора от верхней его части «шляпки» уменьшается, но при этом вклад от самой «ножки» затвора увеличивается. Таким образом, существует минимальное значение ёмкости, равное примерно 60 ф Φ /мм (для диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1$), которое достигается при высоте «ножки» порядка 200 нм. Из этих теоретических вычислений следует, что нижняя часть затвора должна быть не ниже 200 нм при ширине верхней части затвора порядка 400 нм.



Рисунок 4.6 — Фотография поперечного сечения Т-образного затвора, полученная в растровом электронном микроскопе.

Наименьшими значениями ёмкостей обладают затворы, изготовленные в рамках технологического маршрута TM-3 без слоя диэлектрика. Нижняя часть затвора «ножка» формировалась при помощи резистивной маски, а её высота определялась толщиной нижних слоёв резиста. Уменьшение высоты «ножки» при неизменной ширине верхней части затвора «шляпки» приводит к увеличению ёмкостной связи между затвором и стоком. На рисунке 4.8 показана зависимость значения этой ёмкости от времени обработки резистивной маски в кислородной плазме перед напылением металла затвора. Видно, что при увеличении времени увеличивается ёмкость. Из этого следует, что толщина нижних слоёв резистивной маски в основном зависит от времени обработки в кислородной плазме и уменьшается по мере увеличения времени. Минимальное значение ёмкости порядка 11...12 фФ при ширине «шляпки» 600 нм соответствует 60-секундной обработке. При дальнейшем уменьшении времени обработки не удаётся добиться хорошей адгезии затворов к поверхности полупроводника по всей пластине. Ёмкость также можно уменьшить при уменьшении ширины «шляпки» до 400 нм, как, например, в работе [5]. Однако из-за особенностей технологического оборудования, в частности, геометрии напыления металла, сделать ширину «шляпки» менее 600 нм по всей поверхности пластины весьма проблематично.



Рисунок 4.7 — Теоретическая зависимость ёмкости Т-образного затвора от высоты нижней части затвора «ножки», рассчитанная в работе [5] для трёх случаев: полного Т-образного затвора, только верхней части затвора «шляпки» и только нижней части затвора «ножки».



Рисунок 4.8 — Зависимость ёмкости между затвором и стоком от времени обработки резистивной маски в кислородной плазме перед напылением металла для формирования затвора.

4.5 Выводы

В данной главе экспериментально подтверждено, что высокочастотный коэффициент шума полевого транзистора мм-диапазона с высокой подвижностью электронов на основе широкозонных гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN и длиной затвора менее 200 нм обратно пропорционален произведению квадрата максимальной частоты усиления по току на выходное сопротивление, что обусловлено превосходством спектральной плотности флуктуаций тока, связанной со случайными флуктуациями дрейфовой скорости горячих электронов в канале полевого транзистора, над другими механизмами флуктуаций.

Показано, что уменьшение толщины барьерного слоя $Al_xGa_{1-x}N/AlN$, а также уменьшение ёмкостной связи между затвором и стоком приводят к уменьшению высокочастотного коэффициента шума.

Минимальное значение ёмкости между затвором и стоком имеют транзисторы, изготовленные по технологическому маршруту ТМ-3 без пассивации поверхности слоем диэлектрика перед изготовлением затворов. Также показано, что высота нижней части затвора «ножки» играет существенную роль и должна быть выше 200 нм. Эта высота определяется толщиной нижних слоёв резистивной маски, которая уменьшается при увеличении времени обработки поверхности пластины в кислородной плазме перед напылением металла. Минимальное время обработки, которому соответствуют затворы с наименьшей ёмкостью, составляет 60 сек. При уменьшении времени обработки наблюдается плохая адгезия затворов к поверхности полупроводника.

Заключение

- 1. В работе изучено влияние толщины барьерного слоя широкозонных гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN, а также ёмкостной связи между затвором и стоком на высокочастотный коэффициент шума полевых транзисторов мм-диапазона с высокой подвижностью электронов. Исследовались транзисторы с длиной затвора менее 200 нм, изготовленные на основе гетероструктур с мольной долей Al от 22 до 32% и прослойкой AlN. Измерялись сопротивления омических контактов, S-параметры и коэффициент шума при температуре 300 К. Длины затворов оценивались на основе фотографий, сделанных в растровом электронном микроскопе.
- 2. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что высокочастотный коэффициент шума полевого транзистора мм-диапазона с высокой подвижностью электронов на основе широкозонных гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN и длиной затвора менее 200 нм обратно пропорционален произведению квадрата максимальной частоты усиления по току на выходное сопротивление, что обусловлено превосходством спектральной плотности флуктуаций тока, связанной со случайными флуктуациями дрейфовой скорости горячих электронов в канале полевого транзистора, над другими механизмами флуктуаций.
- 3. Показано, что уменьшение толщины барьерного слоя $Al_xGa_{1-x}N/AlN$, а также уменьшение ёмкостной связи между затвором и стоком приводят к уменьшению высокочастотного коэффициента шума.
- 4. Разработан метод экстракции значений элементов малосигнальной модели и спектральных плотностей источников шума полевого транзистора ммдиапазона на основе широкозонных гетероструктур Al_xGa_{1-x}N/GaN. Метод основан на прямых численных алгоритмах поиска экстремума целевой функции и позволяет быстро и достаточно точно создавать шумовые модели на основе измерений частотных и шумовых параметров.

5. Изготовлены полевые транзисторы мм-диапазона на основе широкозонной гетероструктуры Al_{0.31}Ga_{0.69}N/AlN/GaN с толщиной барьерного слоя 11.2 нм и длиной затвора 125 нм. Транзисторы имеют значения f_T = 90 ГГц, f_{MAX} = 200 ГГц, а достигнутое значение минимального коэффициента шума составляет 1 дБ на частоте 35 ГГц, что по коэффициенту шума сопоставимо с полевыми транзисторами на арсенидных структурах.

Список сокращений и условных обозначений

- мм-диапазон диапазон длин волн электромагнитного излучения 30...300 ГГц
- см-диапазон диапазон длин волн электромагнитного излучения 3...30 ГГц
- СВЧ сверхвысокочастотная область электромагнитного излучения (более 1 ГГц)
- A₃B₅ двухкомпонентное химическое соединение на основе элементов III и V групп таблицы Д.И. Менделеева
- ЭВМ электронная вычислительная машина
- MOCVD metal-organic chemical vapor deposition (химическое осаждение из паровой фазы методом разложения металлоорганических соединений)
- ICP-CVD метод химического осаждения из газовой фазы в индуктивно связанной плазме
- ИСВЧПЭ РАН Институт СВЧ полупроводниковой электроники российской академии наук
- ЭЛЛ Электронно-лучевая литография
- *G*_{*m*} Внутренняя крутизна
- au Постоянная времени задержки
- C_{gs}, C_{gd}, C_{ds} Ёмкости затвор-исток, затвор-сток и сток-исток
- *R_i*, *R_j*Сопротивления области канала под затвором со стороны истока и стока, соответственно

R_{ds}	Выходное сопротивление
G_{ds}	Выходная приводимость $(1/R_{ds})$
R_s, R_d, R_g	Сопротивления стока, истока и сопротивление металла затвора
$C_{pgs}, C_{pds}, C_{pgd}$	Ёмкости металлических площадок транзистора со стороны затвора, стока и ёмкость между затвором и стоком
L_g, L_d, L_s	Индуктивности затвора, стока и истока, соответственно
$\langle X(t) \rangle_{\rm Bp}$	Среднее по времени значение величины $X(t)$
δi_{Sh}	Случайные колебание тока внутреннего транзистора, вы- званное током утечки
δv_g	Наведённые случайные колебание напряжения на затворе внутреннего транзистора
δi_{ds}	Случайные колебание тока в канале внутреннего транзисто- ра, вызванное флуктуациями скотости электронов (диффу- зионный шум)
δi_{Sh}	Случайные колебание тока внутреннего транзистора, вы- званное током утечки
δv_g	Наведённые случайные колебание напряжения на затворе внутреннего транзистора
δi_{ds}	Случайные колебание тока в канале внутреннего транзисто- ра, вызванное флуктуациями скотости электронов (диффу- зионный шум)
$\delta i_g,\delta i_d,\delta i_s$	Случайные колебание тока в резистивных элеменах затво- ра, стока и истока

U_{pd}, I_{pd}	Напряжения и токи на выводах полного транзистора
Y_{pd}	Матрица адмитансев полного транзистора
$\delta i_1, \delta i_2$	Сдучайные флуктуации токов полного транзистора со сто- роны затвора и стока
I_n	Вектор случайных флуктуаций токов на выводах полного транзистора
C_{pd}	Шумовая корреляционная матрица полного транзистора
U_d, I_d	Напряжения и токи на выводах внутреннего транзистора
Y_d	Матрица адмитансев внутреннего транзистора
$\delta j_1,\delta j_2$	Случайные колебание тока внутреннего транзистора со сто- роны затвора и стока
J_d	Вектор случайных флуктуаций токов на выводах внутрен- него транзистора
C_d	Шумовая корреляционная матрица внутреннего транзистора
U_e, U_i	Напряжения на выводах внешней части транзистора. Индекс ${}_{\!$
I_e, I_i	Токи на выводах внешней части транзистора. Индекс « e » соответствует полюсам 1 и 2, а « i » — полюсам 3 и 4
N_p	Вектор, состоящий из случайных флуктуаций токов δn_1 , δn_2 , δn_3 и δn_4 на выводах внешней части транзистора
N_{pe}, N_{pi}	Подвектора размерности 1 \times 2 вектора $N_p.$ Индекс « $e \gg$ со-ответствует полюсам 1 и 2, а « $i \gg -$ полюсам 3 и 4

- C_p Шумовая корреляционная матрица внешней части транзистора
- $C_{ee}, C_{ei}, C_{ie}, C_{ii}$ Подматрицы размерности 2 × 2 матрицы C_p . Индекс «е» соответствует полюсам 1 и 2, а «i» полюсам 3 и 4
- *C*^(*LC*) Шумовая корреляционная матрица внешней части транзистора, содержащая ёмкостные и индуктивные элементы
- С^(R) Шумовая корреляционная матрица внешней части транзистора, содержащая резистивные элементы и источники случайных флуктуаций тока

Y_p Матрица адмитансев внешней части транзистора

- $Y_{ee},\,Y_{ei},\,Y_{ie},\,Y_{ii}$ Подматрицы размерности 2×2 матрицы адмитансев $Y_p.$ Индекс «e» соответствует полюсам 1 и 2, а «i» полюсам 3 и 4
- $Y_p^{(LC)}$ Матрица адмитансев внешней части транзистора, содержащая ёмкостные и индуктивные элементы
- $Y_{ee}^{(LC)}$, $Y_{ei}^{(LC)}$, Подматрицы размерности 2 × 2 матрицы адмитансев $Y_p^{(LC)}$. $Y_{ie}^{(LC)}$, $Y_{ii}^{(LC)}$ Индекс «е» соответствует полюсам 1 и 2, а «i» — полюсам 3 и 4
- *Y*^(*R*) Матрица адмитансев внешней части транзистора, содержащая резистивные элементы

Список литературы

- Shinohara, K. GaN-HEMT Scaling Technologies for High Frequency Radio Frequency and Mixed Signal Applications / K. Shonohara // Gallium Nitride (GaN): Physics, Devices, and Technology. — CRC Press, 2015. — P. 109–140.
- [2] Ambacher, O. Growth and applications of Group III-nitrides / O. Ambacher
 // Journal of Physics D: Applied Physics. 1998. Vol. 31. No. 20. P.
 2653-2710.
- [3] Ambacher, O. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures / O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck // Journal of Applied Physics. 1999. Vol. 85. No. 6. P. 3222-3233.
- [4] Quay, R. Gallium Nitride Electronics / R. Quay. Springer, 2008. P. 469.
- [5] Shinohara, K. Scaling of GaN HEMTs and Schottky Diodes for Submillimeter-Wave MMIC Applications / K. Shinohara, D.C. Regan, Yan Tang, A. Corrion, D.F. Brown, J.C. Wong, J.F. Robinson, H.H. Fung, A. Schmitz, T.C. Oh, S.J. Kim, P.S. Chen, R.G. Nagele, A. Margomenos, M. Micovic // IEEE Transactions on Electron Devices. 2013. Vol. 60. No. 10. P. 2982--2996.
- [6] Lee, D.S. GaN high electron mobility transistors for sub-millimeter wave applications / D.S. Lee, Z. Liu, T. Palacios // Japanese Journal of Applied Physics. - 2014. - Vol. 53. - No. 10. - P. 100212.
- [7] Tang, Y. Ultrahigh-Speed GaN High-Electron-Mobility Transistors With f_T/f_{MAX} of 454/444 GHz / Y. Tang, K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, J. Wong, A. Schmitz, H. Fung, S. Kim, M. Micovic // IEEE Electron Device Letters. - 2015. - Vol. 36. - No. 6. - P. 549-551.

- [8] Micovic, M. Robust Broadband (4 GHz 16 GHz) GaN MMIC LNA / M. Micovic, A. Kurdoghlian, T. Lee, R.O. Hiramoto, P. Hashimoto, A. Schmitz, I. Milosavljevic, P.J. Willadsen, W.-S. Wong, M. Antcliffe, M. Wetzel, M. Hu, M.J. Delaney, D.H. Chow // IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium. 2007. P. 1–4.
- [9] Moyer, H.P. Q-Band GaN MMIC LNA Using a 0.15μm T-Gate Process / H.P. Moyer, A. Kurdoghlian, M. Micovic, T. Lee, R.O. Hiramoto, M.J. Be Zaire, S. Nguyen, P. Hashimoto, A. Schmitz, I. Milosavljevic, P.J. Willadsen, W.-S. Wong, M. Antcliffe, M.D. Wetzel, M. Hu // IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium. — 2008. — P. 1–4.
- [10] Komiak, J.J. Metamorphic HEMT Technology for Microwave, Millimeter-Wave, and Submillimeter-Wave Applications / J.J. Komiak, P.M. Smith, K.H.G. Duh, D.Xu, P.C. Chao // IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium. - 2013. - P. 1-4.
- [11] Sanabria, C. Influence of epitaxial structure in the noise figure of AlGaN/GaN HEMTs / C. Sanabria, H. Xu, T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, U.K. Mishra, R.A. York // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2005. — Vol. 53. — No. 2. — P. 762–769.
- [12] Sanabria, C. The effect of gate leakage on the noise figure of AlGaN/GaN HEMTs / C. Sanabria, A. Chakraborty, H. Xu, M.J. Rodwell, U.K. Mishra, R.A. York // IEEE Electron Device Letters. — 2006. — Vol. 27. — No. 1. — P. 19–21.
- [13] Asif Khan, M. High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction / M. Asif Khan, A. Bhattarai, J.N. Kuznia, D.T. Olson // Applied Physics Letters. -1993. Vol. 63. No. 9. P. 1214–1215.
- [14] Asif Khan, M. Microwave performance of a 0.25 μ m gate AlGaN/GaN heterostructure field effect transistor / M. Asif Khan, J.N. Kuznia, D.T. Olson,

W.J. Schaff, J.W. Burm, M.S. Shur // Applied Physics Letters. — 1994. — Vol.
65. — No. 9. — P. 1121–1123.

- [15] Ковалёв, А.Н. Современные методы усовершенствования полевых AlGaN/GaN-гетеротранзисторов / А.Н. Ковалёв // Известия вузов. Материалы электронной техники. — 2007. — № 2. — С. 4–17.
- [16] Mishra, U.K. GaN-Based RF Power Devices and Amplifiers / U. K. Mishra, L. Shen, T.E. Kazior, Yi-Feng Wu // Proceedings of the IEEE. 2008. Vol. 96. No. 2. P. 287-305.
- [17] Фёдоров, Ю.В. Широкозонные гетероструктуры (Al,Ga,In)N и приборы на их основе для миллиметрового диапазона длин волн / Ю.В. Фёдоров // Электроника НТБ. — 2011. — № 2 (108). — С. 92–107.
- [18] Пожела, Ю. Физика сверхбыстродействующих транзисторов / Ю. Пожела, В. Юцене. — Вильнюс:МОКСЛАС, 1985. — С. 118.
- [19] Enoki, T. Delay time analysis for 0.4- to 5-μm-gate InAlAs-InGaAs HEMTs /
 T. Enoki, K. Arai, Y. Ishii // IEEE Electron Device Letters. 1990. Vol.
 11. No. 11. P. 502–504.
- [20] Kim, D.-H. $f_{\rm T} = 688$ GHz and $f_{\rm MAX} = 800$ GHz in $L_G = 40$ nm In_{0.7}Ga_{0.3}As MHEMTs with $g_{\rm m_max} > 2.7$ mS/ μ m / D.-H. Kim, B. Brar, and J. A. del Alamo // International Electron Devices Meeting. -2011. P. 13.6.1-13.6.4.
- [21] Lee, D.S. 300-GHz InAlN/GaN HEMTs With InGaN Back Barrier / D.S. Lee,
 X. Gao, S. Guo, D. Kopp, P. Fay, T. Palacios // IEEE Electron Device Letters.
 2011. Vol. 32. No. 11. P. 1525-1527.
- [22] Tasker, P.J. Importance of Source and Drain Resistance to the Maximum f_T of Millimeter-Wave MODFET's / P.J. Tasker, B. Hughes // IEEE Electron Device Letters. 1989. Vol. 10. No. 7. P. 291-293.
- [23] Jessen, G.H. Short-Channel Effect Limitations on High-Frequency Operation of AlGaN/GaN HEMTs for T-Gate Devices / G.H. Jessen, R.C. Fitch, J.K.

Gillespie, G. Via, A. Crespo, D. Langley, D.J. Denninghoff, M. Trejo, E.R. Heller // IEEE Transactions on Electron Devices. — 2007. — Vol. 54. — No. 10. — P. 2589–2597.

- [24] Smorchkova, I.P. AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy / I.P. Smorchkova, L. Chen, T. Mates, L. Shen, S. Heikman, B. Moran, S. Keller, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra // Journal of Applied Physics. — 2001. — Vol. 90. — No. 10. — P. 5196–5201.
- [25] Higashiwaki, M. AlGaN/GaN Heterostructure Field-Effect Transistors on 4H-SiC Substrates with Current-Gain Cutoff Frequency of 190 GHz / M. Higashiwaki, T. Mimura, T. Matsui // Applied Physics Express. — 2008. — Vol. 1. — P. 021103.
- [26] Chung, J.W. Advanced gate technologies for state-of-the-art $f_{\rm T}$ in AlGaN/GaN HEMTs / J.W. Chung, Tae-Woo Kim, T. Palacios // International Electron Devices Meeting. -2010. P. 30.2.1-30.2.4.
- [27] Smorchkova, I.P. Two-dimensional electron-gas AlN/GaN heterostructures with extremely thin AlN barriers / I.P. Smorchkova, S. Keller, S. Heikman, C.R. Elsass, B. Heying, P. Fini, J.S. Speck, U.K. Mishra // Applied Physics Letters. - 2000. - Vol. 77. - No. 24. - P. 3998-4000.
- [28] Cao, Y. High-mobility window for two-dimensional electron gases at ultrathin AlN/GaN heterojunctions / Y. Cao, D. Jena // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 90. – No. 18. – P. 182112.
- [29] Micovic, M. GaN Double Heterojunction Field Effect Transistor For Microwave and Millimeterwave Power Applications / M. Micovic, P. Hashimoto, M. Hu, I. MilosavIjevic, J. Duvall, P.J. Willadsen, W.S. Wong, A.M. Conway, A. Kurdoghlian, P.W. Deelman, J.-S. Moon, A. Schmitz, M.J. Delaney // IEEE International Electron Devices Meeting. IEDM Technical Digest. — 2004. — P. 807–810.

- [30] Liu, J. AlGaN/GaN/InGaN/GaN DH-HEMTs With an InGaN Notch for Enhanced Carrier Confinement / J. Liu, Y. Zhou, J. Zhu, K.M. Lau, K.J. Chen // IEEE Electron Device Letters. — 2006. — Vol. 27. — No. 1. — P. 10–12.
- [31] Palacios, T. AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors With InGaN Back-Barriers / T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S.P. Denbaars, U.K. Mishra // IEEE Electron Device Letters. 2006. Vol. 27. No. 1. P. 13–15.
- [32] Green, B.M. The Effect of Surface Passivation on the Microwave Characteristics of Undoped AlGaN/GaN HEMTs / B.M. Green, K.K. Chu, E.M. Chumbes, J.A. Smart, J.R. Shealy, L.F. Eastman // IEEE Electron Device Letters. - 2000. - Vol. 21. - No. 6. - P. 268-270.
- [33] Vetury, R. The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaN/GaN HFETs / R. Vetury, N. Q. Zhang, S. Keller, U.K. Mishra // IEEE Transactions on Electron Devices. — 2001. — Vol. 48. — No. 3. — P. 560–566.
- [34] Khan, M.A. AlGaN/GaN metal oxide semiconductor heterostructure field effect transistor / M.A. Khan, X. Hu, G. Sumin, A. Lunev, J. Yang, R. Gaska, M.S. Shur // IEEE Electron Device Letters. — 2000. — Vol. 21. — No. 2. — P. 63–65.
- [35] Saadat, O.I. Gate-First AlGaN/GaN HEMT Technology for High-Frequency Applications / O.I. Saadat, J.W. Chung, E.L. Piner, T. Palacios // IEEE Electron Device Letters. - 2009. - Vol. 30. - No. 12. - P. 1254-1256.
- [36] Lee, D.S. Impact of Al₂O₃ Passivation Thickness in Highly Scaled GaN HEMTs / D.S. Lee, O. Laboutin, Y. Cao, W. Johnson, E. Beam, A. Ketterson, M. Schuette, P. Saunier, T. Palacios // IEEE Electron Device Letters. 2012. Vol. 33. No. 7. P. 976-978.

- [37] Denninghoff, D.J. Design of High-Aspect-Ratio T-Gates on N-Polar GaN/AlGaN MIS-HEMTs for High f_{MAX} / D.J. Denninghoff, S. Dasgupta, J. Lu, S. Keller, U.K. Mishra // IEEE Electron Device Letters. 2012. Vol. 33. No. 6. P. 785–787.
- [38] Chaturvedi, N. Mechanism of ohmic contact formation in AlGaN/GaN high electron mobility transistors / N. Chaturvedi, U. Zeimer, J. Würfl, G. Tränkle // Semiconductor Science and Technology. — 2006. — Vol. 21. — No. 2. — P. 175–179.
- [39] Бланк, Т.В. Механизмы протекания тока в омических контактах / Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг // ФТП. — 2007. — Т. 41. — №. 11. — С. 1281– 1308.
- [40] Qiao, D. Low resistance ohmic contacts on AlGaN/GaN structures using implantation and the "advancing" Al/Ti metallization / D. Qiao, Z.F. Guan, J. Carlton, S.S. Lau, G.J. Sullivan // Applied Physics Letters. — 1999. — Vol. 74. — No. 18. — P. 2652–2654.
- [41] Recht, F. Nonalloyed ohmic contacts in AlGaN/GaN HEMTs by ion implantation with reduced activation annealing temperature / F. Recht, L. McCarthy, S. Rajan, A. Chakraborty, C. Poblenz, A. Corrion, J.S. Speck, U.K. Mishra // IEEE Electron Device Letters. - 2006. - Vol. 27. - No. 4. - P. 205-207.
- [42] Wu, Y.-F. AlGaN/GaN MODFETs with low ohmic contact resistances by source/drain n⁺ re-growth / Y.-F. Wu, D. Kapolnek, P. Kozodoy, B. Thibeault, S. Keller, B.P. Keller, S.P. Denbaars, U.K. Mishra // Proceedings of the IEEE Twenty-Fourth International Symposium on Compound Semiconductors. 1997. P. 431–434.
- [43] Guo, J. MBE-Regrown Ohmics in InAlN HEMTs With a Regrowth Interface Resistance of 0.05 Ω·mm / J. Guo, G. Li, F. Faria, Y. Cao, R. Wang, J. Verma,

X. Gao, S. Guo, E. Beam, A. Ketterson, M. Schuette, P. Saunier, M. Wistey,
D. Jena, H. Xing // IEEE Electron Device Letters. - 2012. - Vol. 33. - No.
4. - P. 525-527.

- [44] Shinohara, K. Self-aligned-gate GaN-HEMTs with heavily-doped n⁺-GaN ohmic contacts to 2DEG / K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, Y. Tang, J. Wong, G. Candia, A. Schmitz, H. Fung, S. Kim, M. Micovic // International Electron Devices Meeting. 2012. P. 27.2.1-27.2.4.
- [45] Solomon, P.M. Low resistance ohmic contacts to two-dimensional electron-gas structures by selective MOVPE / P.M. Solomon, A. Palevski, T.F. Kuech, M.A. Tischler // International Technical Digest on Electron Devices Meeting. - 1989. - P. 405-408.
- [46] Datta, S. The silicon MOSFET from a transmission viewpoint / S. Datta, F. Assad, M.S. Lundstrom // Superlattices and Microstructures. 1998. Vol. 23. No. 3–4. P. 771–780.
- [47] Lee, J. Self-aligned AlGaN/GaN high electron mobility transistors / J. Lee,
 D. Liu, H. Kim, M. Schuette, J. S. Flynn, G.R. Brandes, W. Lu // Electronics
 Letters. 2004. Vol. 40. No. 19. P. 1227.
- [48] Shinohara, K. Deeply-scaled self-aligned-gate GaN DH-HEMTs with ultrahigh cutoff frequency / K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, S. Burnham, P.J. Willadsen, I. Alvarado-Rodriguez, M. Cunningham, C. Butler, A. Schmitz, S. Kim, B. Holden, D. Chang, V. Lee, A. Ohoka, P.M. Asbeck, M. Micovic // International Electron Devices Meeting. 2011. P. 19.1.1–19.1.4.
- [49] Denninghoff, D. N-polar GaN/InAlN MIS-HEMT with 400-GHz f_{MAX} / D. Denninghoff, J. Lu, M. Laurent, E. Ahmadi, S. Keller, U.K. Mishra // 70th Device Research Conference. 2012. P. 151-152.
- [50] Rothe, H. Theory of Noisy Fourpoles / H. Rothe, W. Dahlke // Proceedings of the IRE. - 1956. - Vol. 44. - No. 6. - P. 811-818.

- [51] Ван дер Зил, А. Шумы при измерениях. Пер. с англ. под ред. А.К. Нарышкина / А. Ван дер Зил. — М.:МИР, 1979. — 293 с.
- [52] Statz, H. Noise characteristics of gallium arsenide field-effect transistors / H. Statz, H.A. Haus, R.A. Pucel // IEEE Transactions on Electron Devices. 1974. Vol. 21. No. 9. P. 549–562.
- [53] Carnez, B. Noise modeling in submicrometer-gate FET's / B. Carnez, A. Cappy, R. Fauquembergue, E. Constant, G. Salmer // IEEE Transactions on Electron Devices. 1981. Vol. 28. No. 7. P. 784-789.
- [54] Cappy, A. Noise modeling and measurement techniques [HEMTs] / A. Cappy
 // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1988. Vol.
 36. No. 1. P. 1–10.
- [55] Cappy, A. High-frequency FET noise performance: a new approach / A. Cappy,
 W. Heinrich // IEEE Transactions on Electron Devices. 1989. Vol. 36.
 No. 2. P. 403-409.
- [56] Danneville, F. Microscopic noise modeling and macroscopic noise models: how good a connection? [FETs] / F. Danneville, H. Happy, G. Dambrine, J.-M. Belquin, A. Cappy // IEEE Transactions on Electron Devices. 1994. Vol. 41. No. 5. P. 779–786.
- [57] Danneville, F. Noise modeling in MESFET and HEMT mixers using a uniform noisy line model / F. Danneville, G. Dambrine, A. Cappy // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1998. — Vol. 45. — No. 10. — P. 2207– 2212.
- [58] Бельчиков, С. Коэффициент шума. Теория и практика измерений / С. Бельчиков // Компоненты и технологии. — 2008. — № 4. — С. 196–178.
- [59] Van der Ziel, A. Thermal Noise in Field-Effect Transistors / A. Van der Ziel
 // Proceedings of the IRE. 1962. Vol. 50. No. 8. P. 1808-1812.

- [60] Van der Ziel, A. Gate noise in field effect transistors at moderately high frequencies / A. Van der Ziel // Proceedings of the IEEE. - 1963. - Vol. 51. - No. 3. - P. 461-467.
- [61] Pucel, R.A. Signal and Noise Properties of Gallium Arsenide Microwave Field-Effect Transistors / R.A. Pucel, H.A. Haus, H. Statz // Advances in Electronics and Electron Physics. - 1975. - Vol. 38. - P. 195-265.
- [62] Liechti, C.A. Microwave Field-Effect Transistors 1976 / C. A. Liechti // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1976. — Vol. 24. — No. 6. — P. 279–300.
- [63] Pospieszalski, M.W. Modeling of noise parameters of MESFET's and MODFET's and their frequency and temperature dependence / M. W. Pospieszalski // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 1989. - Vol. 37. - No. 9. - P. 1340-1350.
- [64] Hillbrand, H. An efficient method for computer aided noise analysis of linear amplifier networks / H. Hillbrand, P. Russer // IEEE Transactions on Circuits and Systems. - 1976. - Vol. 23. - No. 4. - P. 235-238.
- [65] Fukui, H. Optimal noise figure of microwave GaAs MESFET's / H. Fukui // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1979. - Vol. 26. - No. 7. - P. 1032-1037.
- [66] Gupta, M.S. Thermal fluctuations in driven nonlinear resistive systems / M.
 S. Gupta // Physical Review A. 1978. Vol. 18. No. 6. P. 2725-2731.
- [67] Gupta, M.S. Thermal noise in nonlinear resistive devices and its circuit representation / M.S. Gupta // Proceedings of the IEEE— 1982. Vol. 70. No. 8. P. 788–804.
- [68] Gupta, M.S. Velocity-fluctuation noise in semiconductor layers and in MESFET channels under hot-electron conditions / M.S. Gupta // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1987. — Vol. 34. — No. 6. — P. 1373–1379.

- [69] Lee, S. Intrinsic noise equivalent-circuit parameters for AlGaN/GaN HEMTs / S. Lee, K.J. Webb, V. Tilak, L.F. Eastman // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2003. - Vol. 51. - No. 5. - P. 1567-1577.
- [70] Lu, W. DC, RF, and microwave noise performance of AlGaN–GaN field effect transistors dependence of aluminum concentration / W. Lu, V. Kumar, E.L. Piner, I. Adesida // IEEE Transactions on Electron Devices. — 2003. — Vol. 50. — No. 4. — P. 1069–1074.
- [71] Adesida, I. AlGaN/GaN HFETs for low noise applications / I. Adesida, W. Lu, V. Kumar // 6th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology. 2001. Vol. 2. P. 1163–1168.
- [72] Nuttinck, S. Thermal analysis of AlGaN–GaN power HFETs / S. Nuttinck, B.K. Wagner, B. Banerjee, S. Venkataraman, E. Gebara, J. Laskar, H.M. Harris // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2003. — Vol. 51. — No. 12. — P. 2445–2452.
- [73] Thorsell, M. Thermal characterization of the intrinsic noise parameters for AlGaN/GaN HEMTs / M. Thorsell, K. Andersson, M. Fagerlind, M. Sudow, P.-A. Nilsson, N. Rorsman // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest. — 2008. — P. 463–466.
- [74] Liu, Z.H. Study on the Temperature Dependence of the Microwave-Noise Characteristics in AlGaN/GaN HEMTs / Z.H. Liu, G.-I. Ng, S. Arulkumaran // IEEE Transactions on Electron Devices. — 2010. — Vol. 57. — No. 9. — P. 2353–2357.
- [75] Liu, Z.H. Analytical Modeling of High-Frequency Noise Including Temperature Effects in GaN HEMTs on High-Resistivity Si Substrates / Z.H. Liu, G.-I. Ng, S. Arulkumaran // IEEE Transactions on Electron Devices. - 2010. - Vol. 57. - No. 7. - P. 1485-1491.

- [76] Liu, Z.H. Temperature dependence of Ohmic contact characteristics in AlGaN/GaN high electron mobility transistors from -50 to 200°C / Z.H. Liu, S. Arulkumaran, G.I. Ng // Applied Physics Letters. 2009. Vol. 94. No. 14. P. 142105.
- [77] Ping, A.T. Microwave noise performance of AlGaN/GaN HEMTs / A.T. Ping,
 E. Piner, J. Redwing, M.A. Khan, I. Adesida // Electronics Letters. 2000.
 Vol. 36. No. 2. P. 175-176.
- [78] Liu, Z.H. High Microwave-Noise Performance of AlGaN/GaN MISHEMTs on Silicon With Al₂O₃ Gate Insulator Grown by ALD / Z.H. Liu, G.-I. Ng, S. Arulkumaran, Y.K. T. Maung, K.L. Teo, S.C. Foo, V. Sahmuganathan, T. Xu, C.H. Lee // IEEE Electron Device Letters. — 2010. — Vol. 31. — No. 2. — P. 96–98.
- [79] Minko, A. High microwave and noise performance of 0.17-μm AlGaN-GaN HEMTs on high-resistivity silicon substrates / A. Minko, V. Hoel, S. Lepilliet, G. Dambrine, J.C. De Jaeger, Y. Cordier, F. Semond, F. Natali, J. Massies // IEEE Electron Device Letters. 2004. Vol. 25. No. 4. P. 167-169.
- [80] Chang, C.-T. 30-GHz Low-Noise Performance of 100-nm-Gate-Recessed n-GaN/AlGaN/GaN HEMTs / C.-T. Chang, H.-T. Hsu, E.-Y. Chang, C.-I. Kuo, J.-C. Huang, C.-Y. Lu, Y. Miyamoto // IEEE Electron Device Letters. 2010. — Vol. 31. — No. 2. — P. 105–107.
- [81] Lee, J.-W. Microwave noise characteristics of AlGaN/GaN HEMTs on SiC substrates for broad-band low-noise amplifiers / J.-W. Lee, A. Kuliev, V. Kumar, R. Schwindt, I. Adesida // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. - 2004. - Vol. 14. - No. 6. - P. 259-261.
- [82] Lee, J.-W. Microwave noise performances of AlGaN/GaN HEMTs on semiinsulating 6H-SiC substrates / J.-W. Lee, V. Kumar, R. Schwindt, A. Kuliev, R. Birkhahn, D. Gotthold, S. Guo, B. Albert, I. Adesida // Electronics Letters. - 2004. - Vol. 40. - No. 1. - P. 80-81.
- [83] Moon, J.S. Sub-1-dB Noise Figure Performance of High-Power Field-Plated GaN HEMTs / J.S. Moon, D. Wong, P. Hashimoto, M. Hu, I. Milosavljevic, P. Willadsen, C. McGuire, S. Burnham, M. Micovic, M. Wetzel, D. Chow // IEEE Electron Device Letters. - 2011. - Vol. 32. - No. 3. - P. 297-299.
- [84] Moon, J.S. Microwave noise performance of AlGaN-GaN HEMTs with small DC power dissipation / J.S. Moon, M. Micovic, A. Kurdoghlian, P. Janke, P. Hashimoto, W.-S. Wong, L. McCray, C. Nguyen // IEEE Electron Device Letters. 2002. Vol. 23. No. 11. P. 637-639.
- [85] Sun, H. High-Performance 0.1-μm Gate AlGaN/GaN HEMTs on Silicon With Low-Noise Figure at 20 GHz / H. Sun, A. Alt, H. Benedickter, C.R. Bolognesi // IEEE Electron Device Letters. - 2009. - Vol. 30. - No. 2. - P. 107-109.
- [86] Sun, H. Nanometric AlGaN/GaN HEMT Performance with Implant or Mesa Isolation / H. Sun, A.R. Alt, S. Tirelli, D. Marti, H. Benedickter, E. Piner, C.R. Bolognesi // IEEE Electron Device Letters. — 2011. — Vol. 32. — No. 8. — P. 1056–1058.
- [87] Lu, W. AlGaN/GaN HEMTs on SiC with over 100 GHz f_T and low microwave noise / W. Lu, J. Yang, M.A. Khan, I. Adesida // IEEE Transactions on Electron Devices. - 2001. - Vol. 48. - No. 3. - P. 581-585.
- [88] Lu, W. DC, RF, and microwave noise performances of AlGaN/GaN HEMTs on sapphire substrates / W. Lu, V. Kumar, R. Schwindt, E. Piner, I. Adesida // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2002. — Vol. 50. — No. 11. — P. 2499–2504.
- [89] Medjdoub, F. Sub-1-dB Minimum-Noise-Figure Performance of GaN-on-Si Transistors Up to 40 GHz / F. Medjdoub, Y. Tagro, M. Zegaoui, B. Grimbert, F. Danneville, D. Ducatteau, N. Rolland, P.A. Rolland // IEEE Electron Device Letters. - 2012. - Vol. 33. - No. 9. - P. 1258-1260.

- [90] Koolen, M.C.A.M. An improved de-embedding technique for on-wafer highfrequency characterization / M.C.A.M. Koolen, J.A.M. Geelen, M.P.J.G. Versleijen // Proceedings of the 1991 Bipolar Circuits and Technology Meeting. — 1991. — P. 188–191.
- [91] Liang, Q. A simple four-port parasitic deembedding methodology for high-frequency scattering parameter and noise characterization of SiGe HBTs / Q. Liang, J.D. Cressler, G. Niu, Y. Lu, G. Freeman, D.C. Ahlgren, R.M. Malladi, K. Newton, D.L. Harame // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2003. Vol. 51. No. 11. P. 2165-2174.
- [92] Tiemeijer, L.F. Comparison of the "pad-open-short" and "open-short-load" deembedding techniques for accurate on-wafer RF characterization of highquality passives / L.F. Tiemeijer, R.J. Havens, A.B.M. Jansman, Y. Bouttement // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2005. — Vol. 53. — No. 2. — P. 723–729.
- [93] Tiemeijer, L.F. A New 12-Term Open-Short-Load De-Embedding Method for Accurate On-Wafer Characterization of RF MOSFET Structures / L.F. Tiemeijer, R.M.T. Pijper, J.A. Van Steenwijk, E. Van der Heijden // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2010. — Vol. 58. — No. 2. — P. 419–433.
- [94] Alt, A. Transistor Modeling: Robust Small-Signal Equivalent Circuit Extraction in Various HEMT Technologies / A. Alt, D. Marti, C.R. Bolognesi // IEEE Microwave Magazine. - 2013. - Vol. 14. - No. 4. - P. 83-101.
- [95] Dambrine, G. A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit / G. Dambrine, A. Cappy, F. Heliodore, E. Playez // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1988. — Vol. 36. — No. 7. — P. 1151– 1159.

- [96] Berroth, M. Broad-band determination of the FET small-signal equivalent circuit / M. Berroth, R. Bosch // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 1990. - Vol. 38. - No. 7. - P. 891-895.
- [97] Berroth, M. High-frequency equivalent circuit of GaAs FETs for large-signal applications / M. Berroth, R. Bosch // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 1991. - Vol. 39. - No. 2. - P. 224-229.
- [98] Rorsman, N. Accurate small-signal modeling of HFET's for millimeter-wave applications / N. Rorsman, M. Garcia, C. Karlsson, H. Zirath // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1996. — Vol. 44. — No. 3. — P. 432–437.
- [99] Jarndal, A. A new small-signal modeling approach applied to GaN devices / A. Jarndal, G. Kompa // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2005. - Vol. 53. - No. 11. - P. 3440-3448.
- [100] Chen, G. A low gate bias model extraction technique for AlGaN/GaN HEMTs / G. Chen, V. Kumar, R.S. Schwindt, I. Adesida // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2006. - Vol. 54. - No. 7. - P. 2949-2953.
- [101] Brady, R.G. An Improved Small-Signal Parameter-Extraction Algorithm for GaN HEMT Devices / R.G. Brady, C.H. Oxley, T.J. Brazil // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2008. - Vol. 56. - No. 7. - P. 1535-1544.
- [102] Pucel, R.A. A general noise de-embedding procedure for packaged two-port linear active devices / R.A. Pucel, W. Struble, R. Hallgren, U.L. Rohde // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1992. — Vol. 40. — No. 11. — P. 2013–2024.

[103] Shinohara, K. Nano-Gate Transistor — World's Fastest In P-HEMT — / K. Shinohara, T. Matsui // Journal of NICT. — 2004. — Vol. 51. — No. 1/2. — P. 95–102.