

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской
академии наук»
(ИСЭ СО РАН)



На правах рукописи

Конев Владимир Юрьевич

Фиксация фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна
трехсантиметрового диапазона фронтом модулирующего импульса

01.04.04 Физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук, с.н.с.
Климов Алексей Иванович

Томск – 2015

Содержание

Содержание.....	2
Введение.....	4
1 Аналитический обзор.....	13
1.1 Автогенераторы СВЧ. Возникновение фазового шума и его модельное описание	13
1.2 Способы снижения фазовых шумов автогенераторов СВЧ.....	18
1.2.1 Стабилизация частоты и фазы с помощью высокодобротных резонаторов	19
1.2.2 Автоматическая подстройка частоты и фазы в СВЧ-диапазоне	20
1.2.3 Синхронизация внешним сигналом	22
1.2.4 Взаимная синхронизация.....	23
1.2.5 Синхронизация генераторов модулирующим импульсом напряжения.	24
1.3 Об эффекте Ганна.....	27
1.3.1 Эффект междолинного переноса электронов.....	27
1.3.2 Домен сильного поля	32
1.3.3 Условие формирования домена	35
1.4 Режимы работы генераторов на основе ДГ	37
1.4.1 Схема с резистивной нагрузкой.....	37
1.4.2 Схема с колебательным контуром.....	38
1.5 Феноменологические модели диода Ганна.....	43
1.6 Выводы	44
2 Численное моделирование процессов возбуждения СВЧ-колебаний в наносекундных генераторах Ганна	46
2.1 Локально-полевая модель диода Ганна	46
2.2 Автогенератор с резистивной нагрузкой	54
2.3 Автогенератор с внешним колебательным контуром	56
2.4 Результаты численного моделирования.....	61
2.4.1 Автогенератор с резистивной нагрузкой	61
2.4.2 Автогенератор с колебательным контуром.	65
2.5 Выводы.....	70
3 Описание методики экспериментов	72
3.1 Устройство наносекундного генератора Ганна трехсантиметрового диапазона.....	72

3.2 Измерение нестабильности фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна	78
3.2.1 Метод временных интервалов	79
3.2.2 Метод фазового детектора	85
3.2.3 Оценка погрешности измерения стандартного отклонения $\sigma_{\delta t}$ разности фаз СВЧ-колебаний двух АДГ с использованием полупроводникового смесителя	91
3.2.4 Измерение стандартного отклонения разброса разности фаз СВЧ-колебаний двух АДГ при помощи регистрации суммарного радиосигнала	96
3.3 Методы измерения спектральных характеристик СВЧ-импульсов наносекундных генераторов Ганна	99
3.3.1 Измерение нестабильности несущей частоты АДГ с использованием волноводного полосового фильтра	99
3.3.2 Гетеродинный метод и осциллографические измерения	101
3.4 Выводы	102
4 Результаты измерения стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний	103
4.1 Результаты измерений стандартного отклонения σ_t времени задержки фазы СВЧ-колебаний относительно фиксированной точки на фронте модулирующего импульса	103
4.2. Результаты измерения спектральных характеристик АДГ с использованием волноводного полосового фильтра и гетеродинного метода	113
4.3 Результаты суммирования волнового поля двух наносекундных АДГ трехсантиметрового диапазона	115
4.4 Выводы	119
Заключение	120
Список литературы	122

Введение

Актуальность темы исследования. Задача стабилизации фазы СВЧ-генераторов является актуальной на протяжении десятилетий. Управление амплитудой и фазой колебаний СВЧ-диапазона используется в системах телевизионного вещания, в радиотехнических устройствах для формирования информационного сигнала, для электронного управления положением радиолуча в пространстве, например, в системах активных фазированных антенных решеток (АФАР), и для решения других задач обеспечения работы электронной аппаратуры [1,2]. Улучшение фазовых характеристик источника радиолокационных станций (РЛС), например, позволило бы поднять отношение сигнал/шум всей приемопередающей системы, реализовать режим когерентного накопления сигнала. В частности, полупроводниковые миниатюрные автогенераторы со стабильной фазой могут применяться в качестве источников СВЧ-излучения в приемопередающих модулях (ППМ) АФАР.

Степень разработанности темы исследований. К данному моменту существует несколько способов стабилизации параметров полупроводниковых источников СВЧ-колебаний: 1) использование дополнительного высокодобротного резонатора; 2) синхронизация внешним сигналом; 3) взаимная синхронизация нескольких генераторов; 4) автоподстройка частоты и фазы [1,2]. К сожалению, эти способы усложняют конструкцию генератора, а также не позволяют фиксировать именно начальную фазу СВЧ-колебаний от импульса к импульсу.

Также известен способ стабилизации фазы импульсных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона крутым фронтом импульса напряжения питания, который впервые был продемонстрирован в 1975 году [3]. Авторам удалось получить последовательность когерентных радиоимпульсов, генерируемых маломощным диодом типа АА703А, расположенным в коаксиальном резонаторе, при подаче на него импульса напряжения с фронтом, равным 150 пс. Несущая частота СВЧ-импульсов равнялась 9.5 ГГц. Таким образом, фронт приблизительно равнялся периоду СВЧ-колебаний.

В [4] проведено моделирование на аналоговой вычислительной машине с целью объяснения причин привязки начальной фазы СВЧ-колебаний к фронту модулирующего импульса за счет всплеска тока в резонаторе. Но как выяснилось позднее [5,6], генераторы Ганна можно синхронизовать при помощи модулирующих импульсов с фронтами значительно длиннее периода колебаний.

В [5,6] с помощью этого способа авторы синхронизовали два электродинамически не связанных автогенератора на диодах Ганна (АДГ), работающих на частоте 9.7 ГГц. Диоды Ганна (ДГ) 3А703 и 3А723 с мощностью 20 мВт, которые использовались в данных работах в качестве нелинейных элементов, возбуждались импульсами напряжения с фронтом порядка 1.5 нс. Стандартное отклонение разности фаз, измеренное двумя способами, не превышало 5°.

Исследуемый способ представляется перспективным с точки зрения простоты конструкции генератора, способного генерировать последовательность когерентных радиоимпульсов как от импульса к импульсу, так и в течение длительности импульса.

Цели и задачи. Целью настоящей работы являлось определение наиболее значимых физических процессов в полупроводниковых структурах мощных наносекундных диодов Ганна трехсантиметрового диапазона, обуславливающих наличие механизма фиксации начальной фазы СВЧ-колебаний фронтом модулирующего импульса напряжения.

В соответствии с этим решались следующие задачи.

- Разработка математического аппарата на основе локально-полевой модели, численное моделирование физических процессов и определение факторов, влияющих на нестабильность начальной фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона.
- Экспериментальное определение факторов, влияющих на нестабильность фазы СВЧ-колебаний наносекундного генератора трехсантиметрового диапазона на мощном диоде Ганна относительно фронта модулирующего импульса.
- Экспериментальное определение факторов, влияющих на нестабильность разности фаз СВЧ-колебаний двух наносекундных генераторов трехсантиметрового диапазона на мощных диодах Ганна, возбуждаемых одним модулятором.
- Экспериментальное определение возможности когерентного сложения в пространстве СВЧ-мощности двух наносекундных генераторов Ганна, возбуждаемых общим модулятором.

Научная новизна.

- Впервые с использованием разработанного на основе локально-полевой модели полупроводниковой структуры математического аппарата исследовался процесс возбуждения СВЧ-колебаний наносекундного генератора Ганна трехсантиметрового диапазона. Показано, что начальная фаза СВЧ-колебаний определяется моментом перехода полупроводниковой структуры с выраженной неоднородностью легирования в режим отрицательного дифференциального сопротивления. Показано, что нестабильность начальной фазы колебаний определяется нестабильностью фронта и амплитуды

модулирующего импульса. Показано, что нестабильность фазы СВЧ-колебаний, обусловленная нестабильностью амплитуды модулирующего импульса, нарастает с удлинением его фронта.

- Впервые разработаны методы и выполнены измерения нестабильности начальной фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов трехсантиметрового диапазона на мощных диодах Ганна относительно фронта модулирующего импульса.
- Впервые разработаны методы и выполнены измерения нестабильности разности фаз СВЧ-колебаний двух наносекундных генераторов трехсантиметрового диапазона на мощных диодах Ганна.
- Впервые выполнены измерения зависимости нестабильности начальной фазы СВЧ-колебаний отдельного генератора, а также разности фаз двух наносекундных генераторов трехсантиметрового диапазона на мощных диодах Ганна от длительности фронта модулирующего импульса. Показано, что с увеличением длительности фронта нестабильность фазы и разности фаз нарастает.
- Впервые показана возможность когерентного сложения волновых полей двух наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона, возбуждаемых одним источником модулирующих импульсов.

Теоретическая и практическая значимость работы.

- Математический аппарат, разработанный на основе локально-полевой модели диода Ганна, может быть использован при анализе импульсных физических процессов в полупроводниковых структурах GaAs.
- Эффект фиксации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна моментом перехода полупроводниковой структуры в режим отрицательного дифференциального сопротивления может представлять интерес для поиска возможности реализации автогенераторов с фиксированной начальной фазой за счет наличия N-образной вольтамперной характеристики и, соответственно, порогового напряжения возбуждения.
- Результаты компьютерного моделирования и экспериментальных исследований качественной связи нестабильности начальной фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона с нестабильностью фронта и амплитуды модулирующего импульса могут быть использованы при разработке таких генераторов.
- Результаты по когерентному сложению волновых полей двух наносекундных генераторов Ганна, возбуждаемых общим источником модулирующих импульсов, могут быть использованы при разработке устройств с когерентным сложением волновых полей или мощностей массива генераторов, возбуждаемых импульсом напряжения общего

модулятора или нескольких синхронизованных модуляторов, которые формируют воспроизводимые модулирующие импульсы.

- Разработанные методы исследования когерентности СВЧ-излучения двух наносекундных генераторов Ганна с фиксацией фазы импульсом напряжения одного модулятора могут быть использованы при изучении когерентности других генераторов, например, ламп обратной волны, с фиксацией фазы СВЧ-колебаний модулирующим импульсом.

Методология и методы исследования. Для теоретического изучения физических процессов, происходящих при возбуждении полупроводниковой структуры наносекундным импульсом напряжения, был использован разработанный в процессе исследований математический аппарат, основанный на общеизвестной локально-полевой модели диода Ганна, дополненной уравнениями Кирхгофа для цепи колебательного контура автогенератора. Все численные расчеты проводились в среде Matlab 2014a.

Эксперименты по измерению стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний генератора Ганна относительно фронта модулирующего импульса, а также по измерению стандартного отклонения разности фаз двух генераторов Ганна проводились при помощи метода фазового детектора и метода временных интервалов. В методе временных интервалов использовались два современных осциллографа Tektronix 6154C с рабочей полосой до 15 ГГц и LeCroy WaveMaster 830Zi с рабочей полосой до 30 ГГц. Эксперименты по измерению стандартного отклонения разности фаз двух генераторов Ганна выполнялись таким образом, чтобы исключить влияние одного генератора на другой посредством электродинамической связи между ними.

Измерение суммарного волнового поля двух автогенераторов Ганна измерялось в дальней зоне в безэховой камере, что исключало влияния отражений на итоговый результат. Исследование возможности когерентного суммирования СВЧ-мощности двух электродинамически развязанных, синхронизованных модулирующим импульсом напряжения генераторов Ганна выполнялась посредством измерения диаграммы направленности каждого из генераторов, а также их суммарной диаграммы направленности и сравнения этой диаграммы направленности с суммарной диаграммой направленности образцовых излучателей.

Положения, выносимые на защиту.

- На основе результатов численного моделирования процессов возбуждения генераторов на диодах Ганна с полупроводниковой структурой из GaAs показано, что необходимым условием генерации импульсов СВЧ-колебаний со стабильной начальной фазой является наличие профиля легирования с минимумом концентрации доноров вблизи катода.

- В численном моделировании показано, что начальная фаза СВЧ-колебаний наносекундных генераторов на диодах Ганна трехсантиметрового диапазона, полупроводниковая структура которых имеет минимум концентрации доноров вблизи катода, соответствует моменту возникновения режима отрицательного дифференциального сопротивления и образованию домена сильного поля. Эксперименты с генераторами на диодах Ганна трехсантиметрового диапазона типа 3A762 показали возможность фиксации фазы СВЧ-колебаний фронтом модулирующего импульса. Нестабильность фазы относительно момента запуска осциллографа характеризуется стандартным отклонением 7.2° при длительности фронта модулирующего импульса 4.5 нс.
- В численном моделировании показано, что нестабильность фазы СВЧ-колебаний обусловлена нестабильностью длительности фронта и нестабильностью амплитуды модулирующего импульса. При этом с увеличением длительности фронта основным фактором, приводящим к росту нестабильности фазы СВЧ-колебаний, является нестабильность амплитуды импульса. В качественном соответствии с результатами численного моделирования в экспериментах при увеличении длительности фронта от 4.5 нс до 15 нс характер СВЧ-генерации изменялся от состояния, характеризуемого регулярной фазовой структурой, до состояния с полным нарушением фиксации фазы.
- Экспериментально показана возможность фиксации разности фаз фронтом модулирующего импульса двух электродинамически развязанных наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона, подключенных параллельно к общему модулятору. Стандартное отклонение разности фаз двух таких генераторов составило 9° в течение всего радиоимпульса длительностью 20 нс, при длительности фронта модулирующего импульса напряжения на СВЧ-блоке каждого генератора 6.5 нс. В дальней зоне наблюдается когерентное сложение полей двух таких генераторов.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, 4-х глав, заключения и списка литературы. В работе приводится 81 рисунок и 3 таблицы. Библиография содержит 58 наименований. Общий объем работы составляет 126 страниц.

Основное содержание работы.

В **первой главе** приведен литературный обзор по существующей теории автогенераторов с мягким и жестким возбуждением. Указаны условия, необходимые для возникновения колебаний в них. Также описывается двухдолинная модель полупроводниковой структуры диода Ганна, описаны режимы работы диода Ганна, показано отличие процесса возбуждения

колебаний в генераторе Ганна от возбуждения колебаний в типичных автогенераторах. Показано, что применительно к наносекундным генераторам Ганна существует недостаточно исследованный способ стабилизации фазы СВЧ-колебаний фронтом импульса напряжения на диоде Ганна, который имеет ряд преимуществ перед общеизвестными способами. Этот способ является перспективным с точки зрения осуществления когерентного сложения СВЧ-мощности в пространстве от нескольких генераторов Ганна. Приводится сравнение различных численных моделей диода Ганна.

Во **второй главе** описывается математический аппарат, разработанный на основе локально-полевой модели диода Ганна, дополненной уравнениями Кирхгофа для цепи колебательного контура автогенератора, который был использован для анализа импульсного возбуждения автогенератора на диоде Ганна с полупроводниковой структурой GaAs и установления фазы СВЧ-колебаний.

Приведены результаты численных расчетов зависимости нестабильности фазы СВЧ-колебаний от нестабильности фронта модулирующего импульса с ростом его длительности при постоянной амплитуде модулирующего импульса, а также результаты численных расчетов зависимости нестабильности фазы СВЧ-колебаний от нестабильности амплитуды модулирующего импульса с ростом фиксированной длительности его фронта. Расчеты были выполнены для случаев эквивалентной схемы генератора с резистивной нагрузкой, а также с колебательным контуром для последующего сравнения с результатами экспериментов.

В **третьей главе** описаны методики экспериментов по исследованию процесса установления фазы СВЧ-колебаний в наносекундных генераторах Ганна. Описано устройство и принцип действия источника модулирующих импульсов напряжения. Приводятся схемы экспериментов по измерению стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний относительно фронта модулирующего импульса, схемы экспериментов по синхронизации и измерению стандартного отклонения разности фаз двух электродинамически несвязанных генераторов Ганна, возбуждаемых импульсом напряжения общего модулятора. Обсуждаются факторы, существенным образом влияющие на результаты измерения стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний относительно фиксированной точки на фронте модулирующего импульса при работе с цифровыми осциллографами типа LeCroy WaveMaster 830Zi с рабочей полосой 30 ГГц и Tektronix TDS6154C с рабочей полосой 15 ГГц. Приведены погрешности измерения стандартного отклонения фазы относительно фронта модулирующего импульса и разности фаз двух генераторов друг относительно друга.

В **четвертой главе** приводятся результаты экспериментов по исследованию процесса установления фазы СВЧ-колебаний в наносекундных генераторах Ганна. Приводятся

результаты измерения стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний наносекундного генератора Ганна трехсантиметрового диапазона относительно фронта модулирующего импульса, а также стандартного отклонения разности фаз СВЧ-колебаний двух таких генераторов. Показано, что с увеличением длительности фронта модулирующего импульса стандартное отклонение фазы СВЧ-колебаний относительно фронта, а также разности фаз двух генераторов нарастает. Показано, что стандартное отклонение фазы СВЧ-колебаний относительно фронта модулирующего импульса, а также разности фаз двух электродинамически развязанных наносекундных генераторов трехсантиметрового диапазона на мощных диодах Ганна может составлять порядка 1-2 пс при длительности фронта модулирующего импульса 4.5-6.5 нс, существенно превышающей период СВЧ-колебаний.

Продемонстрирована возможность когерентного сложения СВЧ-мощностей в пространстве двух электродинамически развязанных наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона. Показано, что суммарное волновое поле в дальней зоне двух наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона близко к суммарному волновому полю двух когерентных источников СВЧ-колебаний, образованных делением мощности стандартного генератора Г4-83.

В заключении приводятся основные результаты работы.

Степень достоверности и апробация результатов.

Достоверность полученных в работе результатов подтверждается их регулярной воспроизводимостью, наблюдавшейся в процессе исследований, а также соответствием результатов результатам выполненного анализа литературных данных, в частности, результатам работ-прототипов. Достоверность подтверждается, также, качественным соответствием результатов численного моделирования и экспериментов.

Результаты работы докладывались на международной научной конференции “Современные техника и технологии 2009”, (Томск, Россия), на международной конференции “Научная сессия ТУСУР – 2010”, (Томск, Россия), на “15 Международном симпозиуме по сильноточной электронике 2010”, (ИСЭ СО РАН, Томск, Россия), на международной научной конференции “Актуальные проблемы радиофизики 2012”, (Томск, Россия), на “17 Международном симпозиуме по сильноточной электронике 2012”, (ТПУ, Томск, Россия), на международной научной конференции “2013 23rd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2013)”, (Севастополь), на международной научной конференции “2013 21st Telecommunications Forum (TELFOR)”, (Beograd, Serbia), на международной конференции “2015 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON)”, (Омск, Россия).

Основное содержание диссертационной работы отражено в 10 печатных работах.

1. **Конев, В.Ю. Стабилизация фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона [Текст]** / В.Ю. Конев, А.И. Климов // 15 Международная практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии». Труды в 3-т. – Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – Т. 1. – С. 175–176.
2. **Конев, В.Ю. Стабилизация начальной фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона [Текст]** / В.Ю. Конев, А.И. Климов // Научная сессия ТУСУР – 2010: Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов и аспирантов и молодых ученых, Томск, 4-7 мая 2010 г. – Томск: В-Спектр, 2010. Ч.1. С. 38-41.
3. **Губанов, В.П. Наносекундный генератор Ганна трехсантиметрового диапазона [Текст]** / В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук, В.Ю. Конев, В.В. Ростов // Приборы и техника эксперимента. – 2010. – №5. – С. 95–98
4. **Конев, В.Ю. Фазовая синхронизация наносекундных генераторов Ганна [Текст]** / В.Ю. Конев, В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук, В.В. Ростов, К.А. Шарыпов, М.И. Яландин // Приборы и техника эксперимента. –2011. –№ 6. – С. 37–40.
5. **Rostov, V.V. High Power Nanosecond Microwave Oscillators with Phase Synchronization [Текст]** / V.V. Rostov, A.A. Elchaninov, A.I. Klimov, V.Yu. Konev, I.V. Romanchenko, G.A. Mesyats, M.I. Yalandin // Strong Microwaves and Terahertz Waves: Source and Applications. Proceeding of 8th International Workshop. Nizhny Novgorod–St.-Petersburg, Russia. July 9–16, 2011. PP.63–64.
6. **Конев, В.Ю. Эффект стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна [Текст]** / В.Ю. Конев, В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, Н.А. Торхов // Письма в ЖТФ. – 2013. –№ 39. – С. 45–51.
7. **Конев, В.Ю. Эффект стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна. Эксперимент [Текст]** / В.Ю. Конев, В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук. Эффект стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна. Эксперимент // Труды 23-й Международной конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Крымико). – 2013. – С. 116–117.
8. **Конев, В.Ю. Эффект стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна. Численное моделирование [Текст]** / В.Ю. Конев, А.И. Климов, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, Н.А. Торхов // Труды 23-й Международной

конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Крымико). – 2013. – С. 114–115.

9. **Kozhevnikov, V.Yu. Phase stabilization effect in nanosecond microwave Gunn oscillators** [Текст] / V.Yu. Kozhevnikov, **V.Yu. Konev**, A.I. Klimov, V.P. Gubanov, O.B. Kovalchuk, A.V. Kozyrev // 2013 21st Telecommunications Forum (TELFOR). Beograd, Serbia. November 26-28, 2013. P. 697–700.
10. **Конев, В.Ю. Стабилизация фазы СВЧ-колебаний наносекундной длительности в генераторе на диоде Ганна** [Текст] / В.Ю. Конев, В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев // ЖТФ. – 2015. – Т. 85, вып. 3. – С. 103-109.

Кроме того, результаты работы опубликованы в отчетах по грантам РФФИ №12-08-31171_мол-а и №11-08-00041-а, в которых автор диссертации являлся руководителем и исполнителем соответственно, а также в одном сетевом издании «Южно-Сибирский научный вестник».

1 Аналитический обзор

1.1 Автогенераторы СВЧ. Возникновение фазового шума и его модельное описание

Типичный СВЧ-автогенератор с обратной связью, условно показанный на рисунке 1.1, состоит из пассивной цепи с резонатором, определяющим частоту автоколебаний, и активного элемента (АЭ), например, усилитель (U , рисунок 1.1), который компенсирует потери в резонаторе и обеспечивает возбуждение автоколебаний [1].

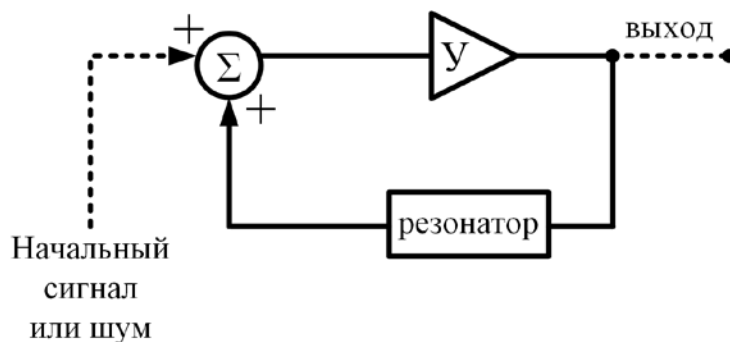


Рисунок 1.1 – Общая схема автогенератора электромагнитных колебаний: U – бесшумный усилитель, Σ – блок суммирования, через который шумовые колебания поступают в контур

При введении малого синусоидального сигнала или шума в колебательный контур с включенным АЭ резонатор выделяет рабочий спектр частот электрических колебаний, которые затем по положительной обратной связи поступают на вход усилителя, и их амплитуда усиливается за счет внешней ЭДС, приложенной к колебательному контуру. Амплитуда колебаний ограничивается собственными параметрами системы. Механизм ограничения роста амплитуды колебаний поясняется на примере простейшего лампового генератора (триода) (рисунок 1.2) [7].

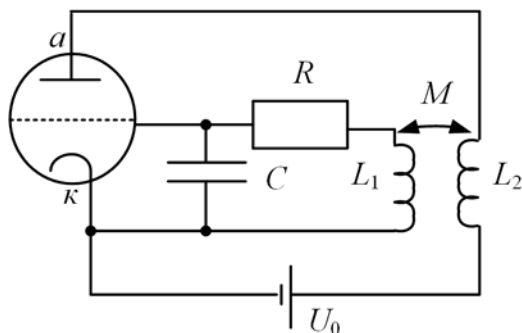


Рисунок 1.2 – Схема простейшего лампового генератора: C – емкость, L_1 – индуктивность катодной цепи, L_2 – индуктивность контура, κ – катод, a – анод

На рисунке штриховой линией обозначена управляющая сетка триода. Напряжение на сетке управляет анодным током, а колебания в контуре в свою очередь определяют напряжение на сетке. Положительная обратная связь в такой схеме определяется коэффициентом взаимной индукции между индуктивностью анодной цепи и индуктивностью колебательного контура.

Мощность, выделяющаяся в контуре, будет пропорциональна квадрату амплитуды U_m^2 напряжения на нагрузке [7]. Пусть в колебательный контур поступает мощность P_+ , а мощность, выделяющаяся на нагрузке, P_- . Чтобы обеспечить нарастание амплитуды колебания на выходе активного прибора, P_+ должно быть больше P_- [7]. Если бы все составляющие элементы автогенератора имели линейные характеристики, то очевидно, что амплитуда колебаний нарастала бы неограниченно. Этот случай изображен на рисунке 1.2.

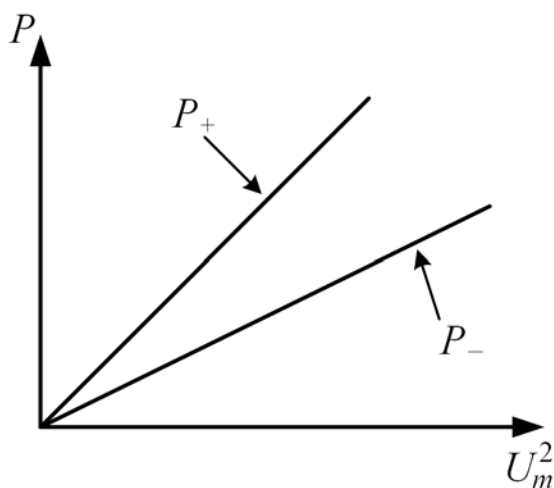


Рисунок 1.2 – Мощность, поступающая в колебательный контур, P_+ ; мощность, выделяемая на нагрузке, P_- (линейный случай)

Практически же любая схема автогенератора включает в себя нелинейный элемент. Нелинейность АЭ приводит к тому, что получаемая мощность P_+ растет медленнее, чем пропорционально квадрату амплитуды U_m^2 , график искривляется (рисунок 1.3) [7].

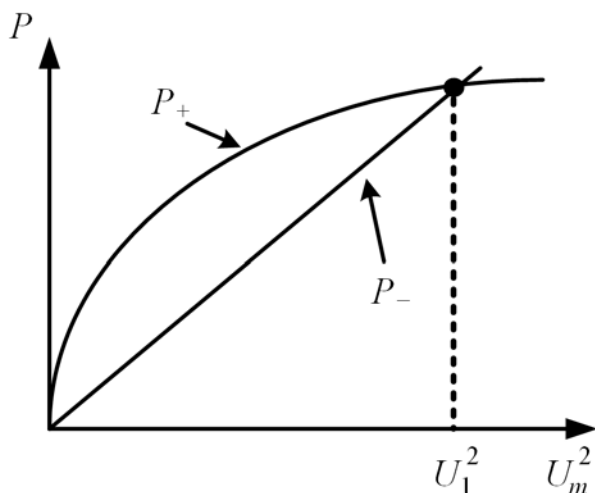


Рисунок 1.3 – Равенство получаемой и отдаваемой мощности АЭ (баланс энергий) в случае мягкого возбуждения генератора

Видно, что на начальном участке кривой P_+ мощность, поступающая в колебательный контур, превышает мощность, теряемую в нагрузке. Следовательно, на этом участке амплитуда колебаний возрастает. В точке пересечения P_+ и P_- рост амплитуды прекращается поскольку потери начинают превосходить подаваемую мощность. Таким образом, в случае мягкого режима возбуждения генератора происходит быстрое установление стационарного режима, т. е. режима с постоянной амплитудой колебаний. В случае автогенератора с жестким возбуждением (рисунок 1.4) процесс установления амплитуды колебание несколько отличается.

Пусть в точке А амплитуда колебаний в нелинейном элементе по каким-либо причинам стала меньше U_1 . Тогда система будет терять мощности больше, чем получать, и колебания со временем затухнут. Если же амплитуда колебаний превысит U_1 , при этом $P_+ > P_-$, амплитуда начнет нарастать, пока не достигнет значения U_2 . Дальнейший рост амплитуды прекратится, поскольку при $U_m > U_2$, $P_+ < P_-$, колебания вновь начнут затухать.

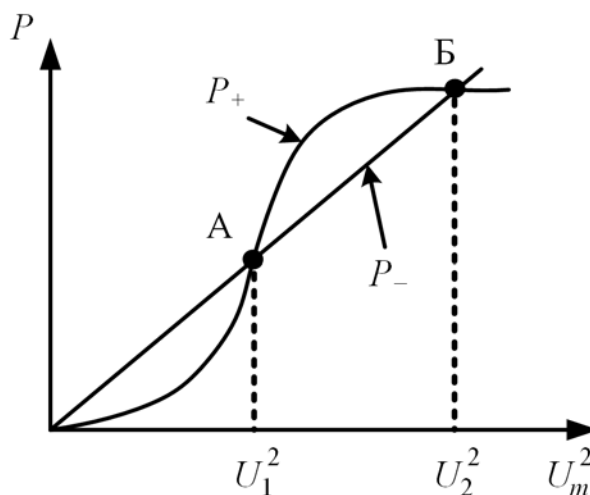


Рисунок 1.4 – Равенство получаемой и отдаваемой мощности АЭ (баланс энергий) в точках А и Б в случае жесткого возбуждения осциллятора

Таким образом, для того, чтобы в таком контуре возникли колебания, необходимо, чтобы подводимая к контуру мощность превышала определённое значение, иначе колебаний будут быстро затухать. Поэтому жесткий режим самовозбуждения генератора требует дополнительных условий для установления колебаний: либо большей величины коэффициента положительной обратной связи, либо дополнительного внешнего воздействия.

Очевидно, что для стабилизации амплитуды колебаний на определенном уровне необходим некоторый механизм ограничения – например, уменьшение коэффициента усиления с ростом амплитуды входного колебания [7]. Обычно это происходит из-за свойств самих активных элементов при переходе их в нелинейный режим. В установившемся режиме усиление активного прибора компенсирует потери в цепи обратной связи с резонатором, что обеспечивает постоянство амплитуды выходного колебания. Частота автоколебаний определяется селективными свойствами резонатора и фазовыми соотношениями в цепи обратной связи автогенератора [7]. Для реализации автогенератора должны быть выполнены два обязательных требования [2,7]:

- 1) для возбуждения автоколебаний необходимо, чтобы в компонентах автогенератора имелись источники собственных шумов;
- 2) для выхода на установившийся режим требуется нелинейный механизм ограничения нарастания амплитуды сигнала.

К сожалению, эти фундаментальные особенности СВЧ-автогенератора являются причинами возникновения шумов в спектре выходного колебания – либо непосредственными (из-за высокочастотных шумов активных элементов или флуктуаций резонансной частоты),

либо косвенными (из-за преобразования вверх спектра низкочастотных шумов активного прибора на его нелинейности) [8]. Соответственно они являются причиной нестабильности фазы, а также момента возбуждения СВЧ-колебаний (начальной фазы).

Для ряда радиофизических задач при анализе работы автогенератора необходимо учитывать эти собственные флуктуации (шумы ламп) и внешние случайные воздействия (случайные вариации напряжения источников питания, колебания температуры окружающей среды, вибрации и т. д.) [8]. Влияние флуктуаций и случайных воздействий проявляется в том, что автоколебания будут не строго гармоническими, а оказываются модулированными по амплитуде и частоте случайным образом [8]. Флуктуации амплитуды и частоты, обусловленные только собственными шумами автогенератора, принято называть естественными флуктуациями [8]. Эти флуктуации принципиально неустранимы и определяют тот предел повышения стабильности частоты и амплитуды автогенератора, который для данного генератора не может быть превзойден. Флуктуации амплитуды и частоты, обусловленные внешними случайными воздействиями, называются техническими флуктуациями. Эти флуктуации в принципе можно устранить мерами параметрической стабилизации (термостатирование, гашение вибраций и т. д.) и стабилизации питающих напряжений. В реальных условиях технические нестабильности в большинстве случаев значительно превышают естественные [8].

Анализ литературы показывает, что в диодах Ганна природа шумов обуславливается следующими процессами [9]: флуктуацией скорости домена, разбросом времени зарождения домена, контактными явлениями в полупроводниковой структуре, процессами на поверхности структуры и ловушками (наличием примесей в полупроводниковой структуре). При этом, величина шумов в диодах Ганна по причинам технологического характера может сильно отличаться от экземпляра к экземпляру даже при работе в одинаковых условиях [10].

При подаче импульса напряжения на ДГ существенным источником шумов может являться сама схема формирования импульса [10]. При постоянном напряжении смещения на образце уровень шумов источника питания может быть сделан существенно меньше уровня собственных шумов [10].

1.2 Способы снижения фазовых шумов автогенераторов СВЧ

В современной радиотехнике чрезвычайно широко используются источники колебаний с прецизионной стабильностью частоты [11]. Исключительно важная роль высокостабильных периодических колебаний с технической стороны обусловлена возможностью эталонирования и измерения частоты с точностью, наивысшей по сравнению с другими физическими величинами – длиной, массой, температурой. Поэтому на практике при измерении любых величин иной физической размерности стремятся преобразовать их в измерения частоты (или фазы) электрических колебаний [11]. Например, доплеровский сдвиг частоты радиосигнала используют как меру скорости движущегося объекта. Кроме того, высокая стабильность частоты является необходимым условием качественной передачи информации, точного определения параметров цели в радиолокации [11].

В настоящее время в радиотехнической аппаратуре для стабилизации частоты и фазы автогенераторов используют сложные и разнообразные методы [1,2,11]:

- а) включение дополнительных высокочастотных резонаторов в различные участки автоколебательного тракта;
- б) использование внешней и взаимной синхронизации на основной и кратной частотах;
- в) применение параметрической стабилизации частоты;
- г) использование систем частотной и фазовой автоподстройки.

1.2.1 Стабилизация частоты и фазы с помощью высокодобротных резонаторов

В общем случае [8,12] стабильность частоты генераторов тем выше, чем больше добротность резонатора. На рисунке 1.5 представлена схема автогенератора на активном двухполюснике.

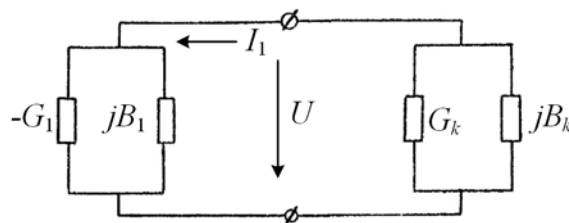


Рисунок 1.5 – Схема автогенератора на активном двухполюснике [13]

Из-за наличия в резонаторе емкостных и индуктивных элементов для генератора на активном двухполюснике полная проводимость параллельного колебательного контура \dot{Y}_K будет иметь активную G_K и реактивную B_K составляющие [13]:

$$\dot{Y}_K(\omega) = G_K(\omega) + jB_K(\omega). \quad (1.1)$$

Проводимость нелинейного элемента в свою очередь будет иметь вид [13]:

$$\dot{Y}_1(U, \omega) = -G_1(U, \omega) + jB_1(U, \omega), \quad (1.2)$$

где U – напряжение на активном элементе. В установившемся стационарном режиме работы автогенератора выполняются уравнения баланса амплитуд и баланса фаз [13]:

$$\begin{cases} -G_1(U, \omega) + G_K(\omega) = 0 \\ B_1(U, \omega) + B_K(\omega) = 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

Если в результате каких-либо дестабилизирующих факторов эти два равенства нарушаются, например, в результате скачка температуры изменилась на ΔG_1 проводимость АЭ, то восстановление происходит за счет изменения частоты автогенерации, при котором реактивная проводимость колебательного контура меняется на $\Delta G_K = -\Delta G_1$. Чем больше добротность резонансной системы (РС), тем меньшему изменению частоты соответствует приращение ΔG_K . Добротность РС можно повысить тремя способами [12]: увеличивая собственную добротность резонатора, в который помещен АЭ, подключая к собственному резонатору дополнительный высокодобротный резонатор, а также ослабляя связь с полезной нагрузкой. Ослабление связи с нагрузкой генератора равносильно увеличению добротности, однако, приводит к уменьшению выходной мощности электромагнитных колебаний [12]. Поэтому подобное решение применяется по отношению к генераторам малой мощности в измерительной аппаратуре и в маломощных ступенях многокаскадных передатчиков.

Увеличение собственной добротности резонатора ограничено физическим пределом возможности уменьшения потерь в нем. Повышению добротности РС способствует подключение дополнительного внешнего резонатора, обладающего гораздо большей добротностью, чем добротность стабилизируемого резонатора. При этом для вывода мощности используется основной резонатор, который может быть малостабильным и с низкой добротностью из-за связи с нагрузкой. Стабилизирующее действие дополнительного резонатора объясняется тем, что вносимое им в РС реактивное сопротивление по модулю значительно превышает активное, что в свою очередь равносильно увеличению добротности РС [12].

1.2.2 Автоматическая подстройка частоты и фазы в СВЧ-диапазоне

Одним из эффективных способов стабилизации частоты является автоматическая подстройка частоты [12]. Простейшая структурная схема генератора с автоподстройкой частоты (АПЧ) представлена на рисунке 1.6.

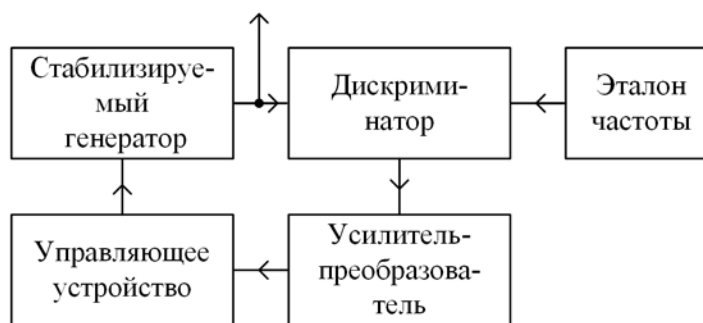


Рисунок 1.6 – Структурная схема генератора с АПЧ

Часть мощности стабилизируемого генератора подают на дискриминатор, в котором происходит сравнение частоты генератора с эталоном. Если эти частоты не равны, то напряжение ошибки, определяемое разностью частот, подается на усилитель-преобразователь, а затем на управляющее устройство, которое изменяет частоту стабилизируемого генератора. Системы АПЧ в зависимости от типа используемого дискриминатора подразделяются на системы частотной автоподстройки и на системы фазовой автоподстройки.

Одним из наиболее важных элементов систем АПЧ является именно дискриминатор – устройство, которое сравнивает частоту (фазу) стабилизируемого генератора с частотой (фазой) эталонного источника. Значения и полярность выходного напряжения дискриминатора зависит от отклонения частоты (фазы) и от его знака. В последнее время в связи с развитием цифровой вычислительной техники и микроэлектроники, созданием надежных и недорогих стандартных элементов широкое распространение получили цифровые системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Такие системы имеют хорошие технологические показатели, высокую надежность, возможность сопряжения с персональным компьютером и т. д. Но стоит заметить, что данный способ достаточно сложен в реализации и требует значительного аппаратного обеспечения.

1.2.3 Синхронизация внешним сигналом

Режим синхронизации СВЧ-генераторов внешним высокостабильным источником является эффективным для многих практических задач [14,15] таких, как: 1) стабилизация параметров (частота, фаза, амплитуда) мощных импульсных когерентных источников СВЧ-сигнала когерентным непрерывным маломощным радиосигналом, как в течение всей длительности импульса, так и от импульса к импульсу; 2) эффективное суммирование мощностей нескольких источников электромагнитных колебаний при установке их в общей электродинамической системе; 3) создание маломощных высокостабильных источников непрерывного действия миллиметрового диапазона на основе синхронизации субгармонического сигнала [14]. Например, на основе последнего метода были разработаны высокостабильные когерентные импульсные твердотельные источники СВЧ-колебаний, мощность которых в диапазоне 30-40 ГГц превышала 100 Вт при нестабильности фазы выходного сигнала $10-15^\circ$ [16]. Перспективной кажется разработка когерентного импульсного магнетрона, синхронизированного стабильным когерентным импульсным источником СВЧ, в качестве которого могут служить генераторы на лавинно-пролетном диоде (ЛПД) или генераторы Ганна мощностью несколько десятков ватт [17,18].

Физический смысл формирования когерентного сигнала синхронизируемого генератора заключается в том, что амплитуда синхронизирующего сигнала превышает во много раз уровень случайных флуктуаций, которые определяют фазу колебаний [17]. При этом источник синхросигнала имеет мощность значительно меньшую, чем мощность стабилизируемого генератора [19].

Структурная схема данного способа представлена на рисунке 1.7.

Пусть автоколебательная система, 2, вырабатывает колебания на частоте ω_0 – резонансная частота контура, в который включен АЭ. На эту систему подается внешний сигнал от высокостабильного источника, например, от кварцевого генератора, 1, частота СВЧ-колебаний которого равняется ω_r .

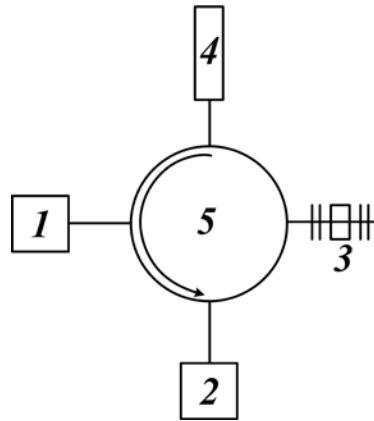


Рисунок 1.7 – Структурная схема стабилизации частоты и фазы СВЧ-генератора с помощью метода внешней синхронизации

В результате внешнего воздействия колебания в синхронном режиме могут происходить не только на собственной частоте автоколебательной системы ω_0 , а на частоте дробно-кратной частоте синхросигнала $\omega = \frac{m}{n} \omega_r$ (n и m – целые числа). При этом, синхронный режим имеет место лишь в некоторой полосе $\Delta\omega$ расстройки частоты генератора относительно частоты воздействия. За пределами этой полосы колебаний нет, или существует асинхронный режим, в котором колебания происходят на частоте близкой к частоте свободного генератора, или режим биений, при котором амплитуда и фаза медленно изменяются со временем.

1.2.4 Взаимная синхронизация

В реальных устройствах какая-то часть мощности из синхронизируемого генератора попадает в синхронизирующий [18]. Поскольку мощность первого обычно значительно превышает мощность второго, то незначительной части мощности синхронизируемого генератора достаточно для синхронизации задающего генератора. Тогда имеет место взаимная синхронизация генераторов [20]. Это явление может ухудшить параметры задающего генератора, поэтому обратное воздействие обычно стараются уменьшить. При определенных соотношениях фазовые шумы синхронизированных генераторов могут оказаться меньше, чем у

каждого из них в отдельности. Взаимная синхронизация применяется также для сложения мощностей от нескольких генераторов [19]. Например, в [21] было осуществлено сложение мощностей от 6 генераторов Ганна X-диапазона с несущей частотой 9.4 ГГц, которые имели электродинамическую связь между собой и синхронизировались от другого генератора Ганна с несущей частотой 9.4 ГГц. Схема эксперимента представлена на рисунке 1.8.

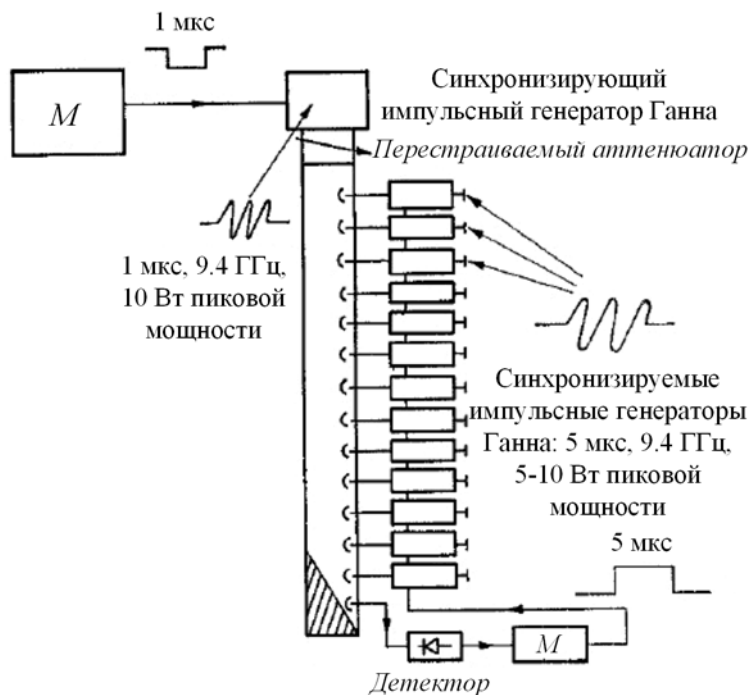


Рисунок 1.8 – Схема эксперимента по синхронизации нескольких импульсных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона: М – источник модулирующих импульсов [21]

Генераторы выполнялись в виде полосковой конструкции. Ширина основного лепестка по уровню 3 дБ суммарной диаграммы направленности такой антенной системы составила 25°.

1.2.5 Синхронизация генераторов модулирующим импульсом напряжения.

Известен способ фиксации фазы СВЧ-колебаний импульсом модулирующего напряжения [3-6,22,23], с помощью которого удалось получить последовательность когерентных

радиоимпульсов, не прибегая к методам, описанным выше. Представляет интерес попытка запуска нескольких таких генераторов синхронными импульсами напряжения с задачей когерентного сложения СВЧ-мощности и электронного сканирования радиолуча в пространстве.

В [3] проводилось исследование эффекта фиксации начальной фазы СВЧ-колебаний в наносекундных генераторах Ганна трехсантиметрового диапазона модулирующим импульсом напряжения, подаваемого на диод Ганна. В [3] авторы подавали на ДГ АА703А, располагавшийся внутри коаксиального резонатора, периодическую последовательность импульсов напряжения с фронтом порядка 100-150 пс. На экране стробоскопического осциллографа, который запускался фронтом импульса напряжения, наблюдался радиосигнал, имеющий четкую фазовую структуру. Этот факт говорил о том, что импульсы СВЧ такого генератора длительностью до 100 нс были когерентными, как в течение длительности импульса, так и от импульса к импульсу [3]. Авторы высказали предположение, что начальная фаза высокочастотных колебаний в таких генераторах стабилизируется всплеском тока внутри резонаторной камеры, обусловленным появлением первого домена сильного поля и предшествующему появлению основной генерации. В связи с этим предположением, авторы утверждали, что для надежной фиксации фазы требуется достаточно короткий фронт модулирующего импульса – меньше 150 пс, т. е. сравнимый с периодом СВЧ-колебаний. При большей длительности синхронизация нарушалась [3].

В [5,6] исследовался способ фиксации начальной фазы генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона на диодах 3А703 и 3А723, которые обеспечивали выходную импульсную мощность порядка 20 мВт. Импульсное питание генераторов осуществлялось независимыми модуляторами, которые позволяли получить на согласованной нагрузке импульсы амплитудой 20 В и с фронтом 1.5 нс, длительность которого существенно превышала период СВЧ-колебаний (≈ 150 пс), на согласованной нагрузке. Запуск модуляторов и осциллографа осуществлялся от общего генератора синхроимпульсов. Этот тип диодов рассчитан на работу в непрерывном режиме, но может работать и в импульсном. Оценка нестабильности фазы СВЧ-колебаний проводилась различными способами. Например, в работе [5] осциллографическим способом оценивался разброс разности фаз двух АДГ на ДГ 3А723 следующим образом: от двух АДГ, запускаемых разными модуляторами, СВЧ-сигналы поступали на два разных входа стробоскопического осциллографа С7-7. Запуск модуляторов и осциллографа осуществлялся от общего генератора синхроимпульсов. На экране осциллографа наблюдались фигуры Лиссажу, по толщине линии оценивался разброс разности фаз. Фазовая

нестабильность на частоте 9.7 ГГц составила 5° . Что эквивалентно временной нестабильности радиоимпульсов относительно момента запуска и относительно друг друга 1.6 пс.

В [6] также измерялась нестабильность разности фаз двух генераторов на ДГ ЗА723 СВЧ-сигналы с выходов генераторов через ферритовые вентили поступали на сумматор, сигнал с которого подавался на детектор, а затем уже на канал осциллографа (с целью контроля частоты и амплитуды) и на анализатор импульсов АИ-128. В зависимости от разности фаз суммируемых радиосигналов амплитуда протектированного импульса менялась. Если разность фаз была равна π , тогда суммарный сигнал имел нулевую амплитуду на экране осциллографа. Если разность фаз была равна 0, то амплитуда была максимальна. Если же разность фаз равнялась $\pi/2$, то амплитуда составляла половину от максимального значения. В процессе работы у генераторов устанавливалась разность фаз, равная $\pi/2$. Регистрировалось порядка 10^5 - 10^6 пар импульсов, строилась гистограмма распределения амплитуд, затем эта гистограмма пересчитывалась в гистограмму распределения фаз по формуле:

$$\varphi_N = \pm \arccos(2N/N_{\max} - 1), \quad (1.4)$$

где N_{\max} – номер канала анализатора АИ-128, в который попал импульс с амплитудой, соответствующий нулевой разности фаз, φ_N – разность фаз между парой импульсов, суммарный сигнал которых попал в N -ый канал.

Измеренная таким образом нестабильность разности фаз лучших пар диодов составила 1° при типичном значении 2-2.5 $^\circ$.

Стоит отметить, что в приведенных работах длительность фронта модулирующего импульса не превышала 2 нс.

В работе [4] была реализована модель генератора Ганна на аналоговой вычислительной машине, но, к сожалению, данная модель не дала адекватного объяснения эффекта фиксации фазы колебаний фронтом импульса напряжения питания на диодах Ганна.

По-видимому, сам Дж. Ганн в своих первых экспериментах наблюдал эффект фиксации фазы СВЧ-колебаний тока в полупроводниковых структурах GaAs с длиной меньше, чем 200 мкм, при подаче на них периодической последовательности импульсов напряжения [22]. Кристаллы GaAs располагались на подложке из эпоксидной смолы и не имели никакой резонансной структуры. В образцах GaAs длиной 25 мкм колебания тока частотой 4.5 ГГц регистрировались при помощи стробоскопического осциллографа Tektronix 661-4S2-5T1 с рабочей полосой 1 ГГц, который запускался импульсом напряжения на кристалле. По утверждениям Ганна в некоторых коротких образцах он наблюдал когерентную фазовую

картину, как в течение импульса, так и от импульса к импульсу. Но Ганн не объяснил причину когерентности колебаний от импульса к импульсу [24].

Главным недостатком вышеперечисленных работ является то, что в них, фактически, не была предложена адекватная модель процессов фиксации фазы СВЧ-колебаний в наносекундных генераторах Ганна.

Преимуществом способа стабилизации фазы СВЧ-колебаний фронтом модулирующего импульса перед способами, описанными в п. 1.2.1-1.2.4, является в первую очередь простота конструкции. Ведь, например, в состав любого синтезатора в настоящее время наряду с такими элементами, как генератор, управляемый напряжением (ГУН), фазовый детектор, зарядовый насос, петлевой фильтр и направленный ответвитель, входит цифровой делитель частоты [25]. Также при использовании способа стабилизации фазы фронтом модулирующего импульса не требуется петли обратной связи, систем ФАПЧ.

1.3 Об эффекте Ганна

1.3.1 Эффект междолинного переноса электронов

Американский физик Джон Ганн в 1962 году [24,26], разрабатывая электрические контакты для соединений металл-германий *n*-типа, обнаружил, что как в случае точечных контактов (несколько квадратных микрон), так и в случае широких контактов, которые могут быть в миллионы раз шире точечных, величина тока через них зависит от направления [24]. В связи с этим, необходимо было значительно развить существующие на тот момент теории полупроводников для того, чтобы объяснить квадратичную зависимость плотности тока, текущего через точечный диод в обратном направлении, от приложенного напряжения. Перед этим, Райдер [27] обнаружил, что при увеличении электрического поля, приложенного к образцу германия *n*-типа, плотность тока растет, но ее нарастание постепенно ослабевает, а при напряженностях поля около 3000 В/см вообще прекращается. Насыщение скорости дрейфа,

которое ясно видно на рисунке 1.9, могло бы объяснить поведение плотности тока в точечном диоде.

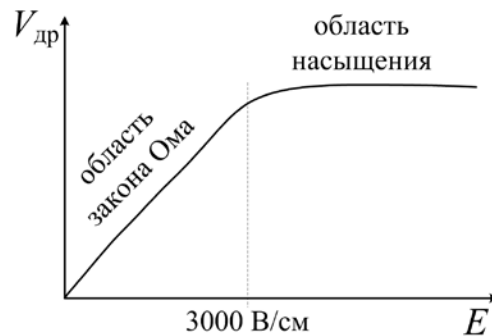


Рисунок 1.9 – Зависимость дрейфовой скорости электронов от приложенного поля в арсениде галлия, предполагаемая Ганном

Для более тщательного исследования зависимости $V_{др}(E)$ Ганн начал проводить эксперименты по измерению температуры (энергии) электронов исходя из измеренного уровня шумов в полупроводнике, возникающих при протекании тока. Путем измерения флуктуации тока он определял степень беспорядочности движения электронов, которая определяется температурой. В ходе своих экспериментов Ганн исследовал как полупроводник 4-й группы германий (Ge), так и соединение элементов 3-ей и 5-ой групп, таких как галлий и мышьяк (GaAs). Это соединение близко по свойствам германию.

Вскоре Ганн обнаружил, что при повышении электрического поля до 1000 или 2000 В/см вместо обычного изменения тока с напряжением ток начинает совершенно беспорядочно скакать вверх и вниз, и это очень напоминает электрические шумы; однако амплитуда этих шумов была так велика, что она не могла быть объяснена ни одним из известных механизмов шума. Ганн заменил арсенид галлия германием и увидел, что ток оставался постоянным. Изменение тока в GaAs вызывалось каким-то явлением, происходившим не в местах контактов полупроводника с металлом, а если не во всем полупроводнике, то в достаточно обширной его области, объеме. Ганн изначально назвал эти явления «объемными». Эти так называемые «объемные эффекты» [26] представляли особый интерес с практической точки зрения, поскольку без особого ущерба, например, можно было удвоить выходную мощность, увеличив площадь сечения кристалла в два раза. Это невозможно сделать в транзисторе [24].

Незадолго до экспериментов Джона Ганна в 1958 году Герберт Крёмер предположил [28], что при достаточном увеличении энергии электронов в некоторых полупроводниках, например, Ge p-типа, их подвижность может измениться таким образом, что они будут двигаться

медленнее в более сильном электрическом поле. Это было показано в 1961 году на основе теоретических расчетов Ридли и Уоткинсом [29] на том основании, что *GaAs*, *InP* и некоторые другие материалы имеют *N*-образную зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля, прикладываемого к образцу (рисунок 1.10).

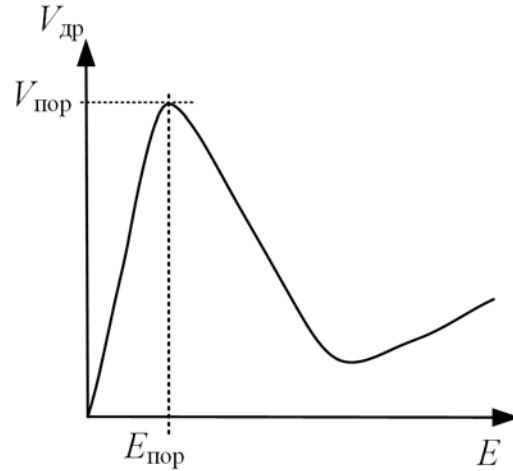


Рисунок 1.10 – *N*-образная зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля

На рисунке виден участок, ограниченный пунктирной линией и который показывает, что, начиная с некоторого порогового поля, прикладываемого к образцу и обозначенного $E_{\text{пор}}$, дифференциальная проводимость структуры становится отрицательной. Ридли и Уоткинс представили в [29] механизм, приводящий к падению скорости электронов с ростом электрического поля.

Известно [30], что в проводимость и другие кинетические свойства полупроводников основной вклад дают электроны, расположенные в окрестности экстремумов зон (валентной и зоны проводимости). В этом случае зависимость энергии электрона от волнового числа $W(k)$ приближенно представляется в виде параболы, которая описывается законом (1.4):

$$W(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (1.4)$$

где \hbar – постоянная Планка, m^* – эффективная масса электрона, k – волновое число. Из (1.4) видно, что радиус кривизны зон пропорционален $1/m^*$.

В теории Ридли-Уоткинса рассматривается диаграмма энергетических зон *GaAs*, состоящая из двух минимумов зоны проводимости (рисунок 1.11).

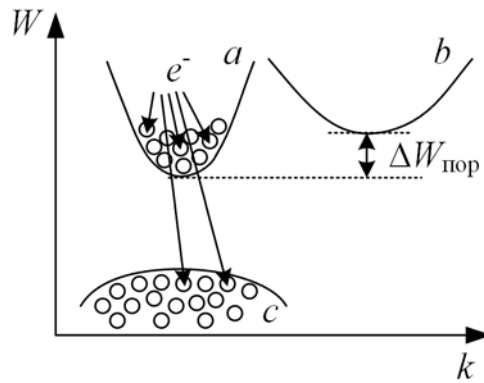


Рисунок 1.11 – Зависимость энергии электрона W от волнового числа k для двухдолинной модели зоны проводимости

Эти минимумы энергий образно называются «долинами». $\Delta W_{\text{пор}}$ – разность энергий между двумя долинами. Центры боковых долин находятся вблизи центральной долины зоны проводимости. В частности, в GaAs центральная долина зоны проводимости a отстоит от валентной зоны на 1.43 эВ, а из боковых долин существенны только те, которые отстоят на 0.38 эВ по отношению к центральной. Для простоты боковые долины объединяются в одну эквивалентную долину, обозначенную буквой b на рисунке 1.8.

Из физики твердого тела [30] известно, что если более высокий минимум имеет меньшую кривизну, то электроны, попавшие в эту долину, будут иметь меньшую подвижность, так как их эффективная масса больше.

Введение понятия эффективной массы m^* позволяет учесть особенности взаимодействия электрона с внутренними полями кристалла в каждой долине и вместе с тем рассматривать его как квазисвободную частицу. Эффективная масса электрона в центральной долине $m_a^* \approx 0.066m_e$ и не зависит от направления, m_e – масса покоя электрона. При 300 К подвижность электронов $\mu_a = 6000 - 8500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и определяется качеством материала. В боковой долине подвижность $m_b^* \approx 0.85m_e$, а $\mu_b = 100 - 150 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, т. е. существенно меньше [31].

В равновесном состоянии концентрации электронов проводимости соотносятся как [31]:

$$n_b / n_a = (m_b^* / m_a^*)^{3/2} \exp[-\Delta W_{\text{пор}} / k_B T], \quad (1.5)$$

где k_B – постоянная Больцмана, n_a , n_b – концентрации электронов в центральной и боковой долине, соответственно, m_a^* , m_b^* – эффективные массы электронов в центральной и боковой

долине соответственно, T – температура электронов. В отсутствие внешнего поля электроны проводимости находятся в термодинамическом равновесии с кристаллической решеткой. При комнатной температуре $n_b/n_a = 0.0001$, так что практически все электроны находятся в центральной долине [31].

Прикладывание электрического поля к образцу GaAs приводит к тому, что в кристалле появляется дрейфовый ток. С ростом поля до значений, не превышающих $E_{\text{пор}}$, (рисунок 1.9) образец ведет себя, как обыкновенная резистивная нагрузка, и через него течет ток, величина которого пропорциональна приложенному напряжению. Плотность тока через образец определяется соотношением:

$$J = enV_{\text{др}}, \quad (1.6)$$

где $V_{\text{др}}$ – средняя дрейфовая скорость электронов. При этом:

$$V_{\text{др}} = \mu E = \left(\frac{n_a}{n} \mu_a + \frac{n_b}{n} \mu_b \right) E, \quad (1.7)$$

в этом выражении $n = n_a + n_b$ – это полная концентрация электронов в зоне проводимости. В достаточно сильном электрическом поле энергия электронов возрастает, часть электронов приобретает энергию, достаточную для преодоления энергетического зазора ΔW и переходит из центральной долины в боковую, где значительно возрастает их эффективная масса, и, соответственно, падает подвижность. При очень больших полях, когда практически все электроны располагаются в боковой долине, средняя дрейфовая скорость сильно уменьшается. Следовательно, уменьшается и плотность тока, протекающего через образец.

В последствии Дж. Ганн совместно с инженером Дж. Стейнлсом изготовил несколько образцов GaAs, длина которых была меньше обычных 5 мм. Оказалось, что во всех образцах с длиной, превышающей 0.2 мм, наблюдались случайные осцилляции тока. В образцах с длиной меньшей 0.2 мм картина была иной: ток изменялся регулярным образом [24,26]. При этом период колебаний оказался пропорционален длине образца $L_{\text{дг}}$, $T \approx L_{\text{дг}}/V_{\text{пор}}$, где $V_{\text{пор}}$ – скорость электронов в образце при пороговом поле $E_{\text{пор}}$. А частота колебаний оказалась достаточно высокой, от 10^9 до $6 \cdot 10^9$ Гц. Результаты этих экспериментов опубликованы в 1963 году в [24,26]. Механизм появления в образце GaAs периодических когерентных в течение импульса напряжения СВЧ-колебаний тока объяснил Крёмер в 1966 в [32].

1.3.2 Домен сильного поля

Работа Крёмера основывалась на результатах Ганна, Ридли, Уоткинса и Хилсума [24,29,33].

Пусть ДГ представляет собой однородный кристалл полупроводника GaAs с однородной концентрацией доноров n_0 вдоль длины образца $L_{\text{ДГ}}$, как показано на рисунке 1.12 (одномерная модель). В области контактов концентрация n увеличивается скачкообразно на один-два порядка в приконтактных областях.

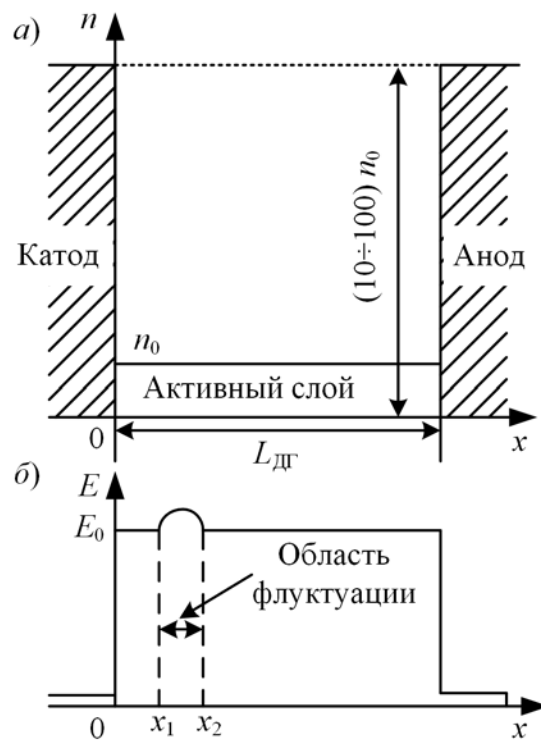


Рисунок 1.12 – Идеализированный профиль легирования ДГ (а) и начальное распределение напряженности электрического поля (б)

Пусть к образцу приложено электрическое поле E_0 , близкое к $E_{\text{пор}}$. Если поле однородное, то в этом случае электроны вдоль образца текут со средней дрейфовой скоростью $V_{\text{др}}$, близкому к $V_{\text{пор}}$ (рисунок 1.10). Пусть в интервале x_1-x_2 (рисунок 1.12) поле превысило $E_{\text{пор}}$, например, из-за тепловой флуктуации поля или локальной неоднородности концентрации.

Тогда электроны, находящиеся внутри отрезка x_1-x_2 , перейдут из центральной долины зоны проводимости в боковую долину. Их эффективная масса увеличится, а средняя скорость дрейфа, наоборот, снизится. Таким образом, средняя дрейфовая скорость внутри отрезка x_1-x_2 $V_{др12}$ будет ниже, чем вне области флуктуации, $V_{др12} < V_{др}$. Электроны, «проскочившие» область флуктуации до момента, в который произошел скачок поля, начнут «убегать» от электронов, которые движутся в отрезке x_1-x_2 , а электроны, не успевшие попасть в эту область, начнут догонять замедленные электроны. В результате образуется двойной электрический слой из сгустка замедленных электронов и положительных ионизированных доноров. При этом, поле в отрезке x_1-x_2 начнет расти по отношению к $E_{пор}$, что приведет к последующему снижению $V_{др12}$, а также к уменьшению поля вне отрезка x_1-x_2 . Электроны, догоняющие сгусток, будут замедляться. Заряд двойного слоя будет увеличиваться. Таким образом, наличие участка уменьшения дрейфовой скорости с ростом поля (рисунок 1.10) приводит к росту начальной флуктуации заряда со временем. Развитие неустойчивости приводит к появлению области сильного электрического поля (дипольного слоя), называемого доменом сильного поля или просто доменом. В целом домен оказывается электрически нейтрален, а область отрицательного заряда (обогащенного слоя) в дипольном слое существенно меньше области положительного заряда (обедненного слоя) [31]. Если поле, приложенное к образцу, поддерживается постоянным, то с ростом поля E_d в дипольном слое поле E_{d0} вне домена будет падать, а значит, и скорость электронов вне домена тоже начнет падать (рисунок 1.10), поскольку $V_{дрd0} = \mu_a E_{d0}$. Нарастание домена прекратится тогда, когда скорости электронов внутри и вне домена станут равными. Однако, это равновесие будет достигнуто при $V_{дрd0}$ несколько меньшем, чем $V_{пор}$ [10]. В рамках данной работы представляет интерес режим, при котором в образце возникает всего один домен сильного поля в связи с тем, что значительная часть напряжения падает на домене, следовательно вне его поле меньше $E_{пор}$, и флуктуации пространственного заряда не нарастают (рисунок 1.13).

В рамках данной работы представляет интерес случай, когда домены в ДГ возникают вблизи катода. Это может быть обусловлено тем, что в типичных диодах Ганна в силу технологических причин неоднородности $n_0(x)$ имеют место вблизи контактов. Современные технологии изготовления диодов Ганна позволяют варьировать профиль легирования доноров вдоль длины образца в зависимости от требуемых задач [34].

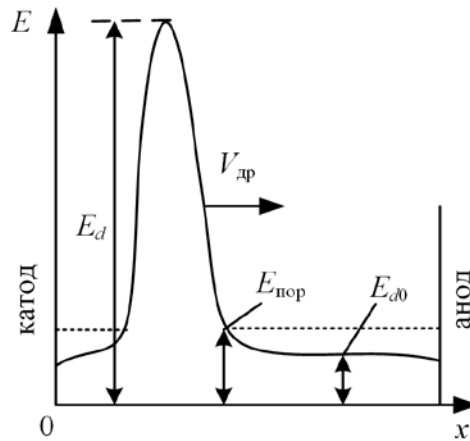


Рисунок 1.13 – Сформировавшийся стабильный домен в образце

Типичное распределение примесей $n_0(x)$, которое, обычно [34], принимается для описания электронных процессов в ДГ, имеет качественный вид, представленный на рисунке 1.14. Имеется плавный переход от n_0 к n^+ – концентрации доноров в месте соединения полупроводника с металлическим контактом с повышенной, более 10^{18} см^{-3} , концентрацией электронов и малым сопротивлением, близким к сопротивлению металла. Распределение $n_0(x)$ имеет также градиент концентрации доноров в активной зоне и уменьшение концентрации (выемку) у катода. Из рисунка 1.14 видно, что подобное распределение доноров должно приводить к резкому изменению поля у катода, а значит, именно здесь создаются необходимые условия для возникновения домена [34].

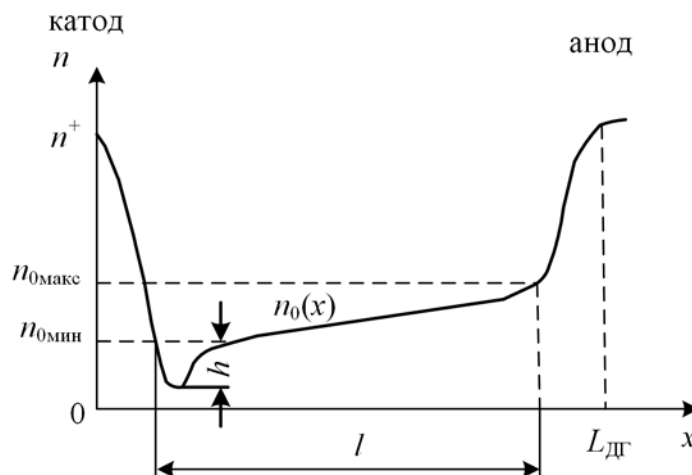


Рисунок 1.14 – Профиль легирования полупроводниковой структуры, качественно близкий к реальному: l – длина активной зоны; $L_{дг}$ – полная длина структуры; h – скачок концентрации доноров (выемка)

Если неустойчивость пространственного заряда образуется у анода, то она не успевает сформироваться в домен и втягивается анодом. Моменту, непосредственно предшествующему развитию доменной неустойчивости, соответствует плотность тока через образец $J_{пор} = en_0V_{пор} \approx en_0\mu_a E_{пор}$. При сформированном домене плотность тока вне его меньше – $J_{d0} = en_0V_{дрd0} \approx en_0\mu_a E_{d0}$, и остается такой во время распространения домена вдоль длины образца. При поглощении домена анодом происходит всплеск тока за счет значительного пространственного заряда, накопленного в дипольном слое. Затем величина плотности тока вновь спадает до значения ниже $J_{пор}$ [31].

1.3.3 Условие формирования домена

В проводящем веществе, для которого справедлив закон Ома, т. е. ток пропорционален прикладываемому напряжению, флуктуации плотности заряда затухают. Это затухание происходит экспоненциально с постоянной времени τ_m [10,31]:

$$\tau_m = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma_0} = \frac{\varepsilon}{4\pi e\mu_a n_0}, \quad (1.8)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость вещества. Из (1.8) видно, что пространственный заряд рассасывается под воздействием кулоновских сил. По закону Кулона поле заряда обратно пропорционально диэлектрической проницаемости вещества, поэтому $\tau_m \sim \varepsilon$. С другой стороны рассасывание заряда происходит тем быстрее, чем больше электропроводность среды, $\tau_m \sim 1/\sigma_0$. Если закон Ома не выполняется, например участок после $E_{пор}$ на рисунок 1.10, то максвелловское время релаксации также определяется формулой (1.8), только подвижность μ_a необходимо заменить выражением для дифференциальной подвижности $\mu_b = dV/dE$. Тогда:

$$\tau_{mb} = \frac{\varepsilon}{4\pi e\mu_b n_0}. \quad (1.9)$$

Очевидно, что для того, чтобы в образце успел сформироваться домен, необходимо выполнение условия:

$$|\tau_{mb}|/T_{\text{пр}} \leq 1, \quad (1.10)$$

где $T_{\text{пр}} = L_{\text{дг}}/V_{\text{др}}$ – время пролета домена от катода к аноду (пролетное время). Выражение (1.8) легко можно преобразовать к виду:

$$n_0 L_{\text{дг}} \geq \frac{\varepsilon V_{\text{др}}}{4\pi e |\mu_b|}. \quad (1.11)$$

Условие (1.11) является условием образования домена.

Если в процессе движения домена по образцу мгновенное значение поля на диоде станет меньше порогового поля гашения домена $E_{\text{гаш}}$, то домен начнет разрушаться. Причем наблюдается следующее свойство ДГ: $E_{\text{гаш}} < E_{\text{пор}}$. Такое соотношение порогового поля возникновения домена и его разрушения можно объяснить следующим образом. Как уже говорилось выше, при возникновении домена сильного поля, все электрическое поле сосредотачивается в слое накопления заряда x_1-x_2 . За пределами этого слоя напряженность поля становится ниже порога возникновения домена, $E_{d0} < E_{\text{пор}}$ (рисунок 1.13). При уменьшении E_0 домен продолжает существовать, поддерживая постоянную плотность тока через образец, за счет уменьшения E_d . Домен исчезнет, когда E_d станет равным E_{d0} . Это поле (E_{d0}) и будет минимально возможным полем исчезновения домена.

1.4 Режимы работы генераторов на основе ДГ

1.4.1 Схема с резистивной нагрузкой

Рассмотрим процессы, происходящие в ДГ при включении его в простейшую цепь с резистивной нагрузкой R (рисунок 1.15).

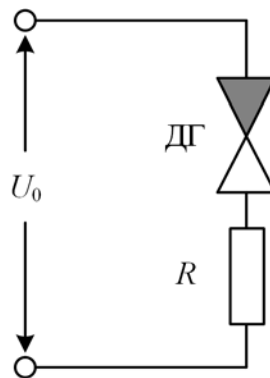


Рисунок 1.15 – Электрическая цепь генератора Ганна с резистивной нагрузкой

Пусть к цепи ДГ-резистор прикладывается постоянное напряжение U_0 . Резистор R служит нагрузкой. Как уже говорилось выше, в этом случае в диоде возникают колебания тока и напряжения, частота которых равна $f_{пр} = V_{др}/L_{ДГ}$ и называется пролетной частотой. В отсутствие резонатора в такой цепи имеет место осциллирующее падение напряжения на резисторе. Это влияет на процессы в диоде. Кроме того, если U_0 значительно выше $U_{пор}$, то $V_{др}$ практически не зависит от прикладываемого напряжения (см. рисунок 1.10). Поэтому в приведенной схеме частота колебаний задается только полупроводниковой структурой и слабо зависит от прикладываемого напряжения. Такой режим работы генератора Ганна называется пролетным. На рисунке 1.16 представлена форма колебаний тока и напряжения на ДГ в схеме с резистивной нагрузкой, полученные при помощи численного моделирования [34]. Профиль легирования соответствовал изображенному на рисунке 1.14. Осциллограммы нормированы к пороговым значениям тока и напряжения.

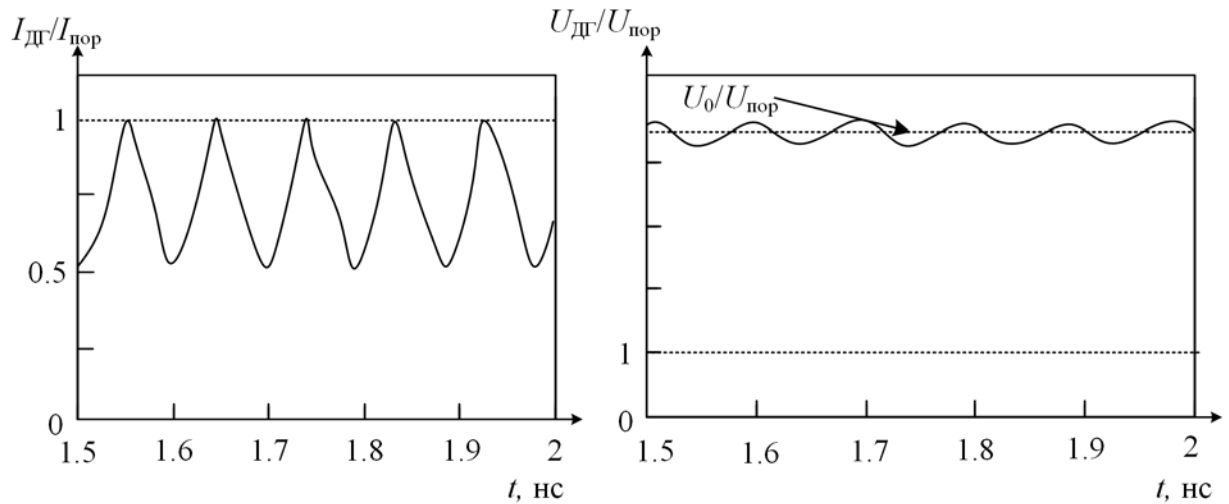


Рисунок 1.16 – Зависимости тока и напряжения на ДГ от времени при пролетном режиме

Из рисунка видно, что в пролетном режиме мгновенное напряжение на ДГ $U_{\text{ДГ}}$ всегда больше порогового. Это одно из главных условий существования пролетного режима [34]. Отсюда можно сделать вывод, что в простейшей схеме с резистивной нагрузкой при генерации СВЧ-колебаний ДГ может работать только в пролетном режиме.

1.4.2 Схема с колебательным контуром

1.4.2.1 Пролетный режим

Во многих генераторах СВЧ, в частности АДГ, применяются резонаторные системы или просто резонаторы, которые служат для отбора мощности в нагрузку и для согласования генератора с нагрузкой. Например, в АДГ часто применяются волноводные резонаторы. Типичные конструкции таких резонаторных камер для генераторов на диодах Ганна приведены в [31].

При моделировании процессов в реальных резонаторах обычно пользуются эквивалентными RLC -контурами [12], которые позволяют качественно описать особенности процессов генерации СВЧ-колебаний. В классических генераторах, включающих цепь усиления сигнала, колебания возникают за счет наличия у усилителя положительной обратной связи, резонатор служит для выделения одной гармонике из начального шумового спектра. Эта гармоника усиливается и по положительной обратной связи вновь поступает на вход усилителя.

В ДГ возникновение колебаний происходит по-иному. Как уже говорилось выше, при достижении порогового поля, в объеме полупроводника возникает домен сильного поля, который сильно меняет первоначальные резонансные характеристики как самого ДГ, так и колебательного контура в целом. При этом полупроводниковая структура начинает взаимодействовать с высокочастотным полем в резонаторе. Чем больше поле, тем его влияние на ДГ выше. Характеристики колебательного контура до и после возникновения генерации будут сильно различаться. В связи с этим, расчет параметров резонатора с целью получения нужной мощности и частоты генерации затрудняется. Поэтому в случае исследования процессов возникновения генерации в ДГ для расчетов удобно пользоваться численными методами.

Например, на рисунок 1.17 представлена эквивалентная схема типичного резонатора АДГ, которая позволяет проанализировать основные особенности поведения полупроводниковой структуры в ДГ при воздействии на нее СВЧ-поля различной амплитуды [34].

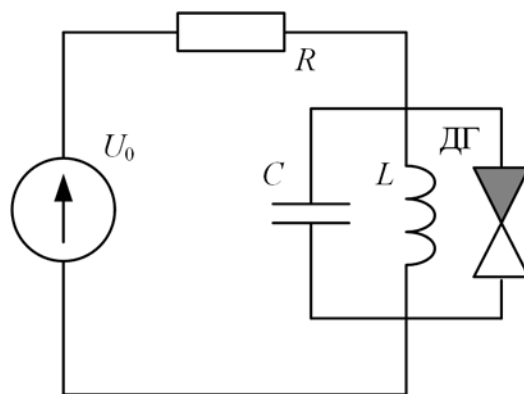


Рисунок 1.17 – Эквивалентная схема резонатора автогенератора на ДГ

В случае эквивалентной схемы АДГ с колебательным контуром выделяют [34] различные режимы работы, к числу которых относятся следующие: 1) доменные режимы, которые включают в себя пролетный режим, режим с задержкой образования домена и режим с гашением домена; 2) режим ограничения накопления объемного заряда (ОНОЗ); 3) гибридный

режим работы; 4) режим отрицательной дифференциальной проводимости. Данные режимы характеризуются различной выходной мощностью, КПД и полосой перестройки. Электронный КПД генератора по первой гармонике определяется выражением:

$$\eta = g_1 \chi_1 / 2, \quad (1.12)$$

где g_1 – коэффициент формы импульса тока, $g_1 = I_{\text{СВЧ}} / I_0$ ($I_{\text{СВЧ}}$ – амплитуда всплесков тока ДГ относительно среднего значения, I_0 – среднее значение тока); χ_1 – коэффициент формы питающего напряжения, $\chi_1 = U_{\text{СВЧ}} / U_0$ ($U_{\text{СВЧ}}$ – амплитуда высокочастотного напряжения на ДГ, U_0 – напряжение, прикладываемое к ДГ) [31].

Процессы, протекающие в ДГ, включенном в колебательный контур и работающем в пролетном режиме, схожи с процессами в ДГ в цепи с резистивной нагрузкой: амплитуда СВЧ-колебаний на ДГ мала и не оказывает значительного влияния на процессы в объеме полупроводника.

На рисунке 1.18 показано распределение поля вдоль полупроводниковой структуры ДГ, помещенной в колебательный контур, изображенный на рисунке 1.17, в различные моменты времени в течение одного периода СВЧ-колебаний (а). А также приведены осциллограммы напряжения и тока на ДГ, характерные для данного режима (б) и (в) соответственно [34].

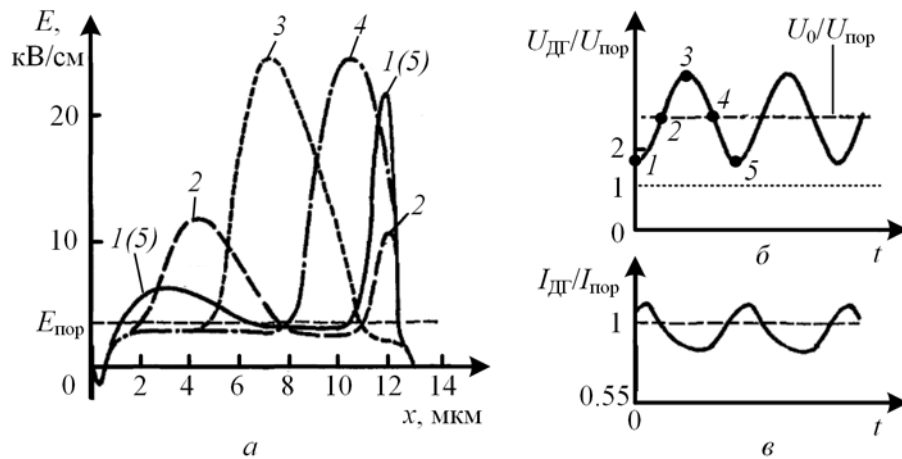


Рисунок 1.18 – Результаты моделирования пролетного режима полупроводниковой структуры ДГ, помещенной в колебательный контур: (а) – распределение поля вдоль образца в различные моменты времени, (б) – напряжение на ДГ, нормированное на пороговое напряжение, (в) – ток ДГ, нормированный на пороговый ток, U_0 – напряжение источника питания [34]

На рисунке 1.18а цифрами обозначены различные распределения полей вдоль образца, соответствующие моментам времени 1-5 на осциллограмме напряжения на ДГ (рисунок 1.18б).

При этом, $U_{ДГ} > U_{пор}$, где $U_{пор}$ – напряжение, при котором в образце возникает генерация СВЧ-колебаний. Частота пролетных колебаний в этом случае $f_{пр} = 1/\tau_{пр} \approx 100/L_{ДГ}$, где $f_{пр}$ в гигагерцах, $L_{ДГ}$ в микрометрах. С увеличением питающего напряжения $f_{пр}$ несколько падает, потому что незначительно снижается дрейфовая скорость электронов. Электронный КПД генератора в этом режиме не превышает долей процента [10,31].

1.4.2.2 Режим с задержкой образования домена. Режим с гашением домена

Распределение поля по длине ДГ и временные зависимости тока и напряжения характерные для режима с задержкой образования домена изображены на рисунке 1.19 [34].

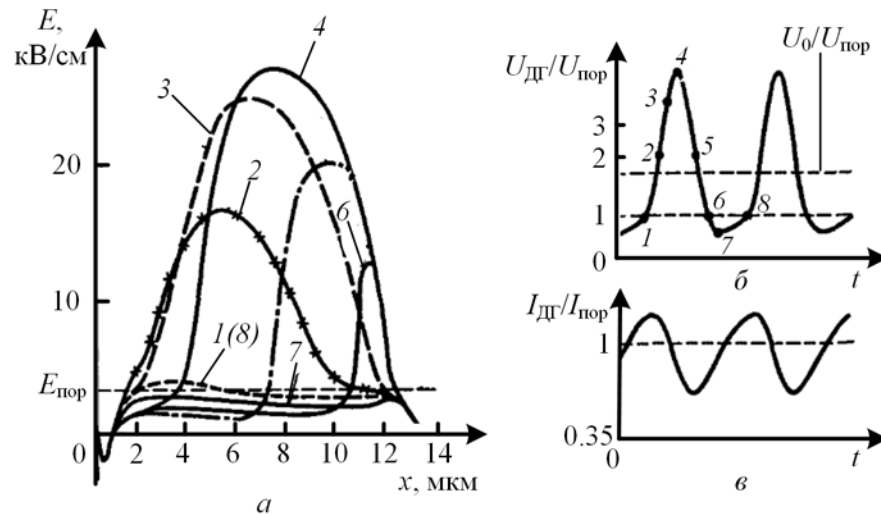


Рисунок 1.19 – Результаты моделирования режима с задержкой образования домена ДГ, помещенного в колебательный контур: (а) – распределение поля вдоль образца в различные моменты времени, (б) – напряжение на ДГ, нормированное на пороговое напряжение, (в) – ток ДГ, нормированный на пороговый ток, U_0 – напряжение источника питания [34]

На рисунке 1.16а цифрами обозначены различные распределения полей вдоль образца, соответствующие моментам времени 1-8 на осциллограмме напряжения (рисунок 1.16б).

Данный режим реализуется в том случае, когда напряжение на ДГ в течение определенной части периода колебаний поля оказывается ниже напряжения образования домена, но при этом

остается выше напряжения $U_{\text{гаш}}$, при котором домен начинает рассасываться. После втягивания домена в анод, образование нового домена будет задержано до тех пор пока $U_{\text{дг}}$ не превысит $U_{\text{пор}}$. При этом, в отличие от пролетного режима появляется возможность управления частотой колебаний. Из рисунка 1.15б видно, что период СВЧ-колебаний превышает суммарное время образования и пролета домена через образец. Таким образом, частота генерации в данном режиме ниже пролетной.

Возможен другой вариант режима с задержкой образования домена. Он реализуется, когда, например, на отрезке времени 1-7 (рисунок 1.19б) суммарное поле падает ниже поля гашения домена. Тогда домен рассасывается, не достигнув анода. Через достаточно короткий промежуток времени 7-8 (см. рисунок 1.19б) домен вновь образуется у катода.

Таким образом, изменяя параметры внешней цепи, можно изменять степень влияния поля на ДГ, что будет приводить к изменению частоты генерации.

1.4.2.4 Режим ограничения накопления объемного заряда

Режим ограничения накопления объемного заряда (ОНОЗ) был открыт Коуплендом при моделировании АДГ на электронно-вычислительной машине (ЭВМ) [35]. Суть режима ОНОЗ заключается в том, что при взаимодействии кристалла с высокочастотным полем домен перестает формироваться. При этом напряжение питания, частота и амплитуда колебаний оказываются такими, чтобы мгновенное напряжение на ДГ пробегало через область отрицательной дифференциальной проводимости за время, малое по сравнению с временем формирования домена $\tau_{\text{ф}}$. В итоге пространственный заряд не успевает сформироваться, а электрическое поле в активном слое диода остается однородным. Для реализации режима ОНОЗ требуются ДГ с очень однородным профилем легирования, потому что любая неоднородность ускоряет процессы формирования домена. Неравновесный пространственный заряд принимает форму слоя накопления, который зарождается на катоде. Частота в этом режиме существенно выше пролетной, а реализация режима – сложная задача [34].

1.5 Феноменологические модели диода Ганна

Построение последовательной феноменологической теории эффекта Ганна связано со значительными трудностями. Эти трудности обусловлены, в частности, тем, что функция распределения электронов в нижней долине сильно отличается в присутствии электрического поля от смещенной максвелловской, и понятие электронной температуры оказывается некорректным. В связи с этим для построения феноменологической теории эффекта Ганна используют различные приближенные модели. К настоящему времени распространение получили три основные модели:

- 1) Локально-полевая модель (ЛП-модель) [34,36].
- 2) «Мощностная» модель [10,37].
- 3) Динамическая двухтемпературная модель [38].

В первой модели предполагается, что средняя дрейфовая скорость $V_{др}$ и коэффициент диффузии D электронов зависят только от напряженности электрического поля в данной точке полупроводникового кристалла, $V_{др}(E)$ и $D(E)$. Модель, основанная на таком предположении, получила название локально-полевой модели (ЛП-модель). Она была впервые описана в 1966 г. и в зарубежной литературе получила название «the steady-state model» [36]. Эта модель очень удобна для качественного описания процессов, протекающих в приборах с объемной неустойчивостью. Она применяется только в тех случаях, когда исследуются процессы, длительность которых значительно больше, чем 10^{-12} с, т. е. время релаксации между долинами [34].

Во второй модели авторы [37] попытались получить наиболее полную картину, сделав предположение, что $V_{др}$ представляет собой функцию от подводимой мощности электрического тока P . При этом, $\mu(P) = \mu(e\mu(E)E^2)$, где e – заряд электрона, $\mu(E)$ – это подвижность электронов при однородном распределении поля. В итоге мощностная модель приводит к такому же значению скорости домена, но динамические характеристики образца с доменом (форма тока, напряжения, форма домена) сильно отличаются от тех, что получаются при использовании локально-полевой модели [10]. Как отмечается в [37] при учете термотока различие между результатами полевой и мощностной моделей может оказаться еще более существенными.

В третьей модели предполагается, что подвижность электронов зависит от их эффективной температуры. При значениях напряжения на ДГ, меньших $U_{пор}$, концентрация

электронов в нижней долине значительно превышает концентрацию электронов в верхней $n_a \gg n_b$. Температуры электронов в нижней и верхней долинах $T_{ea} = T_{eb}$ одинаковы и равняются температуре кристаллической решетки T . Как только напряжение начнет превышать пороговое значение, T_{eb} станет много больше T_{ea} и T , при этом $n_b \gg n_a$.

Многие качественные результаты теории одинаковы для всех этих моделей и правильно описывают экспериментальные результаты. В следующей главе будут подробно изложены основы ЛП-модели, как наиболее разработанной, наглядной и удовлетворяющей потребностям данной работы, хорошо описывающей результаты экспериментов.

1.6 Выводы

Анализ экспериментальных работ по синхронизации генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона милливаттного уровня мощности коротким фронтом импульса напряжения питания диоде Ганна [1-4,21,22] показал, что в генераторах Ганна слабо исследованы процессы, влияющие на момент возникновения СВЧ-колебаний.

Также анализ литературы указывает на то, что существует несколько факторов, которые могут давать вклад в шумы приборов с междолинным переходом электронов: флуктуация скорости домена, флуктуация времени зарождения домена, контактные явления, процессы на поверхности прибора, ловушки [9]. Но адекватной теории шумов генератора Ганна не существует [10]. Поэтому попытки синхронизации традиционными способами [10,20,39] нескольких генераторов Ганна были связаны со значительными трудностями, такими как подбор оптимального соотношения мощности синхронизируемого и синхронизирующего генераторов, обеспечение электродинамической связи между генераторами и т. д. Несмотря на многочисленные эксперименты по синхронизации генераторов Ганна и большое число конструкций синхронизированных генераторов Ганна, они все же обладают рядом недостатков: малым динамическим диапазоном, малым диапазоном перестройки [10]. Стоит отметить, что для синхронизации генераторов Ганна может понадобиться достаточно большой синхронизирующий сигнал, приблизительно лишь на порядок меньше по мощности синхронизируемого генератора [10].

В связи с обозначенными выше проблемами интерес представляет решение следующих задач:

- 1) Разработка математического аппарата на основе локально-полевой модели, численное моделирование физических процессов и определение факторов, влияющих на нестабильность начальной фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона.
- 2) Экспериментальное определение факторов, влияющих на нестабильность фазы СВЧ-колебаний наносекундного генератора трехсантиметрового диапазона на мощном диоде Ганна относительно фронта модулирующего импульса.
- 3) Экспериментальное определение факторов, влияющих на нестабильность разности фаз СВЧ-колебаний двух наносекундных генераторов трехсантиметрового диапазона на мощных диодах Ганна, возбуждаемых одним модулятором.
- 4) Экспериментальное определение возможности когерентного сложения в пространстве СВЧ-мощности двух наносекундных генераторов Ганна, возбуждаемых общим модулятором.

2 Численное моделирование процессов возбуждения СВЧ-колебаний в наносекундных генераторах Ганна

2.1 Локально-полевая модель диода Ганна

Для описания электронных процессов в данной работе использовалась наиболее простая из вышеуказанных, локально-полевая модель полупроводниковой структуры ДГ. Она основывается на эффекте междолинного переноса электронов в соединении элементов групп III и V таблицы Менделеева.

Границы применимости модели обуславливаются принятыми в ней допущениями: 1) средняя дрейфовая скорость электронов зависит от мгновенного значения электрического поля; 2) коэффициент диффузии не зависит от приложенного электрического поля. Следует отметить, что первое допущение выполняется не всегда [34]. Уменьшение размеров активных областей и повышение рабочей частоты приводят к изменению характера переноса зарядов в полупроводниковых структурах. В сильно неоднородном или быстроменяющемся электрическом поле термодинамическое равновесие между электронно-дырочной плазмой и кристаллической решеткой не успевает установиться. Задержка в установлении термодинамического равновесия, определяемая временем релаксации энергии электронов, приводит к нарушению локальной связи дрейфовой скорости носителей с электрическим полем [40]. В [40] были определены границы применимости ЛП-модели для полупроводниковых приборов с переносом электронов. Границами применимости ЛП-моделей для арсенида галлия можно считать длину области взаимодействия "...0.5 мкм и временной масштаб 1.25 пс...".

Второе допущение, связанное с постоянством коэффициента диффузии, не приводит к каким-либо заметным ограничениям применимости модели [34]. Ниже будет показано, что эта модель является достаточной для адекватного описания физических эффектов, наблюдавшиеся в экспериментах.

Как отмечалось, в рамках ЛП-модели скорость электронов считается мгновенной функцией электрического поля. Полупроводниковая структура диода Ганна рассматривается

как кристалл арсенида галлия (GaAs) электронной проводимости [34] с двумя омическими контактами на противоположных гранях (рисунок 2.1).

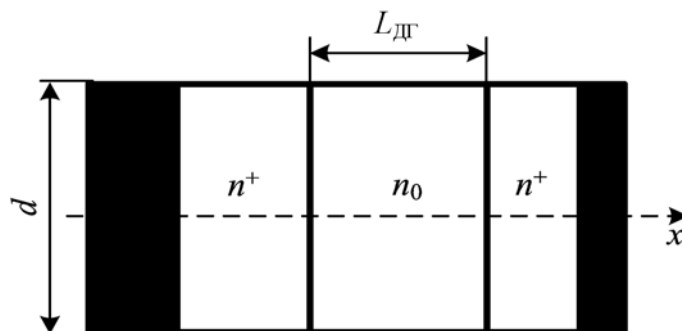


Рисунок 2.1 – Полупроводниковая структура диода Ганна

Активная часть ДГ обычно имеет длину $L_{ДГ} = 1\text{--}100$ мкм и концентрацию донорных примесей $n_0 = 2 \cdot 10^{14}\text{--}2 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Слои с повышенной концентрацией $n^+ = 10^{18}\text{--}10^{19}$ см⁻³ на гранях кристалла моделируют омические контакты. Типичный диаметр кристалла $d = 50\text{--}250$ мкм. В мощных импульсных ДГ он может быть заметно больше.

По аналогии с диодами с $p\text{-}n$ переходами электроды ДГ с учетом конкретного распределения донорных примесей вдоль структуры называются катодом и анодом. К катоду подключается отрицательный полюс источника напряжения, а к аноду – положительный, хотя генерация колебаний может возникать и при обратной полярности.

К числу основных параметров ДГ относятся следующие:

n_0 – концентрация примесей в активной области структуры;

μ_a – подвижность электронов в слабом электрическом поле (при напряжениях на ДГ существенно меньше порогового);

$L_{ДГ}$ – длина активной области структуры; $S = \pi d^2 / 4$ – площадь структуры (контакта), где d – диаметр структуры;

$U_{пор}$ – пороговое напряжение;

$I_{пор}$ – пороговый ток;

$R_0 = U_{пор} / I_{пор}$ – сопротивление ДГ в слабом поле;

$C_0 = \varepsilon_a S / L_{ДГ}$ – статическая емкость диода, где $\varepsilon_a = \varepsilon \varepsilon_0$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость GaAs, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф / м – диэлектрическая проницаемость вакуума, $\varepsilon = 12,5$ – относительная диэлектрическая проницаемость GaAs на частоте генерации.

Вольт-амперная характеристика ДГ имеет вид, схожий с видом зависимости дрейфовой скорости электронов в кристалле полупроводника от электрического поля в конкретной точке (рисунок 2.2).

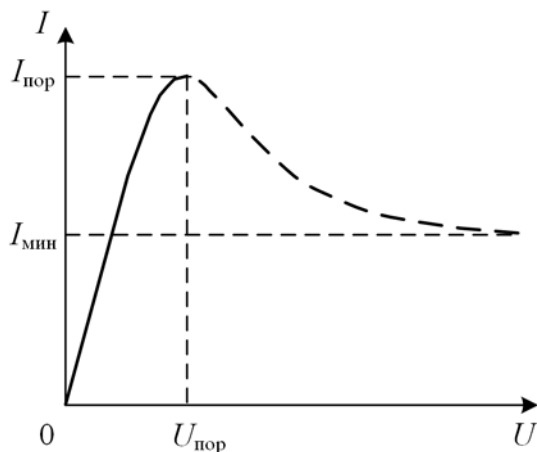


Рисунок 2.2 – Статическая вольтамперная характеристика ДГ

Электрический ток в полупроводнике (ток проводимости) пропорционален скорости электронов V (рисунок 2.2):

$$I = e n V S, \quad (2.1)$$

где e – заряд электрона, а n – концентрация электронов в активной области диода. Напряжение U на диоде пропорционально электрическому полю E , прикладываемому к образцу. Для определения распределения поля вдоль активной области диода используются уравнение Пуассона (2.2):

$$\operatorname{div} \vec{E} = \rho / \epsilon_a, \quad (2.2)$$

где ρ – плотность объемного заряда, и уравнение непрерывности:

$$\operatorname{div} \vec{j}_\Sigma = 0, \quad (2.3)$$

где:

$$\vec{j}_\Sigma = \vec{j}_{\text{пр}} + \vec{j}_{\text{диф}} + \vec{j}_{\text{см}}. \quad (2.4)$$

В (2.4) \vec{j}_Σ – плотность полного тока; $\vec{j}_{\text{пр}}$ – плотность тока проводимости; $\vec{j}_{\text{диф}}$ – плотность диффузионного тока; $\vec{j}_{\text{см}}$ – плотность тока смещения.

Для более простого, но вполне достаточного, описания процессов [34] предполагается, что в плоскости поперечного сечения структуры плотность тока и электрическое поле постоянны. При таком допущении уравнения становятся одномерными.

Объемная плотность заряда:

$$\rho = e(n - n_0), \quad (2.5)$$

где n – концентрация электронов, а n_0 – концентрация доноров. Плотность тока проводимости вытекает из (2.1), плотность диффузионного тока в одномерном случае выражается соотношением:

$$\vec{j}_{\text{диф}} = -eD \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (2.6)$$

где D – коэффициент диффузии, а плотность тока смещения – соотношением:

$$\vec{j}_{\text{см}} = \epsilon_a \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (2.7)$$

где t – время. Уравнение (2.3) в одномерном случае имеет вид:

$$\frac{\partial j_\Sigma}{\partial x} = 0. \quad (2.8)$$

Это значит, что плотность суммарного тока j_Σ внутри диодной структуры не зависит от координаты и численно может быть приравнена плотности тока I/S , протекающего через контакты диода с внешней цепью.

С учетом соотношений (2.1), а также (2.4)–(2.7) уравнение (2.2) в одномерном приближении записывается в виде:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon_a} (n - n_0); \quad (2.9)$$

а уравнение (2.3) – в виде:

$$env - eD \frac{\partial n}{\partial x} + \varepsilon_a \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{I}{S}, \quad (2.10)$$

где I – ток во внешней цепи.

После выражения плотности электронов $n(x,t)$ из (2.9) и подстановки ее в (2.10) с учетом возможной зависимости концентрации доноров n_0 от координаты x : $n_0 = n_0(x)$, можно получить уравнение для электрического поля $E(x,t)$:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = D \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - V(E) \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{e}{\varepsilon_a} D \frac{\partial n_0}{\partial x} - \frac{e}{\varepsilon_a} n_0 V(E) + \frac{I}{\varepsilon_a S}. \quad (2.11)$$

Нелинейные свойства диода в (2.11) учитываются зависимостью скорости электронов V от электрического поля E : $V = V(E)$.

Уравнение (2.11) необходимо решать в области $0 \leq x \leq L_{\text{ДГ}}$ на временной шкале t в необходимых пределах.

Для формулировки начальных условий принимается, что в начальный момент $t = 0$ напряжение на ДГ $U = 0$ и, следовательно, $E(x) = 0$ в случае, если $dn_0 / dx = 0$. Если $dn_0 / dx \neq 0$, то возникает ток диффузии, образуются внутренние области зарядов и, как следствие, возникает ток проводимости. С учетом (2.1) плотность тока проводимости описывается соотношением:

$$\vec{j}_{\text{пр}} = I / S = enV = en\mu_a E, \quad (2.12)$$

При $U = 0$ сумма токов проводимости и диффузионного тока равна нулю, и из (2.4), (2.6) и (2.12) следует выражение для начального условия:

$$E(x)|_{t=0} = \varphi_T \frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx}, \quad (2.13)$$

где $\varphi_T = D / \mu_a$ – температурный потенциал ($\varphi_T = 0.025$ В при $T = 300$ К) [34].

Чтобы задать граничные условия, необходимо знать реальное распределение примесей по длине кристалла ДГ и структуру и характеристики слоев, образующих омические контакты. Профиль легирования реальных диодов Ганна может сильно отличаться от образца к образцу. Поэтому данная характеристика не указывается в паспорте изделия. Для модельного описания процессов, происходящих в диодах Ганна в момент старта СВЧ-колебаний контактными неоднородностями по длине структуры в расчетах можно пренебречь. В связи с этим в качестве граничных в данной работе задавались условия Неймана:

$$\left. \frac{\partial E(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial E(x)}{\partial x} \right|_{x=l} = 0. \quad (2.14)$$

Расчетные профили легирования полупроводниковой структуры изображены на рисунках 2.3 и 2.4. Они выбирались двух типов: а) однородный профиль легирования, б) профиль легирования с градиентом.

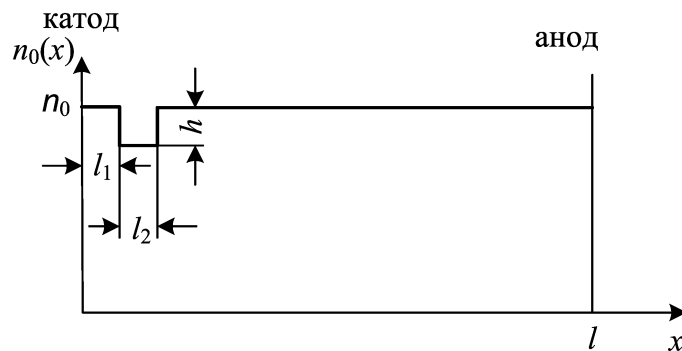


Рисунок 2.3 – Однородный профиль легирования ДГ

В структуре с однородным профилем легирования начальная флуктуация поля и, следовательно, возникновение домена инициировались вводом выемки h величиной 10 % от постоянного уровня концентрации доноров n_0 . Ширина скачка равна $l_2=10$ мкм, и он расположен на расстоянии $l_1=10$ мкм от катода. Во всех расчетах принимались следующие значения характеристик полупроводника: концентрация донорных примесей $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, концентрация донорных примесей в области выемки $n_1 = 0.9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

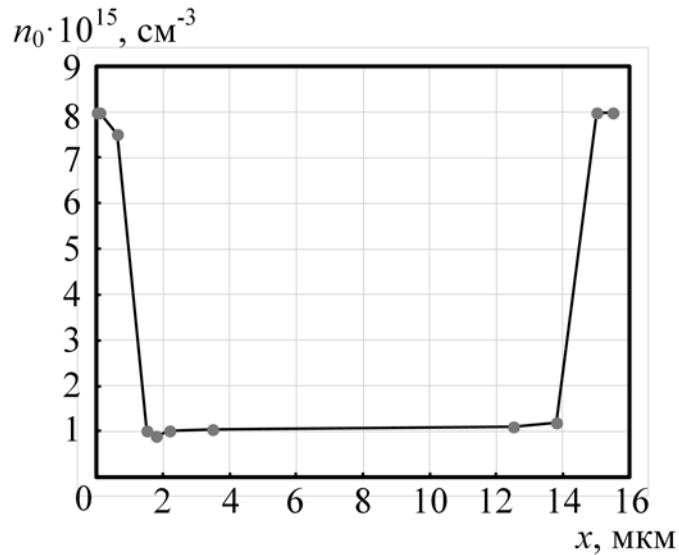


Рисунок 2.4 – Профиль легирования с градиентом, используемый при моделировании

В случае неоднородного профиля с небольшой выемкой, имеющей концентрацию доноров $0.95 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$, домен инициировался наличием резкого перепада концентрации доноров в прикатодной области.

Электрическое поле $E(x, t)$ для определенного момента времени t рассчитывалось из решения уравнения (2.11) совместно с начальными условиями (2.13) и граничными условиями (2.14). Поле $E(x, t)$ и напряжение $U(t)$ на диоде связаны соотношением:

$$U(t) = \int_0^l E(x, t) dx. \quad (2.15)$$

Зависимость скорости электронов от электрического поля $V(E)$ принималась в виде [36]:

$$V(E) = \frac{\left[\mu_a E + V_{\text{нас}} \left(\frac{E}{E_{\text{пор}}} \right)^4 \right]}{\left[1 + \left(\frac{E}{E_{\text{пор}}} \right)^4 \right]}, \quad (2.16)$$

где $V_{\text{нас}} = 10^7 \text{ см/с}$ – дрейфовая скорость, соответствующая насыщению характеристики при большом поле $E_{\text{пор}} = 4000 \text{ В/см}$ [34].

Во всех случаях диаметр исследованной полупроводниковой структуры составлял 300 мкм, длина равнялась 12.5 мкм, подвижность $\mu_a = 8000 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$. Коэффициент диффузии считался постоянным, $D = 200 \text{ см}^2 / \text{с}$, и не зависящим от электрического поля, поскольку учет зависимости $D(E)$ не приводит к качественно отличающимся результатам [34]. Во всех расчетах форма импульса напряжения питания задавалась трапецеидальной. Она изображена на рисунке 2.5.

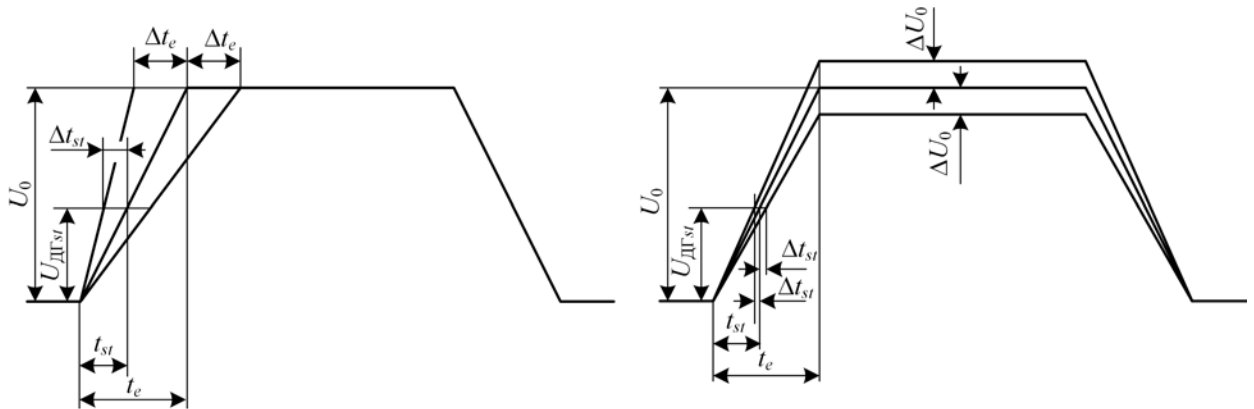


Рисунок 2.5 – Форма импульса модулирующего напряжения, использованная в расчетах: $U_{\text{ДГ,ст}}$ – напряжение, при котором ДГ начинает генерировать СВЧ-колебания; U_0 – амплитуда модулирующего импульса; ΔU_0 – разброс амплитуды модулирующего импульса; $t_{\text{ст}}$ – точка на фронте, на которой происходит возникновение СВЧ-колебаний; t_e – длительность фронта; $\Delta t_{\text{ст}}$ – разброс момента старта СВЧ-колебаний; Δt_e – разброс фронта

На рисунке видно, что при неизменной амплитуде импульса напряжения модулятора U_0 и качании фронта t_e происходит изменение момента старта СВЧ-колебаний $t_{\text{ст}}$. Что в свою очередь приводит к разбросу фазы. Аналогично изменение $t_{\text{ст}}$, приводящее к разбросу фазы, происходит и при неизменной длительности фронта, и вариации амплитуды импульса напряжения.

2.2 Автогенератор с резистивной нагрузкой

На первом этапе выполнялось моделирование для простейшей внешней электрической цепи (рисунок 2.6) автогенератора Ганна, включавшей диод Ганна, источник (модулятор M) импульсного напряжения $U_0(t)$ и ограничительное сопротивление R (нагрузку).

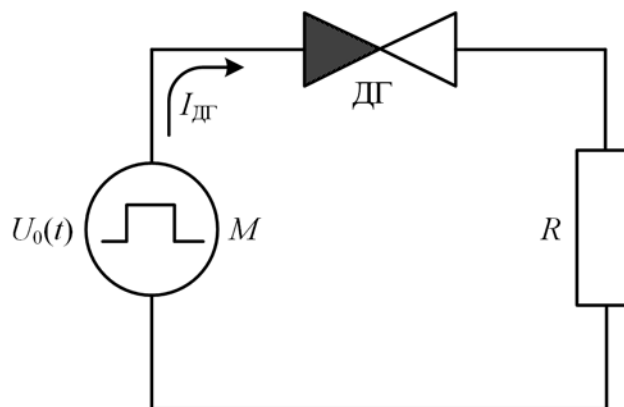


Рисунок 2.6 – Электрическая цепь генератора Ганна с резистивной нагрузкой

Сопротивление нагрузки $R = 1$ Ом.

Уравнение внешней цепи:

$$I(t) = \frac{U_0 - \int_0^l E(x,t) dx}{R}. \quad (2.17)$$

Суть моделирования сводится к циклическому заданию тока диода, решению уравнения (2.11) на малом временном шаге и вычислению напряжения на диоде по формуле (2.15). Для решения уравнения (2.11) используются традиционные неявные абсолютно устойчивые разностные схемы [41], которые применимы для квазилинейных гиперболических уравнений. Для этого пространственная и временная области решения разбиваются на заданное количество достаточно малых интервалов Δx и Δt , соответственно. Малость величины Δx определяется необходимым разрешением метода исходя из физических соображений, а именно из возможности описывать формирование в активной области $ДГ$ доменов сильного поля.

Величина Δx выбирается не менее, чем в 100 раз меньше размера активной области с учетом аналитической оценки [42] возможного размера домена сильного поля. Интервал времени Δt выбирается много меньше характерного времени изменения электрического поля в диоде, т.е. порядка нескольких сотен фемтосекунд.

Пространственная и временная дискретизация вводятся в соответствии с соотношениями:

$$\begin{aligned} t &= k \cdot \Delta t, \quad x = i \cdot \Delta x \\ E(x, t) &\rightarrow E_i^k, \\ n_0(x) &\rightarrow n_{0i} \end{aligned} \quad , \quad (2.18)$$

где $i = 1 \dots N$, и $k = 1 \dots M$ – целые числа. После замены пространственных производных отношениями центральных разностей второго порядка точности производится построение неявной интегро-интерполяционной схемы:

$$\begin{aligned} \frac{E_i^{k+1} - E_i^k}{\Delta t} &= D(E_i^k) \frac{E_{i+1}^{k+1} + E_{i-1}^{k+1} - 2E_i^{k+1}}{\Delta x^2} - V(E_i^k) \frac{E_{i+1}^{k+1} - E_{i-1}^{k+1}}{2\Delta x} + \\ &+ \frac{e}{\varepsilon_a} \left(D(E_i^k) \frac{n_{0i+1} - n_{0i}}{2\Delta x} - n_{0i} V(E_i^k) + \frac{U_0(t) - \frac{1}{2} \Delta x \sum_{i=2}^N (E_{i-1}^k + E_i^k)}{eRS} \right). \end{aligned} \quad (2.19)$$

В этой схеме временная производная представляется в виде отношения первого порядка точности. Интегральное слагаемое записывается в виде суммы по правилу трапеций.

Для $i = 1$ и $i = N$ используются граничные условия (2.14), которые также записываются в виде центральных конечных разностей:

$$\begin{aligned} E_1^{k+1} &= E_3^{k+1} \\ E_N^{k+1} &= E_{N-2}^{k+1}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Условие (2.14) аппроксимируется соотношениями (2.20). В качестве критерия сходимости данной схемы численного расчёта используется контроль абсолютной ошибки:

$$|E_i^{k+1} - E_i^k| < \varepsilon, \quad (2.21)$$

где ε – малый параметр, выбираемый равным 0.001 В/см.

Моделирование в соответствии с описанной процедурой выполнялось в среде Matlab 2014a. На рисунке 2.7 представлен вид графического интерфейса, который использовался для наблюдения за ходом расчетов, оценки результатов и внесения корректировок.

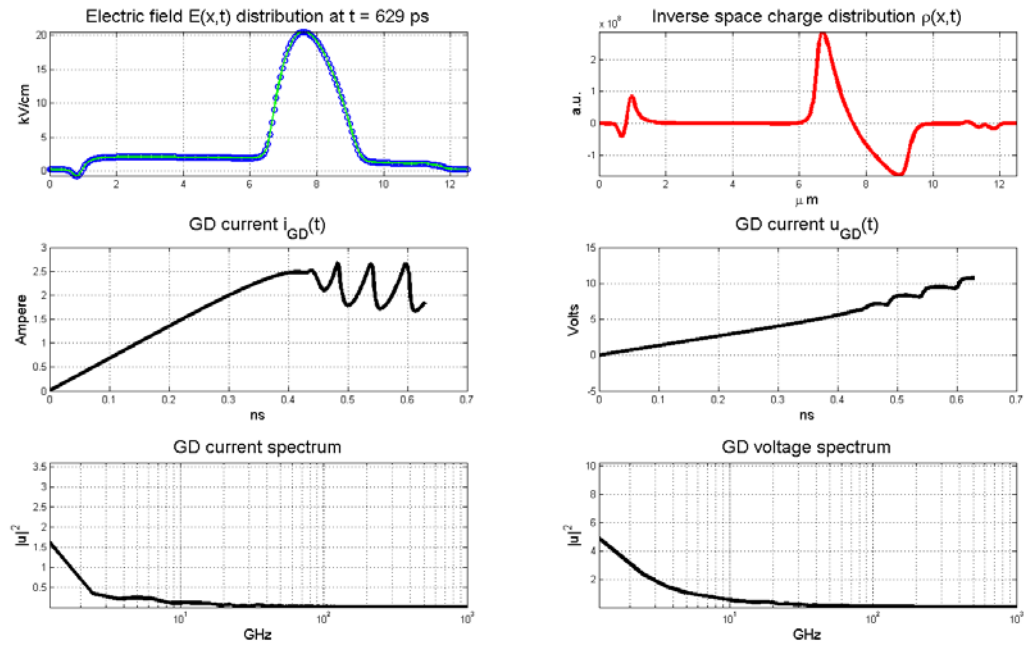


Рисунок 2.7 – Вид интерфейса, который использовался для наблюдения за ходом расчетов, оценки результатов и внесения корректировок в случае схемы АДГ с резистивной нагрузкой

Интерфейс позволяет наблюдать за видом электрического поля и объемного заряда в полупроводниковой структуре, зависимостью напряжения на диоде Ганна, током через него, а также оценивать спектральные характеристики тока и напряжения. Для более детального анализа результаты расчетов, представляющие интерес, могут выводиться, также, в формате txt с последующим импортом в Excel.

2.3 Автогенератор с внешним колебательным контуром

Для учета влияния электрического СВЧ-поля резонатора на процессы в полупроводниковой структуре генераторного диода цепь АДГ должна быть дополнена

колебательным контуром. Схема замещения, детально учитывающая основные особенности электродинамической системы АДГ, в том числе, контуры возбуждения различных типов колебаний на разных частотах, включая и паразитные, может иметь достаточно сложный вид [31]. С учетом выполненной в экспериментах [43] оптимизации АДГ, селекции типов колебаний и достижения одномодового режима, а также того обстоятельства, что интерес представляют прежде всего электронные процессы в полупроводниковой структуре, влияющие на нестабильность фазы [34], использовалась упрощенная схема замещения (рисунок 2.8), тем не менее учитывающая основные особенности волноводной электродинамической системы генератора [43].

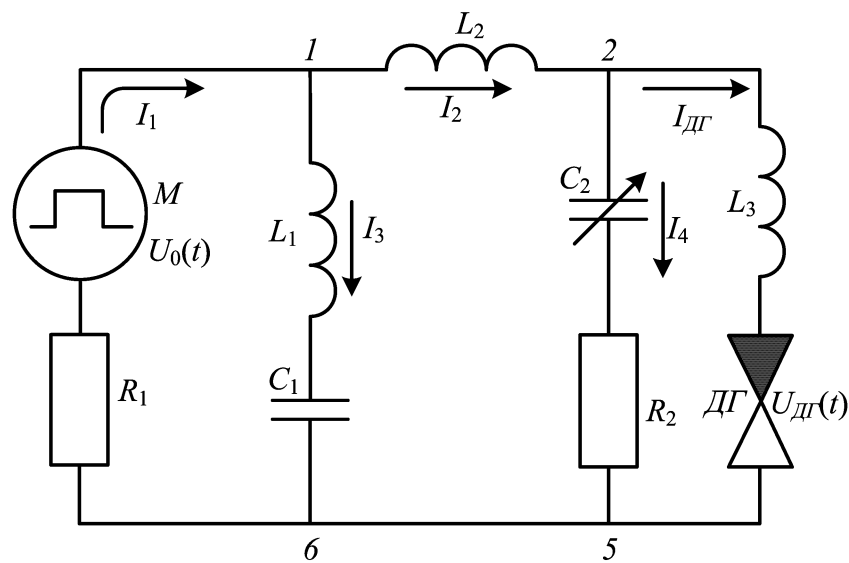


Рисунок 2.8 – Схема замещения генератора на диоде Ганна с учетом его электродинамической системы

В процессе вычислений была выполнена некоторая предварительная оптимизация параметров схемы замещения (рисунок 2.8) с целью получения достаточно выраженных синусоидальных колебаний на нагрузке R_2 с частотой около 10 ГГц.

Резистор R_1 в этой схеме учитывает внутреннее сопротивление импульсного модулятора M . Индуктивность L_1 и емкость C_1 замещают LC-фильтр на выходе модулятора, препятствующий проникновению СВЧ-мощности в электрическую цепь модулятора. Индуктивность L_2 и емкость C_2 моделируют комбинированную электродинамическую систему, образованную индуктивностью ножки узла крепления ДГ, ее емкости на землю, а также эквивалентными индуктивностью и емкостью волноводного резонатора с настроечным винтом, подключенного к резонаторной камере ДГ. Емкость C_2 учитывает, также, подключенную параллельно ей емкость корпуса ДГ. Резистор R_2 представляет нагрузку колебательного

контура и учитывает отбираемую СВЧ-мощность и потери в электродинамической системе. Эти потери в действительности могут быть пренебрежимо малыми по сравнению с мощностью, уходящей в внешнюю волноводную нагрузку реальной схемы. Индуктивность L_3 в схеме замещения представляет индуктивность генераторного диода, $I_{дг}$ – ток через него. В случае однородного профиля полупроводниковой структуры: $R_1 = 1$ Ом, $R_2 = 0.5$ Ом, $L_1 = 0.5$ нГн, $C_1 = 0.5$ пФ, $L_2 = 1.2$ нГн, $C_2 = 1.2$ пФ, $L_3 = 0.5$ нГн. Для профиля с градиентом: $R_1 = 1$ Ом, $R_2 = 0.5$ Ом, $L_1 = 0.5$ нГн, $C_1 = 0.5$ пФ, $L_2 = 1.0$ нГн, $C_2 = 1.0$ пФ, $L_3 = 0.6$ нГн.

Для описания процессов в АДГ в этой схеме используются уравнение (2.11) для электрического поля в полупроводниковой структуре (в (2.11) надо иметь в виду $I = I_{дг}$) с начальными условиями (2.13), граничными условиями (2.14) и выражением (2.15) для напряжения на ДГ ($U = U_{дг}$), дополненные уравнениями для внешней цепи, полученными с использованием правил Кирхгоффа:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_2 + I_3 \\ I_2 &= I_4 + I_{дг} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} U_0(t) &= I_1 R_1 + L_1 \frac{dI_3}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t I_3 dt; \\ \frac{1}{C_1} \int_0^t I_3 dt + L_1 \frac{dI_3}{dt} &= L_2 \frac{dI_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t I_4 dt + I_4 R_2; \\ L_3 \frac{dI_{дг}}{dt} + U_{дг}(t) &= \frac{1}{C_2} \int_0^t I_4 dt + I_4 R_2. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Для решения системы уравнений (2.22)–(2.23) как и в п. 2.2 задается функция напряжения $U_0(t)$ модулятора и начальные условия (2.24) для $t = 0$:

$$I_1|_{t=0} = I_2|_{t=0} = I_3|_{t=0} = I_4|_{t=0} = I_{дг}|_{t=0} = 0, \quad (2.24)$$

из которых для $t = 0$ с учетом (2.23) и условия $U_0(0) = 0$ вытекают соотношения:

$$\begin{aligned} U_{дг}(0) = 0; \frac{dI_1}{dt} \Big|_{t=0} = 0; \frac{dI_2}{dt} \Big|_{t=0} = \frac{1}{L_2} U_0(0) = 0; \\ \frac{dI_3}{dt} \Big|_{t=0} = \frac{1}{L_1} U_0(0) = 0; \frac{dI_4}{dt} \Big|_{t=0} = 0; \frac{dI_{дг}}{dt} \Big|_{t=0} = 0. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Система интегро-дифференциальных уравнений (2.22–2.23) может быть сведена к системе дифференциальных уравнений второго порядка, которая после введения обозначений:

$$\frac{dI_3}{dt} = P_3; \quad \frac{dI_4}{dt} = P_4; \quad \frac{dI_{\text{дг}}}{dt} = P_{\text{дг}}. \quad (2.26)$$

сводится к системе дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\begin{aligned} \frac{dI_3}{dt} &= P_3; \\ \frac{dI_4}{dt} &= P_4; \\ \frac{dI_{\text{дг}}}{dt} &= P_{\text{дг}}; \\ \frac{dP_3}{dt} &= \frac{1}{L_1} \frac{dU_0}{dt} - \frac{R_1}{L_1} (P_3 + P_4 + P_{\text{дг}}) - \frac{I_3}{C_1 L_1}; \\ \frac{dP_4}{dt} &= \frac{L_1}{L_2} \frac{dP_3}{dt} - \frac{dP_{\text{дг}}}{dt} - \frac{R_2}{L_2} P_4 + \frac{I_3}{C_1 L_2} - \frac{I_4}{C_2 L_2}; \\ \frac{dP_{\text{дг}}}{dt} &= -\frac{1}{L_3} \frac{dU_{\text{дг}}}{dt} + \frac{R_2}{L_3} P_4 + \frac{I_4}{C_2 L_3} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Начальные условия для этой системы уравнений вытекают из (2.25)–(2.26)

$$I_3|_{t=0} = I_4|_{t=0} = I_{\text{дг}}|_{t=0} = 0; \quad P_3|_{t=0} = P_4|_{t=0} = P_{\text{дг}}|_{t=0} = 0. \quad (2.28)$$

Общая процедура решения полной системы уравнений модели генератора с внешним колебательным контуром состоит из следующих этапов.

1. Задание всех начальных условий для электрической цепи (2.28) и распределения электрического поля в активной области диода Ганна (2.13) в начальный момент времени.

2. Численное решение системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{E_i^{k+1} - E_i^k}{\Delta t} &= D(E_i^k) \frac{E_{i+1}^{k+1} + E_{i-1}^{k+1} - 2E_i^{k+1}}{\Delta x^2} - V(E_i^k) \frac{E_{i+1}^{k+1} - E_{i-1}^{k+1}}{2\Delta x} + \\ &+ \frac{e}{\varepsilon_a} \left(D(E_i^k) \frac{n_{0i+1} - n_{0i+1}}{2\Delta x} - n_{0i} V(E_i^k) + \frac{I_{\text{дг}}}{eS} \right), \end{aligned} \quad (2.29)$$

вытекающей из уравнения (2.11), в котором $I = I_{DG}$, на малом временном шаге Δt по неявной интегро-интерполяционной схеме с граничными условиями (2.14) и получение мгновенного распределения напряжённости электрического поля.

3. Вычисление падения напряжения на диоде Ганна по формуле (2.15).
4. Подстановка производной падения напряжения в формулу для приведённых уравнений (2.27) и решение их методом Рунге-Кутты 2-го порядка [44] на малом временном шаге Δt .
5. Повторение шагов 2–4 до тех пор, пока не будет достигнуто время расчёта, равное заданному.

Вид интерфейса, использовавшегося для анализа текущих результатов и корректировки расчетов представлен на рисунке 2.9.

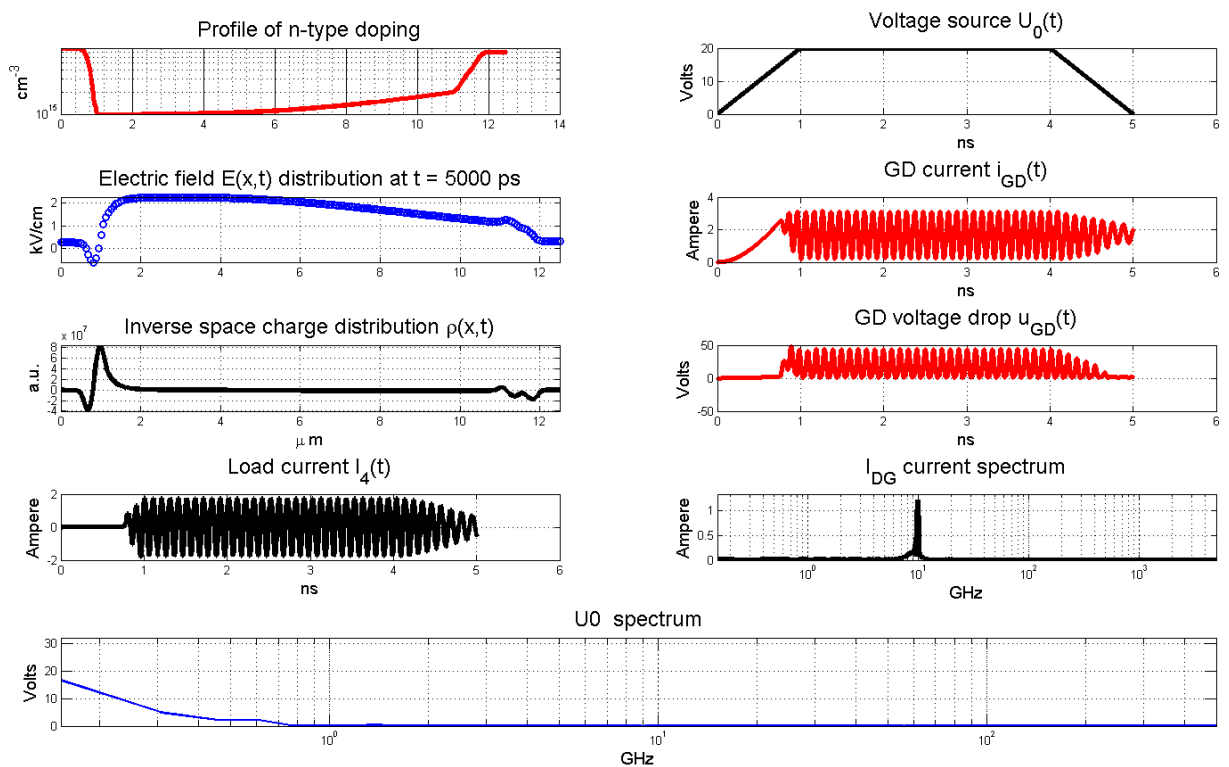


Рисунок 2.9 – Вид интерфейса, который использовался для наблюдения за ходом расчетов оценки результатов и внесения корректировок в случае схемы с колебательным контуром

2.4 Результаты численного моделирования

2.4.1 Автогенератор с резистивной нагрузкой

Основная задача численных экспериментов сводилась к определению влияния нестабильности фронта импульса напряжения питания Δt_e на величину разброса времени задержки фазы СВЧ-колебаний тока ДГ Δt_{ph} относительно ее среднего значения. Фронт импульса модулирующего напряжения изменялся на величину $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс относительно среднего значения $t_e = 1$ нс. Амплитуда импульса напряжения модулятора во всех случаях равнялась $U_0 = 20$ В (рисунок 2.5). Форма СВЧ-колебаний тока ДГ в случае однородного профиля легирования (рисунок 2.3) оказалась практически такой же, как и в случае неоднородного профиля (рисунок 2.5). На рисунке 2.10 представлен график зависимости тока, протекающего через ДГ с однородным профилем легирования, от времени. На рисунке цифрами 1, 2, 3 изображены осциллограммы тока ДГ, полученные при возбуждении схемы импульсом напряжения с $t_e = 0.95$ нс, $t_e = 1.0$ нс, $t_e = 1.05$ нс, соответственно.

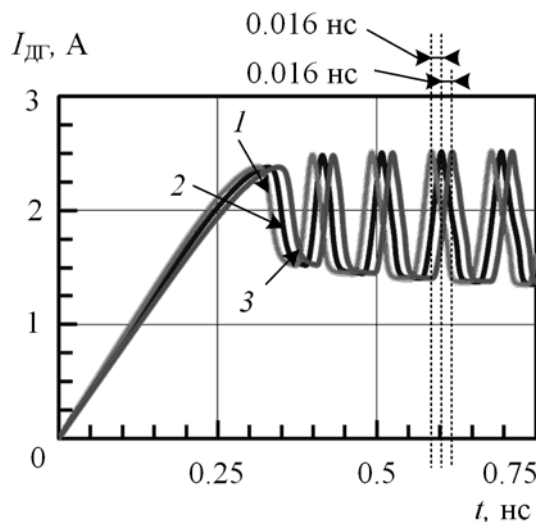


Рисунок 2.10 – Зависимость тока ДГ от времени в схеме резистивной нагрузкой. Профиль полупроводниковой структуры однородный

Частота колебаний тока в ДГ составила 10.5 ГГц.

При изменении длительности фронта $t_e = 1$ нс на величину $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс, в случае однородного профиля время задержки колебаний тока имеет разброс $\Delta t_{ph} = \pm 0.016$ нс. Таким образом, относительное значение полного разброса фронта $\Delta t_{eотн} = 10\%$, приводит к разбросу времени задержки колебаний относительно центрального значения, соответствующему $t_e = 1$ нс, равному $\Delta t_{phотн} = 3.2\%$.

С однослойной полупроводниковой структурой ДГ с однородным профилем легирования и с неоднородным профилем в схеме АДГ с резистивной нагрузкой выполнялись более детальные расчеты отклонения времени задержки Δt_{ph} СВЧ-колебаний при фиксированной амплитуде модулирующего импульса $U_0 = 20$ В и вариации длительности его фронта $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс. При этом длительность t_e самого фронта изменялась в пределах от 0.5 до 2 нс с шагом 0.5 нс. Зависимости разброса фазы от длительности фронта импульса при $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс для обоих случаев представлены на рисунке 2.11 и рисунке 2.12 соответственно.

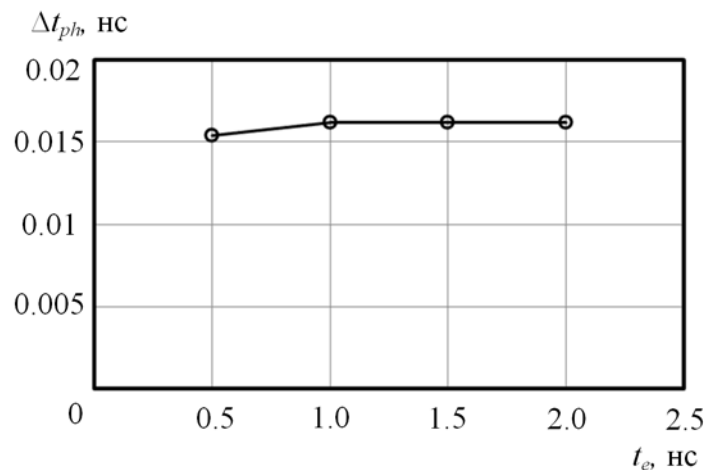


Рисунок 2.11 – Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока ДГ от длительности фронта импульса при $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс ДГ. $U_0 = 20$ В. Профиль легирования однородный

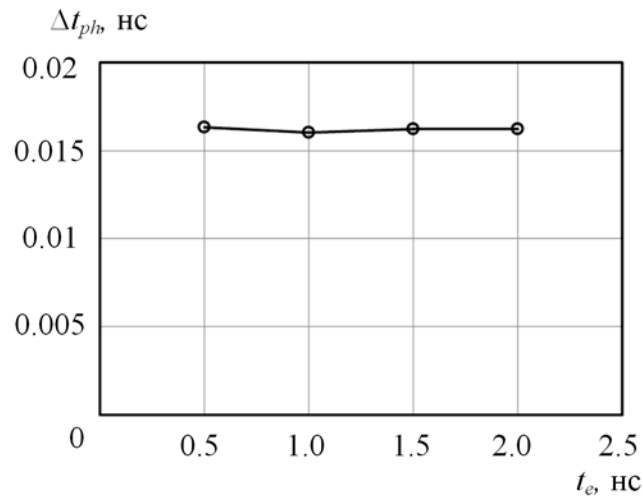


Рисунок 2.12 – Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока ДГ от длительности фронта импульса при $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс ДГ. $U_0 = 20$ В. Профиль легирования неоднородный

Видно, что в обоих случаях Δt_{ph} практически не зависит от t_e .

При таком же изменении длительности фронта (в отсутствии вариации длительности фронта $\Delta t_e = 0$) варьировалась амплитуда импульса в пределах $U_0 = 20 \text{ В} \pm 1 \text{ В}$ в случае с однородным и неоднородным профилем легирования. Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока ДГ от длительности фронта импульса при $\Delta U_0 = \pm 1 \text{ В}$ для обоих случаев представлена на рисунке 2.13 и рисунке 2.14.

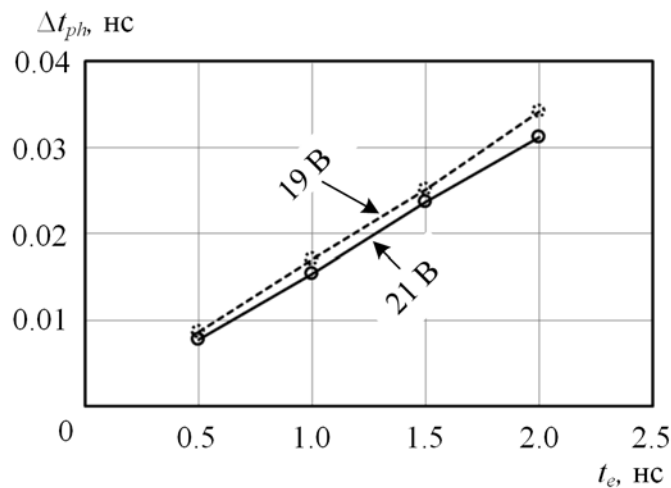


Рисунок 2.13 – Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока ДГ от длительности фронта импульса при $\Delta U_0 = \pm 1$ В ДГ, $\Delta t_e = 0$. Профиль легирования однородный

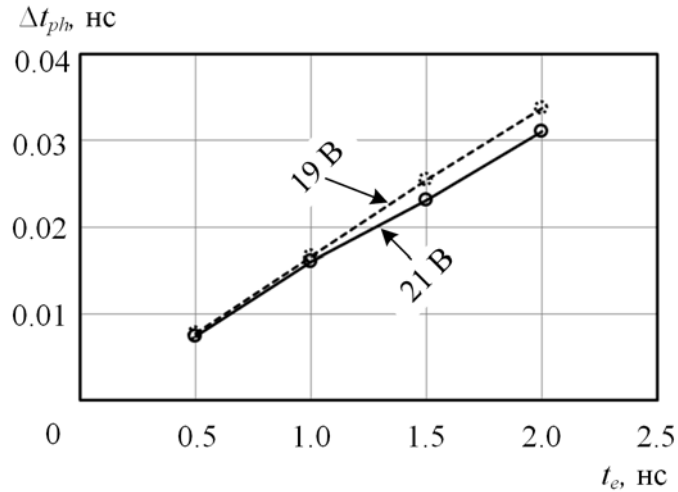


Рисунок 2.14 – Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока ДГ от длительности фронта импульса при $\Delta U_0 = \pm 1$ В ДГ, $\Delta t_e = 0$. Профиль легирования неоднородный

Видно, что отклонение СВЧ-колебаний относительно центрального значения в обоих случаях при $U_0 = 21$ В будет несколько меньше, чем при $U_0 = 19$ В. Поэтому на графике изображены 2 линии. Это обуславливается тем обстоятельством, что при увеличении U_0 на 1 В, точка на фронте, в которой возбуждаются СВЧ-колебания U_{st} (рисунок 2.5), отклоняется меньше, чем в случае уменьшения U_0 на 1 В.

Оценка отклонения СВЧ-колебаний Δt_{ph} за счет изменения амплитуды ΔU_0 и длительности фронта Δt_e импульса может быть получена из того предположения, что колебания начинаются на фронте модулирующего импульса при достижении на ДГ порогового уровня U_{st} . На основании формы импульса, показанной на рисунке 2.5, отклонение момента старта СВЧ-колебаний Δt_{st}^* можно определить формулой:

$$\Delta t_{st}^* = t_e \cdot (U_{st} / U_0) \cdot (\Delta t_e / t_e - \Delta U_0 / U_0). \quad (2.30)$$

К сожалению, как показало сравнение с результатами численного моделирования, эта формула может быть использована лишь для качественного анализа и, главным образом, в схеме генератора с резистивной нагрузкой. Это связано, в первую очередь, с тем, что форма импульса напряжения на ДГ отличается от трапецеидальной формы напряжения модулирующего импульса. В схеме с колебательным контуром дополнительным влияющим фактором являются особенности возбуждения колебаний. Тем не менее, из (2.30) следуют практически важные качественные выводы о том, что при стабильной амплитуде модулирующего импульса, $\Delta U_0 = 0$, разброс момента старта Δt_{st} не должен зависеть от средней

длительности фронта t_e , а будет определяться только вариацией его длительности Δt_e . А при стабильной длительности фронта ($\Delta t_e = 0$) разброс момента старта Δt_{st} должен линейно зависеть от ΔU_0 и нарастать пропорционально длительности фронта t_e .

На основании результатов, полученных в численном моделировании АДГ с резистивной нагрузкой, можно сделать вывод о том, что на нестабильность фазы СВЧ-колебаний при различной длительности фронта модулирующего импульса существенно влияет нестабильность его амплитуды. При стабильной амплитуде импульса можно генерировать колебания с хорошо управляемой фазой даже при длительности фронта, существенно превышающей период колебаний. Этот результат особенно важен при создании массивов импульсно-синхронизованных по фазе генераторов Ганна.

2.4.2 Автогенератор с колебательным контуром.

На рисунке 2.15 представлены зависимости тока на нагрузке R_2 от времени в АДГ с колебательным контуром для однослойной структуры. Профиль легирования однородный. Первый всплеск тока на графике соответствует переходу в режим образования домена сильного поля и резкому возрастанию сопротивления ДГ, и, соответственно, возникновению СВЧ-колебаний.

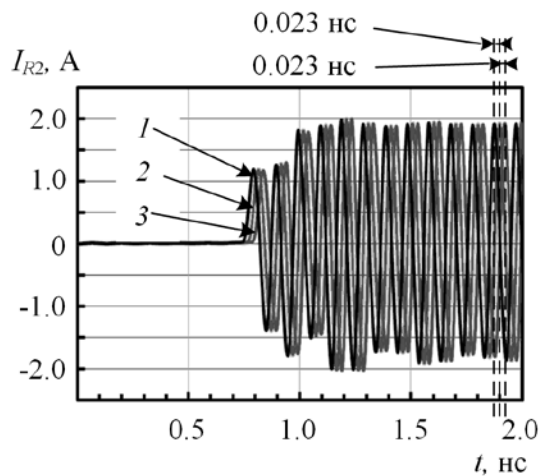


Рисунок 2.15 – Зависимость тока, протекающего через нагрузку R_2 от времени в АДГ с колебательным контуром. Профиль легирования однородный

Рассчитанные значения отклонения времени задержки СВЧ-колебаний тока в нагрузке R_2 составили $\Delta t_{ph} = \pm 0.023$ нс, при разбросе фронта импульса напряжения источника питания $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс относительно среднего значения $t_e = 1$ нс, $U_0 = 20$ В.

В АДГ с колебательным контуром заметны колебания тока резистора R_2 до момента возникновения СВЧ-колебаний, обусловленных переходом полупроводниковой структуры в режим отрицательного дифференциального сопротивления. Эти колебания в качестве примера показаны на рисунке 2.16 для случаев $t_e = 0.95$ нс (1), $t_e = 1.0$ нс (2), $t_e = 1.05$ нс (3) в схеме с однородной структурой. Эти колебания вызваны так называемым «ударным возбуждением» колебательного контура фронтом импульса напряжения, которое приводит к возникновению колебаний на нагрузке с малой амплитудой.

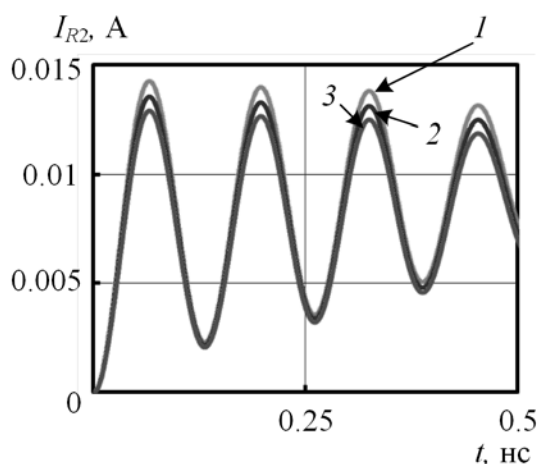


Рисунок 2.16 – Колебания тока на нагрузке R_2 , вызванные «ударным» возбуждением колебательного контура в АДГ с колебательным контуром: 1 – $t_e = 0.95$ нс, 2 – $t_e = 1$ нс, 3 – $t_e = 1.05$ нс. Профиль легирования однородный

Как видно из рисунка 2.16, чем выше скорость нарастания напряжения на ДГ, dU/dt , тем амплитуда колебаний, вызванных перепадом напряжения в контуре («ударное» возбуждение контура), больше.

Колебания, вызванные «ударным» возбуждением колебательного контура, обнаруживаются только на нагрузке R_2 (рисунок 2.8). Ни на графике напряжения, ни на графике тока самого ДГ этих колебаний обнаружено не было (рисунок 2.17), а, значит, они не влияют на установление начальной фазы СВЧ-колебаний.

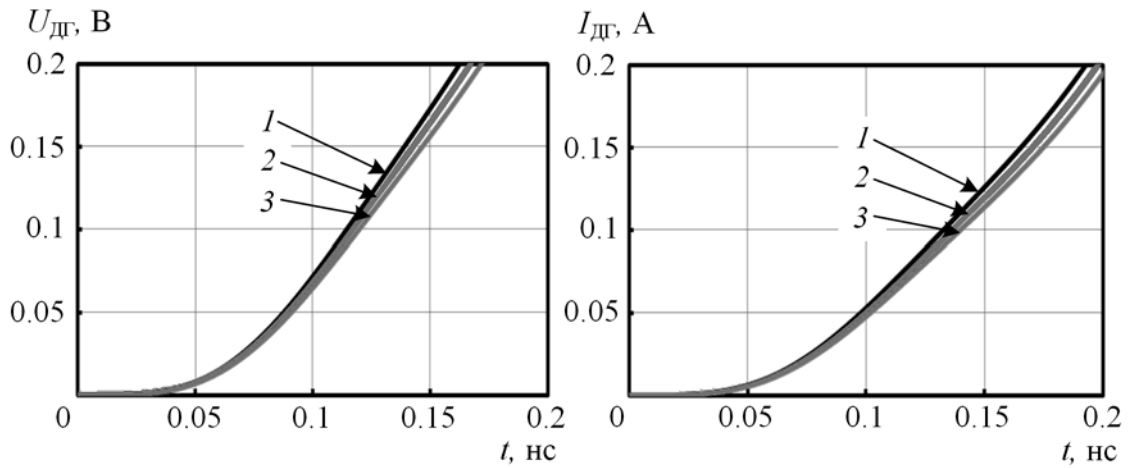


Рисунок 2.17 – Начальные участки фронта импульса напряжения и тока на ДГ при различной длительности фронта импульса напряжения: 1 – $t_e = 0.95$ нс, 2 – $t_e = 1$ нс, 3 – $t_e = 1.05$ нс. Профиль легирования однородный

Таким образом, колебания, вызванные «ударным» возбуждением контура, не задают начальную фазу СВЧ-колебаний. Начальная фаза определяется лишь моментом перехода полупроводниковой структуры в режим отрицательного дифференциального сопротивления. При этом, как показало моделирование, колебания тока ДГ, вызванные этим процессом, уже с первого полупериода имеют величину около одного ампера (рисунок 2.18), $\Delta I > \pm 1$ А (это близко к амплитуде колебаний в установившемся режиме). Амплитуда колебаний, возникших в результате «ударного» возбуждения (рисунок 2.16), существенно меньше тех, которые возникают при переходе структуры в режим домена сильного поля.

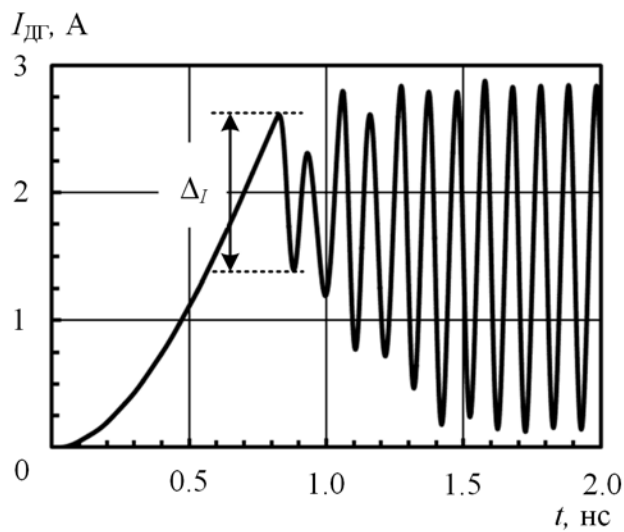


Рисунок 2.18 – Зависимость тока ДГ от времени в АДГ с колебательным контуром. Профиль легирования однородный

В АДГ с колебательным контуром для структуры с однородным и неоднородным профилем легирования выполнялись более детальные расчеты отклонения времени задержки Δt_{ph} СВЧ-колебаний тока в нагрузке R_2 СВЧ-колебаний при фиксированной амплитуде модулирующего импульса $U_0 = 20$ В. Фронт импульса напряжения варьировался $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс, относительно его среднего значения. При этом средняя длительность t_e самого фронта изменялась в пределах от 0.5 до 2 нс с шагом 0.5 нс.

На рисунке 2.19 и рисунке 2.20 представлены зависимости разброса фазы от длительности фронта импульса для структуры с однородным и неоднородным профилем легирования.

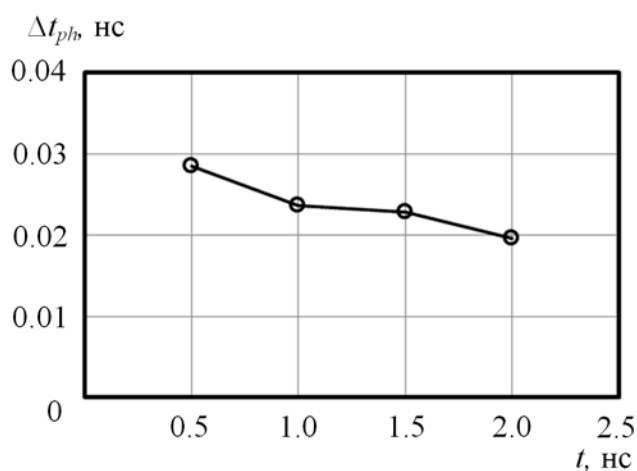


Рисунок 2.19 – Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока в нагрузке R_2 от длительности фронта импульса при $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс. Профиль легирования однородный

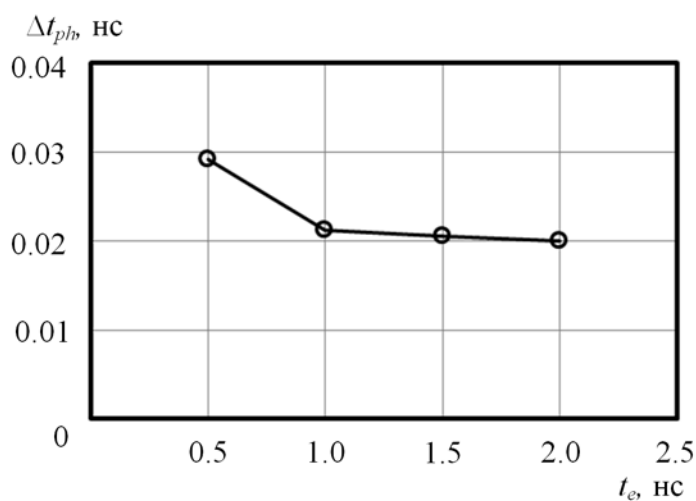


Рисунок 2.20 – Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока в нагрузке R_2 от длительности фронта импульса при $\Delta t_e = \pm 0.05$ нс. Профиль легирования неоднородный

Видно, что в обоих случаях разброс фазы с удлинением фронта модулирующего импульса не только не нарастает, а даже несколько спадает. Последнее, по-видимому, может объясняться некоторой зависимостью процесса возбуждения колебаний от длительности фронта.

Выполнялись расчеты, в которых при изменении длительности фронта в отсутствии ее разброса, $\Delta t_e = 0$, варьировалась амплитуда импульса в пределах $U_0 = 20 \text{ В} \pm 1 \text{ В}$. Полученные зависимости разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока в нагрузке R_2 от длительности фронта импульса для ДГ с однородным профилем легирования представлена на рисунке 2.21, с неоднородным – на рисунке 2.22.

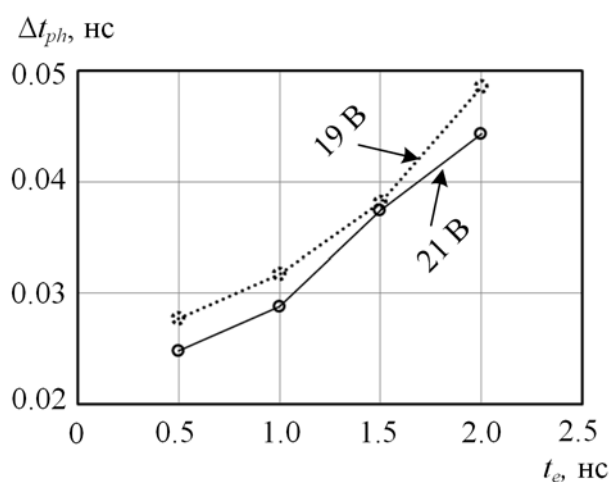


Рисунок 2.21 – Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока в нагрузке R_2 от длительности фронта импульса при $\Delta U_0 = \pm 1 \text{ В}$. Профиль легирования однородный

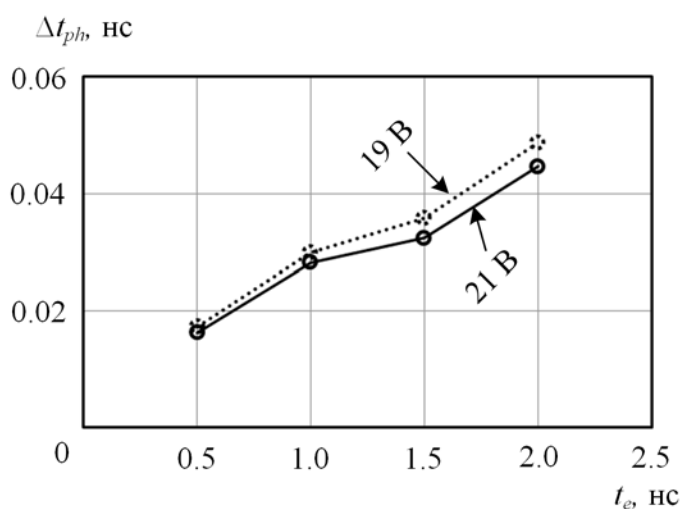


Рисунок 2.22 – Зависимость разброса времени задержки СВЧ-колебаний тока в нагрузке R_2 от длительности фронта импульса при $\Delta U_0 = \pm 1 \text{ В}$. Профиль легирования неоднородный

Видно, что, как и в случае схемы с резистивной нагрузкой и по тем же причинам, отклонение фазы при $U_0 = 21$ В несколько меньше, чем при $U_0 = 19$ В. В отличие от схемы с резистивной нагрузкой в данном случае, как показывают расчеты, имеет место дополнительный сдвиг фазы, увеличивающий ее разброс и связанный с изменением переходного процесса при изменении амплитуды модулирующего импульса.

На основании результатов, полученных в численном моделировании АДГ с колебательным контуром (как и в случае АДГ с резистивной нагрузкой), можно сделать вывод о том, что основным фактором, определяющим рост нестабильности фазы СВЧ-колебаний с ростом длительности фронта модулирующего импульса, является нестабильность его амплитуды. При стабильной амплитуде импульса можно генерировать колебания со стабильной фазой при длительности фронта, существенно превышающей период колебаний. Этот результат может иметь существенное значение при определении характеристик модуляторов для массивов импульсно синхронизованных по фазе генераторов Ганна.

2.5 Выводы

1. Выполненное компьютерное моделирование процесса возбуждения СВЧ-колебаний показало, что фаза СВЧ-колебаний устанавливается моментом перехода полупроводниковой структуры ДГ с выраженным минимумом профиля легирования вблизи катода в режим отрицательного дифференциального сопротивления и образования домена сильного поля. Тем самым, полупроводниковая структура ДГ обладает способностью стабилизации фазы. Для возникновения СВЧ-колебаний тока в ДГ не требуются собственные шумы АЭ, а начальная фаза колебаний жестко привязана к моменту достижения порогового напряжения на ДГ. Амплитуда колебаний тока в ДГ уже в первом периоде достигает значений, близких к типичным для стадии установления.

2. Моделирование АДГ с колебательным контуром показало, что в начальный момент возникают колебания, вызванные «ударным» возбуждением резонаторной камеры на фронте модулирующего импульса, которые заметны только на нагрузке, имитирующей вывод СВЧ-мощности из системы. В цепи ДГ они отсутствуют. Эти колебания предшествуют моменту

перехода полупроводниковой структуры в режим отрицательного дифференциального сопротивления. Амплитуда «ударно» возбуждаемых колебаний на нагрузке на два порядка меньше, чем амплитуда колебаний, вызванных переходом полупроводниковой структуры в режим отрицательного дифференциального сопротивления уже в первом периоде. Поэтому они не оказывают существенного влияния на установление фазы СВЧ-колебаний.

3. Показано, что при фиксированной амплитуде модулирующего импульса с увеличением длительности его фронта нестабильность фазы СВЧ-колебаний не возрастает, если нестабильность фронта фиксирована. При заданной нестабильности амплитуды модулирующего импульса и отсутствии нестабильности его фронта разброс фазы СВЧ-колебаний увеличивается с ростом длительности фронта. Этот результат может иметь принципиальное значение при определении характеристик модуляторов для массивов фазированных генераторов Ганна, поскольку при стабильной амплитуде модулирующего импульса длительность его фронта может быть существенно больше периода СВЧ-колебаний.

3 Описание методики экспериментов

В данной работе исследуется эффект фиксации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна трёхсантиметрового диапазона на диодах 3A762, с пиковой мощностью порядка десятков ватт. Длительность импульсов АДГ не превышала 20 нс. Фронт модулирующего импульса на ДГ, ~5 нс, существенно превышал период СВЧ-колебаний (~100 пс). Исследуемый тип диодов может работать только в импульсном режиме, поскольку с ростом длительности модулирующего импульса на ДГ из-за малого КПД генерации (около 2%) диод начинает значительно нагреваться, что может привести к его тепловому пробую.

В ходе выполнения работы измерялось стандартное отклонение разности фаз двух генераторов Ганна, подключенных параллельно к одному источнику модулирующих импульсов посредством полосковых линий, а также стандартное отклонение фазы одного генератора по отношению к фронту модулирующего импульса. Для измерения указанных характеристик были разработаны необходимые методики. Выполнены исследования сложения волновых полей двух наносекундных генераторов Ганна, сфазированных фронтом импульса напряжения от общего модулятора, возбуждающего генераторы.

3.1 Устройство наносекундного генератора Ганна трехсантиметрового диапазона

В экспериментах для возбуждения как одного, так и двух АДГ, включенных параллельно, использовался усовершенствованный по сравнению с [43] генератор, который был способен формировать модулирующие электрические импульсы длительностью ~20 нс на полувывоте с амплитудой напряжения, регулируемой от 0 до 230 В на 50-омной тестовой нагрузке.

Схема генератора модулирующих импульсов приведена на рисунке 3.1.

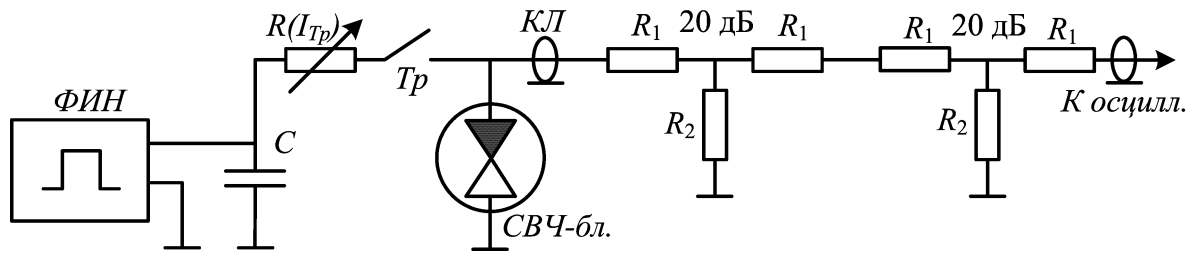


Рисунок 3.1 – Схема генератора модулирующих импульсов: *ФИН* – формирователь импульсов напряжения зарядки накопительной емкости *C*; $R(I_{Tr})$ – сопротивление ключевого транзистора DE275, зависящее от тока через него; *СВЧ-бл.* – волноводный резонаторная система с ДГ; *КЛ* – составная кабельная линия, при помощи которой измерялось напряжения на *СВЧ-бл.*; R_1 – R_2 – аттенюаторы RADIALL R41620000, 20 дБ каждый

Блок схема ФИН представлена на рисунке 3.2.

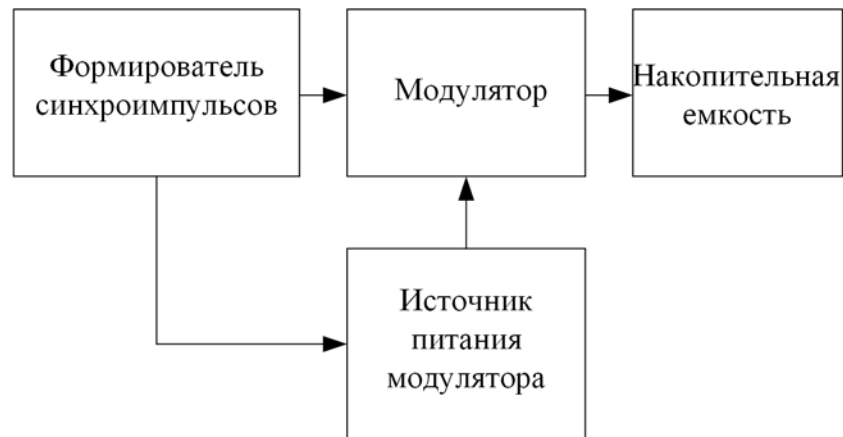


Рисунок 3.2 – Блок-схема формирователя импульсов напряжения (*ФИН*) зарядки накопительной емкости

Принцип действия модулятора основан на частичном разряде накопительной емкости $C = 12.6$ нФ через быстродействующий ключ *Tr* (рисунок 3.1) на нагрузку.

Накопительная емкость заряжается до необходимого напряжения при помощи *ФИН*а, питающегося от стандартного источника Б5-47. В качестве быстродействующего ключа выбран полевой транзистор DE275 фирмы IXYS с максимальным импульсным током 16 А. В интервале времени, при котором транзистор открыт, емкость разряжается на нагрузку, в качестве которой служит либо один СВЧ-блок, либо одна или две полосковые линии с волновым сопротивлением ~ 6 Ом, подключенные параллельно, каждая из которых нагружена своим СВЧ-блоком. Напряжения на *СВЧ-бл.* Измеряется при помощи кабельной линии (*КЛ*) с волновым сопротивлением $\rho = 50$ Ом, которая включает в себя отрезок кабеля РК50-3-11 (либо Mini-

circuits 086-8SM+) и RG-58, а также два аттенюатора RADIALL R41620000 по 20 дБ каждый. Конструкция СВЧ-блока представлена на рисунке 3.3.

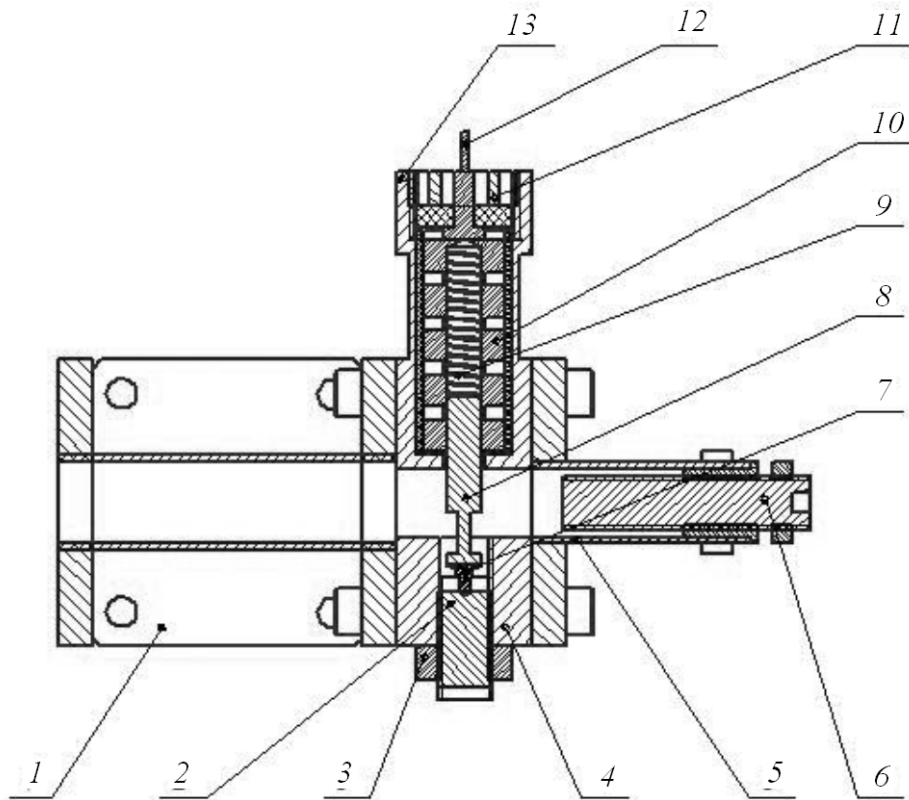


Рисунок 3.3 – Конструкция СВЧ-блока АДГ: 1 – СВЧ-циркулятор; 2 – винт для крепления генераторного диода; 3 – гайка-фиксатор винта генераторного диода; 4 – резонаторная камера; 5 – волноводный резонатор; 6 – винт подстройки частоты генерации; 7 – диод Ганна; 8 – толкатель диода; 9 – пружина толкателя; 10 – коаксиальный СВЧ-фильтр; 11 – гайка СВЧ-фильтра; 12 – электрический контакт подачи импульса напряжения на генераторный диод от модулятора; 13 – присоединительный фланец платы генератора электрических импульсов

Внешний вид резонаторной камеры без циркулятора представлен на рисунке 3.4.

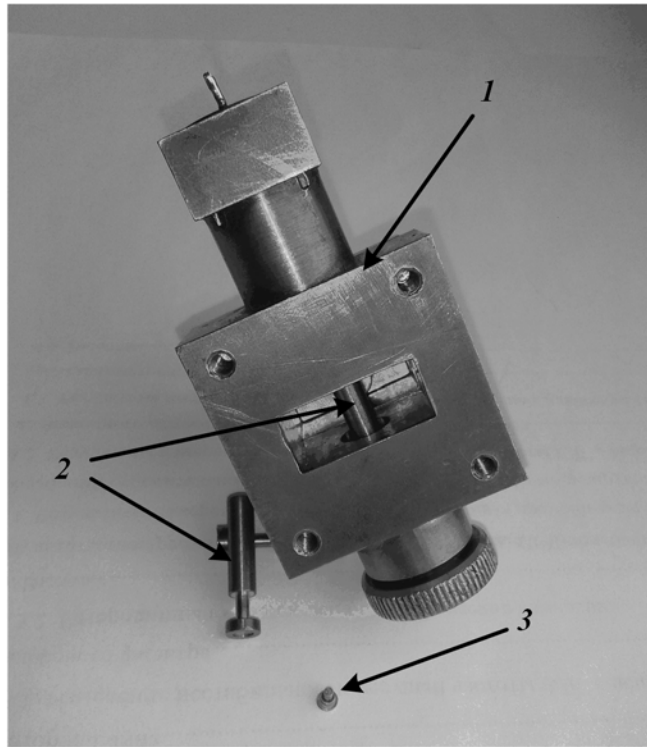


Рисунок 3.4 – Резонаторная камера наносекундного АДГ трехсантиметрового диапазона, использовавшаяся в экспериментах: 1 – резонаторная камера, 2 – толкатели, 3 – диод Ганна

Коаксиальный фильтр ослабляет СВЧ-колебания приблизительно на 40 дБ в рабочем диапазоне частот и осуществляет взаимную электродинамическую развязку СВЧ-блоков, развязку модулятора с СВЧ-блоками. Во всех экспериментах выход СВЧ-блока подключался к ферритовому циркулятору с развязкой около 30 дБ. Таким образом снижалось влияние отраженной от нагрузки СВЧ-мощности на режим работы ДГ.

Принципиальная электрическая схема импульсного генератора для зарядки накопительной емкости представлена на рисунке 3.5. На формирователь синхроимпульсов D3 подаются тактовые импульсы, следующие с частотой 100 МГц от кварцевого генератора GQ1(FXO-BCS7). На схеме установлен разъем P1 JTAG-интерфейса, по которому программируется формирователь синхроимпульсов D3. Буферные усилители D8, D9 необходимы для развязки микросхемы D3 от внешних цепей и усиления формируемых импульсов по мощности.

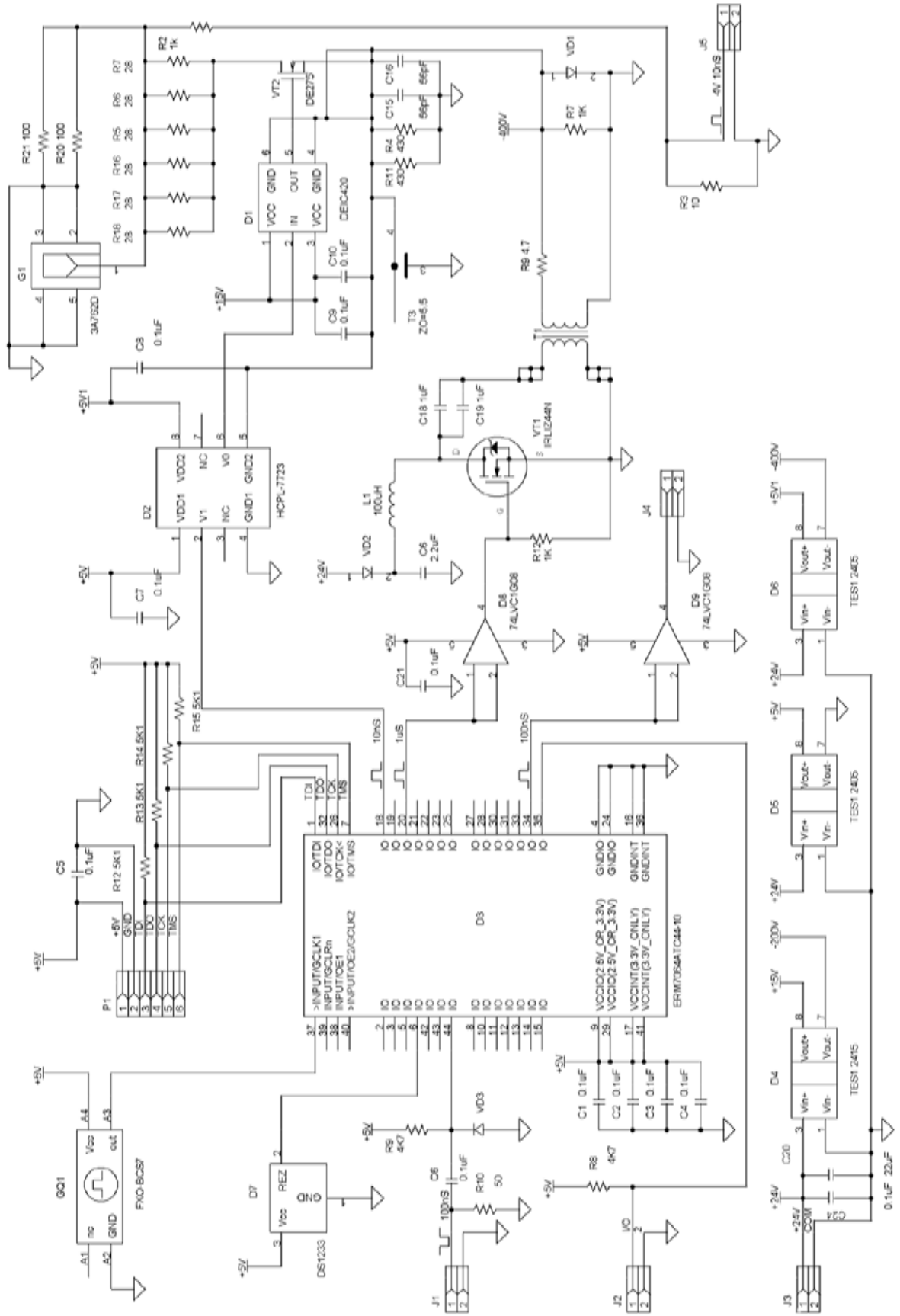


Рисунок 3.5 – Принципиальная электрическая схема импульсного генератора для зарядки накопительной емкости

Формирователь синхроимпульсов может работать либо в режиме автоматической генерации синхроимпульсов с частотой 5 кГц при включении питания, либо в режиме формирования синхроимпульсов от внешнего запускающего импульса с регулируемой частотой до 5 кГц. Для переключения режимов работы в схеме используются разъем J2. Режим с внутренним запуском устанавливается при замкнутом состоянии J2.

Импульсный источник, собранный на транзисторе VT1 и трансформаторе T1, за время ~ 1 мкс заряжает до необходимого напряжения ~ 100 В накопительную емкость. Это напряжение определяется стандартным источником питания Б5-47. После открывания транзистора VT2 (соответствует ключевому транзистору на рисунке 3.1) напряжение прикладывается к электрическому контакту I2 подачи импульса напряжения через СВЧ-фильтр I0 на диод Ганна 7 (рисунок 3.3) или, как указано выше, на одну или две полосковые линии, нагруженные СВЧ-блоками. Для развязки цепей управления по напряжению в схему коммутации введен скоростной оптоэмиттер D2. Для электропитания элементов схемы и развязки по напряжению использованы DC-DC-преобразователи D4...D6. Питание схемы в целом осуществляется от AC-DC-источника TML15124S фирмы TRACO POWER.

Формирователь синхроимпульсов D3 выполнен на базе CPLD (complex programmable logic device) EPM7064ATC44-10 фирмы Altera. На схеме установлен разъем P1 JTAG-интерфейса, по которому программируется формирователь синхроимпульсов D3. Частота следования синхроимпульсов импульсов 5 кГц.

Необходимо отметить, что схема, изображенная на рисунке 3.1, позволяет регистрировать не только напряжение на СВЧ-блоке, но и импульсный ток, протекающий через ДГ. При срабатывании схемы происходит частичный разряд емкости C , и часть напряжения падает на сопротивлении транзистора $R_{Тр}$, которое зависит от тока $I_{Тр}$, протекающего через транзистор, $R(I_{Тр})$. Зависимость от времени напряжения $U_C(t)$ на емкости C регистрируется либо осциллографом TDS5104B, либо Agilent DSO9254A с помощью пробника с рабочей полосой 500 МГц из комплекта осциллографа LeCroy WaveMaster 830Zi. Для определения тока $I_{ДГ}(t)$, протекающего через генераторный диод, из тока транзистора $I_{Тр}(t)$ (полный ток цепи) вычитается ток, протекающий через волновое сопротивление $KЛ$, $\rho = 50$ Ом, который рассчитывается как результат деления измеренного напряжения $U_{ДГ}(t)$ на диодах на ρ . Полный ток цепи $I_{Тр}(t)$ рассчитывается по зарегистрированному напряжению $U_C(t)$ с использованием математических функций осциллографа в соответствии с соотношением:

$$I_{Тр}(t) = C \frac{dU_C(t)}{dt}. \quad (3.1)$$

На рисунке 3.6 приведена осциллограмма импульса напряжения модулятора, зарегистрированная по схеме, представленной на рисунке 3.2, но без подключения СВЧ-блока. Сигнал регистрировался осциллографом Agilent DSO9254A с рабочей полосой 2.5 ГГц и периодом дискретизации 20 Гвыб/сек. Длительность фронта импульса напряжения модулятора на 50-омной тестовой нагрузке, образованной кабелем Mini-circuits 086-8SM+, нагруженным 50-омным входом осциллографа, по уровню 0.1-0.9 составила $t_{eM} = 1.9$ нс.

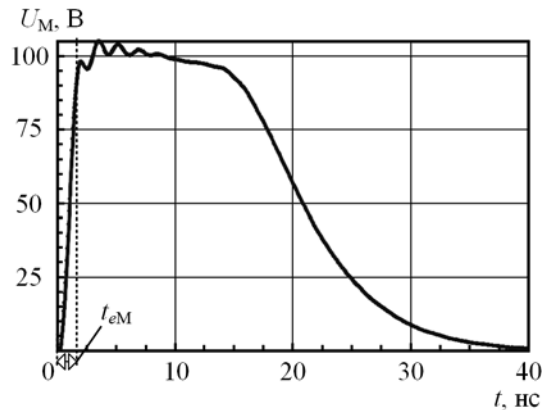


Рисунок 3.6 – Осциллограмма импульса напряжения модулятора на 50-омной нагрузке, зарегистрированная с использованием осциллографа Agilent DSO9254A

3.2 Измерение нестабильности фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна

В экспериментальной части настоящей работы исследовался эффект фиксации фазы СВЧ-колебаний наносекундных АДГ трехсантиметрового диапазона фронтом импульса модулирующего напряжения на генераторном диоде. Измерялись спектральные характеристики СВЧ-импульсов. Основной задачей являлось измерение стандартного отклонения σ_t времени задержки фазы СВЧ-колебаний наносекундного генератора Ганна трехсантиметрового диапазона относительно фиксированной точки на фронте импульса напряжения на СВЧ-блоке. Кроме того, измерялось стандартное отклонение $\sigma_{\delta t}$ времени задержки СВЧ-колебаний двух генераторов Ганна, возбуждаемых параллельно от одного источника модулирующих

импульсов. Измерялись также стандартные отклонения времени задержки СВЧ-колебаний генераторов σ_{1t} с одним и σ_{2t} с двумя включенными последовательно ДГ относительно фиксированной точки на фронте модулирующего импульса.

3.2.1 Метод временных интервалов

Измерения стандартных отклонений σ_{1t} и σ_{2t} времени задержки СВЧ-колебаний АДГ методом временных интервалов с одним и двумя ДГ проводились по схемам, приведенным на рисунках 3.7 и 3.8 [45-50].

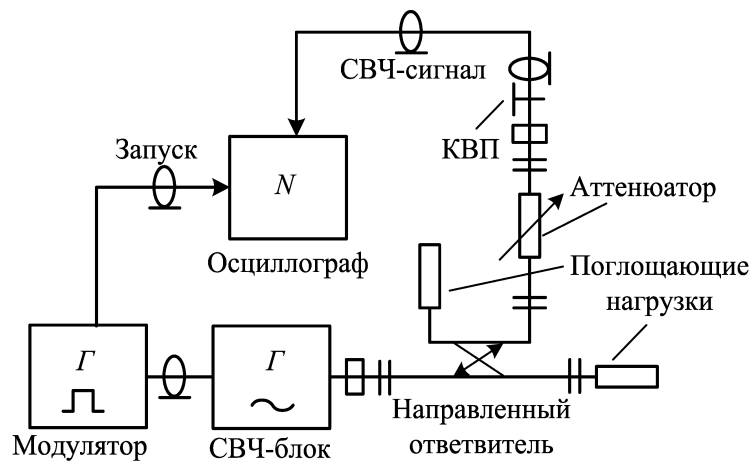


Рисунок 3.7 – Схема измерения σ_{1t} , σ_{2t} ; осциллограф – LeCroy WaveMaster 830Zi, КВП – коаксиально-волноводный переход

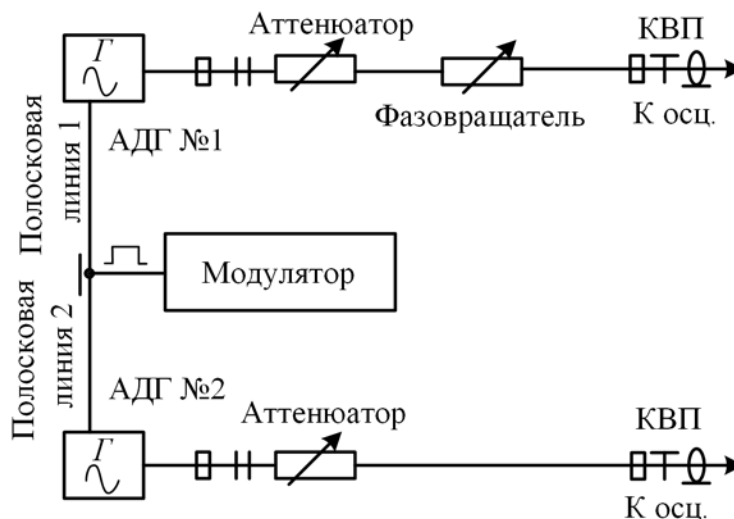


Рисунок 3.8 – Схема измерений σ_{1t} , $\sigma_{\delta t}$ СВЧ-колебаний двух наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона методом временных интервалов: КВП – коаксиально-волноводный переход

Схема, представленная на рисунке 3.7 [46,47,50-52], использовалась для измерения σ_{1t} и σ_{2t} . В этой схеме к волноводу ответвления направленного ответвителя подключался волноводный аттенюатор типа Д5-1, КВП и кабельная вставка на основе кабеля RG-58, по которой радиосигнал, ослабленный до приемлемого уровня аттенюатором, подавался на осциллограф. Основная часть работы была выполнена с осциллографом LeCroy WaveMaster 830Zi с рабочей полосой до 30 ГГц и частотой дискретизации сигнала 40 Гс / с. Осциллограф запускался фронтом импульса напряжения на СВЧ-блоке. Измерения стандартных отклонений проводились при помощи специальной функции «Delay» математического аппарата осциллографа. Результаты измерений σ_{1t} и σ_{2t} в значительной степени зависели от некоторых нижеописанных специфических особенностей и условий выполнения измерений временных интервалов указанными осциллографами.

Схема, представленная на рисунке 3.8 [45-47,50], использовалась для измерения σ_{1t} и $\sigma_{\delta t}$. Генераторы подключались к модулятору посредством полосковых линий с волновым сопротивлением $\rho \approx 6$ Ом, изготовленных из фольгированного стеклотекстолита, длиной ~ 120 см. Двойное время пробега импульса напряжения и СВЧ-импульса по каждой из линий составляло ~ 20 нс. Таким способом предотвращалось попадание СВЧ-колебаний из СВЧ-бл. одного генератора в СВЧ-бл. другого генератора в течение всего радиоимпульса. Кроме того, исключалось влияние ДГ, как нелинейной нагрузки, на модулятор, поскольку в течение 20 нс он оставался нагружен на активное сопротивление полосковых линий. В волноводные линии АДГ устанавливались волноводные аттенюаторы Д5-1, которые позволяли выравнивать

амплитуду СВЧ-колебаний между собой. Фазовращатель позволял вводить дополнительную фазовую задержку в одном канале относительно другого. СВЧ-сигналы через КВП и коаксиальные кабели подавались на осциллографы. В работе [45] использовался осциллограф Tektronix TDS6154C с рабочей полосой 15 ГГц. СВЧ-сигналы и сигнал модулирующего напряжения, которым запускался осциллограф, подавались на него посредством кабелей SFT304 фирмы Times MicroWave. Для получения амплитуды сигналов, приемлемой для измерений, в кабельных линиях использовались широкополосные коаксиальные аттенюаторы фирм Barth Electronics. Осциллограф запускался на фронте импульса модулирующего напряжения. Рабочие полосы в каждом канале устанавливались максимальными. В работах [46,47,50] использовался осциллограф LeCroy WaveMaster 830Zi с рабочей полосой до 30 ГГц, который запускался модулирующим импульсом. Сигнал модулирующего напряжения подавался на него посредством кабелей RG-58 и РК 50-3-11. Для получения амплитуды этого сигнала, приемлемой для измерений, в кабельной линии использовались широкополосные коаксиальные аттенюаторы фирмы Radiall с полосой 18 ГГц. СВЧ-сигналы поступали в каналы осциллографа через КВП и широкополосные кабели от векторного анализатора цепей Agilent 8719ET.

В ходе выполнения работ [46,47,50] была установлена необходимость соблюдения некоторых специфических особенностей процедуры измерения стандартного отклонения времени задержки фазы СВЧ-колебаний относительно фронта модулирующего импульса. Эти особенности были подробно изучены при работе с осциллографом LeCroy WaveMaster 830Zi. Было установлено, что на измеряемую величину σ_t значительно влияет рабочая полоса канала запуска осциллографа. Измерения σ_t проводились по схеме, изображенной на рисунке 3.6, а регистрация модулирующего импульса проводилась по схеме, изображенной на рисунке 3.1, за исключением того, что в кабельную линию после аттенюаторов дополнительно подключался согласованный коаксиальный тройник с рабочей полосой 18 ГГц. С помощью него расщепленный импульс напряжения с СВЧ-блока с фронтом ≈ 4.5 нс подавался на два различных канала осциллографа. Представляющие интерес фрагменты расщепленных сигналов $U_{1\text{АДГ}}$ и $U_{2\text{АДГ}}$ при регистрации с рабочей полосой осциллографа, равной 16 ГГц, представлены на рисунке 3.9, а с рабочей полосой 1 ГГц – на рисунке 3.10. На этих рисунках $U_{\text{тр}}$ – это уровень запуска осциллографа сигналом $U_{1\text{АДГ}}$ первого канала по фронту модулирующего импульса напряжения.

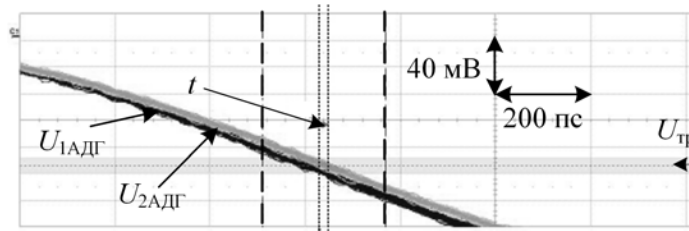


Рисунок 3.9 – 2500 осциллограмм расщепленного импульса напряжения на ДГ. Запуск осциллографа осуществляется по первому каналу ($U_{1АДГ}$); рабочая полоса обоих каналов равна 16 ГГц; $U_{тр}=100$ мВ; чувствительность по вертикали – 20 мВ/дел, развертка по горизонтали – 200 пс/дел

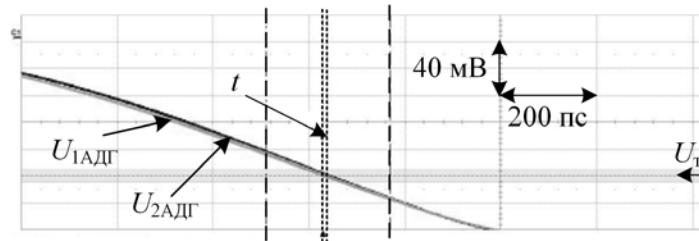


Рисунок 3.10 – 2500 осциллограмм расщепленного импульса напряжения на ДГ. Запуск осциллографа осуществляется по первому каналу ($U_{1АДГ}$); рабочая полоса обоих каналов равна 1 ГГц; $U_{тр}=100$ мВ; чувствительность по вертикали – 20 мВ/дел, развертка по горизонтали – 200 пс/дел

Измерения времени задержки одного сигнала относительно другого проводились следующим образом. Выбиралась функция «Delay», осциллограф в выбранной временной области («воротах»), обозначенной на рисунках 3.9 и 3.10 сплошными вертикальными линиями, находил точку пересечения исследуемого второго сигнала $U_{2ДГ}$ с 50 %-уровнем этого сигнала в «воротах» и измерял время задержки t данной точки относительно точки на фронте модулирующего импульса напряжения, по которой осциллограф запускался ($U_{тр}$). По достаточному количеству (не менее 1000) измеренных значений t набиралась статистика, и рассчитывалось стандартное отклонение $\sigma_{\text{тосц}}$ временного интервала между выделенной точкой на фронте модулирующего импульса и выбранной точкой на исследуемом сигнале. В случае, когда рабочая полоса обоих каналов равнялась 16 ГГц, $\sigma_{\text{тосц}}$ составило 7.9 пс, а во втором случае – 0.9 пс. Это различие могло объясняться тем обстоятельством, что некоторая часть СВЧ-мощности из СВЧ-блока просачивалась в канал осциллографа, по которому ведется запуск. В $\sigma_{\text{тосц}}$ вносит вклад и собственный временной шум (джиттер) осциллографа.

Таким образом, для корректного измерения стандартного отклонения σ_t выбранной фазы СВЧ-колебаний АДГ относительно фиксированной точки на фронте импульса модулирующего напряжения необходимо выбирать достаточно узкую рабочую полосу канала запуска

осциллографа. К сожалению, в [45] эти особенности еще не были установлены. Это, по-видимому, привело к завышению измеренного значения σ_t .

При измерении σ_t синусоидального сигнала относительно фронта модулирующего импульса, с использованием функции «Delay», «ворота» должны выбираться таким образом, чтобы в них попадало не более одного полупериода СВЧ-колебаний, включающий максимум и минимум синусоиды. При попадании в «ворота» нескольких полупериодов или одного полупериода, который включает в себя только минимум или максимум синусоиды, имеет место существенное завышение σ_t , поскольку точка пересечения синусоиды и ее 50 %-уровня будет определяться в последовательности импульсов из-за их некоторой неидентичности то на переднем, то на заднем склоне полуволны.

В ходе выполнения измерений с осциллографом LeCroy WaveMaster 830Zi было также обнаружено, что на измеренное значение σ_t в значительной степени влияет выбранная чувствительность осциллографа (вертикальная шкала). Например, на рисунках 3.11 и 3.12 изображены наложенные друг на друга 2500 осциллограмм СВЧ-колебаний одного АДГ (второй канал осциллографа). Запуск осциллографа осуществлялся по первому каналу фронтом импульса напряжения на СВЧ-блоке. В первом случае (рисунок 3.11) чувствительность осциллографа в запускающем канале, составляла 200 мВ/деление, во втором (рисунок 3.12) – 20 мВ/дел.

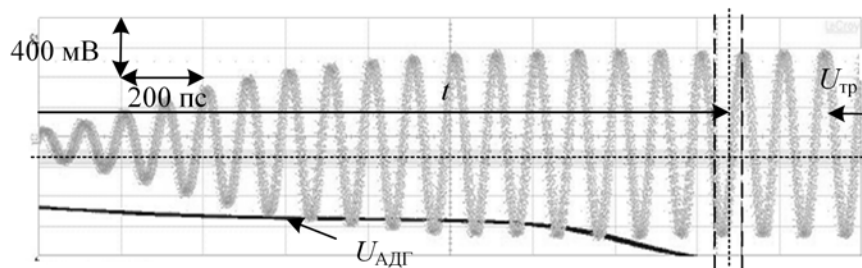


Рисунок 3.11 – Измерение временной задержки между фиксированной фазой СВЧ-колебаний и фиксированной точкой на фронте импульса напряжения на ДГ ($U_{АДГ}$); $U_{тр} = 500$ мВ; чувствительность по вертикали – 200 мВ/дел., по горизонтали – 200 пс/дел.

Измерение показали, что в первом случае $\sigma_t = 5.6$ пс, во втором – 1.9 пс. По-видимому, это объясняется тем обстоятельством, что с повышением чувствительности (уменьшением цены деления в мВ/дел.) уменьшается нестабильность момента запуска осциллографа.

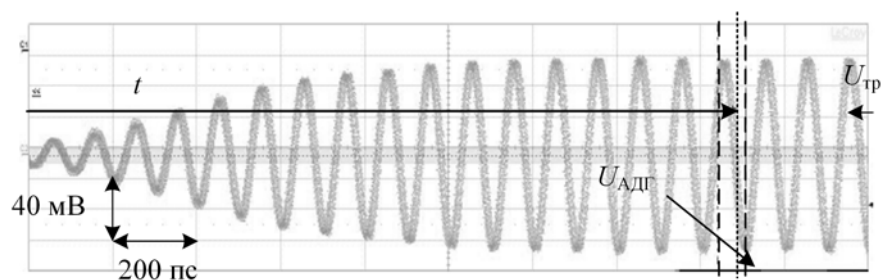


Рисунок 3.12 – Измерение временной задержки между фиксированной фазой СВЧ-колебаний и фиксированной точкой на фронте импульса напряжения на ДГ ($U_{\text{АДГ}}$); $U_{\text{тр}} = 500$ мВ; чувствительность по вертикали – 20 мВ/дел., по горизонтали – 200 пс/дел.

Для оценки минимально возможного регистрируемого значения σ_t был проведен следующий эксперимент. В схеме, изображенной на рисунке 3.7, к КВП подключался согласованный симметричный коаксиальный тройник с рабочей полосой 18 ГГц, и расщепленный СВЧ-сигнал по двум кабельным линиям, состоящим из отрезков кабеля RG-58, поступал на первый и второй каналы осциллографа LeCroy WaveMaster 830Zi. Запуск осциллографа осуществлялся по фиксированному уровню синусоиды, поступающей в первый канал. Измерялось стандартное отклонение $\sigma_{\delta_{\text{осц}}}$ разброса времени задержки фазы колебаний, поступающих во второй канал $U_{2\text{СВЧ}}$, относительно фазы колебаний в первом $U_{1\text{СВЧ}}$ (рисунок 3.13). Рабочая полоса каналов СВЧ была 13 ГГц.

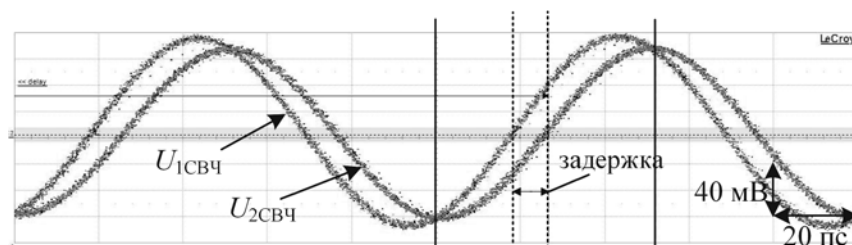


Рисунок 3.13 – Зарегистрированные 2500 осциллограмм раздвоенного расщепленного импульса СВЧ-излучения, поступающего на два различных канала осциллографа LeCroy WaveMaster 830Zi.

Запуск ведется по уровню 16 мВ по первому каналу ($U_{1\text{СВЧ}}$)

Измерения показали, что $\sigma_{\delta_{\text{осц}}} = 0.6$ пс. Таким образом, принимая во внимание тот факт, что каналы осциллографа работают независимо друг от друга, можно оценить вклад, который вносит сам осциллограф LeCroy WaveMaster 830Zi в значения измеряемых величин σ_t и σ_{δ_t} [53]:

$$\sigma_{\text{осц}} = \sqrt{\sigma_{\text{тосц}}^2 + \sigma_{\delta_{\text{тосц}}}^2} . \quad (3.2)$$

Подставляя измеренные значения $\sigma_{\text{осц}}=0.9$ пс и $\sigma_{\delta\text{осц}}=0.6$ пс получаем, что $\sigma_{\text{осц}} \approx 1.1$ пс.

3.2.2 Метод фазового детектора

Исследовалась стабилизация фаз СВЧ-колебаний двух наносекундных генераторов трехсантиметрового диапазона, которые возбуждались параллельно от одного модулятора, принципиальная схема которого представлена на рисунке 3.4. Для подключения генераторов использовались вышеописанные полосковые линии. Измерения проводились, по схеме, изображенной на рисунке 3.14. Фотография экспериментальной установки изображена на рисунке 3.15.

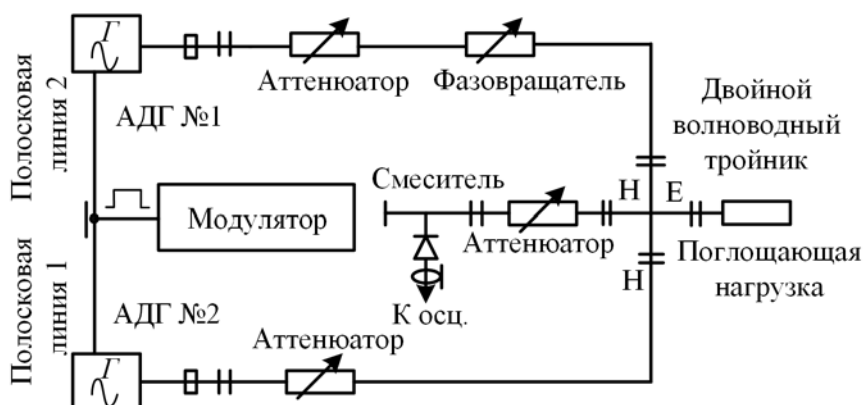


Рисунок 3.14 – Схема измерений стандартного отклонения разности фаз СВЧ-колебаний двух наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона методом измерения амплитуды суммарного детектированного сигнала

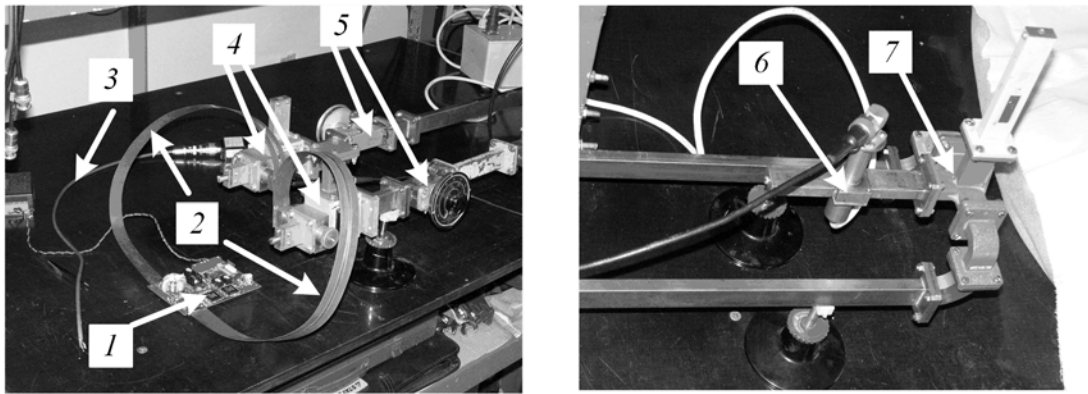


Рисунок 3.15 – Экспериментальная установка: 1 – модулятор; 2 – полосковые линии; 3 – кабельная линия для регистрации модулирующего импульса; 4 – резонаторы АДГ; 5 – аттенюаторы Д5-1; 6 – ламповый детектор; 7 – двойной волноводный тройник

Данная схема доработана по сравнению с описанными в [54] с учетом особенностей измерения параметров наносекундных СВЧ-импульсов. В частности, длина волноводов равнялась 1.5 м и подбиралась так, чтобы пробег импульса СВЧ от одного генератора по волноводам к другому не превышал длительность самого СВЧ-импульса. Такая временная развязка позволяла исключить взаимную синхронизацию АДГ.

Амплитуды СВЧ-сигналов обоих генераторов Ганна выравнивались между собой при помощи волноводных аттенюаторов. В качестве смесителя использовался ламповый детектор на термоэмиссионном диоде 6Д16Д [57], либо полупроводниковый волноводный детектор диапазона 8.15-12.42 ГГц из набора усилителя УЗ-29, которые подключались к двойному волноводному тройнику. Суммарный сигнал, зарегистрированный детектором, поступал на вход осциллографа Tektronix TDS 5104В.

В качестве количественной оценки нестабильности разностной фазы СВЧ-колебаний двух генераторов было принято среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\delta\varphi}$ разности фаз АДГ №1 и №2. Расчет этой величины проводился следующим образом. Для упрощения описания физических процессов, происходящих на смесителе, были приняты следующие приближения:

1. $E_{01}(t) = E_{02}(t) = E_0(t)$, где $E_{01}(t)$ и $E_{02}(t)$ – медленно меняющиеся во временном масштабе, равном периоду колебаний, амплитуды СВЧ-полей АДГ №1 и №2 в соответствующих волноводах.

2. $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, где ω_1 и ω_2 – несущие частоты СВЧ-колебаний АДГ №1 и №2 соответственно.

3. Детектор, используемый в качестве смесителя, работает в режиме квадратичного детектирования. Это означает, что $P(t) \sim U_{\Sigma 0}(t)$, где $P(t)$ – мощность СВЧ-импульса на входе детектора, $U_{\Sigma 0}(t)$ – сигнал на его выходе.

Предполагая, что СВЧ-колебания АДГ №1 и №2 являются гармоническими, можно записать зависимости их полей от времени следующим образом:

$$E_1(t)=E_{01}(t)\sin(\omega_1t+\varphi_1), E_2(t)=E_{02}(t)\sin(\omega_2t+\varphi_2), \quad (3.3)$$

где φ_1 и φ_2 – начальные фазы СВЧ-колебаний.

Приближение №3 означает, что:

$$U_{\Sigma 0}(t) = \overline{kE^2(t)}, \quad (3.4)$$

$$E(t)=E_1(t)+E_2(t), \quad (3.5)$$

где k – некоторый коэффициент пропорциональности, черта сверху означает усреднение по периоду колебаний. Подставляя (3.5) в (3.4), получаем:

$$\begin{aligned} U_{\Sigma 0}(t) &= \overline{kE_0^2(t)[\sin(\omega t + \varphi_1) + \sin(\omega t + \varphi_2)]^2} = \\ &= \overline{kE_0^2(t)[\sin^2(\omega t + \varphi_1) + 2\sin(\omega t + \varphi_1)\sin(\omega t + \varphi_2) + \sin^2(\omega t + \varphi_2)]}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Из тригонометрических уравнений вытекает, что:

$$\begin{aligned} \overline{\sin^2(\omega t + \varphi_1)} &= \overline{\frac{1}{2}\{1 - \cos[2(\omega t + \varphi_1)]\}} = \frac{1}{2}, \\ \overline{\sin^2(\omega t + \varphi_2)} &= \overline{\frac{1}{2}\{1 - \cos[2(\omega t + \varphi_2)]\}} = \frac{1}{2}, \\ \overline{2\sin(\omega t + \varphi_1)\sin(\omega t + \varphi_2)} &= \overline{\cos(\varphi_1 - \varphi_2) - \cos(2\omega t + \varphi_1 + \varphi_2)} = \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Тогда:

$$U_{\Sigma 0}(t) = kE_0^2(t)[1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]. \quad (3.8)$$

При этом, сигнал детектора от каждого из АДГ в отдельности будет равен:

$$U_0(t) = \overline{kE_1^2(t)} = \overline{kE_2^2(t)} = \frac{1}{2} \overline{kE_0^2(t)}. \quad (3.9)$$

Рассмотрим три идеальных случая:

- 1) $\varphi_1 = \varphi_2$, тогда $U_{\Sigma 0}(t)$ будет максимальным. При этом, $U_{\Sigma 0}(t) = 2kE_0^2(t) = 4U_0(t)$.
- 2) $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$, тогда $U_{\Sigma 0}(t) = 0$.
- 3) $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi/2$, тогда $U_{\Sigma 0}(t) = kE_0^2(t) = 2U_0(t)$.

Предположим, что при последовательности импульсов амплитуда суммарного сигнала будет изменяться только за счет случайного изменения разности фаз от импульса к импульсу, тогда:

$$U_{\Sigma 0i}(t) = kE_0^2(t)[1 + \cos(\varphi_{1i} - \varphi_{2i})], \quad (3.10)$$

где $U_{\Sigma 0i}$ – амплитуда суммарного сигнала i -ой пары импульсов, φ_{1i} и φ_{2i} – начальные фазы АДГ №1 и №2 в i -ой паре импульсов, $i=1,2,\dots,N$. Тогда разность фаз будет иметь некоторое распределение относительно среднего значения. Рассмотрим три случая:

- 1) $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$, в данном случае черта обозначает усреднение по всему массиву пар импульсов. Предположим, что справедливо соотношение:

$$\varphi_{1i} - \varphi_{2i} = \Delta\varphi_i \ll \pi. \quad (3.11)$$

Подставляя (3.11) в (3.10) и раскладывая $\cos(\Delta\varphi_i)$ в ряд Тейлора, получаем:

$$U_{\Sigma 0i}(t) = kE_0^2(t)[1 + \cos(\Delta\varphi_i)] \approx kE_0^2(t)\left[1 + 1 - \frac{(\Delta\varphi_i)^2}{2}\right] = 2kE_0^2(t)\left[1 - \frac{(\Delta\varphi_i)^2}{4}\right]. \quad (3.12)$$

Поскольку $(\Delta\varphi_i)^2 > 0$, то из (3.12) следует, что $U_{\Sigma 0i}(t) < 4U_0(t)$. При этом:

$$U_{\Sigma 0i}(t) = 4U_0(t) - 4U_0(t)\frac{(\Delta\varphi_i)^2}{4}, \quad (3.13)$$

$$\Delta U_{\Sigma 0i}(t) = U_0(t)(\Delta\varphi_i)^2. \quad (3.14)$$

Видно, что независимо от знака $\Delta\varphi_i$, амплитуда $U_{\Sigma 0i}(t)$ суммарного сигнала двух АДГ уменьшается. Значит, в случае, когда $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$, по амплитуде суммарного детектированного сигнала невозможно определить знак разности фаз.

Дисперсия D и стандартное отклонение σ разности фаз двух АДГ будут равняться соответственно:

$$D = \sum_{i=1}^N (\Delta\varphi_i)^2 / N = \sum_{i=1}^N \left| \frac{\Delta U_{\Sigma 0i}}{U_0} \right| / N, \quad (3.15)$$

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^N (\Delta\varphi_i)^2 / N} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left| \frac{\Delta U_{\Sigma 0i}}{U_0} \right| / N}.$$

2) $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi$. В данном случае черта также обозначает усреднение по всему массиву пар импульсов. Предположим, что для каждой пары импульсов справедливо соотношение:

$$\varphi_{1i} - \varphi_{2i} = \pi + \Delta\varphi_i; \Delta\varphi_i \ll \pi. \quad (3.16)$$

Подставляя (3.16) в (3.10) и раскрывая скобки, получаем:

$$\begin{aligned} U_{\Sigma 0i}(t) &= kE_0^2(t)[1 + \cos(\pi + \Delta\varphi_i)] \approx kE_0^2(t)[1 + \cos \pi \cos \Delta\varphi_i - \sin \pi \sin \Delta\varphi_i] = \\ &= kE_0^2(t)[1 - \cos \Delta\varphi_i] \approx kE_0^2(t)\left[1 - 1 + \frac{(\Delta\varphi_i)^2}{2}\right] = kE_0^2(t) \frac{(\Delta\varphi_i)^2}{2} = \\ &= U_0(t)(\Delta\varphi_i)^2. \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$(\Delta\varphi_i)^2 = \frac{\Delta U_{\Sigma 0i}}{U_0}. \quad (3.18)$$

Из (3.18) видно, что независимо от знака $\Delta\varphi_i$, амплитуда $U_{\Sigma 0i}(t)$ суммарного сигнала двух АДГ увеличивается. Поэтому знак фазы по амплитуде суммарного сигнала, как и в первом случае, не определяется.

3) $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$. В данном случае черта также обозначает усреднение по всему массиву пар импульсов. Предположим, что для каждой пары импульсов в данном случае справедливо соотношение:

$$\varphi_{1i} - \varphi_{2i} = \pi/2 + \Delta\varphi_i; \Delta\varphi_i \ll \pi/2. \quad (3.19)$$

Подставляя (3.19) в (3.10) и раскрывая скобки, получаем:

$$\begin{aligned}
 U_{\Sigma 0i}(t) &= kE_0^2(t)[1 + \cos(\pi/2 + \Delta\varphi_i)] \approx kE_0^2(t)[1 + \cos(\pi/2)\cos\Delta\varphi_i - \sin(\pi/2)\sin\Delta\varphi_i] = \\
 &= kE_0^2(t)[1 - \sin\Delta\varphi_i] \approx kE_0^2(t)[1 - \Delta\varphi_i].
 \end{aligned}
 \tag{3.20}$$

Из (3.20) следует, что:

$$\begin{aligned}
 U_{\Sigma 0i}(t) &= 2U_0(t) - 2U_0(t)\Delta\varphi_i, \\
 \Delta U_{\Sigma 0i}(t) &= -2U_0(t)\Delta\varphi_i.
 \end{aligned}
 \tag{3.21}$$

Получаем, что:

$$\Delta\varphi_i = -\frac{\Delta U_{\Sigma 0i}}{2U_0}.
 \tag{3.22}$$

Стандартное отклонение σ разности фаз двух АДГ будет равняться:

$$\sigma_{\delta\varphi} = \frac{\sigma_{\Delta U_{\Sigma 0i}}}{2U_0}.
 \tag{3.23}$$

Таким образом, пользуясь выражениями (3.15) и (3.23), можно рассчитать разность фаз складываемых импульсов для случаев, когда среднестатистическая разность начальных фаз равна 0 и $\pi/2$. Сначала набирается статистика по 100-300 парам импульсов, и строится гистограмма распределения пар импульсов по разности фаз.

Наиболее удобным и перспективным режимом измерений стандартного отклонения разности фаз представляется режим, когда $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$. Поскольку, когда $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi$, главной трудностью является правильное измерение амплитуды суммарного импульса. Формы СВЧ-импульсов двух АДГ могут отличаться друг от друга, вследствие неидентичности параметров ДГ, резонаторных камер, полосковых линий и т. д. Поэтому при сложении двух радиосигналов амплитуда суммарного детектированного импульса двух АДГ может быть равна 0 не на всей длительности. Кроме того, погрешность измерения амплитуды сигнала с повышением чувствительности будет возрастать, поскольку будет увеличиваться влияние наводок, помех канала осциллографа на измерения. Измерение фазы в режиме, когда $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$ затрудняется тем обстоятельством, как указывалось выше, что не удастся определить знак разности фаз

[56,57]. Кроме того, режим, при котором $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$ представляется наиболее удобным вариантом, поскольку в этом случае незначительное отклонение фазы СВЧ-колебаний одного АДГ относительно другого приводит к значительному изменению амплитуды суммарного сигнала, по сравнению со случаем, когда $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$. Следовательно, нестабильность амплитуды суммарного сигнала в случае $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$ будет больше, чем при $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$. Это утверждение вытекает из соотношений (3.15) и (3.23), где в первом случае отношение амплитуд стоит под корнем, а во втором нет.

В процессе эксперимента для расчета стандартного отклонения разности фаз импульсов СВЧ двух АДГ их амплитуды выравнивались между собой при помощи аттенуаторов, расположенных в волноводных цепях. Затем, в режиме усреднения осциллографа при помощи фазовращателя настраивались следующие режимы работы экспериментальной схемы:

1. Усредненная амплитуда суммарного импульса максимальна, $U_{\Sigma 0i} \leq 4U_0(t)$.
2. Усредненная амплитуда суммарного импульса равна удвоенной амплитуде импульса одного генератора, $U_{\Sigma 0i}(t) = 2U_0(t)$.

Далее, осциллограф переключался в режим однократной регистрации импульсов, измерялась амплитуда суммарного импульса и вычислялась разность фаз для 100-300 пар импульсов с использованием выражения (3.15), либо (3.23) (в зависимости от режима работы экспериментальной схемы). По полученным статистическим данным строилось распределение амплитуды суммарного импульса по разности фаз.

3.2.3 Оценка погрешности измерения стандартного отклонения $\sigma_{\delta t}$ разности фаз СВЧ-колебаний двух АДГ с использованием полупроводникового смесителя

На рисунке 3.16 представлена схема эксперимента по определению погрешности измерения среднеквадратичного отклонения разности фаз СВЧ-колебаний двух генераторов Ганна описанным выше методом. Определение погрешности выполнялось для случая $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$, соответствующего соотношению (3.6). Для случая $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$, к сожалению, оценку погрешности выполнить не удалось в связи с отсутствием калиброванного фазовращателя.

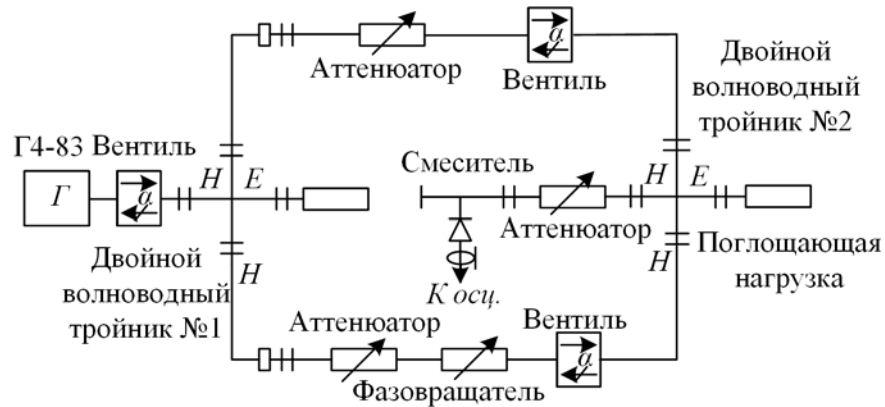


Рисунок 3.16 – Схема эксперимента по измерению погрешности среднеквадратичного отклонения разности фаз СВЧ-колебаний двух генераторов Ганна относительно ее нулевого значения

Схема включала в себя генератор высокочастотных сигналов Г4-83, два двойных волноводных тройника, три аттенюатора, фазовращатель, три волноводных вентиля. В качестве смесителя использовался волноводный полупроводниковый детектор на диоде Д608 из набора усилителя УЗ-29. Генератор Г4-83 работал в режиме меандра с частотой следования импульсов 1 кГц. При помощи аттенюаторов амплитуды импульсов, распространяющихся по волноводным цепям №1 и №2, выравнивались между собой. Полупроводниковый детектор предварительно калибровался на частотах 9.75 и 10 ГГц. Методика калибровки аналогична описанной в [58]. На рисунке 3.17 изображена вольт-ваттная характеристика детектора на полупроводниковом диоде Д608, полученная на частоте 9.75 ГГц. Аппроксимирующая кривая (I) обозначена сплошной линией. Ей соответствует уравнение, полученное при помощи EXCEL:

$$P = 1.5085 \cdot 10^{-13} (U_0)^6 + 4.9156 \cdot 10^{-11} (U_0)^5 - 3.3875 \cdot 10^{-8} (U_0)^4 + 7.6699 \cdot 10^{-6} (U_0)^3 - 2.6307 \cdot 10^{-5} (U_0)^2 + 4.7661 \cdot 10^{-2} U_0, \quad (3.14)$$

здесь, P – амплитуда СВЧ-мощности, поступающей на детектор, U_0 – амплитуда сигнала детектора.

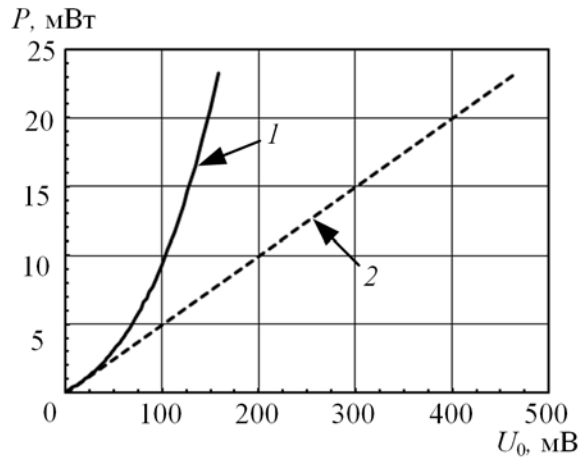


Рисунок 3.17 – Реальная вольт-ваттная характеристика полупроводникового детектора (1) и его характеристика, приведенная к режиму квадратичного детектирования сигнала (2)

Видно, что собственная характеристика детектора нелинейная. Следовательно, допущение №3, принятое в п. 3.2.2, $P(t) \sim U_0(t)$ не выполняется. Поэтому нелинейная калибровка детектора приводилась к линейной с целью соответствия режиму квадратичного детектирования. Для этого в начале вольт-ваттной характеристики (кривая 1 на рисунке 3.17) выбирался линейный участок в начале калибровочной кривой. Он представлен на рисунке 3.18.

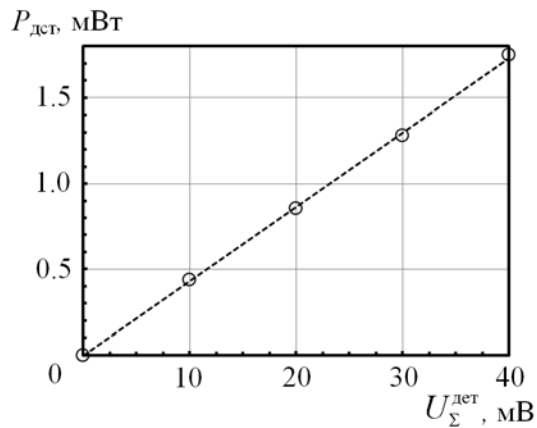


Рисунок 3.18 – Линейный участок реальной вольт-ваттной характеристики полупроводникового детектора

Этот участок аппроксимируется прямой:

$$P = 0.049972U_0. \quad (3.15)$$

Прямая 2 на рисунке 3.17, построенная по формуле (3.15), позволяет определять для мощности, измеренной с использованием нелинейной калибровочной кривой (кривая 1 на рисунке 3.18), выходной сигнал детектора $U_{0\text{квд}}$, который бы соответствовал режиму квадратичного детектирования:

$$U_{0\text{квд}} = P / 0.049972. \quad (3.16)$$

Оценка погрешности выполнения соотношения $U_{\Sigma 0}(t) = 4U_0(t)$ проводилась следующим образом. Поочередно отключался каждый из двух каналов. При этом, на выходе детектора, подключенного к двойному волноводному тройнику, с помощью аттенюатора в каждом из работающих каналов устанавливались сигналы в диапазоне от 10 до 70 мВ с шагом 10 мВ, как указано в первом столбце Таблицы 3.1. Затем, на каждом шаге при помощи фазовращателя на экране осциллографа устанавливалась максимальная амплитуда суммарного импульса $U_{\Sigma 0}(t)$, и измерялось ее значение. Полученные значения $U_0(t)$ и $U_{\Sigma 0}(t)$ при помощи уравнений (3.14) и (3.15) приводились к значениям, соответствующим режиму квадратичного детектирования $U_{0\text{квд}}(t)$ и $U_{\Sigma 0\text{квд}}(t)$ соответственно. Они приведены в Таблице 3.1.

Таблица 3.1

$U_0(t)$, мВ	$U_{0\text{квд}}(t)$, мВ	$U_{\Sigma 0}(t)$, мВ	$U_{\Sigma 0\text{квд}}(t)$, мВ	$K = U_{\Sigma 0\text{квд}}(t) / U_{0\text{квд}}(t)$
10	9.63	36.3	40.16	4.18
20	19.98	59.2	78.98	3.99
30	31.76	80	127.7	4.01
40	45.51	98.8	184.59	4.06
50	61.67	117.2	253.31	4.11
60	80.6	135.2	335.01	4.15
70	102.56	152.4	429.41	4.19

В таблице 3.1 K – экспериментально полученный коэффициент пропорциональности, показывающий соотношение $U_{0\text{квд}}(t)$ и $U_{\Sigma 0\text{квд}}(t)$. Видно, что максимальное отличие значения K , стоящего в последнем столбце таблицы 3.1, от 4, не превышает 5%. Такое различие объясняется погрешностью построения калибровочной кривой, неточностью определения уравнения аппроксимирующей кривой вольт-ваттной характеристики детектора и ее прямолинейного

участка и погрешностью вычислений, необходимых для приведения показаний полупроводникового детектора к режиму квадратичного детектирования сигнала.

Это подтверждается результатами другого эксперимента, который заключался в следующем. В схеме, изображенной на рисунке 3.16, вместо полупроводникового детектора устанавливался термисторный преобразователь ваттметра МЗ-22А. При помощи аттенюатора изменялась мощность СВЧ-импульса, полученная на выходе двойного волноводного тройника из одного плеча, когда второе заглушено, в интервале от 0 до 2.7 мВт с шагом 0.5 мВт. Мощности СВЧ-импульсов, распространяющихся по обоим волноводным цепям, выравнивались между собой. Затем, измерялась максимальная суммарная мощность обоих каналов при разности фаз близкой к нулю. Результаты измеренных мощностей приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2

P_0 , мВт	$P_{\Sigma 0}$, мВт	$K = P_{\Sigma 0} / P_0$
0.5	2.03	4.06
1	4.04	4.04
1.5	5.95	3.97
2	7.94	3.97
2.5	9.94	3.98
2.7	10.74	3.98

Из данных таблицы 3.2 видно, что в этом случае K отличается от 4 не более, чем на 1.5%. Это отличие объясняется погрешностью измерения мощности ваттметром МЗ-22А. Сравнение результатов, приведенных в таблицах 3.1 и 3.2 дает возможность оценить погрешность, связанную с расчетами амплитуд и мощностей импульсов СВЧ с использованием уравнения калибровочной кривой (3.14) и калибровки детектора.

Таким образом, проверка соотношения (3.12) показала, что при выполнении приближений, указанных в п. 3.2.2, данное соотношение имеет место в реальном эксперименте. Типичная погрешность предложенной методики (оценка сделана для частоты $f_0=9.75$ ГГц) расчета среднеквадратичного отклонения импульсов АДГ №1 и №2 по разности фаз относительно $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$ и $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$ не превышает 5%.

3.2.4 Измерение стандартного отклонения разброса разности фаз СВЧ-колебаний двух АДГ при помощи регистрации суммарного радиосигнала

Этот метод использовался в экспериментах [45]. Схема измерений представлена на рисунке 3.19. Суммарный сигнал поступает на вход осциллографа (рисунок 3.19) посредством коаксиально-волноводного перехода и широкополосного коаксиального кабеля ТСОМ-600. Для получения амплитуды сигнала, приемлемой для измерений, в кабельных линиях использовались широкополосные коаксиальные аттенюаторы фирм Radiall и Barth Electronics.

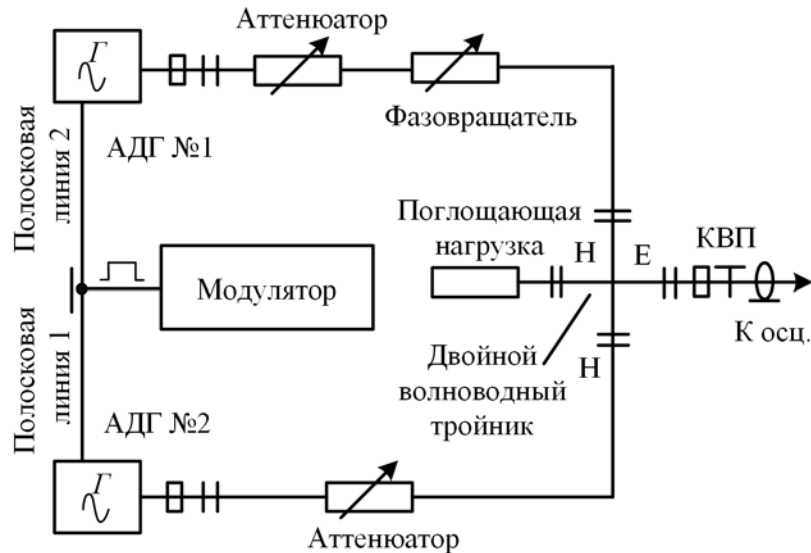


Рисунок 3.19 – Схема эксперимента по измерению стандартного отклонения разности фаз СВЧ-колебаний двух генераторов Ганна при помощи регистрации суммарного радиосигнала

Частота генерации АДГ №1 и №2 устанавливалась равной 10 ГГц при помощи волноводного полосового фильтра [57]. При помощи аттенюаторов Д5-1 амплитуды радиосигналов в двух каналах выравнивались между собой. На экране осциллографа Tektronix TDS6154C наблюдался суммарный сигнал с амплитудой, пропорциональной амплитуде радиосигнала одного генератора.

Аналогично тому, как это было сделано в случае метода фазового детектора, для оценки разброса разности фаз из данных о разбросе амплитуд суммарного сигнала предполагается наличие приблизительно одинаковых амплитуд сигналов $U_{01}(t) = U_{02}(t) = U_0(t)$ в каждом из

каналов, а также выполнение условия $\omega_1 = \omega_2 = \omega$. СВЧ-колебания описываются следующими выражениями:

$$U_1(t) = U_{01}(t) \sin(\omega_1 t + \varphi_1), \quad U_2(t) = U_{02}(t) \sin(\omega_2 t + \varphi_2). \quad (3.19)$$

Складывая радиосигналы, получаем:

$$U_{\Sigma}(t) = U_{01}(t) \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + U_{02}(t) \sin(\omega_2 t + \varphi_2) = 2U_0(t) \sin\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right). \quad (3.20)$$

Суммарный сигнал $U_{\Sigma}(t)$ выражается через разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2 = \delta\varphi$ следующим образом:

$$U_{\Sigma}(t) = 2U_0(t) \cos\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right) \sin\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right), \quad (3.21)$$

тогда для каждой i -ой пары импульсов суммарная амплитуда будет равняться:

$$U_{\Sigma 0i}(t) = 2U_0(t) \cos\left(\frac{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}}{2}\right), \quad (3.22)$$

где $i = 1..N$.

Рассмотрим три случая:

1) $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$. Предположим, что справедливо соотношение:

$$\varphi_{1i} - \varphi_{2i} = \Delta\varphi_i \ll \pi. \quad (3.23)$$

Подставляя (3.23) в (3.22) и раскладывая $\cos(\Delta\varphi_i)$ в ряд Тейлора, получаем:

$$U_{\Sigma 0i}(t) = 2U_0(t) \left[1 - \frac{(\Delta\varphi_i)^2}{4}\right]. \quad (3.24)$$

Видно, что $U_{\Sigma 0i}(t) < 2U_0(t)$. Поскольку $\Delta U_{\Sigma 0i}(t) = -U_0(t) \frac{(\Delta\varphi_i)^2}{2}$ для любого $\Delta\varphi_i$.

2) $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi$. Предположим, что для каждой пары импульсов справедливо соотношение:

$$\varphi_{1i} - \varphi_{2i} = \pi + \Delta\varphi_i; \Delta\varphi_i \ll \pi. \quad (3.25)$$

Подставляя (3.25) в (3.22) и раскрывая скобки, получаем:

$$\begin{aligned} U_{\Sigma 0i}(t) &= 2U_0(t) \cos\left(\frac{\pi + \Delta\varphi_i}{2}\right) = 2U_0(t) \cos\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\Delta\varphi_i}{2}\right) = \\ &= 2U_0(t) \left[\cos\frac{\pi}{2} \cos\frac{\Delta\varphi_i}{2} - \sin\frac{\pi}{2} \sin\frac{\Delta\varphi_i}{2} \right] = -2U_0(t) \sin\frac{\Delta\varphi_i}{2} \approx -2U_0(t) \frac{\Delta\varphi_i}{2}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Получаем, что:

$$\Delta U_{\Sigma 0i}(t) = U_{\Sigma 0i}(t) = -U_0(t) \Delta\varphi_i \quad \Delta\varphi_i = -U_{\Sigma 0i}(t) / U_0(t) \quad (3.27)$$

3) $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$. Предположим, что для каждой пары импульсов в данном случае справедливо соотношение:

$$\varphi_{1i} - \varphi_{2i} = \pi/2 + \Delta\varphi_i; \Delta\varphi_i \ll \pi/2. \quad (3.28)$$

Подставляя (3.28) в (3.22) и раскрывая скобки, получаем:

$$\begin{aligned} U_{\Sigma 0i}(t) &= 2U_0(t) \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Delta\varphi_i}{2}\right) = 2U_0(t) \left[\cos\frac{\pi}{4} \cos\frac{\Delta\varphi_i}{2} - \sin\frac{\pi}{4} \sin\frac{\Delta\varphi_i}{2} \right] = \\ &= -2U_0(t) \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\cos\frac{\Delta\varphi_i}{2} - \sin\frac{\Delta\varphi_i}{2} \right) \approx -2U_0(t) \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \sin\frac{\Delta\varphi_i}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Из (3.29) следует, что:

$$\begin{aligned} U_{\Sigma 0i}(t) &\approx 2U_0(t) \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\Delta\varphi_i}{2} \right); \\ \Delta U_{\Sigma 0i}(t) &\approx -2U_0(t) \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta\varphi_i}{2} = -\frac{U_0(t)}{\sqrt{2}} \Delta\varphi_i, \end{aligned} \quad (3.30)$$

Для амплитудных значений сигналов имеет место соотношение:

$$\Delta\varphi_i \approx -\sqrt{2} \frac{\Delta U_{\Sigma 0i}}{U_0}. \quad (3.31)$$

3.3 Методы измерения спектральных характеристик СВЧ-импульсов наносекундных генераторов Ганна

В данном параграфе описаны процедуры измерения спектральных характеристик генерируемых СВЧ-импульсов. Измерение несущей частоты имело существенное значение для точной настройки режима генерации. А измерение нестабильности несущей частоты представляло интерес для оценки возможного вклада в нестабильность фазы СВЧ-колебаний.

3.3.1 Измерение нестабильности несущей частоты АДГ с использованием волноводного полосового фильтра

В ходе экспериментов по измерению $\sigma_{\delta\varphi}$ в режиме $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$ измерялась нестабильность несущей частоты АДГ №1 и №2, с целью оценки набега фазы в течение длительности импульса [45].

Измерение производилось по схеме, изображенной на рисунке 3.7, следующим образом. Вместо КВП поочередно в каждый канал подключался перестраиваемый полосовой волноводный фильтр [58] с полосой пропускания, приблизительно равной 40 МГц, и волноводный ламповый детектор, который работал в режиме квадратичного детектирования. Генераторы настраивались на частоту 10 ГГц. Измерялся сигнал, соответствующий мощности, прошедшей через фильтр, в зависимости от центральной частоты инструментального контура

фильтра при последовательной его перестройке. Полученные спектральные характеристики представлены на рисунках 3.20 и 3.21.

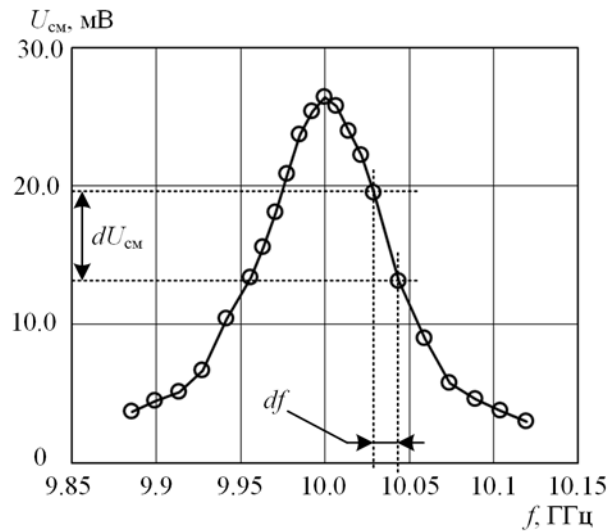


Рисунок 3.20 – Спектральная характеристика АДГ №1 при $f_0=10$ ГГц

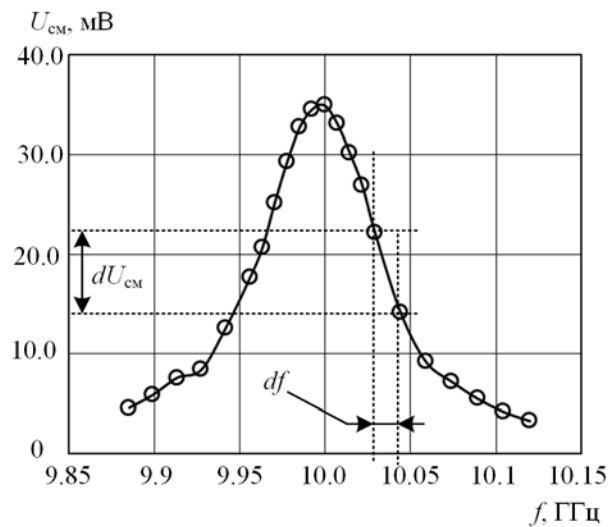


Рисунок 3.21 – Спектральная характеристика АДГ №2 при $f_0=10$ ГГц

На правой ветви спектра генератора выбирался интервал частот, соответствующий максимальной производной спектральной кривой $dU_{\text{см}}/df$. Затем с использованием фильтра устанавливалась амплитуда сигнала, попадающая в этот интервал. Далее, с помощью встроенной функции осциллографа TDS5104B измерялось среднеквадратичное отклонение амплитуды напряжения сигнала детектора $\sigma_{\delta U_{\text{см}}}$ от ее среднего значения по 100 импульсам. Нестабильность частоты находилась по следующей формуле:

$$\sigma_{f_0} = \frac{\sigma_{\delta U_{\text{см}}}}{dU_{\text{см}}/df}. \quad (3.17)$$

По известным значениям нестабильностей несущих частот генераторов №1 и №2 по формуле (3.18) были рассчитаны нестабильности фаз σ_φ , которые набегают за время действия импульса $\tau_{\text{и}}$, для каждого АДГ:

$$\sigma_\varphi = 2\pi\tau_{\text{и}}\delta f_0. \quad (3.18)$$

3.3.2 Гетеродинный метод и осциллографические измерения

Спектральные характеристики СВЧ-излучения АДГ измерялись также с помощью гетеродинной схемы, представленной на рисунке 3.22.

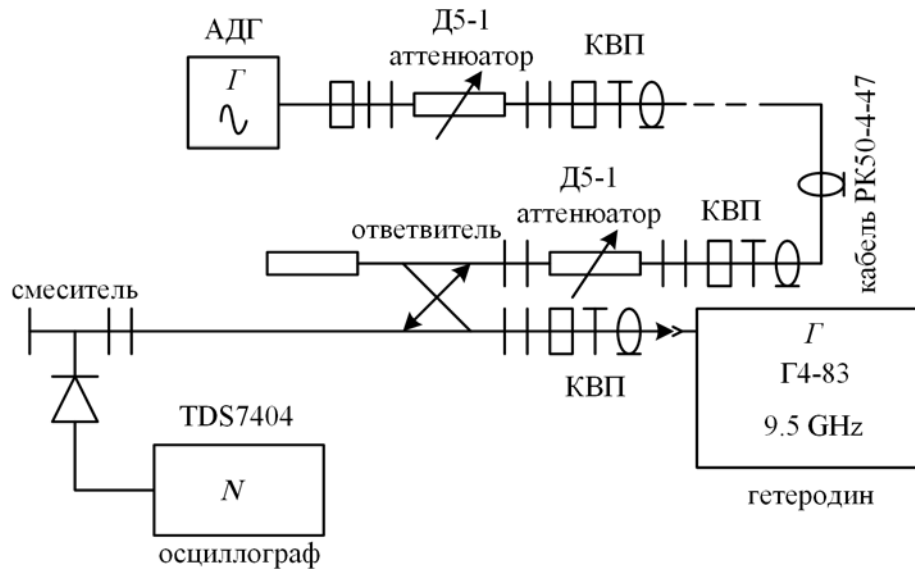


Рисунок 3.22 – Схема измерения частоты АДГ с использованием гетеродина

Схема включала генератор Г4-83 и волноводную цепь, состоящую из направленного ответвителя с коэффициентом переходного затухания около 30.6 дБ, волноводных вентилях и

аттенюаторов, а также смесителя на основе детектора трехсантиметрового диапазона из комплекта усилителя УЗ-29. Частота гетеродина составляла 9.5 ГГц. Для получения спектра СВЧ-сигнала использовался встроенный аппарат быстрого преобразования Фурье осциллографа TDS7404, с помощью которого обрабатывался сигнал промежуточной частоты.

Кроме того, по схеме, изображенной на рисунке 3.6, с использованием функций математического анализа сигнала строился спектр СВЧ-колебаний наносекундного импульса.

3.4 Выводы

1. Применительно к наносекундным АДГ трехсантиметрового диапазона с использованием широкополосных цифровых осциллографов на основе метода измерения временных интервалов разработаны процедуры измерения стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний одного АДГ относительно выделенной точки на фронте модулирующего импульса, а также разности фаз СВЧ-колебаний двух генераторов.

2. С использованием метода фазового детектора разработаны процедуры измерения стандартного отклонения разности фаз СВЧ-колебаний двух наносекундных АДГ трехсантиметрового диапазона на основе измерений нестабильности суммарного детектированного СВЧ-сигнала, а также суммарной амплитуды радиосигналов генераторов.

3. Показано, что минимально значение измеряемого стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний относительно фиксированной точки на фронте модулирующего импульса и разности фаз двух наносекундных генераторов Ганна составляет около 1 пс. Эта величина определяется предельными возможностями разработанных процедур измерений.

4 Результаты измерения стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний

В данной главе представлены результаты измерения стандартного отклонения разности фаз двух АДГ, выполненных тремя способами, результаты измерения нестабильности несущей частоты генераторов от импульса к импульсу. Также представлен результат когерентного сложения СВЧ-мощности от двух синхронизированных АДГ в пространстве.

4.1 Результаты измерений стандартного отклонения σ_t времени задержки фазы СВЧ-колебаний относительно фиксированной точки на фронте модулирующего импульса

На рисунке 4.1 приведены осциллограммы импульса напряжения питания на входе в полосковые линии и СВЧ-импульса, зарегистрированные при помощи осциллографа Tektronix TDS6154C с рабочей полосой 15 ГГц по схеме, изображенной на рисунке 3.7 [45].

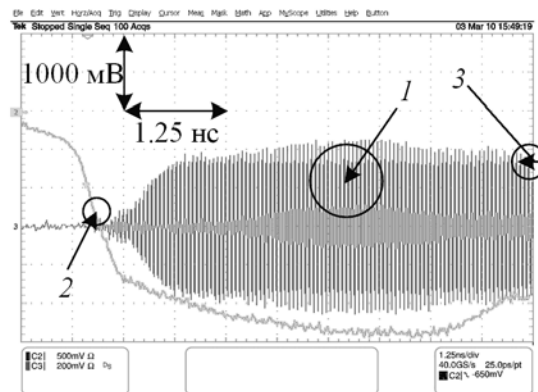


Рисунок 4.1 – Осциллограммы импульса напряжения и СВЧ-колебаний двух АДГ при помощи Tektronix TDS6154C: 1 – радиосигналы, 2 – импульс напряжения на одном из АДГ, 3 – уровень запуска, равный - 650 мВ

Чувствительность канала запуска осциллографа устанавливалась равной 500 мВ/дел, развертка – 1.25 нс/дел. Уровень запуска составил 650 мВ. В данных условиях осуществлялась регистрация радиосигнала с целью измерения σ_{1t} . Статистика набиралась более чем по 5000 импульсов. На рисунке 4.2 представлен участок СВЧ-импульса и гистограмма разброса фазы СВЧ-колебаний относительно точки на фронте модулирующего импульса.

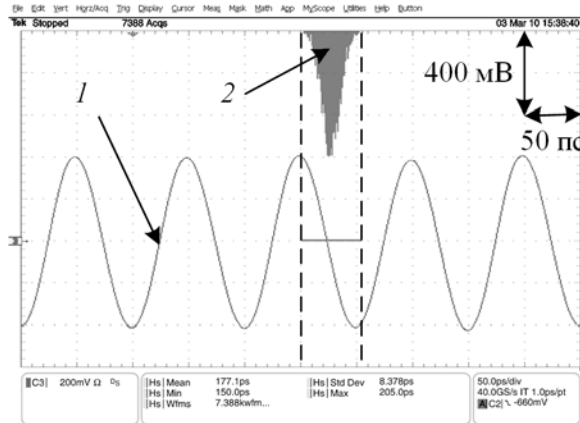


Рисунок 4.2 – Участок осциллограммы радиосигнала одного генератора Ганна: 1 – радиосигнал, 2 – гистограмма разброса временной задержки фазы СВЧ-колебаний относительно момента запуска осциллографа

На рисунке пунктирными линиями обозначен интервал, в котором проводились измерения. Чувствительность осциллографа в канале запуска составляла 500 мВ/дел, в канале радиосигнала 200 мВ/дел, а развертка – 50 пс/дел. Для каждого из двух генераторов σ_{1t} оказалось равно 8.4 пс.

В работе [45] также проводилось измерение стандартного отклонения разности фаз двух АДГ по схеме, представленной на рисунке 3.7. Соответствующие сигналы показаны на рисунке 4.3.

На рисунке пунктирными линиями обозначен интервал, в котором проводились измерения. Чувствительность осциллографа в канале запуска по-прежнему составляла 500 мВ/дел, в канале радиосигнала 500 мВ/дел, развертка – 50 пс/дел. Стандартное отклонение $\sigma_{\delta t}$ оказалось равно 1.9 пс. Во всех случаях осциллограф запускался фронтом модулирующего импульса. Статистика набиралась более чем по 5000 пар импульсов.

Отличие измеренного значения $\sigma_{\delta t}$ от σ_{1t} объясняется тем, что эксперименты, к сожалению, проводились без учета неизвестных на момент выполнения работы [43] факторов и особенностей процедуры измерения, описанных в п. 3.2.1 и существенно влияющих на результаты, что приводило к значительному отличию σ_t и $\sigma_{\delta t}$. В достаточной степени

корректные измерения проводились в следующих работах [46,50] с использованием осциллографа LeCroy WaveMaster 830Zi с рабочей полосой 30 ГГц.

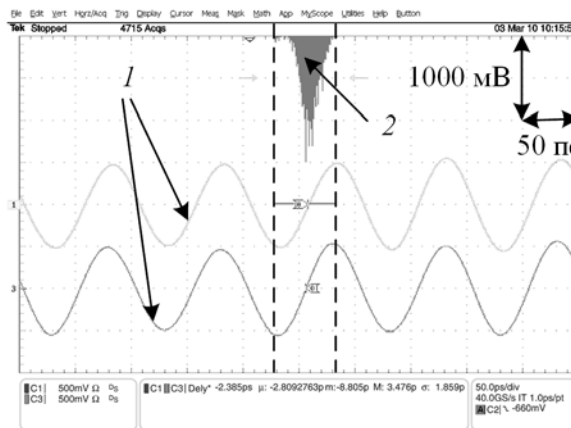


Рисунок 4.3 – Участок осциллограмм радиосигналов двух генераторов Ганна: 1 – радиосигналы, 2 – гистограмма разности фаз СВЧ-колебаний генераторов

Ниже приведены 2500 осциллограмм, зарегистрированных по схеме, представленной на рисунке 3.6, и наложенных друг на друга для случая, когда в резонаторе располагался один ДГ (рисунок 4.4) и два ДГ, включенных последовательно (рисунок 4.5) [50]. Осциллограммы зарегистрированы при оптимальных настройках осциллографа, которые позволяли минимизировать вклад факторов, влияющих на измерения (п. 3.2.1).

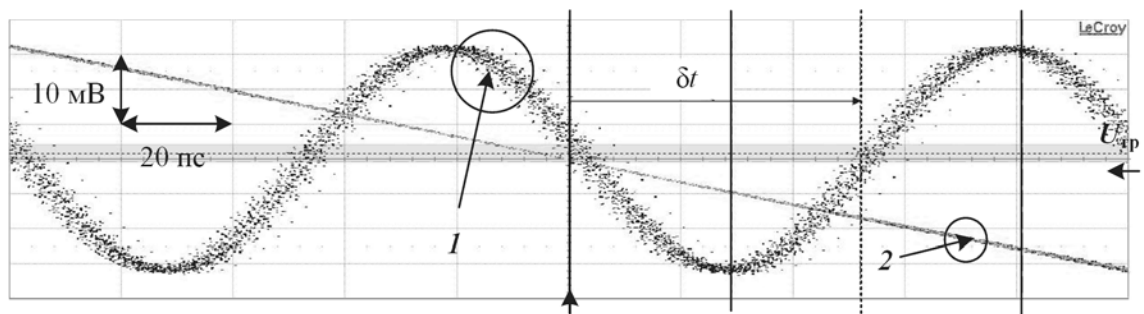


Рисунок 4.4 – Статистическая выборка из 2500 осциллограмм сигнала наносекундного генератора Ганна (1), а также аналогичная (2500 осциллограмм) выборка модулирующего импульса напряжения (2) при одном ДГ в СВЧ-блоке. Рабочая полоса канала модулирующего напряжения – 1 ГГц, рабочая полоса канала СВЧ-колебаний – 13 ГГц, $U_{тр} = 500$ мВ

Значение dU/dt в случае с одним ДГ в резонаторной камере, составило 23.9 В/нс, а для генератора, в котором использовалось два ДГ, включенных последовательно, $dU/dt = 40.2$ В/нс.

Оказалось, что $\sigma_{1t} = 2.1$ пс, а величина $\sigma_{2t} = 0.8$ пс представляет собой минимально возможную величину для регистрации осциллографом LeCroy WaveMaster 830Zi в условиях эксперимента. На шкале градусов эти величины составляют 7.6° и 2.9° соответственно.

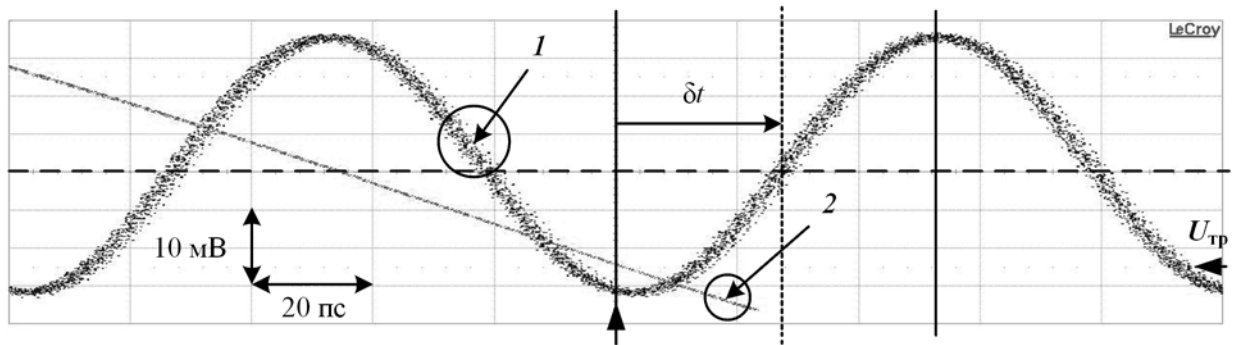


Рисунок 4.5 – Статистическая выборка из 2500 осциллограмм сигнала наносекундного генератора Ганна (1), а также аналогичная (2500 осциллограмм) выборка модулирующего импульса напряжения (2) в случае двух ДГ в СВЧ- блоке, включенных последовательно. Рабочая полоса канала модулирующего напряжения – 1 ГГц, рабочая полоса канала СВЧ-колебаний – 13 ГГц, $U_{tr} = 513$ мВ

Уменьшенное значение σ_{2t} по сравнению с σ_{1t} , по-видимому, может объясняться тем обстоятельством, что при включении последовательно двух диодов Ганна в резонаторе амплитуда модулирующего импульса возрастает практически в два раза, в то время как абсолютная нестабильность амплитуды, которая может оказывать существенное влияние на нестабильность фазы СВЧ-колебаний (п. 2.4.1), практически не изменяется.

В обоих случаях чувствительность запускающего канала осциллографа устанавливалась равной 5 мВ/дел. Этот результат существенно отличается от полученного в работе [45] с осциллографом Tektronix TDS6154C, когда авторам, как уже отмечалось выше, не были известны установленные позднее необходимые особенности запуска осциллографа, описанные в п. 3.2.1.

Кроме вышеизложенного, для определения влияния величины dU/dt на участке фронта модулирующего импульса, предшествующего возбуждению СВЧ-колебаний на значение σ_{1t} был проведен следующий эксперимент [47]. В электрическую схему (рисунок 3.1) между модулятором и СВЧ-блоком впаивались чип-индуктивности номиналом 8.2 нГн и 82 нГн и регистрировалось напряжение на ДГ. На рисунке 4.6 представлены осциллограммы импульсов напряжения на ДГ, полученные в эксперименте без дополнительной индуктивности (1) и с дополнительными индуктивностями 8.2 нГн (2) и 82 нГн (3).

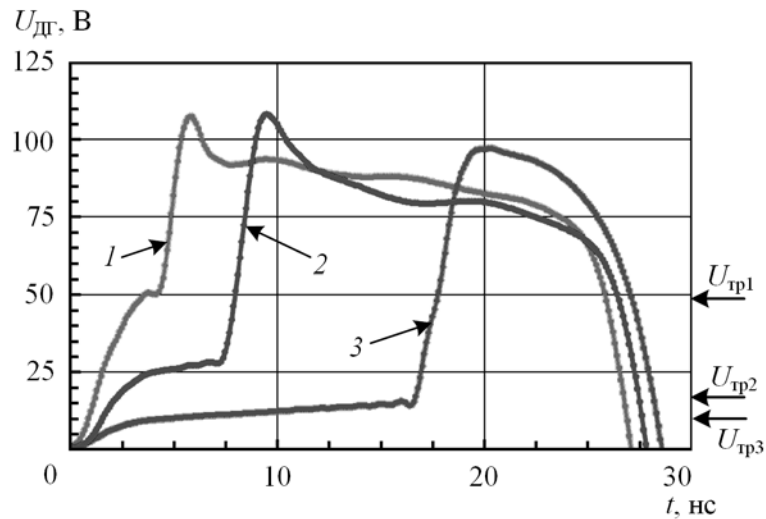


Рисунок 4.6 – Осциллограммы импульсов напряжения на ДГ, полученные в экспериментах с чип-индуктивностями: 1 – без индуктивности, 2 – 8.2 нГн, 3 – 82 нГн

В каждом случае измерялось σ_{1t} . Осциллограф запускался в каждом случае фронтом импульса напряжения на ДГ. Уровень запуска ($U_{тр}$) выбирался ниже участка на фронте импульса напряжения, для которого $dU/dt \rightarrow 0$. На рисунке 4.7 представлены зарегистрированные осциллограммы импульсов напряжения на ДГ и импульса СВЧ.

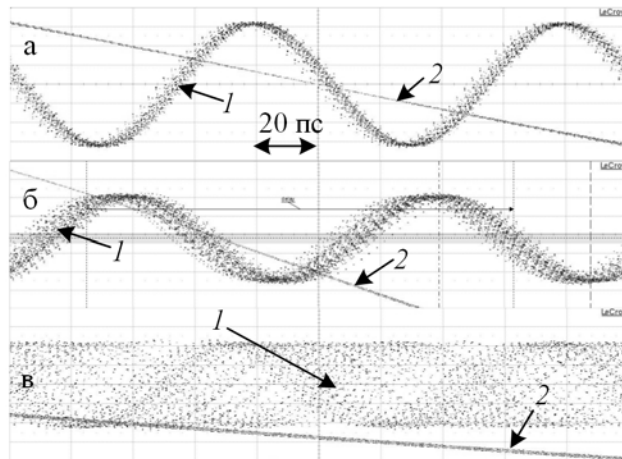


Рисунок 4.7 – Статистическая выборка из 2500 осциллограмм сигнала наносекундного генератора Ганна (1), а также аналогичная (2500 осциллограмм) выборка модулирующего импульса напряжения питания (2) с одним ДГ в резонаторной камере в зависимости от номинала чип-индуктивности: а – 0 нГн, $U_{тр} = 500$ мВ, б – 8.2 нГн, $U_{тр} = 166$ мВ, в – 82 нГн, $U_{тр} = 103$ мВ. Во всех случаях рабочая полоса канала модулирующего напряжения – 1 ГГц, полоса канала СВЧ-колебаний – 13 ГГц

Минимальное измеренное значение σ_{1t} в первом случае оказалось равно 2.4 пс, во втором – 14.5 пс, в третьем стабилизация фазы нарушалась. При этом, $dU_1/dt = 23.9$ В/нс, $dU_2/dt = 12.7$ В/нс, $dU_3/dt = 5.5$ В/нс.

Полученный экспериментальный результат согласуется с численным моделированием: с ростом длительности фронта модулирующего импульса напряжения значительный вклад в нестабильность начальной фазы СВЧ-колебаний наносекундного АДГ начинает давать нестабильность амплитуды импульса.

С осциллографом LeCroy WaveMaster 830Zi также проводились измерения стандартного отклонения разности фаз СВЧ-колебаний двух генераторов Ганна по схеме, изображенной на рисунке 3.7. На рисунке 4.8, представлены осциллограммы импульсов напряжения на СВЧ-блоках, которые подключены параллельно модулятору посредством полосковых линий. В СВЧ-блоках располагалось по одному ДГ. Импульсы регистрировались при помощи отрезков кабеля РК 50-3-11 с волновым сопротивлением $\rho = 50$ Ом и стандартных коаксиальных аттенюаторов, дающих суммарное 40 дБ ослабления в каждой линии и имеющих достаточную рабочую полосу для правильной регистрации наносекундных импульсов, и осциллографа Agilent DSO9254A с рабочей полосой 2.5 ГГц.

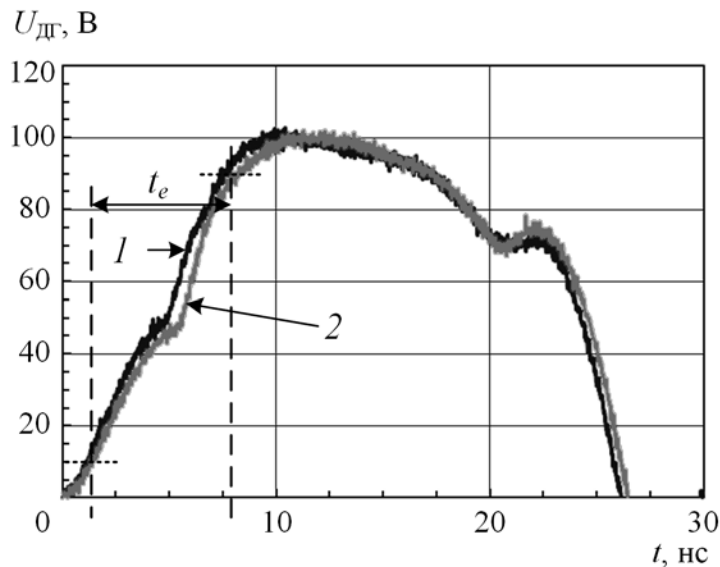


Рисунок 4.8 – Осциллограммы импульсов напряжения на АДГ №1 (1) и АДГ №2 (2), подключенных параллельно модулятору посредством полосковых линий и зарегистрированных с использованием осциллографа Agilent DSO9254A

Длительность фронта импульса напряжения на каждом из ДГ по уровню 0.1-0.9 составила $t_e = 6.4$ нс.

На рисунке 4.9 показаны синхронизированные осциллограммы радиосигналов двух АДГ, подключенных параллельно к одному источнику модулирующих импульсов посредством полосковых линий. Осциллограммы зарегистрированы по схеме, приведенной на рисунке 3.7.

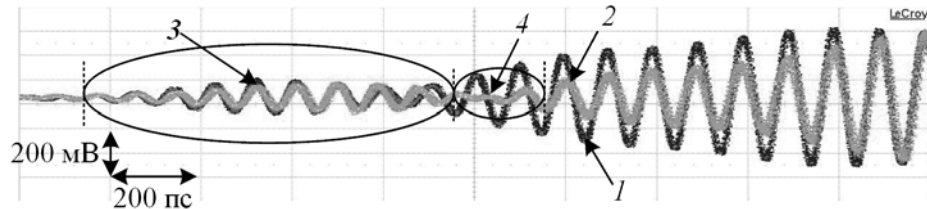


Рисунок 4.9 – Статистическая выборка из 2500 осциллограмм СВЧ-колебаний АДГ № 1 (1), АДГ №2 (2). 3 – временной интервал радиосигнала, который соответствует «ударному возбуждению» резонаторной камеры, 4 – интервал, который соответствует сбою фазы одного из генераторов. Рабочая полоса канала напряжения – равна 1 ГГц, рабочая полоса каналов СВЧ-колебаний – 13 ГГц, $U_{тр} = 500$ мВ

Значение $\sigma_{\delta t}$ на любом отрезке СВЧ-импульса не превышало 2.5 пс или 9° .

Поскольку АДГ № 1 и № 2 являются электродинамически развязанными, а значит, отсутствует взаимная синхронизация, то отсюда следует, что фаза колебаний каждого из АДГ обуславливается лишь электронными процессами в полупроводниковых структурах, а именно – моментом перехода каждой из структур в режим отрицательного дифференциального сопротивления.

Колебания на начальном участке радиосигнала каждого АДГ, обозначенном цифрой 3, как и в случае численных расчетов являются следствием «ударного» возбуждения колебательного контура на ДГ в резонаторной камере. Частота этих колебаний определяется только электрическими параметрами колебательного контура и ДГ, а амплитуда зависит от скорости нарастания напряжения модулятора. Поскольку резонатор и ДГ до момента возбуждения являются пассивными элементами, эти колебания возбуждаются синфазными от импульса к импульсу. Затем, начинаются колебания, обусловленные переходом ДГ в область отрицательного дифференциального сопротивления (участок 4). Эти колебания сначала отличны по амплитуде и частоте, причем АДГ № 1 начинает генерировать несколько раньше, чем АДГ № 2. Это, видимо, связано с некоторым отличием структур двух разных ДГ, поэтому один начинает генерировать немного раньше. Тем не менее, через 3-4 периода колебания становятся синфазными. Синфазность колебаний СВЧ-импульса сохраняется вплоть до последнего периода импульса при его длительности, равной 16 нс на полувысоте. Участок 4 показывает, что колебания, вызванные «ударным» возбуждением резонатора не дают

начального толчка для установления начальной фазы колебаний. На это указывает сбой фазы одного из сигналов, который объясняется «неудачным» наложением колебаний, возникших в результате «ударного» возбуждения, и колебаний, вызванных переходом ДГ в режим отрицательного дифференциального сопротивления. При отключении одного генератора от цепи питания, вид осциллограмм СВЧ-колебаний другого генератора не изменялся.

Эксперименты по измерению стандартного отклонения разности фаз двух АДГ, выполненные методом регистрации суммарного радиосигнала, проводились только с использованием осциллографа Tektronix TDS6154C [43]. Схема измерений представлена на рисунке 3.20. Для постановки ДГ в оптимальный режим работы на входе СВЧ-блока припаивался чип-резистор номиналом 4.7 Ом. Осциллограф запускался фронтом модулирующего импульса напряжения. На рисунке 4.10 приведены зарегистрированные осциллограммы каждого АДГ $U_{01}(t)$, $U_{02}(t)$, а также суммарного радиосигнала $U_{\Sigma 0}$, в режиме, когда $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$. В этом режиме для амплитуд сигналов имеет место соотношение $U_{\Sigma 0}(t) = 0.707U_{01}(t)$, п. 3.2.4.

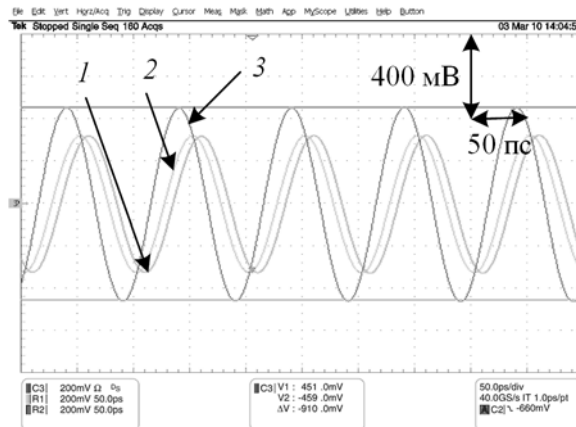


Рисунок 4.10 – Участок осциллограмм радиосигналов двух генераторов Ганна: 1 и 2, а также суммарного радиосигнала 3

Параметры импульса напряжения на СВЧ-блоке каждого из генераторов регистрировались при помощи цифрового осциллографа Tektronix TDS 5104B и пробника из измерительного комплекта этого же осциллографа с рабочей 500 МГц.

Статистика набиралась по 100 импульсам. dU/dt измерялась по уровню 0.1-0.9 от амплитуды, $dU/dt = 14.2$ В/нс. Результаты показали, что достигнутое минимальное $\sigma_{\delta t} = 1.8$ пс или 6.5° .

Результаты измерений стандартного отклонения разности фаз двух АДГ представлены в работах [56,57]. Измерения амплитуды суммарного детектированного сигнала проводились по

схеме, изображенной на рисунке 3.13, в режимах, когда $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$ и $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$ с использованием соотношений (3.15) и (3.23), при помощи как лампового, так и полупроводникового волноводных детекторов. Для каждой зарегистрированной амплитуды суммарного импульса определялась соответствующая разность фаз генераторов. Затем строилось распределение импульсов по разности фаз. На рисунках 4.11 и 4.12 представлены результаты построения гистограммы распределения импульсов по разности фаз для режимов $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$ и $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = \pi/2$, соответственно. В обоих случаях использовался полупроводниковый детектор и процедура приведения результатов измерений к режиму квадратичного детектирования в соответствии с методикой, приведенной в п. 3.2.3.

На гистограммах $N_{\text{имп}}$ – количество импульсов, которые попадают в j -ый интервал разностей фаз размером 0.05 радиан.

Предполагалось, что нестабильность фазы обуславливается влиянием случайных процессов, и распределение импульсов по разности фаз в обоих случаях рассчитывалось с использованием формулы для расчета стандартного отклонения (4.1):

$$\sigma_{\delta\varphi} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [(\varphi_{1i} - \varphi_{2i}) - \overline{(\varphi_{1i} - \varphi_{2i})}]^2}, \quad (4.1)$$

где N – количество импульсов.

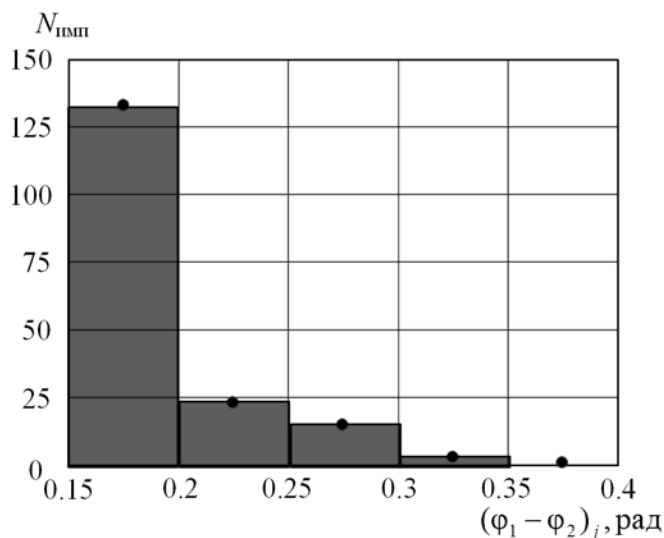


Рисунок 4.11 – Гистограмма распределения импульсов по разности фаз, зарегистрированных в случае $\overline{\varphi_{1i} - \varphi_{2i}} = 0$

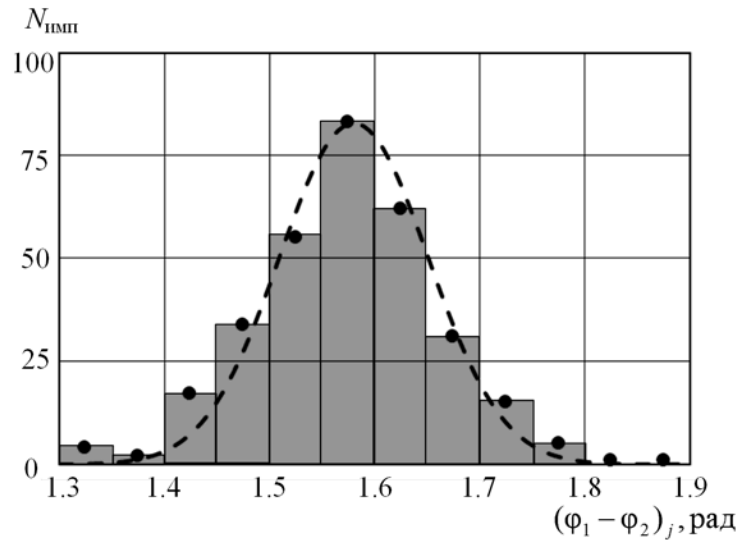


Рисунок 4.12 – Гистограмма распределения импульсов по разности фаз, зарегистрированных в случае $\overline{\phi_{1i} - \phi_{2i}} = \pi/2$

В первом случае построенное распределение импульсов по разности фаз отлично от гауссова (п. 3.2.1). Во втором случае гистограмму можно аппроксимировать гауссовой кривой с оптимальным параметром $\sigma_{\delta\phi}$:

$$N_{\text{гаус}} = N_{\text{max}} \cdot e^{-\frac{(\phi_1 - \phi_2)_j^2}{\sigma_{\delta\phi}^2}} \quad (4.2)$$

Измерения стандартного отклонения разности фаз двух АДГ методом фазового детектора проводились на частотах 9.75 ГГц и 10 ГГц. Кроме того, как и в случае метода временных интервалов исследовалась зависимость $\sigma_{\delta\phi}$ от длительности фронта импульса модулирующего напряжения [45]. Для этого между выходом ключевого транзистора и входом в полосковые линии (см. рисунок 3.1) припаивались индуктивности номиналами в 10 и 18 нГн. Входной импульс напряжения на СВЧ-блоке регистрировался с использованием пробника от осциллографа Tektronix TDS5104B с рабочей полосой 500 МГц. Измерения выполнялись в режиме $\phi_{1i} - \phi_{2i} = \pi/2$. Результаты измерений представлены в Таблице 4.1.

Результаты показали, что минимальная $\sigma_{\delta\phi} = 0.08$ радиан (4.6°), что на временной шкале составляет $\sigma_{\delta t} = 1.3$ пс. Из таблицы видно, что с уменьшением dU/dt , то есть с увеличением длительности фронта модулирующего импульса, разброс разности фаз увеличивается.

Таблица 4.1

dU/dt , В/нс	Напряжение на СВЧ-бл., В	Индуктивность L , нГн	Частота f_0 , ГГц	$\sigma_{\delta\varphi}$, рад
11.8	110	0	9.75	0.08
			10	0.11
9.3	105	10	9.75	0.10
			10	0.16
6.6	105	18	9.75	0.18
7.2	105		10	0.21

Этот результат также находится в качественном соответствии с результатами численного моделирования (п. 2.4.2): с ростом фронта модулирующего импульса нарастающий вклад в нестабильность фазы каждого из АДГ дает нестабильность амплитуды модулирующего импульса.

4.2. Результаты измерения спектральных характеристик АДГ с использованием волноводного полосового фильтра и гетеродинного метода

Измерения стандартного отклонения несущей частоты σ_{f_0} выполнялись при $dU/dt \approx 14.2$ В/нс с помощью метода полосового перестраиваемого фильтра, описанного в п. 3.3.1. По результатам измерений [45] нестабильность σ_{1f_0} АДГ №1 составила приблизительно 0.6 МГц, а нестабильность σ_{2f_0} АДГ №2 – 0.8 МГц. Составляющая нестабильности фазы СВЧ-колебаний одного генератора, возникающая вследствие нестабильности несущей частоты, определяется соотношением $\sigma_{\varphi 1} = 2\pi\tau_n\sigma_{f_0}$, где $\tau_n = 10$ нс – длительность импульса СВЧ-излучения. Для указанной нестабильности несущей частоты разброс фазы СВЧ-колебаний отдельного генератора $\sigma_{\varphi 1}$ и $\sigma_{\varphi 2}$ характеризуется величиной около 0.05 радиан, что на временной шкале равняется 0.8 пс [45], а нестабильность разности фаз СВЧ-колебаний двух генераторов может соответствовать оценке $\sigma_{\varphi} = 1.41\sigma_{\varphi 1} = 0.06\text{--}0.07$ радиан, что не слишком отличается от результатов прямых измерений. При случайной флуктуации несущей частоты

одного генератора относительно другого с учетом нестабильности начальной фазы СВЧ-импульса следовало бы ожидать заметного увеличения результирующего стандартного отклонения разности фаз в течение импульса. Однако, этого не наблюдается [46]. Кажущееся противоречие может быть объяснено следующим образом. Как отмечалось выше, оба генератора подключались к общему источнику модулирующих импульсов напряжения параллельно при помощи полосковых линий [45]. Следовательно, флуктуация амплитуды импульса модулятора приводила к синхронной флуктуации амплитуд модулирующих импульсов на СВЧ-блоках генераторов. Что в свою очередь вызывало синхронную флуктуацию несущих частот. Поэтому нестабильность разности фаз определялось только случайным характером начальной фазы каждого из генераторов.

На рисунке 4.13 приведен зарегистрированный сигнал ПЧ и его спектр в линейной шкале гетеродинным методом. Условия измерений описаны в п. 3.3.2.

Частота генерации, соответствующая максимуму измеренной спектральной кривой, равнялась 10 ГГц. Ширина основного лепестка спектра по уровню 0.707 от максимума составляла 110 МГц. С учетом длительности СВЧ-импульса на полувисоте, равной 9.6 нс, которая была зарегистрирована в работе [43] это свидетельствовало о высокой степени когерентности СВЧ-колебаний.

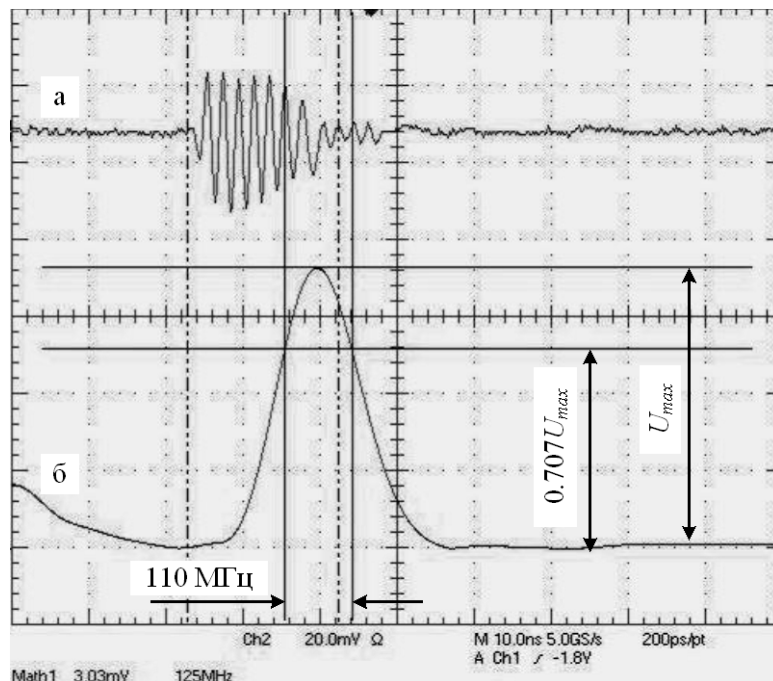


Рисунок 4.13 – Осциллограмма сигнала промежуточной частоты (а) и его спектра (б)

Осциллограммы ПЧ были использованы также для оценки изменения периода СВЧ-колебаний в течение импульса. Оценка выполнялась по тридцати осциллограммам, по которым

усреднялся каждый период. В расчет принимались шесть периодов. Среднеквадратичная ошибка такой оценки составляла от 0.6 до 3.2 %. Оценка изменения среднего значения периода на основной части импульса не превышала 0.6 % и, по-видимому, определялась погрешностью измерений. Достоверное увеличение на 3.5 % отмечалось лишь для первого периода (вблизи фронта импульса) и на 5.5 % для последнего периода (вблизи среза импульса).

На рисунке 4.14 представлены типичные осциллограммы импульса напряжения на СВЧ-блоке АДГ (1), радиосигнала (2) и его спектр (3), зарегистрированные по схеме, изображенной на рисунке 3.6 при помощи осциллографа LeCroy WaveMaster 830Zi.

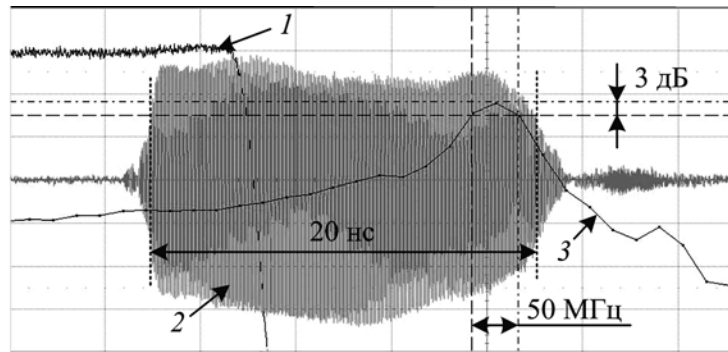


Рисунок 4.14 – Импульс напряжения (1), радиосигнал (2) и его спектр (3)

Длительность импульса на полувысоте составила 20 нс. Ширина спектра по уровню 3 дБ, измеренная при помощи осциллографа, составила 50 МГц, что говорит о хорошей когерентности радиоимпульса.

4.3 Результаты суммирования волнового поля двух наносекундных АДГ трехсантиметрового диапазона

В данной работе исследована возможность когерентного сложения волновых полей двух АДГ с длительностью СВЧ-импульса ~ 20 нс. Выполнено сравнение интерференционной картины суммарного волнового поля этих генераторов с суммарным полем двух образцовых когерентных источников СВЧ-излучения, образованных делением мощности стандартного генератора.

Измерения выполнялись на частоте 10 ГГц. Сначала осуществлялось когерентное сложение СВЧ-мощности в пространстве от двух образцовых источников, нестабильность разности фаз которых считалась пренебрежительно малой. Схема эксперимента изображена на рисунке 4.15.

Образцовые СВЧ-источники были образованы путем деления мощности стандартного генератора Г4-83 при помощи двойного волноводного тройника, обозначенного на рисунке 1 буквами *E* и *H*. Генератор работал в режиме меандра с частотой следования импульсов 1 кГц. Амплитуды сигналов в каждом канале выравнивались аттенюаторами 2. Фазовращатель 3 позволял изменять фазу колебаний в одном канале относительно другого. В качестве передающих антенн использовались прямоугольные рупоры 4 с раскрывом 9×4 см. Антенны располагались на расстоянии $a=14$ см друг от друга.

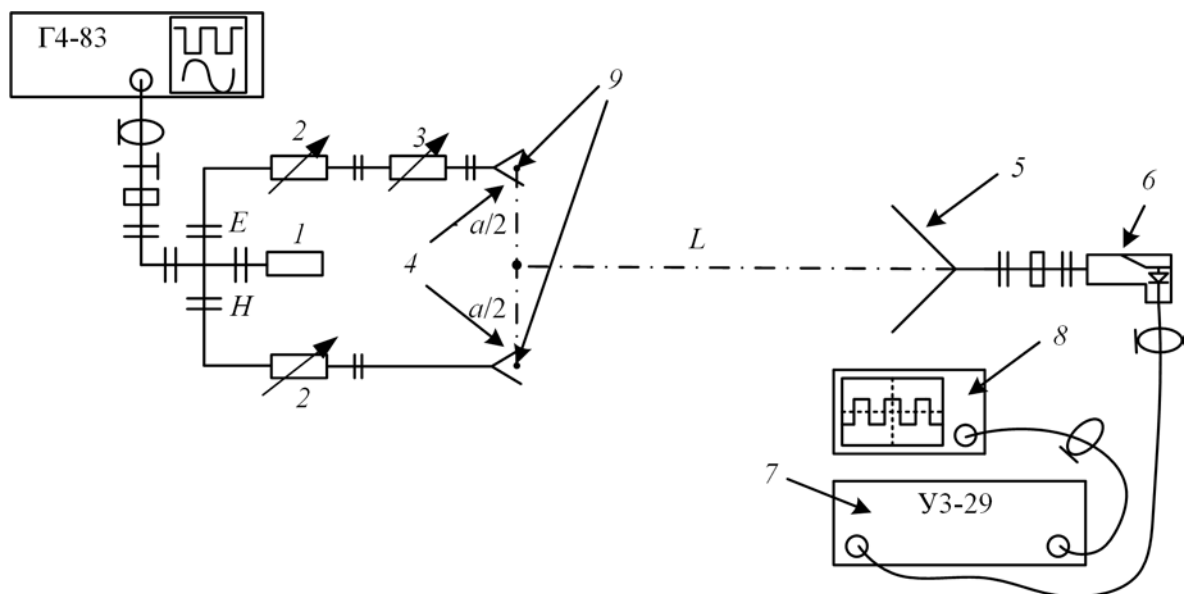


Рисунок 4.15 – Схема измерения распределения суммарного поля в дальней зоне образцовых источников: 1 – согласованная нагрузка, 2 – аттенюаторы, 3 – фазовращатель, 4 – передающие рупоры, 5 – приемный рупор, 6 – полупроводниковый детектор, 7 – усилитель, 8 – осциллограф

Суммарное поле регистрировалось на расстоянии $L=415$ см от передающих антенн при помощи прямоугольного рупора 5 с раскрывом 10.5×8.5 см, подключенного к волноводному полупроводниковому детектору 6. Сигнал с волноводного детектора из комплекта усилителя УЗ-29 поступал на сам усилитель 7. Усиленный продетектированный сигнал регистрировался осциллографом 8 Instek GDS 71022 с рабочей полосой 25 МГц. В ходе работы приемная антенна перемещалась по окружности радиуса 415 см с шагом 1° . Полученные сигналы нормировались на максимальное по диаграмме направленности значение. На рисунке 4.16 представлена фотография приемной части измерительной цепи.

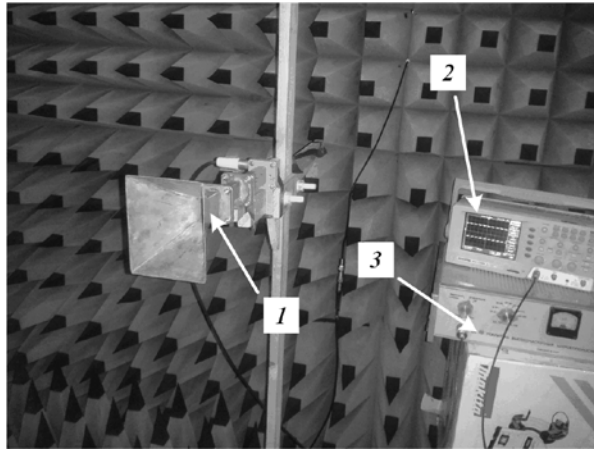


Рисунок 4.16 – Фотография приемной части измерительной цепи: 1 – приемный рупор, 2 – осциллограф Instek GDS 71022, 3 – усилитель U3-29

Затем, проводились измерения суммарного волнового поля двух электродинамически развязанных генераторов Ганна, синхронизованных фронтом модулирующего импульса. Схема измерений представлена на рисунке 4.17.

Амплитуды СВЧ-колебаний генераторов выравнивались между собой при помощи аттенюаторов 2. Фазовращатель 3 позволял изменять фазу колебаний в одном канале относительно другого. В качестве передающих антенн использовались те же прямоугольные рупоры 4 с раскрывом 9×4 см.

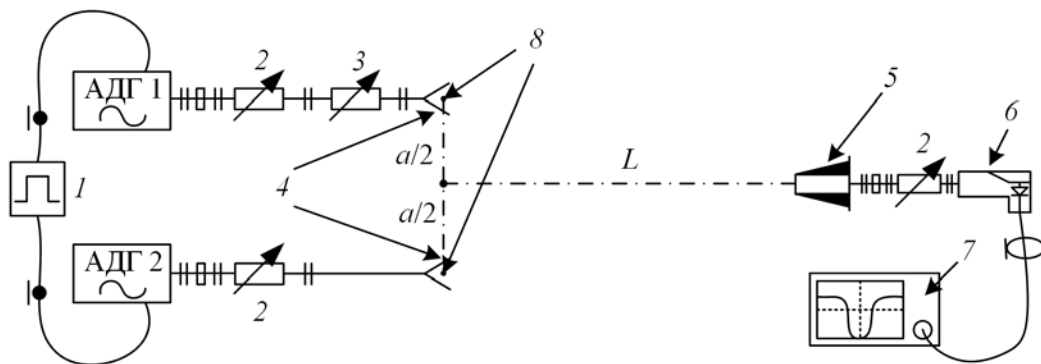


Рисунок 4.17 – Схема измерения распределения суммарного поля двух АДГ: 1 – модулятор, 2 – аттенюаторы, 3 – фазовращатель, 4 – передающие рупоры, 5 – приемная волноводная антенна, 6 – полупроводниковый детектор, 7 – осциллограф

СВЧ-излучение принималось антенной на основе отрезка волновода 5 сечением 23×10 мм [3]. К антенне через аттенюатор подключался волноводный детектор 6 из комплекта усилителя

УЗ-29. Сигнал с детектора поступал на цифровой осциллограф Tektronix TDS5104 с рабочей полосой 1 ГГц.

Сначала измерялась диаграмма направленности каждого рупора в отдельности, а затем суммарная диаграмма направленности обоих рупоров. При этом, приемная антенна перемещалась по окружности с радиусом 415 см с шагом 1° . В каждой точке осциллограф усреднял измеряемый сигнал по 16 импульсам. Измеренные сигналы нормировались на максимальное по диаграмме направленности значение.

Результаты измерений представлены на рисунке 4.18.

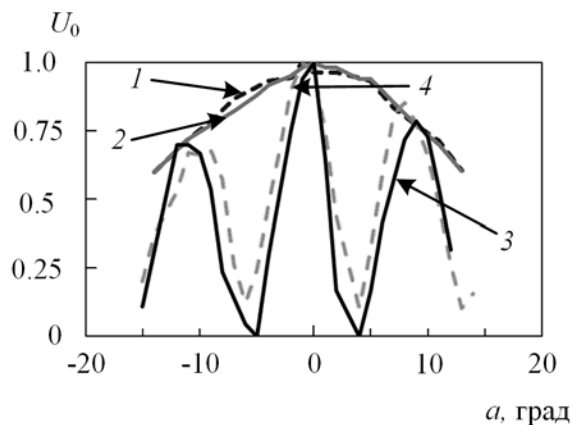


Рисунок. 4.18 – Результат измерения волнового поля каждого рупора в отдельности (1, 2), а также суммарного поля двух образцовых источников (3) и двух наносекундных АДГ (4)

Видно, что суммарное волновое поле двух генераторов Ганна, синхронизированных модулирующим импульсом, в дальней зоне представляет собой когерентную картину, близкую к той, которая формируется с помощью генератора стандартных сигналов. Этот результат свидетельствует о возможности сложения в пространстве мощности наносекундных генераторов Ганна, фаза которых фиксирована фронтом модулирующего импульса напряжения.

4.4 Выводы

1. В выполненных экспериментах показано, что стандартное отклонение фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов на мощных диодах Ганна трехсантиметрового диапазона составляет порядка единиц пикосекунд при длительности фронта модулирующего импульса 4-6 нс, существенно превышающей период СВЧ-колебаний. При дальнейшем увеличении длительности фронта нестабильность фазы возрастает вплоть до исчезновения фиксации фазы. Этот результат находится в качественном соответствии с результатами численного моделирования, а именно нестабильность фазы возрастает вследствие нестабильности амплитуды модулирующего импульса при увеличении его фронта.

2. Показано, что использование в АДГ двух диодов Ганна, включенных последовательно вместо одного, позволяет существенно уменьшить разброс фазы СВЧ-колебаний. В выполненных экспериментах в генераторе с одним ДГ стандартное отклонение фазы СВЧ-колебаний относительно выделенной точки на фронте модулирующего импульса составляло 7.6° , а с двумя ДГ – около 3.6° .

3. Анализ результатов экспериментов с двумя электродинамически развязанными наносекундными АДГ, возбуждаемыми общим модулятором и анализ результатов численного моделирования, показал, что фаза СВЧ-колебаний определяется переходом диодов Ганна в режим отрицательного дифференциального сопротивления, а наблюдаемые предшествующие колебания, возникшие в результате «ударного» возбуждения резонатора, определяющего эффекта на фазу не имеют.

4. Показана возможность когерентного сложения волновых полей двух наносекундных АДГ трехсантиметрового диапазона, возбуждаемых от общего источника модулирующих импульсов фронтом с длительностью, существенно превышающей период СВЧ-колебаний.

Заключение

В работе исследован способ стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов трехсантиметрового диапазона на мощных диодах Ганна фронтом модулирующего импульса, существенно превышающим период колебаний. В отличие от предшествующих работ, показано, что для возникновения СВЧ-генерации в наносекундном генераторе на мощном диоде Ганна трехсантиметрового диапазона не требуются внутренние шумы, а начальная фаза колебаний жестко привязана к моменту достижения порогового напряжения на диоде. С использованием разработанного на основе локально-полевой модели диода Ганна математического аппарата выполнен анализ физических процессов, влияющих на процесс возбуждения СВЧ-колебаний. Показано, что нестабильность фазы возрастает вследствие нестабильности амплитуды модулирующего импульса при увеличении его фронта. Обнаружены колебания, вызванные «ударным» возбуждением резонатора модулирующим импульсом, с амплитудой на порядки меньше амплитуды колебаний, вызванных переходом полупроводниковой структуры в режим отрицательного дифференциального сопротивления. «Ударно» возбуждаемые колебания наблюдаются только на нагрузке, имитирующей выходной волновод, но не на диоде Ганна. Показано, что такие колебания не могут существенно влиять на установление фазы СВЧ-колебаний.

В выполненных экспериментах не удалось обнаружить влияние шумов полупроводниковой структуры, способных повлиять на начальную фазу СВЧ-колебаний.

Полученные экспериментальные результаты находятся в качественном соответствии с изложенными результатами численного моделирования. В частности, в экспериментах показано, что при увеличении длительности фронта модулирующего импульса стандартное отклонение фазы СВЧ-колебаний генератора Ганна относительно фиксированной точки на фронте нарастает вплоть до полного разрушения фазовой картины. В экспериментах с генератором на двух диодах Ганна, включенных последовательно, показана возможность снижения стандартного отклонения фазы СВЧ-колебаний по сравнению со случаем включения одного диода Ганна.

В экспериментах по синхронизации двух электродинамически развязанных наносекундных генераторов на мощных диодах Ганна трехсантиметрового диапазона были обнаружены колебания, возникающие в результате «ударного» возбуждения резонансной системы АДГ модулирующим импульсом напряжения и предшествующие колебаниям,

возникшими при переходе полупроводниковой структуры в режим отрицательного дифференциального сопротивления. Эти колебания не оказывают существенного влияния на начальную фазу СВЧ-колебаний, которая задается лишь моментом достижения порогового напряжения на генераторном диоде. Стандартное отклонение разности фаз двух таких генераторов не превышает 2.5 пс.

Показана возможность когерентного сложения СВЧ-мощности двух электродинамически независимых наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона, запускаемых от общего источника модулирующих импульсов. Суммарное поле двух таких генераторов в дальней зоне практически совпадает с суммарным полем двух образцовых источников СВЧ-колебаний.

Обнаруженный эффект и результаты измерения нестабильности фазы создают предпосылки для когерентного суммирования СВЧ-мощности генераторов Ганна. Для этого требуется простой механизм синхронизации фазы – импульсом напряжения общего модулятора или нескольких синхронизованных модуляторов, которые формируют воспроизводимый модулирующий импульс без строгого ограничения на длительность его фронта.

Личный вклад автора заключается в участии в обсуждении и постановке задач и результатов работы, а также в подготовке их к публикациям, в участии в разработке математического аппарата, необходимого для выполнения компьютерного моделирования, в выполнении расчетов, связанных с компьютерным моделированием, в разработке методик для проведения экспериментов, а также в личном их выполнении. Совместно с Кожевниковым В. Ю. и Климовым А. И. разрабатывался математический аппарат на основе локально-полевой модели диода Ганна, позволяющий исследовать процесс возбуждения СВЧ-колебаний в наносекундных генераторах Ганна. Совместно с Губановым В. П., Ковальчуком О. Б., Климовым А. И. разрабатывался источник модулирующих импульсов. Совместно с Климовым А. И. выполнялись измерения спектральных характеристик наносекундных генераторов Ганна.

Автор выражает благодарность Кожевникову В. Ю. за помощь при поиске литературы для написания литературного обзора по диссертации и помощь при проведении численного моделирования. Автор выражает благодарность научному руководителю Климову А. И. за помощь при анализе результатов численного моделирования и за помощь при планировании и проведении экспериментов. Автор выражает благодарность Козыреву А. В. и Ростову В. В. за полезные дискуссии по теме диссертационной работы. Также автор выражает благодарность Романченко И. В. за ознакомление с работой и полезные замечания.

Список литературы

1. **Rubiola, E. Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators** [Текст] / E. Rubiola. – NY: Cambridge University Press. – 2009. – 114 p.
2. **Ченакин, А. Фазовые шумы в СВЧ-генераторах. Методы решения проблемы** [Текст] / А. Ченакин // Электроника. НТБ. – 2011. – №4. – С. 552-561.
3. **Введенский, Ю.В. Генератор когерентных наносекундных радиоимпульсов** [Текст] / Ю.В. Введенский, А.В. Андриянов, Э.А. Ермилов // ПТЭ. –1975. –№ 1.–С. 114–115.
4. **Андриянов, А.В. Переходные процессы в радиоимпульсных генераторах на диоде Ганна** [Текст] / А.В. Андриянов, Ю.В. Введенский // Известия Вузов СССР: Радиоэлектроника. –1978.–Т. 3, №1.–С. 28-33.
5. **Введенский, Ю.В. Измерение фазовой стабильности радиоимпульсных генераторов на диоде Ганна** [Текст] / Ю.В. Введенский, В.С. Сюваткин // Радиотехника и электроника. – 1981. – №3. – С. 664–665.
6. **Введенский, Ю.В. Исследование фазовой стабильности колебаний в наносекундных генераторах Ганна** [Текст] / Ю.В. Введенский, В.С. Сюваткин, А.А. Хрусталеv // Радиотехника и электроника. – 1985. – №10. – С. 2063–2064.
7. **Харкевич, А.А. Основы радиотехники** [Текст] / А.А. Харкевич. – М: Физматлит, 2007. – 510 с.
8. **Тихонов, В.И. Влияние флуктуации на точность работы устройств синхронизации** [Текст] / В.И. Тихонов. – Успехи физических наук. – Т. 83, №4. – С. 665-694.
9. **Шур, М. Современные приборы на основе арсенида галлия** [Текст] / М. Шур. – М.: Мир. – 1991. – 632 с.
10. **Левинштейн, М.Е. Эффект Ганна** [Текст] / М.Е. Левинштейн, Ю.К. Пожела, М.С. Шур. – М.: Советское радио, 1975. – 288 с.
11. **Капранов, М.В. Синхронизация автогенераторов: учебное пособие по курсу теории автоколебаний** [Текст] / М. В. Капранов, Г. М. Уткин. М.: Изд-во МЭИ, 1978. – 62 с.
12. **Вамберский, М.В. Передающие устройства СВЧ** [Текст] / М.В. Вамберский, В.И. Казанцев, С. А. Шелухин. – М.: Высшая школа, 1984. – 448 с.
13. **Царапкин, Д.П. Стабилизация частоты возбуждателей радиопередатчиков СВЧ: учебное пособие по курсу радиопередающих устройств и квантовой электроники** [Текст] / Д.П. Царапкин. – М.: Моск. Энерг. Ин-т, 1985. – 80 с.

14. **Касаткин, Л.В. Частотно-стабилизированные полупроводниковые источники электромагнитных колебаний миллиметрового диапазона длин волн. 2. Транзисторные источники** [Текст] / Л.В. Касаткин, В.П. Рукин // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2006. – Т. 47, №7. – С. 3-16.
15. **Tahir, I. Noise Perfomance of Frequency and Phase-Locked CW Magnetrons Operated as Current-Controlled Oscillators** [Текст] / I. Tahir, A. Dexter, R. Carter // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2005. – Vol. 52, №9. – P. 2096-2103.
16. **Ракитин, С.П. Твердотельные компоненты для перспективной радиоэлектронной аппаратуры ММ и субММ диапазонов длин волн (26,5-300ГГц)** [Текст] / С.П. Ракитин, Н.Ф. Карушкин, Л.В. Касаткин, Ю.А. Цвирко и др. // 10th International Conf. «Microwave and Telecommunication Technology» (Crimico 2000) Севастополь, Украина. – 2000. – С. 33–36
17. **Касаткин, Л.В. Импульсные автогенераторы в режиме фазовой синхронизации импульсным когерентным сигналом (Когерентные магнетроны)** [Текст] / Л.В. Касаткин // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2006. – Т. 49, №4.–С. 38-45.
18. **Дейвид, Е. Фазирование магнетронов высокочастотными сигналами. Электронные СВЧ приборы со скрещенными полями. Т.2. Часть 2. Глава1** [Текст] / Е. Дейвид. – М.: Иностранная литература. – 1961. – 327 с.
19. **Демьянченко, А.Г. Синхронизация генераторов гармонических колебаний** [Текст] / А.Г. Демьянченко. М.: Энергия. – 1976. – 240 с.
20. **Иванов, И. Синхронизация магнетронов с выводом энергии в свободное пространство** [Текст] / И. Иванов, А. Курушин // Современная электроника. – 2013. – №7. – С. 46-49.
21. **Wasse, M.P. An array of pulsed X-Band microstrip Gunn diode transmitters with temperature stabilization** [Текст] / M.P. Wasse, E. Denilson // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. – 1971. – Vol. 19. – P. 616-622.
22. **Введенский, Ю.В. Источник импульсов для исследования характеристик импульсных диодов Ганна** [Текст] / Ю.В. Введенский, А.А. Хрусталеv // Приборы и техника эксперимента. – 1981. – №5. – С. 141–142.
23. **Введенский, Ю.В. Генераторы наносекундных импульсов на S-диодах для модуляции полупроводниковых генераторов** [Текст] / Ю.В. Введенский, А.Б. Зуев, Д.Д. Каримбаев, Г.Л. Приходько, А.А. Хрусталеv // Приборы и техника эксперимента. – 1985. – №3. – С. 123–125.

24. **Gunn, J. B. Instabilities of Current in III-V Semiconductors** / J.B. Gunn // IBM Journal of Research and Development. – 1964. – Vol. 8. – P. 141-159. DOI. 10.1147/rd.82.0141.
25. **Поляков, А.Е. Влияние аддитивных составляющих на фазовые шумы делителя частоты в составе цифрового синтезатора частот** [Текст] // А.Е. Поляков, Л.В. Стрыгин, П.И. Бобкович // Труды МФТИ. – 2009. – Т. 1, №2. – С. 107-120.
26. **Ганн, Д. Эффект Ганна** / Д. Ганн // Успехи физических наук. – 1966. – Т. 89, вып. 1. – С. 147-160.
27. **Ryder, E. J. Mobility of Holes and Electrons in High Electric Fields** [Текст] / E.J. Ryder // Physical review (Letters). – 1953. – Vol. 90, №5. P. – 766-769.
28. **Kroemer H. Proposed negative-mass microwave amplifier** [Текст] / Н. Кроемер // Phys. Rev. (Letters). – 1958. – Vol. 109. – P. 1856.
29. **Ridley, B.K. The possibility of negative resistance effect in semiconductors** [Текст] / B.K. Ridley, T.B. Watkins // Proc. Rhy. Soc. – 1961. – Vol. 78. P. 293-304.
30. **Гроссе, П. Свободные электроны в твердых телах** [Текст] / П. Гроссе. М.: Мир. – 1981. – 270 с.
31. **Царапкин, Д.П. Генераторы СВЧ на диодах Ганна** [Текст] / Д.П. Царапкин. М.: Радио и связь. – 1982. – 112 с.
32. **Kroemer, H. Nonlinear Space-Charge Domain Dynamics in a Semiconductor with Negative Differential Mobility** [Текст] / Н. Кроемер // IEEE Transactions of electron devices. – 1966. Vol. ed-13, №1. – P. 27-40.
33. **Hilsum, C. Transferred electron amplifiers and oscillators** [Текст] / C. Hilsum // Proc. IRE. – 1962. – Vol. 50. – P. 185-189.
34. **Веселов, Г.И. Микроэлектронные устройства СВЧ: учебное пособие для радиотехнических специальностей ВУЗов** [Текст] / Г.И. Веселов. М.: Высшая школа. – 1988. – 280 с.
35. **Copeland, J.A. Stable space-charge layers in two-valley semiconductors** [Текст] / J.A. Copeland // Journal of applied physics. – 1966. Vol. 37, №9. – P. 3602-3609.
36. **McCumber, D.E. Theory of negative-conductance amplification and of Gunn instabilities in “Two-Valley” semiconductors** [Текст] / D.E. McCumber, A.G. Chynoweth // IEEE Trans. Electron Devices. – 1966. – Vol. ed-13, №1. – P. 4-21.
37. **Анисимов, С.И. Об одной модели в теории эффекта Ганна** [Текст] / С.И. Анисимов, В.И. Мельников, Э.И. Рашба // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – Т.7, №7. – С. 253-255.
38. **Касаткин, Л.В. Полупроводниковые устройства миллиметрового диапазона длин волн** [Текст] / Л.В. Касаткин, Чайка В.Е. // Севастополь: Вебер. – 2006. – 319 с.

39. **Zhu, X. Q-band injection-locked Gunn diode oscillator** [Текст] / X. Zhu, Y. Chen, W. Hong // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1996. – Vol. 17, №3. – P. 527-533.
40. **Павлов, Г.П. Границы применимости локально-полевых моделей полупроводниковых приборов** [Текст] / Г.П. Павлов // Матем. моделирование. – 1990. – Т. 2, №3. – С. 55–62.
41. **Тихонов, А.Н. Уравнения математической физики** [Текст] / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1977. – 594 с.
42. **Ruch, J.G. Transport properties of GaAs** [Текст] / J.G. Ruch, G.S. Kino // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 174, № 3. – P. 921–931.
43. **Губанов, В.П. Наносекундный генератор Ганна трехсантиметрового диапазона** [Текст] / В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук, В.Ю. Конев, В.В. Ростов // Приборы и техника эксперимента. – 2010. – №5. – С. 95–98.
44. **Abramovitz, M. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables** [Текст] / M. Abramovitz, I.A. Stegun // Tenth Printing, Washington D.C. – 1972.
45. **Конев, В.Ю. Фазовая синхронизация наносекундных генераторов Ганна** [Текст] / В.Ю. Конев, В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук, В.В. Ростов, К.А. Шарыпов, М.И. Яландин // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 6. – С. 37–40.
46. **Конев, В.Ю. Эффект стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна** [Текст] / В.Ю. Конев, В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, Н.А. Торхов // Письма в ЖТФ. – 2013. – № 39. – С. 45–51.
47. **Конев, В.Ю. Эффект стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна. Эксперимент** [Текст] / В.Ю. Конев, В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук. Эффект стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна. Эксперимент // Труды 23-й Международной конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Крымико). – 2013. – С. 116–117.
48. **Конев, В.Ю. Эффект стабилизации фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна. Численное моделирование** [Текст] / В.Ю. Конев, А.И. Климов, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, Н.А. Торхов // Труды 23-й Международной конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Крымико). – 2013. – С. 114–115.
49. **Kozhevnikov, V.Yu. Phase stabilization effect in nanosecond microwave Gunn oscillators** [Текст] / V.Yu. Kozhevnikov, V.Yu. Konev, A.I. Klimov, V.P. Gubanov, O.B. Kovalchuk,

- A.V. Kozyrev // 2013 21st Telecommunications Forum (TELFOR). Beograd, Serbia. November 26-28, 2013. P. 697–700.
50. **Конев, В.Ю. Стабилизация фазы СВЧ-колебаний наносекундной длительности в генераторе на диоде Ганна** [Текст] / В.Ю. Конев, В.П. Губанов, А.И. Климов, О.Б. Ковальчук, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев // ЖТФ. – 2015. – Т. 85, вып. 3. – С. 103-109.
51. **Konev, V. Yu. Phase Fixation of Nanosecond High-Power Gunn Oscillator** [Текст] / V. Yu. Konev, A. I. Klimov, V. P. Gubanov, O. B. Kovalchuk, V. V. Rostov. Phase Fixation of Nanosecond High-Power Gunn Oscillator // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т.55. – №10/3 – P. 203–204.
52. **Конев, В.Ю. Фиксация фазы наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона** [Текст] / В.Ю. Конев, А.И. Климов // Известия вузов. Физика. – 2012. – № 8/2. – С. 308–309.
53. **Орлов, А.И. Математика случая. Вероятность и статистика – основные факты: Учебное пособие** [Текст] / А.И. Орлов. – М.: МЗ-Пресс, 2004.
54. **Кузнецов, В.А. Измерения в электронике: Справочник** [Текст] / В.А. Кузнецов, В.А. Долгов, В.М. Коневских и др. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 512 с.
55. **Klimov, A.I. Measurement of Parameters of X-Band High-Power Microwave Superradiative Pulses** [Текст] / A.I. Klimov, O.B. Kovalchuk, V.V. Rostov, A.N. Sinyakov // Plasma Science, IEEE Transactions on. – 2008. – Vol. 36, №3. – P. 661–664.
56. **Конев, В.Ю. Стабилизация фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона** [Текст] / В.Ю. Конев, А.И. Климов // 15 Международная практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии». Труды в 3-т. – Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – Т. 1. – С. 175–176.
57. **Конев, В.Ю. Стабилизация начальной фазы СВЧ-колебаний наносекундных генераторов Ганна трехсантиметрового диапазона** [Текст] / В.Ю. Конев, А.И. Климов // Научная сессия ТУСУР – 2010: Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов и аспирантов и молодых ученых, Томск, 4-7 мая 2010 г. – Томск: В-Спектр, 2010. Ч.1. С. 38-41.
58. **Климов, А.И. Экспериментальные методы в сильноточной электронике: учебное пособие** [Текст] / А.И. Климов // Томск: издательство ТПУ. – 2009. – 228 с.