



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ



Московский институт электроники
и математики НИУ ВШЭ

**II Всероссийская объединённая научная конференция
"Проблемы СВЧ-Электроники" МИЭМ НИУ ВШЭ –
"Инновационные решения" Keysight Technologies**

**СБОРНИК ТРУДОВ
КОНФЕРЕНЦИИ**

ISBN: 978-5-903650-31-6

Москва, 2015 г.

Уважаемые участники и гости конференции!



От имени компании Keysight Technologies приветствую вас на II Всероссийской объединённой научной конференции "Проблемы СВЧ-Электроники" МИЭМ НИУ ВШЭ – "Инновационные решения" Keysight Technologies.

Задача развития и совершенствования таких важнейших направлений российской экономики, как радиоэлектронная и телекоммуникационная отрасли, стоит сейчас необычайно остро, поскольку эти отрасли промышленности обеспечивают функционирование всех жизненно важных элементов государственной инфраструктуры гражданского и оборонного назначения. В этой связи огромное значение приобретает обмен мнениями ведущих научных коллективов и институтов страны, представителей фундаментальной и прикладной науки.

В ходе нашей конференции мы сможем обсудить наиболее значимые вопросы, возникающие в процессе работы в данной области, тенденции, а также сферы применения и варианты использования СВЧ-технологий в научных исследованиях и разработках. Ведущие эксперты в области СВЧ познакомят участников конференции с новейшими научными и технологическими достижениями, актуальными направлениями исследований в области радиотехники, радиофизики, СВЧ-электроники, технологии радиоэлектронного приборостроения, информационных технологий.

Компания Keysight Technologies – мировой лидер в области разработки и производства контрольно-измерительных решений, выступает генеральным спонсором конференции. За последние полгода нашей компанией были выпущены такие мощные решения, как анализатор сигналов серии UXA с наилучшими в отрасли показателями по фазовым шумам, полосе пропускания в режиме реального времени и полосе демодуляции; осциллографы серии V, обеспечивающие наивысшую точность измерений. Оставляют конкурентов далеко позади СВЧ-анализаторы цепей компании Keysight серии PNA-X, являясь самыми интегрированными и гибкими средствами тестирования СВЧ-диапазона для измерения параметров активных устройств, таких как усилители, смесители и преобразователи частоты. Я уверена, что наш широчайший спектр измерительных приборов и наши решения для моделирования ВЧ/СВЧ-устройств на базе систем автоматизированного проектирования Keysight EESof будут способствовать развитию передовых технологий в области СВЧ-электроники.

От всей души желаю всем участникам конференции найти среди многообразия тем и докладов то, что будет им интересно и полезно, надеюсь, что работа на секциях будет сопровождаться плодотворной и конструктивной дискуссией. Желаю вам успешной работы на конференции!

С уважением,

Смирнова Галина Владимировна
Генеральный директор Российского отделения Keysight Technologies

СОДЕРЖАНИЕ

Бежко М. Измерение параметров материалов в СВЧ-диапазоне с помощью Keysight N1500A	6
Баранчиков С. Системы автоматизированного проектирования Keysight EESOF для разработки ВЧ/СВЧ устройств	9
Калинин О. Использование по VSA 89601B для формирования и векторного анализа сигналов	14
Титов И. Удаленное управление учебно-экспериментальной лабораторией СВЧ-приборов через сервис LABICOM	18
Скосырев В.Н., Усачев В.А., Казанцев В.И., Голов Н.А., Платонов С.А., Грамаков А.Д. Радиолокация диапазона сантиметровых волн: тенденции развития	19
Копылов В.В., Никонов Д.Ю. Сравнение и кооперация вакуумных и твердотельных усилителей диапазона миллиметровых волн	20
Белявский Б.А. ЛБВ диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн и их применение	21
Ростов В.В. Новые варианты релятивистских генераторов О-типа	22
Григорьев А.Д. Резонаторные системы для клистронов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн	23
Ильин В.П., Свешников В.М. Суперкомпьютерное моделирование современных проблем СВЧ-электроники	27
Савин А.Н., Накрап И.А. Моделирование параметров ячеек цепочек связанных резонаторов по данным планируемого эксперимента	28
Кравченко Н.П., Мухин С.В. Расчет дисперсионных характеристик резонаторных замедляющих систем по результатам 3D-моделирования	33
Давидович М.В. Меандровая ЗС для твердотельной ЛБВ с графеновым слоем	37
Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Численное моделирование макроскопических квантовых резонансных процессов в потоках электронов и позитронов	41
Кухаренко А.С., Елизаров А.А. Частотно-селективная поверхность на основе метаматериала с электронной перестройкой полосы запираия	45
Круглов А.И., Цай А.Б., Мещерякова К.С. Создание СВЧ-антенн с использованием метаматериалов	49
Дризе А.Д., Степанов Е.С., Перфильев В.В. Электродинамическое моделирование бинарного делителя АФАР	53
Бенедик А.И., Каретникова Т.А., Рыскин Н.М., Рожнёв А.Г., Григорьев Ю.А., Сеницын Н.И., Торгашов Г.В., Бушуев Н.А., Бурцев А.А., Шалаев П.Д. Исследование ламп бегущей волны суб-терагерцевого диапазона с ленточным электронным пучком	58

Гинзбург Н.С., Глявин М.Ю., Заславский В.Ю., Мануилов В.Н., Железнов И.В., Сергеев А.С., Зотова И.В. Терагерцовые планарные гиротроны на основе ленточных винтовых электронных пучков	61
Акимов П.И., Гаврилин А.А., Никитин А.П., Сыровой В.А. Электронно-оптические системы для мощных приборов СВЧ с ленточными электронными пучками	62
Байков А.Ю., Гузилов И.А., Syratcev I., Marrelli C., Lingwood C. Международная научно-техническая коллаборация для решения проблемы создания мощных и сверхмощных клистронов с КПД около 90%	65
Рыскин Н.М., Мельникова М.М., Рожнёв А.Г., Тышкун А.В., Якунина К.А., Глявин М.Ю., Новожилова Ю.В. Исследование управления спектром генерации гиротрона путем захвата внешним сигналом и сигналом, отраженным от удаленной нагрузки	68
Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. Оротрон диапазона 240...380 ГГц с двухрядной периодической структурой и многофокусными фокусирующими сфероцилиндрическими зеркалами	72
Горлин О.А., Ремизова Т.А., Федяев В.К., Шишков А.А., Юркин В.И. Микроволновые автогенераторы на двухазорных резонаторах	76
Азов Г.А., Ефремова М.В., Раупов Э.Ф., Хриткин С.А. Моделирование импульсной ЛБВ 3-мм диапазона длин волн	77
M. de Vaar, W. Bongers, Н.А. Дугин, А.А. Коноваленко, K. van't Klooster , М.И. Петелин, G. Pupillo, I. Shmeld, M. Thumm Мульти-статический радио-интерферометр для предупреждения об астероидной опасности	81
Байков А.Ю., Байкова О.А., Syratcev I. Условия достижения предельных значений КПД в клистронах	82
Федяев В.К., Ремизова Т.С., Юркин В.И. Электронная проводимость СВЧ-зазоров при амплитудах превышающих ускоряющее	85
Иванов И.М., Петюшин Н.В., Скрипкин Н.И., Шашкова В.А. Переходные процессы при фазировании импульсных магнетронных генераторов трехмиллиметрового диапазона длин волн	88
Завьялов М.А., Стальков П.М., Сыровой В.А. Перспективные приборы СВЧ с биполярными пучками и плазменным анодом	92
Кравченко Н.П., Мухин С.В., Пресняков С.А. Влияние пролетного канала на дисперсионные характеристики аксиально-симметричных резонаторных замедляющих систем	93
Цай А.Б., Круглов А.И., Мещерякова К.С. Создание излучающего элемента антенной решетки на модифицированных антеннах Вивальди для заданного частотного диапазона	96
Мещерякова К.С., Круглов А.И. Проблемы охлаждения СВЧ-устройств и современные методы их решения	101

Мясин Е.А., Соловьёв А.Н. Анализ электродинамических характеристик открытых резонаторов, образованных многофокусным сферическим и плоским зеркалом при длине волны 1 мм	103
Царев В.А., Мучкаев В.Ю. Исследование гармоник конвекционного тока в многолучевом монотроне с двухззорным резонатором	104
Омельчук И.С., Солнцев В.А. Исследование возможности выделения обратной волны в псевдопериодической слоистой среде	107
Галдецкий А.В., Ракова Е.А. ЛБВ W-диапазона с ленточным пучком и планарной замедляющей системой	111
Колтунов Р.П. Школьные курсы информатики и физики для будущего специалиста СВЧ-электроники	112
Давидович М.В., Бушуев Н.А. О возможности создания электронно-вакуумных усилителей на поверхностных плазмонах	113
Давидович М.В., Бушуев Н.А., Яфаров Р.К. Планарная конструкция электронной пушки с сеточным управлением для формирования ленточных пучков	118
Трубцеков Д.И., Титов А.В. Теория двухлучевых оротронов	122
Трубцеков Д.И., Краснова Г.М. Волновые процессы в дрейфующем электронном потоке с провисанием потенциала и взаимодействие такого потока с электромагнитной волной	123
Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Взаимодействие попутных электронных потоков в трубе дрейфа в линейном и нелинейном приближениях	127
Слепков А.И., Галлямова О.В. Влияние фокусирующего магнитного поля на взаимодействие электронного потока и СВЧ-поля в релятивистском генераторе на свехразмерном периодическом волноводе	131
Емельянов В.В., Емельянова Ю.П., Рыскин Н.М. Экспериментальное исследование ЛБВ-генератора с внешней запаздывающей обратной связью	132
Перфильев В.В., Степанов Е.С., Дризе А.Д. Численное построение траекторий лучей в неоднородных диэлектрических средах	135
Конов К.И., Боловин А.А. Оценка погрешности численного электродинамического моделирования симметричных устройств в программном комплексе ANSOFT HFSS	138
Годин А.С., Гежа Д.С., Дризе А.Д. Численное электродинамическое моделирование внутреннего куба Сестрорецкого	142
Боловин А.А., Конов К.И., Коркинец В.О., Сучков А.В. Распределительно-суммирующая система твердотельного передающего устройства S-диапазона частот	148
Коркинец В.О., Сучков А.В., Конов К.И., Боловин А.А. Линейная печатная антенная решетка с диаграммой направленности типа «Cosec2 Θ »	152
Ефремова М.В., Иванов И.М., Скрипкин Н.И. Волноводные и квазиоптические способы суммирования мощности генераторов 3-мм диапазона длин волн	153

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ С ПОМОЩЬЮ KEYSIGHT N1500A

Михаил Бежко
Keysight Technologies, Москва

Каждый материал обладает уникальным набором электрических характеристик, зависящих от его диэлектрических свойств. Точные измерения этих свойств могут обеспечить ученых и инженеров ценной информацией, позволяющей должным образом включить материал в его предполагаемую область применения для повышения надежности конструкций или для наблюдения за процессом производства с целью улучшения контроля качества. Измерение диэлектрических свойств материалов может дать информацию о параметрах, являющихся критическими при проектировании во многих приложениях электроники. Например, потери в изоляции кабеля, импеданс подложки или частота диэлектрического резонатора могут зависеть от их диэлектрических свойств. Эта информация также полезна для улучшения свойств ферритов, поглотителей, а также схем компоновки. Знание диэлектрических свойств материалов также дает преимущества в более современных приложениях из областей промышленной микроволновой обработки продуктов питания, резины, пластика и керамики.

Измерение ϵ_r^* и μ_r^* в широком частотном диапазоне

Программное обеспечение для измерения свойств материалов N1500A компании Keysight Technologies позволяет определить электромагнитные свойства множества диэлектрических и магнитных материалов. Полная измерительная система построена на базе универсального анализатора цепей компании Keysight, который измеряет отклик материала на энергию РЧ- или СВЧ-сигнала.

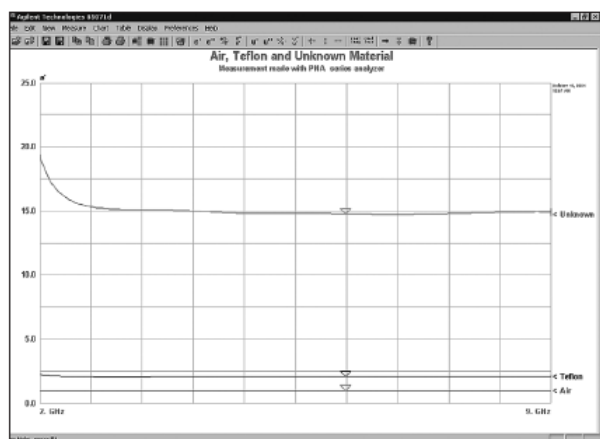


Рисунок 1. Исследование свойств материалов в РЧ и СВЧ частотном спектре.

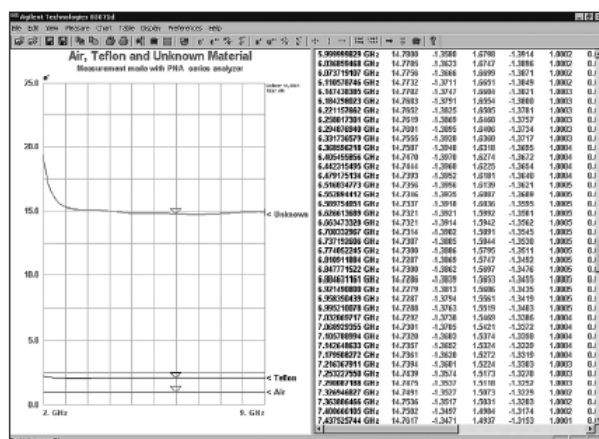


Рисунок 2. Предствление данных в форме диаграммы, таблицы или одновременно в двух формах!

Программное обеспечение N1500A управляет анализатором цепей и вычисляет комплексную диэлектрическую проницаемость ϵ_r (или диэлектрическую постоянную) и магнитную проницаемость μ_r^* , включая коэффициент потерь или тангенс угла потерь. Результаты отображаются как функция частоты с погрешностью от 1 до 2% (тип.). В зависимости от применяемого анализатора цепей компании Keysight и устройства подключения, диапазон частот может быть расширен в область миллиметровых и субмиллиметровых длин волн.

Отображение данных в различных форматах

Разделение окна на экране и маркеры помогают при анализе данных. Простой щелчок мышью на элементе диаграммы или таблицы позволяет активировать и перемещать маркер. Диаграммы могут генерироваться в множестве форматов: ϵ_r' , ϵ_r'' , $\tan \delta$, μ_r' , μ_r'' , $\tan \delta_m$ и в виде диаграммы Коул-Коула.

Взаимодействие с другими программами

Диаграммы и таблицы данных могут быть легко скопированы в буфер обмена и вставлены в приложение на базе ОС Windows для дальнейшего анализа или генерации отчета.

Интерфейс компонентной модели объектов (COM) позволяет настраивать, запускать и считывать измерение из программы, написанной пользователем. Это чрезвычайно важно для анализа изменений свойств материала во времени. Примеры программных проектов на языках Visual Basic® и C++ включены в комплект поставки, что помогает при разработке собственных программ.

Методы измерений

Метод линии передачи

В качестве держателя образца используется коаксиальная воздушная линия или волноводная линия передачи. Наилучшим образом метод линии передачи работает для материалов, которые могут быть точно обработаны для размещения внутри держателя образца. ПО N1500A содержит алгоритм, который производит коррекцию влияния воздушного зазора между образцом и держателем, что позволяет существенно уменьшить основную долю погрешности при использовании метода линии передачи.

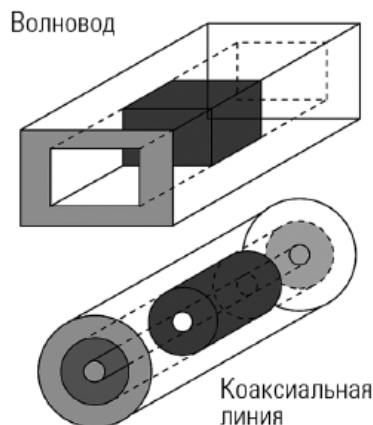


Рисунок 3. Простая коаксиальная линия или волноводная линия передачи удерживают образец испытуемого материала.

Метод свободного пространства

В этом методе материалы размещаются между антеннами для бесконтактных измерений. Метод свободного пространства лучше всего работает для больших плоских сплошных материалов, но свойства гранулированных и порошкообразных материалов также могут быть измерены с использованием устройства подключения. Это очень важно для множества приложений, таких как неразрушающий контроль, измерение свойств материалов, которые должны быть нагреты до очень высоких температур, или для измерений больших площадей неоднородных материалов, например, соевых или композитных материалов. Методы калибровки и стробирования, реализуемые в анализаторе цепей, могут быть использованы для уменьшения ошибок измерений.

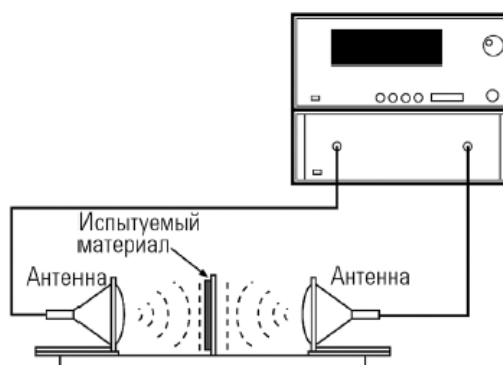


Рисунок 4. Антенны направляют пучки СВЧ энергии на/сквозь материал без его заключения в устройство подключения.

Калибровка в свободном пространстве

Опция калибровки в свободном пространстве упрощает применение и уменьшает затраты, связанные с использованием методов калибровки TRM (Thru-Reflect-Match - переключатель-отражение-согласование) и TRL (Thru-Reflect-Line - переключатель-отражение-линия). Метод калибровки GRL (Gated Reflect Line - стробированная линия отражения) преобразует коаксиальную/волноводную 2-портовую калибровку в полную 2-портовую калибровку в свободном пространстве.

Использование этой опции требует наличия анализатора цепей серии 8510 или PNA с опцией измерений во временной области, подходящего устройства подключения для измерений в свободном пространстве и металлической калибровочной пластины. Эта опция также включает стробированную калибровку изоляции/отклика, которая уменьшает ошибки, обусловленные дифракционными эффектами на границах образца, а также множественные остаточные отражения между антеннами.

Точные измерения в свободном пространстве теперь возможны без дорогостоящих антенн с фокусировкой в точку, микропозиционирования или прямого доступа к приемнику. ПО автоматически устанавливает все определения калибровки в свободном пространстве и параметры анализатора цепей, сберегая время разработки. В анализаторах серии PNA обеспечивается дополнительная простота и экономия времени, благодаря применению модулей электронной калибровки ECal, которые включают "мастер" калибровки, направляющий пользователя по шагам быстрого и простого процесса калибровки.

Математические модели

Новая функция: смещение опорной плоскости

N1500A имеет возможность выбора из восьми различных алгоритмов, каждый из которых имеет свои особые преимущества: Традиционный метод, описанный Николсоном и Россом, наилучшим образом подходит для магнитных материалов, таких как ферриты и поглотители. Метод вычисляет ϵ_r^* и μ_r^* (включая потери) по результатам двухпортовых измерений одного образца, позволяя быстро и просто получить результат.

N1500A также включает два дополнительных двухпортовых алгоритма для немагнитных материалов ($\mu_r^*=1$). Эта модель избавлена от недостатка отсутствия непрерывности частот, когда длина образца должна составлять несколько полуволн, и являются наилучшими для материалов с большой длиной и низкими потерями.

В то время как двухпортовые алгоритмы наилучшим образом подходят для большинства сплошных материалов, однопортовые алгоритмы обеспечивают простоту калибровки и измерений, и могут лучше подходить для измерений свойств жидкостей и порошков. Например, закороченный волновод может быть загнут на конце и заполнен материалом для однопортовых измерений. Однопортовые устройства подключения также лучше всего подходят для высокотемпературных измерений, в этом случае один конец устройства подключения нагревается, а механизм охлаждения на другом конце защищает анализатор цепей.

Несмотря на то, что обычно однопортовые устройства подключения имеют оконечную короткозамкнутую нагрузку, N1500A также обеспечивает произвольную оконечную нагрузку, что дает возможность получать более надежные результаты для тонких образцов.

Дополнительные методы измерений

Метод арки NRL в свободном пространстве

Измерительный метод арки NRL (Naval Research Laboratory) был впервые разработан научно-исследовательской лабораторией военно-морских сил США и является полезным подходом к испытанию характеристик поглощения материала, зависящих от угла. Типовая измерительная установка включает анализатор цепей, подключенный к двум рупорным антеннам, которые закреплены на дугообразной арке (каркасе) выше (или ниже) плоского участка испытуемого материала. Одна антенна работает в качестве передающей, в то время как вторая принимает отраженный сигнал для проведения однопортовых измерений. Образец должен находиться в "дальнем поле".

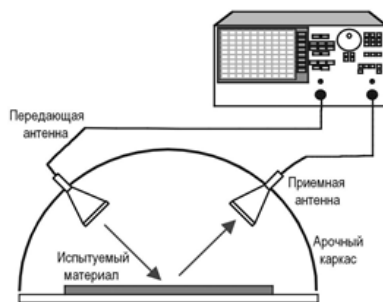


Рисунок 6. В методе арки NRL одна антенна передает энергию на поверхность испытуемого материала, а вторая принимает отраженную часть.



Рисунок 7. Объемный резонатор, подключенный между портами анализатора цепей.

Метод объемного резонатора

Для измерения свойств тонких пленок, подложек и других материалов с низкими потерями следует выбирать метод объемного резонатора. Метод объемного резонатора использует анализатор цепей для измерения резонансной частоты и добротности резонатора, используемого в качестве устройства подключения, сначала пустого, а затем нагруженного испытуемым образцом. Эти измерения позволяют вычислить диэлектрическую проницаемость, если известен объем образца и некоторые другие параметры объемного резонатора. Поскольку этот метод является резонансным, то измеряется всего лишь одна частотная точка. Однако, этот метод является гораздо более чувствительным и имеет лучшее разрешение, чем другие подходы. Типичное значение разрешения для этого метода составляет 10^{-4} , в то время как широкополосные методы реализуют разрешение 10^{-2} .

СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ KEYSIGHT EESOF ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ВЧ/СВЧ УСТРОЙСТВ

Сергей Баранчиков
Keysight Technologies, Москва

В данной статье проведен обзор существующих средств автоматизированного проектирования. Рассматриваются ведущие системы Advanced Design System (ADS) и EMPro.

Advanced Design System (ADS)

Advanced Design System (ADS) является ведущей мировой системой автоматизированного проектирования электронных устройств для ВЧ, СВЧ и высокоскоростных цифровых приложений. Обладая мощной функциональностью и простым интерфейсом, ADS использует наиболее инновационные и коммерчески успешные технологии, такие как X-параметры*, 3D электромагнитное моделирование, применяемые ведущими компаниями в сфере беспроводной связи, сетей и в аэрокосмической и оборонной промышленности. САПР ADS предоставляет полнофункциональную интегрированную платформу для системного, схемотехнического и электромагнитного моделирования с полным набором средств проектирования и проверки в соответствии с требованиями стандартов WiMAX™, LTE и других в области высокоскоростной передачи данных, спутниковой связи и радиолокации. ADS обеспечивает достижение необходимых характеристик разрабатываемого устройства без промежуточного создания прототипов и доработки проекта.

Основные возможности ADS

- Полный набор быстрых, точных и простых симуляторов обеспечивает положительный результат без необходимости повторного моделирования
- Простые в обращении специализированные модули помощи в разработке (DesignGuide) вобрала в себя многолетний опыт работы
- Эксклюзивная поддержка библиотек компонентов ведущих разработчиков и производителей
- Инновационные схемотехнические и системные симуляторы
- 3D планарный и полнофункциональный 3DЭМ симулятор
- Большинство библиотек для технологических процессов (PDK) разработаны и поддерживаются ведущими промышленными партнерами

Интеграция с маршрутом проектирования устройств в САПР таких компаний, как Cadence, Mentor и Zuken

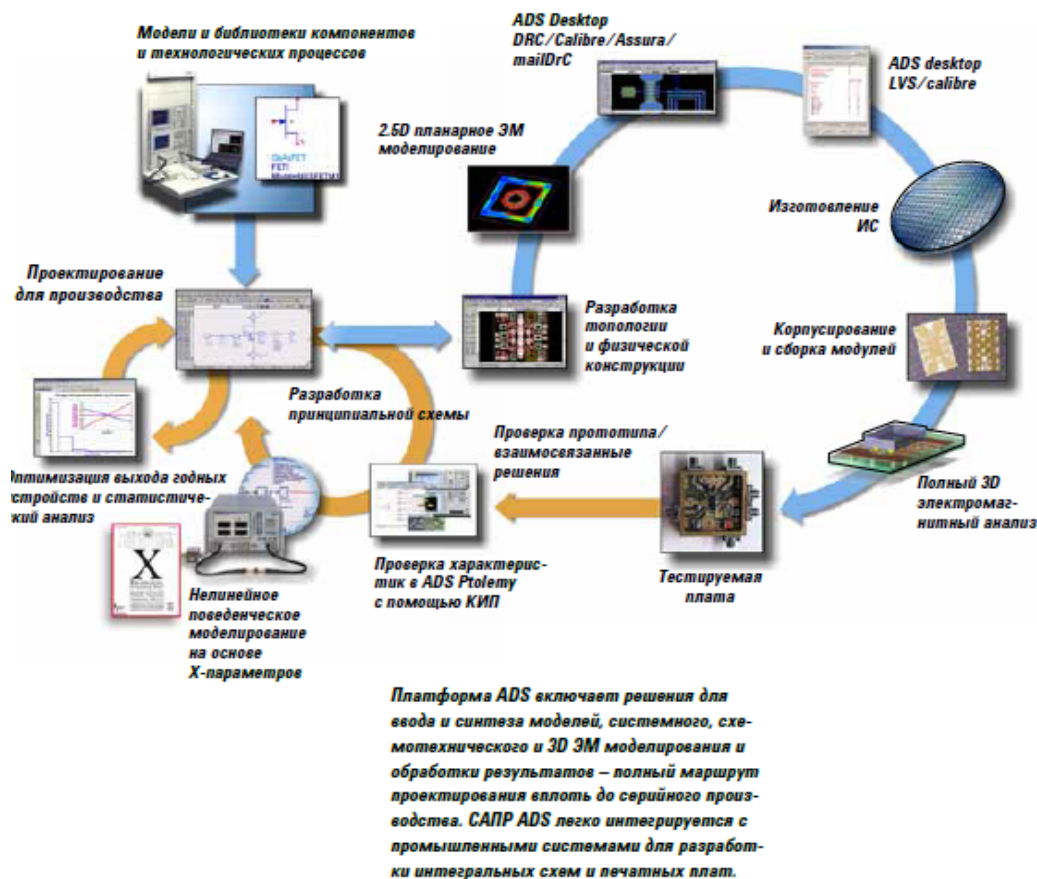
- Панель оптимизации, поддерживающая управление процессом оптимизации в реальном времени (встроено 12 различных методов оптимизации)
- Создание модели на основе X-параметров по принципиальной схеме и по результатам измерений с помощью нелинейного векторного анализатора Keysight Technologies NVNA для проектирования нелинейных высокочастотных схем
- Новейшие библиотеки беспроводных стандартов связи, позволяющие проектировать и проверять устройство на соответствие последним стандартам беспроводной связи

ADS предлагает изготовителям ИС не только библиотеки для технологических процессов, используемые в САПР ADS, но и библиотеки, адаптированные для САПР Cadence Virtuoso. Полный набор библиотек для технологических процессов включает средства проверки на соответствие правилам проектирования и файлы слоев Momentum для любых техпроцессов на основе GaAs, InP и GaN, а также для широкого диапазона технологических процессов на основе SiGe и ВЧ-КМОП.

Создание надежных схем без повторного моделирования и высокий выход годных устройств

Лучшие в отрасли инновационные технологии моделирования

- Линейный симулятор на основе S-параметров, работающий в частотной области
- Нелинейный симулятор на основе Метода гармонического баланса, работающий в частотной области
- Нелинейный симулятор на основе Метода огибающей, работающий во временной/частотной области
- Симулятор на основе Метода свертки, работающий во временной области
- 3D планарный ЭМ симулятор Momentum
- Полноволновой 3D ЭМ симулятор на основе Метода конечных элементов (FEM)
- Симулятор генерации X-параметров по схеме
- Симулятор для проверки Целостности сигнала в канале.



Полный охват маршрута проектирования

Постобработка в окне отображения данных Data Display

Возможность отображения разнообразных данных позволяет оценить характеристики разрабатываемой схемы путем последующей обработки и анализа результатов без повторного моделирования. Многочисленные встроенные функции существенно упрощают этот процесс. Дополнительная гибкость обеспечивается возможностью добавления собственных функций для анализа результатов моделирования (например, для создания профиля выходного сопротивления, круговых диаграмм усиления или глазковых диаграмм).

Оптимизация разрабатываемого проекта

По завершении начального этапа проектирования устройства вы можете дополнительно улучшить его номинальные характеристики, используя входящие в состав ADS оптимизаторы. Панель оптимизации ADS предлагает интерактивную среду со множеством параметров оптимизации, интерактивную настройку и средства управления процессом оптимизации. С помощью этой панели можно достичь оптимальной производительности и изучить степень влияния оптимизации на заданные цели.

Повышение надежности разрабатываемых схем

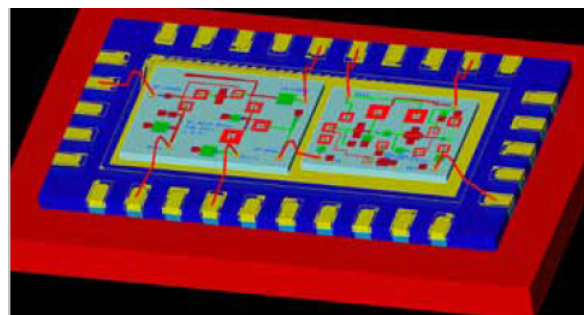
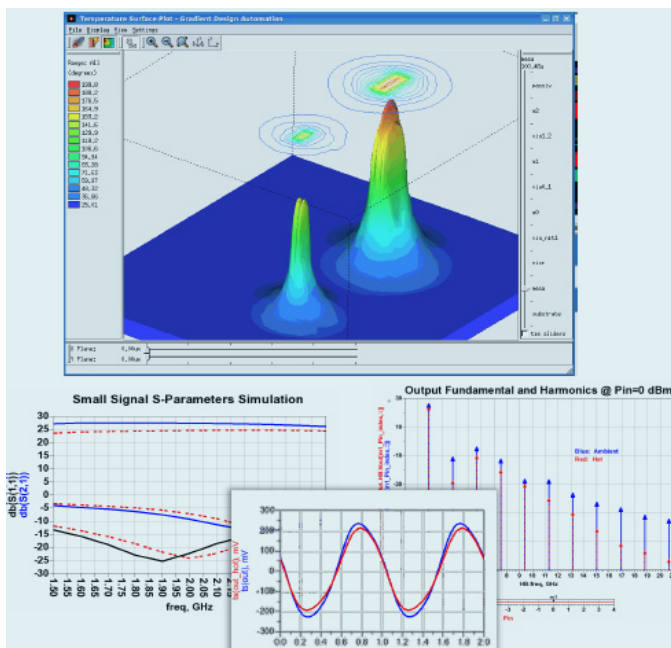
САПР ADS предлагает уникальные и простые в обращении средства статистического анализа, которые помогают выявлять проблемы, возникающие в процессе разработки. Гистограммы чувствительности выхода годной продукции помогают идентифицировать большую часть ответственных компонентов и понять, в каких режимах их лучше использовать для повышения выхода годной продукции.

Инновационные функции для работы с разнородными технологиями

Функции ADS позволяют интерактивно находить компромиссные решения при независимой или совместной разработке ИС, многослойных структур, корпусов и печатных плат. При проектировании интегральных схем можно использовать несколько технологий, которые будут поддерживаться при схемотехническом и 3D ЭМ моделировании. Панель инструментов МИС и работающий в командной строке редактор топологий, доступные во всех расширенных библиотеках для разработки, обеспечивают простой доступ к командам редактирования и предлагают полный набор средств для проверки топологии.

Раннее обнаружение ошибок с помощью ADS Desktop DRC и LVS

ADS Desktop DRC позволяет проверить, соответствует ли разработанная физическая топология определенному набору правил проектирования, устанавливаемых производителями полупроводниковых приборов. ADS Desktop LVS позволяет выявлять ошибки на ранних этапах разработки, находя отсутствующие компоненты или неправильные соединения при сравнении топологии со схемой. Интеграция ADS с Calibre и Assura позволяет проверить проект до передачи в производство.



Встроенный симулятор тепловых режимов

В симуляторы топологии и цепей встраивается полнофункциональный 3D симулятор тепловых режимов ADS. Просто добавьте симулятор тепловых режимов в проектируемую схему ADS, запустите симуляцию цепи, и этот встроенный симулятор будет работать в фоновом режиме. Больше не нужно экспортировать топологии ИС в автономные симуляторы тепловых режимов и не нужно вручную импортировать температурные данные в симуляторы цепей.

Инновационная поддержка различных технологий

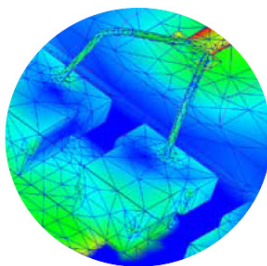
Интерактивные возможности ADS позволяют разрабатывать кристаллы ИС, многослойные подложки, корпуса и печатные платы. Разрабатываемые цепи можно объединять и моделировать на уровне цепи или выполнять полнофункциональное 3D ЭМ моделирование.

Среда электромагнитного моделирования, интегрированная в маршрут проектирования ADS

Momentum 3D ЭМ стимулятор является передовым 3D планарным ЭМ симулятором, предназначенным для моделирования и анализа пассивных цепей. Он работает с многослойными топологиями и использует Метод Моментов в частотной области (MoM) для точного моделирования сложных ЭМ эффектов, включая взаимовлияние и паразитные наводки. Применение этого симулятора способствует улучшению характеристик проектируемого изделия и повышает уверенность в том, что серийная продукция будет соответствовать заявленным спецификациям. Momentum использует новейшие решающие алгоритмы NlogN и многопоточный симулятор для выполнения быстрого и высокопроизводительного 3D планарного ЭМ моделирования. Будучи интегрированным в САПР ADS, он позволяет выполнять ЭМ моделирование (а также совместное схемотехническое и системное моделирование и оптимизацию) для учета влияния близкого расположения или излучения в планарных структурах. Результаты можно визуализировать в виде поверхностных токов или излучаемых полей, что наглядно показывает расположение проблемных областей.

Метод конечных элементов (FEM)

Симулятор Keysight Technologies FEM позволяет выполнять полноволновое 3D ЭМ моделирование как в среде САПР ADS, так и в аналогичном ПО 3D ЭМ моделирования Electromagnetic Professional (EMPro). Данный симулятор работает в частотной области и основан на Метод конечных элементов. Он способен работать со структурами произвольной формы, благодаря наличию прямого и итерационного алгоритма принятия решений, которые используют линейные и квадратичные базисные функции, что позволяет решать широкий круг задач. Симулятор FEM интегрирован в маршрут проектирования ADS и обеспечивает совместное моделирование произвольных компонентов. Это позволяет корректно учитывать объемное взаимодействие компонентов, не прерывая процесса проектирования, что ранее было невозможно или затруднительно. Он особенно удобен для проектирования ВЧ модулей, где вместе со схемой нужно моделировать объемные межсоединения и корпус.



Симулятор Keysight Technologies FEM использует прямой и итерационный алгоритмы с линейными и квадратичными базисными функциями для решения широкого круга задач.

Синтезатор моделей Advanced Model Composer

Симуляторы Momentum и FEM дополняются синтезатором параметризованных моделей пассивных компонентов Keysight Technologies Advanced Model Composer (AMC). AMC позволяет создавать специальные библиотеки 3D ЭМ моделей, которых нет в стандартных библиотеках. Библиотеки, созданные AMC, сохраняют точность ЭМ моделирования, но оптимизированы по скорости для схмотехнического моделирования.

Создание специальных 3D моделей компонентов для моделирования топологии в САПР ADS

EMPro – САПР 3D электромагнитного моделирования

EMPro представляет собой среду 3D моделирования, предназначенную для анализа электромагнитного взаимодействия высокоскоростных и ВЧ/СВЧ компонентов. EMPro обладает следующими возможностями:

Интеграция общей базы данных с САПР ADS

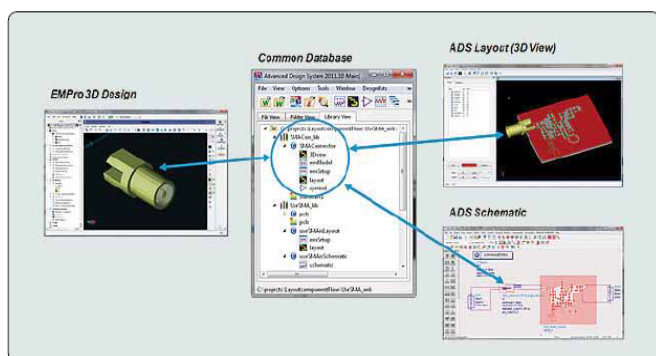
Объемные объекты из EMPro теперь можно сохранять в ячейки библиотек САПР ADS и загружать оттуда прямо в проекты топологии, создаваемые в ADS. Например, созданная в EMPro ячейка с моделью разъема SMA будет иметь вид «emModel», который можно разместить на схеме в САПР ADS для комбинированного схмотехнического и ЭМ моделирования. Затем схема загружается в проект топологии (например, печатной платы) для полного 3D моделирования в ADS.

Современная эффективная среда моделирования монолитных 3D объектов

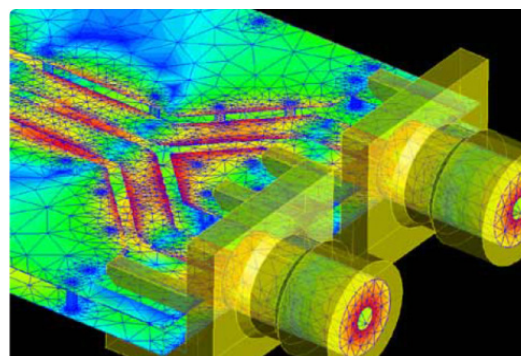
EMPro – удобный инструмент для построения произвольных 3D структур и импорта готовых файлов CAD. Вы можете создавать 3D формы, добавлять свойства материала, настраивать параметры моделирования и просматривать результаты – и все это не покидая среду EMPro.

Высокопроизводительная технология моделирования во временной и частотной области

EMPro позволяет анализировать объемные структуры, причем с помощью того же FEM симулятора, что и в САПР ADS. Для проектов, в которых имеются электрически большие компоненты, такие как антенны, или для анализа целостности сигнала может быть использован симулятор на основе Метода конечных разностей (FDTD), работающий во временной области.



Созданные в EMPro 3D модели компонентов можно использовать в САПР ADS совместно с 2D схемами для комбинированного схмотехнического и ЭМ моделирования



3D ЭМ технологии EMPro дополняют 3D планарные ЭМ симуляторы, такие как Keysight Technologies Momentum, для моделирования разъемов, корпусов и ВЧ компонентов

Лучшие инструменты для высокочастотных и высокоскоростных цифровых приложений

Маршрут проектирования ВЧ и СВЧ устройств

Средства проектирования и моделирования ВЧ и СВЧ устройств компании Agilent обеспечивают самое полное решение для успешного создания надежных изделий с первой попытки и гарантируют высокий процент выхода годных устройств. САПР ADS предлагает точные модели и мощные методы схмотехнического и си-

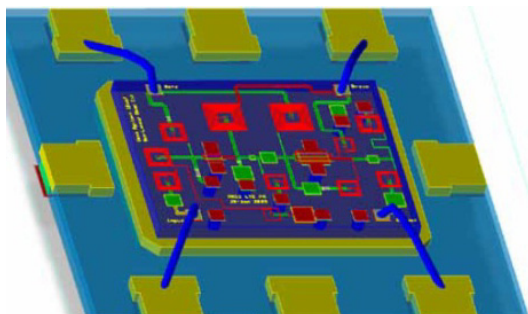
стемного моделирования. Интегрированные средства схемотехнического и ЭМ моделирования охватывают все этапы работы – от ввода электрической схемы до изготовления и проверки готовых изделий. А полный набор самых точных средств проверки беспроводных устройств позволяет выполнять проверку на соответствие любым стандартам беспроводной связи.

Проектирование РЧ ИС и МИС

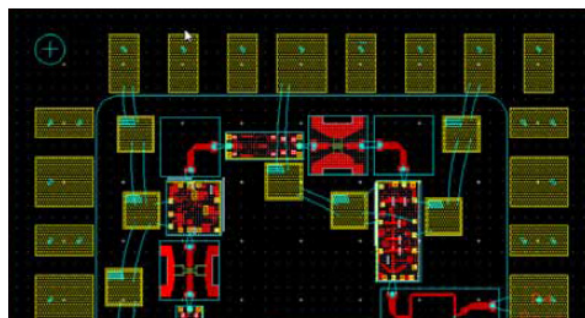
САПР ADS предлагает самый полный набор расширенных средств моделирования, интегрированных в единую среду, которые охватывают все этапы – от ввода электрической схемы до производства и корпусирования. Эти инструменты позволяют еще до начала производства проверить, соответствуют ли ваши РЧ ИС и МИС требованиям спецификаций. Все основные производители МИС предлагают и поддерживают полные и регулярно обновляемые библиотеки для технологических процессов, используемые в ADS, включая широкий выбор библиотек ВЧ приборов на основе SiGe и интегральных схем, построенных по технологии BiCMOS и CMOS-SOI.

Проектирование ВЧ модулей

Лидируя на рынке технологий проектирования ВЧ модулей, компания Agilent предлагает лучшую платформу и методологию для надежной совместной разработки ВЧ модулей. САПР ADS предлагает разработчикам лучший способ снижения вероятности ошибок проектирования, вызванных непредвиденными паразитными наводками.



ADS предлагает самый полный набор расширенных средств моделирования, интегрированных в единую среду, которые охватывают все этапы – от ввода электрической схемы до производства и корпусирования МИС



ADS предлагает разработчикам лучшие решения и методологии для проектирования ВЧ модулей

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПО VSA 89601B ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ И ВЕКТОРНОГО АНАЛИЗА СИГНАЛОВ

Олег Калинин

Keysight Technologies, Москва

В данной статье проведены измерение и анализ частотных, временных и модуляционных характеристик сигнала с использованием программы векторного анализа VSA 89601B.

Рассмотрено определение характеристики усилителей мощности на основе комплексных измерений типа «стимул/отклик», а также одновременное или последовательное конфигурирование, выполнение и отображение результатов нескольких измерений с неограниченным числом трасс и маркеров.

ПО базового векторного анализа сигналов составляет основу инструментария векторного анализа с интерфейсом пользователя, образующую ПО 89600 VSA. С помощью этой опции можно детально исследовать сложнейшие сигналы современных систем во временной, частотной и модуляционной областях. Гибкий графический интерфейс пользователя предлагает такие возможности, как произвольное расположение и масштабирование любого числа трасс без ограничения числа маркеров для каждой трассы. Мощные возможности отображения, функции записи и воспроизведения сигналов и подробная справочная информация обеспечивают более глубокий анализ сигналов. Используя ПО 89600 VSA для моделирования источников и приемников сигнала, можно выполнять интерактивный анализ результатов измерений в режиме реального времени. При совместном использовании этих опций можно получить полный набор инструментов для демодуляции и векторного анализа сигналов, а также для глубокого исследования сигналов и оптимизации проектируемых устройств.

Современные широкополосные, изменяющиеся во времени сигналы с векторной модуляцией (которую называют еще комплексной или цифровой модуляцией) очень удобно исследовать с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) и других методов цифровой обработки сигналов (DSP). Векторный анализ сигналов позволяет выполнять быстрые спектральные измерения с высоким разрешением, а также демодуляцию и расширенный анализ во временной области. Особенно он полезен для измерения характеристик мультиплексированных или модулированных сигналов, используемых в связи, видеозаписи, телевидении, радиолокации и в ультразвуковых исследованиях.

ПО 89600 VSA представляет собой цифровую систему, выполняющую анализ сигналов с использованием исходных данных и математических алгоритмов. Для этого достаточно иметь дискретные отсчеты данных, поступающие от измерительного прибора, программы или цифровой шины. В современных системах беспроводной связи все шире используются цифровые технологии, поэтому значение 89600 VSA для анализа этих сложных сигналов неуклонно возрастает.

Пользователю ПО 89600 VSA необходим входной измерительный тракт или подсистема сбора данных, которая поставляла бы ему дискретизированную информацию в определенном формате. Этот тракт выполняет следующие функции: подключение к тестируемому устройству, оцифровка и захват сигнала и передача данных в ПК в виде последовательного потока. После получения данных ПО VSA 89600 может выполнять функции векторного анализа и анализа модуляции.

АНАЛИЗ И ДИАГНОСТИКА НЕИСПРАВНОСТЕЙ

Поиск причин возникновения проблем расширенными средствами диагностики

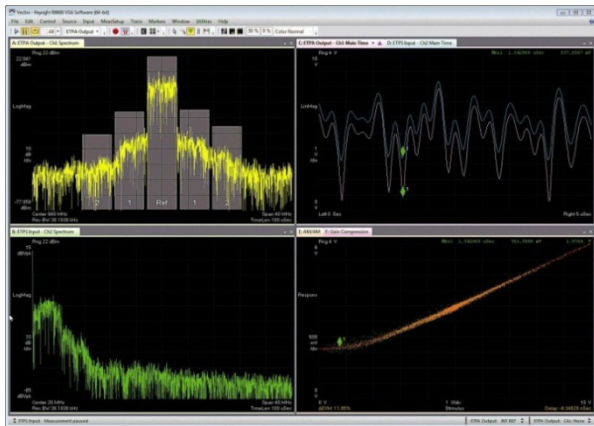
Спектральные характеристики определяются с помощью БПФ высокого разрешения и широкого набора маркеров. Для анализа качества сигнала во временной области используются функции измерения импульсов, расширенные возможности запуска, комплементарная интегральная функция распределения и многое другое. Аналоговая демодуляция применяется для оценки характеристик АМ, ЧМ и ФМ сигналов.

На основе измерений отклика на сложный воздействующий сигнал можно строить зависимость одного сигнала от другого, чтобы определять АМ/АМ, АМ/РМ и компрессию коэффициента усиления. Измерительная схема значительно упрощается при использовании автоматической синхронизации, нормирования амплитуды и компенсации фазовой погрешности. ПО 89600 VSA обеспечивает корреляцию модулирующего и РЧ сигналов, поэтому оно идеально подходит для получения характеристик при проектировании источников питания и усилителей мощности со слежением за огибающей.

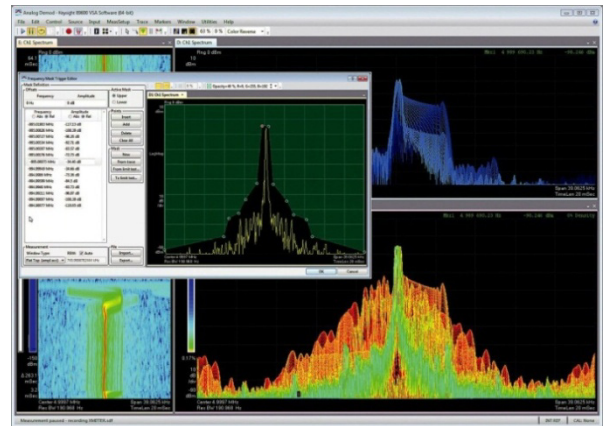
Исследование кратковременных сигналов с помощью разнообразных средств отображения и запуска

Дисплей с цифровым послесвечением, интегральной историей и отображением спектрограмм удобен для просмотра изменений амплитуды и частоты сигнала во времени и идентификации редких событий. Для захвата

трудноуловимых сигналов предусмотрен гибкий запуск по амплитуде и по внешнему сигналу, а также запуск по частотной маске с помощью анализаторов сигналов UXA, PXA и MXA, работающих в режиме реального времени. Измерения или запись осуществляется на основе условий запуска, чтобы анализировать и получать детальные характеристики динамических сигналов. Запуск по временным параметрам сигнала можно совмещать с запуском по частотной маске и по амплитуде ПЧ, а также с триггером со временным разделением (TQT).



Совместный анализ сигналов усилителя мощности и источника питания с отслеживанием огибающей на основе комплексных измерений «стимул/отклик» позволяет получать информацию о форме и временных соотношениях огибающей и РЧ сигнала



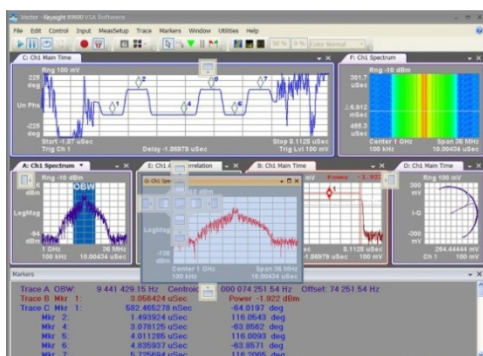
Мощные средства отображения и запуска позволяют увидеть малозаметные и кратковременные события, например, включение радиостанции

Одновременное отображение неограниченного числа окон предоставляет исчерпывающую информацию

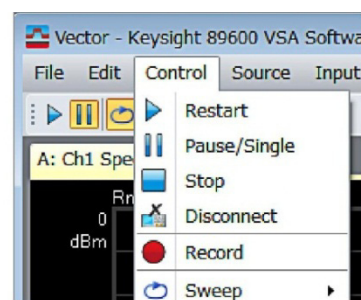
Произвольное расположение и масштабирование окон с трассами позволяет легко выявлять различные проблемы. Можно привязать любое измерение к любому окну и неограниченное число маркеров к каждой трассе. Оптимизация формы окна позволяет увидеть больше данных по каждой трассе. Интерфейс позволяет располагать окно трассы в любом месте окна программы 89600 VSA. Несколько окон отображения используются для работы с большим числом результатов измерений или для вывода на несколько мониторов.

Запись и подробный анализ сигналов

С помощью ПО 89600 VSA можно захватывать переходные процессы, сравнивать выходные сигналы, полученные до и после изменений в схеме, или обмениваться результатами измерений с коллегами, находящимися за пределами лаборатории, что особенно полезно на ранних этапах проектирования. Дополнительные средства, такие как обработка данных с перекрытием, позволяют эффективно «замедлять» видимый ход измерений.



Отображение любого числа трасс с неограниченным числом маркеров там, где вам нужно. Можно наложить связанные трассы или скрыть их. Можно разблокировать окно и поместить его в любое место экрана с помощью менеджера стыковки



ПО 89600 VSA позволяет записывать сигналы. С помощью знакомых органов управления можно воспроизводить и анализировать записанный сигнал так, как если бы это было живое измерение

Сложные функции с простым графическим интерфейсом

Графический интерфейс ПО 89600 VSA обладает множеством возможностей, способных существенно сэкономить время. Наведите мышь на «активную зону» экрана – появятся специальный курсор и информаци-

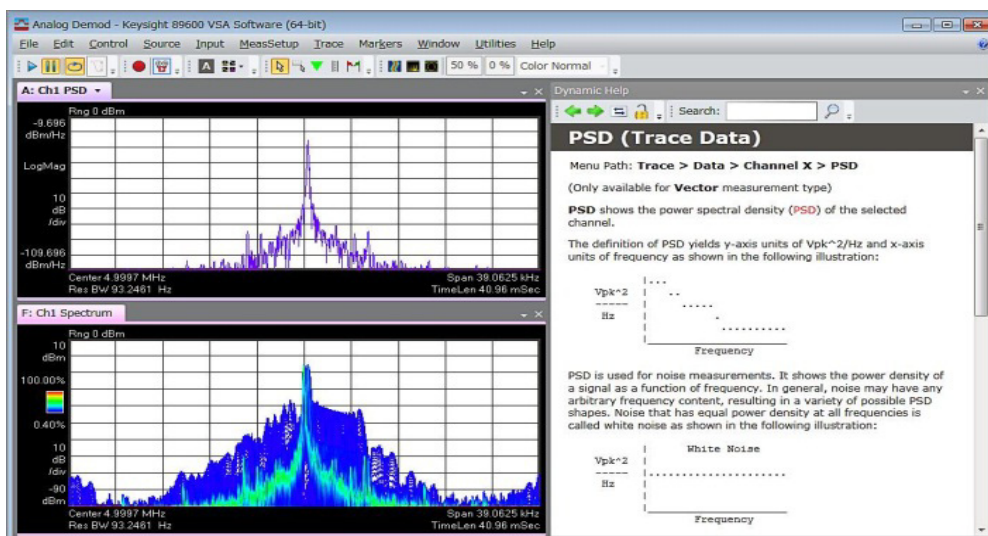
онное сообщение. Чтобы изменить значение, можно, в зависимости от параметра, выбрать пункт в выпадающем меню, прокрутить значения мышью или ввести нужную величину с клавиатуры. Щелчок правой кнопкой на трассе открывает меню с часто используемыми функциями, такими как автоматический выбор масштаба по оси Y. Панель инструментов ПО 89600 VSA поддерживает однокнопочный вызов других частоиспользуемых функций, таких как автоматический выбор диапазона, запуск/останов записи, выбор специальных маркеров, макросы и многое другое.



Графический интерфейс пользователя позволяет легко настраивать измерения и рабочую область. Просто наведите мышью на показанные здесь элементы, а затем измените любой параметр, не открывая меню. Кроме того, можно щелкнуть правой кнопкой на дисплее и открыть меню с часто используемыми функциями, такими как автоматический выбор масштаба трассы.

Быстрый ответ на любой вопрос о ПО 89600 VSA

Динамическая справочная система содержит подробную информацию о программе и ее применении. Наведите мышью на любую трассу или меню, на экране автоматически появится соответствующая подсказка. Это особенно удобно при работе с новыми сложными схемами модуляции. Справочная система содержит информацию о работе с ПО 89600 VSA, о настройке измерений и о специальных схемах модуляции.



Наведите мышью на трассу или меню, на экране тут же появится динамическая справка с полезной информацией. Контент можно заблокировать, чтобы прочесть нужную информацию, а окно справки можно отделить и поместить в любое место рабочего пространства.

Простое создание автоматизированных тестов

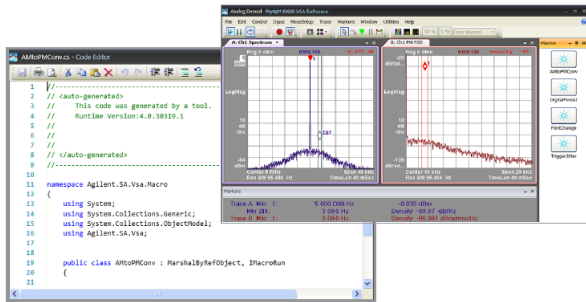
Процедуры тестирования создаются с помощью языка SCPI или любого другого языка, поддерживаемого в .NET. Макросы для повторяющихся операций создаются путем регистрации нажатия клавиш. Для упрощения выбора макросов можно открыть панель макросов.

Подключение более чем к 40 различным приборам

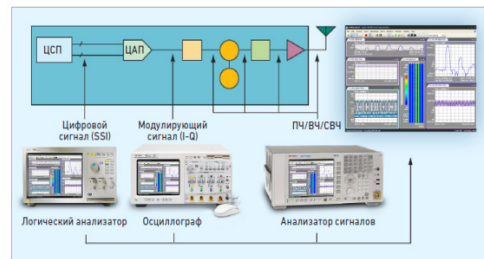
Опция 300 позволяет подключаться к анализаторам сигналов, осциллографам, логическим анализаторам, модульным приборам и т. п. Независимо от используемой аппаратной платформы, для управления измерениями используется один и тот же графический интерфейс, что максимально ускоряет обучение. Приборы подключаются через интерфейсы GPIB, LAN, USB, PXI или встроенный контроллер PXI. Можно также запускать программу на самом приборе, если он работает на поддерживаемой ОС. Перечень поддерживаемых приборов приведен на странице www.keysight.com/find/89600_hardware. Меню настройки упрощает обнаружение прибора и процесс подтверждения.

Измерение в любой точке сигнального тракта

ПО 89600 VSA можно использовать в средах моделирования для анализа и визуализации результатов моделирования. После подготовки прототипа разрабатываемого устройства выберите измерительное оборудование, наиболее подходящее для решаемой задачи, и примените соответствующие функциональные возможности ПО 89600 VSA для тестируемого устройства. При этом обеспечивается доступ к аналоговому или цифровому модулирующему сигналу, к сигналам ПЧ и ВЧ, а также сравниваются качественные показатели сигналов, такие как EVM, измеренные в разных точках сигнального тракта – от этапа моделирования до реализации.



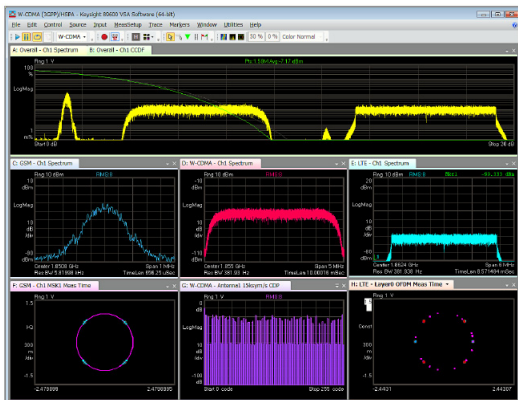
Автоматизация тестов с помощью программ, написанных на языке SCPI или других языках, поддерживаемых в .NET. Кроме того, ПО 89600 VSA поддерживает макросы, написанные на C# и других языках.



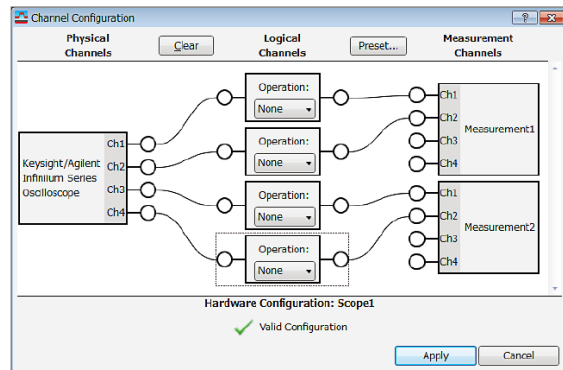
Каким бы прибором вы ни пользовались – логическим анализатором, осциллографом или анализатором сигналов, интерфейс пользователя и алгоритм измерений остаются неизменными. Вы можете сравнивать результаты, полученные в НЧ и ВЧ трактах, и оценивать вклад в суммарную погрешность.

Одновременное создание, конфигурирование и выполнение нескольких измерений

Инновационная функция выполнения нескольких измерений теперь является стандартной функцией ПО 89600 VSA. Она позволяет одновременно инициализировать, выполнять и отображать несколько измерений, что упрощает и ускоряет исследование устройств, работающих с многоформатными сигналами или несколькими несущими, в частности с одновременно передаваемыми сигналами восходящего и нисходящего каналов, или с одним сигналом, снимаемым в нескольких контрольных точках (модулирующий сигнал, сигналы ПЧ и ВЧ). Если частоты всех сигналов находятся в пределах полосы анализа прибора, то измерения выполняются одновременно. В более широком диапазоне частот ПО 89600 VSA может координировать два или более отдельных приборов для захвата всех требуемых сигналов. Режим сбора данных можно конфигурировать от синхронного (по умолчанию) или последовательного до ускоренного переключения процедур измерения.



Выполнение нескольких измерений: трассы А и В образуют составной спектр, на который наложены статистические данные комплементарной интегральной функции распределения для суммарного сигнала. Трассы С и F представляют сигнал GSM. Трассы D и G характеризуют нисходящий сигнал W-CDMA. Трассы E и H используются для анализа нисходящего сигнала LTE.



Мастер конфигурации каналов позволяет просматривать и отображать каналы приборов для нескольких измерений.

УДАЛЕННОЕ УПРАВЛЕНИЕ УЧЕБНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРИЕЙ СВЧ-ПРИБОРОВ ЧЕРЕЗ СЕРВИС LABICOM

Игорь Титов

СТО Labicom, сертифицированный архитектор LabVIEW, член IEEE по стандартизации сетевого протокола удалённых лабораторий ООО «Лабиком»

cto@labicom.net

Демонстрируется Дистанционный аппаратно-программный комплекс на базе оборудования Кейсайт Текнолоджиз и платформы удалённых лабораторий Labicom для исследования временных, частотных и амплитудных характеристик полупроводниковых микроволновых усилителей.

1. Цель демонстрационного стенда – показать современные возможности дистанционного управления инженерным оборудованием с целью практического обучения студентов-инженеров.
2. Дистанционное управление обеспечивается с помощью платформы Labicom – глобальная веб-платформа удалённых и виртуальных инженерных лабораторий для практического обучения студентов-инженеров.
3. В режиме реального времени производится удалённое управление СВЧ-приборами производителя Кейсайт Текнолоджиз, при помощи методического обеспечения университета МИЭМ-ВШЭ. Лабораторный стенд состоит из СВЧ-генератора, осциллографа, анализатора спектра, источника питания и полупроводникового микроволнового усилителя.
4. Обучающая задача комплекса – исследование временных, амплитудных и частотных характеристик полупроводниковых микроволновых усилителей. Учащийся должен найти рабочую частоту усилителя, определить рабочую область (линейный участок), изучить гармоники и АЧХ. При помощи осциллографа учащийся может исследовать форму, частотный диапазон и мощностные характеристики входного и выходного сигналов.
5. Данный комплекс позволяет работать удалённо в режиме реального времени с СВЧ-генератором, осциллографом и анализатором спектра. Управление осуществляется через виртуальные копии реальных интерфейсов через веб-интерфейс специализированной LMS. За ходом проведения эксперимента можно наблюдать при помощи потокового видео в реальном времени. Управление может осуществляться как из локальной сети университета, так и удалённо через Интернет. В качестве клиентской части приложения используется браузер с поддержкой HTML5.

РАДИОЛОКАЦИЯ ДИАПАЗОНА САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН: ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ

Скосырев В.Н., Усачев В.А., Казанцев В.И., Голов Н.А., Платонов С.А., Грамаков А.Д.

Рассмотрены перспективные направления развития электронной компонентной базы СВЧ диапазона с учетом основных тенденций в создании радиолокационной техники сантиметрового диапазона. Обоснованы варианты применения твердотельных, электровакуумных и комплексированных приборов для применения в радиолокаторах сантиметрового диапазона.

СРАВНЕНИЕ И КООПЕРАЦИЯ ВАКУУМНЫХ И ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ ДИАПАЗОНА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Копылов В.В., Никонов Д.Ю.
ЗАО “Фазотрон-ВМЗ”, Москва, Россия

В докладе по материалам открытой научно-технической литературы, рассматриваются наиболее важные достигнутые результаты, направления развития и совершенствования мощных усилителей миллиметрового диапазона.

Усилители колебаний сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона высокой мощности применяются в передающих устройствах радио- и телевизионного вещания, связи, ретрансляционном, радиолокационном и радионавигационном оборудовании, в ускорителях заряженных частиц, медицинской аппаратуре.

В связи с высокой стоимостью, основной сферой применения мощных усилителей миллиметровых волн являются военные радиолокационные системы, систем радиопротиводействия и системы спутниковой связи наземного и космического базирования. Решающими факторами, оказывающими влияние на устойчивое развитие современных радиоэлектронных систем и повышение их эффективности, является правильное определение технического облика.

Основой же для успешной реализации техники будущего является формирование опережающего научно-технического задела. При этом необходимо отметить, что принципиально новые технические характеристики радиолокационных систем любого назначения достигаются, прежде всего, благодаря оптимальному проектированию и конструированию передающих устройств на основе симбиоза вакуумной, и твердотельной электроники.

В докладе по материалам открытой научно-технической, в основном зарубежной литературы, рассматриваются наиболее важные достигнутые результаты, направления развития и совершенствования мощных усилителей миллиметрового диапазона.

ЛБВ ДИАПАЗОНА МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Белявский Б.А.

ООО «ЭлТек-96», г. Москва

Лампы бегущей волны О-типа (далее – ЛБВ) обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с другими электровакуумными приборами в качестве выходных усилителей передатчиков миллиметрового диапазона. Клистроны и амплитроны на столь высоких частотах заметно уступают им по средней мощности и рабочей полосе. Гирорезонансные приборы, превосходя ЛБВ по указанным параметрам, требуют неприемлемо высокие для ряда важных применений значения рабочих напряжений и громоздкие электромагниты для формирования электронного пучка. Практический интерес к созданию промышленных ЛБВ миллиметрового диапазона длин волн возник в 80-х годах прошлого века. Основными областями применения этих приборов является радиолокация и связь.

Для радиолокации 8-мм диапазона с учетом быстрого прогресса в развитии транзисторов одной из актуальных задач является разработка пакетированных с магнитной периодической фокусирующей системой (МПФС) ЛБВ с выходной импульсной мощностью (5-10) кВт при средней мощности (500-1000) Вт в полосе частот (2-3) ГГц. Достигнутый уровень составляет 6 кВт/500 Вт в полосе частот 1,5 ГГц. Другой актуальной задачей является создание пакетированных с МПФС ЛБВ 3-мм диапазона с выходной импульсной мощностью несколько сотен ватт при скважности (2-5). Достигнутый уровень составляет 1кВт при скважности 10, но с использованием соленоида.

Непрерывная мощность современных связных ЛБВ, работающих в диапазоне частот (27,5-31) ГГц и (43,5-45,5) ГГц, составляет несколько десятков ватт в линейном режиме. Большим достижением является достижение высокого (до 50%) уровня технического КПД этих ламп за счет использования многоступенчатой рекуперации.

В последнее время заметен интерес к продвижению ЛБВ в область субмиллиметровых волн. На частотах (220-400) ГГц получены уровни импульсной мощности свыше 100 Вт. В основе успеха лежит изготовление замедляющих систем с помощью технологий, заимствованных из твердотельной СВЧ-электроники.

НОВЫЕ ВАРИАНТЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ О-ТИПА

Ростов В.В.

Рассматривается, в частности, схема, исследование которой продолжается сейчас, и, идея которой была навеяна предложениями в слабо релятивистской СВЧ электронике. Например, о сверхразмерной ЛОВ с автомодуляцией электронов в области формирования пучка (идея В.А. Солнцева: «карсинотрод»).

РЕЗОНАТОРНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ КЛИСТРОНОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ ДЛИН ВОЛН

Григорьев А.Д.

Профессор, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

Рассматриваются проблемы, возникающие при проектировании резонаторов для усилительных клистронов миллиметрового диапазона. Показано, что одним из путей преодоления указанных трудностей служит переход к поперечному или ленточному электронному потоку. Вводится критерий качества резонаторов и проводится сравнение различных конструкций резонатора по этому критерию.

Рассматриваются различные способы построения многозазорных резонаторов, элементы их связи с выходным волноводом, фильтровые системы.

Ключевые слова: клистроны, миллиметровые волны, многозазорные резонаторы, волновое сопротивление.

Увеличение рабочей частоты f_0 приборов СВЧ клистронного типа сопровождается уменьшением поперечных размеров пролетного канала и длины высокочастотного зазора резонаторов. Затрудняется или становится невозможным использование многолучевых и многоствольных конструкций клистронов. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению тока электронного луча I_0 и увеличению его сопротивления $R_0 = U_0 / I_0$, где U_0 – ускоряющее напряжение. Соответственно, увеличивается требуемое для эффективного группирования электронного луча и отбора энергии от него значение волнового сопротивления резонаторов

$$\rho(x_1, x_2) = U_e^2(x_1, x_2) / (2\omega_0 W), \quad (1)$$

где $U_e(x_1, x_2) = \int_{z_1}^{z_2} |E_z(z)| dz$ – эффективное напряжение на зазорах резонатора, ω_0 – собственная круговая частота рабочего вида колебаний, W – энергия, запасенная в резонаторе. Традиционно применяемые в клистропах тороидальные резонаторы, как правило, не обеспечивают нужного значения волнового сопротивления. В связи с этим возникает проблема разработки новых конструкций резонаторов с повышенным волновым сопротивлением. При этом необходимо использовать критерий позволяющий сравнивать различные конструкции резонаторов по эффективности их применения в приборах миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. В качестве такого критерия качества в работе [1] предложен обобщенный параметр качества

$$T = \frac{\int_{S_i} \rho M^2 dS}{\lambda_0^2 U_0^{1/2}}, \quad (2)$$

где

$$M(x_1, x_2) = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E_z(x_1, x_2, z) \cos(\beta_e z) dz}{\int_{-d/2}^{d/2} E_z(x_1, x_2, z) dz} \quad (3)$$

– коэффициент взаимодействия, $\beta_e = \omega_0 / v_e$ – электронная постоянная распространения, d – длина высокочастотного зазора резонатора, $\lambda_0 = c / f_0$ – собственная длина волны рабочего вида колебаний, c – скорость света в вакууме. Интеграл в (2) берется по эффективной площади взаимодействия S_i – площади поперечного сечения пролетного канала, в которой значение ρM^2 отличается от максимального значения этого параметра меньше, чем на заданную величину: $\rho M^2(x_1, x_2) \geq \xi (\rho M^2)_{\max}$, $\xi < 1$ – заданный коэффициент неравномерности. Этот критерий позволяет сравнивать резонаторы различной конструкции, спроектированные на разные длины волн и ускоряющие напряжения. Релятивистские эффекты критерием (2) не учитываются.

Удобнее использовать безразмерный критерий качества, для чего ускоряющее напряжение в (2) следует разделить на некоторое «эталонное» значение ускоряющего напряжения U_{0e} , а волновое сопротивление резонатора – на характеристическое сопротивление свободного пространства $\eta_0 = 120\pi$ Ом:

$$T_e = \frac{\int_{S_i} \rho M^2 dS}{\eta_0 \lambda_0^2 (U_0 / U_{0e})^{1/2}}, \quad (4)$$

Типичные значения T_e для однозачорных тороидальных резонаторов лежат в пределах 0,002...0,003 (при $U_{0e} = 10$ кВ). Это означает, что, например, для рабочей длины волны $\lambda_0 = 3,2$ мм, ускоряющего напряжения 15 кВ и коэффициента неравномерности поля в зазоре $\xi = 0.9$ значения эффективного волнового сопротивления $\rho_e = (\rho M^2)_{cp}$ составляют 40..80 Ом при эффективной площади взаимодействия $S_i = 4 \cdot 10^{-4}$ см². Плотность тока в луче для тока 1 А составляет 2250 А/см², что неприемлемо как с точки зрения конструирования электронной пушки, так и необходимого значения магнитной индукции в системе транспортировки луча. Отметим, что для получения рабочей полосы частот 1% требуемое значение $\rho_e = 150$ Ом.

Несколько лучшими значениями параметра качества обладают тороидальные резонаторы с кольцевой втулкой и кольцевые резонаторы [1], однако они также мало пригодны для использования в приборах нижней части миллиметрового и субмиллиметрового диапазона.

Альтернативу традиционным конструкциям резонаторов представляют многозачорные резонаторы, предназначенные для взаимодействия с ленточным электронным пучком. Такие резонаторы выполняются в виде закороченных отрезков замедляющих систем (ЗС), содержащих несколько периодов. Многозачорный резонатор на каждом типе волны в ЗС имеет N видов колебаний, различающихся собственными частотами и сдвигом фазы между полями в соседних зазорах

$$\varphi_n = \pi n / N,$$

где N – число периодов ЗС (число зазоров), $n = 0, 1, \dots, N$. На практике, как правило, используют колебания π -вида ($n = N/2$) или 2π -вида ($n = 0$). Использование колебаний 2π -вида позволяет увеличить расстояние между зазорами, что важно с технологической точки зрения. Кроме того, резонатор, работающий на этом виде колебаний, менее склонен к самовозбуждению при пропускании электронного пучка.

Выбор типа ЗС для резонаторов миллиметрового диапазона весьма ограничен, так как такая ЗС должна обладать жесткой конструкцией, позволяющей изготавливать ее с помощью существующей технологии. В данной работе рассматривались ЗС типа «встречные штыри» и «двухсторонняя гребенка». Резонаторы, выполненные на основе этих ЗС, моделировались с помощью программы MEMFIS [2]. Резонатор на основе ЗС типа «встречные штыри» имеет достаточно высокое волновое сопротивление на π -виде колебаний, однако его размеры на этом виде малы, что создает трудности при изготовлении. На 2π -виде его волновое сопротивление уменьшается более чем в 7 раз, что делает этот резонатор мало пригодным для использования.

Лучшие параметры имеют резонаторы на основе ЗС типа «двухсторонняя гребенка». На той же частоте они обладают большим волновым сопротивлением и габаритами. В дальнейшем рассматриваются резонаторы именно этого типа, работающие на 2π -виде колебаний. Параметр качества таких резонаторов находится в пределах 0,001...0,006, что более чем на порядок превышает значение этого параметра для тороидальных резонаторов.

На рис. 1, а показан трехзачорный резонатор на двухсторонней гребенке (резонатор имеет 2 плоскости симметрии, поэтому моделировалась одна четверть его поперечного сечения). Оттенками серого показано распределение продольной составляющей электрического поля в плоскостях симметрии (темный фон соответствует большей напряженности поля).

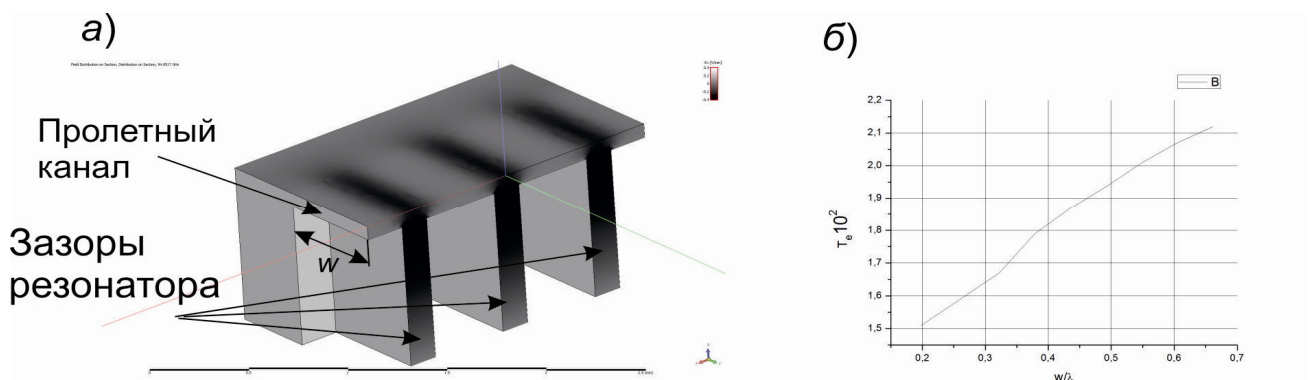


Рис. 1. а – трехзачорный резонатор, б – зависимость параметра качества от отношения ширины зазора к собственной длине волны

Зависимость обобщенного параметра качества этого резонатора от отношения ширины зазора к длине волны показана на рис. 1, б. Как видно, значение этого параметра увеличивается с ростом ширины зазора, что позволяет конструировать приборы с большой шириной ленточного потока. Отметим, однако, что при

$w/\lambda_0 > 0.5$ в пролетном канале может распространяться волна типа H_{10} , что требует принятия специальных мер для устранения связи между резонаторами.

Результаты моделирования позволили спроектировать выходной и промежуточные резонаторы для усилительного клистрона с рабочей частотой 94 ГГц, шириной полосы частот 1 ГГц, выходной импульсной мощностью 1 кВт и ускоряющим напряжением 10 кВ. Волновое сопротивление выходного резонатора для такого прибора должно быть не менее 180 Ом. Этим требованиям удовлетворяет семизазорный резонатор на основе двухсторонней гребенки, показанный на рис. 2. Резонатор имеет собственную частоту 2π -вида колебаний 94.8779 ГГц и волновое сопротивление на оси симметрии 194 Ом. На рисунке показаны также его основные размеры. Поперечное сечение пролетного канала резонатора $1,2 \times 0,16 \text{ мм}^2$.

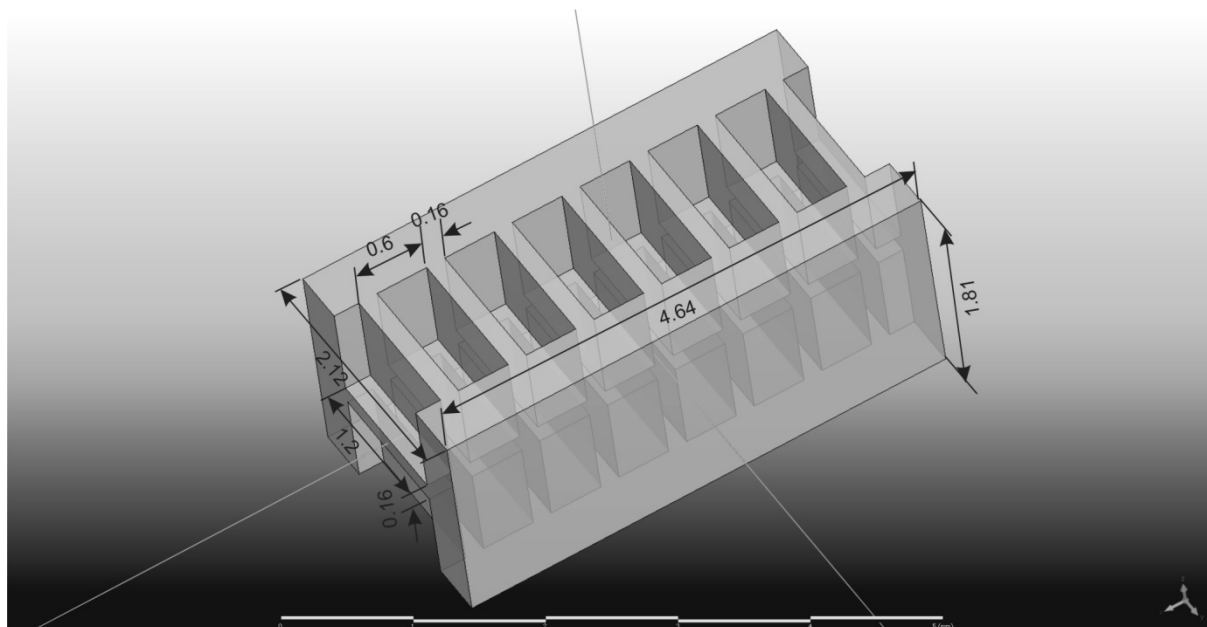


Рис. 2. Вид выходного резонатора

Распределения продольной составляющей электрического поля вдоль оси симметрии резонатора и по ширине зазора показаны на рис. 3, а и б, соответственно. Как видно, амплитуда поля во всех зазорах резонатора практически одинакова, а амплитуда поля на границе пучка уменьшается относительно ее значения на оси симметрии не более, чем на 10 %. Собственные частоты ближайших паразитных видов колебаний 88,6947 ГГц и 100,358 ГГц, таким образом разделение частот достаточно хорошее.

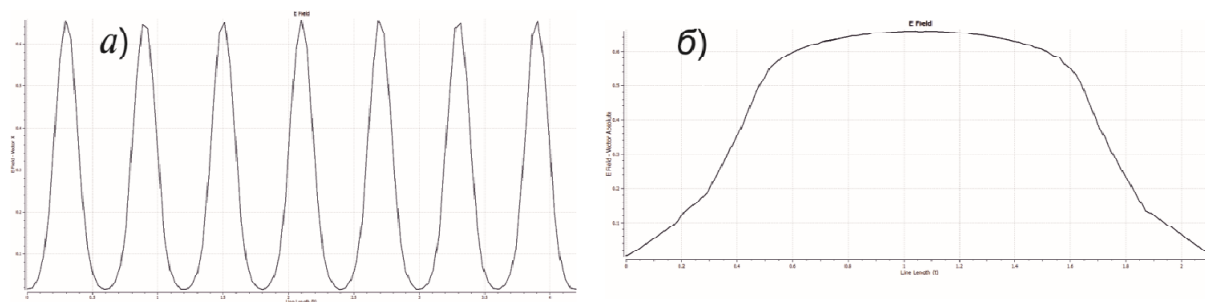


Рис. 3. Распределение продольной составляющей электрического поля по оси симметрии резонатора (а) и по ширине канала (б)

Входной и промежуточные резонаторы могут быть трехзазорные (рис. 1,а). Их волновое сопротивление составляет 85 Ом при том же сечении пролетного канала, как и у выходного резонатора.

Связь выходного резонатора с волноводом должна обеспечивать требуемую нагруженную добротность резонатора и иметь простую жесткую конструкцию. В данном случае вывод энергии осуществляется прямоугольным волноводом нестандартного поперечного сечения $2,4 \times 0,3 \text{ мм}^2$, который связан с резонатором отверстием в боковой стенке резонатора (рис. 4,а). Для расширения рабочей полосы частот в волновод встроены пас-

сивный резонатор, образованный двумя индуктивными диафрагмами. Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) выходной системы показана на рис. 4,б. Система обеспечивает ширину полосы 2.4 ГГц по уровню -3 дБ, что существенно превышает заданное значение.

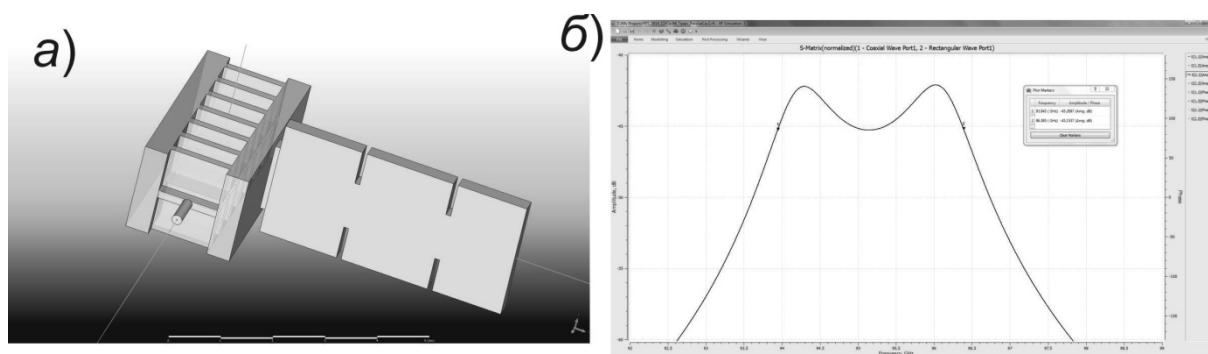


Рис. 4. а – выходной резонатор, нагруженный волноводом, б – АЧХ выходной системы

Подстройка частоты выходного и промежуточных резонаторов может осуществляться изменением положения боковой стенки, которая выполняется в виде гибкой диафрагмы. Крутизна перестройки частоты выходного и промежуточных резонаторов 10 МГц/мкм.

Литература

1. Григорьев А.Д., Ольховик Г., Силаев С.А. Сравнительный анализ резонаторов приборов О-типа с пространственно-развитыми электронными потоками / Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1985, вып. 11. С. 9-12.
2. Григорьев А.Д. Методы вычислительной электродинамики. М.: Физматлит, 2012, 430 с.

СУПЕРКОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОВРЕМЕННЫХ ПРОБЛЕМ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ

Ильин В.П., Свешников В.М.

Институт вычислительной математики и математической геофизики

Сибирского отделения РАН

victor@lapasrv.ssc.ru

Математическое моделирование в полном объёме проблем вакуумной и твёрдотельной СВЧ-электроники больших мощностей требует значительных вычислительных затрат, что приводит к необходимости создания специального программного обеспечения, ориентированного на архитектуру многопроцессорных суперЭВМ, обладающих значительными вычислительными ресурсами.

Для этого требуется разработка принципиально новых параллельных вычислительных алгоритмов, технологий и программ, основные направления создания которых рассматриваются в докладе. Особое внимание уделяется оптимизационным подходам, предназначенным для моделирования проектирования устройств с требуемыми техническими характеристиками путём минимизации задаваемых целевых функционалов с нелинейными ограничениями на варьируемые параметры.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЯЧЕЕК ЦЕПОЧЕК СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ ПО ДАННЫМ ПЛАНИРУЕМОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Савин А.Н., Накрап И.А.

Национальный исследовательский Саратовский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

nakrapia@info.sgu.ru, savinan@info.sgu.ru

Предложена методика расчёта параметров эквивалентных схем цепочек связанных резонаторов по их электродинамическим характеристикам. Результаты применения методики показали существенное снижение погрешности определения параметров различных эквивалентных схем по сравнению с известными методами. Представлены регрессионные модели электродинамических параметров цепочек связанных резонаторов, построенные по результатам численного планируемого эксперимента, проведённого по композиционному плану 3-го порядка. Применение регрессионного анализа в сочетании с планируемым экспериментом позволило построить адекватные математические модели, которые могут быть применены для оперативного решения задач оптимизации и синтеза волноведущих систем электровакуумных приборов СВЧ.

Ключевые слова: цепочка связанных резонаторов, электродинамические характеристики, регрессионные модели, планируемый эксперимент.

Введение

В настоящее время в радиолокации и системах связи широкое применение находят мощные ЛБВ О-типа с замедляющими системами (ЗС) типа цепочек связанных резонаторов (ЦСР).

Известные методы расчёта выходных характеристик таких СВЧ приборов основаны на предположении о дискретном взаимодействии электронного пучка с полем электромагнитной волны, распространяющейся в ЗС. При этом замедляющая система представляется в виде цепочки шестиполосников с сосредоточенными параметрами, соответствующих ячейкам ЗС (рис. 1) [1].

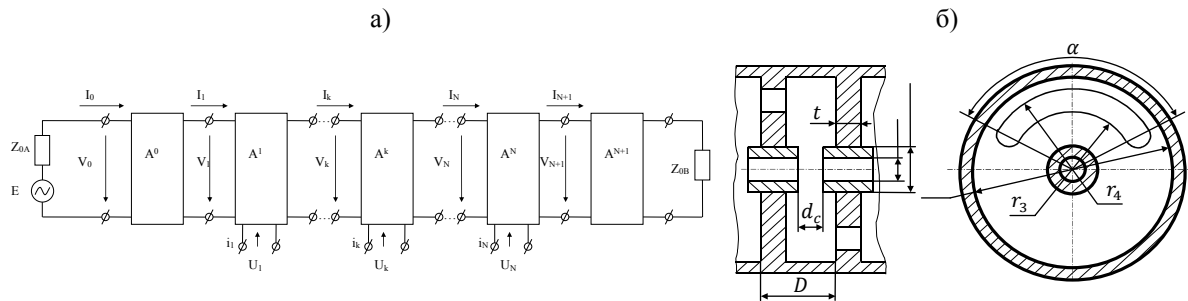


Рис. 1. Представление ЗС ЛБВ в виде цепочки шестиполосников с источником входной мощности E и согласующими устройствами, описываемыми матрицами передачи A_0 и A_{N+1} (а). ЗС типа ЦСР с повернутыми на 180 градусов фаселевидными щелями связи (б)

Задача расчёта выходных параметров ЛБВ на ЦСР решена [1] и основной проблемой при таком подходе является точное определение параметров эквивалентных шестиполосников.

Определение параметров эквивалентных схем цепочек связанных резонаторов по их электродинамическим характеристикам

Достаточно точные зависимости параметров эквивалентных схем ЗС от её размеров, могут быть получены, например, путём регрессионного анализа данных численного или физического планируемых экспериментов [2]. При этом требуется высокая точность определения исходных «экспериментальных» параметров эквивалентных схем по электродинамическим характеристикам (ЭДХ) ЗС.

Обычно при моделировании параметров эквивалентных схем используют минимально возможное число значений ЭДХ, соответствующее числу степеней свободы эквивалентной цепи [3]. Такой подход даёт возможность получить параметры цепи, позволяющие рассчитывать дисперсионные характеристики (ДХ) ЗС с погрешностью не более 10% в основной полосе [3, 4]. Увеличение числа степеней свободы позволяет снизить погрешность в обеих полосах [3, 5] (рис. 2).

В работе предлагается методика определения параметров эквивалентных схем с использованием избыточно-го по сравнению с числом степеней свободы количества экспериментальных значений ДХ в резонаторной и щелевой полосах пропускания. Избыточность позволяет учесть особенности поведения ДХ в учитываемых полосах пропускания ЗС.

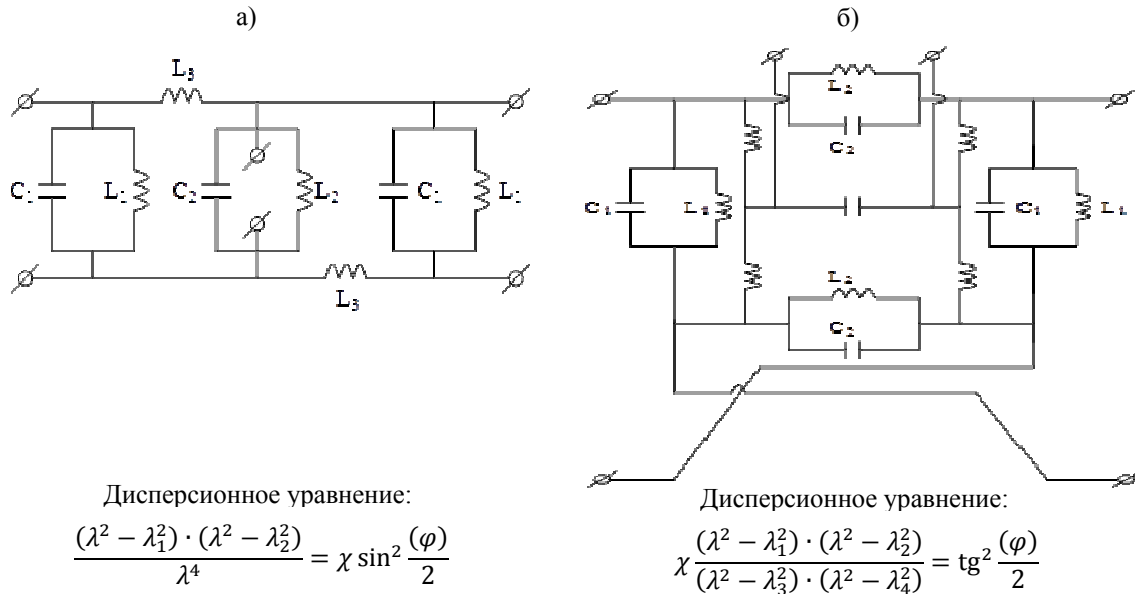


Рис. 2. Эквивалентные схемы ЗС типа ЦСР: Карно (а) и Малыхин-Сухолет (б)

При этом параметры эквивалентных схем находятся путём минимизации отклонений ДХ, рассчитанных по эквивалентной схеме, от экспериментальных:

$$f_{\text{цели}} = \sum_{i=1}^N \left(1 - \frac{\lambda_{\text{модель}}^p(\varphi_i)}{\lambda_{\text{эксп}}^p(\varphi_i)} \right)^2 + \sum_{j=1}^M \left(1 - \frac{\lambda_{\text{модель}}^{\text{щ}}(\varphi_j)}{\lambda_{\text{эксп}}^{\text{щ}}(\varphi_j)} \right)^2, \quad (1)$$

где $\lambda_{\text{модель}}^p(\varphi_i)$, $\lambda_{\text{эксп}}^p(\varphi_i)$ – длины волн в резонаторной полосе на фазовом сдвиге φ_i , полученные соответственно по модели и из эксперимента; $\lambda_{\text{модель}}^{\text{щ}}(\varphi_j)$, $\lambda_{\text{эксп}}^{\text{щ}}(\varphi_j)$ – длины волн в щелевой полосе на фазовом сдвиге φ_j , полученные соответственно по модели и из эксперимента; N – число экспериментальных точек в основной полосе; M – число экспериментальных точек в щелевой полосе.

Оценка точности моделирования эквивалентных параметров была проверена для эквивалентных схем ЗС ЦСР, предложенных в работах [3, 4] и описывающих поведение системы в двух полосах пропускания с различным числом степеней свободы (5 и 3 соответственно). При этом использовались экспериментальные ДХ, полученные при проведении планируемого эксперимента [2]. На рис. 3 приведены результаты расчёта ДХ в обеих учитываемых полосах для эквивалентных схем Карно и Малыхина соответственно.

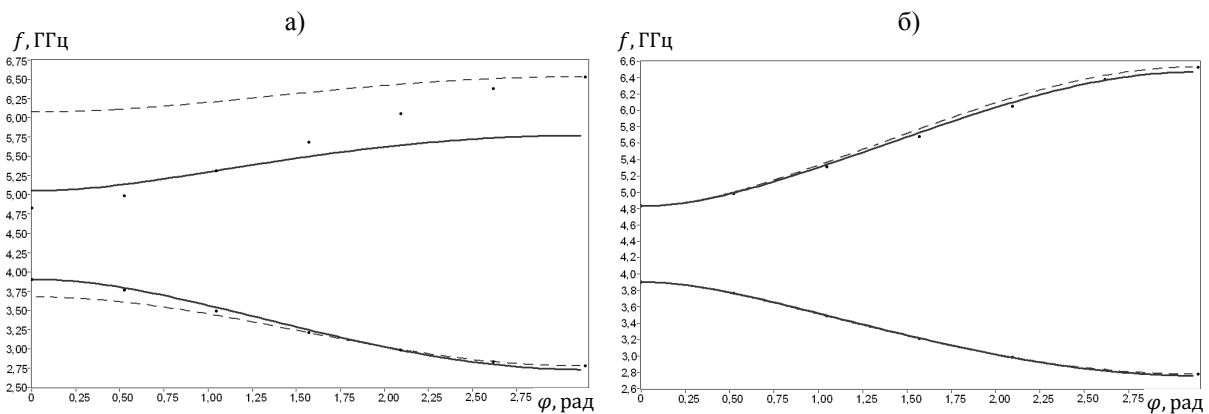


Рис. 3. Дисперсионные характеристики, построенные по экспериментальным данным и по эквивалентным схемам Карно (а), Малыхина (б).

— — по предложенной методике; --- — по числу степеней свободы цепи; ● — эксперимент

Для схемы Карно погрешность в резонаторной полосе изменяется от 0 до 5,9% и в щелевой от 0% до 25,72% (ДХ по 3 точкам). При построении ДХ по предложенной методике максимальная погрешность снижается до 1,57% в резонаторной и до 11,01% в щелевой.

Для схемы Малыгина погрешность в резонаторной полосе изменяется от 0 до 0,42% и в щелевой от 0% до 1,76% (ДХ по 5 точкам). При построении ДХ по предложенной методике удастся существенно снизить погрешность в щелевой полосе (до 0,83%) при незначительном увеличении погрешности в резонаторной (до 0,66%).

Таким образом предложенная методика определения параметров эквивалентных схем ЗС ЦСР на основе использования избыточных экспериментальных значений ДХ позволила повысить точность представления ЭДХ эквивалентными схемами.

Построение регрессионных моделей электродинамических параметров цепочек связанных резонаторов

Необходимые для определения параметров эквивалентных схем ЗС ЦСР (рис. 1б) электродинамические характеристики могут быть рассчитаны из размеров ЗС полевыми методами на основе решения системы уравнений Максвелла. При этом, как правило, требуются большие вычислительные затраты, что затрудняет решение обратных (оптимизационных) задач.

Применение регрессионных полиномиальных моделей ЭДХ ЗС ЦСР, построенных по данным планируемого эксперимента, позволяет решить эту проблему [2].

Регрессионные модели ЭДХ ЗС типа ЦСР, имеющие погрешность не более 5%, могут быть построены по данным, полученным на основе ортогонального плана эксперимента, обеспечивающего построение полиномов не ниже третьего порядка. При этом регрессионное уравнение поверхности отклика с учётом независимости факторов и ортогональности плана может иметь вид неполного полинома третьего порядка:

$$\eta = \beta_0 + \sum_{i=1}^8 \beta_i x_i + \sum_{i=9}^{16} \beta_i x_i^2 + \sum_{i=17}^{24} \beta_i x_i^3, \quad (2)$$

где η – моделируемый эквивалентный параметр ЗС;

x_1, \dots, x_8 – независимые параметры (нормированные размеры ЗС ЦСР);

β_i – коэффициенты регрессии.

В качестве независимых параметров (факторов), описывающих конфигурацию ЗС ЦСР (рис. 1б), можно использовать восемь нормированных размеров: d_c/D , r_1/r_2 , r_2/r_5 , r_3/r_4 , $r_4/2r_5$, α/π . Такая нормировка обеспечивает учёт связи размеров между собой и возможность применения моделей в любом диапазоне длин волн, определяемом периодом системы D .

Построение адекватных регрессионных моделей ЭДХ ЗС по экспериментальным данным, т.е. решение задачи нахождения коэффициентов уравнения (2), возможно лишь при соблюдении ряда жёстких требований: план эксперимента должен быть симметричным, ортогональным, ротатабельным, D-оптимальным и равномерным [6].

В [7] предложен способ построения композиционных симплекс-суммируемых планов высоких порядков, удовлетворяющих вышеуказанным требованиям, и приведён план 3-го порядка, содержащий 28 опытов, для проведения численного эксперимента по моделированию ЭДХ ЗС ЦСР.

Границы изменения варьируемых факторов в плане эксперимента подобраны таким образом, чтобы учитывать конструктивные и технологические ограничения и обеспечивать моделирование ЗС ЦСР различного функционального назначения (таблица №1).

Таблица 1. Диапазон изменения факторов в плане эксперимента

x_i	t/D		$r_4/2r_5$	r_3/r_4	α/π	r_2/r_5	r_1/r_2	d_c/D
min	0,1533	2,5800	0,4270	0,4670	23,5550	0,2082	0,5537	0,2133
max	0,2867	3,5867	0,4830	0,6368	37,8790	0,3047	0,7226	0,4000

В качестве анализируемых электродинамических параметров ЗС ЦСР могут рассматриваться, например, значения нормированных к периоду D длин волн в резонаторной и щелевой полосах пропускания, а также сопротивлений связи рабочей пространственной гармоники поля основной полосы пропускания на заданных фазовых сдвигах [2].

Далее приведены построенные по полученным в ходе планируемого численного эксперимента регрессионные модели (2) двух значений нормированных к периоду длин волн – λ_{sj}/D , соответствующих фазовым сдвигам $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ нулевой пространственной гармоники щелевой полосы пропускания, и трёх значений нормированных к периоду длин волн – λ_{rj}/D , соответствующих фазовым сдвигам $\varphi = 0$, $\varphi = \pi/2$, $\varphi = \pi$ нулевой пространственной гармоники резонаторной полосы пропускания (эти ЭДХ являются эквивалентными параметрами схемы Малыгина).

$$\lambda_{sj}/D = a_{0j} + \sum_{i=1}^8 a_{ij} x_i + \sum_{i=9}^{16} a_{ij} x_i^2 + \sum_{i=17}^{24} a_{ij} x_i^3, \quad (3)$$

$$\lambda_{rj}/D = b_{0j} + \sum_{i=1}^8 b_{ij} x_i + \sum_{i=9}^{16} b_{ij} x_i^2 + \sum_{i=17}^{24} b_{ij} x_i^3, \quad (4)$$

где λ_{sj}/D , λ_{rj}/D – нормированные длины волн на заданных фазовых сдвигах в щелевой и резонаторной полосах пропускания соответственно; x_i – нормированные размеры ЗС ЦСР; a_{ij} , b_{ij} – коэффициенты уравнений регрессии (3) и (4) соответственно (таблица №2).

Таблица 2. Коэффициенты уравнений регрессии (3) и (4)

i	b_{i0}	b_{i1}	b_{i2}	a_{i0}	a_{i1}
0	-0,39352	0,959675	1,614653	-0,59332	-0,23411
1	-0,38533	-0,19295	0,31527	-0,88864	-0,29979
2	0,198331	0,136202	0,107353	-0,02973	0,093807
3	1,811684	-0,59549	-5,69357	-8,36902	0,009694
4	0,003144	-0,12928	-1,49139	-1,09418	0,01741
5	0,425669	-1,23825	1,076228	6,24061	-0,25207
6	-0,01005	-1,93343	1,178218	-1,69219	0,158968
7	0,140674	0,871672	0,443349	-1,99548	0,011977
8	-1,67115	-3,90657	-4,9811	28,99966	2,531339
9	0,462379	0,067018	-1,18302	1,976838	0,579235
10	-0,00266	0,001201	0,022308	0,018184	-0,00781
11	-1,54286	0,715847	6,912469	9,728372	0,110988
12	-0,01207	0,103926	1,282987	1,218807	0,12389
13	-0,43434	2,372244	-0,7804	-11,5977	0,945959
14	0,543902	4,228627	-1,92646	3,128497	-0,37444
15	-0,1521	-0,76066	-0,4234	1,584586	-0,02214
16	2,964003	10,24181	13,71569	-101,136	-8,35611
17	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
18	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
19	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
20	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
21	0,420626	-1,47472	0,325133	7,387532	-0,75311
22	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
23	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
24	-1,93384	-9,7422	-13,1773	115,2116	8,725831

Основные статистические параметры моделей, рассчитанные в предположении о нормальном законе распределения ошибок, представлены в таблице № 3.

Таблица 3. Статистические характеристики моделей длин волн щелевой и резонаторной полос пропускания

Моделируемый параметр	Коэффициент множественной корреляции	F-критерий ($F_{\text{табл}(0,01)}=9,83$)	95% доверительный интервал (%)
λ_{s0}/D	0,9999	5478,49	0,419
λ_{s1}/D	0,9981	353,70	1,477
λ_{r0}/D	0,9911	75,74	4,308
λ_{r1}/D	0,9414	11,37	9,522
λ_{r2}/D	0,9687	21,42	3,684

Как видно, вычисленные по числу степеней свободы и заданному уровню значимости моделей F-критерии превышают критическое значение $F_{\text{табл}(0,01)}=9,83$. Таким образом, все построенные модели являются статистически достоверными и могут использоваться при проектировании ЛБВ на ЦСР.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности № 3.1155.2014/К.

Литература

1. Аксенчик А.В., Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ с дискретным взаимодействием (теория и оптимизация). – Минск: Бестпринт, 2003. – 376 с.
2. Савин А.Н. Исследование электродинамических характеристик структур вакуумной электроники и магнитоэлектроники СВЧ на основе регрессионных моделей: Дис. На соискание...канд. физ.-мат. наук. Саратов: СГУ, 2003. – 184 с.
3. Малыхин А.В., Сухолет В.Э. Выбор схемы с сосредоточенными элементами для моделирования свойств замедляющей системы типа цепочки связанных резонаторов – Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника, 1987, т. 30, № 10. С. 44-50.

4. *Curnow H.J.* A new equivalent circuit for coupled cavity structures //5th Congres international Tubes pour Hyper frequencies, Paris, 1965.
5. *D. Dialetis, D. P. Chernin, S. J. Cooke, T.M. Antonsen, Chia-Lie Chang, B. Levush* Comparative Analysis of the Curnow and Malykhin-Konnov-Komarov (МКК) Circuits as Representation of Coupled-Cavity Slow-Wave Structures // IEEE TRANS. ON ELECTRON DEVICES, Vol. 52, NO. 5, MAY 2005.
6. *Адлер Ю.П., Маркова Е.В., Грановский Ю.В.* Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. – М.: Наука, 1976 – С. 279.
7. *Савин А.Н., Доронин Д.М., Накрап И.А., Салий И.Н.* Метод построения симплекс-суммируемого плана n -ого порядка проведения эксперимента для моделирования электродинамических характеристик замедляющих систем // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, Т.13, №2, 2010. С. 68-75.

РАСЧЕТ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАТОРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ 3D-МОДЕЛИРОВАНИЯ

Кравченко Н.П., Мухин С.В.
МИЭМ НИИ ВШЭ

Предметом рассмотрения данного доклада является разработка алгоритма и программы расчета дисперсионных характеристик резонаторных замедляющих систем с использованием результатов их трехмерного моделирования в HFSS. Трехмерное моделирование замедляющих систем не позволяет вычислить их дисперсионные характеристики, оно лишь предоставляет некоторые исходные данные, которые требуют дальнейшего обработки, которую и осуществляет рассматриваемая программа. Для расчета необходимо получить данные трехмерного моделирования, а именно Z-матрицу полных сопротивлений. Затем с помощью матрицы перехода программа преобразует Z-матрицу в эквивалентную A-матрицу. Далее вычисляются собственные значения A-матрицы которые представляют собой e^{Φ} , где Φ — комплексное число, действительная часть которого представляет собой реактивное затухание, а мнимая часть — фазу. Чтобы выделить затухание и фазу возьмем логарифм от собственных значений.

Для удобства будем считать значения по модулю. Таким образом мы получаем значения фазы и затухания которым соответствуют частоты. Так как Z-матрица имеет размерность 4×4 , то мы получаем две пары собственных значений, которые являются комплексно сопряженными. Поэтому когда мы возьмем логарифм от собственных значений то получим две пары чисел, которые будут равны по модулю. При моделировании в HFSS мы задаем 4 порта. Каждая пара из входного и выходного портов образует канал распространения волны в системе, а рассчитанные две пары собственных значений соответствуют этим двум каналам. Следующий шаг это расчет характеристического сопротивления периодической замедляющей системы. Для расчета характеристического сопротивления вычисляются собственные векторы, соответствующие четырем собственным значениям, каждому собственному значению соответствует один собственный вектор, определяющий напряжение и ток в сечениях портов. Суммы отношений этих величин, соответственно для каждого из четырех собственных значений, дает характеристическое сопротивление, которое так же является комплексным числом и имеет реальную и мнимую части. В докладе представлены результаты расчета дисперсионных характеристик резонаторных замедляющих систем.

При разработке СВЧ-усилителей большой и средней мощности широко используются цельнометаллические резонаторные замедляющие системы, обеспечивающие необходимый теплоотвод. Эти замедляющие системы являются трехмерными и моделирование приборов создаваемых на их основе с использованием строгих электродинамических программ требует больших затрат вычислительных ресурсов.

Предметом рассмотрения данного доклада является разработка алгоритма и программы расчета дисперсионных характеристик резонаторных замедляющих систем с использованием результатов их трехмерного моделирования в HFSS. Трехмерное моделирование замедляющих систем не позволяет вычислить их дисперсионные характеристики, оно лишь предоставляет некоторые исходные данные, которые требуют дальнейшего обработки, которую и осуществляет рассматриваемая программа.

Для расчета необходимо получить данные трехмерного моделирования, а именно Z-матрицу полных сопротивлений либо набор собственных частот, затем эти данные используются для расчета дисперсионных характеристик в разработанной программе.

Рассмотрим процесс получения исходных данных. В HFSS есть два метода решения задач: Driven Modal Solution и Eigenmode Solution. Как понятно из названия, результатом первого метода является S-матрица рассеяния и эквивалентные ей Z и Y-матрицы, результатом второго метода — набор собственных частот. Мы можем использовать для нашей цели оба этих метода. Если мы считаем Z-матрицу, то нам требуется задать порты на 3D модели, а так же предполагаемый частотный диапазон в котором будет производиться расчет. Мы так же можем задать шаг расчета в частотном диапазоне. Кроме того в данном случае нам достаточно смоделировать только одну ячейку периодической системы (рис. 1). Плоскости рассеяния замедляющей системы на ячейки должны быть перпендикулярны направлению распространения СВЧ-мощности.

Если же используется метод собственных частот, то нам нужно моделировать всю систему целиком (рис. 2) и указать количество собственных частот (mods), которые будут рассчитаны, но не требуется задавать порты и диапазон частот. Однако в данном случае время расчета существенно возрастет. После завершения расчета результаты можно экспортировать в текстовый файл в виде таблиц. Разработанная программа автоматически считывает нужные данные из текстового файла и производит их дальнейшую обработку, в ходе которой будут получены искомые дисперсионные характеристики.

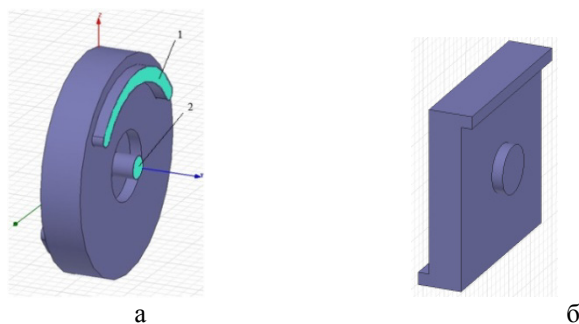


Рис. 1. Ячейка замедляющей системы (разсечение по щелям связи). 1, 2 – порты.
а – аксиально-симметричная ЗС, б – прямоугольная ЗС

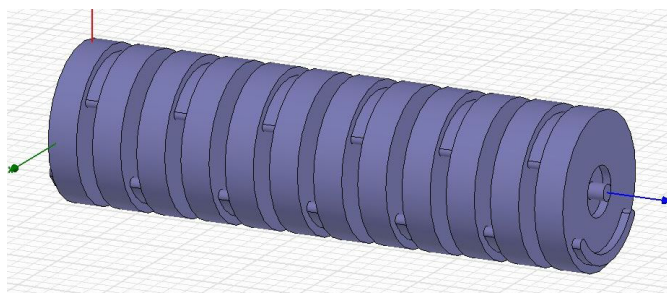


Рис. 2. Модель периодической замедляющей системы

Рассмотрим последовательно обработку результатов, полученных в результате первого и второго метода. Как уже было сказано выше, в обоих случаях результаты расчета HFSS записаны в тестовый файл, который считывается программой. Если мы используем Driven Modal Solution, то считывается диапазон частот, который мы задали в ходе моделирования и соответствующая Z-матрица полных сопротивлений для каждой частоты из диапазона.

Затем с помощью матрицы перехода программа преобразует Z-матрицу в эквивалентную A-матрицу [1]. Далее вычисляются собственные значения A-матрицы которые представляют собой e^{φ} , где φ – комплексное число, действительная часть которого представляет собой реактивное затухание, а мнимая часть – фазу. Чтобы выделить затухание и фазу возьмем логарифм от собственных значений. Для удобства будем считать значения по модулю. Таким образом мы получаем значения фазы и затухания которым соответствуют частоты. Так как Z-матрица имеет размерность 4x4, то мы получаем две пары собственных значений, которые являются комплексно сопряженными. Поэтому когда мы возьмем логарифм от собственных значений то получим две пары чисел, которые будут равны по модулю. Это видно на графике т.к. кривые попарно совпадают.

При моделировании в HFSS мы задаем 4 порта. Порт – место соединения модели с бесконечным волноводом по которому поступает электромагнитная волна. Из четырех портов два являются входными и два выходными. Каждая пара из входного и выходного портов образует канал распространения волны в системе, а рассчитанные две пары собственных значений соответствуют этим двум каналам. Красными цифрами обозначены номера портов, соответственно 3-4 это центральный канал, 1-2 – боковой.

Следующий шаг это расчет характеристического сопротивления периодической замедляющей системы. Для расчета характеристического сопротивления вычисляются собственные векторы, соответствующие четырем собственным значениям, каждому собственному значению соответствует один собственный вектор, определяющий напряжение и ток в сечениях портов [1]. Суммы отношений этих величин, соответственно для каждого из четырех собственных значений, дает характеристическое сопротивление, которое так же является комплексным числом и имеет реальную и мнимую части.

Далее мы можем рассчитать коэффициент замедления данной системы. Для этого нам требуется взять произведение фазы и длины волны поделенное на $2\pi L$, где L – период системы.

Все вышесказанное относилось к расчету Driven Modal Solution. Теперь рассмотрим возможность получения тех же результатов на основании метода Eigenmode Solution. Исходные данные для обработки представляют собой набор собственных частот замедляющей системы. Поскольку наша система состоит из 12 ячеек, то мы зададим количество собственных частот равным 12. Согласно теореме Флаке, фаза на каждой ячейке убывает на $1/12\pi$.

Для расчета дисперсии преобразуем собственные частоты в длины волн, умножим на соответствующую фазу и разделим на $2\pi L$, где L – период системы (рис. 8). Кривая фиолетового цвета показывает замедление, рассчитанное методом Eigenmode, остальные – методом Driven Modal. Как видно из графика, оба метода дают практически одинаковый результат. Незначительное отклонение кривой объясняется погрешностью вычислений. Недостаток метода собственных частот в том, что он не позволяет считать характеристическое со-

противление, а так же требует создания полной трехмерной модели целиком, а не отдельной ячейки. Кроме того замедление считается не на всей полосе частот а только на 11/12 части этой полосы.

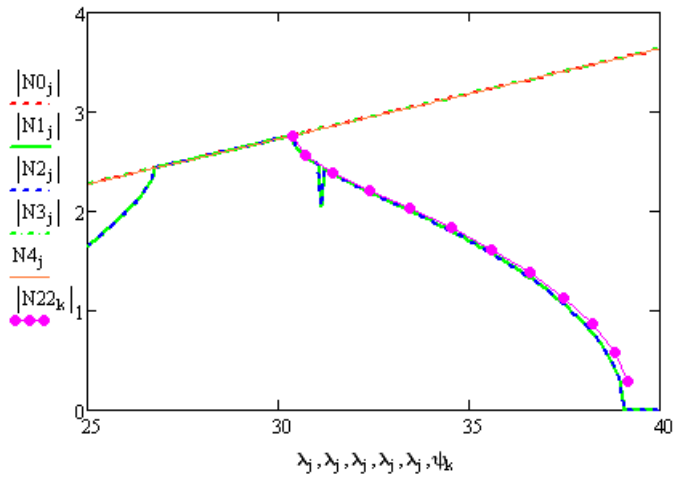


Рис. 3. Замедление

Результаты расчета дисперсионных характеристик методом Driven Modal представлены на Рисунках 4-8.

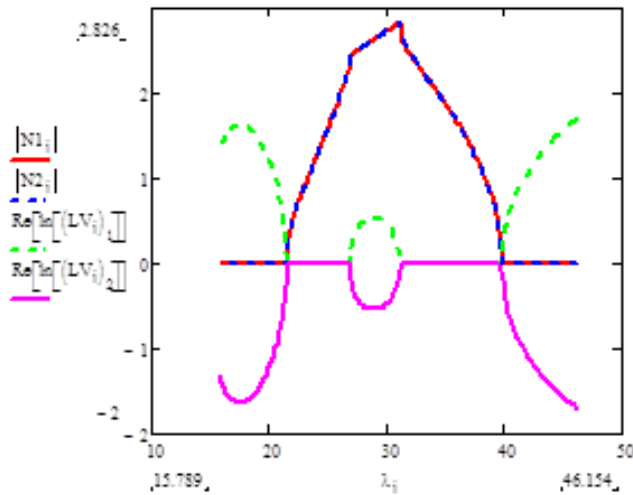


Рис. 4. Замедление и реактивное затухание целевого канала

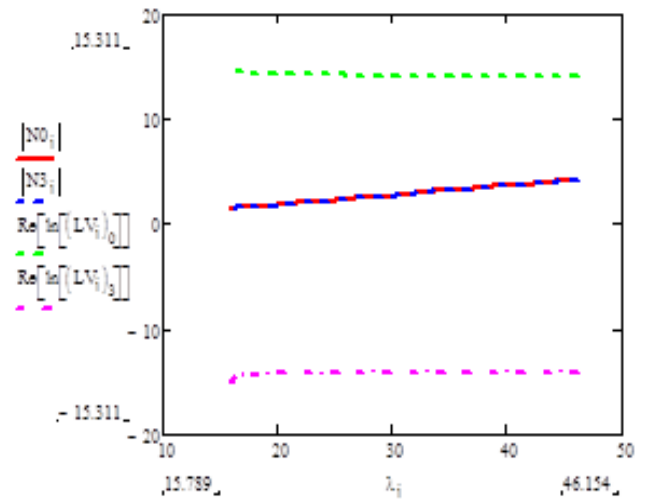


Рис. 5. Замедление и реактивное затухание пролетного канала

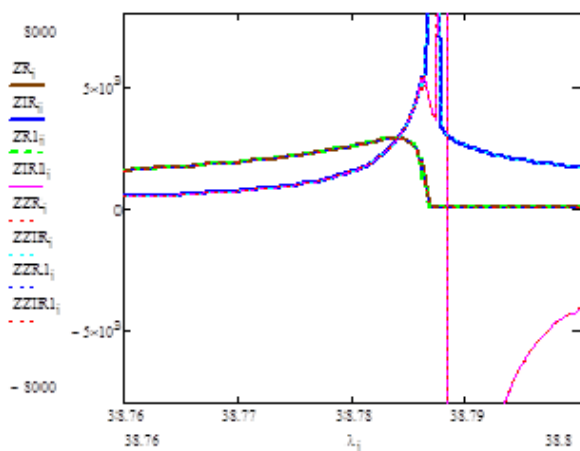


Рис. 6. Характеристическое сопротивление целевого канала

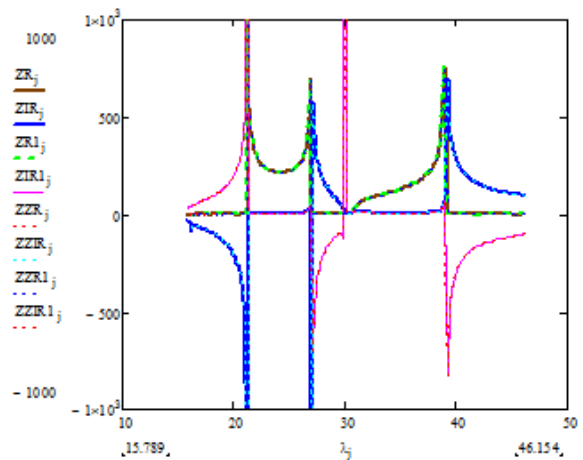


Рис. 7. Характеристическое сопротивление целевого канала у границы π -вида

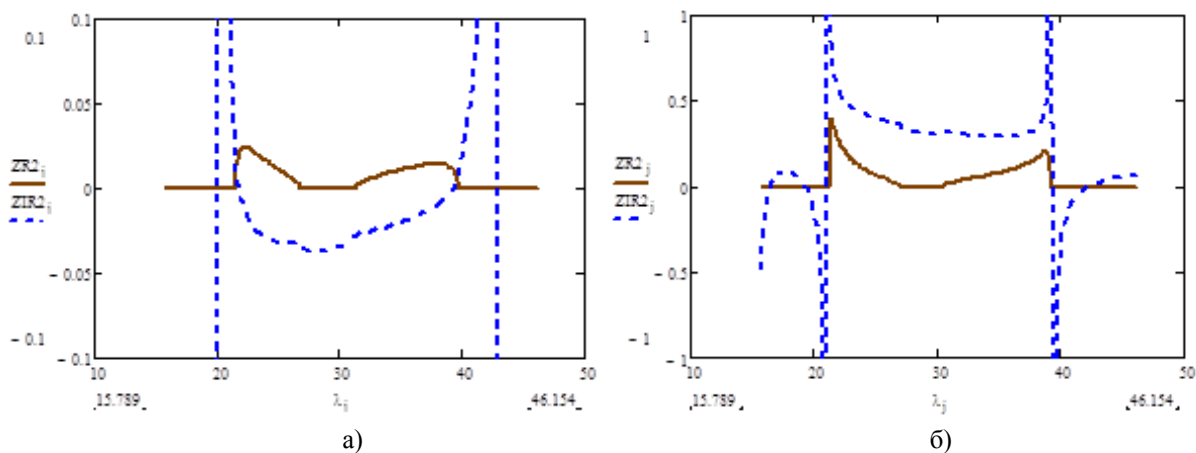


Рис. 8. Характеристическое сопротивление пролетного канала:
 а) радиус канала- 0.75 мм б) радиус канала 1.75 мм

Наличие пролетного канала даже с небольшим радиусом приводит к изменению характеристического сопротивления, которое в данном случае является комплексным. Особенности на границах полосы пропускания для реальной части характеристического сопротивления исчезают при увеличении радиуса пролетного канала. Очевидно, это должно учитываться при построении модели взаимодействия в ЛБВ на границе и за границей полосы пропускания.

Литература

1. Мухин С.В. Анализ дисперсионных характеристик замедляющих систем типа цепочек связанных резонаторов вблизи границ полосы пропускания // Радиотехника и электроника, 2012, том 57, №11. С. 1301.

МЕАНДРОВАЯ ЗС ДЛЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЛБВ С ГРАФЕНОВЫМ СЛОЕМ

проф. Давидович М.В.

Национальный исследовательский Саратовский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

Рассмотрена возможность создания твердотельного усилителя бегущей волны в виде проводящей пленки с носителями заряда, взаимодействующими с полем бегущей волны меандровой ЗС. Проанализированы и приведены возможные параметры такой структуры для терагерцового диапазона.

Ключевые слова: графен, двумерный электронный газ, проводимость, усилитель бегущей волны, меандровая замедляющая система, терагерцовый диапазон.

Принцип работы усилителя бегущей волны, основанный на взаимодействии электронного потока с бегущей вдоль него синхронной волной, легко реализуемый в вакуумных ЛБВ, встречает значительные трудности в твердотельной электронике. Если в вакуумных приборах реализован баллистический механизм тока в пучке (баллистическая проводимость), то в проводящем слое имеет место диффузионный механизм транспорта носителей. В силу малой длины свободного пробега скорости при таком транспорте весьма низкие. Так, средняя (диффузионная) скорость в медном проводнике при плотности тока $J = 10^6$ А/м² составляет $v = 0.7 \cdot 10^{-4}$ м/с. Примерная подвижность электронов в меди $\mu_e \sim 0.5 \cdot 10^{-2}$ м²В⁻¹/с. Указанную скорость можно сильно увеличить, применяя сверхчистые металлы при сверхнизких температурах, что невыполнимо для усилителей, поскольку такая температура должна практически приближаться к абсолютному нулю. Использование полупроводниковых пленок для этих целей требует веществ с большой подвижностью носителей. Подвижность в полупроводниках сильно варьируется, а максимальная подвижность электронов из-за малой эффективной массы существенно выше, например, в узкозонном полупроводнике InSb $\mu_e \sim 10^2$ м²В⁻¹/с, но при температуре 77 К. При комнатной температуре уже $\mu_e \sim 7.8$ м²В⁻¹/с. Проблема взаимодействия волны с током для металлических пленок состоит еще в том, что поле слабо в них проникает, т.е. проводящие структуры должны быть сверхтонкими.

Наиболее интересной сверхтонкой проводящей структурой является двумерный электронный газ (ДЭГ). Проводящая пленка проявляет свойства ДЭГ, когда ее толщина становится существенно меньше длины свободного пробега λ . Приложение к пленке напряжения вызывает поверхностный ток

$$\mathbf{J} = \hat{c} \mathbf{E}_\tau. \quad (1)$$

Здесь \hat{c} – тензорная поверхностная (двумерная) проводимость, \mathbf{E}_τ – касательное электрическое поле. Рассматриваемая структура представлена на рис. 1. Представляют интерес компоненты c_{xx} и E_x . Если l – длина пленки вдоль оси x между точками приложения напряжения, то приложенное напряжение есть $V = \sigma_{xx}^{-1} E_{xx} l$. Открытие графена, обладающего нулевой (атомарной) толщиной, высокой двумерной (поверхностной) проводимостью и большой подвижностью [1] дает надежду реализовать твердотельный усилитель бегущей волны. Подвижность электронов в графене составляет $\mu_e \sim 20$ м²В⁻¹/с при комнатной температуре, т.е. является максимальной из известных. Графен при нулевой температуре является полуметаллом с нулевой шириной запрещенной зоны. Энергетическая зонная структура определяется дисперсионным уравнением

$$E(\mathbf{p}) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(a_0 p_x) \cos\left(\frac{a_0 p_y}{\sqrt{3}}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{a_0 p_y}{\sqrt{3}}\right)}, \quad (2)$$

полученным в приближении сильной связи с рассмотрением динамики π -электронов [1-4]. Дисперсионная поверхность имеет окрестности (точки Дирака), где дисперсия имеет линейный характер $E(\mathbf{p}) = \pm v_F |\mathbf{p}|$, где $v_F \approx c/300$, а электроны и дырки подчиняются уравнению Дирака. Если в металле из-за частых объемных столкновений (рассеяний на фононах) получение дрейфовых скоростей порядка скорости Ферми требует огромных полей, в графене это поле существенно меньше. Проводимость графена определяется наличием примесей (что определяется химическим потенциалом μ) и температурой T . Приложенное поле изменяет двумерную функцию распределения Ферми-Дирака $F(\mathbf{p})$, что в приближении классического кинетического уравнения Больцмана (КУБ)

$$\partial_t f + e \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}_\perp} f = J_c(F(\mathbf{p}), f(\mathbf{p}, \mathbf{r}_\perp, t)) \quad (3)$$

позволяет определить поверхностную плотность тока [3]

$$\mathbf{J} = 2e/(2\pi\hbar)^2 \iint \mathbf{v} f d^2 p \approx \delta \mathbf{E}_\tau. \quad (3)$$

Здесь $\gamma_0 \approx 2.7$ эВ – интеграл перекрытия, $a_0 = 3b_0/(2\hbar)$, $b_0 = 0.142$ нм, \mathbf{p} – двумерный импульс, J_c – интеграл столкновений, а интегрирование в (3) ведется по первой зоне Бриллюэна. На одну зону приходится две точки Дирака. Основной вклад в проводимость вносят электроны в этих окрестностях. Вычисление интеграла (3) требует получения решения КУБ (3), которое обычно находят в приближении времени релаксации: $J_c = a_c [F(\mathbf{p}) - f(\mathbf{p}, \mathbf{r}_\perp, t)]$, а также определения связи скорости \mathbf{v} и импульса. Для этого можно использовать разложение в каждой точке закона дисперсии (2) вплоть до членов второго порядка и введение зависящего от \mathbf{p} тензора \hat{m} эффективной массы: $\hat{m}_{kl}^{-1}(\mathbf{p}) = 2\partial_{p_k} \partial_{p_l} E(\mathbf{p}) / (1 + \delta_{kl})$. При этом $\hat{m} = 0$ в окрестностях точек Дирака: $E(\mathbf{p}) = \pm v_F |\mathbf{p}|$, и $v = v_F = 9.5 \cdot 10^5$ м/с, а вводить \hat{m} следует там, где дисперсия (2) имеет существенную кривизну. Обычно используют только две окрестности точек Дирака, дающих основной вклад и приводящих к скалярной \hat{c} [2–4]. Получение линейного приближения (3) предполагает наличие электромагнитной волны. В поле плоской волны $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i[a t - k_x x + k_y y])$ приближенное решение КУБ (3) имеет вид

$$f = F(\mathbf{p}) + \delta f = F(\mathbf{p}) + e \left[\frac{i \nabla_{\mathbf{p}} F \cdot \mathbf{E}_0 \exp(i[\omega t - k_x x + k_y y])}{\omega - \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v} + i\omega_c} \right], \quad (4)$$

при этом под функцией распределения следует понимать реальную часть (4). Поэтому из (3) следует выражение для комплексной проводимости

$$\hat{\sigma}(\omega, \mathbf{k}_\perp, \omega_c) = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^2} \iint \frac{\nabla_{\mathbf{p}} F(\mathbf{p}) \otimes \mathbf{v}(\mathbf{p})}{\omega - \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v} + i\omega_c} d^2 p. \quad (5)$$

Приближенное вычисление интеграла (5) в приближении закона дисперсии $E(\mathbf{p}) = \pm v_F |\mathbf{p}|$ в окрестности точек Дирака приводит к динамической скалярной проводимости в модели Кубо:

$$c(a, \mu, a_c, T) = c_{\text{intra}}(a, \mu, a_c, T) + c_{\text{inter}}(a, \mu, a_c, 0) = \frac{ie^2(\omega - 2i\omega_c)}{\pi\hbar^2} \left[-\int_0^\infty \frac{F(-\varepsilon) - F(\varepsilon)}{(\omega - i\omega_c)^2 - 4(\varepsilon/\hbar)^2} d\varepsilon + \frac{1}{(\omega - i\omega_c)^2} \int_0^\infty \varepsilon (\partial_\varepsilon F(\varepsilon) - \partial_\varepsilon F(-\varepsilon)) d\varepsilon \right].$$

Приближенное интегрирование дает

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega, \mu, \omega_c, T) = -ie^2 k_B T [\pi\hbar^2 (\omega - i\omega_c)]^{-1} \ln(2 \cosh(\mu / (2k_B T))), \quad (6)$$

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega, \mu, \omega_c, 0) = -ie^2 / (4\pi\hbar) \ln([2|\mu| - (\omega - i\omega_c)\hbar] / [2|\mu| + (\omega - i\omega_c)\hbar]). \quad (7)$$

Здесь величину $\sigma_0 = e^2 k_B T (\pi\hbar^2 \omega_c)^{-1} \ln(2 \cosh(\mu / (2k_B T)))$ можно ассоциировать со статической проводимостью модели Друде, которая при нулевой температуре имеет вид $\sigma_0 = e^2 \mu / (\pi\hbar^2 \omega_c)$. Для чистого графена $\mu = 0$, и проводимость (6) растет линейно с температурой. Проводимость (7) при $k_B T \ll \mu, a\hbar$ имеет вид [5]:

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega, \mu, \omega_c, 0) = \frac{e^2}{4\pi\hbar} \left[\theta(\omega\hbar - 2\mu) + \frac{i}{2\pi} \ln \left(\frac{[(\omega - i\omega_c)\hbar - 2\mu]^2}{[(\omega - i\omega_c)\hbar - 2\mu]^2 + 4T^2} \right) \right], \quad (8)$$

θ – функция Хевисайда. Если считать $a_c = 0$, то проводимость (7) и (8) при $T = 0$ мнимая емкостного типа при $2|\mu| > \omega\hbar$, и $\text{Re}(\sigma_{\text{intra}}) = \pi e^2 / (2\hbar)$ при $2|\mu| < \omega\hbar$. При $T = 300$ К при $n_S = 2 \cdot 10^{15}$ м⁻² имеем $\mu \approx k_B T$. Вычислим при этих условиях c_{inter} . Область интегрирования разбиваем на $0 \leq \varepsilon \leq \mu$ и $\mu \leq \varepsilon < \infty$. Используем теорему о среднем,

аппроксимируем функции распределения в первой области

$$F(-\varepsilon) \approx F_1^- = ([\exp(-\mu/k_B T) + 1]^{-1} + [\exp(-2\mu/k_B T) + 1]^{-1})/2, \quad F(\varepsilon) \approx F_1^+ = ([\exp(-\mu/k_B T) + 1]^{-1} + 1/2)/2,$$

и во второй области

$$F(-\varepsilon) \approx F_2^- = ([\exp(-2\mu/k_B T) + 1]^{-1} + 1)/2, \quad F(\varepsilon) \approx F_2^+(\varepsilon) = \exp(-(\varepsilon - \mu)/k_B T)/2.$$

В этом случае все интегралы вычисляются, но возникает интегральная экспонента. Для упрощения можно взять $F_2^+(\varepsilon) = 1/4$. Обозначая $\psi(\varepsilon, \alpha) = \ln[|\varepsilon - \alpha|/|\varepsilon + \alpha|]/(2\alpha)$, имеем

$$\sigma_{\text{inter}} = ie^2 (\omega - i\omega_c) (4\pi)^{-1} [(F_1^- - F_1^+) (\psi(\mu, \alpha) - \psi(0, \alpha)) + (F_2^- - F_2^+) (1 - \psi(\mu, \alpha))]. \quad (9)$$

Здесь $\alpha = \hbar(a - i a_c)/2$. При малом химическом потенциале и $k_B T \sim \mu$ получаем плотность поверхностных состояний

$$n_S \approx 2 / (\pi v_F^2 \hbar^2) \int_0^{E_m} F(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon \approx 2(k_B T)^2 / (\pi v_F^2 \hbar^2) \Phi_1(k_B T / \mu). \quad (10)$$

Здесь уже $F(E) = [\exp(E - \mu)/k_B T + 1]^{-1}$, μ – химический потенциал, E_m определяется из (29), но можно положить $E_m = \infty$, $\Phi_1(x)$ – интеграл Ферми порядка 1.

Рассмотрим усилитель на частоте 1 ТГц, т.е. с длиной волны $\lambda = 3 \cdot 10^{-4}$ м. Электроны должны взаимодействовать с замедленной волной. Выберем коэффициент замедления $n = c/v_F = 300$. Механизм взаимодействия в твердотельном усилителе бегущей волны несколько другой, чем в вакуумной ЛБВ. В последней электроны сначала ускоряются, а взаимодействие идет в баллистическом режиме при отсутствии ускоряющего поля. Первоначально сфазированные электроны тормозятся и отдают энергию полю. Длина свободного пробега электронов и дырок при комнатной температуре в графене превышает 1 мкм, что сравнимо с замедленной длиной волны $\Lambda = 10^{-6}$ м. Взаимодействие изменяет среднюю дрейфовую скорость электронов. Оценим длину структуры. Для получения усиления желательно иметь порядка 100 периодов, т.е. Таким образом, частота 1 ТГц является в некотором роде граничной: ниже нее ток носит дрейфовый характер, а существенно выше – баллистический. Так, усилитель на 10 ТГц может реализовываться за счет баллистического пролета носителей в графене и взаимодействия их с полем замедляющей системы ЗС. При этом ускоряющий потенциал (относительно левого конца пленки) может быть подан в середину пленки и на ее правый конец. Для такого усилителя $\Lambda = 10^{-7}$ м, т.е. 100 нм. Для больших замедлений наиболее реальна ЗС типа меандровой микрополосковой линии на подложке. При этом полоски будут наноразмерными, поэтому линию целесообразно назвать нанополосковой. Электродинамический анализ рассматриваемой структуры сложен. Наиболее простым приближенным методом является метод многопроводной линии. Он позволяет учесть вход и выход, а также и рассчитать дисперсию. Можно учесть связи только двух соседних линий. Если связь слабая и ей можно пренебречь, получается совсем простой результат. Необходимо знать только постоянную распространения в линии и учесть влияние поворотов. Однако для периода $d = 100$ нм слабая связь возможно только для полосок с шириной w менее 25 нм. В этом случае зазор $s > w$. Изготовление таких структур находится на грани нанотехнологий. Сложность в том, что меандровая линия не должна иметь разрывов и перемычек между полосками. Для диапазона 1 ТГц размеры в 10 раз больше, т.е. ЗС принципиально может быть изготовлена.

Получим примерные значения полей и напряжений в структуре. Пусть дрейфовая скорость $v = v_F = \mu_e E_x$, l – длина полоски графена, к которой приложено напряжение. Тогда $E_x = v_F / \mu_e \approx 5 \cdot 10^4$ В/м. Это достаточно сильное поле, при котором уже возможно туннелирование в наноразмерных структурах. При длине $l \sim 1$ мкм имеем напряжение $V = 0.05$ В, а при длине 10 мкм порядка 0.5 В. Использование более сильных полей, по-видимому, не очень проблематично, однако при более высоких скоростях можно использовать меньшие замедления, при этом размеры структуры растут. Следует учесть, что подвижность в графене на SiO_2 на два порядка ниже, поэтому в пролетной области желательно использовать подвешенный лист графена. Для получения заметных мощностей требуются большие плотности поверхностного тока и широкие структуры. Рассеяние на фононах требует рассмотрения задачи нагрева и теплопроводности. Рассмотрим примерные размеры ЗС при $n = 300$. Пусть линия выполнена на подложке SiO_2 с толщиной $h = w$. Кроме замедления, связанного с геометрическим фактором, на рассмотренных частотах имеет место замедление, связанное с поверхностными плазмонами в металлической пленке ЗС. Обозначим $n_d \approx 2$ замедление, связанное с замедлением квази-Т волны в линии и плазмонным характером ее распространения. Для размаха меандра S имеем приближенную формулу $S = nd / n_d - s$, что примерно равно $75d$, т.е. дает примерную желательную ширину токопроводящей пленки.

Строгий расчет подобных ЗС требует рассмотрения внутреннего поля в тонкой металлической пленке, образующей меандр, поля в диэлектрике и учет проводящей двумерной пленки графена. В строгой постановке необходимо решать задачу о возбуждении рассматриваемой структуры током (1) совместно с уравнением движения носителей и кинетическим уравнением. Альтернативной к графеновой пленке может являться пленка InSb , толщина которой может быть уже порядка десятков и даже сотен нм. Здесь возможны меньшие скорости и большие замедления, что меандровая ЗС вполне позволяет получить. Если рабочий диапазон существенно ниже 1 ТГц, то и возникающие технологические и иные проблемы проще. Широкая проводящая пленка в ЗС типа меандр будет приводить к сильной фазовой поперечной зависимости волны. В качестве вывода энергии лучше использовать полосковый диэлектрический волновод (ДВ) и соответственно переход от полосковой линии к ДВ. Это позволит сделать обратную связь входа и выхода, не замыкая источник напряжения. На диэлектрическом волноводе также весьма просто сделать вывод энергии в виде диэлектрической антенны. В качестве генераторов для получения заметной мощности перспективно использовать двумерные матрицы таких излучателей. Другими возможными структурами, позволяющими оперировать с большими скоростями носителей, являются структуры на квантовых нитях и структуры со скачковым туннельным механизмом проводимости. В частности, можно использовать полоски графена, разделенные диэлектрическим зазором. В такой структуре возможно резонансное туннелирование. При туннелировании энергия не затрачивается, а скорость туннелирования порядка v_F .

Итак, рассмотрены возможные применения пленки с ДЭГ в качестве носителя зарядов, взаимодействующих с полем ЗС в возможном усилителе бегущей волны. Приведены примерные возможные параметры, соответствующие таким возможным устройствам. Рассмотрены как диффузионный, так и баллистический механиз-

мы проводимости. Получены примерные параметры ЗС типа меандр на диэлектрической подложке. Строгое теоретическое рассмотрение и моделирование предложенных структур является весьма сложным. До построения соответствующих моделей было бы желательно получить экспериментальные подтверждения возможности усиления в структурах. Это, по-видимому, проще сделать на отлаженной технологии на основе InSb и для существенно более низких частот, что потребует весьма больших замедлений.

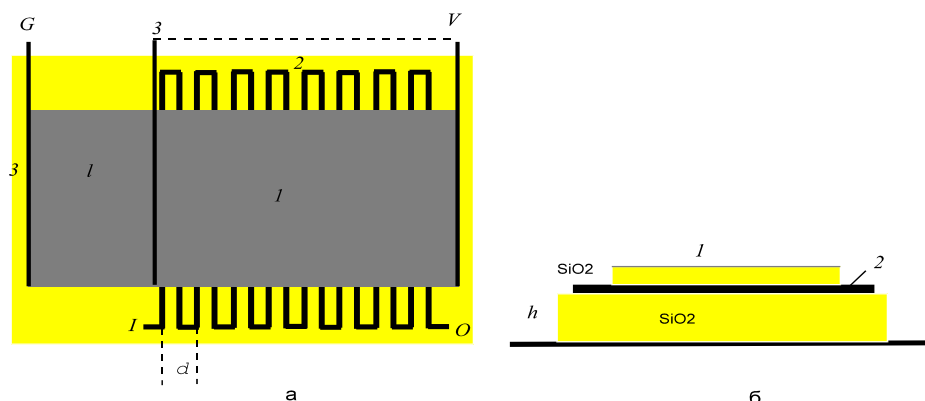


Рис. 1. Схематическое изображение усилителя: вид сверху (а) и слева в сечении ЗС (б). 1 – пленка с током, 2 – меандровая ЗС, 3 – контактные линии, I – вход, O – выход, G – земля, V – питание

Литература

1. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., Firsov A.A. Electric field effect in atomically thin carbon films, Science 306, 666 (2004).
2. Falkovsky L.A., Pershoguba S.S., Phys. Rev. B 76, 153410 (2007).
3. Slepyan G.Y., Maksimenko S.A., Lakhtakia A., Yevtushenko O., Gusakov A.V., Phys. Rev. B 60, 17136 (1999).
4. Kim W.K., Jung Y.M., Cho J.H., Kang J.Y., Oh J.Y., Kang H., Lee H., Kim J.H., Lee S., Shin H.J., Lee J.Y., Kim Y.C., Han I.T., Kim J.M., Yook J., Baik S., Jun S.C. Radio-frequency characteristics of graphene oxide // App. Phys. Lett. 97, 193103 (1–3) (2010).
5. Hanson G.W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene, J. Appl. Phys. 103, 064302 (1–8) (2008).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОТОКАХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ

Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А.

Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)

Методами вычислительного моделирования рассматриваются макроскопические квантовые резонансные процессы объединения групп электронов и позитронов в макроплазмод с компенсированным кулоновским полем и одинаковыми волновыми полями электронов и позитронов. Решается нестационарная самосогласованная задача движения заряженных частиц с учетом взаимодействия волновых полей, кулоновских сил и магнитного поля. Самосогласованная система уравнений включает в себя уравнение Шредингера и уравнение Пуассона. Обсуждаются особенности самоорганизации макроскопической квантовой электронно-позитронной среды в виде плазменного образования – сверхплазмоида со свойствами сверхжидкости и сверхбольшой запасенной энергией. Анализируются макроскопические квантовые процессы в тороидальных накопителях со сходящимися многолучевыми электронными и позитронными потоками, приводящие к получению токов сверхтекучей среды, пропорциональных градиенту фазы и векторному потенциалу.

Ключевые слова: потоки электронов и позитронов, макроскопические квантовые резонансные процессы, макроскопическая волновая функция, макроплазмод.

Введение

В последние годы теоретические и экспериментальные работы в областях импульсной электроники (энергетики) сверхбольших мощностей, релятивистской СВЧ электроники, физике плазмы, экстремальных состояний вещества насчитывают десятки монографий и научных статей [1-3]. В научных докладах на Всероссийских школах семинарах МГУ (2006-2009) и в научной монографии 2009 г. В.И. Канавец сформулировал основные идеи о физических свойствах и длительном существовании электронно-позитронного вещества с уникальными свойствами [4]. В работах [4-7] были рассмотрены некоторые свойства и физические особенности макроскопических квантовых процессов в электронно-позитронном веществе (ЭПВ).

В данной работе методами вычислительного моделирования рассматриваются макроскопические квантовые резонансные процессы объединения групп электронов и позитронов в макроплазмод с компенсированным кулоновским полем и одинаковыми волновыми полями электронов и позитронов. Обсуждаются особенности самоорганизации макроскопической квантовой электронно-позитронной среды в виде плазменного образования – сверхплазмоида со свойствами сверхжидкости и сверхбольшой запасенной энергией. Анализируются квантовые процессы в тороидальных накопителях со сходящимися многолучевыми электронными и позитронными потоками, приводящие к получению токов сверхтекучей среды, пропорциональных градиенту фазы и векторному потенциалу.

Рассматриваемая электронно-позитронная среда является примером макроскопических квантовых объектов, реализующихся в больших объемах. При большой плотности микрочастиц важную роль играет коллективный процесс самоорганизации при обменном рассеянии тождественных частиц. Самоорганизации способствует и резонансный механизм рассеяния в системе электрон-позитрон с появлением виртуальных фотонов. Электронно-позитронные пары становятся квантами электронно-позитронного поля с двухчастичной волновой функцией [4].

Представляют интерес вопросы накопления энергии большой плотности в электронно-позитронном плазмоиде, использование сверхтекучего движения в замкнутых волноводах и в волноводах конечной длины. При встречном движении электронной и позитронной компонент можно получить незатухающий сверхпроводящий ток. Перспективно использование накопителей со сходящимися многолучевыми электронными и позитронными потоками. Накопители могут быть цилиндрической или тороидальной формы. При накоплении в протяженной цилиндрической области естественно использовать сильные продольные внешние магнитные поля для фокусировки и разделения потоков электронов и позитронов с целью минимизации аннигиляции. В накопителях тороидального типа важную роль играют собственные магнитные поля противоположно направленных круговых потоков электронов и позитронов.

После кратковременного импульсного воздействия на искусственную среду мощным потоком гамма-квантов, происходит множественное рождение электронно-позитронных пар и появляются облака электронов и

позитронов с большой объемной плотностью частиц, достаточной для проявления свойств бесстолкновительной квантовой плазмы и возникновения коллективного взаимодействия. Процесс приводит к получению упорядоченного макроскопического квантового состояния с образованием макроплазмоидов и их объединением в конденсат, являющийся электронно-позитронным сверхплазмоидом. В его пределах фаза волновой функции медленно меняется и является наблюдаемой величиной, что характерно для макроскопических резонансных процессов.

Для практических применений электронно-позитронного накопителя представляет интерес конструкция в виде тороида с металлической стенкой и кольцевыми потоками заряженных частиц. В тороиде возбуждаются прямые или встречные потоки электронов и позитронов равной плотности, вместе являющиеся аналогом плазменного шнура или двойного витка с током. Потоки электронов и позитронов описываются с помощью макроскопических волновых функций Ψ_e, Ψ_p . Квадраты модулей волновых функций $|\Psi_e|^2, |\Psi_p|^2$ равны плотностям соответствующих частиц. Вычисляются фазы волновых функций S_e и S_p , что позволяет исследовать интерференционные эффекты. В начальный момент заряды задаются в виде последовательности крупных частиц. В трехмерном приближении частицы имеют форму шара, а в двумерном – цилиндра. Взаимное расположение частиц по углу может меняться, что соответствует притяжению или отталкиванию соседних частиц. Начальные скорости движения могут быть заданы с помощью внешнего воздействия полем векторного потенциала или выбором расположения частиц.

1. Основные уравнения макроскопической квантовой теории

Рассматривается физическая модель макроскопических коллективных квантовых процессов в пространственно-ограниченной электронно-позитронной среде, основанная на макроскопических волновых функциях электронов и позитронов. Макроскопическая волновая функция вводится не для отдельных частиц: электронов или позитронов (фермионов с полуцелым спином), а для куперовских пар. Куперовские пары являются бозонами, находящимися в одном квантовом состоянии. Электронно-позитронная среда должна быть достаточно плотной, чтобы в физически малый объем попало большое число частиц. Такой же вид имеют макроскопические волновые функции упорядоченных процессов теории сверхпроводимости и сверхтекучести [4]. Для единства описания процессов примем во внимание утверждение теории сверхпроводников, что сверхпроводимость – это сверхтекучесть электронной жидкости. Будем считать, что свойства сверхплазмоида определяются сверхтекучими компонентами электронной, позитронной и, возможно, ионной жидкостей.

Для уточнения физической модели полагаем, что в начальный момент времени сгущения электронов и позитронов имеют вид шаровых облаков, радиусы которых не больше комптоновской длины волны ($\sim 4.10^{-11}$ см) и могут быть близки к классическому радиусу электрона $r_0=10^{-13}$ см. Вложенные друг в друга, одинаковые во всем, кроме знака заряда, шаровые облака (сгустки) электронов e^+ и позитронов e^- вместе образуют электронно-позитронную пару (микрокаплю конденсата). В случае рассмотрения макроскопических квантовых состояний величина \mathbf{n} является плотностью частиц, а вектор \mathbf{j} – вектор плотности потока частиц. Такой подход типичен для задач теории сверхжидкостей. Волновое уравнение можно считать уравнением для потенциала поля Ψ , создаваемого электронно-позитронными парами, отвечающими за силовое взаимодействие.

Для численного моделирования коллективных макроскопических квантовых процессов в электронно-позитронном веществе (в приближении бесстолкновительной плазмы), согласно общей методике [4], вводятся макроскопические одночастичные волновые функции электронов $\Psi_e(x, y, z, t)$ и позитронов $\Psi_p(x, y, z, t)$ с выделенными амплитудами $|\Psi_{e,p}|$ и фазами $S_{e,p}, \Psi_{e,p} = |\Psi_{e,p}| \exp(iS_{e,p})$, связанные с плотностью заряда выражениями $n_{e,p} = |\Psi_{e,p}|^2$.

Введение таких функций означает, что в физически малом объеме V_Φ все однотипные частицы (электроны, позитроны или ионы) ведут себя упорядочено и одинаково как тождественные частицы без близких (парных, тройных и других дискретных) взаимодействий. В отличие от точечного кинематического подхода квантовой электродинамики, частицы рассматриваются как деформируемые сгустки заряда. Учет влияния сил пространственного заряда на движение малых объемов позволяет найти условия компенсации кулоновских полей и исследовать установление низшей динамической моды (электронно-позитронного плазмоида) в виде сверхжидкости [4].

Самосогласованная система уравнений включает в себя уравнение Шредингера и уравнение Пуассона. В задачах анализа макроскопических квантовых резонансных процессов важна тесная связь плотностей заряда и потенциала $\Phi(x, y, z, t)$ в уравнении Пуассона $\Delta\Phi = \frac{|e|}{\epsilon} \left(|\Psi_e|^2 - |\Psi_p|^2 \right)$.

Решается нестационарная самосогласованная задача движения заряженных макроскопических крупных частиц с учетом взаимодействия волновых полей, кулоновских сил, а также собственного и внешнего магнитного поля. На поверхности металла ставятся нулевые граничные условия. Центры частиц находятся на расстоянии $2\pi r/N$, где r -радиус тороида, N – число частиц.

Уравнение Шредингера для рассматриваемых макроскопических волновых функций электронов и позитронов записывается с учетом векторного потенциала \mathbf{A}

$$i\hbar \frac{\partial \psi_{e,p}}{\partial t} = \hat{H} \psi_{e,p} = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{2m_{e,p}} + q_{e,p} \Phi \right] \psi_{e,p},$$

где $q_{e,p}$, $m_{e,p}$ – заряд и масса электрона и позитрона. В уравнении Шредингера совершается переход от оператора импульса к обобщенному оператору, включающему суммарный векторный потенциал \mathbf{A} : $\mathbf{p} = -i\hbar \nabla + q_{e,p} \mathbf{A}$ – обобщенный оператор, Φ – скалярный потенциал поля, суммарный векторный потенциал \mathbf{A} содержит внутренние \mathbf{A}_0 и внешние \mathbf{A}_{ext} векторные поля ($\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 + \mathbf{A}_{ext}$).

После начала взаимодействия большого числа частиц в системе могут устанавливаться общие волновые поля электронов и позитронов, характеризующиеся одним или несколькими максимумами распределения в азимутальном и радиальном направлениях. Если начальный радиус крупной частицы сравним с радиусом волновода и выбрана оптимальная концентрация частиц, то можно получить режим слабого изменения волновой функции вдоль волновода. В общем случае включение взаимодействия приводит к появлению радиальных и кольцевых токов, для которых характерно сложное изменение фаз, что соответствует формуле для электронного и позитронного тока с плотностями

$$\vec{j}_{e,p} = \frac{e\hbar}{m} |\psi_{e,p}|^2 \nabla S_{e,p} - \frac{2e^2}{m} |\psi_{e,p}|^2 \vec{A}.$$

Градиенты фаз входят в это выражение как наблюдаемые величины, что является следствием когерентности движения частиц. В уравнении Шредингера кулоновские силы являются внешними по отношению к волновым функциям. При реализации самосогласованного нестационарного взаимодействия кулоновские силы играют большую роль в формировании волнового поля электронно-позитронной среды, в том числе в получении режима компенсации макроскопического кулоновского поля в условиях равенства квадратов волновых функций. Отметим, что компенсация кулоновского поля при моделировании с заданной расчетной сеткой не означает исчезновения зарядов, они становятся более равномерно распределенными по сетке с занулением суммарного заряда в ячейке сетки.

2. Примеры численного моделирования в кольцевой системе макроплазмодов

Самосогласованное взаимодействие электронно-позитронных полей приводит к эффектам интерференции волн. В системе может наблюдаться периодическая перекачка энергии между модами различного типа. При оптимальных параметрах системы устанавливается аксиально-симметричный поток векторного потенциала. Его величина возрастает во времени. Направление потока определяется направлением вектора возбуждающего поля (рис. 1а). На рис. 1б представлены локализованные области постоянной фазы, соответствующие положениям кольцевой системы из 16 макроплазмодов. При оптимальных параметрах системы устанавливается аксиально симметричное распределение векторного потенциала с увеличивающейся амплитудой во времени, которое увеличивается на несколько порядков по сравнению со значением внешнего поля \mathbf{A}_{ext} .

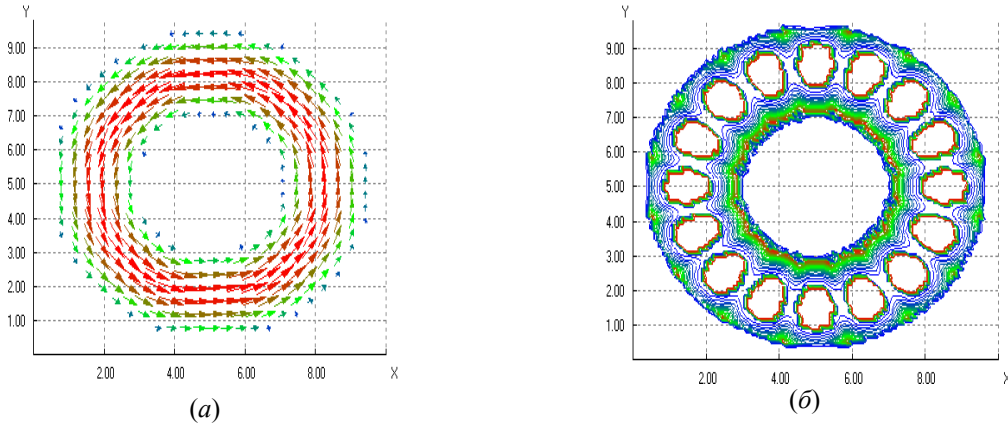


Рис. 1. Распределения векторного потенциала (а) и фаз волновых функций (б) в кольцевой системе макроплазмодов

Кольцевому потоку векторного потенциала соответствует характерное изменение амплитуд и фаз волновых функций электронов и позитронов, причем волновые функции практически совпадают. (рис. 2а, б). Можно считать, что такое изменение волновых функций и векторного потенциала соответствует возбуждению кольцевых токов сверхпроводимости электронов и позитронов. Эти токи имеют противоположное направление, но создают суммарное магнитное поле (рис. 2 в,г). Усиление векторного потенциала ограничивается нелинейными эффектами, в том числе, появлением нескомпенсированного кулоновского поля, изрезанностью картины фаз $S_{e,p}$ в аксиальном направлении и увеличением изрезанности функции распределения векторного потенциала.

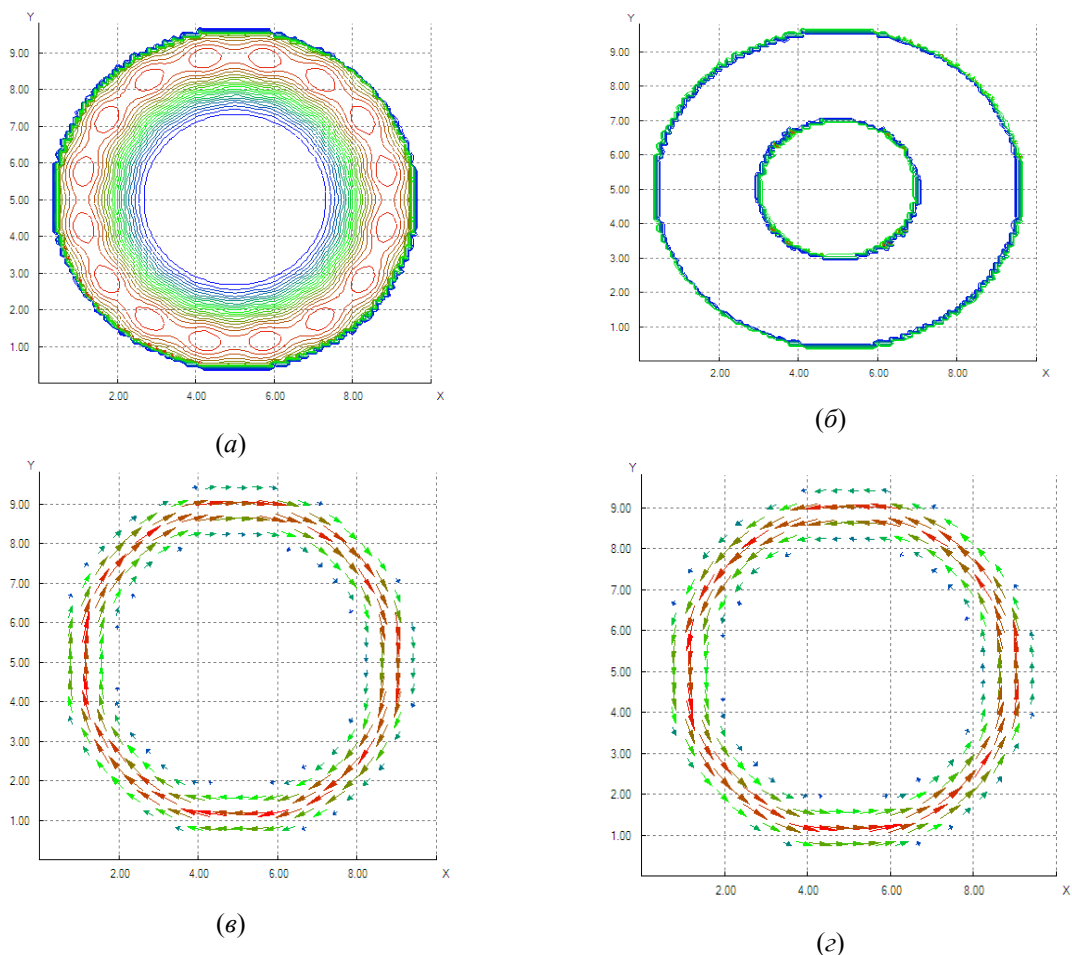


Рис. 2. Кольцевая картина распределения амплитуд (а) и фаз (б) волновых функций электронов и позитронов. Распределения плотностей токов электронов (в) и позитронов (г) в кольцевой системе макроплазмоидов

В этом случае профиль модуля векторного потенциала представляет собой цилиндр, высота которого возрастает во времени вплоть до проявления нелинейных эффектов, ограничивающих усиление. По мере увеличения начальной концентрации заряда эффект насыщения усиления сопровождается увеличением изрезанности в распределении векторного потенциала. При некотором критическом уровне возникает неустойчивость, приводящая к самопроизвольному росту изрезанности в виде пиков с возрастающей амплитудой и толщиной. В конце концов, пики сливаются, и процесс взаимодействия срывается.

Литература

1. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука. 1991.
2. Фортон В.Е. Экстремальные состояния вещества на земле и в космосе. М.: Наука. 2008.
3. Фортон В.Е. Физика высоких плотностей энергии. М.: Наука. 2013.
4. Канавец В.И. Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии. М.: «Педагогическое общество России». 2009.
5. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 4. С.500.
6. Kanavets V.I., Mozgovoï Yu.D., Khrutkin S.A. Feasibility of Quantum Analogues of Classical Microwave Devices on Longitudinal Interaction // 14th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC- 2013). Paris, France. 2013.
7. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 8. С.836.

ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛА С ЭЛЕКТРОННОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ ПОЛОСЫ ЗАПИРАНИЯ

Кухаренко А.С.¹, Елизаров А.А.²

¹ Филиал открытого акционерного общества «Объединенная ракетно-космическая корпорация»
«Научно-исследовательский институт космического приборостроения». Россия, Москва

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики». Россия, Москва

В настоящее время в СВЧ-технике все большее значение приобретают частотно-селективные поверхности, выполненные на основе метаматериалов. Эти структуры позволяют решать такие задачи, как развязка элементов антенных решеток, подавление многолучевости в навигационных системах, уменьшение влияния края экрана на диаграммы направленности антенных элементов и т.д. Применение в конструкциях СВЧ-устройств поверхностей на основе грибовидных метаматериалов позволяет существенно улучшить их свойства и рабочие характеристики. Конструктивно грибовидные метаматериалы являются периодическими микрополосковыми структурами и их свойства существенно зависят от параметров подложки и точности изготовления проводящего рисунка. А поскольку эти структуры обладают узкой полосой запираания, это вынуждает использовать дорогие материалы и высокоточное производство для их изготовления. В данной работе предложен способ смещения полосы запираания частотно-селективной структуры, выполненной на основе грибовидного метаматериала, заключающийся в том, что между двумя связанными шляпками грибов устанавливается варикап, один вывод которого заземлен по постоянному току через металлизированное переходное отверстие структуры метаматериала, а другой подключен к управляемому источнику постоянного напряжения. При этом соседние шляпки грибов связаны между собой не менее чем двумя емкостными зазорами, параллельно одному из которых и установлен варикап, эквивалентная емкость которого определяется величиной постоянного напряжения управляемого источника. Разработана конструкция полосно-запирающей частотно-селективной поверхности на основе метаматериала с электронной перестройкой полосы запираания, а также представлены результаты численного моделирования ограниченного участка метаматериала с установленными сосредоточенными емкостями, демонстрирующие смещение полосы задержки структуры одновременно с изменением емкости сосредоточенных элементов. Получена зависимость резонансной частоты структуры от величины сосредоточенной индуктивности. Приведены зависимости диэлектрических параметров конструкции от частоты, подтверждающие, что предложенная структура является метаматериалом.

Ключевые слова: метаматериал, частотно-селективная поверхность, электронная перестройка частоты, полосно-запирающая структура.

В настоящее время при конструировании различных устройств СВЧ все больше внимания уделяется частотно-селективным поверхностям, выполненным на основе метаматериалов [1]. Особенно широкое применение они получили в СВЧ электронике и антенной технике. В частности, эти структуры позволяют обеспечить развязку элементов антенных решеток, подавление многолучевости в навигационных системах, уменьшение влияния края экрана на диаграммы направленности антенных элементов и т.д. [2-5]. Применение в конструкциях СВЧ устройств поверхностей на основе метаматериалов грибовидного типа, позволяет существенно улучшить их свойства и рабочие характеристики [3-7].

Конструктивно грибовидные метаматериалы представляют собой экранированную с одной стороны однослойную диэлектрическую плату с периодически расположенными рядами сквозных отверстий, в каждом из которых закреплены идентичные металлические элементы в виде распределенных колебательных контуров, связанных емкостными зазорами, и имеющих геометрические размеры, много меньшие рабочей длины волны (рис. 1) [8, 9]. Распределенные колебательные контуры могут быть представлены эквивалентной схемой (рис.1б), содержащей индуктивности, образованные цилиндрическими металлическими ножками, соединенными с экраном, и емкости, сформированные между соседними контурами. Такая конструкция представляет собой линию передачи с отрицательной дисперсией, обладающую отрицательной фазовой скоростью и положительной групповой скоростью. Каждый из идентичных колебательных контуров при изменении геометрических размеров может иметь резонансную частоту от 0,1 до 100 ГГц.

Резонансные характеристики такой структуры существенно зависят от параметров подложки и точности изготовления проводящего рисунка. А поскольку эти конструкции обладают узкой полосой запираания, это вынуждает использовать дорогие материалы подложек и высокоточное производство для нанесения проводящего рисунка.

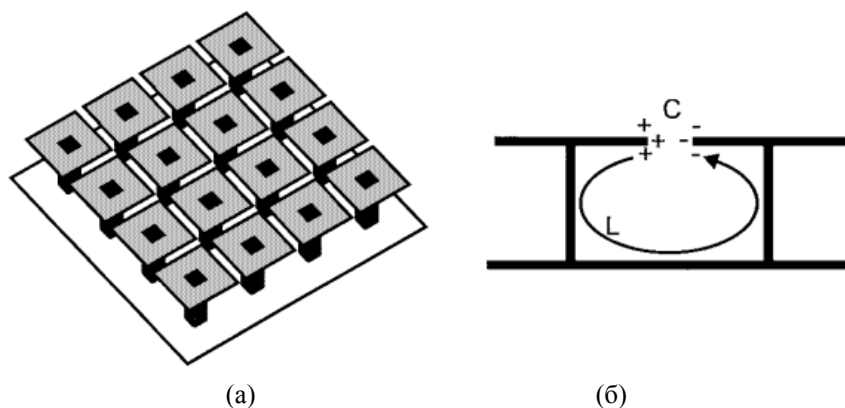


Рис. 1. Структура грибовидного метаматериала (а) и её эквивалентная схема (б)

Для обеспечения возможности перестройки полосы запираения топологического участка частотно-селективной поверхности на основе грибовидного метаматериала, предложен способ, заключающийся в том, что между двумя связанными резонансными контурами устанавливаются варикапы, один вывод которых заземлен по постоянному току через металлизированное переходное отверстие структуры метаматериала, а другой подключен к управляемому источнику постоянного напряжения.

Конструкция участка такой частотно-селективной поверхности представлена на рис. 2. В данном случае, с целью увеличения индуктивности и снижения резонансной частоты, верхние металлические элементы метаматериала (2) выполнены в виде архимедовых спиралей. Между двумя соседними резонансными контурами параллельно краям спиралей размещен проводник (3), не имеющий омического контакта с ними и длина которого равна их высоте. Таким образом, соседние контуры оказываются связанными двумя емкостными зазорами, параллельно одному из которых и устанавливается варикап (4). При этом дополнительно введенный проводник служит также и площадкой, к которой подводится напряжение для управления параметрами варикапа.

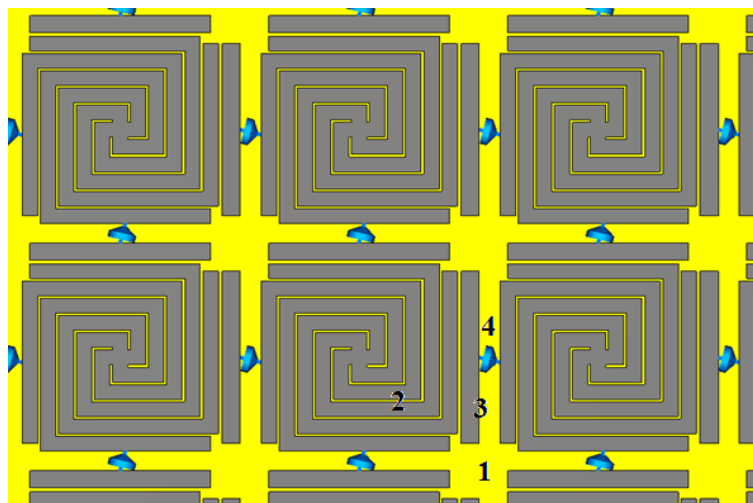


Рис. 2. Конструкция частотно-селективной поверхности на основе грибовидного метаматериала с перестраиваемой полосой запираения.

На рис. 3 приведены результаты расчетов комплексного коэффициента передачи S_{21} от частоты для участка частотно-селективной высокоимпедансной поверхности при установке параллельно емкостным зазорам сосредоточенных емкостей с величинами 2,0 пФ (рис. 2а) и 6,0 пФ (рис. 2б). Сама структура метаматериала при этом выполнена на диэлектрической подложке с относительной диэлектрической проницаемостью 4,8 и габаритными размерами 210*210*1 мм. Элементы в форме спиралей имеют размеры 15*15 мм, а расстояние между ними составляет 3 мм. Возбуждение конструкции осуществлялось при помощи емкостного зазора, образованного двумя параллельными микрополосковыми линиями, расположенными по краям диэлектрической платы. Такая частотно-селективная поверхность имеет полосу запираения 100 МГц по уровню минус 10 дБ в диапазоне частот L1. Из графиков видно, что при увеличении значения емкости с 2 до 6 пФ полоса запираения структуры смещается на 84 МГц вниз по частоте и в такой конфигурации полностью перекрывает частотный диапазон L1 спутниковых навигационных систем ГЛОНАСС, GPS и GALILEO.

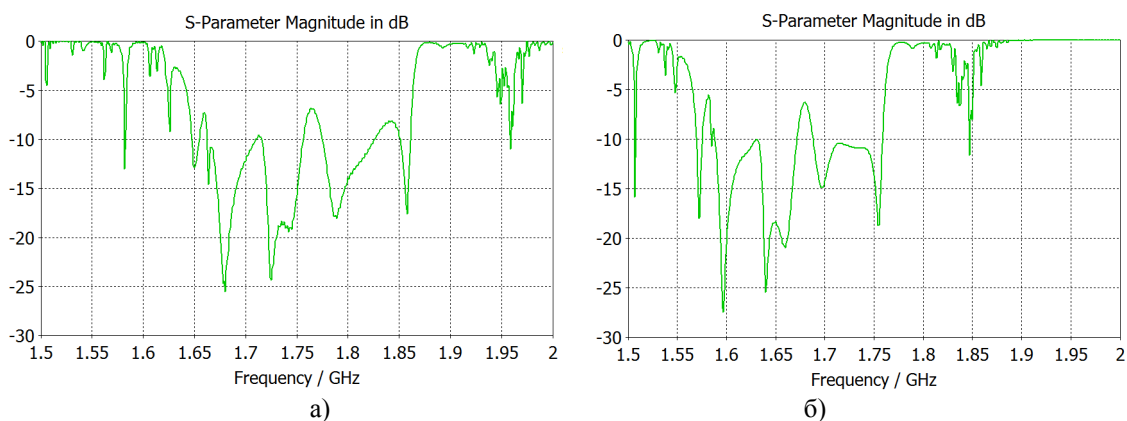


Рис. 3. Комплексный коэффициент передачи участка частотно-селективной поверхности с установленными сосредоточенными емкостями 2 пФ (а) и 6 пФ (б)

На рисунке 4 приведены результаты расчетов зависимостей эффективных диэлектрической (рис. 3(а)) и магнитной (рис. 3(б)) проницаемостей от частоты для рассматриваемого участка частотно-селективной высокоимпедансной поверхности при установке параллельно емкостным зазорам сосредоточенных емкостей величиной 6,0 пФ. При расчете использовалась методика вычисления эффективных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей, описанная в [10].

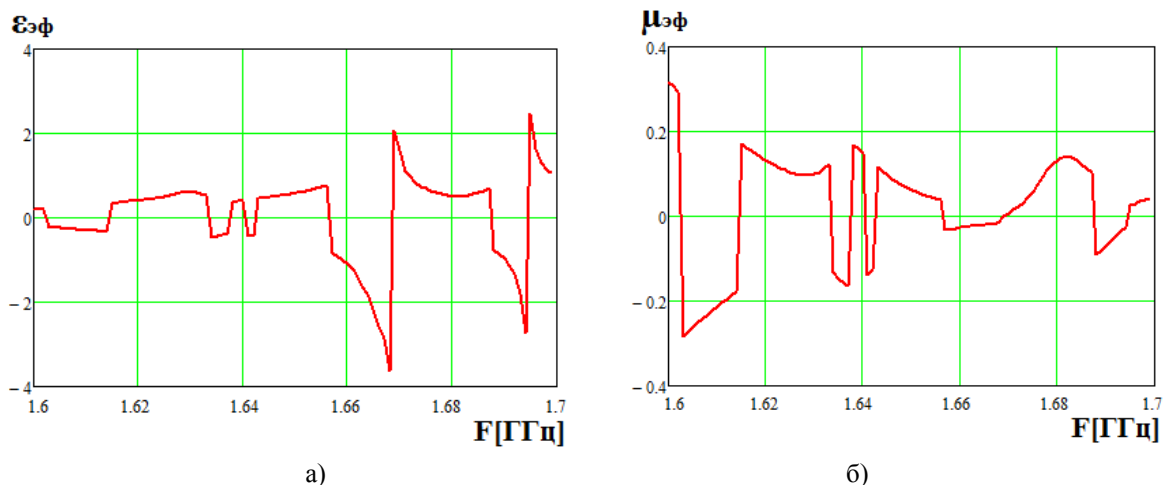


Рис. 4. Эффективная диэлектрическая (а) и магнитная (б) проницаемости участка частотно-селективной поверхности.

Из графиков видно, что в полосе заграждения диэлектрическая и магнитная проницаемости принимают отрицательные значения, что является безусловным свойством метаматериалов.

Представленная частотно-селективная высокоимпедансная поверхность может быть использована для обеспечения пространственной развязки элементов антенных решеток, создания специализированных экранов прецизионных антенн спутниковых систем навигации, а также при конструировании антенн Фабри-Перо.

Таким образом, в работе показана возможность оперативной подстройки полосы заграждения ограниченного участка частотно-селективной поверхности при помощи варикапов. Предложена конструкция такой поверхности, в основу которой положена структура грибовидного метаматериала, обеспечивающая по отношению к электромагнитной волне, отрицательные значения эффективной диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также поверхностного импеданса, перестраиваемого по частоте, и существенно превосходящего волновое сопротивление свободного пространства. Приведены результаты численного моделирования параметров полученной структуры, демонстрирующие смещение полосы заграждения при изменении значений эквивалентной сосредоточенной емкости.

Литература

1. *Munk B.* Frequency selective surfaces: theory and design – New York: A John Wiley & Sons Inc., 2000. – 410 p.
2. *Кухаренко А.С., Елизаров А.А.* Анализ физических особенностей метаматериалов и частотно-селективных СВЧ устройств на их основе // Т-Comm: Телекоммуникации и транспорт. 2015. Т.9. №5. С.36-41.
3. *Елизаров А.А., Кухаренко А.С.* Широкополосные частотно-селективные СВЧ устройства на основе планарных модифицированных грибовидных метаматериалов // В кн.: 25-я Международная Крымская конференция СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо-2015). Севастополь, 6-12 сентября 2015 г.: Материалы конференции в 2-х т. Т.1. Севастополь: КНТЦ им. А.С. Попова, 2015. С.586-587.
4. *Бойко С.Н., Елизаров А.А., Закирова Э.А., Кухаренко А.С.* Исследование малогабаритного развязывающего СВЧ-фильтра на метаматериале // В кн.: Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2014. Материалы международной научно-технической конференции, г. Саратов, 25-26 сентября 2014. Т.1. Саратов: ООО "Буква", 2014. С.218-225.
5. *J. Volakis.* Antenna engineering handbook. London. McGraw-Hill, 2007, 1753 p.
6. *Engheta N., Ziolkowsky R.W.* Metamaterials – physics and engineering exploration. - Danvers: John Wiley & Sons Inc., 2006. – 414 p.
7. Metamaterials Handbook: Vol. I. Phenomena and Theory of Metamaterials. – 926 p.; Vol. II. Applications of Metamaterials. – 724 p. / Ed. by *F. Capolino*, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009.
8. *Caloz Ch., Itoh T.* Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications (the engineering approach) – New Jersey: A John Wiley & Sons Inc., 2006. – 352 p.
9. *Sievenpiper D., Zhang L., Broas R. J., Alexopolous N.G., and Yablonovich E.* High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band // IEEE Trans. Microw. Theory Tech., Nov. 1999, No. 11, vol. 47, pp. 2059-2074.
10. *Numan A.B. and Sharawi M.S.* Extraction of material parameters of metamaterials using a full-wave simulator // IEEE Antenna and Propagations Magazine, Oct. 2013, No. 5, vol. 55, pp. 202-211.

СОЗДАНИЕ СВЧ-АНТЕНН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Круглов А.И.¹, Цай А.Б.², Мещерякова К.С.¹
1 – ЗАО "Кадфес Си-Ай-Эс", 2 – АНО "Промтехносерт"

В настоящей работе показана возможность разработки антенн с использованием материалов с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости. На примере численного электродинамического моделирования волноводно-щелевого излучателя (ВЩИ) была исследована возможность уменьшения габаритов антенн с использованием принципа электродинамического подобия. В частности были исследованы модели с полушарами радиусом 5, 10 и 15 мм, из материала с диэлектрической и магнитной проницаемостями равными минус 10. В результате были получены частотные характеристики отражения по модулю и по фазе и КСВ в диапазоне от 10 до 20 ГГц. Так же были построены сечения диаграмм направленностей и диаграммы направленности в объеме.

Ключевые слова: метаматериалы, электродинамическое подобие, волноводно-щелевой излучатель, ANSYS HFSS.

Введение

Принцип электродинамического подобия широко применяется при проектировании сверхширокополосных антенн [1,2]. Этот принцип также применяется тогда, когда необходимо уже существующую конструкцию перевести в другой частотный диапазон [3]. В [4] показана возможность применения принципа электродинамического подобия, для уменьшения размеров излучателей, при уменьшении длины волны, без изменения частотного диапазона. Этого можно достичь, помещая излучатель в шар из материала, в котором диэлектрическая и магнитная проницаемости увеличены в N раз. При этом геометрия излучателя также уменьшится в N раз [5-10]. Если мы совместим фазовый центр излучателя с центром этого шара из выбранного материала, то можно ожидать, что диаграмма направленности не изменится. Поскольку мы выбрали материал с диэлектрической и магнитной проницаемостями в N раз больше, чем у вакуума, то от границы этого материала с вакуумом не будет происходить отражение распространяющейся волны. Вокруг же излучателя помимо распространяющейся сферической волны существуют волны высших (нераспространяющихся) типов. В [4] исследован вопрос о том, каким должен быть радиус шара из выбранного материала для того, чтобы не изменились частотные характеристики КСВ и диаграммы направленности излучателя [5,6]. Представляет интерес также вопрос о возможности уменьшения габаритов антенн, если они помещены внутрь шара из метаматериала, для которого диэлектрическая проницаемость и магнитная проницаемость отрицательны и равны $-N$. В качестве примера рассмотрим геометрию, рассмотренную в [4] – щель в металле, которая запитывается прямоугольным металлическим волноводом. Но в отличие от [4], где уменьшение габаритов достигалось помещением данной антенны в шар с веществом, имеющим диэлектрическую и магнитную проницаемости равные 10, поместим данную антенну в вещество, у которого и диэлектрическая и магнитная проницаемости равны минус 10.

Численное моделирование волноводно-щелевого излучателя в полушаре из метаматериала

Численное электродинамическое моделирование будем производить методом конечных элементов (МКЭ) в программном пакете ANSYS HFSS 15.0.7 [11].

Рассмотрим теперь геометрию излучателя, размеры которого будут уменьшены в 10 раз, а сам излучатель помещен в полусферу радиусом 5 мм из материала с отрицательной диэлектрической и магнитной проницаемостями равными -10. На рисунке 1 изображен уменьшенный в 10 раз щелевой излучатель С (У10ЩИ), который находится на листе металла В.

Сам излучатель помещен в полушар E радиусом R_m (5, 10 и 15 мм) из материала с отрицательной диэлектрической и магнитной проницаемостью равными -10. Центр полусферы из этого специального материала совмещен с фазовым центром щелевого излучателя. При этом размеры самого излучателя также были уменьшены в 10 раз. Размеры волновода, возбуждающего щелевой излучатель, составили по ширине $a = 1.9$ мм, по высоте $b = 0.95$ мм и длине $k = 1$ мм. Возбуждающий щель волновод также заполнен материалом с отрицательной диэлектрической и магнитной проницаемостями равными -10. На сферическую поверхность вакуумного объема накладываются условия излучения [12] (Radiation). Таким образом, моделируется излучение щелевого излучателя в открытое пространство. Запитка излучателя осуществляется с помощью задания волноводного согласованного порта (WavePort). Данный тип порта не поддерживает соприкосновения со средой из метаматериалов, поэтому добавим модель внутреннего куба Гюйгенса D , это позволит с одной стороны исключить соприкосновения плоскости порта и метаматериала, а с другой – согласует запитку излучателя (не будет скачка сопротивления при переходе из D в C).

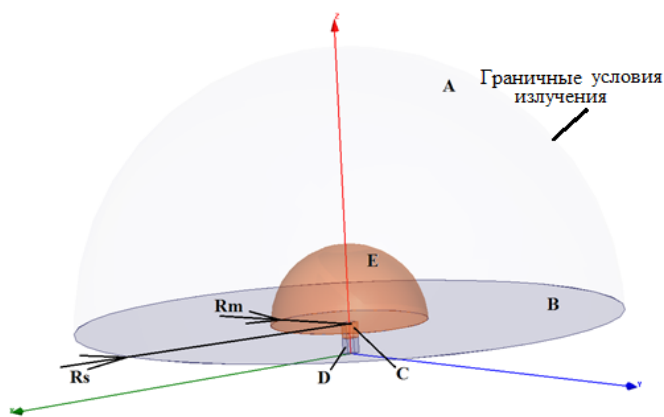


Рис. 1. У10ЩИ помещенный в полушар из специального материала радиусом R_m

В силу применения сложных материалов, данная задача является ресурсоемкой, и для ее решения потребуется значительное количество оперативной памяти. Что бы уменьшить размерность матрицы СЛАУ (рассчитываемой в HFSS при применении метода конечных элементов), воспользуемся симметрией задачи относительно плоскостей XOZ , YOZ . Для этого вырежем из нашей модели четверть (рис. 2).

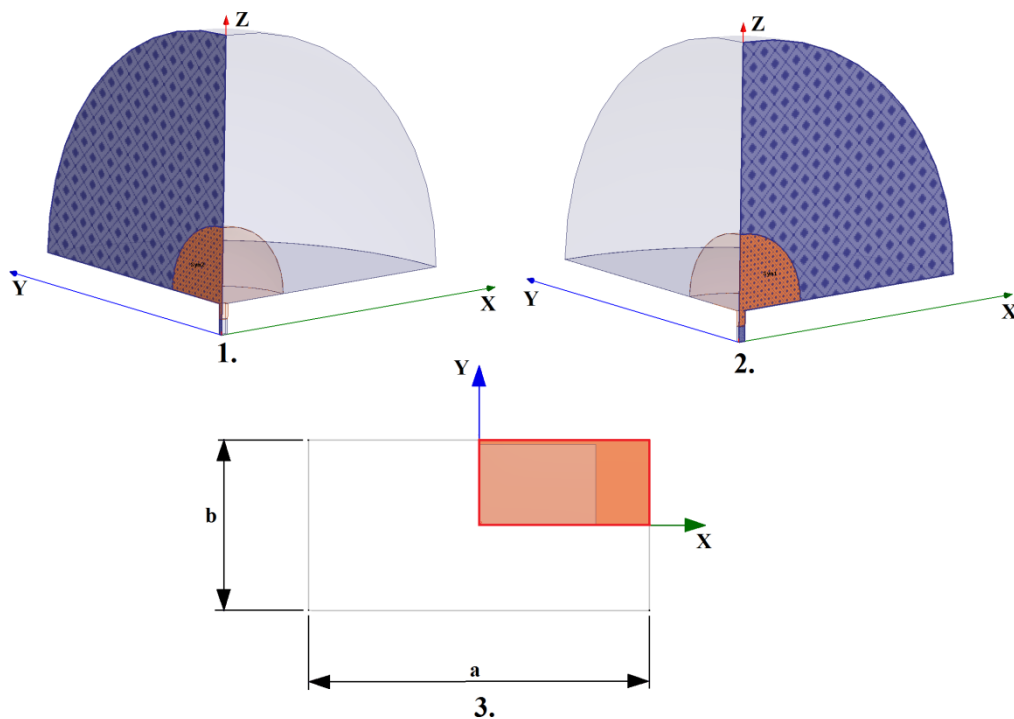


Рис. 2. Вырез из модели У10ЩИ с приложенными ГУ. 1. – Наложение симметричных ГУ типа Н на поверхность в плоскости YOZ ; 2. – Наложение симметричных ГУ типа Е на поверхность в плоскости XOZ ; 3. – Вид сверху выреза запитывающего волновода

На поверхность модели лежащую в плоскости YOZ , накладываются симметричные ГУ (рис. 2.1). В этой плоскости симметрия определена по полю Н. На поверхность модели лежащую в плоскости XOZ , накладываются симметричные ГУ (рис. 2.2). В этой плоскости симметрия определена по полю Е. Плоскости симметрии Е/Н не трудно определить по сечению запитывающего волновода (рис. 2.3).

Расчет проведем в частотном диапазоне от 10 до 20 ГГц с шагом 0.1 ГГц в режиме Interpolating. Сходимость для модулей элементов матрицы рассеивания $\Delta S = 0.02$. Для вычисления был задействован один из узлов вычислительного кластера состоящий из 2-х процессоров Intel Xeon E5-2630 2.3ГГц (всего 12 ядер) и 128 ГБ RAM.

Сравнительный анализ теоретически рассчитанных характеристик щелевого излучателя

На рисунке 3 приведем рассчитанные частотные характеристики модуля коэффициента отражения для частот от 10 до 20 ГГц ВЩИ и У10ЩИ для различных радиусов полусферы из метаматериала.

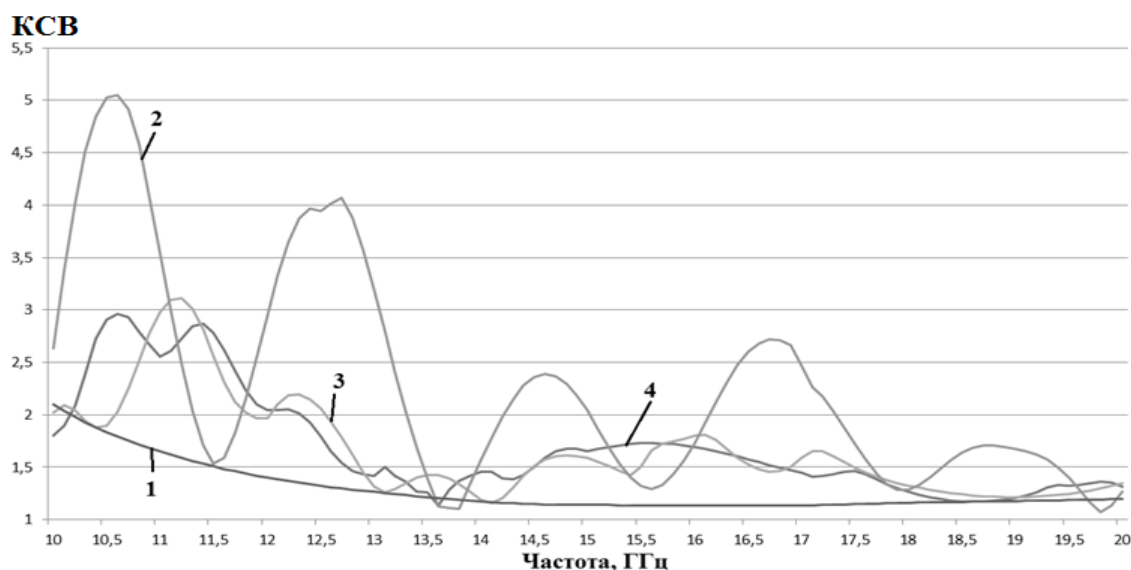


Рис. 3. Рассчитанные частотные характеристики KCB для частот от 10 до 20 ГГц. 1 – ВЩИ, 2 – У10ЩИ с полусферой радиусом 5 мм, 3 – У10ЩИ с полусферой радиусом 10 мм, 4 – У10ЩИ с полусферой радиусом 15 мм

Как видно из рисунка 3, при радиусах полусферы 10 мм и 15 мм частотная характеристика KCB не превышает 1.8 на частотах от 13 ГГц, а для радиуса 5 мм не превышает 3 от 13,3. Отметим, что характеристика носит колебательный характер, причем период колебаний уменьшается с увеличением радиуса полусферы из метаматериала.

На рисунке 4 приведем рассчитанные графики сечений диаграмм направленностей заданного ВЩИ и У10ЩИ с полусферами из специального материала с радиусами 5, 10 и 15 мм в плоскости XOZ для центральной частоты расчетного диапазона 15 ГГц при $\varphi=90^\circ$.

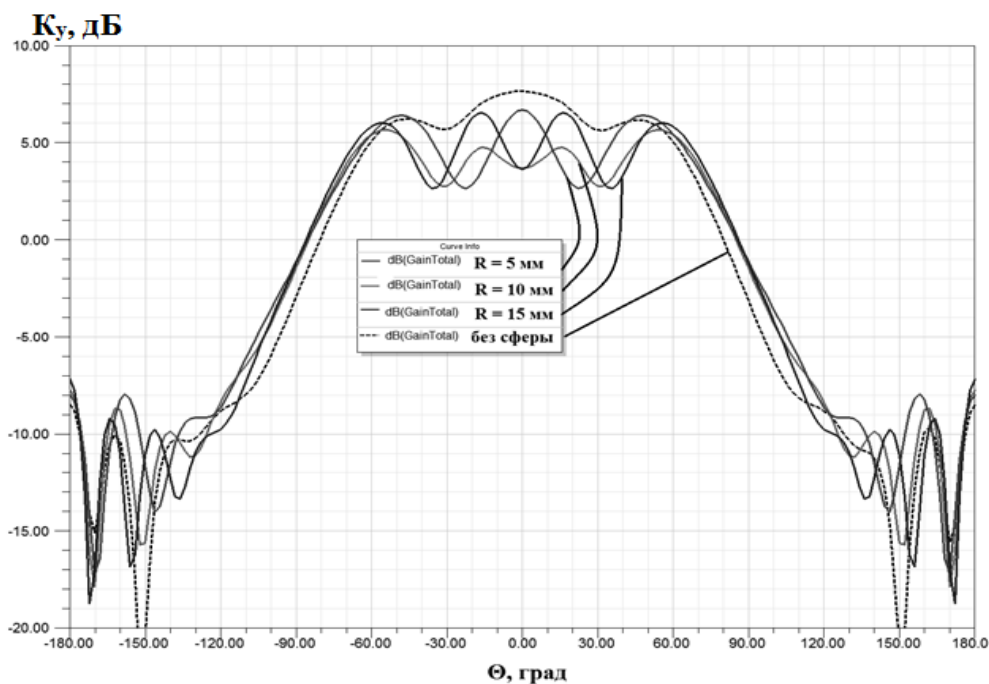


Рис. 4. Графики сечений диаграммы направленности ВЩИ и У10ЩИ с полусферами 5, 10 и 15 мм для частоты 15 ГГц при $\varphi=90^\circ$: черная штриховая – ВЩИ, красная сплошная – У10ЩИ с полусферой радиусом 5 мм, зеленая сплошная – У10ЩИ с полусферой радиусом 10 мм, синяя сплошная – У10ЩИ с полусферой радиусом 15 мм

Как видно из рисунка 4, в центральной части сечений диаграмм направленностей ($-55^\circ < \Theta < 55^\circ$) присутствуют довольно сильные биения с амплитудой порядка 3 дБ. На интервалах Θ от $\pm 50^\circ$ до $\pm 120^\circ$ диаграммы направленности для всех излучателей ведут себя практически аналогично (наибольшая разница составляет порядка 1 дБ), что напоминает картину для зон Френеля [13]. Стоит отметить также, что для низких частот, уровень плотности потока мощности излучения при некоторых углах Θ для У10ЩИ превышает уровень плотности потока мощности исходного ВЩИ. Указанный случай, к примеру, соответствует на рис. 6 значениям угла Θ : $-110 < \Theta < -60$, $60 < \Theta < 110$. Такое поведение сечений диаграмм направленностей объясняется, по-видимому, следующим образом: полусферу из выбранного материала, являясь своеобразной «линзой» для высших типов волн, преломляет их, и относительно небольшая доля энергии (до 1 дБ) перераспределяется.

Как видно из графиков частотной характеристики КСВ щелевого излучателя, показанного на рисунках 3, и диаграмм направленностей для частоты 15 ГГц, показанных на рисунке 4, возможно уменьшение габаритов излучателей в 10 раз при использовании нового материала с диэлектрической и магнитной проницаемостью минус 10, если приемлемо увеличение КСВ до 1.8 на частоте 13 ГГц и снижение коэффициента усиления с 7,7 дБ до 6,6 дБ на частоте 15 ГГц при радиусе полусферы 5мм.

Заключение

В настоящей работе показана возможность разработки антенн с использованием материалов с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости. На примере волноводно-щелевого излучателя была исследована возможность уменьшения габаритов антенн с использованием принципа электродинамического подобия. В частности были исследованы модели с полусферами радиусом 5, 10 и 15мм, как из материала с диэлектрической и магнитной проницаемостью равной 10, так материала с параметрами равными минус 10. В результате были получены частотные характеристики отражения по модулю и по фазе и КСВ в диапазоне от 10 до 20 ГГц. Так же были построены сечения диаграмм направленностей и диаграммы направленности в объеме для частот 10, 15 и 20 ГГц. И проведено их сравнение с ВЩИ без диэлектрика.

Помимо прочего, в проделанной работе был подтвержден эффект противоположной направленности фазовой скорости и вектора Пойтинга в метаматериалах.

Полученные данные служат предпосылкой, позволяющей надеяться, что требуемые для создания эффективных конструкций ЭМА метаматериалы будут синтезированы.

Литература

1. Марков Г.Т., Сазонов А.М. Антенны. Москва, Энергия, 1975. С. 528.
2. Баскаков С.И. Основы электродинамики. Москва, Сов. Радио, 1973. С. 248.
3. Климов К.Н., Гежа Д.С., Фирсов-Шибяев Д.О. Практическое применение электродинамического моделирования. Германия, LAP Lambert Academic Publishing, 2012. С. 205.
4. Годин А.С., Мацяян М.С., Гежа Д.С., Климов К.Н. Применение принципа электродинамического подобия и специальных материалов для уменьшения габаритов излучателя.
5. Wheeler H.A. Fundamental Limitations of Small Antennas. Proc. IRE, vol. 35, pp.1479-1484, 1947.
6. Chu L.J. Physical Limitations of Omni-Directional Antennas. J. Appl. Phys., vol. 19, pp.1163 -1175, 1948.
7. Wang J. H. Johnson. Ultra-wideband miniaturized omnidirectional antennas via multi-mode three-dimensional (3-d) traveling-wave (tw). Patent US20120256799, 11 Oct 2012.
8. Nathan Cohen. Fractal antennas and fractal resonators. Patent US7256751 B2, 14 Aug 2007.
9. Кученко Ю. Антенны для мобильных применений: итоги будущего // Журнал «Компьютерное обозрение», №13, 2010. URL: http://ko.com.ua/antenny_dlya_mobilnyh_primenenij_itogi_budushhego_49146 (Дата обращения 30.07.2014).
10. Бойко С.Н., Веселаго В.Г., Виноградов Е.А., Жуков А.А. Малогабаритные антенны на основе метаматериалов (Практические аспекты), журнал Антенны №12,2012. С.32-41.
11. Банков С.Е., Курушин А.А. Проектирование СВЧ устройств и антенн с Ansoft HFSS // Журнал «Радиоэлектроники», 2009. С. 244. URL: <http://jre.cplire.ru/win/library/7/text.pdf> (Дата обращения 26.05.2014).
12. Григорьев А.Д. Методы вычислительной электродинамики. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012, 432 с.
13. Савельев И.В. Курс общей физики. Том 2. Москва, Наука, 1982. С.496.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БИНАРНОГО ДЕЛИТЕЛЯ АФАР

Дризе А.Д.¹, Степанов Е.С.¹, Перфильев В.В.¹

¹Научно-производственное объединение «Лиаозовский электромеханический завод»,
Россия, Москва, temadrize@gmail.com

В докладе рассмотрен результат электродинамического моделирования делительной системы сигнала гетеродина на основе симметричной полосковой линии. Система обеспечивает равноамплитудное и равнофазное деление сигнала при значении развязки между выходами не более -20 дБ, КСВ не более 1.4, активные потери не превышают -0,5 дБ.

Ключевые слова. Балансный бинарный делитель, электродинамическое моделирование.

I. Введение

В многоканальных СВЧ-системах широко применяются полосковые делители и сумматоры, построенные на основе делителей мощности Уилкинсона [1-7]. В таких делителях можно добиться хорошей развязки между входами при том что все они согласованы. Существует большое количество работ, посвященных бинарным делителям Уилкинсона, анализу их характеристик при различных вариантах конструкции [8]. На основе таких делителей можно построить бинарные многокаскадные системы для деления сигнала на 8, 16, 32 и т.д. каналов.

Необходимо построить делитель на 8 каналов на основе симметричной полосковой линии с заданными расстояниями между выходами, обеспечивающий равноамплитудное и равнофазное деление с отклонениями между каналами амплитуды не более $\pm 0,5$ дБ, а фазы не более $\pm 5^\circ$. При этом КСВ по всем выходам не должен превышать 1.4, развязка между выходами не должна быть больше чем -18дБ, активные потери – не более 0,5дБ.

II. Основная часть

Конструкция делителя построена на основе симметричной полосковой линии и представляет собой подложку из лавсана, на которой вытравлены дорожки из серебряной меди. Пространство между экранами заполнено пенополиуретаном. Резисторы заданы как параллелепипеды из керамики Al_2O_3 , снизу которых находится резистивный слой заданного сопротивления.

Электродинамическое моделирование проводилось в программе ANSYS HFSS v.15

Моделирование проводилось на компьютере со следующими параметрами:

1. Процессор Intel Core i7, частота 3.8 ГГц

2. 32 Гб оперативной памяти

Параметр сходимости Delta S задавался в пределах от 0.007 до 0.01.

Длительность расчета составляла от 10 минут для небольших структур до 4х часов для больших.

Ширина полосковых линий, определяющая их волновое сопротивление, была подобрана так, чтобы обеспечить наилучшее согласование. Значение сопротивления резистора определяет величину развязки. Также на величину развязки влияет размер контактной площадки, на которой размещен резистор.

Длина линий в делителе влияет на расположение провала параметра согласования на частотной оси.

Во всех случаях анализ проводился в более широкой полосе частот, чем заданная, для того, чтобы было больше возможностей отследить характер частотных характеристик элементов матрицы рассеяния.

На рисунке 1 показана топология делителя на 8. Область входа задается прямоугольником, ширина которого в 3.5 раза больше ширины линии.

Синтез топологии заданного делителя проводился поэтапно. На первом этапе обрабатывалась топология выходных бинарных делителей 1 (см. рис. 1). На втором этапе обрабатывалась топология делителя на 4, представляющего из себя объединение двух бинарных делителей 1 с помощью бинарного делителя 2. На третьем этапе обрабатывалась топология делителя в целом.

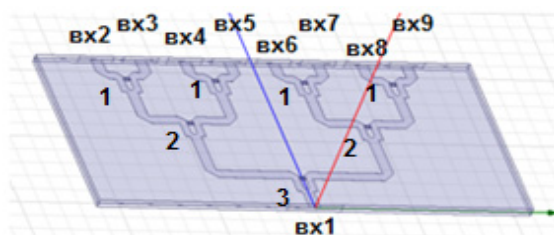


Рис. 1. Топология делителя на 8

На рисунке 2 представлены графики частотных характеристик величины развязок между выходами рассмотренного делителя на 8.

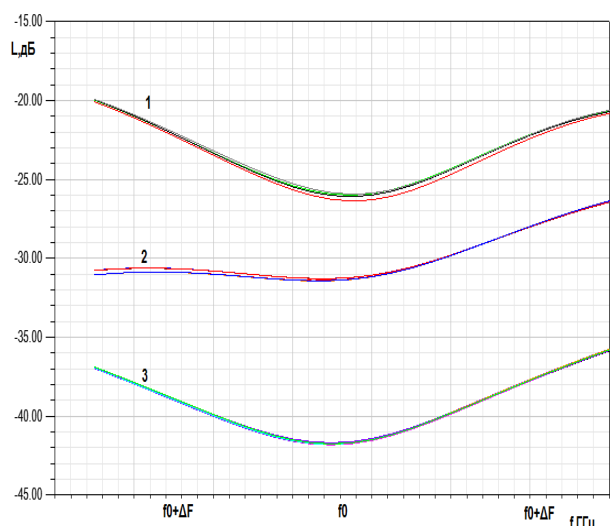


Рис. 2. Развязки между выходами смоделированного делителя на 8, изображенного на рис. 1

Кривые 1 – развязки между соседними выходами (2-3,4-5,6-7,8-9), кривые 2 – развязки между выходами, соединенными через один каскад деления (2-4,3-5,6-8, и др.), кривые 3-развязки между удаленными выходами (2-6,4-7,3-8, и др.).

Развязка между соседними выходами не превышает 22дБ, развязка между выходами, соединенными через один каскад деления не превышает 27.5дБ, развязка между удаленными выходами не более 37дБ.

На рисунке 3 представлена зависимость КСВ от частоты.

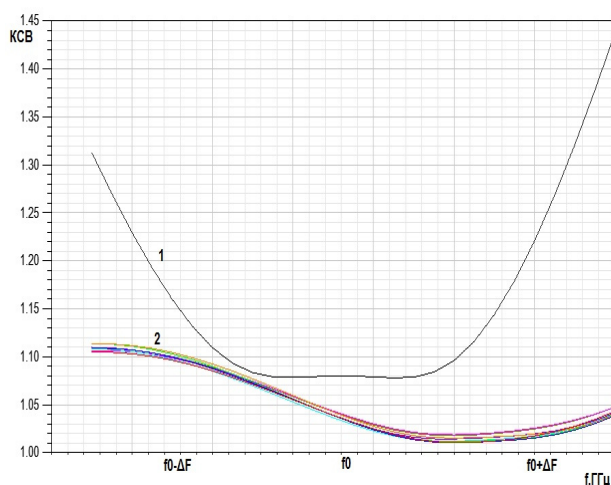


Рис. 3. Зависимость КСВ от частоты для смоделированного делителя на 8, изображенного на рис. 1

Здесь кривая 1 – КСВ входа 1, кривые 2 – КСВ выходов 2-9.

Как видно, КСВ на входе не превышает 1.22, на выходах – 1.11.

На рисунке 4 представлен график активных потерь от частоты.

Активные потери не превышают 0.26 дБ.

В результате выполненного численного электродинамического моделирования восьмиканального делителя мощности отклонение от равномерного распределения амплитуд между каналами составило не более чем $\pm 0,05$ дБ, фаз не более $\pm 0,2^\circ$.

Разработанный делитель обладает хорошими характеристиками, но полученные значения сопротивлений резисторов в делителе Уилкинсона составили 160 Ом для промежуточных каскадов деления и 150 Ом для выходного делителя. Поскольку таких значений сопротивления нет в стандартном типоряде, то была поставлена задача реализовать делитель на резисторах из стандартного типоряда (100 Ом).

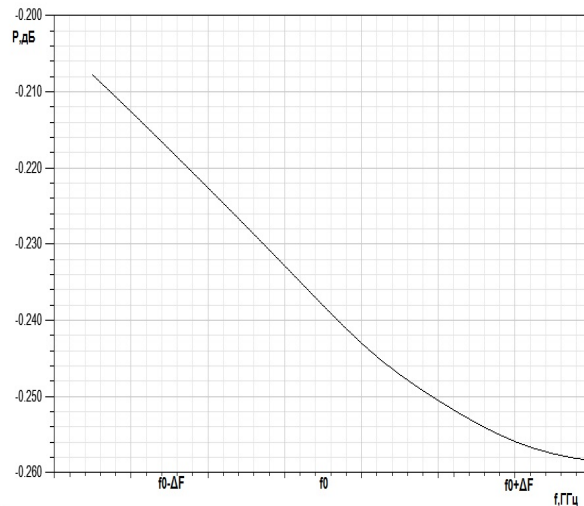


Рис. 4. Частотная характеристика активных потерь смоделированного делителя на 8, изображенного на рис. 1

Также необходимо было обеспечить значения волновых сопротивлений на входах устройства 50 Ом, так как к нему будут подсоединяться стандартные коаксиально-полосковые переходы с разъемом типа "экспертиза". Это сделать можно или поставив трансформатор, что увеличит габариты, или переделав выходной каскад делителя. Был выбран второй вариант. Все вышесказанное привело к изменению геометрии. В результате был реализован вариант топологии восьмиканального делителя мощности, представленный на рис. 5.

От рассмотренного ранее варианта делителя, показанного на рис. 1, данный вариант отличается измененной длиной линии, соединяющей бинарные делители 1 и 2 и 2 и 3, измененной топологией бинарного делителя 1 и 3.

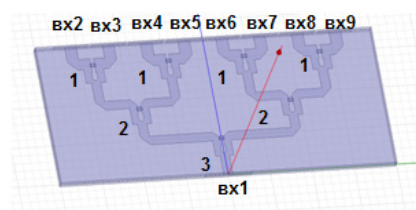


Рис. 5. Топология делителя на 8 со стандартными резисторами и волновыми сопротивлениями входов 50 Ом

Получившиеся характеристики показаны на рисунках 6-8.

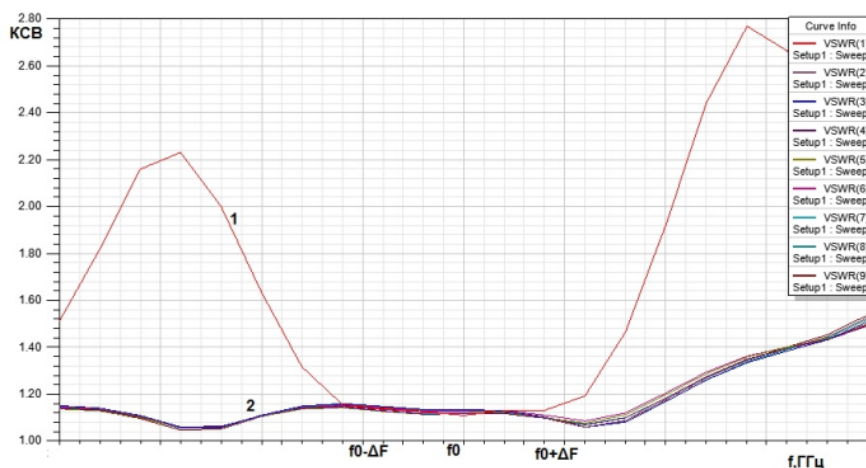


Рис. 6. Зависимости КСВ выхода 1 (кривая 1) и выходов 2-9 (кривые 2) от частоты для смоделированного делителя на 8, изображенного на рис. 5

Как видно, КСВ в полосе частот на входе и выходах не превышает 1.18.

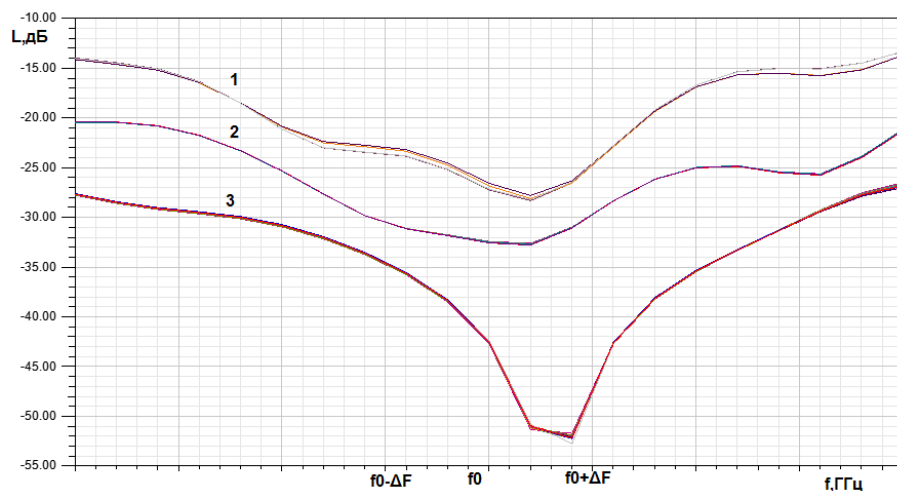


Рис. 7. Зависимости развязок между выходами от частоты для смоделированного делителя на 8, изображенного на рис. 5

Здесь: кривые 1 – развязки между соседними выходами (2-3,4-5,6-7,8-9), кривые 2 – развязки между выходами (2-4,3-5,6-8, и др.), соединенными через один каскад делителя, кривые 3 – развязки между удаленными выходами (2-6,4-7,3-8, и др.).

Развязка между соседними выходами не превышает 23 дБ, развязка между выходами, соединенными через один каскад деления не превышает 30 дБ, развязка между удаленными выходами не более 35 дБ.

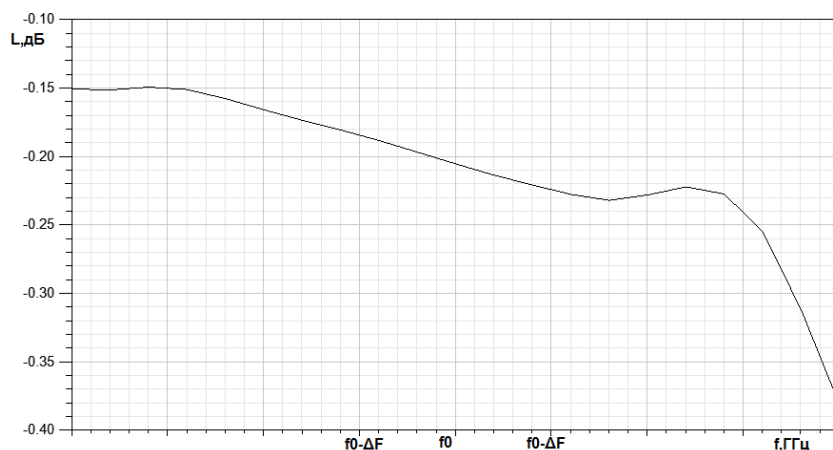


Рис. 8. Зависимость активных потерь от частоты для делителя на 8, изображенного на рис. 5

Активные потери не превышают 0,25 дБ.

В результате выполненного численного электродинамического моделирования восьмиканального делителя мощности отклонение от равномерного распределения амплитуд между каналами составило не более чем $\pm 0,07$ дБ, фаз не более $\pm 0,35^\circ$.

III. Выводы

В результате электродинамического моделирования были получены результаты, удовлетворяющие техническим требованиям к устройству. У смоделированных балансных делителей значения КСВ выходов не превышают 1,22, развязок между выходами – 22 дБ, активных потерь – 0,26 дБ. Отклонения от равномерного распределения амплитуд и фаз не превышают $\pm 0,07$ дБ и $\pm 0,35^\circ$ соответственно. Все эти значения не превышают заданные пределы.

При разработке более сложного устройства на основе смоделированного делителя можно выбирать из двух представленных вариантов. Как правило, требуется спроектировать малогабаритное устройство, а присоединение трансформаторов к выходам устройства увеличивает габаритные размеры. Вторым фактором является выбор резисторов. Резисторы большого и нестандартного сопротивления дороги, а величина сопротивления может быть неточна. Поэтому выгоднее использовать второй вариант делителя, так как его удалось реализовать с приемлемыми значениями КСВ, развязок между выходами и активных потерь. Несмотря на ухудшения значений отклонений амплитуд и фаз от равномерного распределения, характеристики, тем не менее, не превышают

заданные значения во всем рабочем диапазоне частот. Следует отметить, что на точность определения этого отклонения сильно влияет значение параметра сходимости ΔS , то есть для наиболее точных результатов ΔS необходимо выбирать как можно меньше, однако это, в свою очередь, существенно увеличивает время расчета и требования к размеру оперативной памяти вычислительной системы.

Литература

1. *Torgersen T.* "Wilkinson Power Divider A Miniaturized MMIC Lumped Component Equivalent" // Norwegian University of Science and Technology Department of Electronics and Telecommunications, 2009, 146 pp.
2. *Berens L.J.* "Design, Analysis, and Construction of an Equal Split Wilkinson Power Divider" // Marquette University, 2009, 71 pp.
3. *Wilkinson E.J.*, "An N-Way Hybrid Power Divider," IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 8 Issue 1, pp. 116-118, 1960.
4. *Li J.*, "Novel Design of Wilkinson Power Dividers With Arbitrary Power Division Ratios," IEEE Transactions on Industrial Electronics, Vol. 58 Issue 6, pp. 2541-2546, 2011.
5. *Wu L., Sun Z., Yilmaz H., and Berroth M.* "A Dual-Frequency Wilkinson Power Divider," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 54 Issue 1, pp. 278-284, 2006.
6. *Wentzel A., Subramanian V., Sayed A., and Boeck G.* "Novel Broadband Wilkinson Power Combiner," Proceedings of the 36th European Microwave Conference, pp. 212- 215, 2006.
7. *Tang X. and Mouthaan K.* "Analysis and Design of Compact Two-way Wilkinson Power Dividers Using Coupled Lines," APMC, Singapore pp. 1319-1322, 2009.
8. Моделирование делителей мощности СВЧ диапазона на ЭВМ: Методические указания / Кузовкин И.Н., Петров А.С. – М.: МИЭМ, 2004. – 31 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ СУБ-ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА С ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Бенедик А.И.^{1,3}, Каретникова Т.А.¹, Рыскин Н.М.^{1,2}, Рожнёв А.Г.¹, Григорьев Ю.А.^{2,3},
Синицын Н.И.², Торгашов Г.В.², Бушуев Н.А.³, Бурцев А.А.³, Шалаев П.Д.³

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН

³АО «НПП «Алмаз», г. Саратов

В докладе приводятся результаты исследования и разработки миниатюрных ЛБВ с ленточными электронными пучками в диапазоне 200 ГГц. Рассматриваются два типа ЛБВ: с замедляющей системой типа сдвоенной гребенки и планарной замедляющей системой типа меандра на диэлектрической подложке. Представлены результаты расчетов электродинамических параметров подобных замедляющих систем (дисперсия, сопротивление связи). Проведены расчеты усиления в режимах малого и большого сигнала. Разработан и опробован технологический маршрут изготовления узлов замедляющих систем, созданы экспериментальные макеты. Разработан катод с высокой плотностью тока. Предложена конструкция электронно-оптической системы с ленточным пучком высокой плотности, проведено моделирование фокусировки пучка в пролетном канале малого поперечного сечения.

Ключевые слова: лампа бегущей волны, ленточный электронный пучок, замедляющая система, терагерцевый диапазон.

Исследования и разработки электровакуумных приборов терагерцового (субмиллиметрового) диапазона широко ведутся в США, Китае, Индии, Южной Кореи, странах Европы (см., например, обзорные работы [0-0]). Среди подобных приборов перспективными представляются приборы типа ламп бегущей и обратной волны (ЛБВ и ЛОВ) с ленточным электронным пучком и пространственно-развитыми замедляющими системами (ЗС).

В настоящем докладе обсуждаются два типа ЛБВ с ЗС подобного рода в диапазоне 200 ГГц. Во-первых, были рассмотрены ЛБВ с ЗС типа сдвоенной гребенки, которые в последнее время привлекли большой интерес (см., например, [0-0]). Схема ЗС приведена на рис. 1. Ранее нами была разработана программа расчета электродинамических параметров ЗС типа одиночной и сдвоенной гребенки в прямоугольном волноводе [0], основанная на методе интегрального уравнения. Полученные с помощью этой программы результаты полностью совпадают с результатами расчетов по 3-D программе HFSS [0], которая использует метод конечных элементов. Однако время расчета по разработанной нами методике уменьшается в 50-100 раз (в зависимости от близости расчетной точки к границам полос пропускания замедляющей системы). В результате были подобраны оптимальные геометрические размеры замедляющей системы, обеспечивающие широкую полосу пропускания и максимально возможное сопротивление связи. Эти размеры приведены в таблице 1.

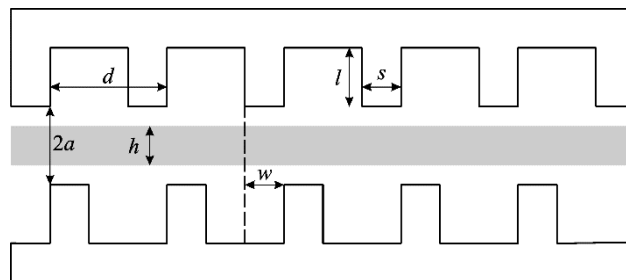


Рис. 1. Схема ЗС типа сдвоенной гребенки

Таблица 1. Геометрические размеры ЗС типа сдвоенной гребенки (в мкм)

Период структуры d	500	Поперечная ширина структуры b	850
Толщина штыря s	100	Относительный сдвиг гребенок w	250
Ширин пролетного канала $2a$	200	Толщина пучка h	100
Высота штыря l	300	Ширина пучка h	750

На рис. 2а представлена дисперсионная характеристика для гребенок, сдвинутых друг относительно друга на половину периода, что обеспечивает эффективное взаимодействие с прямой волной (+1)-ой пространственной гармоники в режиме усиления. При выбранных параметрах достигается холодная полоса пропускания рабочей моды около 70 ГГц и максимальное значение усредненного по сечению пучка сопротивления связи для (+1)-ой пространственной гармоники в случае, когда пучок расположен симметрично в пролетном канале. На рис. 2а также пунктиром приведены дисперсионные характеристики пучка для различных значений ускоряющего напряжения: 19, 20 и 21 кВ. При $V = 20$ кВ пучок и прямая гармоника находятся в синхронизме в большей части полосы частот. На рис. 2б приведены зависимости коэффициента усиления в режиме малого сигнала от частоты при следующих параметрах: длина пространства взаимодействия 25мм (50 периодов), ток пучка 100 мА.

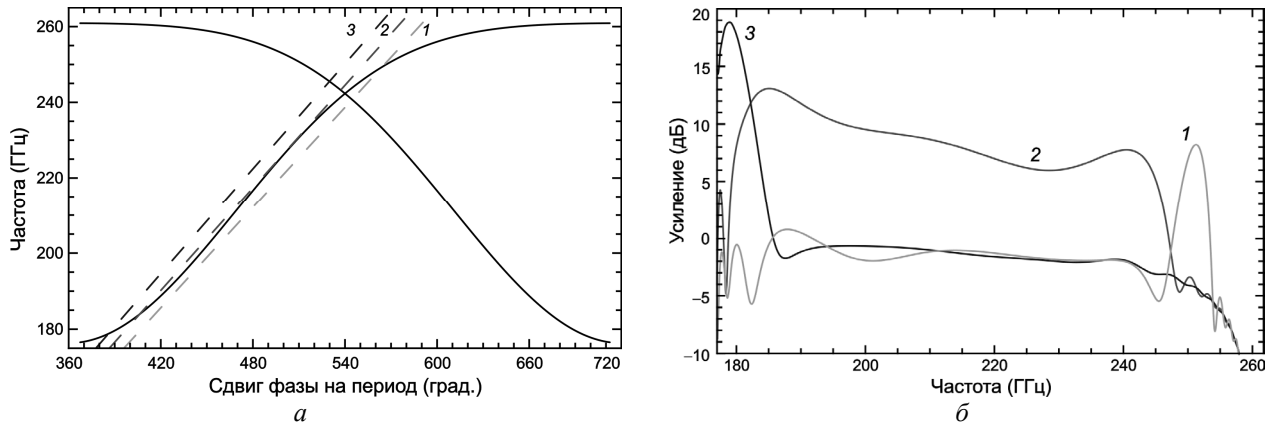


Рис. 2. Дисперсионная характеристика ЗС и зависимости коэффициента усиления от частоты при напряжении 19 кВ (кривая 1), 20 кВ (кривая 2) и 21 кВ (кривая 3)

Также была рассмотрена планарная ЗС типа металлизированного меандра на диэлектрической подложке. Подобные ЗС также привлекли внимание в последние годы. Схематическое изображение ЗС приведено на рис. 3а. Планарные ЗС такого типа изготавливаются методом травления слоя металла толщиной порядка 1 мкм на поверхности диэлектрика. В результате травления металлизированный меандр оказывается на диэлектрическом «пьедестале», высота которого регулируется временем травления. Предполагается, что наличие диэлектрического «пьедестала» позволит снизить потери в диэлектрике. На рис. 3б приведена фотография ЗС диапазона 180-230 ГГц. Структура на подложке помещается в прямоугольный волновод (на рис. 3 не показан). На торцах волноводов располагаются электронная пушка и коллектор, а в боковых стенках имеются окна для ввода/вывода энергии.

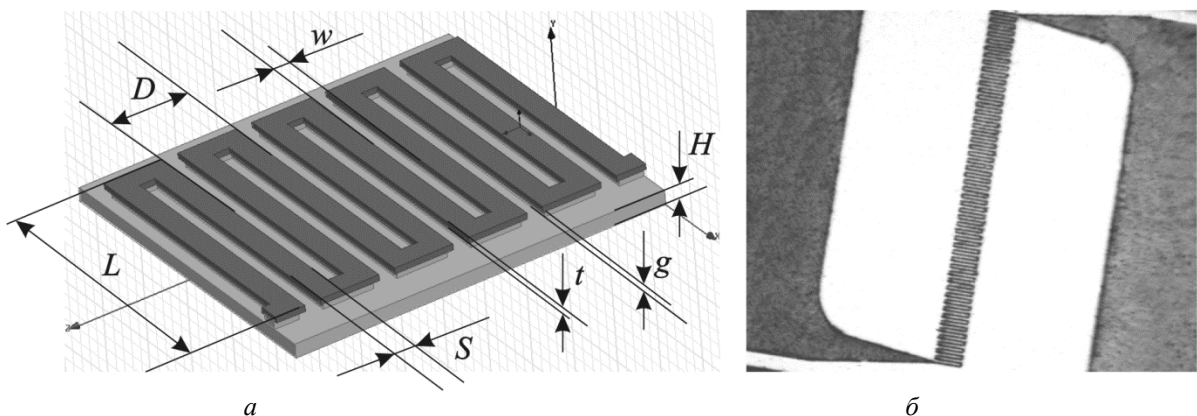


Рис. 3. Схема ЗС типа металлизированного меандра на диэлектрической подложке (а) и фотография ЗС, изготовленной при помощи фотолитографии

При помощи программы трехмерного численного моделирования HFSS [0], основанной на методе конечных элементов, были проведены расчеты электродинамических характеристик ЗС миллиметрового диапазона длин волн. В результате расчетов было выяснено, что основными управляющими параметрами, влияющими на характеристики меандровой ЗС, являются ширина меандра L , ширина металлизированного полоска S и глубина подтравы g .

Таблица 2. Геометрические размеры ЗС типа меандр на подложке (в мкм)

Период замедляющей системы, D	50
Ширина меандра, L	200
Ширина металлизированного полоска, S	15
Ширина выемки в меандре, w	10
Толщина металлизированного полоска, t	1
Толщина диэлектрической подложки, H	500
Диэлектрическая проницаемость подложки	3.75

В ходе моделирования были подобраны геометрические размеры для замедляющей системы диапазона частот 180-230 ГГц (размеры представлены в таблице 2), период ЗС считался постоянным, глубина подтравы полагалась равной нулю. Предполагалось, что ленточный электронный пучок сечением 160×30 мкм летит на расстоянии 20-50 мкм над поверхностью меандра. На рисунке 4 представлены результаты расчетов меандровой ЗС. Структура обладает нормальной дисперсией, замедление и сопротивление связи, усредненное по сечению пучка, в рабочем диапазоне частот составляют 8-11 и 10-25 Ом соответственно, ускоряющее напряжение меняется в пределах 2-4.5 кВ.

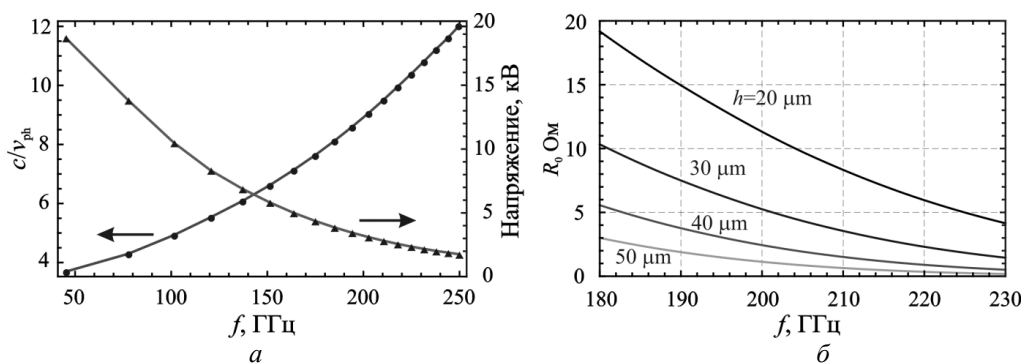


Рис. 4. Замедление и напряжение синхронизма для меандровой ЗС в области основной пространственной гармонике (а) и зависимость сопротивления связи от частоты при различных значениях расстояния от пучка до поверхности меандра (б)

Были проведены экспериментальные технологические работы по изготовлению замедляющих систем на диэлектрических подложках. Отрабатывалась технология напыления медных пленок с подслоем хрома на поверхность диэлектрических подложек из кварца и поликора. Проведены конструкторские расчеты, изготовлены рабочие чертежи, по которым были изготовлены фотшаблоны ЗС с выводами энергии. На диэлектрических подложках, покрытых тонким слоем меди (до 1 мкм), проведена фотолитография, получены планарные ЗС на диэлектрике.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты № 13-08-00986 и 14-02-00976).

Литература

1. Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Sokolov D.V., Trubetskov D.I., Han S.T., Kim J.I., Park G.S. Novel concepts of vacuum microelectronic microwave devices with field emitter cathode arrays // Physics of Plasmas. 2002. Vol.9, No.9. P.4020-4027.
2. Srivastava V. THz vacuum microelectronic devices // J. Physics: Conf. Series. 2008. Vol. 114. No.1. 012015.
3. Booske J.H., Dobbs R.J., Joye C.D., Kory C.L., Neil G.R., Park G.S., Park J.H., Temkin R.J. Vacuum electronic high power terahertz sources // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1. No. 1. P. 54-75.
4. Shin Y.-M., Baig A., Barnett L.R., Tsai W.-C., Luhmann N.C., Pasour J., Larsen P. Modeling investigation of an ultrawideband terahertz sheet beam traveling-wave tube amplifier circuit // IEEE Trans. Electron Devices. 2011. Vol. 58. No. 9. P. 3213-3219.
5. Shin Y.-M., Baig A., Barnett L.R., Tsai W.-C., Luhmann N.C. System design analysis of a 0.22-THz sheet-beam traveling-wave tube amplifier // IEEE Trans. Electron Devices. 2012. Vol.59. No. 1. P. 234-240.
6. Shi X., Wang Zh., Tang X., Tang T., et al. Study on wideband sheet beam traveling wave tube based on staggered double vane slow wave structure // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. Vol.42, No. 12. P. 3996-4003.
7. Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Каретникова Т.А., Торгаилов Г.В., Синецын Н.И., Шалаев П.Д., Бурцев А.А. Исследование характеристик замедляющей системы лампы бегущей волны миллиметрового диапазона с ленточным электронным пучком // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т.56, № 8-9. С.601-613.
8. High Frequency Structure Simulator (HFSS). ANSYS Inc, Pittsburg, PA, USA. <http://www.ansoft.com/products/hf/hfss>.

ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ПЛАНАРНЫЕ ГИРОТРОНЫ НА ОСНОВЕ ЛЕНТОЧНЫХ ВИНТОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Гинзбург Н.С., Глявин М.Ю., Заславский В.Ю., Мануилов В.Н.,
Железнов И.В., Сергеев А.С., Зотова И.В.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В последнее время достигнут значительный прогресс в разработке источников мощного миллиметрового и субмиллиметрового излучения, в первую очередь за счет развития гиротронов. Тем не менее, ряд практических приложений требует дальнейшего существенного повышения уровня мощности и реализации генераторов, обладающих перестройкой частоты излучения. В работе [1] предложена новая концепция гиротрона, отличительной особенностью которой является использование планарной геометрии пространства взаимодействия и дифракционный вывод энергии в поперечном направлении по отношению к поступательному движению винтового электронного пучка (ВЭП). Преимуществом указанной схемы по сравнению с традиционной цилиндрической геометрией является возможность обеспечения когерентности излучения при большем факторе сверхразмерности за счет дифракционного механизма селекции мод по открытой поперечной координате. При запитке ленточным ВЭП указанный механизм оказывается эффективным для синхронизации излучения различных фракций пучка с поперечными размерами до 102 длин волн, что обеспечивает возможность радикального повышения мощности излучения коротковолновых (в том числе, терагерцевых) гиротронов при сохранении умеренной плотности тока пучка и интенсивности полей. С точки зрения поддержания эффективности энергообмена в гиротроне планарной геометрии вместо поливинтовых электронных потоков традиционной трубчатой геометрии целесообразно использовать ленточную геометрию. Возможность формирования подобных пучков показана в [2].

В докладе проведен теоретический анализ нелинейной динамики планарного гиротрона с поперечным выводом излучения на основе усредненных моделей и с помощью трехмерной версии PIC кода CST STUDIO SUITE. Показана возможность достижения мощности излучения в сотни киловатт на частотах до 1 ТГц. Важным достоинством обсуждаемой планарной схемы является возможность реализации перестройки частоты излучения гиротрона за счет механического изменения расстояния между пластинами планарного волновода. Для обеспечения однонаправленного вывода излучения предложена схема генератора с комбинированным продольно-поперечным выводом излучения. Указанная конфигурация позволяет обеспечить эффективную селекцию мод не только по широкой поперечной, но и по продольной координате.

Для продвижения указанного класса генераторов в коротковолновые диапазоны проведен анализ планарных гиротронов, работающих на гармониках циклотронной частоты. В частности, продемонстрирована возможность эффективной генерации на 3-й гармонике. С целью дальнейшего улучшения селекции мод по поперечному индексу перспективно использование многолучевых конфигураций электронно-оптических систем.

Литература

1. *Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zheleznov I.V.* High power terahertz-range planar gyrotrons with transverse energy extraction. // *Physical Review Letters*. 2012. 2012. V.108, P.105101.
2. *Manuilov V.N., Zaslavsky V.Yu., Ginzburg N.S., Glyavin M.Yu., Kuftin A.N., Zotova I.V.* Electron-optical systems for planar gyrotrons // *Physics of Plasmas*. 2014. V.21. P. 023106.

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ МОЩНЫХ ПРИБОРОВ СВЧ С ЛЕНТОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

Акимов П.И.¹, Гаврилин А.А.¹, Никитин А.П.¹, Сыровой В.А.²

¹ФГУП “НИИП”ТОРИЙ”

²ФГУП “Всероссийский электротехнический институт”

Представлены модели электронного пучка с эллиптическим сечением и модель конечного ленточного пучка, основанная на формуле геометризованной теории плотных электронных потоков.

Ключевые слова: ленточный пучок, формирующие электроды, оптимизация геометрии потока.

В последние годы в качестве одного из основных способов улучшения параметров вакуумных СВЧ приборов (клистроны, ЛБВ) рассматриваются конструкции с использованием ленточных электронных пучков. Взрывной рост публикаций по указанной проблеме связан с развитием программ 3D моделирования электродинамических, электронно-оптических и магнитных систем. При этом расчет пучков с линейной компрессией $L \gtrsim 30$ требует достоверной фиксации линейных размеров порядка $1/L$, т.е. точности модели на уровне 0,3%. Программ траекторного анализа с гарантированной точностью такого порядка попросту не существует, а ряд исследователей не только не уделяет внимания этой теме, но и не знакомы с основными положениями теории формирования плотных пучков (угол в 67.5° в трехмерных задачах, в частности).

Авторам представляется, что несмотря на развитие производительности компьютеров существует потребность в разработке теоретических моделей, адекватно описывающих системы формирования и транспортировки ленточных пучков в пушке и в электродинамической системе с использованием фокусирующих магнитных устройств. Подобные модели оперируют с обыкновенными дифференциальными уравнениями при рассмотрении трехмерных релятивистских непараксиальных потоков и не имеют проблем, связанных с потерей точности численных алгоритмов вблизи сингулярных эмитирующих поверхностей и вырожденных трубок тока.

Управляющими функциями синтеза в модели с эллиптическими трубками тока $\xi = \text{const}$ являются форма катода, распределение потенциала на оси z пучка и закон изменения одной из полуосей сечения.

Катод описывается уравнением

$$z = (L_0 + L_c \cos 2\Psi)\xi^2; L_0, L_c = \text{const} \quad (1)$$

и может быть сферическим, цилиндрическим или эллипсоидальным (Ψ отвечает за обход контура).

Полуось $b(z)$ и потенциал на оси $U(z)$ при эмиссии в ρ -режиме описываются уравнениями

$$\begin{aligned} b(z) &= b_0(1 + \bar{b}_3 z)E + A(z)(1 - E), & E &= \exp\left[-\frac{1}{4}\left(\frac{z}{c_3}\right)^4\right]; \\ U &= [1 - e^{-S}]^{4/3} + c_1 \exp\left[-\left(\frac{z-1}{c_2}\right)^4\right], & c_1, c_2, c_3 &= \text{const} \end{aligned} \quad (2)$$

где $A(z)$, $S(z)$ – начинающиеся с линейного члена полиномы, удовлетворяющие прикатодным асимптотикам и содержащие произвольные управляющие параметры, позволяющие оптимизировать геометрию электронного потока.

Вторая полуось сечения $a(z)$ удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка, нормализованный вид которого в случае электростатических потоков приведен ниже:

$$\frac{1}{ab}(abU')' + 2U\left(\frac{a''}{a} + \frac{b''}{b}\right) = \frac{a_0 b_0 J}{ab\sqrt{2U}} = \rho, \quad (3)$$

где ρ , J – плотность пространственного заряда и плотность тока эмиссии; индекс нуль соответствует катоду.

Формирующие электроды определяются простым алгебраическим соотношением для потенциала ϕ в лапласовской области

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_i - \rho c^2 \left[\frac{1}{4} c_1^2 (e^{2v} - 1) + \frac{1}{2} (c_1^2 - 1)v + \frac{1}{4} (e^{-2v} - 1) + \frac{1}{2} c_1 (1 - ch2v) \cos 2u \right], \\ c &= \frac{a+b}{2}, c_1 = \frac{a-b}{a+b}; \\ x &= c(e^{-v} + c_1 e^v) \cos u, \quad y = c(e^{-v} - c_1 e^v) \sin u, \end{aligned} \quad (4)$$

где φ_i – потенциал в пучке; x, y и u, v – декартовы и криволинейный координаты в плоскости $z = \text{const}$. На рисунках 1-3 представлены результаты расчета пучка с током $I=10\text{A}$, $U_a = 40\text{ кВ}$ при компрессии по площадям порядка 7.5.

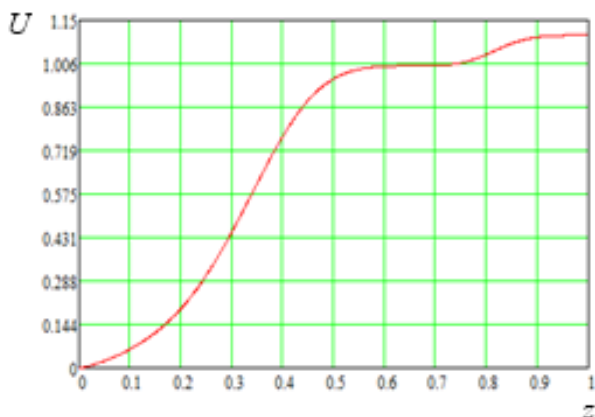


Рис. 1. Распределение потенциала на осевой траектории

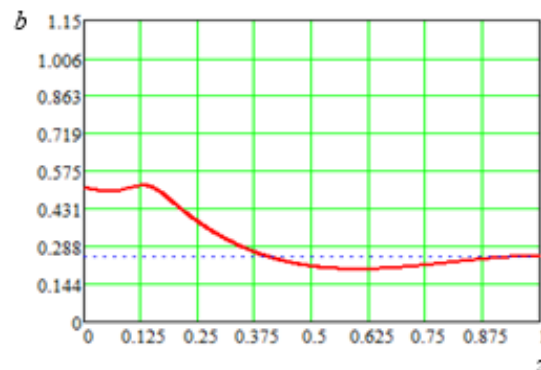


Рис. 2. Компрессия пучка по малой полуоси b вдоль оси z

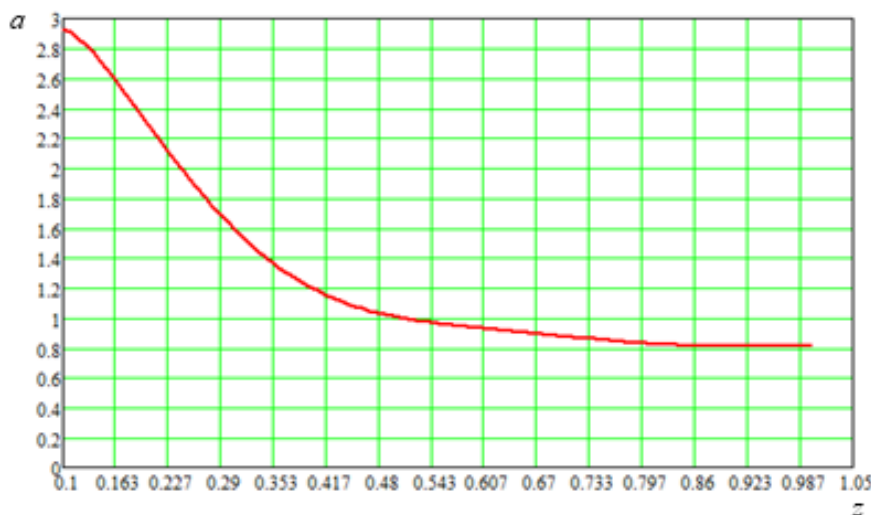


Рис. 3. Компрессия пучка по большой полуоси a вдоль оси z

Вторая модель основана на геометризованной теории плотных электронных пучков. Для случая электростатических течений вводится ортогональная заранее неизвестная система координат x^1, x^2 с коэффициентами Ляме h_1, h_2 , связанная с траекториями (линии x^1).

Уравнения пучка и условия эвклидовости пространства, определяющие систему координат, представлены в виде соотношения на траектории и эволюционной системы уравнений в частных производных первого порядка для геометрических и физических параметров потока:

$$\begin{aligned} \frac{u^2}{h_1} \left(\frac{h_{2,1}}{h_1} \right)_{,1} &= -\frac{\varphi_{,1} h_{2,1}}{h_1 h_1} - h_2 \left[2k_1 u^2 + \frac{1}{h_1} \left(\frac{\varphi_{,1}}{h_1} \right)_{,1} \right] + \frac{h_{20} J}{u}; \\ z_{,2} &= -h_2 \sin \theta, \quad y_{,2} = h_2 \cos \theta, \quad \theta_{,2} = \frac{h_{2,1}}{h_1}, \quad h_{1,2} = -h_1 h_2 K_1, \\ u_{,2} &= h_2 k_1 u, \quad \varphi_{,2} = h_2 E_Y, \quad E_v = k_1 u^2, \quad k_{1,2} = h_2 k_1^2 + \frac{1}{h_1} \left(\frac{h_{2,1}}{h_1} \right)_{,1}, \\ E_{Y,2} &= h_2 k_1 E_v - \frac{1}{h_1} \left(h_2 \frac{\varphi_{,1}}{h_1} \right)_{,1} + \frac{h_{20} J}{u}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь x, y, z – декартовы координаты (x – циклическая); k_l – кривизна траектории, θ – ее угол наклона к оси z ; u, φ, E_v – скорость, потенциал и нормальное электрическое поле на траектории. Первое уравнение (5)

содержит только продольные производные, а переменная x^2 входит как параметр. Для сокращенного обозначения частных производных использованы следующие символы:

$$h_{2,1} = \frac{\partial h_2}{\partial x^1} \quad , \quad \varphi_{,2} = \frac{\partial \varphi}{\partial x^2}$$

Решение внешней задачи для геометризованной модели возможно в двух вариантах. Первый связан с выделением эллиптического контура с $b=\text{const}$ (полуось по x) и расчеты формирующих электродов по формулам (4). Второй вариант состоит в рассмотрении задачи для плоской центральной части пучка и отдельном формировании торцевой области. При этом достаточно рассмотреть параксиальный алгоритм решения внешней задачи, когда пучок в системе ζ, x, y ($\zeta=0$ – уравнение катода) трактуется как квазицилиндр с медленно меняющимся сечением и плотностью пространственного заряда, зависящей только от продольной координаты

$$\varphi = \varphi_i - \rho Re \int_0^v d\eta \int_0^{v-\eta} h^2(u + i\tau, \eta) d\tau \quad (6)$$

Координаты u, v с конформной метрикой $h_1=h_2=h$ связаны с контуром сечения пучка $v=0$. Для эллиптического сечения или “почти прямоугольных” контуров [1] двойной интеграл в (6) выражается через элементарные функции.

Литература

1. Сыровой В.А. Теория интенсивных пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 2004.

МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ КОЛЛАБОРАЦИЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ МОЩНЫХ И СВЕРХМОЩНЫХ КЛИСТРОНОВ С КПД ОКОЛО 90%

Байков А.Ю., МФЮА, РФ, Гузилов И.А., БТВП, РФ, Syratchev I., CERN, Switzerland, Marrelli C., ESS, Sweden, Lingwood C., Lancaster University, UK

Доклад посвящен анализу результатов работы международной научно-технической группы НЕИКА, которая была сформирована на базе ЦЕРНа в 2014 г. для решения задачи предварительного проектирования источников СВЧ мощности для перспективных ускорителей ЦЕРНА. Для суперколлайдера FCC в рамках группы НЕИКА предполагается разработать проект клистрона непрерывного режима с выходной мощностью 1.2 – 1.5 МВт и с КПД около 90% на основе концепции СОМ-группирования. Для коллайдера CLIC предполагается разработать многолучевой клистрон с импульсной выходной мощностью 20 МВт на основе концепции ВАК-группирования. В рамках группы НЕИКА предполагается рассмотреть и другие перспективные проекты мощных вакуумных приборов с высоким КПД. Предполагается также продолжить изучение фундаментальных закономерностей и условий достижения предельных значений КПД мощных и сверхмощных вакуумных СВЧ приборов.

Международная научно-техническая группа НЕИКА (High Efficiency International Klystron Activity) была сформирована на базе ЦЕРНа в 2014 г. с целью решения комплекса научных и научно-технических задач, направленных на создание мощных и сверхмощных клистронов с предельными значениями КПД.

Для новых, проектируемых в настоящее время перспективных ускорителей элементарных частиц, таких как Compact Linear Collider (CLIC) и Future Circular Collider (FCC) требуются источники СВЧ мощности (пролетные клистроны) с уникальными выходными характеристиками [1]. Например, для будущего суперколлайдера FCC с протяженностью тоннеля около 100км, который разрабатывается как преемник Большого адронного коллайдера (БАК), и концептуальный проект которого должен быть разработан к 2018 г., предполагается создать многолучевые клистроны непрерывного режима на частоту 800 МГц с выходной мощностью 1.2 – 1.5 МВт. При таком уровне средней выходной мощности проблема повышения КПД выходит на первый план. По-видимому, минимальным приемлемым значением КПД таких приборов является 80%, а желательным значением – не менее 90%.

Достижение подобных значений КПД ведущими фирмами – разработчиками мощных вакуумных СВЧ приборов на данный момент не планируется, даже в перспективе. В настоящее время большинство выпускаемых клистронов имеют КПД в диапазоне 40-55%. и только несколько клистронов в мире работают с КПД от 65% до 70%. (рис. 1).



Рис. 1. Промышленно выпускаемые клистроны L-диапазона с КПД от 65% до 70%, слева направо: Thales TH1801, Toshiba E3736, CPI VKL-8301

Следует отметить, что возможность достижения КПД более 70% доказана 70-х – начале 80-х гг. XX в. сначала теоретически в работах Д.М.Петрова (см. [2]-[3]), а затем и экспериментально С.В.Лебединским, которому удалось создать два клистрона с КПД в нагрузку 80%, причем, один из этих приборов имел электронный КПД около 90% [4]. Вплоть до настоящего времени повторить эти результаты не удалось.

Решение проблемы достижения предельных значений КПД клистрона в существенной степени определяется возможностями компьютерного моделирования и оптимизации. Существующие 1D, 2D и 3D программы моделирования клистронов используют, в основном, различные варианты модели крупных частиц:

1D дисковую модель, 1.5D кольцевую модель, а также 2D и 3D PIC-модели (Particles In Cells).

PIC-программы могут моделировать эффекты расширения и расслоения электронного пучка, а также переходные процессы, возникающие при включении/выключении модулятора. Однако время расчета по таким программам оказывается очень большим и составляет на обычном компьютере от нескольких часов до нескольких дней. Кроме того, для получения адекватного результата необходима тщательная настройка параметров численной модели (параметры сеток, число частиц, фильтры численных шумов и т.д.) под каждую конкретную конструкцию прибора, причем, не для всех конструкций такую настройку удается осуществить. Реально использовать PIC-программы можно только для контроля окончательного варианта, который должен быть получен в результате моделирования и оптимизации по другим программам.

Для дисковых 1D программ время расчета одного варианта составляет от нескольких минут до десятков минут. Это тоже слишком большое время для проведения оптимизации.

Единственная из известных в настоящее время моделей, которая при высокой точности обеспечивает достаточно быстрый расчет, позволяющий проводить оптимизацию, - это дискретно-аналитическая модель [5], на основе которой разработан комплекс программ KlypWin. Для проведения многомерной многокритериальной многоэкстремальной оптимизации по области, включающей некорректные подобласти, разработаны метод макрошагов [6] и метод поэтапной оптимизации с последовательным увеличением числа каскадов. Использование этих методов позволяет достигнуть глобального максимума КПД на заданном многомерном параллелепипеде пространства параметров.

Проведение большого количества циклов оптимизации для различных базовых конструкций клистрона показало, при микроперевансе луча 0.2-0.3 может быть достигнут КПД в нагрузку около 90%. Такие значения КПД достигаются при реализации режима СОМ-группирования (Core Oscillation Method), при котором движение частиц ядра сгустка является колебательным, а движение периферийных частиц - монотонным [7] - [8]. Такой характер движения возможен только при достаточно большой длине группирования.

Увеличить КПД клистрона без увеличения длины также возможно, если использовать концепцию ВАК-группирования (Bunching-Alignment-Collecting), обеспечивающую несколько меньший КПД по сравнению с СОМ. В настоящее время смоделированы несколько ВАС-приборов с КПД от 70% до 80%.

Проблемой увеличения КПД клистронов занимаются в настоящее время несколько научных групп, сформировавшихся в разных странах на базе вузов, научных и промышленных организаций. Для увеличения эффективности работы в этом направлении возникла потребность объединения этих групп в большую международную группу, которая получила название HEIKA (High Efficiency International Klystron Activity). Штаб-квартира и координационный центр группы находится в ЦЕРНе. В группу HEIKA входят представители научных организаций ЦЕРН (Швейцария), ESS (Швеция) и СЕА (Франция), вузов МФЮА и МИФИ (Россия), университет Ланкастера (Великобритания), а также научно-промышленных предприятий "Базовые технологии вакуумных приборов", БТВП (Россия), Thales (Франция), L-3Communications (США). Все перечисленные организации занимаются моделированием клистронов, но используют при этом различные программы. В рамках группы HEIKA появились возможность объединить и скоординировать эту работу, а также обеспечить сопоставление и контроль достоверности результатов. В настоящее время участники группы HEIKA используют следующие программы: 1D KlypWin (российская научная группа на базе МФЮА и МИФИ), 1D AJDISK (ESS и университет Ланкастера), Klys2D (Thales), 2D TESLA (L-3Communications), 2D MAGIC и 3D MAGIC (университет Ланкастера).

Первым этапом работы группы стал сравнительный анализ работы программ на основе специально смоделированного 5-резонаторного клистрона. По всем перечисленным программам разброс рассчитанных значений КПД составил менее 5% (от 73% до 78%).

Дальнейшая работа группы в основном направлена на разработку концепций 1.5 МВт клистрона непрерывного режима для проекта FCC и 20МВт клистрона импульсного режима для проекта CLIC.

Проект клистрона для FCC получил рабочее название HEKSW. Для него выбрана организационная схема моделирования, в рамках которой сначала проводится оптимизация с помощью программы KlypWin (российская научная группа), а затем лучшие варианты повторно моделируются программами AJDISK (ESS, университет Ланкастера), Klys2D (Thales), TESLA (L-3Communications) и MAGIC (университет Ланкастера). В настоящее время в результате оптимизации получены 2 варианта с КПД около 90% (рис. 1, 2). Эта работа продолжается.

Для проекта CLIC предполагается разработать многолучевой клистрон с импульсной выходной мощностью 20 МВт на основе концепции ВАК-группирования. В настоящее время смоделирован такой прибор с КПД около 80% и осуществляется изготовление его экспериментального макета фирмой БТВП (заказ ЦЕРНА).

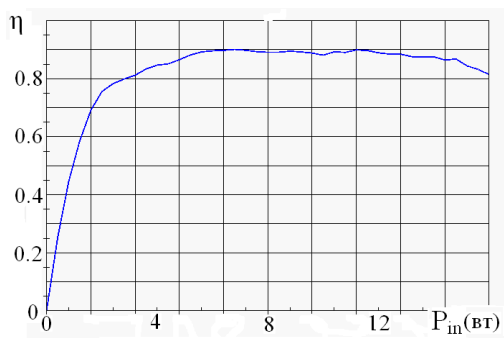


Рис. 1. Амплитудная характеристика варианта клистрона HEKSW-07-02

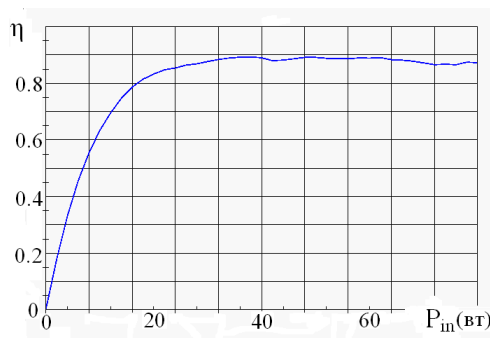


Рис. 2. Амплитудная характеристика варианта клистрона HEKSW-11-02

В рамках группы НЕИКА предполагается рассмотреть и другие перспективные проекты мощных вакуумных приборов с высоким КПД, в частности, проект клистрона на 12 ГГц с микроперевансом 1.5 и с КПД более 75% (СЕА), а также проект мощной многолучевой ИОТ с дополнительным группирующим резонатором и с КПД более 85% для ускорителя ESS (Швеция) .

Предполагается также продолжить изучение фундаментальных закономерностей и условий достижения предельных значений КПД мощных и сверхмощных вакуумных СВЧ приборов.

Литература

1. E. Jensen, "High efficiency work in context," presented at the EnEfficient RF sources Workshop, Daresbury, UK, June 3-5, 2014.
2. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. – М.: Сов. радио, 1971.
3. Кочетова В.А., Кучугурный В.И., Лебединский С.В., Малыхин А.В., Петров Д.М. Пролетный клистрон с высоким КПД. Некоторые вопросы теории и эксперимент (а – Оптимизация АЧХ, сопоставление расчетных и экспериментальных характеристик, Радиотехника и электроника – Москва: 1981, том.26, № 1. С. 132-138; б – Упорядоченное группирование, слетающий сгусток, гармоники конвекционного тока. С. 139-145).
4. Доколин О.А., Кучугурный В.И., Лебединский С.В., Малыхин А.В., Петров Д.М. Пролетный клистрон с электронным КПД 90% // Известия Вузов МВ и ССО СССР радиотехника – Киев: 1984, том. 27, №12. С. 47-55.
5. Байков А.Ю., Грушина О.А., Стриханов М.Н., Тищенко А.А. Математическая модель трансформации электронного пучка в узкой трубе // ЖТФ, 2012, том 82, вып. 6., С. 90-100.
6. Байков А.Ю. Метод макрошагов для глобальной многопараметрической оптимизации мощных клистронов.// Прикладная математика и математическая физика, 2015, том 1, №1. С. 3-22.
7. Байков А.Ю., Грушина О.А., Стриханов М.Н. Исследование зависимости максимального КПД от коэффициента усиления в двухрезонаторных клистронах // ЖТФ, 2013, Т. 83, вып.4. С. 127-133.
8. Байков А.Ю., Грушина О.А., Стриханов М.Н. Моделирование условий достижения максимального КПД в клистронах дециметрового диапазона // ЖТФ, 2014, том 84, вып.3. С. 113-119.

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЕНИЯ СПЕКТРОМ ГЕНЕРАЦИИ ГИРОТРОНА ПУТЕМ ЗАХВАТА ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ И СИГНАЛОМ, ОТРАЖЕННЫМ ОТ УДАЛЕННОЙ НАГРУЗКИ

Рыскин Н.М.¹, Мельникова М.М.¹, Рожнёв А.Г.¹, Тышкун А.В.¹, Якунина К.А.¹,
Глявин М.Ю.², Новожилова Ю.В.²

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Вопросы селекции мод и управления спектром колебаний имеют большое значение для современных резонансных электронных мазеров со сверхразмерными колебательными системами, в особенности — для гиротронов. В докладе обсуждаются результаты решения двух задач, полученные в последнее время в СГУ и ИПФ РАН. Рассматривается автосинхронизация гиротрона сигналом, отраженным от нагрузки, обсуждается возможность стабилизации частоты излучения за счет захвата колебаний отраженным сигналом. Приведены результаты расчетов для гиротрона диапазона 670 ГГц. Также проведено моделирование синхронизации гиротрона внешним гармоническим сигналом. Рассматривается случай, когда генератор находится в режиме жесткого возбуждения, в котором достигается максимальный КПД. Обсуждаются принципиальные отличия от случая мягкого самовозбуждения.

Ключевые слова: гиротрон, синхронизация, отражения, стабилизация частоты.

В настоящее время исследование гиротронов, работающих в непрерывном режиме, которые применяются в установках для нагрева плазмы и для ряда других приложений (например, для ЯМР-спектроскопии с динамической поляризацией ядер), представляет большой интерес. Как известно, частота излучения гиротронов может быть нестабильной из-за флуктуаций напряжения источника питания, тепловых эффектов или других причин.

Среди возможных способов стабилизации частоты следует выделить воздействие сигналом, отраженным от удаленной нагрузки. Ранее в ряде работ исследовалось влияние запаздывающих отражений на работу различных СВЧ генераторов. В том числе, обсуждалась стабилизация частоты (автосинхронизация) задержанным во времени выходным сигналом генератора $[0,0]$. Однако применительно к гиротронам данный способ не рассматривался, и конкретные схемы стабилизации частоты гиротронов отраженной волной не обсуждались. Отметим, что характер влияния отражений зависит как от амплитуды отраженного сигнала, так и от фазы, определяемой временем распространения сигнала от резонатора гиротрона до выходного окна или другого отражающего элемента. Следовательно, в СВЧ-диапазоне необходимо учитывать эффекты запаздывания отраженного сигнала, т.к. расстояние от генератора до нагрузки может быть много больше длины волны.

Изучим эффект стабилизации частоты гиротрона с запаздывающим отражением от нагрузки на примере простой модели, основанной на уравнениях квазилинейной теории гиротрона $[0,0]$. Такую модель можно описать следующим уравнением $[0,0]$

$$\dot{A} + i\Delta A = (\sigma - (1 + ib)|A|^2)A + \rho e^{-i\psi} A(t - \tau). \quad (5)$$

Здесь A — медленно меняющаяся амплитуда, Δ — частотная расстройка, σ — параметр, характеризующий превышение тока пучка над стартовым, b — параметр реактивной нелинейности, $\rho \exp(-i\psi)$ — нормированный комплексный параметр отражений, τ — время задержки, $\psi = \omega_0 \tau$ — фаза отраженного сигнала.

Найдем решение уравнения (5) в виде $A = A_0 \exp(i\omega t)$:

$$\Delta = \omega + \beta |A_0|^2 + \rho \sin(\omega\tau + \psi), \quad (6)$$

$$|A_0|^2 = \sigma + \rho \cos(\omega\tau + \psi). \quad (7)$$

Полученные выражения определяют частоту и амплитуду генерации. Исключая амплитуду из (2) с помощью (3) и дифференцируя полученное соотношение, получим выражение для коэффициента стабилизации частоты $K_\omega = d\Delta/d\omega$ в точках, в которых $\cos(\omega\tau + \psi) = 1$. Нетрудно найти, что $K_\omega = 1 + \rho\tau$, т.е. с ростом отражений и времени задержки стабилизация частоты увеличивается. Можно также оценить ширину полосы стаби-

лизации $\Delta_2 - \Delta_1$, где $\Delta_{1,2}$ — точки, в которых смыкаются две соседние ветви зависимости $\omega(\Delta)$, т.е. в которых производная $d\Delta/d\omega = 0$. Получим следующее выражение

$$\Delta_2 - \Delta_1 = \frac{2\left(\pi - \arccos(1/\rho\tau) + \sqrt{\rho^2\tau^2 - 1}\right)}{\tau}. \quad (8)$$

Теоретические результаты были проверены при помощи численного моделирования, основанного на нестационарной модели гиротрона с фиксированной структурой поля [0]. Для этого были использованы параметры гиротрона диапазона 0.67 ТГц, разработанного в работе [0]. Были рассчитаны параметры холодного резонатора: для рабочей моды $TE_{31,8}$ найдены собственная частота $f = 670.164$ ГГц и добротность $Q = 1948.85$. Результаты численного моделирования приведены на рис. 1, где построены зависимости частоты от генерации от собственной частоты резонатора при двух различных расстояниях до отражающей нагрузки. Численные результаты хорошо согласуются с теорией, теоретические зависимости показаны сплошными линиями. Образование горизонтальных «полочек» при введении отражений указывает на эффект стабилизации частоты. Коэффициент стабилизации частоты K_ω возрастает с ростом отражений и времени запаздывания. Переход между устойчивыми состояниями на разных частотах происходит скачкообразно и сопровождается гистерезисом (стрелки на рис. 1).

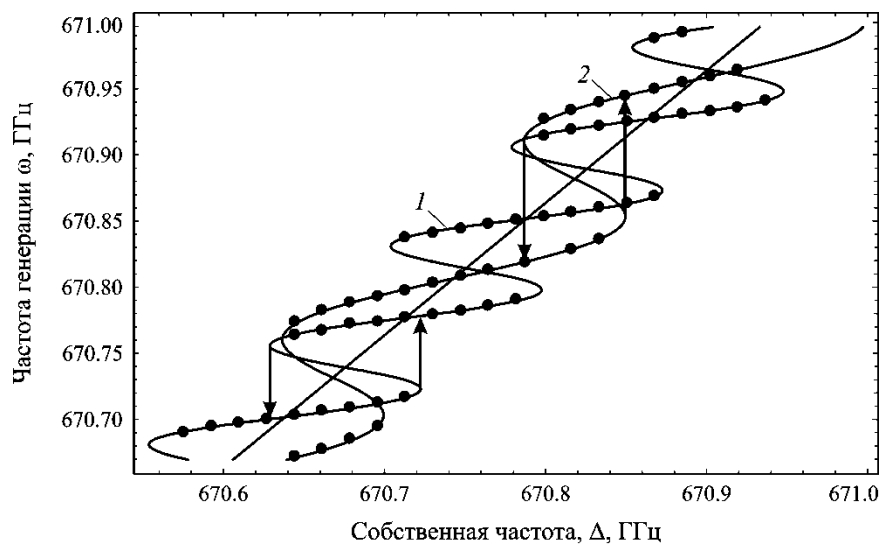


Рис. 1. Зависимость частоты генерации от собственной частоты при коэффициенте отражения по мощности 2.25% и расстоянии до отражателя 1 м (кривая 1) и 2 м (кривая 2). Прямой линией показана зависимость в отсутствие отражений

Также была рассмотрена синхронизация гиротрона внешним сигналом. Одна из особенностей гиротрона состоит в том, что режим максимального КПД, как правило, достигается в режиме жесткого возбуждения [0]. Отметим, что с точки зрения теории колебаний задача о синхронизации системы с жестким возбуждением недостаточно проработана.

Рассматривалась синхронизация квазилинейной модели гиротрона [0,0] внешним сигналом. В этом случае вместо уравнения (5) имеем

$$\dot{A} + i\Delta A = \left(\sigma - (1+ib)|A|^2\right)A + f. \quad (9)$$

Здесь f — амплитуда внешнего синхронизирующего сигнала, Δ — расстройка между частотой внешнего сигнала и собственной частотой резонатора. Жесткое возбуждение в системе (9) имеет место при $-1/4 < \sigma < 0$. Для квазилинейной модели (9) был проведен детальный анализ устойчивости синхронизованных состояний, а также бифуркационных механизмов перехода в режим синхронизации. Был выявлен ряд отличий от известной картины синхронизации для системы с мягким самовозбуждением. На рис. 2 приведен пример резонансных кривых (зависимостей амплитуды колебаний от частоты) и языков синхронизации для типичного случая умеренной неизохронности. Поскольку в исходной системе существуют два предельных цикла — устойчивый и неустойчивый, на рис. 2б видны языки синхронизации. Однако только один из них ограничивает область синхронизации. Вторым, соответствующий неустойчивому циклу, служит верхней границей области регенеративного усиления. Действительно, поскольку в автономной системе присутствует бистабильность, она

характерна и для неавтономной системы. Режим синхронизации с высоким КПД (область 1 на рис. 2) устанавливается, только если амплитуда начального возмущения достаточно велика. При малой амплитуде начального возмущения генератор функционирует как усилитель внешнего сигнала (область 2 на рис. 2). В этом режиме мощность и КПД генерации малы.

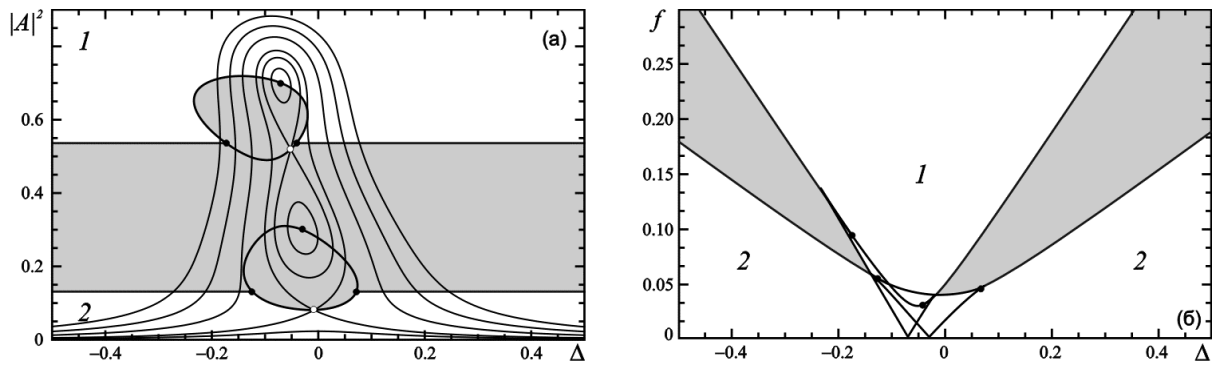


Рис. 2. Резонансные кривые (а) и языки синхронизации (б) при $\sigma_{1,2} = -0.21$ и $b = -0.1$.

Белым цветом показаны устойчивые режимы (1 – режим синхронизации, 2 – режим регенеративного усиления), серым — режимы биений

Теоретические результаты подтверждены численным моделированием на основе нестационарной теории гиротрона с гауссовой фиксированной структурой высокочастотного поля. Как известно, для этой модели максимальный КПД $\eta \approx 0.7$ достигается в режиме жесткого возбуждения [0]. На рис. 3 приведены границы областей самовозбуждения и регенеративного усиления на плоскости параметров Ω, f , где Ω — нормированная отстройка частоты внешнего сигнала от собственной частоты, f — амплитуда внешнего сигнала. Вид этих границ качественно согласуется с полученным для квазилинейной модели (рис. 2б). Выше линии 1 находится область синхронизации. КПД в этой области достигает значения $\eta \approx 0.7$, т.е. примерно той же величины, что и в автономном режиме. С ростом f КПД плавно уменьшается. Ниже линии 2 на рис. 14 (а) находится область регенеративного усиления. В этом режиме КПД достаточно мал, $\eta < 0.1$. В области, где границы перекрываются, т.е. ниже линии 1, но выше линии 2, сосуществуют два устойчивых режима. При плавном изменении амплитуды внешнего сигнала переходы между этими режимами происходят жестко и сопровождаются гистерезисом.

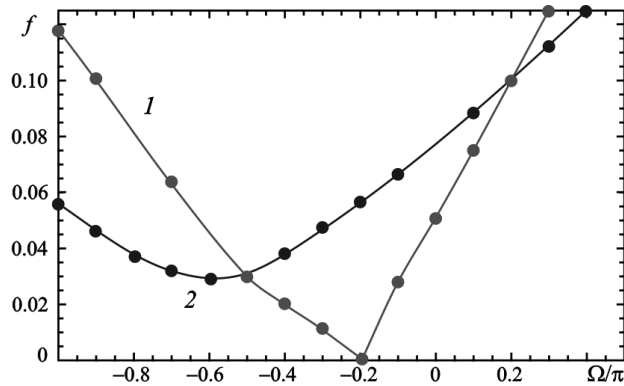


Рис. 3. Граница синхронизации (1) и регенеративного усиления (2) для гиротрона с фиксированной гауссовой структурой поля в режиме максимального КПД

Более того, при определенных значениях параметров режим синхронизации оказывается чрезвычайно чувствительным к фазе внешнего сигнала: существует диапазон фаз, для которого устанавливается режим усиления, вне зависимости от того, какова была начальная амплитуда. На рис. 4 приведен пример зависимостей КПД от времени, иллюстрирующих этот эффект. Численное моделирование проводилось таким образом, чтобы имитировать реальные условия эксперимента. Вначале проводился расчет для автономного гиротрона до стадии установления стационарного режима с КПД $\eta \approx 0.7$. Затем, при $t = 5$ включался внешний сигнал вида $f \exp(i(\Omega t + \psi))$ с различными значениями фазы ψ . В зависимости от ψ внешний сигнал может либо синхро-

низовать гиротрон в режиме с высоким КПД, либо перевести систему в режим регенеративного усиления с низким КПД.

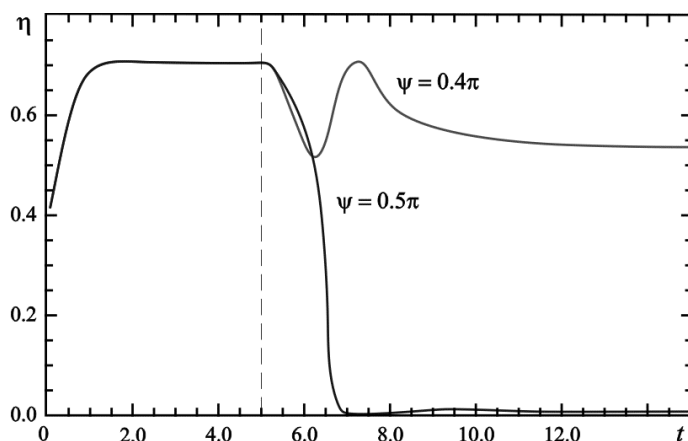


Рис. 4. Пример зависимостей КПД от времени для двух различных значений начальной фазы ψ . Момент включения внешнего воздействия показан вертикальной штриховой линией

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 15-02-01798а и 15-02-02893а).

Литература

1. Choi J.J., Choi G.W. Experimental observation of frequency locking and noise reduction in a self-injection-locked magnetron // IEEE Trans. Electron Devices. 2007. Vol. 54, No. 12. P. 3430-3432.
2. Bliokh Y.P., Krasik Y.E., Felsteiner J. Self-injection-locked magnetron as an active ring resonator side coupled to a waveguide with a delayed feedback loop // IEEE Trans. Plasma Sci. 2012. Vol. 40, No. 1. P. 78-82.
3. Нусинович Г.С. Теория многомодового гиротрона // В сб. «Гиротрон». Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 146-168.
4. Nusinovich G.S. Introduction to the Physics of Gyrotrons. Johns Hopkins University Press: Baltimore, MD, USA. 2004.
5. Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Усачева С.А. Нестационарные процессы в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 9. С. 16-22.
6. Melnikova M.M., Tyshkun A.V., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Glyavin M.Y., Novozhilova Y.V. Frequency stabilization of a 0.67 THz gyrotron by delayed reflection // Abstr. 16th International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2015), 27-29 April 2015. Beijing, China.
7. Glyavin M.Y., Luchinin A.G., Nusinovich G.S., Rodgers J., Kashyn D.G., Romero-Talamas C.A., Pu R., A 670 GHz gyrotron with record power and efficiency // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101, No. 15. P. 153503.

ОРОТРОН ДИАПАЗОНА 240...380 ГГц С ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ И МНОГОФОКУСНЫМИ ФОКУСИРУЮЩИМИ СФЕРОЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю.

*Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., г.Фрязино,
eam168@ms.ire.rssi.ru*

Экспериментально исследована возможность увеличения мощности генерации оротрона с двухрядной периодической структурой диапазона 240...380 ГГц на участке 290...350 ГГц. Необходимость исследования связана с наличием на этом участке диапазона перестройки сразу двух окон прозрачности атмосферы на частотах 306 ГГц ($\lambda = 0.98$ мм) и 341 ГГц ($\lambda = 0.88$ мм).

Цель нашей работы – продолжение исследования возможности создания оротрона с двухрядной периодической структурой (ДРПС) в субмиллиметровом диапазоне волн, начатое в работе [1]. В [1] была получена генерация на высокочастотной границе перестройки (ВЧГП), равной 360 ГГц ($\lambda = 0.83$ мм), и было показано, что малая мощность генерации обусловлена неоднородностью ВЧ поля по ширине электронного потока. Кроме того, ограничение ВЧГП частотой 360 ГГц было связано с недостаточной величиной рабочего тока. В работе [2] было показано, что можно продвинуть ВЧГП до частоты 402.6 ГГц, увеличив ширину плоского зеркала и применив в качестве фокусирующего зеркала – двухфокусное сфероцилиндрическое зеркало («сдвоенный сфероцилиндр»). При этом оси цилиндров, параллельны оси ДРПС, расстояние между ними – 3 мм, и рабочий ток – порядка 250 мА. Мощность генерации на частоте 360 ГГц составляла ~ 25 мВт, а на частоте 350 ГГц ~ 50 мВт.

Для этого была использована та же конструкция ДРПС, что и в работе [2]. Её параметры: период $l = 0.182$ мм, высота рядов $b_1 = 0.154$ мм, $b_2 = 0.147$ мм, высота пролётного канала $2H = 0.11$ мм, общая высота $b_0 = b_1 + 2H + b_2 = 0.411$ мм, длина $L = 33$ мм, ширина плоского зеркала 13 мм, длина 33 мм, поперечное сечение отверстия вывода энергии из плоского зеркала 0.8×2.4 мм² (вместо 1.2×2.4 мм² в [1]). Это изменение позволило более точно настраивать связь ОР с нагрузкой вблизи ВЧГП оротрона [3]. Ширина электронного потока $2C = 5.3$ мм.

Следующим шагом по устранению неоднородности распределения ВЧ поля по ширине электронного потока по сравнению с работой [2] в оротроне с той же ДРПС было использование двух типов пятифокусных сфероцилиндрических зеркал с ориентацией осей цилиндров поперёк движения электронного потока [4]. Для первого типа расстояние между фокусами $d_{\phi} = 4.75$ мм, длина цилиндрической части $L_{\text{ц}} = 4$ мм, общая длина зеркала $L = 34$ мм, поперечный размер $A = L_{\text{ц}} + 2r = 4 + 2 \times 7.5 = 19$ мм, $R_{\text{ц}} = R_{\text{сф}} = 65$ мм. Для второго – расстояние между фокусами $d_{\phi} = 5.0$ мм, длина цилиндрической части $L_{\text{ц}} = 6$ мм, общая длина зеркала $L = 33.5$ мм, поперечный размер $A = L_{\text{ц}} + 2r = 6 + 2 \times 7.5 = 21$ мм, $R_{\text{ц}} = R_{\text{сф}} = 32$ мм.

Распределение ВЧ поля для длин волн $\lambda = 1$ мм, 0.9 мм, 0.8 мм и 0.75 мм поперёк электронного потока для первого зеркала представлено на рис. 1а, для второго – на рис. 1б.

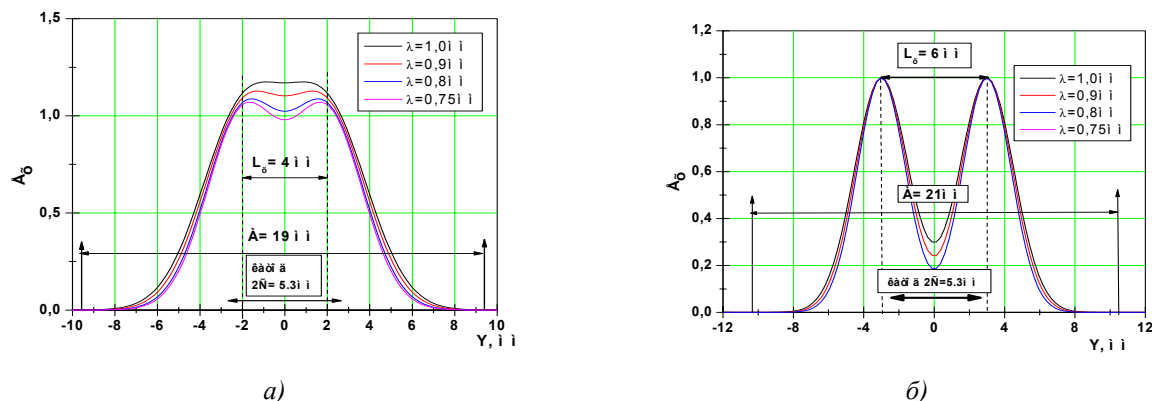


Рис. 1. Распределение ВЧ поля по ширине электронного потока для двух типов пятифокусных сфероцилиндрических зеркал с длиной цилиндрической части $L_{\text{ц}} = 4.75$ мм (а) и $L_{\text{ц}} = 5.0$ мм (б)

Как видно на рис. 1а, на сферическую часть распределения ВЧ поля (на Гауссово распределение) при использовании первого зеркала осталось только $\varepsilon = 2C - L_{\text{ц}} = 1.3$ мм, так как ширина электронного потока $2C = 5.3$ мм.

Как видно на Рис. 1б, для второго зеркала плоская часть распределения ВЧ поля больше ширины $2C$ электронного потока, и неоднородность по ширине электронного потока можно не учитывать.

На рис. 2 приведено распределение ВЧ поля для длин волн $\lambda = 1$ мм, 0.9 мм и 0.8 мм вдоль пространства взаимодействия на его оси при симметричном расположении зеркала (как первого, так и второго) относительно центра периодической структуры. Это положение соответствует расстоянию последнего максимума ВЧ поля от центра щели вывода энергии $D = 3$ мм.

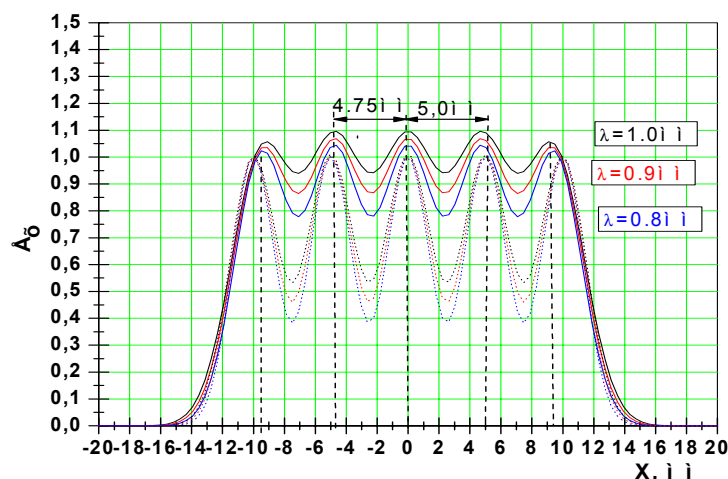


Рис. 2. Распределение ВЧ поля вдоль пространства взаимодействия для двух типов пятифокусных сфероцилиндрических зеркал с межфокусным расстоянием $d_{\phi} = 4.75$ мм (сплошные) и $d_{\phi} = 5.0$ мм (пунктир)

На рис. 2 видно, что общая длина распределения ВЧ поля для первого зеркала с уровнем амплитуды ~ 1 соответствует этому уровню для сдвоенного сфероцилиндра [2] и составляет ~ 20 мм. Однако в отличие от случая оротрона со сдвоенным сфероцилиндром, в распределении ВЧ поля имеются глубокие минимумы амплитуды до уровня 0.8, и, следовательно, ещё большее уменьшение эффективной длины взаимодействия. В случае второго зеркала эти «провалы» в распределении ВЧ поля существенно глубже (до 0.4). Поэтому пусковой ток для оротрона с этими зеркалами для $\lambda = 0.8$ мм и более коротких длин волн должен быть выше, чем для оротрона со сдвоенным сфероцилиндром [2]. В результате верхняя граница перестройки должна сместиться вниз по частоте. Кроме того, для второго зеркала, несмотря на то, что неоднородность по ширине электронного потока отсутствует, эффективность взаимодействия может быть меньше. Это подтверждают результаты эксперимента по комбинированной перестройке оротрона с обоими зеркалами.

На рис. 3а,б представлены результаты эксперимента по комбинированной перестройке оротрона с первым зеркалом при двух значениях токов электронного потока, отличающихся в 2 раза (пунктирные кривые), с параметрами ДРПС, указанными выше, и при $D = 3.5$ мм т.е. смещённым от симметричного положения в сторону электронной пушки. Эти результаты представлены в виде экспериментальных точек (рис. 3а), соединённых сплошными линиями, в диапазоне от 240 до 380 ГГц, что означает, что эти измерения были проведены в одном и том же эксперименте, и в виде гистограмм (рис. 3б). Следует отметить, что погрешность измерения абсолютного значения мощности с помощью градуированной детекторной головки и учета погрешности измерения ослабления тракта, ослабления аттенюатора и чувствительности головки в наших экспериментах составляла величину порядка 33%.

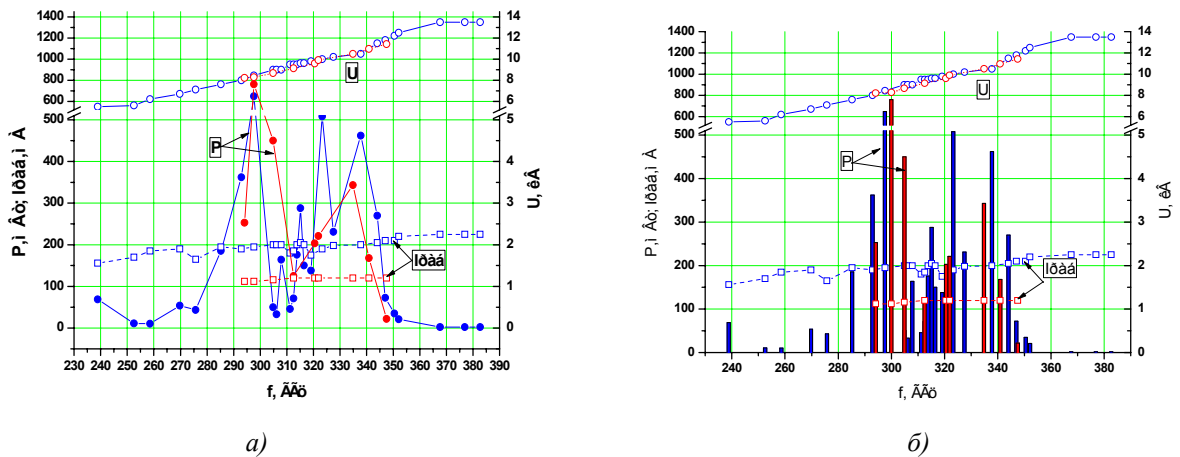


Рис. 3. Комбинированная перестройка оротрона по частоте при двух значениях тока электронного потока.

Как видно на Рис.3а, б, наблюдается существенное увеличение мощности генерации от 150 до 600 мВт в диапазоне 290...350 ГГц на отдельных частотах, причём минимальная мощность генерации составляет не менее 50 мВт. Увеличение мощности в этом диапазоне по сравнению с [2] связано, во-первых, с существенным уменьшением неоднородности ВЧ поля по ширине электронного потока, и, следовательно, с увеличением эффективности взаимодействия. Действительно, вычисленные величины радиуса каустики для экспериментальных значений частот (длин волн) Рис. 3 составляют для λ (мм) = 0.984, 0.96, 0.88, 0.784 соответственно r_k (мм) = 2.69, 2.61, 2.542, 2.50, 2.40 при этом отношение ширины пучка к радиусу каустики изменяется $\varepsilon/r_k = (2C - L_{ц})/r_k = 1.3/r_k$ и уже составляет соответственно: 0.446, 0.459, 0.472, 0.480, 0.5, т.е. в два раза меньше r_k , а не $2C/r_k = 1.93...2.21$ при отсутствии цилиндрического участка на фокусирующем зеркале. Во-вторых, увеличению мощности генерации способствовало, как показывают расчёты, некоторое уменьшение эффективной длины взаимодействия за счёт формы распределения ВЧ поля вдоль пространства взаимодействия. В-третьих, существенную роль, по-видимому, играет положение, которое занимает фокусирующее зеркало при перестройке ОР, на что указывают резкие изменения мощности генерации на соседних частотах.

Обращает на себя внимание, что при малом токе пучка генерируемая мощность в диапазоне 295...305 ГГц ($\lambda=1.017... 0.984$ мм) практически не отличается от мощности при большом токе и, даже, несколько больше, что свидетельствует о том, что для малого тока эта связь оптимальна, а для большего тока она мала. Режим недосвязи с нагрузкой. Поэтому с ростом тока генерируемая мощность, выводимая в нагрузку, уменьшается. Прибор работает в нелинейном режиме за оптимальной рабочей точкой. В диапазоне от 310 ГГц и выше по частоте, наоборот, режим работы при данной связи с нагрузкой оптимален для режима с большим током.

Затем были проведены эксперименты по перестройке оротрона с той же ДРПС и вторым фокусирующим сфероцилиндрическим зеркалом с $d_{\phi} = 5.0$ мм и $L_{ц} = 6$ мм. На рис. 4 представлены результаты эксперимента по комбинированной перестройке оротрона со вторым (чёрные линии) и первым зеркалом (красные линии) практически при одном и том же токе в диапазоне 295...350 ГГц при одном и том же положении фокусирующего зеркала относительно щели вывода энергии.

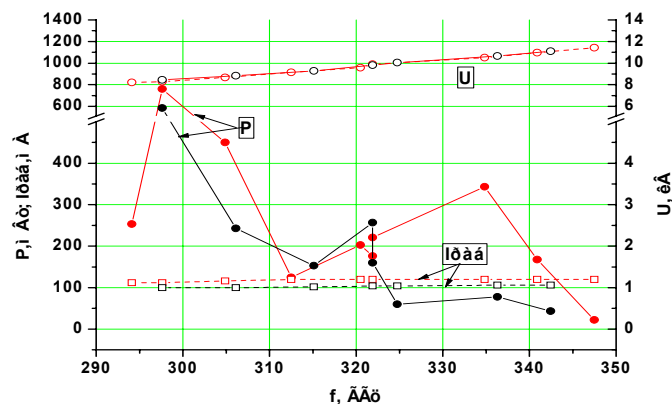


Рис. 4. Комбинированная перестройка оротрона по частоте с двумя типами сфероцилиндрических фокусирующих зеркал: $d_{\phi} = 5.0$ мм, $L_{ц} = 6$ мм, $R_{сф} = R_{ц} = 32$ мм (чёрные кривые) и $d_{\phi} = 4.75$ мм, $L_{ц} = 4$ мм, $R_{сф} = R_{ц} = 65$ мм (красные кривые)

Как видно на рис. 4, в диапазоне от 320 ГГц и выше с первым зеркалом ($d_{\phi} = 4.75$ мм, $L_{\pi} = 4$ мм, $R_{\text{сф}} = R_{\pi} = 65$ мм) генерируемая оротроном мощность существенно больше, чем со вторым зеркалом, несмотря на то, что в этом случае неоднородность ВЧ поля по ширине электронного потока отсутствует. Это является следствием серьёзного уменьшения длины взаимодействия за счёт «провалов» в распределении ВЧ поля вдоль пространства взаимодействия (см. рис. 2). Однако, по мере уменьшения частоты генерируемая мощность оротрона со вторым зеркалом становится сравнима с мощностью, генерируемой оротроном с первым зеркалом.

Заключение

Проведенные экспериментальные исследования показывают, что при одновременном увеличении длины взаимодействия за счёт применения многофокусных фокусирующих зеркал ОР и устранения неоднородности ВЧ поля по ширине электронного потока в оротроне с ДРПС, изготовленной с помощью электроискровой технологии, возможно существенное увеличение мощности генерации до сотен мВт вблизи полуволнового резонанса, когда $b_0/\lambda = 0.5$. Для ДРПС с высотой рядов 0.154 мм и 0.147 мм и высотой пролётного канала 0.11 мм эта область смещена в сторону меньших значений b_0/λ от 0.4...0.47. Это связано с тем, что высота рядов сравнима с высотой пролётного канала.

Сравнение результатов обоих экспериментов показывает, что при устранении неоднородности ВЧ-поля по ширине электронного потока при оптимальном выборе параметров фокусирующего многофокусного зеркала обеспечивается не только увеличение генерируемой мощности, но и уменьшение пускового тока на ВЧПП и, как следствие, продвижение её вверх по частоте.

Литература

1. Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. // Труды 24-й Международной Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». (КРЫМИКО-2014), 7-13 сентября 2014, г. Севастополь. Крым. Т.1. С.163.
2. Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. Оротрон с двухрядной периодической структурой диапазона 150-400 ГГц // II Всероссийская микроволновая конференция. 26-28 ноября 2014г., Москва. С. 322-324.
3. Патент 2274922 РФ. МКИ H01J 25/00. Оротрон // Мясин Е.А., Белявский Б.А., Соловьёв А.Н. Заявлено 12.08.04. Опубл. 20.04.2006.
4. Патент 87830 РФ. МКИ H01J 25/00. Оротрон// Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю., Соловьёв А.Н. Заявлено 12.05.2009. Опубл. 20.10.2009.

МИКРОВОЛНОВЫЕ АВТОГЕНЕРАТОРЫ НА ДВУХАЗОРНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

доц. Горлин О.А., вед. инж. Ремизова Т.А., проф. Федяев В.К.,
доц. Шишков А.А., доц. Юркин В.И.
Рязанский государственный радиотехнический университет

Представлены результаты исследований автогенераторов микроволнового диапазона на одном двухазорном резонаторе и генераторно-усилительных клистронов (ГУК) с генераторной секцией на двухазорном резонаторе.

Ключевые слова: автогенераторы СВЧ, генераторно-усилительный клистрон.

В докладе проведена параметрическая оптимизация с электронным КПД в качестве функции цели для шести зон генерации автогенератора на одном резонаторе с синфазными и противофазными видом колебаний. Показана теоретическая возможность получения в зависимости от номера зоны КПД от 14% до 65% для автогенератора на противофазном π -виде колебаний и от 40% до 66% на синфазном 0-виде. Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов было проведено на базе телевизионного клистрона на двухазорном резонаторе, разработанного В.А. Царевым. В режиме автогенерации выходного двухазорного резонатора на частоте 530 МГц была получена выходная мощность 3.7 кВт с КПД 44%. Компьютерное моделирование показало, что генерация происходит на π -виде колебаний с расчетным КПД 40%.

Известным недостатком автогенераторов непосредственно связанных с нагрузкой является влияния изменения параметров нагрузки на работу генератора вплоть до срыва колебаний. В монографии В.Н. Шевчика [1] приведена схема клистрона, в котором генераторная секция на двухазорном резонаторе развязана от нагрузки "буферным" каскадом, состоящим из выходного резонатора и пролетной трубы. При этом указано, что "для уменьшения разгруппировки электронов второе пространство дрейфа делается очень коротким". В [2] приведены сведения о трехазорном генераторном клистроне на двухазорных резонаторах КГ-36, выпускаемом промышленностью. В докладе показаны результаты исследований по выявлению размеров и режимов работы генераторно-усилительных клистронов (ГУК), в которых после генераторной секции происходит дополнительная догруппировка электронных сгустков, что ведет к росту амплитуды первой гармоники конвекционного тока и увеличению КПД. Показано, что при увеличении угла пролета между зазорами генераторной секции в 1.1...1.2 раза по сравнению с углом пролета для центра зоны генерации первой зоны нулевого и π -вида колебаний сохраняются амплитудные и фазовые условия савозбуждения, а скоростная модуляция на входе в усилительный каскад происходит в фазе, обеспечивающей дальнейшее группирование электронов и рост амплитуды первой гармоники тока до величины (1.5...1.75)I₀. В тристроне (клистроне с промежуточным двухазорным резонатором, разработанным В.А.Царевым) в режиме ГУК было получено экспериментальное значение КПД 54% при расчетном 52%.

В оптимизированном по электронному КПД двухазорном ГУК было получено расчетное значение КПД 70% за счет создания режима непрерывно слетающегося сгустка с минимальным разбросом скоростей в нем на входе в зазор выходного резонатора и дополнительным группированием электронов в длинном 4.8 рад первом зазоре генераторной секции.

Литература

1. Шевчик В.Н. Основы электроники сверхвысоких частот. Издательство: Советское радио, 1959.
2. Бесов Ю.Р. Усилительные клистроны Объединения "Светлана" (к 110-летию Объединения) / Зильберман И.И., Каяльянц Г.И., Муратов В.Н., Петров Г.С., Савшинский В.А., Тув А.А., Харит М.А. // Радиотехника. – 2000. – №2. – С.4-8.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ЛБВ 3-ММ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Азов Г.А.¹, Ефремова М.В.¹, Раупов Э.Ф.¹, Хриткин С.А.^{1,2}

¹ОАО «Плутон», Москва

²Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)

Представлены результаты численного моделирования электродинамических характеристик замедляющей системы типа «петляющий волновод» и электронно-оптической системы импульсной лампы бегущей волны W-диапазона с выходной мощностью не менее 30 Вт. Выполнены расчеты устройств согласования, пространства взаимодействия и электронно-оптической системы, позволившие определить их конструктивные параметры. Проведена оценка влияния потерь, обусловленных шероховатостью поверхности стенок электродинамической системы, на выходные характеристики прибора.

Ключевые слова: лампа бегущей волны, замедляющая система (ЗС), петляющий волновод, электронно-оптическая система (ЭОС), электронные пучки, электронные пушки.

Одним из актуальных направлений в настоящее время является разработка усилителей коротковолновой части миллиметрового диапазона волн. Исследования в данной области активно ведутся как у нас в стране, так и за рубежом. ОАО «Плутон» также проводит работы в части создания на имеющейся технологической базе лампы бегущей волны (ЛБВ) с фокусировкой пучка периодическим магнитным полем (МПФС), выходной импульсной мощностью до 50 Вт на частоте 97 ГГц при ускоряющем напряжении, не превышающем 20 кВ. Успешное решение поставленной задачи зависит от правильности выбора конструкции замедляющей системы, обеспечивающей эффективность взаимодействия электромагнитных волн с электронным потоком, и электронно-оптической системы, формирующей протяженный электронный пучок.

Переход к столь коротким длинам волн вынудил отказаться от применения спиральной замедляющей системы, традиционно используемой на предприятии при создании ЛБВ, из-за малости ее размеров и невозможности обеспечения приемлемой теплоотводящей способности.

При создании ЛБВ 8-мм диапазона длин волн и короче в качестве замедляющих систем обычно используют диафрагмированные волноводы круглого сечения [1] или прямоугольные периодические структуры типа «миллитрон» [2]. Однако переход к более высоким частотам резко уменьшает размеры входящих в них элементов. В частности, проведенная нами оценка системы «миллитрон» показала, что на частотах 97-100 ГГц толщина стенок диафрагмы составила 0,15-0,2 мм, а их сечение - 1,5×1,5 мм. Изготовление диафрагмированных волноводов подобных размеров, состоящих из диафрагм и промежуточных втулок, сопряжено со значительными технологическими трудностями. С целью их преодоления рассмотрена возможность использования в качестве замедляющей системы «петляющего волновода», который можно изготовить при использовании прецизионного эрозионного оборудования. Кроме этого, для создания подобной ЛБВ проведено исследование возможности реализации электронно-оптической системы, формирующей цилиндрический электронный пучок диаметром 0,25-0,3 мм.

Результаты расчета параметров замедляющей системы типа «петляющий волновод»

Определение геометрических параметров петляющего волновода проводилось из соображений обеспечения синхронизма электронного пучка с полем «+1» пространственной гармоники на частоте 97 ГГц. Электродинамические характеристики (коэффициент замедления и сопротивление связи) ЗС с диаметром пролетного канала $d=0,5$ мм рассчитывались с использованием программ трехмерного моделирования. На рис. 1 представлена модель исследуемой замедляющей системы, где также даны обозначения ее конструктивных параметров. Для определения электродинамических параметров рассматривается резонатор в виде отрезка ЗС длиной в один период p с периодическими граничными условиями на торцах. Для заданного сдвига фазы φ на ячейку ЗС, соответствующего «+1» пространственной гармонике, определяется значение собственной частоты f резонатора [3]. При этом величина коэффициента замедления n вычисляется по формуле

$$n = \frac{c}{v_\phi} = \frac{\beta}{k} = \frac{\varphi c}{p\pi f},$$

где c – скорость света в вакууме, v_ϕ – фазовая скорость волны «+1» пространственной гармоники, $\beta=2\pi f/v_\phi$ – фазовая постоянная распространения в продольном направлении, k – волновое число.

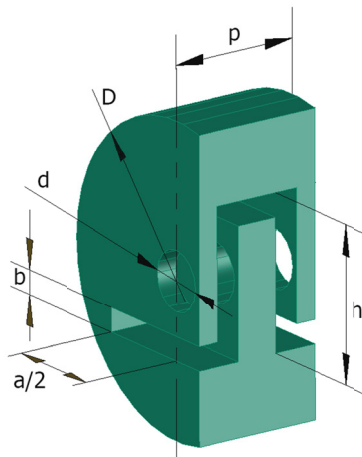


Рис. 1. Модель замедляющей системы типа «петляющий волновод»

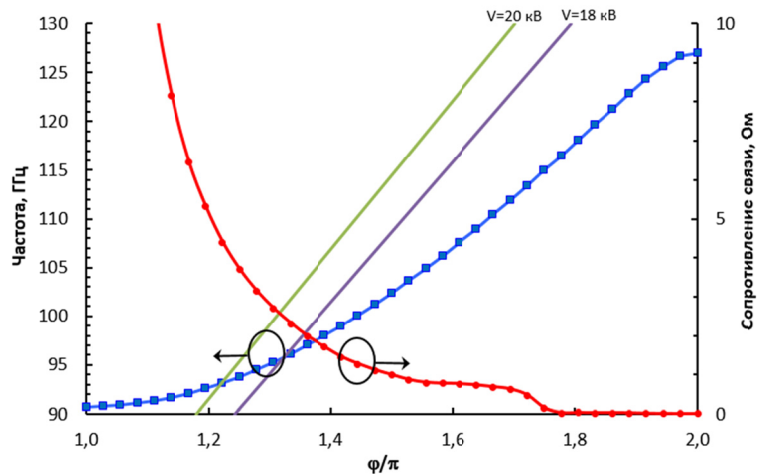


Рис. 2. Зависимости частоты и сопротивления связи на оси от сдвига фазы на ячейку ЗС типа «петляющий волновод»

Проведена серия расчетов, направленных с одной стороны на обеспечение условий синхронизма электронного пучка с замедленной электромагнитной волной при ускоряющем напряжении 19-20 кВ, а с другой стороны – возможности обеспечения амплитуды фокусирующего периодического магнитного поля с амплитудой индукции не менее 0,4 Тл. Наиболее отвечающие этим условиям конструктивные параметры замедляющей системы следующие: $a=1,7$ мм, $b=0,2$ мм, $p=1,1$ мм, $h=1,3$ мм. На рис. 2 приведены соответствующие им зависимости частоты и сопротивления связи на оси исследуемой замедляющей системы от сдвига фазы на ячейку ЗС.

На основе полученных результатов электродинамического расчета проведено исследование выходных характеристик прибора (распределения фазовых траекторий, электронного КПД, спектра скоростей частиц, высокочастотной мощности и др. от длины системы [4]) по 1.5D программе, разработанной на предприятии. Определены необходимые параметры электронного пучка, а именно при ускоряющем напряжении 19 кВ ток должен составлять 80 мА [5].

Зависимости электронного КПД и фазовых траекторий от длины замедляющей системы приведены на рис. 3, из которого видно, что максимальное значение КПД достигается при длине системы порядка 60 мм (рис. 3а). Соответствующие распределения фазовых траекторий вдоль электродинамической структуры представлены на рис. 3б.

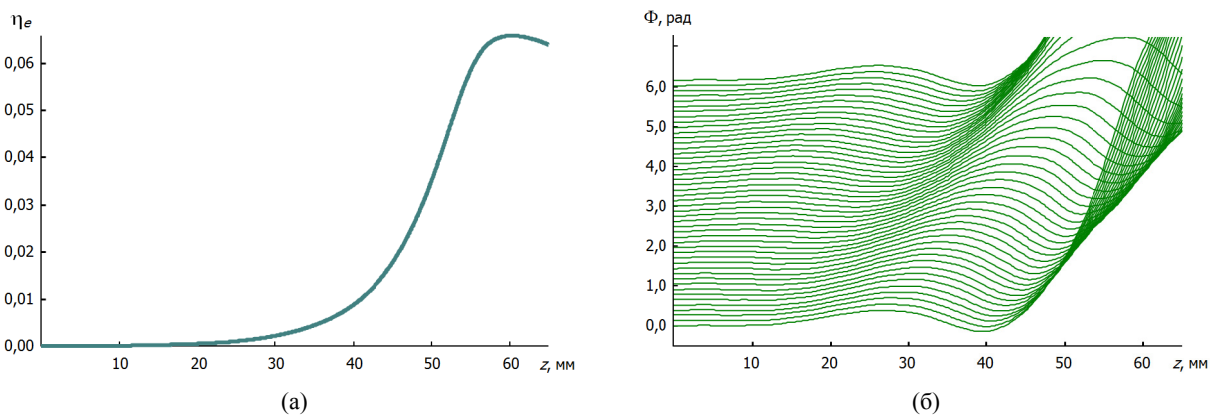


Рис. 3. Зависимости электронного КПД (а) и фазовых траекторий (б) от длины замедляющей системы, полученные в результате численного 1.5D моделирования

Оценка динамической расфокусировки пучка на расчетной длине проводилась при начальном коэффициенте заполнения 0,5 в магнитном поле с амплитудой 0,4 Тл, результаты которой представлены на рис. 4. Полученные данные показали, что в выходном сечении системы коэффициент заполнения пучком пролетного канала составил 0,65, что можно считать приемлемым для ЛБВ импульсного действия.

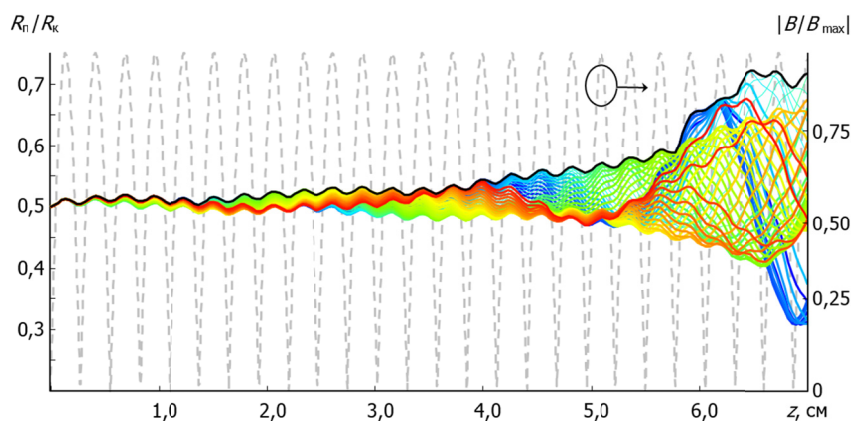


Рис. 4. Зависимости относительных значений радиуса частиц R_n/R_k от длины ЗС

Была проведена оптимизация входного и выходного согласующих устройств модели прибора (рис. 5). Максимальное значение КСВН в исследуемом частотном диапазоне не превысило 1,6.

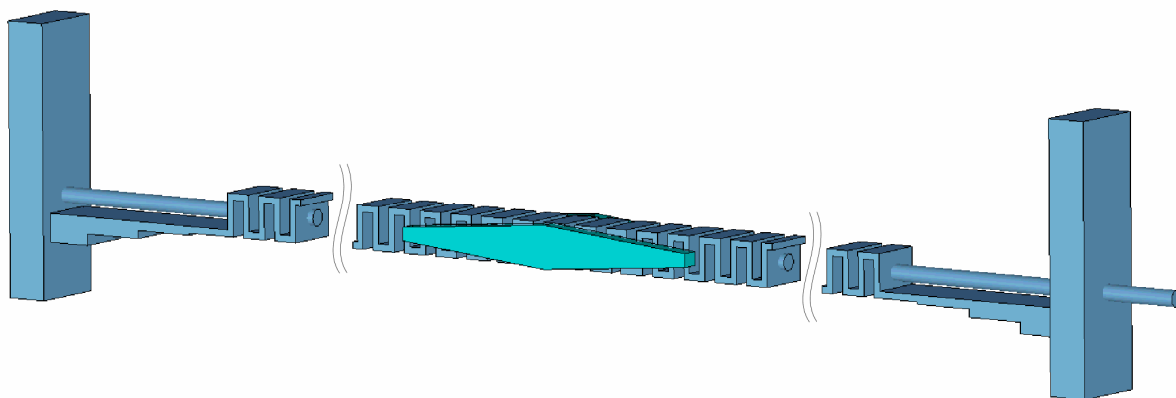


Рис. 5. Модель двухсекционной ЛБВ с поглотителем

Результаты расчета параметров электронно-оптической системы

Основные трудности при разработке электронно-оптических систем для приборов миллиметрового диапазона связаны с миниатюризацией элементов конструкции пушки, что накладывает жесткие требования на точность изготовления деталей и их последующей сборки, и необходимостью обеспечения больших значений амплитуды магнитного поля для транспортировки с высоким коэффициентом токопрохождения электронного пучка в пролетном канале ЗС сверхмалого диаметра.

Расчет качества транспортировки электронного пучка вдоль пространства взаимодействия проводился с учетом поперечных составляющих скоростей электронов [6].

Для получения коэффициента заполнения 0,5...0,6 в канале диаметром 0,5 мм пучком с током 80...90 мА при ускоряющем напряжении 19 кВ амплитуда регулярного магнитного поля, рассчитанная по известным соотношениям, должна составлять не менее 0,4 Тл [7]. Возможность обеспечения величины индукции магнитного поля, создаваемого МПФС, оценивалась по трехмерной программе моделирования с последующей экспериментальной проверкой результатов расчетов. Установлено, что необходимый уровень магнитного поля обеспечивается в периодической магнитной системе с использованием магнитных колец размером $\varnothing 16 \times \varnothing 7 \times 3$ мм из самарий-кобальтового сплава при диаметре магнитного канала $D=4$ мм и периоде системы 9,1 мм.

Для формирования электронного пучка с вышеперечисленными параметрами были рассчитаны несколько вариантов ЭОС, содержащих электронные пушки с различными наружными диаметрами сферического катода. Первоначально была рассмотрена пушка с диаметром катода 1,6 мм, поскольку на предприятии имеется технологическая база для изготовления таких катодов. Оптимизация контуров электронного пучка в процессе расчетов осуществлялась за счет подбора размеров и взаимного расположения электродов пушки и значений амплитуды периодического магнитного поля в переходной области.

При амплитуде регулярного магнитного поля 0,41 Тл коэффициент заполнения этим пучком пролетного канала составил величину 0,7. С целью уменьшения коэффициента заполнения был проведен ряд расчетов пушки с уменьшенным диаметром катода. Коэффициент заполнения 0,6 был достигнут при диаметре катода 1

мм (рис. 6) за счет соответствующего подбора геометрии электродов электронной пушки и согласующего магнитного поля в переходной области.

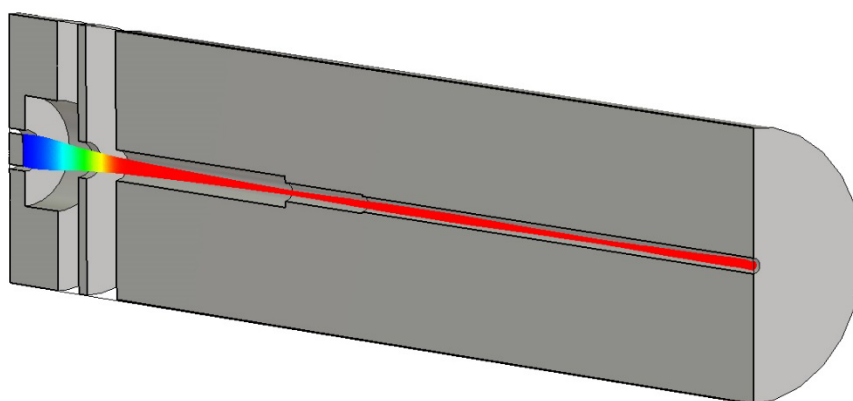


Рис. 6. *Контура электронного пучка ЭОС с катодом диаметром 1 мм*

Полученный результат моделирования электронно-оптической системы предложен для использования при макетировании прибора.

Заключение

В настоящей работе приведены результаты расчетной оценки основных параметров электродинамической и электронно-оптической систем. На их основе ведется конструктивно-технологическая проработка возможностей изготовления этих узлов прибора.

Основные усилия в части создания ЛБВ 3-мм диапазона длин волн на данный момент направлены на проработку технологии изготовления замедляющей системы типа «петляющий волновод» с вышеуказанными размерами при использовании электроэрозионного станка Agie Progress V2.

Литература

1. *Силин Р.А.* Периодические волноводы. М.: ФАЗИС. 2002.
2. *H.J. Kim, H.-J. Kim, J.J. Choi.* MAGIC3D Simulations of a 500-W Ka-Band Coupled-Cavity Traveling-Wave Tube // IEEE Transactions on Electron Devices. 2009. V. 56. No. 1. P.149-155.
3. *Азов Г.А., Хриткин С.А.* Моделирование спиральной замедляющей системы мощной лампы бегущей волны // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 3. С. 369-373.
4. *Азов Г.А., Хриткин С.А.* Моделирование выходных характеристик мощных спиральных ламп бегущей волны // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 6. С. 686-690.
5. *Азов Г.А., Ефремова М.В., Хриткин С.А.* Оценка конструктивных параметров основных узлов импульсной ЛБВ W-диапазона с выходной мощностью не менее 30 Вт // Электронная техника. Серия 1: СВЧ-техника. 2015. № 1 (524). С. 47-53.
6. *Азов Г.А., Ефремова М.В., Хриткин С.А.* Широкополосная лампа бегущей волны для вакуумно-твердотельного усилителя X/Ku-диапазона // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 8. С. 794-798.
7. *Алямовский И.В.* Электронные пучки и электронные пушки. М.: Сов. радио. 1966.

МУЛЬТИ-СТАТИЧЕСКИЙ РАДИО-ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ПРЕДУПРЕЖДЕНИЯ ОБ АСТЕРОИДНОЙ ОПАСНОСТИ

М. de Baar¹, W. Bongers¹, Н.А. Дугин², А.А. Коноваленко³, K. van't Klooster¹,
М.И. Петелин⁴, G. Pupillo⁵, I. Shmeld⁶, M. Thumm⁷

¹ ESA (Netherlands), ² НИРФИ (Нижний Новгород), ³ Радиоастрономический Институт (Харьков), ⁴
ИПФ РАН (Нижний Новгород), ⁵ Istituto di Radioastronomia (Italy),
⁶ Ventspils Radio Astronomy Centre (Latvia), ⁷ Karlsruhe Institute of Technology (Germany)

Наряду с оптическими средствами, для обнаружения и слежения за астероидами могут быть использованы радиолокационные интерферометрические системы с широко разнесенными по поверхности Земли мощными передатчиками и чувствительными приемниками – и те и другие должны сопрягаться с большими антеннами, обеспечивающими высокую дальность действия. Такая конфигурация реализована в экспериментах, где 5 ГГц передатчик использовался на антенне РТ-70 (Крым), а приемные пункты расположены в Европе (Медицина, Вентспилс, Ното), России (Калязин, Медв.Озера) и Китае (Урумчи).

В ближайшие два года планируются интерферометрические эксперименты на частоте 7,2 ГГц :

- передатчик с антенной РТ-64 в Медвежьих Озерах,
- приемник с антенной РТ-64 в Калязине,
- приемник с антенной РТ-32 в Вентспилсе (Латвия).

Обсуждаются возможности

- включения в 7,2 ГГц интерферометрическую сеть других европейских приемных радиотелескопов,
- проведение пробных интерферометрических экспериментов на частоте 34 ГГц.

УСЛОВИЯ ДОСТИЖЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ КПД В КЛИСТРОНАХ

Байков А.Ю., МФЮА, РФ, Байкова О.А., МИФИ, РФ, Syrathev I., CERN, Switzerland

В докладе исследования условий достижения предельных значений КПД клистронов. Представлены результаты разработки дискретно-аналитической модели и метода оптимизации на основе макрошагов. Сформулирован принцип точного подобия клистронов. Представлены результаты исследования условий оптимального торможения δ -сгустка. Проанализированы основные факторы, ограничивающие КПД клистрона. Показано, что при микропервееансе луча 0.2-0.3 предельное значение электронного КПД составляет 92-93%.

Одним из важнейших направлений развития современной электроники СВЧ является повышение КПД вакуумных СВЧ-приборов, в том числе, мощных клистронов. Повышение КПД клистронов является важным как с точки зрения потребностей традиционных областей их применения – ускорительной техники и радиолокации, так и с точки зрения развития новых технических направлений, таких как промышленные СВЧ-технологии и СВЧ-энергетика.

В 60-х-70-х годах прошлого века в работах Д.М. Петрова [1]-[2] некоторых других авторов было показано, что для достижения максимального КПД сгусток на входе в выходной зазор должен быть слетающим и реализовывать "изоскоростную линию".

Однако вопросы, какие уровни КПД клистрона в принципе могут быть достигнуты, и каковы основные факторы, ограничивающие КПД, оставались открытыми.

Частично ответить на эти вопросы оказалось возможным после проведения комплекса научных исследований, включающего следующие компоненты:

1) Разработка дискретно-аналитической модели клистрона, сочетающей высокую точность с высокой эффективностью [3].

2) Разработка метода макрошагов для многопараметрической многоэкстремальной оптимизации с учетом некорректных точек [4].

3) Разработка на основе дискретно-аналитической модели и метода макрошагов комплекса программ KlypWin, позволяющего проводить расчеты и оптимизацию КПД клистрона в заданной полосе частот [5,6].

4) Формулировка принципа точного подобия и разбиение всех клистронов на эквивалентные классы.

5) Исследование условий полного торможения δ -сгустка в зазоре выходного резонатора [5].

6) Оптимизация КПД большого количества различных клистронов с помощью комплекса программ KlypWin [7-9].

Проведенные исследования позволили сделать следующие выводы.

1) Результаты оптимизации одного клистрона можно распространить на достаточно широкий класс эквивалентных клистронов с различными значениями частоты, выходной мощности, напряжения и числа лучей. Процессы группирования и отбора энергии для всех клистронов из одного класса эквивалентности проходят идентично. Пересчет параметров одного клистрона в другой в рамках одного класса эквивалентности происходит по алгоритму принципа точного подобия. В соответствии с этим принципом, если у заданного прототипа два из трех базовых параметров клистрона (рабочая частота, напряжение и выходная мощность) изменить, задав произвольные новые значения, а для одного задать приближенное новое значение (с возможностью корректировки на несколько процентов), то можно получить новый клистрон из того же класса эквивалентности. В основу пересчета положено требование инвариантности основных нормированных параметров: релятивистского первееанса луча, "естественной" относительной полосы, угла пролета зазора, форм-фактора зазора, коэффициента заполнения.

2) Для сгустка фиксированной ширины качество группирования может быть охарактеризовано тремя параметрами: насыщенностью сгустка, его упорядоченностью и величиной модуляции скорости. В результате группирования необходимо достичь максимальной насыщенности сгустка, при этом упорядоченность должна превышать некоторое пороговое значение, величина модуляции скорости должна быть при этом оптимальной.

3) Для достижения максимальной насыщенности сгустка, необходимо реализовать особый характер группирования (СОМ-группирование), при котором движение частиц ядра сгустка является колебательным, а движение периферийных частиц – монотонным (рис. 1).

Такие значения КПД достигаются при реализации режима СОМ-группирования (Core Oscillation Method), при котором частицы ядра сгустка совершают колебательные движения, а периферийные частицы движутся монотонно [7] - [8]. Для реализации СОМ-группирования приведенная длина группирования должна быть оптимальной. Для большинства рассмотренных прототипов это условие требует значительного увеличения длины прибор. Сравнение с прототипами показывает, что длина пространства взаимодействия должна быть при этом увеличена в 1.6-1.8 раза [8].

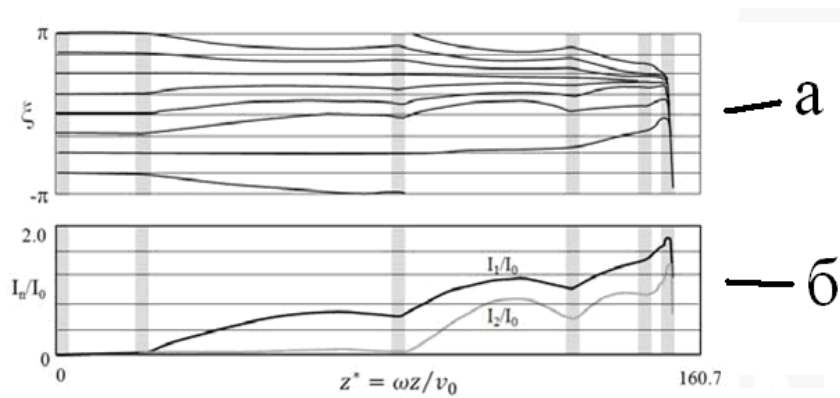


Рис. 1. Фазовые траектории (а) и первые две гармоники конвекционного тока (б) при СОМ-группировании

4) Максимальное значение насыщенности сгустка при фиксированном количестве группирующих резонаторов падает с увеличением первеанса пучка, но, увеличивая количество резонаторов, можно добиться максимальной насыщенности сгустка и при высоком микропервеансе (вплоть до 2).

5) Идеальный δ -сгусток в реальном (протяженном) зазоре резонатора может быть заторможен до нулевой скорости, но это возможно только при отстройке частоты резонатора влево, причем, чем длиннее зазор, тем больше должна быть отстройка [10]. Таким образом, оптимально настроенный выходной резонатор должен быть разгруппирующим (рис. 2, 3).

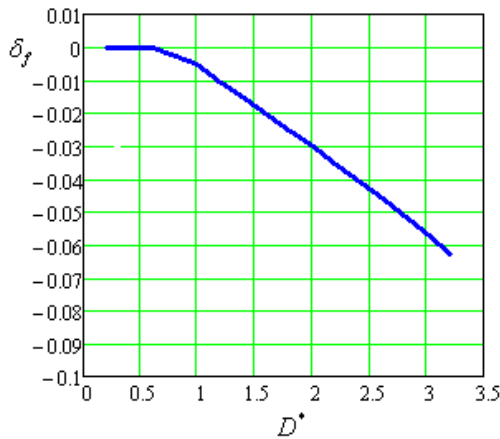


Рис. 2. Оптимальная относительная расстройка выходного резонатора в зависимости от ширины эффективного зазора (в рад.)

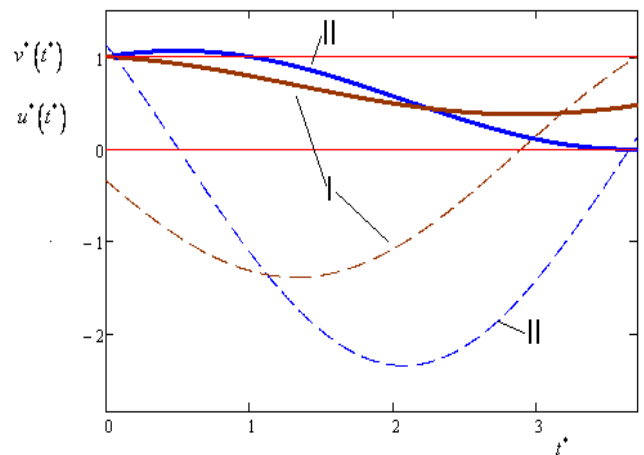


Рис. 3. Зависимости нормированной скорости от времени при движении δ -сгустка в эффективном зазоре 2.2 рад. Кривые I соответствуют нулевой расстройке, кривые II – оптимальной расстройке. Пунктирными линиями изображено мгновенное СВЧ напряжение на зазоре

6) Главным фактором, препятствующим достижению электронного КПД, близкого к 100%, является разгруппировка в последней трубе дрейфа и в выходном зазоре. Теоретически этот эффект можно было бы уменьшить укорачиванием последней трубы, но для такого укорачивания есть предел, связанный с необходимостью отсутствия электромагнитной связи между предпоследним и последним (выходным) резонаторами. Для увеличения КПД при больших значениях первеанса необходимо менять конструкцию выходного резонатора. Например, КПД можно повысить, если в качестве выходного использовать частично группирующий многозазорный резонатор.

Как показали расчеты, при микропервеансе 0.2-0.3 предельное значение электронного КПД составляет 92-93% и при стандартной конфигурации клистрона (все резонаторы однозазорные на 1-й гармонике) уменьшается примерно на 1% с увеличением микропервеанса на 0.1.

На КПД также негативно влияют двумерные и трехмерные эффекты (расслоение), но эти эффекты могут быть уменьшены за счет радиального перемешивания пучка (такие исследования предполагается провести на основе 3D программ).

Литература

1. *Кочетова В.А., Кучугурный В.И., Лебединский С.В., Малыхин А.В., Петров Д.М.* Пролетный клистрон с высоким КПД. Некоторые вопросы теории и эксперимент (а – Оптимизация АЧХ, сопоставление расчетных и экспериментальных характеристик, Радиотехника и электроника – Москва: 1981, том.26, № 1, с.132-138; б – Упорядоченное группирование, слетающий сгусток, гармоники конвекционного тока. С.139-145).
2. *Доколин О.А., Кучугурный В.И., Лебединский С.В., Малыхин А.В., Петров Д.М.* Пролетный клистрон с электронным КПД 90%. //Известия Вузов МВ и ССО СССР радиоэлектроника – Киев: 1984, том.27, №12. С.47-55.
3. *Байков А.Ю., Грушина О.А., Стриханов М.Н., Тищенко А.А.* Математическая модель трансформации электронного пучка в узкой трубе // ЖТФ, 2012, том 82, вып. 6. С. 90-100.
4. *Байков А.Ю.* Метод макрошагов для глобальной многопараметрической оптимизации мощных клистронов.// Прикладная математика и математическая физика, 2015, том 1, №1. С.3-22.
5. *Байков А.Ю.* Компьютерное моделирование мощных и сверхмощных резонаторных СВЧ-приборов // Информационно-измерительные и управляющие системы №4, Т.8, 2010. ISSN 2070-0814. С.36-46.
6. *Байков А.Ю., Ежиков В.Б.* Редактируемый интерфейс ввода-вывода данных для вычислительной модели, включающей многопараметрическую оптимизацию // Вестник Московского финансово-юридического университета МФЮА, 2011, №1, с.173-182, ISSN 2224-669X.
7. *Байков А.Ю., Грушина О.А., Стриханов М.Н.* Исследование зависимости максимального КПД от коэффициента усиления в двухрезонаторных клистропах // ЖТФ, 2013, Т. 83, вып.4. С.127-133.
8. *Байков А.Ю., Грушина О.А., Стриханов М.Н.* Моделирование условий достижения максимального КПД в клистропах дециметрового диапазона // ЖТФ, 2014, том 84, вып.3. С.113-119.
9. *A. Yu. Baikov, C. Marrelli, I. Syrathev.* Towards high power klystrons with RF power conversion efficiency in the order of 90% // IEEE Transactions on microwave devices (в печати).
10. *Байков А.Ю., Байкова.* К вопросу об оптимальном торможении δ -сгустка в СВЧ поле // Математика, информатика, естествознание в экономике и в обществе (МИЕСЭКО-2015). Труды Всероссийской научной конференции. М., МФЮА, 2015. ISBN 978-5-94811-201-5, 978-5-94811-203-9(т.1). С.142-150.

ЭЛЕКТРОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ СВЧ-ЗАЗОРОВ ПРИ АМПЛИТУДАХ ПРЕВЫШАЮЩИХ УСКОРЯЮЩЕЕ

проф. Федяев В.К., вед. инж. Ремизова Т.С., доц. Юркин В.И.
Рязанский государственный радиотехнический университет

В докладе двумя методами – через изменение кинетической энергии электронов при прохождении СВЧ-зазора и через наведенный ток – рассчитана активная составляющая электронной проводимости. Установлен различный характер зависимости электронной проводимости от статического угла пролета электронов в зазоре при амплитудах переменного напряжения равных или меньше ускоряющего напряжения и больше ускоряющего. Показано влияние колеблющихся и отраженных электронов на немонотонный характер этой зависимости при изменении статического угла пролета от 0 до 3 рад.

Ключевые слова: электронная проводимость, сверхвысокочастотный зазор, методы расчета электронной проводимости.

Методика расчетов

Основные допущения: зазор плоский, пространственный заряд и релятивистские эффекты не учитываются. Используется модель электронного потока из крупных частиц с N частицами на периоде. В дальнейшем крупные частицы именуется электронами, т.к. нормированные уравнения движения для них идентичны, исследуется активная составляющая электронной проводимости G_e .

При расчете электронной проводимости через изменение кинетической энергии электронов при прохождении зазора используется соотношение

$$G_e^n = \frac{G_e}{G_0} = \frac{2}{\xi^2 N} \sum_{n=1}^N (V_{\text{вых}n}^2 - 1),$$

где $G_0 = I_0/U_0$ – проводимость статического электронного потока с током I_0 при ускоряющем напряжении U_0 , $\xi = U_m/U_0$, U_m – амплитуда переменного напряжения на зазоре, $V_{\text{вых}n} = v_{\text{вых}n}/v_0$, v_0 – скорость электронов на входе в зазор, $v_{\text{вых}n}$ – скорость на выходе из зазора через входную или выходную плоскости определялась численным решением известных уравнений движения электронов в плоском зазоре.

При расчете электронной проводимости через ток, наведенный во внешней цепи, использовалось соотношение [1,2]:

$$G_e^n = \frac{4\pi}{MN} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^{M1} V_n(\theta_m) \sin \theta_m,$$

где $m=1,2,\dots, M1$, $\theta_m = m\Delta\theta$, $M1$ – число дискретных шагов движения частицы n в зазоре длиной пересечения ею выходной или входной плоскости.

Для предельного случая, когда статический угол пролета электронов в зазоре $\theta_d = \omega d/v_0 \rightarrow 0$, где d – ширина зазора, ω – круговая частота переменного напряжения, было получено аналитическое соотношение

$$G_e^n = \frac{2}{\pi \xi^2} \sqrt{\xi^2 - 1}$$

справедливое при $\xi \geq 1$, из которого следует, что максимальное значение электронной проводимости $G_e = G_0/\pi$ получается при $\sqrt{\xi} = 2$.

Результаты численного моделирования

Расчеты были выполнены для однородного на входе электронного потока с $N=256$. В результате были получены зависимости нормированной электронной проводимости G_e/G_0 от угла пролета θ_d при различных значениях нормированной амплитуды переменного напряжения ξ (рис. 1). При $\xi=1$ (рис. 1) кривая, как и в режиме малых амплитуд монотонно стремится к нулю при θ_d , стремящемся к нулю. При $\xi>1$ характер зависимостей существенно изменяется.

Для объяснения этих зависимостей рассмотрим физические процессы при $\xi=1,3$. На рис. 2 для $\xi=1,3$ и $\theta_d=0,82$ (рис. 2а) и $\theta_d=0,7$ (рис. 2б) приведены траектории электронов, влетающих в зазор в тормозящий полупериод переменного напряжения при $\omega t = \pi \dots 2\pi$. Точка А (рис. 1а) при $\theta_d=1,26$ рад соответствует режиму, когда появляется электрон, имеющий на выходе из зазора нулевую скорость. При меньших значениях θ_d появ-

ляются колеблющиеся электроны. Время пролета в зазоре для них увеличивается, они выходят из зазора при более высоких значениях напряжения ускоряющего полупериода следующего периода ($\omega t > 2\pi$), чем при прямом пролете (рис. 2а), и отбирают от переменного электрического поля больше энергии. Зависимость $G_e/G_0 = f(\theta_d)$ (рис. 1а) в точке *A* имеет минимум и величина G_e/G_0 при уменьшении θ_d растет до точки *F*. При уменьшении θ_d и переходе через точку *F* колеблющиеся электроны становятся отраженными (рис. 2б). Скачкообразно изменяется их энергия. Дополнительная энергия, приобретаемая в зазоре, уменьшается от конечного значения при вылете через выходную плоскость до значений, близких к нулю при выходе через входную плоскость. В результате в точке *F* (рис. 1а) появляется излом кривых зависимостей $G_e/G_0 = f(\theta_d)$.

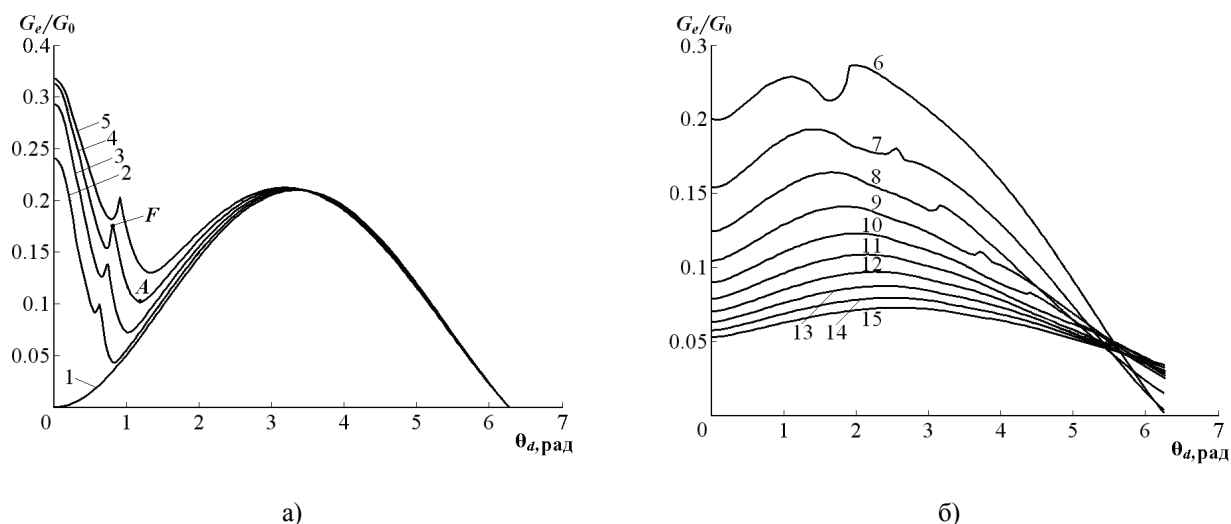


Рис. 1. Зависимость электронной проводимости G_e/G_0 от статического угла пролета θ_d :
 а – кривые 1–5 соответствуют $\zeta=1; 1,1; 1,2; 1,3; 1,4$; б – кривые 6–15 $\zeta=3; 4; 5; 6; 7; 8; 9; 10; 11; 12$

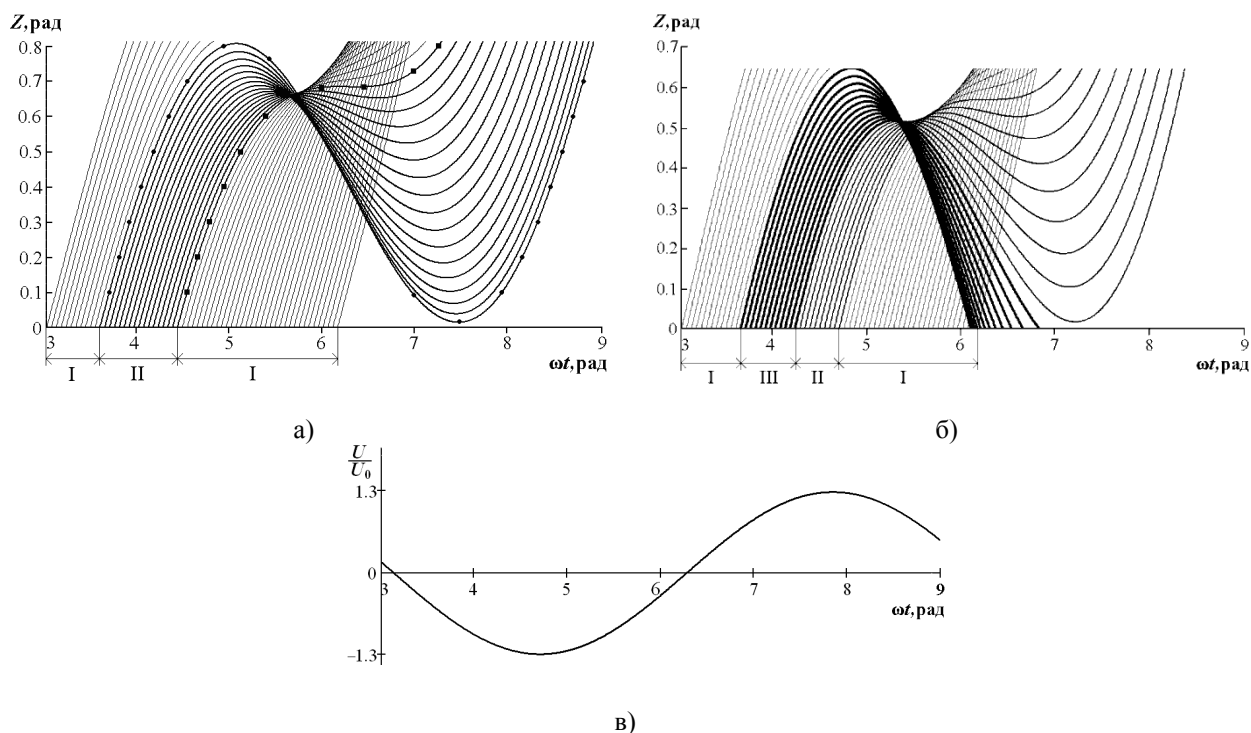


Рис. 2. Графики движения электронов при $\zeta=1,3$: а – $\theta_d=0,82$ рад, – 70-ый электрон, – 86-ой электрон;
 б – $\theta_d=0,7$ рад; в – изменение переменного напряжения на зазоре

При дальнейшем уменьшении θ_d (левее точки *F* на рис. 1а) колеблющиеся электроны попадают на выходе из зазора в фазы $\omega t > 2\pi$, для которых напряжение ускоряющей фазы оказывается больше, чем для отраженных (рис. 2б). В результате этого после небольшого уменьшения электронная проводимость продолжает

нарастать. Это приводит к появлению на кривых зависимостей $G_e/G_0=f(\theta_d)$ характерных ступенек. Для случая $\xi=1,4$ при стремлении угла пролета θ_d к нулю электронная проводимость стремится к величине $0,32G_0$, что почти в 1,5 раза больше максимальной величины $0,22G_0$ в режиме малого сигнала. Значения G_e/G_0 при угле пролета θ_d , стремящемся к нулю, соответствуют значениям этих величин, рассчитанных по уравнению (1).

Заключение

Установлен различный характер изменения электронной проводимости от «статического» угла пролета электронов в зазоре при амплитудах переменного напряжения меньше и больше ускоряющего напряжения. Объяснено влияние колеблющихся и отраженных электронов на величину электронной проводимости. Проведенные исследования дополняют сведения об электронной проводимости СВЧ зазоров в режиме больших амплитуд. Полученные результаты могут быть использованы при определении нагрузки резонатора электронным потоком при амплитудах переменного напряжения, превышающих ускоряющее.

Литература

1. *Федяев В.К.* Электронная проводимость и коэффициент полезного действия плоского сверхвысокочастотного зазора в нелинейном режиме / В.К. Федяев, А.А. Пашков // Радиотехника и электроника. – 2005. – № 3. – Т. 50. – С. 361-365.
2. *Федяев В.К.* Коэффициент полезного действия пиротрона / В.К. Федяев, О.А. Горлин // Радиотехника и электроника. – 2010. – № 12. – Т. 55. – С.1494-1500.

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ФАЗИРОВАНИИ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНЕТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ТРЕХМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Иванов И.М., Петюшин Н.В., Скрипкин Н.И., Шашкова В.А.
ОАО «Плутон» – ЗАО «РТИ – РАДИО», vela-kim@mail.ru

Представлены результаты работ по исследованию переходных процессов при синхронизации и суммировании мощности магнетронных генераторов 3-мм диапазона. В процессе экспериментальных исследований самосинхронизации магнетронных генераторов обнаружены значительные флуктуации переднего фронта импульсов ВЧ-оггибающей суммированного сигнала. На основе метода эквивалентных схем и вывода нелинейного дифференциального уравнения 1-го порядка представлен расчет переходных процессов при синхронизации генераторов. Определены параметры влияющие на сокращение длительности переходных процессов. Произведена экспериментальная проверка расчётных данных. Получены положительные результаты.

Ключевые слова: синхронизация, 3-мм диапазон, магнетрон, переходные процессы.

При проведении экспериментальных работ по суммированию двух импульсных магнетронных генераторов 3-мм диапазона [1] наблюдалось наличие достаточно длительного переходного процесса фазовой синхронизации генераторов. В некоторых экспериментах при общей длительности ВЧ-импульса 200 нс длительность переходного процесса составляла до 100 нс. Необходимость минимизации данного явления потребовала проведения дополнительных расчетных и экспериментальных работ. Были определены зависимости времени фазовой синхронизации от коэффициентов электронного смещения частоты магнетронных генераторов, коэффициентов отражения синхронизирующих систем и времени нарастания импульсов высоковольтного питания генераторов. В результате проведенных работ удалось снизить длительности переходных процессов до 5-10 нс. Обобщенные результаты данной работы применимы к любым типам импульсных генераторов СВЧ.

1. Экспериментальное обнаружение проблемы

Суммирование и синхронизация магнетронов проводилась на экспериментальном стенде в ЗАО «РТИ-РАДИО». В состав стенда входили: Двухканальный высоковольтный модулятор с твердотельным коммутатором (Табл.1); Два импульсных магнетрона 3-мм диапазона (Табл.2, где F_0 – фиксированная частота в диапазоне 93-97 ГГц); Сумматор в виде квазиоптического 3-дБ моста [1]; Система диагностики выходных параметров. Блок-схема стенда представлена на рис. 1. Схема проведения эксперимента представлена на рис. 2 (где М1, М2 – магнетроны, Ф – фазовращатель, П – поршень, ПГИ – прибор горячих измерений с согласованной нагрузкой); Фотография проведения эксперимента представлена на Рис. 3.

Таблица 1. Параметры одного канала модулятора

Импульсное напряжение, кВ, макс	13
Длительность фронта (по уровню 0.1-0.9), нс	100
Длительность спада (по уровню 0.1-0.9), нс	400
Частота повторения модулирующих импульсов, кГц	2
Ток анода магнетрона по одному каналу, А, макс	10

Таблица 2. Параметры двух магнетронов

Частота генерации, F_0 +/- МГц,	-25; +30
Длительность импульса, нс	200
Выходная импульсная мощность, КВт	4,2; 5,1
Коэффициент электронного смещения частоты, МГц/А	30

Результаты первичных экспериментов показали эффективное суммирование и синхронизацию в данной схеме. Магнетроны переходили на единую частоту генерации F_0 , коэффициент суммирования $K_{\text{сум}} = P_{\text{вых}}/(P_1+P_2)$ составил 0,8; выходная мощность составила 7,5 КВт. [1] Однако, на переднем фронте ВЧ-оггибающей наблюдался переходный процесс установления фазы колебаний. При этом длительность этого процесса изменялась от импульса к импульсу в пачке.

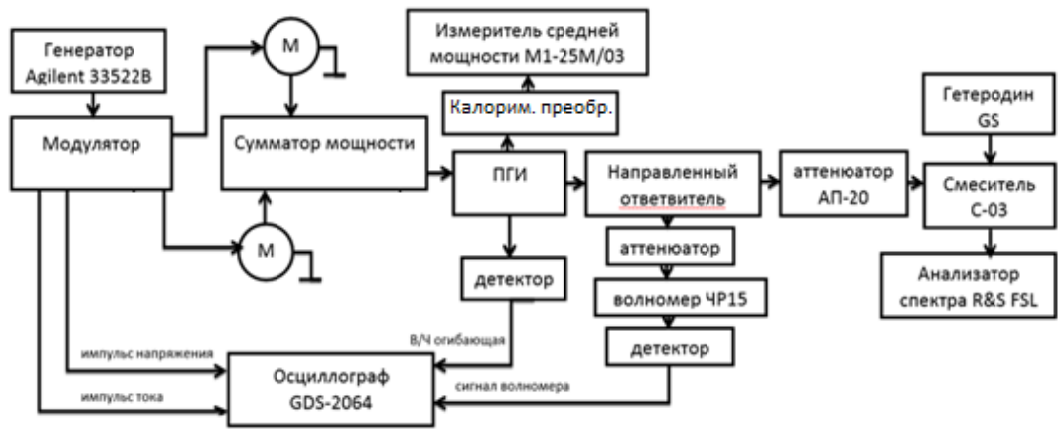


Рис. 1

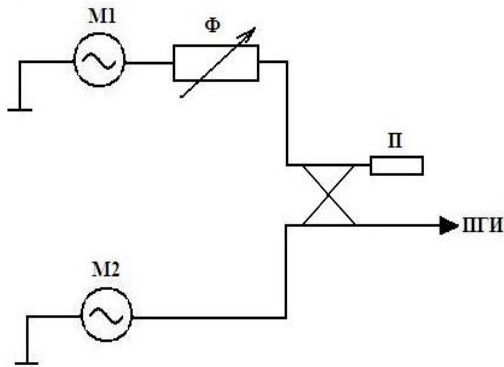


Рис. 2

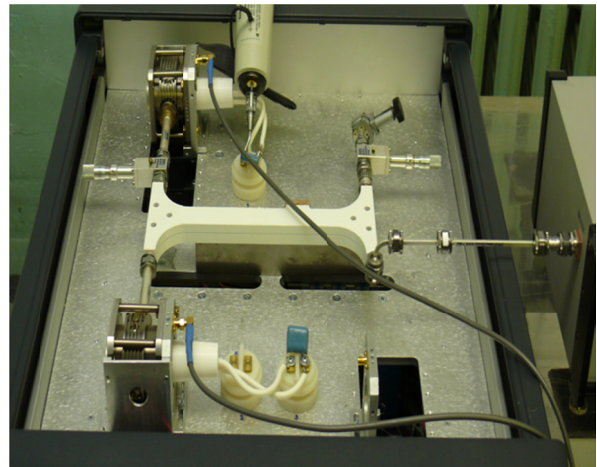


Рис. 3

На рис. 4 представлена спектрограммы несинхронизированного и синхронизированного режима работы устройства, а на рис. 5 – осциллограммы ВЧ-огibaющей синхронизированного режима различных импульсов из одной пачки (верхняя кривая – анодное напряжение). При наличии подобных процессов часть импульса невозможно было использовать для дальнейшей обработки сигнала в целях радиолокации или радионаблюдения. Для понимания природы явления были рассмотрены процессы в синхронизированных генераторах.

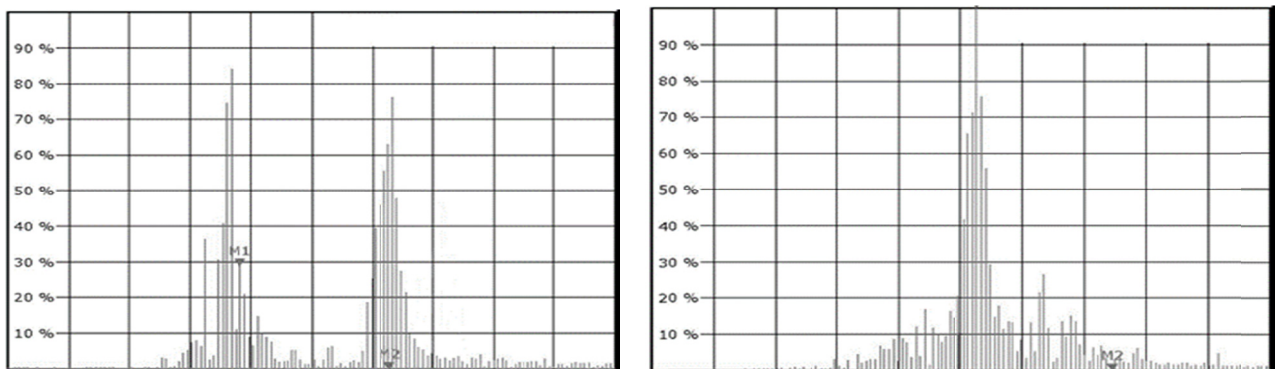


Рис. 4

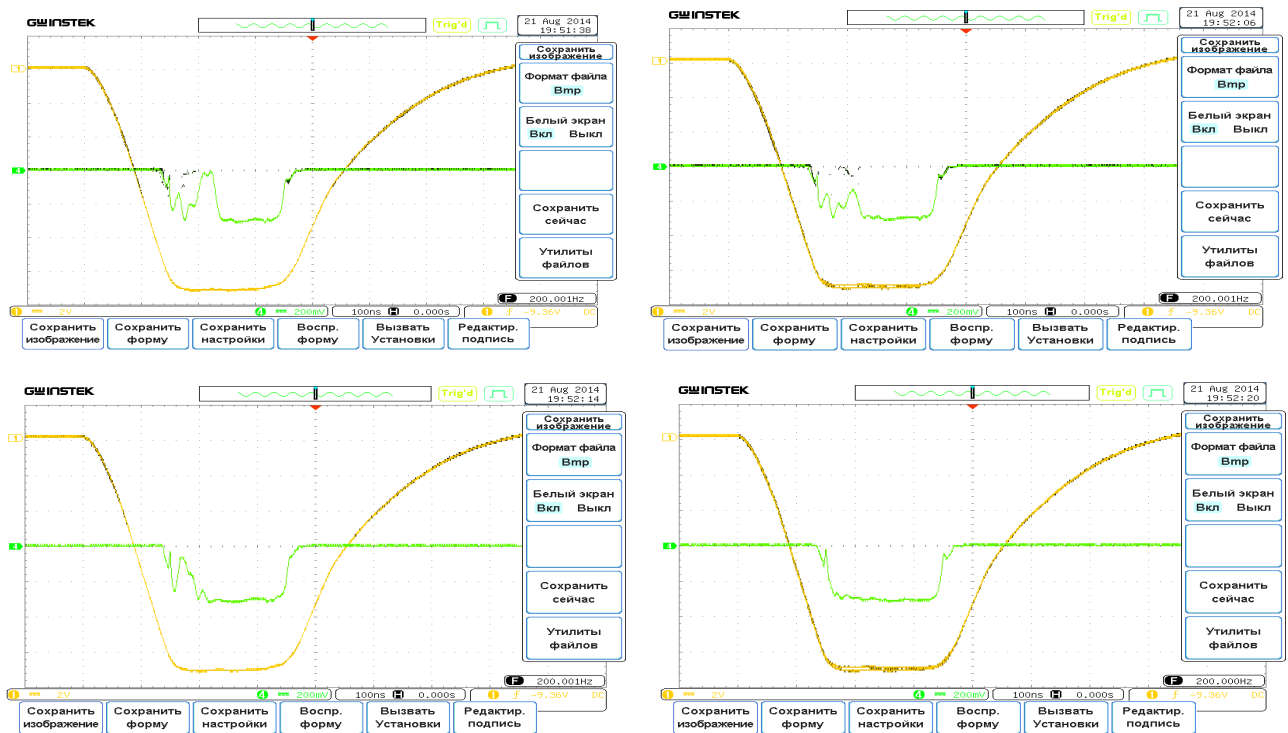


Рис. 5

1. Нелинейное дифференциальное уравнение для синхронизированных магнетронов в импульсном режиме.

Вывод и анализ нелинейного дифференциального уравнения для синхронизированных генераторов представлен в работе [2]. С учетом «адиабатического» анализа и пользуясь формулой изменения частоты в течение периода возбуждения генератора [2]:

$$\omega = \omega_{\text{нач.}} - K \left(\frac{e^{-kt}}{1 - \eta e^{-kt}} \right), \quad (1)$$

где, ω – угловая частота генератора; $\omega_{\text{нач.}}$ – начальная угловая частота генерации; K – постоянная, зависящая от параметров генератора; η – постоянная, определяемая начальным («стартовым») напряжением генератора; t – постоянная времени возбуждения колебаний (в общем случае, где t – постоянная времени нарастания анодного напряжения).

$$\frac{d\varphi}{dt} + \left(\frac{S}{1 - \eta e^{-kt}} \right) \sin\varphi = (\omega_1 - \omega') + \frac{Ke^{-kt}}{1 - \eta e^{-kt}} \quad (2), \quad S = \Gamma\omega_0/Q_{\text{внешн.}} \quad (3),$$

где, φ – мгновенная разность фаз между генератором и вводимым сигналом; ω_1 – угловая частота вводимого сигнала; ω' – исходная угловая частота несинхронизированного генератора; Γ – модуль коэффициента отражения; $Q_{\text{внешн.}}$ – внешняя добротность.

– Постоянная K в нашем случае – это максимальный коэффициент электронного смещения частоты магнетрона при изменении анодного напряжения (тока) от момента начала генерации магнетрона. Он определяется конструкцией магнетрона и в дальнейшем, исходя из экспериментальных данных, выбирается равным $2\pi \times 10^8$ рад/с.

– Постоянная t определяется фронтом анодного напряжения модулятора и составляет 50 нс.

– Постоянная η для данного типа генераторов составляет 0,8.

– Магнетроны, используемые в эксперименте (не- π -видный тип колебаний) работают на внешней добротности около 500. В дальнейшем для расчетов использовалось это значение.

– Модуль коэффициента отражения определялся квазиоптическим мостом, в расчете использовалось значение 0,1.

– Разностная частота $(\omega_1 - \omega')$ выбиралась в соответствии с экспериментальными данными.

Следует иметь ввиду, что начальная фаза колебаний φ_0 может быть произвольной и лишь через некоторое время выходит на установившееся значение (этот процесс наблюдается в пачках на рис. 5).

В работах Э. Дейвида решение данного уравнения приводится лишь для малых φ заменой $\sin \varphi$ на φ . Однако, в условиях синхронизации для работы на максимальной полосе «захвата» требуется изменение установившейся разницы фаз двух источников вплоть до $\pi/4$. В этом случае расчет необходимо проводить численным методом решения дифференциальных уравнений на ЭВМ. Результаты представлены на рис. 6 и рис. 7.

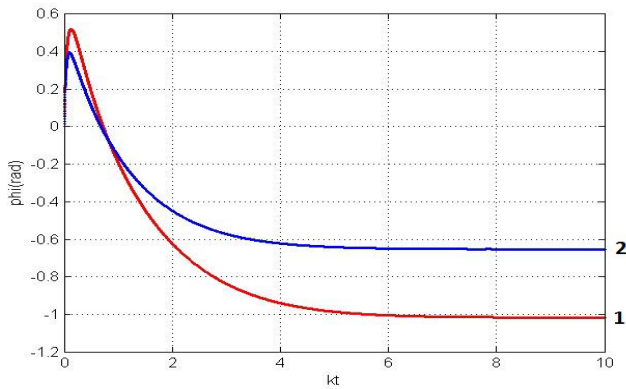


Рис. 6. Переходный процесс установки фазы для различных значений параметра S .
(1 - $S = 3 \cdot 10^8$ рад; 2 - $S = 4 \cdot 10^8$ рад)

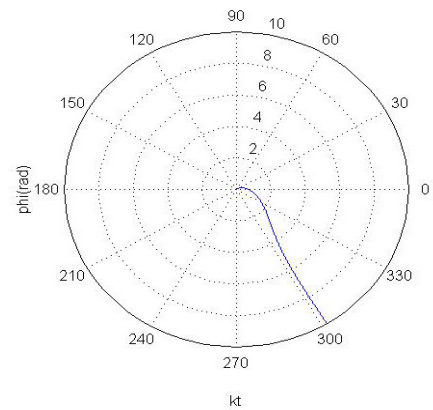


Рис. 7. Переходный процесс установки фазы в полярных координатах ($S = 3 \cdot 10^8$ рад)

В результате анализа графиков на рис. 6. и рис. 7. Можно сделать следующие выводы:

- Реальное время переходного процесса можно сократить уменьшением параметра $k = 1/\tau$, что означает уменьшение длительности фронта анодного напряжения со 100 нс до 50 нс.
- Реальное время переходного процесса можно сократить увеличением параметра S , что означает максимально возможное изменение коэффициента отражения Γ до величины 0,35.
- Наиболее эффективный способ уменьшения времени переходных процессов фазирования синхронизированных генераторов – применение генераторов с малым коэффициентом электронного смещения частоты, однако этот путь связан с конструкцией конкретного генератора.

В заключение этого раздела стоит обратить внимание, что формулу (2) при равенстве частот свободных колебаний частоте вводимого сигнала можно применять для расчета режимов «затягивания» частоты одиночного генератора, работающего на рассогласованную нагрузку и использовать решения для корректировки флуктуаций фронта ВЧ-оглабающей.

3. Экспериментальная проверка проведенных расчетов

Для экспериментальной проверки расчетных данных была произведена модернизация системы импульсного питания магнетронов. Кроме того, в тракт квазиоптического моста был введен рассогласователь для увеличения коэффициента отражения до 0,35. При сокращении длительности фронта анодного напряжения до 60 нс удалось уменьшить флуктуацию фронта ВЧ-оглабающей до 5-10 нс (рис. 8).

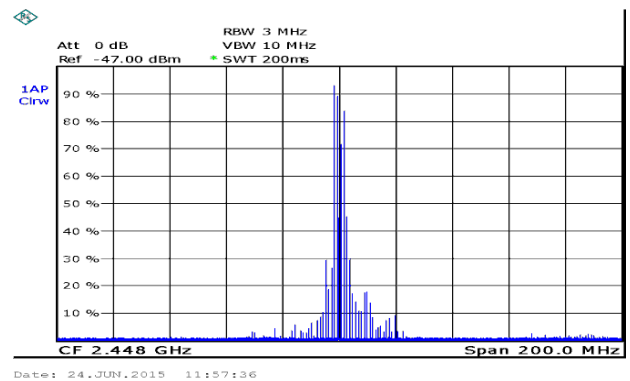
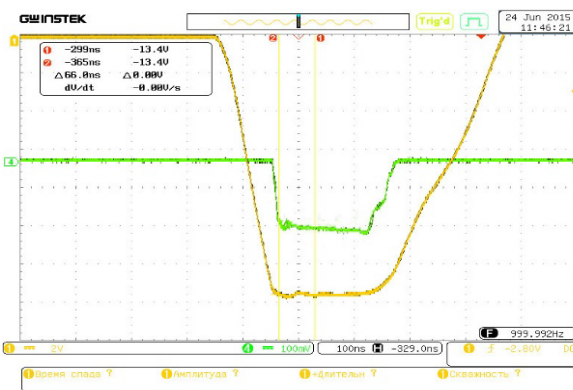


Рис. 8

4. Заключение

Комплекс проведенных расчетных и экспериментальных работ позволил определить механизм и способы устранения длительных переходных процессов при синхронизации генераторов 3-мм диапазона длин волн.

Литература

1. Боев С.Ф., Вагин А.И., Иванов И.М., Скрипкин Н.И., Ходатаев К.В. Экспериментальное исследование самосинхронизации магнетронов трехмиллиметрового диапазона // Научные технологии. 2015, №5.
2. Дейвид Э. Фазирование высокочастотными сигналами, в сб. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Перевод под ред. М.М. Федорова, ИЛ, 2, 1961, 327 с.

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ С БИПОЛЯРНЫМИ ПУЧКАМИ И ПЛАЗМЕННЫМ АНОДОМ

Завьялов М.А., Стальков П.М., Сыровой В.А.
«Всероссийский Электротехнический Институт» ВЭИ

Одна из характерных особенностей электронно-лучевых установок для технологии и научных исследований состоит в том, что в них, с одной стороны, проявляется целый ряд ионно-плазменных явлений, которые оказывают существенное влияние на работу пушек и транспортировку пучков, а с другой – всё шире целенаправленно используются плазменные явления для получения и формирования электронных потоков. Наличие плазмы в области анода вакуумного диода приводит к поступлению ионов в межэлектродный промежуток, частичной компенсации пространственного заряда электронов, перераспределению электрического поля и увеличения тока, пропускаемого диодом.

Биполярные потоки со встречным движением электронов и ионов, образуемых в результате воздействия электронного пучка на остаточный газ, нейтральную компоненту газонаполненных систем или за счёт специально созданных источников плазмы, характерны для пучково-плазменных приборов, систем с выпуском электронного пучка в среду с повышенным давлением, технологических пушек с широким электронным пучком, систем накачки газовых лазеров, и т.д.

Так в ВЭИ создан черенковский пучково-плазменный усилитель с нерелятивистским электронным пучком на основе гибридной замедляющей структуры в виде цепочки связанных резонаторов с заполненным плазмой пролётным каналом. К перспективным вариантам приборов этого класса относятся устройства с плазменным катодом и анодом. Несмотря на экзотичность подробных решений они уже прошли теоретическую и экспериментальную проработку на моделях. В монографии 1 подробно анализируются биполярные варианты пушек с термокатодом и плазменным анодом. Экспериментальные исследования показали возможность практической реализации высокоперевансных ЭОС пушек квазистационарного и стационарного режимов.

Одним из важных параметров устройств с биполярными пучками является коэффициент усиление электронного тока K_e . В работе на одномерной модели проанализированы биполярный и униполярный диоды в режиме «ионного фонтана»- пучка ионов, инжектируемых через пористый катод из закатодного пространства. При этом нагрев термокатада ионами решает многие проблемы, связанные с традиционным узлом подогрева.

Инжектируемые из-за катода С ионы достигают некоторой промежуточной плоскости В между катодом С и анодом А и отражаются от неё, образуя «ионный фонтан». Подобный вариант обладает рядом преимуществ по сравнению с подачей ионов с кольцевого плазменного анода, окружающего электронный пучок [2].

В отличие от [2] рассмотрены диоды с релятивистскими электронами. Помимо нерелятивистского и ультра релятивистского пределов подробно исследована область релятивистских скоростей. На рисунке 1 приведена зависимость $K_e(\phi_b, \phi_a)$ в нерелятивистском (а) и ультрарелятивистском (б) случаях для униполярного диода с ионным фонтаном, на рис. 2а,б аналогичные кривые описывают биполярный диод. Рисунок 3 иллюстрирует монотонно убывающую зависимость $K_e \text{ макс}$ от ϕ_a для биполярного диода. Рисунок 4 описывает зависимость удвоенное значение плотности тока ионного фонтана, деленного на корень в долях электронного тока в релятивистском униполярном диоде. Для потенциала ϕ_a на рисунке принята релятивистская нормировка: $\phi_a = 1$ соответствует 511 кВ.

Литература

1. Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Акимов П.И., Богословская А.Б. // Прикл. Физика, 2002. №4. С. 90.

ВЛИЯНИЕ ПРОЛЕТНОГО КАНАЛА НА ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ РЕЗОНАТОРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Кравченко Н.П., Мухин С.В., Пресняков С.А.
МИЭМ НИИ ВШЭ

При разработке СВЧ-усилителей большой и средней мощности широко используются цельнометаллические резонаторные замедляющие системы, обеспечивающие необходимый теплоотвод. Эти замедляющие системы являются трехмерными и моделирование приборов создаваемых на их основе с использованием строгих электродинамических программ требует больших затрат вычислительных ресурсов. Поэтому разработка простых и точных моделей резонаторных замедляющих систем (ЗС), используемых при моделировании приборов, является актуальной задачей.

Цельнометаллические резонаторные замедляющие системы представляют собой линии передачи, образованные соединением в цепочку ячеек с идентичной структурой.

Для исследования влияния пролетного канала на дисперсионные характеристики замедляющих систем использовался вариант программы, в котором матрица передачи имеет размерность 4×4 .

При небольших радиусах пролетного канала, решения для прямой и обратной волн практически совпадают с решениями, полученными для модели без учета пролетного канала. С увеличением радиуса пролетного канала дисперсионная характеристика немного смещается в область высоких частот и характеристическое сопротивление уменьшается.

При увеличении радиуса пролетного канала уменьшается реактивное затухание. Происходит трансформация полного характеристического сопротивления. В полосах пропускания оно остается комплексным, исчезают особенности на границах полос пропускания

При разработке СВЧ усилителей большой и средней мощности широко используются цельнометаллические резонаторные замедляющие системы, обеспечивающие необходимый теплоотвод. Эти замедляющие системы являются трехмерными и моделирование приборов создаваемых на их основе с использованием строгих электродинамических программ требует больших затрат вычислительных ресурсов.

Цельнометаллические резонаторные замедляющие системы представляют собой линии передачи, образованные соединением в цепочку ячеек с идентичной структурой. Ячейки соединяются друг с другом волноводными каналами, которые можно разделить на входные в сечении S_α^1 , $\alpha=1,2,\dots,k$ и выходные в сечении S_α^2 , $\alpha=1,2,\dots,l$. Поскольку ЗС периодичны, расстояние между входным S_α^1 и выходным S_α^2 сечениями ячейки равно периоду ЗС D , число входных каналов всегда равно числу выходных каналов ($k=l=N$).

Связь между компонентами полей на обеих границах $S_\alpha^{1,2}$ задаётся в виде

$$\begin{pmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{b}_1 \end{pmatrix} = A^N \begin{pmatrix} \vec{a}_2 \\ \vec{b}_2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\vec{a}_{1(2)}$, $\vec{b}_{1(2)}$ – векторы, составленные из комплексных амплитуд в сечениях $S_\alpha^{1,2}$.

A^N – матричный линейный оператор, вида

$$A^N = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & \dots & A_{12N} \\ A_{21} & A_{22} & \dots & A_{22N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{2N1} & A_{2N2} & \dots & A_{2Nn} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Матричный оператор A^N из (1) определяет все возможные режимы работы исследуемой замедляющей системы [1]. Если элементы матричного оператора A^N известны, замедляющая система полностью формализована, и можно определить все ее электродинамические характеристики [2] [3].

Тангенциальные составляющие поля в сечениях $S_\alpha^{1(2)}$, полностью определяют поле нормальной волны во всем объеме ячейки. В сечениях S_α^1 и S_α^2 они связаны условиями Флоке [4]:

$$\vec{E}_\alpha^{\tau N}(x,y,z) = \vec{E}_\alpha^{\tau N}(x,y,z+D)e^{ih_n D},$$

$$\vec{H}_\alpha^{\tau N}(x,y,z)=\vec{H}_\alpha^{\tau N}(x,y,z+D)e^{ih_n D}, \quad (3)$$

где h_n – постоянная распространения n -ой нормальной волны в ячейке с периодом D . Условие (3) с учетом (1) записывается относительно векторов комплексных амплитуд как

$$\begin{pmatrix} \vec{a}_2 \\ \text{---} \\ \vec{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{a}_1 \\ \text{---} \\ \vec{b}_1 \end{pmatrix} * e^{-ih_n D}. \quad (4)$$

Из (1) с учетом (4) исключив \vec{a}_2 и \vec{b}_2 , получим

$$A^N \begin{pmatrix} \vec{a}_1 \\ \text{---} \\ \vec{b}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{a}_1 \\ \text{---} \\ \vec{b}_1 \end{pmatrix} * e^{-ih_n D} \quad (5)$$

Выражение (5) является алгебраической формулировкой задачи о собственных волнах исследуемой замедляющей системы при представлении ее ячейки $2N$ -полюсником, который описывается линейным матричным оператором A^N .

Нетривиальное решение системы уравнений (5) существует, если выполняется условие [3]

$$\det(A^N - \lambda^N E) = 0, \quad (6)$$

где $\lambda^N = \exp(-ih_n D)$ – собственные числа матрицы передачи A^N , дающие возможность определять постоянные распространения h_n $2N$ -полюсника, моделирующего ячейку ЗС; E – единичная матрица. Согласно [4], выражение (6) является дисперсионным уравнением нормальных волн $2N$ -полюсника. Дисперсионное уравнение вида $\varphi=f(\omega)$ получается из (6), поскольку элементы матричного оператора A^N зависят от частоты ω .

В результате расчета дисперсионных характеристик ЗС получаются четыре решения (моды). Первая пара решений соответствует прямой и обратной волнам, распространяющимся по замедляющей системе, вторая резонансным модам.

Элементы матрицы передачи можно определить по результатам трехмерного моделирования ЗС, например, с помощью программы HFSS. Результат расчета представляет собой S -матрицу или эквивалентные ей Y и Z -матрицы. С помощью формул перехода можно преобразовать Z -матрицу в A -матрицу и рассчитать электродинамические характеристики.

Для исследования влияния пролетного канала на дисперсионные характеристики замедляющих систем использовался вариант программы, в котором матрица передачи имеет размерность 4×4 . Использовались трехмерные модели ячеек замедляющих систем, разрезанных по щелям связи (рис. 1)

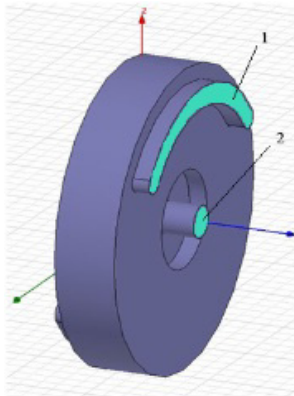


Рис. 1. Модель ячейки аксиально-симметричной ЗС, разрезанной по щелям связи.
Цифрами обозначены входные порты ячейки

При небольших радиусах пролетного канала, решения для прямой и обратной волн практически совпадают с решениями, полученными для модели без учета пролетного канала. С увеличением радиуса пролетного канала дисперсионная характеристика немного смещается в область высоких частот и характеристическое сопротивление уменьшается.

Резонансные моды характеризуются комплексными волновыми числами. Набег фазы на ячейку составляет либо 0 , либо $\pm\pi$. Фаза может меняться скачком на $\pm\pi$. Действительная часть волнового числа определяет реактивное затухание (рис. 2б).

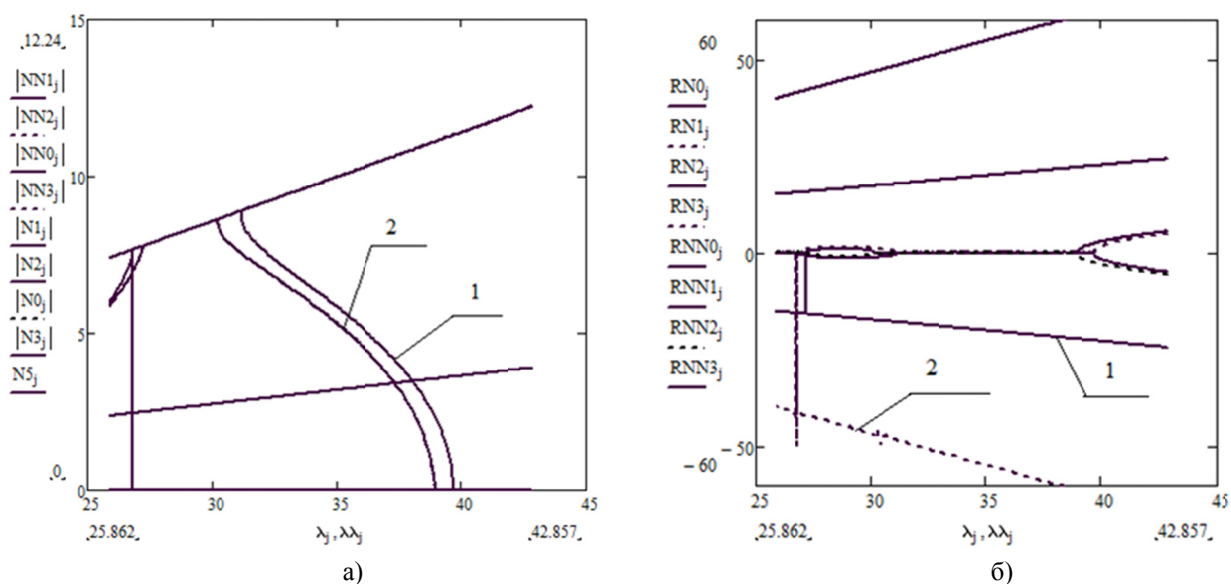


Рис. 2. Дисперсия (а) и реактивное затухание (б) для аксиально-симметричных ЗС с радиусом пролетного канала 0.75мм- (1) и 2мм- (2), разрезанных по щелям связи

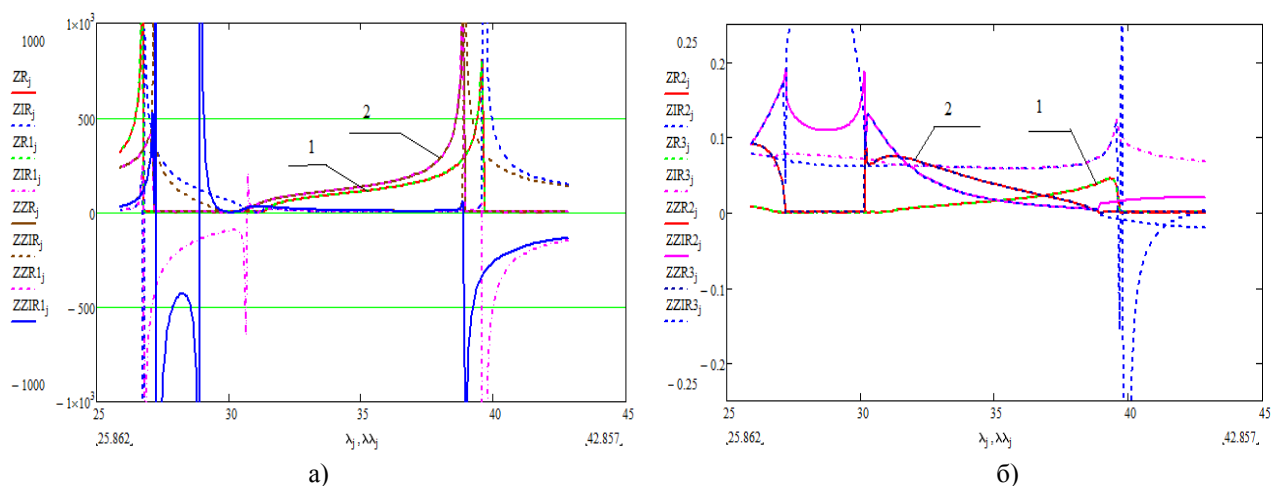


Рис. 3. Характеристические сопротивления прямой и обратной волн, возбуждаемых через 1 порт (а) и через пролетный канал 2 (б) аксиально-симметричной ЗС, с пролетным каналом 0.75мм – (1) и 2 мм – (2)

При увеличении радиуса пролетного канала уменьшается реактивное затухание (рис. 2б). Происходит трансформация полного характеристического сопротивления. В полосах пропускания оно остается комплексным, исчезают особенности на границах полос пропускания (рис. 3).

Полученные результаты показывают, что учет пролетного канала существенно изменяет дисперсионные характеристики резонаторной ЗС даже при небольших радиусах пролетного канала. Комплексность характеристического сопротивления и отсутствие особенностей на границах полос пропускания позволяет по новому рассмотреть процесс усиления на границе и за границей полосы пропускания.

Литература

1. Никольский В.В., Никольская Т.И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. М., Наука, 1983, с. 304.
2. Никольский В.В. Вариационные методы для задач дифракции // Известия Вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №1, с.5.
3. Краснушкин П.Е. Парциальные волны в цепочке многополюсных фильтров // Журнал технической физики, 1947, т.17, №6, с.705.
4. Мухин С.В. Анализ дисперсионных характеристик замедляющих систем типа цепочек связанных резонаторов вблизи границ полосы пропускания. Радиотехника и электроника, 2012, том 57, №11. с. 1301.

СОЗДАНИЕ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НА МОДИФИЦИРОВАННЫХ АНТЕННАХ ВИВАЛЬДИ ДЛЯ ЗАДАННОГО ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

Цай А.Б.¹, Круглов А.И.², Мещерякова К.С.²
¹ АНО «Промтехносерт»; ² ЗАО «КАДФЕМ Си-Ай-Эс»

Проведена модификация геометрии целевого излучателя, запитанного полосковой линией, с целью уменьшения габаритных размеров широкополосной антенны для использования ее в качестве элемента излучения в решетке. Построено несколько альтернативных 3D-моделей широкополосной антенны в электродинамическом пакете Ansoft HFSSv.12. Для моделей рассчитаны частотные характеристики КСВ и построены сечения диаграммы направленности в двух плоскостях. Уменьшена высота широкополосного излучающего элемента решетки. Улучшена П-образная характеристика диаграммы направленности излучающего элемента. Улучшена характеристика КСВ в заданной полосе частот.

Ключевые слова: широкополосный излучатель, антенна Вивальди, антенная решетка, уменьшение габаритов антенны, Ansoft HFSS.

Введение

В настоящее время распространены антенные решетки, использующие в качестве излучающего элемента, построенный на экспоненциально расширяющейся щели излучатель. Также такой излучатель называется антенной Вивальди [1-8]. В работах рассмотрены различные модификации антенн Вивальди. Для согласования щелевого излучателя с фидером и с открытым пространством в широкой полосе частот (или нескольких частотных диапазонах) требуются дополнительные элементы согласования в его конструкции, что приводит к увеличению габаритных размеров.

Постановка задачи

В качестве известного варианта излучающего элемента рассмотрим ранее модифицированный излучатель, запитываемый полосковой линией [1]. Он представляет интерес ввиду работы в схожей полосе частот. Геометрию запитки щелевой линии такого излучателя целесообразно разбить для параметрического исследования [2] на следующие элементы: 1 – расширяющаяся щель; 2 – симметричная полосковая линия; 3 – полосковый шлейф; 4 – согласующая полость щели. Измерения характеристик образца линейной антенной решеткой с такими антенными элементами проводились в безэховой экранированной камере, и результаты этих измерений приведены в работе [1].

Слои материалов такой антенны расположены следующим образом. На слое фольгированного стеклотекстолита (СТФ) вытравливаются расширяющаяся щель и согласующая полость щели. Слой металла служит экраном для симметричной линии запитки. Стеклотекстолит является диэлектрическим слоем, который покрывает антенный элемент и придает конструкции жесткость. Диэлектрическая проницаемость стеклотекстолита ($\epsilon_{СТ}$) равна 5, а тангенс угла диэлектрических потерь ($\text{tg } \delta_{СТ}$) равен 0.04. Диэлектрической подложкой для линии запитки антенного элемента служит пенный полиэтилен (ППЭ), диэлектрическая проницаемость ($\epsilon_{ППЭ}$) которого равна 1,05, что близко к диэлектрической проницаемости свободного пространства. Толщина листа ППЭ равна 5 мм. Запитка излучателя осуществляется симметричной полосковой линией, топология которой выполнена на лавсане толщиной 0.16мм.

При исследовании структуру и материалы конструкции антенны оставим такими как в исходном варианте. Рассмотрим только варианты геометрической модификации элементов излучателя и запитки.

В рамках задач работы [1] рассмотрена антенна Вивальди для работы в двух диапазонах частот: 1-1,1 ГГц и 1,45-1,55 ГГц, в составе плоской антенной решетки. В данной работе модифицируется излучатель для работы в диапазоне от 1 ГГц до 1,6 ГГц. То есть, если в статьях [2-8] описывались многооктавные антенны, то в рамках данной работы исследуется антенна, диапазон рабочих частот которой не превышает 0.6 октавы, что позволяет существенно модифицировать экспоненциальную кромку щели, изменять точку запитки щели полосковой линией, и, как следствие, приводит к изменению формы согласующей полости щели и полоскового шлейфа. С другой стороны антенна не должна быть сверхширокополосной из соображений электро-магнитной совместимости (ЭМС). Это не позволяет использовать классический вариант антенны Вивальди.

За основу к подходу изучения антенны возьмем принципы, обозначенные в работах [2, 3].

В работе [2] показано, что для запитываемой симметричной полосковой линией антенны Вивальди важными являются следующие условия: 1) согласование перехода с полосковой линии на щелевую;

2) согласование полоскового шлейфа и периметра согласующей полости щели; 3) согласование расширяющейся щели с окружающим пространством и с соседними элементами.

В работе [3] рассмотрены антенны Вивальди с другим способом запитки, и показаны характерные особенности их параметров при использовании антенны как одиночного излучателя сверхкоротких импульсов. В указанной работе также показано, что для обеспечения оптимального согласования, периметр согласующей полости щели должен быть равен длине кромки экспоненциальной щели от точки возбуждения до раскрыва. Такая геометрия формирует достаточно крупные габариты антенны.

Моделирование излучателя

При моделировании элемента излучения в составе решетки использована ячейка Флоке. Вначале, для изучения, построена модель вышеупомянутого двухдиапазонного излучателя. Однако при параметрическом изучении такой конструкции имел место вывод, что элементы такого излучателя функционируют согласно «классическому представлению» только в нижнем диапазоне. В верхнем же диапазоне щелевой излучатель лишь выполняет роль облучателя рефлектора. Такое, новое, понимание модели исходного излучателя не позволяет исследовать его согласно определенному выше принципу и ставит под сомнение возможность расширения его рабочего диапазона и улучшения характеристик. Таким образом, определена необходимость модификации как кромки расширяющейся щели вместе с согласующими элементами, так и всей конструкции излучающего элемента. Для удобства описания моделей обозначим нижнюю границу исследуемого частотного диапазона как f_0 , а соответствующую ей длину волны в свободном пространстве - λ_0 .

Построение моделей и расчет их характеристик проводились в электродинамическом программном пакете Ansoft HFSS v.12 [12]. Для построения элемента излучения использовалась ячейка Флоке, построенная в соответствии с [13]. Оптимизация согласования элементов излучателя проводилась в три этапа в соответствии с вышеопределенными принципами. Вычисление сетки проведены в двух частотных точках ($1,05 f_0$ и $1,5 f_0$), для чего указаны соответствующие значения параметра “Solution frequency”. После чего для построения графиков КСВ и матрицы рассеивания использовалось свипирование частотных точек типа “fast” в диапазонах $0,9 f_0 - 1,3 f_0$ и $1,3 f_0 - 1,7 f_0$, привязанных к $1,05 f_0$ и $1,5 f_0$ соответственно.

На рис. 1 а) представлена модель известного излучателя. На нем обозначено расположение рефлекторов ($0,58 \lambda_0$ от плоскости раскрыва антенны), показаны также ширина (в Н-плоскости) и длина (в Е-плоскости) элемента излучения, которые составляют соответственно $0,55 \lambda_0$ и $0,4 \lambda_0$.

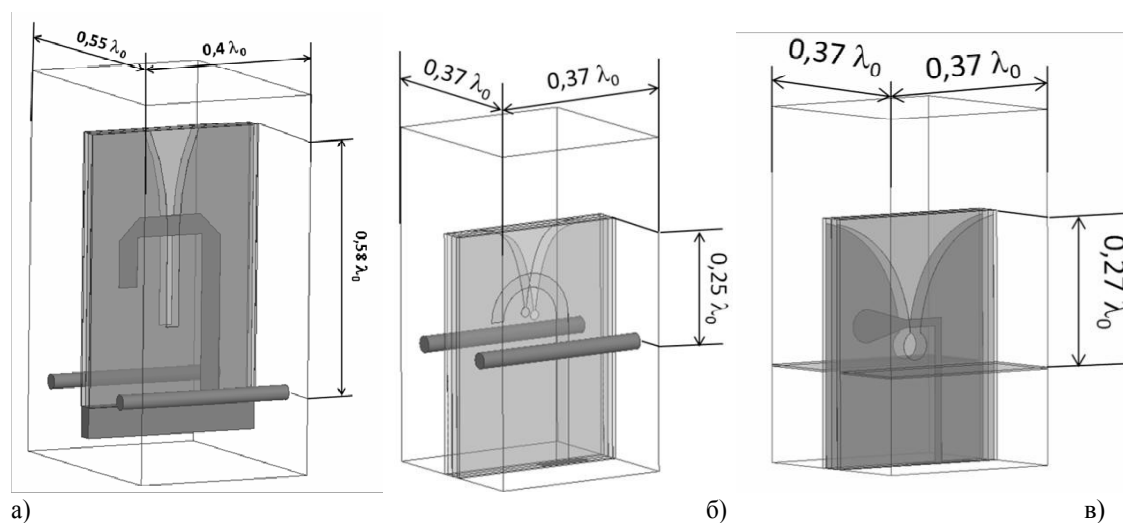


Рис. 1. Модели излучателей в ячейке Флоке:

а) модель известного излучателя; б) 1-й вариант новой модели; в) 2-й вариант новой модели

Для нового элемента излучения в эквидистантной антенной решетке сопротивление между соседними элементами рассчитывается в соответствии с новыми длиной и шириной излучателя [11], которые равны $0,37 \lambda_0$. Исходя из этих данных задача уменьшения габаритных размеров элемента излучения сводится к уменьшению высоты такого элемента.

В соответствии с вышеизложенными принципами рассчитаны и промоделированы 2 варианта параметрической модели излучателей отличающихся специфической формой расширяющейся щели, согласующей полости щели и полоскового шлейфа. Как критерии при оптимизации излучателей были выбраны наилучшая П-образная характеристика ДН, наибольшее усиление в направлении нормальном плоскости раскрыва, наименьшее среднее КСВ в выбранной частотной полосе и наименьшее расстояние от раскрыва до

рефлектора, также проработан ряд вариантов конструкторских особенностей АР, не получивший отражения в данной работе.

В первом варианте новой модели (рис. 1 б) щелевой излучатель запитывается полоском в точках лежащих на расширяющейся щели. Соответственно продолжение щели уже является согласующей частью, обладающей специфической формой, и, как следствие, необходимым для согласования импедансом. Для лучшего согласования на низких частотах запитка щели такой антенны осуществляется полоском в форме полукруга. Расстояние от раскрыва до кромки расширяющейся щели при удалении от центра такого излучателя можно описать при помощи функции $F(x)$:

$$F_1(x) = a - b \cdot e^{-c \cdot x}, \quad (1)$$

где a, b, c – изменяемые коэффициенты, а $0 < x \leq (0,37\lambda_0)/2$. Согласующая полость щели круглая, ее диаметр равен $0.02 \lambda_0$. Расстояние от плоскости раскрыва до дальней точки полости щели равно $0.185 \lambda_0$. При этом расстояние от плоскости раскрыва до рефлекторов равно $0.25 \lambda_0$.

Во втором варианте новой модели (рис. 1 в) щелевой излучатель запитывается полоском в точках также лежащих на расширяющейся щели, но расположенных вблизи перехода на согласующую полость щели. Кромка расширяющейся щели такого излучателя образована двумя сегментами окружностей разного диаметра, которые можно описать как $F_2(x)$

$$F_2(x) = \begin{cases} R_1 \cdot tg(x), & \text{при } 0 < x < (R_1 - R_2) \cdot \sin(\gamma); \\ -R_2 \cdot tg(x - (R_1 - R_1) \cdot \cos(\gamma)) + (R_1 - R_2) \cdot \sin(\gamma), & \text{при } (R_1 - R_2) \cdot \sin(\gamma) < x < \\ & (R_1 - R_2) \cdot \sin(\gamma) + H, \end{cases} \quad (2)$$

где R_1, R_2 – радиусы окружностей; γ и H – изменяемые коэффициенты.

Для согласования в ней использовался шлейф специфической формы, в виде лопасти. А периметр согласующей полости щели круглой формы много меньше длины кромки расширяющейся щели, диаметр полости равен $0.053 \lambda_0$. Для такой модели был использован плоский рефлектор, который вплотную подходит к листам стеклотекстолита. Расположение рефлектора вносит свою составляющую комплексного сопротивления и дополняет импеданс согласующей полости щели.

Характеристики моделей

На рис. 2 показаны частотные характеристики КСВ исходного излучателя Вивальди, рассмотренного в работе [1] (кривая 1), первого варианта излучателя Вивальди после оптимизации (кривая 2), второго варианта излучателя Вивальди после оптимизации (кривая 3). Как видно из графика на рис. 2 (кривая 1), частотная характеристика КСВ исходного излучателя Вивальди имеет два минимума, в которых КСВ равняется 1, причем расстояние между указанными минимумами составляет $0.54 f_0$, при этом КСВ между минимумами возрастает до значения 2.2. Для кривой 2 минимум КСВ наблюдается только один, в отличие от кривой 1, но он является значительно менее выраженным. Для такой антенны влияние рефлектора, при его расположении ниже согласующей полости щели, незначительно. ДН показаны для значения $Z_{ref} = 0,27\lambda_0$, т.к. при значениях $Z_{ref} = (0,2\lambda_0 - 0,33\lambda_0)$ они отличаются только в направлении заднего лепестка и не более чем на 2 дБ. Частотная характеристика КСВ второго варианта новой антенны Вивальди (рис. 2, кривая 3), также как и частотная характеристика КСВ исходного излучателя Вивальди имеет два минимума, но отличается большей пологостью. Таким образом, для частоты $0.9 f_0$ КСВ принимает значение 1,81; далее плавно снижается до значения 1.05 для частоты $1.23f_0$; при дальнейшем увеличении частоты до $1.6 f_0$ КСВ увеличивается до 1.47; далее снижается, достигая значения близкого к 1 на частоте $1.7 f_0$.

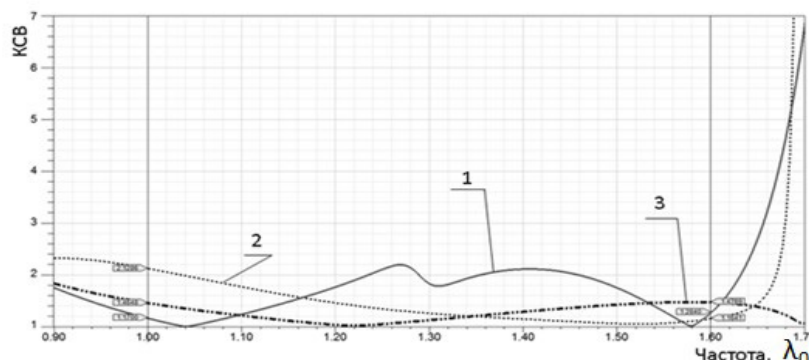
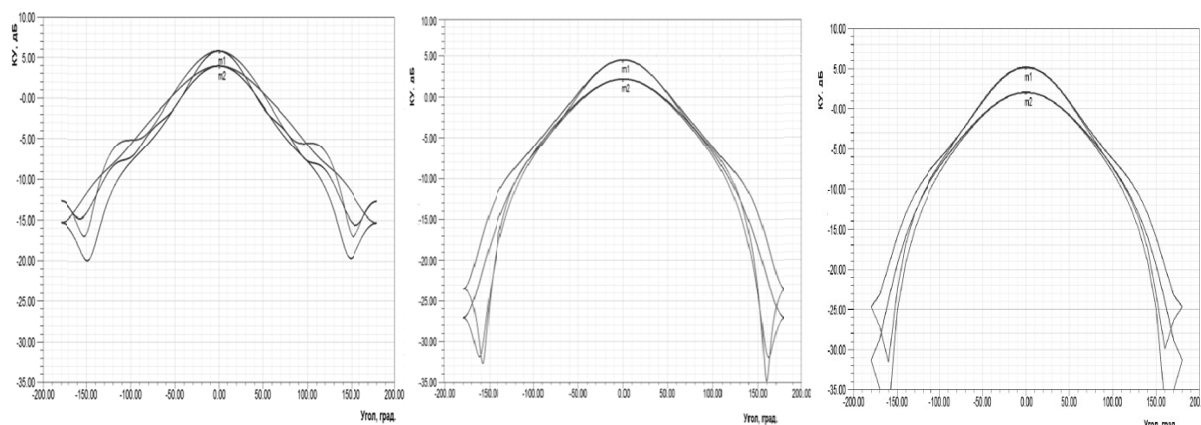


Рис. 2. Частотная характеристика КСВ: 1 – КСВ модели исходного варианта антенны Вивальди; 2 – КСВ 1-й модели антенны; 3 – КСВ 2-й модели антенны

ДН соответствующие 3 вариантам моделей представлены на рис. 3 (а, б, в), где маркер m1 соответствует точкам максимума в Е и Н плоскостях ненормированной диаграммы направленности (ДН) на частоте $1,5 f_0$, а m2 – точкам максимума ДН на частоте $1,05 f_0$. На ДН модели исходной антенны коэффициенты усиления в точках m1 и m2, соответственно, равны 4 дБ и 5.8 дБ. ДН практически симметричная в обеих плоскостях, на обеих частотах. В Н плоскости, на частоте $1,5 f_0$, на отстройке в 45° от максимума, КУ равен +2 дБ, на 90° равен -5 дБ, а в направлении заднего лепестка -12,7 дБ. ДН на этой частоте имеет невыраженные лепестки. Из-за интерференций, вызванных некоторой несогласованностью рефлекторов с облучателем, как оговаривалось раньше, именно эту роль играет щелевой излучатель на этой частоте. На ДН 1-го варианта новой модели антенны коэффициенты усиления в точках m1 и m2, соответственно, равны 2.2 дБ и 4.5 дБ. На ДН 2-го варианта новой модели антенны коэффициенты усиления в точках m1 и m2, соответственно, равны 2.4 дБ и 5.1 дБ.



а) б) в)
Рис. 3. ДН в Е и Н-плоскостях, в центрах частотных диапазонов ($1,05$; $1,5 f_0$):
 а) ДН модели исходной антенны; б) ДН 1-го варианта новой модели антенны;
 в) ДН 2-го варианта новой модели антенны

Таким образом, видно, что ДН двух новых моделей антенн обладают меньшими коэффициентами усиления в направлении максимума, улучшенной П-образной формой ДН. И диаграммами в форме кардиоиды, в частных случаях с пренебрежимо малым задним лепестком.

Заключение

Построены 3 численные модели излучающего элемента АР, две из которых обладают уникальными геометриями. Построены частотные характеристики КСВ и диаграммы направленности. Уменьшены геометрии излучающих элементов по сравнению с аналогами. Высота полученных антенн чуть больше четверти длины волны на нижней границе частот диапазонов, что значительно меньше высот излучателей рассматриваемых в [1-7]. Улучшена П-образная диаграмма направленности в Е- и Н- плоскостях, улучшена частотная характеристика КСВ в заданном диапазоне. Такое поведения элемента излучения решетки при заданных требованиях было достигнуто внесением составляющих сопротивлений согласующих элементов, полученных как за счет специфической формы щелевого излучателя, так и за счет интеграции излучателя в реальную конструкцию во втором случае.

Показано, что форма кромки расширяющейся щели излучателя может быть различной для ширины полосы равной 60% от нижней частоты, но специфическая форма требует соответствующих согласующих элементов.

Литература

1. Овчинникова Е.В., Соколов А.А. Двухдиапазонная антенная решетка с косекансной диаграммой направленности // Антенны. 2011. Вып. 4. С.14-20.
2. Shin J., Schaubert D. A parameter Study of Stripline-fed Vivaldi Notch-antennas Arrays // Trans. on Antennas and Propag. 1999. V.47. No. 5. P. 879 – 886.
3. Почанин Г.П., Калюжный Н.М., Белоусов В.Е., Масалов С.А., Плочанина И.Е. Экспоненциально-щелевая антенна с согласующим отверстием // Антенны 2010. Вып. 3, с.23-33.
4. Альхарири М. Широкополосные излучатели и антенные решетки СВЧ-диапазона на основе симметричной щелевой линии // Антенны 2005. Вып. 12. С.11-18.
5. Воскресенский Д.И., Котов Ю.В., Овчинникова Е.В. Тенденции развития широкополосных фазированных антенных решеток (обзор работ) // Антенны 2005. Вып. 11. С.7-21.

6. *Mehdipour, K. Mohammadpour-Aghdamand R. Faraji-Dana* Complete dispersion analysis of Vivaldi antenna for ultra wideband applications // Progress In Electromagnetics Research, PIER 77, 85-96, 2007.
7. *T.-H. Chio, D. H. Schaubert* Parameter Study and Design of Wide-Band Widescan Dual-Polarized Tapered Slot Antenna Arrays // Trans. on Antennas and Propag. 2000. V.48. No. 6. P. 879 – 886.
8. *Maaskant R., Ivashina M.V., Iupikov O., Redkina E.A., Kasturi S., and Schaubert D.H.* Analysis of Large Microstrip-Fed Tapered Slot Antenna Arrays by Combining Electrodynamic and Quasi-Static Field Models, Fellow, IEEE // IEEE Trans. on Antennas and Propag., VOL. 59, NO. 6, 2011, P. 1798-1807.
9. *Chu L.J.* physical limitations of small antennas // Proc. IRE. 1947. V.35. P.1479-1484.
10. *Панченко Б.А., Гизатулин М.Г.* Нано-антенны. – М.: Радиотехника, 2009.
11. *Хансен Р.К.* Сканирующие антенные системы СВЧ. Том 1. – М.: Советское Радио, 1966.
12. *Банков С.Е., Курушин А.А., Разевиг В.Д.* Анализ и оптимизация СВЧ структур с помощью HFSS – М.: ЗАО «НПП «РОДНИК», 2009.
13. *Курушин А.А.* Использование каналов флоры для моделирования периодической наноструктуры // Журнал радиоэлектроники, 2010, №11.

ПРОБЛЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ СВЧ-УСТРОЙСТВ И СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ИХ РЕШЕНИЯ

Мещерякова К.С., Круглов А.И.

ЗАО «КАДФЕМ Си-Ай-Эс», г. Москва
mkseyas@yandex.ru, SantShine@gmail.com

При разработке современных СВЧ-устройств неизменно возникают проблемы их охлаждения. Постоянное увеличение рассеиваемой мощности электронных компонентов, жесткие условия эксплуатации и требования к габаритам электронных блоков приводят к тому, что классические методы проектирования охлаждающих систем уже не столь эффективны. С растущей производительностью современных средств вычислительной техники широкое распространение получают методы численного анализа, которые позволяют решать проблемы выбора обеспечения теплового режима электронных устройств уже на этапе эскизного проектирования. В данной работе рассматриваются примеры систем охлаждения СВЧ-устройств и преимущества использования компьютерного моделирования при их проектировании.

Ключевые слова: *охлаждение, численные методы, термоэлектрическое охлаждение, компьютерное моделирование.*

При разработке различного рода СВЧ-устройств: усилителей мощности, ЛБВ, магнетронов и т.д., возникает необходимость в разработке системы охлаждения. Внутреннее тепловыделение может вызвать необратимые изменения электрических характеристик СВЧ-устройств. В результате этих изменений устройство может выйти из строя из-за перегрева. Поэтому обеспечение правильного теплового режима является важнейшим условием работоспособности СВЧ-устройств.

Построение системы охлаждения определяется применяемым способом теплоотвода. Существует несколько широко используемых методик охлаждения: пассивное, воздушное и жидкостное охлаждение.

В системах с пассивным охлаждением отвод тепла осуществляется за счет естественной конвекции и излучения. Преимуществом таких систем является отсутствие шума и дополнительных устройств.

Система воздушного охлаждения является относительно простой и дешевой, так как не требует сложной системы управления. Для увеличения площади охлаждаемой поверхности используют радиаторы, а для увеличения конвекции воздуха – вентиляторы. Недостатком этой системы охлаждения является шум, а также из-за маленькой теплоемкости воздуха такую систему нельзя применять для охлаждения устройств с высокими значениями рассеиваемой тепловой мощности.

Для СВЧ-устройств с большими тепловыми нагрузками используется жидкостное охлаждение. Системы жидкостного охлаждения постоянно совершенствуются, проводятся исследования по снижению массогабаритных и энергетических показателей разрабатываемых систем, повышение надежности и стабильности выходных параметров приборов и устройств в целом [1].

В настоящее время широко применяется способ теплоотвода, основанный на использовании тепловых труб. Для работы такой системы охлаждения не требуется какой-либо внешней энергии. Теплопроводность тепловых труб на три порядка превышает теплопроводность меди. Также с их помощью можно отводить тепло от элементов, расположенных внутри герметизированного объема [2].

Еще одним перспективным способом отвода тепла от элементов устройства является термоэлектрическое охлаждение. Важнейшим преимуществом использования термоэлектрических модулей является возможность обеспечить охлаждение объекта до температуры ниже окружающей среды [3].

Применение новых материалов и технологий позволяет создавать новые полупроводниковые компоненты, которые могут работать при более высоких температурах окружающей среды. Например, у устройств, изготовленных по технологии GaN-on-Diamond, тепловое сопротивление между GaN-каналом и подложкой на 40% меньше, чем у компонентов, изготовленных на обычно используемой подложке для GaN. Благодаря уменьшению теплового сопротивления, уменьшается излучаемая мощность, снижаются затраты на охлаждение, уменьшаются габаритные размеры и масса как непосредственно усилителей, так и систем в целом [4].

Исторически сложилось, что профессиональный опыт инженеров и аналитические данные являются основой начала разработки системы охлаждения СВЧ-устройства. Такой подход неизменно приводит к тому, что первоначальный прототип устройства не соответствует необходимому тепловому режиму. После физических испытаний прототипа, инженерам необходимо решить проблему перегрева, используя несколько способов, что приводит к увеличению количества прототипов. Стоимость разработки, изготовления и тестирования прототипов становилась чрезмерно высокой. Поэтому разработка современных СВЧ-устройств невозможна без использования средств компьютерного моделирования.

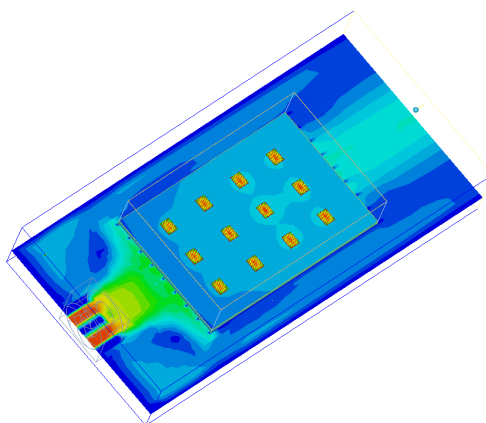


Рис. 1. *Результат теплового моделирования усилителя мощности*

В настоящее время существует целый ряд программных продуктов, позволяющих осуществлять тепловое моделирование. Существующие программы основываются на разных численных методах, применяются для расчета различных типов устройств, а также предъявляют различные требования к вычислительным ресурсам. Преимущество компьютерного моделирования заключается в том, что инженеры могут начать тепловой расчет системы охлаждения, еще до проектирования самого устройства, используя примитивную геометрию и ориентировочные тепловые потери. После того, как модель уточняется, разработчики могут приступить к более точному моделированию [5].

В заключении отметим, что комплексный подход является наиболее действенным для решения задач охлаждения СВЧ устройств. Использование компьютерного моделирования для разработки электронных блоков позволит усовершенствовать конструкцию системы охлаждения с использованием давно применяемых и новых методик, эффективно использовать современную элементную базу, а также сократить время на разработку и уменьшить затраты на дополнительные испытания и доработку конструкции.

Литература

1. Улитенко А.И., Гуров В.С., Пушкин В.А. Принципы построения индивидуальных систем охлаждения электронных приборов и устройств // М.: Горячая Линия – Телеком, 2012. – 286 с.
2. Вамберский М.В., Казанцев В.И., Шелухин С.А.; под ред. Вамберского М.В. Передающие устройства СВЧ // М.: Высш. шк., 1984. – 448 с.
3. Шостаковский П. Современные решения термоэлектрического охлаждения для радиоэлектронной, медицинской, промышленной и бытовой техники // Силовая электроника №12, 2009.
4. Кузьмин С. Тенденции развития СВЧ-электроники для широкополосных применений // Вестник электроники №1 (51), 2015.
5. Weber P. Применение ANSYS Icepak для разработки систем радиосвязи // ANSYS Advantage №21, 2015.

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ, ОБРАЗОВАННЫХ МНОГОФОКУСНЫМ СФЕРИЧЕСКИМ И ПЛОСКИМ ЗЕРКАЛОМ ПРИ ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1 ММ

Мясин Е.А., Соловьёв А.Н.

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., г. Фрязино

Для решения задачи по нахождению электронного КПД, кроме уравнений движения и возбуждения, необходимо использовать условия баланса мощности в открытом резонаторе (ОР) оротрона. Для ОР со сложными фокусирующими зеркалами вычислить точно энергию, запасённую в ОР, аналитическими методами не всегда возможно, а измерить собственную добротность ОР и другие его характеристики не позволяет в субмиллиметровом диапазоне волн отсутствие соответствующей аппаратуры. Поэтому использование компьютерных программ для вычисления характеристик ОР представляется единственно возможным методом точного решения данной задачи.

В докладе представлены результаты численных расчетов электродинамических характеристик: резонансных частот, запасенных энергий и добротностей колебаний открытых резонаторов (ОР), образованных сферическими многофокусными и плоскими зеркалами.

Рассмотрены варианты резонаторов с плоскими зеркалами без «гребенки» и с «гребенкой» на одном из зеркал: «четвертьволновой», у которой высота ламели $h_s = \lambda/4$ и «полуволновой» – ($h_s = \lambda/2$), где λ – длина волны.

Для сравнения результатов были проведены расчеты аналогичных ОР, у которых вместо сферического многофокусного зеркала используется сфероцилиндрическое «корытообразное» зеркало с образующей цилиндра, параллельной продольной оси многофокусного зеркала.

Расчеты проводились на длине волны примерно $\lambda = 1$ мм для основных мод TE_{M00q} (q – число полу-волн, укладываемых по высоте резонатора) с использованием программных комплексов AnsoftHFSS и CSTMicrowaveStudio.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАРМОНИК КОНВЕКЦИОННОГО ТОКА В МНОГОЛУЧЕВОМ МОНОТРОНЕ С ДВУХАЗОРНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Проф. Царев В.А., доц. Мучкаев В.Ю.

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.,

tsarev_va@mail.ru, muchkaev_vadim@mail.ru

Представлены результаты численных исследований методом «частица в ячейке» пятилучевого монотрона К-диапазона с двухазорным резонатором. Показана возможность использования такого прибора в качестве задающего генератора для умножителя частоты миллиметрового диапазона длин волн. Выявлено нетипичное соотношение между амплитудами гармоник конвекционного тока на выходе их резонатора. Так, при токе 0.1А амплитуда Фурье-спектра третьей гармоники в 2.66 раза превосходит амплитуду первой гармоники, а при токе 0.35А амплитуда Фурье-спектра второй гармоники в 4.09 раза превосходит амплитуду первой гармоники.

Ключевые слова: умножитель частоты, монотрон, двухазорный резонатор.

Одной из актуальных проблем современной вакуумной СВЧ-электроники является создание генераторов миллиметрового диапазона длин волн, отличающихся по спектру, мощности и режиму работы [1].

Среди классических вакуумных источников миллиметрового излучения наиболее распространенными являются лампы обратной волны (ЛОВ), лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), гиротроны и оротроны, работы по созданию которых интенсивно ведутся как в России [2], так и за рубежом [3].

В последние годы в качестве эффективных усилителей и генераторов миллиметрового диапазона длин волн все больше исследователей стали рассматривать классические вакуумные приборы с прямолинейными пучками. Особенно тут стоит отметить однолучевые клистроны с распределенным взаимодействием (КРВ) [4]. За рубежом на основе КРВ создана целая линейка СВЧ генераторов и усилителей коротковолновой части миллиметрового диапазона частот [5], мощность которых в непрерывном режиме составляет от 0.3 Вт (280ГГц) до 400 Вт (95 ГГц).

Однако, высокое ускоряющее напряжение (15...20кВ) и сложная конструкция резонансной системы (обычно она состоит из 4-10 многоазорных резонаторов, размеры которых уменьшаются с ростом частоты), существенно усложняет технологию изготовления КРВ. Более предпочтительным, на наш взгляд, способом генерации может быть генерация излучения миллиметрового диапазона с помощью многолучевого умножителя частоты клистронного типа, который содержит каскад предварительной модуляции и группировки электронов на частоте f и каскад отбора мощности от гармоник тока, работающий на частоте kf (где k – коэффициент умножения частоты).

Переход от однолучевой конструкции ЭОС к многолучевой, формирующей N - параллельных электронных пучков, каждый из которых движется в индивидуальной пролетной трубе, позволяет уменьшить рабочее напряжение в $N^{2/5}$ раз и микроперванс каждого из пучков в N раз. В качестве каскада предварительной модуляции целесообразно использовать многолучевой монотрон с многоазорным, в частности, с двухазорным резонатором [6]. Физические процессы в таком автогенераторном приборе существенно нелинейные, поэтому, помимо основной гармонической составляющей конвекционного тока, в электронном потоке присутствуют большие по интенсивности, чем в обычном клистроне, высшие гармоники тока, которые можно полезно использовать.

Данная работа посвящена изложению результатов численных исследований механизмов увеличения амплитуд гармоник конвекционного тока (а, следовательно, КПД и выходной мощности) в пятилучевом монотроне с двухазорным резонатором щелевого типа.

Электродинамическая система исследуемого прибора схематически изображена на рис.1. Она выполнена в виде корпуса прямоугольной формы, внутри которого расположены пролетные трубы также имеющие прямоугольную форму поперечного сечения. Для электродинамического объединения двух резонансных полостей 2 и 3 в разделяющей их стенке выполнена щель связи 5. Длины зазоров $d_1 = d_2 = 0.4$ мм, длина $l = 7$ мм, ширина $W = 4.7$ мм и высоты $h_1 = h_2 = 1.6$ мм, были подобраны, исходя из условий настройки на заданную рабочую частоту $f_0 = 18.23$ ГГц основного (противофазного) вида колебаний. Для прохождения электронного потока в резонаторе имеются пять пролетных каналов 6. Радиус каждого канала $a = 0.25$ мм.

Расстояние между зазорами $L = 3.65$ мм было найдено исходя из фазового условия самовозбуждения [7] и необходимости наличия зоны самовозбуждения при ускоряющем напряжении U_0 менее 10 кВ.

Численные расчеты распределения электромагнитного поля были проведены с помощью трехмерной программы REZON [8], в основе которой лежит решение уравнений Максвелла методом конечных разностей во

временной области с прямоугольной пространственной сеткой разбиения. Собственная добротность Q_0 , определенная по результатам холодных измерений, составила 1550 единиц. Характеристическое сопротивление $\rho = R/Q_0$, (где R – эквивалентное сопротивление резонатора) щелевого резонатора на π - виде, измеренное в центральном пролетном канале, оказалось равным 130 Ом.

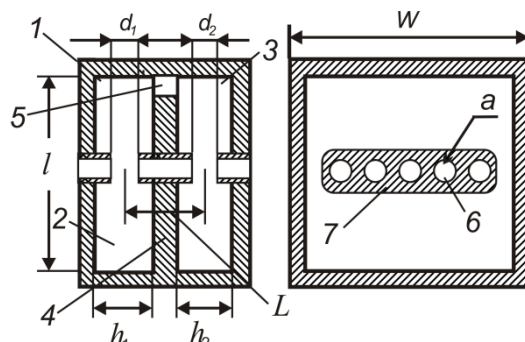


Рис. 1. Схематическое изображение электродинамической системы многолучевого монодрона

Расчитанные по распределению поля в резонаторе противофазного вида колебаний зависимости действительной компоненты коэффициента эффективности взаимодействия M и относительной электронной проводимости G_e/G_0 от ускоряющего напряжения U_0 представлены на рис. 2.

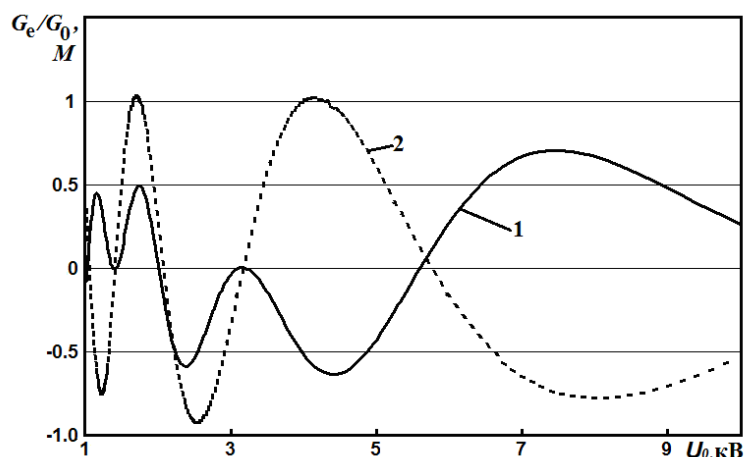


Рис. 2. Зависимости коэффициента эффективности взаимодействия M (кривая 1) *b* относительной электронной проводимости G_e/G_0 (кривая 2) на основном виде колебаний от ускоряющего напряжения U_0 .

Как видно из графиков (кривая 2 на рис.2), в рассматриваемом диапазоне ускоряющих напряжений самовозбуждение монодрона возможно в трех областях: $U_0=1.05-1.4$ кВ, $2.5-3.15$ кВ и $5.75-10$ кВ. Наибольшего значения КПД следует ожидать в третьей области, так как в ней максимально абсолютное значение коэффициента эффективности взаимодействия (кривая 1 на рис. 2).

Далее исследовались условия самовозбуждения монодрона при прохождении моноскоростного электронного потока, скорость которого соответствовала $U_0 = 8$ кВ. При этом ускоряющем напряжении достигается локальный минимум G_e/G_0 , а абсолютное значение M близко к максимальному. Для удержания электронного потока было наложено внешнее магнитное поля, которое имело только продольную компоненту $B_z = 0.27$ Тл.

В ходе численного моделирования электронный поток, движущийся в пролетных каналах, был представлен моноскоростным потоком «макрочастиц» шарообразной формы с одинаковым удельным зарядом. Электромагнитные поля вычислялись непосредственным решением уравнений Максвелла с помощью метода конечных разностей, для чего на исследуемую резонансную систему была наложена прямоугольная пространственно-временная сетка.

Результатами расчетов является Фурье-спектр электронного потока на выходе из резонансной системы. Рассматривались только первые три гармоники тока, т.к. условие устойчивости Куранта и ограничение на максимальное значение шага пространственной сетки выполнялись для частот до 60 ГГц.

На рис. 3 показаны зависимости отношения амплитуд Фурье-спектра второй A_2 (36.46 ГГц) и третьей A_3 (54.7 ГГц) гармоник к амплитуде A_1 первой гармоники при увеличении тока пучка.

Из графиков видно, что при токе пучка I_0 менее 0.25 А амплитуда третьей гармоники превосходит амплитуды первой и второй гармоник. Максимальное значение $A_3/A_1 = 2.66$ достигается, когда $I_0 = 0.1$ А. При этом, с ростом тока пучка отношение A_3/A_1 изменяется незначительно, а отношение A_2/A_1 увеличивается. И когда значение тока пучка превышает 0.25 А амплитуда второй гармоники превосходит амплитуду третьей гармоники. Максимальное значение $A_2/A_1 = 4.09$ достигается при $I_0 = 0.35$ А.

Такое нетипичное соотношение гармоник конвекционного тока, по всей видимости, связано с динамикой виртуального катода, который образуется в пространстве дрейфа между зазорами из-за отражения электронов от электрического поля в зазорах резонатора. Тем не менее, для подтверждения данного предположения необходимы дальнейшие исследования.

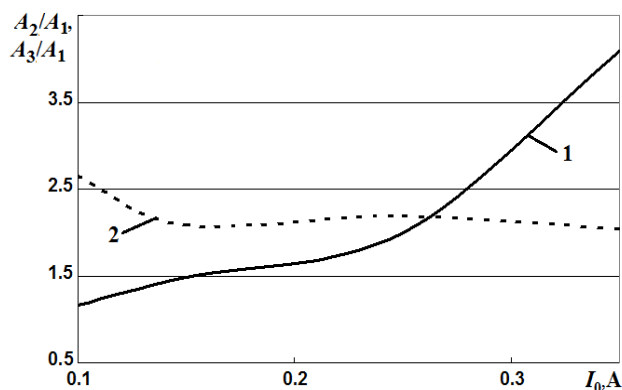


Рис. 3. Зависимости отношений амплитуд Фурье-спектра второй A_2 (кривая 1) и третьей A_3 (кривая 2) гармоник к амплитуде первой гармоники A_1 конвекционного тока

При токе электронного пучка более 0.45 А происходит срыв колебаний на противофазном виде и колебания возникают на другом виде с частотой 24.5 ГГц и типичным распределением амплитуд гармоник конвекционного тока.

Представленные результаты носят предварительный характер, а причины превышения амплитуд Фурье-спектра второй и третьей гармоник конвекционного тока над амплитудой первой гармоники требуют детальных исследований. Тем не менее, они позволяют рассчитывать на возможность создания на основе предложенной конструктивной схемы высокоэффективных умножителей частоты миллиметрового диапазона длин волн. Отбор высокочастотной энергии от гармоник тока, сгруппированного в сгустки «квазиленточного» электронного потока, можно осуществить в каскаде отбора мощности, в качестве электродинамической системы которого можно использовать многозазорный резонатор или ЗС типа "гребенка [9].

Литература

1. Братман В.Л., Литвак А.Г., Суворов Е.В. Освоение терагерцового диапазона: источники и приложения // Успехи физических наук. 2011. Т.181. №8. С. 867-874.
2. Программа фундаментальных исследований Президиума РАН №29 «Электромагнитные волны терагерцового диапазона», отчет за 2005.
3. Shang-Hua Yang, Berry C.W., Jarrahi, M., IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2015, pp.223-229.
4. Тореев А.И., Федоров В.К. Усилительный клистрон с распределенным взаимодействием коротковолновой части миллиметрового диапазона // Прикладная физика, №4, 2011.
5. Steer B., Roitman A. et al. Advantages of extended interaction klystron technology at millimeter and sub-millimeter frequencies // IEEE 34th International Conference on Plasma Science, 2007, pp.1049-1053.
6. Царев В.А., Мучкаев В.Ю., Шалаев П.Д. Исследование многолучевого микроволнового генератора пролетного типа К-диапазона с электродинамической системой из двух связанных через щель резонаторов // Письма в ЖТФ, 2014, том 40, вып. 7. С. 25-34.
7. Федяев В.К., Акимова Т.С., Горлин О.А. Условия самовозбуждения питрона // Вестник РГРТУ. 2010. Вып. 33. № 3. С.64.
8. Мучкаев В.Ю., Царев В.А. // REZON Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ №2011611748 от 24.02.2011.
9. Левин Г.Я., Бородкин А.И., Кириченко А.Я. и др. Клиноотрон // Под ред. А. Я. Усикова. – Киев: Наук. думка, 1992. – 200 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ В ПСЕВДОПЕРИОДИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Омельчук И.С., Солнцев В.А.

Существует возможность исследовать свойства распространения электромагнитных волн в псевдопериодических слоистых средах и замедляющих системах с последующим созданием на этой основе новых микроволновых устройств. Принцип построения псевдопериодических слоистых сред аналогичен принципу создания псевдопериодических волноводов. Он основан на согласованном изменении толщины слоев среды вместе с изменением их диэлектрической и магнитной проницаемости, определяющих набег фазы электромагнитного поля на слое [1]. Согласно этому принципу, распределение шага расположения слоев и фазы поля вдоль структуры подбираются так, чтобы сохранить фазовую скорость и амплитуду выбранной пространственной гармоники поля такими же, как в исходной периодической слоистой среде, а амплитуды других пространственных гармоник уменьшить; происходит селекция пространственных гармоник (пространственная селекция). При этом в псевдопериодических слоистых средах можно ожидать выделение обратных пространственных гармоник, то есть получение сред с обратными волнами, имеющими противоположное направление распространения фазы и потока энергии. Среды с обратными волнами в последние годы привлекают внимание многих исследователей, т.к. имеют новые необычные законы отражения и преломления волн, позволяют получить сверхфокусировку лучей в микроволновом и оптическом диапазонах. В известных работах такие «метасреды» создаются на основе использования периодических электродинамических структур (фотонных или электромагнитных кристаллов [2-4]).

В настоящей работе рассмотрены «метасреды» в виде слоистых сред (рис. 1) с непериодическим расположением слоев при выборе закона расположения на основе указанного выше принципа псевдопериодичности, позволяющего выделить обратные волны.

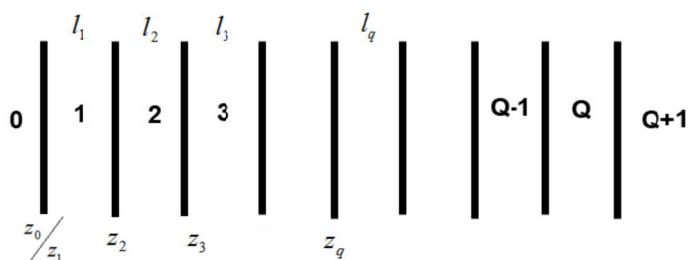


Рис. 1. Псевдопериодическая слоистая среда

Разработан комплекс программ, моделирующий на ПК распространение плоских электромагнитных волн в таких средах и позволяющий найти распределение амплитуд и фаз волн по слоям при произвольном числе слоёв. Существенным отличием разработанного комплекса является также возможность пространственного Фурье-анализа найденного распределения электромагнитного поля. Комплекс был применён для поиска псевдопериодических слоистых сред в два этапа. Сначала рассматривалась периодическая двухступенчатая среда с двумя слоями диэлектрика на периоде (рис. 2).

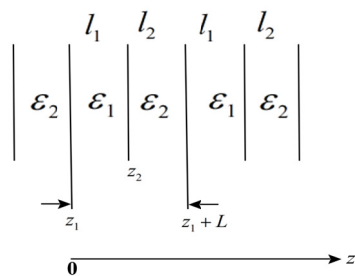


Рис. 2. Двухслойная периодическая система с бесконечным числом периодов

Для начала определяются частотные характеристики данной системы. Представим её на одном периоде цепочкой двух неидентичных четырехполосников. Для вычисления дисперсии используем стандартные процедуры перемножения матриц передачи A_{ij}^q . Перемножая матрицы A^1 и A^2 , получаем уравнение дисперсии:

$$\cos \varphi(f) = \frac{A_{11} + A_{22}}{2} \quad (1)$$

где $A = A^1 A^2$.

График зависимости дисперсии бесконечно периодической системы (рис. 2) от частоты представлен на рис. 3.

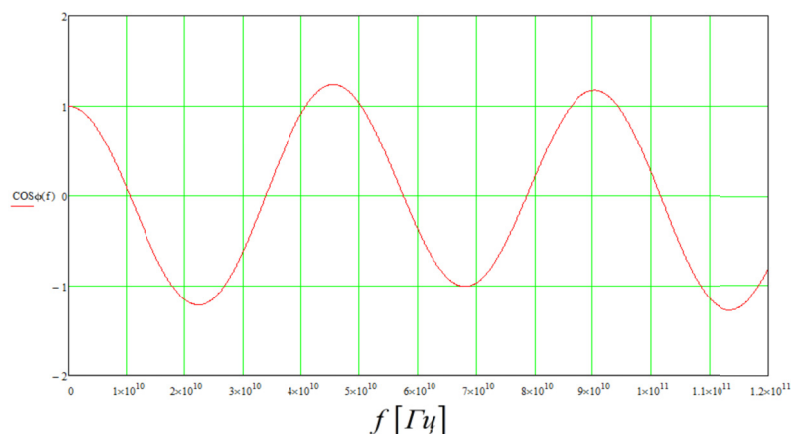


Рис. 3. Дисперсия для конкретной двухслойно-периодической структуры с параметрами:
 $\epsilon_1 = 2, \epsilon_2 = 9, l_1 = l_2 = 1.5 \cdot 10^{-3} [м]$

Теперь находим значение $\varphi(f)$ – набег фазы на периоде и строим дисперсионные характеристики пространственных гармоник. Решая уравнение (4.2), получим $\varphi(f, m) = 2\pi m + \arccos\left(\frac{A_{11} + A_{22}}{2}\right)$ (рис. 4), где m – номер пространственной гармоники.

Анализ получающихся для двухступенчатой среды диаграмм Бриллюэна позволил найти сочетание толщины слоёв и их диэлектрической проницаемости, при котором получается наибольшая обратная пространственная гармоника волны при наличии интенсивной прямой гармоники.

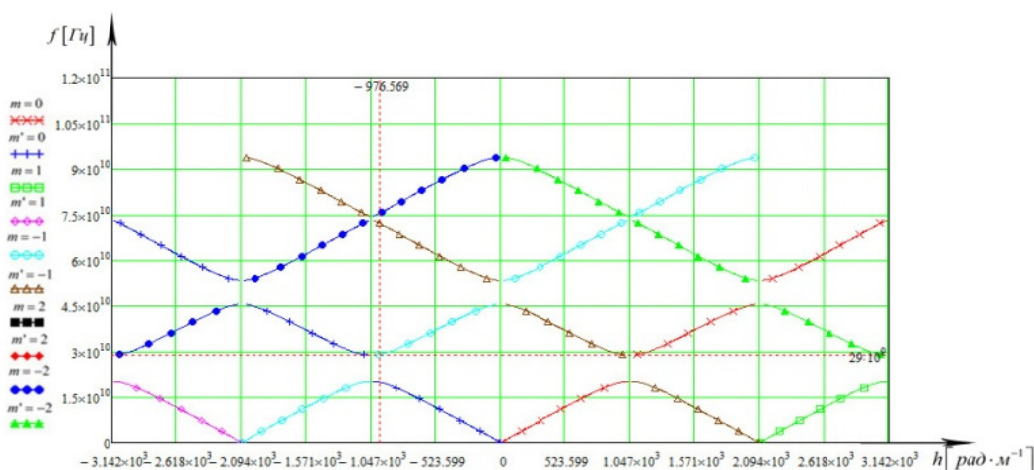


Рис. 4. Дисперсионные характеристики пространственных гармоник для двухслойная периодическая системы

Из рис. 4 видно, что меняя параметры системы можно менять ширину зон пропускания и запираия.

Далее для подавления прямой волны при сохранении обратной пространственной гармоники изменялась диэлектрическая проницаемость от периода к периоду. Для этого необходимо, чтобы сохранялось условия синхронизма на каждом шаге для $m = -1$ -ой гармоники на заданной частоте f :

$$\varphi(l_q, l_{q+1}, \varepsilon_q, \varepsilon_{q+1}, -1) = h_{-1}(l_q + l_{q+1}) + 2\pi$$

где $l_q, l_{q+1}, \varepsilon_q, \varepsilon_{q+1}$ меняются для каждой пары слоёв, но соотношение между этими величинами остаётся постоянным

$$\left(\frac{\varepsilon_q}{\varepsilon_{q+1}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \frac{l_q}{l_{q+1}} = \frac{l_1}{l_2} \right).$$

Для получения распределения поля по волновым числам (h), определенным всеми слоями, необходимо провести преобразование Фурье по полю и вычислить спектральную плотность.

$$E(h) = \frac{1}{l} \int_0^l E(z) e^{ihz} dz \quad (2)$$

где l – полная длина всей системы.

Проводя это преобразование получаем выражение для спектральной плотности поля всей псевдопериодической системы от нормированных амплитуд:

$$E(h) = \sum_{q=1}^Q \left[\frac{l_q}{l} e^{-ih \sum_{p=1}^q l_p} \left[X_q \frac{e^{i(k_q-h)l_q} - 1}{i(k_q-h)l_q} + X_{-q} \frac{e^{-i(k_q+h)l_q} - 1}{-i(k_q+h)l_q} \right] \right]$$

При выборе линейного закона изменения найдены варианты с преобладанием обратной волны над прямой.

Далее представлены спектральные плотности рассматриваемой системы для $Q = 50$ (рис. 5) и $Q = 100$ (рис. 6), где Q – количество слоев в системе. Нетрудно заметить, что с увеличением слоев, величина спектральной плотности начинает изменяться. Однако для обратной волны этот процесс происходит значительно медленнее, чем для других волн. При $Q = 100$ видно, что спектральная плотность для большего числа слоёв (рис. 6) для обратной волны меньше чем в периодической системе, но больше чем у прямой волны. Возможность дальнейшего увеличения амплитуды обратной волны требует дополнительных исследований.

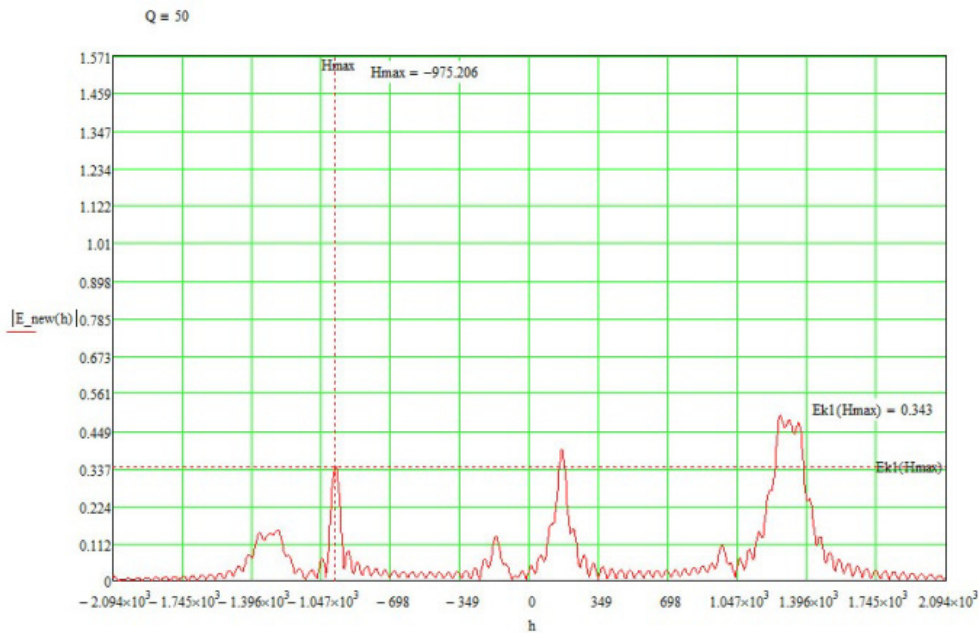


Рис. 5. Псевдопериодическая система с числом слоев $Q = 50$

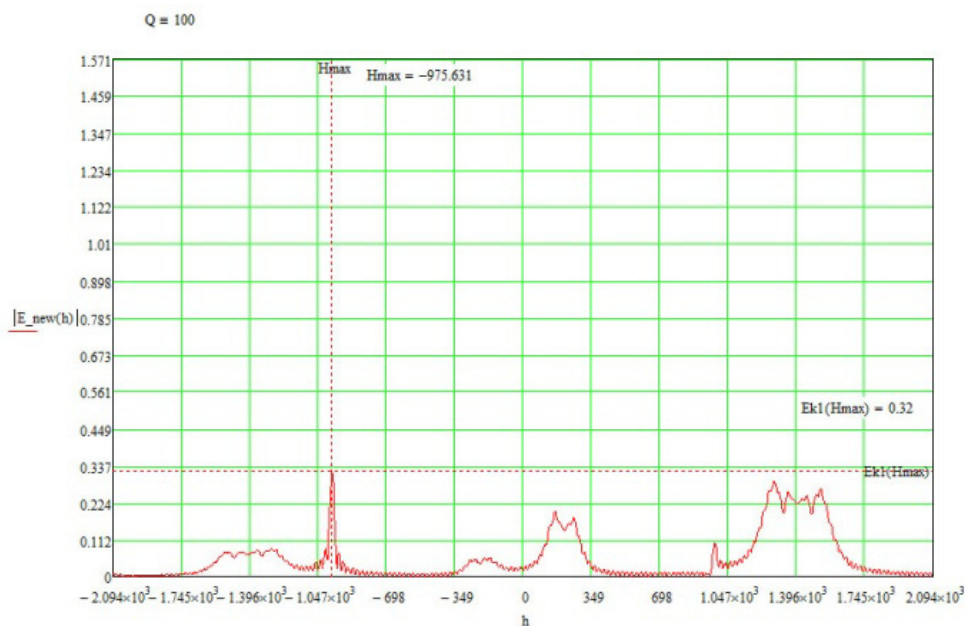


Рис. 6. Псевдопериодическая система с числом слоёв $Q = 100$

Литература

1. Солнцев В.А. Псевдопериодические волноводы с селекцией пространственных гармоник // Радиотехника и электроника, 1998. С. 1285-1290.
2. Силин Р.А. О дисперсионных свойствах двухмерно- и трехмерно периодических систем (искусственные диэлектрики) // Радиотехника и электроника 1960. – Т.5, вып.4. – С. 688-691. Silin R.A. On dispersion properties of two- and three-periodical decelerating structures // Journal of Communications Technology and Electronics. 1960. № 4. Pp. 983-991.
3. Григорьев А.Д. Электродинамика и микроволновая техника, Лань, 2007.
4. Банков С.Е. Электромагнитные кристаллы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010.

ЛБВ W-ДИАПАЗОНА С ЛЕНТОЧНЫМ ПУЧКОМ И ПЛАНАРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ

Галдецкий А.В., Ракова Е.А.

АО «НПП «Исток» им. Шокина», Россия, г. Фрязино, uaea89@inbox.ru

Представлен проект ЛБВ мм диапазона длин волн на основе планарной ЗС, расположенной на алмазной подложке. Про моделированы основные узлы лампы. Оптимизированы конструкции ЗС и ввода-вывода энергии. Импеданс взаимодействия ЗС достигает 20 Ом. Лампа обеспечивает выходную мощность 17 Вт, усиление 17 дБ, КПД 6-7%.

ШКОЛЬНЫЕ КУРСЫ ИНФОРМАТИКИ И ФИЗИКИ ДЛЯ БУДУЩЕГО СПЕЦИАЛИСТА СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ

учитель **Колтунов Р.П.**

Государственное бюджетное общеобразовательное учреждение города Москвы «Школа № 1164»

В работе указаны основные разделы школьных курсов информатики и физики, необходимые будущему специалисту в области СВЧ-электроники. Описаны универсальные учебные действия, приобретаемые в школе и необходимые старшекласснику для успешного продолжения обучения в ВУЗе по выбранной специальности и дальнейшей работе в области СВЧ-электроники. Даны рекомендации по привлечению выпускников общеобразовательных организаций в ВУЗы на специальности, по окончании которых выпускники будут связаны с СВЧ-электроникой. Показаны примеры удачного взаимодействия школа-ВУЗ по привлечению абитуриентов.

Ключевые слова: *среднее образование, физика, информатика, СВЧ-электроника, проект.*

Чтобы подготовить квалифицированного специалиста в области СВЧ-электроники надо эту подготовку начинать уже в старших 10-11 классах общеобразовательных организаций (школы, лицеи, гимназии и др.). В настоящее время в Москве обучение в старшей школе является профильным. Будущему специалисту в нашей области желательно обучаться в физико-математическом или информационно-математическом профиле, где углубленно изучаются математика, физика и информатика. Предмет математика в указанных профильных классах изучается на углубленном уровне за счет большего количества уроков. Предметы физика и информатика изучаются также на углубленном или расширенном уровне в зависимости от специфики образовательной организации. Причем в этих предметах значительная роль отводится решению конкретных прикладных задач, чего нет при базовом изучении курсов.

Давайте перечислим темы и закономерности школьного курса физики [1], которые необходимы будущему специалисту СВЧ-электроники: равноускоренное движение и его уравнения; электрическое поле и его напряженность; магнитное поле и его индукция; электромагнитное поле и его основные законы; электромагнитная и световая волны; скорость света и ее абсолютность; элементы специальной теории относительности; проводники, диэлектрики и полупроводник; диод и транзистор электрический ток в различных средах. Значительная часть из перечисленного изучается или углубляется в 10 классе. Таким образом, к концу 10 класса можно выявить обучающихся хорошо владеющих данным материалом и проявившим интерес к этим темам.

Теперь укажем темы и практические навыки из курса информатики [2]: кодирование разных видов информации; моделирование, математические и физические модели; формализация; алгоритмизация и программирование; уверенное использование офисных приложений; работа в локальной и глобальной сетях. Все перечисленное, чаще всего, большинство учащихся также осваивает к концу 10 класса.

Также на уроках информатики надо уделять значительное время проектам смежным с физикой и другими естественно-научными дисциплинами. Руководителями этих проектов должны быть либо опытные учителя, либо преподаватели из ВУЗа, с которым у образовательной организации имеется сотрудничество.

Рассмотрим термин «универсальные учебные действия», который в широком смысле означает умение учиться, то есть способность субъекта к саморазвитию и самосовершенствованию путем сознательного и активного присвоения нового социального опыта. В более узком (собственно психологическом) значении этот термин можно определить как совокупность способов действия учащегося (а также связанных с ними навыков учебной работы), обеспечивающих самостоятельное усвоение новых знаний, формирование умений, включая организацию этого процесса [3].

Перечислим основные универсальные учебные действия выпускника, которые ему необходимы для успешного обучения в ВУЗе, включая специальности по направлению СВЧ-электроники.

– Умение самостоятельно определять цели деятельности и составлять планы деятельности; выбирать успешные стратегии в различных ситуациях.

– Умение продуктивно общаться и взаимодействовать в процессе совместной деятельности, учитывать позиции других участников деятельности.

– Владение навыками познавательной, учебно-исследовательской и проектной деятельности.

– Готовность и способность к самостоятельной информационно-познавательной деятельности, включая умение ориентироваться в различных источниках информации, критически оценивать и интерпретировать информацию, получаемую из различных источников.

– Умение использовать средства информационных и коммуникационных технологий в решении когнитивных, коммуникативных и организационных задач.

– Сформированность мировоззрения, соответствующего современному уровню развития науки и техники.

– Готовность и способность к образованию, в том числе самообразованию, на протяжении всей жизни.

– Эстетическое отношение к миру, включая эстетику научного и технического творчества.

Действующим специалистам СВЧ-электроники желательно активизировать работу по популяризации своей специальности среди старшеклассников с последующим их привлечением в профильные ВУЗы. Возможно, стоит обратить внимание на, так называемые, целевые наборы. Их смысл в том, что выпускника берут на бюджетное место в ВУЗ по направлению от организации, в которой выпускник по окончании должен будет отработать не менее 3-х лет.

Известен положительный опыт в течение ряда лет по привлечению абитуриентов на выпускающую кафедру «Радиоэлектроники и телекоммуникаций» Московского института электроники и математики НИУ ВШЭ. Практически каждый сотрудник кафедры вел профориентационную работу с несколькими старшеклассниками, значительная часть которых потом поступала к ним.

Литература

1. Саенко П.Г., Данюшенков В.С., Коршунова О.В. и др. Программы общеобразовательных учреждений. Физика. 10-11 классы. – М.: Просвещение, 2009.

2. Гейн А.Г. Информатика и ИКТ. Рабочие программы. 10-11 классы. – М.: Просвещение, 2012.

3. Асмолов А.Г., Бурменская Г.В., Володарская И.А. и др. Как проектировать универсальные учебные действия в начальной школе: от действия к мысли: пособие для учителя / Под ред. А.Г. Асмолова. – М.: Просвещение, 2008.

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВАКУУМНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНАХ

проф. Давидович М.В.¹, проф. Бушуев Н.А.²

¹Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²АО "НПП "Алмаз", Саратов

Рассмотрена возможность создания вакуумного усилителя бегущей волны в виде электронного потока, взаимодействующего с медленным плазмоном на границе металлическая пленка-вакуум. Рассмотрены методы снижения плазменной частоты и рабочей области в терагерцовый диапазон, методы ввода и вывода сигнала. Рассчитано сопротивление связи.

Введение

В оптической и инфракрасной областях спектра обычно используют квантовые усилители и генераторы, тогда как в микроволновой области (вплоть до миллиметровой) традиционно используют вакуумные и твердотельные приборы. Генераторы на ЛОВ успешно работают в субмиллиметровом диапазоне, однако продвижение в терагерцовую область частот сопряжено с рядом трудностей, особенно для создания ЛБВ. Один из основных типов замедляющих систем (ЗС) для этих целей – это гребенки. Кроме ЗС типа гребенка используются ЗС типа петляющий волновод и меандр. Далее будем рассматривать приборы с непрерывным взаимодействием, для которых ЗС типа гребенка является базовой.

Основной задачей при создании терагерцовой ЛБВ является получение широкого и тонкого ленточного электронного пучка с энергией порядка 20 эВ и большим током и получение замедления n порядка 4 в широкой полосе, для чего необходимо создавать ЗС, используя микро-электро-механические системы (методы микро-механической обработки или МЭМС-технологии), например, технологию "ЛИГА". В субмиллиметровом диапазоне это выполнимо, но продвижение в терагерцовую и более высокочастотную области вызывает трудности. В этих диапазонах на поверхности металла уже начинают проявляться плазмонные эффекты, приводящие к дополнительному замедлению, рассмотрение влияния которых для взаимодействия с электронным пучком и является целью работы.

Основные результаты

Для появления очень медленных поверхностных плазмонов (ПП) нужны частоты порядка плазменных $\omega_p = \sqrt{e^2 N / m \epsilon_0}$ и малые частоты столкновений $a_c \ll a_p$. Реально резонанс наступает на частоте $\tilde{\omega}_p = \omega_p / \sqrt{\epsilon_L + \epsilon}$ (рис. 1) [1 – 3]. Здесь ϵ_L – диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки металла (для меди и золота $\epsilon_L \sim 10$ вплоть до оптических частот, где она начинает зависеть от частоты и определяется межзонными переходами), ϵ – диэлектрическая проницаемость подложки (если она имеется), на которой находится металлический слой. Таким образом, ЗС может быть выполнена просто из полированной металлической пластины, или в виде канала в металле рис. 1. Более сложные дисперсионные характеристики получаются в случае многослойных структур рис. 2. Если пластина выполнена в виде гребенки, вдоль нее распространяются плазмоны типа Дьяконова, которые более замедленные и обладают свойством волн в ЗС, а именно периодичностью по k . Таким образом, в ЗС на высоких частотах, когда следует учитывать проникновение поля в металл, необходимо учитывать дополнительное замедление за счет образования плазмонов.

Целью работы является рассмотрение возможности создания неперiodической ЗС, основанной на возбуждении ПП. Из рис. 1 и 2 видно, что в структурах с ПП возможны как прямые, так и обратные плазмоны, т.е. на указанных структурах возможно создание ЛБВ и ЛОВ. Поскольку в оптическом и инфракрасном диапазонах хорошо работают квантовые генераторы и усилители, целесообразно сдвинуть рабочую полосу в область более низких частот.

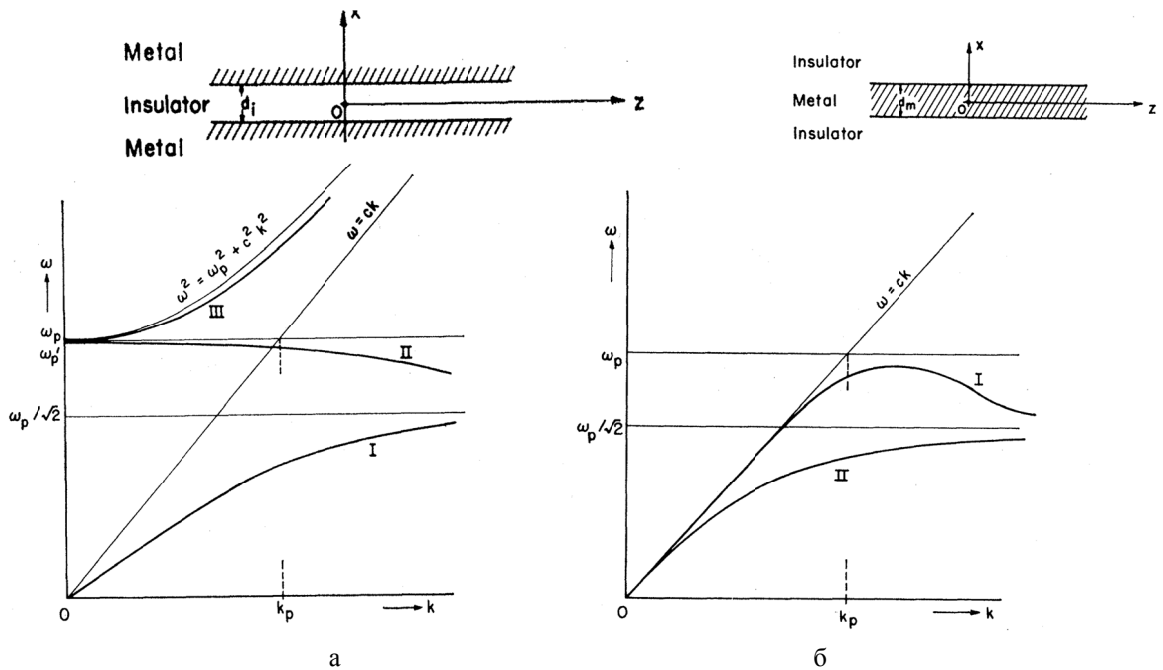


Рис. 1. Дисперсионные характеристики ПП для простейших структур: канала в металле (а) и слоя металла (б) при $\epsilon_L = \epsilon = 1$

Рассмотрим способы снижения рабочей полосы активного вакуумного прибора, основанного на взаимодействии электронного потока с полем поверхностного плазмона. Один из них – снижение a_p , для чего следует использовать проводящие материалы с достаточно низкой концентрацией носителей N . Для хорошо проводящих металлов плазменные частоты лежат в ультрафиолетовой области. Использовать полуметаллы не целесообразно: N снижается не сильно, но растет частота столкновений ω_c . Максимальное замедление n для ПП порядка $\sqrt{\omega_p/(2\omega_c)}$, при этом на этой частоте $\sqrt{\tilde{\omega}_p^2 - \omega_c^2} \approx \tilde{\omega}_p$ максимальны и потери на распространение, при этом в малом частотном диапазоне резко меняется замедление. При $\omega_p/\omega_c = 10^3$ максимальное замедление $n \approx 70$, тогда как необходимо $n \leq 4$. Поэтому работать следует существенно ниже частоты плазмонного резонанса. Для обратных волн это снижение не очень существенное. Сильное снижение ω_p возможно при использовании полупроводников. Например, для InSb $\omega_p \sim 500$ ГГц, но ω_c имеет тот же порядок. Эти параметры сильно зависят от температуры, а снижение потерь требует использования температуры жидкого азота. Наиболее простой способ снижения рабочей полосы – использование многослойных металло-диэлектрических структур с тонкими наноразмерными металлическими слоями. Тонкая металлическая пленка представляет собой двумерный электронный газ, обладающего баллистической проводимостью. Весьма перспективным способом понижения частоты плазмонного резонанса может служить выполнение периодической или аperiodической структуры на металлической пленке или диэлектрической подложке. Соответствующие периоды должны быть существенно меньше рабочей длины волны, т.е. составлять десятки или сотни нанометров. В рабочем диапазоне это влияет как уменьшение эффективной величины концентрации носителей. Наиболее простой и эффективный способ – выполнение периодических наноразмерных отверстий путем лазерного испарения металла. Такая наноструктурированная металлическая пленка представляет набор квантовых нитей и требует квантово-механического рассмотрения для анализа эффективной диэлектрической проницаемости, которая вообще говоря, будет тензорной. Другой подход – нанесение очень тонкой металлической пленки на полупроводник.

Таким образом, гладкие ЗС на основе плазмонов позволяют перекрыть диапазон частот от сотен ГГц до тысячи ТГц. Такие приборы требуют использования широких и весьма тонких ленточных пучков, поскольку поле волны ПП экспоненциально затухает от поверхности. Расчет усиления таких приборов требует учета затухания ПП, что нетрудно сделать аналитически. Одной из основных задач конструирования усилителя на ПП является разработка ввода и вывода энергии. Если не учитывать диссипацию, ПП представляет собой собственную поверхностную волну. Если же учитывать потери, ПП является слабо втекающей квазисобственной поверхностной волной. Возбудить ее можно по схеме Кречмана или Отто [1].

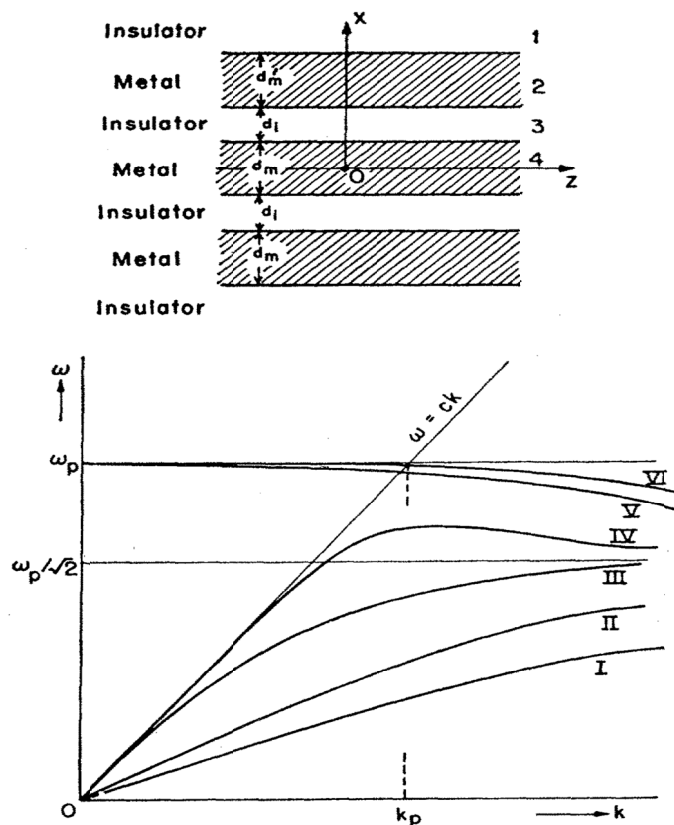


Рис. 2. Дисперсионные характеристики многослойной структуры

Удобно использовать не призмы, а диэлектрические волноводы (ДВ), наклоненные под углом втекания для ввода или углом вытекания – для вывода энергии. ПП может стать вытекающей волной, если граница металла станет граничить с диэлектриком, а его диэлектрическая проницаемость подобрана соответствующим образом. Желательно подобрать замедление в ДВ близкое к замедлению ПП. Соответствующая схема приведена на рис. 3, где 1 – тонкий металлический слой, 2 – диэлектрическая подложка, 3, 4 – диэлектрические волноводы с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = n^2$, обеспечивающие ввод и вывод сигнала, 5 – плоский электронный пучок, взаимодействующий с плазмоном.

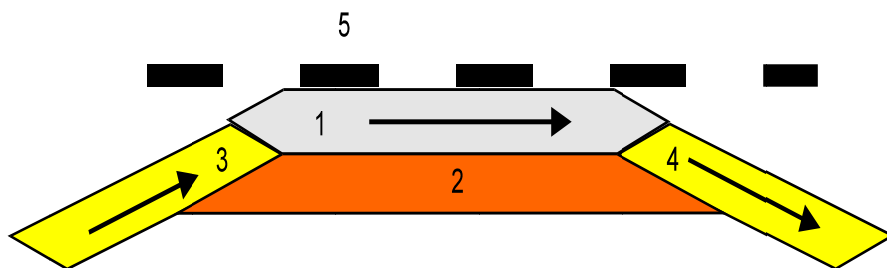


Рис. 3

Рассмотрим параметры такой ЗС при замедлении $n=3$. При $x>0$ имеем $k = k_z = nk_0$, $k_x = -jk_0\sqrt{n^2-1} = -jk \approx -jk_z$, $E_x = -j(k/\kappa)E_z$, $H_y = -j(k_0/\kappa)E_z/Z_0$, $E_z = E_0 \exp(-\kappa x)$, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. Поскольку энергия движется в основном в вакууме, для компоненты вектора Пойнтинга имеем $P_z = E_0^2(kk_0/\kappa^2)\exp(-2\kappa x)$. Пусть пучок имеет толщину t и примыкает вплотную к металлу, а ток пучка I . Тогда сопротивление связи $R_c = \langle |E_z|^2 \rangle / (2k \langle P_z \rangle)$ равно

$$R_c = Z_0 \frac{\kappa^2}{2k_0 k^2 t} (1 - \exp^{-2\kappa t}) = Z_0 \frac{n^2 - 1}{2n^2 k_0 t} \left(1 - \exp^{-2k_0 t \sqrt{n^2 - 1}} \right). \quad (1)$$

Здесь введены усредненный по пучку квадрат электрического поля и усредненная компонента вектора Пойнтинга:

$$\langle |E_z|^2 \rangle = \frac{1}{t} \int_0^t |E_z|^2 dx = \frac{E_0^2}{2\kappa t} (1 - \exp^{-2\kappa t}), \quad \langle P_z \rangle = \int_0^\infty E_z H_x^* dx = \frac{k_0 k E_0^2}{2\kappa^3 Z_0}. \quad (2)$$

Когда толщина пучка большая, сопротивление связи $R_c \sim Z_0 / (k_0 t)$ падает пропорционально t . Для замедлений порядка 3 – 4 при условии $2nk_0 t \ll 1$ имеем $R_c \approx Z_0 n$, что показывает необходимость использовать узкие пучки. Если между пучком и металлической поверхностью имеется зазор, R_c несколько меньше. Соответствующую формулу легко получить.

В принципе, использование малых замедлений не обязательно: для тонких пучков сопротивление связи слабо зависит от частоты, и эффективное взаимодействие можно получить и на больших замедлениях. Однако при этом резко сужается рабочая полоса, где есть слабая зависимость замедления от частоты. Возможны и другие способы ввода и вывода сигнала, а также и другие конструкции ЗС на плазмонах, в том числе представленные на рис. 1, 2. Может быть использована симметричная структура типа рис. 3 с двумя пучками, а также и многопучковые варианты.

Таким образом, в работе показано, что в терагерцовой и инфракрасной области спектра возможно использование ЗС на поверхностной волне вдоль границы металл-диэлектрик (вакуум) – прямом или обратном поверхностном плазмоне. Такую ЗС целесообразно выполнять с использованием тонких металлических и/или полупроводниковых слоев, а управление дисперсией осуществлять путем введения дополнительных слоев диэлектрика или выполнением периодических отверстий в металлической пленке. Можно выполнять на поверхности пленки и рельефные структуры типа гребенки или меандра, при этом следует учитывать вклад в замедление как структуры, так и плазмонов, т.е. рассматривать плазмоны вдоль периодической структуры. При этом высота гребней для заданного замедления существенно уменьшается. Целесообразно использовать замедления порядка 3-4, т.е. релятивистский режим работы. Поскольку для фокусировки нужно сильное продольное магнитное поле (порядка 1 Тл), его надо учитывать при расчете плазмонного замедления. Именно, диэлектрическая проницаемость плазмы металла в магнитном поле становится тензорной [4], а при учете потерь возникает и невязанность, что может рассматриваться как положительный эффект подавления отраженной волны. Для формирования тонких ленточных электронных пучков удобно использовать автоэмиссионные пушки на основе углеродных нанокластеров с сеточным вытягиванием электронов [5].

Литература

1. Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A. Nano-optics of surface plasmon polaritons // Physics Reports – 2009. Vol. 408. P. 131-314.
2. Agranovich V.M., Mills D.L. Surface Polaritons. Amsterdam: North-Holland. 1982.
3. Economou E.N. Surface Plasmons in Thin Films // Phys. Rev. – 1969. Vol. 182. – pp. 539-582.
4. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Советское радио. 1971. С. 664.
5. Davidovich M.V., Bushuev N.A. Field Emission in Diode and Triode Vacuum Nanostructures // 2014 Tenth International Vacuum electron Sources Conference and Second International Conference on Emission Electronics (June-July, 2014). Saint-Petersburg: Saint-Petersburg State University. P. 58-59.

ПЛАНАРНАЯ КОНСТРУКЦИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ С СЕТОЧНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕНТОЧНЫХ ПУЧКОВ

проф. Давидович М.В.¹, проф. Бушуев Н.А.², проф. Яфаров Р.К.³

¹Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²АО “НПП “Алмаз”, Саратов

³СФ ИРЭ РАН, Саратов

В работе предложена конструкция длинного планарного автоэмиссионного катода с сеточным управлением, имитирующего электроны в поперечных направлениях, и конструкция пушки на основе такого катода. Предложено использовать катод с наноалмазным (нанографеновым) покрытием, напыленным на проводящую основу катода. Предложена методика анализа фокусировки и прохождения тонкого ленточного электронного пучка через системы электродов и ЗС.

Введение

Разработка миллиметровых и терагерцовых ЛБВ требует выполнения следующих задач: получение больших токов в пучке при малом размере пролетного канала, использование достаточно высоких анодных напряжений порядка 20 кВ и более, достаточную широкополосность ЗС, обладающую небольшим коэффициентом замедления n порядка 4 и менее. Использование широкополосных спиральной замедляющей системы (ЗС) для этих целей невозможно, поэтому целесообразно рассматривать другие ЗС, обладающие достаточной широкополосностью. Среди них перспективна ЗС типа “гребенки на подложке” [1] рис. 1. При этом для их производства обычно используют МЭМС-технологии. Замедление в такой симметричной ЗС в виде расположенных на подложках гребенок примерно наполовину обусловлено подложкой и слабо изменяется с частотой, а высота гребней (по сравнению с цельнометаллической гребенкой) меньше. Такая ЗС обладает большой шириной полосы при малой высоте канала, что увеличивает ток пучка. Основной задачей при создании терагерцовой ЛБВ является получение широкого и тонкого ленточного электронного пучка с энергией порядка 20 эВ и большим током. Для создания широкого ленточного пучка предлагается использовать широкий клиновидный автокатод, расположенный продольно так, что эмитирующая поверхность почти параллельна электронному пучку рис. 1. Представлены оценочные результаты возможности создания автоэмиссионной электронной пушки для субмиллиметровых и терагерцовых ЛБВ и других вакуумных приборов с ленточным электронным пучком с большим током. Приведены оценочные характеристики тока пучка на единицу его ширины и оценочные результаты для проектирования формы электродов, обеспечивающих оптимальное прохождение пучка через канал. Расчет вольт-амперных характеристик подразумевает решение электростатической задачи, получение траекторий электронов, вылетевших с поверхности сетки, решение задач туннелирования электронов вдоль каждой траектории катод-сетка-коллектор, усреднение по траекториям и энергиям электронов на катоде.

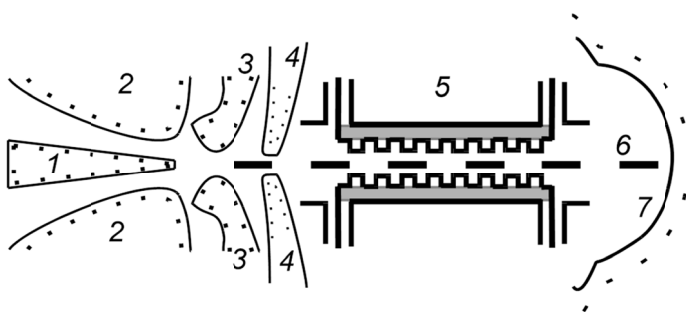


Рис. 1. Схематическая конфигурация электродов пушки и замедляющей системы (точками обозначены координаты вспомогательных фиктивных источников – заряженных нитей)

Мотивация

Использование перпендикулярной аноду подложки с двусторонней эмитирующей наноалмазной поверхностью позволило на 2-3 порядка увеличить туннельный ток. Обычные острийные (матричные) катоды имеют следующие недостатки: малую эффективную поверхность острий, их разогрев, взрывную эмиссию. Как результат – острийные катоды недолговечны и не дают большой интегральный ток. Цель – получение стабильного катода с большой эмитирующей поверхностью, параллельно которой можно выполнить наноразмерную сетку с низким напряжением управления. Был измерен туннельный ток в плоском вакуумном диоде с наноалмазной

пленкой на катоде, полученной методом магнетронного вакуумного напыления в плазме низкого давления рис. 2. Оказалось, что ток сильно растёт с ростом толщины пленки.

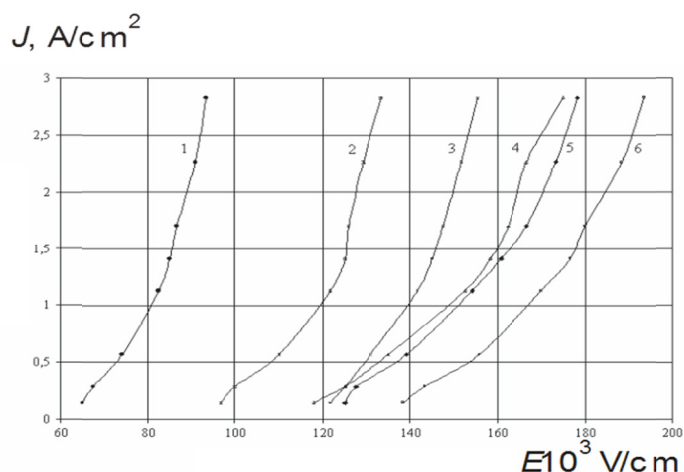


Рис. 2. Эксперимент для плоского диода при различных толщинах, соответствующих разным временам Экспозиции

Методом многократных изображений построена модель потенциального барьера при наличии нескольких электродов и диэлектрической пленки катода [2, 3]. Результаты вычислений представлены на рис. 3.

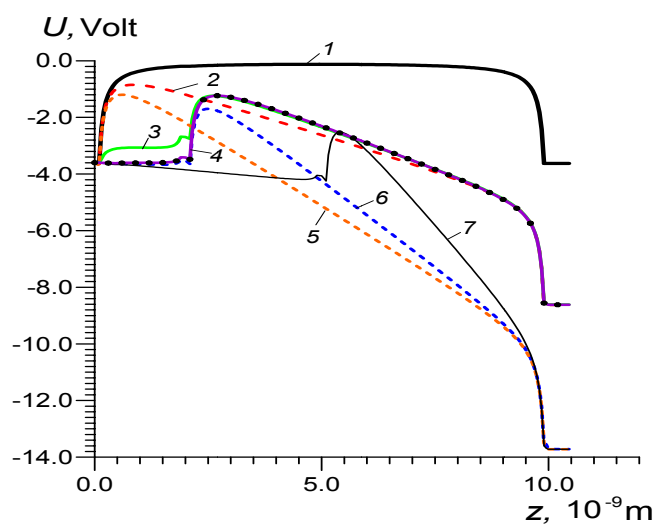


Рис. 3. Рассчитанные формы барьера при различных толщинах и ДП пленки

Результаты свидетельствуют о том, что для пленок с толщиной менее ширины барьера в вакууме его ширина в присутствии пленки уменьшается примерно на ее толщину, при этом уменьшается и высота. По вычисленным формам барьера произведен расчет ВАХ в диодных и триодных структурах рис. 4. Использовано решение уравнения Шредингера методом Рунге-Кутты и учтено распределение электронов по энергиям. В результате вычисления интеграла

$$J = \frac{em}{2\pi^2\hbar^3} \left[(E_F + eV_A) \int_{eV_A}^{E_F + eV_A} D(E_{kz}) dE_{kz} - \int_{eV_A}^{E_F + eV_A} E_{kz} D(E_{kz}) dE_{kz} \right]$$

построены соответствующие ВАХ рис. 5.

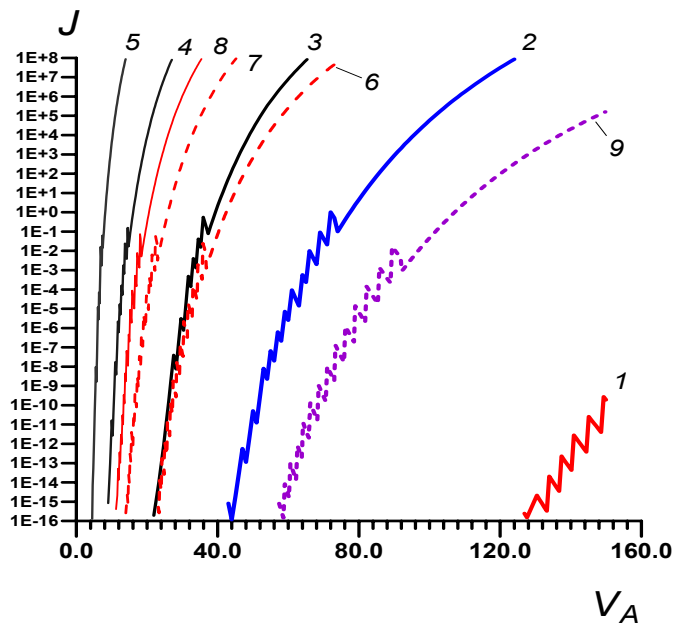


Рис. 5. а – экспериментальные ВАХ вакуумного диода при разной толщине наноалмазной пленки на катоде: от 6 (кривая 1) до 16 (6) нм; б – Расчетные ВАХ диодных структур (1, 2, 3, 4, 5 с зазорами $d=300, 100, 50, 20, 10$ нм) и триодных структур (6, 7, 8, 9) с $d=100$ нм и отношением напряжения сетка/анод 0.5 (6, 9); 0.8 (7); 1.0 (8)

Конструкция пушки

Конструкция имеет плоскость симметрии, при этом угол клина автокатода мал, а эмиссия происходит почти перпендикулярно поверхности с почти постоянной скоростью (скоростью Ферми). Катод имеет сетку, поверхность которой по конфигурации конгруэнтна его поверхности рис. 1, 6 (на рис. 1 изображена именно поверхность сетки). Считая, что с этой поверхности электроны вылетают почти нормально со скоростью Ферми, легко решить релятивистские уравнения движения с указанными начальными условиями и построить траектории. Сам катод может быть выполнен в виде матричного катода Спиндта с сеткой, или в виде напыления на стеклянную, стеклографитовую или графитовую основу наноалмазной фазы толщины от нескольких до одного-двух десятков нанометров с последующим нанесением на нее тонкой металлической сетки. Вторая конструкция, по-видимому, более эффективна, т.к. в эмиссии участвует почти вся поверхность катода, напряженность поля на ней варьируется несильно, а разброс углов вылета и скоростей меньше. Это позволяет избежать сильного разогрева, снизить требуемое напряжение на сетке [2-4], а также существенно упрощает расчет пушки. Поскольку ширина потенциального барьера, при котором имеет место существенная эмиссия, не превышает 20 нм, нанесенная на катод пленка с диэлектрическими свойствами должна иметь меньшую толщину, достаточно высокую диэлектрическую проницаемость и удельное сопротивление.

Метод расчета и синтеза

Для начального расчета траекторий с хорошим приближением считаем, что электроны вылетают нормально к поверхности со скоростью Ферми $\sim 10^6$ м/с. Для получения ленточного пучка с хорошим прохождением необходим синтез конфигураций поверхностей фокусирующего и ускоряющего электродов, а также коллектора рис. 1. На рис. 1 изображены: 1 – катод, 2 – фокусирующий электрод, 3 – ускоряющий электрод (первый анод), 4 – второй анод, 5 – замедляющая система, 6 – ленточный электронный поток, 7 – коллектор. Можно ввести дополнительно второй фокусирующий электрод, что усложняет синтез. Наиболее простой метод расчета электростатического поля состоит в следующем. В силу симметрии расчет ведем в одной, например, верхней половине. Поскольку задача двумерная, используем метод вспомогательных (эффективных) источников в виде заряженных нитей, расположенных на поверхностях, подобных (конгруэнтных) искомым (положение нитей обозначено точками, расположенными коэнгруэнтно поверхностям). На нитях задаем неизвестные погонные заряды q_i . Расстояния между соседними нитями примерно равно расстоянию от них до поверхности. Потенциал системы нитей имеет вид

$$V(x, z) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^N q_k \ln \left(\sqrt{(x-x_k)^2 + (z-z_k)^2} \right).$$

В соответствующих точках задается потенциал и ищутся заряды нитей, что требует решения системы линейных алгебраических уравнений с порядком, равным числу нитей (в верхней области). Далее вычисляется электрическое поле, решаются уравнения движения и строятся траектории для серии точек вылета с катода. Для оптимизации пучка траекторий следует двигать точки расположения вспомогательных источников, т.е. произ-

водить оптимизацию поверхностей электродов. На каждом шаге оптимизации следует решать уравнения движения и определять траектории.

Оценим вычислительные затраты алгоритма. Минимальное число источников согласно рис. 1 порядка 40-50. В случае наличия второго анода число источников порядка 100. На каждом шаге решения уравнения движения для расчета траектории при вылете из заданной точки необходимо решать СЛАУ порядка 100. Необходимо рассмотреть несколько десятков траекторий с вылетом по нормали с постоянной скоростью. Необходимо решать уравнения движения численно явными или неявными методами, при этом число шагов может быть порядка нескольких тысяч. В магнитном поле траектория спиральная. Следует определить усредненную плоскую (осевую) траекторию. После определения этой траектории необходимо решать численно уравнение Шредингера для туннелирования вдоль этой траектории. Таким образом, при 50 траекториях и 1000 шагов интегрирования получаем порядка 10^{12} операций для расчета параметров пучка. Это расчет для анализа. Для выбора конфигурации электродов необходима оптимизация по 100×200 параметрам (координатам точек источников), что вполне достижимо на современных ЭВМ, включая ПК.

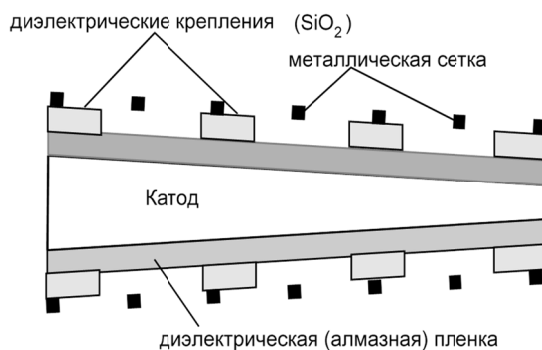


Рис. 6. Конфигурация катода с сеткой

Рассмотрена фокусировка широкого и тонкого прямоугольного пучка в экране сильным магнитным полем величины порядка 1 Тл. Уравнение Пуассона решалось методом двойных рядов Фурье, после чего траектории вычислялись на основе дрейфового приближения. Форма пучка симметрична относительно центра, при этом пучок изогнут. Показано, что для хорошей фокусировки для ЛБВ на 220 ГГц необходимо продольное магнитное поле 0.9 – 1.1 Тл.

Литература

1. Бушуев Н.А. Перспективные замедляющие системы терагерцового диапазона для ЛБВ / Бушуев Н.А., Давидович М.В., Шиловский П.А. // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2012. – Т. 12. – Вып. 2. – С. 64-75.
2. Давидович М.В. Туннелирование электронов при наличии диэлектрической пленки на катоде / Давидович М.В., Яфаров Р.К., Доронин Д.М. // Труды 20-й Международной Крымской конференции (СтиМиКо'2010). Севастополь, 2010. – pp. 733-734.
3. Davidovich M.V. Field Emission in Diode and Triode Vacuum Nanostructures / Davidovich M.V., Bushuev N.A. // 2014 Tenth International Vacuum electron Sources Conference and Second International Conference on Emission Electronics (June –July, 2014). Saint-Petersburg: Saint-Petersburg State University. – pp. 58-59.
4. Arxiv.org [Электронный ресурс]: Field emission in diode and triode vacuum nanostructures / Davidovich M.V., Bushuev N.A., Yafarov R.K. Режим доступа: <http://arxiv.org/abs/1411.3738>.

ТЕОРИЯ ДВУХЛУЧЕВЫХ ОРОТРОНОВ

Трубецков Д.И., Титов А.В.

Представлена теория оротрона обычной конструкции, в котором используются два взаимодействующих электронных потока. Анализируются случаи поля постоянной амплитуды и гауссова распределение поля в резонаторе. Приведены также оценочные расчеты для схемы, в которой поток электронов движется вдоль оси симметрии резонатора и взаимодействует с полем излучения в области каустики.

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДРЕЙФУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С ПРОВИСАНИЕМ ПОТЕНЦИАЛА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТАКОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

проф. Трубецков Д.И.^{1,2}, ассист. Краснова Г.М.¹

¹Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Исследуются волновые процессы в дрейфующем электронном потоке с провисанием потенциала. Обсуждаются различные причины возникновения в таком потоке неустойчивостей и особенностей взаимодействия потока с электромагнитной волной.

Ключевые слова: электронный потока, разброс скоростей, провисание потенциала, пусковые условия.

Рассматриваются волновые процессы в дрейфующем электронном потоке с учётом разброса скоростей по поперечному сечению, вызванного провисанием потенциала в нём, а также процессы взаимодействия обратной электромагнитной волны с электронным потоком. Первоначально интерес к исследованию электронного потока с провисанием потенциала был вызван утверждением, сделанным в работе [1], что взаимодействие центральных и периферийных электронов может способствовать возникновению неустойчивости и усилению волн пространственного заряда. В той же работе приведены результаты эксперимента с однолучевой лампой, давшей усиление, подтверждающие выдвинутое предположение. Однако в дальнейшем строго поставленные эксперименты [1] и теоретические исследования ленточных и цилиндрических потоков [2-4] опровергли наличие усиления в однопотоковой системе, показав, что для объяснения наблюдаемого явления в [1] следует учитывать другие возможные причины.

Одна из первых работ по модели электронного потока с распределением скоростей по поперечному сечению была посвящена анализу волн пространственного заряда с акцентом на медленную волну пространственного заряда [6]. Основное внимание в ней уделено экспериментальным результатам и получению зависимости сопротивления связи и коэффициента его редукции от поперечного разброса. В общем виде задача сформулирована в монографии [7], но её решение не было доведено до конца. В рамках двухволнового подхода обратимся к исходным соотношениям, необходимым для анализа волнового взаимодействия в системе «электронный поток – обратная электромагнитная волна» и для определения пусковых условий генерации.

При взаимодействии с медленной волной пространственного заряда, возбуждаемой в электронном потоке, исходная система в дифференциальном виде включает в себя выражение для ВЧ тока и уравнение возбуждения

$$\frac{\partial I_M}{\partial x} + j(\beta_e + \beta_p)I_M = -\frac{\beta_e I_0}{4\beta_p V_0} E_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + j\beta_0 E_x = \frac{\beta_0^2 K_0}{2} I_M, \quad (2)$$

где I_M – искомая амплитуда продольной составляющей сгруппированного тока, связанного с возбуждением в пучке только медленной волны пространственного заряда, I_0 – постоянная составляющая тока пучка, β_p – фазовая постоянная волны пространственного заряда в потоке, β_e – фазовая постоянная волны в системе с электронным потоком, K_0 – сопротивление связи, V_0 – ускоряющее напряжение, x – продольная координата, вдоль которой движется электронный поток. Холодное поле задано соотношением $E(x, y) = E_0 e^{-ky} e^{-j\beta_0 x}$.

Разброс скоростей задан в линейном виде (рис. 1):

$$v_0(y) = \bar{v}_0 + \left(\frac{\partial v_0(y)}{\partial y} \right)_0 y, \quad (3)$$

где \bar{v}_0 – скорость электронов в центре электронного потока, y – поперечная координата.

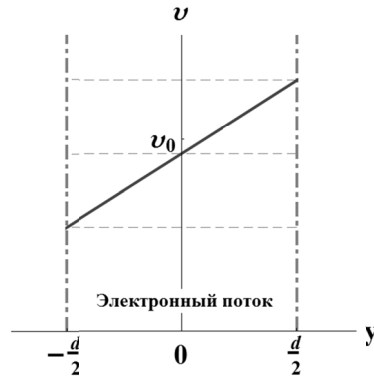


Рис. 1. Распределение скорости по поперечному сечению электронного потока

В данном случае поле и ток являются функциями не только продольной координаты, но в общем случае зависят и от поперечного сечения:

$$E_x = E_0 \varphi(y, z) e^{-j\beta_0 x}, \quad (4)$$

$$I_M = J(x) \Psi(y, z), \quad (5)$$

где $\varphi(y, z) = e^{-ky}$ – функция распределения электрического поля по поперечному сечению, k – волновое число, $\Psi(y, z)$ – функция, определяющая распределение тока в поперечном сечении, нормированная на площади поперечного сечения потока S_e

$$\int_{S_e} \Psi(y, z) dS = 1. \quad (6)$$

С использованием [8, 9] осуществлён переход к уравнениям, содержащим усреднённое по поперечному сечению электрическое поле:

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial x} + j\beta_0 \bar{E}_x = \frac{\beta_0^2 K_0}{2} J(x). \quad (7)$$

Сопротивление связи в уравнении (7) определено как

$$K_0 = \frac{|E_0|^2 \bar{\varphi}^2}{2\beta_0^2 P_0}. \quad (8)$$

Выражение (1) для ВЧ тока с учётом (3) и (5) после некоторых преобразований примет вид:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left(1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) J_x = -\frac{\bar{\beta}_e I_0}{4\bar{\beta}_p V_0} \bar{E}_x, \quad (9)$$

где J_x – плотность тока, являющаяся функцией продольной координаты x , $\bar{\beta}_e = \omega/\bar{v}_0$, $\bar{\beta}_p = \omega_p/\bar{v}_0$.

Используя преобразование Лапласа можно представить уравнение (9) при нулевых начальных условиях в интегральном виде

$$J(x) = -\frac{\bar{\beta}_e I_0}{4\bar{\beta}_p V_0} e^{-j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left(1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) x} \int_0^x \bar{E}_x(\xi) e^{j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left(1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) \xi} d\xi. \quad (10)$$

Подставляя полученное выражение для ВЧ-тока в уравнение возбуждения (7) и учитывая, что холодное поле теперь $\bar{E}(x) = \bar{E}_0 e^{-j\beta_0 x}$, определим напряжённость полного поля в системе в первом приближении

$$\bar{E}_x(l) = \bar{E}_0 e^{-j\beta_0 l} \left(1 + (2\pi CN)^3 F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p) \right), \quad (11)$$

$$F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p) = \frac{j \left(\bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) + e^{-j \left(\bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right)} - 1}{2\bar{\theta}_p \left(\bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right)^2}, \quad (12)$$

где введены дополнительные обозначения $\bar{\Phi}_0 = (\bar{\beta}_e - \beta_0)l$, $\bar{\theta}_p = \bar{\beta}_p l$, $C^3 = \frac{I_0 K_0}{4V_0}$.

На рис. 2 приведены кривые функции взаимодействия $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$ от относительного угла пролёта $\bar{\Phi}_0$ согласно формуле (12). Видно, что при одном и том же параметре пространственного заряда $\bar{\theta}_p$ минимальное значение активной составляющей и соответствующий ему ноль реактивной составляющей сдвигаются влево с увеличением разброса скоростей по поперечному сечению. Так как данные условия соответствуют началу генерации в системе, то с ростом параметра, соответствующего разбросу скоростей, увеличивается значение $|\bar{\Phi}_{0\text{пуск}}|$. Минимальное значение действительной части функции $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$ остаётся неизменным при варьировании распределения по скоростям, что говорит о неизменности безразмерной пусковой длины $CN_{\text{пуск}}$, определяемой из условия

$$1 + (2\pi CN_{\text{пуск}})^3 \operatorname{Re} F(\bar{\Phi}_{0\text{пуск}}, \bar{\theta}_p) = 0. \quad (13)$$

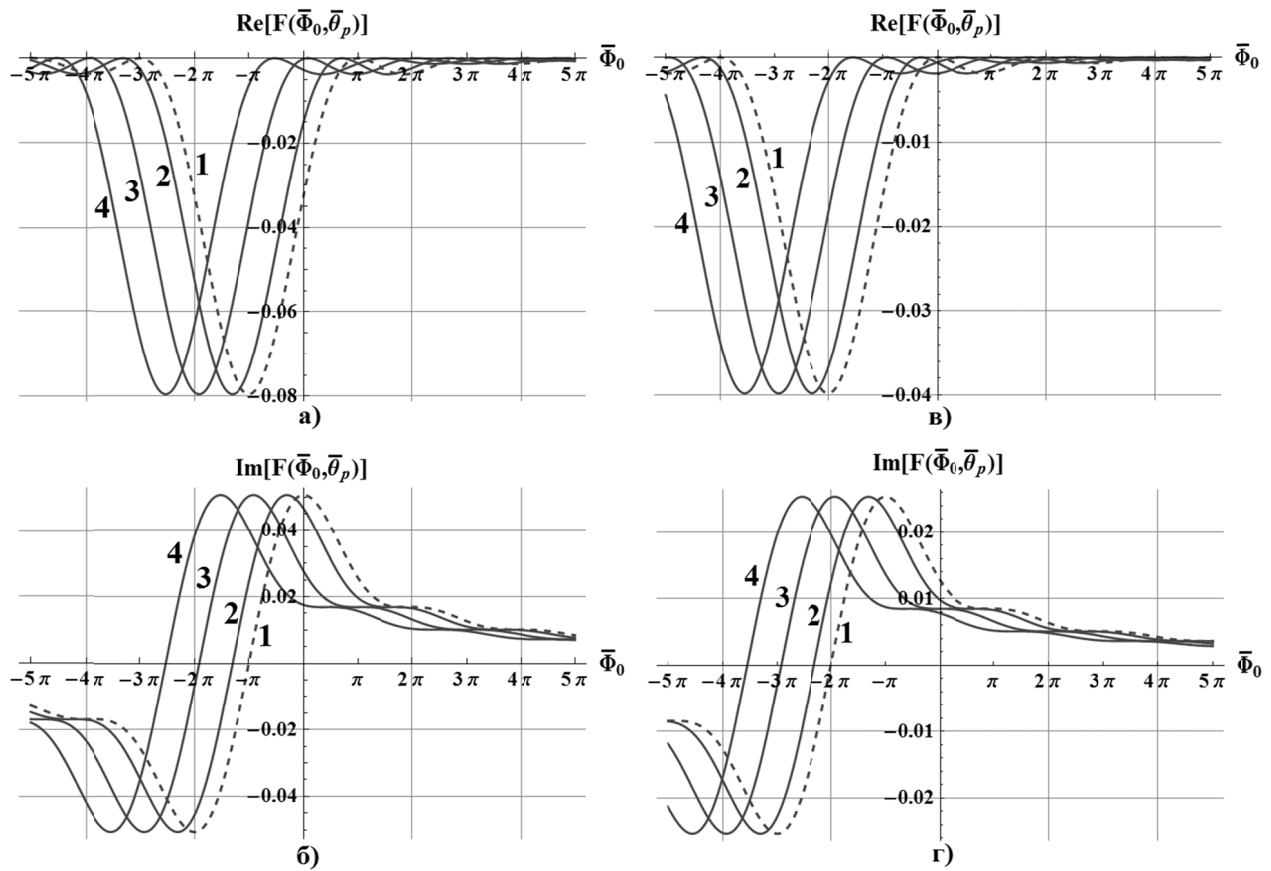


Рис. 2. Зависимости действительной и мнимой частей функции взаимодействия $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$ от относительного угла пролёта $\bar{\Phi}_0$

$$\text{а, б} - \bar{\theta}_p = \pi, \text{ в, г} - \bar{\theta}_p = 2\pi; \text{(1)} \frac{d}{d\bar{\theta}_p} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 = 0, \text{(2)} 0.01, \text{(3)} 0.03, \text{(4)} 0.05$$

Однако, следует отметить то, что в величину C^3 входит сопротивление связи K_0 , которое в данном случае пропорционально e^{-2ky} . Таким образом, с ростом kd уменьшается величина сопротивления связи K_0 , так как увеличивается расстояние между электронным потоком и электродинамической структурой. Но для того, чтобы $CN_{\text{пуск}}$ оставалось постоянной величиной при убывающем K_0 , необходимо увеличение пускового тока пучка $I_{0\text{пуск}}$. При $kd = 1.0$ пусковой ток превышает в 2.72 раза величину, полученную без учёта данного фактора, а при $kd = 2.0$ в 7.39 раз.

Работа выполнена в рамках Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ 828.2014.2) и при поддержке грантов РФФИ № 13-02-01209а, № 14-02-00329.

Литература

1. *Haeff A.W.* Proc. IRE. 1949. V. 37. P. 4.
2. *Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В.* Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1962.
3. *Veat W.R.* Proc. IRE. 1955. V. 43. P. 454.
4. *Kent G.* Jour. Appl. Phys. 1954. V. 25. P. 32.
5. *Самородов Ю.А.* Вопр. радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1960. Вып. 9. С. 18.
6. *Chang N.C. et al.* IRE Trans. on Electron Devices / 1959. V. 6. № 4. P. 437.
7. *Трубецков Д.И., Рожнёв А.Г., Соколов Д.В.* Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов: ГосУНЦ “Колледж”, 1996.
8. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Советское радио, 1973.
9. *Шевчик В.Н., Трубецков Д.И.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Советское радио, 1970.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОПУТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ТРУБЕ ДРЕЙФА В ЛИНЕЙНОМ И НЕЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИЯХ

Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А.

Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики», (МИЭМ НИУ ВШЭ)

Развиты методы линейной теории связанных волн пространственного заряда для попутных электронных потоков с учетом коэффициентов электронного взаимодействия и редукации плазменных колебаний. Взаимодействие попутных электронных потоков перспективно для усиления микроволн в режиме электронной моды для создания приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Записаны уравнения связанных волн и получены решения дисперсионного уравнения в режимах трех- и четырехволновой связи волн. Режимы большого сигнала исследуются в рамках нелинейной теории, развитой с учетом провисания потенциала на основе нелинейной нестационарной методики и модели крупных частиц. Методом крупных частиц проведен траекторный анализ процессов взаимодействия двух попутных разноскоростных электронных потоков. Рассмотрены особенности режимов взаимодействия с усилением и без усиления волн. В двулучевых устройствах на попутных потоках усиление сигнала определяется взаимодействием пучков, имеющих различные скорости, при этом часть кинетической энергии одного потока превращается в энергию возрастающей волны второго потока.

Ключевые слова: двулучевое взаимодействие, метод связанных волн, метод крупных частиц, траекторный анализ, дисперсионные характеристики.

Введение

Разработка бортовой спутниковой аппаратуры для цифровых систем связи в последние годы открыло новые возможности для разработки электронных приборов и устройств. Развитие современной вакуумной электроники можно связать с рядом открытий и технических достижений, среди которых важное место занимают изобретение спиральных ЛБВ и мощных ЛБВ на периодических волноводах. Электровакуумные усилители широко используются в специальной и гражданской радиоэлектронной аппаратуре, требующей большой СВЧ-мощности на высоких частотах, а также в области научных исследований, связанных с ускорением частиц высоких энергий и нагревом плазмы.

Несмотря на то, что механизм взаимодействия волн пространственного заряда разноскоростных многолучевых электронных потоков для усиления или генерации микроволн известен давно, в последнее время вновь стал проявляться интерес разработчиков к устройствам подобного типа. Это связано, прежде всего, с возможностью продвижения в область более высоких частот, включая терагерцовый диапазон [1-3]. Взаимодействие попутных электронных потоков в гладком волноводе перспективно для усиления микроволн в режиме электронной моды в приборах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Переход к пространственно-развитым потокам и сверхразмерным электродинамическим системам позволил получать высокие уровни выходной мощности. Многолучевые потоки заряженных частиц в таких устройствах можно рассматривать в виде совокупности связанных генераторов [4, 5]. Важную роль при этом играют механизмы принудительной и взаимной синхронизации, приводящие к получению режима электронной моды и самоорганизации активной резонансной среды [6, 7].

1. Основные уравнения связанных волн попутных электронных потоков

В рамках гидродинамического приближения и метода связанных волн проводилось теоретическое исследование продольного непрерывного взаимодействия двулучевых потоков в круглом гладком волноводе. В линейном приближении методами теории связанных волн исследуются дисперсионные характеристики при непрерывном взаимодействии попутных электронных потоков. Уравнения связанных волн плазменных колебаний в первом (или втором) потоке, находящемся под воздействием кулоновского поля другого потока, имеют вид [5]

$$\left[\frac{d}{dz} + i(\beta_{e1} \mp \beta_{q1}) \right] a_{q1\pm} = -i |M_{12}| (a_{q2+} - a_{q2-}) \quad (1a)$$

$$\left[\frac{d}{dz} + i(\beta_{e2} \mp \beta_{q2}) \right] a_{q2\pm} = -i |M_{21}| (a_{q1+} - a_{q1-}) \quad (1б)$$

Для получения характеристического уравнения связанной системы общее решение ищется в виде:

$$\begin{aligned} a_{q2\pm}(z) &= a_{q2\pm}(0)\exp(\gamma z), \\ a_{q1\pm}(z) &= a_{q1\pm}(0)\exp(\gamma z). \end{aligned} \quad (2)$$

Для нахождения комплексного коэффициента распространения $\gamma = \alpha + i\beta$ (α – параметр нарастания, β – фазовая постоянная) предполагаемые решения (2) подставляются в систему уравнений для попутных электронных потоков (1), после чего находится детерминант системы, который приравняется к нулю

$$\begin{vmatrix} -\gamma - i\beta_{q1+} & c_{12} & c_{13} & c_{14} \\ c_{21} & -\gamma - i\beta_{q1-} & c_{23} & c_{24} \\ c_{31} & c_{32} & -\gamma - i\beta_{q2+} & c_{34} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & -\gamma - i\beta_{q2-} \end{vmatrix} = 0. \quad (3)$$

Полученное характеристическое уравнение (3) непрерывного четырехволнового двулучевого взаимодействия попутных электронных потоков справедливо в широкой полосе частот.

2. Анализ линейного взаимодействия попутных электронных потоков в трубе дрейфа

Взаимодействие в устройствах на попутных потоках зависит от редуцированных частот плазменных колебаний пучков и условий синхронизма волн пространственного заряда. Используется расширенное выражение для редуцированной плазменной частоты с учетом динамических поправок [6]. В случае попутных пучков эффективное взаимодействие достигается при синхронизме медленной волны широкого (с большим радиусом действия кулоновских сил) потока и быстрой волны узкого (с малым радиусом действия кулоновских сил) потока. При взаимодействии быстрой волны (a_{q2+}) медленного потока с медленной волной (a_{q1-}) быстрого потока осуществляется режим, аналогичный режиму усилителя ЛБВ. Соответственно для данного режима взаимодействия характерно экспоненциальное распределение мощности вдоль длины.

Связь быстрых волн пространственного заряда попутных потоков характеризуется периодической перекачкой энергии. Периодической перекачкой характеризуется также связь двух медленных волн попутных потоков. Взаимодействие медленной волны пространственного заряда с быстрой волной в попутных потоках приводит к усилению (режим двулучевого усилителя типа ЛБВ).

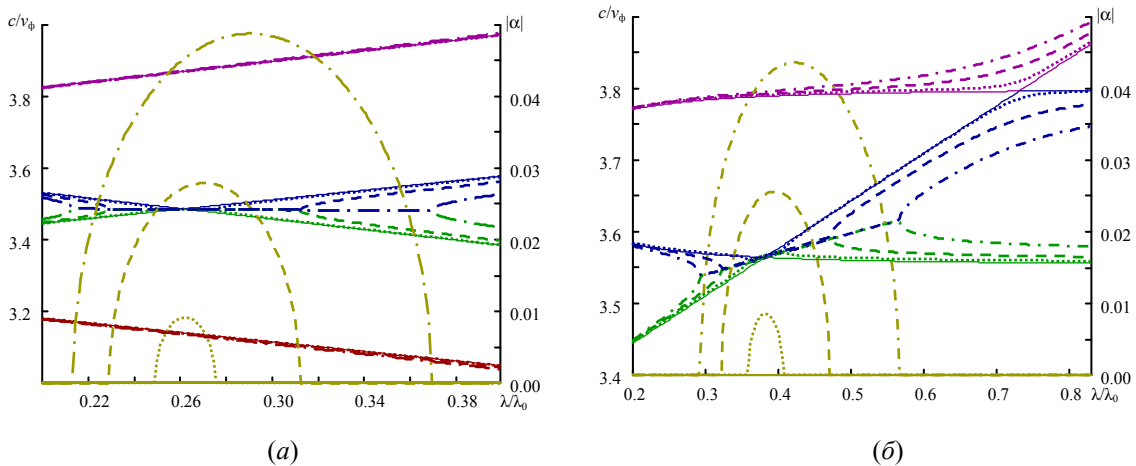


Рис. 1. Дисперсионные зависимости замедления и параметра нарастания α от нормированной длины волны двух широких (а) и широкого и узкого (б) попутных электронных потоков ($U_{01}=20$ кВ, $U_{02}=25$ кВ; $I_{01}=I_{02}=2$ А; $\omega_{p1}=\omega_{p2}=0,2$) при $M_{12}=M_{21}=0$ – сплошные линии; 0,1 – пунктирные линии; 0,3 – штриховые линии; 0,5 – штрих-пунктирные линии

В качестве примера рассмотрим режимы усиления ЛБВ в системе двух попутных потоков в трубе дрейфа при изменении коэффициента электронного взаимодействия M . Взаимодействие двух попутных электронных потоков перспективно для усиления микроволн в режиме электронной моды, рис. 1. Из рис. 1а видно, что условия синхронизма выполняются для быстрой волны медленного электронного потока и медленной волны быстрого пучка. Рассматривается случай трехволновой связи волн, соответствующий аperiodической связи волн с усилением и периодической перекачке мощности, рис. 1б. В общем случае, следует рассматривать взаимодействие попутных “широких” и “узких” потоков заряженных частиц. Взаимодействие быстрых волн этих потоков соответствует направленному ответвлению с периодической связью волн без усиления. “Узкий” попутный поток рассматривается с ограниченным расхождением медленных и быстрых волн. При слабой связи “широких” попутных потоков заряженных частиц возникает двухволновая связь (рис. 1а), а при взаимодействии “узкого” и “широкого” пучков реализуется режим трехволновой связи с усилением сигнала (рис. 1б).

Характер решений дисперсионного уравнения зависит от значений коэффициентов взаимодействия между потоками и между пучками и полями волновода. По мере увеличения коэффициентов связи потоков с полями ЗС совершается переход к многоволновым связям волн потоков и полей ЗС. Учет связи между пучками приводит к появлению дополнительных областей усиления. Из рассмотрения дисперсионных кривых отчетливо видно, что при увеличении коэффициента электронного взаимодействия M заметно возрастает параметр нарастания α_s , что означает увеличение коэффициента усиления ЛБВ при взаимодействии связанных волн.

3. Метод крупных частиц и основные уравнения нелинейной теории

При исследовании нелинейного взаимодействия потока и поля прямолинейные электронные потоки удобно представлять в виде дискретных моделей различного типа. При решении задач методом численного моделирования электронный поток представляется в виде последовательности крупных частиц. Их число может меняться во времени из-за влета и вылета частиц во входном и выходном сечениях и оседания медленных частиц на стенки электродинамической структуры. Скорость частиц на входе в систему изменяется согласно заданию импульсов ускоряющего напряжения $V_0(t)$.

Взаимодействие сверхвысокочастотного поля с электронным потоком может сопровождаться обратным движением электронов, поэтому анализ таких процессов удобно проводить в неподвижной системе координат со временем в качестве независимой переменной. Уравнение движения крупной частицы номера n записывается с учетом воздействия вихревого электрического поля эквивалентного зазора и кулоновского поля взаимодействия

$$\frac{d^2 z_n}{dt^2} = -\frac{|e|}{m_0 \gamma^3} (E_{вз} + E_{1qz} + E_{2qz}),$$

где $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ – релятивистский фактор, v – скорость частицы, c – скорость света в вакууме, $E_{вз}$ – продольная составляющая электрического поля зазора номера s , E_{1qz} , E_{2qz} – продольные составляющие кулоновского поля, создаваемого в эквивалентной трубе дрейфа первым и вторым потоками соответственно.

Для каждой частицы известны время влета во входное сечение t_{0n} , начальная скорость v_{0n} , определяемая ускоряющим напряжением V_0 , и значение заряда $Q_n = \frac{I_0(t_{0n})T}{N}$, где $I_0(t_{0n})$ – ток электронного пучка на входе в систему, N – число крупных частиц, влетающих за время T .

Величина квазистатического кулоновского поля вычисляется по значению усредненного по сечению потока потенциала ϕ , который может быть найден в эквивалентном одномерном приближении при решении уравнения Пуассона сеточным методом или с помощью усредненных по поперечному сечению пучка функций Грина.

4. Траекторный анализ нелинейного взаимодействия попутных электронных потоков.

При рассмотрении процессов в гладком волноводе электронный поток ограничен, действие сил пространственного заряда ослабляется за счет влияния металлических стенок, и происходит переход от бесконечно широкого электронного потока к цилиндрическому пучку. Влияние стенок волновода учитывается введением обобщенного параметра, характеризующего радиус действия кулоновских сил. На рис. 2 приведены распределения фазовых траекторий вдоль системы двух взаимодействующих попутных потоков при изменении коэффициента связи потоков. Рассмотрим процессы группировки двух попутных электронных потоков при изменении коэффициента связи потоков.

На рис. 2 приведены фазовые траектории “медленного” (рис. 2а) и “быстрого” (рис. 2б) потоков, а также даны зависимости амплитуд гармоник тока потока от длины системы. При уменьшении коэффициента связи между потоками плотность сгустков крупных частиц постепенно снижается. Также наблюдается небольшое изменение распределения гармоник тока электронного пучка.

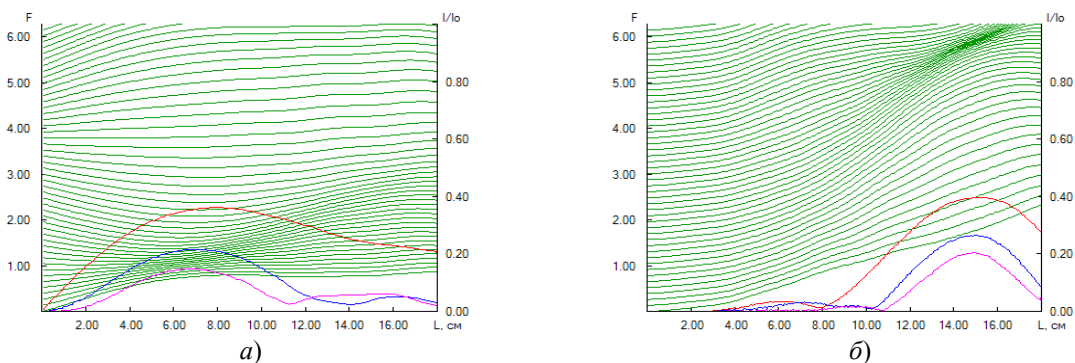


Рис. 2. Зависимости фазовых траекторий крупных частиц и гармоник тока “медленного” (а) и “быстрого” (б) попутных электронных потоков от длины трубы дрейфа при $M = 0,5$

Из рис. 2. видно, что существуют области сгущений и разрежений на представленных фазовых траекториях крупных частиц. Образование сгустка вблизи начала трубы дрейфа для медленного потока обусловлено действием модулирующего сигнала и сил пространственного заряда. По мере продвижения крупных частиц вдоль системы влияние модулированного потока сказывается на быстром немодулированном пучке, что приводит к его группированию. Взаимное влияние потоков учитывается коэффициентом связи. По мере прохождения вдоль системы частиц первого потока образуется последующий сгусток, обусловленный влиянием сгруппированного второго потока. Таким образом, наблюдается перекачка энергии между электронными потоками. Картина образования сгустков крупных частиц близка к картине процессов группировки в ЛБВ.

Заключение

В линейном и нелинейном приближениях развиты методы анализа двулучевого взаимодействия попутных электронных потоков в трубе дрейфа с учетом коэффициентов электронного взаимодействия и редукции плазменных колебаний. Развиты метод связанных волн и методика дисперсионного уравнения для анализа усиления в попутных потоках для двулучевого взаимодействия электронных пучков. Методом крупных частиц рассмотрено нелинейное взаимодействие попутных электронных потоков и проведен траекторный анализ движения крупных частиц для двух разноскоростных потоков.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-02-01013.

Литература

1. Liu W. et al. Two-stream Smith-Purcell free-electron laser // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2007. V. 570. №. 1. P. 171-175.
2. Liu W. et al. Enhancements of Terahertz Radiation From a Grating Waveguide by Two-Stream Instability // IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. V. 36. №. 3. P. 748-756.
3. Bishofberger K., Svimonishvili T., Faehl R.J., Carlsten B.E. Structure-less Generation of Sub-millimeter Radiation // 10th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2009), P. 275-276
4. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука. 1991. 296 с.
5. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: МГУ. 1993.
6. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Синхронизация электронных генераторов на малых объемах активной резонансной среды при электростатической фокусировке // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 6. С. 753-757.
7. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Самовозбуждение и синхронизация многолучевого микроволнового генератора на потоках электронных осцилляторов // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 3. С. 357-363.

ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА И СВЧ-ПОЛЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ НА СВЕХРАЗМЕРНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Слепков А.И., Галлямова О.В.

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет,
кафедра общей физики, Россия, Москва*

Представлены результаты численного моделирования взаимодействия РЭП, фокусируемого постоянным магнитным полем, с полем сверхразмерного осесимметричного периодического волновода. Процессы в такой системе определяются сложным эффектом Доплера. Выявлены области циклотронного поглощения и резонанса, изучена динамика электронов в пучке и влияние параметров пучка на величину циклотронного резонанса. Выделены области значений фокусирующего магнитного поля, при которых повышение мощности генерации может достигать 50% за счет механизма циклотронного резонанса.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛБВ-ГЕНЕРАТОРА С ВНЕШНЕЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Емельянов В.В.¹, Емельянова Ю.П.², Рыскин Н.М.¹

¹Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

В докладе приведены результаты экспериментальных исследований нелинейной динамики ЛБВ генератора с внешней запаздывающей обратной связью. Эксперименты проводились на ЛБВ диапазона 10 ГГц с выходной мощностью порядка 30 Вт. Представлены результаты исследований условий самовозбуждения и выходных характеристик генератора. Проводится исследование взаимной синхронизации подобных генераторов и вынужденной синхронизации ЛБВ-генератора внешним маломощным высокостабильным по частоте сигналом. Такие задачи представляют интерес с точки зрения повышения мощности и стабильности частоты сигналов в СВЧ-диапазоне.

Ключевые слова: лампа бегущей волны, запаздывающая обратная связь, автоколебания, сверхвысокие частоты.

Лампы бегущей волны (ЛБВ) со спиральной замедляющей системой хорошо зарекомендовали себя как широкополосные электровакуумные усилители СВЧ-колебаний малой и средней мощности [0,0]. В настоящее время они применяются для систем военного и гражданского назначения: в системах связи, телевидении, навигации и радиолокации высокой разрешающей способности, широкополосных системах специального назначения и др.

Если часть выходной мощности ЛБВ-усилителя подать на ее вход через направленный ответвитель и широкополосную бездисперсионную линию связи, то усилитель трансформируется в ЛБВ-генератор. Подобные генераторы изучались как теоретически, так и экспериментально (см., например, [0-0]). Интерес, в частности, привлекли миниатюрные ЛБВ-генераторы терагерцевого диапазона частот [0]. Было показано, что такие приборы способны демонстрировать сложное хаотическое поведение при большом токе пучка и большой глубине обратной связи.

Электрические параметры исследуемой ЛБВ в режиме усиления и генерации приведены в таблице 1.

Таблица 1. Электрические параметры ЛБВ

Наименование параметра	Значение
Диапазон частот, ГГц	9-10
Мощность в импульсе, Вт	40-60
Ток катода, мА	71
Ток коллектора, мА	69
Ток замедляющей системы, мА	2
Ток накала, мА	600
Напряжение коллектора, В	3000
Напряжение замедляющей системы, В	3250
Напряжение ускоряющего анода, В	2500
Напряжение накала, В	6.3
Напряжение сетки, В	-10
Ослабления в цепи обратной связи при нулевом ослаблении поляризационного аттенюатора, дБ	31
Электрическая длина цепи обратной связи, м	~7

Следует отметить, что ЛБВ-усилитель разрабатывался под импульсный режим работы с параметрами: скважность 20, длительность импульса 18 мкс. Импульсный режим обеспечивается прямоугольным изменением напряжения на управляющем аноде (модулятором). В данной работе для простоты мы остановились на исследовании усилителя и генератора, работающих в непрерывном режиме. Для решения проблемы перегрева прибора при его работе в непрерывном режиме были снижены токи и напряжение коллекторов (уменьшена мощность электронного потока).

В установке использовались источники питания и СВЧ тракты производства АО «ННП «Алмаз». В качестве радиоизмерительной аппаратуры использовались приборы фирмы Agilent Technologies. Использоуе-

мое оборудование и вспомогательные средства измерений аттестованы и поверены. КСВН используемых в схеме СВЧ узлов не превосходит 1.4.

В установке для предотвращения выхода из строя ЛБВ предусмотрена система защиты по току замедляющей системы. Пределы регулирования срабатывания защиты – от 1 до 15 мА. Для регулирования частоты выходного сигнала ЛБВ-генератора в цепи обратной связи использовался резонансный фильтр с добротностью 200. Для независимого регулирования глубины обратной связи и набега фазы сигнала в цепи обратной связи использовались регулируемые поляризационный аттенюатор и фазовращатель.

Для начала были исследованы выходные параметры ЛБВ-усилителя. На рис. 1 представлены измеренные амплитудные характеристики исследуемой ЛБВ в режиме усиления на частоте входного сигнала 9.5 ГГц. Полученная картина типична для вакуумных усилителей: имеется режим малого сигнала, характеризующийся максимальным коэффициентом усиления (43 дБ), режим насыщения, характеризующийся максимальной выходной мощностью (30 Вт) и режим за насыщением, сопровождающийся падением выходной мощности.

На рис. 2 приведены амплитудно-частотные характеристики ЛБВ-усилителя в рабочем диапазоне частот, измеренные при разных уровнях мощности входного сигнала.

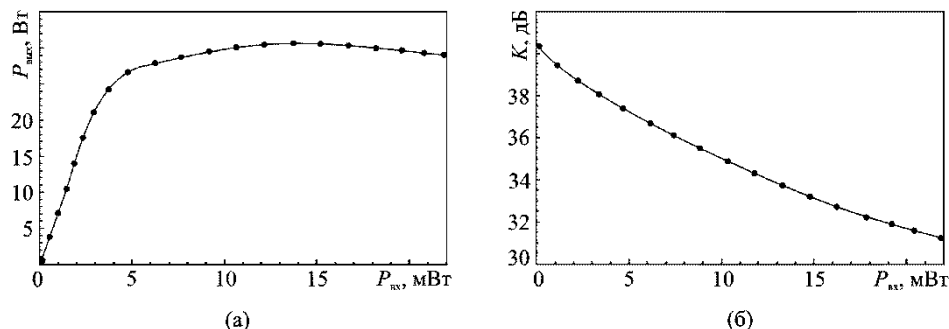


Рис. 1. Зависимость выходной мощности (а) и коэффициента усиления (б) от входной мощности

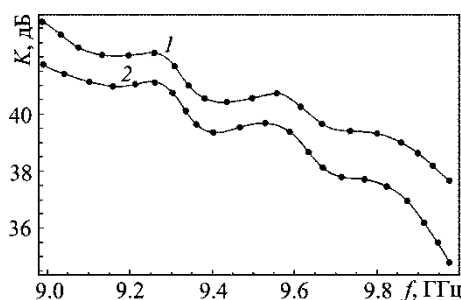


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления от частоты входного сигнала при $P_{вх} = 0.12$ мВт (кривая 1) и $P_{вх} = 1$ мВт (кривая 2)

Теперь представим результаты экспериментального исследования ЛБВ-генератора с внешней запаздывающей обратной связью. На рис. 3 представлена граница самовозбуждения исследуемого генератора на плоскости параметров «фазовый сдвиг фазовращателя – ослабление поляризационного аттенюатора». Поскольку данная граница имеет периодический характер по фазе с периодом 360° , то она построена в пределах $(0-360)^\circ$. Из рисунка видно, что центр зоны генерации, отвечающий минимальным условиям самовозбуждения, приходится на значение фазового сдвига фазовращателя в 215° . Далее будем исследовать динамику генератора в центре зоны генерации.

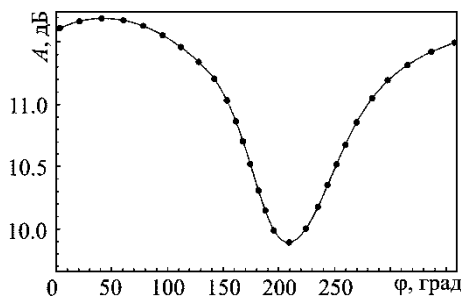


Рис. 3. Граница самовозбуждения генератора на плоскости параметров «фазовый сдвиг фазовращателя – ослабление поляризационного аттенюатора»

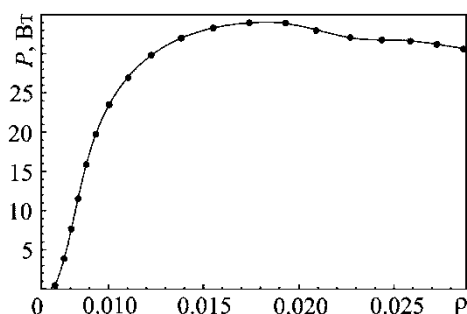


Рис. 4. Зависимости выходной мощности генератора от глубины обратной связи

На рис. 4 представлена зависимость выходной мощности генератора от глубины обратной связи. При пересчете ослабления по мощности в глубину обратной связи ($\rho = 10^{-A/20}$) учитывались суммарные потери в СВЧ тракте от входного разъема изделия до его выходного разъема. Из рисунка видно, что порог одночастотной генерации равен $\rho = 0.0076$. Увеличение глубины обратной связи до значения $\rho = 0.018$ вызывает увеличение выходной мощности генератора. Максимальное значение выходной мощности составляет $P = 34.4$ Вт, что приблизительно соответствует выходной мощности усилителя в режиме насыщения. При дальнейшем увеличении глубины обратной связи происходит перегруппировка электронного пучка, и выходная мощность падает. При больших значениях глубины обратной связи ток оседания становится настолько большим, что срабатывает защита по току спирали, и установка отключается. Полученная картина типична для вакуумных приборов с внешней цепью обратной связи.

Следует отметить, что, несмотря на наличие резонансного фильтра в цепи обратной связи, при любом значении глубины обратной связи на экране анализатора спектра наблюдалось скачкообразное изменение частоты генерации в пределах 5-20 МГц, что приблизительно соответствует полосе резонансного фильтра по уровню -3 дБ. Таким образом, резонансным фильтром не удается стабилизировать частоту генерации. Для стабилизации частоты генерации в цепь обратной связи при дальнейшем исследовании будет подмешиваться высокостабильный по частоте внешний сигнал малой амплитуды.

В докладе будут также представлены результаты экспериментального исследования взаимной синхронизации подобных генераторов и вынужденной синхронизации ЛБВ-генератора внешним маломощным высокостабильным по частоте сигналом, поступающим с выхода генератора Agilent E8257D. Такие задачи представляют интерес с точки зрения получения более мощных и стабильных по частоте сигналов в СВЧ-диапазоне.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-02-02893а.

Литература

1. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т.1. М.: Физматлит, 2003. 496 с.
2. Гилмор А.С. Лампы с бегущей волной. М.: Техносфера, 2013. 616 с.
3. Кислов В.Я., Залогин Н.Н., Мясин Е.А. Исследование стохастических автоколебательных процессов в автогенераторах с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 6. С. 1118-1130.
4. Кац В.А. Возникновение хаоса и его эволюция в распределенном автогенераторе с запаздыванием (эксперимент) // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 2. С. 161-176.
5. Рыскин Н.М. Исследование нелинейной динамики ЛБВ-генератора с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 2. С. 129-142.
6. Han S.-T., So J.-K., Jang K.-H., Shin Y.-M., Kim J.-H., Chang S.-S., Ryskin N.M., Park G.-S. Investigations on a microfabricated FWTWT oscillator // IEEE Trans. Electron Devices. 2005. Vol. 52, No. 5. P. 702-708.
7. Marchewka C., Larsen P., Bhattacharjee S., Booske J., Sengele S., Ryskin N.M., Titov V.N. Generation of chaotic radiation in a driven traveling wave tube amplifier with time-delayed feedback // Phys. Plasmas. 2006. Vol. 13, No. 1, 013104.
8. Gao P., Booske J.H., Yang Z.H. Frequency step-tuning characteristics of traveling-wave tube regenerative oscillators // IEEE Trans. Electron Devices. 2010. Vol. 57, No. 5. P. 1152-1159.
9. Kreischer K. E., Tucek J.C., Gallagher D.A., Mihailovich R.E. Operation of a compact, 0.65 THz source // Proc. 33rd Int. Conf. Infrared, Millim. Terahertz Waves, Sep. 15-19, 2008.

ЧИСЛЕННОЕ ПОСТРОЕНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ЛУЧЕЙ В НЕОДНОРОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Перфильев В.В., Степанов Е.С., Дризе А.Д.

АО «НПО Лианозовский электромеханический завод», Россия, Москва
perflyev.victor@gmail.com, evgeniybookah@rambler.ru

Рассмотрен алгоритм, позволяющий осуществить выбор переменной интегрирования, обеспечивающий заданное значение точности по каждой переменной при решении задачи о распространении электромагнитных волн в неоднородной среде на основе геометрической оптики.

Ключевые слова: геометрическая оптика, задача Коши, неоднородная диэлектрическая среда.

Введение

Дифференциальные уравнения лучей [1] рассматривают с использованием показателя преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$. Для построения траектории лучей в среде с неоднородным распределением диэлектрической проницаемости, зависящей от 2-х координат, используем дифференциальные уравнения лучей в гамильтоновой форме [1]:

$$\frac{dp}{d\tau} = \frac{1}{2} \nabla n^2(x, z) \quad (1)$$

Коэффициент преломления среды $n = \sqrt{\varepsilon}$ [1] зависит от 2-х переменных x, z . Система дифференциальных уравнений лучей для данного случая имеют следующий вид:

$$\frac{dx}{d\tau} = p_x, \quad \frac{dz}{d\tau} = p_z \quad (2)$$

$$\frac{dp_x}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}, \quad \frac{dp_z}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz} \quad (3)$$

$$\varepsilon(x, z) = n^2(x, z) = p_x^2 + p_z^2 + (p_y^0)^2 \quad (4)$$

и может быть представлена геометрическим семейством ориентированных фазовых траекторий в 4-х мерном фазовом пространстве x, z, p_x, p_z .

Уравнения лучей в конечных разностях

Для численного решения системы дифференциальных уравнений (2-4) воспользуемся методом конечных разностей [2]. Тогда система (2-4) примет следующий вид:

$$\frac{\Delta x}{\Delta \tau} = p_x, \quad \frac{\Delta z}{\Delta \tau} = p_z \quad (5)$$

$$\frac{\Delta p_x}{\Delta \tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}, \quad \frac{\Delta p_z}{\Delta \tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz} \quad (6)$$

$$\varepsilon(x, z) = n^2(x, z) = p_x^2 + p_z^2 + (p_y^0)^2 \quad (7)$$

В качестве исходных данных имеем максимальные шаги приращения $\Delta x_{\max}, \Delta z_{\max}, \Delta p_{x\max}, \Delta p_{z\max}$ и начальные условия x^0, z^0, p_x^0, p_z^0 по переменным x, z, p_x, p_z .

Для выбора переменной интегрирования используем следующую систему уравнений, в которой отсутствует независимая переменная $\Delta \tau$, характеризующая время:

$$\frac{\Delta p_x}{\Delta x} = \frac{\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}\right)}{p_x}, \quad \frac{\Delta p_z}{\Delta z} = \frac{\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz}\right)}{p_z}, \quad \frac{\Delta p_x}{\Delta z} = \frac{\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}\right)}{p_z}, \quad \frac{\Delta p_z}{\Delta x} = \frac{\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz}\right)}{p_x} \quad (8-11)$$

$$\varepsilon(x, z) = n^2(x, z) = p_x^2 + p_z^2 + (p_y^0)^2 \quad (12)$$

Для системы уравнений (8-12) необходимо выбрать переменную интегрирования с учетом непревышения заданных шагов приращения переменных $\Delta x_{\max}, \Delta z_{\max}, \Delta p_{x\max}, \Delta p_{z\max}$. Алгоритм выбора переменной интегрирования системы уравнений (8-12), который обеспечивает такое условие, представлен на рис. 1. В системе уравнений (8-12) в каждом из уравнений (8-11) сравниваются числитель и знаменатель отношений приращений. В качестве примера рассмотрим одну из ветвей нахождения независимой переменной.

Возьмем уравнение (8) (см. рис. 1). Если значение знаменателя правой части уравнения (8) p_x больше числителя правой части $\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}\right)$, то в качестве независимой переменной берется Δx , а вычисляемой величиной является Δp_x :

$$\Delta p_x = \frac{\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}\right)}{p_x} \Delta x \quad (13)$$

Если знаменатель правой части уравнения (8) p_x меньше числителя правой части $\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}\right)$, тогда в качестве независимой переменной берется Δp_x , а вычисляемой величиной является Δx :

$$\Delta x = \frac{\Delta p_x \cdot p_x}{\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}\right)} \quad (14)$$

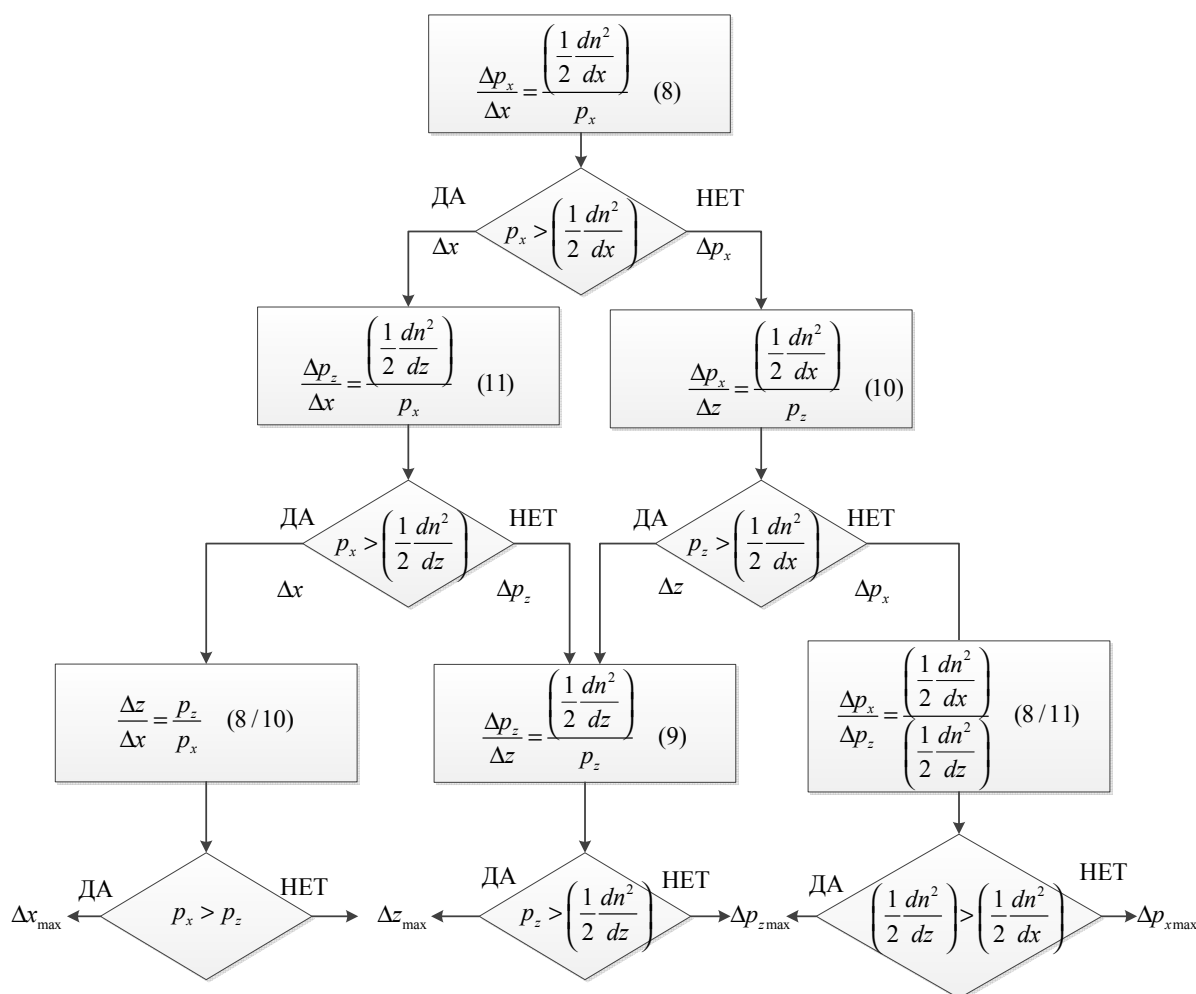


Рис. 1. Дерево выбора переменной интегрирования системы уравнений (8-12)

Если в уравнении (8) задаваемым приращением является Δx , тогда переходим к уравнению (11) (см. рис. 1) и аналогично сравниваем Δx и Δp_z . Если знаменатель правой части уравнения (11) p_x больше числителя правой части $\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz}\right)$, то в качестве независимой переменной берется Δx , а вычисляемой величиной является Δp_z :

$$\Delta p_z = \frac{\Delta x \left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz} \right)}{p_x} \quad (15)$$

Если знаменатель правой части уравнения (11) p_x меньше числителя правой части $\left(\frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz} \right)$, тогда в качестве независимой переменной выбирается Δp_z , а вычисляемой величиной является Δx .

Предположим, что Δx оказался больше Δp_z . Тогда переходим к сравнению Δx и Δz (см. рис. 1). Это можно сделать, разделив уравнение (8) на уравнение (10). В результате получается следующее соотношение:

$$\frac{\Delta z}{\Delta x} = \frac{p_z}{p_x}, \quad (16)$$

которое позволяет провести сравнение Δx и Δz (см. рис. 1).

Таким образом, если Δx в очередной раз является независимой переменной, то ему присваивается заданное значение приращения Δx_{\max} . Приращения по трем другим переменным рассчитываются исходя из заданного значения Δx_{\max} .

Для других случаев, необходимо выбирать переменную интегрирования в соответствии с рис. 1.

Определив четыре новых приращения, переходим к определению новой точки в фазовом пространстве. Таким образом, получаем начальные значения для следующей итерации, и они отстоят от исходной координаты не более чем на заданные приращения $\Delta x_{\max}, \Delta z_{\max}, \Delta p_{x\max}, \Delta p_{z\max}$:

$$x^1 = x^0 + \Delta x, z^1 = z^0 + \Delta z, p_x^1 = p_x^0 + \Delta p_x, p_z^1 = p_z^0 + \Delta p_z \quad (17)$$

Таким образом, изображенное на рис. 1 дерево выбора переменной интегрирования системы уравнений (8-12) позволяет осуществить выбор переменной интегрирования для всех возможных случаев, возникающих при численном решении системы уравнений в конечных разностях (8-12).

Заключение

Представлен алгоритм, позволяющий осуществить выбор переменной интегрирования и обеспечивающий заданное значение точности по каждой переменной интегрирования при решении задачи о прохождении электромагнитных волн в двумерной неоднородной среде в геометрооптическом приближении.

Литература

1. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
2. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация. М.: Мир, 1986. 318 с.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ЧИСЛЕННОГО ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СИММЕТРИЧНЫХ УСТРОЙСТВ В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ ANSOFT HFSS

инж. Конов К.И., инж. Боловин А.А.

АО «НПО «ЛЭМЗ», konov.k.i@gmail.com

МИЭМ НИУ ВШЭ, a7dslim@gmail.com

Выполнено численное электродинамическое моделирование симметричного устройства, изучен разброс частотных характеристик на входах устройства. Вычислено СКО частотных характеристик от ожидаемого значения. Проведена оценка систематической погрешности косвенных измерений КСВ. Проведено сравнение СКО характеристик с ожидаемой погрешностью, вычисленной на основе значения параметра сходимости элементов матрицы рассеяния. Показано, что СКО для каждого из входов ниже, чем систематическая погрешность косвенных измерений. Выполнено численное электродинамическое моделирование устройства с заданными граничными условиями идеального проводника и вакуума. Записано условие баланса мощностей для рассматриваемого направленного ответвителя. Показано, что при численном моделировании в программном комплексе Ansoft HFSS баланс мощностей не сходится к нулю.

Ключевые слова: *численное моделирование, частотные характеристики, симметричное устройство, направленный ответвитель, диаграммообразующая система.*

Введение

Одной из важных и актуальных проблем современной СВЧ техники является разработка высокоэффективных диаграммообразующих систем (ДОС), предназначенных для формирования требуемых амплитудно-фазовых распределений в раскрыве антенных решеток. Пример такой системы приведен на рис. 1. Цифрами 1-13 отмечены выходы ДОС, также на рисунке показаны входы «ОК» и «ПБЛ». ДОС представляет собой реактивный многополюсник, на входы которого подаются сигналы, а выходы подключены к входам излучателей антенной решетки. Таким образом ДОС позволяет формировать заданное амплитудно-фазовое распределение на входах излучателей антенной решетки. Часто, для численного моделирования таких СВЧ-устройств, используют программный комплекс Ansoft HFSS.

В работе выполнено численное электродинамическое моделирование и проведена оценка точности моделирования в программном комплексе Ansoft HFSS на примере симметричного устройства – направленного ответвителя (НО), входящего в состав ДОС, представленной на рис 1.

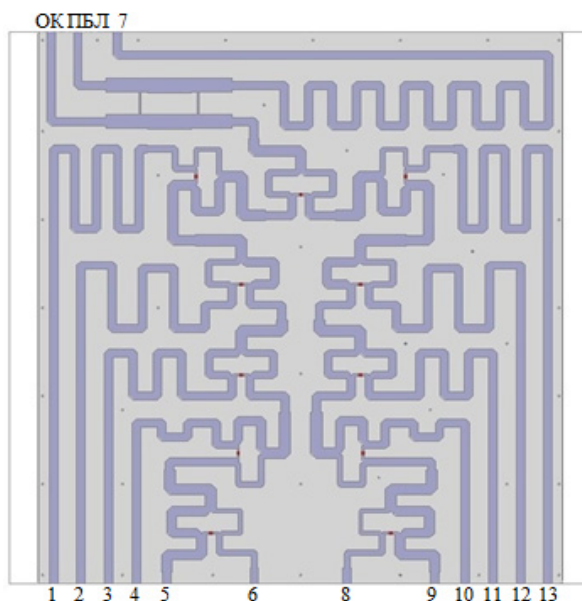


Рис. 1. *Схема ДОС*

Оценка погрешности численного моделирования НО

На рис. 2 приведена топология НО, заданная в 3D электродинамическом программном комплексе ANSYS HFSS v.15 [1-2]. Коэффициент деления НО ответвителя с входа 3 на выход 2 составляет -8.009 дБ, на выход 4 – (-0.748) дБ. Коэффициент деления НО составляет (-3.01) дБ на оба канала. Расчет выполнен в частотном диапазоне от $F_0 - \Delta f$ до $F_0 + \Delta f$ с шагом $5 \cdot 10^{-4} \Delta f$, с различной сходимостью модулей элементов матрицы рассеяния Delta S, на ПК с процессором Intel Core i7 с частотой 2.93 ГГц, 12 Гигабайт оперативной памяти.

Программный комплекс Ansoft Ansys HFSS позволяет проводить трехмерное моделирование электромагнитного поля, вычисления проводятся на основе метода конечных элементов: выполняется поиск кратных адаптивных решений до определяемого пользователем критерия сходимости (Delta S). Для достижения этого критерия исследуемый объект разбивается на тетраэдры, при этом, чем выше точность численного моделирования, тем больше число тетраэдров, требуемых для расчета.

Результаты моделирования НО показывают, что при значении параметра Delta S=0.02 КСВ на частоте $F_0 - \Delta f$ составляет 1.105 на первом входе, 1.117 на втором, 1.121 на третьем и 1.115 на четвертом входах. На частоте F_0 значение КСВ составляет 1.089 на первом входе, 1.102 на втором, 1.105 на третьем и 1.098 на четвертом входах. На частоте $F_0 + \Delta f$ значение КСВ составляет 1.074 на первом входе, 1.086 на втором, 1.087 на третьем и 1.081 на четвертом входах. Очевидно, что вследствие наличия двух осей симметрии в топологии НО, значение КСВ на всех входах должно быть одинаковым. Наблюдаемый разброс значений можно объяснить недостаточной точностью расчета. Для увеличения точности, уменьшим значение Delta S до 0.001.

При значении параметра Delta S=0.001 КСВ составляет 1.100 на первом и втором входах, 1.098 на третьем и 1.097 четвертом входах. На частоте F_0 значение КСВ составляет 1.081 на первом и втором входах, 1.079 на третьем и 1.078 на четвертом входах. На частоте $F_0 + \Delta f$ значение КСВ составляет 1.062 на первом и втором входах, 1.060 на третьем и 1.059 на четвертом входах. Отметим, что при значении параметра Delta S=0.001, разброс величин КСВ, рассчитанных для разных входов, становится меньше, чем при значении параметра Delta S = 0.02. Уменьшим значение параметра Delta S до 0.0004.

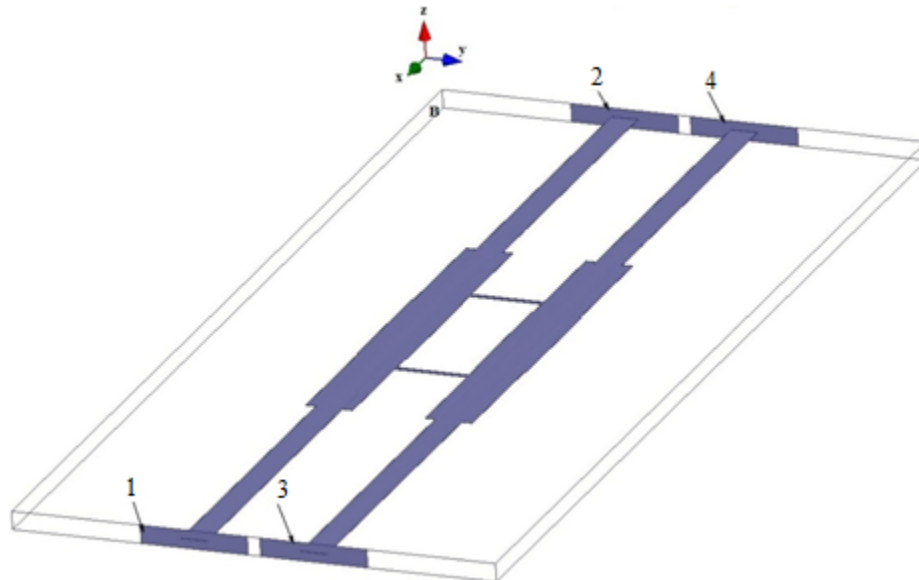


Рис. 2. Топология НО в аксонометрической проекции

При значении параметра Delta S=0.0004 КСВ составляет 1.100 на первом и третьем входах, 1.099 на втором и 1.098 на четвертом входах. На частоте F_0 значение КСВ для первого входа составляет 1.0809, для второго входа – 1.0806, для третьего – 1.0812, и 1.0897 для четвертого.. На частоте $F_0 + \Delta f$ значение КСВ составляет 1.062 на первом и третьем входах, 1.061 на втором и 1.060 на четвертом. Как можно заметить разница между значениями КСВ при Delta S=0.0005 на входах НО наблюдается в третьем знаке.

Из результатов моделирования следует, что даже при достаточно малом значении параметра сходимости элементов матрицы рассеяния Delta S наблюдается различие частотных характеристик НО на разных входах. В действительности, не должно быть различий между частотными характеристиками для каждого из входов, т.к. рассматриваемый НО является устройством, имеющим две плоскости симметрии.

Вычислим среднее значение и посчитаем среднеквадратичное отклонение (СКО) для каждого входа (на частоте F_0). В таблице 1 приведены результаты расчета СКО для каждого из входов.

Таблица 1. Значения КСВ и СКО на входах НО

Вход	КСВ		
	$F_0 - \Delta f$	F_0	$F_0 + \Delta f$
1	1.0997	1.0809	1.0615
2	1.0993	1.0806	1.0612
3	1.1003	1.0812	1.0616
4	1.0984	1.0797	1.0604
Ср.значение	1.099425	1.0806	1.061175
СКО	$6.91 \cdot 10^{-4}$	$5.56 \cdot 10^{-4}$	4.71

Из таблицы 1 следует, что погрешность расчета частотной характеристики КСВ выше чем, параметр сходимости элементов матрицы рассеяния Delta S.

Проведем оценку систематической погрешности косвенных измерений. КСВ для первого входа рассчитывается как [3]:

$$\text{КСВ} = \frac{1 + |S_{11}|}{1 - |S_{11}|} \quad (1)$$

Взяв производную формулы (1) по S_{11} получим выражение для систематической погрешности:

$$\epsilon_{\text{КСВ}} = \left(\frac{1}{1 - |S_{11}|} - \frac{1 + |S_{11}|}{(1 - |S_{11}|)^2} \right) \Delta S \quad (2)$$

Подставив в формулу для систематической погрешности значение $|S_{11}|$ и параметр сходимости элементов матрицы рассеяния, получим. Сравнив данные из таблицы 1 с полученной погрешностью, увидим, что СКО для каждого из входов ниже чем рассчитанная по формуле (2) погрешность. Это объясняется тем, что Delta S – максимальная разница между элементами двух матриц рассеяния с различным числом тетраэдров, используемых для численного моделирования.

Проведем оценку баланса мощностей НО, однако вместо меди и воздушной коробки установим граничные условия идеального проводника и вакуума. Для выполнения оценки воспользуемся рассчитанной в программном комплексе ANSYS HFSS v.15 матрицей рассеяния.

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Исходя из условия унитарности, матрица S, умноженная на комплексно сопряженную транспонированную матрицу, равна единичной матрице E, в случае отсутствия потерь [4]:

$$S \cdot S^{*T} = E, \quad (4)$$

получим систему уравнений для расчета баланса мощностей. Запишем первое уравнение системы:

$$S_{11} \cdot S_{11}^* + S_{12} \cdot S_{21}^* + S_{13} \cdot S_{31}^* + S_{14} \cdot S_{41}^* = 1. \quad (5)$$

Учитывая, что

$$S_{11} \cdot S_{11}^* = |S_{11}| \cdot \exp(i \cdot \arg(S_{11})) \cdot |S_{11}| \cdot \exp(-i \cdot \arg(S_{11})) = |S_{11}|^2, \quad (6)$$

получим:

$$\Delta P = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{12}|^2 - |S_{13}|^2 - |S_{14}|^2 = 0. \quad (7)$$

Выражение (7) определяет баланс мощностей для первого входа, аналогичным образом могут быть записаны выражения для нахождения баланса мощностей для остальных входов.

На рис. 3 приведена частотная характеристика баланса мощностей для НО. По оси абсцисс отложена частота, по оси ординат – баланс мощностей в $\sqrt{\text{Вт}}$, цифрами 1-4 обозначены номера входов НО. Результаты моделирования показывают, что равенство нулю соблюдается только для одного из входов, для остальных наблюдается разброс частотной характеристики. Рассчитанное СКО характеристики для разных входов составляет не менее $1.99 \cdot 10^{-3}$.

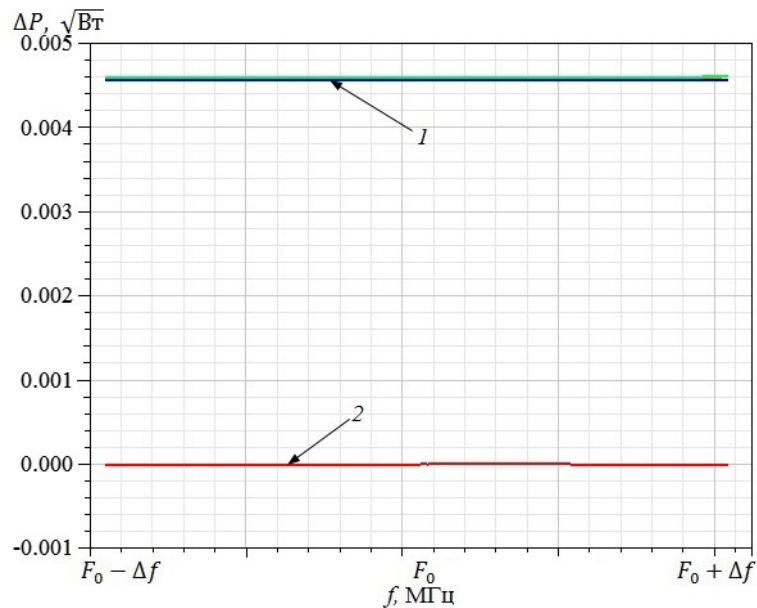


Рис. 3. Зависимость баланс мощностей НО от частоты. Кривая 1 – баланс мощностей на 1-ом, 2-ом и 4-ом входах, кривая 2 – баланс мощностей на 3-ем входе

Проведем оценку точности косвенных измерений баланса мощностей. Учитывая формулу (7) для баланса мощностей составим выражение для погрешности косвенных измерений для первого входа:

$$\varepsilon_P = 2\Delta S \cdot \sum_i \frac{\partial P}{\partial S_{1i}}, \quad (8)$$

тогда:

$$\varepsilon_P = (S_{11} + S_{12} + S_{13} + S_{14}) \cdot 2\Delta S. \quad (9)$$

Подставив в формулу (8) коэффициенты: значения модулей элементов матрицы рассеяния и параметр ΔS , получим $\varepsilon_P = 1.114 \cdot 10^{-3}$.

При значении ΔS равном 0.0004 систематическая погрешность вычисления КСВ составляет $\varepsilon_{КСВ} = -8.664 \cdot 10^{-4}$, а $СКО_{КСВ}$ равно $5.56 \cdot 10^{-4}$ на частоте F_0 . Однако в случае вычисления баланса мощностей ε_P составляет $1.114 \cdot 10^{-3}$, а $СКО_P$ не менее $1.99 \cdot 10^{-3}$. Таким образом полученное значение ε_P более чем 2.5 раза выше значения ΔS , а $СКО$ превышает ε_P в 1.79 раза. Важно отметить, что полученные значения погрешностей могут быть не связаны между собой напрямую. Так значение параметра ΔS определяет величину наименьшего квадрата разницы между двумя матрицами рассеяния, посчитанными для различных разбиений. Однако в случае, если количество тетраэдров в разбиениях не сильно различается, ΔS может стремиться к нулю, однако это не значит, что точность расчетов будет высока. Погрешность расчетов будет сильно зависеть от порядка и сложности вычисления искомой величины.

Из вышесказанного следует, что значение параметра ΔS нельзя использовать как абсолютный критерий точности электродинамического моделирования в программном комплексе ANSYS HFSS v.15.

Литература

1. Банков С.Е., Курушин А.А. Проектирование СВЧ устройств и антенн с Ansoft HFSS. // Журнал «Радиоэлектроники», 2009. С. 244. URL: <http://jre.cplire.ru/win/library/7/text.pdf>.
2. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. Москва, ГОСТЕХИЗДАТ, 1948.
3. Цай А.Б., Круглов А.И., Конов К.И., Климов К.Н. Методические указания к лабораторной работе «Измерение комплексных коэффициентов передачи и отражения при помощи прибора Обзор – 304/1». Москва, НИУ ВШЭ, 2015.
4. Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. Москва, Высшая школа, 1981.

ЧИСЛЕННОЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННЕГО КУБА СЕСТРОРЕЦКОГО

Годин А.С.¹, Гежа Д.С.², Дризе А.Д.¹

¹Научно-производственное объединение «Лианозовский электромеханический завод»

Россия, Москва, andrey.godin@gmail.com

²Общество с ограниченной ответственностью «Метриктест»

Россия, Москва, dmitry.gez@gmail.com

Проведено численное моделирование частотных характеристик внутреннего куба Сестрорецкого. Показано, что внутренний куб Сестрорецкого обладает свойствами двойного волноводного тройника. Подтверждена гипотеза о том, что сигналы внутри куба Сестрорецкого распространяются со скоростью в два раза превышающую скорость света в вакууме и даны ограничения на спектр указанных сигналов.

I. Введение

В работах [1-3] были рассмотрены внешний и внутренний кубы Гюйгенса (рис. 1), которые моделируют распространения электромагнитной волны вдоль одной пространственной координаты. Структура, которая моделирует распространения электромагнитной волны вдоль трех пространственных координат (своеобразный трехмерный куб Гюйгенса), была впервые рассмотрена в 1983 г. Б.В. Сестрорецким – куб Сестрорецкого [4-7]. В отечественной литературе метод анализа, в котором используется куб Сестрорецкого, получил название метод импедансного аналога электромагнитного пространства [5]. Позднее подобная структура была рассмотрена Джонсом (Johns) [8]. В западной литературе метод анализа, в котором использовался кубик Джонса, имеет название TLM (Transmission Line Method) – метод линий передач, который был развит Хефером (Hoefler) [9], Христопулосом (Christopoulos) [10], Тренкичем (Trenkič) [11], Рассером (Russer) [12]. В указанных работах свойства распространения электромагнитной волны были постулированы. Поэтому представляет интерес численное моделирование указанных структур на программах электродинамического моделирования, чтобы показать соответствие постулированных положений результатам численного моделирования.

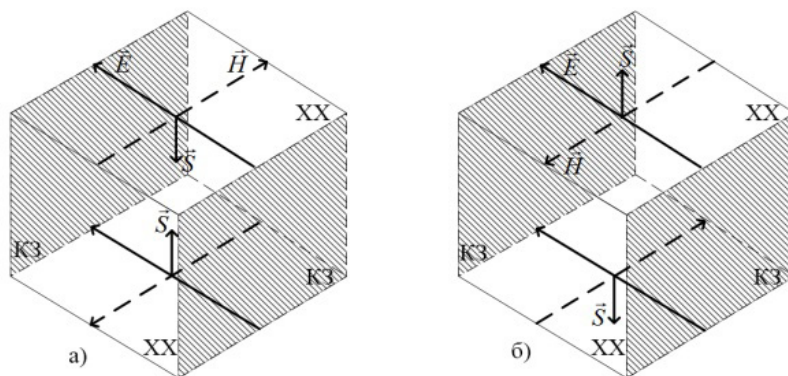


Рис. 1. Внутренний (а) и внешний (б) кубы Гюйгенса, моделирующие распространение электромагнитной волны вдоль одной пространственной координаты

II. Основная часть

Рассмотрим куб *A*, размеры которого составляют 1x1x1 мм (рис. 2). Куб *A* заполнен вакуумом. К каждой грани куба *A* присоединен прямоугольный параллелепипед, который также заполнен вакуумом.

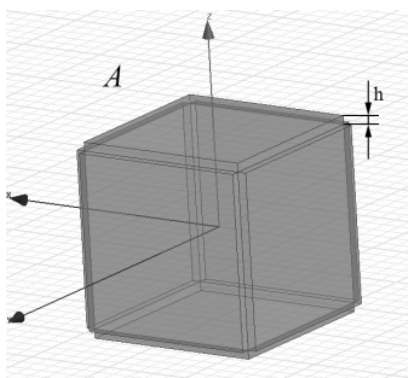


Рис. 2. Геометрия куба A и присоединенных к его граням прямоугольных параллелепипедов, заполненных вакуумом

Основания прямоугольных параллелепипедов совпадают с гранями куба A и при этом они все имеют одинаковую высоту $h = 0.05$ мм. Однако, мы хотим вычислять свойства исследуемого куба при $h = 0$, поэтому после численного нахождения матрицы рассеяния внутреннего куба Сестрорецкого с помощью программы ANSYS HFSS v.15 [13], мы будем передвигать референсные плоскости входов [14] устройства в плотную к кубу A . На рис. 2 высоту h будем показывать как много меньшую размера ребра куба A . Число прямоугольных параллелепипедов равно шести, что совпадает с числом граней куба A . На рис. 3 а) выделим грани прямоугольных параллелепипедов, присоединенных к кубу A , на которых зададим граничные условия для тангенциальной составляющей электрического поля E_t равной нулю, что соответствует металлической стенке. Будем считать грани этого куба стенками короткого замыкания (КЗ) [14-16]. На рис. 3 б) выделим грани прямоугольных параллелепипедов, присоединенных к кубу A , на которых зададим граничные условия для тангенциальной составляющей магнитного поля H_t равной нулю, что соответствует магнитной стенке. Будем считать грани этого куба стенками холостого хода (ХХ) [14-16].

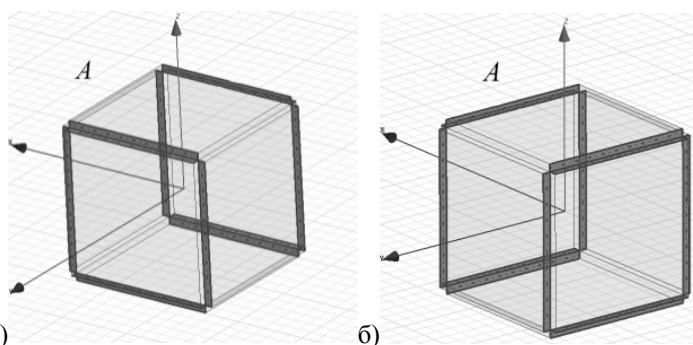


Рис. 3. Грани прямоугольных параллелепипедов, на которых задано граничное условие а) КЗ; б) ХХ

На всех оставшихся гранях прямоугольных параллелепипедов, присоединенных к кубу A (рис. 4) зададим граничные условия возбуждения и согласования плоских волн [14-16], которые соответствуют входам куба Сестрорецкого. На рис. 4 также показана нумерация входов. Поляризации напряженностей электрических \vec{E} и магнитных \vec{H} полей, а также направления векторов плотностей потоков энергии Умова-Пойнтинга \vec{S} [17-20] падающих плоских волн покажем на рис. 5.

Рассматриваемая геометрия является трехмерным внутренним кубом Гюйгенса, поскольку позволяет, в отличие от внутреннего куба Гюйгенса, рассмотренного в [1], моделировать для внутренних задач электродинамики распространение электромагнитной волны вдоль трех пространственных координат. Поскольку такая геометрия была впервые рассмотрена Сестрорецким Б.В в 1983 г., то далее будем называть его внутренним кубом Сестрорецкого.

Расчет проведен в частотном диапазоне от 1 до 300 ГГц с шагом 1 ГГц. Сходимость для модулей элементов матрицы рассеяния $\Delta S = 0.02$. Общее количество тетраэдров - 13352, размер полученной матрицы – 83576, было использовано 211 Мбайт оперативной памяти. Общее время расчета на ПК с процессором Intel Core i7 с частотой 2.79 ГГц, 12 Гбайт оперативной памяти составило 59 мин 04 с.

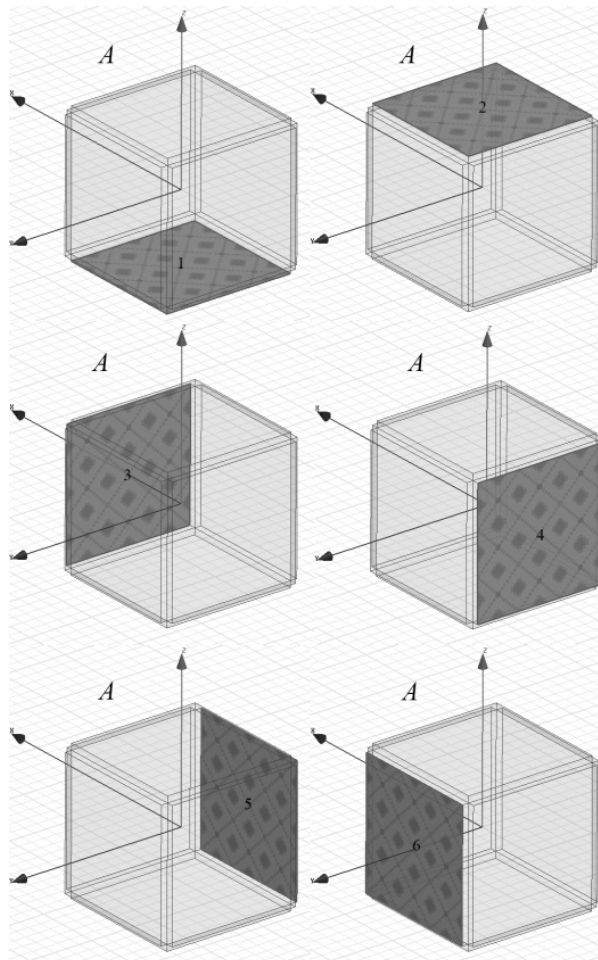


Рис. 4. Грани прямоугольных параллелепипедов, присоединенных к кубу A , на которых заданы граничные условия возбуждения и согласования плоских волн

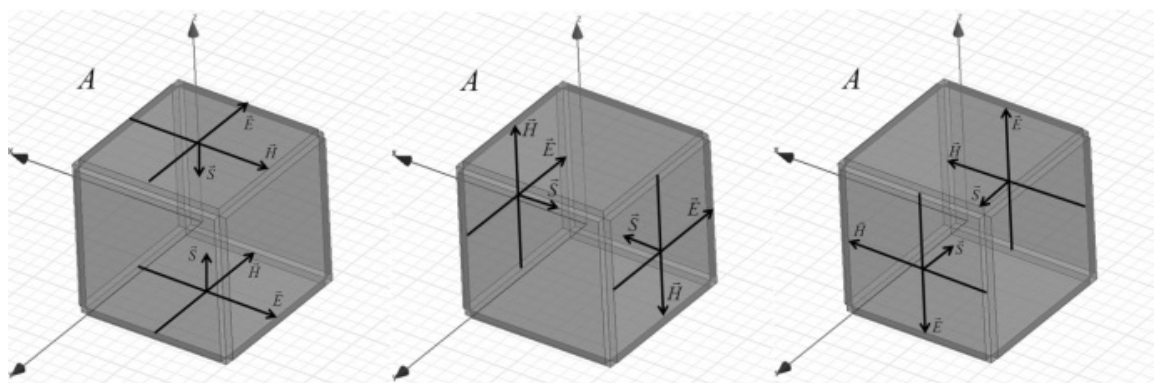


Рис. 5. Направление векторов напряженностей электрических \vec{E} и магнитных \vec{H} полей, а также направление векторов плотностей потоков энергий электромагнитных полей (Умова-Пойнтинга) \vec{S} для падающих волн на входы внутреннего куба Сестрорецкого

На рис. 6 приведем частотные характеристики зависимостей коэффициентов прохождения из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого. Для сравнения на рис. 5 приведены также частотные характеристики зависимостей коэффициентов прохождения из входа 2 на входы 3, 4 для половинки куба Сестрорецкого при синфазном возбуждении (ПКССВ).

Частотные характеристики фазы φ коэффициентов прохождения из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 для внутреннего куба Сестрорецкого приведем на рис. 7.

На рис. 8 показаны частотные характеристики оценки времени задержки прохождения сигнала из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого.

Графики частотных характеристик скорости (в скоростях света c) прохождения сигнала из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 для внутреннего куба Сестрорецкого приведем на рис. 9.

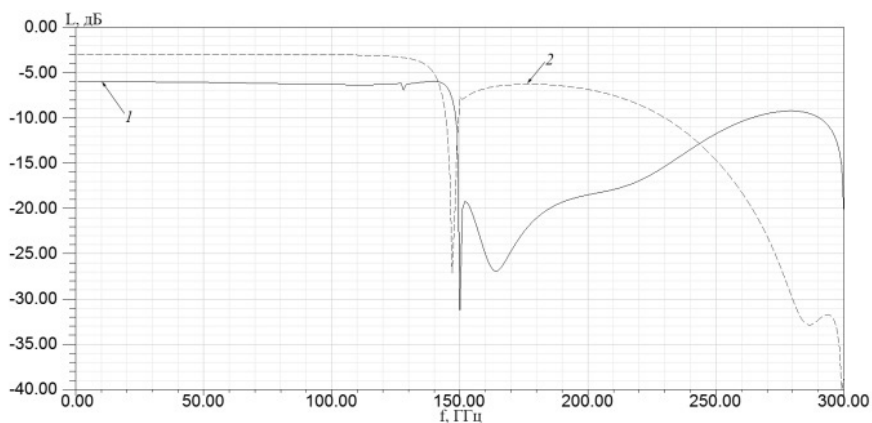


Рис. 6. Частотные характеристики коэффициента прохождения из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого (кривая 1) и из входа 2 на входы 3, 4 ПКССВ (кривая 2)

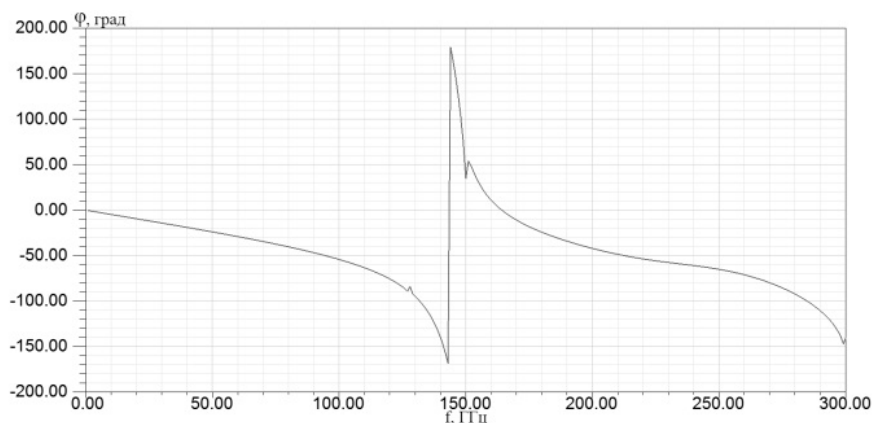


Рис. 7. Частотные характеристики фазы φ коэффициентов прохождения из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого

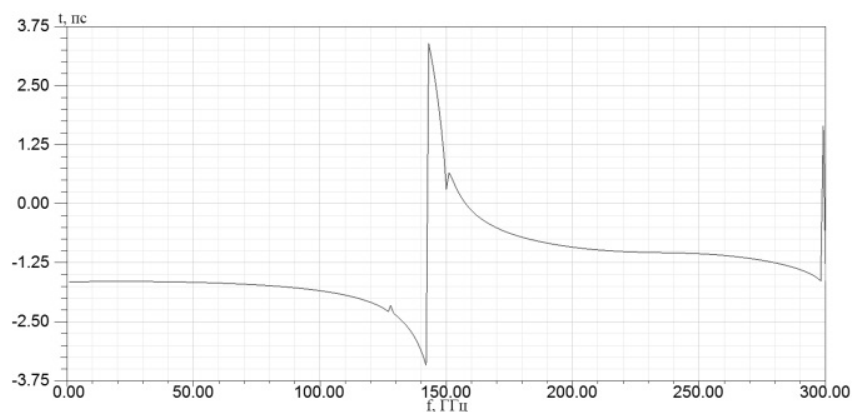


Рис. 8. Частотные характеристики оценки времени задержки прохождения сигнала из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого

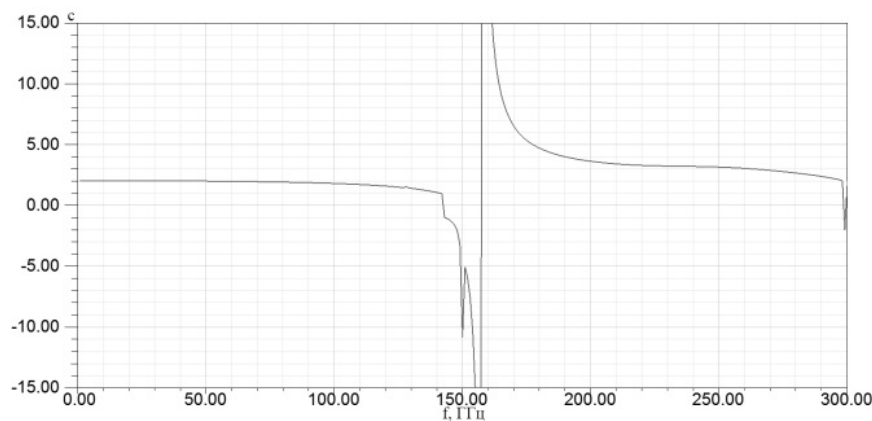


Рис. 9. Скорость прохождения сигнала из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого

III. Выводы

Из представленных выше частотных характеристик внутреннего куба Сестрорецкого можно сделать следующие выводы, которые подтверждают положения, высказанные ранее в работах [4-12]:

1. Рассмотренный внутренний куб Сестрорецкого достаточно хорошо описывается одномодовым приближением и обладает свойствами двойного волноводного тройника [14] до частот 100 ГГц (размер ребра составляет 1/3 длины волны):

- а) вход 2 является согласованным и развязан с входом 1;
- б) вся энергия, поступающая на вход 2, делится в одинаковой пропорции между входами 3, 4, 5, 6;
- в) если принять амплитуду напряженностей электрического и магнитного поля падающей волны на вход 2 за 1, то амплитуды волн прошедших на входы 3, 4, 5, 6 равны 1/2;
- г) если амплитуда вектора плотности потока мощности падающей на вход 2 электромагнитной волны равна 1, то амплитуды плотности потока мощностей электромагнитных волн прошедших на входы 3, 4, 5, 6 равны 1/4;

д) направления векторов напряженностей электрического \vec{E} , магнитного \vec{H} полей и векторов плотности потока волн падающей на вход 2 и прошедших на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого показаны на рис. 10.

2. Запаздывание фазы при прохождении монохроматического сигнала из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 линейно зависит от частоты вплоть до 100 ГГц (размер ребра внутреннего куба Сестрорецкого соответствует 1/3 длины волны). Таким образом, получается, что соответствующие времена задержки прохождения сигнала из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 не зависят от частоты вплоть до 100 ГГц и соответствуют удвоенной скорости света в вакууме. Данный факт позволяет сделать вывод о том, что сигналы (в том числе и видеоимпульсы), спектр которых лежит в пределах до 100 ГГц, будут проходить из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого со скоростью в два раза превышающую скорость света в вакууме.

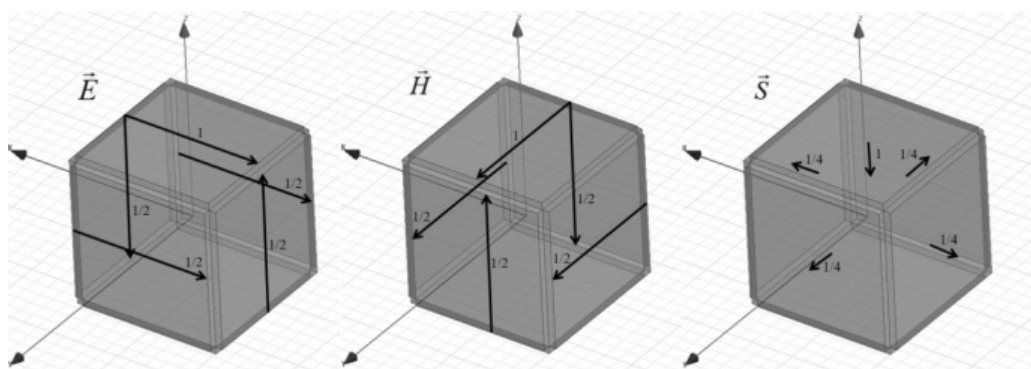


Рис. 10. Изображение направлений векторов напряженностей электрического \vec{E} , магнитного \vec{H} полей и векторов плотности потоков волн падающей на вход 2 и прошедших на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого

IV. Заключение

Проведено численное моделирование в электродинамической программе ANSYS HFSS v.15 частотных характеристик внутреннего куба Сестрорецкого. Показано, что внутренний куб Сестрорецкого обладает свойствами двойного волноводного тройника для длин волн больших, чем $1/3$ длины ребра внутреннего куба Сестрорецкого. Подтверждена гипотеза, высказанная в работе [4-7], о том, что сигналы будут проходить из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого со скоростью в два раза превышающую скорость света в вакууме. Показано, что сигналы будут проходить из входа 2 на входы 3, 4, 5, 6 внутреннего куба Сестрорецкого со скоростью в два раза превышающую скорость света в вакууме при условии, что их спектр лежит в пределах частот, ограниченных частотой, соответствующей $1/3$ длины ребра внутреннего куба Сестрорецкого.

V. Литература

1. Годин А.С., Цай А.Б., Климов К.Н. // РЭ. 2015. Т.60. №4. С. 352-357.
2. Годин А.С., Цай А.Б., Климов К.Н. // РЭ. 2015. Т.60. №5. С. 468-485.
3. Годин А.С., Цай А.Б., Климов К.Н. // РЭ. 2015. Т.60. №7. С. 695-704.
4. Сестрорецкий Б.В., Владимиров Ю.К. О некоторых задачах машинного проектирования сложных СВЧ систем // В сб. "Машинное проектирование устройств и систем СВЧ". Общество "Знание" Украинской ССР, Киев, 1974, вып. 1. С. 14-15.
5. Сестрорецкий Б.В. Возможности прямого численного решения краевых задач на основе метода импедансного аналога электромагнитного пространства (ИАЭП) // Вопросы радиоэлектроники, сер. "Общетехническая", 1976, вып. 2. С. 113-128.
6. Сестрорецкий Б.В. RLC и R_t-аналоги электромагнитного пространства // Межвузовский сборник научных трудов "Машинное проектирование устройств и систем СВЧ", МИРЭА, 1977. С. 127-158.
7. Сестрорецкий Б.В. Балансные RLC и R_t схемы элементарного объема пространства. // Вопросы радиоэлектроники, сер. "Общие вопросы радиоэлектроники", 1983, вып. 5. С. 56-85.
8. Johns P.V. A Symmetrical Condensed Node for the TLM Method // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. Apr. 1987, pp. 370-377.
9. Hoefler W. The transmission-line matrix method – theory and applications // IEEE Trans., Oct. 1985, pp. 882-893.
10. Christopoulos C. The Transmission-Line Modelling (TLM) Method. Series on Electromagnetic Wave Theory. //IEEE/ Oxford University Press, 1995, 232 pp.
11. Trenkič V. The development and characterization of advanced nodes for the TLM method // Thesis philosophy doctor degree. University Nottingham. 1995.
12. Russer P. The Alternating Rotating Transmission Line Matrix ARTLM Scheme // Electromagnetics. October 1996, №16(1), pp. 537-551.
13. Банков С.Е., Курушин А.А. Проектирование СВЧ устройств и антенн с Ansoft HFSS // Журнал «Радиоэлектроники», 2009. С. 244. URL: <http://jre.cplire.ru/win/library/7/text.pdf> (Дата обращения 26.05.2014).
14. Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ, Москва, Высшая Школа, 1981. С. 295.
15. Климов К.Н., Гежа Д.С., Фирсов-Шибяев Д.О. Практическое применение электродинамического моделирования. Германия, LAP Lambert Academic Publishing, 2012. С. 205.
16. Климов К.Н., Фирсов-Шибяев Д.О., Гежа Д.С. Метод импедансного анализа электромагнитного пространства. Германия, LAP Lambert Academic Publishing, 2013. С. 115.
17. Марков Г.Т., Сазонов А.М. Антенны. Москва, Энергия, 1975. С. 528.
18. Баскаков С.И. Основы электродинамики. Москва, Сов. Радио, 1973. С. 248.
19. Жексенов М.А., Петров А.С. РЭ. 2014. Т. 59. №4. С. 317.
20. Жексенов М.А., Петров А.С. РЭ. 2014. Т. 59. №5. С. 467.

РАСПРЕДЕЛИТЕЛЬНО-СУММИРУЮЩАЯ СИСТЕМА ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ПЕРЕДАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА S-ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Боловин А.А., Конов К.И., Коркинец В.О, Сучков А.В.

Научно-производственное объединение «Лианозовский электромеханический завод»

Россия, Москва, a7dslim@gmail.com

Проведено проектирование, численный анализ и электродинамическое моделирование направленных ответвителей волноводного делителя 1:16. С учетом результатов электродинамического моделирования проведена корректировка геометрически направленных ответвителей с целью обеспечения равноамплитудного деления мощности. Теоретические расчеты проведены в программе MathCAD, а электродинамическое моделирование в программе Ansoft HFSS.

Введение

Реализована распределительно-суммирующая система, предназначенная для использования в составе твердотельного передающего устройства S-диапазона частот. Распределительно-суммирующая система выполнена с достаточным запасом электрической прочности.

Основная часть

Исходя из условий приемлемой технической и конструктивной реализации, делитель и сумматор мощности системы выполнены идентично на базе волноводной схемы с последовательно включенными с эквидистантным шагом шестнадцатью направленными ответвителями. В балансных плечах делителя и сумматора мощности расположены поглощающие СВЧ-нагрузки. Одним из основных достоинств распределительно-суммирующей системы, построенной на базе последовательной схемы, является то, что при любом количестве вышедших из строя усилителей мощности импульсов, а также независимо от величин амплитудных и фазовых ошибок системы в любую из 16-ти поглощающих нагрузок сумматора не поступит мощность превышающая значение выходной мощности одного усилителя (в отличие от систем, реализованных на базе параллельных и параллельно-последовательных схем).

На выходах и входах делителя и сумматора мощности расположены волноводно-коаксиальные переходы, предназначенные для обеспечения сопряжения с помощью радиочастотных кабелей с коаксиальными входами и выходами усилителей мощности импульсов. Наличие волноводно-коаксиальных переходов в конструкции дополнительно дает возможность компенсации фазовых ошибок (вносимых за счет радиочастотных кабелей и разброса переходных ослаблений направленных ответвителей) при включении волноводных вставок определенной длины в разрыв между фланцами волноводно-коаксиальных переходов и соответствующих выходов и входов делителя и сумматора.

Исходя из условий удобства конструктивного построения, а также возможности реализации характеристик устройства, удовлетворяющих заданным техническим требованиям в схему внесены оконечные балансные нагрузки. Их применение объясняется тем, что без их использования возникнут сложности в конструктивной реализации последнего (первого) выхода (входа) делителя (сумматора) мощности в конструкции потребуются наличие дополнительных Н-уголков и фазирующих вставок, а также в обеспечении необходимого переходного ослабления на этом выходе (входе) в рабочем диапазоне частот.

Для обеспечения возможности подключения к сумматору мощности волноводного тракта стандартного сечения 72×34 мм на его выходе установлен одноступенчатый волноводный переход. Таким образом условная схема распределительно-суммирующей системы имеет вид представленный на рис. 1.

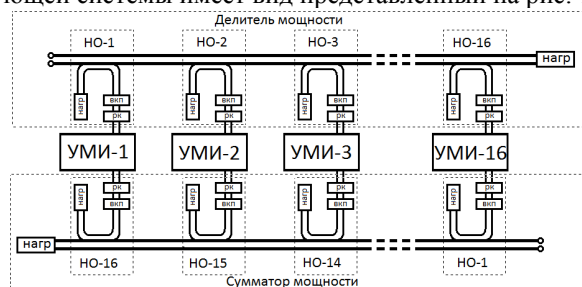


Рис. 1. Структурная схема построения РСС

Расчеты

Для равенства амплитуд сигналов на выходах делителя, НО имеют переходные ослабления, вычисленные в выражении 1, где C_n – переходное ослабление n-го направленного ответвителя, P – мощность, поступающая на вход делителя, $P_{отв}$ – мощность на выходах каждого НО, n – номер НО.

$$C_n \text{ теор} = \frac{P_{отв}}{(P - (n - 1)P_{отв})} \quad (1)$$

Таким образом, рассчитав по формуле 1 переходные ослабления, и опираясь на описание устройства мы получаем схему представленную на рис. 2.

При проектировании данной схемы на практике, должна получиться распределительно-суммирующая система с равномерным распределением амплитуды. Фазу в данном устройстве можно скорректировать до нужных значений путем добавления волноводных вставок определенных размеров.

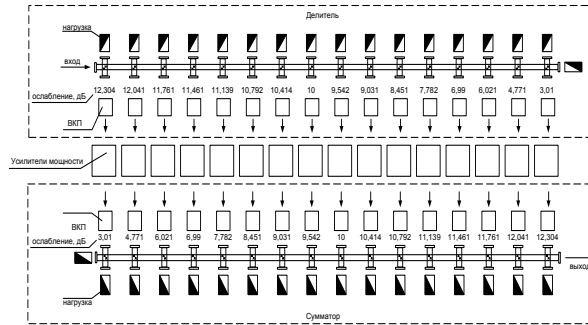


Рис. 2. Схема устройства РСС

Модель направленных ответвителей на основе перпендикулярного соединения двух волноводов по широкой стенке с крестами в роли отверстий связи. Данные ответвители обладают рядом преимуществ:

- Рабочая полоса частот не менее 20%.
- Динамический диапазон изменения переходных ослаблений не менее 40 дБ.
- Направленность не менее 25 дБ
- Возможность реализации переходного ослабления до 3 дБ.
- Удобство сборки НО в последовательную схему с заданным шагом.

Первичный расчет величин геометрических размеров крестообразных направленных ответвителей выполнялся по формуле 2.

$$C_{41 \text{ расч}} = 20 \lg \left[\frac{2F_h \pi^2 l^3 \left[\sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right) \times \sin\left(2\pi \times \frac{a-2x}{\lambda_g}\right) \right]}{24a^2 b \times \left(\ln\left(\frac{4l}{w}\right) - 1\right) \times \left[1 + (2l - 0.56w)^2 \times \left[\frac{\pi^2 l^3 \times \sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right)}{24a^2 b \lambda_{cp}^2 \times \left(\ln\left(\frac{4l}{w}\right) - 1\right)} - 1 \right] \right]} \right] \quad (2)$$

где l – длина крестообразного ответвителя, w – ширина крестообразного ответвителя, F_h – коэффициент затухания с учетом стенки волновода, a – длина широкой стенки волновода, b – длина узкой стенки волновода, λ_{cp} – средняя длина волны, λ_g – длина волны в волноводе, x – длина от центра крестообразного отверстия до стенки волновода.

Вышеприведенная формула (2) позволила получить примерные размеры направленных ответвителей по переходным ослаблениям, приведенным в формуле 1.

Электродинамическое моделирование

Исходя из выбранных размеров были построены модели первого и последнего направленных ответвителей (рис. 3).

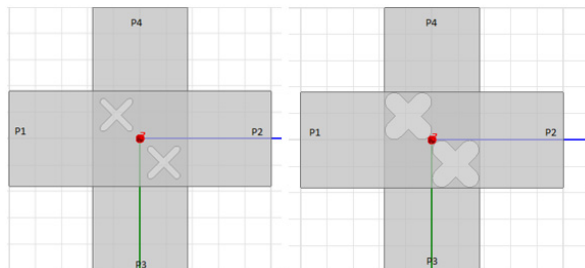


Рис. 3. Модели первого и последнего направленных ответвителей

Электродинамический анализ данных моделей выявил некоторые расхождения с расчетными значениями переходных ослаблений. Неточности в данных расчетах основаны на отсутствии в математической модели закруглений на концах крестообразных направленных ответвителей. В ходе электродинамического моделирования данные закругления необходимо добавить в силу того, что на этапе конструирования направленных ответвителей в стенках волновода они будут вырезаться на станке, который не сумеет обеспечить прямоугольные окончания.

Проведена коррекция размеров направленных ответвителей. В результате коррекции было решено изменить геометрию отверстий последнего направленного ответвителя, а также размеры остальных отверстий связи. Последний направленный ответвитель имеет гантелеобразную форму на окончаниях крестов (рис. 4). Измененная геометрия отверстий данного направленного ответвителя позволила улучшить характеристики переходного ослабления до значения в приблизительно 3 дБ.

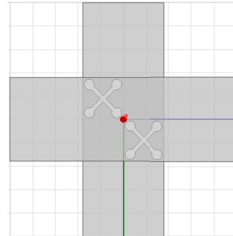


Рис. 4. Последний направленный ответвитель с гантелеобразной формой на окончаниях крестов-отверстий

Коррекция размеров направленных ответвителей позволила получить результаты, подходящие для равноамплитудного распределения в S-диапазоне частот.

Спроектирована полная модель делителя мощности (рис. 5).

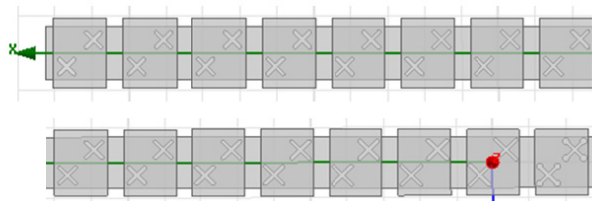


Рис. 5. Полная модель делителя мощности

Сумматор мощности в распределительно-суммирующей системе идентичен делителю мощности и в системе подключается к делителю зеркально.

Коэффициент стоячей волны по напряжению в делителе не превышает значения 1.23 на выходах системы во всем заданном диапазоне. На входе значение КСВН составляет 1.03 (Рис.6).

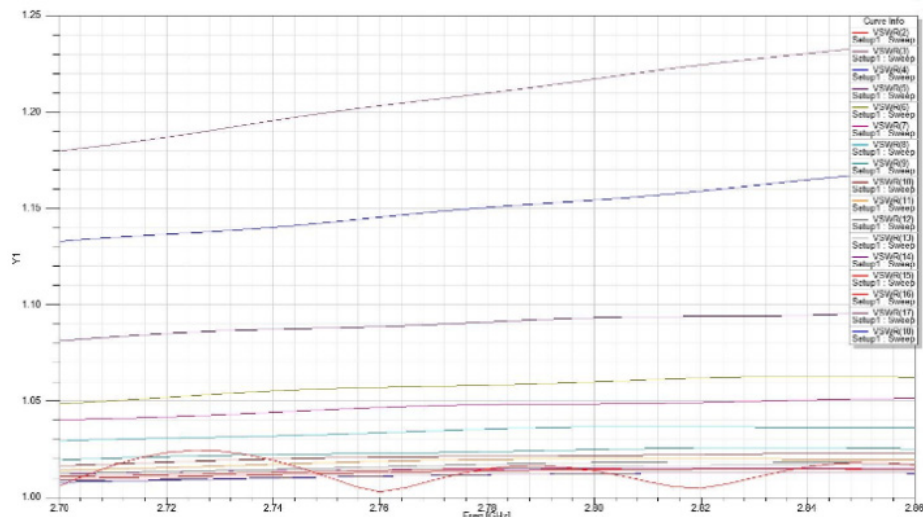


Рис. 6. Все КСВН с входа и выходов делителя

Достигнуто равноамплитудное распределение на всех выходах делителя (рис. 7) отвлечение мощности на каждом выходе составляет приблизительно 12 дБ.

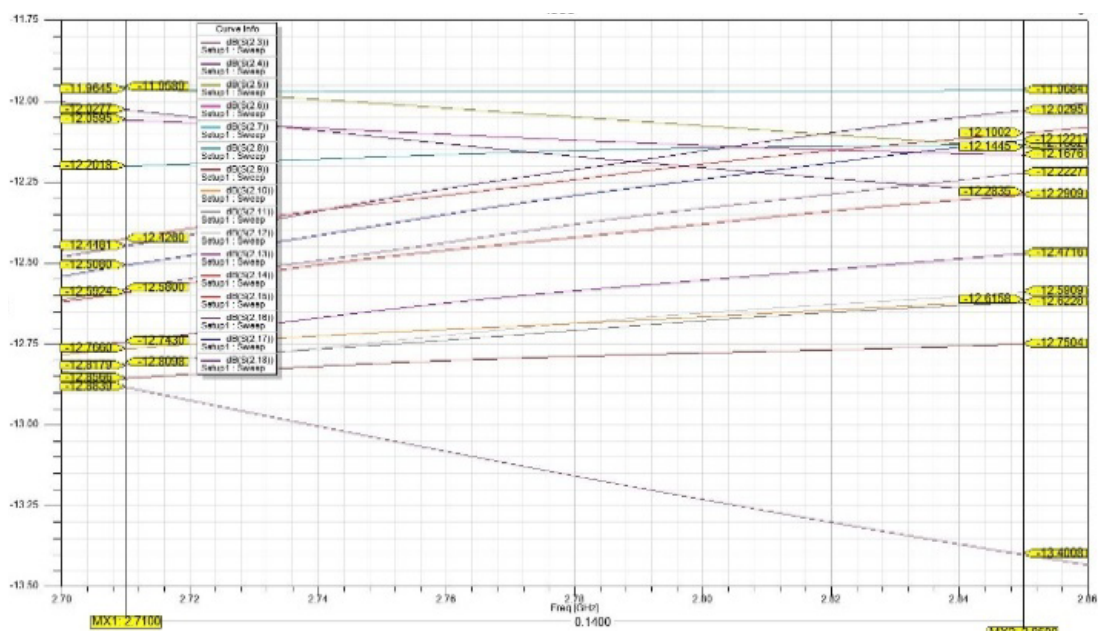


Рис. 7. Амплитуды на всех выходах (входах) делителя (сумматора)

Выводы

1. При работе всех 16-ти усилительных модулей мощность, поглощаемая нагрузками сумматора, составляет 6%;
2. Поглощаемая мощность распределена по нагрузкам неравномерно. Максимальная теоретическая выходная мощность сумматора составляет 94% от суммарной мощности усилительных модулей.
3. Математический расчет геометрических размеров, дает лишь приблизительные результаты для построения направленных ответвителей по переходным ослаблениям. Для определения точных размеров направленных ответвителей требуется коррекция проведенных расчетов.
4. Переходное ослабление направленного ответвителя напрямую зависит от размеров НО.
5. Откорректированные модели ДМ и СМ с высокой степенью вероятности обеспечат возможность их практической реализации с характеристиками, удовлетворяющими заданным техническим требованиям.
6. Значения фаз на выходах ДМ и СМ возможно откорректировать путем добавления фазировочных вставок.
7. СМ имеет необходимый запас по электрической прочности при работе на сложение 16-ти УМИ с выходной импульсной мощностью порядка 800 Вт.

Литература

1. Сосунов В.А., Шибаев А.А. Направленные ответвители сверхвысоких частот. Саратов, Приволжское книжное издание, 1964.
2. Гольберг Б.Х., Теленков Е.А., Воскресенский Д.И., Воронцов В.Н. Конструирование фидерных устройств, Москва, МАИ, 1988.
3. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. Москва, Советское радио, 1967.
4. «Инновации в авиации и космонавтике – 2015» – Сборник тезисов докладов: Боловин А.А., Коркинец В.О., Конов К.И. «Распределительно-суммирующая система передающего устройства S-диапазона частот». Москва, МАИ, 2015.
5. Горак Ю. Направленные ответвители с взаимно перпендикулярными волноводами. Зарубежная техника связи, 1961.
6. Устройства сложения и распределения мощностей высокочастотных колебаний / Под ред. З.И. Моделя. Москва, Связь, 1980.

ЛИНЕЙНАЯ ПЕЧАТНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ ТИПА «COSEC2 θ »

Коркинец В.О., Сучков А.В., Конов К.И., Боловин А.А.

Разработана печатная антенная решетка L-диапазона системы автоматического зависимого наблюдения, предназначенная для формирования диаграммы направленности типа «косеканс», обеспечивающая работу в угловом секторе от 0° до 75°.

Антенная решетка выполнена на базе симметричной полосковой линии, которая построена по схеме из 14-ти печатных полуволновых вибраторных излучающих элементов.

Синтез устройства проводился методом Вудворда – Лоусона.

Используя 14-канальную диаграммообразующую схему параллельного типа, выполненную на базе 13-ти неразвязанных полосковых тройников, реализовано заданное амплитудно-фазовое распределение.

Электродинамическое моделирование проводилось с использованием программы HFSS. Так же применялись специально созданные вспомогательные алгоритмы расчетов, реализованные в программной среде MathCAD.

ВОЛНОВОДНЫЕ И КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ СУММИРОВАНИЯ МОЩНОСТИ ГЕНЕРАТОРОВ 3-ММ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Ефремова М.В., Иванов И.М., Скрипкин Н.И.
ОАО «ПЛУТОН» – ЗАО «РТИ РАДИО»
vela-kim@mail.ru

Представлены результаты работ по созданию эффективных сумматоров мощности магнетронных генераторов 3-мм диапазона в режиме синхронизации. Для различных способов суммирования представлены расчеты электродинамических систем и экспериментальные результаты. Обсуждается эффективность способов и возможность их применения.

Ключевые слова: синхронизация, магнетрон, 3-мм диапазон, сумматор.

В настоящее время существует потребность в увеличении мощности импульсных генераторов 3-миллиметрового диапазона длин волн для целей радиолокации и радионаблюдения большой дальности и высокого уровня разрешения. Одним из вариантов реализации подобных устройств может быть применение метода синхронизации нескольких генераторов и когерентное сложение мощностей синхронизированных устройств. Ранее в ряде работ [1-5] были экспериментально исследованы различные устройства в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн. В данной работе рассматриваются три способа суммирования мощностей синхронизированных магнетронных генераторов 3-мм диапазона длин волн: суммирование 3-х магнетронов в электродинамической системе волноводных тройников, суммирование 3-х магнетронов в квазиоптическом мосту с выводом на волноводную нагрузку, суммирование в квазиоптическом тройнике с выводом энергии в свободное пространство. Экспериментальная проверка выполнена на трехканальном модуляторном стенде в ЗАО «РТИ-РАДИО» при участии сотрудников этого предприятия (далее – «F0» - фиксированная частота 3-мм диапазона)

1. Суммирование 3-х магнетронов в системе волноводных тройников

В качестве базовой схемы для суммирования и синхронизации 3-х магнетронных генераторов была выбрана схема Э. Дейвида [6] на основе волноводов сечением 2,4x1,2 мм, представленная на рис. 1.

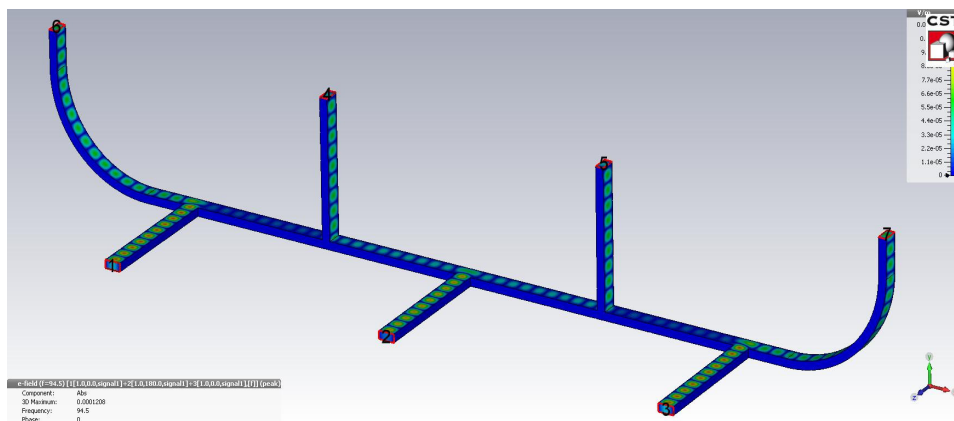


Рис. 1. Схема сумматора

Данная схема состоит из 3-х тройников Н-типа и 2-х тройников Е-типа, связанных между собой отрезками волноводов. При этом порты 1,2,3 являются входными, а порты 4,5,6,7 выходными. С помощью математического моделирования был выполнен расчет и оптимизация геометрических размеров сумматора для работы на частоте входных сигналов используемых генераторов. В результате проведения оптимизации:

- обеспечено равномерное распределение мощности – на выходных портах схемы ($R_{\text{вых}1} \approx R_{\text{вых}2} \approx R_{\text{вых}3} \approx R_{\text{вых}4}$, при этом разброс $\Delta R_{\text{вых}}$ составил не более 5%);
- обеспечено необходимое равномерное распределение отраженной мощности на входных портах схемы ($R_{\text{отр}1} \approx R_{\text{отр}2} \approx R_{\text{отр}3}$, при этом разброс $\Delta R_{\text{отр}}$ составил не более 5%, при отражении $\Gamma < -10$ дБ);
- обеспечена необходимая рабочая полоса частот не менее 200 МГц;

- коэффициент суммирования ($K_{\text{сум}} = \sum P_{\text{вых}} / \sum P_{\text{вх}}$) составил 0,8;
- получена визуализации распределения полей, позволяющая определить характер процессов в отдельных частях устройства.

Экспериментальное исследование сумматора проводилось на трехканальном модуляторе (рис. 2). Фотография стенда с диагностическим оборудованием представлена на рис. 3.

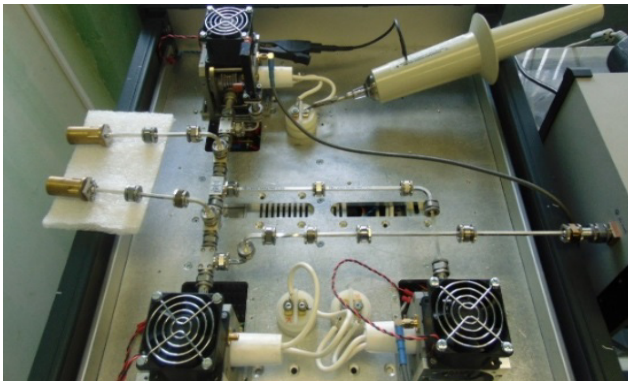


Рис. 2. Модулятор с сумматором (2 канала – на рупора)



Рис. 3. Диагностическое оборудование

На первом этапе эксперимента были проведены работы по настройке входных каналов сумматора (изменения электрической длины трактов) для обеспечения максимальной полосы захвата в соответствии с теорией синхронизации [6]. В результате эксперимента получены следующие результаты:

Входные параметры магнетронов:

- импульсная мощность – 5,5; 6,2; 5,7 кВт;
- длительность импульса – 200 нс;
- частота посылок – 2000 Гц;
- собственные частоты магнетронов – $F_0 - 10$ МГц, $F_0 + 20$ МГц, $F_0 - 20$ МГц.

Результаты эксперимента:

- синхронизированная частота – F_0 ;
- суммарная импульсная мощность по четырем каналам – 13,8 кВт;
- неравномерность распределения мощности по каналам около 5%;
- длительность выходного импульса - 200 нс;
- полоса «захвата» – 40 МГц;
- коэффициент суммирования – 0,79;
- максимальная полоса – около 100 МГц.

Осциллограмма ВЧ-огibaющей в несинхронном и синхронном режимах представлена на рис. 4 (верхняя кривая – анодное напряжение). Спектрограмма несинхронного и синхронного сигналов одного из каналов представлены на рис. 5 (частота с учетом гетеродина).

В процессе экспериментов два выходных канала были направлены на рупорные излучатели и сложены на двумерной поглощающей мишени на расстоянии около 0,5 м от излучателя. Интерференционная картина представлена на рис. 6. Изображение подтверждает когерентность работы системы.

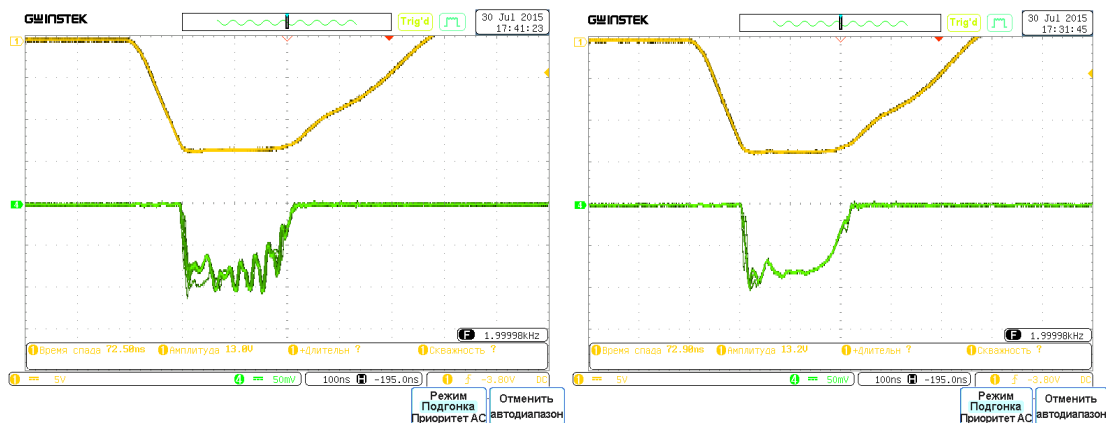


Рис. 4. Осциллограмма ВЧ-огibaющей в несинхронном и синхронном режимах

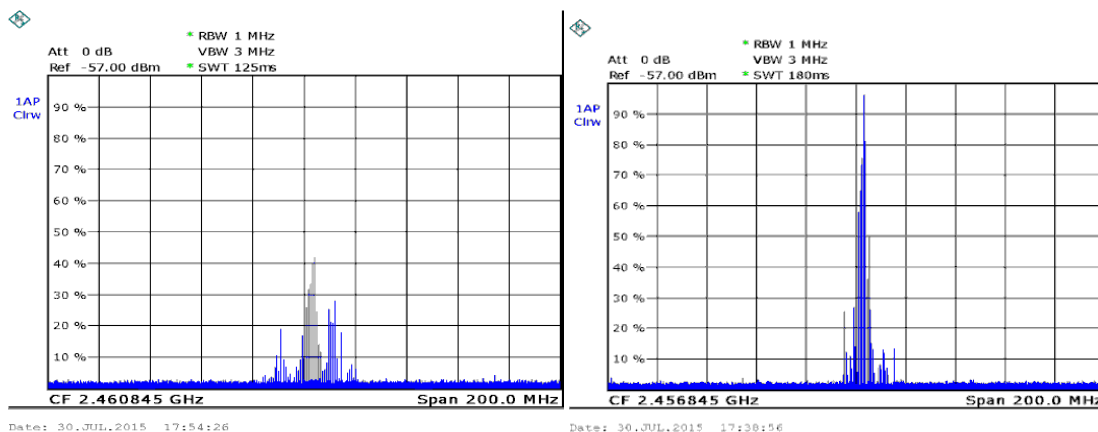


Рис. 5. Спектрограмма несинхронного и синхронного сигналов

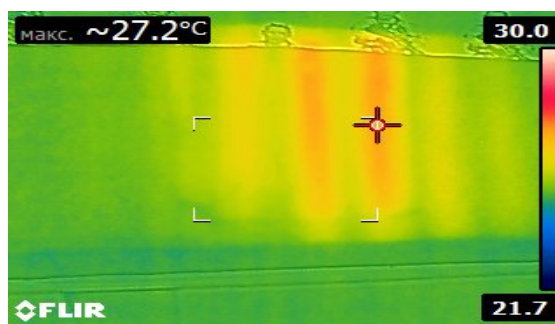


Рис. 6. Интерференционная картина

В результате проведенных экспериментальных работ подтверждена работоспособность данного способа суммирования синхронизированных генераторов. В дальнейшем этот способ суммирования предполагается использовать в составе приемо-передающего модуля локатора высокого уровня мощности с фазированной антенной решеткой. В настоящее время в ЗАО «РТИ-РАДИО» готовится модельный эксперимент такой системы.

2. Суммирование и усиление в квазиоптическом мосту

В дальнейших экспериментах был использован балансный смеситель в виде трехдецибельного моста. Идея использования подобных устройств изложена в работах шестидесятых годов [7,8]. В 3-мм диапазоне классические волноводные мосты имеют крайне малые размеры отверстий связи, и электрическая прочность подобных устройств недостаточна для работы с киловаттными уровнями импульсной мощности. Поэтому было принято решение о переходе на квазиоптические принципы формирования суммированного сигнала, и был разработан квазиоптический мост с параметрами¹, приведенными в таблт 1.

Таблица 1. Параметры квазиоптического моста

Рабочая частота	F0
Рабочая полоса частот	не менее 800МГц
Импульсная мощность входных сигналов	не более 10кВт
Максимальная импульсная мощность в выходном плече	30кВт
Направленность	20дБ
Переходное ослабление	4±1дБ.

Принцип работы моста основан на эффекте Гальбота в сверхразмерном волноводе. Плоский сверхразмерный волновод, возбуждается на входе двумя плоскими рупорами и имеет на выходе такие же плоские рупоры. Один рупор на входе моста (рупор 1 на рис. 3) возбуждает первую и вторую моду колебаний, удовлетворяющих граничному условию отсутствия излучения в другом входном рупоре. Обе моды распространяются с различными фазовыми скоростями. Разница в волновых числах равна

¹ Квазиоптический мост разработан сотрудниками ОАО «Гиком» и ИПФ РАН Денисовым Г.Г. и Шмелевым М.Ю.

$$\Delta k = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} - \sqrt{k_0^2 - \left(2\frac{\pi}{a}\right)^2}, k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

где λ – длина волны в вакууме, a – ширина плоского волновода, длина волновода L подбирается из условия равенства набегу фаз 90°

$$\Delta k \cdot L = \frac{\pi}{2} \quad (10)$$

Приближенно условие (10) можно представить в виде

$$L = \frac{1}{3} \frac{2a^2}{\lambda}, \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 \ll 1 \quad (11)$$

Отметим, что величина L соответствует части длины Гальбота (a – период оптической системы)

$$Z_T = \frac{\lambda}{1 - \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{a^2}}} \approx \frac{2a^2}{\lambda}, \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 \ll 1 \quad (12)$$

На рис. 7 приведено мгновенное распределение электрического поля в модели моста, полученное методом математического моделирования.

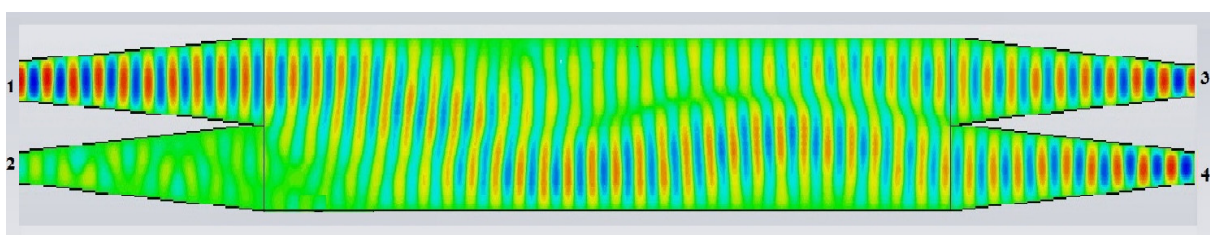


Рис. 7. Мгновенное распределение поля в объеме моста при питании с двух входов (3 и 4) со сложением в одном выходном рупоре (1)

Если выполнено условие (10), то в каждый выходной рупор (3 и 4 на рис. 7) войдет волна от обеих мод со сдвигом 90° . Соответственно в обратном случае, когда на входе оба рупора (3 и 4 на рис. 3) запитаны генераторами со сдвигом 90° , на выходе оба излучения сложатся в одном рупоре (1 на рис. 3). Условие ортогональности двух излучений на входе является неперенным условием возбуждения обеих мод.

Самосинхронизация двух магнетронов при работе на общую нагрузку

Схема проведения эксперимента по синхронизации двух магнетронов на квазиоптическом мосте, аналогичная описанной в [4] представлена на рис. 8, фотография установки – на рис. 9.

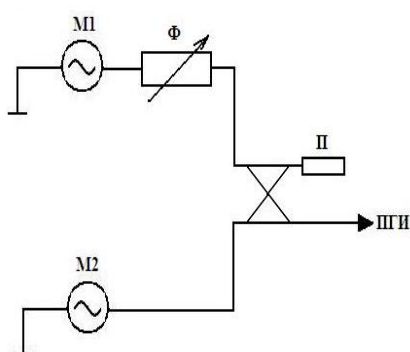


Рис. 8. Схема установки

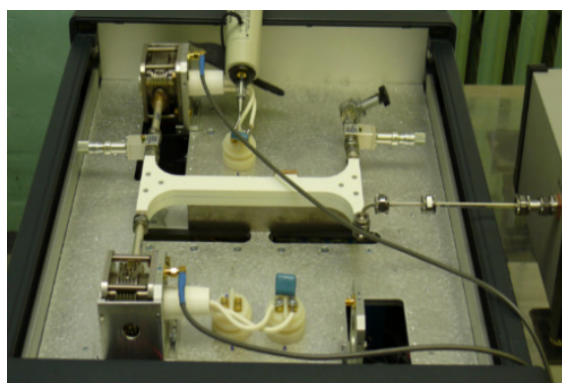


Рис. 9. Экспериментальная установка

Взаимная фазировка двух магнетронов обеспечивалась фазосдвигателем Φ , согласование со стороны плеча 2 – короткозамыкающим поршнем Π . Рабочие частоты двух магнетронов составляли $F_0 - 25$ МГц и $F_0 + 30$ МГц (F_0 – частота синхронизированных магнетронов). Мощность каждого из магнетронов на согласованную нагрузку – 4,2 кВт и 5,1 кВт соответственно. Длительность импульса СВЧ-генерации 200 нс. Перемещением поршня Π суммированный сигнал направлялся на вход прибора горячих измерений (ПГИ), подбором положе-

ния поршня обеспечивался максимальный коэффициент суммирования $K_{\text{сум}}=0.9$ ($P_{\text{сум}}=8.4\text{кВт}$) на частоте F_0 . При перемещении поршня на расстояние, большее $0,1\lambda$ от оптимального значения, происходила рассинхронизация магнетронов. При этом каждый из них начинал работать на собственной частоте. Спектрограммы представлены на рис. 10. Осциллограммы – на рис. 11.

Максимальная полоса частоты суммирования при фазовом ограничении Δ $\Delta f=60$ МГц. Высокий коэффициент суммирования квазиоптических мостов в данной схеме может быть использован в практических схемах суммирования.

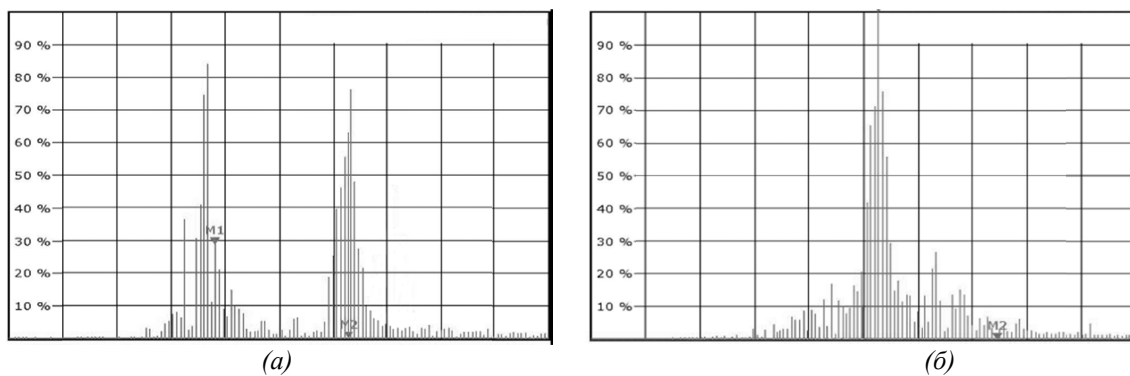


Рис. 10. Спектрограммы несинхронного (а) и синхронного (б) режимов

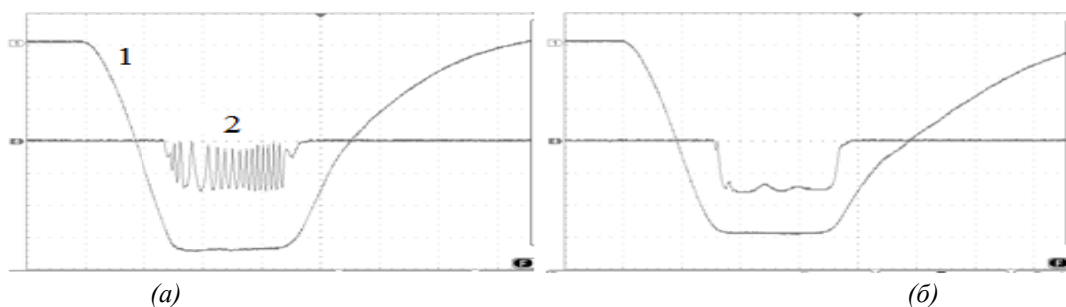


Рис. 11. Огибающие СВЧ-сигнала несинхронного (а) и синхронного режимов (б).
(1 – импульс анодного напряжения, 2 – огибающая СВЧ-сигнала)

Регенеративный усилитель на основе квазиоптического моста

В теории синхронизации колебательных процессов рассматривается, как правило, два различных режима: самосинхронизация и синхронизация внешним сигналом. Принципиальное отличие состоит в том, что в случае самосинхронизации обратная связь системы синхронизации осуществляется «всех со всеми» генераторами, а в случае синхронизации внешним сигналом источник внешнего сигнала не имеет обратной связи с синхронизируемыми генераторами. Во втором случае происходит как бы «навязывание» внешней частоты. В применение к нашему случаю: если вместо короткозамыкающего поршня (рис. 8) к квазиоптическому мосту подключить источник входного сигнала (входной магнетрон) с аттенуатором и ферритовым вентилем, то схема приобретает свойства регенеративного усилителя. Такое устройство было предложено И.В. Лебедевым в начале 60-х годов XX века [7]. В дальнейшем в работе О.Б. Бецкого и Э.М. Гутцайта были проведены расчетные и экспериментальные исследования аналогичного устройства в 3-см диапазоне длин волн [8]. Нами были проведены эксперименты по созданию регенеративного усилителя в 3-мм диапазоне. Были исследованы режимы захвата частоты в зависимости от мощности и частоты внешнего сигнала. Фотография экспериментальной установки представлена на рис. 12.

Входные параметры:

- Импульсная мощность выходных магнетронов (M1, M2), кВт 5,5; 5,7
- Собственные частоты выходных магнетронов, МГц $F_0 - 10$ МГц; $F_0 - 30$ МГц
- Основная частота входного магнетрона, F_0
- Диапазон регулировка входной мощности, кВт 0,5 – 2
- Диапазон регулировки входной частоты, МГц +/- 20

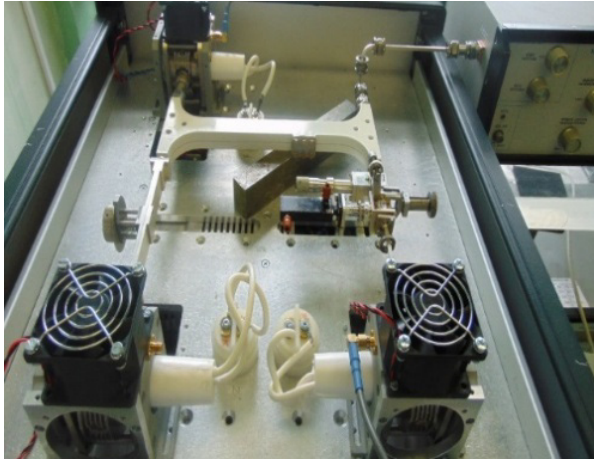


Рис. 12. Экспериментальная установка

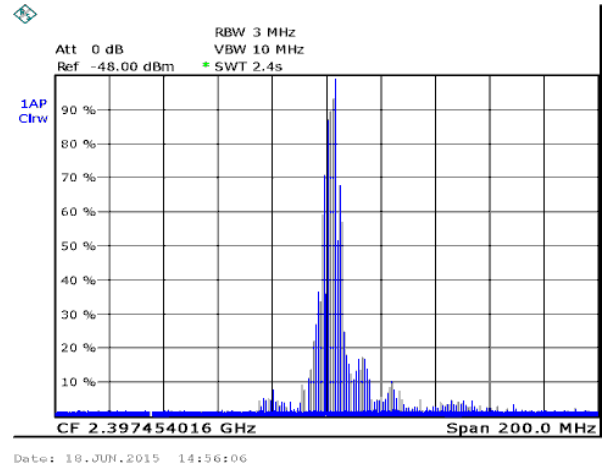


Рис. 13. Спектрограмма выходного сигнала

Результаты эксперимента:

- получено устойчивая работа в режиме синхронизации внешним сигналом двух магнетронов в квази-оптическом мосту,
- максимальный коэффициент усиления при полосе захвата $\Delta F = 30$ МГц составил около 10 дБ,
- максимальная мощность на выходе усилителя составила 8,1 кВт,
- определена зависимость ширины полосы захвата от входного сигнала, при этом максимальная ширина полосы наблюдалась при коэффициенте усиления около 6 дБ,
- максимальная ширина полосы перестройки входного сигнала (полоса захвата) составила 50 МГц,
- отмечено, что устройство сохраняет работоспособность при выключении одного из выходных магнетронов, при этом коэффициент усиления уменьшается на 3 дБ,
- спектрограмма выходного сигнала представлена на Рис. 13

3. Суммирование на квазиоптическом тройнике в свободном пространстве

В процессе проведения исследований по самосинхронизации генераторов 3-мм диапазона в свободном пространстве нами был предложен способ суммирования на квазиоптическом тройнике в виде проводящей призмы с двумя полированными сопряженными гранями, на которые падает излучение от двух рупорных излучателей одинаково поляризованных генераторов (магнетронов). Схема эксперимента представлена на рис. 14. Фотография – на рис. 15. Достоинством таких систем является высокая электрическая прочность, возможность регулировки мощностей без применения волноводных аттенюаторов и возможность фазирования без применения фазовращателей. При этом требуется хорошая юстировка системы и формирование пучков излучения с малой расходимостью. Результаты экспериментальной проверки показали возможность получения высокого коэффициента суммирования даже без оптимизации по расходимости пучков излучения. При этом полоса синхронизации составила около 100 МГц. Настройка системы осуществлялась плавным перемещением одного из магнетронов вместе с рупорным излучателем по направлению к призме. При этом характер ВЧ-оглябляющей и спектрограммы сигналов в целом соответствовали несинхронному и синхронному режиму, описанному в разделах 1 и 2.

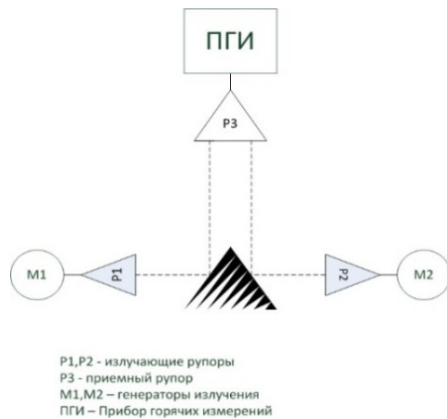


Рис. 14. Схема установки

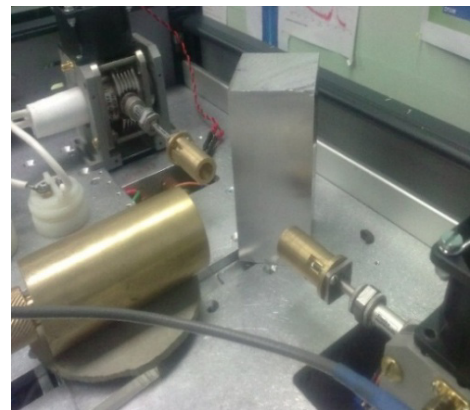


Рис. 15. Экспериментальная установка

Данная схема перспективна для применения при конструировании многоканальных сумматоров высокого и сверхвысокого уровня мощности о составе системы описанной в разделе 1. Следует отметить, что в зависимости от поляризации излучения устройство соответствует Е или Н тройнику, при этом угол между двумя гранями призмы может изменяться в зависимости от компоновочных схем.

Заключение

Представленные в работе результаты пригодны для практического применения в различных устройствах СВЧ-техники 3-мм диапазона.

Литература

1. *Егоров Ю.М., Иванов И.М., Артамонов В.А., Юсупов У.* Патент РФ №2394357. Устройство сложения мощностей генераторов на магнетронах.
2. *Иванов И.М.* Сложение мощностей при синхронизации импульсных магнетронов миллиметрового диапазона. Технологии информационного общества, 2013, №10. С. 53-55.
3. *Иванов И.М., Курушин А.А.* Синхронизация магнетронов с выводом энергии в свободное пространство // Современная электроника, 2013, № 7
4. *Иванов И.М., Петюшин Н.В., Скрипкин Н.И.* Сумматор мощности магнетронов 3-х миллиметрового диапазона длин волн // Научные технологии. 2014, №11.
5. *Боев С.Ф., Вагин А.И., Иванов И.М., Скрипкин Н.И., Ходатаев К.В.* Экспериментальное исследование самосинхронизации магнетронов трехмиллиметрового диапазона // Научные технологии. 2015, №5.
6. *Дейвид Э.* Фазирование высокочастотными сигналами / в сб. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Перевод под ред. М.М. Федорова, ил, 2, 1961, 327 с.
7. *Лебедев И. В.* Балансный усилитель СВЧ. Авторское свидетельство №25550 от 01.06.1962.
8. *Бецкий О.В., Гутцайт Э.М.* Балансный регенеративный усилитель СВЧ // Радиотехника и Электроника, 1966, №4.

Подписано в печать 15.10.2015 г.
Формат А4. Объем 20 п.л.
Тираж 300 экз. Заказ 312

Типография ООО «ИД Медиа Паблишер»
111024, Москва, ул. Авиамоторная, д.8
Тел./факс: (495) 957-77-43
www.media-publisher.ru