

ФИЗИКА И ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОВОЛН. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Кто же изобрёл и создал лампу с бегущей волной? История ЛБВ в лицах и судьбах <i>Д.И. Трубецков, Г.М. Вдовина</i>	3
Нелинейные процессы при группировании электронных потоков в мощных клистронах и пределы применимости аналитических и одномерных численных моделей для их анализа <i>В.Е. Родякин</i>	5
СВЧ усилители мощности с высоким КПД на основе технологии AlGaN/GaN <i>В.В. Кириллов, П.А. Туральчук</i>	7
Теория оротрона с двумя ленточными электронными пучками <i>Г.М. Вдовина, А.В. Титов</i>	10
К нелинейной теории взаимодействия электронных потоков с высокочастотными полями в средах с комплексной проводимостью <i>А.А. Фунтов</i>	13
О влиянии магнитных компонент высокочастотного поля при пространственном циклотронном авторезонансе <i>В.Л. Саввин, Г.М. Казарян, А.В. Пеклевский, И.И. Шуваев</i>	15
Прикладное использование радиоволн: регулирование радиочастотного спектра и некоторые связанные с ним проблемы <i>Б.С. Сорочкин</i>	19
Современный подход к разработке микроэлектронных компонентов <i>Н.Ю. Дмитриев, А.В. Трофимов</i>	20
Спектры излучения плазменного релятивистского СВЧ генератора <i>И.Е. Иванов</i>	24
Моделирование возбуждения плазменных частиц электронным пучком (EELS) с помощью метода дискретных источников <i>И.В. Лопушенко</i>	25
Численное моделирование транспорта заряженных частиц в графене <i>И.В. Капаев, В.Л. Саввин, Г.М. Казарян</i>	28
Процессы при преобразовании терагерцового излучения в электрический ток <i>К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин</i>	32
Решение проблемы возбуждения поверхностной волны в задаче Зоммерфельда о вертикальном излучающем диполе, расположенном возле границы раздела двух материальных сред <i>П.С. Глазунов, В.А. Вдовин, А.И. Слепков</i>	34

Моделирование и экспериментальные измерения многолучевой цифровой фазированной антенной решетки <i>Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев.....</i>	<i>36</i>
Антенна RFIDметки СВЧ диапазона частот для маркировки металлических объектов <i>А.П. Верёвкин, В.В. Кириллов, И.В. Мунина, П.А. Туральчук</i>	<i>38</i>
Обзор резистивных усилителей <i>С.А. Макаркин, В.В. Галушка, А.М. Павлов, Д.М. Митин, А.А. Сердобинцев, А.В. Стародубов.....</i>	<i>41</i>
Особенности группирования электронных потоков в клистроне миллиметрового диапазона <i>В.Е. Родякин, В.М. Пикунов.....</i>	<i>45</i>
Динамика электронных сгустков в многоволновых черенковских генераторах при азимутальной неоднородности плотности пучка <i>В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин</i>	<i>47</i>
Некоторые особенности расчета влияния подстилающей поверхности на условия распространения радиоволн <i>А.Ф. Королёв, Б.С. Сорокин.....</i>	<i>50</i>
Микроволновая диагностика остеопороза <i>С. Тамилова, В.А. Яковлев.....</i>	<i>53</i>
Использование фотонного кристалла для усиления и вывода колебаний, индуцированных безионной пучково-плазменной неустойчивостью <i>Н.С. Фролов.....</i>	<i>57</i>

Кто же изобрёл и создал лампу с бегущей волной? История ЛБВ в лицах и судьбах

Д.И. Трубецков^{1,2}, Г.М. Вдовина¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
vdovinagm@gmail.com

По-видимому, большинство имеющих отношение к теоретическому и экспериментальному исследованию сверхвысокочастотных устройств, в которых реализуется длительное взаимодействие электронного потока с замедленной электромагнитной волной, ответят на вопрос в названии статьи так: лампу с бегущей волной изобрёл и создал австрийский архитектор Рудольф Компфнер, а дальнейшее развитие прибора связано с именем великого американского инженера Джона Пирса. Во всяком случае так нас учили наши учителя. Правда, в статье Варнеке [1] содержатся указания на два патента Гаева, датированных 1933 годом, патент Линденблада (1940 г.) и патент на генератор со стоячей волной, предложенный Клавье и Ростасом в 1937 г. Однако, далее следует следующий текст: «В 1942-1943 г.г. Компфнер создал первый усилитель с бегущей волной, эффективно работающий на сантиметровых волнах. Обстоятельства сложились так, что этот материал был опубликован лишь в 1946 г., приблизительно в тот момент, когда Пирс и его коллеги, описывая лампу аналогичной конструкции, показали преимущества, вытекающие из основного принципа действия для получения больших КПД и широких полос пропускания на СВЧ» [1, с. 50].

В 1994 году появилась книга A.S. Gilmour, Jr. Principles of Travelling Wave Tubes (русский перевод [2]). Гилмор упоминает патенты Гаева 1933 года, указав, что «возможность взаимодействия между электронным потоком и ВЧ системой была обнаружена Гаевым» [2]. И далее: «В патентах этого года Гаев описал лампы с отклонением электронного пучка, которые могут быть использованы в качестве детекторов или осциллографов и содержат в себе некоторые черты спиральных ЛБВ. В устройствах Гаева ВЧ-сигнал, распространяющийся в спиральной структуре, был использован для отклонения полого электронного пучка. Скорость электронного пучка равнялась скорости распространения бегущей волны по спиральной структуре. Гаев не предположил, что при этом может произойти усиление волны». Дальше Гилмор приводит рисунок усилителя бегущей волны из патента Линденблада, зарегистрированного в мае 1940 года. В книге указано, что «первая лампа Линденблада была, очевидно, модифицированной версией лампы Гаева с индуктивным выводом (которая в 1982 году стала называться клистродом)». Конструкция Линденблада выглядит очень современной, поскольку в ней используется даже принцип изохронности для поддержания синхронизма волны и потока в оконечной части лампы. Дальше в истории ЛБВ по Гилмору следует Компфнер и Пирс.

Однако, недавно появилась статья Джейка Копеланда и Андрея Гаева [3]. В этой статье есть поясняющая её вставка, которая выглядит как эпиграф к тексту: «Патент, ожидающий признания. Патент Гаева, поданный в 1933 году для примитивного типа ЛБВ был в значительной степени проигнорирован». Гаев был скромным человеком, не стремящимся к публичному признанию. И, как указано в статье, лишь в 1950 годах написал: «Интересно заметить, что принцип действия недавно анонсированного как революционного прибора, который известен под названием ЛБВ, основан на принципе, впервые открытом мною в моих патентах № 2.064,469 и 2.233,126, описывающих фундаментальные идеи ЛБВ».

В статье изложен творческий путь Гаева на фоне сравнения всего сделанного Компфнером и Пирсом. Описана возможная версия появления патента Линденблада, которая содержит элементы детективного сюжета. Описана история изобретения и создания ЛБВ Рудольфом Компфнером, основанная на его книге «The invention of the travelling wave tube» [4]. Кратко излагается и первая теория ЛБВ, созданная Компфнером, положившая начало известному методу последовательных приближений, развитому применительно к приборам с распределённым взаимодействием Владимиром Николаевичем Шевчиком в Саратовском университете.

«В апреле 2002 года ушёл из жизни один из великих инженеров-провидцев Джон Робинсон Пирс, чья карьера длилась в течение шести десятилетий. Одно время он был известнейшим учёным в области инженерии». Так начинается статья Д. Мортон [5]. Это – интервью с Пирсом, в котором он лишь упоминает о ЛБВ как об одном из результатов его исследований.

В статье описан также новый способ использования эффекта подавления сигнала в ЛБВ (Kompfner dip condition) для создания импульсов с хаотическим заполнением.

Пирс был удивительно разносторонним человеком: он писал научно-фантастические рассказы, написал несколько научных и научно-популярных книг. Кстати, именно он предложил термин «транзистор» (аббревиатура слов «transconductance of transfer and varistor»). Он внёс огромный вклад в область спутниковой связи, участвуя в проектах «ЕСНО» и создании спутника «Telstar».

Он написал книгу «Наука и музыкальный звук» [6], в которой отражены его интересы к психоакустической и компьютерной музыке. Пирс заинтересовался вопросом о том, нельзя ли заменить отношение частот октавы 2:1 отношением частот 3:1 и назвать его тритавой. Он установил, что $3^{(1/13)} = 5^{(1/19)}$. Это означало, что начальное отношение частот $3^{(1/13)} = 1,088\dots$ представляет собой подходящий «полутон» для построения музыкального строя, который даёт хорошее согласие, по модулю тритавы с нотами, порождаемыми отношением частот 5:3, поскольку $3^{(6/13)}$ совпадает с $5/3$ с точностью до 0,4 %. Правда, известно, что слушатели отдавали предпочтение сочинениям, написанным в традиционной манере. На русском языке известны книги Дж. Пирса «Лампа с бегущей волной», «Теория и расчёт электронных пучков», «Почти всё о волнах», «Электроны, волны, сообщения», «Символы, сигналы, шумы. Закономерности и процессы передачи информации».

Такова сегодня история ЛБВ в лицах и судьбах. Авторы признательны А.В. Титову, который обратил их внимание на статью о Гаеве.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-00666).

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Варнеке // Миллиметровые и субмиллиметровые волны. Под ред. Р.Г. Мириманова. М.: Изд-во иностранной литературы, 1959. С. 11.
2. А.С. Гилмор мл. «Лампы с бегущей волной» М.: Техносфера, 2013.
3. J. Copeland, A. Haeff // Spectrum IEEE. 2015. V. 52. No 9. P. 38.
4. R. Kompfner “The invention of the travelling wave tube”, San Francisco Press. 1964.
5. D. Morton // Proc. of IEEE. 2002. V. 90. No 8. P. 1467.
6. J.R. Pierce “Science The of Sound Musical” N.Y. American Scientific Books, W.H. Freeman, 1983

Нелинейные процессы при группировании электронных потоков в мощных клистронах и пределы применимости аналитических и одномерных численных моделей для их анализа.

В.Е. Родякин

Физический факультет Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова
rodyakin@phys.msu.ru

Постоянное расширение применения клистронных усилителей СВЧ излучения в научных, гражданских и военных областях требует увеличения их мощности, эффективности, ширины полосы усиления и продвижения в область миллиметровых длин волн. Это в свою очередь требует совершенствования конструкций данных приборов, многочисленных исследований для решения физических и технических проблем, возникающих на пути поиска оптимальных параметров приборов.

Наиболее сложной задачей при разработке мощных клистронов является определение параметров системы взаимодействия клистрона, способной обеспечить заданные значения мощности, усиления и полосы. Такой анализ проводится с использованием программ электронно-волнового взаимодействия. Такие программы, с одной стороны, должны обеспечивать возможность получения достоверных результатов, хорошо соответствующих экспериментальным данным. С другой, они должны позволять получать результаты за разумное время. В течение последних 40 лет происходило постоянное совершенствование электронно-волновых программ, предназначенных для оптимизации параметров мощных клистронов. Данный тип электронно-волновых программ получил название «параметрических».

Одномерные модели позволяют учесть продольное кулоновское взаимодействие потока и при расчетах клистронов оценить выходные характеристики приборов, такие как КПД, выходная мощность, усиление и полоса. Данные программы до сих пор активно используются в различных клистронных центрах мира при оптимизации конструкций клистронов. Относительно простые модели, заложенные в данные программы, обеспечивают высокую скорость расчетов и позволяют проводить оптимизацию параметров системы взаимодействия. Наряду с аналитическими расчетами одномерные коды обычно используются, как первый шаг при конструировании клистронов. В 80-х годах были разработаны первые параметрические программы, использующие двумерные модели. Среди них программа ARSDYNAM комплекса программ ARSENAL-MSU [1], разработанного автором. С помощью программного комплекса ARSENAL-MSU было разработано несколько десятков высокоэффективных, широкополосных, нерелятивистских и релятивистских клистронных усилителей в нашей стране и за рубежом.

В работе приводятся результаты сравнительного теоретического анализа эффективности группирования замагниченного электронного потока в однокаскадном клистронном усилителе с помощью аналитических моделей, одномерной дисковой программы «KLYSTRON-MSU» [2] и двумерной программы «ARSDYNAM-MSU». Анализ проводился с целью установления влияния различных одномерных и двумерных нелинейных явлений на эффективность группирования электронного потока при различных значениях относительной редуцированной плазменной частоты потока ω_q / ω_0 и величины модуляции электромагнитного поля резонатора, определяемой коэффициентом взаимодействия M и относительным напряжением на зазоре резонатора V/V_0 . Анализировались значение максимальной эффективности группирования и длина, на которой достигается данный максимум. В качестве примера

на Рис.1 представлены результаты численного анализа максимальной эффективности группирования, рассчитанной с помощью двумерной программы «ARSDYNAM-MSU».

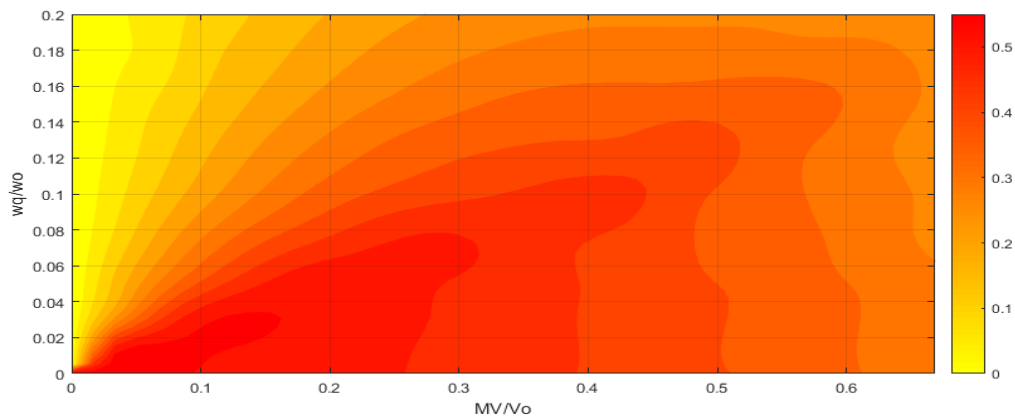


Рис. 1. Максимальная эффективность группирования однокаскадного клистронного усилителя (2D программа «ARSDYNAM-MSU»)

Проведенные расчеты позволили определить степень влияния различных нелинейных факторов на эффективность группирования, а также определить пределы применимости аналитических и одномерных моделей для оптимизации параметров клистронов. На Рис.2. представлена итоговая диаграмма пределов применимости различных моделей при анализе клистронов. Границы применимости определены, исходя из условия, что относительная ошибка максимальной эффективности группирования или длины, на которой она достигается, не должна превышать 10%.

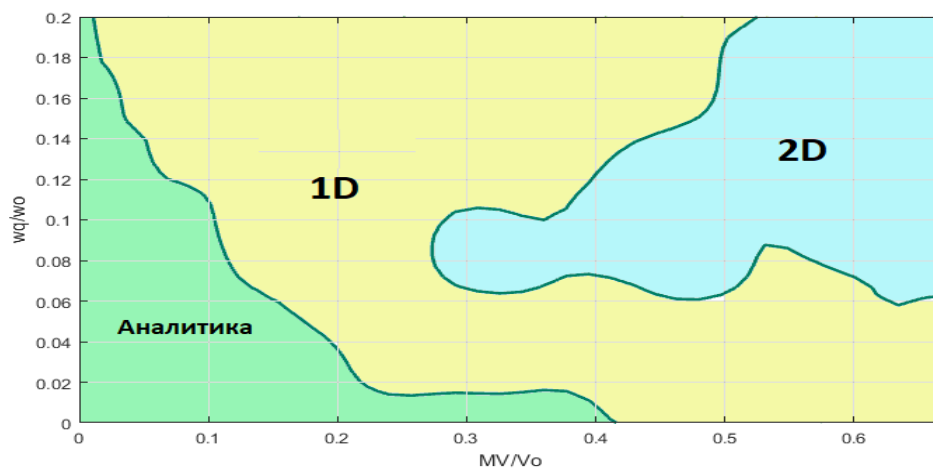


Рис. 2. Пределы применимости аналитических и одномерных моделей для анализа клистронов.

Полученные результаты позволят исследователям клистронов правильно выбирать модели для оптимизации параметров клистронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Сандалов, В.Е. Родякин // Межвузовский сборник “Вопросы электронной техники”, Саратов, 1988, с.15.
2. А.Н. Сандалов, В.М. Пикунов, В.Е. Родякин // В сб. «Вакуумная СВЧ электроника». НН, Изд. ИПФ, 2002, с. 97-102.

СВЧ усилители мощности с высоким КПД на основе технологии AlGaIn/GaN

В.В. Кириллов, П.А. Туральчук

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ"
paturalchuk@etu.ru

Развитие полупроводниковых технологий мощных СВЧ-транзисторов и монолитных интегральных схем связано с необходимостью совершенствования различных радиоэлектронных и телекоммуникационных систем сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона. В связи с чем проводится переход от электровакуумных приборов к мощным полупроводниковым усилителям, которые характеризуются меньшими массогабаритными показателями. Высокая подвижность и концентрация носителей заряда в канале AlGaIn/GaN наряду с широкой запрещенной зоной определяют частотные и мощностные свойства гетеропереходных полевых транзисторов с каналом, обладающим высокой подвижностью носителей заряда [1].

Ключевым фактором в развитии СВЧ усилителей мощности (УМ) на AlGaIn/GaN транзисторах является повышение коэффициента полезного действия (КПД) в требуемой полосе частот устройства. Основным физическим принципом увеличения КПД является работа усилителя в таком режиме, при котором транзистор переключается между состояниями открыт/закрыт, и в каждый момент времени существует либо ноль напряжения, либо ноль тока. Таким образом, минимизируется мощность, рассеиваемая в транзисторе. Дополнительным условием для получения 100% КПД является подавление высших гармоник тока в нагрузке [2]. В реальных транзисторах необходимо учитывать дополнительные источники потерь, которые существенно ограничивают КПД УМ: наличие паразитных емкостей, в которых возникают потери при коммутации напряжения; наличие сопротивления между стоком и истоком в состоянии, когда через транзистор течет ток; конечное время переключения транзистора из открытого состояния в закрытое и наоборот [3].

Схемотехнические подходы к реализации УМ обеспечивают условия работы, при которых выполняются условия минимизации перекрытия напряжения между стоком и истоком транзистора и тока стока, а также обеспечивается подавление высших гармоник тока в нагрузке. Нагрузка на выходе транзистора на соответствующих частотах (на основной частоте и её гармониках) при взаимодействии с гармониками тока, определяет форму напряжения на транзисторе. В идеализированном усилителе нулевое перекрытие между стоком и истоком транзистора и тока, текущего через канал, может быть реализовано только при сложении бесконечного количества гармоник [4]. В реальных схемах УМ ограничиваются первыми тремя гармониками. Режим работы усилителя организован так, чтобы импеданс нагрузки на частотах гармоник использовался в сочетании с импедансом фундаментальной частоты, формируя напряжение сток-исток и ток стока транзистора с минимальной областью перекрытия.

Однокаскадный 35 Вт УМ на транзисторах AlGaIn/GaN

В основе синтеза цепей согласования УМ лежит методика графоаналитических методов определения оптимального импеданса транзистора на основной частоте и реактивных нагрузок соответствующих гармоник с целью обеспечения заданного режима работы УМ с максимально достижимым КПД [5]. Условие трансформации импеданса транзистора на частотах соответствующих гармоник обеспечивается чисто реактивной нагрузкой в виде шлейфов с открытым концом (рис. 1). Благодаря существованию высокого значения реактивного сопротивления второй и третьей

гармоник, параметры согласующих цепей гармоник не зависят от параметров согласующих цепей на фундаментальной частоте, что упрощает процедуру синтеза цепей по ранее найденным параметрам нагрузок на круговой диаграмме. Выбор параметров согласующей цепи на фундаментальной частоте ведется с учетом компромисса между сохранением высокого значения КПД, максимальным подавлением гармоник в цепях нагрузки и сохранением значения заданной выходной мощности.

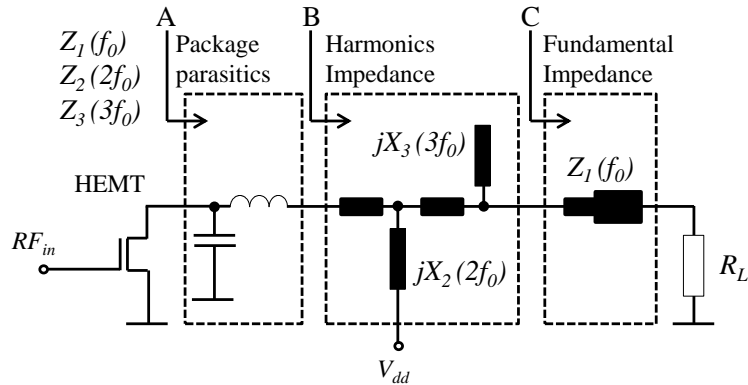


Рис. 1. Согласование УМ на частотах второй и третьей гармониках.

В результате применения данной методики был разработан однокаскадный усилитель мощности СВЧ в виде микросборки, предназначенный для работы на частоте 9 GHz. Входная трансформирующая цепь синтезирована таким образом, чтобы обеспечить согласование транзистора на фундаментальной частоте. Согласующие цепи реализованы на отдельных поликорковых подложках толщиной 0.25 мм. Экспериментальное исследование УМ выполнено с использованием СВЧ-генератора Keysight E8663D и измерителя мощности Keysight U2044XA. Зависимости выходной мощности, коэффициента усиления и КПД по добавленной мощности УМ от мощности входного сигнала в импульсном режиме представлены на рис. 3. Усилитель имеет выходную мощность 35 W и КПД по добавленной мощности не менее 50% на рабочей частоте. Импульсный режим работы характеризуется скважностью $Q = 10$ и длительностью импульсов $t = 10 \mu s$.

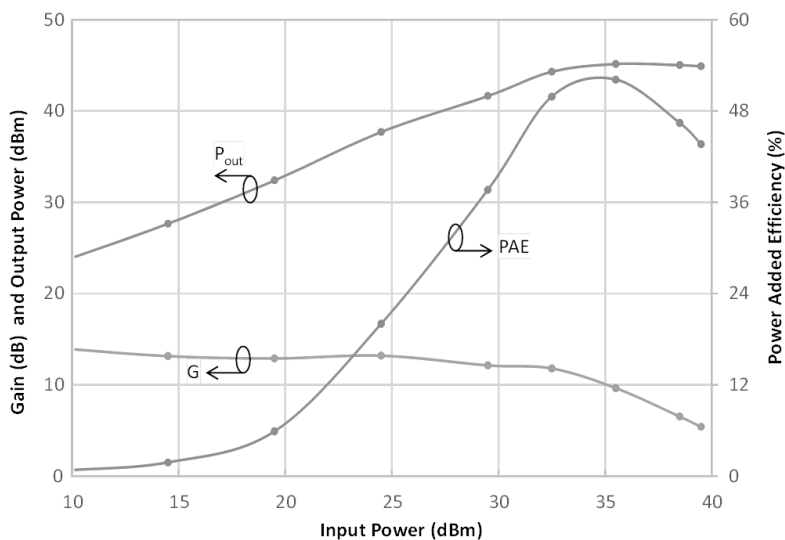


Рис. 2. Экспериментальные характеристики УМ.

Широкополосный двухкаскадный 10 Вт УМ на транзисторах AlGaN/GaN

Двухкаскадный широкополосный усилитель мощностью 10 Вт, предназначенный для работы в полосе частот 9-10 ГГц был также разработан на AlGaN/GaN pHEMT-транзисторах. Входной каскад выполнен с использованием “10-пальцевого” транзистора, выходной – с использованием “40-пальцевого” транзистора. Цепи согласования УМ разработаны по интегральной технологии на подложке из AsGa. Разработка выполнена с использованием инструментов проектирования (PDK) СВЧ МИС, разработанной АО «Светлана – Рост». Результаты моделирования частотных зависимостей выходной мощности, коэффициента усиления и КПД УМ входного сигнала представлены на рис. 5. Усилитель, в частотном диапазоне 9-10 ГГц, имеет выходную мощность более 10 Вт с неравномерностью в полосе менее 0.6 дБ, и КПД не менее 32% в рабочей полосе частот. Габариты усилителя мощности составили 7x4 мм.

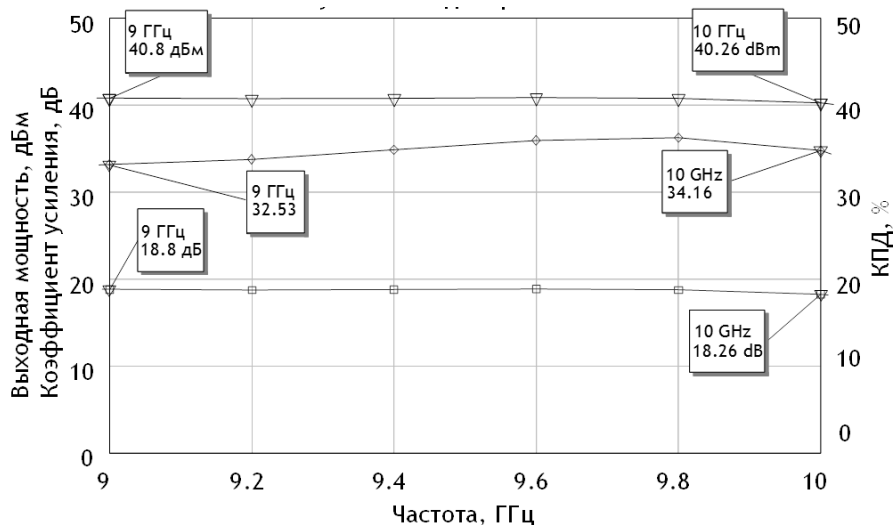


Рис. 3. Результаты моделирования широкополосного УМ.

Заключение

В результате применения методики синтеза согласующих цепей были разработаны усилители мощности СВЧ в виде интегральных схем, предназначенные для работы в X-диапазоне. Максимально достижимый КПД может быть получен с помощью расчета параметров усилителя мощности, нагруженного на импеданс соответствующих гармоник. Синтез трансформирующих цепей, обеспечивающих реактивную нагрузку на частотах второй и третьей гармоник и комплексный импеданс на фундаментальной гармонике, позволяет оптимизировать работу УМ с точки зрения уменьшения рассеиваемой мощности и соответственно повышения КПД.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Борисов, Г. Щелкунов // «Электроника» 2012. N 4. С. 102 – 10.
2. A. Grebennicov, Switchmode RF and Microwave Power Amplifier. Academic Press. 2012. 345 p.
3. F.H. Raab // IEEE Trans. MTT. 2001. V. 49. N 8. P. 1462–1468.
4. S.C. Cripps, RF Power Amplifiers for Wireless Communications. Artech House. Norwood, Mass, 2006.
5. О.Г. Вендик // ПЖТФ. 2016. Т.42. N.21. С.1-8.

Теория оротрона с двумя ленточными электронными пучками

Г.М. Вдовина, А.В. Титов.

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.
Чернышевского
titovav88@gmail.com

Вопросы генерации и усиления электромагнитного излучения субмиллиметрового диапазона длин волн на сегодняшний день являются в электронике одними из главнейших. Область, лежащая на стыке оптического и СВЧ диапазонов, открывает широкие перспективы для спектроскопии, радиовидения и передачи информации. На сегодняшний момент существует ряд подходов и принципов, позволяющих надеяться на создание широкого спектра приборов указанного диапазона. Одним из механизмов, используемых для генерации в субмиллиметровой области, является излучение Смита-Парселла. Данный механизм в последнее время все чаще упоминается в работах иностранных исследователей (см., например, [1-3]). В частности, в работе [4] вновь упоминается оротрон – перспективный для терагерцового диапазона прибор с открытым резонатором. В классическом оротроне применяется резонатор, образуемый сферическим и плоским зеркалом с нанесенной на него замедляющей структурой типа гребенка. Для взаимодействия с такой ЗС как правило используется ленточный электронный пучок.

В свою очередь, добавление второго электронного пучка способно повысить эффективность взаимодействия электронных пучков за счет улучшения группировки электронов. К такому же выводу пришли авторы работы [5]. В данной работе приведена линейная теория оротрона с двумя взаимодействующими ленточными электронными потоками, помещенными в продольное магнитное поле конечной амплитуды, основанная на ранее построенной теории взаимодействия двух ленточных электронных потоков. На основе модели получена система дифференциальных уравнений относительно высокочастотных смещений электронов в каждом пучке, взаимодействующих с полем открытого резонатора.

$$\begin{cases} \frac{d^2 \tilde{x}_{1,2}}{dt^2} = \eta (E_{xsc} + E_{xI,xII}) \\ \frac{d^2 \tilde{y}_{1,2}}{dt^2} = -\omega_c^2 \tilde{y}_{1,2} + \eta (E_{ysc} + E_{yI,yII}) \end{cases} \quad (1)$$

здесь $\tilde{x}_{1,2}, \tilde{y}_{1,2}$ – высокочастотные смещения электронов первого и второго пучков под действием высокочастотных полей, η – удельный заряд, ω_c – циклотронная частота, $E_{xI,xII}, E_{yI,yII}$ – компоненты полей резонатора, действующие на электронные потоки, E_{xsc} , E_{ysc} – суммарные компоненты поля пространственного заряда, определяемые выражением:

$$\begin{aligned} E_{xsc} &= E_{xsc1} + E_{xsc2} \\ E_{ysc} &= E_{ysc1} + E_{ysc2} \end{aligned} \quad (2)$$

Компоненты полей пространственного заряда определяются выражением:

$$\begin{aligned} E_{xsc1,xsc2} &= -\omega_{p1,p2}^2 \frac{\Delta_{1,2}}{2\eta} \frac{\partial \tilde{y}_{1,2}}{\partial x} g_{1,2} - 2j\omega_{p1,p2}^2 \frac{\Delta_{1,2}}{2\eta} \frac{\partial \tilde{x}_{1,2}}{\partial x} g_{1x,2x}, \\ E_{ysc1,ysc2} &= \omega_{p1,p2}^2 \frac{\Delta_{1,2}}{2\eta} \frac{\partial \tilde{x}_{1,2}}{\partial x} g_{1,2} + 2j\omega_{p1,p2}^2 \frac{\Delta_{1,2}}{2\eta} \frac{\partial \tilde{y}_{1,2}}{\partial x} g_{1y,2y} \end{aligned} \quad (3)$$

здесь $\omega_{p1,p2}$ – плазменные частоты пучков, $\omega_{p1,p2}^2$, $\Delta_{1,2}$ – толщины пучков,

$$\begin{aligned} g_{1,2} &= \frac{th[\beta_0(d - y_{01,02})] - th(\beta_0 y_{01,02})}{th[\beta_0(d - y_{01,02})] + th(\beta_0 y_{01,02})}, \\ g_{1x} &= \frac{th(\beta_0 y_{01,02}) th[\beta_0(d - y_{01,02})]}{th(\beta_0 y_{01,02}) + th[\beta_0(d - y_{01,02})]}, \\ g_{1y} &= \frac{1}{th(\beta_0 y_{01,02}) + th[\beta_0(d - y_{01,02})]}, \end{aligned} \quad (4)$$

β_0 – постоянная распространения волны, d – расстояние между зеркалами, $y_{01,02}$ – положение пучков. В частном случае, когда $y_{01} = y_{02} = y_0$, компоненты поля резонатора имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{xI}(x) &= E_{xII}(x) = E^0 sh(\beta_0 y_0) \exp[-j\beta_0 x] \\ E_{yI}(x) &= E_{yII}(x) = jE^0 ch(\beta_0 y_0) \exp[-j\beta_0 x] \end{aligned} \quad (5)$$

На основе системы (1) можно получить систему линеаризованных дифференциальных уравнений относительно пространственного распределения высокочастотных смещений электронов пучков:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \tilde{x}_1}{\partial x^2} + (2j\beta_{e1} + j\beta_{p1}^2 \Delta_1 g_{1x}) \frac{\partial \tilde{x}_1}{\partial x} - \beta_{e1}^2 \tilde{x}_1 + \beta_{p1}^2 \frac{\Delta_1}{2} g_1 \frac{\partial \tilde{y}_1}{\partial x} + \\ + S^2 \beta_{p2}^2 \frac{\Delta_2}{2} g_2 \frac{\partial \tilde{y}_2}{\partial x} + jS^2 \beta_{p2}^2 \Delta_2 g_{2x} \frac{\partial \tilde{x}_2}{\partial x} &= \frac{\eta E_{xI}}{v_{01}^2} \\ \frac{\partial^2 \tilde{y}_1}{\partial x^2} + (2j\beta_{e1} - j\beta_{p1}^2 \Delta_1 g_{1y}) \frac{\partial \tilde{y}_1}{\partial x} - (\beta_{e1}^2 - \beta_{c1}^2) \tilde{y}_1 - \beta_{p1}^2 \frac{\Delta_1}{2} g_1 \frac{\partial \tilde{x}_1}{\partial x} - \\ - S^2 \beta_{p2}^2 \frac{\Delta_2}{2} g_2 \frac{\partial \tilde{x}_2}{\partial x} - jS^2 \beta_{p2}^2 \Delta_2 g_{2y} \frac{\partial \tilde{y}_2}{\partial x} &= \frac{\eta E_{yI}}{v_{01}^2} \\ \frac{\partial^2 \tilde{x}_2}{\partial x^2} + (2j\beta_{e2} + j\beta_{p2}^2 \Delta_2 g_{2x}) \frac{\partial \tilde{x}_2}{\partial x} - \beta_{e2}^2 \tilde{x}_2 + \frac{1}{S^2} \beta_{p1}^2 \frac{\Delta_1}{2} g_1 \frac{\partial \tilde{y}_1}{\partial x} + \\ + j \frac{1}{S^2} \beta_{p1}^2 \Delta_1 g_{1x} \frac{\partial \tilde{x}_1}{\partial x} + \beta_{p2}^2 \frac{\Delta_2}{2} g_2 \frac{\partial \tilde{y}_2}{\partial x} &= \frac{\eta E_{xII}}{v_{02}^2} \\ \frac{\partial^2 \tilde{y}_2}{\partial x^2} + (2j\beta_{e2} - j\beta_{p2}^2 \Delta_2 g_{2y}) \frac{\partial \tilde{y}_2}{\partial x} - (\beta_{e2}^2 - \beta_{c2}^2) \tilde{y}_2 - \frac{1}{S^2} \beta_{p1}^2 \frac{\Delta_1}{2} g_1 \frac{\partial \tilde{x}_1}{\partial x} - \\ - j \frac{1}{S^2} \beta_{p1}^2 \Delta_1 g_{1y} \frac{\partial \tilde{y}_1}{\partial x} - \beta_{p2}^2 \frac{\Delta_2}{2} g_2 \frac{\partial \tilde{x}_2}{\partial x} &= \frac{\eta E_{yII}}{v_{02}^2}. \end{aligned}$$

На основе данной системы получено распределение высокочастотных смещений электронов в заданном поле. Общий сгруппированный ток, возникающий в результате смещений, определяется выражениями:

$$\tilde{i}(x) = \tilde{i}_1(x) + \tilde{i}_2(x), \quad (6)$$

$$\tilde{i}_{1,2}(x) = \beta_{e1,2} I_{01,02} \frac{sh(\beta_0 y_0)}{sh(\beta_0 d)} \left[j \cdot sh(\beta_0 y_0) \tilde{x}_{1,2}(x) + ch(\beta_0 y_0) \tilde{y}_{1,2}(x) \right], \quad (7)$$

где $\beta_{e1,2}$ – постоянные распространения электронных потоков, $I_{01,02}$ – постоянные компоненты токов пучков.

На основе выражения для сгруппированного тока в заданном поле проведен расчет мощности взаимодействия электронного потока с полем резонатора, определяемой выражением

$$P = \int_0^l \tilde{i}(\xi) E^*(\xi) d\xi \quad (8)$$

На основе полученного выражения (8) получена зависимость безразмерной функции мощности взаимодействия электронных пучков с полем резонатора от абсолютных углов пролета электронов, плазменных углов и циклотронных углов в каждом пучке.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 16-02-00238, 18-02-00666).

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Liu et al. // Proceedings of FEL 2006, Bessy, Germany.
2. W. Liu, Zh. Liang // New Journal of Physics 16 (2014)
3. W. Liu et al. // AIP Advances 5, 127135 (2015)
4. W. Liu et al. // Appl. Phys. Lett. 108, 183510 (2016)
5. W. Liu et al. // Phys. Plasmas 24, 023109 (2017)

К нелинейной теории взаимодействия электронных потоков с высокочастотными полями в средах с комплексной проводимостью

А.А. Фунтов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.
Чернышевского»
aafuntov@mail.ru

В настоящее время в СВЧ электронике наблюдается значимый интерес к метаматериалам, о чем свидетельствует, например, большое количество докладов на IVES-2017, посвященных данной многообразной тематике (см., напр., [1, 2]). Однако несмотря на то, что метаматериалы можно описывать метааппаратом, развитым для диэлектриков как для сред с комплексной диэлектрической проводимостью, один из истоков такого подхода – резистивный усилитель долгое время был незаслуженно забыт. На фоне вновь вспыхнувшего интереса к этому прибору [1, 3, 4] представляется важным создать и исследовать нелинейную теорию резистивного усилителя, что и является целью настоящей работы.

Исследуем процессы группирования в предварительно промодулированном некоторым входным сигналом электронном потоке, движущегося в среде с комплексной проводимостью. Для этого воспользуемся волновым методом Овчарова-Солнцева. Прежде чем перейти к непосредственному выводу уравнений напомним, что основная идея упрощения состоит в том, чтобы в приближенной нелинейной теории учитывать лишь одну (первую) гармонику в разложении Фурье для фазы.

Введем следующие безразмерные величины: $\Omega = \omega_p / (\omega \sqrt{\epsilon'})$, $\xi = \beta_e x$, где ϵ' – относительная диэлектрическая проницаемость среды, ω_p / ω – отношение плазменной частоты к рабочей, $\beta_e = \omega / v_0$, v_0 – средняя скорость потока, и геометрический параметр p (используем дисковую модель электронного пучка). Окончательно получим

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial \xi^2} = - \frac{2p^2 \Omega^2 e^{j \text{Arg}(\mathbf{B})}}{\left(1 + \frac{\mathbf{B}_L}{\omega \epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} J_1(|\mathbf{B}|) \left[\left(1 + \frac{\mathbf{B}_L}{\omega \epsilon} + \frac{j\sigma}{\omega \epsilon}\right) J_0(|\mathbf{B}|) - \left(1 + \frac{\mathbf{B}_L}{\omega \epsilon} - \frac{j\sigma}{\omega \epsilon}\right) J_2(|\mathbf{B}|) \right], \quad (1)$$

где \mathbf{V} – возмущение фазы электронов, вызванной первой гармоникой тока, $\sigma + j\mathbf{B}_L$ – комплексная проводимость среды, $j = \sqrt{-1}$, $J_n(X)$ – функция Бесселя n -го порядка. Найдем безразмерный ток пучка, подставив решения этого уравнения

$$F = 2J_1(|\mathbf{B}|) e^{j \left(\text{Arg}(\mathbf{B}) - \frac{\pi}{2} - \xi \right)} \quad (2)$$

Заметим, что если изначально предполагать \mathbf{V} чисто действительным и положить $\sigma = \mathbf{B}_L = 0$, получим хорошо известные уравнения в волновом методе Овчарова-Солнцева (см. напр. [5, п.п. II.2.5]).

Заметим, во-первых, в данной работе предполагалось, что фаза электрона комплексное, а не чисто действительное число. Это привело к замене в аргументе Бесселевых функций \mathbf{V} на $|\mathbf{B}|$ и появлению множителя $e^{j \text{Arg}(\mathbf{B})}$ в (1). Во-вторых, предполагалось, что среда обладает комплексной проводимостью, что добавило множители к Бесселевым функциям в (1).

Из рис. 1 видно, что если электроны распространяются в среде с ненулевой проводимостью, то максимум первой гармоники тока наступает гораздо раньше, чем для обычного клистрона. Таким образом из построенной теории следует, что для уменьшения длины резистивной секции прибора необходимо использовать среду с чисто действительной проводимостью и задавать достаточно большую начальную модуляцию.

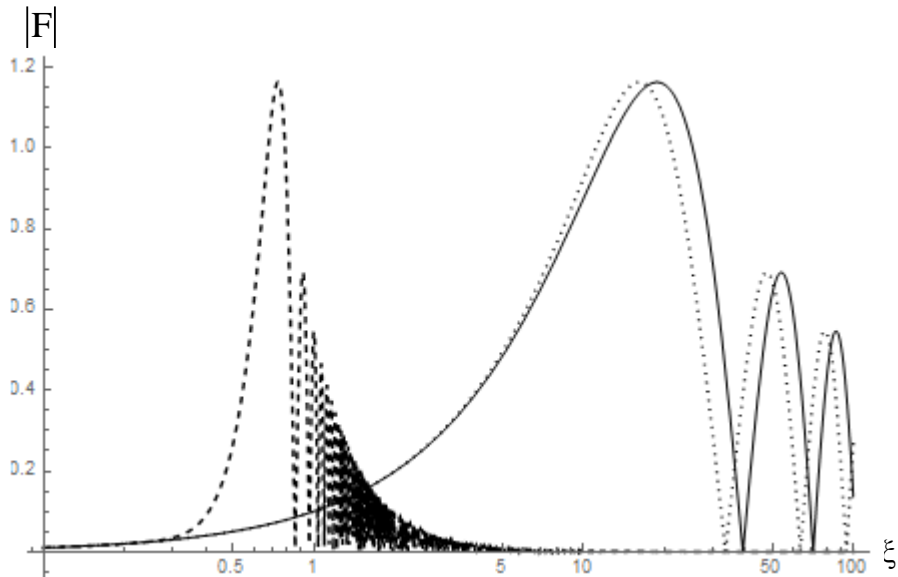


Рис. 1. Зависимость модуля безразмерного тока от координаты при различных проводимостях: сплошная – $\sigma = V_L = 0$; пунктир – $\sigma = 10, V_L = 0$; точки – $\sigma = 0, V_L = -1.1$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00666.

ЛИТЕРАТУРА

1. X. Lu et all. // IVEC-2017.
2. T. Rowe et all. // IVEC-2017.
3. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // IEEE Transactions on Plasma Science, 2015, 43, №7, стр. 2123-2131.
4. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // IEEE Transactions on Plasma Science, 2016, 44, №10, стр. 2476-2484.
5. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. - М.: «Советское радио», 1970 г.

О влиянии магнитных компонент высокочастотного поля при пространственном циклотронном авторезонансе

В.Л. Саввин¹, Г.М. Казарян¹, А.В. Пеклевский², И.И. Шуваев¹

¹физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова,

²ФГУПЦНИИМАШ, г. Королев

vl.savvin@physics.msu.ru

Среди существующих методов получения тормозного излучения следует выделить, метод, основанный на явлении циклотронного резонанса. Ускорение электронов с помощью микроволн в магнитостатическом поле H_0 достигается в условиях циклотронного резонанса, когда электроны ускоряются на спиральных орбитах в средней плоскости резонатора [1]. Однако, при этом циклотронный резонанс будет поддерживаться в течение очень ограниченного числа периодов циклотронного вращения электронов, что сильно ограничивает максимально достижимый уровень энергии.

Теоретически, эту проблему можно обойти путем увеличения индукции магнитного поля вдоль оси резонатора, что позволит компенсировать рост релятивистской массы электрона. Профиль неоднородного 3D магнитного поля определяется необходимостью поддержания условия циклотронного резонанса вдоль всех траекторий электронов. Этот тип резонанса называется пространственным циклотронным авто-резонансом (ПЦАР). Возможность создания источника рентгеновского излучения, основанного на ускорении электронов в условиях ПЦАР, обсуждается в [2]. Методом численного моделирования исследуется авто-резонансное взаимодействие между электронным пучком и стоячей микроволновой волной в прямоугольном резонаторе с модой TE_{102} . Основываясь на результатах численного эксперимента, утверждается, что исследуемая система может создать условия для пространственного циклотронного авто-резонансного ускорения пучка электронов до энергий порядка сотен кэВ в импульсном режиме, которые могут быть использованы для получения рентгеновского излучения, однако средняя мощность устройства при этом не превышает 60 Вт.

Однако при анализе пространственного циклотронного авто-резонанса в мощных устройствах необходимо учитывать влияние ряда факторов, которыми уже нельзя пренебречь. Это не только релятивистское увеличение массы электронов и действие радиальных компонент нарастающего магнитостатического поля, но и влияние переменных магнитных компонент высокочастотного электромагнитного поля в области взаимодействия. Особое внимание следует уделять моноэнергетичности электронного пучка и его пространственной конфигурации на выходе из области ускорения.

Целью данной работы является численный анализ взаимодействия релятивистского электронного потока с полем прямоугольного резонатора, возбужденного на моде TE_{101} , с учетом вышеприведенных факторов.

Предположим, что электронный пучок распространяется вдоль оси z прямоугольного резонатора с электромагнитным полем, соответствующим моде TE_{101} . Будем считать соосное стационарное магнитное поле аксиально симметричным, а его распределение $H(z)$ вдоль оси z – заданным. Для аксиальных $H_z(r, z)$ и радиальных $H_r(r, z)$ компонент стационарного магнитного поля в области взаимодействия ограничимся первыми членами разложения в параксиальном приближении. Тогда компоненты внешних полей, действующих на электронный поток, приобретают вид:

$$\begin{aligned}
 E_x(y, z, t) &= E_0 \cos \frac{\pi y}{a} \sin \frac{\pi z}{l} \sin \omega t, \\
 E_y &= E_z = 0, \\
 H_x(x, z) &= -\frac{x}{2} \frac{\partial H(z)}{\partial z}, \\
 H_y(y, z) &= \tilde{H}_{0y} \cos \frac{\pi y}{a} \cos \frac{\pi z}{l} \cos \omega t - \frac{y}{2} \frac{\partial H(z)}{\partial z}, \\
 H_z(y, z) &= \tilde{H}_{0z} \sin \frac{\pi y}{a} \sin \frac{\pi z}{l} \cos \omega t + H(z).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $\tilde{H}_{0y} = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \frac{\lambda_0}{2l}}$, $\tilde{H}_{0z} = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \frac{\lambda_0}{2a}}$ – амплитуды магнитных компонент СВЧ поля резонатора, E_0 – амплитуда высокочастотного электрического поля в сечении $z = l/2, y = 0$; a, b, l – размеры прямоугольного резонатора (см. рис.1), ϵ_0, μ_0 – электрическая и магнитная проницаемость, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ – резонансная длина волны, $\omega = \pi c \sqrt{a^{-2} + l^{-2}}$ – резонансная частота, $2a/\lambda_0 = 1,3$.

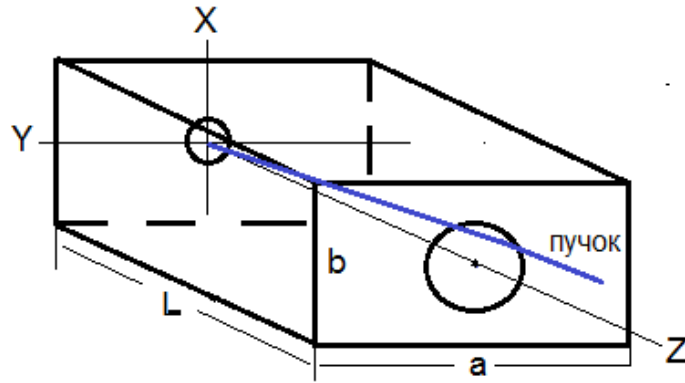


Рис. 1 Схема прямоугольного резонатора

Предположим, что на электроны действует также поле пространственного заряда электронного потока $E_{пз}$, рассчитываемое численно согласно спиралевидной модели электронного потока [3].

Релятивистские уравнения движения электронов:

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\eta_0 \sqrt{1 - \beta^2} \cdot \{ \vec{E}_i + \mu_0 [\vec{v}_i \vec{H}] - \frac{\vec{v}_i}{c^2} (\vec{v}_i \vec{E}_i) \}, \tag{2}$$

где $\beta = \frac{|\vec{v}_i|}{c}$, $\eta_0 = \frac{|e|}{m}$, \vec{E}_i – сумма высокочастотного электрического поля и поля пространственного заряда, действующих на i -й электрон, решались численно методом последовательных приближений E_0 к значению, соответствующему заданному уровню мощности электронного потока на выходе резонатора:

$$P = \frac{I_0}{|e|} c^2 \sum (m_i(l) - m_i(0)), \tag{3}$$

где $m_i(0)$ и $m_i(l)$ – релятивистские массы электрона на входе и выходе резонатора, I_0 – ток пучка.

Прямоугольные резонаторы, для которых можно достаточно точно рассчитать структуру электромагнитного поля, резонансную частоту, добротность и волновое сопротивление, неоднократно применялись в мощных СВЧ устройствах с циклотронным резонансом.

Будем характеризовать энергоёмкость электронного пучка в резонаторе величиной $W = P/P_0$, где P_0 – мощность инжектируемого пучка. В релятивистских режимах с постоянным вдоль резонатора внешним магнитным полем H_0 энергоёмкость

пучка ограничивается нарушением условий циклотронного резонанса. Казалось бы, что изменением профиля магнитного поля вдоль оси резонатора:

$$H(z) = H_0 / \sqrt{(1 - \beta^2(z))}, \quad (4)$$

Можно снять это ограничение, повысить эффективность взаимодействия пучка с полем резонатора и неограниченно увеличивать W . Однако, как показали результаты численного моделирования, с ростом W возникает еще одно ограничение, вызванное торможением электронного пучка, т.е. уменьшением продольной скорости электронов v_z вдоль оси резонатора.

Основные причины торможения электронов – влияние магнитной компоненты СВЧ поля резонатора с амплитудой \tilde{H}_{0y} и действие радиальной компоненты стационарного магнитного поля в режимах с коррекцией условий циклотронного резонанса согласно (4).

Взаимодействие пучка с приобретенным в резонаторе циклотронным вращением с этими полями приводит к воздействию тормозящей Лоренцевой силы, направленной навстречу оси z на выходе из резонатора и возрастающей с ростом W .

Если предположить, что продольная скорость электронов на выходе из резонатора уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по отношению к начальной, т.е. $v_z(l) = v_{z0}/\sqrt{2}$, то можно найти зависимость максимальной энергоемкости электронного пучка W от его потенциала в момент инжекции U_0 при различном профиле магнитного поля (см. рис.2).

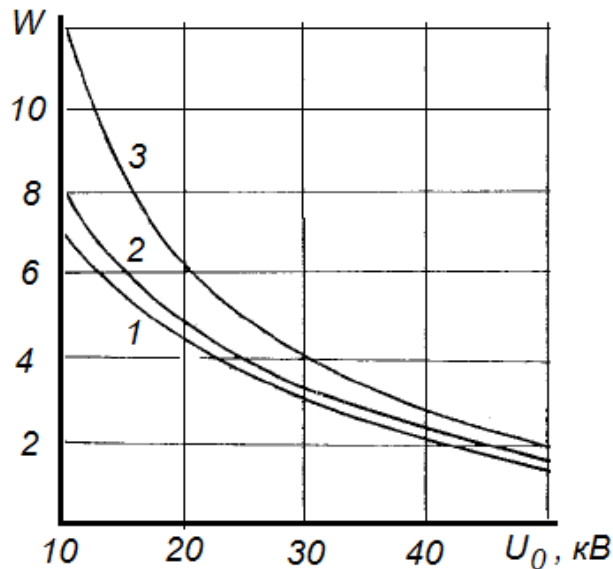


Рис. 2 Зависимость энергоемкости от потенциала инжекции U_0 при $v_z(l) = v_{z0}/\sqrt{2}$,
 1 - $H = H_0/\sqrt{(1 - \beta^2(0))} = const$, 2 - $H(z) = H_{0\text{ опт}}$, 3 - $H(z) = H_0/\sqrt{(1 - \beta^2(z))}$

Кривые 1 и 2 здесь соответствуют постоянному вдоль z стационарному магнитному полю, для кривой 1 условие циклотронного резонанса выполнено в начале области взаимодействия (т.е. при $z=0$). Для кривой 2 резонанс обеспечивается внутри области взаимодействия, при этом напряженность магнитного поля оптимальна, т.е. соответствует максимально возможному W . Значение $H_{0\text{ опт}}$ может зависеть от потенциала инжекции U_0 , как:

$$H_{0\text{ опт}}(U_0) \cong H_0 \cdot (1 + \tau \cdot \frac{120}{\sqrt{U_0}} + U_0), \quad (5)$$

где $\tau = 0,03$ при значениях потенциала инжекции от 10 до 50 кВ, H_0 – резонансное значение магнитного поля (без релятивистской поправки). Для этих случаев (кривые 1 и 2 на рис. 2) ограничение W связано, в основном, с эффектом нарушения условий циклотронного резонанса, продольная скорость электронов при этом изменяется слабо.

Изменение продольной скорости для режима с коррекцией резонансных условий согласно (4) показано на рис. 3. При небольших значениях W изменение v_z мало, однако с ростом W эффект торможения становится существенным и может даже приводить к полной остановке электронов (см. случай с $W = 6$, $v_{z0}/c = 0,48$ на рис. 3).

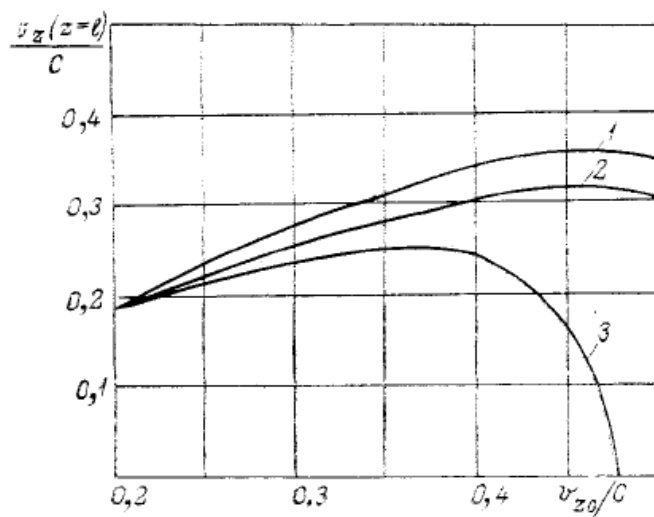


Рис. 3 Изменение продольной скорости электронов в зависимости от начальной скорости пучка для $H(z) = H_0/\sqrt{1 - \beta^2(z)}$, 1 - $W = 2$, 2 - $W = 4$, 3 - $W = 6$.

Амплитуда магнитного компонента ВЧ поля в резонаторе \tilde{H}_{0y} зависит (см (1)) от длины резонатора l и поэтому может варьироваться в определенных пределах. Кроме того, в более сложных резонансных системах, например в резонаторах с ламелями и конденсаторным зазором [4], интенсивность магнитных компонентов ВЧ поля в области распространения электронного пучка может быть ослаблена за счет концентрации магнитного поля вокруг ножек ламелей. В результате влияние магнитных компонентов ВЧ поля может быть ослаблено на порядок.

Таким образом, взаимодействие релятивистского электронного пучка с полями прямоугольного резонатора имеет сложный характер: может сопровождаться значительным нарушением резонансных условий из-за изменения циклотронной частоты и резким торможением пучка, обусловленным влиянием магнитного компонента ВЧ поля в резонаторе. Однако в режимах с $v_{z0}/c \leq 0.3$ и $W \leq 10$ оба эти эффекта допускают высокоэффективную (95-98%) передачу ВЧ мощности при уровнях до десятков и сотен киловатт, если микропервееанс электронного пучка превышает значение $p_\mu \geq 0.5 \div 1$ мкА/В^{3/2}.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.R. Gardner et al.// Rev. Sci. Instrum. 1990. V.61. No 2. P. 724.
2. V. Dugar-Zhabon et al.// Journal of Physics. Conference Series. 2016. V. 687. No. 012076.
3. В.Л. Саввин, А.В. Пеклевский/// Изв. РАН. Сер. физич. 2008. Т. 72. № 1. С. 139.
4. В.Л. Саввин и др.// Изв. РАН. Сер. физич. 2014. Т. 78. №2. С. 249.

Прикладное использование радиоволн: регулирование радиочастотного спектра и некоторые связанные с ним проблемы

Б.С. Сорокин

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
sorokin.boris@physics.msu.ru

В настоящее время наблюдается быстрое развитие и внедрение новых стандартов связи в различных частотных диапазонах. При этом различные системы связи при одновременной работе могут создавать помехи друг другу и мешать штатной работе. Простейшим решением является частотный разнос, однако, хотя с физической точки зрения спектр частот бесконечен, полоса радиочастот, в рамках которой возможна работа, ограничена.

В соответствии с регламентом радиосвязи МСЭ [1] и Таблицей распределения полос радиочастот между радиослужбами Российской Федерации [2] регулируется использование радиочастот в полосе от 9 кГц до 275 ГГц. Это означает, что все частоты внутри данной полосы уже присвоены той или иной службе на первичной или вторичной основе. При этом каждая система, которую планирует вводить в строй та или иная Администрация Связи, обязана не только соответствовать одной из служб, для которых выделена предполагаемая полоса радиочастот, но и пройти регистрацию в Международном Справочном Регистре Частот. В Российской Федерации процедура регистрации станций также включает в себя первичную оценку электромагнитной совместимости. Также работы по исследованию электромагнитной совместимости проводятся в рамках региональных организаций, таких как Региональное Содружество в области Связи (РСС), Европейская конференция администраций почт и связи (СЕРТ) и других. Для некоторых целей создаются отдельные, не привязанные к региону, группы, такие как Координационная Группа по Частотам для космических служб (SFCG), Комитет по частотам для радиоастрономии (CRAF) и другие. Также следует отметить что в данный момент официально существует три региона, в которых распределение частот различным службам может отличаться друг от друга. Более того, каждая страна обладает суверенным правом самостоятельно решать данный вопрос, однако, в соответствии с международными договорённостями, системы работающие на данном основании не должны создавать помех работающим на основе Регламента Радиосвязи радиосистемам в соседних странах.

В данный момент активно исследуется ряд вопросов по вводу в строй новых систем:

1. Введение в строй систем спутниковой связи для обеспечения глобального доступа в сеть Интернет. Одной из наиболее спорных полос радиочастот для данных систем является полоса радиочастот в Ки-диапазоне, а именно 10.7-12.5 ГГц;
2. Введение в строй систем связи пятого поколения. Одной из наиболее спорных полос радиочастот для данных систем является полоса 24.25-27.5 ГГц;

ЛИТЕРАТУРА

1. Регламент Радиосвязи, МСЭ, 2016, г. Женева
2. Б.С. Сорокин «Использование леммы Лоренца для оценки напряжённости электромагнитного поля в затенённых зонах лабиринтных систем» XXIII международная молодёжная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов», 2016, г. Москва

Современный подход к разработке микроэлектронных компонентов

Н.Ю. Дмитриев^{1,2}, А.В. Трофимов²
¹Московский Физико-Технический Институт
²ООО «Крокус Нанoeлектроника»

Микро-трансформаторы и микро-индуктивности являются неотъемлемой частью большинства радиоэлектронных устройств. Однако, трансформаторы и индуктивности не смогли идти в ногу с темпами миниатюризации и улучшения активных компонентов, что на сегодняшний день делает их значительным фактором ограничений размеров и производительности радиоэлектронной аппаратуры. Помимо проблемы миниатюризации, компактной интеграции и упаковки микро-трансформаторов, существует сложная задача расчета их электрических свойств. Сложность задачи заключается в невозможности аналитического расчета и крайне малых размерах устройства относительно длины волны, что вызывает трудности применения численных методов.

Данная работа посвящена рассмотрению современного подхода к разработке пассивных компонентов микросхем с использованием численного компьютерного моделирования. В качестве главного инструмента был выбран метод конечных элементов в частотной области (МКЭ).

Основной целью данной работы было создание прототипа микро-трансформатора, подходящего для применения в цифровых изоляторах. Особенностью такого рода устройств является обеспечение высокого значения напряжения пробоя между обмотками наряду с малыми размерами и низкими потерями при передаче высокочастотного сигнала. Так же, в ходе выполнения работы была оценена эффективность и точность МКЭ при решении поставленной задачи и, как следствие, возможность его использования для последующего проектирования микроэлектронных компонентов. Дополнительно авторы данной работы попытались выявить с помощью моделирования влияние стабильности технологического процесса производства на электрические характеристики готового устройства.

На первом этапе исследования выполнялись выбор топологии устройства и определение его геометрических параметров. Для упрощения дальнейшего процесса производства в качестве базовой геометрии были выбраны планарные спиралевидные трансформаторы как в работе [1].

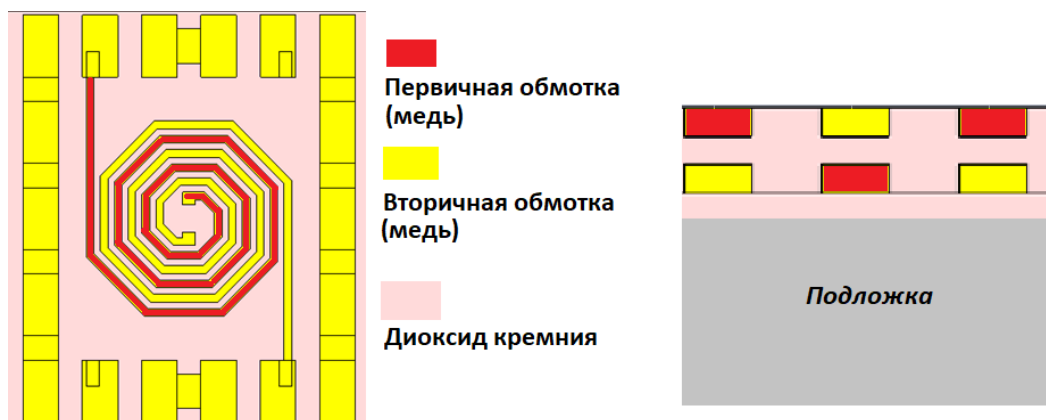


Рис.1. Топология микро-трансформатора: слева – вид сверху, справа – вид в разрезе.

Было создано несколько моделей устройств, отличающихся шириной проводника, количеством витков и расстоянием между ними. Диапазон индуктивностей рассматриваемых моделей от 1 нГн до 30 нГн, сопротивлений 1 Ом до 9 Ом.

Создание трехмерных моделей и расчет их электрических свойств осуществлялись с помощью программного пакета, реализующего алгоритмы численного решения уравнений Максвелла, базирующиеся на методе конечных элементов [2].

В ходе предварительных расчетов была обнаружена зависимость рассчитываемых характеристик устройства от размеров области, для которой решаются уравнения Максвелла. В результате численного эксперимента было выявлено, что при достижении размера ограничивающего параллелепипеда в 1500 мкм по каждой из осей, результаты вычислений перестают зависеть от его объема.

В ряде работ, например, в [1], указывается на необходимость учета влияния подложки при расчете характеристик микро-индуктивностей и микро-трансформаторов. Однако включение подложки в расчет ведет к значительному увеличению трудоемкости вычислений и, как следствие, требует гораздо больше времени вычислений. Было решено оценить влияние подложки на результаты расчетов и выяснить, когда необходимо учитывать подложку, а когда можно пренебречь связанными с ней эффектами с целью ускорения вычислительного процесса. Учет подложки в модели не приводит к изменениям S-параметров устройства в области ниже 700 МГц.

Для измерения готовых устройств авторами данной работы была создана измерительная установка на базе зондовой станции. В качестве измерительных приборов были выбраны измеритель импеданса Keysight E4980A (для низкочастотных измерений на частотах до 2 МГц) и векторный анализатор цепей Rohde&Schwarz ZND8 (10МГц – 4ГГц). В процессе низкочастотных измерений снимались значения индуктивности и сопротивления устройства по методу Кельвина [3], в процессе высокочастотных – S-параметры.

Сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными низкочастотных измерений заключался в сравнении значений индуктивности и сопротивления первичной обмотки для определенной частоты, полученных обоими подходами. Сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными высокочастотных измерений осуществлялся резонансным методом, суть которого заключалась в сравнении положения измеренного и рассчитанного пиков S-параметров для первичной катушки. На рисунке 2 представлен пример сравнения результатов расчета и данных, полученных в ходе эксперимента.

Сравнение результатов вычислений без учета подложки и низкочастотных измерений, показало хорошую точность расчетов. Максимальное отклонение результатов моделирования от экспериментальных данных составило 2%. Данный факт говорит о том, что для низкочастотных применений, в частности до 2 МГц, расчеты можно проводить без учета подложки.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными высокочастотных измерений наглядно показало необходимость учета эффектов, связанных с подложкой. Теоретические результаты и эксперимент в среднем отличались на 10%. С целью увеличения точности расчетов подложка была включена в модель, расхождение теории и эксперимента снизилось до 5%. Данный факт говорит о том, что подложка существенно влияет на характеристики устройства. Степень влияния определяет множество факторов. К таким факторам можно отнести проводимость материала подложки, близость к первому металлическому слою, площадь самого устройства.

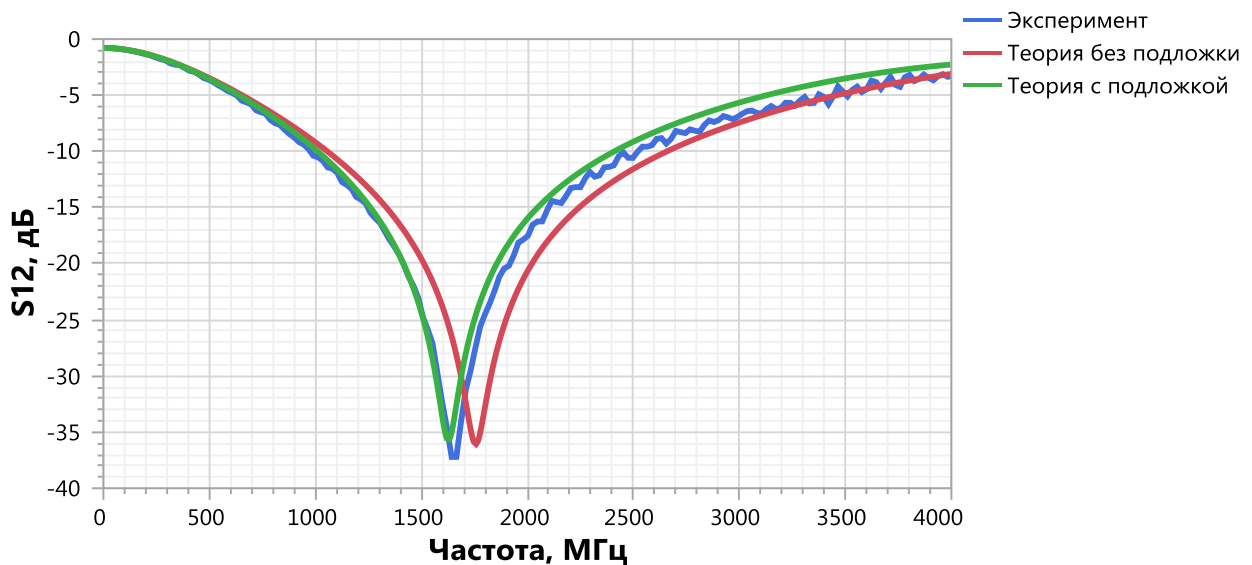


Рис.2. Сравнение эксперимента и теории для высоких частот

Достигнутый уровень точности в 5% был недостаточным, так как был гораздо хуже стабильности технологического процесса производства. Первоначально предполагалось, что такое расхождение расчетов и эксперимента обусловлено отклонением толщин реальных структур от модели, связанным с особенностями производственного процесса. Была проведена оценка стабильности процесса, в ходе которой было выявлено, что толщины слоев по всей площади пластины отличаются не более, чем на 1,5% от изначально заявленных. В ходе поиска возможных причин, было выявлено, что реальная эффективная диэлектрическая проницаемость диоксида кремния была выше используемой изначально в расчётах и лежит в диапазоне от 3.9 до 4.1. Данный результат хорошо согласуется с данными, представленными в работах [4][5].

Повторные расчеты с учетом подложки и уточненным значением диэлектрической проницаемости показали более точные результаты, отклонение от экспериментальных данных составило не более 1%. Для окончательного подтверждения гипотезы о значении константы диэлектрической проницаемости было проведено сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных для устройств с различной топологией. Различие результатов вычислений и экспериментальных данных для проведенного эксперимента осталось на том же уровне.

После достижения желаемой точности расчетов было рассмотрено влияние стабильности производственного процесса на характеристики конечных микро-трансформаторов. Авторами данной работы были проведены расчеты для некоторых моделей с вариацией толщин отдельных слоев.

В ходе исследования было выявлено, что наибольший вклад вносит вариация толщины изолирующего слоя, лежащего между металлическими слоями. Данный факт хорошо согласуется с теорией, так как из всех рассмотренных параметров слой изоляции между слоями металла имеет наибольшее влияние на паразитную емкость, возникающую между соседними металлическими слоями. Так же стоит отметить, что влияние слоя изоляции над подложкой сильно зависит от проводимости используемого материала подложки. Чем выше проводимость, тем значительнее влияние данного параметра на характеристики устройства [1].

Таким образом, результатом проведения данной работы является успешно разработанный прототип микро-трансформатора для применения в цифровых изоляторах. На рисунке 3 представлены S-параметры прототипа в рабочей полосе частот. В ходе процесса разработки был применен метод численного расчета, базирующийся на МКЭ, и подтверждена его эффективность.

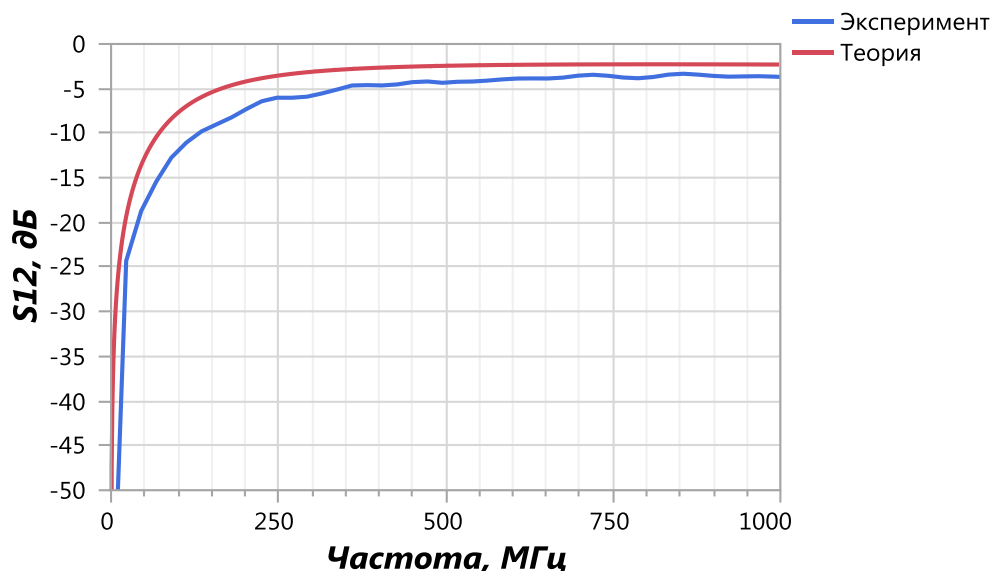


Рис.3. Сравнение рассчитанных и реальных S-параметров прототипа микро-трансформатора

В результате данной работы были выявлены ключевые параметры и степень их влияния на характеристики конечного устройства. Так, например, были продемонстрированы отсутствие необходимости учета кремниевой подложки в модели для низкочастотных применений, чувствительность МКЭ к пространственной области расчета. Выявлено, что со стороны технологического процесса на характеристики конечного устройства сильнее всего влияет толщина слоя изоляции. Показано, что эффективное значение диэлектрической проницаемости диоксида кремния находится в диапазоне от 3.9 до 4.1.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Peters // дис. – Massachusetts Institute of Technology, 2004.
2. J. Zhao //EDN (Electrical Design News). – 2010. – Т. 55. – №. 14. – С. 37.
3. В.Н. Шеремет //Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. – 2010. – Т. 53. – №. 3. – С. 3-12.
4. В. El-Kareh //Nrwell, Massachusetts: Kluwer Academic Publisher. – 1995
5. F. William // McGraw-Hill, 2011.

Спектры излучения плазменного релятивистского СВЧ генератора

И.Е. Иванов

Институт общей физики им. А.М.Прохорова Российской Академии Наук
iei@fpl.gpi.ru

В работе рассматривается изменение спектров СВЧ излучения плазменного релятивистского генератора (ПРГ), работающего в режиме одиночных импульсов. Диапазон излучения 1 – 4 ГГц, длительность импульса 500 нс, мощность до 100 МВт [1]. От концентрации плазмы в резонаторе зависит положение области возможной генерации. Изменялась длина резонатора L , который с одной стороны был ограничен металлической отражающей пластиной, а с другой цилиндрическим коллектором плазмы и релятивистского электронного пучка. Пластина могла устанавливаться перпендикулярно и наклонно к оси резонатора. Излучение генератора регистрировалось штыревой антенной и скоростным осциллографом Tektronix TDS 7404 с шириной полосы 4 ГГц. Осциллограммы записывались с шагом дискретизации 16 пс.

Спектральный анализ СВЧ импульсов проводился методом дискретного преобразования Фурье осциллограмм, длительность записи 800 нс. Анализировались спектры, при разной длине резонатора L и при наклоне отражающей пластины на 34 градуса. На рис.1 показаны спектры, полученные при перпендикулярной отражающей поверхности (а) и при наклонной (б) при одинаковой плотности плазмы.

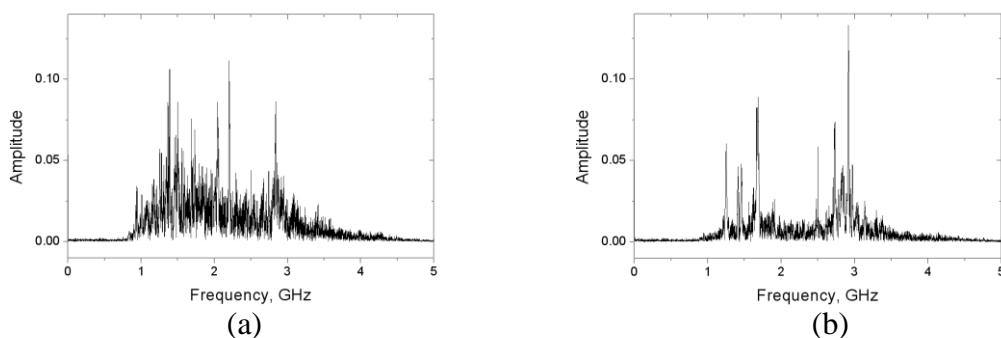


Рис.1. Спектры при перпендикулярной (а) и наклонной (б) отражающей поверхности резонатора ПРГ, плотность плазмы одинаковая.

Наклонная отражающая поверхность вносит аксиальную анизотропию, что приводит к упрощению спектра. Шумовая генерация в значительной степени подавляется. Изменение спектра в течение импульса исследовалось методом мгновенной частоты. При определённых условиях генерация может происходить на одной или на двух линиях. В последнем случае происходит перескок с более высокой частоты на более низкую. По-видимому, это связано с уменьшением плотности плазмы с течением времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Л. Богданкевич и др.// Физика плазмы, 2002, т.28, №8, с.748-757.

Моделирование возбуждения плазмонных частиц электронным пучком (EELS) с помощью метода дискретных источников

И.В. Лопушенко

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра математики

lopushenko.ivan@physics.msu.ru

1. Введение.

В настоящее время наблюдается растущий интерес к прикладным задачам наноплазмоники, предметом которой являются уникальные оптические свойства частиц и наноструктур из благородных металлов, обусловленные колебаниями электронов проводимости относительно кристаллической решетки. Присутствие таких структур в среде дает возможность преодолеть дифракционный предел Аббе и получать интенсивные локализованные электромагнитные поля, напрямую зависящие от геометрии наноструктуры или формы наночастицы. С учетом современных возможностей синтеза наночастиц это приводит к практически полному контролю над их спектрами, что в свою очередь позволяет разрабатывать инновационные устройства на основе взаимодействия плазмонных структур с электромагнитными волнами и между собой. Среди таких устройств – сверхразрешающие микроскопы, биосенсоры, нанолазер и гиперлинза [1]. Данная работа посвящена реализации эффективного вычислительного подхода для строгого исследования спектров плазмонных наночастиц, размеры которых не превышают 10 нм.

Спектроскопия характеристических потерь энергии электронами (EELS)

Для практического использования синтезированных плазмонных частиц требуется тщательное изучение их оптических свойств. Поскольку размер частиц в большинстве случаев значительно меньше величины дифракционного предела, для этой цели удобным и эффективным инструментом являются методы электронной микроскопии, в частности – спектроскопия характеристических потерь энергии электронами (Electron Energy Loss Spectroscopy, EELS) [2,3]. В рамках одного из вариантов реализации EELS быстрые электроны (> 50 кэВ) пролетают мимо исследуемой наночастицы, возбуждая в ней плазмонные моды и теряя при этом некоторую часть своей кинетической энергии. Измеряя спектральные характеристики прошедших электронов, можно изучать спектр возбуждения плазмонной частицы. К основным преимуществам данного подхода относятся: возможность анализа сразу всего спектра рассеяния с учетом неизлучающих волн, высокое пространственное разрешение, а так же возможность возбуждения и анализа резонансов, невидимых в оптическом диапазоне [3].

Математическое моделирование EELS играет ключевую роль при интерпретации полученных результатов измерений. Для его качественного проведения необходимы строгие и при этом эффективные вычислительные подходы, позволяющие получать требуемые результаты с высокой скоростью и оценкой точности расчетов. Одним из известных подходов, удовлетворяющих данным критериям, является полуаналитический метод дискретных источников (МДИ) [3,4].

2. Постановка задачи

В настоящей работе рассматривается математическая модель взаимодействия прямолинейно и равномерно движущегося электрона e с плазмонной наночастицей D_i в однородном пространстве D_0 . Отметим, что особый интерес в последнее время вызывают свойства таких наноструктур, характерные размеры которых не превышают

10 нанометров – как в силу устойчивой тенденции к миниатюризации электронных устройств, так и в силу трудностей моделирования частиц данных размеров.

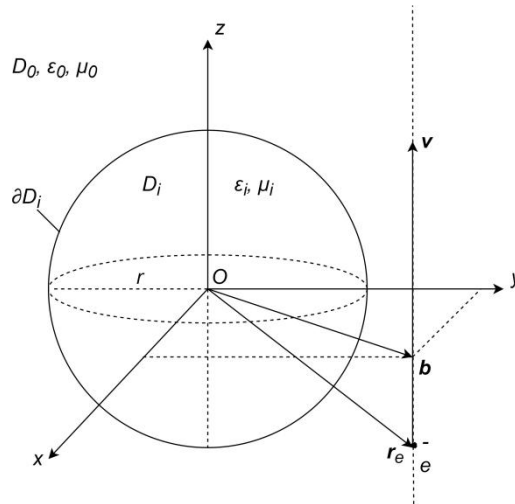


Рис. 1. Геометрия задачи

Будем предполагать, что электрон e представляет из себя точечный заряд, движущийся вдоль оси z со скоростью v , который при этом не проходит сквозь наночастицу ($|b| > r$, см. рис. 1). Таким образом, при математической формулировке задачи рассеяния можно воспользоваться известными выражениями для электромагнитного поля движущегося точечного заряда, записанными в спектральном диапазоне [5]. Помимо внешнего поля, основными уравнениями рассматриваемой задачи являются уравнения Максвелла в каждой из областей $D_{0,i}$, и граничные условия на поверхности частицы.

Кроме того, будем считать, что потери энергии электрона при взаимодействии с наночастицей много меньше, чем его исходная кинетическая энергия ($\sim 0.5-50$ эВ против $\sim 50-300$ кэВ). В таком случае искомая величина задачи – вероятность потери энергии электроном $P(\omega)$ – может быть выражена через рассеянное поле \mathbf{E}_{sca} [3]:

$$P(\omega) = \frac{e}{\pi \hbar \omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re} \left\{ \mathbf{E}_{sca}(\mathbf{r}_e, \omega) e^{-i\omega z/v} \right\} d\mathbf{r}_e. \quad (1)$$

3. Эффект нелокальности

Как уже было отмечено, при численном моделировании плазмонных наночастиц с размером менее 10 нм возникает ряд трудностей. Это связано с тем, что в данном случае классическая электродинамическая теория становится не применимой для описания возникающих физических эффектов и для проведения корректных расчетов необходим учет так называемого эффекта нелокальности (ЭНЛ). Несмотря на то, что физические основы данного эффекта лежат в области квантовой теории, было показано, что его учет возможен и в классической электродинамике в рамках теории обобщенного нелокального оптического отклика (ОНО) [4]. Это обстоятельство позволяет избежать использования трудоемких вычислительных алгоритмов, основанных на квантовой теории, и строить математические модели на основе классической электродинамики.

В рамках ОНО основы ЭНЛ можно описать следующим образом: по мере того, как размер рассеивателя из благородного металла становится меньше длины свободного пробега электронов в материале, свободные заряды накапливаются у

поверхности рассеивателя, после чего внутри него формируются пространственный заряд и ток. В этом случае электрическое поле E внутри рассеивателя перестает быть чисто поперечным ($\text{div}E=0$), и для адекватного описания происходящих процессов требуется привлечение продольных полей ($\text{rot}E=0$). Данное обстоятельство необходимо учитывать при записи математической постановки задачи рассеяния в п.3, поскольку в этом случае для ее однозначной разрешимости требуется привлечение дополнительного граничного условия [4]. Особо отметим, что учет ЭНЛ затрудняет численное решение задачи в силу быстро осциллирующих цилиндрических функций, присутствие которых обусловлено значительным отличием величины волнового числа k продольной волны от величины k поперечной волны.

4. Метод дискретных источников

Для решения поставленной задачи вычисления поля, рассеянного плазмонной частицей при ее облучении электронным пучком, предлагается гибридная схема МДИ. В данном подходе возможен эффективный учет ЭНЛ с сохранением всех ключевых преимуществ исходного вычислительного алгоритма (без учета ЭНЛ), среди которых – апостериорная оценка погрешности вычислений, гибкость, и высокая производительность [3,4].

В рамках МДИ рассеянное поле записывается в виде линейной комбинации полей дискретных источников (ДИ), которые располагаются внутри частицы. «Внутренними» ДИ называются источники, моделирующие полное поле внутри частицы, а «внешними» ДИ являются источники, моделирующие рассеянное поле вне частицы. Внутренние и внешние источники аналитически удовлетворяют уравнениям Максвелла в областях D_i и D_0 соответственно. Кроме того, внешние источники так же удовлетворяют условиям на бесконечности. В качестве внутренних ДИ в нашей задаче мы будем использовать сферические функции Бесселя, а в качестве внешних – электрические и магнитные осциллирующие диполи. Для учета ЭНЛ привлекаются дополнительные дискретные источники, аналитически удовлетворяющие уравнению Гельмгольца для продольных волн, полученному в рамках ОНО [4].

Таким образом, для решения задачи рассеяния необходимо обеспечить только выполнение граничных условий на поверхности частицы, что достигается с помощью обобщенного метода коллокаций и алгоритмов решения переопределенной системы линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд ДИ методами минимизации невязки в норме l_2 [4]. Как только определены амплитуды ДИ, рассеянное поле вне частицы E_{sca} можно легко посчитать в любой точке D_0 , и следовательно, можно вычислить вероятность потери энергии электроном $P(\omega)$ по формуле (1) для каждой частоты внешнего возбуждения, получив таким образом искомый спектр EELS.

Апробация предложенной модели проведена для случая сферических плазмонных частиц путем сравнения результатов с аналитическими расчетами и другими вычислительными методами, позволяющими моделировать EELS без учета ЭНЛ. Анализ разработанной вычислительной схемы и полученные результаты моделирования будут подробно освещены в ходе устного доклада на конференции.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Климов “Наноплазмоника” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010.
2. J.A. Lloyd et al. // ACS Nano. 2017. V. 11. No 2. P. 1604.
3. T. Wriedt, Yu. Eremin (Eds.) “The Generalized Multipole Technique for Light Scattering” Springer International Publishing AG, 2018.
4. Ю.А. Еремин, И.В. Лопушенко // Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 15. 2017. №4. С. 14.
5. F.J. García de Abajo // Rev. Mod. Phys. 2010. V.82. No 1. P. 209.

Численное моделирование транспорта заряженных частиц в графене

И.В. Капаев, В.Л. Саввин, Г.М. Казарян
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет
kapayev.13@mail.ru

Описываемый подход основан на модели Друде, которую исследователи до сих пор применяют для описания электро-химических свойств графена. Моделирование выполнялось с помощью метода Монте-Карло, который успешно применяется для решения схожих задач транспорта в полупроводниковых материалах (графен, как правило, рассматривается как полупроводник).

Описание метода

При изучении эволюции динамической системы как правило используются 2 основных подхода к описанию такой системы:

Классико-механический подход, используемый в случаях когда количество частиц в динамической системе невелико.

Статистический подход, применяемый в случае когда количество частиц велико и система изучается как единое целое, а в качестве параметров описывающих состояние системы используются величины-агрегаторы свойств индивидуальных частиц.

Оба этих подхода на сегодняшний день достаточно хорошо изучены и используются для решения широкого круга задач, в которых системы удовлетворяют оговоренным условиям, позволяя описывать эволюцию динамических систем с хорошей степенью точности.

Хотя задачи в которых система занимает промежуточное положение между этими двумя категориями не всегда могут быть легко решены при помощи одного из перечисленных подходов. Иногда даже получение качественных оценок может быть весьма затруднено. Именно для таких систем и разрабатывался первоначально метод Монте-Карло. Этот расчет впрочем понятен - в то время (середина XX века) вычислительных мощностей компьютеров ещё не хватало чтобы моделировать эволюцию системы с большим числом частиц, но уже достаточно для задач которые с помощью такого метода решались - например, задачи оценки вероятности того или иного исхода при протекании цепной реакции в системе с небольшим количеством ядерных частиц способных к распаду с некоторой вероятностью при выполнении определенных условий или позднее, с ростом вычислительной мощности, даже для моделирования электронного транспорта в полупроводниках.

Случай графена, несмотря на небольшое, по сравнению с тем какое характерное число частиц содержат системы описываемые средствами статистической механики, число частиц тяготеет ко второму случаю, тем не менее, беря в расчет множество специфических особенностей данного материала, имеющих квантовую природу, описание системы с помощью такого подхода становится весьма затруднительным, хотя и не являлось простым изначально.

Согласно модели Друде, которая несмотря на то что является сильным упрощением, до сих пор широко используется и не теряет своей актуальности. Согласно этой модели носители заряда в полупроводниках и металлах хаотически движутся внутри кристаллической решетки кристалла, пока не рассеиваются на узлах или других квазичастицах. После рассеяния электрон продолжает своё движение в произвольном по отношению к начальному, направлении.

Кроме того, обобществленные электроны находятся в потенциале кристаллической решетки, в котором им энергетически выгодно оставаться, поэтому за границы материала они в общем случае не выходят, если, конечно, потенциал не меняется соответствующим образом.

Т.е. процесс движения заряженных частиц представляет собой случайное блуждание или цепь Маркова. Появление внешнего потенциала накладывает на процесс блуждания свой отпечаток. То есть если мы хотим оценить значения тока через диод в какой-то момент времени, следует, рассматривая весь ансамбль частиц, оценить какое их количество, за определенный промежуток времени окажется на электроде.

Эту задачу можно свести к комбинаторной - в которой при заданном потенциале $\phi(U)$ мы хотим оценить количество электронов попавших на электрод за определенный промежуток времени. Решением такой задачи является рассмотрение всего множества возможных состояний X изучаемого ансамбля частиц при указанном потенциале, затем поиск наиболее вероятных состояний E и оценка протекающего тока I на основании этих наиболее вероятных состояний.

Так же в свою очередь поиск наиболее вероятных состояний можно свести к поиску интеграла, который составляет подобласть в многомерном множестве всех возможных состояний ансамбля. Т.е. мы *случайным* образом выбираем множество точек на упомянутом множестве. Согласно эргодической теореме временные средние *такой* системы сходятся, т.е. рассматривая систему на достаточно большом промежутке времени или практически рассматривая множество точек в данном пространстве состояний мы можем наблюдать систему в её стабильном состоянии и получить по сути точное значение тока, точность в данном случае ограничена лишь степенью применимости нашей модели и никак не ограничена вероятностными законами, которые напротив устремляют её к единице.

Т.е. данную физическую систему из частиц-носителей заряда и кристаллической решетки можно представить как ансамбль частиц находящийся в определенной геометрической области, которые в свою очередь должны быть представлены как наборы чисел и граничные условия накладывающие ограничение на перемещение данных частиц. Частица в этой модели представлена набором чисел, которые в свою очередь представляют собой значение скорости V_i , координаты частицы (X_i, Y_i) - т.к. графен двумерный материал, достаточно пары чисел и направление скорости - φ_i . Следствием квантовой природы материала является то что носители заряда представляют собой безмассовые частицы, движущиеся с постоянной скоростью $V_F \approx 10^6 \frac{M}{c}$ - скоростью ферми для данного материала. В действительности движение носителей заряда в любом материале выглядит куда сложнее и подчиняется законам квантовой механики, на фоне которых модель Друде выглядит довольно наивно, тем не менее модель доказала свою применимость.

Описание модели

В приложении к задаче моделирования электронного устройства суть метода состоит в последовательной генерации состояний физической системы, описывающей данное устройство. Т.к. внутренние процессы, обуславливающие состояния элементов системы как правило носят вероятностный характер, то и последовательную генерацию состояний системы тоже в определенной степени можно свести к последовательной генерации псевдослучайных чисел.

Для того, чтобы программа корректно описывала реальную физическую систему необходимо чтобы она отражала в себе её основные физические свойства. В случае моделирования электронного транспорта в полупроводнике этими параметрами должны, в числе прочих, отражать такие особенности реальной системы, как: процесс рассеяния носителей заряда, диффузию носителей заряда, наличие магнитного и электрических полей и другие.

В зависимости от специфики моделируемого устройства, его материала, условий в котором устройство находится и т.д.

Кроме того, модель должна обеспечивать достаточное количество вычислений для того, чтобы результат соответствовал моделированию процесса в интересующих исследователя временных рамках.

Так же, очевидно, модель должна предоставлять исследователю интерпретируемую информацию о своем состоянии в процессе моделирования.

Динамика движения описывается следующим образом: электрон продолжает свое движение в имеющемся направлении до момента рассеяния или пока он не встречается с препятствием, которым в данном случае являются геометрические границы диода. После рассеяния электрону присваивается новое значение скорости и направление, которые генерируются случайным образом, а столкновение со *стенками* диода является в выбранной модели упругим.

Эта система наблюдается на протяжении необходимого числа итераций, которое может сопоставляться реальному физическому промежутку времени. Важной особенностью данной модели является то что интегро-дифференциальные уравнения не решаются и не выписываются явным образом, просто генерируется цепочка случайных событий в процессе изучения которой делаются оценки интересующих нас физических величин.

Реализация метода

Для построения модели использовалась среда разработки MatLab, которая требует от разработчика детального описания модели. Именно эта среда разработки была выбрана из-за удобства работы со встроенными инструментами визуализации результатов вычислений. В дальнейшем в процессе работы с моделью и углубленного знакомства с возможностями языка разработки этой среды удалось сделать эту модель довольно гибкой и несмотря на большее количество вычислений значительно сократить время работы программы по сравнению с первоначальным. Преимущественно это стало возможным благодаря так называемой "векторизации", т.е. использования встроенных функций работы с векторами вместо более прозрачного, но значительно, более медленного обхода элементов векторов с помощью циклов.

Т.е. при проектировании модели пришлось решить большое количество задач как имеющих непосредственное отношение к физике, так и нет. Основной задачей, имеющей непосредственное отношение к физике, являлось сопоставление элементов программы элементам реальной физической системы. Среди прочих задач возникали такие как: сохранение и интерпретация результатов, работа с памятью, работа с производительностью, а также учитывая специфику модели - тригонометрические задачи.

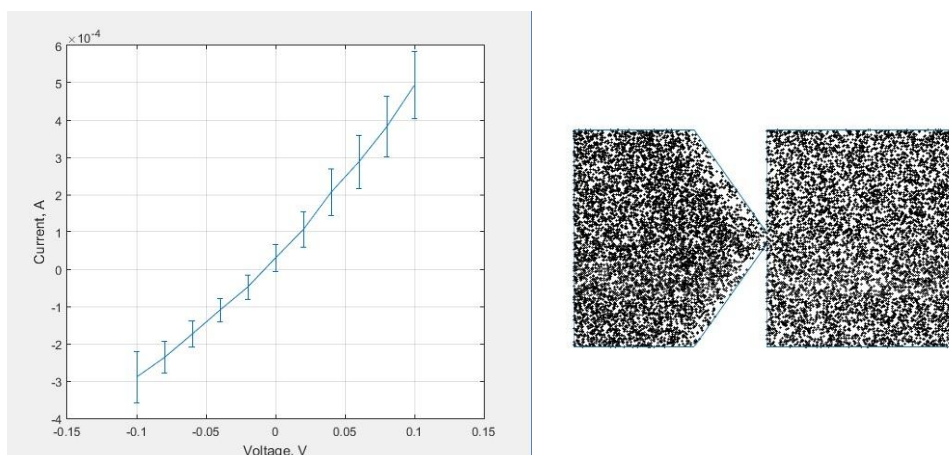


Рис.1 (а) Вольт-амперная характеристика полученная в результате работы программы; (б) Визуализация работы модели.

Модель представляет собой геометрическое поле, внутри которого осуществляют движение электроны. При приложении электрического поля на хаотическое движение электронов накладывается дрейфовое движение в направлении противоположном действию электрического поля. Значение дрейфовой скорости определяется по формуле $v_d = \mu E$, т.е. при значениях подвижности, характерных для реальных физических систем, получаем значение на 2 порядка меньше, нежели скорость хаотического движения, которая, как следует из уравнения Вейля, должна составлять $v_F = \frac{c}{300} \approx 10^6 \frac{M}{c}$. Тем не менее, несмотря на такую разницу, модель Друде всё же позволяет получить вольт-амперную характеристику ожидаемой формы. В ходе вычислений в модели электрическое поле является однородным, однако такое допущение не должно сильно сказываться на качестве получаемых оценок. В работе [3], в которой разрабатывалась похожая модель, была произведена попытка оценить значения тока в случае однородного поля и в случае неоднородного поля полученного с помощью моделирования в среде визуальной разработки COMSOL, разница оказалась совсем незначительной. В результате поле получается совершенно неоднородным и это не меняет значительным образом результаты моделирования и характер зависимости значений тока от подаваемого на диод напряжения.

Результатом работы программы на самом высоком уровне является вольт-амперная характеристика. Данная зависимость тока от напряжения может быть построена при множестве различных параметров физической системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.М. Казарян и др. // Космонавтика и ракетостроение, издательство ЦНИИмаш (Королев), № 2 (95), с. 70-77
2. D. Dragoman, M. Dragoman. // J. Phys. D. 2013.
3. Z.J. Zhu “Graphene Geometric Diodes for Optical Rectennas”. / University of Colorado, CU Boulder Scholar Electrical, Computer & Energy Engineering Graduate Theses & . Dissertations 2014.

Процессы при преобразовании терагерцового излучения в электрический ток

К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
kt.vu@physics.msu.ru

Современные технологии позволяют изготавливать антенны, характерный размер которых сравним с длиной волны электромагнитного излучения в оптическом диапазоне [1]. Из этого возникает идея применения хорошо известных идей радиофизики к более высокочастотным диапазонам излучения. Например, использовать для преобразования инфракрасного и видимого излучения в электрический ток устройства, называемые ректеннами, вместо обычно применяемых полупроводниковых фотоэлементов.

Ректенна – это соединённый с антенной диодный выпрямитель, предназначенный для приёма и преобразования электромагнитного излучения в электрический ток [2].

Актуальность применения ректенн для сбора оптического или инфракрасного излучения можно обосновать следующими положениями. Эффективность полупроводниковых элементов ограничена теоретически пределом Шокли-Квейснера [1]. Этот предел составляет примерно 33% для однопереходных фотоэлементов. Использование ректенн может позволить улучшить этот показатель [2]. Преимуществом ректенн также является то, что их спектральные свойства определяются не материалами, а структурой. Это позволяет производить гораздо более тонкую настройку этих устройств, чем полупроводниковых фотоэлементов.

Анализ микроволновых и радиоволновых ректенн проводится при помощи классического анализа цепей, подчиняющегося уравнениям Максвелла. Однако их поведение на оптических частотах фундаментально отлично и описывается с использованием квантовой теории, а не классической.

При работе на высоких частотах также возникает проблема выбора или создания подходящего выпрямляющего элемента [3].

Согласно исследованию, представленному в работе [2], ректенну можно рассматривать при помощи теории тунеллирования, стимулированного фотонами. По ней получается, что ректенна может работать в трёх режимах: квантовом, переходном и классическом. В квантовом режиме работы ток через ректенну можно выразить следующим образом:

$$I_{illum} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left(\frac{qV_d}{\hbar\omega} \right) I_{dark} \left(V_0 + n \frac{\hbar\omega}{q} \right) \quad (1)$$

Где I_{illum} - световой ток ректенны, I_{dark} - темновой, J_n - функции Бесселя, V_0 - рабочее напряжение, а V_d - напряжение на диоде.

В классическом режиме в общий ток ректенны вносит вклад многофотонное поглощение, и он может быть выражен так:

$$I_{illum} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_{dark} (V_0 + V_D \sin \theta) d\theta \quad (2)$$

В работе [4] приводится формула, позволяющая рассчитать вклад поглощения одиночного фотона в плотность тока короткого замыкания ректенны исходя из модели эффективного потенциального барьера.

При рассмотрении более сложных случаев можно воспользоваться техниками численного моделирования, представленными в работе [5], либо использовать метод гамильтониана перехода [6].

Эти методы дают возможность оценить величину тока, которую можно получить от одной ректенны. При помощи модели ректенны или решётки ректенн [7], можно попытаться установить, какую величину составляет напряжение на клеммах антенны, в каком из режимов она работает и как нужно изменить поле для её оптимальной работы. Согласно указанным работам, эти техники показывают высокое соответствие экспериментальным данным, что позволяет использовать их для планирования будущих опытов.

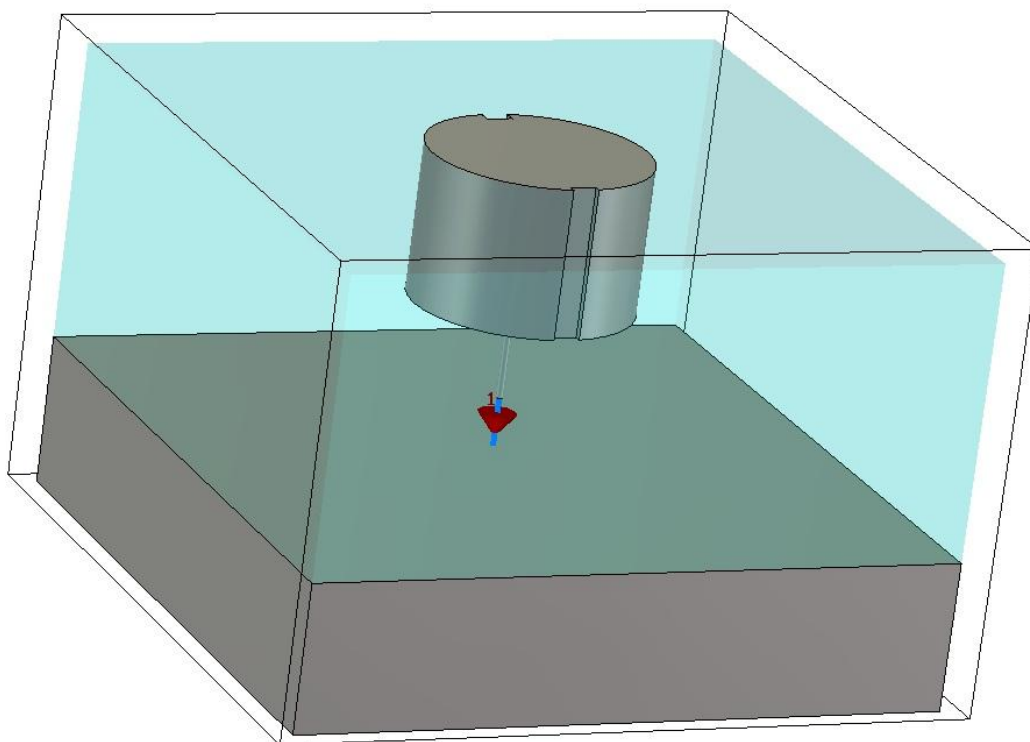


Рис. 1. Внешний вид модели ректенны.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.B. Lerner, P.H. Cutler, N.M. Miskovsky // *J. Nanophoton.*, 2015, 9(1), 093044
2. S. Joshi, G. Moddel // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2016, V. 49, 265602
3. S. Piltan and D. Sievenpiper // *Journal of Applied Physics*, 2017, V. 122, 183101
4. J. Shank et al. // [Электронный ресурс] *arxiv.org*, 2018, URL: <https://arxiv.org/abs/1801.02544>
5. G. Moddel, S. Grover *Rectenna Solar Cells*. New York : Springer, 2013, pp. 89-108.
6. P.S. Davids, J. Shank // *Phys. Rev. B*, 2018, V. 97, 075411
7. К.Т.Ч. Ву и др. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. — 2016. — № № 5. 165503. — С. 165503–1–165503–2.

Решение проблемы возбуждения поверхностной волны в задаче Зоммерфельда о вертикальном излучающем диполе, расположенном возле границы раздела двух материальных сред

П.С. Глазунов¹, В.А. Вдовин², А.И. Слепков¹
¹Кафедра общей физики Физического факультета МГУ
²Институт Радиотехники и электроники РАН
ps.glazunov@physics.msu.ru

Работа посвящена решению задачи, в которой рассматривается пространство, разделённое плоскостью на две части. Каждая часть заполнена средой с заданными электромагнитными характеристиками: диэлектрической $\epsilon_{I,II}$, магнитной $\mu_{I,II}$ проницаемостями и проводимостью $\sigma_{I,II}$. Среды считаются однородными и изотропными, предполагается, что в каждой из них выполняются простейшие материальные соотношения (рис.1). В одной из сред на некотором расстоянии h от границы раздела расположен излучатель электромагнитных волн, который может быть представлен в виде вертикального электрического или магнитного диполя. Требуется найти распределение электромагнитных полей в данной геометрии пространства.

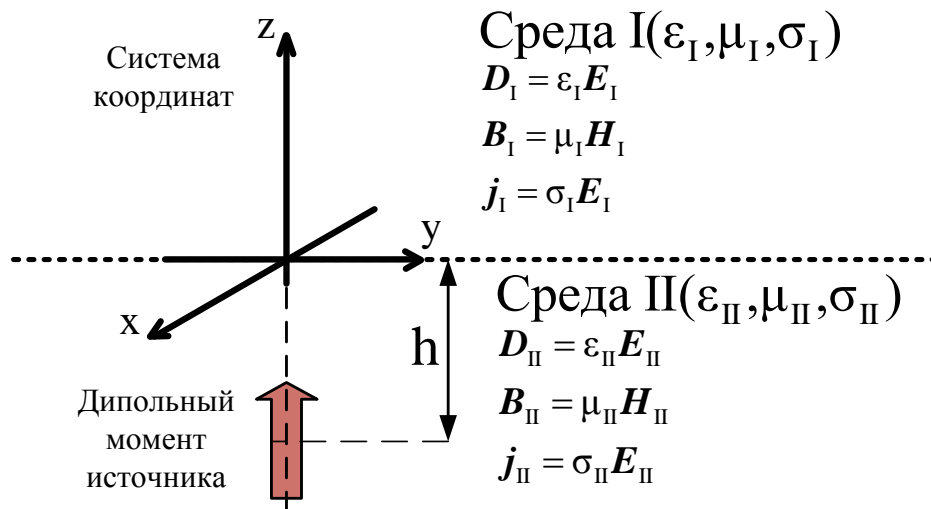


Рис. 1. К постановке задачи

Постановка этой задачи появилась в начале 20 века, когда радиофизики ещё не знали о наличии ионосферы. Они не могли объяснить, почему электромагнитные волны распространяются на значительные расстояния, превышающие, например, земной радиус. Было сделано предположение о том, что существует особый тип электромагнитных волн, распространяющихся преимущественно вдоль земной поверхности. Учёные пытались найти данный тип волн экспериментально или обосновать его появление теоретически. Первым, кому удалось предложить способ решения данной задачи, был Арнольд Вильгельм Зоммерфельд. В 1909 году он разработал метод [1], в котором поле элементарного излучателя раскладывается по спектру собственных функций задачи в цилиндрической системе координат. При этом в оригинальной работе Зоммерфельда диполь находился в воздухе над поверхностью земли. Решение для дальней зоны было найдено в виде громоздких интегралов, которые учёный попытался приближённо вычислить, перейдя к интегрированию в

комплексной плоскости и применив метод перевала. При этом решение распалось на несколько слагаемых, одно из которых представляло собой поверхностную волну, распространяющуюся вдоль границы раздела сред. Термин «поверхностная волна» появился в связи с тем, что в соответствии с полученным решением, амплитуда данной волны экспоненциально убывает при удалении от границы раздела сред. Уникальность данной волны состоит в том, что она является цилиндрической. Если пренебречь экспоненциальным затуханием за счёт проводимости грунта, то амплитуды электромагнитных полей этой волны убывают обратно пропорционально корню квадратному от расстояния до излучателя.

В дальнейших работах [2-4] были представлены решения, полученные другими методами, но без поверхностной волны. В более поздних работах представлены многочисленные решения, в которых поверхностная волна то «появляется», то «исчезает», поэтому, среди физиков сложилось двоякое мнение относительно её существования. Споры о возможности её возбуждения продолжаются до настоящего времени, как среди теоретиков, так и среди экспериментаторов. Современное общее мнение наиболее удачно изложено в работе [5].

В настоящей работе проведено обобщение задачи Зоммерфельда для случая сред с произвольными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также проводимости. Для этого проводилось обобщение мультипольного разложения. Полученное разложение корректно описывает поля дальней, промежуточной и ближней зон. При этом учитывается экранирование источника возбуждения зарядами проводимости среды.

Далее вышеописанная задача дифракции решалась численно (методом конечных элементов) и аналитически (методом Зоммерфельда). В результате численное и аналитическое решения совпали, тем самым была доказана их корректность.

Было также показано, что в случае вертикального электрического диполя поверхностная волна возникает лишь в том случае, когда выполняется условие:

$$\cos \left\{ \frac{1}{2} \arg \left[\frac{\xi_{II} \mu_{II} - \xi_I \mu_I}{\xi_I^2 - \xi_{II}^2} \right] + \arg(\xi_I) \right\} \times \cos \left\{ \frac{1}{2} \arg \left[\frac{\xi_{II} \mu_{II} - \xi_I \mu_I}{\xi_I^2 - \xi_{II}^2} \right] + \arg(\xi_{II}) \right\} < 0, \quad (1)$$

где $\xi_I = \varepsilon_I + i\sigma_I/\omega$, $\xi_{II} = \varepsilon_{II} + i\sigma_{II}/\omega$ - обобщённые диэлектрические проницаемости.

Таким образом, было установлено, что наличие или отсутствие поверхностной волны зависит от характеристик сред, а не от способа решения задачи. Если устремить проводимости обеих сред к нулю, то из условия (1) следует известное из теории физики мета материалов и плазмоники [6] условие (2):

$$\operatorname{Re}(\varepsilon_I) \times \operatorname{Re}(\varepsilon_{II}) < 0 \quad (2)$$

ЛИТЕРАТУРА

- A. Sommerfeld // Ann. Phys. (Leipzig) 28 665 (1909)
H. Weyl // Ann. Physik. 1919. Bd. 60. S. 481
V.d. Pol B. // Jahr. drahtl. Telegr. u. Teleph. (Z. Hochfr.). 1931. Bd. 37. S. 152-156
H.M. Barlow, A.L. Cullen // Proc. IEEE, 100, 329, (1953)
А.В. Кукушкин // УФН 179 7 (стр. 801) (2009)
С.А. Майер “Плазмоника: теория и приложения”. – М.- Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. – 296 с.

Моделирование и экспериментальные измерения многолучевой цифровой фазированной антенной решетки

Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

luguoming.hit@gmail.com, zakharov1@mail.ru, korolev_phys@mail.ru

В работе выбрана форма элемента для построения фазированных антенных решеток (ФАР), обеспечившая относительную полосу частот до 9%; проведено сравнение трёх методов уменьшения боковых лепестков; проведено моделирование и изготовление образца плоской многолучевой микрополосковой ФАР; разработан трансивер на многослойной печатной плате для формирования многолучевой диаграммы ФАР; созданы микрокоды на языке VHDL для формирования диаграммы направленности на платформе платы Xilinx; проведение экспериментальное измерение КСВН и диаграммы направленности разработанной антенны.

Результаты моделирования показали, что среди исследованных форм наиболее широкую полосу обеспечил элемент в форме квадрата со скругленными углами [1]. Полоса частот увеличивалась с ростом толщины диэлектрической подложки и уменьшалась с ростом величины диэлектрической проницаемости. Элемент в форме квадрата со скругленными углами был выбран в качестве основного элемента для построения решеток; в качестве диэлектрика использовался материал Arlon AD255 ($\epsilon=2.55$, $h=2.032$ мм) ввиду низкой величиной диэлектрической проницаемости и сравнительно большой толщины.

С целью уменьшения боковых лепестков (в том числе дифракционных максимумов) диаграммы направленности в удаленном поле антенной решетки были исследованы следующие способы [2]: а) уменьшение расстояний между элементами до величин менее $\lambda_0/2$; б) неэквидистантное расположение элементов; в) неравномерное распределение токов по элементам.

Результаты моделирования показали, что при излучении главного луча вертикальной линейной решётки с Чебышевским распределением токов по элементам в направлении 30° от нормали боковой лепесток был подавлен до уровня -15 дБ; при излучении в направлении 45° от нормали уровень бокового лепестка составлял -9 дБ; при излучении в направлении 60° от нормали уровень бокового лепестка возрос до -5 дБ. Таким образом, диапазон углов сканирования составил $\pm 45^\circ$ от нормали. Сравнение трёх методов минимизации уровня боковых лепестков показало, что Чебышевское распределение токов по элементам обеспечило наибольшее подавление лепестков и наибольший диапазон углов сканирования. Ввиду этого данное распределение было использовано при моделировании многолучевых решеток.

При моделировании ФАР, излучающей 3 луча, для формирования лучей использовалась суперпозиция трех групп сигналов возбуждения, каждая из которых отвечала за формирование определенного луча и состояла из 16 сигналов возбуждения (в соответствии с количеством элементов решетки). После суперпозиции групп сигналов возбуждения суммарные сигналы взвешивались с Чебышевскими коэффициентами 1:3:3:1 в горизонтальном (по оси x) и вертикальном (по оси y) направлениях. На рис. 1 представлена полученная трёхмерная диаграмма направленности плоской решётки, излучающей одновременно три независимых луча в направлениях (угол места = 0° , азимут = -45°), (угол места = -30° , азимут = 15°) и (угол места = 45° , азимут = 45°) в линейном масштабе.

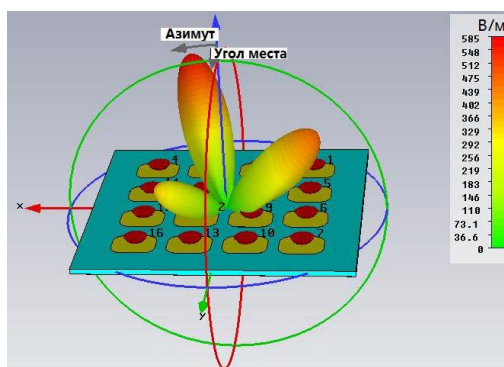


Рис. 1. Трёхмерная диаграмма направленности плоской решётки, излучающей одновременно три независимых луча в направлениях (угол места = 0° , азимут = -45°), (угол места = -30° , азимут = 15°) и (угол места = 45° , азимут = 45°) [1]

Экспериментально измеренная ширина полосы частот ФАР была на 2% меньше, а центральная частота на 2.8% выше, чем значения, полученные при моделировании.

Разработанный трансивер состоит из двух частей: передатчик и приёмник. Ключевые компоненты трансивера: АЦП и ЦАП, усилители низкой частоты, фильтры низких частот, квадратурный модулятор и демодулятор (квадратурные смесители), фильтры высоких частот (ФВЧ), усилители радиочастоты, элементы питания. Разработанный трансивер выполняет функции перевода сигнала из цифровой в аналоговую форму и обратно, переноса сигнала на несущую частоту, усиления и фильтрации сигнала.

Экспериментальное измерение характеристик разработанной цифровой многолучевой ФАР было проведено на стенде, состоящем из ЭВМ, платы с ПЛИС, разработанных трансиверов и плоской антенной решётки. Стенд позволяет осуществлять цифровое формирование диаграммы направленности и управление лучевой структурой посредством микрокодов ПЛИС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lu Guoming, P.N. Zakharov, A.P. Sukhorukov // Physics of Wave Phenomena, vol. 21, pp. No. 4, pp. 291- 293, 2013
2. О.Г. Вендик, М.Д. Парнес “Антенны с электронным движением луча”. М.: «Радио и связь», 2001.

Антенна RFIDметки СВЧ диапазона частот для маркировки металлических объектов

А.П. Верёвкин, В.В. Кириллов, И.В. Мунина, П.А. Туральчук
СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. Ульянова (Ленина)
apverevkin@etu.ru

В последнее время все больший интерес представляют RFIDсистемы. RFID (Radio Frequency Identification) – система радиочастотной идентификации объектов. Под объектом понимается любой предмет, будь то вещь на складе или фармацевтическое средство в аптеке, животные или человек. RFIDсистемы нашли широкое применение в настоящее время: системы контроля доступа в помещениях различных учреждений и организаций; автоматические системы оплаты проезда; системы слежения за автотранспортными средствами; для маркировки различного рода объектов; военные применения; биомедицина и др. В состав типичной RFID системы входит три базовых компонента (рис.1): считыватель (считывает информацию с метки); метка (хранит информацию об объекте); устройство обработки информации (персональный компьютер или рабочая станция)[1].

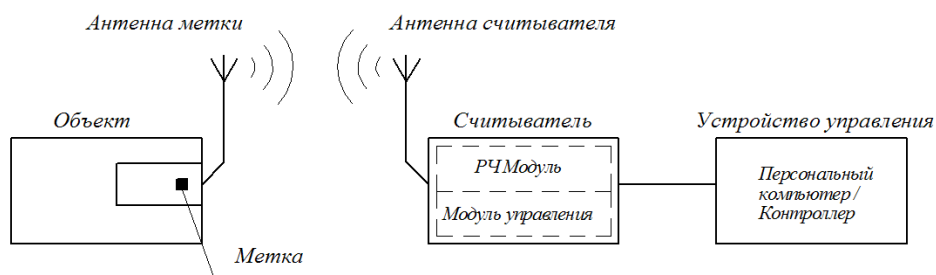


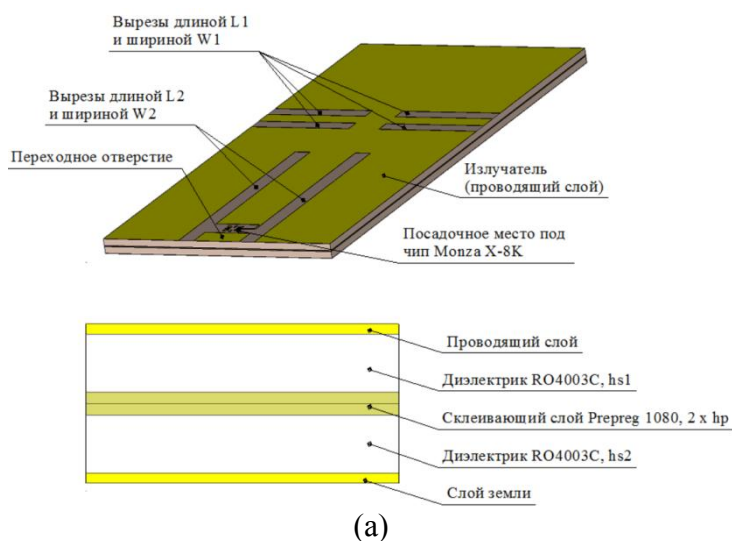
Рис.1. СхемаRFID системы

В связи с широким распространением металлических объектов (автотранспорт, металлические контейнеры, корпуса различной электроники и техники ит.д.) появилась потребность в разработке антенны метки, которая позволяла бы эффективно работать считывателю с меткой даже при её закреплении на металле. Стоит обратить внимание на ряд особенностей при работе антенн RFID меток на металле: 1. Чувствительность импеданса антенны к размерам металлического объекта; 2. Появление дополнительных реактивных связей с металлической поверхностью, и, как следствие, сдвиг рабочей частоты антенны; 3. Изменение диаграммы направленности (ДН) антенны. При выборе рабочего диапазона частот необходимо обратить внимание на зависимость дальности считывания метки от частоты. С увеличением рабочей частоты уменьшается дальность работы антенны, вследствие увеличения затуханий в среде, в которой распространяется сигнал, идущий от нее. А значит, накладываются существенные ограничения по обеспечению требуемой дальности считывания метки вследствие ограниченности размеров антенны. Существуют ограничения по использованию некоторых частотных диапазонов (например, невозможность использования диапазонов частот гражданской авиации, радиолокации, радиоастрономии, спутниковой связи ит.д.), заведомо непредусмотренных для промышленного лицензирования, или большие затраты на получение требуемой лицензии [2]. Все эти факторы, несомненно, влияют на процесс разработки антенны, и их обязательно следует учитывать при разработке устройства.

Целью данной работы была разработка планарной антенны RFIDметки СВЧ диапазона частот (860-960 МГц), предназначенной для маркировки металлических

объектов. Требовалось обеспечить рабочую частоту антенны 868 МГц и дальность считывания метки не хуже двух метров в полосе частот 20 МГц. Габаритные размеры антенны ограничены размером модуля, в которой предполагается её разместить, и не должны были превышать 40x80 мм².

Для решения поставленной задачи была выбрана патч антенна [3], представленная на рисунке 2, для которой выполнено полноволновое электродинамическое моделирование (ЭМ). Модель антенны представляет из себя структуру, состоящую из двух диэлектрических подложек RO4003C толщиной $h_s = 0,81$ мм, $\epsilon = 3,38$; двойного склеивающего слоя Prepreg 1080 толщиной $h_p = 0,08$ мм, с $\epsilon = 3,9$; двух медных слоев металлизации толщиной 18 мкм. В модели предусмотрено посадочное место под чип MonzaX-8Kc импедансом 18-j182 Ом. Диаметр переходного отверстия составляет 0,3 мм. Габаритные размеры составляют 30x70 мм² в двух измерениях. Коэффициент усиления антенны в направлении главного лепестка составляет 7,3 дБ. Расположение чипа, длина и ширина вырезов L_2 , W_1 определяют входной импеданс антенны. При необходимости, изменяя данные параметры, можно изменять входной импеданс антенны с учетом импеданса чипа. Вырезы длиной L_1 и шириной W_1 расположены в области максимума распределения магнитного поля, и, меняя их параметры, изменяется длина пути протекания токов, тем самым происходит сдвиг рабочую частоту. Материалы для данной модели антенны были выбраны, исходя из возможности изготовления её прототипа на производстве по многослойной технологии изготовления печатных плат методом попарного прессования.



(а)



(б)

Рис.2. Антенна метки: (а) Электродинамическая модель и структура; (б) Вариант, изготовленный на производстве

Дальность считывания метки оценивалась по формуле:

$$d = \frac{c}{2 \cdot \omega} \cdot \sqrt{\frac{E_{IRP} \cdot G \cdot K}{S}},$$
$$K = \frac{4 \cdot R_a \cdot R_c}{(R_a + R_c)^2 + (X_a + X_c)^2},$$

где G – коэффициент усиления антенны; E_{IRP} – эквивалентная изотропная мощность; S – чувствительность чипа; K – коэффициент рассогласования импеданса антенны и чипа; $Z_a = R_a + jX_a$ и $Z_c = R_c + jX_c$ – входной импеданс антенны и чипа соответственно.

Результаты измерений дальности считывания метки в безэховой камере приведены на рисунке 4.

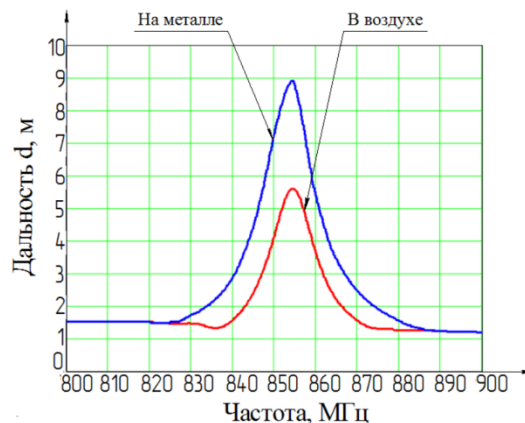


Рис.4. Результаты измерений дальности считывания метки в безэховой камере для антенны, находящейся в воздухе и на металлической пластине размером 200x200 мм²

Анализируя полученные результаты дальности считывания метки, находящейся на металлической пластине размером 200x200 мм² и в воздухе, выяснилось, что разработанная антенна не изменяет свою рабочую частоту при её закреплении на металлических объектах. Изменение дальности считывания антенны обусловлено изменением её коэффициента усиления, вследствие влияния отражений от поверхности металлической пластины.

В результате выполнения работы была разработана антенна RFID метки, работающая в СВЧ диапазоне частот, предназначенная для маркировки металлических объектов. Выяснилось, что данная антенна работает эффективно, как на металлических объектах, так и в воздухе. Также необходимо провести дальнейшую модификацию модели антенны для работы на частоте 868 МГц, с целью последующего её изготовления на производстве и интегрирования в готовое устройство.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.D. Hunt, M. Puglia, A. Puglia // John Wiley & Sons, Inc. 2007. 241 p.
2. D.M. Dobkin «RF The in RFID: UHF Passive RFID in Practice», 2nd edition. Amsterdam: Elsevier / Newnes, 2013. 523 p.
3. B. Lee, B. Yu // Microwave and Optical Technology Letters 2008, V.50 No. 1 P. 232-234.

Обзор резистивных усилителей

С.А. Макаркин, В.В. Галушка, А.М. Павлов, Д.М. Митин, А.А. Сердобинцев,
А.В. Стародубов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.

Чернышевского»

makarkinstanislav@mail.ru

В настоящее время процессы усиления полезных сигналов системами вакуумной электроники остаются в центре внимания исследователей, однако акцент проводимых исследований смещается в более коротковолновую область - в область миллиметровых и субмиллиметровых (терагерцовых) длин волн [1 - 4]. Излучение в терагерцовом диапазоне частот, как известно, представляется весьма перспективным в различных современных приложениях, таких как системы безопасности, медико-биологические анализы, сверхбыстрая беспроводная связь и в других областях, привлекающих большое внимание в течение последнего десятилетия (см., например, [5 – 11]). Одной из основных трудностей, с которой сталкиваются исследователи и инженеры при разработке усилителей миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, является создание электродинамических систем. Например, при использовании традиционных типов электродинамических систем типа спираль, цепочка связанных резонаторов и т.п. для сантиметрового диапазона длин волн при переходе в миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны разработчики сталкиваются с такими проблемами, как недостаточное токопрохождение, отсутствие или слабый теплоотвод, токооседание, согласование замедляющей системы с элементами вывода мощности и т.п., что в первую очередь обусловлено малыми размерами СВЧ узлов прибора. В частности, типичный диаметр пролетного канала для пучка в лампе бегущей волны (ЛБВ) субмиллиметрового диапазона составляет не более 600 μm . Диаметр спирали для ЛБВ с частотой до 96 GHz и мощностью до 10 W оценивается как не более 100 μm , а с частотой до 300 GHz и мощностью до 1 W — не более 40 μm . Очевидно, что спиральные замедляющие системы микронного размера невозможно изготавливать, используя традиционные технологии.

Для решения ряда вышеуказанных проблем в последнее время, в том числе в связи с успехами в разработке и создании новых материалов, исследователи обратили внимание на "забытые" идеи по усилению СВЧ сигналов, которые могут найти применение в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых (терагерцовых) длин волн. Одной из таких "забытых" идей является так называемый резистивный усилитель. Целью данной работы является рассмотрение результатов обзора научной литературы, посвященной исследованию возможности использования резистивных сред для усиления СВЧ сигналов, в том числе в коротковолновой части СВЧ диапазона. В настоящее время авторами данной работы подобного обзора найти не удалось.

Идея резистивного усилителя была впервые представлена в работах [12 – 14]. Описанный резистивный усилитель использовал физический принцип, который заключается в использовании сдвига фаз между электронным током и переменными составляющими поля, возникающего благодаря наличию поглощающих стенок, материал стенок при этом характеризуется комплексной проницаемостью. Усилитель представлял собой стеклянную трубку с тонким слоем оксида олова на внутренней поверхности, в которую вводился электронный поток, модулированный спиралью или объемным резонатором на входе трубки. Вывод энергии осуществлялся аналогичной электродинамической системой на выходе (Рис. 1).

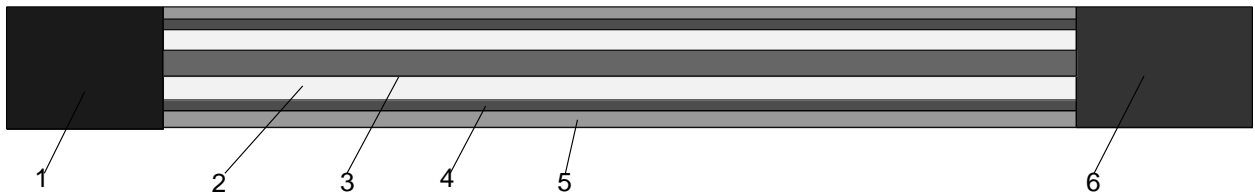


Рис. 1. - Принципиальная схема резистивного усилителя. 1 - модулирующая система, 2 - пространство дрейфа, 3 - модулированный электронный поток, 4 - резистивный слой, 5 - стеклянная трубка, 6 - демодулирующая система.

В данном приборе возможны несколько ситуаций, в зависимости от типа сопротивления резистивной стенки. В случае идеально проводящих стенок, стенок с емкостной нагрузкой и стенок с полным отсутствием проводимости усиления нет. Стенки с чисто активной нагрузкой дают относительно большое усиление в некоторой области значений проводимости. Самое же большое усиление ожидалось от чисто индуктивного сопротивления на стенках, при нем образовавшаяся волна пространственного заряда (ВПЗ) должна испытывать экспоненциальный рост. Теоретически было предсказано экстремально высокое усиление (при чисто индуктивном сопротивлении стенок), достаточно большая широкополосность и устойчивость к самовозбуждению из-за поглощения резистивным слоем волны, отраженной от конца лампы. В практическом же эксперименте усиление оказалось слабее теоретического из-за некоторых факторов, указанных в вышеупомянутых статьях (например, наличие активного и емкостного сопротивления в приборе, большая техническая сложность на тот момент получения резистивных слоев толщиной порядка 0.2 мкм), и составило около 20 дБ, энергия пучка имела порядок от 3 до 8 кэВ, ток пучка принимал значения 25-62 мА, что примерно соответствовало характеристикам ЛБВ. Также стоит отметить наличие довольно высокого уровня шума в устройстве. Однако, данный усилитель уже тогда обладал важным преимуществом, заключающимся в отсутствии необходимого условия синхронизма электронного пучка и электромагнитной волны.

Как было указано выше, наибольшее усиление достигается при чисто индуктивном сопротивлении стенок усилителя (или просто с индуктивной компонентой сопротивления, значительно превосходящей остальные). Таким образом, особый интерес представляют электродинамические системы, которые обеспечивают такой тип сопротивления. Здесь следует упомянуть об изитроне, предложенном J.R. Pierce и изготовленным L.R. Walker в 3 см диапазоне длин волн [15], который также рассматривался некоторыми исследователями в более позднее время [16, 17]. Данный прибор представлял собой прямоугольный волновод, частично заполненный диэлектриком, в котором в качестве электродинамической системы использовался набор полуволновых проволок, проведенных между боковыми стенками волновода и представляющих собой набор резонаторных элементов (Рис. 2).

Эквивалентная схема такой электродинамической системы выглядит как стандартная длинная линия без потерь, но с отрицательными емкостями. J.R. Pierce показал, что если среда, через которую проходит поток обладает индуктивной или резистивной проводимостью, могут существовать растущая и затухающая волны пространственного заряда. Следует отметить, что упомянутый ниже подход группы ученых (Т. Rowe, N. Behdad, и J. Booske) пришёл к похожей модели, использующей в волноводе элементы, создающие индуктивное сопротивление.



Рис. 1. Принципиальная схема изитрона. 1 - стенка волновода, 2 - отрезок металлической проволоки, 3 - диэлектрический наполнитель.

Различные эксперименты показали рост медленной ВПЗ и затухание быстрой ВПЗ (см, например, [18]). Эти эксперименты были продолжены с потоками с энергией 3-8.5 кэВ и токами 30-135 мА, которые проходили через резистивный канал, сделанный из стеклянной трубки, покрытой резистивным материалом и погруженной в длинный соленоид для фокусировки пучка. Установлен рост и затухание ВПЗ. Проведено сравнение результатов в длинноволновой области.

Известны работы по нелинейной теории резистивной неустойчивости для модели клистрона [19]. Два механизма нарастания тока - клистронный и резистивный действуют одновременно. В начальной части пространства дрейфа доминирует клистронный механизм, а затем преобладают резистивные эффекты.

Возможность приближения коэффициента усиления к теоретическому значению рассматривалась в работах [20 - 23], где предполагается усовершенствование резистивного усилителя с помощью метаматериалов, которые имеют отрицательную диэлектрическую проницаемость. В данных статьях указано, что использование в резистивном усилителе стенок, покрытых таким материалом при отсутствии потерь, может обеспечить усиление, близкое к предельному. На данный момент, в качестве необходимого материала данным научным коллективом предполагаются меандровые металлические линии, частично заполняющие прямоугольный волновод. Расчеты проведены на основе линейной теории; кроме того, приводятся результаты изменения по длине прибора скоростной модуляции, полученные на основе метода частиц в ячейке, что подтверждает лишь существование нарастающей волны пространственного заряда.

Несмотря на технологические сложности в изготовлении, резистивные усилители являются многообещающими устройствами, обходящими трудности, связанные с изготовлением прецизионных микроразмерных компонентов классических усилителей в области терагерцового излучения. Однако, основная часть обнаруженных в ходе обзора работ посвящена исследованию в низкочастотной части СВЧ диапазона (1-5 ГГц). В последнее время акцент исследований смещается в область применения метаматериалов, однако и здесь все исследования сосредоточены в гигагерцовом диапазоне. Более того, пути создания указанных метаматериалов за редким исключением практически не рассматриваются, а исследования в основном заканчиваются обсуждением результатов численного моделирования.

Таким образом, в рамках предлагаемого доклада представлен обзор состояния исследований, направленных на разработку устройств вакуумной СВЧ электроники типа резистивного усилителя. Указанный обзор представляет собой основу для проведения дальнейших исследований авторами данного доклада, направленных на

изучение и разработку элементов усилительных устройств миллиметрового диапазона длин волн, работа которых основана на физических эффектах распространения электронных пучков через резистивные среды.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-32-00937 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Siegel // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2002. vol. 50. no. 3, pp. 910 - 928, March 2002;
2. M. Sherwin. Terahertz power. // Nature. 2002. vol. 420, pp. 131 – 133;
- J.H. Booske. // Physics of Plasmas. 2008. №15 (5) P. 055502;
3. R.A. Lewis. // Journal of D Physics: Applied Physics. 2014. №47. (37) P. 374001;
4. В.Л. Братман, А.Г. Литвак, Е.В. Суворов // УФН. 181. с. 867–874 (2011);
5. R.A. Lewis // J. Phys. D: Appl. Phys. 47 (2014) 374001 (11pp);
6. Л.В. Братман, Г.А. Литвак, В.Е Суворов // УФН 181 867–874 (2011);
7. P.H. Siegel // IEEE trans. Microwave Theory Techniques 50, 910 (2002);
8. C.M. Mann Terahertz Sources and Systems, edited by R.E. Miles, P. Harrison, and D. Lippens (Kluwer, Dordrecht, 2001), p. 261;
9. M. Tonouchi // Nature Photonics 1, 97-105 (2007);
10. P. Mukherjee & B. Gupta, // , J Int Infrared Milli Waves 29, 1091–1102 (2008);
11. C.M. Armstrong // IEEE Spectrum. Vol. 49, № 9. p. 36-41;
12. G.K. Birdsall, J.R. Whinnery // Journ. Appl. Phys. 24,314 (1953);
13. C.K. Birdsall, O.R. Brewer, A.V. Haeff // PIRE 41, 865 (1953);
14. В.М. Лопухин, А.А. Веденов // УФН.Т. LIII, вып. 1, с. 69-86 (1954);
15. J.R. Pierce // The Bell System Technical Journal, 1954, November, p. 1350-1353;
16. M.H.H. van Dijk, C.E. Hagstrom, E.L. Kollberg, “The dielectrically loaded “easitron” circuit as a slow wave structure for traveling wave maser applications”. Chalmers University of Technology, Research Laboratory of Electronics report 105, 1971;
17. M.H.H. van Dijk, C.E. Hagstrom, E.L. Kollberg, // Electronics letters. 1972, Vol. 8, No. 3;
18. J.G. Wang, H. Suk, M. Reiser // Proceedings of the Seventh International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion. Volumes 32–33, November 1996, Pages 141–148.);
19. H.S. Uhm // Physics A. Letters 1993. Vol.182, № 1, P. 120-124; H.S. Uhm. // Physics of Plasmas. 1994. Vol. 1 Issue 6, p2038;
20. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // 2015 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC);
21. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015, Vol. 43, Issue: 7. p. 2123-2131;
22. T. Rowe et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017, Vol. 45, Issue: 4. p. 654 - 664
23. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // IEEE Transactions on Plasma Science. 2016, Vol. 44, Issue 10 , p. 2476 - 2484

Особенности группирования электронных потоков в клистроне миллиметрового диапазона

В.Е. Родякин, В.М. Пикунов

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
rodyakin@phys.msu.ru

Источники миллиметрового излучения находят все более широкое применение в научных, гражданских и военных областях. Однако применение миллиметрового излучения для решения научных и прикладных задач ограничивается нехваткой мощности генераторов и усилителей этого диапазона частот. Бурно растущие потребности в таких источниках СВЧ излучения вызвали в последние годы активное продвижение традиционной техники электровакуумных приборов в терагерцовый диапазон. Среди них наиболее перспективными являются приборы с продольным взаимодействием, к которым относятся лампы бегущей волны (ЛБВ) и клистронные усилители с распределенным взаимодействием. При этом при переходе в миллиметровый диапазон различия в конструкциях обоих типов усилителей стираются. В настоящее время в открытой мировой печати лавинообразно возрастает количество публикаций о разрабатываемых приборах данного диапазона, физических и технических проблемах, возникающих на этом пути и методах их исследования.

Неизбежное уменьшение размеров замедляющих структур ЛБВ и резонаторов клистронов миллиметрового диапазона приводит к уменьшению коэффициента взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями электродинамических систем этих СВЧ приборов. Возможным способом преодоления данной проблемы при переходе усилителей в миллиметровый диапазон является использование распределенных электродинамических структур, в том числе многозазорных резонаторов.

В работе приводятся результаты теоретического анализа возможности использования многозазорных резонаторов в однолучевом многорезонаторном клистроне на частоту 95 ГГц. В качестве источника электронного потока с ускоряющим напряжением 15 кВ, силой тока 0.6А и диаметром 0.4мм для данного клистрона была использована электронная пушка с высокой компрессией, описанная подробно в работе [1]. В этой же работе было показано, что использование однозазорных резонаторов в однолучевом многорезонаторном клистроне на частоту 95 ГГц не позволило получить эффективность группирования выше 10%.

На Рис.1 представлена конструкция группирователя исследованного пятирезонаторного клистрона с многозазорными резонаторами, а также мгновенный снимок положения крупных частиц и структуры кулоновских полей электронного потока. В качестве входной и выходной систем в клистроне использовались пятизазорные резонаторы, работающие на основном синфазном виде колебаний. В качестве группирующих резонаторов были использованы двухзазорные резонаторы, также работающие на синфазном виде колебаний. Применение многозазорных резонаторов позволило обеспечить распределенное взаимодействие электромагнитных полей резонаторов с электронным потоком с эффективностью в 2 – 3 раза выше, чем в случае с однозазорными резонаторами. Для повышения эффективности энергоотбора в выходной системе в результате оптимизации зазоры выходного резонатора были выбраны переменными. Все исследования проводились с использованием программного комплекса «Арсенал –МГУ» [2], позволяющего проводить численный анализ нелинейных процессов в клистронных усилителях с использованием 2,5-мерной модели «частица в ячейке».

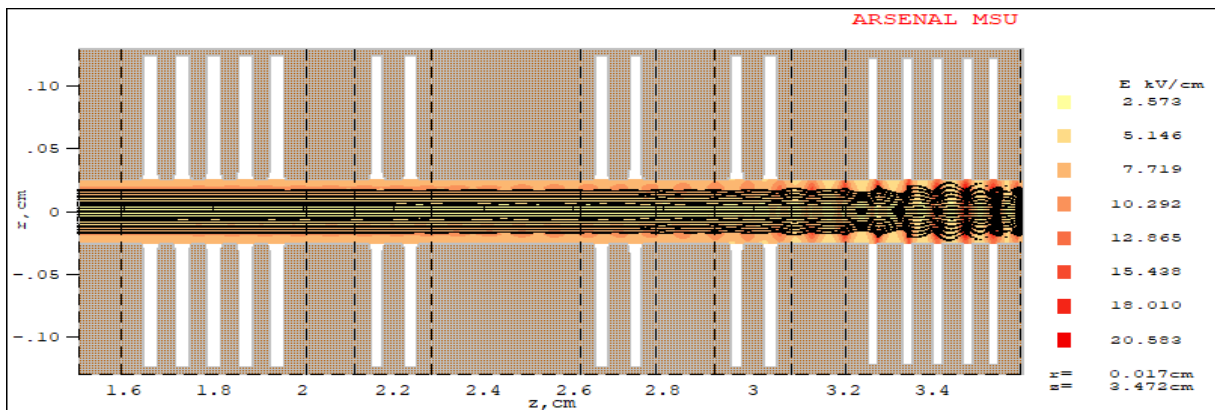


Рис. 3. Мгновенный снимок положения крупных частиц и структуры кулоновских полей в группирователе клистрона.

На Рис.2 приведены зависимости первых двух гармоник наведенного тока в электронном пучке, показателя качества группирования а также мгновенное распределение продольной компоненты импульса крупных частиц по длине группирователя.

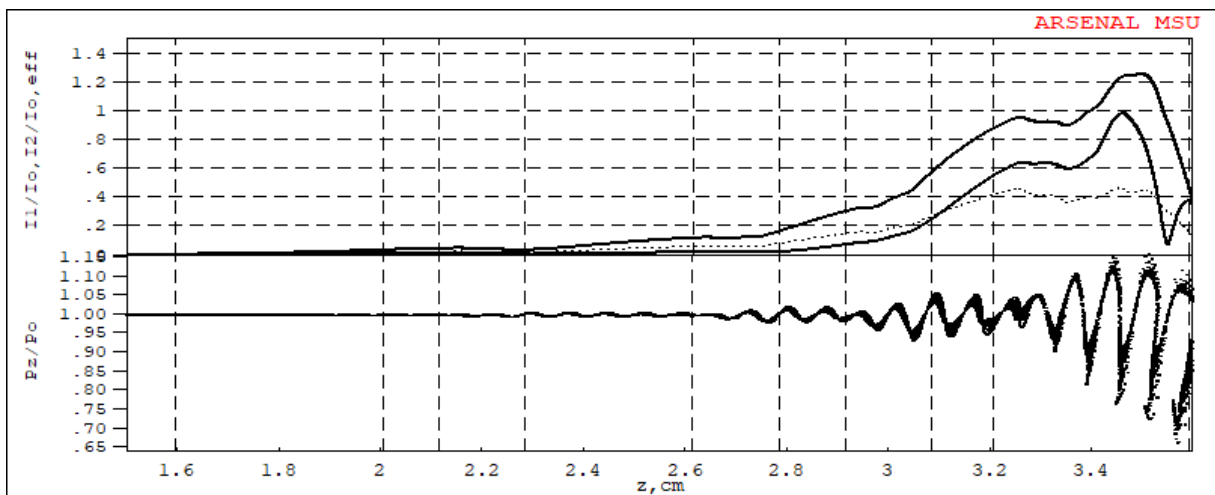


Рис. 2. Гармоники тока, показатель качества группирования и распределение продольной компоненты импульса крупных частиц вдоль по длине группирователя.

В результате исследований и оптимизации параметров системы была получена выходная мощность 2.2 kW с коэффициентом усиления 42 db и эффективностью 26%. Полученные результаты являются весьма перспективными для выбранного диапазона и доказывают возможность успешного применения клистронов с распределенным взаимодействием в качестве мощных усилителей в миллиметровом диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Родякин, В.М. Пикунов // Труды школы-семинара «Волны-2015». Физика и применение микроволн. Электродинамика. с.15.
2. А.Н. Сандалов, В.М. Пикунов, В.Е. Родякин // В сб. «СВЧ Вакуумная электроника». НН, Изд. ИПФ, 2002, с. 97-102.

Динамика электронных сгустков в многоволновых черенковских генераторах при азимутальной неоднородности плотности пучка

В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин
ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН
kornl@cplire.ru

Изучение принципов работы и создание вакуумных СВЧ-приборов гигаваттного уровня мощности является задачей релятивистской высокочастотной электроники [1,2], которая как научно-техническое направление развивается с конца 70-х годов прошлого века. Использование для генерации электромагнитного излучения сильноточных релятивистских электронных пучков потребовало существенного увеличения поперечных размеров электродинамических структур (ЭС). В отличие от традиционных вакуумных устройств черенковского типа, ЭС которых обеспечивают одномодовый режим работы, в приборах релятивистской высокочастотной электроники ЭС являются многомодовыми. Примером такого устройства может служить многоволновой черенковский генератор (МВЧГ), активной средой которого является кольцевой электронный пучок с начальной энергией частиц около 2 МэВ и общим током ~15 кА. Он был создан в середине 80-х годов в ИСЭ СО РАН при непосредственном участии сотрудников ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН и физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова. Импульс излучения данного прибора имеет рекордные параметры: при длительности ~60 нс мощность в трехсантиметровом диапазоне длин волн достигала 15 ГВт [3], а поперечная структура поля была аксиально-симметрична. Теоретические и экспериментальные исследования МВЧГ, а также аналогичных ему устройств, продолжают по настоящее время [4]. Особое внимание уделяется выявлению условий, при которых, несмотря на значительные поперечные размеры ЭС (несколько характерных длин волн), поле излучения является когерентным, а его пространственная структура остается фиксированной.

Целью данной работы было исследование влияния азимутальной неоднородности плотности релятивистского электронного пучка на характеристики импульса излучения МВЧГ.

Для рассмотрения самосогласованной динамики электромагнитного поля и заряженных частиц были использованы методы вычислительного эксперимента, позволяющие получать временные зависимости как компонент поля в заданной области пространства, так и координат и скоростей частиц пучка.

Была рассмотрена в ЭС с параметрами, близкими к реализованным экспериментально. Она представляла собой три отрезка гладкого круглого волновода (диаметр 14 см), между которыми располагались две секции периодического неоднородного волновода. Период следования неоднородностей в обеих секциях был одинаков и равен 1.5 см. Неоднородности имели вид полуторов, радиус которых 3 мм. Длина первой секции 39 см, второй – 13.5 см. Длина среднего отрезка гладкого волновода равнялась 5.5 см. Через ЭС в продольном статическом однородном магнитном поле (напряженность 18 кГс) транспортировался кольцевой электронный поток, средний радиус которого был равен 5.55 см, а толщина кольца – 3 мм. Общий ток пучка составлял 16 кА, а начальная энергия электронов 1.8 МэВ. Плотность пучка по азимутальной координате в месте его влета в пространство взаимодействия была распределена по следующему закону:

$$\rho(\varphi) = \rho_0 + A \cos(\varphi). \quad (1)$$

В проведенных вычислительных экспериментах значение $A=0.02$.

Моделирование показало, что в рассматриваемой системе развивается процесс генерации излучения на частоте 9.15 ГГц. Максимум излучения был достигнут через 35 нс с момента влета пучка в ЭС. Уровень выходной мощности в режиме насыщения генерации составил ~ 5 ГВт, что несколько ниже, чем в случае отсутствия начальной модуляции потока. Для контроля степени неоднородности распределения плотности в различных плоскостях поперечного сечения вдоль ЭС прибора была использована величина

$$I(z,t) = \frac{N_{\max}(z,t) - N_{\min}(z,t)}{N_{\text{сумм}}(z,t)}, \quad (2)$$

где $N_{\text{сумм}}(z,t)$ - общее число частиц, находящихся в момент времени t между плоскостями $z - \Delta/2$ и $z + \Delta/2$ ($\Delta = 0.5$ см); $N_{\max}(z,t)$, $N_{\min}(z,t)$ - максимум и минимум ненормированной гистограммы распределения частиц по азимутальному углу. Вид $I(z,t)$ в момент достижения величины половины максимальной мощности показан на рис.1.

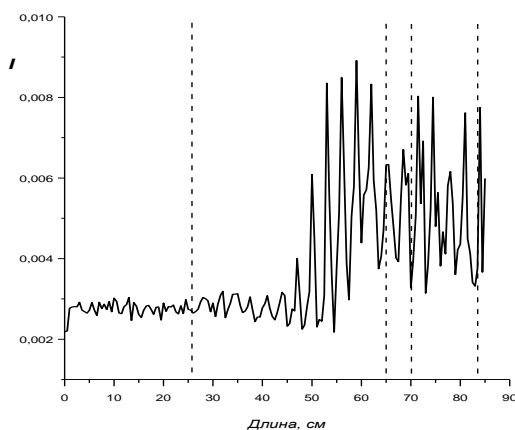


Рис. 1. Зависимость неоднородности распределения плотности электронного пучка по азимуту от продольной координаты. Штриховыми линиями обозначены границы секций ЭС.

Из приведенной зависимости следует, что при наличии начальной модуляции потока по плотности в поперечном сечении в процессе развития генерации в нем образуются достаточно плотные сгустки по азимутальной координате.

Моделирование было проведено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Ф. Ковалев, М.И. Петелин, М.Д. Райзер и др. //Письма в ЖЭТФ. 1973. Т.18. Вып.4. С.232.
2. А.В. Гапонов-Грехов, М.И. Петелин // Вестник АН СССР. 1979. №4. С. 11.
3. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин "Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы" Новосибирск: Наука, 1991.
4. М.П. Дейчули, В.И.Кошелев // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58 № 8. С. 829.

Некоторые особенности расчета влияния подстилающей поверхности на условия распространения радиоволн

А.Ф. Королёв, Б.С. Сорокин
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
sorokin.boris@physics.msu.ru

В настоящее время наблюдается быстрое развитие и внедрение новых стандартов подвижной связи в новых частотных диапазонах. Это следует, в частности, из решений Всемирных Конференций радиосвязи 2007, 2012 и 2015 годов, в ходе которых были приняты решения о распределении ряда полос частот для внедрения новых систем подвижной радиосвязи. В этой ситуации возрастает роль оценки условий распространения радиоволн внутри сот подвижной связи и возможного изменения этих условий за счет изменения электрофизических свойств подстилающей поверхности. В настоящее время при расчете условий распространения выделяют три типа сот:

- соты, расположенные в условиях плотной городской застройки;
- соты, расположенные в пригородной зоне, в которой плотность элементов застройки существенно ниже, чем в городской зоне;
- соты, расположенные в сельской местности и в районах с низкой плотностью населения.

В первых двух типах сот на условия распространения радиоволн существенное влияние оказывают элементы городской застройки - стены домов, столбы электрического освещения и т.д. В третьем типе сот на условия распространения радиоволн влияют электрофизические параметры и форма подстилающей поверхности. В настоящей работе рассмотрена программа оценки условий распространения радиоволн в сотах, расположенных в сельской местности и районах с низкой плотностью населения, подстилающая поверхность в которых может быть аппроксимирована плоскостью. Такие соты широко распространены в равнинной части России, а также в полярных и околополярных областях. Модель рассматриваемой радиотрассы представлена на Рис. 1.

На этом рисунке приняты следующие обозначения:

- $I_{0z}^{\circ}(0,0,h)$ - амплитуда вертикально поляризованного тока возбуждения, расположенного в точке с координатами $(0, 0, h)$, ориентированного вдоль оси Z;
- $W=120\pi$, Ом – волновое сопротивление свободного пространства;
- W_1 – волновое сопротивление подстилающей поверхности;
- X, Y, Z – оси координат;
- x^b, y^b, z^b – координата точки определения поля;
- S_1 – область интегрирования.

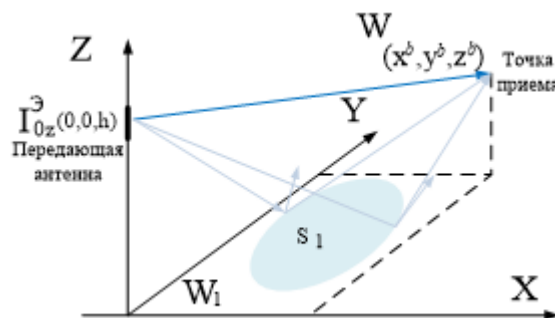


Рис. 1 Модель радиотрассы для соты в равнинных и приполярных областях

Поскольку при проектировании систем сотовой связи возникает необходимость в быстром проведении большого объема расчетов условий распространения на радиотрассах внутри сот, выполняемых с учетом отражения от подстилающей поверхности, большую популярность при оценке условий распространения на радиотрассах получили методы, освоенные на приближении геометрической оптики []. Однако такие методы не обеспечивают необходимую точность оценки условий распространения радиоволн, что приводит к необходимости проведения дорогостоящих экспериментальных исследований условий распространения радиоволн в ячейках сотовой структуры.

Существенно улучшить результаты оценок условий распространения радиоволн можно за счет применения методов, основанных на приближении физической оптики [1, 2], позволяющих существенно повысить точность оценки условий распространения радиоволн. Особое внимание при использовании указанных методов уделяется оценкам распространения радиоволн в лабиринтных структурах, которые позволяют с достаточной степенью точности моделировать распространение радиоволн в городских условиях.

Поскольку строгое выполнение условий применимости модели требует интегрирования по всей освещенной поверхности, необходимо определить размеры области интегрирования, вносящей наибольший вклад. Это может быть сделано на основе качественного анализа модуля подынтегрального выражения. Ниже, на Рис. 3 представлено распределение модуля (3а) и фазы (3б) подынтегрального выражения для следующих параметров радиотрассы:

- высота передающей антенны – 15 м;
- высота точки определения поля – 2 м;
- точка определения поля находится над осью X;
- расстояние между проекциями точек размещения передающей антенны и определения поля – 50 м;
- волновое сопротивление подстилающей поверхности – 266,5 Ом.

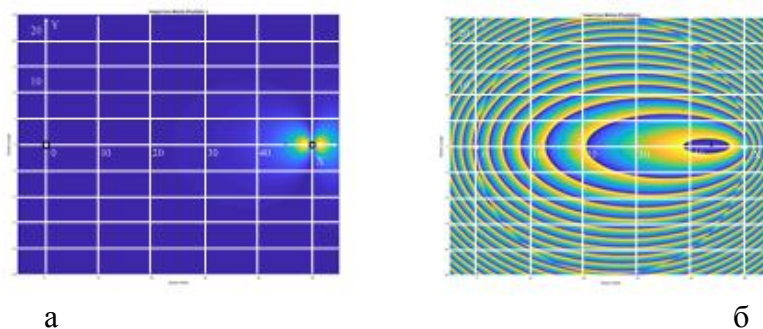


Рис. 3 Распределение модуля и фазы подынтегрального выражения для высоты передающей антенны, равной 15 м

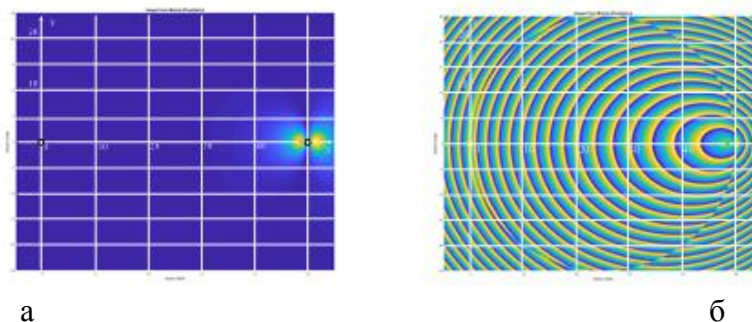


Рис. 4 Распределение модуля и фазы подынтегрального выражения для высоты передающей антенны, равной 60 м

На Рис. 4 представлено распределение модуля (4а) и фазы (4б) подынтегрального выражения для следующих параметров радиотрассы:

- высота передающей антенны – 60 м;
- высота точки определения поля – 2 м;
- точка определения поля находится над осью X;
- расстояние между проекциями точек размещения передающей антенны и определения поля – 50 м;
- волновое сопротивление подстилающей поверхности – 266,5 Ом.

На Рис. 3 и Рис. 4 в приближении геометрической оптики показаны положения точек, отражение от которых попадает в точку определения поля. Указанные точки отражения показаны наклонными черными крестиками.

На Рис. 3а и Рис. 4а максимуму модуля подынтегрального выражения соответствует жёлтый цвет, а минимуму подынтегрального выражения – синий. Анализ положения точки отражения поля, вычисленного в приближении геометрической оптики показывает, что для высоты передающей антенны 60 м точка отражения находится ближе к положению максимума подынтегрального выражения, чем в случае высоты передающей антенны 15 м. Этим можно объяснить как изменение погрешности вычисления поля в приближении геометрической оптики для различных высот передающей антенны и точки определения напряженности поля, так и повышение точности расчетов при переходе к методу физической оптики.

Анализ распределения модуля подынтегрального выражения по поверхности интегрирования показывает, что область максимума подынтегрального выражения расположена в непосредственной близости от точки определения поля. Для достаточной точности расчета достаточно провести интегрирование по области размером $20\lambda \times 20\lambda$. Интегрирование по остальной части подстилающей поверхности нецелесообразно, так как не вносит значительного вклада в рассеянное поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.С. Сорокин // XV Труды всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн», 2015. с. 32-34.

2. Б.С. Сорокин «Использование леммы Лоренца для оценки напряжённости электромагнитного поля в затенённых зонах лабиринтных систем» XXIII международная молодёжная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов», 2016, г. Москва

Микроволновая диагностика остеопороза

С. Тамилова, В.А. Яковлев

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
им. В.И. Ульянова (Ленина)
tamilova.lana@mail.ru

Предметом исследования является изучение параметров губчатой ткани кости запястья при прохождении электромагнитных волн СВЧ диапазона через запястье руки человека для обнаружения признаков остеопороза и диагностики степени поражения. Остеопороз – это заболевание, имеющее системный прогрессирующий характер, основным симптомом которого является снижение плотности и нарушение структуры костной ткани [1].

В случае поражения костной ткани остеопорозом из губчатой ткани вымывается кальций, а образующиеся поры и трещины постепенно заполняются жидкостными компонентами: смесью желтого костного мозга и жира, что приводит к изменению физических характеристик кости, в частности, к уменьшению комплексной диэлектрической проницаемости костной ткани [1]. Запястье представляет собой сложную структуру, состоящую из различных тканей с разными электродинамическими параметрами, зависящими от частоты. В таблице 1 приведены значения диэлектрической проницаемости и удельной электропроводности разных тканей, образующих запястье, для двух значений частоты [2], [3].

Таблица 1. Параметры тканей руки человека

Слой	Частоты			
	900 МГц		2.45 ГГц	
	ϵ	$\sigma, \frac{\text{См}}{\text{м}}$	ϵ	$\sigma, \frac{\text{См}}{\text{м}}$
Кожа	40	0,5	50	2
Жир	5,46	0,05	5,28	0,105
Мышечная ткань	60	1,5	60	2
Кортикальный слой кости	15	0,19	13	0,45
Губчатая (трабекулярная) кость (нормальная)	27	0,4	27	0,4
Губчатая кость (пораженная остеопорозом)	7	0.4	7	0.4

Важным с практической точки зрения является тот факт, что диэлектрическая проницаемость для нормальной кости и пораженной остеопорозом существенно различаются. Это позволяет обосновать диагностику остеопороза.

Модель запястья

В качестве объекта исследования выбрано запястье руки человека, состоящее из

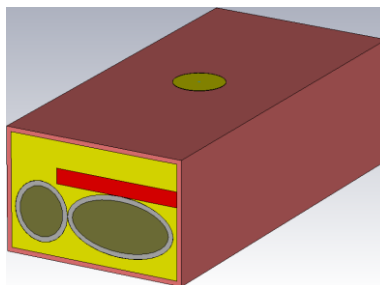


Рис.1. Модель запястья с резонатором Фабри – Перо

различных тканей: кожа, мышечная ткань, жир, кортикальная кость, губчатая (трабекулярная) кость и другие [4]. Человеческое запястье является сложной структурой, образованной двумя костями: ulna (лучевая кость) и radius (локтевая кость). Ulna и radius различаются по форме: ulna имеет круглое поперечное сечение, а radius - сплюснутое поперечное сечение. Мы заменяем эту структуру упрощенной многослойной моделью (рис.1), параметры слоев которой соответствуют данным, взятым из таблицы 1. Она образована кожей (розовый), жировым слоем (желтый), двумя губчатыми костями – ulna и radius (зеленый), окруженными кортикальной костью (белый). Над локтевой костью расположен тонкий слой мышечной ткани (Pronator Quadratus), показанный красным цветом).

Резонатор Фабри-Перро

Для исследования изменения свойств кости при прохождении ЭМ волны сквозь запястье, нами был выбран резонатор Фабри – Перро (рис. 1), представляющий собой открытый резонатор, состоящий из двух металлических пластин, лежащих на верхней и нижней поверхностях запястья. Особенностью открытого резонатора является структура ЭМ поля, которая позволяет локализовать подводимую мощность между пластинами в условиях резонанса и, соответственно, внутри запястья, а также возможность реализовать систему возбуждения резонатора с использованием гибких подложек [5].

Результаты моделирования

В качестве объекта моделирования рассматривался резонатор, состоящий из двух медных пластин диаметром 10 мм и толщиной 0,1 мм, расположенных по обеим сторонам запястья. Геометрические размеры модели запястья: 32мм x 42мм. В результате моделирования получена зависимость реактивной части входного импеданса резонатора от частоты, на которой наблюдались характерные резонансные точки (рис.2), соответствующие различным модам резонатора (последовательному и параллельному резонансам) при распространении ЭМ волны внутри резонатора, выполненного на запястье.

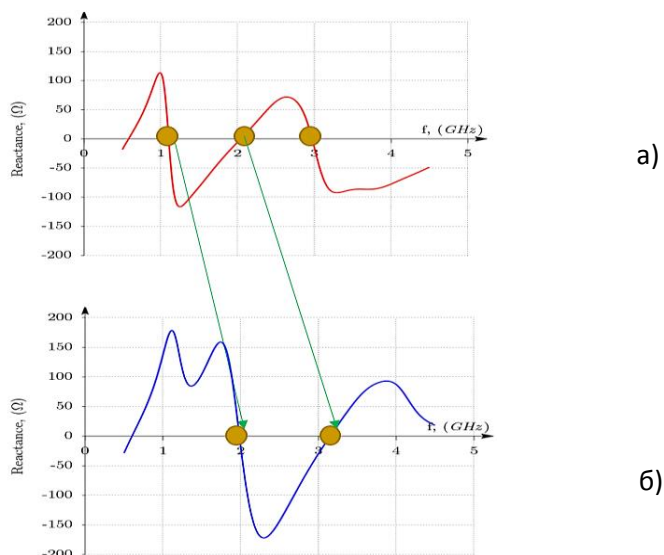


Рис.2. Зависимость мнимой части входного импеданса от частоты для нормальной кости (а) и пораженной остеопорозом (б)

Нули мнимой части входного импеданса соответствуют резонансным частотам. На графиках приведены результаты моделирования мнимой части входного импеданса

для двух крайних случаев: нормальная кость (красным) и кость с критическим поражением остеопорозом (синяя). С изменением диэлектрической проницаемости кости изменяются частоты резонансов, характер их изменения отражен в таблице 2. Частота f_1 соответствует первой моде (параллельный резонанс), частота f_2 соответствует второй моде (последовательный резонанс).

Из графиков следует, что в случае поражения остеопорозом наблюдается смещение резонансных частот по отношению к их значениям для здоровой кости.

Таблица 2. Резонансные частоты для различных диэлектрических проницаемостей

ε	27	22	17	12	7
f_1 , ГГц	1,1	1,15	1,22	1,35	1,84
f_2 , ГГц	2,04	2,13	2,27	2,48	2,84

Частотные сдвиги могут быть легко обнаружены аппаратными средствами. Более того, они могут служить параметром, по которому можно проводить микроволновую диагностику остеопороза.

На резонансных частотах первой и второй моды выполнено моделирование распространения электромагнитных волн через запястье. Результаты моделирования ЭМ поля в резонаторе приведены на рисунке 3.

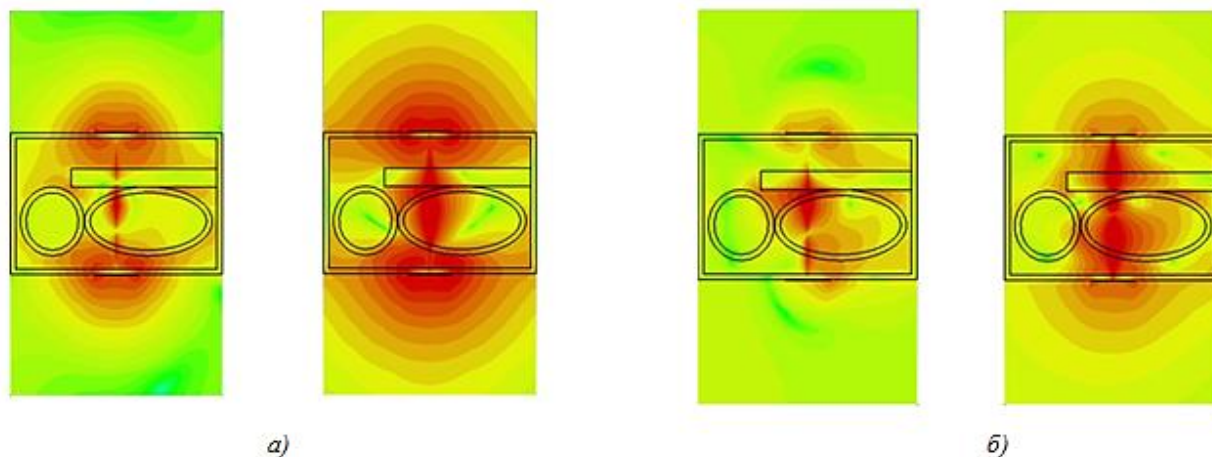


Рис.3. Распределение электрического поля для двух последовательных моментов времени: а) для первой резонансной моды (частота 1,1 ГГц); б) второй резонансной моды (частота 2 ГГц)

Из результатов моделирования видно, что на частоте 1,1 ГГц присутствует один максимум ЭМ поля, а на частоте 2 ГГц два максимума, что соответствует первой и второй резонансным модам соответственно.

По полученным данным была предложена классификация степени поражения остеопорозом:

- Здоровая кость: $\varepsilon = 27 \dots 22$;
- Частичное поражение: $\varepsilon = 22 \dots 17$;
- Сильное поражение: $\varepsilon = 17 \dots 12$;
- Критическое поражение: $\varepsilon = 12 \dots 7$.

Влияние размера запястья на резонансные частоты

В ходе исследования было обнаружено, что с увеличением толщины жирового слоя в запястье резонансные частоты сдвигаются в область низких частот. Это

иллюстрирует рисунок 4, на котором отображено изменение резонансных частот с увеличением жирового слоя и, соответственно, толщины запястья.

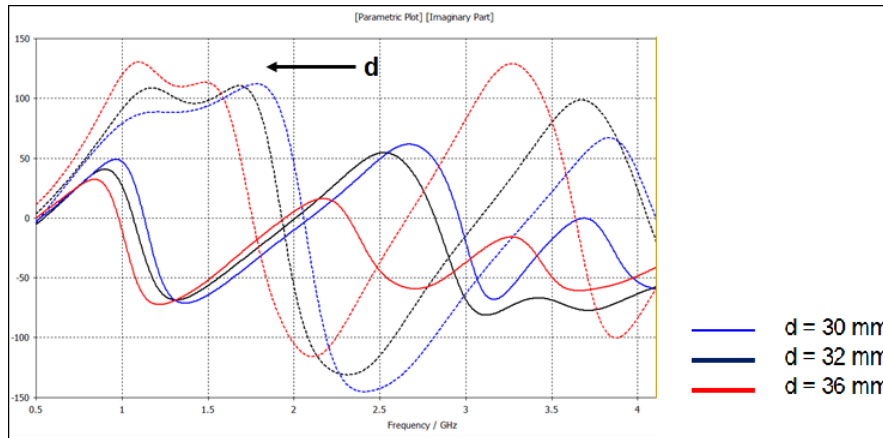


Рис.4. Влияние толщины запястья на резонансные частоты. Сплошные линии для $\epsilon=27$ (здоровая кость), пунктир для $\epsilon=7$ (критическое поражение кости)

Моделирование процесса распространения ЭМ волн через многослойную структуру запястья с использования резонатора Фабри-Перо в качестве основного устройства для исследования свойств кости показывает его эффективность в изучении основных свойств кости. В результате исследования была выявлена зависимость параметров распространения ЭМ волны от физических характеристик кости, в частности, ее комплексной диэлектрической проницаемости и геометрических размеров запястья. Исходя их полученных результатов, можно сделать вывод, что сдвиг резонансных частот может служить параметром, по которому можно проводить микроволновую диагностику остеопороза.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.M. Meaney// Conf Proc 6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP) 2011. doi: 10.1109/EuCAP.2012.6206024.
2. C. Gabriel, S. Gabriel, and E. Corthout // Physics in Medicine and Biology, vol. 41, no. 11, pp. 2231–2249, 1996
3. S. Gabriel, R.W. Lau, and C. Gabriel // Physics in Medicine and Biology, vol. 41, no. 11, pp. 2251–2269, 1996.
4. T. Rolain [Online]. Available: <http://www.coroflot.com/tomrolain/medical-illustration>
5. И.Б. Вендик // Сб. трудов конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», Санкт-Петербург, 1-4 июня 2015, с. 165-170.

Использование фотонного кристалла для усиления и вывода колебаний, индуцированных безионной пучково-плазменной неустойчивостью

Н.С. Фролов

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.
phrolovns@gmail.com

Пучково-плазменная неустойчивость является важным фундаментальным явлением, активно изучаемым как теоретически, так и экспериментально [1]. Это явление состоит в продольных колебаниях пространственного заряда и электромагнитного поля при распространении интенсивного электронного пучка в дрейфовой камере, заполненной нейтральной плазмой. Пучково-плазменная неустойчивость находит применение для генерации и усиления микроволн и методов возбуждения пучково-плазменного разряда [2,3]. В последнее время исследователи рассматривали пучково-плазменную неустойчивость в присутствии ионного фона, обеспечивающего квазинейтральность пучково-плазменной системы и появление восстанавливающей силы, действующей на возмущенные плазменные электроны.

В своих предыдущих исследованиях А.Е. Дубинов совместно с коллегами [4] показали интересные явления – возбуждение пучково-плазменной неустойчивости в отсутствие ионов при взаимодействии интенсивного электронного пучка с дополнительным электронным пучком, реализующим сжатое состояние, которое действует как сверхплотная заряженная плазма. Последнее играет роль своего рода нелинейной активной среды для развития колебаний пространственного заряда [4]. За счет взаимодействия между движущимся электронным потоком с высокой энергией и сжатым состоянием дополнительного пучка оказывается возможным возбуждать продольные волны объемного заряда при развитии конвективной пучковой плазменной неустойчивости в отсутствие ионов. Примечательно, что возбуждаемы колебания объемного заряда лежат в более высоком диапазоне микроволнового электромагнитного спектра (около 18-40 ГГц). Проблема, однако, состоит в том, что электромагнитные волны, вызванные колебаниями пространственного заряда, характеризуются чрезвычайно малыми амплитудами.

В то же время одна из наиболее развитых областей современной электроники связана с исследованием различных искусственных метаматериалов, а именно фотонных кристаллов. Многие недавние исследования, как теоретические, так и экспериментальные, показывают интересные свойства подобных материалов, а именно их способность концентрировать электромагнитную энергию и управлять направлением ее потоков [5]. Так, идея объединить классические конфигурации различных СВЧ-устройств со структурой фотонного кристалла была заявлена профессором В.Г. Барышевским и его коллегами в работе [6]. Кроме того, недавно было показано, что введение выходной структуры фотонного кристалла в классическую конструкцию аксиального виркатора демонстрирует значительное увеличение мощности за счет эффективного извлечения микроволн и правильного взаимодействия с пучком [7].

Таким образом, в этой работе мы предлагаем новую схему СВЧ-устройства, в которой индуцированные колебания объемного заряда усиливаются за счет взаимодействия электронного пучка с модами фотонного кристалла. В рамках численного 3D-моделирования методом частиц в ячейке мы оценили характеристики выходного излучения, а именно КПД, уровень мощности и спектральный состав.

Схема предлагаемого микроволнового устройства аналогична схеме, описанной в [4] (Рис. 1, а). Здесь два кольцевых пучка вводятся в двухсекционное цилиндрическое пространство дрейфа с переменным радиусом, разделенное металлической сеткой. Внутренний пучок реализует сжатое состояние и не покидает первую камеру, в то время как внешний транспортируется вдоль всего пространства дрейфа. Взаимодействие этих пучков в первой камере приводит к развитию безионной пучково-плазменной неустойчивости, приводящей к возбуждению продольных волн объемного заряда малой амплитуды. В то время как внешний пучок покидает первую камеру и пронизывает фотонно-кристаллическую структуру, расположенную во второй камере, эти волны с малой амплитудой усиливаются при взаимодействии с собственными модами фотонного кристалла (Рис. 1, б).

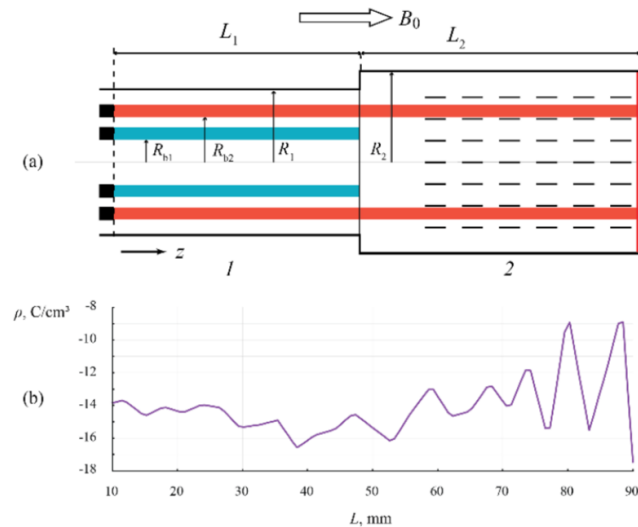


Рис. 1. (а) Эскиз предлагаемой схемы микроволнового устройства; (б) Зависимость плотности пространственного заряда от продольной координаты z .

Видно, что наличие фотонного кристалла положительно влияет на колебания пространственного заряда. Описанный подход к возбуждению и усилению колебаний электронного пучка можно рассматривать как перспективный способ генерации электромагнитного сигнала в верхнем диапазоне микроволнового спектра.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 16-32-60107) и Совета по грантам Президента РФ (проект МК-1163.2017.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. P.C. De Jagher, F.W.Sluijter, H.J.Hopman // Physics reports. – 1998. – V. 167. – No. 4. – P. 177-239.
2. I.L. Bogdankevich, I.E. Ivanov, P.S. Strelkov // PlasmaPhys. Rep.– 2010.– V. 36.– P. 762–771.
3. S.G. Walton, et al.// Surface and Coatings Technology.– 2004.– V. 186.– No. 1.– P. 40-46.
4. A.E. Dubinov et al. // Physics of Plasmas. – 2016. – V. 23. – No. 4. – P. 042105.
5. K. Yasumoto “Electromagnetic theory and applications for photonic crystals” CRC press, 2005.
6. V.G. Baryshevsky, A.A. Gurinovich //arXiv preprint arXiv:0903.0300. – 2009.
7. N.S. Frolov, et al. //Vacuum Electronics Conference (IVEC), 2016 IEEE International. – IEEE, 2016. – P. 1-2.