

ЧАСТЬ 1. МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

УНИКАЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЕ ВЕЩЕСТВО В.И. Канавец	4
РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ ПОТОКОВ ПОЛОЖИТЕЛЬНО И ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, Н.В. Стахмич, С.А. Хриткин	7
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОГО ВЕЩЕСТВА В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин	10
КИНЕТИКА ВАКУУМНОГО РОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В.В. Дмитриев, С.А. Смолянский, А.В. Тараканов	13
РАССЕЯНИЕ СВЕТА ДВУХСЛОЙНЫМИ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ С.С. Абрамчук, Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев, Т.В. Лаптинская, А.С. Сеницкий	16
ИСПЫТАНИЯ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА МОЩНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В.Г. Андреев, В.А. Вдовин	19
СОВРЕМЕННЫЕ АСПЕКТЫ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ Ю.Н. Барабаненков	22
МОДЕЛЬ КОЛЬЦЕВОЙ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ С НЕЛИНЕЙНОЙ ЛИНИЕЙ ПЕРЕДАЧИ НА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ Е.В. Зарькова	25
МЕГАВАТТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА 2-3,2 ГГц И.Е. Иванов, П.С. Стрелков, Д.В. Шумейко	28

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ МИКРОВОЛНОВОГО ГЕНЕРАТОРА ХАОСА НА ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов	31
ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА ВО ВНЕШНЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С.А. Куркин	34
О ЧИСЛЕ ОПТИЧЕСКИХ МОД В МНОГОСЛОЙНОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ М.Д. Ковалёв	36
РЕАКЦИЯ АНСАМБЛЯ ДИПОЛЕЙ-РОТАТОРОВ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ КОРОТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА И.Я. Гущина, В.Н. Корниенко	39
МНОВОВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОЛЕБАНИЙ КРУГЛОЙ МЕМБРАНЫ С АНСАМБЛЕМ АВТОГЕНЕРАТОРОВ В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев	42
УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ С ШИРОКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ П.Б. Махалов, В.Л. Братман, А.Э. Федотов	45
ОСОБЕННОСТИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ДИФРАКЦИОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ А.И. Слепков, О.В. Галлямова, Я.Ш. Гранит	48
ПРИНЦИПЫ СИНТЕЗА МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДНЫХ КОМПОНЕНТОВ Д.И. Соболев, Г.Г. Денисов	51
ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВЫТЕКАЮЩИХ ВОЛН ИМПЕДАНСНОГО СТЕРЖНЯ В КОРОТКОВОЛНОВЫХ ГИРОТРОНАХ М.А. Хозин, Г.Г. Денисов	54
ОСОБЕННОСТИ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ МСВ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ С.Е. Шешукова, М.А. Малюгина	57
ТЕОРИЯ СВЯЗАННЫХ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ С.Н. Власов, Е.В. Копосова	60

**ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ИНТЕГРАЛОВ ПРИ РАСЧЕТЕ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ЗДАНИЯХ**

**Е.В. Михайлов, Р.А. Дудов, П.Н. Захаров, А.В. Козарь,
А.Ф. Королев 63**

**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ
УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА, ПРИБЛИЖЕНИЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ
ОПТИКИ И ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ, ИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ПРИ
РАСЧЕТЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН ВНУТРИ ЗДАНИЙ**

П.Н. Захаров, Е.В. Михайлов, А.Ф. Королев, А.П. Сухоруков 68

**КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ МЕТОДЫ В РЕШЕНИИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН**

А.К. Бабушкин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев 72

**«ЭФФЕКТИВНЫЕ» ПАРАМЕТРЫ В ЗАДАЧАХ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА
РАДИОКАНАЛА**

Е.А. Пухов, А.Ф. Королев 76

**ДИНАМИКА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В
ПЛОСКОМ РЕВЕРСЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

М.А. Магтесян, Г.М. Казарян, А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин 79

УНИКАЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЕ ВЕЩЕСТВО

В.И. Канавец

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Уникальность электронно-позитронного вещества (ЭПВ) в том, что оно содержит наряду с электронами и виртуальными фотонами античастицы – позитроны. В результате пары электрон-позитрон (e^-e^+) имеют запасенную энергию $1,02 \text{ МэВ} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$, выделяющуюся при аннигиляции. Время жизни позитрона до аннигиляции обычно мало, но может быть существенно увеличено при получении сверхтекучего или сверхпроводящего макроскопического квантового состояния ЭПВ [1,2].

В настоящее время известна простая форма существования ЭПВ в виде водородоподобных атомов и молекул позитрония. Позитроний в двух вариантах - ортопозитроний и парапозитроний широко используется в лабораториях и играет важную роль в космических объектах, включая экстремальные области «кипящего вакуума».

В работах [1,2] предложена и изучена возможность получения новой формы ЭПВ в виде сверхтекучей или сверхпроводящей жидкости. Показано также, что такое ЭПВ является основной частью вещества интенсивных шаровых молний.

Дело в том, что интенсивная светящая и взрывающаяся шаровая молния имеет плотность запасенной энергии, на порядки превышающую плотность энергии многократно и полностью ионизованного воздуха ($170 \text{ Дж} / \text{см}^3$). Такой запас энергии при сложном движении объекта можно объяснить вхождением в состав шаровой молнии ЭПВ в виде капель сверхжидкости с плотностью энергии $w \sim (0,1-10) \text{ МДж} / \text{см}^3$, выделяющейся при замедленной аннигиляции вещества капель.

Отдельно взятые электроны и позитроны, а также атомы и молекулы позитрония, очень легки и отличаются большой квантовой кинетической энергией локализации, сохраняющейся при абсолютном нуле температуры и мешающей объединению частиц. Многие трудности снимаются при переходе к системам делокализованных электронов и позитронов при плотностях частиц, соответствующих длительно существующему металлическому сверхсостоянию. Аналогом служит металлический водород, приобретающий свойства сверхпроводимости при большом давлении порядка 10^6 атм .

Электроны и позитроны ЭПВ, находящиеся в S-состоянии вблизи своих поверхностей Ферми, могут образовать куперовские электронные и позитронные пары. Пары являются бозонами и в области макроскопических параметров образуют сверхтекучие конденсаты электронных и позитронных пар.

В группах частиц с равным числом электронов и позитронов $N_e=N_p > 2$, действуют принципы зарядового сопряжения и тождественности, позволяющие рассмотреть макроскопический резонансный механизм одновременного обмена групп электронов и позитронов. Возникает конденсат в виде сверхтекучей нейтрализованной жидкости на основе двойных электронно-позитронных пар. В свободном состоянии конденсат приобретает форму шара.

В природных условиях к конденсату присоединяются ионы, атомы и молекулы воздуха. Колебания и волны системы частиц возбуждаются энергией замедленной аннигиляции конденсата и создают свечение шаровой активной области.

При встречном кольцевом движении пар разного знака кольцевые токи и их магнитные поля суммируются и получается сверхпроводящий соленоид, замкнутый в кольцо [2].

Для практики важна реализация длительно существующего металлического состояния ЭПВ с плотностью пар $(10^{22}-10^{24}) \text{ см}^{-3}$ и плотностью энергии $(10^3-10^5) \text{ МДж/см}^3$.

Уникальность металлического ЭПВ в его весогабаритных характеристиках. В пределе, при плотности пар 10^{24} см^{-3} в объеме 1 м^3 достигается вес ЭПВ 1 кг и запасается энергия 10^{11} МДж или 20 Мт в тротиловом эквиваленте. Уже из простейших оценок следует перспективность работ с ЭПВ для достижения глобальных целей, в том числе защиты Земли от падения крупных астероидов.

Работы с ЭПВ в этом направлении, согласно [2], включают этапы:

- разработку мощного ускорителя на энергию электронов более 30 МэВ ,
- реализацию сходящегося потока гамма-квантов большой энергии,
- преобразования энергии гамма-квантов в энергию пар (e^-e^+) ,
- создание условий объединения пар в мелкие капли сверхвещества,
- объединение капель в большом компенсированном макроплазмоиде.

Динамическая самоорганизация ЭПВ основана на коллективном эффекте тождественности. Самоорганизация сопровождается фазовой самофокусировкой. В пределах протяженного активного объема амплитуда и фаза становятся медленно меняющимися величинами. Вещество в объеме представляет собой единое целое, что существенно затрудняет аннигиляцию.

С точки зрения эксперимента в настоящее время актуальны задачи получения запасенной энергии на уровне 10 МДж в единичном импульсе. В [1,2] рассмотрены различные схемы релятивистских импульсных многоручевых электронных ускорителей, в том числе ускорителей прямого действия, линейных индукционных ускорителей и лазеров на свободных электронах. Перспективная схема комбинированного устройства включает секцию релятивистского сильноточного ускорителя типа «Гамма» с энергией электронов $2-3 \text{ МэВ}$, секцию релятивистского

СВЧ- генератора с высоким КПД [3] и секцию микроволнового ускорителя частиц до энергий 30-50 МэВ с радиальными лучами. Лучи, расположенные в поперечных (x, y) плоскостях, оседают на стенках внешней мишени и формируют сходящийся поток гамма-квантов. Плотность потока квантов достигает максимума вблизи оси второй мишени, где возникает активная область рождения электронно-позитронных пар. Длина свободного пробега квантов согласована с размерами мишени.

При плотностях пар, соответствующей металлическому состоянию, поглощаемая энергия гамма-квантов достигает значений (10^3 - 10^5) МДж/см³. Появление металлической электронно-позитронной плазмы внутри обычного металла носит характер взрыва, что требует применения металлических мишеней в виде цилиндров большого диаметра. Пусть этим металлом будет железо. Длина пробега гамма-квантов в Fe при убывании в e раз составляет 1 см и при убывании в 10 раз равна 10 см [2]. Поток квантов следует фокусировать в малой активной области в центре мишени, где достигается давление, необходимое для получения электронно-позитронного металла. Процесс аналогичен получению под давлением сверхпроводящего металлического водорода. При достаточной толщине цилиндра разрыва мишени не происходит. Возникшие электроны и позитроны образуют сверхтекучую жидкость. Вид процесса подсказывает природа. Есть наблюдения шаровых молний, вытекающих из металлических предметов в виде светящихся капель с большой запасенной энергией, выделяющейся при взрыве.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец. О возможности реализации на релятивистском сильноточном ускорителе квантового электронно-позитронного плазмоида. Электронно-позитронный шаровой плазмоид с S-волнами. Труды X Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах». Звенигород. 2006.
2. В.И. Канавец. "Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии" М.: Изд-во «Педагогическое общество». 2009.
3. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин "Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы" Новосибирск: Наука. 1991.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ ПОТОКОВ ПОЛОЖИТЕЛЬНО И ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В.И. Канавец¹, Ю.Д. Мозговой², Н.В. Стахмич², С.А. Хриткин²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова,

²Московский государственный институт электроники и математики
(технический университет)

Исследуются резонансные эффекты при взаимодействии встречных потоков положительно и отрицательно заряженных частиц в гладком или периодическом волноводе. Рассматриваются условия синхронизма при взаимодействии быстрых и медленных волн пространственного заряда, приводящие к режимам усиления и генерации в мощных многолучевых микроволновых устройствах. Методами вычислительного моделирования рассмотрен многоволновый резонансный механизм усиления и генерации при взаимодействии встречно движущихся потоков.

Использование энергии многолучевых потоков заряженных частиц разного знака перспективно для разработки мощных микроволновых устройств и для возможной реализации макроскопических квантовых электронно-позитронных сверхплазмоидов [1,2]. Процессы в мощных микроволновых устройствах рассматриваются методами классической теории [1]. Физика электронно-позитронных сверхплазоидов рассматривается методами квантовой теории [3].

Получение макроплазмоида в вакуумированных системах возможно на выходе электронного ускорителя, причем сгустки электронов и позитронов получают с помощью короткоимпульсных многолучевых вторичных электронных и позитронных потоков. Встречные потоки создаются двумя коаксиальными диодами с магнитной изоляцией. На выходе диодов потоки фокусируются магнитным полем соленоидов. При условии синхронизма медленных и быстрых волн и наличии обратной связи возникают резонансные колебания электронной моды [3].

Мощное микроволновое излучение подается на вход многолучевого СВЧ ускорителя. Оптимизацией параметров системы осуществляется ускорение электронов вторичного потока. Энергия электронов достаточна для эффективного излучения гамма квантов. Гамма кванты, попадая на специализированные мишени, рождают большое число электронов и позитронов. С помощью специальной системы электродов потоки электронов и позитронов разделяются и используются в двух вариантах: для взаимодействия встречных многолучевых потоков электронов и позитронов и для создания макроплазмоидов [3].

Электроны оседают на внутренних или внешних поверхностях конических коллекторов и производят направленные мощные потоки гамма - квантов. Далее располагаются две полусферические многослойные

системы для получения многолучевых потоков позитронов и электронов, сходящихся в цилиндрическую область [3].

В данной работе исследование процессов взаимодействия встречных электронных пучков или электронно-позитронных потоков ведется в рамках гидродинамического подхода, принятого в теории плазмы и микроволновой электронике. В уравнения входят средняя плотность, средняя скорость и средняя энергия носителей каждого вида заряженных частиц. Модель холодной бесстолкновительной плазмы соответствует пренебрежению тепловым движением носителей [4].

В линейном приближении исследуются резонансные эффекты для случаев непрерывного взаимодействия встречных пучков заряженных частиц. Основную роль играет синхронизм медленной волны одного потока, переносящей отрицательную мощность, и быстрой волны другого потока, переносящего положительную мощность. Появляется периодическая связь волн с усилением. При выполнении пусковых условий возникает генерация гармонических колебаний в системе, согласно известному механизму ЛОВ.

Процессы в электронной или электронно-позитронной средах сфазированы и описываются с помощью макроскопических волновых функций. Взаимодействие встречных потоков соответствует аperiodической или периодической связи волн. При слабой связи широких потоков заряженных частиц возникает двухволновая связь волн, а при связи узкого попутного и широкого встречного пучков реализуется трехволновая связь, рис. 1.

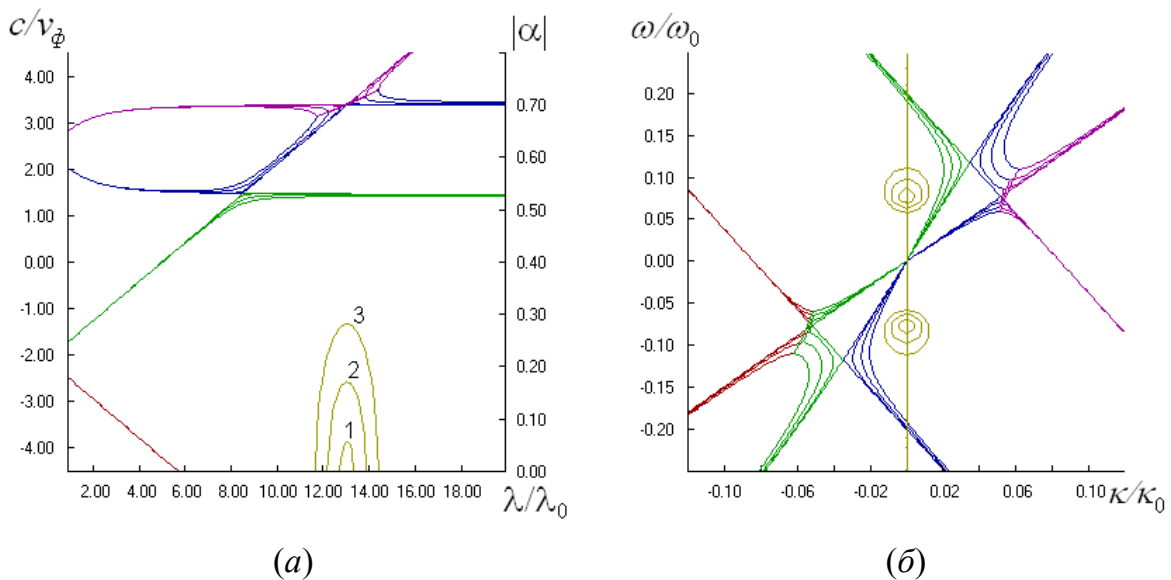


Рис. 1. Дисперсионные зависимости взаимодействия узкого попутного электронного пучка и широкого встречного позитронного потока ($U_{01} = 50$ кВ, $R_1 = 0.5$, $U_{02} = 70$ кВ; $\omega_{p1,2} = 0.2$) в координатах: $c/v_\phi = f(\lambda/\lambda_0)$ (а) и в координатах $\omega/\omega_0 = f(k/k_0)$ (б) при изменении коэффициента взаимодействия пучков: $M_{12} = M_{21} = 1, -0.25, 2, -0.5, 3, -0.75$.

Будем предполагать, что на входе и выходе системы нет отражений полей и колебания в системе определяются распределенной обратной связью. Из рис. 1а следует, что при взаимодействии медленной волны попутного и быстрой волны встречного потоков реализуется режим направленного ответвителя с аperiodической перекачкой мощности без усиления. Синхронизм быстрой волны попутного потока и быстрой волны встречного пучка приводит к периодической перекачке мощности, соответствующей режиму взаимодействия типа ЛОВ.

На дисперсионных характеристиках получается область расталкивания кривых (действительные решения в системе координат - замедление от длины волны). Так как осуществляется периодическая связь волн пучков заряженных частиц разного знака – связь быстрых волн попутного и встречного потоков, то это соответствует режиму периодической связи волн с усилением.

На рис. 1б приведены дисперсионные зависимости комплексной частоты от волнового числа. В соответствии с правилами Стэррока полученные дисперсионные характеристики соответствуют абсолютной двухпучковой неустойчивости попутного и встречного потоков заряженных частиц [4].

При выполнении условий синхронизма волн встречных потоков заряженных частиц основную роль играет возрастающая по координате собственная волна связанной системы или возрастающее во времени колебание в цепи обратной связи. По мере увеличения обратной связи становится важным развитие процессов во времени, описываемое с помощью дисперсионных зависимостей комплексной частоты от волнового числа. В случае значительного усиления на заданной длине системы следует учитывать дополнительные процессы, обеспечивающие усиление полей в отсутствии генерации. В электронике следует вводить распределенное затухание и учитывать отражения и рассеяния полей на входе и выходе.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин “Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы” Н.: Наука. 1991 г.
2. В.Е. Фортов “Экстремальные состояния вещества на земле и в космосе” М.: Наука. 2008 г.
3. В.И. Канавец “Электронно-позитронное вещество: от позитрония к сверхжидкости и шаровой молнии” М.: Изд-во «Педагогическое общество». 2009 г.
4. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе “Лекции по электродинамике плазмopodobных сред (неравновесные среды)” М.: МГУ. 2002 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОГО ВЕЩЕСТВА

В.И. Канавец¹, Ю.Д. Мозговой², С.А. Хриткин²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова,

²Московский государственный институт электроники и математики
(технический университет)

1. Моделирование процессов в электронно-позитронном веществе проводится в рамках предложенной в работах [1,2] схемы получения электронно-позитронных пар в результате воздействия мощного импульса гамма-квантов на газовую среду с плотностью частиц, соответствующей плотности атмосферного воздуха. Модельным газом является среда, состоящая из электронов, позитронов и ионов.

Считается, что после импульсного воздействия гамма-квантов возникает электронно-позитронная плазма с плотностью частиц, превышающей плотность частиц в окружающем газе. Поскольку среднее расстояние между частицами газа при атмосферном давлении близко к 30 \AA , то среднее расстояние между частицами электронно-позитронной плазмы меняется от $(1-2) \text{ \AA}$ (металлическое состояние) до $(10 - 20) \text{ \AA}$ – электронно-позитронный кристалл.

Образование сгущений электронов и позитронов в рамках классической теории рассматривается методом крупных частиц [3]. В начальный момент времени электроны и позитроны расположены в шахматном порядке. Если расстояния между частицами меньше размеров крупных частиц, то наблюдаются отдельно расположенные сгущения электронов и позитронов. С течением времени под действием кулоновских сил сгущения расплываются. Если скорость расплывания мала и крупных частиц модели достаточно много для дискретного описания пространственного распределения зарядов, то классическое решение становится аналогичным решению волновой задачи.

Конкретные примеры сгущений заряда в двумерном приближении даны на рис. 1. В начальный момент времени крупные частицы или облака заряда задаются в узлах сетки 24×24 . Знак зарядов чередуется.

Если электронно-позитронная среда в целом нейтральна по заряду, то возникают сгущения по отдельности положительных и отрицательных зарядов (рис. 1а). Размеры сгущений L_0 находятся в пределах радиуса действия сил $L_0 = (0,5 - 1) R_0$. Если нейтральность среды нарушена, например, заряды крупных частиц разного знака не одинаковы по величине, то возникает нестационарный процесс взаимодействия заряженных частиц, сопровождающийся образованием шарового скопления частиц меньшего заряда (рис. 1б).

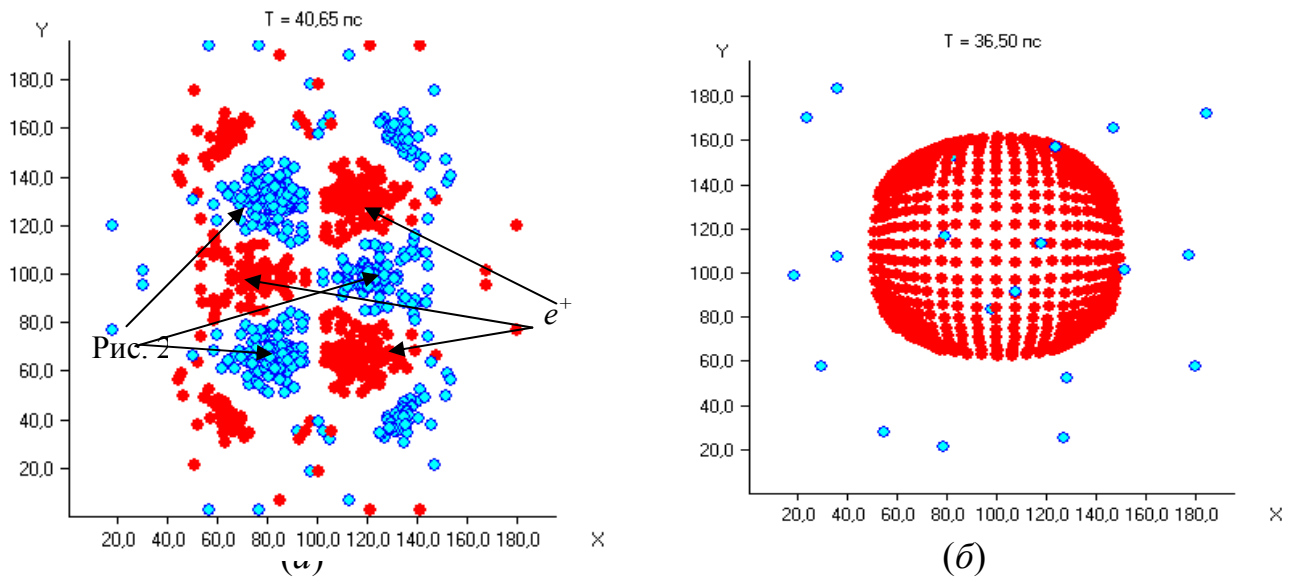


Рис. 1. Самоорганизация классической электронно-позитронной среды:

(а) радиус действия $R_0 = 30$, сетка 24×24 , заряды крупных электронов и позитронов $Q_p = 1$; (б) радиус действия $R_0 = 50$, сетка 24×24 , $Q_e = 1$, малый заряд позитронов $Q_p = 0,1$.

2. В рамках применимости модели «холодной» бесстолкновительной двухкомпонентной плазмы, справедлив переход к уравнениям для вырожденных (квантовых) и невырожденных (классических) носителей заряда [2,4]. Компоненты плазмы описываются с помощью макроскопических волновых функций с когерентной фазой $\Psi_{e,p}(\mathbf{R}, t) = \Psi_{e,p}(\mathbf{R}, t) \exp[iS_{e,p}(\mathbf{R}, t)]$. В отличие от обычных задач теории, произведение $\Psi\Psi^* = |\Psi|^2$ относится не к плотности вероятности одной частицы, а к плотности частиц $n = |\Psi|^2$. При большом числе частиц фаза S и плотность n допускают одновременное измерение [1,2].

Установление связи волновой модели квантовой теории и модели крупных частиц полезно, например, для понимания роли характерных расстояний (радиуса действия кулоновских сил R_0 в классической модели и длины волны де Бройля λ в квантовой задаче). В обычной модели крупных частиц (без учета начальных распределений частиц) сгущения зарядов имеют размеры порядка R_0 . В квантовой модели размеры сгущений определяются величиной $\lambda/4$.

Проводится совместное решение уравнений Шредингера и Пуассона для макроскопических волновых функций электронов и позитронов. Моделирование процессов проводится в несколько этапов. Сначала показывается возможность получения сгущений зарядов одного знака, затем рассматривается влияние сил пространственного заряда на взаимодействие сгущений разного знака. Находится режим компенсации и получения макроплазмоида на основе S-волн.

Предположим, что на выходе микроволнового устройства комбинированного типа, содержащего генератор микроволн и

микроволновый ускоритель электронов, созданы условия рождения электронно-позитронных пар с большой плотностью частиц, позволяющей реализовать металлическое состояние электронно-позитронной плазмы. Расстояние между частицами много меньше длины волны де Бройля, и в системе наблюдается образование сгустков электронов и позитронов. Сгущения зарядов одного знака в квантовой области аналогичны сгущениям, полученным в классической задаче. Дальнейшее взаимодействие сгущений разного знака носит характер двухчастичного обмена между электронами и позитронами.

Характер протекающих процессов зависит от величины параметра пространственного заряда. При оптимальном значении параметра пространственного заряда возникает нелинейный обменный процесс, продолжающийся примерно половину периода обменных колебаний. В процессе взаимодействия возникают дополнительные области зарядов противоположного знака, происходит синхронизация колебаний в активной области. В системе быстро нарастает общее поле центрально-симметричных S – волн. Действие этого поля приводит к быстрой компенсации кулоновского поля, потенциал кулоновского поля стремится к нулю во всей области взаимодействия.

Оптимальное значение параметра пространственного заряда зависит от начального расстояния между центрами сгущений электронов и позитронов. Если начальное расстояние берется существенно меньшим размеров сгустка, то оптимальное значение параметра пространственного заряда может увеличиться больше чем на порядок. В этом случае изменяется механизм компенсации кулоновского поля, объемная компенсация переходит в поверхностную.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец О возможности реализации на релятивистском сильноточном ускорителе квантового электронно-позитронного плазмоида. Электронно-позитронный шаровой плазмоид с S -волнами // Труды X Всероссийской школы – семинара «Волновые явления в неоднородных средах». Звенигород. 2006.
2. В.И. Канавец. “Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии” М.: Изд-во «Педагогическое общество». 2009.
3. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин. “Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы” Новосибирск: Наука. 1991.
4. А.Ф. Александров, А.А.Рухадзе. “Лекции по электродинамике плазмоподобных сред (неравновесные среды)” М.: МГУ. 2002.

КИНЕТИКА ВАКУУМНОГО РОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В.В. Дмитриев, С.А. Смолянский, А.В. Тараканов
Саратовский государственный университет

Швингеровский эффект [1] вакуумного рождения электрон-позитронных пар под действием электромагнитных полей – один из нескольких эффектов КХД, который до сих пор экспериментально не проверен. Это обусловлено огромными электрическими полями $E \sim E_c = 1.3 \cdot 10^{16}$ В/см для электронов, необходимыми для наблюдения этого эффекта в постоянном поле. Такая напряженность поля недостижима для постоянных полей, поэтому основное внимание было направлено на теоретическое изучение рождения пар переменными по времени электрическими полями. Очень сильные электрические поля могут быть получены в настоящее время исключительно с помощью лазерных пучков. Оценки, сделанные ранее, показали, что создание пары отдельным лазерным импульсом с $E \ll E_c$ практически невозможно. Более оптимистические результаты могут быть получены для подкритических полей $E \leq E_c$ в планируемых рентгеновских лазерах и лазерах оптического диапазона на встречных пучках.

В настоящей работе исследован механизм вакуумного рождения электрон-позитронных пар в нестационарном хромо-электрическом поле с произвольной поляризацией. Соответствующие кинетические уравнения выведены в строго пертурбативном динамическом подходе. Мы используем осцилляторное представление для построения кинетической теории (первоначально это представление было предложено в скалярной КЭД). Осцилляторное представление ведет кратчайшим путем к квазичастичному представлению, в котором все динамические операторы наблюдаемых величин имеют диагональный вид [2]. В рамках этого представления, уравнения движения гейзенберговского типа будут получены ниже в спинорной КЭД. В общем случае, получаемые кинетические уравнения немарковского типа оказываются достаточно сложными из-за спиновых эффектов.

Рассмотрим КЭД систему в присутствии внешнего квазиклассического пространственно однородного зависящего от времени электрического поля произвольной поляризации с 4 – потенциалом (в гамильтоновой калибровке) $A^\mu(t) = (0, \vec{A}(t))$ и соответствующей напряженности поля $\vec{E}(t) = -\dot{\vec{A}}(t)$ (точка означает производную по

времени). Такое поле может рассматриваться как внешнее поле или как самосогласованное поле. Функция Лагранжа имеет вид

$$L = \frac{i}{2} \{ \bar{\psi} \gamma^\mu D_\mu \psi - (D_\mu^* \bar{\psi}) \gamma^\mu \psi \} - m \bar{\psi} \psi, \quad (1)$$

где $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu(t)$, e – заряд электрона и $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$. Поля ψ и ψ^\dagger образуют пару канонически сопряженных переменных. Соответствующий Гамильтониан равен ($k=1, 2, 3$)

$$H(t) = i \int d^3x \psi^\dagger \dot{\psi} = \int d^3x \bar{\psi} \{ -i\gamma^k D_k + m \} \psi. \quad (2)$$

В рассматриваемом случае, система пространственно однородна и нестационарна. Переход в пространство Фока осуществляется с помощью базисных функций $\phi = \exp(\pm i\vec{k}\vec{x})$ и операторы рождения и уничтожения становятся зависимыми от времени

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k \sum_{\alpha=1,2} \{ e^{i\vec{k}\vec{x}} a_\alpha(\vec{k}, t) u_\alpha(\vec{k}, t) + e^{-i\vec{k}\vec{x}} b_\alpha^+(\vec{k}, t) v_\alpha(\vec{k}, t) \}, \quad (3)$$

$$\bar{\psi}(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k \sum_{\alpha=1,2} \{ e^{-i\vec{k}\vec{x}} a_\alpha^+(\vec{k}, t) \bar{u}_\alpha(\vec{k}, t) + e^{i\vec{k}\vec{x}} b_\alpha(\vec{k}, t) \bar{v}_\alpha(\vec{k}, t) \}.$$

Уравнения движения для операторов рождения и уничтожения в осцилляторном представлении имеют вид [3]

$$\dot{a}(\vec{k}, t) + U_{(1)}(\vec{k}, t) a(\vec{k}, t) + U_{(2)}(\vec{k}, t) b^+(\vec{k}, t) = -i\omega(\vec{k}, t) a(\vec{k}, t), \quad (4)$$

$$\dot{b}(-\vec{k}, t) - b(-\vec{k}, t) V_{(2)}(\vec{k}, t) + a^+(\vec{k}, t) V_{(1)}(\vec{k}, t) = -i\omega(\vec{k}, t) b(-\vec{k}, t),$$

где матрицы U, V , построены из спиноров $u_\alpha(\vec{k}, t), v_\alpha(\vec{k}, t)$:

$$U_{(1)}^{\alpha\beta}(\vec{k}, t) = u_\alpha^+(\vec{k}, t) \dot{u}_\beta(\vec{k}, t), \quad U_{(2)}^{\alpha\beta}(\vec{k}, t) = u_\alpha^+(\vec{k}, t) \dot{v}_\beta(-\vec{k}, t), \quad (5)$$

$$V_{(2)}^{\alpha\beta}(\vec{k}, t) = v_\alpha^+(-\vec{k}, t) \dot{v}_\beta(-\vec{k}, t), \quad U_{(2)}^+ = -V_{(1)}.$$

Матрицы $U_{(2)}$ и $V_{(1)}$ описывают переход между состояниями с положительной и отрицательной энергией и различными спином, тогда как матрицы $U_{(1)}$ и $V_{(2)}$ показывают вращение спина во внешнем поле $\vec{A}(t)$.

Введем одночастичные корреляционные функции электронов и позитронов

$$f_{\alpha\beta}(\vec{k}, t) = \langle a_\beta^+(\vec{k}, t) a_\alpha(\vec{k}, t) \rangle, \quad f_{\alpha\beta}^c(\vec{k}, t) = \langle b_\beta(-\vec{k}, t) b_\alpha^+(-\vec{k}, t) \rangle, \quad (6)$$

где процедура усреднения осуществляется по вакуумным in -состояниям.

Дифференцирование по времени приводит к уравнениям

$$\dot{f}^{(+)} = [f^{(+)}, U_{(1)}] + (U_{(2)}f - f^c U_{(2)}) + 2i\omega f^{(+)}, \quad (7)$$

$$\dot{f}^{(-)} = [f^{(-)}, U_{(1)}] + (fU_{(2)} - U_{(2)}f^c) - 2i\omega f^{(-)},$$

где введены вспомогательные функции

$$f_{\alpha\beta}^{(+)}(\vec{k}, t) = \langle a_{\beta}^{+}(\vec{k}, t) b_{\alpha}^{+}(-\vec{k}, t) \rangle, \quad f_{\alpha\beta}^{(-)}(\vec{k}, t) = \langle b_{\beta}(-\vec{k}, t) a_{\alpha}(-\vec{k}, t) \rangle. \quad (8)$$

В результате можно получить замкнутые кинетические уравнения в интегро-дифференциальной форме

$$\begin{aligned} \dot{f}(t) = & [f(t), U_{(1)}] - U_{(2)}(t) S(t) \int_{t_0}^t dt' S^{+}(t') [U_{(2)}(t') f(t') - \\ & - f^c(t') U_{(2)}(t') S(t') S^{+}(t') e^{2i\theta(t, t')} - S(t) \int_{t_0}^t dt' S^{+}(t') [f(t') U_{(2)}(t') - \\ & - U_{(2)}(t') f^c(t')] S(t') S^{+}(t') U_{(2)}(t) e^{-2i\theta(t, t')}, \end{aligned} \quad (9)$$

где оператор эволюции вращения спина $S(\vec{k}, t)$ определяется уравнением $\dot{S} = -U_{(1)}(t) S(t)$. (10)

Адиабатический параметр $\gamma = mv/(eE_m)$ является произвольным (здесь E_m – амплитуда внешнего электрического поля, v – его характерная частота). В низшем порядке приближения $E_m/E_c \ll 1$ диагональные элементы корреляционных функций $f_{\alpha\alpha} \ll 1$, тогда как недиагональные слагаемые $f_{\alpha\beta} \sim E^2/E_c^2$, что позволяет пренебречь их вкладом. Тогда полная плотность квазичастиц будет равна

$$n(t) = \frac{1}{4\pi} \int d^3 p \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_0}^t dt_2 \text{Tr} \{ U_{(2)}(t) U_{(2)}(t') \} \cos[2\theta(t_1, t_2)]. \quad (11)$$

В случае линейной поляризации из (11) следует хорошо известный результат [3]

Таким образом, полученные кинетические уравнения (9) могут быть использованы для исследования вакуумного рождения электрон-позитронных пар в сильных лазерных полях произвольной поляризации оптического и рентгеновского диапазона в подкритической области.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Schwinger // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 664.
2. А.А. Гриб, С.Г. Мамаев, В.М. Мостепаненко "Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях" М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. V.N. Pervushin, V.V. Skokov, A.V. Reichel, S.A. Smolyansky, A.V. Prozorkevich // Int. J. Mod. Phys. A. 2005. V. 20. P. 5689.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА ДВУХСЛОЙНЫМИ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

С.С. Абрамчук¹, Г.В. Белокопытов², А.В. Журавлев², Т.В. Лаптинская²,
А.С. Синицкий³

¹ *Институт элементоорганических соединений РАН*

² *Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова*

³ *Факультет наук о материалах МГУ им. М.В. Ломоносова*

Металлодиэлектрические наночастицы с тонким поверхностным слоем металла и диэлектрической сердцевиной важны для многих приложений, в особенности – для фототермической терапии и в задачах транспорта лекарственных средств [1]. Целью настоящей работы является сравнение теоретических моделей, описывающих форм-фактор рассеяния электромагнитных волн на таких частицах, и сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

В эксперименте исследовалось рассеяние световых волн с длиной волны 633 нм на наночастицах кремнезема (SiO_2), покрытых золотом, взвешенных в воде. Частицы кремнезема были синтезированы по методу Штобера (Stöber) путем гидролиза тетраэтоксисилана $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ (ТЭОС) в водно-спиртовой смеси в присутствии аммиака в качестве катализатора. Поверхность частиц затем была модифицирована амино-группами, к которым ковалентно присоединялись наночастицы золота размером 1-2 нм, результате чего образовывалась металлическая оболочка [2]. Для устранения влияния многократного рассеяния концентрация раствора наночастиц выбиралась достаточно малой, менее 0.001 вес. %.

Электронно-микроскопические снимки показывают, что металлодиэлектрические частицы имеют с средний диаметр около 200 нм, также присутствуют полностью металлические частицы со средним диаметром около 17 нм (см. рис. 1а). Рассеяние света взвесью наночастиц исследовалось на автоматизированной установке ALV-CGS-6010 (производство Германия, Ланген). Оборудование позволяет проводить измерения автокорреляционной функции интенсивности с временным разрешением 12 нсек. Измерения корреляционной функции рассеянного под углом 90° света позволили определить распределение частиц по гидродинамическим радиусам (см. рис. 1б, в) с помощью алгоритмов из пакета программ CONTIN [3, 4].

Результаты измерения зависимости средней интенсивности рассеяния от угла (угловой индикатрисы рассеяния) представлены на рис. 2. Она существенно отличается от расчетных индикатрис на однородных частицах (металлических или диэлектрических) диаметром 200 нм. Попытка объяснить экспериментальные данные путем расчета в модели двухслойного резонатора с тем же диаметром и различными фиксированными толщинами слоев не дали удовлетворительного согласия

с экспериментом (см. рис. 2, кривые 1, 3). Предложена модель, которая позволяет учитывать распределения частиц по размерам и слоев по толщинам. В ее рамках было рассмотрено приближение, когда частицы имеют гауссово распределение слоев по толщинам:

$$p(d) = \frac{\partial N}{\partial d} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(d-d_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1)$$

где d_0 – средняя толщина, а $\sigma = \sqrt{Dp(d)}$ – среднее квадратичное отклонение толщины слоя от средней. С учетом данного распределения были построены теоретические угловые индикатрисы рассеяния и функционал Δ среднеквадратичного отклонения теоретических кривых от экспериментальных (см. рис. 3а). Минимум функционала достигается вдоль прямой (рис. 3б). При этом индикатрисы рассеяния, соответствующие минимуму функционала, хорошо аппроксимируют экспериментальные точки. Можно ожидать, что учет неоднородности поверхностного слоя в отдельных частицах позволит достичь лучшего согласия с экспериментом. Результаты исследований позволяют сделать вывод, что индикатрисы рассеяния коллоидных сред, состоящих из покрытых тонким металлическим слоем диэлектрических наночастиц, являются физическими характеристиками, по которым возможно определение статистических параметров поверхностных слоев (средней толщины и дисперсии).

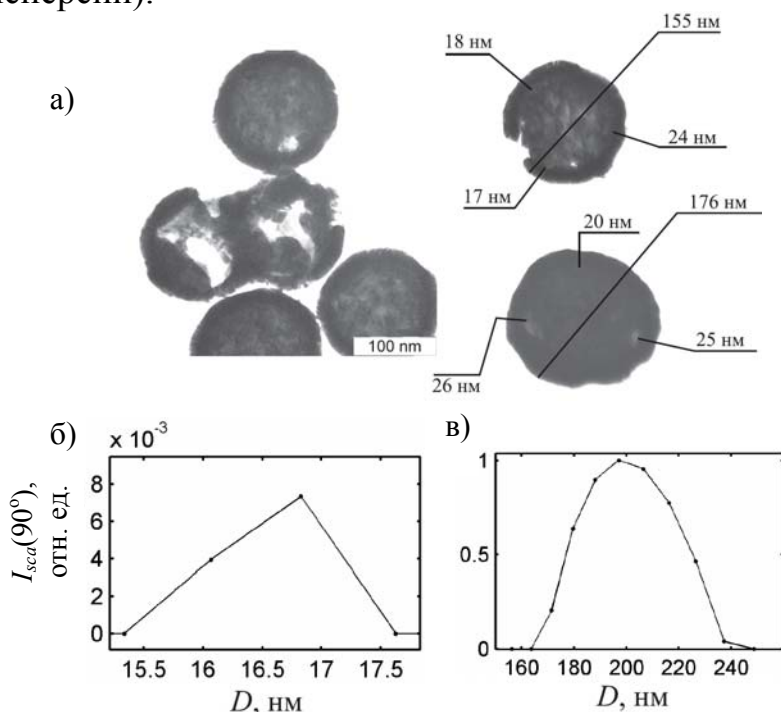


Рис. 1 а – Фотографии исследуемых наночастиц, сделанные на электронном микроскопе в ЦКП МГУ. Указаны диаметры наночастиц и толщину золотого покрытия. б, в – Распределение интенсивности рассеянного под углом 90° излучения по размерам наночастиц. Экспериментальные зависимости.

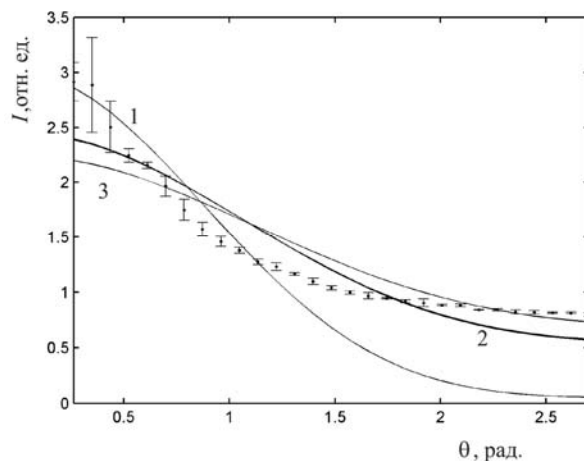


Рис. 2. Индикатрисы рассеяния металлодиэлектрических частиц. Точки – эксперимент. Непрерывные кривые – расчет с учетом распределения частиц по размерам и в предположении гауссова распределения слоев по толщинам. Параметры гауссова распределения (d_0 нм, σ нм): кривая 1 – (10, 0); 2 – в минимуме функционала Δ – (28, 0), (20, 3.6), (10, 8.0); и 3 – (40, 0).

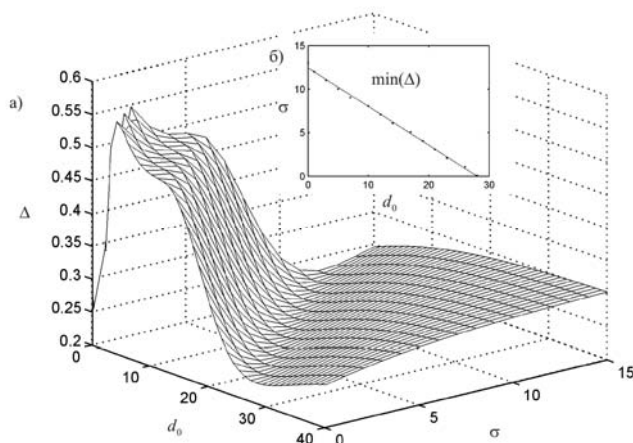


Рис. 3 а – Среднеквадратичное отклонение Δ теоретических индикатрис рассеяния от экспериментальных в зависимости от параметров распределения слоев по толщинам: средней толщины слоев d_0 и дисперсии σ . б – положение минимума функции $\Delta(d_0; \sigma)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Kalele, S.W. Gosavi, J. Urban, S.K. Kulkarni // Current Science. 2006. V. 91, No. 8. P. 1038.
2. S.L. Westcott, S.J. Oldenburg, T.R. Lee, N.J. Hallas // Langmuir. 1998. V. 14(19). P. 5396.
3. B.J. Berne, R. Pecora "Dynamic Light Scattering; With Applications to Chemistry, Biology, and Physics" New York: Dover. Publ. Inc., 2000.
4. L. Plimak, I. Pollak // Journ. of Chem. Phys. 2000. V. 113(11). P. 4533.

ИСПЫТАНИЯ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА МОЩНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

В.Г. Андреев¹, В.А. Вдовин²

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

²ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

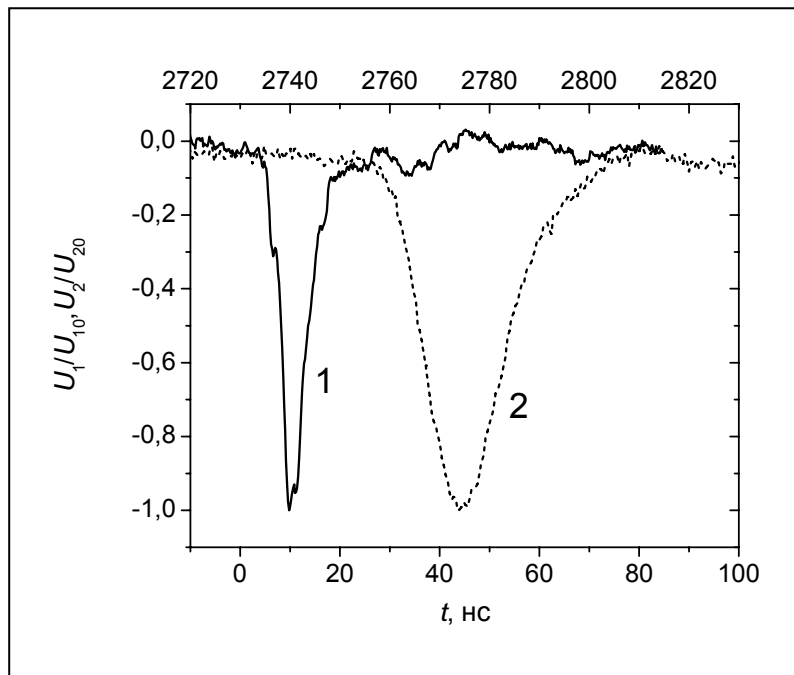
Регистрация формы огибающей мощных СВЧ импульсов наносекундной длительности обычно осуществляется полупроводниковыми детекторами на горячих носителях [1]. К недостаткам таких датчиков можно отнести использование жидкого азота (охлаждаемые детекторы), трудности, возникающие при регистрации короткого миллиметрового диапазона, в следствии малых размеров кристалла, а также проблемы, связанные с высокой средней мощностью, выделяющейся на полупроводниковом кристалле за счет тока смещения, при регистрации импульсов с частотой следования более 100 Гц.

В данной работе представлены результаты испытаний принципиально нового датчика микроволнового излучения, работа которого основана на использовании термо-акустического эффекта [2]. Датчик располагается в свободном пространстве и предназначен для регистрации СВЧ импульсов длительностью 1 - 500 нс в диапазоне частот 3 - 3000 ГГц с частотой следования до 5 кГц. Конструктивно датчик выполнен в виде цилиндра диаметром 60 мм и высотой 100 мм. Диаметр входного радиопрозрачного окна составляет 20 мм.

Действие такого устройства основано на том, что при поглощении электромагнитного излучения в среде возникают механические напряжения, приводящие к возбуждению акустического импульса, форма которого определяется как свойствами поглотителя, так и временным профилем электромагнитного сигнала. Отличительной особенностью предлагаемой конструкции является использование слоистой структуры, состоящей из радиопрозрачного окна, поглощающей среды в виде металлической пленки нанометровой толщины и жидкости. Выбор металлических пленок толщиной порядка нескольких нанометров обусловлен их способностью эффективно поглощать падающее электромагнитное излучение. Максимум коэффициента поглощения наблюдался при толщине пленки в диапазоне от 2 до 3 нм.

Теоретический анализ возбуждения акустического импульса в слоистой системе кварц - алюминиевая пленка – жидкость показали, что генерация сигнала происходит в два этапа [3]. На первом этапе происходит поглощение энергии СВЧ волны в пленке и выделение тепла. Затем тепло практически мгновенно диффундирует в жидкость, тепловое расширение которой и формирует акустический сигнал.

Первые испытания предложенного термоакустического датчика проводились с использованием релятивистского генератора поверхностной волны миллиметрового диапазона, имеющегося в ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН [4]. Эта установка обеспечивала импульсы излучения мощностью до 3 МВт с длиной волны порядка 8 мм. Энергия в импульсе не превышала 1 мДж. Форма огибающей СВЧ импульса, зарегистрированная германиевым детектором на горячих носителях, представлена сплошной линией (кривая 1) на рис.1 Длительность огибающей СВЧ импульсов, измеренная по уровню



0.5 от пикового значения составляла 5.2 ± 0.4 нс, что определялось длительностью импульса тока. Импульс СВЧ выводился в воздух и направлялся с помощью металлического конуса на вход термоакустического детектора. Алюминиевая пленка контактировала со слоем дистиллированной воды

толщиной 4 мм. Такой слой воды обеспечивал временную задержку акустического импульса на 2.67 мкс, что позволяло избежать влияния сильных электромагнитных наводок в момент генерации СВЧ импульса. С другой стороны, такая толщина слоя воды практически не влияла на временной профиль прошедшего через него акустического импульса ввиду малого коэффициента затухания ультразвука на частотах, соответствующих спектральному составу регистрируемого импульса. В качестве акустического приемника использовалась ПВДФ пленка толщиной 28 мкм приклеенная на поверхность материала с акустическим импедансом, близким к импедансу ПВДФ. И использованный приемник позволял регистрировать акустические сигналы в полосе порядка 40 МГц с чувствительностью 5 мкВ/Па, что определялось толщиной резонансом ПВДФ пленки и ее пьезоэлектрическими модулями. Сигнал приемника регистрировался цифровым осциллографом Tektronix 3032, синхронизация которого осуществлялась импульсом тока генератора СВЧ.

Профиль акустического сигнала, зарегистрированный при использовании алюминиевой пленки толщиной 3.5 нм, показан на рис.1

штриховой линией. Акустический сигнал имел форму однополярного импульса длительностью 18 ± 2 нс, измеренной по уровню 0.5. Ограниченность полосы пропускания акустического приемника не позволила воспроизвести форму огибающей СВЧ импульса, представленную на рис.1 сплошной линией.

В докладе также будут представлены результаты испытаний разработанного датчика в Институте сильноточной электроники СО РАН г. Томск на установках:

1. Лампа обратной волны на ускорителе «Синус-160», мощность выходного излучения $P \sim 100$ МВт, длина волны $\lambda \sim 8$ мм, длительность импульса по полувысоте $\tau \sim 2$ нс, расстояние от датчика до выходного рупора ~ 1.5 м, режим одиночных импульсов. В этом случае сигнал с акустического датчика имел длительность 18 нс, что объясняется ограниченностью полосы пропускания акустического приемника в 40 МГц.

2. Мощный магнетрон, $P \sim 200$ кВт, $\lambda \sim 3$ см, $\tau \sim 180$ нс, частота повторения импульсов 10 Гц. В этом случае сигнал с акустического датчика полностью соответствовал импульсу, полученному с помощью лампового детектора 6Д16Д.

Следует отметить, что измерения проводились на 2-х длинах волн 8 мм и 3 см в открытом пространстве одним датчиком без всякой специальной подготовки. Измеренные импульсы были стабильны и обладали высокой повторяемостью.

Таким образом, термоакустические детекторы могут быть с успехом использованы для регистрации формы огибающей СВЧ импульсов наносекундной длительности. При этом такие преимущества детектора как широкополосность, высокая чувствительность, простота конструкции и работа при комнатной температуре, обеспечат ему применение в физике и технике СВЧ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 07-08-00415.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Климов// Изв. вузов. Физика. 1996. № 12. С.98.
2. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин // ПТЭ. 2009. №2. С. 81-85.
3. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин// Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т.48. № 10-11. С. 1006.
4. А.М. Афонин, В.А. Вдовин, В.И. Канавец и др. //РЭ. 1987. Т. 31. № 1. С. 118.

СОВРЕМЕННЫЕ АСПЕКТЫ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ

Ю.Н. Барабаненков

Институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН, Москва

1. Распространение волн в неупорядоченных системах считается одним из наиболее трудных предметов теоретической физики. Традиционный подход использует феноменологическую теорию переноса излучения [1], возникшую более ста лет назад (Хвольсон 1890, Шустер 1905, Шварцшильд 1906) при изучении рассеяния света в молочных стеклах, солнечной атмосфере и туманной атмосфере земли на представлениях линейной кинетической теории об элементарном акте рассеяния и длине свободного пробега излучения. В 50-ые годы прошлого столетия в связи с созданием теории частичной когерентности волновых полей начались активные исследования вопроса о границах применимости теории переноса с точки зрения статистической теории многократного рассеяния волн в случайно-неоднородных средах. Хотя данные исследования носили теоретический характер, тем не менее они привели в 1973г к предсказанию явления слабой локализации света в случайно-неоднородной среде. Поскольку это явление лежало как раз на границе применимости теории переноса излучения, обойти его было невозможно.

Со временем появились новые физические явления, такие как пленение излучения резонансными рассеивателями и эффекты ближних полей рассеивателей, которые потребовали модификации теории переноса излучения. Более того, перспективы применения новых искусственных систем в виде статистических ансамблей нанокластеров, периодических структур фотонных кристаллов и статистических ансамблей проводящих частиц разной формы с возможно значительным параметром упаковки в пространстве выдвинули проблему коренной модификации традиционной теории переноса, однако с сохранением некоторых ее свойств и методов.

2. В теории переноса волновое излучение многократно рассеивается по интенсивности на эффективных неоднородностях случайно-неоднородной среды [2]. Каждая неоднородность-это кластер рассеивателей, связанных между собой корреляционной функцией некоторого порядка. Оптические свойства рассеивателей внутри кластера задаются их операторами рассеяния, которые можно понимать и как квантовомеханические объекты. При этом учитывается взаимное облучение рассеивателей внутри кластера. Таким образом, коэффициент экстинкции излучения и коэффициент рассеяния элементарного объема среды записываются с

учетом волновых и корреляционных свойств рассеивателей внутри кластера. Далее предполагается, что при многократном рассеянии излучения на неоднородностях не учитываются повторные рассеяния на одной и той же неоднородности – одnogрупповое приближение. Кроме того считается, что неоднородности расположены в среднем в зоне дифракции Фраунгофера относительно друг друга. Для нестационарных задач одnogрупповое приближение предполагает время взаимодействия импульса с эффективной неоднородностью малым по сравнению со средним временем свободного пробега импульса.

Отказ от одного из перечисленных условий применимости феноменологической теории переноса излучения ведет к рассмотрению некоторого интересного физического явления.

3. В одnogрупповом приближении пренебрегаются петли в многократном рассеянии волн с пространственным диаметром порядка или более средней длины свободного пробега излучения. Петли могут иметь когерентный и некогерентный характер.

В когерентной петле поле и его комплексно сопряженное значение обходят заданную совокупность рассеивателей в обратной последовательности. Таким петлям отвечают циклические (максимально перекрестные) диаграммы оператора интенсивности уравнения Бете-Солиптера. Циклические диаграммы не учитываются при выводе уравнения переноса в одnogрупповом приближении. Тем не менее, они в определенном смысле эквивалентны лестничным диаграммам, которые составляют главное содержание теории переноса. Это свойство эквивалентности получается путем операции инверсии верхнего или нижнего рядов циклической диаграммы с использованием свойства взаимности функции Грина и свойства взаимности оператора интенсивности в одnogрупповом приближении. В результате к уравнению переноса получается волновая поправка с относительной величиной порядка единицы в узком конусе углов для направления рассеяния “назад” с шириной конуса порядка отношения длины волны к длине свободного пробега. Эта волновая поправка, предсказанная автором [3] и экспериментально подтвержденная несколькими группами [4], получила название конуса усиления обратного рассеяния и дала гигантский толчок к исследованию явления слабой локализации в оптике [5].

В некогерентной петле поле и его комплексно сопряженное значение обходят заданную совокупность рассеивателей в одинаковой последовательности. Такие петли приводят к эффекту обратного рассеяния нестационарного излучения в теории переноса с запаздыванием, где время запаздывания порядка среднего времени свободного пробега излучения [6]. Другой вариант теории переноса с запаздыванием получается при рассмотрении эффекта пленения [7], например,

фемтосекундного лазерного импульса в случайно-неоднородной среде из резонансных рассеивателей.

4 В своей теории теплового излучения нагретых тел С.М. Рытов [8] предсказал наличие ближних полей выходящего из тела теплового излучения в виде сосредоточенных около его поверхности неоднородных волн. Такого рода ближние поля возникают и при многократном рассеянии волн в неупорядоченной среде в окрестности каждой эффективной неоднородности. В феноменологической теории переноса излучения эти ближние поля не учитываются. Однако за последнее время построена модификация теории переноса с учетом ближних полей эффективных неоднородностей. В основе этой модификации лежит простая и точная формула [9], согласно которой средний по ансамблю поток энергии внутри неупорядоченной диэлектрической среды состоит из вклада однородных и неоднородных волн, причем второй вклад имеет интерференционный характер и выражается через функцию кросс-когерентности убывающих навстречу друг другу неоднородных волн. Оказывается, такие пары убывающих навстречу друг другу неоднородных волн возникают внутри каждой эффективной неоднородности при многократном рассеянии. Они дают вклад в поток энергии излучения в виде своеобразной туннельной компоненты [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Соболев “Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет”, М.: Гостехиздат, 1956.
2. Ю.Н. Барабаненков, В.М. Финкельберг // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 978.
3. Ю.Н. Барабаненков // Изв. Вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. С. 88.
4. Y. Kuga, A Ishimaru// J. Opt. Soc. Am. A. 1984. V. 1.P. 831; Van Albada, A. Lahendijk// Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2692; P.E. Wolf, G. Maret// Phys. Rev. Lett. 1985. V.55. P. 2696.
5. M.C.W. van Rossum, Th.M. Nieuwenhuizen// Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. 313.
6. Ю.Н. Барабаненков, В.Д. Озрин // Изв. Вузов. Радиофизика. 1985. Т.18. С. 450.
7. Yu.N. Barabanenkov, M.Yu. Barabanenkov // Waves in random Media. 1999. V. 9. P. 13.
8. С.М. Рытов “Теория электрических флуктуаций и теплового излучения”, М.: АН СССР, 1953.
9. Yu.N. Barabanenkov, M.Yu. Barabanenkov, Yu.V. Gulyaev, S.A. Nikitov // Phys. Lett. A. 2007. V. 364. P. 421.
10. Ю.Н. Барабаненков//УФН . 2009 (в печати).

МОДЕЛЬ КОЛЬЦЕВОЙ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ С НЕЛИНЕЙНОЙ ЛИНИЕЙ ПЕРЕДАЧИ НА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

Е.В. Зарькова

СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов

В последние годы интенсивно проводятся исследования, направленные на создание автоколебательных систем с положительной обратной связью, демонстрирующих хаотическое поведение в диапазоне сверхвысоких частот [1]. В качестве активных нелинейных элементов в таких автоколебательных системах используются как вакуумные усилители мощности на основе лампы бегущей волны или пролетного клистрона, так и твердотельные усилители мощности [1,2]. Так же представляют определенный интерес автоколебательные системы, в которых генерация хаотического сигнала возникает в случае использования в цепи обратной связи пассивных нелинейных элементов на основе ферромагнитных пленок при возбуждении в них магнитостатических волн (МСВ) [3-5]. Нелинейные свойства таких элементов обусловлены тем, что при достаточно высоких уровнях мощности сигнала в ферромагнетиках происходит параметрическое возбуждение коротковолновых обменных спиновых волн, приводящее к хаотической автомодуляции генерируемого сигнала [3-5]. Кроме того, в работе [5] приводятся результаты экспериментального исследования кольцевой автоколебательной системы с нелинейной линией передачи на МСВ, в которой наблюдается генерация широкополосного хаотического сигнала с почти непрерывным спектром, обусловленная, по мнению авторов, наличием падающего участка на динамической характеристике нелинейной линии передачи.

В настоящей работе рассматривается модель кольцевой автоколебательной системы с нелинейной линией передачи на МСВ, в которой для задания нелинейных характеристик элементов кольцевой схемы используются экспериментальные данные [5], и на основе построенной модели исследуется динамика амплитуды огибающей сигнала в этой системе.

Рассматриваемая схема автоколебательной системы содержала усилитель, аттенюатор и линию передачи на МСВ в цепи обратной связи, которая представлялась в виде безынерционного нелинейного элемента с функциональной зависимостью $G(A)$, где A – амплитуда огибающей сигнала, и линейного фильтра с постоянной времени τ_f и временем задержки в цепи обратной связи τ .

При построении модели аппроксимация экспериментальной характеристики для нелинейного элемента задавалась в виде:

$$G(A) = (re^{-bA^2} + ce^{-dA})A, \quad (1)$$

при $r = -0.1386$; $b = 0.2$; $c = 0.5259$; $d = 0.7773$. Здесь A – амплитуда огибающей сигнала, r , b , c , d – коэффициенты, определяемые параметрами системы.

Аппроксимация экспериментальной характеристики для усилителя имела вид:

$$A_{out} = 3.46A_{in}, \text{ при } A_{in} < 10 \quad (2)$$

$$A_{out} = 34.6, \text{ при } A_{in} \geq 10$$

На основе указанных зависимостей была построена бифуркационная диаграмма (рис. 1), демонстрирующая, что в рассматриваемой системе реализуется переход к хаотической генерации через каскад бифуркаций удвоения периода. Полученные результаты качественно совпадают с экспериментальными данными.

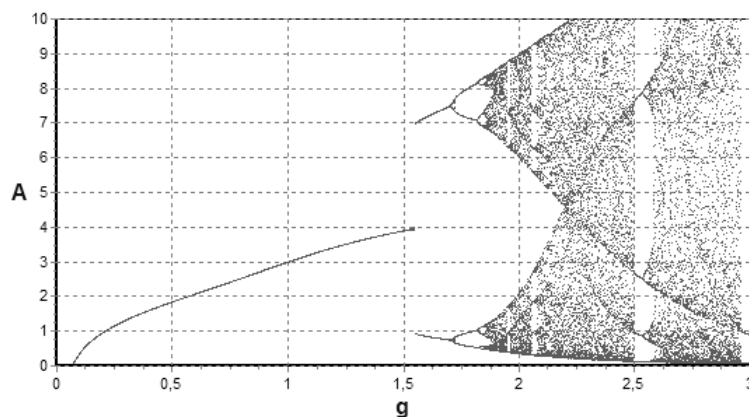


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма.

Для рассматриваемой системы был выбран следующий вид модельного уравнения:

$$A(t) = L(\rho U(G(A(t - \tau)))) \quad (3)$$

где L – интегральный оператор, описывающий действие линейного фильтра; ρ – коэффициент ослабления аттенюатора; U – функция, описывающая работу усилителя; τ – время задержки в цепи обратной связи.

Причем интегральный оператор выглядит таким образом:

$$L = \int_{-\infty}^t h(\tau)(\rho U(G(A(t - \tau))))d\tau, \quad (4)$$

где $h(\tau)$ – импульсная характеристика линейного фильтра. Так как в данном случае используется линейный фильтр нижних частот, то его импульсную характеристику можно выбрать следующим образом:

$$h(t) = \beta e^{-\gamma \frac{t}{\tau_f}} \quad (5)$$

Результаты расчета временных реализаций амплитуды огибающей (слева) и спектральных характеристик (справа) сигнала с использованием уравнения (3) для различных значений времени задержки τ и коэффициента ослабления ρ представлены на рис.2-3. Из представленных результатов следует, что при небольших значениях времени задержки в цепи обратной связи τ ($\tau = \tau_f$), даже если ослабление ρ очень велико ($\rho = 4.95$), наблюдается генерация почти периодического сигнала, и спектр его остается дискретным (рис.2). При увеличении τ (рис.3) уже при $\rho = 1.85$, отсутствует периодичность во временной реализации, и спектр усложняется. С увеличением ρ в спектре появляются новые частоты, сигнал становится хаотическим, а спектр его почти непрерывным.

Результаты численного эксперимента, полученные при близких значениях параметра ослабления аттенюатора, подтверждают, что переход к хаотическому режиму генерации осуществляется через последовательность бифуркаций удвоения периода.

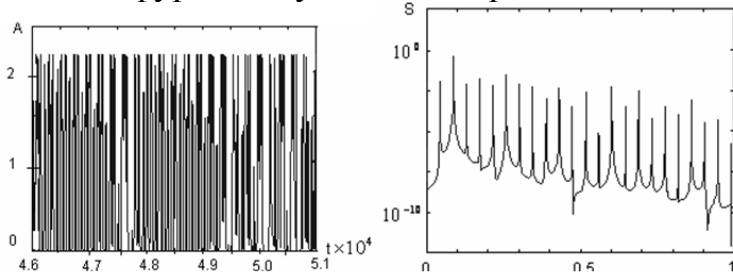


Рис. 2. Относительный разброс продольных скоростей в электронном потоке (5kV)

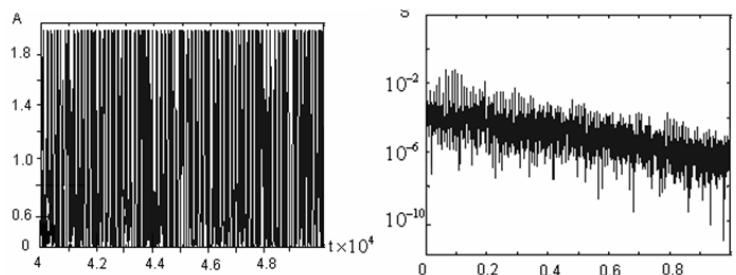


Рис. 2. Относительный разброс продольных скоростей в электронном потоке

ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Дмитриев, А.И. Панас "Динамический хаос. Новые носители информации для систем связи" М.: Физматлит, 2002. 252 с.
2. N.M. Ryskin, A.M. Shigaev // Proceedings of the 11th Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems (NDES 2003). May 18-22, 2003, Scuol/Schulus, Switzerland. P. 217.
3. В.Е. Демидов, Н.Г. Ковшиков // Письма ЖЭТФ. 1997. Т. 66. №4. С. 243.
4. W. Mingzhong, B.A. Kalinikos, C.E. Patton // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 237202.
5. С.В. Гришин, В.С. Гришин, А.Е. Храмов, Ю.П. Шараевский // ЖТФ. 2007. Т. 78. Вып. 7. С. 89.

МЕГАВАТТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА 2-3,2 ГГц

И.Е. Иванов, П.С. Стрелков, Д.В. Шумейко

*Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М.Прохорова РАН*

Плазменный релятивистский СВЧ- усилитель на частотах 2-3,2 ГГц [1] создан на базе плазменного релятивистского СВЧ- генератора (ПРГ) [2], перестраиваемого по частоте в диапазоне 1,5 ÷ 6 ГГц при изменении плотности плазмы. В настоящей работе представлены результаты после модернизации усилителя [1]. Такие устройства подразумевают наличие сильноточного ускорителя электронов (электронной пушки) до энергий ~ 500 кэВ и более. Работа проходит в режиме одноразовых импульсов (один выстрел за 3 ÷ 5 минут). Максимальная длительность СВЧ- излучения равна длительности импульса тока РЭП (450 нс).

В основу работы плазменных релятивистских генераторов и усилителей положен эффект преобразования энергии РЭП в энергию СВЧ- волны, фазовая скорость распространения которой в пространстве взаимодействия равна скорости релятивистских электронов $u < c$. Такое взаимодействие называется черенковским. Энергия РЭП перекачивается в медленную моду плазменного волновода E_{01} . Усиленное СВЧ- излучение выводится из устройства по коаксиальному волноводу, где мода E_{01} переходит в моду ТЕМ, распространяющуюся со скоростью света c . В месте перехода неизбежно происходит скачок фазовой скорости и отражение части волны назад. В режиме усилителя для подавления отражённой волны в пространство взаимодействия вводится керамический поглотитель. Кроме того, величина ведущего магнитного поля (~ 1 Тл) подбирается такой, чтобы осуществлялось циклотронное поглощение отражённой волны релятивистским пучком, имеющим также дисперсионную ветвь $\omega = k_z u + \omega_n / \gamma$ (ω_n – циклотронная частота, $\gamma = 2$ – релятивистский фактор).

Плазменный релятивистский усилитель состоит из нескольких основных узлов. Релятивистский трубчатый электронный пучок влетает в трубу $\varnothing = 90$ мм и, пройдя пространство взаимодействия $L = 70$ см, попадает на графитовый коллектор $\varnothing = 50$ мм. Этим же коллектором улавливается и столб цилиндрической плазмы ($n_p = 1.5 \div 8 \cdot 10^{12}$ см⁻³), предварительно приготовленный специальным источником плазмы. Эта плазма создаётся ионизацией молекул ксенона при давлении в системе $4 \cdot 10^{-4}$ Торр электронами с энергией 600 эВ, эмитируемых вольфрамовым термокатодом в виде кольца. Цилиндр коллектора, являясь внутренним электродом выводного

коаксиала, загибается и вваривается во внешний цилиндр, представляя собой, таким образом, трансформатор моды ТЕМ в моду H_{11} круглого волновода. Далее волна H_{11} выводится в пространство через рупор, закрытый лавсановой плёнкой.

В качестве источника входного излучения использовался магнетрон на 3,2 ГГц с длительностью импульса до 8 мкс. Узел ввода позволяет ввести от магнетрона до 120 кВт СВЧ- мощности на частоте 3,2 ГГц.

Экспериментальные результаты.

Диагностика выходного излучения производилась двумя способами: непосредственной записью СВЧ- волны на скоростном осциллографе Tektronix TDS 7404 с шириной полосы до 4 ГГц и с помощью широкоапертурного ($\varnothing = 50$ см) калориметра [3], позволяющего регистрировать энергию СВЧ- импульса с чувствительностью 0,1 Дж в широком спектральном диапазоне (1 ÷ 30 ГГц). Антенна, с которой сигнал подавался на вход осциллографа, устанавливалась по центру выходного рупора на расстоянии 30 см. На рис.1 представлены результаты обработки выходных сигналов при разных уровнях входного сигнала: а) 1,3 кВт, б) 7,6 кВт, в) 40 кВт. Справа от осциллограмм самого выходного сигнала приведены фурье-спектры этих сигналов, сделанных для первой (50 – 250 нс) (средний столбец) и второй (250 – 450 нс) (правый столбец) половины импульса СВЧ. Такое разбиение связано с разным характером шумовой генерации в первой и во второй половине усиленного СВЧ- импульса. Начальные (0 – 50 нс) и конечные (450 – 500 нс) участки осциллограмм не обрабатывались, поскольку представляют собой шумовую генерацию, соответствующую фронту и спаду импульса РЭП. Масштаб в фурье-диаграммах одинаков, поэтому можно сравнивать интенсивность шумов при различных входных сигналах. Основной итог: шумы, имеющие место в выходном сигнале, с увеличением входной мощности уменьшаются и при $\sim 40 \div 60$ кВт в значительной степени гасятся. Отношение спектральных плотностей сигнала на частоте 3,2 ГГц и шума в этом случае равно 25 дБ. Отношение сигнал/шум (отношение мощности сигнала на частоте 3,2 ГГц к мощности шумового пьедестала) равно 14 дБ. Из такого анализа и из калориметрических измерений также следует:

- 1) Спектральная плотность усиленного сигнала ($f = 3,2$ ГГц) при увеличении мощности входного сигнала до 50 кВт растёт линейно (коэффициент усиления 34 дБ). Далее наступает насыщение и спад усиления на $1/3$ от максимального при уровне входного сигнала 120 кВт. Кроме того, укорачивается и сама длительность СВЧ- импульса.
- 2) В отсутствии входного сигнала интенсивность паразитной генерации значительна (см. рис.1) и энергия в импульсе равна $3 \div 4$

Дж. Энергия шумов сохраняется в интервале значений мощности входного сигнала от 0 до 12 кВт. При входном сигнале 50 кВт энергия импульса СВЧ равна 14 Дж, в которой доля шумовой генерации уже незначительна (0,5 Дж).

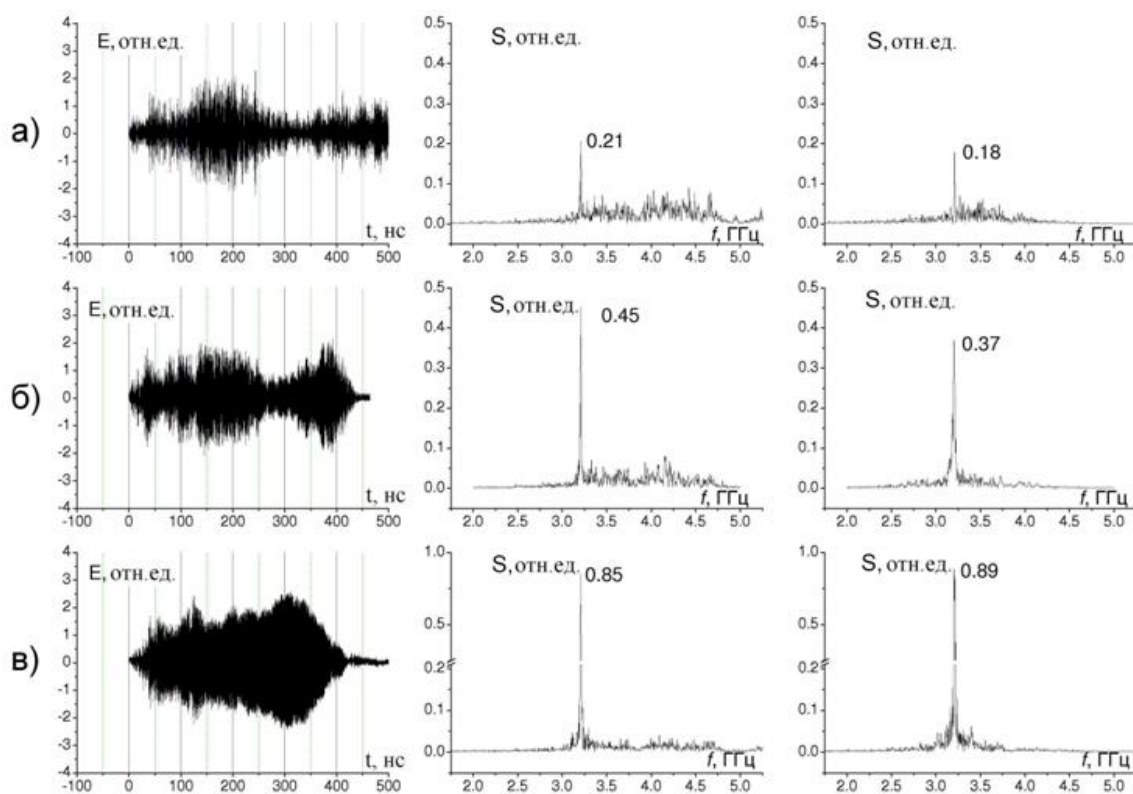


Рис. 1. Спектры выходного излучения при разной мощности входного сигнала.

3) Стабильность фазы у усиленного сигнала поддерживается с точностью $\pm 15^\circ$. У входного сигнала магнетрона при данном способе измерения стабильность фазы равна $\pm 2^\circ$.

Также были проведены измерения модового распределения излучения, выходящего из рупора, которое приближается к конфигурации моды H_{11} как для шумового, так и для усиленного выходного сигнала. Степень поляризации электрического поля на оси рупора для обоих случаев равна $1/4$.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Л. Богданкевич, И.Е. Иванов, О.Т. Лоза и др. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. № 11. С. 65.
2. И.Л. Богданкевич, И.Е. Иванов, О.Т. Лоза, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков и др. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 8. С. 748.
3. А.Г. Шкварунец // ПТЭ. 1996. № 4. С. 72.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ МИКРОВОЛНОВОГО ГЕНЕРАТОРА ХАОСА НА ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ

Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского»

В настоящее время одним из инновационных направлений развития информационно-телекоммуникационных систем является использование хаотических сигналов в качестве новых носителей информации [1] в системах связи, радиолокации, а также при решении задач радиопротиводействия. Целый ряд технологических процессов [2] (например, очистка и повышение качества нефти и нефтепродуктов, медицинские задачи и т.п.) так же может быть заинтересован в использовании подобных сигналов. Для генерации таких сигналов необходима разработка и создание широкополосных микроволновых источников хаоса. В настоящее время наиболее перспективным представляется использование источников широкополосных хаотических сигналов малого и среднего уровня мощности, основанных на совершенно новых, инновационных принципах генерации хаотических сигналов: использование электронных пучков с виртуальным катодом [3] в различных генераторных схемах низковольтных виркаторов, обладающих сверхширокой полосой частот (до двух октав) и слабой изрезанностью спектра мощности.

Настоящая работа посвящена исследованию экспериментального образца широкополосного генератора хаотических колебаний с использованием интенсивного электронного пучка со сверхкритическим первеансом. Для формирования виртуального катода в подобных приборах используется дополнительное торможение электронного потока за счет подачи отрицательного потенциала на коллектор [4]. Разработанный и экспериментально исследованный макет подобного устройства приведен на рисунке 1. Он представляет собой электровакуумный прибор с выходной мощностью до 1 Вт в диапазоне генерируемых частот до 3 ГГц. Для регистрации спектральных свойств сигнала использовался цифровой анализатор спектра Agilent Technologies ESA-E Series Spectrum Analyzer E4402B (9.1КГц-3.0 ГГц). Регистрация временных реализаций осуществлялась с использованием цифрового запоминающего осциллографа реального времени Agilent Technologies Infiniium DSO 81004B, а также Tektronix DPO. Питание экспериментального образца генератора хаоса на виртуальном катоде с электронной обратной связью осуществлялось в импульсном режиме. Длительность импульса составила $\tau=10$ мкс, скважность $Q=500$. Основные управляющие параметры задавались следующими: величина ускоряющего напряжения $U_0 = 2450$ В,

напряжение на коллекторе U_k изменялось в диапазоне $900 \div 2300$ В, ток $I = 380$ мкА (полный ток 190 мА).

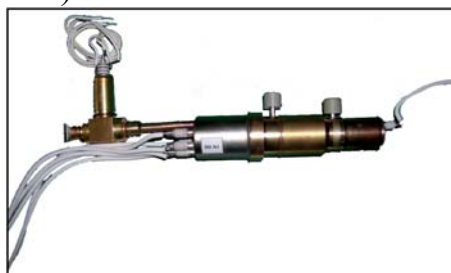


Рис. 1. Вид экспериментального образца генератора хаоса на виртуальном катоде с электронной обратной связью.

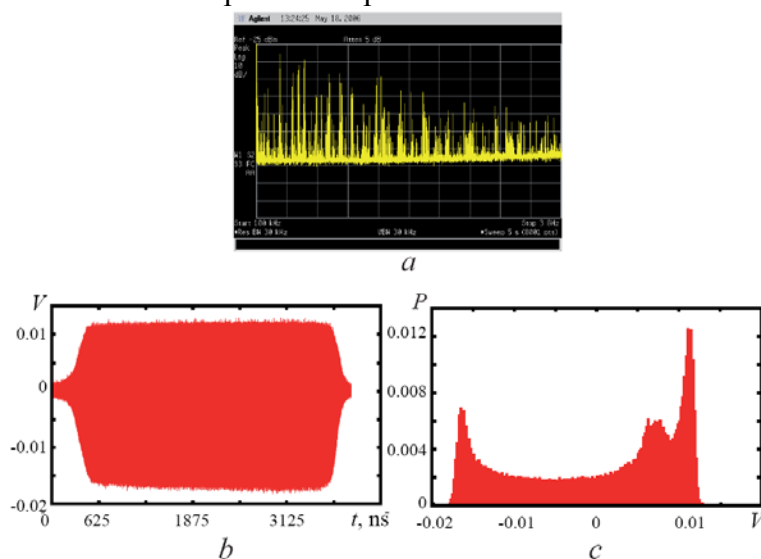


Рис. 2. *a* – спектр мощности генерируемых сигналов в диапазоне частот от 100 кГц до 3 ГГц при $U_k = 2300$ В, *b* – вид временной реализации генерируемых сигналов при $U_k = 2300$ В, *c* – вид плотности распределения вероятности значений амплитуды генерируемых сигналов при $U_k = 2300$ В.

Ранее теоретически и экспериментально было установлено, что изменением коэффициента торможения электронного пучка можно управлять спектральным составом генерируемых хаотических сигналов [4]. Использование современного аналого-цифрового контрольно-измерительного оборудования позволило выявить то, что при этом меняется не только спектральный состав генерируемых сигналов, но и их статистические характеристики. Методика проведения экспериментальных исследований была следующей. Производилось изменение величины коэффициента торможения электронного пучка, который определяется соотношением $K=U_k/U_0$, где U_k – величина напряжения на коллекторе, U_0 – величина ускоряющего напряжения. При каждом значении величины K регистрировался спектральный состав генерируемого сигнала, а также проводилось аналого-цифровое преобразование с записью временной реализации захваченного выходного сигнала. Далее на персональном компьютере проводилась обработка временной реализации оцифрованного

сигнала. Было установлено, что изменение распределения плотности вероятности мгновенных значений амплитуд выходного сигнала экспериментального образца при увеличении K происходит следующим образом. Сначала распределение плотности вероятности мгновенных значений амплитуд сигнала имеет вид, близкий к гауссовому или нормальному распределению. С увеличением коэффициента торможения на распределении вероятности появляются два четких пика. С дальнейшим увеличением коэффициента торможения расстояние между пиками на распределении увеличивается. Дальнейшее увеличение торможения электронного пучка приводит к появлению третьего пика. Можно предположить, что такая динамика изменения распределения плотности вероятности мгновенных значений амплитуды выходного сигнала связана с появлением новых структур в электронном пучке при увеличении коэффициента торможения. Сначала, когда торможение электронного пучка невелико, в пространстве дрейфа имеется только один виртуальный катод. С увеличением коэффициента торможения в пространстве дрейфа появляется второй виртуальный катод, и данный факт отражается на распределении плотности вероятности путем появления второго пика. При значительной величине торможения электронного пучка появляется третий виртуальный катод, который обеспечивает появление третьего пика на распределении плотности вероятности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, Программы поддержки ведущих научных школ РФ (НШ - 355.2008.2) и Программы развития научного потенциала Высшей школы (код проекта 235), Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 09-02-00255-а), а также CRDF REC-006.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Дмитриев, А.И. Панас "Динамический хаос: новые носители информации для систем связи" М.: Физматлит, 2002.
2. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов "Лекции по сверхвысокочастотной электроники для физиков" Т. 1,2. М.: Физматлит, 2003, 2004.
3. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 6. С. 575.
4. Ю.А. Калинин, С.А. Куркин, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов // Успехи современной радиоэлектроники. 2008. № 9. С. 53.
5. Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов // ЖТФ. 2007. Т. 77, № 10. С. 139.

ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА ВО ВНЕШНЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.А. Куркин

Саратовский государственный университет, факультет нелинейных процессов

Изучение систем с виртуальным катодом (ВК) является в настоящее время весьма актуальной задачей современной электроники сверхвысоких частот. Данные устройства могут служить источниками сверхмощного и широкополосного хаотического СВЧ-излучения [1-3]. Особый интерес вызывают нерелятивистские системы с виртуальным катодом, рассматриваемые как источники сверхширокополосного хаотического сигнала сантиметрового диапазона длин волн, так называемые низковольтные виркаторы [4]

В представленном докладе приводятся результаты численного исследования нелинейной динамики нерелятивистского электронного потока с виртуальным катодом в низковольтном виркаторе. В качестве внешнего фокусирующего магнитного поля рассматривалось неоднородное поле, создаваемое периодической фокусирующей магнитной системой. Численное моделирование подобной системы осуществлялось с помощью двумерной модели на основе самосогласованной системы уравнений Пуассона-Власова. Решение уравнения Власова проводилось с помощью хорошо апробированного в электронике СВЧ варианта метода "крупных частиц" – метода "частиц в ячейке" в 2-х пространственных измерениях. Для нахождения самосогласованного поля пространственного заряда использовалось уравнение Пуассона. Моделирование широкополосного вывода СВЧ мощности виркатора осуществлялось с помощью метода эквивалентных схем.

В ходе исследований был проведен анализ влияние конфигурации внешнего неоднородного магнитного поля на особенности формирования и нелинейную динамику виртуального катода в системе. Конфигурация внешнего магнитного поля изменялась путём изменения числа магнитов в системе, а также их расположения. Магнитное поле, создаваемое магнитной периодической фокусирующей системой, моделировалось с использованием пакета Maxwell SV.

Обнаружено, что величина и конфигурация внешнего магнитного поля сильно влияют на нелинейную динамику ВК в приборе, на режим его работы, а также на выходные характеристики генератора.

На рис. 1 представлена карта режимов динамики ВК в системе на плоскости безразмерных параметров «амплитуда внешнего магнитного поля B – положение магнита z_m » в случае магнитной системы, состоящей из одного кольцевого магнита. Из рисунка следует, что с увеличением амплитуды внешнего магнитного поля при различных положениях магнита в системе динамика ВК в потоке усложняется. Наблюдаются следующие

переходы режимов динамики ВК: «периодический – слабохаотический» и «слабохаотический – развитый хаотический».

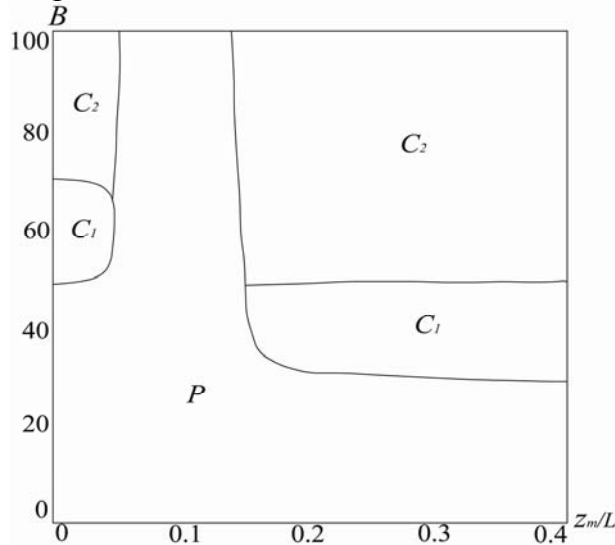


Рис. 1. Карта режимов колебаний ВК на плоскости безразмерных параметров «амплитуда внешнего магнитного поля B – положение магнита z_m ». Символом P обозначена область периодической регулярной динамики ВК в системе, а символами C_1 и C_2 - области слабохаотической и развитой хаотической динамики ВК в потоке соответственно.

Получены также характерные зависимости мощности выходного излучения в низковольтном виркаторе от амплитуды магнитного поля и от положения кольцевого магнита. Из данных результатов следует, что возможно подобрать оптимальные амплитуду магнитного поля и положение магнита, при которых мощность выходного излучения в приборе максимальна. Также построены зависимости мощности выходного излучения от числа магнитов в магнитной периодической фокусирующей системе.

Обнаруженное поведение системы обусловлено особенностями физических процессов, происходящих в исследуемом приборе с увеличением амплитуды внешнего магнитного поля, а также при изменении его конфигурации.

Работа поддержана РФФИ (проект 09-02-00255-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.L. Granatstein, I. Alexeff “High Power Microwave Sources” Artech House Microwave Library, 1987.
2. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, вып. 6. С. 575.
3. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов “Лекции по СВЧ электронике для физиков” Т. 2. – М.: Физматлит, 2004.
4. Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, Ю.И. Лёвин, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов // Изв. РАН. Сер. физическая. 2005. Т. 69, № 12 С. 1724.

О ЧИСЛЕ ОПТИЧЕСКИХ МОД В МНОГОСЛОЙНОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ

М.Д. Ковалёв

*Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, 107005,
Москва, 2-я Бауманская, 5; kovalev.math@mtu-net.ru*

Рассмотрим плоский оптический волновод из $m+1$ -го слоя, $m \geq 2$. Пусть плоскости слоёв перпендикулярны оси Ox , и плоскость $x = x_j$ разделяет j -й и $j+1$ -й слои. В случае ТЕ-моды задача сводится к нахождению амплитуды E_y поперечной напряжённости электрического поля плоской гармонической электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси Oz в слое с постоянным показателем преломления. Метод разделения переменных приводит [3] к следующему уравнению

$$\frac{c^2}{\omega^2} \frac{d^2 E_y}{dx^2} + n_j^2 E_y = \beta^2 E_y,$$

где β – эффективный показатель преломления многослойного волновода, ω – частота волны, c – скорость света в вакууме. Хорошо известные решения этих линейных с постоянными коэффициентами дифференциальных уравнений в слоях сшиваются на границах слоёв по условиям непрерывности величин E_y и $\frac{dE_y}{dx}$. Если наложить физическое требование стремления к нулю волнового поля на бесконечности, то получается краевая задача на собственные значения величины β для обыкновенного дифференциального уравнения с разрывными коэффициентами. Автору удалось аналитически получить эффективную формулу для подсчёта числа собственных значений в этой задаче, то есть для числа собственных ТЕ-мод в произвольном волноводе.

Пусть крайние слои бесконечной толщины имеют показатели преломления $n_1 \geq n_{m+1}$. Как несложно уяснить, собственные моды возможны, лишь если имеется слой с показателем преломления большим n_1 . Пусть в k -ом слое показатель преломления наибольший, и равен $n_k > n_1$. Тогда все собственные значения величины β заключены в интервале (n_1, n_k) . Переходя к новой единице длины: $\xi = k_0 n_1 x = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0} x$, где λ_0 – длина волны света в пустоте. При этом волновое уравнение для ТЕ-волн принимает вид

$$\frac{d^2 E_y}{d\xi^2} + \alpha_j^2 E_y = \sigma^2 E_y,$$

где $\alpha_j = \frac{n_j}{n_1}$ – приведённый показатель преломления слоя, а $\frac{\beta}{n_1}$ – приведённый эффективный показатель преломления. Отметим, что собственные значения приведённого эффективного показателя преломления σ заключены в интервале $(1, \alpha_k)$.

Вывод формулы для числа ТЕ-волн основан на рассмотрении новой формы дисперсионного уравнения для этой задачи, впервые появившегося в [4] и названного автором многослойным [5].

Рассмотрим произвольную плоскую волноводную структуру из $m+1$ -го слоя. Пусть t_j , $2 \leq j \leq m$ безразмерная толщина j -го ограниченного слоя, а n_j , $1 \leq j \leq m+1$ — показатель преломления j -ого слоя. Назовём величину $q_j = \sqrt{\beta^2 - n_j^2}$ характеристикой j -го слоя волновода. Она зависит от величины β , и может быть либо вещественной либо чисто мнимой. Пусть $\gamma_j = q_j t_j$, $2 \leq j \leq m$. Составим две вспомогательные последовательности величин Q_j и P_j , зависящих от характеристик q_j . А именно, пусть $Q_2 = q_1$, а при $2 < j \leq m+1$

$$Q_{j+1} = q_j \operatorname{th}(\gamma_j + \operatorname{arth}\left(\frac{Q_j}{q_j}\right)).$$

Величины же P_j определяются следующим образом: $P_m = q_{m+1}$, а при $1 \leq j < m$

$$P_{j-1} = q_j \operatorname{th}(\gamma_j + \operatorname{arth}\left(\frac{P_j}{q_j}\right)).$$

Многослойное уравнение записывается следующим образом

$$\operatorname{th}(\gamma_j + \operatorname{arth}\left(\frac{Q_j}{q_j}\right) + \operatorname{arth}\left(\frac{P_j}{q_j}\right)) = 0,$$

где $2 \leq j \leq m$ --- номер какого-либо из ограниченных слоёв, который мы назовём выделенным. Функцию, стоящую в его левой части, мы называем многослойной функцией $F_j(e)$. Она зависит от номера j выделенного слоя.

Уравнения $F_j(e) = 0$, как правило, имеют лишний корень равный α_j . Однако, множество корней уравнения $F_k(e) = 0$ на интервале $(1, \alpha_k)$ в точности совпадает с множеством собственных значений эффективного показателя преломления. Это уравнение имеет вид:

$$i \operatorname{tg}(t_k \sqrt{\alpha_k^2 - \sigma^2} - \operatorname{arctg}\left(\frac{Q_k}{\sqrt{\alpha_k^2 - \sigma^2}}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{P_k}{\sqrt{\alpha_k^2 - \sigma^2}}\right)) = 0.$$

Выпишем формулу для числа ТЕ-мод. Нам понадобятся функции $Q_j^*(\sigma) = \frac{Q_j(\sigma)}{\sqrt{\alpha_k^2 - \sigma^2}}$ и $P_j^*(\sigma) = \frac{P_j(\sigma)}{\sqrt{\alpha_k^2 - \sigma^2}}$. Рассмотрим две конечные последовательности, строящиеся рекуррентно: $Q_j^*(1+0) = A_j^Q$, $2 \leq j \leq m+1$ и $P_j^*(1+0) = A_j^P$, $1 \leq j \leq m$. Очевидно, $A_2^Q = Q_2^*(1+0) = 0$ и $A_m^P = P_m^*(1+0) = \frac{\sqrt{1 - \alpha_{m+1}^2}}{\sqrt{\alpha_k^2 - 1}}$.

Каждый из членов этих последовательностей суть либо вещественное число, либо $-\infty$.

Рассмотрим также последовательность $B_j, 2 \leq j \leq m$, элементы которой могут быть либо вещественными числами, либо символом $+\infty$, определяемую следующим образом:

$$\text{при } \alpha_j > 1 \text{ имеем } B_j = -\sqrt{\frac{\alpha_j^2 - 1}{\alpha_k^2 - 1}} \lim_{\sigma \rightarrow 1+0} \text{ctg}(t_j \sqrt{\alpha_j^2 - \sigma^2}),$$

$$\text{при } \alpha_j = 1 \text{ имеем } B_j = -\frac{1}{t_j \sqrt{\alpha_k^2 - 1}},$$

$$\text{а при } \alpha_j < 1, \text{ соответственно, } B_j = -\sqrt{\frac{1 - \alpha_j^2}{\alpha_k^2 - 1}} \text{cth}(t_j \sqrt{1 - \alpha_j^2}).$$

Введём функцию—единичную ступеньку

$$\eta_-(x) = \begin{cases} 1, & \text{при } x > 0 \\ 0, & \text{при } x \leq 0. \end{cases}$$

Учитывая возможность бесконечного предела аргумента, мы также будем считать $\eta_-(+\infty) = 1$.

Введём ещё одну функцию — целую часть числа x с недостатком: $[x]_-$. Под этой функцией мы разумеем наибольшее целое число строго меньше x при $x > 0$, и 0 при $x \leq 0$.

И наконец, пусть $\mu_j = \max(1, \alpha_j)$. Тогда формула для числа ТЕ-мод имеет вид:

$$K = \sum_{j=2}^{k-1} \left[\frac{t_j \sqrt{\mu_j^2 - 1}}{\pi} \right]_- + \eta_-(B_j - A_j^Q) + \sum_{j=k+1}^m \left[\frac{t_j \sqrt{\mu_j^2 - 1}}{\pi} \right]_- + \\ + \eta_-(B_j - A_j^P) + \left[1 + \frac{t_k \sqrt{\alpha_k^2 - 1} - \text{arctg} A_k^Q - \text{arctg} A_k^P}{\pi} \right]_-.$$

Вычисления по этой формуле для волноводов с большим числом слоёв легко выполняются на компьютере. Аналогичную формулу можно получить и для числа ТМ-мод в произвольном плоском волноводе. Работа выполнена при поддержке РФФИ грант 08-01-90102-Мол.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Д. Ковалев // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т. 14, № 2. С. 4.
2. М.Д. Ковалев // ДАН. 2008. Т. 419. № 6. С. 1.
3. М.Борн, Э.Вольф "Основы оптики" Москва, Наука, 1970.
4. А.А. Майер, М.Д. Ковалев // ДАН. 2006. Т. 407, № 6. С. 766.
5. М.Д. Ковалев // Чебышевский сборник. Тула, 2006. Т. 7. Вып. 2 (18). С. 99.

РЕАКЦИЯ АНСАМБЛЯ ДИПОЛЕЙ-РОТАТОРОВ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ КОРОТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА

И.Я. Гущина, В.Н. Корниенко

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва

В настоящее время достаточно много внимания уделяется исследованию специфических электромагнитных свойств различных искусственных метаматериалов. Так как большинство метаматериалов микроволнового диапазона выполнены в виде набора пространственно локализованных резонансных элементов, то описать характерные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей таких веществ удается при помощи классической микроскопической модели, используемой в теории дисперсии. В ее основе лежит представление о среде как о совокупности осцилляторов, может быть нелинейных, отклонение которых от положения равновесия определяет мгновенное значение поляризации (или намагниченности). В простейшем случае однородного и изотропного по своим электромагнитным свойствам вещества с одной линией поглощения, используется набор осцилляторов с одинаковой резонансной частотой.

Очевидно, что параметры отдельного резонансного элемента искусственного вещества определяют реакцию метаматериала на воздействие широкополосного электромагнитного сигнала. В частности, наличие собственной частоты элемента делает вещество в целом узкополосным.

Мы предлагаем использовать в качестве элемента среды объект, который по своим свойствам близок к жесткому диполь-ротатору. Отсутствие в такой системе заранее выделенной частоты (исходно ротаторы находятся в невозбужденном состоянии) позволяет надеяться на возможность увеличения частотного диапазона, в котором проявляются аномальные электромагнитные свойства метаматериала. В качестве первого шага необходимо провести анализ движения диполей-ротаторов в поле внешней волны в зависимости от ее амплитуды и частоты.

Целью работы является исследование реакции ансамбля невзаимодействующих друг с другом частиц, которые представляют собой две сосредоточенные массы m , соединенные абсолютно жестким невесомым стержнем длиной l , на которых расположены электрические заряды $q, -q$, равные по величине и противоположные по знаку, на внешнее воздействие коротким электромагнитным импульсом.

Рассмотрим набор диполей-ротаторов, лежащих в плоскости x, y декартовой системы координат (рис.1.). Центры масс частиц совпадают. В начальный момент времени ротаторы равномерно распределены по углу φ ,

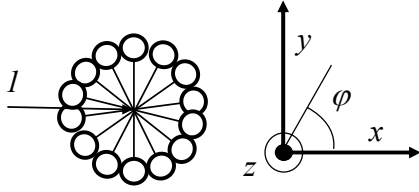


Рис.1. Схема рассматриваемой системы. l – центр масс ротаторов.

их вращательная скорость равна нулю. Предположим, что движение частиц – нерелятивистское. Вдоль оси z на систему падает линейно поляризованный электромагнитный импульс с плоским фронтом, электрическое поле которого в месте расположения ансамбля может быть записано как $\vec{E}(t) = \{E_x(t), 0, 0\}$. Так как в любой момент времени набор частиц оказывается в

пространственно однородном внешнем электрическом поле, движение центра масс диполей отсутствует. Пренебрегая влиянием магнитного поля, получаем следующее уравнение движения i -го ротатора:

$$\frac{d^2 \varphi_i}{dt^2} = \frac{2q}{ml} E_x(t) \sin \varphi_i \quad (1)$$

где φ_i - фаза вращения i -го ротатора,

$$E_x(t) = \begin{cases} E_{0,x} \sin(\omega t), & \omega t \leq 2\pi \\ 0, & \omega t > 2\pi \end{cases} \text{ - электрическое поле импульса.}$$

Известно, что поле излучения точечного диполя пропорционально второй производной его дипольного момента по времени \ddot{d} . Поэтому в качестве характеристики реакции ансамбля на внешнее воздействие выберем временные зависимости проекций $\ddot{d}_x = \sum_i \ddot{d}_{x,i}$ и $\ddot{d}_y = \sum_i \ddot{d}_{y,i}$, где суммирование проводится по всем частицам, и $\ddot{d}_{x,i} = -lq(\dot{\varphi}_i^2 \cos \varphi_i + \ddot{\varphi}_i \sin \varphi_i)$, $\ddot{d}_{y,i} = -lq(\dot{\varphi}_i^2 \sin \varphi_i - \ddot{\varphi}_i \cos \varphi_i)$.

Решение системы уравнений (1) аналитически может быть получено только в малосигнальном приближении [1], поэтому анализ динамики ансамбля был проведен с использованием численных методов. Введя нормированную амплитуду $A_0 = \frac{2q E_{0,x}}{ml}$, и используя метод «с перешагиванием» для интегрирования (1), получаем следующие рекуррентные соотношения для фазы вращения и ее первой производной по времени $\xi_i = \dot{\varphi}_i$ для i -го ротатора:

$$\begin{cases} \xi_i^{j+1} = \xi_i^j + A_0 \Delta t \sin \varphi_i^{j+1/2} \sin(\omega t^{j+1/2}), & \omega t^{j+1/2} \leq 2\pi \\ \xi_i^{j+1} = \xi_i^j, & \omega t^{j+1/2} > 2\pi \\ \varphi_i^{j+3/2} = \varphi_i^{j+1/2} + \Delta t \xi_i^{j+1} \end{cases}$$

Здесь верхний индекс соответствует значению дискретного времени.

При вычислении \ddot{d}_x, \ddot{d}_y следует учитывать, что угловая координата и ее производная определены в моменты времени, сдвинутые друг относительно друга на величину $\Delta t/2$.

На рис.2. показаны зависимости \ddot{d}_x от времени для различных значений нормированной амплитуды. Если амплитуда существенно меньше единицы (*а*, *б*), реакция рассматриваемой системы на внешнее воздействие аналогична реакции ансамбля осцилляторов: \ddot{d}_x противофазно падающему импульсу. Если же $A_0 \geq 1$, формируемое диполями-ротаторами электромагнитное поле существенно изменяется (*в*, *г*). Отметим, что для приведенных временных интервалов значения \ddot{d}_y на несколько порядков меньше \ddot{d}_x . Аналогичные зависимости получаются для постоянной A_0 при изменении частоты падающего импульса: увеличение частоты подобно уменьшению A_0 .

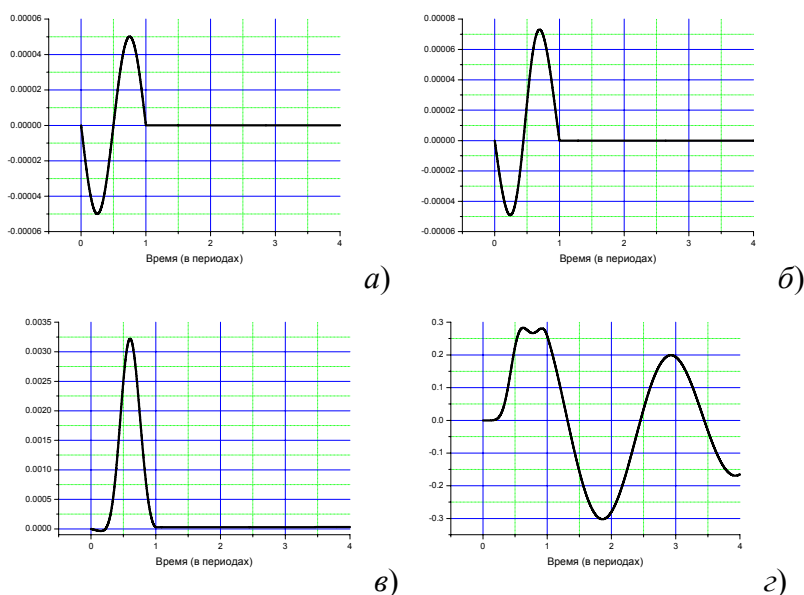


Рис.2. Зависимость проекции второй производной дипольного момента системы, нормированного на амплитуду воздействия. $A_0 = 0.01$ (а), 0.1 (б), 1.0 (в), 10.0 (г).

Условие $A_0 \geq 1$ может быть удовлетворено как за счет увеличения амплитуды воздействующего поля, так и за счет изменения параметров частиц (их масс, зарядов и геометрических размеров), т.е. поведение ротаторов, отличное от характера движения осцилляторов, может быть реализовано и для слабых падающих импульсов.

Работа выполнена в рамках проекта «Рассеяние мощных ультракоротких электромагнитных импульсов на искусственных и естественных объектах» (Программа ОФН РАН «Современные проблемы радиофизики»).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин. // Радиотехника. 2000. № 1. С.24.

МНОГОВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОЛЕБАНИЙ КРУГЛОЙ МЕМБРАНЫ С АНСАМБЛЕМ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

В.Н. Корниенко¹, А.П. Привезенцев²
¹ ИРЭ РАН, Москва, ² ЧелГУ, Челябинск

В работе рассмотрена дискретная по пространственным координатам и времени модельная система, описывающая самосогласованное взаимодействие ансамбля автогенераторов с волнами круглой мембраны. Предлагаемая модель активной распределенной среды была использована для проведения качественного анализа многоволнового механизма возбуждения колебаний с большим азимутальным числом. Взаимодействие источников излучения и поля такого вида имеет место в приборах сильноточной электроники, использующих сверхразмерные электродинамические структуры [1].

Дискретной моделью волнового поля мембраны является двумерная решетка связанных рекурсивных фильтров второго порядка (цифровых резонаторов). Динамику решетки описывает система уравнений в конечных разностях

$$u(x, y, t+1) - a_1 u(x, y, t) + a_2 u(x, y, t-1) - bW(t, x \pm 1, y \pm 1) = gF(x, y, t), \quad (1)$$

где $W(x \pm 1, y \pm 1, t) = u(x-1, y, t) + u(x+1, y, t) + u(x, y-1, t) + u(x, y+1, t)$,

$u(x, y, t)$ - функция дискретных аргументов, изменяющихся с единичным шагом, которая определяет состояние волнового поля в точке с координатами x, y в момент времени t ; g - коэффициент связи автогенераторов и поля; $F(x, y, t)$ - функция, описывающая действие осцилляторов на поле. На границе области изменения дискретных координат x, y , которая аппроксимирует на прямоугольной сетке окружность радиуса r_0 , заданы нулевые граничные условия. Коэффициенты уравнения (1) связаны с фазовой скоростью волны v и декрементом затухания γ равенствами

$$a_1 = 2(1 - 2v^2) \exp(-\lambda), a_2 = \exp(-2\gamma), b = v^2 \exp(-\gamma). \quad (2)$$

Решения уравнений (1) устойчивы при условии $v < 1/\sqrt{2}$. В простейшем случае решетки однородная система (1) ($g = 0$) с коэффициентами (2) имеет решение в виде бегущих волн с затуханием

$$u(x, y, t) = \exp(-\gamma) \sin(\omega t - k_x x - k_y y), \quad (3)$$

при этом волновой вектор и частота связаны дисперсионным уравнением

$$\sin^2(\omega/2) = v^2 (\sin^2(k_x/2) + \sin^2(k_y/2)). \quad (4)$$

В области длинных волн ($k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \ll 1$) уравнение (4) переходит в закон дисперсии $\omega^2 = v^2 k^2$, справедливый для волнового уравнения.

Источником колебаний в рассматриваемой системе является ансамбль автогенераторов (осцилляторов). Состояние n -го осциллятора $z(n, t)$ ($1 \leq n \leq N$), взаимодействующего с полем в точке с координатами $x(n), y(n)$, определяет уравнение нелинейного фильтра второго порядка

$$z(n, t+1) - d_1(z)z(n, t) + d_2(z)z(n, t-1) = gu(x(n), y(n), t), \quad (5)$$

где $u(x(n), y(n), t)$ - функция, описывающая состояние волнового поля. Коэффициенты этого уравнения нелинейно зависят от состояния осциллятора

$$d_1 = 2 \exp(\varepsilon(1 - \alpha z^2(n, t))) \cos(\beta), d_2 = \exp(2\varepsilon(1 - \alpha z^2(n, t))).$$

При малой нелинейности $\varepsilon \ll 1, \varepsilon \alpha \ll 1$ уравнение (5) переходит в дискретную модификацию уравнения Ван-дер-Поля, рассмотренную в [2]. При этом параметр β определяет частоту колебаний осциллятора.

Для выбора частоты осцилляторов и их координат использовалось выражение для мод свободных колебаний мембраны с заданным числом вариаций по азимуту n и радиусу m ((n, m) - мода)

$$u_{n,m}(x, y) = J_n(\mu_m^{(n)} r / r_0) \sin(n\varphi),$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\varphi = \arcsin(y/r)$, $\mu_m^{(n)}$ - m -й корень функции Бесселя ($J_n(\mu) = 0$). Осцилляторы были расположены на окружности с радиусом r_s , который соответствует максимуму радиальной зависимости моды,

$$r_s = r_{n,m} = r_0 v_m^{(n)} / \mu_m^{(n)},$$

где $v_m^{(n)}$ - m -й корень производной функции Бесселя $J_n'(\mu) = 0$. Частоты осцилляторов были в среднем равны частоте моды $\beta_{n,m} = v \mu_m^{(n)} / r_0$

$$\beta_s = \beta_{n,m} + \Delta\beta\zeta,$$

где величина $\Delta\beta$ задавала разброс частот, а случайная величина ζ равномерно распределена в интервале $(-1/2, 1/2)$.

Тестовые расчеты с числом осцилляторов равным числу вариаций моды по азимуту, равномерно распределенных по окружности радиуса $r_{n,m}$ и частотой $\beta_{n,m}$ при нулевой правой части в уравнении (5) показали хорошее совпадение результатов численных расчетов с известными аналитическими выражениями для вынужденных колебаний мембраны, возбуждаемых заданными источниками.

Численное моделирование взаимодействия ансамбля осцилляторов и волн мембраны проводилось для значения фазовой скорости, близкой к максимальной $v = 0.7$, и радиуса мембраны $r_0 \sim 10^2$. При этом спектр

собственных мод мембраны является достаточно плотным $\Delta\beta_{n,m} \sim 10^{-3}$. Поэтому в условиях умеренной связи $g \sim 10^{-1}$, конечной добротности $\gamma \sim 10^{-3}$ и большого числа осцилляторов $N \sim 10^2$ пространственная структура поля и частота колебаний определяется самосогласованным взаимодействием нескольких числа мод мембраны и ансамбля осцилляторов.

В работе рассмотрено два вида распределения осцилляторов по окружности r_s : равномерное распределение и распределение в виде набора сгустков. Количество сгустков было равно n – числу вариаций по азимуту (n,m) -моды или вдвое превосходило его. Длина дуги, на которой располагались осцилляторы сгустка, не превосходила величины $l = \pi r_s / n$. Начальные значения фаз осцилляторов были случайными числами, амплитуды имели величину $\sim 10^{-3}$.

Предварительная модуляция осцилляторов ансамбля приводила к уменьшению модуляции амплитудной огибающей колебаний потока. При этом настройка ансамбля на моду с большим числом вариаций по углу n делала систему более устойчивой к возникновению автомодуляционной неустойчивости по сравнению с настройкой на моду с малыми n . На рис. 1 представлены результаты расчета системы для ансамбля настроенного на $(3,1)$ -моду и $(22,1)$ -моду при одинаковом значении коэффициента связи $g=0.2$. В спектре низкочастотного ансамбля два максимума и его амплитудная огибающая имеет интенсивную нерегулярную модуляцию.

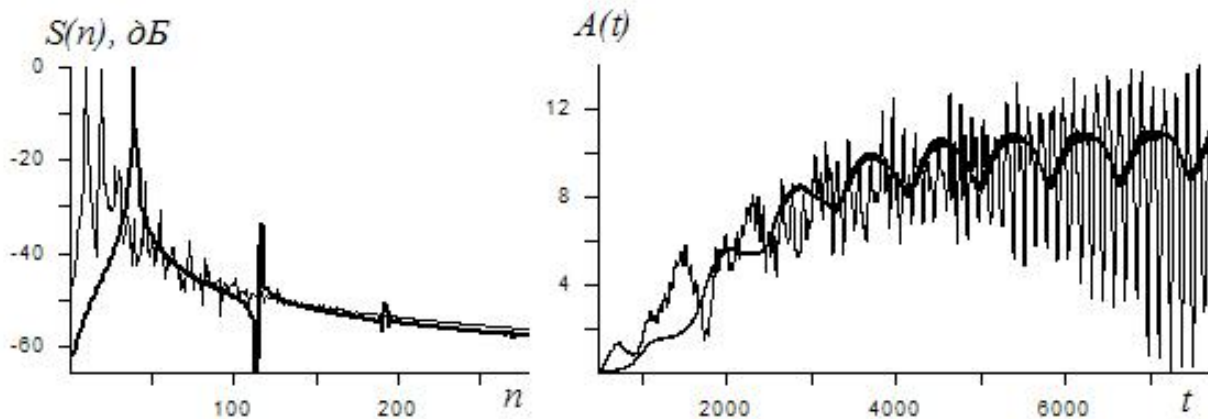


Рис. 1. Спектры мощности $S(n)$ и амплитудная огибающая $A(t)$ колебаний мембраны.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Черепенин // УФН. 2006. Т. 126. № 10. С. 1124.
2. В.В. Зайцев, С.В. Давыденко, О.В. Зайцев // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2000. Т. 3. № 2. С. 64.

УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ С ШИРОКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

П.Б. Махалов, В.Л. Братман, А.Э. Федотов
Институт прикладной физики Российской академии наук

В последние годы широко обсуждается механизм усиления излучения Смита-Парселла (излучения в свободное пространство движущихся вблизи периодически гофрированной поверхности заряженных частиц) за счет работы на гармонике частоты поверхностной волны [1,2]. Возбуждение электронным пучком собственной прижатой волны гофрировки сопровождается появлением компактных электронных сгустков. В свою очередь, образовавшиеся сгустки испускают когерентное излучение Смита-Парселла на гармониках частоты группировки. Мощность этого излучения может быть значительно выше мощности спонтанного излучения в случае несгруппированного пучка, что может иметь практическое значение с точки зрения получения высоких частот. Нетрудно видеть, что описанный эффект можно значительно усилить, придав излучению стимулированный характер, если гофрированную поверхность дополнить вогнутым зеркалом, образовав таким образом открытый резонатор оротронного типа, обеспечивающий обратную связь для высокочастотной волны [3]. В предлагаемом автоумножителе в качестве самовозбуждающейся низкочастотной волны предлагается использовать легко возбуждающуюся поверхностную моду π -типа на частоте ω , а в качестве высокочастотной волны — оротронную моду на вдвое большей частоте 2ω (рис. 1). В этом случае может быть обеспечен одновременный синхронизм электронного пучка с обеими волнами. Стартовый ток поверхностной π -моды, как правило, существенно меньше, чем у объёмной оротронной моды, что позволяет получить генерацию на более высокой частоте по сравнению с обычным оротроном.

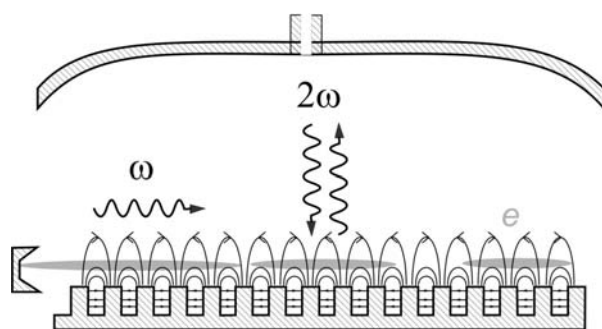


Рис. 1. Схема автоумножителя оротронного типа.

Предлагаемая схема с самовозбуждающейся низкочастотной волной лишена ряда недостатков электронных умножителей, реализуемых по «клистронной» схеме и содержащих разделенные пространством дрейфа

резонаторы для низкочастотной и высокочастотной мод. При самовозбуждении первого (низкочастотного) резонатора насыщение высокочастотной гармоники тока происходит раньше по длине, чем низкочастотной, в результате чего высокочастотный ток в высокочастотном резонаторе мал и эффективность умножения невелика. Поэтому резонатор для высокочастотной волны целесообразно помещать внутрь низкочастотного резонатора, что и реализуется в рассматриваемой схеме. Важно, кроме того, что в «орotronном» резонаторе положение вогнутого зеркала не влияет на структуру поверхностной волны, благодаря чему частоту объёмной моды можно менять независимо от частоты поверхностной волны, добиваясь точного резонанса даже при большой электронной перестройке. Численные расчеты показывают, что умножитель описанного типа с рабочим напряжением 7 кВ и током 60 мА (что ниже стартового тока оротронной моды) способен обеспечить довольно высокую выходную мощность 80 мВт на пока не достигнутой в оротронах частоте 0,5 ТГц.

В предлагаемой схеме естественно использовать широкий ленточный электронный пучок, который позволяет существенно повысить рабочий ток и выходную мощность. Однако, если ширина пучка намного больше длины поверхностной волны, то он может, вообще говоря, возбуждать поверхностные моды с различной поперечной структурой, что может приводить к снижению эффективности или даже полному подавлению генерации высокочастотной гармоники. Было рассмотрено два механизма, способных приводить к установлению одночастотной генерации основной поперечной моды поверхностной волны в сверхразмерном пространстве взаимодействия: воздействие поля высокочастотной моды и дифракция поверхностной волны.

Первый, являющийся специфическим для описываемого умножителя, механизм — это результат обратного нелинейного воздействия на движение частиц волны биений, получившейся в результате сложения на электронном потоке волн с частотами ω и 2ω . Этот механизм может быть рассмотрен в рамках простой аналитической модели, описывающей взаимодействие двух электронных пучков с двумя поверхностными волнами и одной высокочастотной оротронной модой в «клистронном» приближении (когда коэффициенты связи электронов с СВЧ-полем представляются в виде суммы дельта-функций). Оказывается, что положениями равновесия такой системы являются состояние с нулевой разницей фаз между поверхностными волнами (и, соответственно, ненулевой амплитудой высокочастотной гармоники) и состояние с разницей фаз $\pi/2$ и отсутствием высокочастотной генерации. При этом условием устойчивости состояния равновесия с ненулевой амплитудой высокочастотной гармоники является превышение током пучка некоторого порогового значения. В более сложном случае, без клистронного

приближения и со многими поперечными фракциями (этот случай решался численно) устойчивое распределение фазы зависит от поперечной координаты. Профиль этого распределения определяется, в основном, поперечным профилем высокочастотной моды резонатора, а условие устойчивости состояния с ненулевой амплитудой зависит не только от токового параметра, но и от расстройки синхронизма [4].

Второй механизм синхронизации фазы, являющийся общим для приборов с широкими ленточными электронными пучками, — дифракция низкочастотной поверхностной волны. Для этого механизма принципиальную роль играют граничные условия на поперечных границах. Так, численное моделирование возбуждения прижатой π -моды гофрировки с прямоугольными канавками показывает, что при наличии отражения от поперечных границ гофрировки в системе появляется несколько «холодных» мод с разными частотами и происходит нелинейная конкуренция между этими модами. При достаточно больших плотностях тока и ширине структуры реализуется многочастотный режим работы (рис. 2а). В то же время при согласованных границах (что достигается плавным уменьшением глубины канавок) в системе устанавливается одночастотная генерация даже при достаточно большой ширине пучка (рис. 2б).

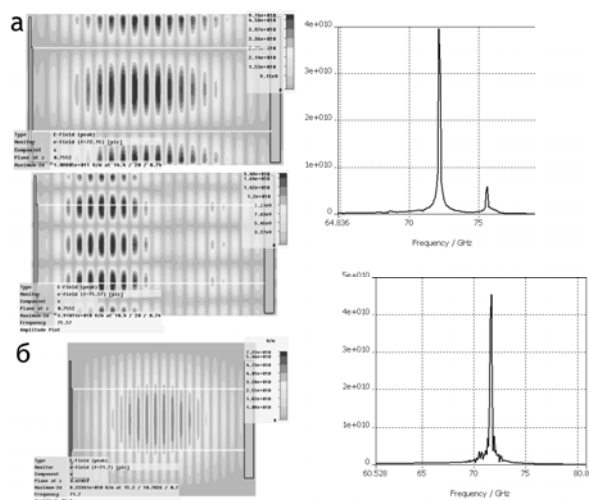


Рис. 2. Структура поля и спектр излучения при наличии (а) и отсутствии (б) отражений от поперечных границ системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.S. Liu, V.K. Tripathi // IEEE J. QE. 1999. V. 35. P. 1386.
2. H.L. Andrews, C.A. Brau // Phys. Rev. ST-AB. 2004. V. 7. Art. 070701.
3. В.Л. Братман и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50. №10-11. С. 859.
4. V.L. Bratman et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. Art. 061501.

ОСОБЕННОСТИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ДИФРАКЦИОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ

А.И. Слепков, О.В. Галлямова, Я.Ш. Гранит

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Релятивистские дифракционные генераторы (РДГ) - мощные источники когерентного электромагнитного излучения в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, возникающего за счет длительного взаимодействия релятивистского электронного потока с полями сверхразмерного периодического волновода. Рабочий диапазон этих устройств лежит в области частот 2π -вида колебаний низшей аксиально-симметричной моды периодического волновода. РДГ в сантиметровом диапазоне длин волн позволяют получить импульсы излучения мощностью до 4.5 ГВт с длительностью, сравнимой с длительностью импульса тока [1]. Такое преимущество отличает РДГ от многоволновых черенковских генераторов (МВЧГ) - источников СВЧ с аналогичной геометрией, но с рабочим диапазоном в области частот π -вида колебаний низшей аксиально-симметричной моды периодического волновода, в которых при превосходящей мощности излучения (до 15 ГВт в 8-мм диапазоне с отношением $D/\lambda \sim 13$, где D - диаметр волновода, λ - длина волны генерации) наблюдался срыв генерации и $\tau_{ген} \sim 0.1 \tau_{имп}$ [2]. В представляемой работе численно исследованы особенности механизмов взаимодействия электронного потока и поля релятивистского дифракционного генератора и их влияние на развитие нестационарных процессов.

Математическая модель и результаты численного моделирования

Теоретический анализ взаимодействия потока и поля в релятивистском дифракционном генераторе проводится на основе матричного многомодового метода [3], основанного на разложении вихревого электрического и магнитного полей электродинамических систем по системам собственных функций выделенных объемов с дальнейшим сшиванием этих полей с учетом непрерывности потока

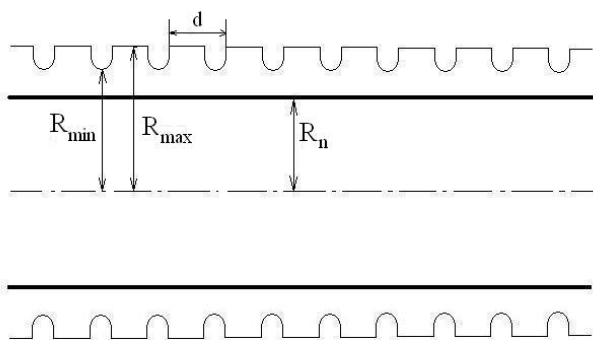


Рис. 1 Электродинамическая система РДГ

полупроводников на пьедестале. Вдоль оси симметрии системы пропускается

вектора Умова-Пойнтинга.

Электродинамическая система дифракционного генератора имеет вид одного или двух (соединенных гладкой трубой дрейфа) отрезков

периодического круглого идеально проводящего

сверхразмерного волновода с неоднородностями в форме

трубчатый электронный поток со скоростью электронов v_0 , определяемой ускоряющим напряжением U , R_n – радиус потока, ток пучка J . Аксиально-симметричный нерегулярный волновод (на рис.1 приведена схема секции РДГ: d – период структуры, R_{\min} и R_{\max} – внутренний и внешний радиусы волновода) представляется в виде последовательности участков гладких волноводов фиксированного диаметра. В пределах каждого участка вихревое электрическое и магнитное поля разлагаются по полной для решений уравнений Максвелла системе функций - прямым и обратным волнам гладкого волновода. Осевая симметрия структуры позволяет рассматривать только аксиально-симметричные моды E_{0n} - типа. Сшивание полей на скачках радиуса волновода производится с учетом непрерывности потока вектора Умова-Пойнтинга. Процессы в электронном пучке описываются с помощью модели крупных частиц, представляющих собой бесконечно тонкие кольца с зарядом q . Уравнения возбуждения электромагнитного поля электродинамической системы РДГ записываются в слабонестационарном приближении и приводятся к системе матричных уравнений, удобной для численного анализа. Метод позволяет решать самосогласованную задачу взаимодействия потока и поля, исследовать нестационарные процессы, определять эффективность, модовый состав и спектр излучения.

В представляемой работе анализ самосогласованного взаимодействия потока и поля проводился для нескольких одно- и двухсекционных вариантов дифракционного генератора. Выбор двухсекционного варианта обусловлен тем, что двухсекционные структуры РДГ характеризуются большей эффективностью работы по сравнению с односекционными структурами с аналогичными геометрическими параметрами. Определение области резонансного возбуждения полей системы при изменении параметров электронного потока проводилось в приближении заданного тока предложенным в [4] методом электронного зонда: при фиксированном значении продольного волнового числа $k_{||z}$ варьировалась величина скорости электронов возбуждающего потока; при этом частота модуляции выбиралась в соответствии с уравнением

$$\omega = k_{||z} v_0.$$

Для выбранной на основе экспериментальных данных [2] геометрии системы в области частот 2π -вида открытыми являются значительное число мод гладкого волновода, что объясняет наличие нескольких максимумов на полученной методом электронного зонда резонансно-частотной характеристике системы[5]. Кроме резонанса в непосредственной близости к 2π виду на зависимостях присутствуют резонансы, соответствующие частоте открытия моды E_{0n} структуры:

$$k_{zn} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\mu_{0n}}{R_{en}}\right)^2},$$

где R_0 - средний радиус периодического волновода, μ_{0n} - n -й корень уравнения $J_0(x) = 0$, $J_0(x)$ - функция Бесселя. В настоящей работе особое внимание уделялось сравнительным характеристикам самосогласованного взаимодействия потока и поля (стартовым условиям генерации, ширине рабочего диапазона) для двух случаев: когда частота открытия одной из объемных мод (данном случае это мода E_{08}) практически совпадает с частотой 2π -вида (в рассматриваемом диапазоне $D/\lambda \sim 5$ такому условию удовлетворяла структура с $R_{\max} = 5.55$ см), и при значительной отстройке частоты 2π -вида основной моды от критических частот открытия других мод (в этом случае была выбрана структура с $R_{\max} = 6.0$ см).

При совместном действии двух указанных механизмов эффективность оказывалась вдвое выше по сравнению с системой большего радиуса ($R_{\max} = 6.0$ см), в которой критическая частота открытия моды E_{08} отстроена от частоты 2π -вида основной моды. Мощностные характеристики самосогласованного взаимодействия потока и поля строились в интервале $J = 2 \div 20$ кА с шагом 1 кА. Стартовые токи для двух

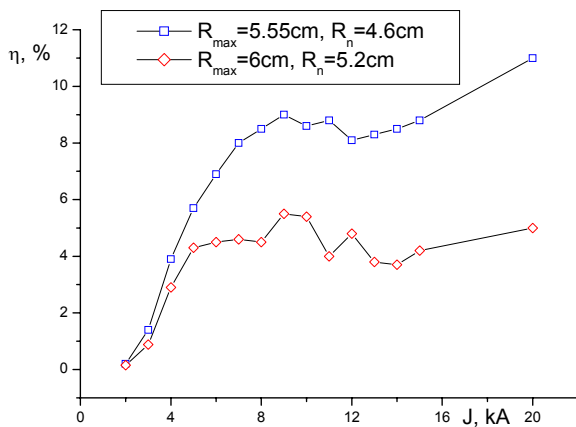


Рис. 2. Сравнение КПД генерации от тока пучка для двух значений внешнего радиуса (- □ - $R_{\max} = 5.55$ см, - ◊ - $R_{\max} = 6$ см)

указанных радиусов оказались близки и составили $J_{ст} \approx 4$ кА.

Наложение двух механизмов обеспечивает более оптимальные условия для развития и установления устойчивой генерации, в этом случае в неоптимизированном режиме эффективность достигает 10% (рис. 2). В обоих случаях для значительного диапазона токов пучка

генерация остается одночастотной.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев, А.Н. Власов, В.И. Канавец и др. «Релятивистские дифракционные генераторы» // В сб.: Релятивистская дифракционная электроника. Вып. 6. Горький: Изд. ИПФ АН СССР. 1990. С. 185.
2. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев и др. «Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука. 1991. 293 с.
3. А.И. Слепков // Известия АН. Сер. Физ. 2003. Т. 67, №12. С. 1678.
4. В.И. Канавец, А.И. Слепков, А.В. Федоров // Вестник МГУ, сер.3 1990. Т. 31, №4. С. 30.
5. А.И. Слепков, О.В. Галлямова // Сб. трудов XI Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах», Звенигород, 26-31 мая 2008г. С. 71.

ПРИНЦИПЫ СИНТЕЗА МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДНЫХ КОМПОНЕНТОВ

Д.И. Соболев, Г.Г. Денисов

Институт прикладной физики Российской академии наук

При построении волноводных линий передачи возникает необходимость в компонентах, обеспечивающих либо сохранение волноводных мод при изменении параметров линии, либо преобразования одних мод в другие с эффективным подавлением возникающих паразитных волн. Несмотря на актуальность и практическую значимость проблемы [1], предложенные до середины 90-х годов методы позволяли получать решения для достаточно ограниченных классов преобразователей. Применение стандартных методов оптимизации, адаптированных для данной задачи, означает компромисс между требуемой вычислительной мощностью и числом свободных параметров, то есть общностью метода. В последние годы авторами данной работы [2,3] было предложено несколько методов, сравнительно успешно решающих данную задачу для различных частных случаев. Однако предлагаемые в данной работе принципы универсальны и позволяют повысить эффективность и скорость синтеза.

Рассмотрим некий волноводный элемент, для которого определены входное сечение S_1 и выходное сечение S_2 , а также значения полей в этих сечениях (\vec{E}_1 и \vec{H}_1 на входном, \vec{E}_2 и \vec{H}_2 на выходном). Также имеется некоторая начальная поверхность волновода S_0 , в общем случае не обязанная быть регулярной. Примем зависимость от времени в виде $e^{-i\omega t}$ и рассмотрим два распределения поля. Первое является продолжением поля на входе внутрь невозмущенного волновода. Для получения второго возьмем обращенное поле на выходе ($\vec{E}_{-2} = \vec{E}_2^*$, $\vec{H}_{-2} = -\vec{H}_2^*$) и слабо возмущенную относительно начальной поверхность волновода, для которой применимо эквивалентное граничное условие, выведенное в [4]:

$$\vec{E} \cdot \vec{t} = \vec{t} \cdot \text{grad}(E_n l) - ikl[\vec{n}\vec{H}] \cdot \vec{t}, \quad (1)$$

где \vec{t} – единичный касательный вектор к S_0 , \vec{n} – единичная внешняя нормаль к S_0 , l – расстояние от S_0 до возмущенной поверхности. Написав для этих двух полей лемму Лоренца, после некоторых преобразований при условии равенства нулю деформации на входном и выходном сечениях получим следующее выражение:

$$\int_{S_2} ([\vec{E}_1 \vec{H}_{-2}] - [\vec{E}_{-2} \vec{H}_1]) \cdot \vec{n}_{out} dS - \int_{S_1} ([\vec{E}_1 \vec{H}_{-2}] - [\vec{E}_{-2} \vec{H}_1]) \cdot \vec{n}_{in} dS = J \quad (2.1)$$

$$J = ik \int_{S_0} l (E_{1n} E_{-2n} + \vec{H}_{1r} \vec{H}_{-2r}) dS. \quad (2.2)$$

Левая часть (2.1) пропорциональна разности взаимных мощностей, проходящих через выходное и входное сечения. В невозмущенном волноводе они равны, обозначим это значение P_0 . Если деформация волновода обеспечивает искомое преобразование, то выходная взаимная мощность равна норме соответствующего поля. Обозначим желаемую выходную мощность за $P_0 + \Delta P$. Разделив (2) на коэффициент перед разницей мощностей в левой части, получим:

$$\Delta P = iK \int_{S_0} l F dS, \quad (3)$$

где $K = 16\pi k/c$, $F = E_{1n} E_{-2n} + \vec{H}_{1r} \vec{H}_{-2r}$. Будем решать (3) итерационно – на каждом шаге вычисляются невозмущенные поля, по ним – значение P_0 и функция F , затем задается значение взаимной мощности после итерации и, наконец, вычисляется собственно деформация волновода. Поскольку одно и то же значение ΔP могут давать различные функции l , будем искать среди них обладающую минимальной нормой $N_l = \int_{S_0} |l|^2 dS$. Так как

l обязана быть действительной, решение будет иметь вид:

$$l = \alpha \operatorname{Re} F + \beta \operatorname{Im} F, \quad (4.1)$$

$$\alpha = \frac{N_{\operatorname{Im}} \operatorname{Im} \Delta P + N_{\operatorname{ReIm}} \operatorname{Re} \Delta P}{K(N_{\operatorname{Re}} N_{\operatorname{Im}} - N_{\operatorname{ReIm}}^2)}, \quad \beta = -\frac{N_{\operatorname{Re}} \operatorname{Re} \Delta P + N_{\operatorname{ReIm}} \operatorname{Im} \Delta P}{K(N_{\operatorname{Re}} N_{\operatorname{Im}} - N_{\operatorname{ReIm}}^2)} \quad (4.2)$$

$$N_{\operatorname{Re}} = \int_{S_0} |\operatorname{Re} F|^2 dS, \quad N_{\operatorname{Im}} = \int_{S_0} |\operatorname{Im} F|^2 dS, \quad N_{\operatorname{ReIm}} = \int_{S_0} \operatorname{Re} F \operatorname{Im} F dS. \quad (4.3)$$

Совершенно аналогичная итерационная процедура может быть организована и при разложении поля внутри волновода в сумму мод, при этом непосредственно вычисление поля на каждой итерации не требуется. Система линейных дифференциальных уравнений, описывающая распространение волн в нерегулярном волноводе, имеет вид:

$$\frac{da_j}{dz} = ih_j(z) \cdot a_j + i \sum_{k \neq j} \kappa_{jk}(z) \cdot a_k, \quad (5)$$

где h_j – волновое число j -той моды, $\kappa_{jk}(z)$ – коэффициенты связи k -той и j -той волн. На входе и выходе преобразователя заданы вектора

комплексных амплитуд – соответственно $a_j(0)$ и $b_j(L)$. Дифференциальная форма выражения, аналогичного (2), примет вид:

$$\sum_j \frac{d}{dz} (a_j b_j^*) = \sum_j i(h_j^{(1)} - h_j^{(2)*}) a_j b_j^* + \sum_{j,k} i(\kappa_{jk}^{(1)} - \kappa_{jk}^{(2)}) a_k b_j^*, \quad (6)$$

где верхними индексами ⁽¹⁾ и ⁽²⁾ обозначены величины, относящиеся к волноводу до и после итерации соответственно. В соответствии с ранее сделанными допущениями первое слагаемое в правой части можно считать равным нулю. В дальнейшем для простоты будем рассматривать одномерный случай, когда коэффициенты связи представляют собой произведение констант, зависящих от типов и индексов волн, на единственную функцию, характеризующую деформацию (например, кривизну в случае изгиба регулярного волновода или тангенс угла наклона образующей волновода в случае осесимметричной деформации):

$$\kappa_{jk}(z) = \gamma_{jk} f(z). \quad (7)$$

После интегрирования (6) по z и подстановки (7) получим аналог (3):

$$\Delta P = -i \int_0^L \Delta f(z) F(z) dz, \quad \Delta f = f^{(2)} - f^{(1)}, \quad F = \sum_{j,k} \gamma_{jk} a_k b_j^*, \quad (8)$$

из которого согласно (4) находится деформация волновода после итерации.

Согласно представленным выше принципам возможно построение алгоритма синтеза на базе любого метода анализа поля внутри волновода с использованием всех его преимуществ. Реализованные на данный момент алгоритмы с использованием как непосредственного вычисления поля, так и разложения в сумму мод уже позволили синтезировать новые волноводные компоненты, обладающие высокой эффективностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Thumm. Modes and mode conversion in microwave devices, in "Generation and Application of High Power Microwaves", R.A. Cairns and A.D.R. Phelps, Eds. Bristol, U.K.: IOP, 1996. P. 121.
2. Г.Г. Денисов, Г.И. Калынова, Д.И. Соболев // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2004. Т. 47, №8. С. 688.
3. Г.Г. Денисов, С.В. Самсонов, Д.И. Соболев // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2006. Т.49, № 12. С.1056.
4. Б.З. Каценеленбаум "Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами" М.: АН СССР, 1961.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВЫТЕКАЮЩИХ ВОЛН ИМПЕДАНСНОГО СТЕРЖНЯ В КОРОТКОВОЛНОВЫХ ГИРОТРОНАХ

М.А. Хозин, Г.Г. Денисов
Институт прикладной физики РАН

Гиротроны являются наиболее мощными источниками СВЧ излучения диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн и используются в системах электронно-циклотронных волн во многих существующих установках УТС [1].

Коаксиальные гиротроны по своей идее призваны решать проблему селекции мод. Эта задача становится все более актуальной при попытке достижения больших мощностей и связанным с этим увеличением размера резонатора. При этом внутренний стержень гиротрона гофрируется чтобы сделать дисперсионную характеристику монотонной и избежать запираения паразитных мод [2].

Однако до настоящего момента без должного внимания оставались моды гиротрона связанные с введением внутреннего гофрированного стержня. Продольные канавки являются эффективной замедляющей системой для азимутально бегущих волн и вызывают появление прижатых к стержню мод (поверхностные волны). С одной стороны прижатые моды могут оказывать паразитный эффект при работе мощных мегаваттных гиротронов приводя к срыву генерации, с другой они интересны сами по себе как рабочие колебания для слаботочных гиротронов.

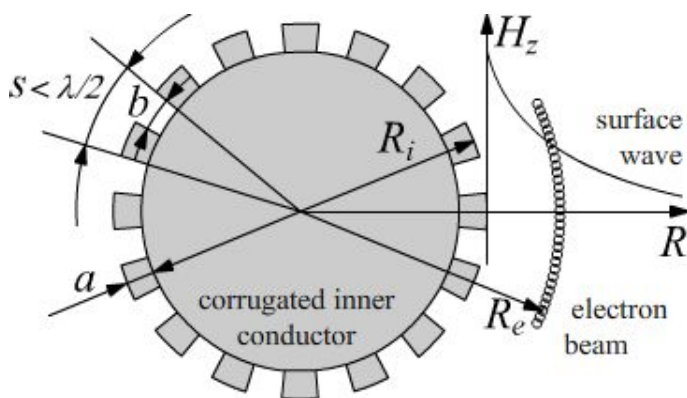


Рис. 1. Поперечное сечение импедансного стержня и электронный пучок: R_i – радиус стержня; R_e – радиус электронного пучка; S – период гофрировки; a , b – глубина и ширина канавок соответственно. Электромагнитное поле быстро спадает.

поведения функции Ханкеля при $m \gg 1$ позволяет преобразовать логарифмическую производную функции Ханкеля стоящую в правой части уравнения (1) и записать приближенное соотношение

В работе в рамках импедансного приближения рассмотрены прижатые моды гофрированного стержня. Во внешней области ставятся излучательные граничные условия.

Решение поперечной задачи дает сравнительно простое уравнение на волновое число:

$$p \cdot \operatorname{tg}(ka) = - \frac{(H_m^{(1)})'(kR_i)}{H_m^{(1)}(kR_i)}. \quad (1)$$

Здесь $p = b/S$ – форм-фактор гофрировки. Асимптотика

$$p \cdot \operatorname{tg}(ka) \approx \frac{m}{kR_i} \Rightarrow m \approx kR_i \cdot p \cdot \operatorname{tg}(ka) = kR_i \cdot \zeta \quad (2)$$

Соотношение (2) приближенно определяет область интересных для анализа азимутальных индексов. В случае значительного отклонения азимутального индекса от найденного по формуле (2) значения добротность соответствующей моды оказывается настолько низкой, что это не позволяет говорить о выделении отдельного колебания.

Поле поверхностной волны сосредоточено вблизи импедансного стержня, что делает необходимым оценку омической добротности. Для больших по сравнению с единицей значений импеданса характерный масштаб спада поля вблизи импедансного стержня (с учетом формулы (2)) составляет $d = 1/k\zeta$, откуда можно получить оценку для омической добротности:

$$Q_{\text{омич.}} \approx \frac{1}{\delta \cdot k\zeta}, \quad (3)$$

где δ - глубина скин-слоя. Эта оценка дает для 140 ГГц гиротрона с медным импедансным стержнем и $\zeta = 1-10$ величину омической добротности $Q_{\text{омич.}} = 1300-130$. Добротные колебания могут быть реализованы только для значений импеданса порядка единицы. При этом асимптотическая формула (3) перестает выполняться (реальная омическая добротность возрастает по сравнению со сделанной оценкой вследствие более медленного спада поля).

Численный анализ системы показал сравнительно низкие значения стартовых токов для прижатых мод в случае импеданса порядка единицы. Т.о. прижатые моды должны учитываться при анализе электродинамической системы мегаватных коаксиальных гиротронов [3, 4]. Кроме того, специальный подбор параметров системы позволяет добиться малых значений стартового тока для прижатых мод. Колебание при этом высокодобротное ($Q > 10^3$).

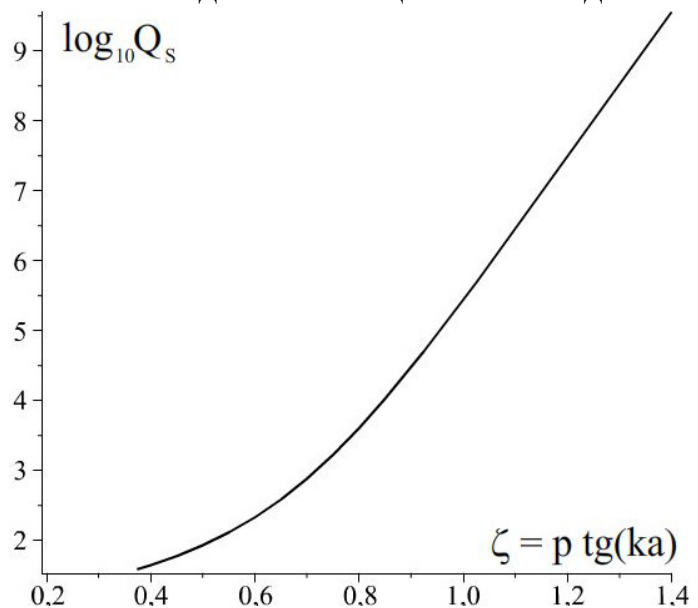


Рис. 2. Зависимость поперечной добротности поверхностной волны с азимутальным индексом $m=26$ от импеданса. Форм-фактор $p=b/S$ равен 0,53.

Благодаря сильной зависимости поперечной добротности от импеданса (а значит и от частоты) в данной системе может быть эффективно реализована генерация высоких гармоник гирочастоты.

Продольная структура моды может контролироваться профилированием импеданса и радиуса внутреннего стержня. Мода может быть заперта в продольном направлении, при этом полная добротность определяется поперечным излучением. Это позволяет убрать связь между добротностью и длиной системы, что позволяет сделать стартовый ток настолько низким, насколько это необходимо.

Все вышеизложенное позволяет: а) заявить об опасности возбуждения прижатых мод импедансного стержня в мощных мегаваттных коаксиальных гиротронах с маленьким значением импеданса; б) рассматривать поверхностные волны импедансного стержня как рабочие колебания для генерации гармоник гирочастоты в слаботочных гиротронах.

В мегаваттных гиротронах с рабочими токами больше-порядка 50 А при импедансе близком к единице крайне вероятно возбуждение поверхностных волн импедансного стержня, что может оказаться губительным для работы гиротрона. Т.о. при разработке мощных коаксиальных гиротронов следует избегать малых значений импеданса. В то же время этот эффект может быть использован для генерации кратных гармоник. Так предварительные оценки показывают, что коаксиальный гиротрон с радиусом импедансного стержня 3,19 мм, глубиной гофрировки 155 мкм, форм-фактором 0,53 может эффективно генерировать поверхностную волну. При величине питч-фактора 1,5, напряжении 40 кВ и длине взаимодействия 30 мм стартовый ток второй гармоники (300 ГГц) составляет 136 мА, азимутальный индекс моды $m=26$ (поперечная добротность $Q_s = 2120$, омическая добротность $Q_{\text{омич.}} = 1595$, полная добротность $Q = 910$). При этом стартовый ток основной гармоники 2,67 А. Так же можно надеяться на еще большее увеличение частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Г. Денисов, В.Е. Запевалов, А.Г. Литвак, В.Е. Мясников // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, №10. С.845.
2. V.A. Flyagin, V.I. Khizhnyak, A.N. Kuftin, et al. // Conf. Digest 22nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Wintergreen, USA, 1997. P. 112.
3. B. Piosczyk, A. Arnold, G. Dammertz, et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28, No. 3. P. 918.
4. J.P. Hogge et al. // J. Phys.: Conf. Series. 2005. V. 25. P. 33.

ОСОБЕННОСТИ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ МСВ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

С.Е. Шешукова, М.А. Малюгина

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

В настоящее время интерес представляют исследования нелинейных эффектов самовоздействия волн в различных средах на основе решения нелинейных уравнений Шредингера (НУШ). Особый интерес такие исследования представляют в случае магнитостатических волн (МСВ), распространяющихся в ферромагнитных плёнках, т.к. нелинейные эффекты самовоздействия, обусловленные модуляционной неустойчивостью (МН) волн, здесь проявляются при сравнительно небольших уровнях мощности. В частности, НУШ возникают при описании эволюции амплитуды огибающей волны ВЧ намагниченности в одиночной ферромагнитной пленке [1,2] и в слоистой ферромагнитной структуре в случае синфазного и противофазного возбуждения [3]. Целью данной работы являлось изучение особенностей развития модуляционной неустойчивости на основе НУШ для МСВ в ферромагнитных пленках.

Анализируемая структура, представляет собой два одинаковых тонких ферромагнитных слоя толщиной D , разделенных диэлектрическим промежутком толщины d . Внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости пленки, рассматривалось распространение дипольно-обменных прямых объемных МСВ (ПОМСВ). Основной особенностью распространения волн в связанных структурах является одновременное (на одной частоте) возбуждение двух нормальных мод – быстрой и медленной волн $\varphi_{\text{б,м}}$. Комплексные амплитуды нормальных волн $\varphi_{\text{б,м}}$ связаны с амплитудами волн в каждой из плёнок $\varphi_{1,2}$ соотношением $\varphi_{\text{б,м}} = \varphi_{1,2} \pm \varphi_{2,1}$. Возбуждение одной нормальной моды возможно, если в обе пленки подать сигналы $\varphi_{0,1,2}$ одинаковой амплитуды φ_0 либо в фазе – для возбуждения быстрой волны (в этом случае $\varphi_{01} = \varphi_{02} = \varphi_0$, $\varphi_{0\text{б}} = 2\varphi_0$, $\varphi_{0\text{м}} = 0$), либо в противофазе – для возбуждения медленной волны ($\varphi_{01} = -\varphi_{02}$, $\varphi_{0\text{б}} = 0$, $\varphi_{0\text{м}} = 2\varphi_0$) [1].

При возбуждении одной моды поведение амплитуд огибающих ВЧ намагниченности быстрой и медленной волн в связанной системе $\varphi_{\text{б,м}}$ подчиняется нелинейному уравнению Шредингера [3]:

$$j \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_{\text{б,м}} \frac{\partial}{\partial y} \right) \varphi_{\text{б,м}} + A_{\text{б,м}} \frac{\partial^2 \varphi_{\text{б,м}}}{\partial y^2} - B_{\text{б,м}} |\varphi_{\text{б,м}}|^2 \varphi_{\text{б,м}} + j\alpha_{\text{б,м}} \varphi_{\text{б,м}} = 0 \quad (1)$$

где $V_{\text{б,м}}$, $A_{\text{б,м}}$, $B_{\text{б,м}}$, - коэффициенты, характеризующие групповые скорости, дисперсию и нелинейность быстрой и медленной волн,

соответственно, и зависящие от свойств плёнок, частоты входного сигнала и величины связи; $\alpha_{\delta, m}$ - параметр диссипации.

При $d \rightarrow \infty$ $\varphi_{\delta} = \varphi_m = \varphi$, а уравнение (1) с коэффициентами $V_{\delta, m} = V$, $A_{\delta, m} = A$, $V_{\delta, m} = V$, $\alpha_{\delta, m} = \alpha$ описывает поведение амплитуды огибающей в одиночной пленке. При $d=0$ получим уравнение с коэффициентами, соответствующими одиночной плёнке удвоенной толщины.

Зависимость коэффициентов в НУШ от свойств плёнок, частоты входного сигнала и величины связи дает основания предположить, что основные параметры, характеризующих развитие нелинейных процессов самовоздействия, существенно зависят от этих величин. В работе было проведено исследование зависимости порогов возникновения автомодуляции, частоты автомодуляции, порогов перехода к хаотической динамике от частоты входного сигнала для одиночной пленки и от величины связи для структуры, состоящей из двух пленок. Полученные результаты сравнивались с аналитическими зависимостями для порогов, формулы для которых приведены в [4].

Решение НУШ является МН при условии выполнения критерия Лайтхилла $A_{\delta, m} V_{\delta, m} > 0$ [2]. Критерий выполняется для полосы частот, соответствующих нижней ветви дипольно-обменной щели ПОМСВ [3], для которой проводились численные исследования для случая одиночной и связанных пленок. Развитие МН носит пороговый характер, при увеличении амплитуды выше некоторого $\varphi_{\text{пор}}$ возникает автомодуляция амплитуды огибающей, дальнейшее увеличение амплитуды приводит к хаотической динамике.

В результате численного исследования для одиночной пленки было показано, что с увеличением частоты входного сигнала пороговое значение, частота автомодуляции и пороговое значение амплитуды

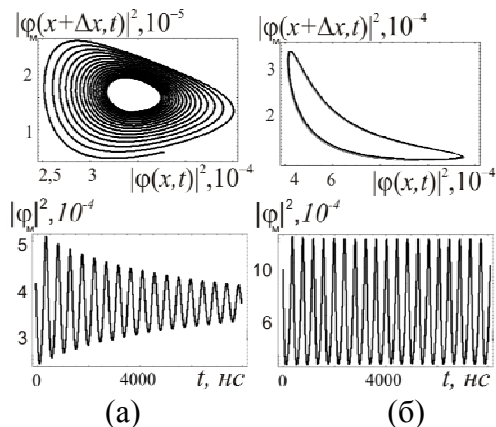


Рис. 1. Временные реализации и фазовые портреты для медленной волны при $d=200$ мкм (а) и $d=1000$ мкм (б) при $\varphi_0 = 0.33$

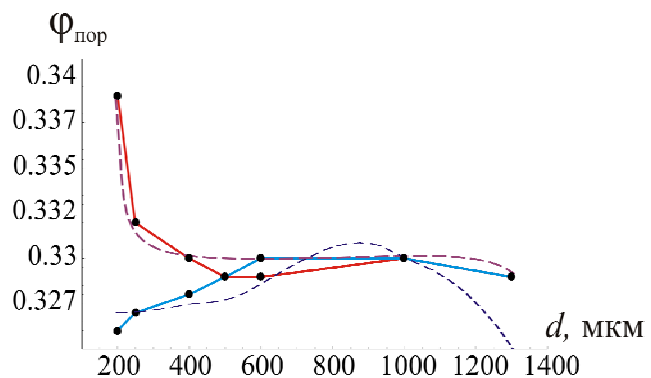


Рис. 2. Зависимость пороговой амплитуды перехода к автомодуляции от параметра связи для φ_{δ} и φ_m (— численные расчеты по НУШ, --аналитические зависимости).

перехода к хаосу уменьшается. Эти выводы качественно совпадают с приведенными в [4] аналитическими зависимостями, описывающими общие закономерности для систем с МН.

При исследовании связанной структуры появляется дополнительный управляющий параметр связи d , существенно влияющий на характеристики нелинейных процессов. Поведения амплитуды огибающей для каждого значения d описывается НУШ вида (1), коэффициенты для разных d для быстрой и медленной волны были рассчитаны в [3].

Пороговые амплитуды перехода к автомодуляции при возбуждении только быстрой (синяя кривая) и только медленной волны (красная кривая) зависят от величины связи как показано на рис. 1 и 2. Пунктиром на рисунке показаны кривые, рассчитанные по формулам из [4] для соответствующих коэффициентов быстрой и медленной волн. В пределе при $d \rightarrow \infty$ порог автомодуляции совпадает с порогом для волны в одиночной пленке, а при $d \rightarrow 0$ порог для быстрой моды совпадает с порогом в пленке удвоенной толщины, а для медленной моды с порогом для моды с номером 2 в пленке одиночной толщины [3]. На рис. 3 показано изменение частоты автомодуляции при возбуждении быстрой либо медленной моды на пороге автомодуляции и при фиксированной входной амплитуде, выбранной выше порогового значения.

Таким образом, в работе численно и аналитически было показано, что зависимость коэффициентов в НУШ для быстрой и медленной волн в связанной структуре от связи приводит к тому, что пороги возникновения автомодуляции, частота автомодуляции, пороги перехода к хаотической динамике и пороги образования солитонов огибающей существенно зависят от величины связи и способа возбуждения структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский "Магнитостатические волны в электронике СВЧ". Изд. СГУ. 1993.
2. А.К. Звездин, А.Ф. Попков // ЖЭТФ. 1983. Т.84, № 2. С. 606.
3. Г.М. Дудко, М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский // Изв. ВУЗов-Прикладная нелинейная динамика. 2004. Т.12, №.1-2. С. 40.
4. А.А. Балякин, Н.М. Рыскин // ПЖТФ, 2004. Т. 30. Вып. 5. С. 6.

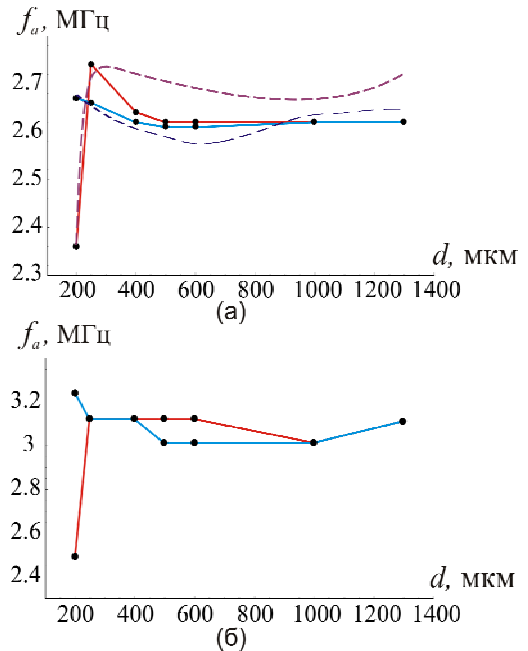


Рис. 3. Зависимость частоты автомодуляции от параметра связи на пороге (а) и при фиксированной входной амплитуде $\varphi_0 = 0.35$ (б).

ТЕОРИЯ СВЯЗАННЫХ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ

С.Н. Власов, Е.В. Копосова

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Для решения проблемы вывода излучения из открытых резонаторов при сохранении селективности [1] используются, в частности, связанные резонаторы. Связь парциальных резонаторов может осуществляться через полупрозрачное дополнительное зеркало либо через наклонную делительную пластинку [2,3]. Селекция мод по продольному индексу обеспечивается за счёт свойств системы зеркал, представляющих эквивалентное обобщённое зеркало, коэффициент отражения от которого существенно зависит от частоты. Разрежение спектра возникает, когда имеются потери на внешних зеркалах, через которые излучение частично выводится из резонатора. В этом случае для преобладающей части мод основного резонатора потери существенно возрастают, и лишь некоторые его моды остаются высокодобротными.

В настоящей работе рассматривается резонатор, в качестве одного из зеркал которого используется интерферометр Майкельсона (система двух связанных через делительную пластинку резонаторов). Полезным является излучение в виде выходного пучка, направленное от наклонной делительной пластины перпендикулярно оси резонатора.

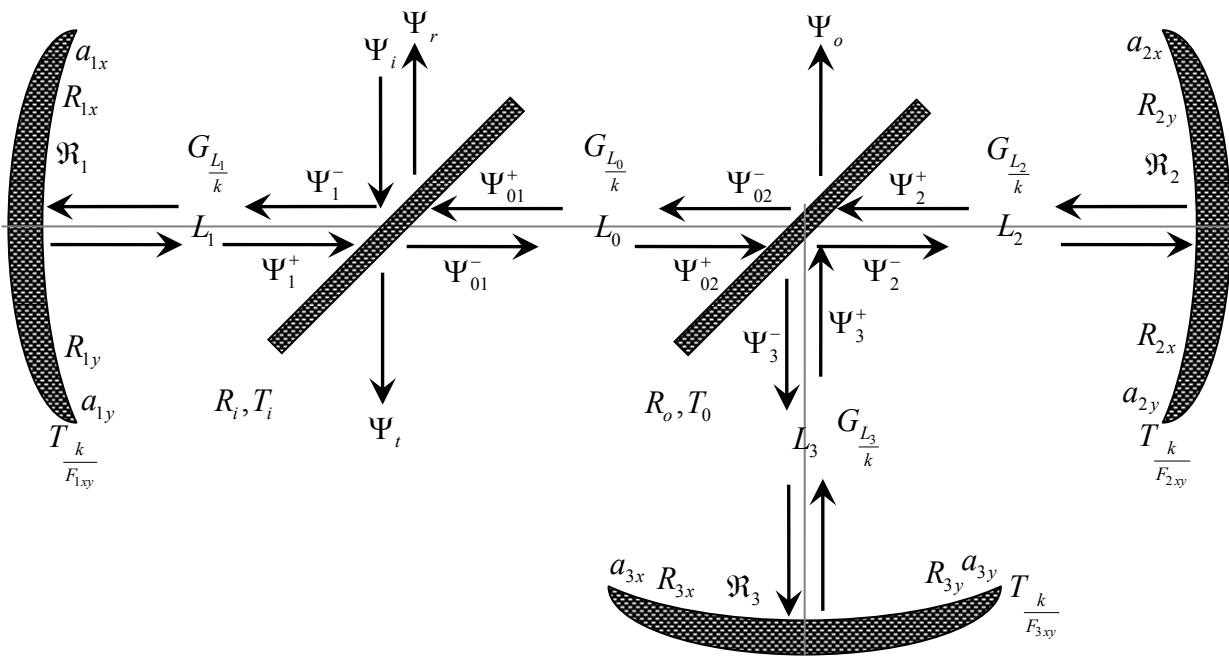


Рис. 1. Связанные резонаторы с делительной пластиной и дополнительной пластиной связи для возбуждения.

Анализ свойств резонатора проводится по методике, разработанной в [4] и применённой для исследования резонатора с диэлектрической пластиной. Согласно этой методике, при анализе открытого резонатора решается задача возбуждения резонатора внешним пучком. Поэтому в резонатор вводится еще одна дополнительная пластина – пластина связи (рис. 1), посредством которой резонатор возбуждается. В отличие от работ [2,3] в ней учитываются дифракционные потери, имеющие место вследствие ограниченности размеров зеркал. Аналитические формулы, приведённые в [3], имеют смысл только в случае одинаковости структур полей парциальных резонаторов на делительной пластине (случай согласования) и отсутствием дифракционных потерь на зеркалах. Используемая нами методика позволяет считать резонаторы и в случае рассогласования (разных структур полей на делительной пластине вследствие дифракции на краях зеркал).

Согласно [5], электромагнитное поле в резонаторе представляется в виде суперпозиции волновых пучков, отражающихся от зеркал и преобразующихся друг в друга на пластинах. Из связи между входящими и уходящими волнами получаем интегральное уравнение:

$$\Psi_2^+ = G_{\frac{L_2}{k}} T_{\frac{k}{F_{2,xy}}} G_{\frac{L_2}{k}} \left(-R_o^2 G_{\frac{L_3}{k}} T_{\frac{k}{F_{3,xy}}} G_{\frac{L_3}{k}} \Psi_2^+ + T_i T_o G_{\frac{L_0}{k}} G_{\frac{L_1}{k}} T_{\frac{k}{F_{1,xy}}} G_{\frac{L_1}{k}} \left(iR_i \Psi_i + T_i T_o G_{\frac{L_0}{k}} \Psi_2^+ \right) \right).$$

В операторы, описывающие изменение пучка при отражении от зеркала, включено диафрагмирование пучка, имеющее место вследствие ограниченности апертуры зеркал, и изменение амплитуды пучка вследствие наличия омических потерь при отражении.

Для конкретной реализации резонатора с длинным первым плечом и одинаковыми вторым и третьим, а также подобранными радиусами кривизны зеркал и расстояниями между ними (случай «согласования» по терминологии [2]) на рис. 2 показано выходящее из резонатора излучение как функция частоты. Представленный спектр показывает эффективность применяемого способа селекции собственных колебаний: в полосе 50 ГГц имеется одна мода, в то время как в двухзеркальном резонаторе, образованном зеркалами 1 и 2 при тех же параметрах, имеется 19 мод со сравнимыми добротностями.

На рис. 3 приведены зависимости добротности и энергии выхода для центральной высокодобротной моды при изменении длины первого плеча. Существует длина, при которой добротность и селективность максимальна, но она соответствует минимуму полезного выходного излучения. Существует длина (отмечена кругами), соответствующая максимальному выходному излучению, но она сопровождается существенными дифракционными и омическими потерями внутри резонатора. Имеется оптимальная длина (отмечена звёздочками), при которой выходное излучение преобладает над внутренними потерями

резонатора, а добротность снижается не слишком сильно и сохраняется селекция, т.е. в полосе порядка 50 ГГц имеется мода, добротность которой превосходит добротность остальных в несколько раз. В то же время небольшое изменение длины (отмечено квадратами) в сторону большего снижения добротности и увеличения преобладания выходного излучения над внутренними потерями приводит к тому, что селекция ухудшается. В указанном интервале появляются моды с добротностью, близкой к добротности рабочей. Для определения оптимальной длины необходимо решать уравнения с учётом дифракционных потерь.

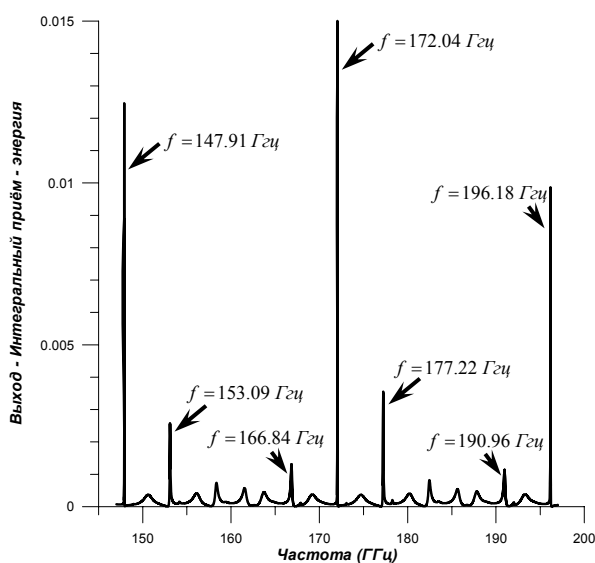


Рис. 2. Зависимость выходящей мощности резонатора от частоты.

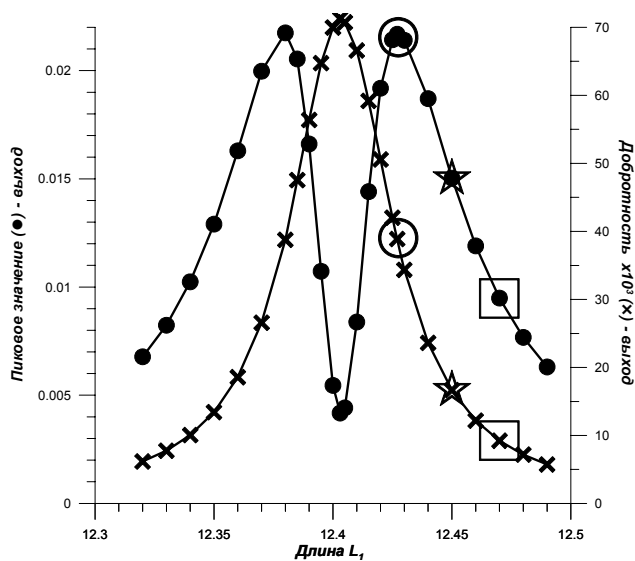


Рис. 3. Зависимости добротности и энергии выхода для центральной при изменении длины плеча.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.А. Вайнштейн "Открытые резонаторы и открытые волноводы" М.: Сов. Радио, 1966.
2. В.С. Авербах, С.Н. Власов, В.И. Таланов // Радиофизика. 1967. Т. 10, в. 9-10. С. 1333.
3. В.П. Быков, О.О. Силичев, "Лазерные резонаторы", М.: Физматлит, 2009.
4. С.Н. Власов, Е.В. Копосова // Радиофизика. 2001. Т. 44, в.11. С. 940.
5. В.И. Таланов // Радиофизика, 1965. т. 8. в .2. С. 260.

ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ИНТЕГРАЛОВ ПРИ РАСЧЕТЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ЗДАНИЯХ

Е.В. Михайлов, Р.А. Дудов, П.Н. Захаров, А.В. Козарь, А.Ф. Королев

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Кафедра фотоники и физики микроволн

В данной работе описано моделирование пространственных распределений уровня э/м поля в кусочно-однородной анизотропной среде с размерами, существенно превышающими длину волны, и размерами неоднородностей, сравнимыми с длиной волны, на примере области в здании. Моделирование производилось методом конечных интегралов (FIT). Результат имеет непосредственное практическое применение – планирование и разработка систем беспроводной связи и вещания.

Наиболее точными методами моделирования распространения радиоволн (РРВ) являются методы численного решения уравнений Максвелла (FDTD, FEM, FIT и др.). Тем не менее, в виду высокой вычислительной трудоемкости, эти методы в строгом виде для практически значимых расчетов РРВ до настоящего времени почти не применялись. Такие методы в основном находили применение для моделирования РРВ на малых пространственных областях – определение коэффициентов прохождения/отражения сквозь объекты с неоднородной структурой [1], в двумерной реализации для больших областей [2], в составе комбинированных методов, например, объединяющих трассировку лучей (приближение геометрической оптики и теории дифракции) и FDTD [3].

Рост вычислительных возможностей и оптимизация алгоритмов работы методов в будущем позволит применять трехмерные методы численного решения уравнений Максвелла для практических расчетов РРВ. Из работ, связанных с экспериментальной проверкой данных методов на практически значимых областях пространства, в настоящее время авторам известна лишь работа [4], в которой производится расчет уровня поля методом конечных разностей FDTD для области в здании размером 90 x 11 x 3 м на частоте 433 МГц с разрешением $\lambda/20$ и сравнение с результатами экспериментальных измерений. В данной работе мы постараемся восполнить этот пробел. По сравнению с [4], в проведенных исследованиях используется более широкий диапазон частот, оптимизированный алгоритм расчетов с адаптивным шагом сетки, несколько положений передатчика, высокодетализированная модель среды, учитывающая существенные для РРВ объекты (металлические объекты, стекла и др.), реалистичная среда внутри здания (включающая мебель и др. объекты), алгоритмы усреднения для исключения влияния быстрых замираний, расчет профилей временного рассеяния помимо распределений уровня поля.

В данной работе для расчета пространственных распределений поля используется метод конечных интегралов [5], реализованный в программном продукте CST Microwave Studio. Метод конечных интегралов имеет высокую эффективность в тех задачах, где необходим анализ нестационарных процессов в неоднородном, анизотропном пространстве для объектов с произвольной формой границ. Этот численный метод обеспечивает универсальную схему пространственной дискретизации, которую можно применять к различным случаям, начиная со статического поля и заканчивая высокочастотными расчетами во временной и частотной областях. Ниже рассмотрены основные особенности этого метода, и показано его применение для различных способов расчета.

В отличие от большинства численных методов, метод конечного интегрирования рассматривает уравнения Максвелла не в дифференциальной, а в интегральной форме:

$$\oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \iint_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{s}, \quad \oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_s \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \right) \cdot d\vec{s} \quad (1)$$

$$\oiint_s \vec{D} \cdot d\vec{s} = \iiint_V \rho dV, \quad \oiint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (2)$$

Для численного решения этих уравнений определяется область расчета. В процессе создания сетки эта область разбивается на ячейки. Эту сетку, называемую первичной, можно увидеть в программе Microwave Studio, но есть еще одна, вторичная или двойная сетка, которая строится ортогонально первичной.

Пространственная дискретизация уравнений Максвелла производится на этих двух ортогональных сетках.

После этого уравнения Максвелла отдельно записываются для каждой грани ячейки, как будет показано ниже. Если повторить описанную процедуру для всех граней ячейки, правило расчета может быть представлено в матричном виде: топологическая матрица C как дискретный эквивалент аналитическому оператору ротора. На рис. 1 показана процедура дискретизации первого из уравнений (1):

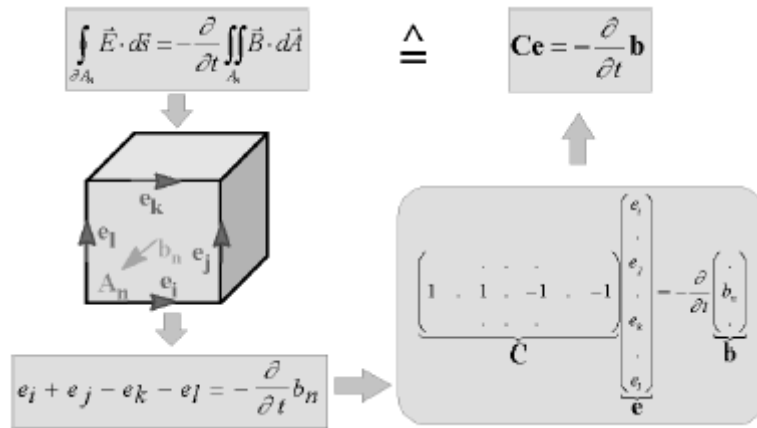


Рис. 1. Дискретизация уравнения (1), соответствующего правилу Фарадея.

Если описанную схему применить к правилу Ампера на вторичной сетке, получим соответствующий дискретный оператор циркуляции \tilde{C} . Похожим образом дискретизация оставшихся уравнений дивергенции дает дискретные операторы \tilde{S} и S , соответствующие потоку, принадлежащие первичной и вторичной сетке соответственно. Эти дискретные матричные операторы состоят только из элементов 0, 1 и -1 и представляют исключительно топологическую информацию. Окончательно имеем полностью дискретизированный набор так называемых сеточных уравнений Максвелла:

$$C e = -\frac{\partial}{\partial t} b, \quad \tilde{C} h = \frac{\partial}{\partial t} d + j \quad (3)$$

$$\tilde{S} d = q, \quad S b = 0 \quad (4)$$

В работе были произведены моделирование и экспериментальные исследования для области 5-го этажа здания физического факультета МГУ. Были выполнены расчеты распределения напряженности поля в горизонтальной плоскости на высоте 2 м от пола, а также вычислены профили временного в нескольких экспериментальных точках (около 15). Расчет проводился на частотах 400 МГц и 900 МГц.

Для расчетов использовались 2 модели части 5-го этажа: модель, охватывающая лишь область проведения измерений и соседние примыкающие помещения (около 100 м²), и модель, пространственный масштаб которой примерно в 2 раза больше, чем у первой (около 400 м²).

Параметры рабочей станции, на которой производился расчет: двухъядерный процессор Intel 2.6 ГГц, 2 Гб ОЗУ.

Максимальное количество ячеек, для которого возможно было выполнить расчет (ввиду ограниченной оперативной памяти), составило около 8,6 млн. Интересная особенность заключается в том, что количество ячеек возрастало неравномерно с увеличением частоты.

Максимальное значение частоты, для которого удалось выполнить расчет при указанных вычислительных мощностях: 875-925 МГц. Время расчета составляло от 40 мин. до 3 ч. в зависимости от частоты.

На рис. 2 представлен план части пятого этажа, в которой проводились измерения и моделирование, схема расположения точек измерения, а также пример результатов моделирования и измерений на частоте 900 МГц для первого местоположения передатчика.

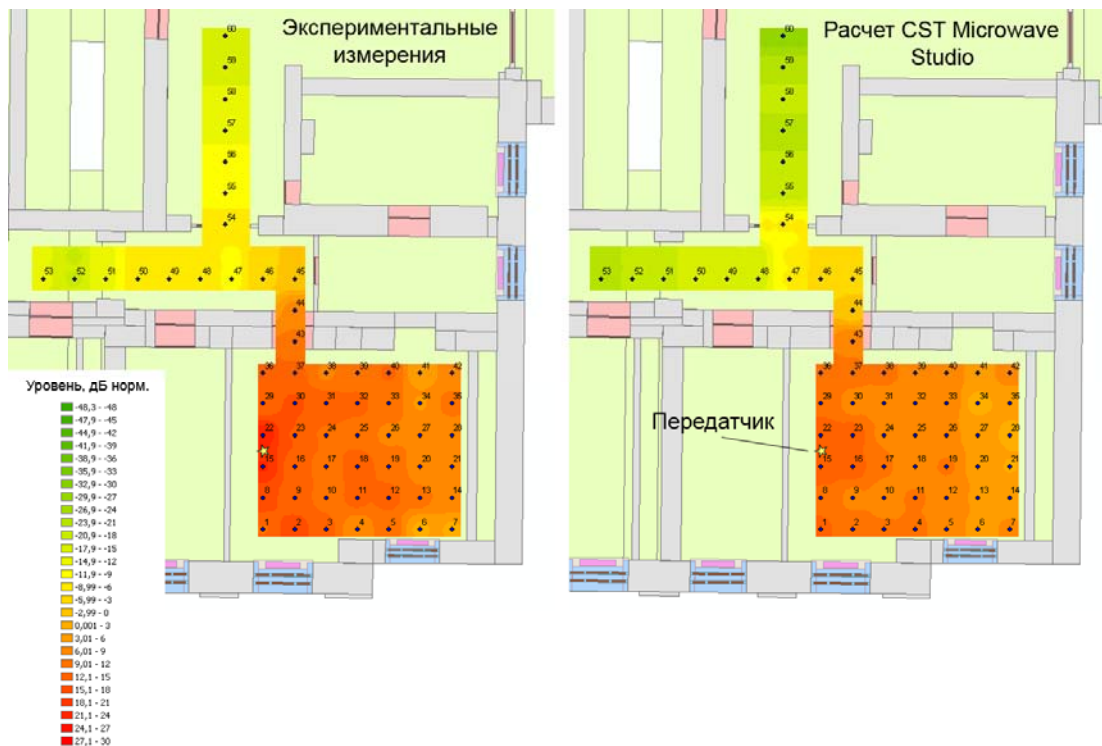


Рис. 2. Пространственное распределение уровня поля, рассчитанное в CST Microwave Studio и экспериментально измеренное распределение. Частота 900 МГц, первое положение передатчика.

В табл. 1 представлено сравнение результатов моделирования распределения уровня поля и результатов экспериментальных измерений. Как результаты расчета, так и результаты измерений усреднялись в $\lambda/2$ -окрестностях экспериментальных точек для устранения влияния быстрых замираний.

Табл. 1. Среднеквадратическое отклонение результатов расчета и экспериментальных измерений.

Частота	Модель расчета	1 положение передатчика, СКО (дБ) для доли площади измерений:			2 положение передатчика, СКО (дБ) для доли площади измерений:		
		80 %	90 %	100 %	80 %	90 %	100 %
400 МГц		2,08	2,55	3,63	2,93	3,89	5,17
	CST Microwave Studio						

	CST Microwave Studio, малая модель	2,33	2,68	3,66	Нет данных		
900 МГц		80 %	90 %	100 %	80 %	90 %	100 %
	CST Microwave Studio	3,68	4,34	5,20	3,27	3,91	4,63

Сравнение результатов расчета среднего уровня поля в $\lambda/2$ -окрестностях точек пространства и результатов экспериментальных измерений показало высокую точность расчета уровня поля методом численного решения уравнений Максвелла (метод конечных интегралов в среде CST Microwave Studio). Среднеквадратическое отклонение составило 2 – 3.7 дБ для рассмотренного диапазона частот 400 – 900 МГц и различных местоположений передатчика на 80 % площади измерений и 3.6 – 5.2 дБ для всей площади измерений. Можно предположить о нескольких причинах возникновения ошибки: погрешность геометрической конфигурации радиотехнической модели, возможные неточности диэлектрических характеристик материалов, используемых в модели, а также неучтенные детали моделируемой части здания, которые при данном пространственном масштабе влияют на распределение уровней поля. Использование существенно пространственно ограниченной модели в CST Microwave Studio, учитывающей лишь соседние прилегающие помещения к исследуемой зоне, показало лишь небольшое ухудшение точности расчета уровня сигнала (менее 0.3 дБ). Такая модель может быть использована для практических задач, обеспечивая существенную экономию вычислительных ресурсов.

Таким образом, метод конечных интегралов обеспечивает высокую точность прогнозирования и позволяет обеспечить детализацию расчета среднего локального уровня поля вплоть до пространственных масштабов длины волны.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.-R. Jeon, C.-H. Lee et al // Asia-Pacific Conference on Communications (APCC '06). 2006. P. 1.
2. T. Hult, A. Mohammed // IEEE 65th Vehicular Technology Conference (VTC2007-Spring). 2007. P. 544.
3. Y.W. Chaudhuri, S.K. Safavi-Naeini // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2002. V. 50. Issue 11. P. 1598.
4. L. Nagy, // The Second European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2007). 2007. P. 1.
5. M. Clemens, T. Weiland // Progr. In Electromagnetics Research. 2001. P. 65.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА, ПРИБЛИЖЕНИЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ И ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ, ИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ПРИ РАСЧЕТЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН ВНУТРИ ЗДАНИЙ

П.Н. Захаров, Е.В. Михайлов, А.Ф. Королев, А.П. Сухоруков
*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
Кафедра фотоники и физики микроволн*

В практических задачах разработки и планирования современных систем радиосвязи и радиовещания одной из важнейших задач является моделирование радиоканала [1-3]. Наличие пространственных распределений характеристик радиоканала позволяет оптимизировать расположение передающих и приемных антенн в пространстве, а также выработать требования к характеристикам приемно-передающей аппаратуры. Наличие статистического описания радиоканала позволяет осуществлять разработку систем радиосвязи, оптимальных для данного типа радиоканала.

Характеристики радиоканала определяются процессами распространения радиоволн в конкретной среде и антенными системами. Здесь мы рассмотрим распространение радиоволн в неоднородных средах, характерными примерами которых являются городская среда и здания. Наиболее распространенными моделями распространения радиоволн в таких средах являются эмпирические и статистические модели [3], ввиду их простоты и низкой вычислительной трудоемкости. Например, простейшая модель экспоненциального ослабления радиоволн с расстоянием описывается выражением:

$$L = A + 20 \cdot n \log(r), \quad (1)$$

где L – потери при распространении радиоволн [дБ], r – расстояние между передающей и приемной [м], A и n – параметры, выбираемые по результатам экспериментальных измерений в конкретной среде.

Тенденции развития радиосвязи приводят к неприменимости эмпирических и статистических методов для современных систем цифровой радиосвязи и вещания. Такие методы неработоспособны для малых размеров сот, характерных для современных и будущих систем связи ввиду высокой емкости, из-за высокой неоднородности и анизотропии среды [2]. Кроме того, они описывают канал лишь потерями, что недостаточно для определения характеристик современных цифровых систем (OFDM, MIMO, UWB и др.) [4]. Это приводит к необходимости применения детерминированных методов описания распространения радиоволн. Детерминированные методы позволяют с высокой точностью

рассчитать произвольные характеристики многолучевого радиоканала, основываясь на детальном знании о конкретной среде (пространственном распределении электрофизических характеристик среды).

В данной работе проводится сравнительный анализ методов численного решения уравнений Максвелла, трассировки лучей, изотропной модели на примере области в здании. В работе впервые представлено сравнение точности метода численного решения уравнений Максвелла, метода трассировки лучей и результатов экспериментальных исследований при прогнозировании распространения радиоволн на практически значимых пространственных масштабах. Впервые исследована зависимость точности прогнозирования от размеров областей, на которых осуществляется определение локальных статистических характеристик уровня поля (среднего, минимально, максимального и др. значений).

Изотропная модель распространения радиоволн описывается (1). Методы численного решения уравнений Максвелла являются наиболее точными, однако обладают наивысшей вычислительной трудоемкостью. В данной работе использовался метод конечных интегралов (FIT) [5]. Имеющиеся вычислительные возможности позволили применить его лишь до частоты 900 МГц на области пространства порядка 100 м². Разработанный метод трассировки лучей основан на высокочастотном приближении, предполагающем распространение радиоволн по законам геометрической оптики и теории дифракции [6]. Он обеспечивает разумный компромисс между точностью и вычислительной трудоемкостью.

С использованием данных методов были рассчитаны распределения уровня электромагнитного поля внутри здания на пространственных масштабах 100 м² на частотах 400 МГц, 900 МГц и 1.7 ГГц. Полученные результаты сравнивались с экспериментальными измерениями, проведенными с использованием измерительного комплекса на базе векторного анализатора сигналов Rohde & Schwarz ZVB-20, антенн с близкой к изотропной диаграммой направленности и разработанного программного обеспечения. Пример распределений для одного из положений передатчика представлен на рис. 1.

Расчеты проводились с использованием высокодетализированной модели здания, имеющей высокую геометрическую точность и включающую объекты, существенные для распространения радиоволн (стекла, металлические объекты и др.).

Помимо уровня поля, сравнивалась точность прогнозирования профилей временного рассеяния (отклик на короткий радиоимпульс) – рис. 2. При короткой длительности импульса такой профиль описывает многолучевую картину (временные задержки и амплитуды лучей).

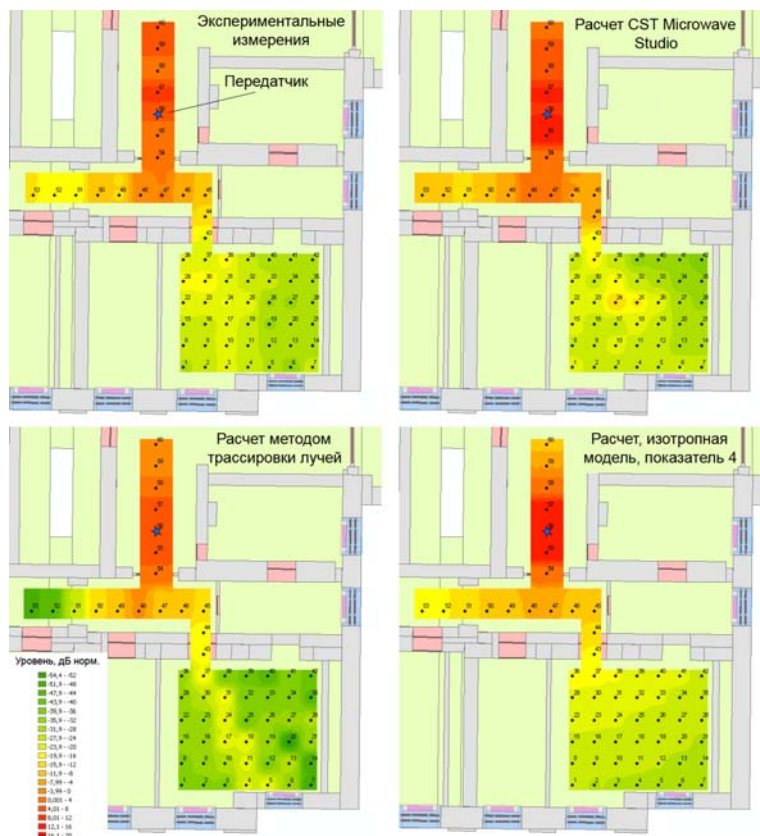


Рис. 1. Пространственные распределения уровня электрического поля, рассчитанные с использованием различных моделей, и экспериментально измеренное распределение. Частота 900 МГц.

Проведенные исследования показали, что расчет уровня поля в точке пространства имеет неприемлемую с практической точки зрения точность, обусловленную низкой точностью определения фаз лучей из-за неточности геометрических параметров модели среды по сравнению с длиной волны. Ввиду этого был предложен метод расчета локальных статистических оценок уровня поля (среднего, минимального, максимального, дисперсии) на характерных пространственных областях. Метод основан на моделировании Монте-Карло для реализаций канала, отличающихся значениями фаз лучей.

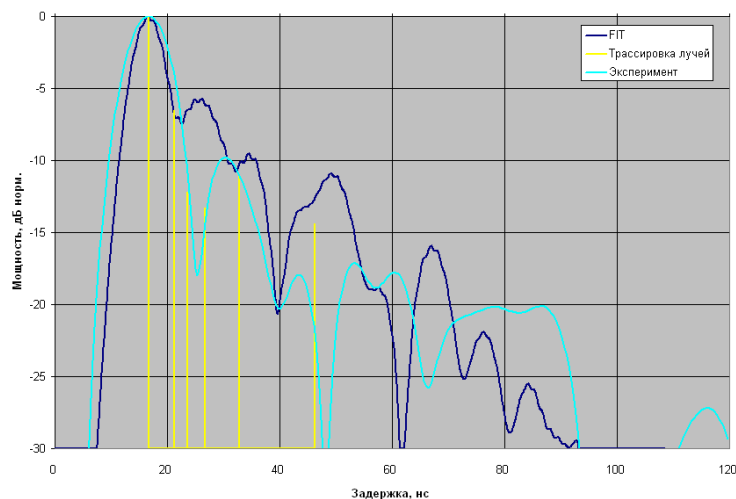


Рис. 2. Экспериментально измеренные и рассчитанные профили временного рассеяния.

Точность расчета существенно повышалась при увеличении размера пространственных областей, на которых определялись локальные статистические оценки уровня поля. Разработанные детерминированные модели обеспечили высокую точность расчета характеристик радиоканала: метод конечного интегрирования обеспечивал прогнозирование среднего уровня поля с точностью 1.1 – 2.4 дБ, метод трассировки лучей 0.8 – 4.6 дБ (СКО при радиусе пространственных областей 2 м). Высокая вычислительная трудоемкость метода конечного интегрирования позволила применить его до максимальной частоты 900 МГц при имеющихся вычислительных мощностях (один ПК) и пространственных размерах модели порядка 20 x 20 x 4 м. Простейшая изотропная модель обеспечивала приемлемую точность расчета при выборе оптимального показателя экспоненциального ослабления, однако значение оптимального показателя существенно зависело от местоположения передающей антенны и несущей частоты. Выбор среднего (“эффективного”) значения приводил к точности прогнозирования существенно ниже, чем для детерминированных моделей. Полученная высокая точность наиболее строгого метода конечного интегрирования подтверждает корректность задания электрофизических характеристик, геометрической модели среды и результатов экспериментальных исследований, что позволяет говорить об адекватности полученных оценок точности метода трассировки лучей и изотропного метода. Оба разработанных детерминированных метода обеспечили высокую, сравнимую, точность определения огибающей профиля временного рассеяния.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Tran-Minh, T. Do-Hong // Second International Conference on Communications and Electronics (ICCE 2008). June 2008. P. 121.
2. C.P. Michaelides, A.R. Nix // IEEE VTS 54th Vehicular Technology Conference (VTC 2001 Fall). 2001. V. 2. P. 1088.
3. T.K. Sarkar, Ji Zhong, K. Kyungjung et al // IEEE Antennas and Propagation Magazine. June 2003. V. 45. Issue 3. P. 51.
4. F. Fuschini, H. El-Sallabi, V. Degli-Esposti et al // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2008. V. 56. Issue 3. P. 848.
5. M. Clemens, T. Weiland // Progress In Electromagnetics Research. 2001. PIER 32. P. 65.
6. F. Saez de Adana, O. Gutierrez Blanco, I. Gonzalez Diego et al // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 2000. V. 49. Issue 6. P. 2105.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ МЕТОДЫ В РЕШЕНИИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

А.К. Бабушкин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Кафедра фотоники и физики микроволн

Обратная задача распространения радиоволн, под которой здесь понимается определение координат и параметров источников радиоизлучения, актуальна для многих практических применений, включая задачи определения местоположения абонентов, задачи информационной безопасности, задачи навигации, логистики и локации, поисково-спасательные и другие задачи [1][2]. Методы её решения существенно различаются в зависимости от типа среды и параметров сигнала [1][2]. Существенные трудности возникают в многолучевых средах, где множественные траектории распространения радиосигнала могут приводить к неоднозначным решениям.

В данной работе предложена реализация метода решения обратной задачи распространения радиоволн в многолучевой среде с использованием корреляционной обработки сигналов, а также описан созданный измерительный комплекс для экспериментальной проверки разработанного метода. По сравнению с другими методами, метод применим в многолучевой среде, обеспечивает высокую точность для широкополосных сигналов, обеспечивает работу с произвольно модулированными, нестационарными сигналами и сигналами ниже уровня шума.

Методы решения обратной задачи с использованием измерений параметров электромагнитных полей основываются на предположении о существовании зависимостей вида

$$\mathbf{u} = \mathbf{f}(\mathbf{r}, \mathbf{a}) + \xi \quad (1)$$

связывающих результаты измерения вектора параметров электромагнитных полей \mathbf{u} и координаты точки размещения радиопередатчика $\mathbf{r} = (x, y, z)$. Функция $\mathbf{f}(\mathbf{r}, \mathbf{a})$ представляет собой модель (прогноз) распространения радиоволн, позволяющую предсказать результаты измерений в заданной точке, \mathbf{a} – вектор параметров модели. Основой для создания предлагаемого метода служит разностно-дальномерный подход, в котором в качестве прогнозируемого параметра выбирается разность временных задержек распространения сигнала τ_{ij} от источника с координатами \mathbf{r} до антенн с координатами \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j

$$\tau_{ij}(\mathbf{r}) = \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|}{c'} \quad (2)$$

Здесь c' – эффективная скорость распространения радиоволн в среде.

Разность задержек можно определить путем построения взаимно корреляционной функции $B(\tau)$ сигналов $s_i(t)$ и $s_j(t)$, принятых одновременно в пространственно разнесённых точках [4]

$$B(\tau) = \int s_i(t)s_j(t - \tau)dt \quad (3)$$

Типичный вид ВКФ, полученной в эксперименте для двух различных длительностей измерений представлен на рис. 1.

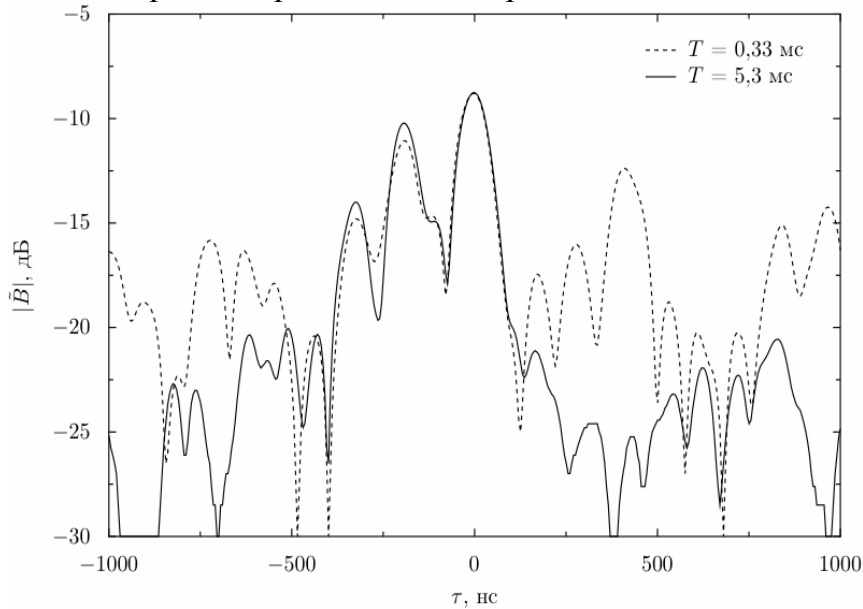


Рис. 1. Типичный вид ВКФ для двух различных длительностей измерений.

В многолучевой среде ВКФ имеет несколько сравнимых по величине локальных максимумов, соответствующих различным траекториям распространения лучей. Это затрудняет расчёт по сравнению со случаем свободного пространства, где ВКФ имеет единственный максимум. В работе предложен метод оценки координат источника излучения по таким «сложным» ВКФ. Решением обратной задачи является точка \mathbf{r} , в которой достигается максимум функции $Q(\mathbf{r})$ – произведения значений всех ВКФ для соответствующих временных сдвигов $\tau_{ij}(\mathbf{r})$

$$Q(\mathbf{r}) = \prod B_{ij}[\tau_{ij}(\mathbf{r})] \rightarrow \max \quad (4)$$

Пример распределения функции $Q(\mathbf{r})$ в области решения, полученный в эксперименте, представлен на рис. 2.

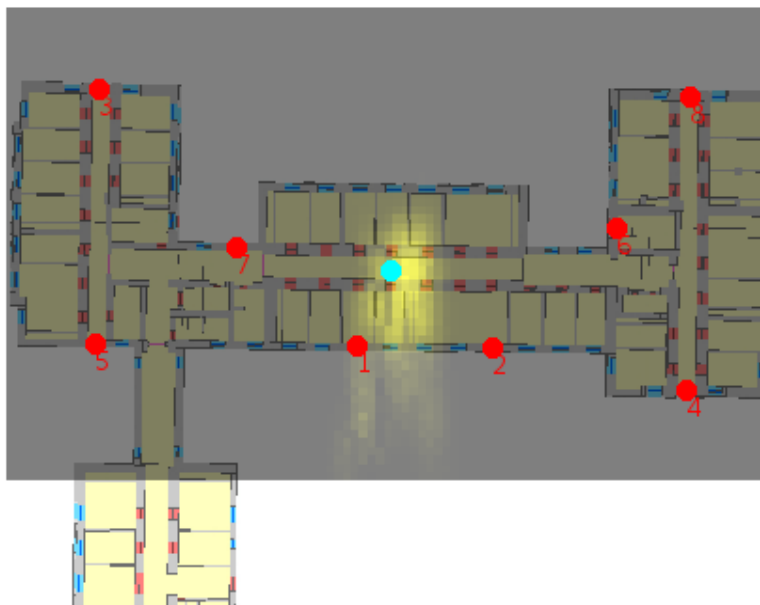


Рис. 2. Поле вероятности расположения передатчика на плане здания (большие значения вероятности соответствуют более насыщенному желтому цвету). Местоположения измерительных приемных антенн отмечены красным, реальное местоположение передатчика – зеленым цветом.

В ходе работы для проверки предложенных методов был разработан и построен экспериментальный комплекс, который позволяет одновременно оцифровать несколько сигналов, принятых в одно и то же время в различных точках пространства и осуществить последующую обработку программными средствами. Разработанный измерительный комплекс (рис. 3) включает синхронный многоканальный приёмник и 8 измерительных антенн, расположенных в различных точках здания и соединенных с приёмником коаксиальными фидерами.

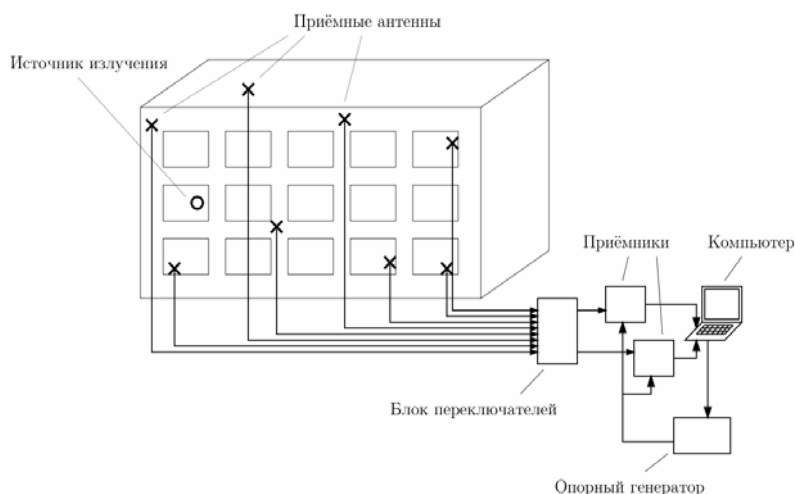


Рис. 3. Общая схема измерительного комплекса.

В ходе экспериментов были проведены измерения более чем в 50 точках здания физического факультета МГУ на частоте 800 МГц с шириной полосы сигнала 20 МГц. Среднеквадратичное отклонение решения от истинных координат источника составило 6.3 м. При этом оптимальное значение эффективной скорости распространения радиоволн оказалось равным $c'=c/1.4$.

Показано, что предлагаемый метод целесообразно применять для широкополосных сигналов. В типовом здании для эффективной работы ширина полосы сигнала должна составлять не менее 6 МГц. Синхронное измерение и корреляционная обработка даёт возможность работы с произвольно модулированными, нестационарными сигналами и сигналами ниже уровня шума.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Козьмин, А.М. Савельев, В.А. Уфаев, Е.А. Чубов, «Сравнение методов местоопределения источников радиоизлучения» // Специальная техника, 2007, №1.
2. Н.Н. Штанько // труды конференции «Цифровая обработка сигналов и ее применение» («DSPА-2007»). 2007. с. 171-173.
3. К. Феер "Беспроводная цифровая связь" М.: Радио и связь, 2000.
4. С.И. Баскаков "Радиотехнические цепи и сигналы" М.: Высшая школа, 2005.

«ЭФФЕКТИВНЫЕ» ПАРАМЕТРЫ В ЗАДАЧАХ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА РАДИОКАНАЛА

Е.А. Пухов, А.Ф. Королев

*Физический факультет МГУ им Ломоносова
Кафедра фотоники и физики микроволн*

Целью данной работы является исследование и развитие методик оценки качества радиоканала как основы для создания систем проектирования беспроводной связи в помещениях. Задача моделирования радиоканала в помещениях достаточно сложна по сравнению с распространением в свободном пространстве ввиду сильной неоднородности среды распространения.

Методы моделирования радиоканала разделяют на детерминированные, статистические и комбинированные [1]. В работе сравнивается практическая применимость различных методов.

Использование детерминированных методов прогнозирования сопряжено с вычислительно трудоемкими расчетами, что не всегда оправдано, так как редко удается с достаточной точностью определить электрофизические свойства среды, являющихся входными данными для таких расчетов [2].

Статистические методы, как правило, создаются путем введения различных модификаций в изотропную модель распространения радиоволн: варьированием показателя затухания и введением функции статистических ошибок в зависимости от характеристик среды распространения.

$$L(d)[\partial B] = L(d_0) + 10n \log_{10}(d / d_0) \quad (1)$$

Выражение (1) описывает изотропную модель распространения радиосигнала [1], где $L(d_0)$ – затухание вдоль линии прямой видимости на заранее заданном расстоянии d_0 , n – коэффициент пространственного затухания.

Создан программно-аппаратный комплекс регистрации и обработки экспериментальных данных, который использовался для выполнения экспериментальных исследований, а также для измерения пространственных распределений уровня сигнала. Для анализа и визуализации пространственных данных применен аппарат геоинформационной системы ArcGIS.

В ходе исследований реализованы два основных метода измерения уровня сигнала в пространстве:

1. Пространственные измерения уровня сигнала в непрерывном режиме.
2. Пространственное измерение профиля задержек импульсного сигнала (профиля временного рассеяния).

Было проведено сравнение различных статистических методов моделирования радиоканала и установлено, что изотропная модель при адаптации коэффициента затухания к конкретным условиям (положение передатчика, прямая/непрямая видимость, частота и др.) может быть использована для моделирования радиоканала.

На основании экспериментальных исследований пространственного распределения уровня поля, а также профилей временного рассеяния в помещениях, были определены «эффективные» параметры, обеспечивающие интегральную характеристику среды распространения радиоволн:

- Показатель затухания в изотропной модели.
- Среднеквадратическое отклонение от изотропной модели
- Профиль временного рассеяния

Эффективные параметры представляют собой обобщение основных факторов, существенно влияющих на качество радиоканала.

Было установлено, что определять эффективные параметры удобнее всего проводя процедуру тестовых измерений (зондирование) в каждом помещении, для которого требуется решение прямых или обратных задач.

Было установлено, что при изучении помещений сложной топологии нужно рассматривать группы эффективных параметров для каждой области помещения схожей топологии. На рис.1 приведена логарифмическая аппроксимация для 2-х областей разной топологии –LOS (наличие линии прямой видимости) и NLOS (отсутствие линии прямой видимости), на рис.2 приведена схема проведения эксперимента, отображенная с использованием построенной пространственной модели в ПО ArcGis.

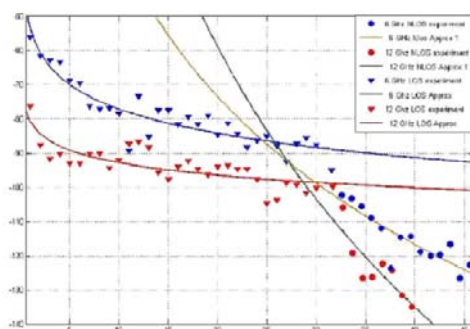


Рис. 1. Экспериментально полученные линейные распределения поля и их логарифмическая аппроксимация.

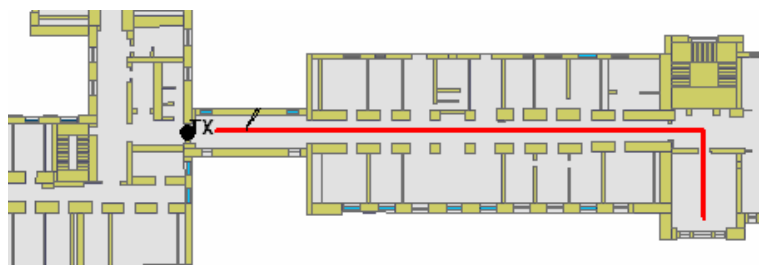


Рис. 2. Схема проведения эксперимента. Красным показаны места расположения приемника.

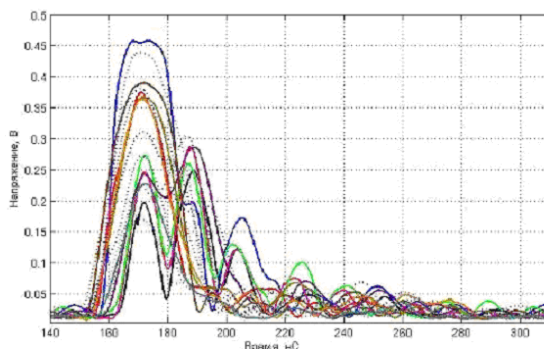


Рис. 3. Профили временного рассеяния.

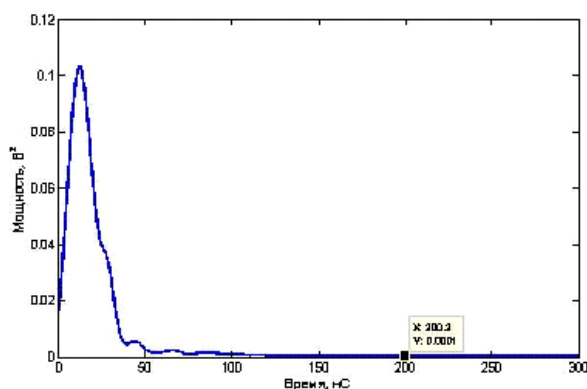


Рис. 4. Усредненный профиль временного рассеяния.

Практическое применение «эффективных» параметров:

- Прямая задача распространения радиоволн: проектирование узкополосных систем цифровой и аналоговой связи.
- Обратная задача распространения радиоволн: локализация источника электромагнитного излучения.

Усредненный профиль временных задержек (рис. 4) может быть использован для проектирования систем цифровой широкополосной связи, например для выбора «защитного интервала» в системах связи OFDM (Ортогональное частотное мультиплексирование) [3].

Эффективные параметры могут быть использованы в качестве основы для определения информационных свойств радиоканала.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2

ЛИТЕРАТУРА

1. Н Bertoni “Radio propagation for modern wireless systems” Prentice Hall PTR, 2000
2. Л.И. Пономарев, Т.Л. Манкевич // Успехи современной радиоэлектроники. 1999. No. 8. с. 45-57.
3. Бернард Сляяр “Цифровая Связь” М.: Вильямс, 2003.

ДИНАМИКА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ПЛОСКОМ РЕВЕРСЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.А. Магтесян, Г.М. Казарян, А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Методом компьютерного моделирования изучена динамика цилиндрического электронного потока в плоском реверсе магнитного поля с учетом влияния поля пространственного заряда и деформации поперечного сечения потока. Как показали ранее проведенные исследования, применение модели бесконечно короткого реверса и бесконечно тонких (нитевидных) электронных пучков [1] не дает адекватного результата для анализа динамики цилиндрического электронного потока с реальными размерами поперечного сечения потока. Принципиально важно учитывать при анализе динамики электронных потоков протяженность области изменения магнитного поля, конечные размеры и форму пучка, а также действие кулоновских полей [2,3].

Численное моделирование движения электронного потока при различных профилях магнитного поля ($\Theta = \pi, 3\pi/4, \pi/2, \pi/4$) показало, что динамика электронов существенно зависит от распределения магнитного поля. Это выражается в изменении ряда наблюдаемых величин – величины разброса продольных скоростей в пучке, радиуса, формы пучка и, как результат, коэффициента трансформации вращательной энергии электронов в поступательную кинетическую энергию. Однако на практике реализовать профиль магнитного поля со значением $\Theta = \pi$ вдоль оси магнитной системы довольно сложно, особенно для значений $0 < C_0 < -0.2$. В области малых значений фокусирующего магнитного поля электронный поток становится неустойчивыми, поэтому важно исследовать динамику электронного потока в расширяющихся магнитных с другой конфигурацией, легче реализуемой на практике [4].

Эмпирическая аппроксимация распределения магнитного поля вдоль длины плоского реверса может быть представлена в виде :

$$B(z) = 0.5 \cdot B_0 \left[1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \left(\Theta \frac{z}{z_{\max}} \right) \right], \quad 0 < z < z_{\max},$$

$$B_y(z) = -0.5 \cdot y \cdot \frac{dB(z)}{dz}, \quad 0 < z < z_{\max},$$

$$B_x(z) = 0, \quad 0 < z < z_{\max}$$

где B_0 – значение продольного магнитного поля на входе в область преобразования, C_0 – отношение величины продольного магнитного поля на выходе из области реверса к начальному значению B_0 , Z_{\max} – протяженность области реверса. Значения поперечного и продольного

магнитных полей вне оси системы вычисляется с помощью известных формул параксиального приближения.

Наиболее интересным является случай $\Theta = \pi/2$. Этот профиль соответствует четверти косинуса, а радиальные магнитные поля увеличиваются вдоль рассматриваемой области по закону синуса, достигая максимального значения на выходе из нее. Учитывая, что именно радиальное магнитное поле «разворачивает» векторы радиальных скоростей электронов в продольном направлении, осуществляя, таким образом, непосредственно процесс преобразования, такой режим преобразования весьма интересен для изучения.

Наиболее важным результатом проведенного моделирования является тот факт, что возможно реализовать высокоэффективные режимы работы - различным распределениям реверсивного поля соответствуют различные наборы значений оптимальных параметров. На рис. 1. приведена контурная диаграмма величины коэффициента трансформации кинетической энергии поперечного вращения электронного потока в энергию его поступательного движения (эффективности области преобразования) в зависимости от протяженности области плоского реверса магнитного поля, выраженной в длинах циклотронных волн N_c , и глубины реверса, выраженного коэффициентом C_0 для случая расширяющегося магнитного поля ($\Theta = \pi/2$). Следует отметить, что при таком профиле поля процесс трансформации векторов скоростей пучка может происходить весьма эффективно – коэффициент трансформации достигает 80% при оптимальном выборе параметров N_c и C_0 .

На рисунке 2 при тех же параметрах и в тех же осях приведены результаты вычислений относительного разброса скоростей в потоке δv_z . Минимальным значениям δv_z соответствуют светлые области. В области пересечения светлых участков рисунков 1 и 2 реализуемы высокоэффективные режимы преобразования с низким разбросом скоростей и минимальным искажением формы поперечного сечения электронного потока в конце области реверса.

Обнаружена зависимость коэффициента трансформации кинетической энергии поперечного вращения электронного потока от начальной фазы влета электронов в область плоского реверса магнитного поля (рис.1 и рис.3). На рис.3 приведена контурная диаграмма величины коэффициента трансформации для потока, влетающего в область реверса с начальной фазой $\pi/2$. Отметим, что для малых значений N_c здесь возможны более высокие значения коэффициента преобразования по сравнению с начальной фазой влета 0 (рис.1). Увеличение длины области реверса сглаживает эту разницу и дает более высокую эффективность преобразования энергии вращения электронного потока.

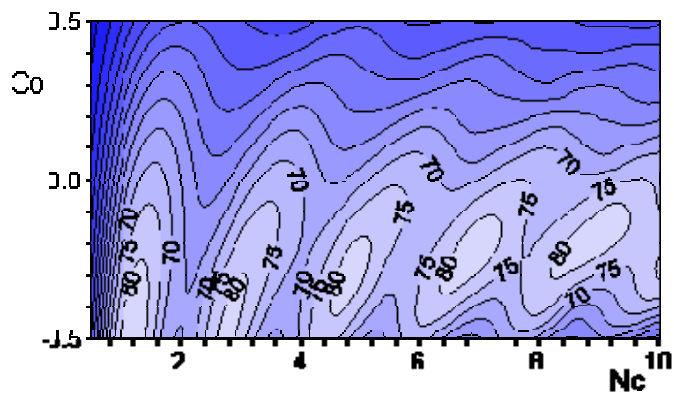


Рис. 1. Коэффициент преобразования энергии поперечного вращения пучка (5kV, 0.2A, Pвх=5kW, f=0)

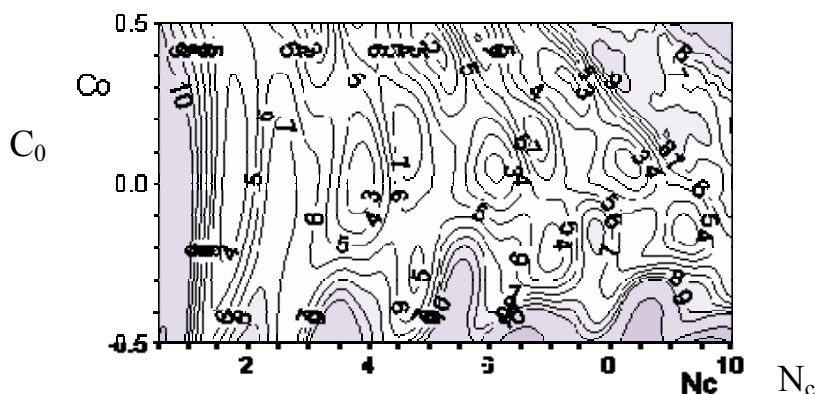


Рис. 2. Относительный разброс продольных скоростей в электронном потоке (5kV, 0.2A, 5kW, f=0)

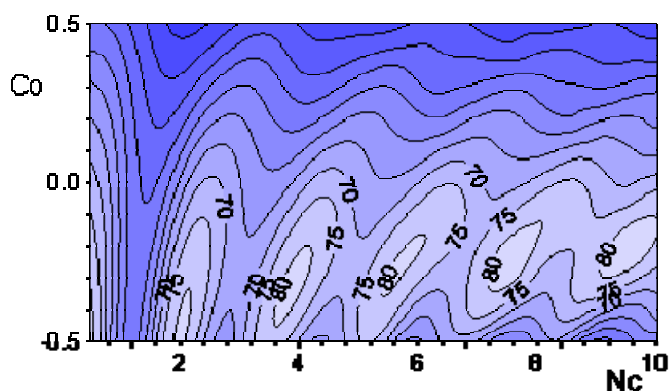


Рис. 3. Коэффициент преобразования энергии поперечного вращения пучка (5kV, 0.2A, Pвх=5kW, f=π/2)

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Watson, R. Grow, C. Johnson // J. Microwave Power. 1970. V. 5. No. 2. P. 72.
2. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин // Известия РАН, серия физическая. 1999. Т. 63. No. 12. С. 2368.
3. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин // Известия РАН, Серия физическая, 2008, том 72, №1. С. 139.
4. Ю.А. Будзинский, С.В. Быковский, С.П. Кантюк и др. // Радиотехника. 1999. No. 4. С. 32.