

*Федеральное агентство по образованию
Российская академия наук
Санкт-Петербургский государственный университет
Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН*

**XV Всероссийская научная конференция
студентов-радиофизиков**

Тезисы докладов

6-7 декабря 2011 года

*Санкт-Петербург
Издательство «Соло»
2011*

XV Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков:
Тез. докл. – СПб.: Изд-во «Соло», 2011. – 158 с.

Организационный комитет конференции

Председатель: Макаров Г.И., Почетный профессор СПбГУ

Сопредседатели: Зернов Н.Н., профессор СПбГУ
Черепанов А.С., профессор СПбГПУ

Зам.председателя: Тихомиров Н.П., доцент СПбГУ

Члены: Тюхтин А.В., профессор СПбГУ
Чижик В.И., профессор СПбГУ
Сочава А.А., доцент СПбГПУ

Техн. секретарь: Юсупов И.Е., СПбГУ

Секретарь: Афанасьева Ю.В., СПбГУ

*Кафедра радиофизики физического факультета СПбГУ
198504, Санкт-Петербург, Петродворец, ул. Ульяновская 1*

*Тел.: (812) 428-72-89
E-mail: Yulia.Afanasyeva@paloma.spbu.ru
igor_yusupov@mail.ru*

Conference is partially sponsored by the IEEE ED/MTT/AP St. Petersburg Chapter
(The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Region 8)

© Санкт-Петербургский государственный университет, 2011
© Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 2011
© Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 2011

ISBN

СОДЕРЖАНИЕ

И.В. Абушаев (СПбГУ)

Исследование сигналов ФРНС "Альфа", зарегистрированных цифровым приёмником 7

А.И. Асадуллин (КГЭУ)

Исследования пространственно-временной структуры ЭМ полей естественных и искусственных источников с помощью мобильного экспериментального комплекса 11

Г.С. Бубликов (СПбГУ)

Исследование отклика ионосферы на солнечные вспышки с помощью трансionoсферных сигналов 14

Студенты: Ю.В. Векшин, К.Г. Виноградов (СПбГПУ)

Исследование стабильности отдельных каскадов радиометров с применением дисперсии Аллана 17

В.В. Воробьёв (СПбГУ)

Излучение заряда, движущегося в проволочном метаматериале 20

К.В. Грешневиков (СПбГПУ)

Колебания тонкостенной цилиндрической оболочки при сосредоточенном аксиально-симметричном возбуждении 23

С.А. Долгачева (СПбГУ)

Исследование доплеровских спектров КВ сигналов 28

К.В. Елфимова (СыктГУ)

Радиоприемник эталонных частот 31

А.С. Жеребчиков (СПбГУ)

Спектральные оценки флуктуаций трансionoсферных сигналов 34

К.О. Иванов (СПбГУТ)

Соединения минимальных автономных блоков объемных интегральных схем СВЧ 37

А.А. Канивец (СПбГУ)

Размерно-резонансные эффекты при электромагнитном возбуждении ультразвуковых волн тонкими пленками железо-иттриевого граната 41

Д.Я. Капштан (СПбГУ)

Электромагнитное поле заряженной частицы, движущейся в холодной замагниченной плазме 45

М.С. Кирушев (СыктГУ)	
Моделирование прецессии намагниченности второго порядка в плёнках	48
Р.Н. Корсиков (СПбГУ)	
Исследование полного электронного содержания полярной ионосферы по трансionoсферным данным	51
В.Н. Косяченко (СПбГУ)	
Метод нахождения характеристик магнитного поля активных областей в солнечной атмосфере	54
А.И. Кузьмин (СПбГУ)	
Поиск алгоритма для вычисления погрешности некоторых асимптотических формул в теории дифракции и распространения волн	59
А.В. Кузьминов (ВлГУ)	
Применение электромагнитно акустического метода для обнаружения скрытых объектов со свойствами механической мембраны	63
А.А. Кустов (СПбГУ)	
Решение обратной задачи для одного СДВ-возмущения, позволяющего определить южную границу высыпания ультрарелятивистских электронов (~100 МэВ) в полярную ионосферу	66
М.П. Ласёк (СыктГУ)	
Расчёт спектров модуля комплексной удельной проводимости в тонких композитных плёнках	70
С.А. Левашов (МИРЭА)	
Дисперсионные искажения сверхширокополосного фрактального радиоимпульса в холодной изотропной плазме	73
Е.С. Липина: (СыктГУ)	
Моделирование магнитной динамики ансамбля однодоменных взаимодействующих частиц	76
А.А. Малинцева (СПбГУ)	
Численное моделирование поля поперечной вязкой волны от колеблющейся пластины ...	79
А.В. Моргун (СПбГУ)	
Проводимость стержневого пьезоэлектрического резонатора с частичным электродированием	81

Ю.Ю. Назарова (ВлГУ)	
Анализ распределения электромагнитного поля, создаваемого мобильным телефоном внутри головы человека	84
Нгуен Тонг Там (РГГМУ)	
Исследование деполяризационных свойств кристаллических облаков	87
К.В. Невеселова (СПбГМТУ)	
Термофон на основе проволоки	90
Е.В. Опарин (СПбГУ)	
Исследование модуля проводимости пьезокерамического преобразователя, касательно нагруженного на вязкую жидкость	91
И.М. Орешников (СПбГУ)	
Применение метода вертикальных мод и горизонтальных лучей к решению задачи об электромагнитном поле в анизотропном трёхмерном сферическом волноводе земля- ионосфера	97
Н.Н. Попов (СПбГУ)	
Сравнительный анализ методов нахождения матрицы адмитанса для сферической анизотропной ионосферы	101
А.О. Румянцев (СПбГУ)	
Исследование зависимости ошибок местоопределения, полученных по сигналам фазовой радионавигационной системы «Альфа» от условий распространения	103
Е.В. Тимофеев, М.И. Рябова (МарГТУ)	
Разработка методики синтеза дисперсионных характеристик для случая квазизенитного распространения радиоволн	105
А.А. Сидоренко (ВлГУ)	
Кодек для систем телеметрии, работающих в условиях сложной помеховой обстановки	108
Д.В. Синицин (ВлГУ)	
Сравнительные характеристики оптимального и квазиоптимального управления передачей разнесенных сигналов	112
Б.В. Содномов, Е.Д. Батуев (ВСГУТУ)	
Сверхкороткоимпульсная радиолокация природных сред	114

О.А. Сокольвак (ВлГУ)	
Локальная СВЧ гипертермия головного мозга	116
Е.А. Тетерин (СПбГУ)	
Исследование решений параболического уравнения для пространственно-частотной функции когерентности в Марковском приближении	119
А.Н. Тятляшова (СПбГУ)	
Исследование неньютоновской жидкости	122
А.А. Уткин (СыктГУ)	
Исследование СВЧ отражения от композитных и многослойных плёнок	125
А.Е. Хлопов (СПбГУ)	
Электромагнитные поля, возбуждаемые в анизотропной ионосфере диполями, расположенными в нерегулярном волноводе	128
С.И. Царапкин (СПбГУ)	
Активное согласование сред для акустических импульсов давления	133
Ю.С. Чебрякова (ВлГУ)	
Применение методов кластерного анализа при интродиагностике высоковольтного оборудования	136
А.А. Чернов, М.М. Мустаев (МарГТУ)	
Исследование суточных изменений задержки ВЧ сигналов для решения задачи поддержания синхронизма	139
Г.В. Чижов (СПБГМТУ)	
Акустический резонатор с мягкими боковыми стенками	142
Чинь Куанг Т. (ЮФУ)	
Методы эмпирического моделирования для задания условий распространения радиоволн в ионосфере	145
Е.А. Шабалина (СПбГУ)	
Поле вязких волн вблизи поверхностей из различных материалов	148
М.Л. Шеболкин (СыктГУ)	
Электроакустические колебания пьезочастиц в ансамблях	151
Ю.А. Щелоков (СПБГМТУ)	
Поглощение энергии звуковой волны на шероховатой стенке	154

ИССЛЕДОВАНИЕ СИГНАЛОВ ФРНС "АЛЬФА", ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ЦИФРОВЫМ ПРИЁМНИКОМ

Студент: И.В. Абушаев (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Поставлена задача определить характер возмущений в условиях распространения СДВ, которые можно изучать по сигналам фазовой радионавигационной системы «Альфа» (ФРНС «Альфа»), регистрируемых цифровым приемником, разработанным на кафедре радиофизики СПбГУ (Петергоф). Мы исследуем работоспособность системы в целом и наш приёмник.

Фазовая радионавигационная система «Альфа» (или РСДН-20) — российская система дальней радионавигации. Она работает в диапазоне очень низких частот и состоит из 3 передатчиков, которые расположены в районе Новосибирска, Краснодара и Хабаровска. Эти передатчики излучают последовательности сигналов длительностью 3,6 с. на частотах 11,905 кГц, 12,649 кГц и 14,881 кГц. Рекламируемая Точность определения местоположения — не хуже 2 морских миль, однако на высоких широтах и в полярных районах, где могут возникать внезапные фазовые аномалии, точность снижается до 7 морских миль.

С февраля 2006 года ФРНС «Альфа» перешла в новый режим работы — дальномерный, это предполагает, что установленные на передающих станциях генераторы синхронизованы и высокостабильны. Проанализируем стабильность РНП системы до и после 21 UT, т.к. имеет место скачок фазы в 21 UT. Сначала была проведена оценка стабильности генераторов системы, для этого проверили взаимную синхронизацию станций на одной частоте до и после 21 UT. Для исключения влияния нашего генератора смотрим отклонение фаз в разностно-дальномерном режиме на грубой и тонкой сети.

По тонкой сети берется разность фаз сигналов от двух станций на одной частоте f_1 , тогда

$$\Delta\Phi_{f_1} = \Phi_{cm1} - \Phi_{cm2}.$$

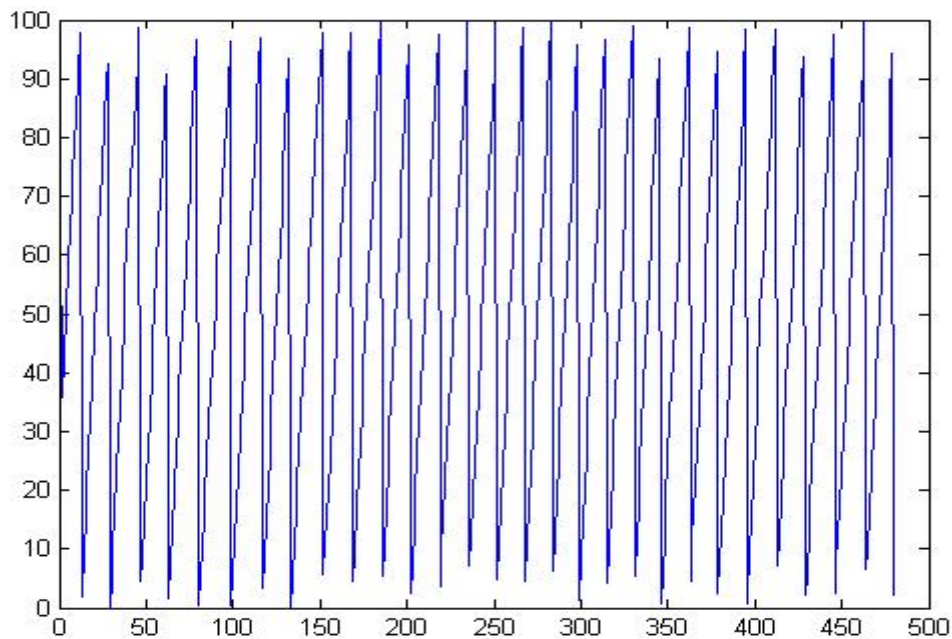
По грубой сети – разность разности значений фазы на частотах f_1 и f_2 от разных станций, т.е.

$$\Delta\Phi_{(f_2 - f_1)} = (\Phi_{cm1} - \Phi_{cm2})_{f_2} - (\Phi_{cm1} - \Phi_{cm2})_{f_1}.$$

Анализ в разностно-дальномерном режиме для трасс Новосибирск-Петергоф и Краснодар-Петергоф, показал, что в 2008-2011 годах изменение средних значений РНП по тонкой сети в 21 УТ не превышает среднеквадратичного значения. Оценена вероятность правильного разрешения многозначности фазовых отсчетов: в 2008 году она составляет 82% , в 2009 – 86%, 2010 – 80% и в 2011 – 85%.

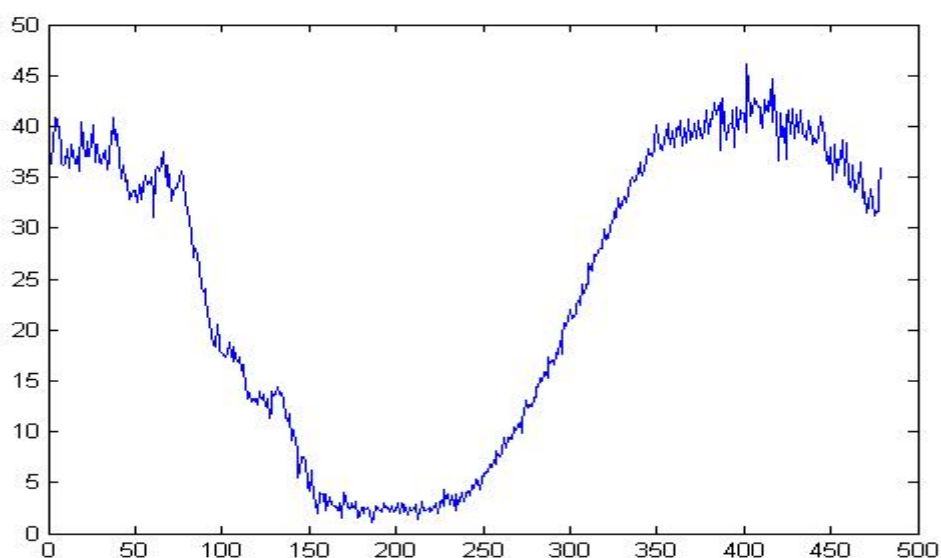
Исследование изменения РНП по тонкой сети, в зависимости от освещенности трасс в течение нескольких суток показало, что среднеквадратичное отклонение существенно уменьшается в дневное время до 2 сц и возрастает в переходное и ночное время. Это дает возможность утверждать, что возрастание флуктуаций связано с изменениями условий распространения, а не с работой генераторов, установленных на станциях Новосибирск и Краснодар. Для другой пары станций РНП в разностно-дальномерном режиме флуктуируют больше, и не наблюдается такой четкой связи величины флуктуаций с освещенностью трасс. Это вызвано различной освещенностью вдоль трассы из-за её большой протяженности, помимо этого, трасса Хабаровск-Петергоф проходит через зоны вечной мерзлоты и авроральную зону.

Для анализа стабильности нашего приёмника, рассматривается фаза принятого сигнала (см. рис.). Здесь имеет место уход фазы, который в среднем составляет один цикл за час-два. Это происходит из-за отличия принимаемой частоты от станции и опорной частоты нашего приемника. Для оценки этого отличия найдем среднее за сутки значение приращения фазы $\Delta i\Phi = \Phi_i - \Phi_{i-1}$ сц на 3-х минутном интервале, при этом считаем, что приращение фазы не может по модулю быть больше 50 сц.



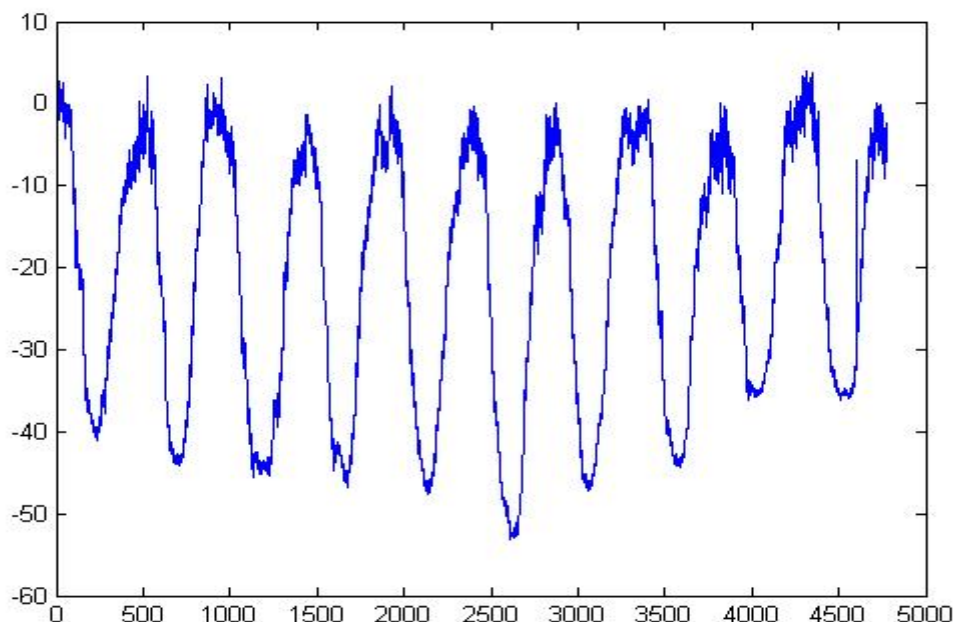
Суточный ход фазы в сц от номера отсчета, на частоте 11,9 кГц за одни сутки.

Для получения суточного хода фазы на рабочей частоте, был разработан алгоритм, позволяющий убрать долгопериодные вариации фазы опорного генератора. Идея программы заключается в том, вычисляется средний за сутки набег фазы на интервале 3 минуты, и для получения суточного хода из каждой разности убираем средний набег.



Суточный ход фазы в сц от номера отсчета, на частоте 11,9 кГц после обработки.

Ставим перед собой задачу исследовать изменение фазы в течение нескольких суток. По описанному алгоритму обрабатываются данные за каждые сутки в отдельности и среднее значение фазы за 10 отсчетов до и после 21 UT сшиваются. Приведем пример полученных в автоматизированном режиме результатов:



Ход фазы за 10 суток в сц от номера отсчета. Трасса Новосибирск-Петергоф 11,9 кГц.

Как видно на рисунке в автоматизированном режиме не удастся получить реальный суточный ход фазы, т.к. изменение фазы в полдень меняется в пределах 20 сц. Недостатком нашего алгоритма является то, что мы сращиваем фазы в ночное время, когда возможны большие флуктуации от суток к суткам. Поэтому исследовать многосуточные вариации не представляется возможным. Отсюда следует, что с помощью нашего приёмника можно изучать только кратковременные вариации условий распространения.

Руководитель: Лутченко Л. Н., к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЭМ ПОЛЕЙ ЕСТЕСТВЕННЫХ И ИСКУССТВЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ С ПОМОЩЬЮ МОБИЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА

Аспирант: А.И. Асадуллин (кафедра физики, КГЭУ)

Исследования, направленные на изучение структуры пространственно – временных и спектральных характеристик ЭМ полей и помех, генерируемых как естественными их источниками (процессы в ионосфере и магнитосфере Земли, грозовая деятельность, проявление сейсмических событий и пр.), а так же и искусственными излучателями (радиопередатчики, электрооборудование электроэнергетических систем и т.д.), важно как при изучении фундаментальных проблем радиофизики и физики околоземного пространства, так и при решении вопросов электромагнитной совместимости и помехозащищенности радио и электротехнических устройств.

Существуют аналитические и численные методы расчета ЭМ полей, но все они нуждаются в экспериментальном подтверждении. Целью настоящей работы являлось создание экспериментального комплекса для изучения уровня, пространственно-временных и спектральных характеристик ЭМ полей в широком диапазоне частот [1].

В результате анализа имеющейся информации было выявлено, что существующие на данный момент средства измерения ЭМ поля не могут обеспечить комплексного подхода к исследованию ЭМ обстановки в широком диапазоне частот полей, генерируемых разными источниками, а, главным образом, ориентированы на одномоментную фиксацию значений напряженности ЭМ полей промышленной частоты. То же оборудование, которое предназначено для измерения ЭМ полей более высоких частот (зачастую достаточно дорогое), не может обеспечить, в частности, длительной цифровой записи процесса, вычисления в реальном времени и визуализации корреляционных и спектральных характеристик регистрируемых ЭМ процессов (включая временную динамику спектра), возможности управления

экспериментом в процессе его выполнения посредством гибкого пользовательского интерфейса. Следовательно, исследования, проводимые с помощью существующих средств измерения ЭМ полей не могут нести объективной оценки ЭМ ситуации, в целом [2].

На основе проведенного анализа, с учетом предыдущего опыта разработки близкого по своему функциональному назначению комплекса [3], нами были сформулированы основные требования к разрабатываемому оборудованию и проработана его архитектура, выполнена детальная проработка характеристик элементов структуры, алгоритмов их взаимодействия, выбор (на основе соответствующих маркетинговых исследований) конкретных составляющих и комплектация оборудования с согласованием функционирования его компонентов. С учетом целей и задач исследований был разработан состав программного обеспечения управления экспериментом по регистрации ЭМ полей и определена структура программной части обработки и анализа данных с визуализацией результатов эксперимента в реальном масштабе времени.

Структурная схема мобильного экспериментального комплекса показана на рис. 1. В состав экспериментального комплекса входят:

- система антенн, состоящая из электрической (электрический диполь – штырь) и магнитной (магнитная рамка) антенн;
- широкополосный приемник типа AR-5000A;

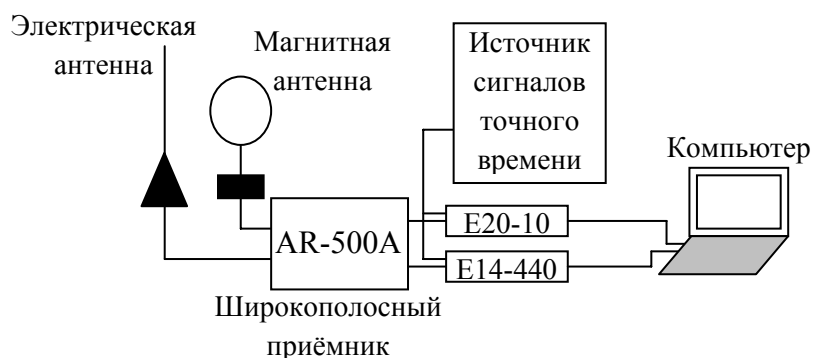


Рис. 1

- многоканальные быстродействующие модули с АЦП и ЦАП E14-440, E20-10;
- источник сигналов точного времени для временной синхронизации записываемых последовательностей данных;
- компьютер с пакетами корреляционной и спектральной обработки информации, а также пакетом графической визуализации результатов регистрации и анализа, работающими под управлением диалоговой программы-супервизора;
- система автономного питания.

Для реализации поставленных задач была разработана алгоритмическая структура системы ввода, предварительной обработки и анализа в реальном времени данных при экспериментальных исследованиях пространственно-временных характеристик ЭМ полей естественных и искусственных источников в диапазоне частот 5 кГц – 3 ГГц, выполняемых на базе разработанного мобильного экспериментального комплекса [4]. Комплекс управляется, в целом, диалоговой программой-супервизором, обеспечивающим согласованное функционирование всех его элементов, предварительное задание необходимых параметров эксперимента и интеллектуальный автоматический или (по выбору оператора) диалоговый контроль за ходом его проведения и результатами анализа.

Руководитель: д. ф.-м. н., профессор Белашов В. Ю.

Литература

1. Белашов В.Ю. Электромагнитные поля и помехи в ЭЭС промышленных предприятий // Российский национальный симпозиум по энергетике: Матер. докл. Казань, 2001. С. 28-41.
2. Асадуллин А.И. Мобильный экспериментальный комплекс для исследования ЭМ – полей, генерируемых в широком диапазоне частот естественными и искусственными источниками // XXIII Всеросс. научная конф. «Распространение радиоволн», 23-26 мая 2011 г. Йошкар-Ола: МарГТУ, 2011. С. 295-298.
3. Белашов В.Ю., Плеханов А.А. Мобильный аппаратно-программный комплекс для исследования генерируемых электрооборудованием ЭМ полей в широком диапазоне частот. Изв. вузов. Проблемы энергетике, 2007. № 5-6. С. 63-68.
4. Асадуллин А.И. Алгоритмико-программная часть экспериментального комплекса по исследованию ЭМ полей, генерируемых электрооборудованием // Тр. Всеросс. научно-техн. конф. студентов, магистрантов, аспирантов «Энергоэффективность и энергобезопасность производственных процессов», 13-15 ноября 2007 г. Тольятти: ТГУ, 2007. С. 130-131.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКЛИКА ИОНОСФЕРЫ НА СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ С ПОМОЩЬЮ ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ

Студент: Г.С. Бубликов (6 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Работа посвящена исследованию изменения полного электронного содержания ионосферы (ПЭС, или ТЕС – Total Electron Content), связанного с дополнительной ионизацией в результате солнечных вспышек. Известно, что ионосфера Земли образуется в результате ионизации нейтрального атмосферного газа космическим излучением, идущим, в первую очередь, от Солнца. Один из основных параметров который характеризует ионосферу – ПЭС, может резко изменяться при изменении уровня солнечной активности. При возникновении вспышки на Солнце, мощный поток частиц и излучения в широком спектральном диапазоне, в частности, в рентгеновском, достигает ионосферы и вызывает дополнительную ионизацию. Измерение ПЭС в зависимости от времени можно осуществить при помощи приема и соответствующей обработки транзионосферных сигналов, использующихся в спутниковых навигационных системах GPS и ГЛОНАСС, т.к. известно, что дополнительная ионосферная задержка сигнала пропорциональна ПЭС вдоль траектории распространения.

Для выполнения работы создан автоматизированный приемно-регистрационный комплекс, позволяющий осуществлять непрерывный прием сигналов навигационных спутников GPS и ГЛОНАСС на двух частотах, их обработку и запись на жесткий диск компьютера. Прием ведется на антенну приемника, установленную на крыше НИИФ СПбГУ. В качестве приемника используется двухсистемный двухчастотный приемник производства фирмы «Novatel», который обеспечивает передачу в управляющий компьютер оцифрованных с частотой 20 Гц необходимых данных (в том числе фазу несущей частоты сигналов, используемую впоследствии для получения ПЭС). Данные

записываются в log-файл, который в дальнейшем обрабатывается с помощью системы Matlab. Непрерывная автоматическая регистрация ведется с 2011 г.

Величина полного электронного содержания ионосферы получается из одновременных измерений фазы на двух частотах по известной формуле (см., например, [2]), в которой фазы измерены в циклах, длины волн в метрах, а TEC – в единицах TEC (1 единица TEC = 10^{16} m^{-2})

$$TEC = \frac{\varphi_{L2}\lambda_2 - \varphi_{L1}\lambda_1}{0,104}. \quad (1)$$

В ходе обработки данных от спутников GPS с номерами 11, 15, 18, 26, 27, 28 было замечено, что 9 августа 2011 г. около 12 ч. ПЭС резко увеличилось и затем, в течение последующих двух часов, стало уменьшаться, постепенно приходя в норму.

Для того чтобы выделить характерные особенности временной зависимости ПЭС, позволяющие идентифицировать вспышку на Солнце, при обработке была вычислена разность двух ПЭС, одно из которых измерялось 9-го августа (в день, когда была вспышка), а другое 7-го августа (до солнечной активности)

$$\delta TEC = TEC(t) - TEC(t - 86160). \quad (2)$$

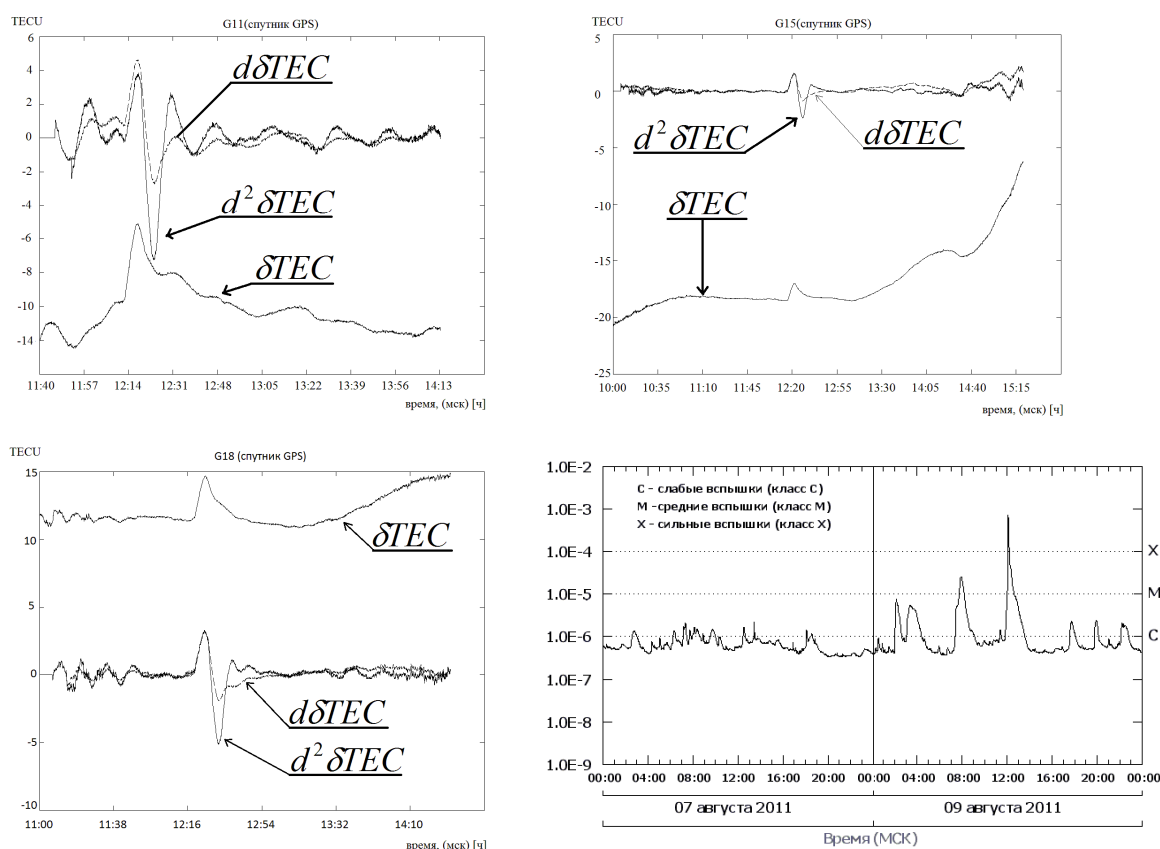
В этой формуле время t используется в секундах, а число 86160 соответствует временному сдвигу на одни сутки с учетом запаздывания при движении спутника (4 мин за сутки).

Также была посчитана первая и вторая временные разности от исходной временной разности, согласно алгоритму [1], следуя которому можно автоматически детектировать изменения солнечной активности (судя по характеру изменения кривых на графике)

$$\begin{aligned} d\delta TEC &= \delta TEC(t) - \delta TEC(t - 360) \\ d^2\delta TEC &= d\delta TEC(t) - d\delta TEC(t - 360) \end{aligned} \quad (3)$$

На графиках приведен временной ход величин $\delta TEC(t)$, $d\delta TEC(t)$ и $d^2\delta TEC(t)$ для спутников 11, 15, 18. На всех графиках хорошо видно, что в момент времени около 12:00 московского времени одновременно для всех спутников происходит резкое увеличение ПЭС на величину порядка нескольких единиц TEC. Это значит,

что явление является глобальным, в том смысле, что оно имеет место независимо от того, в каком месте луч, направленный на спутник, проходит через ионосферу.



Поэтому можно говорить о том, что с помощью нашей установки была зарегистрирована вспышка на Солнце, информацию о которой также подтверждают другие источники, и относят ее к классу X6.9. (согласно интернет порталу <http://tesis.lebedev.ru>).

Научный руководитель: доцент, кандидат физ.-мат. наук В.Э. Герм.

Литература

1. A. Garcia-Rigo, M. Hernandez-Pajares, J.M. Juan, J. Sanz Solar flare detection system based on global positioning system data: First results. – Advances in Space Research №39 p.889-895, 2007.
2. I. Lars Dyrud, Aleksandar Jovancevic, Andrew Brown, Derek Wilson, and Suman Ganguly Ionospheric measurements with GPS: Receiver techniques and methods. – Radio Science, Vol. 43, 2008.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ОТДЕЛЬНЫХ КАСКАДОВ РАДИОМЕТРОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ДИСПЕРСИИ АЛЛАНА

Студенты: Ю.В. Векшин, К.Г. Виноградов (6 курс, кафедра радиофизики, СПбГПУ)

Радиоастрономический приемник (радиометр) предназначен для приема, измерения и регистрации энергетических характеристик исследуемых космических радиоизлучений. В большинстве случаев уровень принимаемого сигнала значительно ниже уровня собственных шумов измерительной системы (антенна + радиометр). Поэтому для получения максимально возможного отношения сигнал/шум на выходе радиоастрономический приемник должен обладать высокими коэффициентом усиления, чувствительностью, стабильностью. Чувствительностью радиометра называется минимально обнаруживаемое приращение антенной температуры, при котором среднее значение приращения выходного сигнала равно среднеквадратичному отклонению его флуктуаций. Реальная чувствительность радиометра определяется по формуле: $\Delta T_{мин} = T_{сист} \cdot \sqrt{1/(\Delta f \cdot \tau) + (\Delta G / G)^2}$, где $T_{сист}$ – шумовая температура системы, Δf – полоса принимаемых частот, τ – время накопления выходного сигнала, G – коэффициент передачи, определяется всеми каскадами радиоастрономического приемника (УВЧ, смеситель, УПЧ, квадратичный детектор, УНЧ, система регистрации). Изменение коэффициента передачи (усиления) ΔG может происходить из-за влияния температуры, напряжений источников питания, старения элементов и др. ΔG на выходе радиометра воспринимается как дополнительный источник шумов помимо “стандартного” радиометрического шума (когда $\Delta G = 0$). Зачастую именно нестабильность коэффициента передачи ΔG и определяет реальную чувствительность радиометра. Исследование стабильности каскадов радиоастрономического приемника – важная задача.

Одним из методов измерения стабильности устройств является расчет так называемой дисперсии Аллана [1]. Дисперсия Аллана $D_A(\tau)$ это дисперсия первых разностей усредненных на временном интервале τ значений сигнала y :

$D_A(\tau) = 1/2 \cdot \langle (y_{k+1}(\tau) - y_k(\tau))^2 \rangle$ (угловые скобки показывают статистическое усреднение). Поведение $D_A(\tau)$ зависит от спектральной плотности мощности (СПМ) шума. В радиоастрономических приемниках проявляются шумы с различной СПМ, которую можно рассматривать как сумму слагаемых вида $c_\alpha f^{-\alpha}$, f – частота. В частности, при $\alpha = 0$ имеем белый шум (СПМ – $\text{const}(f)$), а при $\alpha = 1$ – фликкер-шум. Для шума с СПМ вида $1/f^\alpha$ дисперсия Аллана $D_A(\tau)$ пропорциональна $\tau^{(\alpha-1)}$. При совокупном аддитивном действии шумов с различной СПМ на зависимости $D_A(\tau)$ есть минимум, дающий оптимальную величину интервала усреднения $\tau_{\text{ОПТ}}$ отсчетов y . На интервале $\tau_{\text{ОПТ}}$ система проявляет себя как стабильная, и усреднение отсчетов y приводит к снижению дисперсии шума и увеличению точности определения измеряемой величины. Дисперсия Аллана применяется при анализе шумов в системах различного назначения.

Для обработки данных экспериментов нами были разработаны методики расчета дисперсии Аллана и оценки спектральной плотности мощности (непараметрический подход) по реализациям сигналов большой длительности (до 10^6 и более отсчетов) [2].

В данной работе приведены результаты исследования стабильности отдельных узлов радиоастрономического приемника диапазонов 20 и 31 ГГц, предназначенного для измерения излучения воды и водяного пара в атмосфере Земли [3]. В этом приемнике используется термостабилизация всех его основных блоков. Обработывались непрерывные суточные записи сигналов радиометра. На рис. 1 приведено поведение дисперсии Аллана для датчика температуры согласованной нагрузки, используемой для калибровки радиометра. Температура нагрузки стабильна на интервале до 2000 с ($D_A(\tau)$ снижается как $1/\tau$) и при усреднении она составляет $40,0130 \pm 0,0004$ С. На рис. 2 представлен расчет $D_A(\tau)$ для выходного сигнала радиометра при подключении согласованной нагрузки на его вход. Белый шум наблюдается на временах τ до 20 с, на временах усреднения от 20 до 110 с преобладает фликкер-шум, на больших временах проявляется шум $1/f^2$. Усреднение сигнала на интервале более 20 с нецелесообразно (дисперсия шума при этом не снижается). По двум разным термостабилизированным нагрузкам были рассчитаны сама величина G , шумовая температура приемника $T_{\text{ГП}}$ (средние значения $G = 2,048$

мВ/град, $T_{IP} = 114,37$ К) и их дисперсии Аллана, а также их корреляция с температурой плиты – основания блоков приемника (стабилизация с применением элементов Пельтье, ПИД - регулятор). Например, на рис. 3 приведена зависимость $D_A(\tau)$ для коэффициента передачи G . В работе представлены и другие результаты исследования стабильности каскадов приемника.

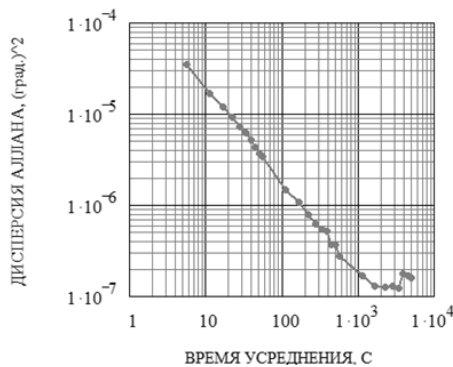


Рис. 1

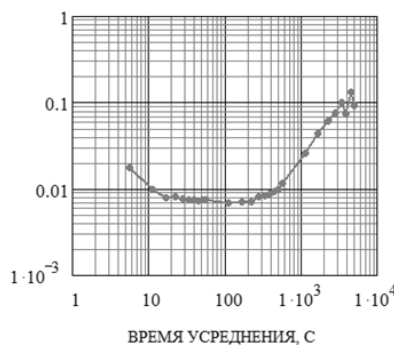


Рис. 2

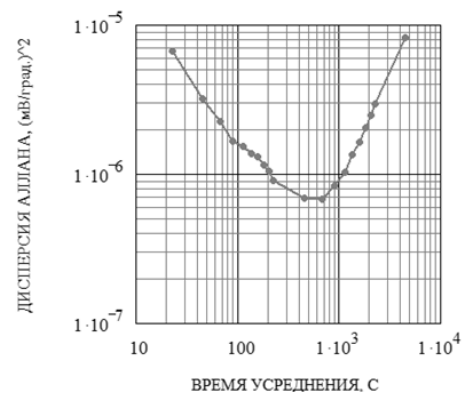


Рис. 3

Руководители: С.И. Иванов, к.ф.-м.н., доц., А.П. Лавров, д.ф.-м.н., проф.

Литература

1. Рютман Ж. Характеристики нестабильности фазы и частоты сигналов высокостабильных генераторов: итоги развития за пятнадцать лет // ТИИЭР.- 1978.- Т.66, №9.- С.70.
2. Векшин Ю.В., Виноградов К.Г., Иванов С.И., Лавров А.П. Исследование стабильности измерительных устройств с применением дисперсии Аллана. Непараметрические методы оценки энергетического спектра: // XXXIX Неделя науки СПбГПУ: Материалы Междунар. науч.-практ. конф. Ч. IX. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. – С.5-6, С.7-8.
3. Быков В.Ю., Ильин Г.Н., Кайдановский М.Н. Аппаратура системы измерения электрических характеристик тропосферы. // Труды Института прикладной астрономии РАН, вып. 21, 2010.- С.255-267.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ПРОВОЛОЧНОМ МЕТАМАТЕРИАЛЕ

Студент: В.В. Воробьев (1 курс магистратуры, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Проволочный метаматериал представляет собой объемную периодическую структуру из бесконечно длинных тонких параллельных проводов [1–3]. В случае, когда периоды системы малы по сравнению с характерными длинами волн, она может описываться тензором эффективной диэлектрической проницаемости. Если ось x направлена вдоль проводов, то он имеет диагональный вид, причем

$$\varepsilon_{xx} = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - c^2 k_x^2 + 2i\omega\omega_d), \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 1, \quad (1)$$

где ω_p – характерная «плазменная» частота, величина ω_d определяет диссипацию, k_x – проекция волнового вектора на ось x . Как видим, данная «среда» характеризуется как частотной, так и пространственной дисперсией, причем последняя носит специфический характер.

Рассматривается движение точечного заряда с постоянной скоростью V вдоль оси z , т.е. перпендикулярно проводам. Поиск создаваемых в данном случае электромагнитных полей осуществляется при помощи применения преобразования Фурье к исходным уравнениям Максвелла. В результате выражения для компонент поля представляются в виде четырехкратных интегралов от их Фурье-образов. Основные результаты проведенного анализа этих интегралов состоят в следующем.

Для компоненты E_x было получено точное выражение. Оказалось, что на больших расстояниях от заряда она экспоненциально убывает как с ростом $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, так и с ростом $\zeta = z - Vt$, и поэтому не входит в поле излучения. Каждая из двух других компонент электрического поля состоит из трех слагаемых, два из которых также убывают экспоненциально с расстоянием, а третье представляет собой распространяющуюся волну. Выражения для этих (волновых) составляющих имеют вид:

$$E_{yW} = -2\beta q \frac{y(\zeta + \beta|x|)}{\xi^4} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2c^2} \xi^2 K_2 \left(\frac{\omega_p}{c} \xi \right) \right), \quad (2)$$

$$E_{zW} = -\frac{\beta q}{c^2} \left(\frac{c^2 (y^2 - (\zeta + \beta|x|)^2)}{\xi^4} + \frac{(\zeta + \beta|x|)^2 \omega_p^2}{\xi^2} K_2 \left(\frac{\omega_p}{c} \xi \right) - \frac{\omega_p c}{\xi} K_1 \left(\frac{\omega_p}{c} \xi \right) \right), \quad (3)$$

где $\xi^2 = y^2 + (\zeta + \beta|x|)^2$, $K_\nu(x)$ — модифицированная функция Бесселя второго рода. Для магнитного поля аналогичный «волновой» вклад будет содержать только компонента H_{zW} , причем $H_{zW} = \beta E_{yW} \operatorname{sgn} x$.

Поведение компонент поля вблизи линий $\zeta + \beta|x| = 0$, лежащих в плоскости $y = 0$, можно выяснить, разложив функции $K_\nu(\omega_p \xi / c)$ в ряд (при $\xi \rightarrow 0$):

$$E_{yW} \approx -\frac{\beta q \omega_p^2}{c^2} \frac{y(\zeta + \beta|x|)}{\xi^2}, \quad E_{zW} \approx \frac{\beta q}{c^2} \left(\frac{\omega_p^2 (\zeta + \beta|x|)^2}{2\xi^2} + \frac{\omega_p^2}{2} \ln \frac{\omega_p \xi}{c} + \frac{\omega_p^2}{4} (2C - 1) \right), \quad (4)$$

где C — константа Эйлера. Как видим, поле излучения сконцентрировано в малой окрестности указанных линий, причем компонента E_{zW} имеет слабую логарифмическую особенность, а E_{yW} на этих линиях обращается в ноль. Величина поля излучения не изменяется при смещении точки наблюдения вдоль этих линий. Излучение существует при любой скорости заряда. Отметим, что физический смысл этих результатов может быть прояснен с помощью анализа дисперсионного уравнения.

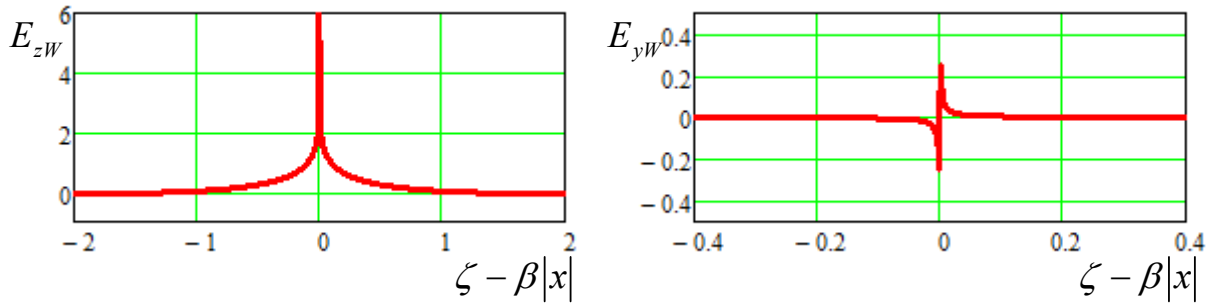


Рисунок 1

На рисунке 1 изображено поведение компонент поля E_{zW} (слева) и E_{yW} (справа) вблизи выделенных линий на некотором расстоянии вдоль x от оси движения заряда. Значения для компоненты поля E_{zW} взяты при $y = 0$, а E_{yW} при некотором малом расстоянии от плоскости $y = 0$, т.к. на ней она обращается в ноль. Расстояния даны в единицах c/ω_p , напряженность поля в единицах $q\omega_p^2/c^2$.

Был проведен также анализ излучения пучков конечного размера. При этом

приведенные выше результаты использовались в качестве функции Грина. Были рассмотрены пучки с пренебрежимо малым поперечным размером при гауссовом или постоянном распределении заряда по длине пучка.

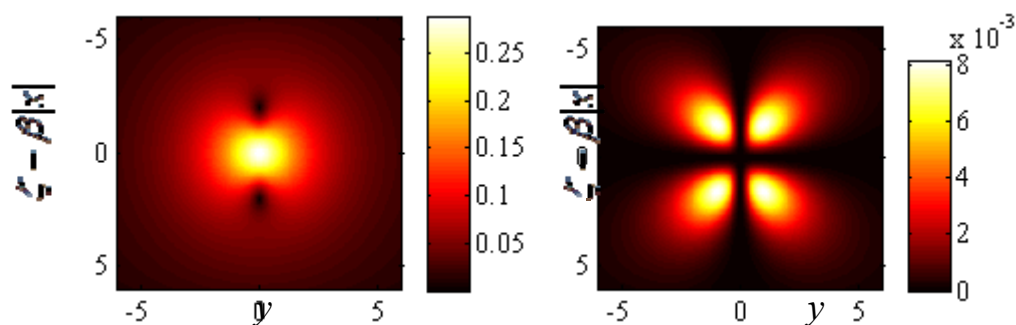


Рисунок 2

Слева на рисунке 2 изображено полное поле $E_W = \sqrt{E_{yW}^2 + E_{zW}^2}$, создаваемое пучком гауссовой формы с распределением заряда $\sim \exp(-\zeta^2/(2\sigma^2))$ с характерным размером $\sigma = c/\omega_p$. Справа изображен модуль вектора потока энергии в некоторой плоскости $x = \text{const}$. Расстояния приведены в единицах c/ω_p , напряженность поля в единицах $q\omega_p^2/c^2$, поток энергии в единицах $q^2\omega_p^4/c^3$. Из рисунка 2 видно, что по расположению пиков интенсивностей создаваемого поля можно судить о размерах пучков и об их скорости.

В заключение отметим, что рассматривался также и случай движения заряда вдоль проводов. При этом излучение возможно, если у проводников имеется непроводящая оболочка. Было отмечено, в частности, что в такой ситуации излучение обычно направлено под относительно малыми углами к скорости движения частицы.

Руководитель: А. В. Тюхтин, д. ф.-м. н., профессор, СПбГУ

Литература

1. Demetriadou A., Pendry J. B., *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 295222 (2008).
2. Belov P. A., Tretyakov S. A., Viitanen A. J., *J. Electromagn. Waves Appl.*, **16**, 1153 (2002).
3. Tyukhtin A.V., Doilnitsina E. G., *J. Phys. D: Applied Physics*, **44**, 265401 (2011).

КОЛЕБАНИЯ ТОНКОСТЕННОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ ПРИ СОСРЕДОТОЧЕННОМ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Аспирант: К.В. Грешневиков (2 год, кафедра радиофизики, СПбГПУ)

Акустические колебания используются, в том числе, в системах интроскопии, которые по изменению акустического импульса в результате его прохождения или отражения от обследуемой структуры выявляют особенности строения её скрытых, глубинных слоёв.

Одним из применений такой системы является создание специального зондирующего комплекса для неразрушающего контроля качества постройки и мониторинга состояния обсадных колонн (труб) нефте- и газодобывающих скважин подводного бурения. В связи с большими экологическими и финансовыми рисками, связанными с возможными неудачами при постройке и эксплуатации таких скважин, ведущие российские и зарубежные компании, имеющие отношение к добыче энергоресурсов, такие как FMC Technologies, StatoilHydro, Schlumberger и др., достаточно заинтересованы в подобной разработке.

Круг задач, которые должны быть решены при проектировании такого устройства, очень широк. Необходимо не только осуществлять дефектоскопию, контролировать постройку и отслеживать состояние скважины заданного строения, но подчас определять и само строение находящейся на большой глубине конструкции (может уменьшаться количество труб, изменяться заполнение промежутков между ними, пропадать или возникать адгезия).

Акустические колебания в протяженной цилиндрической структуре при любом сосредоточенном возбуждении являются сложным волновым процессом, часть энергии которого остаётся в сечении возбуждения или вблизи него, а часть безвозвратно уходит в виде волн, распространяющихся вдоль оси системы. Последний вид колебаний является вредным, т.к., во-первых, он может содержать лишь малую долю информации о структуре, а во-вторых, эти волны покидают зону

обследования, которая на практике неизбежно локализована в пределах относительно небольшого удаления от места возбуждения.

Количество концентрических труб, из которых состоит скважина, достигает пяти, но подавляющая часть “убегающих” волн, по-видимому, приходится на внутреннюю трубу, т.к. в именно ней создаётся акустический удар. Первая труба, в некотором смысле, является фильтром, определяющим спектр частот колебаний, проходящих в более глубокие слои исследуемой структуры, поэтому крайне важно исследовать структуру распространяющихся в ней колебаний и волн.

Продольные и поперечные волны в изотропном твердом теле описываются уравнением:

$$V^2 \text{graddiv} \vec{U} - C^2 \text{rotrot} \vec{U} + \omega^2 \vec{U} = \vec{f}_{cm}, \quad (1)$$

где U – комплексный вектор деформации, V , C – скорости распространения, соответственно, продольных и поперечных акустических волн в среде, ω – частота, $\vec{f}_{cm} = \vec{e}_\rho F_\rho \delta(z) \delta(\rho - R)$ – сторонняя сила, возбуждающая кольцо (сечение) трубы в точке $z = 0$, где F_ρ – внешнее воздействие. $[F_\rho] = \text{Па/м}$, z , ρ – соответственно, цилиндрические координаты положения на оси системы и удаления от неё (от угла φ зависимости нет, т.к. система и возбуждение предполагаются осесимметричными); \vec{e}_ρ , \vec{e}_z – единичные орты.

В предположении малости амплитуды колебаний система является линейной, и, решение можно искать в виде $\vec{U} = u_\rho(\rho, z) \vec{e}_\rho + u_z(\rho, z) \vec{e}_z$. Векторное уравнение преобразуется в систему скалярных уравнений, выполняется преобразование Фурье по координате z . Общее решение векторного уравнения (1) (системы скалярных уравнений для функций \bar{u}_ρ и \bar{u}_z) может быть представлено в виде:

$$\bar{u}_\rho(\rho, \nu) = A_1 J_1(\gamma_1 \rho) + A_2 H_1^{(2)}(\gamma_1 \rho) + A_3 J_1(\gamma_2 \rho) + A_4 H_1^{(2)}(\gamma_2 \rho),$$

$$\bar{u}_z(\rho, \nu) = B_1 J_0(\gamma_1 \rho) + B_2 H_0^{(2)}(\gamma_1 \rho) + B_3 J_0(\gamma_2 \rho) + B_4 H_0^{(2)}(\gamma_2 \rho), \quad \gamma_{1,2} = \sqrt{k_{1,2}^2 - \nu^2},$$

где $k_1 = \omega/V$, $k_2 = \omega/C$ – волновые числа для продольных и поперечных волн соответственно, ν – постоянная распространения вдоль z . Поскольку \bar{u}_ρ и \bar{u}_z описывают единый волновой процесс, коэффициенты B_i и A_i однозначно связаны в соответствии с граничными условиями для тензора напряжений в конкретной

структуре. В данном случае это цилиндрическая оболочка – тонкий объём твёрдого материала, ограниченный двумя соосными цилиндрическими поверхностями разных радиусов R_1 и R_2 , $R_1 < R_2$. Остальные объёмы в данной задаче считаются близкой по своим акустическим свойствам к вакууму (вакуум, воздух, любой газ).

Условия на границе “металл-вакуум” таковы:

$$\sigma_{\rho\rho}(R_1) = 0; \sigma_{\rho z}(R_1) = 0; \sigma_{\rho\rho}(R_2) = 0; \sigma_{\rho z}(R_2) = 0. \quad (2)$$

Выражения для компонент тензора напряжений σ в цилиндрической системе координат даны в [3, стр. 265, (4)]. Полученная с использованием этих выражений и условий на границах (2) система из четырёх уравнений может быть решена, а из условия равенства нулю определителя системы получается дисперсионное уравнение, задающее связь фазовой скорости $V_\phi = \omega/\nu$ распространения волнового процесса вдоль координаты z с частотой колебаний ω , а также с параметрами структуры V, C, R_1, R_2 (скоростями звука и радиусами).

В общем случае дисперсионное уравнение содержит цилиндрические функции, однако в предположении тонкости оболочки ($R_1 = R, R_2 = R + h, h \ll R_1, R_2$) выкладки существенно упрощаются. Выражения для компонент тензора σ на внешней границе (соответствующей радиусу $R_2 = R + h$) могут быть разложены в ряд Тейлора до 1-го члена по малому параметру h в окрестности точки R , и граничные условия (2) преобразуются к виду:

$$\sigma_{\rho\rho}(R) = 0; \sigma_{\rho z}(R) = 0; \left. \frac{\partial \sigma_{\rho\rho}}{\partial \rho} \right|_{\rho=R} = 0; \left. \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial \rho} \right|_{\rho=R} = 0. \quad (3)$$

Дисперсионное уравнение в этом случае приобретает следующий вид:

$$4\nu^2[k_2^2 + (k_2^2 - k_1^2)(R^2 k_2^2 - 4)] - k_2^2[k_2^2(R^2 k_2^2 - 4) + 4k_1^2] = 0. \quad (4)$$

Решение дисперсионного уравнения может быть выражено в элементарных функциях:

$$V_\phi(f) = C \sqrt{\frac{V^2 C^2 + (V^2 - C^2)(4\pi^2 R^2 f^2 - 4C^2)}{\pi^2 R^2 f^2 V^2 - C^2(V^2 - C^2)}}, \quad (5)$$

а для поперечных колебаний оболочки при “кольцевом” возбуждении f_{ct} получается решение

$$u_{\rho}(z, f) = \frac{i \cdot F_{\rho} R^2 k \left(1 - 2 \frac{C^2}{V^2}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{ika}{2b}|z|\right)}{4C^2 \rho_0 h a b^3}, \quad (6)$$

где $a = \sqrt{k^2 R^2 - 4(1 - C^2/V^2)}$, $b = \sqrt{(1 - C^2/V^2)(k^2 R^2 - 4) + 1}$, $k = (1 - i \cdot \eta)\omega/C$ (см. рис.1, 2); η характеризует малые потери, которые считаются пропорциональными скоростям V и C .

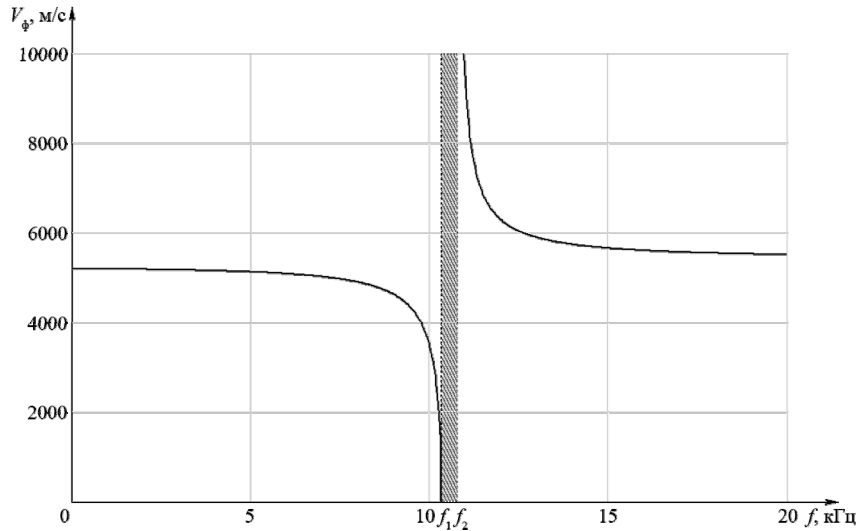


Рис.1. Зависимость $V_{\phi}(f)$ для трубы ($R = 0,08$ м) из углеродистой стали ($\rho = 7800$ кг/м³, $V = 5920$ м/с, $C = 3240$ м/с). Особенности в точках $f_1 = 10,34$, $f_2 = 10,79$ кГц; $\Delta f_3 = f_2 - f_1 = 450$ Гц.

Поскольку в любом веществе выполняется неравенство $V > C\sqrt{2}$ ([2], стр. 131), можно получить, что всегда выполняется и неравенство $f_1 = \frac{C}{2\pi R} \sqrt{\frac{3V^2 - 4C^2}{V^2 - C^2}} < f_2 = \frac{C}{\pi R V} \sqrt{V^2 - C^2}$; f_1 , f_2 – частоты, на которых в ноль обращаются, соответственно, числитель и знаменатель (5). Очевидно, что $V_{\phi}(f) = \omega/v$ в диапазоне (f_1, f_2) оказывается чисто мнимым. Это соответствует волнам, не распространяющимся вдоль оси системы. Т.о., (f_1, f_2) является некой “запрещённой полосой”, отмеченной штриховкой на рис. 1. Описание этого эффекта в литературе авторами данной работы найдено не было; также он был рассмотрен в [4].

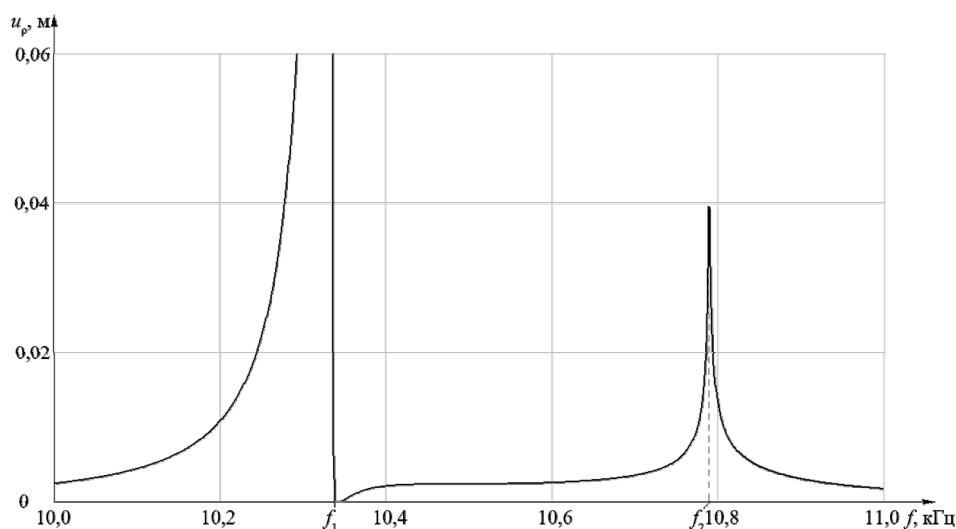


Рис.2. Зависимость $u(f)$ на удалении $z = 0,1$ м для той же трубы; $h = 1$ мм, $F_p = 10^6$ Па/м, $\eta = 10^{-4}$.

Исследуя цилиндрическую систему на частотах “запрещённой полосы”, можно рассчитывать, что значительная доля энергии возбуждаемых колебаний идёт на сбор полезной информации о структуре и остаётся локализованной в окрестности возбуждения.

Руководители: А.С. Черепанов, д.ф-м.н., проф., СПбГПУ
Г.П. Жабко, ст.преп., СПбГПУ

Литература

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн // М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1979. 384 стр., с илл.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости // М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1965. 204 стр., с илл.
3. Грей Э., Мэтьюз Г.Б. Функции Бесселя и их приложения к физике и механике, изд-е 2-е, пер. со второго англ. изд-я С.Я.Коган // М.: Изд-во иностр. литературы, 1953. 372 стр., с илл.
4. Грешневиков К.В., Жабко Г.П. Исследование акустических волн в протяженной осесимметричной цилиндрической структуре // СПбГПУ. Сборник "Научные исследования и инновационная деятельность", выпуск 2011 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОПЛЕРОВСКИХ СПЕКТРОВ КВ СИГНАЛОВ

Студент: С.А. Долгачева (6 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Работа посвящена экспериментальному исследованию спектральных свойств сигналов декаметрового диапазона волн, распространяющихся на трассе Москва-Петергоф с целью определения модовой структуры и флуктуационных характеристик сигналов в зависимости от их несущей частоты.

В эксперименте используются непрерывные сигналы службы РВМ (Москва), принимаемые антенной, расположенной на крыше здания НИИФ. С антенны сигнал поступает на входы КВ-приёмников с цифровой настройкой РПУ-Катран (рис.1). Приёмники настроены на три разные частоты: 4,996 МГц, 9,996 МГц и 14,996 МГц. С выхода тракта промежуточной частоты приёмников (215 КГц) сигнал поступает на аналогово-цифровой преобразователь Lcard-783. Для решения задачи исследования флуктуаций сигнала необходимо выделять доплеровские отклонения несущей частоты, которые могут составлять доли Герц, поэтому синхронизация приёмников и АЦП производится высокостабильным генератором. Частота дискретизации составляет 800 Гц.

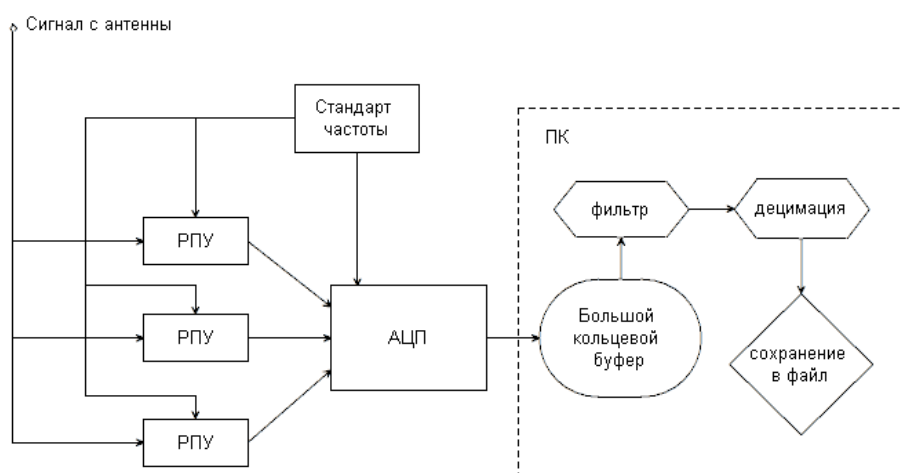


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки

Для уменьшения объема записываемой информации производится децимация сигналов с предшествующей фильтрацией, реализованная в режиме реального времени. При этом частота дискретизации понижается в 25 раз и становится равной 32 Гц, а спектр исследуемого сигнала располагается вокруг частоты 8 Гц.

Прореженные отсчеты сигналов сохраняются в бинарный файл. Записывается время начала записи и её длительность (10 минут), по столбцам частоты каждого канала, под ними оцифрованные сигналы. В названии файла указывается дата записи.

Окончательная обработка полученных экспериментальных данных производится в среде MatLab, в которой программно реализован цифровой квадратурный детектор. Спектры сигналов строятся с помощью метода Уэлча. На полученных спектрах наблюдается разделение сигнала на моды с различными доплеровскими смещениями частоты. Динамика спектра хорошо прослеживается на спектрограммах.

На рисунках в качестве примера приведены спектры сигналов, соответствующие трем используемым несущим частотам, записанные для двух временных интервалов: с 17⁰⁰ до 17¹⁰ часов (рис. 2) и с 18³⁰ до 18⁴⁰ (рис. 3). Первый сигнал (4,996 МГц, рис.2, слева) во время прохождения трассы разделился на три моды, доплеровские отклонения частот которых составили 0,04 Гц, -0,3 Гц и -0,54 Гц. Ширина спектра каждой моды порядка 0,1 Гц каждая. Если посмотреть на спектр этого сигнала через полтора часа (рис.3, слева), то заметно, что доплеровские смещения мод изменились, стали 0,02 Гц, -0,08 Гц, -0,15 Гц. В спектре появились дополнительные узкие линии и, возможно, четвёртая мода со смещением частоты на 0,08 Гц. За счёт новых линий несущественно изменилась ширина спектра мод. Второй сигнал, с несущей частотой 9,996 МГц, имеет четыре моды с доплеровским смещением частот 1,6 Гц, 1,4 Гц, 1,25 Гц и 0,86 Гц. Ширина спектра каждой моды порядка 0,05 Гц, 0,15 Гц, 0,1 Гц и 0,08 Гц соответственно. Через полтора часа можно выделить только две моды со смещениями частоты на 1,8 Гц и 1,5 Гц и шириной спектра каждой моды 0,15 Гц и 0,08 Гц соответственно.

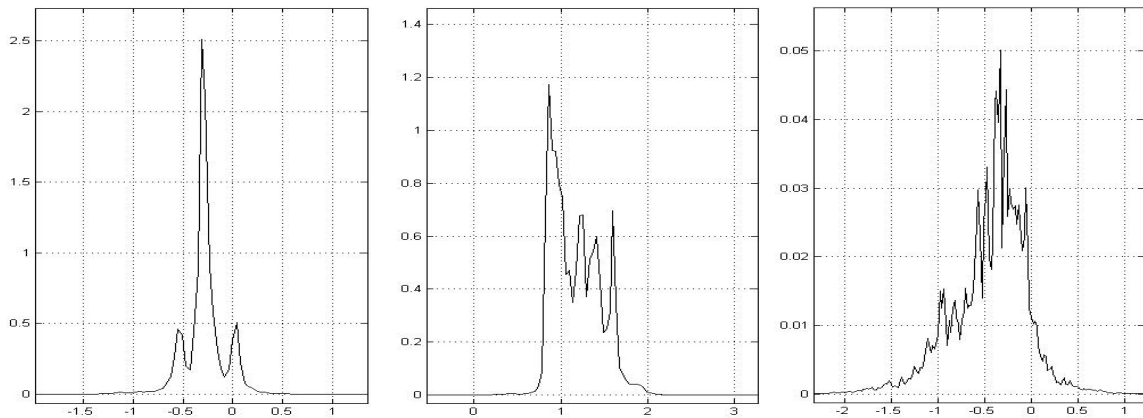


Рис.2. Спектры сигналов с 17⁰⁰ по 17¹⁰ часов.

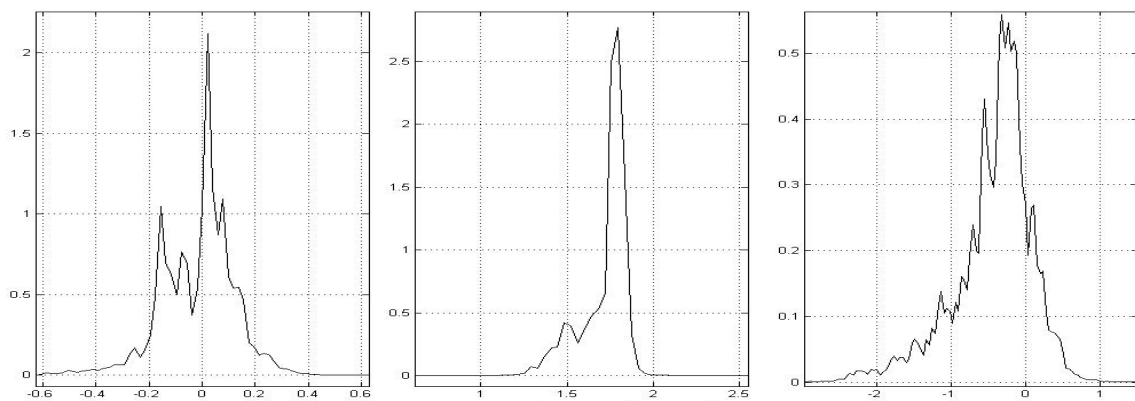


Рис.3. Спектры сигналов с 18³⁰ по 18⁴⁰ часов.

Спектр сигнала с несущей частотой 14,996 МГц (справа) широкий и относительно более зашумленный. Самый высокий пик имеет отклонение в -0,3 Гц. Через полтора часа спектр более гладкий и можно выделить две моды со смещением и шириной спектра: -0,03 Гц и 0,1 Гц, -0,55 Гц и 0,3 Гц соответственно.

В работе описан созданный измерительно-регистрационный комплекс и проведены предварительные измерения структуры и динамики спектров КВ-сигналов при наклонном распространении с различными несущими частотами. В дальнейшем на основе созданного комплекса предполагается проведение систематических измерений с целью исследования флуктуационных характеристик сигналов и сопоставления результатов с имеющимися модельными расчетами.

Руководители: В.Э. Герм, к.ф.м.н., доцент СПбГУ, Н.Ю. Заалов, PhD, СПбГУ.

РАДИОПРИЕМНИК ЭТАЛОННЫХ ЧАСТОТ

Студент: К.В. Елфимова (4 курс, кафедра радиопизики и электроники, СыктГУ)

Частота является важнейшей характеристикой электромагнитного поля и переменного тока, а измерение частоты – одна из основных задач, решаемых в радиотехнике. Для поверки, аттестации и калибровки других радиоизмерительных приборов необходимы приборы по измерению частоты электромагнитного поля и переменного тока в определенных точках частотного диапазона.

Цель данной работы состоит в создании приемника, принимающего сигналы эталонных частот, излучаемые радиостанциями ГСВЧ. Была выбрана схема с прямым усилением, в связи с её относительной простотой реализации и наличия радиокомпонентов. На европейской части России возможен прием ГСВЧ станции, работающей, например, на частоте 66,(6) кГц [1].

Все методы измерения периода, частоты и длины волны электромагнитных колебаний основываются на сравнении измеряемой величины с известной (образцовой) величиной, принятой за единицу [1, 2]. Разработка, производство и эксплуатация частотно измерительных приборов требует соответствующего метрологического обеспечения. С точки зрения поверочных работ все виды частотно измерительной аппаратуры можно разделить на две группы: приборы, измеряющие частоту, и приборы, вырабатывающие высокочастотные электромагнитные колебания. Параметры известной величины могут определяться свойствами пассивных элементов или задаваться активными генерирующими устройствами. Эталонная база ГСВЧ РФ состоит из Государственного первичного эталона и группы вторичных эталонов, размещенных в разных городах страны, таких как, Москва, Иркутск, Новосибирск [3]. В Москве излучаемая мощность составляет 10 кВт. На рис. 1 показан графический вид часовой программы работы радиостанции, где от 0 до 50 с. происходит излучение сигнала с амплитудной

модуляцией, затем в течение 2 с передатчик выключен, далее в течение 7 с. – излучаются немодулированные несущие колебания, и в конце 1 с. – электромагнитные излучения с амплитудной модуляцией несущих колебаний с частотой 10 Гц.

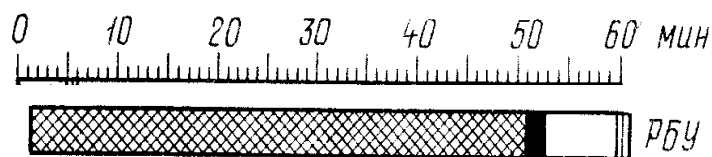


Рис. 1. Графический вид часовой программы работы радиостанции ГСВЧ РФ.

Погрешность воспроизведения размеров единиц времени и частоты с помощью ГЭВЧ составляет около $5 \cdot 10^{-14}$. Все эталоны времен хранения и частоты синхронизованы между собой с высокой степенью точности и обеспечивают единую шкалу координированного атомного времени России [4].

Приемник выполнен по схеме прямого усиления и содержит два каскада усиления радиочастоты (УРЧ) и амплитудный детектор [1]. Прием ведется на магнитную антенну WA1, контур которой L1C1 - C3 настроен на частоту 66,(6) кГц. Первый каскад УРЧ выполнен на полевом транзисторе VT1 (рис.2).

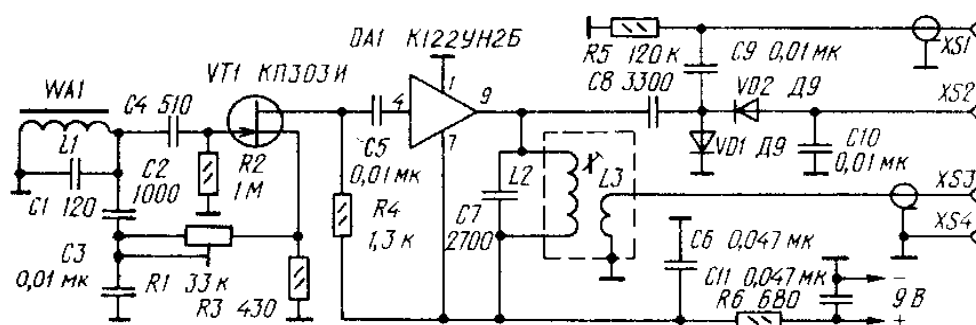


Рис. 2. Принципиальная схема приёмника эталонной частоты.

Высокое входное сопротивление каскада позволяет подключить затвор транзистора ко всему контуру магнитной антенны и обойтись без катушки связи, что даёт возможность повысить коэффициент передачи входной цепи. Еще большего увеличения коэффициента передачи и селективности входной цепи удастся добиться введением умножителя добротности. С этой целью часть

усиленного сигнала из цепи истока транзистора VT1 через подстроечный резистор R1 подается на отвод емкостной ветви контура C2-C3, т. е. реализуется положительная обратная связь (ПОС), частично компенсирующая потери сигнала во входном контуре и в цепи подключенного к нему транзистора. Глубина ПОС регулируется подстроечным резистором R1. Второй каскад УРЧ выполнен на микросхеме DA1, представляющей собой каскадный усилитель на биполярных транзисторах. К его выходу подключен контур L2-C7, настроенный на частоту 66,6 кГц. Выходной сигнал эталонной частоты можно снять с гнезда XS1 (высокоомный выход) или XS3 (низкоомный выход). К контуру L2-C7 подключен также амплитудный детектор, собранный по схеме с удвоением напряжения на диодах VD1, VD2. Для слухового контроля передачи к гнездам XS2 и XS4 могут быть подключены телефоны (обязательно высокоомные), а для контроля уровня сигнала – милливольтметр постоянного тока. Питаться приемник может от любого источника напряжением 9...12 В, потребляемый им ток -5 мА [1].

Руководитель: А.М. Николаев, ведущий инженер кафедры радиофизики и
электроники СыктГУ.

Литература

1. В. Поляков. Приемник эталонной частоты. Как проверить точность цифровых приборов. – Радио, 1988, №5.
2. Головин О. В. Радиоприемные устройства. Учебник для техников. – М.: Высшая школа, 1997. – 384 с.
3. Эталонные сигналы частоты и времени. – М., Издательство стандартов. Бюллетень В-05. 1982.
4. Краснов Ю., Пушкин С. Служба времени и частоты в СССР. – Радио, 1983, №2.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ФЛУКТУАЦИЙ ТРАНСИОНОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ

Студент: А.С. Жеребчиков (5 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Высокоширотная ионосфера является высоко структурированной на масштабах начиная от сотен километров до нескольких сантиметров и чрезвычайно динамичной. Во время сильных солнечных и магнитосферных возмущений кроме изменения макроструктуры ионосферы образуется спектр неоднородностей плотности на всех масштабах. Распространение через такую среду приводит к сильной деградации сигнала: потери когерентности, увеличению поглощения, дифракции и рассеянию на неоднородностях.

Данная работа посвящена исследованию флуктуаций амплитуды и фазы транссионосферного сигнала в полярной ионосфере и вычислению их спектральных оценок. Исследование трехмерных пространственных спектров неоднородностей имеет важное значение при изучении процессов, формирующих неоднородную структуру высокоширотной ионосферы. Это необходимо как для экспериментальной проверки механизмов образования неоднородностей, так и для решения практических вопросов повышения надежности ионосферных и транссионосферных каналов связи.

В работе анализируются данные, предоставленные Лабораторией Радиосистем университета г.Лэстера, Великобритания, полученные со станции Алерт ($82^{\circ}29'56.48''$ с. ш. $62^{\circ}21'08.78''$ з. д.) за декабрь 2010 года. Измерения проводились с использованием GPS Ionospheric Scintillation/TEC Monitor (GISTM) [3], модели GSV4004B. GSV4004B состоит из L1/L2 GPS антенны (модель компании NovAtel 532, 533 или GPS702) и приемника GPS (компании NovAtel EuroPak-3M). Приемник измеряет фазу и амплитуду сигнала (с частотой 50 Гц) для каждого спутника на L1 (1575,42 МГц).

В настоящий момент можно считать надежно установленным тот факт, что спектр флуктуаций относительной электронной концентрации ионосферы имеет

характерный для турбулентных явлений обратный степенной закон и в простейшем случае изотропных неоднородностей может быть задан выражением вида [1]:

$$\Phi_{\xi}(k) \sim \frac{1}{k^p},$$

здесь k – волновой вектор неоднородностей, p – показатель степени модели турбулентности или спектральный индекс, являющийся важной характеристикой ионосферных неоднородностей. Измеряя наклон измеренного спектра можно оценить спектральный индекс ионосферной турбулентности.

Оценки спектра получаются методом Уэлча [2] (методом усредненных модифицированных периодограмм) с использованием окна Хэмминга. Предполагая,

что спектр описывается выражением $\Phi(f) = \frac{T}{f^p}$, где T – параметр

характеризующий «мощность» спектра, в работе вычисляются спектральные индексы p и T . Было замечено, что в высокочастотной части, начиная с частоты приблизительно 2 Гц, спектр сильно зашумлен и не несет полезной информации, представляя собой, фактически, белый шум с равномерным спектром. Поэтому разумно обрезать высокие частоты и проредить сигнал. Типичный вид спектра после прореживания (в 10 раз) изображен на рис.1 в логарифмическом масштабе. Верхняя кривая соответствует спектру фазы, а нижняя – спектру амплитуды. Обработка достаточного количества данных показала, что флуктуации амплитуды слишком малы, сравнимы с уровнем шума, поэтому их анализ не проводился.

Для минутных спектров (спектры, посчитанные на интервале 1 минута) была проведена статистическая обработка параметров p и T , были получены их средние значения за сутки для каждого спутника и построены гистограммы распределения.

Вычисленные среднее значение спектрального индекса p изменяется в пределах от 1,65...1,8 (16, 17, 19, 21 декабря) до 1,9...2,0 (13 и 14 декабря). Однако даже для случая значения спектрального индекса $p = 2$, соответствующее значение спектрального индекса трехмерного спектра флуктуаций электронной концентрации получается равным $p + 1 = 3$, что кажется меньше обычно используемых значений 3,5...4.

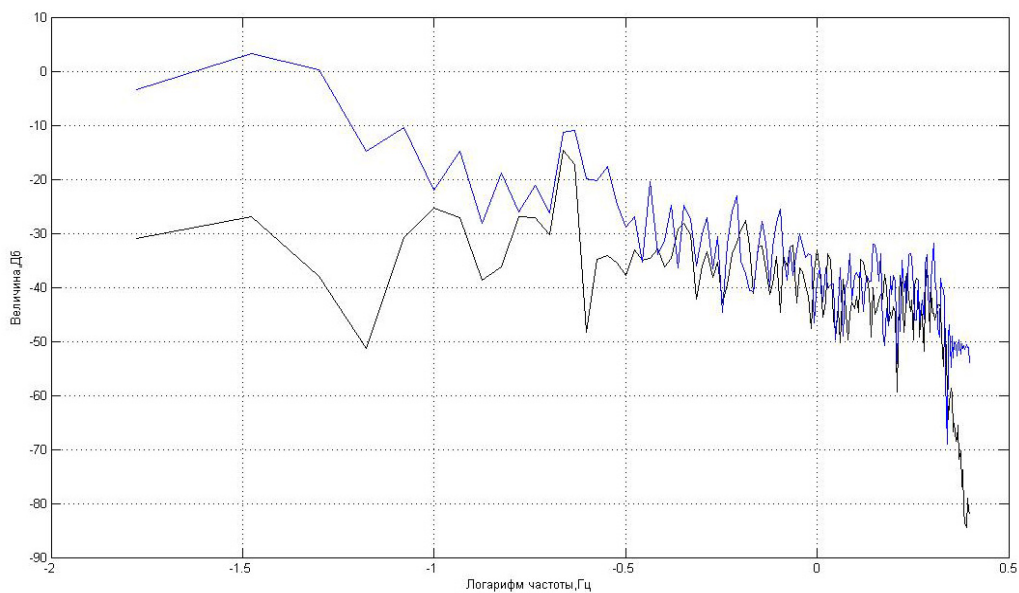


Рис.1. Спектр фазы и амплитуды

Возможно, что такие заниженные оценки спектрального индекса получаются из-за малости частотного интервала для оценивания параметров спектра (линейной аппроксимации) и не очень большой амплитуды спектральных составляющих по сравнению с уровнем шума. В связи с этим были рассчитаны пятиминутные спектры (т.е. спектры, посчитанные на интервале 5 минут). В этом случае спектры получились менее изрезанные и надежнее аппроксимируются прямой, а величина p в среднем за сутки получается приблизительно 2,7, что ближе к значениям, полученным в других работах [4].

Руководитель: В.Э. Герм, доцент, кандидат физ.-мат. Наук, СПбГУ

Литература

1. Е. Гундзе, Лю Чжаохань. Мерцания радиоволн в ионосфере, *ТИИЭР*, т. 70, № 4, апрель 1982.
2. А.Б. Сергиенко Цифровая обработка сигналов СПб, Питер, 2003 г.
3. A. J. Van Dierendonck, John Klobuchar, Quyen Hua. Ionospheric Scintillation Monitoring Using Commercial Single Frequency C/A Code Receivers.
4. A. W. Wernik, J. A. Secan, and E. J. Fremouw. Ionospheric Irregularities and Scintillation.

СОЕДИНЕНИЯ МИНИМАЛЬНЫХ АВТОНОМНЫХ БЛОКОВ ОБЪЕМНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ СВЧ

Студент: К.О. Иванов (6 курс, СПбГУТ)

Сегодня ОИС находят ограниченное применение в радиотехнике из-за отсутствия схемотехнических и конструкторских решений, а также отсутствия методик их синтеза. Нами предлагается оригинальный способ соединения автономных блоков между собой при создании ОИС.

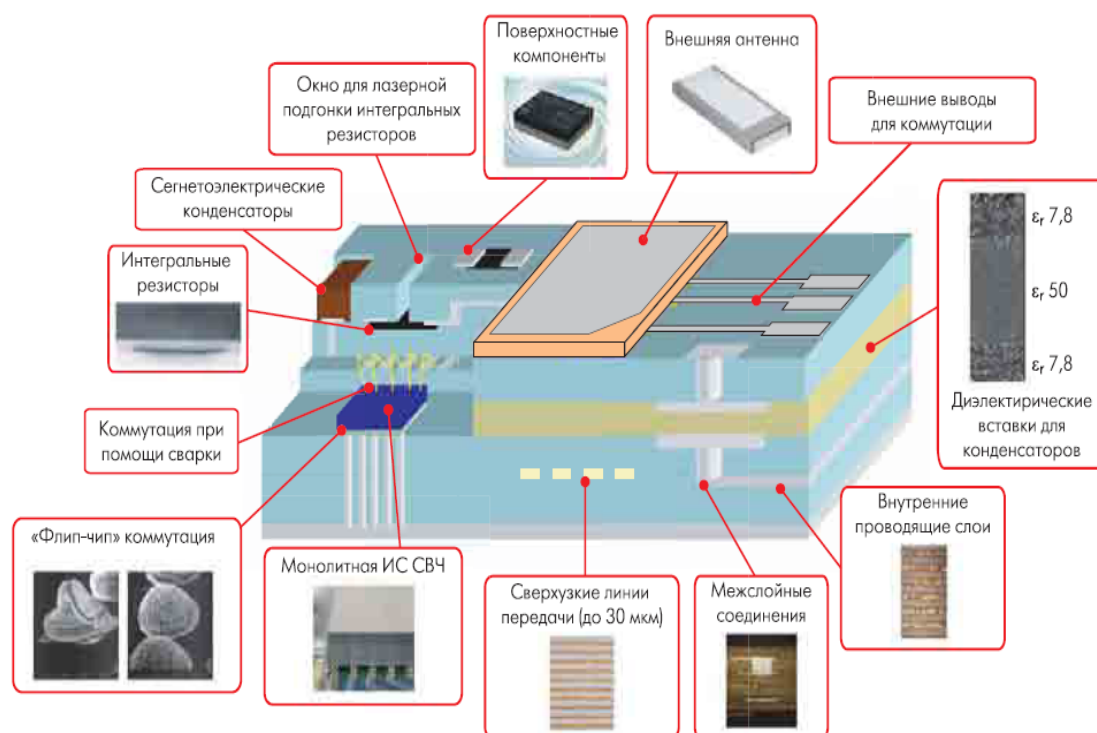


Рисунок 1. Пример объемной интегральной схемы СВЧ диапазона.

На сегодняшний момент МАБ существуют и соединяются между собой стандартными разъемами, которые обладают большими размерами, потерями и достаточно серьезными ограничениями по частоте. Как правило, такие разъемы используют ТЕМ волну, которая обладает определенными характеристиками и топологией, а в самой же ОИС используются линии с квази-ТЕМ волной и другими волнами, чьи топологии отличаются от коаксиальной (в ОИС нашли применение

симметричные полосковые, копланарные, щелевые линии). Если в АБ применяются щелевые, копланарные, полосковые линии, то переход на коаксиальный разъем всегда требует устройств согласования, что также занимает часть самой интегральной схемы и вносит дополнительные потери.

В Лаборатории синтеза СВЧ устройств СПбГУТ мной предложен вариант соединения минимальных автономных блоков, который напоминает «пазлы». Многослойная ОИС состоит из большого числа автономных блоков, которые соединены между собой способом, который изображен на рисунке 2. При этом различные слои соприкасаются между собой контактными площадками, через которые происходит обмен электромагнитной волной.

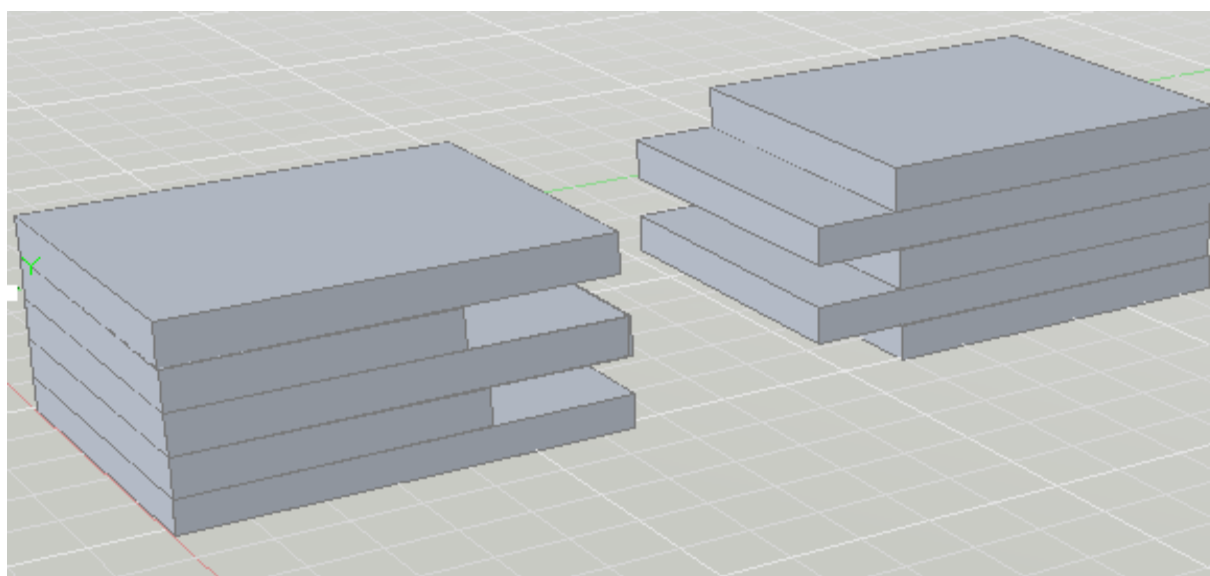


Рисунок 2.

Принцип такого соединения следующий – слои, между которыми происходит коммутация, сдвигаются. При соединении, линии передач накладываются друг на друга, образуя полноценную линию передачи. Эквивалентная схема такого способа коммутации, для щелевой линии представлена на рисунке 3. Можно с уверенностью предположить, что и для копланарного волновода, и для симметричной линии передач эквивалент будет таким же.

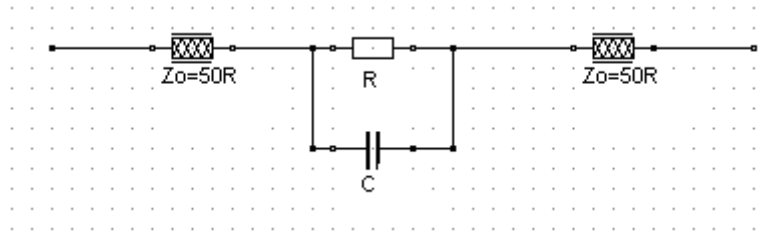


Рисунок 3.

На схеме показаны омическое сопротивление R , которое возникает при наложении проводящих поверхностей щелевой линии и емкость C , появляющаяся из-за зазора между металлом.

Волновое сопротивление определяется по формуле (1).

$$\begin{aligned}
 Z = & 72,62 - 35,19 \lg \varepsilon + 50(d/\omega)(\omega/d - 0,02) \times \\
 & \times (\omega/d - 0,1) + \lg(100 \omega/d)(44,28 - 19,58 \lg \varepsilon) - \\
 & - [0,32 \lg \varepsilon - 0,11 + (\omega/d)(1,07 \lg \varepsilon + 1,44)] \times \\
 & \times [11,4 - 6,07 \lg \varepsilon - 100 d/\lambda_0]^2
 \end{aligned} \quad (1)$$

На основе расчетных данных было произведено макетирование. На рисунке 4 представлен масштабный макет. Работоспособность макета проверена, в настоящий момент минимизируются потери перехода.



Рисунок 3.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать вывод, что данный способ коммутации МАБ может быть предложен, как принцип создания ОИС в целом, а также, что ОИС может представлять собой узел, состоящий из отдельных блоков соединенных таким способом типа «ласточкин хвост», который является более высокочастотным и малогабаритным по сравнению с существующими.

Руководитель: Э.Ю.Седышев, к.т.н., руководитель Лаборатории синтеза СВЧ устройств СПбГУТ, с.н.с., доцент кафедры ЭКП.

Литература

1. Капитанова П.В. «Миниатюрные СВЧ устройства с расширенными функциональными возможностями с применением многослойной керамической технологии». Автореферат. СПб, 2011 г.
2. Бочаров, А. В.. Многослойные ГИС СВЧ: проблемы сопряжения уровней. СПбГУТ, 2010.
3. Бочаров, А. В.. Межуровневая коммутация в ОИС СВЧ. СПбГУТ, 2010.

РАЗМЕРНО-РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН ТОНКИМИ ПЛЕНКАМИ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

Студент: А.А. Канивец (5 курс, кафедра ФТТ, СПбГУ)

Исследование возбуждения ультразвуковых колебаний, возникающих в магнетике при приложении переменного и постоянного подмагничивающего поля, представляет интерес как для практического применения магнестрикционных излучателей высокочастотного ультразвука, так и для получения новой информации о магнитных и магнитоупругих свойствах ферромагнетика – определения магнитной анизотропии, констант динамической магнестрикции, о движениях доменов и доменных границ. Различные механизмы электромагнитного возбуждения ультразвука (индукционный, деформационный, термоупругий, магнитоупругий) и их экспериментальное проявление в проводящих и диэлектрических ферромагнетиках подробно рассмотрены в обзоре [1].

Эксперименты по исследованию эффективности электромагнитного возбуждения продольных и сдвиговых ультразвуковых колебаний проводились нами на установке, блок-схема которой приведена на

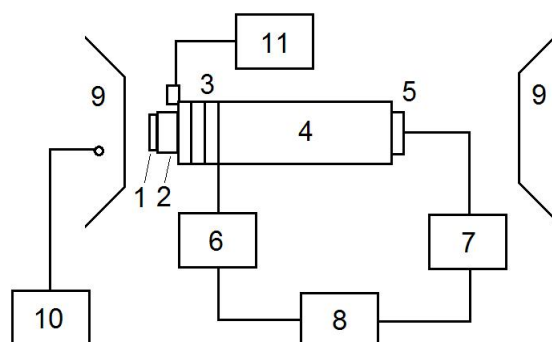


рис. 1 (1- пленка ЖИГ, 2 – подложка ГГГ, 3 – катушка для создания импульса переменного поля, 4 – звукопровод, 5 – пьезопреобразователь, 6 – генератор радиоимпульсов, 7 – приемник, 8 – осциллограф, 9 – электромагнит, 10 – блок питания электромагнита, 11 – измеритель напряженности магнитного поля с холловским датчиком). Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

В качестве объекта исследований выбраны тонкие пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ),

выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) [2]. Плоскость пленки перпендикулярна направлению [111]. Толщина исследуемых пленок варьировалась от 4,5 мкм до 83 мкм. Толщина пластины ГГГ составляла 0,5 мм. Ультразвуковые колебания возбуждались на частоте 16 и 36 МГц. Длина продольной звуковой волны на частоте 36 МГц равна 200 мкм, сдвиговой – 108 мкм. В экспериментальных результатах и для сдвиговых, и для продольных колебаний на частотах, отличных от резонансных частот

колебаний пленок как целого, наблюдается целый ряд размерно-резонансных эффектов, не находящих объяснения в рамках существующих теоретических представлений.

На рис. 2 приведены полевые зависимости амплитуды A продольных ультразвуковых волн с частотой 36 МГц, возбуждаемых пленками ЖИГ толщиной от 4,5 мкм до 64 мкм. Для тонких пленок до 16 мкм отчетливо наблюдается квазирезонансная зависимость амплитуды колебаний от величины внешнего магнитного поля, приложенного параллельно переменному магнитному полю перпендикулярно плоскости пленки. Уменьшение толщины пленки с 16 мкм до 4,5 мкм приводит к значительному смещению

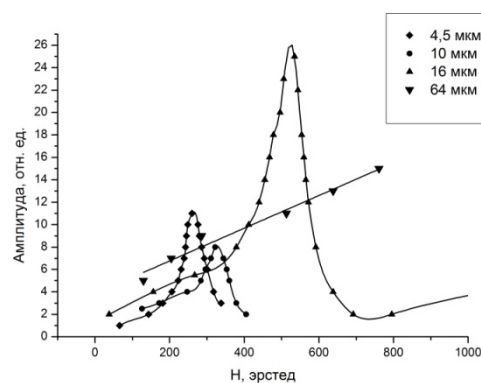


Рис. 2. 36 МГц, продольные колебания

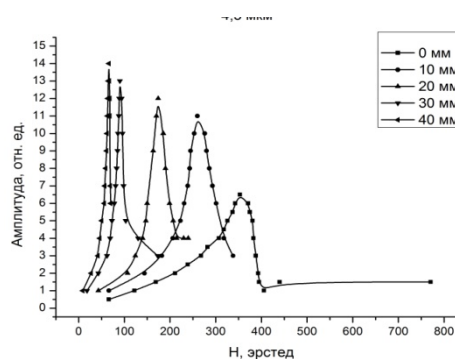


Рис. 3. 36 МГц, продольные колебания, градиент поля

в сторону малых полей значений магнитного поля, соответствующих максимуму амплитуды ультразвуковых колебаний – от 530 Э до 260 Э. В то же время, для толстой пленки (64 мкм) характер полевой зависимости носит монотонный характер и близок к наблюдаемым ранее зависимостям в порошкообразных образцах ЖИГ, магнетита и марганец-цинковой шпинели [3].

На рис. 3 показаны полевые зависимости амплитуды продольных ультразвуковых колебаний частотой 36 МГц, возбуждаемых пленкой толщиной 4,5 мкм при дополнительном наложении магнитного поля, направленном касательно плоскости пленки (за счет смещения образца относительно оси магнита). Из рис. 3 видно, что величина магнитного поля, соответствующая максимуму амплитуды возбуждаемого ультразвука, смещается в сторону меньших полей с увеличением смещения образца.

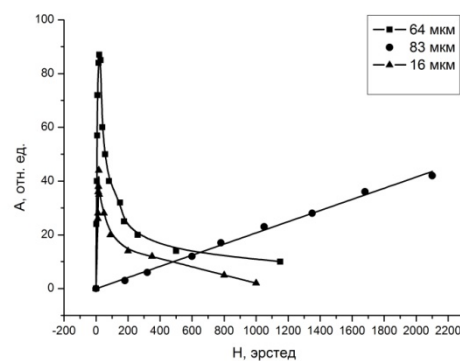


Рис. 4. 16 МГц, поперечные колебания

Рис. 4 иллюстрирует зависимость амплитуды сдвиговых ультразвуковых колебаний на частоте 16 МГц. В поле 18 Э отчетливо проявляется максимум амплитуды колебаний, возбуждаемых пленками 16 и 64 мкм. Для пленки толщиной 83 мкм наблюдается монотонная зависимость $A(H)$.

Особенности в поведении акустомагнитного преобразования тонкими пленками могут быть обусловлены несколькими факторами, в частности, неоднородной структурой внутреннего поля, полем анизотропии, формой и геометрическими размерами пластины ГГГ с нанесенной пленкой ЖИГ, размагничивающим фактором и доменной структурой. Наиболее вероятным фактором, определяющим квазирезонансный характер полевой зависимости эффективности возбуждения ультразвуковых колебаний, является участие в вынужденных колебаниях доменных границ. Этот процесс был предсказан в работе [4] и подтверждается смещением максимума квазирезонансных кривых в область меньших полей и увеличением их добротности при наложении на пленку дополнительного магнитного поля касательно плоскости пленки. Доменная структура и ее эволюция при наложении внешнего магнитного поля касательно плоскости пленок ЖИГ были определены в опытах по вращению плоскости поляризации проходящего через пленку света [5].

Полученные результаты свидетельствуют о высокой эффективности электромагнитного возбуждения высокочастотных ультразвуковых волн продольной и сдвиговой поляризации и о возможности регулирования амплитуды колебаний за счет изменения величины и направления подмагничивающего поля.

Руководитель: В.М. Сарнацкий, к.ф.-м.н, СПбГУ

Литература

1. Бучельников В.Д., Васильев А.Н. Электромагнитное возбуждение ультразвука в ферромагнетиках. // УФН.1992. Т.162. В.3 . С.89 –128.
2. Гласс Х.Л. Ферритовые пленки для СВЧ устройств ТИИЭР. 1988. Т.76. .В.2. С.64 – 72.
3. Sarnatsky V . Ultrasonic transducers on base of thin plates and powder of ferrites //Sensors and actuators, A116, 273 (2004).
4. Туров Е.А.,Луговой А.А. Магнитоупругие колебания доменных границ в ферромагнетиках. // Физика металлов и металловедение.1980. Т. 50. В.5. С.903 – 912.
5. Вашковский А.В., Локк Э.Г., Щеглов В.И. Влияние наведенной одноосной анизотропии на доменную структуру и фазовые переходы пленок железо – иттриевого граната. // Физика твердого тела..1999. Т.41. В.11 . С.2034 – 2041.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ХОЛОДНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Студент: Д.Я. Капштан (7 курс, кафедра радиофизики СПбГУ)

В настоящей работе рассматривается поле точечной частицы с зарядом q , движущейся со скоростью $\vec{v} = \beta c \vec{e}_z$ вдоль главной оси анизотропной гиротропной среды, тензор диэлектрической проницаемости которой имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_2 & 0 \\ i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

В отличие от случая негиротропной среды, в рассматриваемой задаче не равны нулю все компоненты электромагнитного поля. К примеру, для азимутальных компонент в цилиндрических координатах можно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= -\frac{q}{2\beta c^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{s_1(\omega)H_1^{(1)}(s_1(\omega)\rho) - s_2(\omega)H_1^{(1)}(s_2(\omega)\rho)}{\varepsilon_1(\omega)(s_1^2(\omega) - s_2^2(\omega))} \right] \exp\left(i\omega \frac{\zeta}{v}\right) d\omega, \\ H_\varphi &= -iq(2c)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\varepsilon_1(\omega)(s_1^2(\omega) - s_2^2(\omega)) \right]^{-1} \times \\ &\quad \times \left[\begin{aligned} &s_1(\omega)H_1^{(1)}(s_1(\omega)\rho) \left(\omega^2 c^{-2} (\varepsilon_1 \beta^2 - \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) + \varepsilon_1 s_1^2 \right) - \\ &- s_2(\omega)H_1^{(1)}(s_2(\omega)\rho) \left(\frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_1 \beta^2 - \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) + \varepsilon_1 s_2^2 \right) \end{aligned} \right] \exp\left(i\omega \frac{\zeta}{v}\right) d\omega. \end{aligned} \quad (2)$$

Рассмотрим случай холодной плазмы с элементами тензора

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_h^2]}, \quad \varepsilon_2 = \frac{-\omega_p^2 \omega_h}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_h^2]}, \quad \varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\nu}. \quad (3)$$

В частном случае отсутствия диссипации функции $s_1(\omega)$, $s_2(\omega)$ имеют вид

$$s_{1,2}^2(\omega) = -\frac{(1 - \beta^2) \left(\omega^4 + \frac{\omega_h^2 \omega_p^2}{2} - \omega^2 (\omega_p^2 + \omega_h^2) \right) + \beta^2 \omega_p^2 (\omega^2 - \omega_p^2) \pm \beta \omega_h \omega_p^2 \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}}{\beta^2 c^2 (\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_h^2)}.$$

Электромагнитное излучение возбуждается на тех частотах, где $\text{Re } s_i^2 > 0$.

Были проведены аналитическое и численные исследования компонент электромагнитного поля. Аналитическое исследование проводилось для случая непоглощающей среды (хотя некоторые из полученных формул справедливы и при учете поглощения). Анализ функций $s_1(\omega)$, $s_2(\omega)$ позволил выделить частотные диапазоны поля излучения (соответствующие вещественным значениям данных функций). Были получены различные представления, эквивалентные исходным формулам. Одно из них – это интеграл по всей вещественной оси, но содержащий в подынтегральном выражении только одну из двух функций Ханкеля, фигурирующих в (2). В таком представлении возбуждаемые обыкновенные и необыкновенные волны соответствуют спектрам излучения на положительной и отрицательной полуосях. Другое представление – интеграл по полуоси, но содержащий обе функции Ханкеля. Возможно также получить формулы, в которые отдельно входят поле излучения и квазистатическое поле (первое определяется вкладом разрезов, расположенных на вещественной оси). Численный анализ проводился с учетом диссипации в среде. Некоторые типичные графики для полей представлены на рис 1, 2, 3.

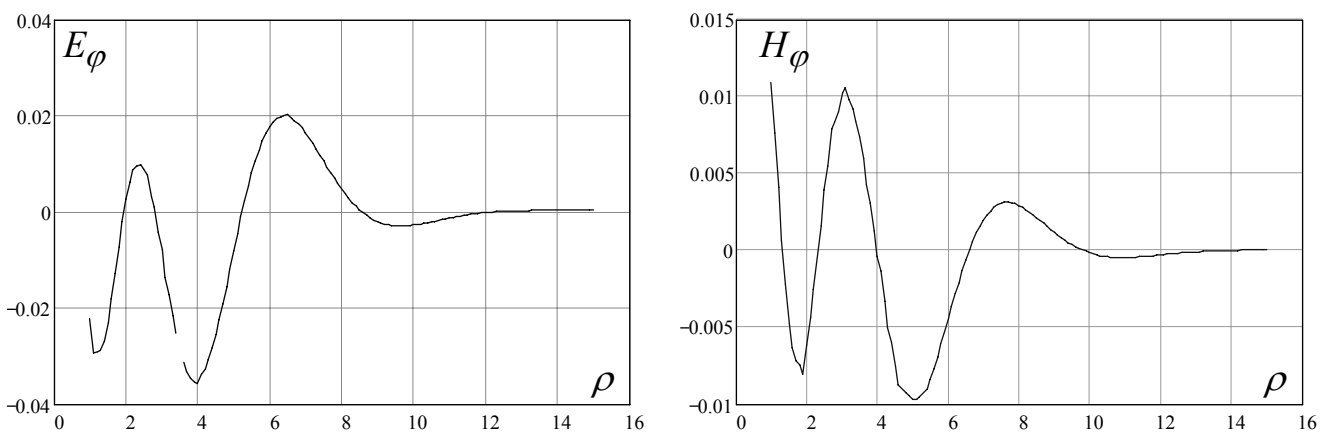


Рис. 1. Компоненты поля E_φ (слева) и H_φ (справа) в единицах $q\omega_p^2 c^{-2}$ в зависимости от ρ при фиксированном $\zeta = z - \mathcal{U} = -100 c\omega_p^{-1}$. Координата ρ приведена в единицах $c\omega_p^{-1}$; $\omega_h = 0,5\omega_p$, $\nu = 0,01\omega_p$, $\nu = 0,9c$.

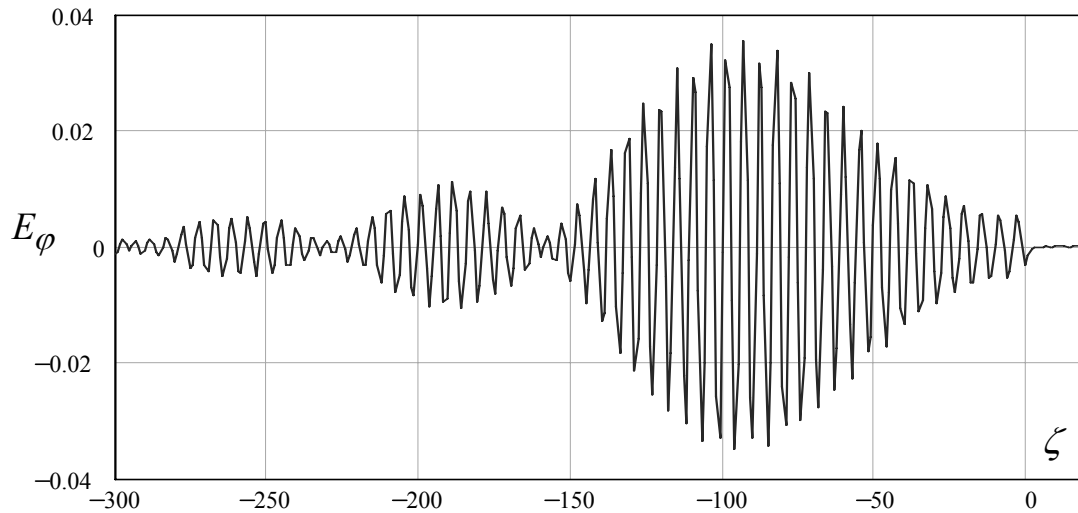


Рис. 2 Компонента поля E_φ (в единицах $q\omega_p^2 c^{-2}$) в зависимости от ζ (в единицах $c\omega_p^{-1}$) для фиксированного $\rho=5c\omega_p^{-1}$ при тех же параметрах.

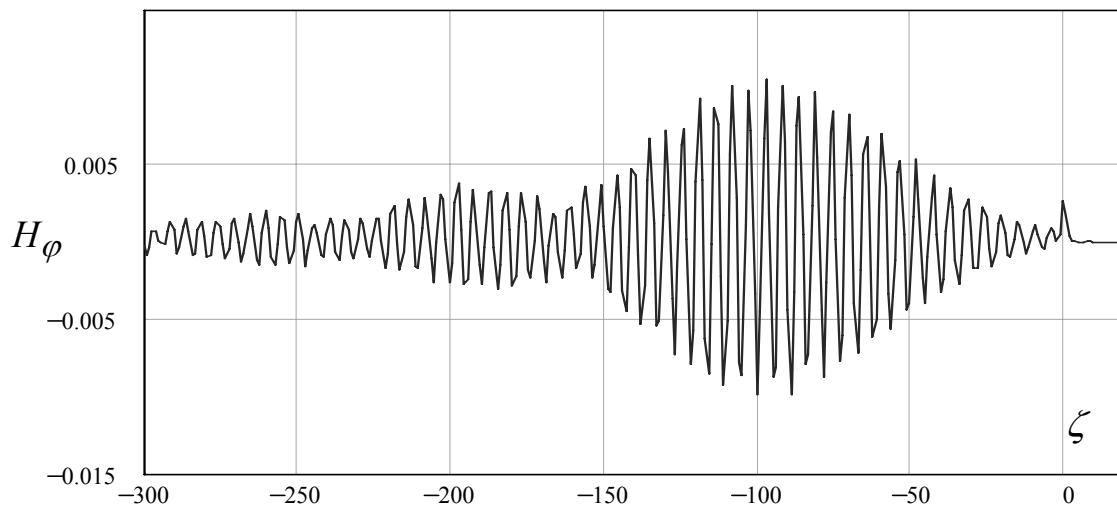


Рис. 3 Компонента поля H_φ (в единицах $q\omega_p^2 c^{-2}$) в зависимости от ζ (в единицах $c\omega_p^{-1}$) для фиксированного $\rho=5c\omega_p^{-1}$ при тех же параметрах.

Руководитель: А.В. Тюхтин, д. ф.-м. н., профессор, СПбГУ.

Литература

1. Tyukhtin A.V., Galyamin S.N. *Physical Review E*, v.77, 066606, p.1–8 (2008).
2. Ситенко А. Г., Коломенский А. А. *ЖЭТФ*, т. 30, вып. 3, с. 511 – 517 (1956).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ВТОРОГО ПОРЯДКА В ПЛЁНКАХ

Студент: М.С. Кирушев (4 курс, кафедра РФиЭ, СыктГУ)

Нелинейные явления в ферритах на СВЧ привлекают большое внимание исследователей [1]. В случае возбуждения нелинейной прецессии намагниченности наблюдается развитие спин-волновых неустойчивостей и это затрудняет проявление других нелинейных процессов, требующих отклонения намагниченности на значительные углы. Единственной возможностью для реализации больших углов прецессии (порядка $10-20^\circ$) является использование ферритовой пленки (пластины), намагниченной перпендикулярно ее плоскости, когда параметрическое возбуждение спиновых волн становится невозможным.

В ряде работ была рассмотрена вынужденная высокоамплитудная прецессия намагниченности [2-3]. В этих работах показано, что переменное поле круговой поляризации может вызывать прецессию положения равновесия вектора намагниченности или прецессию второго порядка, когда постоянное подмагничивающее поле, приложенное перпендикулярно поверхности пленки по величине меньше поля размагничивания. Данное явление заключается в том, что на обычную круговую прецессию намагниченности накладываются медленные колебания конуса угла прецессии [2, 3]. Настоящая работа является продолжением перечисленных работ и в ней моделируются разнообразные динамические режимы намагниченности при изменении амплитуды переменного поля.

Основным уравнением для моделирования динамики намагниченности является уравнение Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта [1-3]. В качестве внутренних полей пленки, как и в работах [2-3] в уравнении учитываются лишь поля размагничивания. Внешнее постоянное поле H_0 было приложено вдоль оси x , переменное поле круговой поляризации было

перпендикулярно постоянному полю.

Уравнение Ландау-Лифшица решалось численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Рассматривалось развитие во времени вынужденных колебаний компонент единичного вектора намагниченности m_x , m_y , m_z , после чего строились прецессионные портреты. Было выявлено, что по мере увеличения амплитуды переменного поля h_0 наблюдаются последовательно сменяющие друг друга пять принципиально различных режимов прецессии.

Результаты расчетов иллюстрируются рис. 1-3, где показаны некоторые из выявленных режимов прецессии. При построении рис. 1-3 использовались параметры материала типичные для тербиевого феррита-граната: $4\pi M_0 = 280$ Э, $\alpha = 1,2$. Постоянное поле, обеспечивающие условия ориентационного перехода, когда равновесное направление вектора намагниченности отклоняется от направления перпендикулярного к плоскости пленки, равнялось $H_0 = 260$ Э. Амплитуда переменного поля круговой поляризации h_0 менялась от 0 до 35 Э, его частота равнялась $F = 100$ МГц. Сплошными линиями на рис. 1-3а показаны зависимости m_x от времени, пунктиром - зависимости m_y от времени.

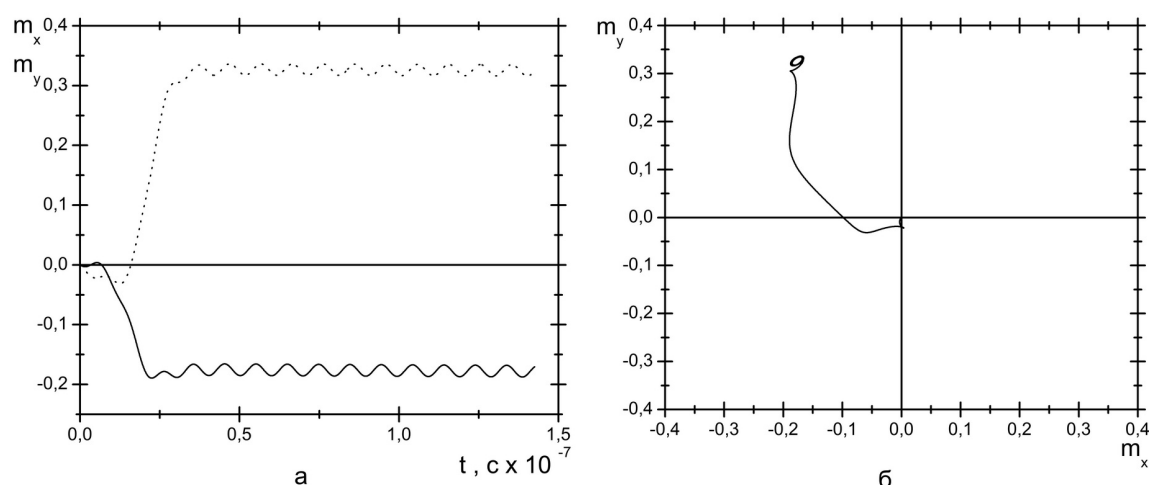


Рис 1. Режим № 1 – малоамплитудная круговая прецессия.

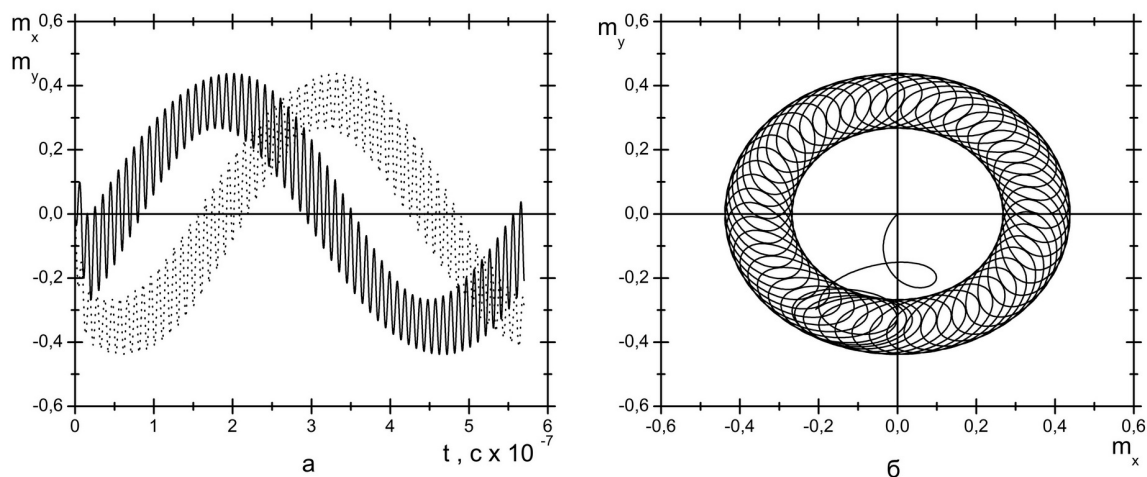


Рис 2. Режим № 2 – прецессия положения равновесия без охвата центра.

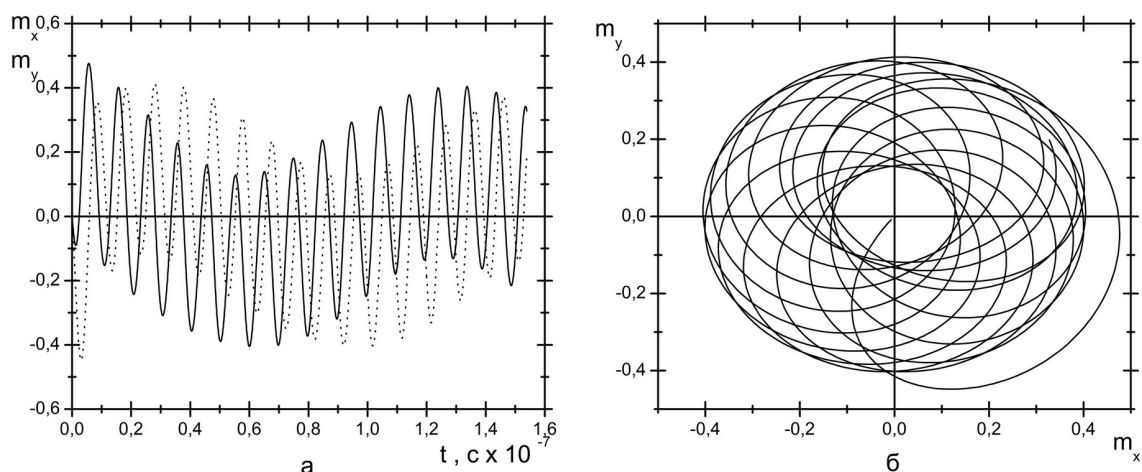


Рис 3. Режим № 3 – прецессия положения равновесия с охватом центра

Научный руководитель: В.С. Власов - доцент кафедры радиофизики и электроники,
СыктГУ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-02-01327 а).

Литература

1. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. 461 с.
2. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 2011. Т.56. № 1. С.84-96.
3. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 2011. Т.56. № 6. С. 719-732.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ТРАНСИИОНОСФЕРНЫМ ДАННЫМ

Студент: Р.Н. Корсиков (5 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Работа посвящена изучению возникновения и поведения флуктуаций TEC, связанных с крупномасштабными неоднородностями (патчеобразными структурами), обнаруженными по наблюдению сигналов GPS в северной полярной области. Изучение этих явлений имеет огромное значение для навигации и позиционирования в полярных и приполярных областях, так как «патчи» представляют собой локализованные участки повышенной электронной концентрации, которые особо сильно искажают сигнал.

Полярные «патчи» являются областями повышенной электронной концентрации F-слоя ионосферы, которые дрейфуют через полярную шапку в анти-солнечном направлении от источника вблизи дневного аврорального овала под действием высокоширотной конвекции. В них электронная плотность может превышать фоновую в 2...10 раз. Горизонтальные размеры патчей варьируются от 100 до 1000 км, а скорость может достигать до 1000 м/с [1].

В работе анализируются данные, предоставленные Лабораторией Радиосистем университета г.Лестера, Великобритания, полученные со станции Алерт (82°29'56.48" с. ш. 62°21'08.78" з. д.) за декабрь 2010 года. Измерения проводились с использованием GPS Ionospheric Scintillation/TEC Monitor (GISTM), модели GSV4004B.

В первой части работы была проведена и проанализирована сезонная и суточная статистика поведения неоднородностей с помощью введения индексов ROT (Rate Of TEC – изменение TEC за 1 минуту) и ROTI (Rate Of TEC Index – стандартное отклонение ROT, сосчитанное по 10-минутным промежуткам). На рисунке 1 приведен пример графиков ROT(справа) и ROTI(слева) от времени для 14

декабря 2010 года. Всплески на графиках соответствуют прохождению сигнала через неоднородность. Используя результаты статистических исследований, была предложена некая классификация активности дней по среднему значению ROTI [2].

Для поиска связи между появлением патчей и изменением ионосферно-планетарных индексов был введен некий универсальный показатель d-ROTI – среднее значение ROTI, сосчитанное за сутки. При сравнении графиков d-ROTI и ионосферно-планетарных индексов была замечена связь между d-ROTI и вариациями K_p -индекса, который отражает интенсивность изменений магнитного поля Земли. Эта связь состоит в том, что в магнитно-возмущенные дни ($K_p > 3$) во многих случаях увеличивается и величина d-ROTI. Данные результаты позволяют сделать вывод о том, что d-ROTI можно рассматривать в качестве индикатора возможности появления неоднородности(патча) на пути сигнала.

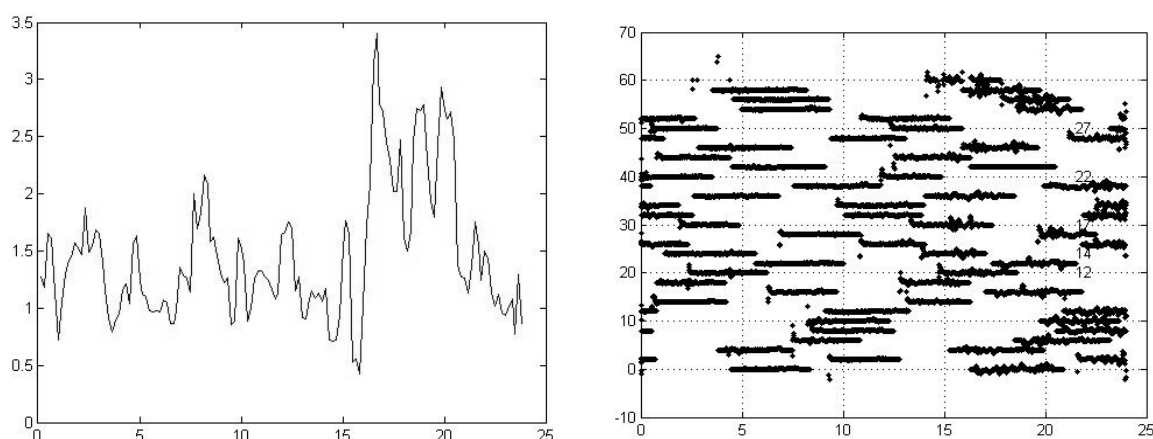


Рис.1.Графики ROT и ROTI для 14 декабря 2010

Во второй части работы были более детально рассмотрены области, подозрительные на принадлежность к патчам - произведены оценки основных параметров уплотнений: скорость, размеры, характер движения. На рисунке 2 в качестве примера приведен график TЕС и σ_ϕ (поскольку теория предсказывает некоторую корреляцию этих величин при пересечении сигналом патча или какой нибудь другой неоднородности).

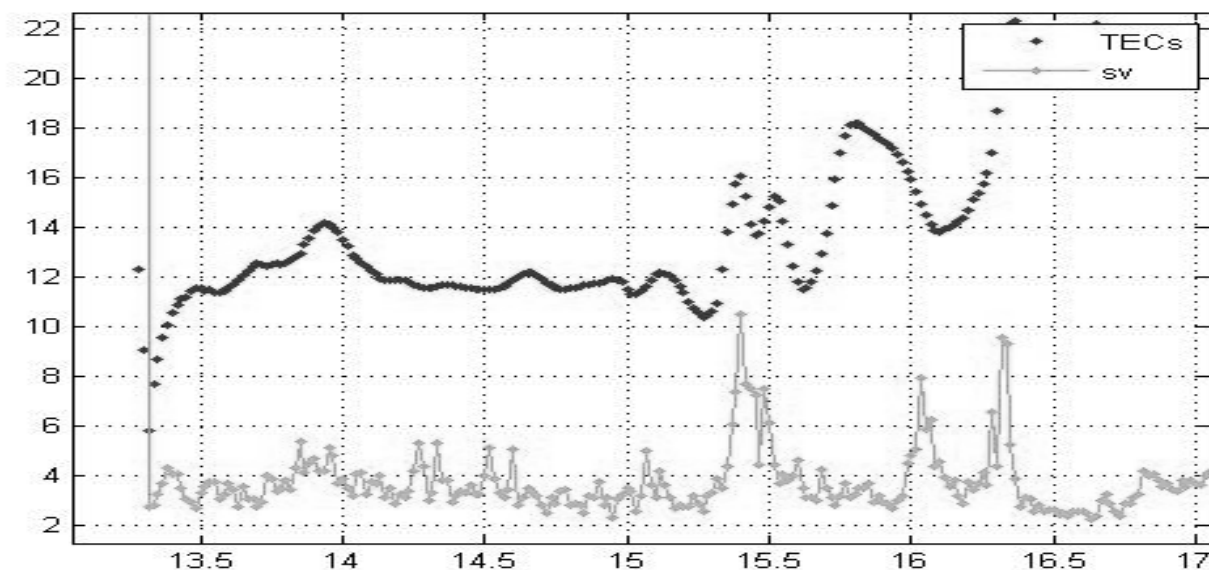


Рис.2. Графики TEC и σ_ϕ для 14 декабря, спутник № 17.

Для обнаружения неоднородностей было разработано несколько алгоритмов, которые отличаются критерием появления неоднородности на пути сигнала (локальные всплески σ_ϕ , изменение знака производной TEC, максимум производной TEC). Эти алгоритмы были реализованы на языке Matlab. В результате были получены оценки основных свойств патчей, которые укладываются в рамки современных представлений о природе неоднородностей.

Руководитель: В.Э. Герм, доцент, кандидат физ.-мат. Наук, СПбГУ

Литература

1. D.J. McEwen, W. Guo, J.W. MacDougall, P.T. Jayachandran - The polar ionosphere - 29 January 2004.
2. Guozhu Li, Baiqi Ning, Zhipeng Ren, Lianhuan Hu - Statistics of GPS ionospheric scintillation and irregularities over polar regions at solar minimum.
3. H. C. Carlson, Jr., K. Oksavik, J. Moen, T. Pedersen, I. W. McCrea, M. Lester, and S. Basu - On the Origin of Polar Cap Patches- Annales Geophysicae.

МЕТОД НАХОЖДЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Магистрант: В.Н. Косяченко (3 год обучения, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В данной работе описывается метод, позволяющий определять некоторые характеристики магнитного поля активной области солнечной атмосферы. Метод основан на сравнительном анализе пространственной структуры реконструированного магнитного поля и пространственной структуры радиоизлучения активной области. Такой метод свободен от возможных ошибок связанных с нестабильностью активной области в течение суток, и, что немаловажно, позволяет достоверно судить о различии реконструированного и реального магнитного поля.

Измеряемые размеры активной области определяются на основе данных радиотелескопа РАТАН-600. Реконструкция проводится в соответствии с теорией, изложенной в работах [1, 2]. В первом случае мы будем получать линейное бессиловое поле, во втором – нелинейное. В качестве граничного поля используется продольная компонента фотосферного магнитного поля. Чтобы продольная компонента магнитного поля была близка к радиальной компоненте, анализировались активные области, находящиеся вблизи центра солнечного диска.

В качестве примера применения метода рассматривается активная область 10935 в ее состоянии на 7 января 2007 года. Правые и левые циркулярные поляризованные компоненты (R и L) регистрировались в 55 каналах одновременно в пределах диапазона длин волн 1,8...5,2 см. В наблюдениях использовался панорамный спектроанализатор, разработанный в САО РАН (Богод и др. 1999). Полная интенсивность (параметр Стокса I) и циркулярно поляризованная компонента (параметр Стокса V) вычислялись как $I = R + L$ и $V = R - L$. Основные наблюдательные характеристики АО 10935 в диапазоне 6-16 ГГц показаны на рис. 1.

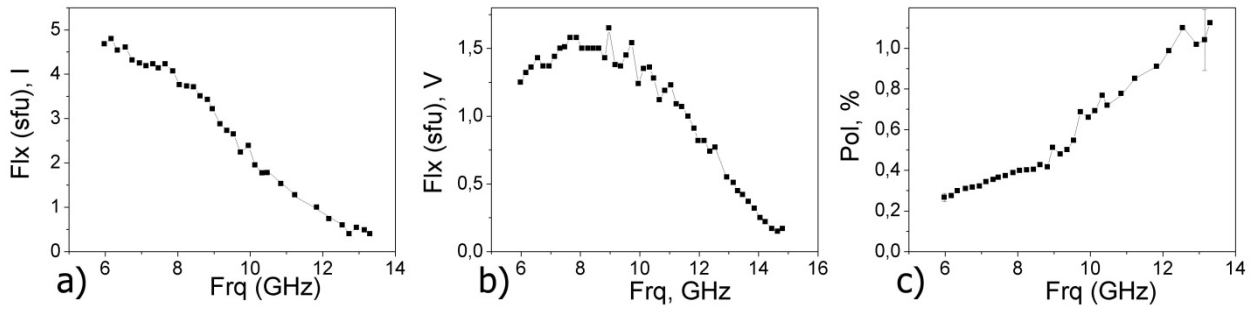


Рис.1. Спектры потока (в единицах sfu) а) в канале I (полное излучение), б) в канале V (поляризованное излучение) и в) степень поляризации ($Pol = V/I$) для NOAA 10935 за 2007.01.07. Для степени поляризации приведены на краях частотного диапазона оценки погрешности.

Далее приведены результаты реконструкции магнитного поля по [2] на высотах 2 и 6 Мм. Серый фон – магнитное поле (MDI). Синие стрелки – направление поля в плоскости (параллельной фотосфере). Красные уровни – изолинии поля, соответствующего 3-й гармонике частоты: от 6 ГГц с шагом 1 ГГц (изолинии четных частот помечены цифрами). Зеленая линия – направление скана РАТАН-600. Такая реконструкция была проведена для восьми высот по двум методам. В результате можно получить сравнительный график размеров источников, полученных из наблюдений, с размерами гирорезонансных уровней на различных высотах (рис. 3).

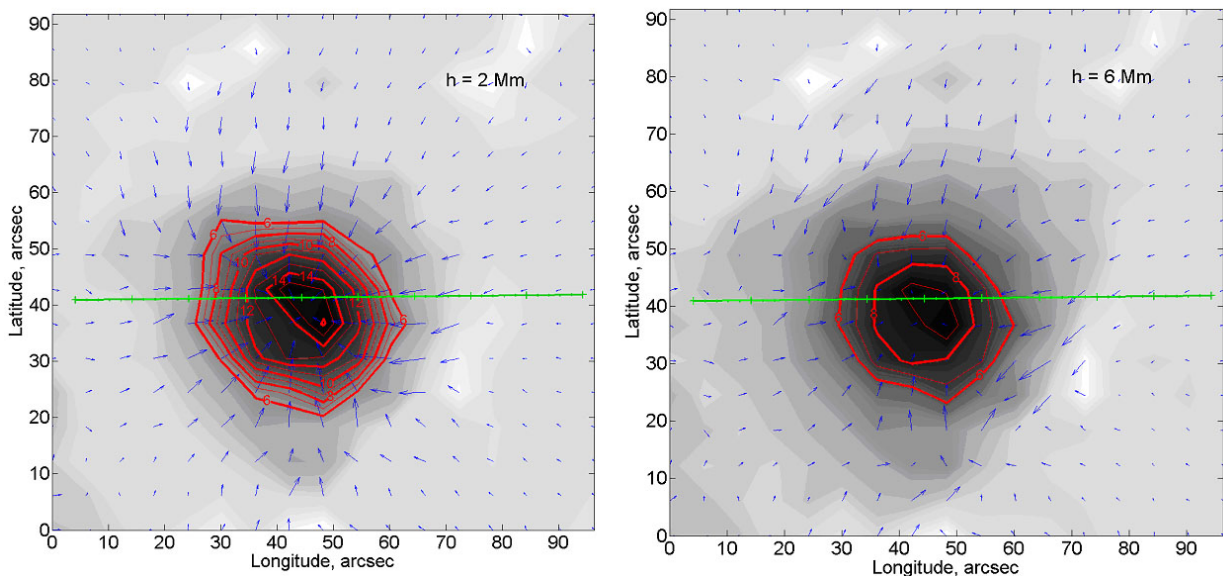
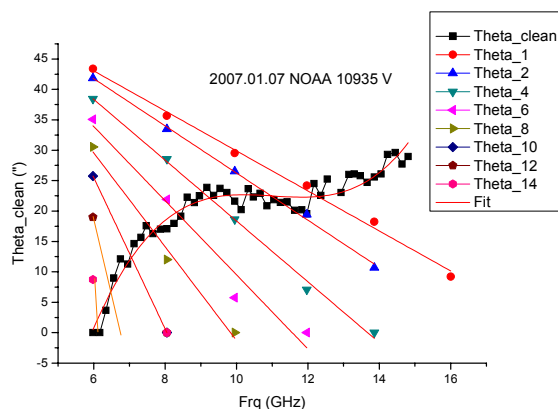
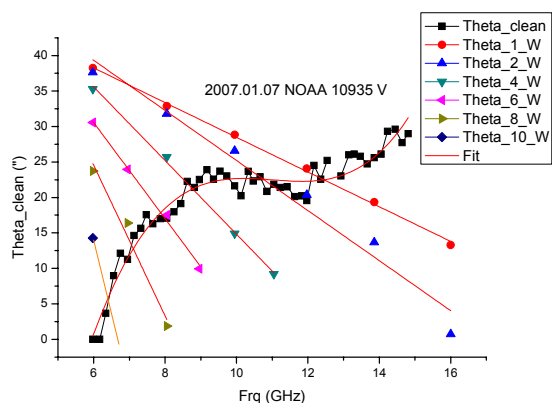


Рис.2. Изогауссы реконструированного магнитного поля по [27] на высотах 2 и 6 Мм для АО 10935 за 2007.01.07. Магнитное поле сопоставлено частоте на 3 гирогармонике.



а)



б)

Рис.3. Измеренные размеры NOAA 10935 в канале V (Θ_{clean}) и размеры по реконструированному полю на высоте i в Мм. а) по [1] (Θ_i), б) по [2] (Θ_{i_W}).

На рис. 4 приведены высоты краев гирорезонансных уровней (по размерам) на частотах, соответствующих магнитному полю на 3 гармонике (Bedge) по реконструированному магнитному полю [1]. Эти высоты определены из рис. 3 по пересечению измеренной кривой (Θ_{clean}) и прямых, являющих аппроксимацию размеров, полученных по реконструированному полю. Приведены также высоты максимального магнитного поля на данной высоте (B_{max}) по реконструированному магнитному полю. Видно, что высоты магнитного поля на краях гирорезонансных уровней выше для распределения по [1]. Различие высот увеличивается с высотой и достигает на высотах около 12 Мм величины в 2...3 Мм. Но, как следует из рис. 3, ни поле по [1] ни поле по [2] не соответствует размерам поляризованной части активной области на частотах 13...15 ГГц.

В соответствии с рис. 1с степень поляризации на высоких частотах близка к 1. Это означает, что в рамках модели магнитного поля, полученного в результате реконструкции невозможно объяснить существование поляризованных источников на частотах от 11 до 15 ГГц, если помещать область с быстрым ростом температуры (переходная область) выше 2 Мм и на частотах 13...15 ГГц, если область с быстрым ростом температуры выше 1 Мм. Такие высоты области с быстрым ростом температуры кажутся маловероятными. Отметим также, что полученные из наблюдений яркие температуры на частоте 11 ГГц и 13 ГГц составляют

соответственно $2,8 \cdot 10^5$ и $7,6 \cdot 10^4$ К, то есть, очевидно, что в силу вытянутости гирорезонансных слоев на высоких частотах, значительная их часть расположена в переходной области и, возможно, в короне с существенно большей температурой.

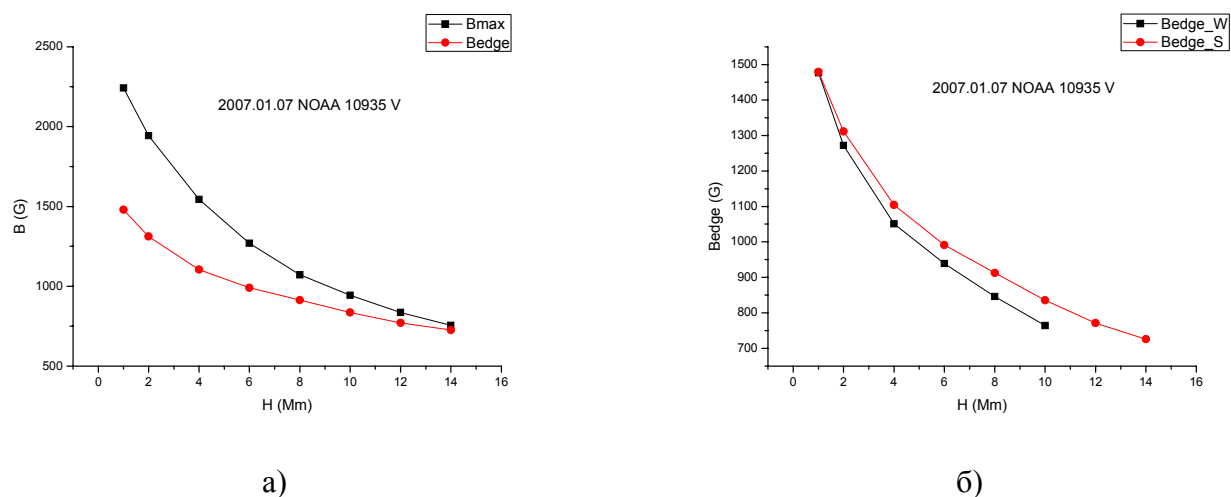


Рис.4. Высоты значений магнитного поля:

а) края гирорезонансных уровней на частотах, соответствующих магнитному полю на 3 гармонике (Bedge) по реконструированному магнитному полю по методике [1] – черными квадратами, максимумы магнитного поля (Bmax) – красными квадратами.

б) края гирорезонансных уровней на частотах, соответствующих магнитному полю на 3 гармонике (Bedge) по [1] (Bedge_S) и по [2] (Bedge_W).

Из рис. 4а видно, что на больших высотах (на низких частотах) форма гирорезонансных уровней достаточно плоская, так как напряженности полей в максимуме и на краю близки друг к другу. Это обуславливается, в частности, и тем, что на низких частотах уменьшаются размеры гирорезонансных уровней. Далее на частотах 9...13 ГГц, то есть на высотах от 1 до 5 Мм размеры гироуровней не изменяются с высотой (рис. 3), но поле сильно изменяется в пространстве на фиксированной высоте. Это приводит к тому, что форма гирорезонансных уровней вытягивается по высоте. Так на частоте 11 ГГц высота края 3-го гироуровня находится на высоте 2,0 Мм, а высота центральной части на высоте 5,7 Мм.

Полученные результаты

Проделанные расчеты позволяют утверждать, что реконструированное магнитное поле ни по [1] ни по [2] с различными фотосферными данными (MDI и SOT Hinode) не соответствует измеренным размерам на высоких частотах. Требуется заметное увеличение напряженности магнитного поля на высотах переходной области. Если предполагать, что излучение на частотах около 15 ГГц возникает на высотах около 2 Мм, то поле на этой высоте необходимо увеличить на 15%, если это излучение возникает на высоте 3 Мм, то поле необходимо увеличить на 20%. С другой стороны распределение магнитного поля по [1] также не дает правильной зависимости размеров от частоты. Требуется распределение магнитного поля, промежуточное между распределениями по [1, 2] и по [3].

Литература

1. N. Seehafer, Solar Phys. 58, 215 (1978).
2. T. Wiegmann, Solar Phys. 219, 87 (2004).
3. T. Takakura, Solar Physics 26, 151 (1972).

ПОИСК АЛГОРИТМА ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТИ НЕКОТОРЫХ АСИМПТОТИЧЕСКИХ ФОРМУЛ В ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН

Магистрант: А.И. Кузьмин (3 год, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Многие формулы для расчета электромагнитных полей в теории дифракции [1] и теории распространения волн в волноводном канале Земля-ионосфера [2] являются асимптотическими, полученными применением метода перевала. С понижением используемой частоты корректность применения этих формул из работы [2] становится дискуссионным [3]. Применение “точных” вычислительных методов может дать более точную оценку границы их применимости по сравнению с асимптотическими методами.

В настоящем докладе мы численно анализируем точность традиционного метода перевала по сравнению с точным методом перевала, в котором интеграл от комплексной функции вычисляется по контуру спуска всей подынтегральной функции без выноса медленно меняющихся функций из-под интеграла. Можно надеяться, что контур спуска при такой схеме вычисления приведет нас ко второй седловой точке подынтегральной функции. Вычисление интеграла в окрестности этой седловой точки даст оценку точности формулы, основанной на традиционном методе перевала. На рис.1 частично воспроизводим рис. 3 из работы [3]. На нем качественно воспроизведен требуемый контур интегрирования подынтегральной функции на комплексной плоскости переменной v . В четвертом квадранте кружочками обозначены нули подынтегральной функции, а крестиками – полюса. От контура интегрирования требуется, чтобы он проходил от минус до плюс бесконечности. Если мы его деформировали так, что он проходит через седловую точку на вещественной оси, то двигаясь к плюс бесконечности, он должен пройти сначала между нулями, а потом “проскочить” между полюсами. Наша

вычислительная задача заключается в том, чтобы построить такой алгоритм, не имея явного аналитического выражения для подынтегральной функции. То есть мы предполагаем, что подынтегральная функция представляет собой “черный ящик”, способный выдавать комплексное значение подынтегральной функции по заданному значению аргумента v . При этом же требуется находить седловую точку численными методами.

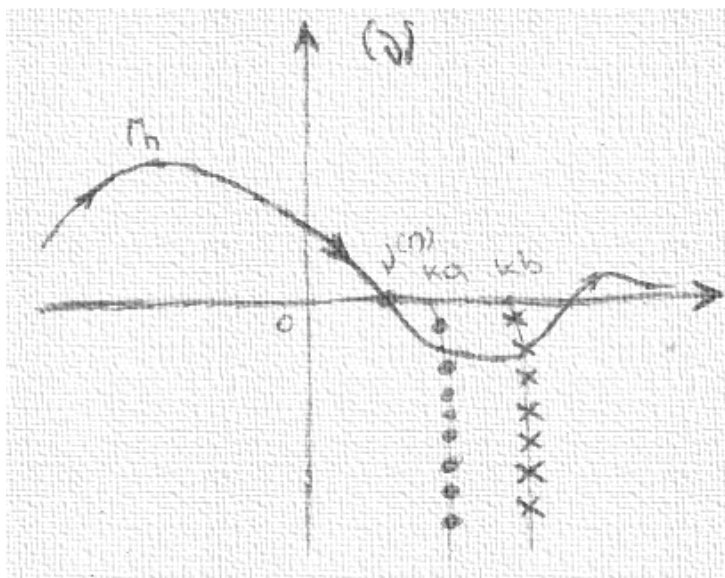


Рис. 1

Поиск соответствующего алгоритма мы начали со следующей модельной ситуации, основанной на контурном интеграле Шлефли для цилиндрической функции Ханкеля 1 рода:

$$H_v^{(1)}(z) = -\frac{i}{\pi} \int_{\Gamma_1} e^{1/2 z(\lambda - 1/\lambda)} * \lambda^{-(v+1)} d\lambda = -\frac{i}{\pi} \int_{\Gamma_1} F d\lambda \quad (1)$$

В среде Matlab численными методами удалось реализовать нахождение контура наискорейшего спуска для соответствующей модельной задачи двумя способами. В одном из них мы двигались в направлении постоянной фазы подынтегральной функции, в другом – в направлении максимального градиента модуля подынтегрального выражения. Ниже мы приводим результаты, полученные вторым способом. На рис.2, в котором переменная интегрирования λ переобозначена в переменную T , полученный контур спуска обозначен пунктирной линией.

Для того чтобы понять, как контур спуска деформируется из-за наличия нуля подынтегральной функции, рассмотрим “возмущенную” подынтегральную функцию, имеющей ноль:

$$\int_{\Gamma} F d\lambda = \int_{\Gamma} F^* \left(\lambda - \hat{\lambda} \right) d\lambda, \quad (2)$$

где F подынтегральная функция из выражения (1), для которой при $z = 160$, $\nu = 60$ седловая точка $\lambda_s = 0,3813 + 0,9245i$ [4].

Ноль $\hat{\lambda}$ принимался чисто мнимым и изменялся от больших значений до такого значения, при котором контур спуска закончился в этом нуле. Значение такого нуля $\hat{\lambda} = 1,528i$.

На рис.2 в дополнение к невозмущенному контуру спуска представлены ещё два контура спуска. Второй контур (тонкая сплошная линия) деформировался в окрестности нуля, но обошел его. Третий контур (толстая сплошная линия) закончился в нуле. Поворот контура после нуля в положительном направлении вещественной переменной оказался контуром подъема.

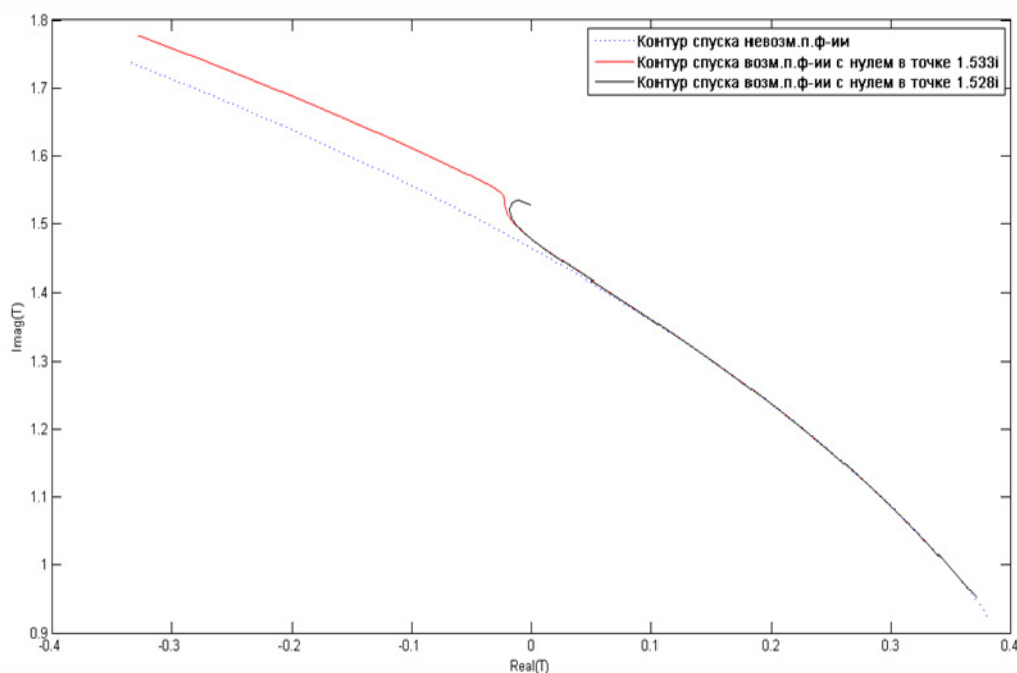


Рис. 2

Также рассмотрены случаи, когда подынтегральная функция имеет два нуля, один полюс, два полюса, невозмущенного контура спуска. Продолжается работа по совершенствованию алгоритма в окрестности нуля.

Литература

1. Фок В. А. Дифракция радиоволн вокруг земной поверхности Москва.-Л.: "Наука", 1946. 54 с.
2. Гюннинен Э.М., Забавина И.Н. Распространение длинных радиоволн над земной поверхностью. -В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып.5 Л.,ЛГУ,1966г., с.5-30.
3. Макаров Г.И., Федорова Л.А. К обоснованию метода многократно отраженных волн в случае цилиндрического волновода. - В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып.18 Л.,ЛГУ,1981г., с.3-28.
4. Ременец Г.Ф. Вычисление функции Ханкеля (Бесселя) от комплексных индексов и аргументов методом численного интегрирования контурного интеграла Шлефли. // ЖВМ и МФ,1973. Т.13 № 6. С.1417.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ СКРЫТЫХ ОБЪЕКТОВ СО СВОЙСТВАМИ МЕХАНИЧЕСКОЙ МЕМБРАНЫ

Студент: А.В. Кузьминов (5 курс, кафедра РТ и РС, ВлГУ)

В настоящее время важной научно-технической задачей является обнаружение скрытых в земле локальных объемов ограниченной замкнутой тонкостенной поверхностью. К числу подобных задач в частности относятся обнаружение водопроводных труб, противопехотных мин и т. д. выполненных из пластмассы. Применение традиционных методов, в том числе СВЧ скаттерометрии не дает необходимой достоверности обнаружения из-за низкого диэлектрического контраста между скрытыми объектами и фоном почвы. Для увеличения вероятности обнаружения предлагается использовать дополнительное облучение пространства со скрытым объектом звуковыми волнами. При этом контролируемым параметром является электромагнитный доплеровский спектр рассеянный механически вибрирующей оболочкой скрытого объекта. Для проверки предлагаемой методики была разработана экспериментальная установка структурная схема, которой приведена на рис. 1.

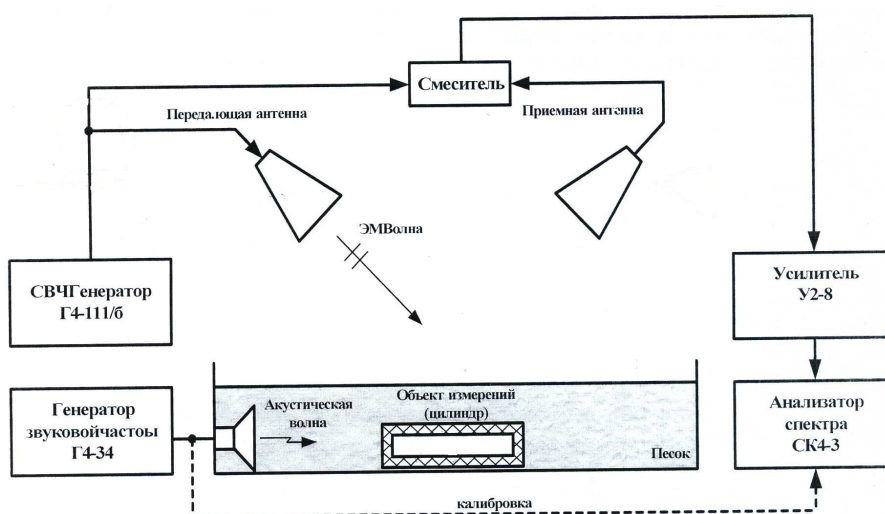


Рис. 1. Структурная схема установки для электромагнитно-акустической скаттерометрии.

Начальные параметры экспериментальных измерений: выходная мощность акустического динамика составляла 10...20Вт, нижняя частота звукового генератора 50Гц, частота СВЧ генератора 11ГГц., мощность СВЧ излучения 20мВт. В качестве подстилающей поверхности использовался песчаный слой толщиной 110мм.

Сигнал СВЧ, поступающий на приемную антенну, имеет дополнительную низкочастотную составляющую, для выделения которой использовался балансный диодный смеситель на гетеродинный вход, которого поступал ответвленный сигнал излучаемого электромагнитного поля. В качестве скрытых объектов использовались замкнутые тонкостенные металлические и диэлектрические цилиндры с толщиной стенок от 0,1мм до 0,5мм. Выделенная низкочастотная компонента сигнала усиливалась селективным УНЧ и поступала на вход низкочастотного анализатора спектра.

Были проведены исследования зависимости амплитуды доплеровского сигнала от частоты колебаний низкочастотного генератора при различных ориентациях металлического цилиндра, длиной 25см, диаметром 75мм и толщиной стенок 0,1мм, относительно плоскости поляризации. Поворот осуществлялся в плоскости параллельной границе раздела со скрывающей средой. Были выполнены аналогичные исследования для тонкостенного диэлектрического цилиндра длиной 30 см, диаметром 60 мм и толщиной стенок 0,5 мм.

Результаты экспериментальных исследований приведены на рис.2 и рис.3.

$U, В$

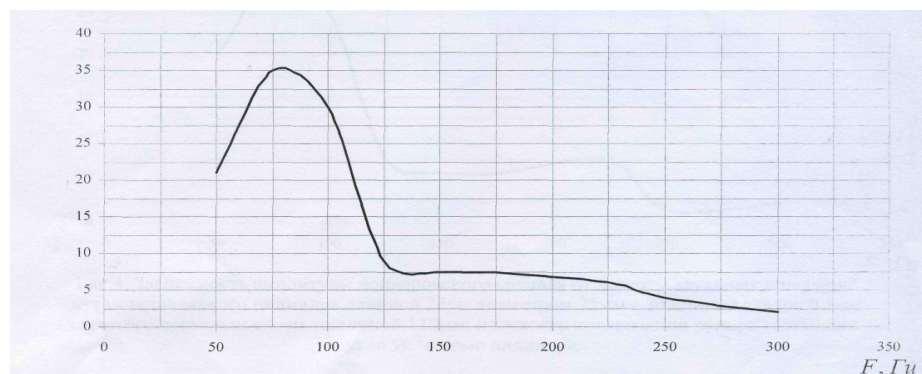


Рис.2. Зависимость амплитуды доплеровского сигнала от частоты звуковых колебаний для металлического цилиндра длиной 25см диаметром 75мм с толщиной стенок 0.1мм скрытого песчаным слоем толщиной 110мм; плоскость поляризации рупора параллельна оси цилиндра.

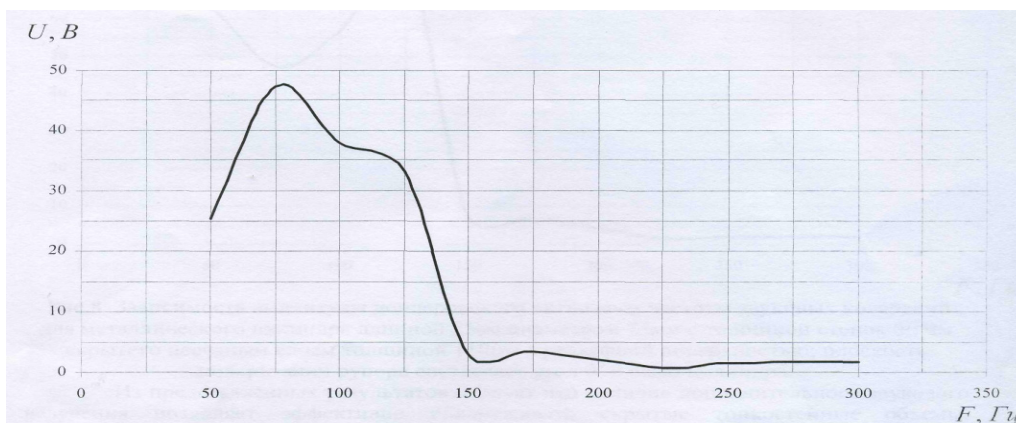


Рис.3. Зависимость амплитуды доплеровского сигнала от частоты звуковых колебаний для диэлектрического цилиндра длиной 30см диаметром 60мм с толщиной стенок 0.5мм скрытого песчаным слоем толщиной 110мм; плоскость поляризации рупора составляет угол 45 с осью цилиндра.

Из представленных результатов следует, что наличие дополнительного звукового излучения позволяет эффективно обнаруживать скрытые тонкостенные объемы. Положение максимума доплеровского спектра и его уровень связаны с геометрическими размерами цилиндра и толщиной скрывающего слоя среды. Вид материала и ортогональное смещение ориентации оси цилиндра относительно плоскости падения слабо сказывались на результатах измерения. При промежуточных углах наблюдалось небольшое смещение максимума доплеровского спектра в область более низких частот. Наличие шероховатостей подстилающей поверхности приводило к появлению дополнительных максимумов в доплеровском спектре связанных дифракционными явлениями.

Полученные результаты подтверждают возможность и эффективность предложенного метода, с помощью которого можно решать важные хозяйственные и военные задачи.

Научный руководитель: Гаврилов В.М.

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОДНОГО СДВ-ВОЗМУЩЕНИЯ, ПОЗВОЛЯЮЩЕГО ОПРЕДЕЛИТЬ ЮЖНУЮ ГРАНИЦУ ВЫСЫПАНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ (~100 МЭВ) В ПОЛЯРНУЮ ИОНОСФЕРУ

Студент: А.А. Кустов (кафедра радиофизики, СПбГУ)

Исследование сильного ионосферного возмущения, порождаемого вторжением ультрарелятивистских электронов (~100 МэВ) [1] ведется не первое десятилетие методом решения обратной задачи в области сверхдлинных радиоволн (СВД).

В работе исследуется сильное геофизическое возмущение ионосферы 12 мая 1987 года 16:30 - 18:30 UTF по экспериментальным данным ПГИ КНЦ РАН для трассы Алдра - Апатиты (короткая трасса с длиной 885 км) на трех частотах из интервала 10...14 кГц и для трассы Великобритания – Апатиты (длинная трасса с длиной 2497 км) на частоте 16 кГц.

Из качественного подобия изменений амплитуд и фаз на всех рабочих частотах делается вывод о том, что причина возмущения общая. Из факта, что изменения фазы на короткой и длинной трассах соизмеримы, следует, что трасса Великобритания – Апатиты частично возмущена с северного конца. Отсюда возникает задача о местоположении южной границы возмущения электрических свойств атмосферы, порождаемого высыпанием ультрарелятивистских электронов в полярную атмосферу.

Реализация такой задачи предполагает два этапа.

1. Решение обратной СДВ задачи самосогласованным [1] методом по экспериментальным данным короткой высокоширотной трассы.
2. Определение границы неоднородности на длинной трассе в предположении, что свойства невозмущенной части трассы известны.

Опишем результаты первого этапа. По временным зависимостям амплитуд и

фаз сигнала на короткой трассе определены электрические свойства нижней части ионосферы, в качестве параметров которых взяты модуль коэффициента отражения первого ионосферного луча R и эффективная высота h . Под эффективной высотой понимается высота, на которой аргумент коэффициента отражения первого ионосферного луча на средней рабочей частоте равен π (случай сильно скользящих углов). Экспериментальные временные функции приведены на рис. 1. В левой части представлены амплитуды (E в условных единицах) на трех частотах, в правой части – фазы (в мкс).

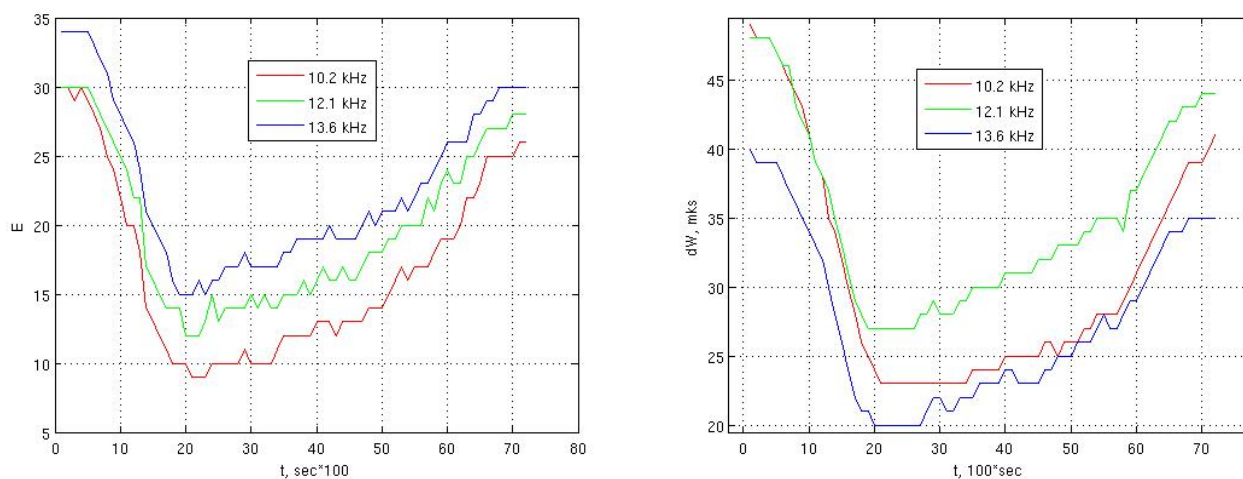


Рис. 1

Для количественного описания СДВ-вариаций воспользуемся двускачковым приближением, при котором функция ослабления есть сумма функции ослабления земного луча, первого и второго ионосферных лучей.

По относительным изменениям экспериментальных данных, благодаря их избыточности данных по отношению к числу искомых величин, находятся $h(t)$ и $R(t)$, после чего формируется функционал-невязки с экспериментальными данными и минимизируется по начальным значениям в физически разумных пределах. Вычисления, соответствующие описанному алгоритму выполнены на языке Fortran. Данные для текущего возмущения были разбиты на убывающий и возрастающий участки и отдельно пройдены, в результате получившиеся кривые с достаточной точностью сшились в минимуме. Расчетные кривые представлены на рис. 2.

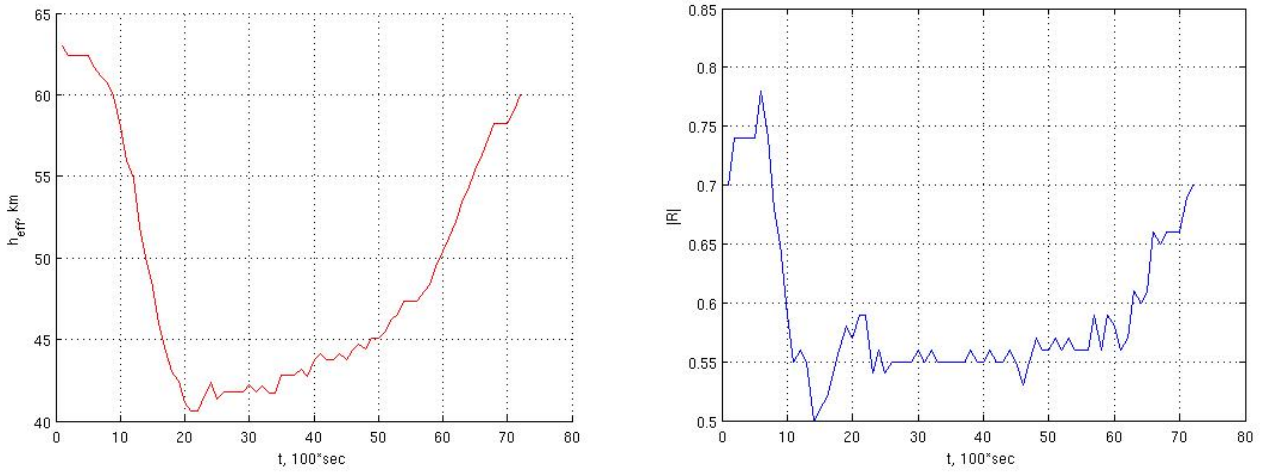


Рис. 2

В качестве оценки погрешности метода рассматривается сравнение экспериментальных данных амплитуды и фазы с расчетными, полученными при решении прямой СДВ-задачи для данной трассы с вычисленными параметрами ионосферы. Пример сравнения представлен на рис. 3. Сплошными кривыми показаны экспериментальные данные для возрастающего участка, пунктирными – расчетные, нормированные на значение в максимуме возмущения. В левой части представлены амплитуды (E в условных единицах) на трех частотах, в правой части – фазы (в мкс).

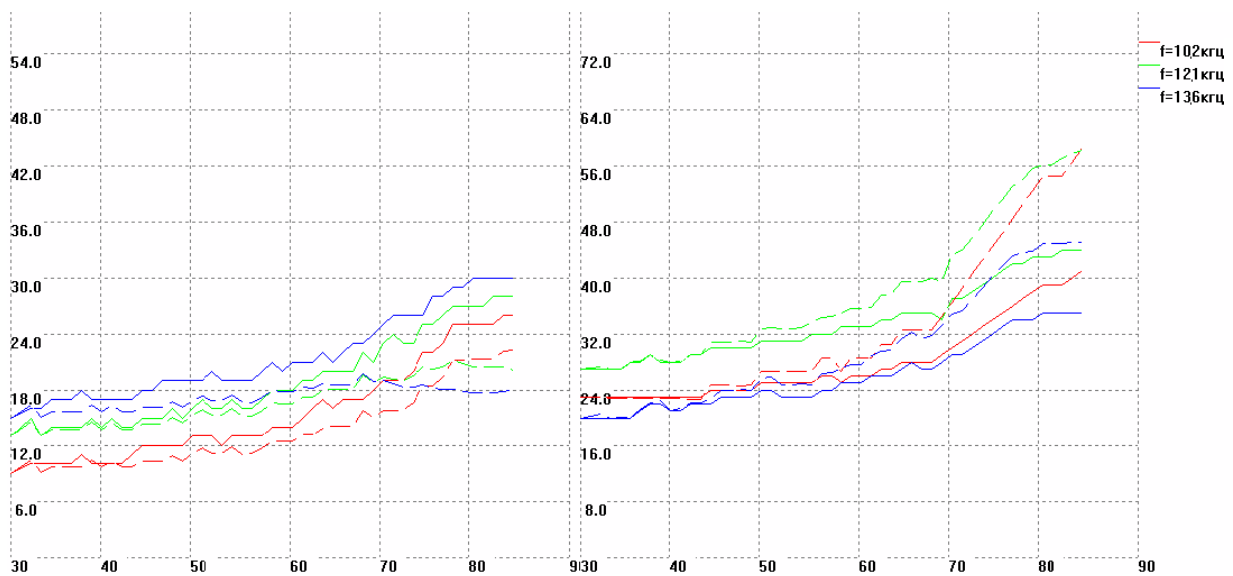


Рис. 3

Имея представленное решение, мы в дальнейшем перейдем ко второму этапу нашего анализа по определению южной границы зоны высыпания релятивистских электронов. Смоделируем частично возмущенную длинную трассу кусочно-однородной, южная часть трассы считается однородной со средними свойствами среднеширотной ионосферы, а северной приписываются временные свойства, полученные на первом этапе. Задавшись такой моделью, минимизируем функционал-невязку по длине возмущенного участка. Тем самым будет решена задача по определению южной границы зоны высыпания ультрарелятивистских электронов.

Научный руководитель: д. ф.-м. наук, проф. Ременец Г.Ф.

Литература

1. Белоглазов М.И., Ременец Г.Ф. Распространение сверхдлинных радиоволн в высоких широтах. Л.: «Наука», 1982. 240 с.

РАСЧЁТ СПЕКТРОВ МОДУЛЯ КОМПЛЕКСНОЙ УДЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ТОНКИХ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНКАХ

Аспирант: М.П. Ласёк (1 курс, кафедра радиофизики и электроники, СыктГУ)

Интерес к исследованию электромагнитных свойств тонких композитных плёнок обусловлен быстрым развитием нанoeлектроники и их применением в устройствах обработки информации. Для объяснения поведения отражения и поглощения композитных плёнок в ВЧ и СВЧ области, необходимо знать частотные зависимости модуля удельной комплексной проводимости в этих областях $|\sigma| = \sigma$ [1]. Поэтому теоретическое изучение частотных зависимостей σ тонких композитных плёнок и создание электрической эквивалентной схемы, является очень актуальным.

Для создания электрической модели композитной плёнки, объясняющей поведение σ необходимо провести анализ исследуемых композитных плёнок. Плёнки 605 серии составов $(Cu_{90}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_y$ были приготовлены под действием ионной бомбардировки в атмосфере аргона и с добавлением кислорода для плёнок 563 серии, составов $Fe_{45}Co_{45}Zr_{10}O_a)_x(Al_2O_3)_y$. Плёнки имели толщину $d \approx 2,2 \dots 6$ мкм. Плёнки состоят из металлических гранул (часть которых может быть окислена), которые окружены диэлектрическими прослойками, что подтверждается исследованиями, приведёнными в работе [1]. Поперечные размеры h и продольные размеры l изменяются в пределах $h \approx 1 \dots 3$ нм и $l \approx 10 \dots 30$ нм. Концентрация металлической фазы в плёнке менялась в пределах $0,26 < x < 0,63$, $3 < y < 12$, $y = 21 - 30x$. В работе [2] было проведено экспериментальное определение модуля удельной проводимости. Из которой следует, что даже в случае высокой концентрации диэлектрика, металлические гранулы не абсолютно изолированы в диэлектрической матрице. Они образуют небольшие конгломераты и цепочки, которые, в свою очередь, формируют лабиринтоподобную структуру, по которой течёт постоянный ток. С увеличением концентраций металлической фазы уменьшается сопротивление по постоянному и переменному току. Модуль σ плёнок с малыми концентрациями металлической фазы, с увеличением частоты тока

уменьшается до некоторого значения частоты тока. Такое поведение σ объясняется индуктивными и емкостными свойствами плёнки. При увеличении частоты, происходит увеличение индуктивного сопротивления, что приводит к уменьшению проводимости плёнки. На поведение σ влияют и емкостные свойства плёнки. С увеличением частоты емкостное сопротивление между гранулами начинает падать, что приводит к увеличению комплексной проводимости плёнки. Протекание тока через диэлектрические слои, соизмеримые с размерами гранул, становится легче, чем по длинной лабиринтообразной структуре с большим индуктивным сопротивлением или сопротивлением контактов между гранулами. σ плёнки начинает расти. Учитывая перечисленные свойства плёнки, была предложена эквивалентная электрическая схема плёнки, представленная на рис. 1.

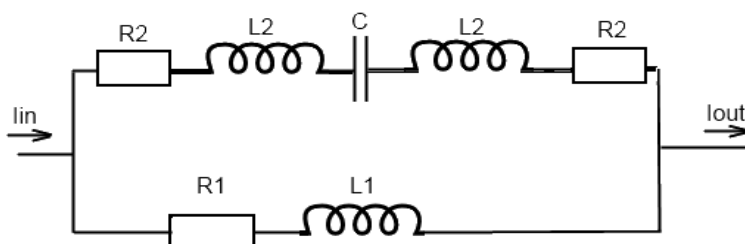


Рис. 1. Эквивалентная электрическая схема композитной плёнки.

Эквивалентная электрическая схема, представленная на рис. 1, представляет собой усовершенствование предыдущей схемы, описанной в работе [1]. Нижняя цепь состоящая из сопротивления $R1$ и индуктивности $L1$, описывает модуль комплексной удельной проводимости для постоянного тока и тока на низких и средних частотах. Верхняя цепь необходима для описания модуля удельной проводимости в ВЧ и СВЧ диапазоне. Сопротивление $R1$ пропорционально длине гранул, по которым протекает постоянный ток, т.е. сумма сопротивлений гранул и контактов между ними. Сопротивление $R1 > R2$ и, с увеличением концентрации металлической фазы, $R1$ стремится к $R2$. $L1$ и $L2$ являются индуктивностями гранул по которым проходит переменный ток. Индуктивность $L1 > L2$, и с увеличением концентрации металлической фазы, $L1$ стремится к $L2$. То же самое можно отнести к $L1$ и $L2$ соответственно. Соседние металлические гранулы разделённые диэлектриком создают конденсатор ёмкостью C . Используя данную эквивалентную электрическую схему, был рассчитан σ и сравнен с экспериментальными данными.

Результат отображён на рис. 2.

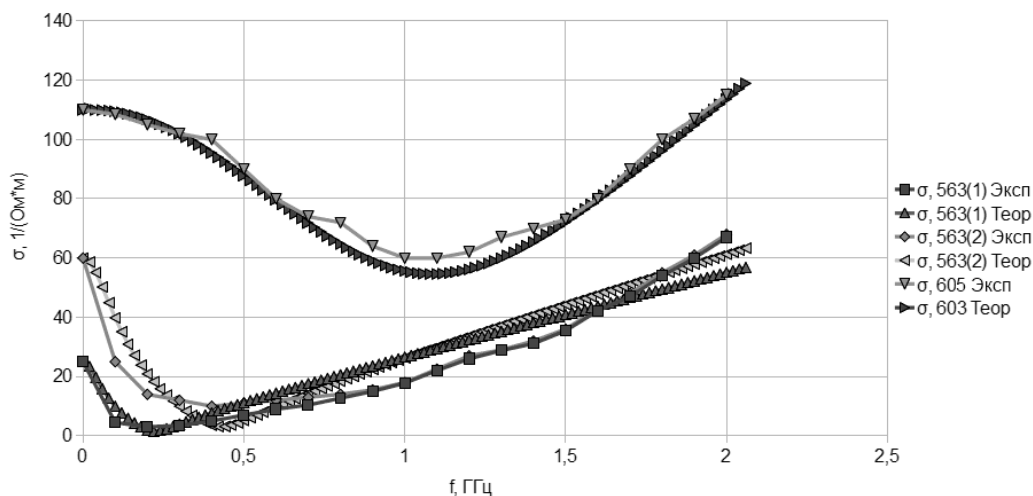


Рис. 2. Теоретические и экспериментальные частотные зависимости модуля комплексной удельной проводимости.

Из рис. 2. видно, что теоретические и экспериментальные данные хорошо коррелируют для исследованных плёнок. Верхние кривые на рис. 2. относятся к немагнитной металлической фазе Cu в плёнке, а нижняя серия кривых относится к магнитной металлической фазе ($Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$). Модель позволяет объяснить различия между σ для плёнок с магнитными и немагнитными металлами.

Руководитель: Л.Н. Котов, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники СыктГУ.

Работа поддержана РФФИ (грант №10-02-01327а).

Литература

1. Калинин Ю.Е., Котов Л.Н., Петрунёв С.Н., Ситников А.В. // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69, №8. С. 1195-1199.
2. Кошлец Э.Ю., Жилин С.А. // Тезисы докладов XIV ВНКСР. Санкт-Петербург, 2010, С. 56-56.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО ФРАКТАЛЬНОГО РАДИОИМПУЛЬСА В ХОЛОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Студент: С.А. Левашов (5 курс, факультет РТС, МИРЭА)

Фрактальные импульсные радиосигналы относятся к новому классу сигналов и обладают рядом достоинств [1]. В докладе представлены результаты анализа дисперсионных искажений фрактального сверхширокополосного радиоимпульса (ФСШП) при распространении в холодной изотропной плазме.

В работе использовались модели фрактальных импульсов, предложенные в [2]. В частности, первая из них в обозначениях работы [2] определена выражением:

$$FUWB_1(0; \bar{t}) = A_0 \left(1 - \sum_{n=1}^{\infty} a^n \text{Cos}(3b^n (2\bar{t} - 1)) \right) \text{sign}(2\bar{t} - 1) \Psi(\bar{t}), \quad (1)$$

где $\bar{t} = t / t_n$; $\text{sign}(\bar{t}) = \begin{cases} 1, \bar{t} > 0; \\ 0, \bar{t} = 0; \\ -1, \bar{t} < 0; \end{cases}$ $\Psi(\bar{t}) = \eta(\bar{t}) - \eta(\bar{t} - 1)$; $\eta(\bar{t}) = \begin{cases} 1, \bar{t} \geq 0 \\ 0, \bar{t} < 0 \end{cases}$; t – время;

t_n – длительность импульса; A_0 ; $0 < a < 1$ и $b > 0$ – параметры ($ab > 1$).

На рис.1 приведен пример формы и спектральных характеристик импульса (1). В соответствии с [3] деформация импульса (1) описывается формулами:

при $0 \leq \bar{t}' \leq 1$ –

$$FUWB_1(z; \bar{t}') = FUWB_1(0; \bar{t}') - \left(2\sqrt{\delta \bar{t}'} \right) \int_0^1 J_1 \left(2x\sqrt{\delta \bar{t}'} \right) \cdot \exp \left(-\bar{v}_{\text{эф}} \bar{t}' x^2 \right) \cdot FUWB_1 \left(0; \bar{t}' (1 - x^2) \right) dx \quad (2)$$

и при $\bar{t}' > 1$ –

$$FUWB_1(z; \bar{t}') = - \left(2\sqrt{\delta \bar{t}'} \right) \int_{\sqrt{1-1/\bar{t}'}}^1 J_1 \left(2x\sqrt{\delta \bar{t}'} \right) \cdot \exp \left(-\bar{v}_{\text{эф}} \bar{t}' x^2 \right) \cdot FUWB_1 \left(0; \bar{t}' (1 - x^2) \right) dx \quad (3)$$

Здесь: $\bar{t}' = t'/t_n$; $\bar{\delta} = (\omega_0^2 z / (2c))t_n$; ω_0 – плазменная частота; $\nu_{эф}$ – эффективная частота соударений; $t' = t - z/c$; z – длина трассы; c – скорость света.

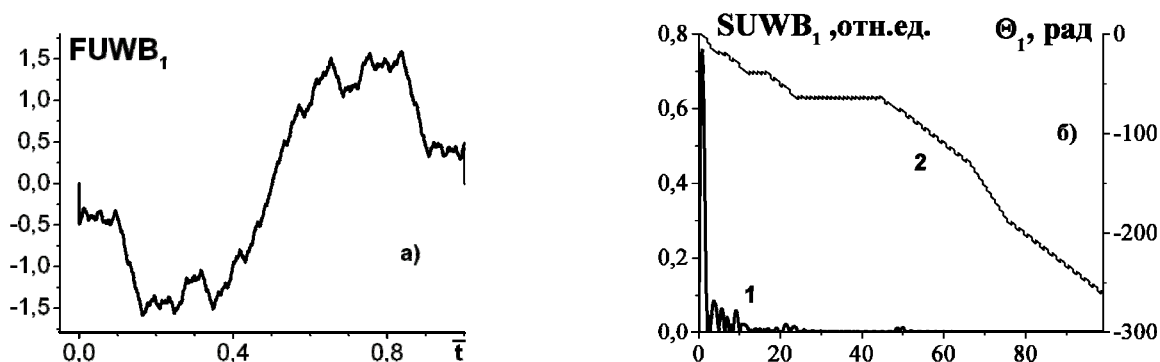


Рис.1. Начальная форма (а) и амплитудный (б, кривая 1) и фазовый (б, кривая 2) спектры ФСШП-импульса (модель (1)) при $A_0 = 1$; $a = 0,5$ и $b = 2,2$.

На рис.2 приведен пример эволюции ФСШП-импульса, изображенного на рис. 1а, на ионосферной трассе с параметрами, примерно отвечающими нижней части

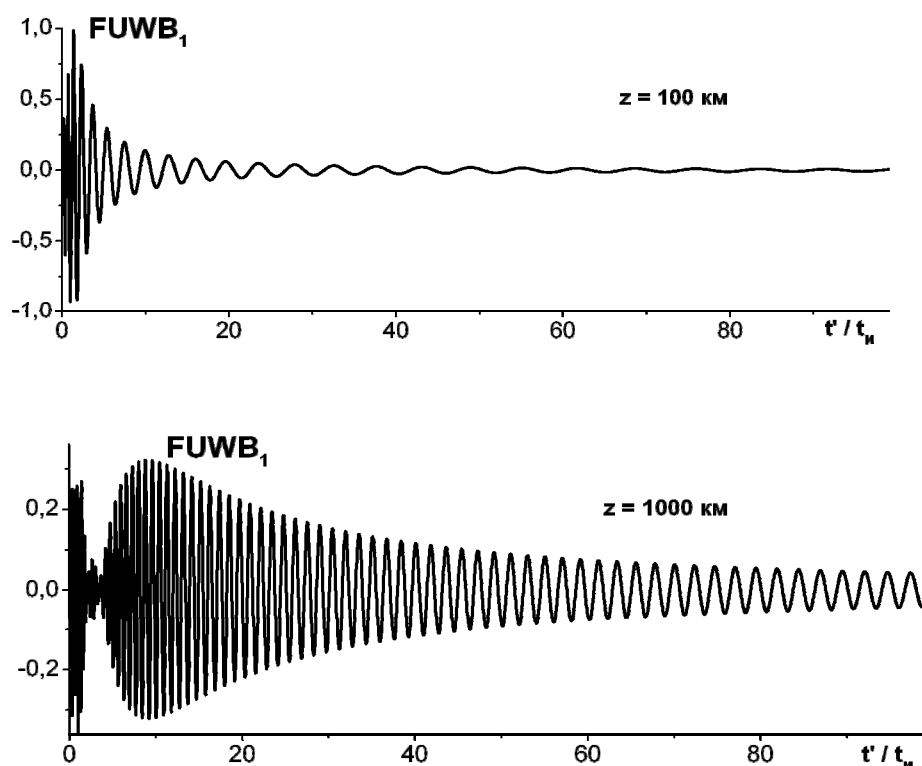


Рис.2. Деформация ФСШП-импульса (1) в холодной столкновительной плазме.

ночного F -слоя ($N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$; $\nu_{\text{эф}} = 10^4 \text{ с}^{-1}$). Длина трассы для представленных вариантов указана на поле рисунков; величина $t_{\text{и}} = 1 \text{ нс}$.

Влияние среды приводит к значительному растяжению импульса по временной оси, так что его текущая длительность может превышать начальную длительность на порядки величины. За исключением относительно короткого временного интервала $0 < t' \leq t_{\text{и}}$, напряженность поля в пределах текущей длительности импульса претерпевает регулярные осцилляции с нулевым средним. Частота осцилляций напряженности поля со временем убывает; можно также говорить о формировании у него огибающей.

Полученные результаты позволяют, в том числе, поставить вопрос о влиянии частотной дисперсии на изменение параметров распространяющегося ФСШП-импульса, которые характеризуют его фрактальные свойства. Простейшей характеристикой такого рода может явиться отношение доли энергии деформированного импульса, приходящейся на временной интервал $0 < t' \leq t_{\text{и}}$, к полной его энергии. Для кривых на рис.2 это отношение равно 0,076 и 0,013 соответственно.

Руководитель: зав. лаб., профессор, д.ф.-м.н. Стрелков Г.М.,
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Литература

1. Захаров Л.А., Мейланов Р.П. О дискретизации сигналов с фрактальной структурой. //Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т.44. № 8. С.709-711.
2. Лазоренко О.В., Черногор Л.В. Фрактальные сверхширокополосные сигналы. //Радиофизика и радиоастрономия. 2005. Т.10. № 1. С.62-84.
3. Гуляев Ю.В., Стрелков Г.М. Распространение сверхширокополосного радиоимпульса в холодной плазме. //Доклады РАН. 2006. Т.408. № 6. С.754-757.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ДИНАМИКИ АНСАМБЛЯ ОДНОДОМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Студент: Е.С. Липина: (4 курс, КРЭ, СыктГУ)

Исследование электродинамических свойств искусственных сред таких, как например фотонные кристаллы, киральные, «левые» среды, свойства которых могут значительно отличаться от естественных сред [1, 2], является актуальным направлением современной науки. Необычные свойства таких сред, например возможность существования в них обратных волн, могут быть значительно усилены по сравнению с естественными средами [3]. Одной из таких искусственных сред с интересными электродинамическими свойствами является среда, состоящая из малых магнитных частиц. В работе исследуется ее поведение в области высоких (ВЧ) и сверхвысоких частот (СВЧ). В данной частотной области система магнитных частиц также может быть использована в новых устройствах памяти без движущихся частей с малым временем доступа [4].

Данная работа была посвящена исследованию ВЧ и СВЧ магнитной динамики ансамбля однодоменных частиц при ее возбуждении радиоимпульсами магнитного поля. Частицы ансамбля были связаны друг с другом диполь-дипольным взаимодействием и имели одинаковую форму в виде эллипсоидов вращения. Форма частиц учитывалась через размагничивающие факторы. Для исследования магнитной динамики частиц ансамбля был использован метод микромагнитного моделирования. В качестве уравнения движения намагниченности бралось уравнение Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left([\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}] + \alpha [\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}]] \right), \quad (1)$$

где $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M}$ – единичный вектор намагниченности частицы, \mathbf{M} – намагниченность частицы, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации колебаний намагниченности, \mathbf{H}_{eff} – эффективное магнитное поле. В качестве внутренних

полей частиц рассматривалось только размагничивающее поле. Рассматривались частицы в виде эллипсоидов вращения, обладавшие цилиндрической симметрией относительно оси z . Переменное поле с циклической частотой ω , было циркулярно поляризовано в плоскости $xу$. Предполагалось, что частицы ансамбля находятся в узлах трехмерной правильной решетки. Для упрощения расчётов, был сделан переход к безразмерным величинам в уравнении (1). Переход к безразмерным величинам производился следующим образом:

$$t^* = t \cdot \frac{4\pi}{3} M \cdot \gamma, \quad \omega^* = \omega \cdot \frac{3}{4\pi M \cdot \gamma}, \quad \mathbf{H}_{eff}^* = \mathbf{H}_{eff} \cdot \frac{3}{4\pi M}, \quad (2)$$

где t^* , ω^* , \mathbf{H}_{eff}^* - безразмерное время, частота, эффективное поле.

Система уравнений (1) для ансамбля частиц интегрировалась методом Рунге-Кутты-Фельберга 7-8 порядка с контролем длины шага интегрирования. Приведем далее пример численных расчетов динамики намагниченности ансамбля частиц. Рассматривался ансамбль из 8 частиц и, полагалось, что расстояние между частицами было в 10 раз больше эффективного радиуса частиц.

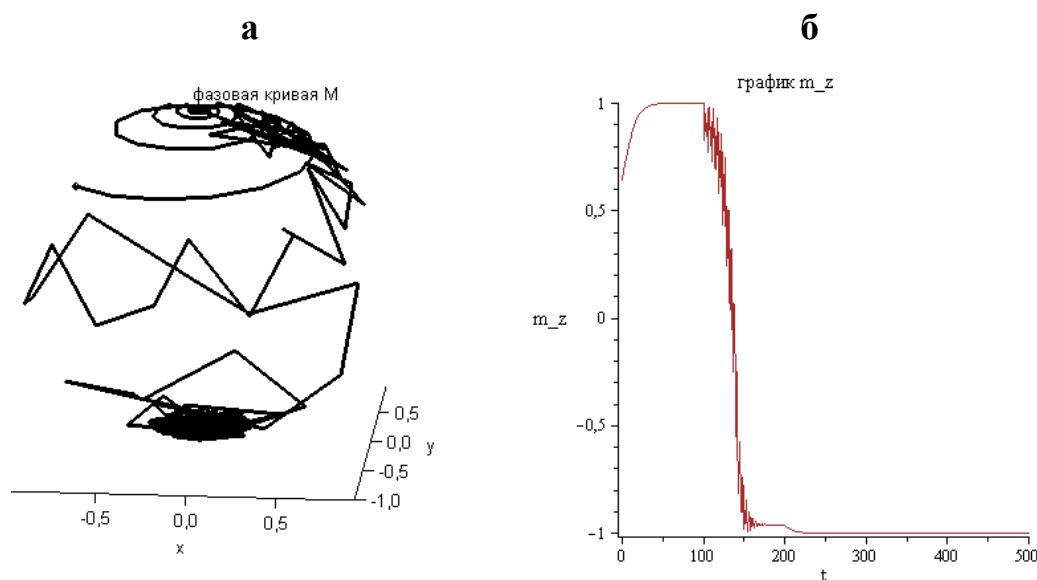


Рис. 1. Прецессионный портрет намагниченности и зависимость компоненты намагниченности m_z от приведенного времени с основными параметрами расчета: $\alpha = 0,1$, $h_0^* = 3,5$, $\omega^* = 0,1$.

На рис. 1 показан прецессионный портрет намагниченности частицы (рис. 1а) и временная динамика компоненты m_z . На рис. 1а можно увидеть два устойчивых

фокуса для частицы: верхний и нижний. Возбуждающий систему частиц радиоимпульс магнитного поля действовал в интервале времени $100 < t^* < 200$. Из рис. 1б видно, что до подачи импульса переменного поля идет процесс релаксации намагниченности в равновесное положение, поскольку изначально вектора намагниченности частиц были ориентированы случайно и их распределение не соответствовало минимуму энергии системы. Затем при воздействии импульса переменного поля при $100 < t^* < 200$, вектора намагниченности частиц испытывают вынужденную прецессию. В результате действия импульса переменного поля происходит переориентация намагниченности к новому положению равновесия ($m_z \approx -1$).

В работе была исследована временная динамика намагниченности ансамбля взаимодействующих частиц. Выявлена переориентация магнитных моментов частиц ансамбля под действием импульсов радиочастотного поля. Определены области переориентации в зависимости от частоты переменного поля, параметра магнитной диссипации и размагничивающих факторов частиц.

Научный руководитель:

В.С. Власов - доцент кафедры радиофизики и электроники, СыктГУ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-02-01327 а).

Литература

1. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзликин, А.А. Лисянский // УФН. 2010. Т. 180. С. 249.
2. А.Н. Лагарьков, А.К. Сарычев, В.Н. Кисель, Г. Тартаковский // УФН. 2009. Т. 179. С. 1018.
3. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, С. Зухди // УФН. 2008. Т. 178. С. 511.
4. Л.Н. Котов, Л.С. Носов, Ф.Ф. Асадуллин // ЖТФ. 2008. Т. 78. С. 60.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ ПОПЕРЕЧНОЙ ВЯЗКОЙ ВОЛНЫ ОТ КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ ПЛАСТИНЫ

Студент: А.А. Малинчева (6 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

При численном моделировании задачи о поле поперечной вязкой волны от колеблющейся пластины в свободном пространстве использовались нелинейное уравнение Навье-Стокса, которое описывает движение вязкой несжимаемой жидкости, и уравнение неразрывности

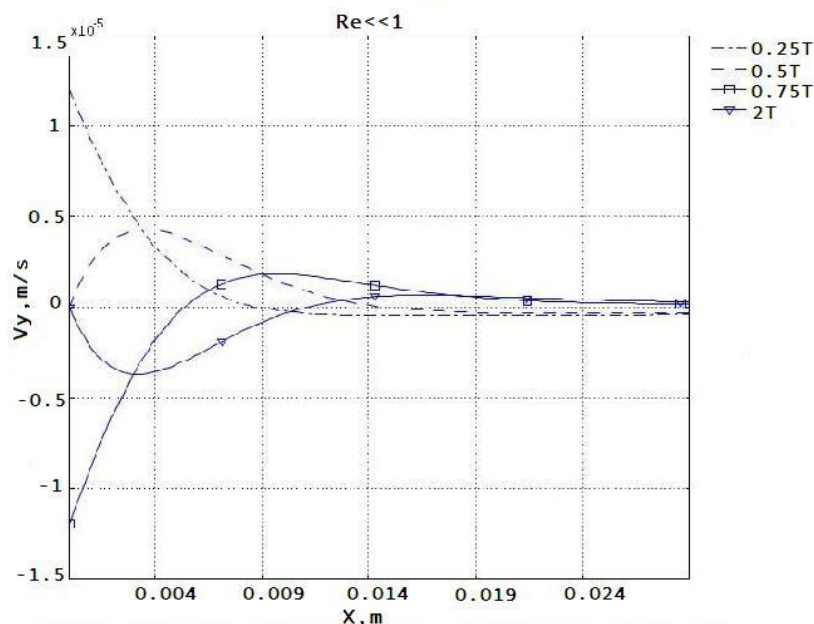
$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0.$$

$\mathbf{V} = (V_y, V_x)$ – вектор скорости движения жидкости, где V_x и V_y – продольная и поперечная его составляющие, t – время, ρ – плотность среды, p – давление, η – динамическая вязкость среды. Граничные условия прилипания на пластине: $\mathbf{V} = U_0 \sin(\omega t)$ при $x = (0, B)$, где U_0 – амплитуда колебательной скорости пластины, ω – частота колебаний, B – толщина пластины. Толщина пластины $B = 0,001$ м, длина пластины $L = 0,1$ м. Пластина совершает колебательное движение вдоль оси Y , ось X направлена перпендикулярно плоскости колебаний. Отношение V_y/V_x составляет $2 \cdot 10^6$ на расстоянии $\delta = 0,0043$ м от пластины, где δ – толщина пограничного слоя.

Численное моделирование поля поперечной вязкой волны проводилось в программном пакете COMSOL Multiphysics 3.5a. Расчет проводился для следующих параметров жидкости: $\omega = 20$ Гц, $\eta = 1,48$ Па·сек. Шаг выбирался из расчета 10 точек на толщине пограничного слоя.

Типичное распределение поперечной составляющей скорости V_y для моментов времени в пределах $2T$ показано на рисунке. Из такого типа рисунков были вычислены фазовая скорость и коэффициент поглощения поперечной вязкой волны для чисел Рейнольдса в диапазоне от 0,001 до 10.



Распределение поперечной составляющей скорости V_y для различных моментов времени

В исследованном диапазоне чисел Рейнольдса фазовые скорости вязкой волны, вычисленные по фазам $\pi/2$ внутри пограничного слоя, оказались одинаковыми с точностью до шестого знака. Их значение по порядку величины 0,542 м/с. Они оказались с той же

точностью совпадающими с аналитическим значением фазовой скорости, которое было вычислено по формуле, полученной из решения уравнения теплопроводности [1].

Значение коэффициента поглощения в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса оказалось равным 321 м^{-1} . Значение, рассчитанное по аналитической формуле равно 233 м^{-1} . Это расхождение качественно подтверждено экспериментально [2].

Проделанная работа может быть тестовой задачей для дальнейшего исследования поля нелинейных поперечных вязких волн в слое жидкости.

Руководитель: Семенова Н.Г., СПбГУ.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.:ФИЗМАТЛИТ, 2006. 736 с.
2. Семенова Н.Г. Физические основы акустических технологий. Физический факультет. Санкт - Петербург, 2007.

ПРОВОДИМОСТЬ СТЕРЖНЕВОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ЧАСТИЧНЫМ ЭЛЕКТРОДИРОВАНИЕМ

Студент: А.В. Моргун (7 курс, кафедра радиофизики СПбГУ)

В работе [1] получено аналитическое выражение для комплексной проводимости Y пьезоэлектрического стержня (ПС), у которого две противоположные грани полностью электродированы. Полученная в [1] частотная зависимость $Y(\omega)$ позволяет решать обратную задачу: находить параметры пьезокерамики на основе сопоставления экспериментальной и расчётной зависимостей, например, модуля комплексной проводимости.

В настоящей работе решена аналогичная задача для ПС, две противоположные грани которого электродированы лишь частично (см. рис.1). Поперечные размеры стержня обозначены через h и b , где h – толщина (расстояние между электродами).

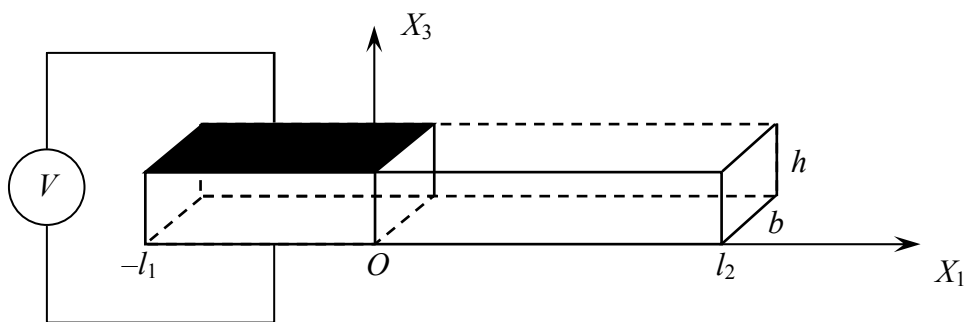


Рис.1

Длина электродированной части ПС равна l_1 , координата $x = 0$ отвечает переходу к неэлектродированной части ПС.

Задача решается в одномерном приближении, когда учитываются только продольные вынужденные колебания ПС под воздействием гармонического напряжения $V = V_0 e^{i\omega t}$, подводимого к электродам, при этом на торцах ПС задаются импедансные граничные условия [1].

В отличие от работы [1] здесь приходится записывать решение уравнения движения отдельно для каждой части ПС в виде суммы двух бегущих навстречу плоских волн с амплитудами, которые находятся из импедансных условий на концах пьезостержня и условий непрерывности смещений и механических напряжений при $x = 0$ с учётом уравнения пьезоэффекта для механического напряжения в каждой из частей ПС. Получающаяся система из четырёх линейных уравнений для неизвестных комплексных амплитуд плоских волн при этом решалась численно методом Крамера в пакете MATLAB. Для нахождения комплексной проводимости частично электродированного ПС, как и в [1], использовалось второе уравнение пьезоэффекта, позволяющее связать ток смещения между электродами и напряжение между ними. Численное решение рассматриваемой задачи реализовано в виде программы в пакете MATLAB. Ниже приведены некоторые результаты расчетов для ПС из пьезокермики ЦТС-19 с размерами $l_1 + l_2 = 0,08м$, $h = 0,003м$, $b = 0,02м$.

$|Y|, Ом^{-1}$

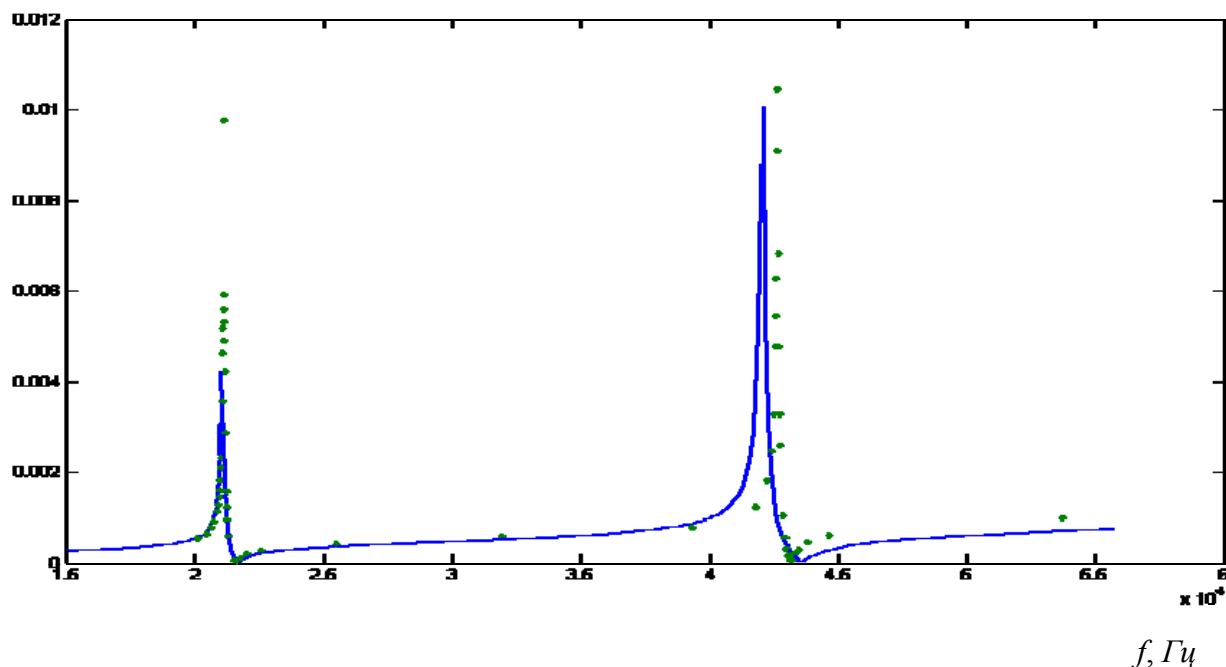


Рис.2

На рис.2 представлены расчетная и экспериментальная зависимости модуля проводимости ПС с частично ($l_1 = l_2 = 0,04м$) электродированными гранями. Отметим качественно хорошее совпадение эксперимента и расчета, а так же

появление в случае с частичным электродированием, кроме основного резонанса на частоте $f = 21,08 \text{ кГц}$, при которой на всей длине стержня укладывается половина длины волны, дополнительного резонанса на вдвое большей частоте. Этому дополнительному резонансу отвечает приведенному на рис.3 распределение амплитуды колебаний частиц пьезостержня вдоль оси OX_1 .

$|u|, \text{ м}$

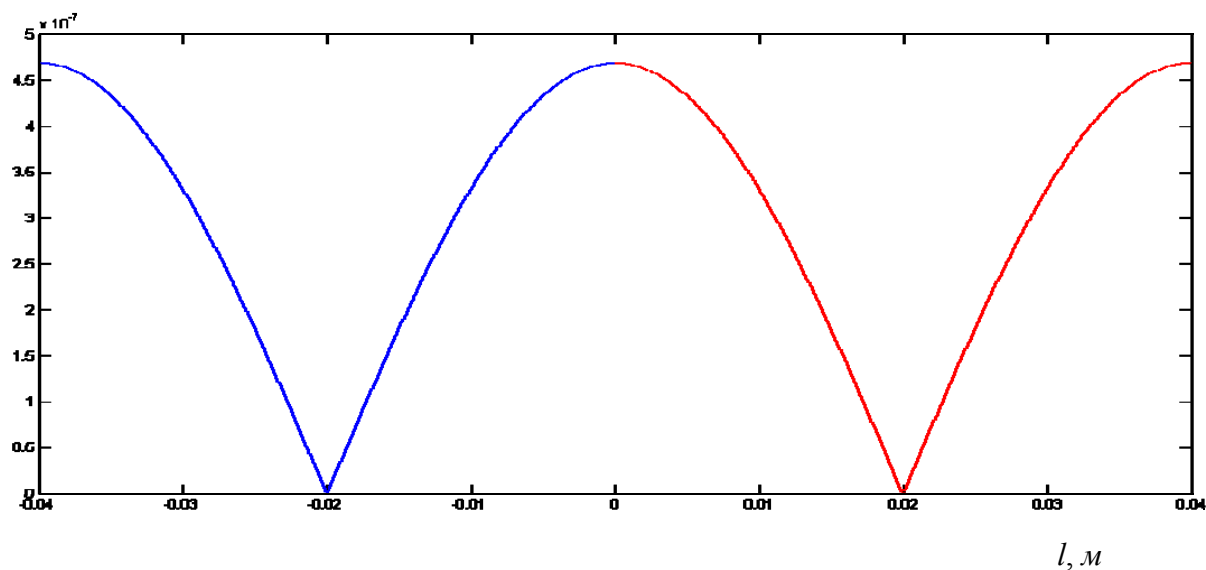


Рис.3

Полученный результат позволяет рекомендовать частично электродированный ПС для решения обратной задачи: нахождения параметров пьезокерамики по экспериментальной зависимости его частотной характеристики.

Научный руководитель: Тихомиров Н.П.- доцент физического факультета СПбГУ.

Литература

1. Крячко В.М., Тихомиров Н.П. Акустические преобразователи: Учебное пособие. СПбГУ, 2002г., 160 с.

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, СОЗДАВАЕМОГО МОБИЛЬНЫМ ТЕЛЕФОНОМ ВНУТРИ ГОЛОВЫ ЧЕЛОВЕКА

Студент: Ю.Ю. Назарова (4 курс, факультет ФРЭМТ, ВлГУ)

В настоящее время мобильная связь получила очень широкое распространение. В связи с этим, не утихают дискуссии об опасной угрозе, создаваемой мобильным телефоном. Медики до сих пор не дали точный ответ о вреде, который причиняет мобильная трубка.

В данной работе предлагается оценить интенсивность поля, создаваемого мобильным телефоном в голове человека, применяя строгие электродинамические методы. Для решения этой задачи было выполнено компьютерное моделирование распределения поля в голове человека с применением пакета CST Microwave Studio 201. Модель головы человека с расположенным около нее мобильным телефоном представлена на рис. 1.

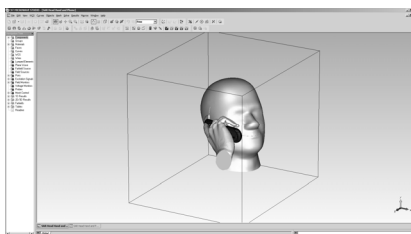


Рис.1.

Современные мобильные телефоны GSM работают в двухдиапазонном режиме 900/1800 МГц. Соответственно моделирование было выполнено на двух частотах. Антенна, расположенная в мобильном телефоне, обладает диаграммами направленности с учетом влияния руки и головы человека, представленными на рис. 2-7.

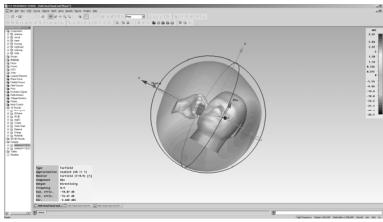


Рис.2

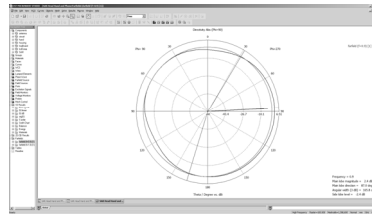


Рис.3

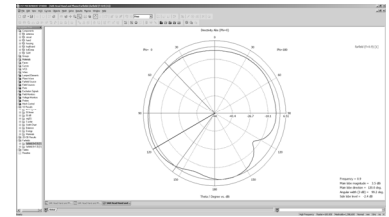


Рис.4

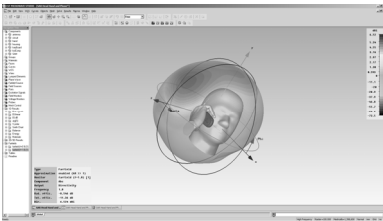


Рис.5

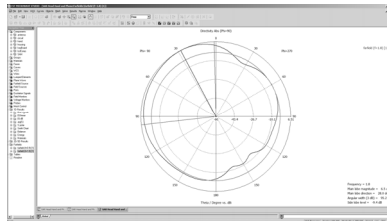


Рис.6

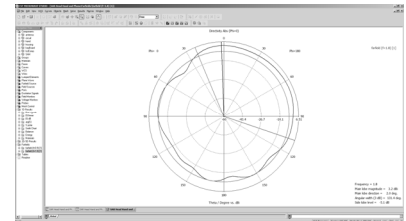


Рис.7

Как видно из рис. 2-7 максимум диаграммы направленности направлен в сторону головы человека. Но диаграмма направленности антенны характеризует поле в дальней зоне. Для оценки влияния излучения, создаваемого мобильным телефоном на голову человека необходимо определить распределение поля в ближней зоне.

Рис. 8-11 показывают двух и трехмерное распределение электрического поля в ближней зоне на частотах 900/1800 МГц.

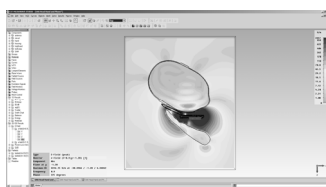


Рис.8

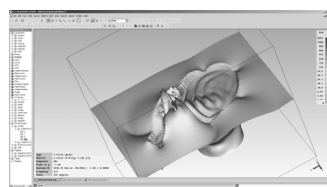


Рис.9

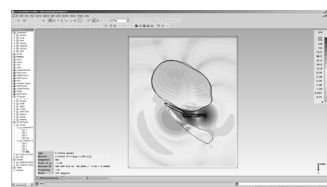


Рис.10

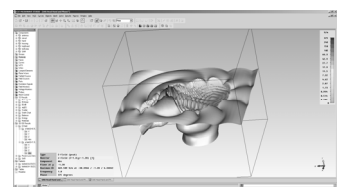


Рис.11

Анализ поля в ближней зоне показал, что проникающая способность поля в нижнем диапазоне частот выше, чем на более высоких частотах, а соответственно и влияние излучения телефона сильнее в более низком диапазоне частот. Кроме этого видно, что большая часть энергии все-таки отражается от головы человека, не оказывая влияние на головной мозг. Но при этом видно, что часть мощности проникает в головные ткани человека. Распределение поглощаемой мощности на частотах 900 и 1800 МГц показаны на рис. 12-13.

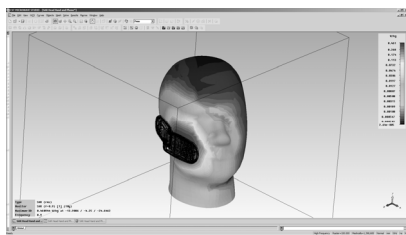


Рис.12.

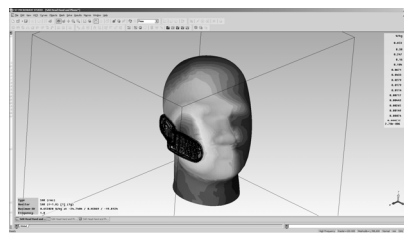


Рис.13.

Из рис.12-13 видно, что основная часть поглощаемой мощности рассеивается в области скулы человека, нагревая поверхностные ткани. При этом часть мощности проходит в голову человека, оказывая на нее существенное влияние.

В настоящее время для уменьшения влияния мобильного телефона на голову человека ведутся разработки антенн с так называемым пониженным уровнем поглощаемой мощности в голове человека.

Руководитель: ассистент кафедры РТ и РС Дементьев В.К.

Литература

1. Побаченко С.В., Колесник А.Г. Сопряженность параметров энцефалограммы мозга человека и электромагнитных полей шумановского резонатора по данным мониторинговых исследований. – Биофизика. 2006. Т.51. Вып. 3. С. 534-538.
2. .Побаченко С.В., Пономарев А.В. Влияние активации мобильных телефонов стандарта GSM на биоритмическую структуру электрогенеза мозга человека.- Биомедицинская радиоэлектроника. 2009.№3.С.50-55.
3. Электромагнитное поле и здоровье человека. – М., Издательство РУДН, 2002, под редакцией Ю.Г. Григорьева. С. 177.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ

Студент: Нгуен Тонг Там (2 курс магистратуры, каф. ЭФА, РГГМУ)

Возможность дистанционного определения свойств кристаллических и смешанных облаков определяется отличием диэлектрической проницаемости кристаллов льда от диэлектрической проницаемости воздуха, в результате чего они рассеивают проходящую радиоволну, часть которой приходит к приемной антенне и измеряется приемником. В докладе рассматриваются вопросы использования радиоволн для обнаружения облаков и их микрофизических свойств, путем анализа деполяризации на основе регистрации рассеянных радиосигналов.

В качестве одной из характеристик кристаллов льда используются геометрические размеры. Характерными геометрическими размерами кристаллов пластинчатых форм являются диаметр вписанной окружности L и толщина H , а для столбчатых и игольчатых форм — ширина H и длина L . Взаимосвязь между данными параметрами определяется формулой вида [1]: $H = aL^b$. Значения a и b определяются эмпирическим путем.

В работе [2] указывается, что для моделирования рассеяния на кристаллах льда может быть использован подход, основанный на представлении кристалла льда в виде эллипса с вертикальной и горизонтальной осями, для каждой из которой может быть рассчитано сечение рассеяния радиоволн в предположении сферичности частицы. Таким образом, деполяризация радиоволн на кристаллах льда определяется следующей формулой [3]:

$$ZDR = 10 \lg \left(\frac{\sigma_h}{\sigma_v} \right).$$

В докладе рассматривается деполяризация радиоволн на кристаллах льда следующих типов: толстые пластины (1), тонкие пластины (2), гексагональные

пластины (3), пульки (4), иглы (5) и сплошные столбики (6). На рисунке 1 показана зависимость деполяризации радиоволн с длиной волны 100 мкм от угла места приемной антенны.

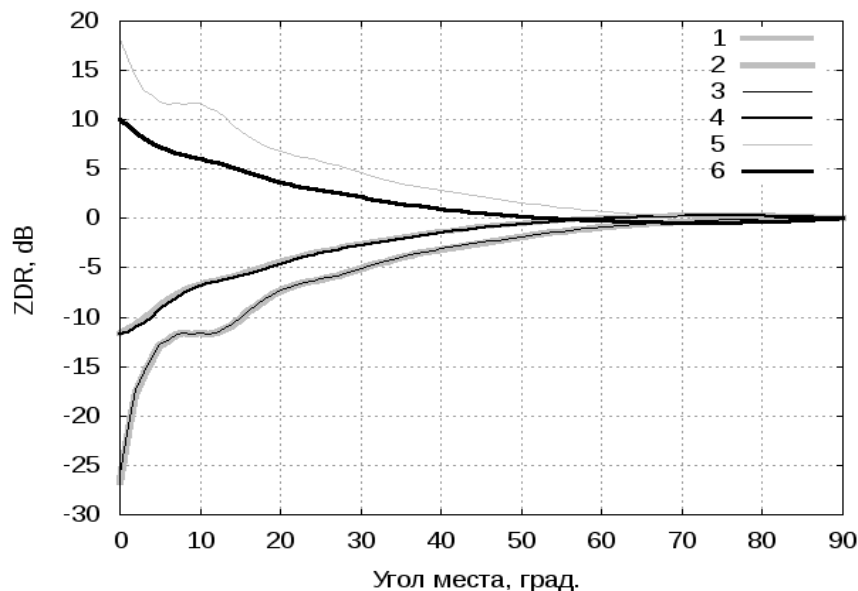


Рисунок 1. Зависимость деполяризации радиоволн от угла места приемной антенны (цифры соответствуют вышеперечисленным типам кристаллов)

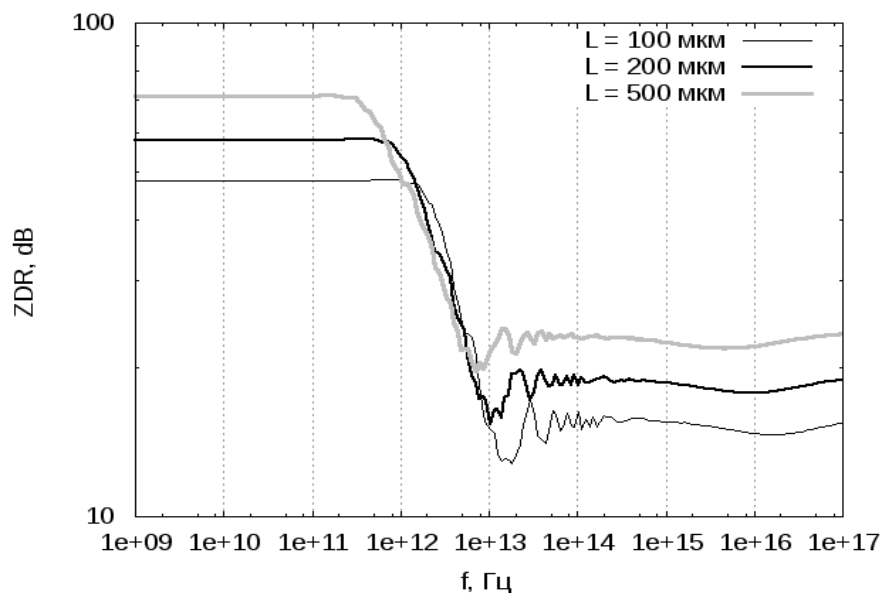


Рисунок 2. Зависимость деполяризации радиоволн от частоты для кристаллов с разными размерами

Как видно из рисунка 1 деполяризация радиоволн увеличивается по мере уменьшения угла места антенны и обращается в нуль при направлении антенны в зенит.

Одной из задач данной работы является определение наиболее информативного диапазона частот радиоволн для оценки возможности дистанционного исследования структуры и микрофизических свойств облаков. На рисунке 2 представлена зависимость деполяризации радиоволн от частоты для кристаллов льда с различными размерами. По данным рисунка 2, можно сделать вывод, что наиболее информативными являются два диапазона частот: до 10^{12} Гц и выше 10^{13} Гц, причем во втором диапазоне интенсивность рассеяния намного выше. Также по значению деполяризации можно определить преимущественные размеры кристаллов в исследуемом облаке.

Научный руководитель: канд. ф.-м. наук, доцент Чукин Владимир Владимирович.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Литература

- 1 Довгалюк Ю.А., Першина Т.А. Атлас снежинок (снежных кристаллов). – СПб.: Гидрометеиздат, 2005. – 140 с.
- 2 Schneider T.L., Stephens, G.L. Theoretical Aspects of Modeling Backscattering by Cirrus Ice Particles at Millimeter Wavelengths // Journal of Atmospheric Sciences. – 1995. – Vol.52, №23. – P.4367-4385.
- 3 Довиак Р., Зрнич Д. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. – Л.: Гидрометеиздат, 1988. – 512 с.

ТЕРМОФОН НА ОСНОВЕ ПРОВОЛОКИ

Аспирант: К.В. Невеселова (1 год обучения, кафедра физики, СПбГМТУ)

В технике встречаются устройства, при работе которых на поверхностях твердых тел возникают переменные во времени температурные поля. Колебания температуры на поверхности проводника возникают, например, при протекании по нему переменного электрического тока. Яркими представителями таких устройств являются термофоны [1].

Рассмотрим механизмы образования звуковых и неоднородных тепловых волн переменным температурным полем, возбужденным на поверхности бесконечной электропроводной проволоки. Проволока ориентирована горизонтально в бесконечном пространстве, заполненном газом.

Тепловое поле в веществе проволоки и на ее поверхности создается протекающими по ней постоянным электрическим током I_0 и переменным током $I_1 e^{i\omega t}$, где $\omega = 2\pi f$ – частота колебаний. Количество тепла, выделяющегося в веществе проволоки за единицу времени, может быть найдено из выражения

$$Q = R(I_0^2 + 2I_0 I_1 e^{i\omega t} + I_1^2 e^{i2\omega t}), \quad (1)$$

где $R = (\rho_v \cdot l) / S_c$ – электрическое сопротивление ленты, ρ_v – удельное электрическое сопротивление вещества, l – длина проволоки, $S_c = \pi \cdot a^2$ – площадь поперечного сечения, a – радиус проволоки.

Как видно из формулы (1), заданный уровень излучения звука на основной частоте ω можно обеспечить за счёт подбора соответствующих значений I_0 и I_1 . Излучением звука на второй гармонике можно пренебречь, если выполняется неравенство $I_0 \gg I_1$. Этот случай мы будем рассматривать ниже.

В результате протекания электрического тока по проволоке в стационарном режиме, на поверхности проволоки устанавливается температура

$$T = T_n + T_m \cdot e^{i\omega t}, \quad (2)$$

где T_n – стационарная температура разогрева проволоки за счет джоулевых потерь при протекании постоянного и переменного электрических токов, T_m – амплитуда колебаний температуры.

Учитывая достаточно высокую теплопроводность вещества проволоки, можно утверждать, что распределение температуры по поверхности проволоки (2) не зависит от координат. Распределение температур определяется одномерным уравнением теплопроводности. Решение этого уравнения известно и без стационарной части может быть записано в виде

$$T' = T_m \cdot e^{-k_T \cdot x} \cdot e^{i\omega t}, \quad (3)$$

где $k_T = (1+i)/\delta_T$ – комплексное волновое число тепловой волны, $\delta_T = \sqrt{2a/\omega}$ – толщина теплового пограничного слоя, a – температуропроводность газа.

Выражение (3) является уравнением неоднородной тепловой волны. Появление тепловой волны в среде приводит к периодическим изменениям её термодинамических параметров в пристеночном слое и, как следствие, образованию звуковой волны. Как показано в работах [2] внутри пограничного слоя такой поверхности акустическое поле не существует.

Для анализа параметров, влияющих на излучение звука металлической лентой, воспользуемся выражением для звукового давления [1]

$$p(f) = \frac{\gamma P_0 \chi_0}{\pi^2 \rho C_p V_0 \beta' \delta_T} \cdot \left(\frac{T_0}{273} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{R I_0 I_1}{\varphi(f)}, \quad (4)$$

где $V_0 = 2\pi a l \delta_T$ – объём пристеночного слоя газа, в котором формируется звуковая волна, $\chi = \chi_0 \sqrt{T_m/273}$ – теплопроводность газа, $\delta_T = \sqrt{2a_0/\omega} \cdot (T_m/273)^{\frac{3}{4}}$ – толщина теплового пограничного слоя проволоки, χ_0 , a_0 – теплопроводность и температуропроводность газа при $0^\circ C$, $\gamma = C_p/C_v$ – коэффициент Пуассона, C_p , C_v – теплоёмкость газа при постоянном давлении и объеме соответственно, P_0 , T_0 – статические значения давления и температуры газа.

Значение $\varphi(f)$ рассчитывается по формуле

$$\varphi(f) = f^2 \left[\left(\frac{K}{\pi} \right)^2 + \left(\frac{2\chi}{\omega \beta'} \right)^2 + \frac{\chi}{\omega \beta'} + \frac{1}{16} \right]^{\frac{1}{2}}, \text{ где } K = 0,577 + \ln \left(\frac{r}{\delta_T \sqrt{2}} \right). \quad (5)$$

Рассмотрим излучение звука на примере металлической проволоки, изготовленной из константана. Проволока имеет следующие параметры: длина – 1,0 м, диаметр – 400 мкм, удельная теплоёмкость проволоки на единицу длины $\beta' = 0,5 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, полное электрическое сопротивление $R = 3,6 \text{ Ом}$. Будем считать, что по проволоке течёт постоянный ток $I_0 = 2,0 \text{ А}$ и переменный ток с амплитудой $I_1 = 0,2 \text{ А}$, температуры разогрева проволоки $T_p = 333 \text{ К}$. Проволока находится в воздухе при $P_0 = 1,0 \text{ атм}$ и $T_0 = 293 \text{ К}$.

Рассчитаем частотную зависимость уровня звукового давления относительно порогового значения $p_0 = 2,0 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$ по формуле

$$L = 20 \log \left(\frac{p(f)}{p_0} \right). \quad (6)$$

Результат расчёта частотной зависимости уровня звукового давления, созданного в воздушной среде проволокой, показан на рис. 1.

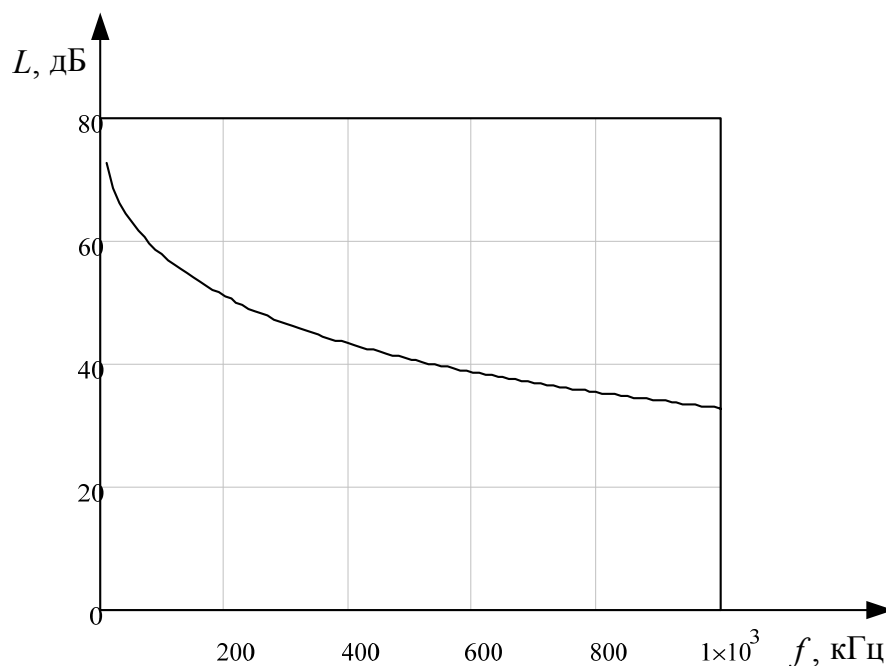


Рис.1 Частотная зависимость уровня звукового давления

Из рис. 1 видно, что с увеличением частоты уровень звукового давления уменьшается [3], но его уровни достаточны для восприятия звука ухом человека.

В заключение отметим, что обратиться к этой задаче нас привела необходимость разработки методики прогнозирования уровней акустического излучения проектируемых электрических машин. С этой целью необходимо исследовать излучающую способность металлов, используемых в электротехнике. Кроме того, современные технологии позволяют изготавливать металлическую проволоку диаметром порядка единиц микрон. Это позволяет повысить эффективность таких источников звука.

Руководитель: профессор, д.ф.-м.н. Легуша Фёдор Фёдорович.

Литература

1. Беранек Л. Акустические измерения. – М.: ИЛ, 1952. – С. 626.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – С. 736.
3. Легуша Ф.Ф., Невеселова К.В. Излучение звука поверхностью, температура которой изменяется по гармоническому закону. – М.: ГЕОС, 2011. – С. 83.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛЯ ПРОВОДИМОСТИ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ, КАСАТЕЛЬНО НАГРУЖЕННОГО НА ВЯЗКУЮ ЖИДКОСТЬ

Студент: Е.В. Опарин (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В статье [1] показано влияние вязкой касательной нагрузки на модуль проводимости пьезокерамического бруска в случае полного касания жидкости одной торцевой грани. В [2] получена формула силы сопротивления слоя жидкости, действующей на колеблющуюся поверхность. В представляемой мной работе приведены данные экспериментального исследования модуля проводимости пьезокерамического преобразователя (ПП), касательно нагруженного на слой вязкой жидкости.

Расположим пьезокерамический резонатор горизонтально, закрепив его неподвижно в узловой плоскости для выбранной моды колебаний (рис.1).

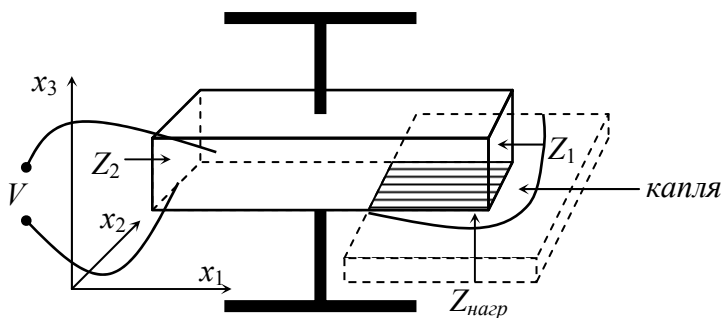


Рис.1

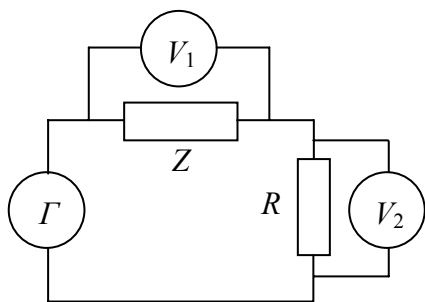


Рис.2

Установим подложку – массивный металлический параллелепипед – так, чтобы верхняя плоскость её была строго параллельна нижней грани ПП. Подложка может перемещаться в вертикальном направлении – чем регулируется

зазор между ней и неподвижным ПП. Нанесем небольшое количество жидкости на подложку и будем следить за изменением модуля проводимости ПП в

зависимости от подаваемого на него частоты переменного тока при разных толщинах слоя этой

жидкости. Для этого собирается стандартная Z-метровая схема (рис.2). Здесь $R = 2,6$

Ом – эталонное сопротивление, Z – пьезокерамика.

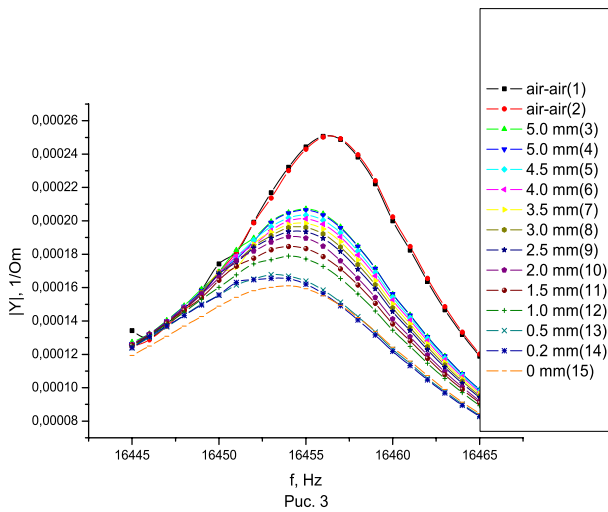


Рис. 3

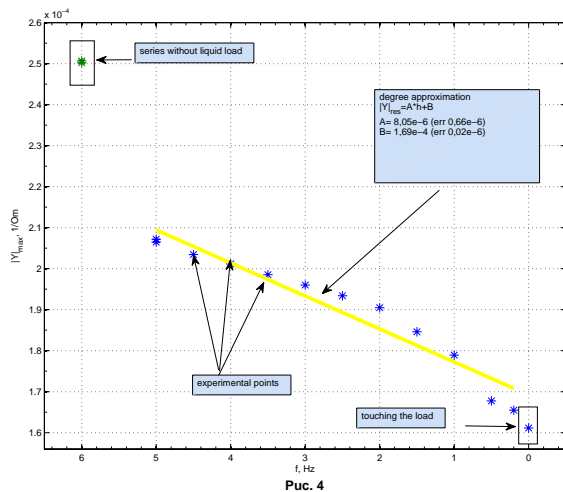


Рис. 4

В данной работе для большей разрешающей способности в выявлении эффекта изменения модуля проводимости использовалась высокочастотная пьезокерамика ($Q_{0,7} = 1500$), которая, в свою очередь, обладает и достаточно сильным пирозэффектом, осложняющим исследования. Поэтому с целью уменьшения его влияния на измерения вся установка была помещена в термостабилизированную камеру. Чтобы сократить время проведения опыта и тем снизить погрешность эксперимента, связанную с флуктуацией температуры для измерений модуля проводимости была собрана

быстродействующая автоматизированная установка. Вольтметры V_1 и генератор Γ (рис.2) посредством микроконтроллерных переходников были подсоединены к

персональному компьютеру через USB-порт. На ПК был установлен пакет MATLAB, в среде которого была написана управляющая установкой программа. Сбор всей информации велся также в «матлабовский» файл. V_2 – вольтметр В1-16, а V_1 – специально разработанный и изготовленный мной

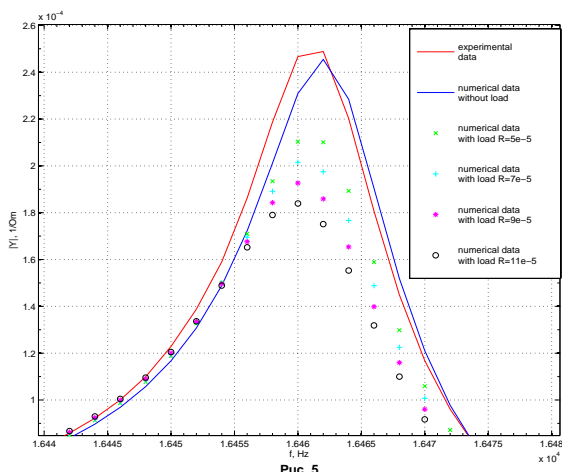


Рис. 5

цифровой вольтметр переменного тока с возможностью вывода информации на ПК через USB-порт ($\delta U/U \leq 0,5\%$). Таким образом, выборка статистики из 100 точек делается примерно за 5 минут, при этом температура внутри камеры остаётся неизменной в пределах $\pm 0,5^\circ\text{C}$, что с точки зрения погрешностей, вносимых пирозэффектом, является несущественным по отношению к другим источникам ошибок измерений.

На рис.3 приведено характерное поведение семейства кривых модуля проводимости в зависимости от частоты для разных толщин слоя глицерина ($\nu = 6,8 \text{ см}^2/\text{с}$), на рис.4 – поведение амплитуды модуля проводимости при тех же толщинах. Видно, что амплитуда модуля проводимости монотонно падает с момента касания грани колеблющейся пьезокерамики жидкости вплоть до касания подложки. На рис. 5 приведены численные расчеты величины модуля проводимости пьезокерамического бруска при наличии касательной вязкой нагрузки на одну грань на основании работ [1], [3]. Видно, что поведение экспериментальных кривых и кривых, полученных численным образом совпадают.

Руководитель: Б.Е.Грачев, ст. преподаватель, кафедра радиофизики, СПбГУ
Н.П.Тихомиров, доцент, кафедра радиофизики, СПбГУ

Литература

1. Крячко В.М., Тихомиров Н.П. Измерение вязкости жидкости. Вестник СПбГУ, 2003, вып.1(№4). С.84–87.
2. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособие в 10 т. Т. VI. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1986. 736 с.
3. Крячко В.М., Тихомиров Н.П. Акустические преобразователи: Учеб. пособие. СПб.: НИИХ СПбГУ, 2002.-160с.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВЕРТИКАЛЬНЫХ МОД И ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ
ЛУЧЕЙ К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ В
АНИЗОТРОПНОМ ТРЁХМЕРНОМ СФЕРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ-
ИОНОСФЕРА

Студент: И.М. Орешников (6 курс, кафедра радиопизики, СПбГУ)

Предложенное в работах [2] и [3] обобщение метода вертикальных волн и горизонтальных лучей [1] предлагает асимптотическое описание поля в волноводе в виде следующего модифицированного ряда Дебая:

$$\vec{W}(\theta, \phi, r) = e^{ika\tau(\theta, \phi)} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\vec{A}_l(\theta, \phi, r)}{(ika)^l},$$

где $\vec{W} = r\sqrt{\sin\theta}(E_\theta, E_\phi, E_r, H_\theta, H_\phi, H_r)^T$ – шестимерная вектор-функция, составленная из компонент полей, имеющих одинаковую размерность, т.к. под H понимается произведение волнового сопротивления вакуума и напряжённости магнитного поля.

Порождаемая этим методом спектральная задача поперечного оператора выглядит следующим образом:

$$\hat{L}_r \vec{\psi}_m - \lambda_m \hat{\Gamma}_t \vec{\psi}_m = 0$$

где операторы \hat{L}_r и $\hat{\Gamma}_r$ задаются выражениями:

$$D = \frac{1}{ik} \frac{\partial}{\partial r}$$

$$\hat{L}_r = \begin{pmatrix} & & 0 & D & 0 \\ & \hat{\varepsilon} & -D & 0 & 0 \\ & & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D & 0 & & \\ -D & 0 & 0 & \hat{I} & \\ 0 & 0 & 0 & & \end{pmatrix}$$

$$\hat{\Gamma}_r = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin \chi \\ 0 & 0 & -\cos \chi \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ -\sin \chi & \cos \chi & 0 \end{pmatrix}$$

Параметр χ , фигурирующий выше – это угол между нормалью к волновому фронту и меридианом.

Рассмотрим последнюю систему уравнений. Введём замену $\nu = a/r \cdot \lambda$, и перепишем систему, исключая компоненты ψ_3 и ψ_6 .

Группируя оставшиеся четыре компоненты $\vec{\psi}$ следующим образом:

$$\vec{e}_1 = (\psi_5, -\psi_2)$$

$$\vec{e}_2 = (\psi_1, \psi_4).$$

Приведённую выше систему уравнений можно записать в матричном виде:

$$\frac{\partial}{\partial r} \begin{pmatrix} \vec{e}_1 \\ \vec{e}_2 \end{pmatrix} = ik \cdot \hat{F} \begin{pmatrix} \vec{e}_1 \\ \vec{e}_2 \end{pmatrix},$$

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} B & C \\ D & T \end{pmatrix},$$

где матрицы B , C , D и T – матрицы, аналогичные матрицам из работы [4], за исключением некоторых отличий, на которые будет обращено внимание в докладе. Известно, что численное интегрирование приведённой системы требует особого подхода, так как два из четырёх решений для распространяющихся волн в ионосфере – идущих вверх и вниз обыкновенной и необыкновенной волн – будут сильно расти при интегрировании вниз. Для получения решения, устойчивого к ошибкам интегрирования возможно использовать бивектор, который строится из двух решений следующим образом:

$$W_{ik} = b_i^{(1)} b_k^{(2)} - b_k^{(1)} b_i^{(2)},$$

где $\vec{b} = (\vec{e}_1, \vec{e}_2)$.

Бивектор – это антисимметричный тензор размера 4 x 4 удовлетворяющий уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial r} W = ik \cdot (F \cdot W + W \cdot F^T).$$

В силу строгости граничных условий электродинамики, мы можем сузить рассматриваемую область интегрирования. Переместим границу $r = r_-$ вверх, до поверхности Земли и предположим, что поля на этой границе удовлетворяют приближённым импедансным граничным условиям. Граница $r = r_+$ может быть сдвинута вниз до некоторого уровня $r = r_u$, на котором электромагнитная волна может считаться уходящей вверх приблизительно вертикально. Для этого уровня можно построить начальные условия для полей рассмотрев задачу вертикального падения плоской волны на ионосферу. В таком случае, начальные условия формулируются следующим образом:

$$b^{(1)} = \left(\frac{h^{(1)}}{k}, i, 1, i \frac{h^{(1)}}{k} \right), \quad b^{(2)} = \left(\frac{h^{(2)}}{k}, -i, 1, i \frac{h^{(2)}}{k} \right),$$

$$\frac{h^{(1)}}{k} = \sqrt{\frac{X}{Y_r - U}}, \quad \frac{h^{(2)}}{k} = i \sqrt{\frac{X}{Y_r + U}}.$$

Элементы бивектора в свою очередь пересчитываются в матрицу отражающих свойств ионосферы α следующим способом:

$$\alpha = \frac{1}{W_{34}} \begin{pmatrix} W_{14} & -W_{13} \\ W_{24} & -W_{23} \end{pmatrix}.$$

Эта матрица может быть пересчитана в матрицу импеданса. Условие равенства этой матрицы матричному импедансу земной поверхности даёт нам характеристическое уравнение:

$$f(v) = (1 + \alpha_{11} \cdot \delta) \cdot (\delta + a_{22}) + a_{12} \cdot a_{21},$$

где δ – импеданс Земной поверхности. Зависимость функции f от спектрального параметра v скрыта в элементах матрицы α .

Для поиска собственного значения можно пользоваться итерационным методом Ньютона. Для обеспечения сходимости итерационного процесса можно ввести

эффективную высоту — уровень с наименьшей зависимостью матрицы α от спектрального параметра ν .

В трёхмерном нерегулярном волноводе для каждой точки на поверхности Земли решается задача определения ν , а затем решается задача о построении горизонтальных лучей.

Руководитель: Л.Н. Лутченко, к. ф.-м. н., доцент кафедры радиофизики.

Литература

1. Weinberg H., Burrige R. Horizontal ray theory for ocean acoustics. Journal of the Acoustical Society of America, vol. 55, No. 1, January 1974
2. Avdeev A. D., Novikov V. V. Eigenwave asymptotics for smoothly irregular plane anisotropic waveguide. Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 34, No. 7, July 1991
3. Novikov V. V., Solov'ev Yu. N. Asymptotics of the eigenwaves of a smooth irregular spherical anisotropic waveguide. Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 38, No. 5, May 1995
4. Loutchenko L.N., Bisyarin M.A. Application of the normal wave method to calculations of VLF electromagnetic field in the anisotropic two-dimensionally inhomogeneous Earth-ionosphere waveguide Int. J. Geomagn. Aeron. 7

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ НАХОЖДЕНИЯ МАТРИЦЫ АДМИТАНСА ДЛЯ СФЕРИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Студент: Н.Н. Попов (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

При решении задачи расчета электромагнитных полей в анизотропном сферическом волноводе Земля-ионосфера методом нормальных волн один из важнейших блоков вычислительного алгоритма связан с нахождением матрицы адмитанса на верхней стенке эффективного волновода. Существует ряд методов, позволяющих сделать это. У каждого из них есть свои достоинства и недостатки. Представляется интересным провести сравнение существующих методов с целью выявления наиболее приемлемого для численных расчетов.

В монографии [1] получены приближенные уравнения для аналогов касательных компонент полей в анизотропной сферической ионосфере (1) и уравнение для нахождения компонент матрицы адмитанса (2):

$$\frac{d}{dr} \begin{pmatrix} e_\theta \\ e_\varphi \\ h_\theta \\ h_\varphi \end{pmatrix} = ik \begin{pmatrix} -S \frac{\varepsilon_{r\theta}}{\varepsilon_{rr}} & -S \frac{\varepsilon_{r\varphi}}{\varepsilon_{rr}} & 0 & 1 - S^2 \frac{1}{\varepsilon_{rr}} \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ -\frac{\varepsilon_{rr}\varepsilon_{\varphi\theta} - \varepsilon_{\varphi r}\varepsilon_{r\theta}}{\varepsilon_{rr}} & S^2 - \frac{\varepsilon_{rr}\varepsilon_{\varphi\varphi} - \varepsilon_{\varphi r}\varepsilon_{r\varphi}}{\varepsilon_{rr}} & 0 & S \frac{\varepsilon_{\varphi r}}{\varepsilon_{rr}} \\ \frac{\varepsilon_{rr}\varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_{r\theta}\varepsilon_{\theta r}}{\varepsilon_{rr}} & \frac{\varepsilon_{rr}\varepsilon_{\theta\varphi} - \varepsilon_{\theta r}\varepsilon_{r\varphi}}{\varepsilon_{rr}} & 0 & -S \frac{\varepsilon_{\theta r}}{\varepsilon_{rr}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_\theta \\ e_\varphi \\ h_\theta \\ h_\varphi \end{pmatrix}. \quad (1)$$

$$-i \frac{d\hat{A}}{d(kr)} = \hat{A} \begin{pmatrix} -T_{14} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \hat{A} + \begin{pmatrix} T_{41} & T_{42} \\ T_{31} & T_{32} \end{pmatrix} - \hat{A} \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} T_{44} & 0 \\ T_{34} & 0 \end{pmatrix} \hat{A}. \quad (2)$$

Задавшись моделью ионосферы, и начальными значениями \hat{A} в ионосфере, следует проинтегрировать (2) до верхней границы волновода.

Для нахождения начальных значений \hat{A} строятся два линейно независимых решения системы уравнений (1), описывающих волны, распространяющиеся от центра Земли. Их можно выделить, используя, как в [2], связанные уравнения (3) для системы (1) (уравнения (3)).

$$\vec{f}' = ik\hat{D}\vec{f} - \hat{\Gamma}\vec{f}, \quad \hat{D} = \hat{S}^{-1}\hat{T}\hat{S}, \quad \hat{\Gamma} = \hat{S}^{-1}\hat{S}'. \quad (3)$$

Существуют три наиболее распространенных метода получения начальных значений \hat{A} из (3).

Первый метод – это начать интегрирование уравнения (3) из космоса ($N_e = 0$), тогда в данной области выражение для адмитанса имеет вид (4).

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{1-S^2} & 0 \\ 0 & -\sqrt{1-S^2} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Другой метод основан на приближении нормального падения. Выделяется квазиоднородный участок ионосферы, на который волна падает вертикально ($S = 0$). Стартовое значение адмитанса определяется из (5).

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \frac{S_{41}S_{23} - S_{43}S_{21}}{S_{11}S_{23} - S_{13}S_{21}} & \frac{S_{41}S_{13} - S_{43}S_{11}}{S_{21}S_{13} - S_{23}S_{11}} \\ \frac{S_{31}S_{23} - S_{33}S_{21}}{S_{11}S_{23} - S_{13}S_{21}} & \frac{S_{31}S_{13} - S_{33}S_{11}}{S_{21}S_{13} - S_{23}S_{11}} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Третий метод получается при рассмотрении наклонного падения волны на квазиоднородный участок ионосферы. Уравнения (3) упрощаются поворотом координат в $\varphi - \theta$ плоскости. Таким, что в новой системе координат геомагнитное поле лежит в $\varphi - r$ плоскости. В результате начальные значения адмитанса, как и во втором методе, находятся из уравнения (5).

Численные расчеты показали, что первый метод вычисления требует существенно больших затрат времени по сравнению с другими. В остальном все три метода имеют лишь незначительные различия.

Руководитель: И. И. Кононов, к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики.

Литература

1. Г.И. Макаров, В.В. Новиков, С.Т. Рыбачек “Распространение радиоволн в волноводном канале Земля-Ионосфера” Москва Наука 1994.
2. K. G. Budden “Radio Waves in the Ionosphere”. Cambridge at the University press 1966.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОШИБОК МЕСТООПРЕДЕЛЕНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО СИГНАЛАМ ФАЗОВОЙ РАДИОНАВИГАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ «АЛЬФА» ОТ УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Студент: А.О. Румянцев (4 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В радионавигационных системах (РНС) СДВ диапазона для определения координат объекта используется фазовый метод. Радионавигационное поле создается цепью опорных наземных передающих станций, расположенных в пунктах с известными координатами.

Фазовые радионавигационные системы являются многозначными системами: каждому значению радионавигационного параметра соответствует несколько пунктов на земном шаре. Для разрешения многозначности измерений СДВ радионавигационные системы создаются в виде многочастотных систем, в которой каждая из опорных станций излучает сигналы на основной и дополнительных частотах. Сигнал основной частоты используется для определения навигационного параметра, сигналы дополнительных – для разрешения многозначности определения навигационного параметра.

В СДВ радионавигационной системе Alpha применяется 3 опорные станции, каждая излучающая на 3-х частотах. Опорные станции расположены в Новосибирске, Хабаровске и Краснодаре и используют частоты: 14,9, 12,7 и 11,9 кГц. Объект, требующий определения своего местоположения, может находиться в любой точке рабочей зоны РНС. Мы оцениваем работоспособность РНС по измерениям, выполненным на цифровом приемнике в Старом Петергофе.

В СДВ системах разрешение многозначности фазовых измерений достигается применением многошкальных измерителей, в которых навигационный параметр измеряется одновременно на основной и дополнительных частотах. Многошкальный измеритель позволяет получить однозначное измерение в пределах длины волны самой низкой разностной частоты, которая может быть найдена из основной и дополнительных частот. В РНС Alpha, проводя измерения на частотах 11,9, 12,7 и 14,9 кГц, можно сформировать трехшкальное измерение на частотах 11,9, 3,0 и 0,8 кГц, что соответствует длинам волн 25, 100 и 400 км.

В многошкальном измерителе точность шкал различна: самую высокую точность имеет шкала на основной частоте, с понижением разностной частоты точность снижается. Задача разрешения многозначности позволяет получить однозначное значение местоположения объекта с точностью шкалы на основной частоте, если его положение известно с точностью до 300 км.

Сверхдлинные волны ($\lambda = 10 \dots 100$ км.) распространяются в сферическом волноводе, образованном поверхностью Земли и нижней границей ионосферы. Поэтому на фазовую скорость распространения волн большое влияние оказывает проводимость подстилающей поверхности Земли и состояние ионосферы. В цифровой приемник заложена глобальная карта проводимости подстилающей поверхности и модель ионосферы, в зависимости от сезона, зенитного угла Солнца и геомагнитной широты. Решается задача распространения волн в волноводном канале Земля-ионосфера методом разложения по нормальным волнам, распространяющимся по кратчайшему пути между корреспондирующими пунктами. Алгоритм основан на трассовом приближении, при котором учитываются возможные изменения свойств волновода вдоль геодезической линии и пренебрегаются их изменениями в поперечном направлении. Рассчитывается фаза принимаемого сигнала в месте предполагаемого положения объекта на всех частотах и вводятся поправки на распространение, учитывающие зависимость фазовой скорости от частоты и электрических свойств трассы распространения, т.е. находятся фазы при условии одной и той же фазовой скорости распространения на всех частотах и трассах.

Цифровой приемник выдает через каждые 3 минуты ошибку определения своего местоположения по радионавигационному параметру. В нашу задачу входило исследовать ошибки определения местоположения в зависимости от сезона и освещенности трасс. Эти исследования полезны для уточнения модели.

В докладе будут представлены гистограммы распределения ошибок при различных условиях, усредненные за 30 минут значения ошибок для каждого месяца на протяжении 4 лет, в различные дни и времена суток, из которых следует, что наименьшие погрешности мы получаем в условиях равной освещенности трасс.

Руководитель: Л.Н. Лутченко, к.ф.-м.н., доцент, каф. Радиофизики, СПбГУ.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ СИНТЕЗА ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ СЛУЧАЯ КВАЗИЗЕНИТНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

Студент: Е.В. Тимофеев (4 курс, кафедра радиотехники и связи, МарГТУ),
аспирант: М.И. Рябова (2 курс, кафедра высшей математики, МарГТУ)

В настоящее время для организации связи на радиоперелиниях до 400 км в регионах со сложным рельефом местности стали использовать системы ВЧ диапазона квазизенитного распространения (КЗР) или Near Vertical Incidence Skywave – NVIS.

Цель работы: разработать методику синтеза дисперсионных характеристик для случая многослойной среднеширотной ионосферы и квазизенитного распространения радиоволн.

Для получения информации близкой к реальной для синтеза дисперсионных характеристик для случая многослойной среднеширотной ионосферы и квазизенитного распространения радиоволн было предложено использовать методику, представленную на рисунке 1. Она включает: получение информации о критических частотах (f_0), максимумов электронной концентрации (N_{em}) высоте максимумов (h_m), коэффициенты распространения ($M3000$) для слоев E , F_1 и F_2 через модель IRI; моделирование параметров; построение дискретной функции $N_e(h)$ и ее MQP аппроксимацию с последующим построением дисперсионной и дифференциальной дисперсионной характеристик.

В данной методике в качестве начальных значений параметров профиля берутся значения, вычисленные с помощью международной справочной модели ионосферы IRI, признанной URSI в качестве эталона для ионосферных параметров. Ее внешними параметрами являются: уровень солнечной активности, задаваемый числом Вольфа W , дата, время и географические координаты передатчика и приемника на Земле. Данные о магнитной возмущенности берутся из WMM (World Magnetic model).

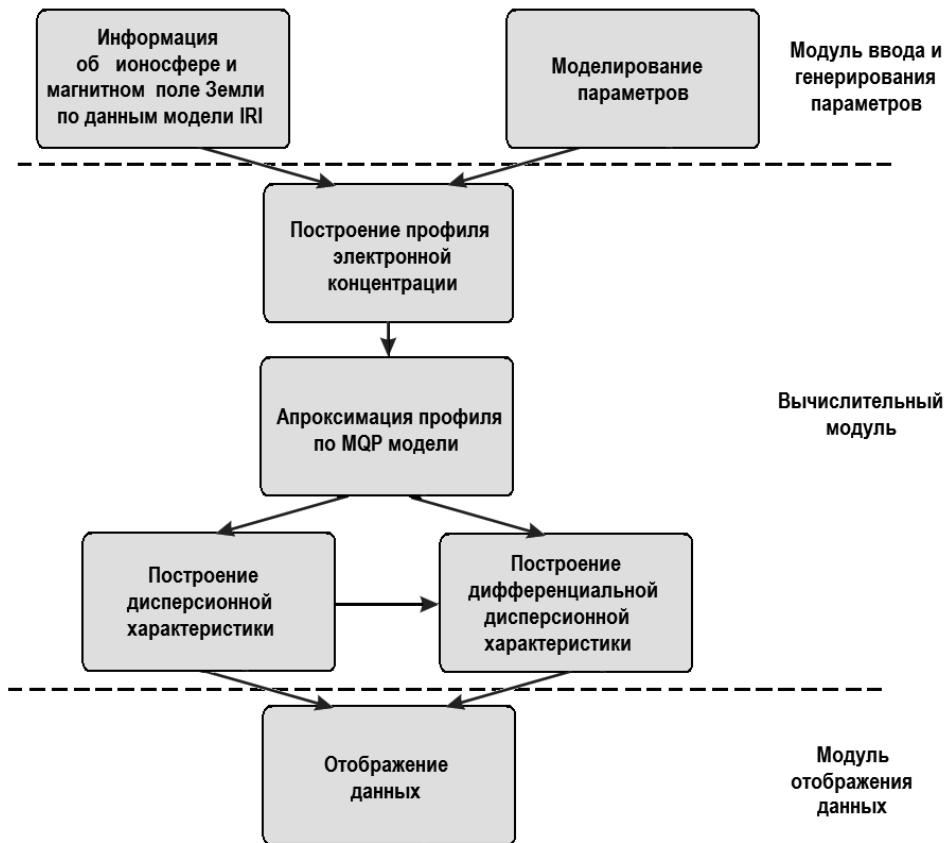


Рис.1. Методика синтеза дисперсионных характеристик.

Далее с учетом введенных параметров осуществляется построение профиля электронной концентрации в виде дискретной модели. Их аппроксимация на основе MQR приближения позволяет получить профиль в виде непрерывных аналитически заданных функций. Модель IRI позволяет получать дискретные значения зависимости электронной концентрации от высоты. При решении задачи определения непрерывных профилей использовалось их представление в виде квазипараболических функций. Известно, что единичный QR слой описывается формулой:

$$N_e = \begin{cases} N_{em} \left[1 - \frac{(r - r_m)^2}{y_m^2} \cdot \frac{r_b^2}{r^2} \right], & r \in \left(r_b; \frac{r_m r_b}{r_b - y_m} \right) \\ 0 & r \notin \left(r_b; \frac{r_m r_b}{r_b - y_m} \right) \end{cases} \quad (1)$$

где N_{em} – максимальное значение электронной концентрации; r – геоцентрическое расстояние; r_m – значение r в максимуме слоя; r_b – значение r на нижней границе слоя; y_m – полутолщина слоя.

Многослойный характер профиля обеспечивается учетом E , F_1 и F_2 слоев, имеющих в (1) свои параметры. Более гибкая модель может быть получена, если E , F_1 и F_2 слои присоединяются при помощи плавно изменяющейся функции, которая подбирается исходя из концентрации электронов и ее градиента в точках, где присоединяются E и F_1 слои и F_1 и F_2 слои. Квазипараболическую функцию можно также использовать для описания присоединяющего слоя.

На рис. 2а представлен профиль электронной концентрации, полученный по методике, описанной выше, а на рис. 2б синтезированные дисперсионные характеристики для трассы протяженностью 320 км.

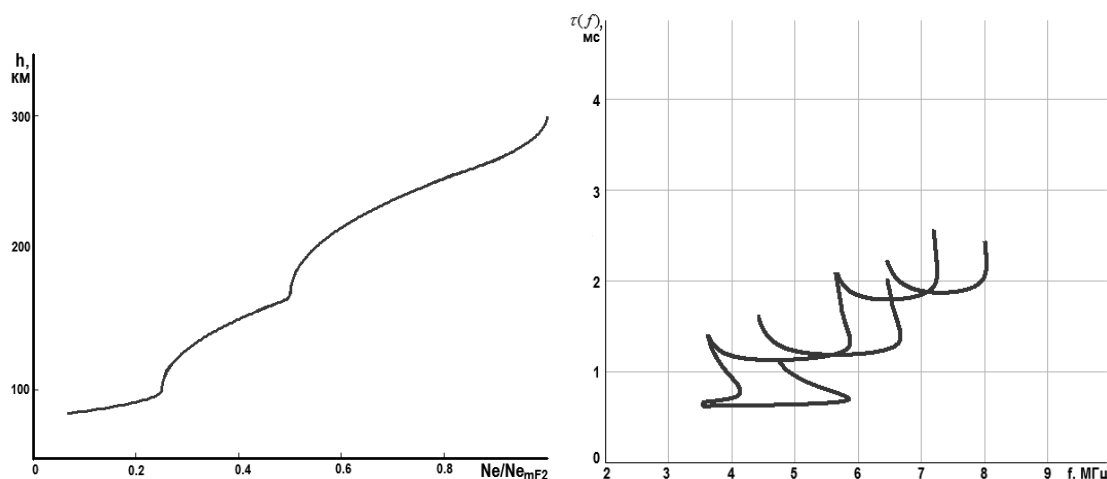


Рис. 2. Профиль электронной концентрации и синтезированная дисперсионная характеристика

Выводы: разработана методика синтеза дисперсионных характеристик для случая многослойной среднеширотной ионосферы и квазизенитного распространения радиоволн.

Научный руководитель: д.ф.-м.н., проф. Иванов Д.В.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: проекты № 10-02-00620; 09-07-00331-а; 10-07-00466-а, ФЦП: № 14.740.11.1152; 14.740.11.1209; 14.740.11.1436; АВЦП: № 2.1.1/3896, № 2.1.1/12022.

КОДЕК ДЛЯ СИСТЕМ ТЕЛЕМЕТРИИ, РАБОТАЮЩИХ В УСЛОВИЯХ СЛОЖНОЙ ПОМЕХОВОЙ ОБСТАНОВКИ

Аспирант: А.А. Сидоренко (1 год обучения, РТиРС, ВлГУ)

При передаче цифровых телеметрических сигналов по радиоканалам связи сигналы подвержены искажениям и затуханию из-за негативного воздействия многочисленных факторов.

Наличие помех и замирание сигнала снижают достоверность передачи информации. Повышение достоверности, передаваемой по каналу связи информации можно организовать различными способами, например, увеличением мощности передатчика, увеличением чувствительности приемника, увеличением усиления антенн. Реализация приведенных способов обычно требует значительных материальных затрат, а самое главное, – это не обеспечивают повышение достоверности передаваемой информации при частотно-селективном или быстром замирании.

Как правило, более выгодно решать проблему повышения достоверности передачи информации применением канального кодирования сигнала. В результате этого сигнал становится менее уязвим к таким эффектам ухудшения качества передачи, как шум, помехи и замирания.

Кодирование сигнала означает преобразование сигнала в некий «улучшенный сигнал», позволяющий сделать процесс детектирования менее подверженным ошибкам [1]. На выходе процедуры кодирования получается закодированный сигнал, имеющий лучшие пространственные характеристики, чем некодированный, и обладающий структурной избыточностью. Избыточные разряды служат для определения и исправления ошибок. Применение кодирования с исправлением ошибок позволяет при тех же значениях энергии бита (излучаемой мощности) получить более высокую достоверность передачи данных.

Важное семейство кодов образуют линейные двоичные блочные коды [1-3]. Эти коды замечательны тем, что представляют информационные и кодовые слова в форме двоичных векторов. Кодер двоичного блочного (n, k) - кода отображает множество 2^k возможных двоичных информационных слов в множество 2^k n -мерных кодовых слов. Вместо k бит информационного вектора в канал передается n бит кодового вектора. К каждому блоку данных кодирующее устройство прибавляет $(n - k)$ избыточных бит, которые также называют контрольными битами или битами чётности. Отношение числа избыточных бит к числу информационных бит, $(n - k)/k$ называется избыточностью кода. Отношение числа бит данных к общему числу бит, k/n , называется степенью кодирования. Степень кодирования показывает долю кода, которая приходится на полезную информацию. Кодирование линейного блочного (n, k) -кода задается порождающей матрицей G размером $(k \times n)$. Таким образом, кодовое слово v и информационное слово u связаны соотношением $v = u \times G$.

Второе важное семейство кодов образуют свёрточные коды [2]. Свёрточные коды – это коды, использующие непрерывную обработку потока данных короткими блоками. Свёрточный кодер имеет память, и символы на его выходе зависят не только от очередного блока символов на входе, но и от предыдущих символов. Свёрточное кодирование является отображением информационной последовательности символов в кодовую последовательность с помощью линейной схемы с параметрами, не меняющимися во времени. Эффективность сверточных кодов зависит от выбранного кода и характеристики канала передачи. Сверточные коды хорошо исправляют одиночные ошибки, но чувствительны к пакетам ошибок. Их обычно применяют вместе с перемежением передаваемых по каналу символов [1].

Блочные коды чрезвычайно разнообразны, однако большинство из них не в состоянии справиться с пакетами ошибок. Коды Боуза-Чоудхури-Хоквенгема (БХЧ) позволяют исправлять множественные ошибки. Данный вид кодов предоставляет большую свободу выбора длины блока, степени кодирования, размеров алфавита и возможностей коррекции ошибок. Одним из подклассов кодов БХЧ с недвоичными

символами являются коды Рида-Соломона (РС). Коды РС это недвоичные циклические коды. Недвоичные, – это означает, что символы этих кодов представляют собой многобитовые (m -битовые) последовательности. Коды РС способны исправлять $t = \lfloor (n - k)/2 \rfloor$ ошибок.

Очень эффективным является применение систем каскадного кодирования (смотри рисунок 1) [3]. В каскадных кодах кодирование осуществляется в два уровня. Входные данные сначала кодируются внешним кодом, затем может применяться перемежение данных, после чего происходит кодирование внутренним кодом, и далее модуляция сигнала. Декодирование происходит в обратном порядке. Искаженные каналом данные с демодулятора поступают сначала на декодер внутреннего кода, а затем на декодер внешнего кода.

Применяя перемежение данных надо учитывать, что это потребует некоторых временных затрат, что в некоторых случаях является нежелательным.

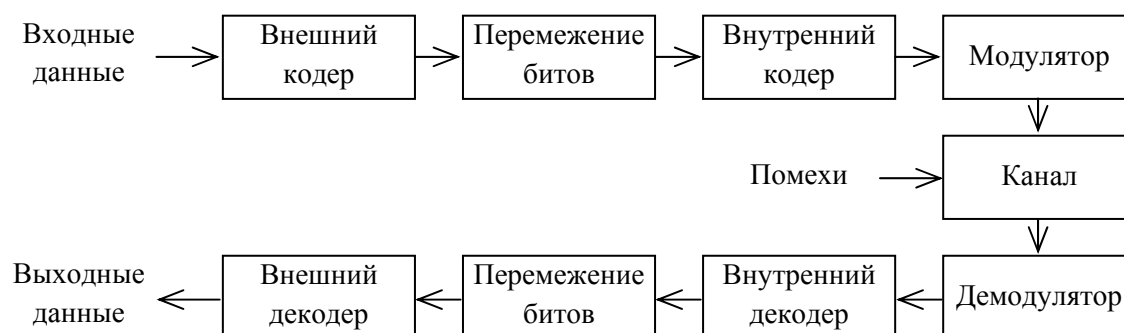


Рисунок 1. Структурная схема системы каскадного кодирования.

Достоинством каскадных кодов является относительно низкая сложность кодирующих и декодирующих устройств, так как каскадные коды позволяют выполнить процедуры кодирования и декодирования по этапам, применяя на каждом этапе достаточно короткие, по сравнению с результирующим, коды.

Эффективность использования каскадных кодов повышается за счет некоторой декорреляции ошибок, появляющихся в результате поэтапной процедуры декодирования.

Использование кода РС в качестве внешнего кода в каскаде с внутренним двоичным кодом БХЧ позволяет эффективно противостоять появлениям пакетов ошибок, и может применяться без перемежения.

Кодеры и декодеры кодов БХЧ и РС реализуются на практике применением микропроцессоров фирм Xilinx, АНА, Analog Devices. Непрерывный информационный поток данных переносится на повышенную скорость и преобразуется в пакеты. Пакеты данных поступают на микропроцессор и кодируются. В состав кодека входят устройства тактовой и блоковой синхронизации.

Научный руководитель доктор технических наук, профессор Самойлов А.Г.

Литература

1. Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. М.: Издательский дом «Вильямс», 2007 – 1104 с.
2. Вернер М. Основы кодирования. М.: Техносфера, 2006 – 286 с.
3. Морелос-Сарагоса Р. Искусство помехоустойчивого кодирования. Методы, алгоритмы, применение. М.: Техносфера, 2006 – 319 с.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИМАЛЬНОГО И КВАЗИОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПЕРЕДАЧЕЙ РАЗНЕСЕННЫХ СИГНАЛОВ

Магистрант: Д.В. Синицин (2 год, кафедра радиотехники и радиосистем, ВлГУ)

Были моделированы процессы прохождения сигналов через канал с замираниями при двукратном разнесении для различных вариантов управления на передающей стороне и комбинирования на приемной стороне. В качестве модели замираний использовалась релейевская модель. Исследования производились для линейного сложения (рис. 1) и для оптимального сложения (рис. 2) в приемнике. На обоих рисунках по вертикальной оси отложен в дБ относительный уровень $Y_{отн}$ по отношению к медианному уровню релейевского распределения сигнала в одиночном канале (без разнесения на передающей и на приемной сторонах). По горизонтальной оси отложен процент времени $T\%$, в течение которого уровень сигнала на выходе схемы комбинирования будет выше, чем $Y_{отн}$.

Управление осуществляется для достижения максимально возможного отношения «сигнал/шум» после комбинирования. Среди них следующие: антенная коммутация – АК, регулировка усиления – РУ, фазовое управление – ФУ, комбинация методов АК и ФУ.

Исследовались следующие методы управления передачей сигналов: разнесенная передача без управления (графики 1); метод АК (графики 2); метод РУ (графики 3); метод ФУ (график 4); комбинация методов АК и ФУ (график 5); оптимальное управление согласно собственному вектору, соответствующему максимальному собственному числу (графики 6).

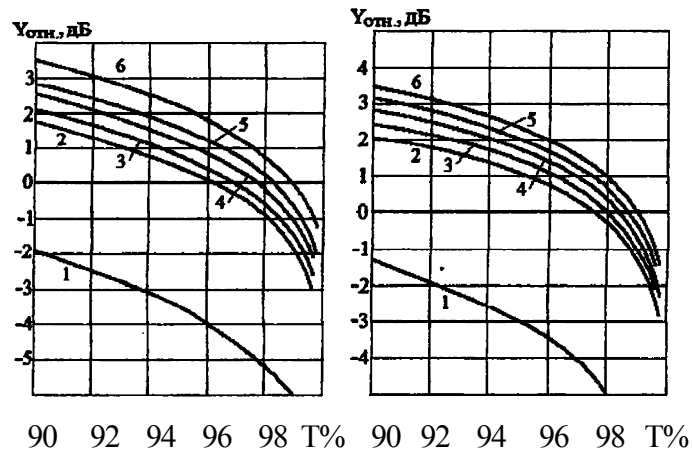


Рис. 1

Рис. 2

Руководитель: Полушин П.А.

Литература

1. Галкин В.А. Цифровая мобильная связь. М.: Горячая линия-Телеком, 2007. - 432 с.
2. Bingham J.A.C. Multicarrier modulation for data transmission: an idea whose time has come // IEEE Communications Magazine. - 1990. - Vol. 28, No.5.-P.5-14.
3. Armstrong J. Peak-to-average power reduction for OFDM by repeated clipping and frequency domain filtering // Electronics Letters, 2002, Vol. 38, No.5.-P. 246-247.
4. Bauml R. W. and J. B. Huber. Reducing the peak-to-average power ratio of multicarrier modulation by selected mapping// Electronic Letters, 1996, Vol.32.- P.2056-2057.
5. Никитин О.Р., Полушин П.А., Гиршевич М.В., Пятов В.А. Повышение скорости передачи информации по каналам с рассеянием по времени / Информация и космос, № 3, 2009. - С 21-23.
6. Никитин О.Р., Полушин П.А., Пятов В.А. Два подхода к модификации OFDM с использованием избыточности в каналах с частотно-селективными замираниями / Известия Института инженерной физики, №4(18), 2010.-С. 43-48.

СВЕРХКОРОТКОИМПУЛЬСНАЯ РАДИОЛОКАЦИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД

Студенты: Б.В. Содномов, Е.Д. Батуев (5 курс, кафедра РЭС, ВСГУТУ)

Сверхкороткие импульсы находят широкое применение в таких областях, как сверхширокополосная радиосвязь, системы точного позиционирования и т.д. [1]. Вместе с тем, несомненный интерес представляет их использование в системах дистанционного зондирования. Это объясняется тем, что сверхкороткоимпульсная радиолокация (СКИРЛ) обладает рядом специфических особенностей, к которым относятся высокая разрешающая способность по дальней дистанции и эффект контрастности отражений от объектов [2]. Указанные особенности приводит к другому, чем в традиционной локации, характеру отраженных сигналов от местности, создавая рельефную картину их отдельных импульсов от местных предметов и характерных участков местности, в том числе и на предельно малых дальностях.

Экспериментальные измерения проведены на базе измерительного комплекса, в состав которого входят твердотельный наносекундный радар с рабочей частотой 10 ГГц и длительностью импульса 10 нс, параболическая антенна с опорно-поворотным устройством, цифровой осциллограф TDS 1012 с блоком расширения TDS2CMA, ноутбук, кабели для регистрации сигналов, а также электрогенератор на 220В. Использование такого автономного комплекса позволяет проводить измерения при любом рельефе местности, включая возвышенности для имитации мачтовых измерений.

При проведении наземных измерений были использована схема горизонтальной локации леса. В этом случае излучение проходит сквозь лесной массив, испытывая фоновое затухание. Ослабление сигнала оценивалось средней величиной коэффициента ослабления. Для соснового леса средней плотности оно составило 0,2 дБ/м., для лиственного леса (береза) – 0,9 дБ/м. для весеннего сезона

(деревья без листвы) и 1,25 дБ/м. – для летнего сезона (деревья в полной листве). Кроме того, в случае локации соснового леса наблюдается значительное прохождение сигналов до 100 и более метров. При этом на осциллограмме наблюдаются отдельные пики, соответствующие отражениям от отдельных деревьев (в близкой области) и групп деревьев (в дальней области). Это подтверждает ранее указанные особенности СКИРЛ. Пространственное разрешение в данном случае составляет 1,5 метра. Таким образом, реализуется достаточно высокое пространственно-временное разрешение, что дает основание для радиотомографии лесных сред [3]. Полученные томограммы обследованных лесов показали удовлетворительное согласие с ранее снятыми планами участков леса. Для улучшения качества томограмм проведена перенормировка экспериментальных данных с учетом определенных коэффициентов погонного ослабления.

Проведены натурные измерения эффективных поверхностей рассеяния (ЭПР) отдельных участков земной поверхности – березовый лес и открытая местность. Для определения ЭПР проведены дополнительные калибровочные измерения с использованием калибровочной мишени (трехгранный уголкового отражатель). Измерения проводились с горы, при этом перепад высот между точкой установления радара и облучаемой поверхностью составил 50 метров, а расстояние до измеряемых участков местности изменялось от 200 до 450 метров. Для исключения зависимости результатов измерений от дальности, полученные данные были скорректированы и приведены к дальностям участков измерений. Предварительная оценка показывает разность в 16 дБ между ЭПР леса и открытым пространством.

СКИРЛ природных объектов открывает новые возможности при зондировании земных покровов, оценке их состояния, а также в прикладных областях, например, при обнаружении скрытых объектов в лесной среде и т.п.

Научный руководитель – к.ф.-м.н. Доржиев Баир Чимитович.

ЛОКАЛЬНАЯ СВЧ ГИПЕРТЕРМИЯ ГОЛОВНОГО МОЗГА

Студент: О.А. Сокольвак (4 курс, факультет РТ и РС, ВлГУ)

В работе предлагается способ фокусировки поля, связанный с использованием пространственных решеток излучателей, расположенных на поверхности второго порядка. Наиболее просто подобная антенна реализуется на основе кольцевой ФАР, излучающей во внутреннюю часть окружности. В этом случае, фокусировка достигается за счет равенства электрических расстояний от излучателя до точки фокусировки, совпадающий с центром окружности. При этом возможно введение фазовращателей для коррекции электрических расстояний, которые могут возникнуть из-за дефокусирующих свойств биологического объекта. В качестве примера, была рассмотрена кольцевая решетка вертикально ориентированных полуволновых вибраторов на частоте 100 МГц, радиусом 1,5м, количество излучателей – 16. В центре кольцевой решетки располагалась голова человека. Пространство между поверхностью головы и решеткой заполнено трансформирующим слоем ($\varepsilon = 69$).

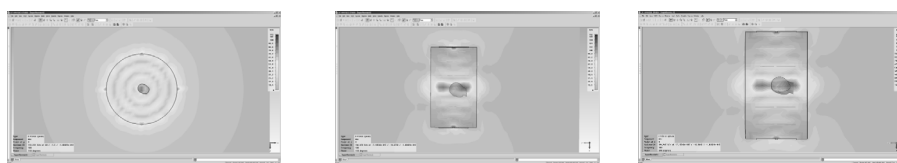


Рис.1. Распределение результирующего поля в голове и окружающем пространстве (3 сечения).

На рис.1 приведено распределение электромагнитного поля во внутренней части головы и окружающего пространства, при мощности на входе каждого излучателя 70Вт. Распределение поля показано в 3-х сечениях. Как следует из рисунков, удовлетворительные свойства в этом случае достигаются в плоскости, расположенной перпендикулярно излучателям кольцевой ФАР. В вертикальной плоскости фокусирующие свойства существенно снижаются и размеры фокальной

области превышают размеры головы человека. Подтверждением приведенных рассуждений являются результаты показанные на рис.2, 3.

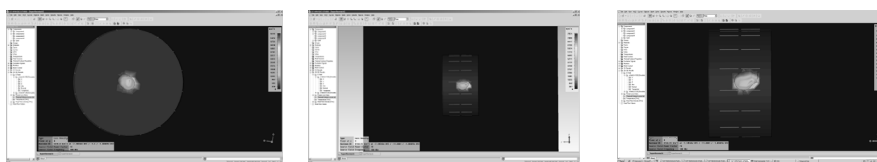


Рис.2.Распределение внутри головы поглощаемой мощности(3 сечения).

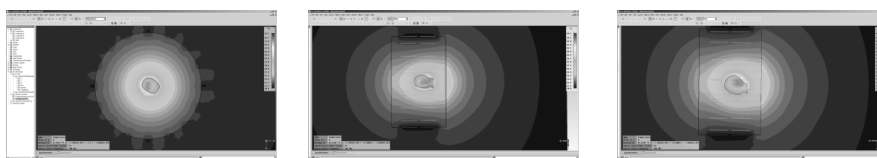


Рис.3.Распределения температур внутри головы (3 сечения).

На рис. 2 приведено распределение поглощенной мощности в голове человека в тех же плоскостях, что и на рис. 1. На рис. 3 в тех же сечениях приведено распределение температур, во внутренних тканях головы человека. Из последних рисунков следует, что в предлагаемой системе можно достичь высокой проникаемости во внутреннюю область головы человека и требуемый разогрев внутренних тканей. Размеры фокусированной области с необходимой областью температур сравнимы с размерами головы человека, что не позволяет осуществить локальную гипертермию. Существенно более высокие фокусирующие свойства могут быть достигнуты при использовании пространственной ФАР, образованной ортогональными кольцевыми антенными решетками, одинакового радиуса (рис.4).

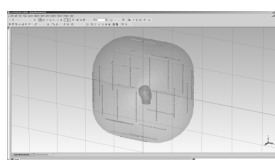


Рис.4. Пространственная ФАР, образованная ортогональными кольцевыми антенными решетками.

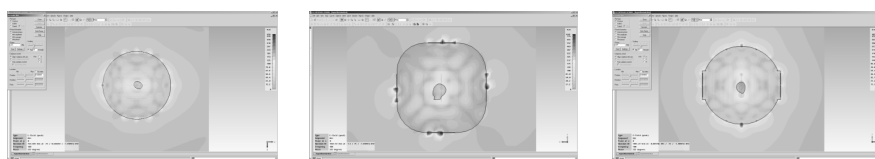


Рис.5. Приведено распределение поля во внутренней части сфокусированной области.

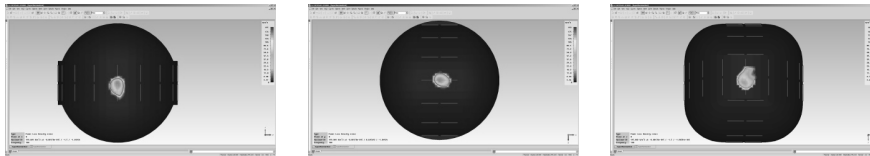


Рис.6. Распределение поглощаемой мощности в голове человека.

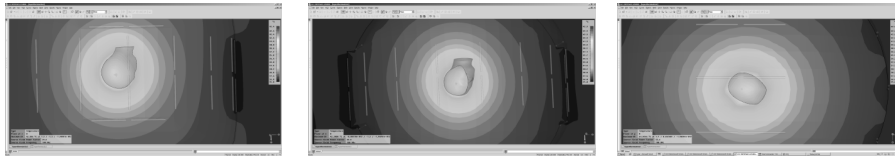


Рис.7. Распределение температуры во внутренних тканях головы человека.

Распределение поглощаемой мощности в голове человека в этом случае представлены на рис.6, а распределение температур во внутренних тканях на рис.7. Мощность на выходе каждого излучателя равна 23,6 Вт. При этом необходимая для гипертермии температура равна $42,5^{\circ}\text{C}$ во внутренней области головы человека может быть достигнута в локальном объеме, с размером меньше 1см^3 . Таким образом задача локальной гипертермии во внутренних тканях в том числе и в голове может быть достигнута с помощью сферической ФАР с неполным заполнением. В частности оптимальным оказался вариант сочетания двух ортогонально расположенных кольцевых решеток.

Руководитель: ассистент кафедры РТи РС Дементьев В.К.

Литература

- 1 Терлецкий Я.П., Рыбаков Ю. П. Электродинамика.- М.: Высш. Шк., 1990г.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЙ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНОЙ ФУНКЦИИ КОГЕРЕНТНОСТИ В МАРКОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Студент: Е.А. Тетерин (6 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Пространственно-частотная функция когерентности волнового поля в случайно-неоднородной среде является важнейшей характеристикой стохастического канала распространения. С ее помощью описывается распространение импульсных сигналов, а также строится функция рассеяния стохастического канала. В диффузионном Марковском приближении она описывается соответствующим параболическим уравнением, которое решено для однородной фоновой среды и параболической модели структурной функции флуктуаций свойств среды. Исследованию пространственно-частотной функции когерентности посвящено очень большое число работ (см., например, [1, 2]). В настоящей работе предлагается обобщение решения квадратичной модели структурной функции на случай модельного одномерно-неоднородного профиля фоновой среды, соответствующего трансферному распространению высокочастотных полей частот в сотни мегагерц и выше.

Функция когерентности случайного поля U вида

$$\Gamma(\rho, z, \omega_1, \omega_2) = \langle u(\rho, z, \omega_1) u^*(\rho, z, \omega_2) \rangle \quad (1)$$

с точностью до известной функции описывается уравнением:

$$\frac{\partial \Gamma_1}{\partial z} + i \frac{ik_d}{2k_1 k_2 \sqrt{\varepsilon_0(z, \omega_1) \varepsilon_0(z, \omega_2)}} \nabla_T^2 \Gamma_1 + \frac{k_1 k_2 \sqrt{\varepsilon_0(z, \omega_1) \varepsilon_0(z, \omega_2)}}{8} D_\varepsilon(z, \rho) \Gamma_1 = 0 \quad (2)$$

где $k_d = k_1 \sqrt{\varepsilon_0(z, \omega_1)} - k_2 \sqrt{\varepsilon_0(z, \omega_2)}$, $\nabla_T^2 = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2}$, $\rho = (x, y)$,

$D_\varepsilon(z, \rho)$ – эффективная поперечная структурная функция флуктуации диэлектрической проницаемости; $\varepsilon_0(z, \omega)$ – модель одномерно неоднородного плазменного слоя. Зависимость $\varepsilon_0(z, \omega)$ от переменной z отсчитывается вдоль

направления распространения падающей плоской волны единичной амплитуды и совпадает с направлением градиента электронной плотности фоновой ионосферы. Она определяется зависимостью плазменной частоты фоновой ионосферы от переменной z – $\omega_p^4(z)$ ($\omega_p^2(z) = \frac{4\pi e^2 n_e(z)}{m_e}$). Зависимость структурной функции от

поперечной переменной будем считать пропорциональной параболической функции ρ^2 . В силу сказанного коэффициент при неизвестной функции в уравнении (4) имеет вид:

$$D_\varepsilon(z, \rho) = C \rho^2 \omega_p^4(z). \quad (3)$$

Функцию $\varepsilon_0(z, \omega)$, входящую в коэффициенты во втором и третьем членах (а также в других местах, где она появляются) будем считать равной единице в силу малости отношения $\frac{\omega_{pl}^2(z)}{\omega^2} \approx 10^{-4}$. С учетом сказанного и при наличии

цилиндрической симметрии модели (3) будем искать решение уравнения (2), не зависящее от угловой переменной в поперечной плоскости. Тогда Лапласиан имеет вид: $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho}$. Представим решение исходного уравнения в виде:

$$\Gamma_1(\rho, z) = f(z) \exp(-\rho^2 g(z)).$$

При таком виде решения функции $f(z)$ и $g(z)$ определяются из уравнений:

$$f(z)' - 4iP f(z) g(z) = 0, \quad g(z)' - 4iP g^2(z) + C \omega_p^4(z) = 0.$$

Уравнение для $g(z)$ с помощью подстановки $g(z) = -\frac{1}{4iP} \frac{U'(z)}{U(z)}$ сводится к решению

линейного дифференциального уравнения

$$\frac{d^2 U}{dz^2} + 4iPB \omega_{pl}^4(z) C U = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$P = \frac{k_d}{2k_1 k_2}, \quad B = \frac{k_1 k_2}{8}. \quad (4')$$

Решение уравнения для $f(z)$ легко выражается через $g(z)$ из (4).

Пусть два линейно-независимых решения уравнения (4) есть $U_1(k_1 - k_2; k_1 k_2; z)$ и $U_2(k_1 - k_2; k_1 k_2; z)$. Пусть из них U_1 выбрано так, что его производная обращается в ноль в начале слоя с флуктуациями (если модель слоя – аналитическая, то начало

слоя – это минус бесконечность). Тогда функция $g(z)$, обеспечивающая выполнение начального условия $\Gamma_1(\rho_0, 0) = 1$, будет иметь вид:

$$g(z) = -\frac{1}{4iP} \frac{U_1'(k_1 - k_2; k_1 k_2; 0)}{U_1(k_1 - k_2; k_1 k_2; z)}. \quad (5)$$

При этом функцию $f(z)$ получим в виде

$$f(z) = \frac{U_1(k_1 - k_2; k_1 k_2; 0)}{U_1(k_1 - k_2; k_1 k_2; z)}. \quad (6)$$

Наконец, искомая функция Γ_1 запишется как

$$\Gamma_1(\rho_0, z) = \frac{U_1(k_1 - k_2; k_1 k_2; 0)}{U_1(k_1 - k_2; k_1 k_2; z)} \exp \left[-\frac{ik_1 k_2}{2(k_1 - k_2)} \frac{U_1'(k_1 - k_2; k_1 k_2; 0)}{U_1(k_1 - k_2; k_1 k_2; z)} \rho_0^2 \right]. \quad (7)$$

Она равна единице в начале слоя. В предельном случае $\omega_{pi}^4(z) = const$ из (7) следует хорошо известное решение задачи с однородной фоновой средой (1)

$$\Gamma_1(\rho, z) = \cos^{-1} \left[\sqrt{\frac{ik_d C}{4}} \omega_p^2 z \right] \exp \left(-\frac{k_1 k_2 \omega_p^2 \sqrt{C}}{\sqrt{16ik_d}} \operatorname{tg} \left[\sqrt{\frac{ik_d C}{4}} \omega_p^2 \rho^2 z \right] \right). \quad (8)$$

Формула (7) является главным аналитическим результатом работы, обобщающим результаты из [1]. Она позволяет анализировать свойства пространственно-частотной функции когерентности поля, распространяющегося через ионосферу с флуктуациями электронной плотности с неоднородным распределением фоновой электронной плотности. В явном виде представление (7) будет проанализировано для ряда модельных задач с аналитическими и неаналитическими моделями неоднородного слоя, когда соответствующее уравнение (4) сводится к известным специальным функциям.

Руководитель: Зернов Н.Н., профессор, доктор физ.-мат. наук, СПбГУ.

Литература

1. С.Н.Liu, К.С.Yeh. Frequency and spatial correlation functions in a fading communication channel through the ionosphere. 1975.
2. А.А.Bitjukov, V.E. Gherm, N.N.Zernov. On the solution of Markov's parabolic equation for second-order spaced frequency and position coherence function. 2002.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

Студент: А.Н. Тятляшова (7 курс, кафедра радиофизики СПбГУ)

Реологические жидкости – это жидкости, вязкость которых не является постоянной, а зависит от скорости деформации сдвига, предыстории жидкости, от продолжительности деформирования и т.д. Мы рассматриваем жидкости, для которых скорость сдвига в каждой точке представляет некоторую функцию только напряжения сдвига в той же точке [1].

Эксперимент проводился с водным раствором модифицированного крахмала. Целью работы было изучить свойства данной реологической жидкости, определить тип, получить реологическую кривую. Измеряли вязкость жидкости капиллярным вискозиметром. В ходе эксперимента были получены следующие результаты: с увеличением температуры жидкости T её вязкость уменьшается, с увеличением – раствор становится менее густым, более прозрачным и однородным, при температуре окружающей среды ниже 13°C в жидкости большое количество неоднородностей. На основании проведенных опытов была выбрана оптимальная для проведения экспериментов температура окружающей среды от 17°C до 23°C , причем для дальнейшего изучения концентрация крахмала должна составлять от 0,3 до 0,8 %, так как при больших концентрациях жидкость неоднородна, непрозрачна и в таких растворах образуется осадок на дне.

Далее определяли вязкость жидкости методом Стокса. Ниже представлен график зависимости напряжения сдвига от скорости сдвига для концентрации крахмала 0,7% (рис.1). Из характера кривой видно, что жидкость принадлежит к группе дилатантных. Напряжение сдвига изменяется в зависимости от скорости сдвига по степенному закону [1] $\tau = k \cdot v^n$; где: τ – напряжение сдвига, k – мера консистенции жидкости, v – сдвиговая скорость, для дилатантной жидкости $n > 1$.

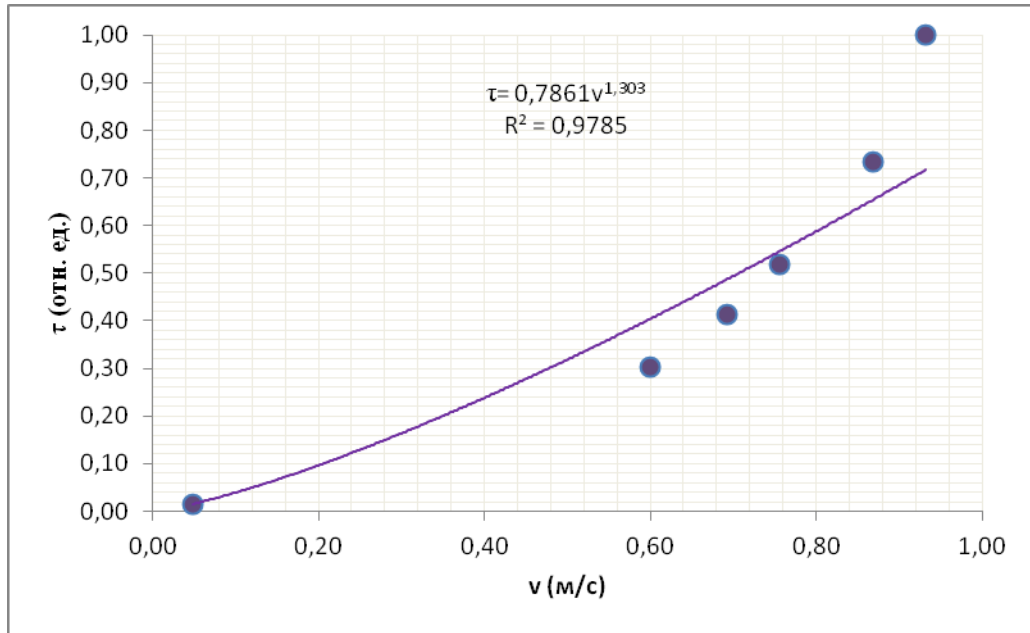


Рис.1. График зависимости напряжения сдвига от скорости сдвига.

В этой неньютоновской жидкости (концентрация 0,7% , $f = 1$ Гц) мы исследовали сходящуюся цилиндрическую вязкую волну, используя метод визуализирующих частиц в виде мелких пузырьков воздуха. В результате получили экспериментальную зависимость колебательных скоростей в волне (рис. 2).

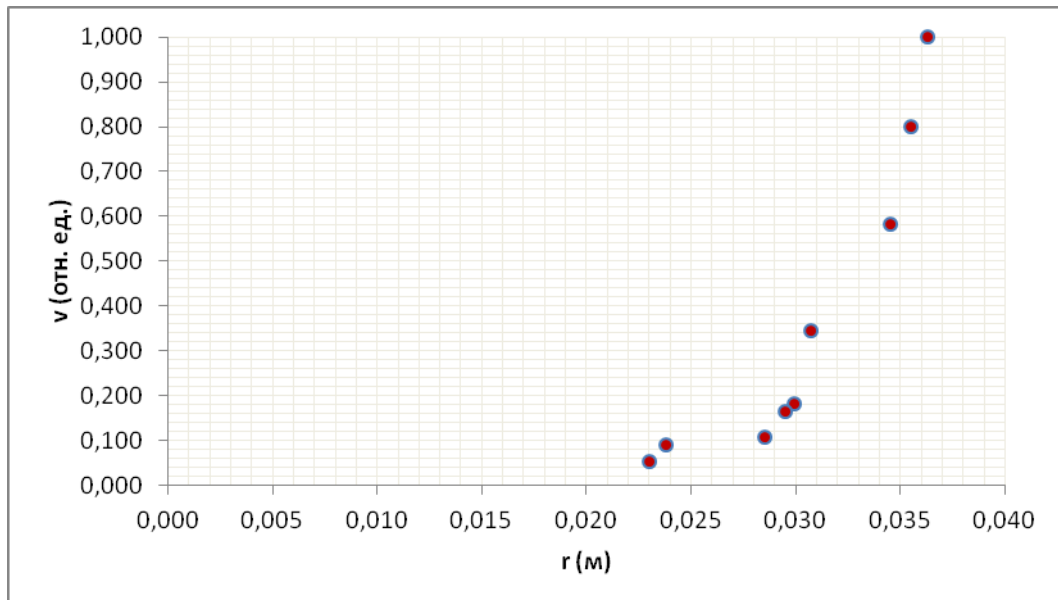


Рис.2. Экспериментальная зависимость колебательной скорости визуализирующих частиц от расстояния с удалением от оси цилиндра.

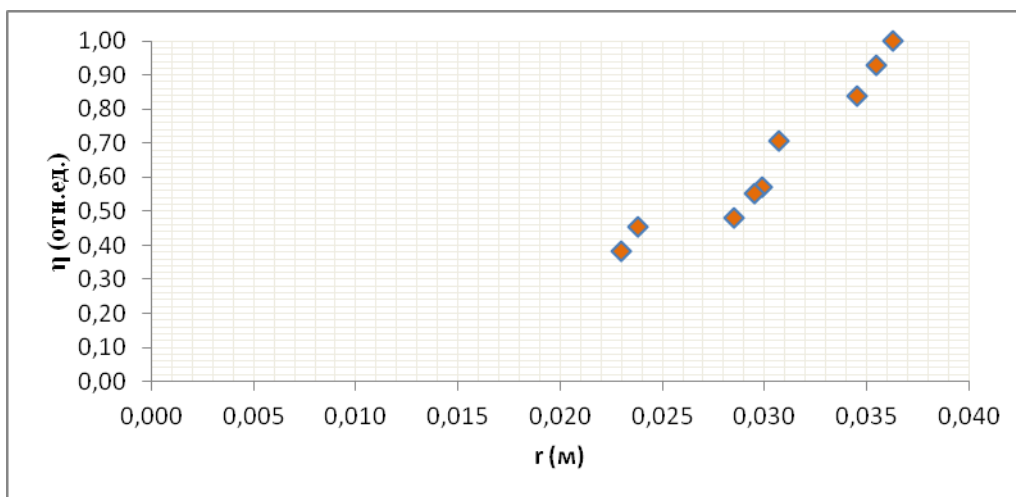


Рис. 3 Зависимость динамической вязкости от расстояния с удалением от оси цилиндра.

В жидкостях ньютоновских, характеризуемых постоянной вязкостью, решение уравнения движения для волны, указанного выше типа, представляет собой сумму функций Ханкеля первого и второго рода. В работе [2] показано, что экспериментальные результаты таких исследований хорошо аппроксимируются цилиндрическими функциями. Из результатов же эксперимента с неньютоновской жидкостью видно, что подобная аппроксимация неприменима. Поскольку аргумент функции Ханкеля зависит не только от расстояния до центра симметрии задачи, но и от вязкости среды, то можно сделать такой вывод: для получения согласования результатов измерения скорости вязкой волны в зависимости от расстояния с теоретическими расчётами обязательно следует учитывать и сильную зависимость вязкости неньютоновской жидкости от сдвиговой скорости.

Руководитель: Б.Е.Грачев, ст. преп., каф. Радиофизики СПбГУ.

Литература

1. Уилкинсон У. Л., Неньютоновские жидкости, пер. с англ., М., 1964.
2. Грачев Б.Е., Семенова Н.Г. Исследования проблем нелинейной акустики радиофизиками СПбГУ: II. Исследование акустогидродинамических эффектов. Проблемы дифракции и распространения волн. Выпуск 28, 1999г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ ОТРАЖЕНИЯ ОТ КОМПОЗИТНЫХ И МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОК

Студент: А.А. Уткин (5 курс, кафедра радиофизики и электроники, СыктГУ)

Прогресс в наноэлектронике, связанный с развитием тонкопленочных технологий, требует расширения исследований свойств плёнок с различной структурой, в том числе и электродинамических свойств в различных диапазонах частот. Исследованию проводимости и электродинамических свойств композитных (металлодиэлектрических) пленок в окрестности порога перколяции посвящено значительное количество работ, где изучается отражение, поглощение оптических и инфракрасных волн такими пленками. Большой интерес к таким исследованиям вызван тем, что для них может наблюдаться аномальный характер отражения и поглощения композитными плёнками, например, при изменении частоты. Для таких волн размер структурных неоднородностей в плёнке порядка длины волны, и соответственно, распределение поля волны внутри плёнки неоднородно. Для таких волн могут наблюдаться резонансные и релаксационные размерные эффекты. Исследованию электродинамических свойств сантиметрового диапазона, для которого длина волны на несколько порядков больше толщин плёнок и размеров структурных неоднородностей, уделено значительно меньше внимания [1]. Тем не менее, именно в этой области лежит интерес применения композитных пленок в разнообразных СВЧ устройствах обработки и передачи информации. Данная работа посвящена исследованию отражения сантиметровых электромагнитных волн от частоты при различных соотношениях концентраций металлической и диэлектрической фаз композитных и многослойных плёнок, а также выявление связи полученных характеристик с наноструктурой плёнок и с проводящими свойствами.

Для получения плёнок использовались металлические сплавы напылённые на диэлектрические подложки из ситалла (поликристаллического стекла): 1025 серия – композитная плёнка составов $[(Co_{45}-Ta_{45}-Nb_{10})_x(SiO_2)_y]$, и 1028 серия – многослойная плёнка – композит-диэлектрик составов $\{[(Co_{45}-Ta_{45}-Nb_{10})_x(SiO_2)_y]-[SiO_2]\}_{56}$. Толщины пленок 1025 серии составляли 3 мкм, 1028 серии – 0,4...1,1 мкм и зависели от концентрации металлической фазы x . Толщины композитных и диэлектрических слоев составляли 1...4 нм, и также зависели от x . Размеры металлических и диэлектрических гранул составляли 10...100 нм для 1025 серии и 1...4 нм для 1028 серии. Каждая серия была поделена на 5 частей, при этом концентрация металлического сплава изменялась от 0,3 до 0,6 шагом 0,06. с увеличением номера плёнки.

Экспериментальные данные по СВЧ отражению представлены на Рис. 1, 2. На рис.1,2 приведены: кривые из точек при концентрации металла $x = 0,6$, сплошные кривые при $x = 0,3$, а также пунктирная кривая при $x = 0,42$. Существование сильной частотной зависимости для плёнок с малыми концентрациями x , соответствующих доперколяционной области, свидетельствует о том, что эта зависимость может быть связана только с наличием диэлектрических слоёв между металлическими гранулами и описана частотной зависимостью комплексной проводимости в СВЧ диапазоне. Для описания СВЧ проводящих свойств композитных плёнок необходимо выбрать эквивалентную электрическую схему [1]. С учётом того, что плёнки состоят из металлических гранул и диэлектрических слоёв, электрическая схема одного наноструктурного элемента может быть представлена в виде цепочки, содержащей ёмкость C и сопротивление R_1 . Наличие конечной проводимости на постоянном токе может быть учтено сопротивлением R_2 , параллельным к этой цепочке, которое определяется статическим сопротивлением плёнки.

По результатам экспериментов была выявлена сильная зависимость коэффициента отражения СВЧ волн от концентраций металлической фазы в области процессов перколяции металлических гранул в композитных плёнках. Обнаружен скачок коэффициента отражения СВЧ волн в интервале частот 10...20 ГГц для

плёнок с небольшим содержанием металлической фазы, которые характеризуются доперколяционной наноструктурой. На основе этого факта можно сделать вывод, что метод отражения СВЧ волн от гранулированных плёнок может быть одним из чувствительных методов определения области перколяционных переходов в композитных плёнках.

Результаты исследований отражения СВЧ волн объяснены на основе частотной зависимости ёмкостного сопротивления металлических гранул и диэлектрических прослоек. Выявлена область высокочастотной релаксации коэффициента отражения для многослойных плёнок, обусловленных многослойной структурой: композит-диэлектрик.

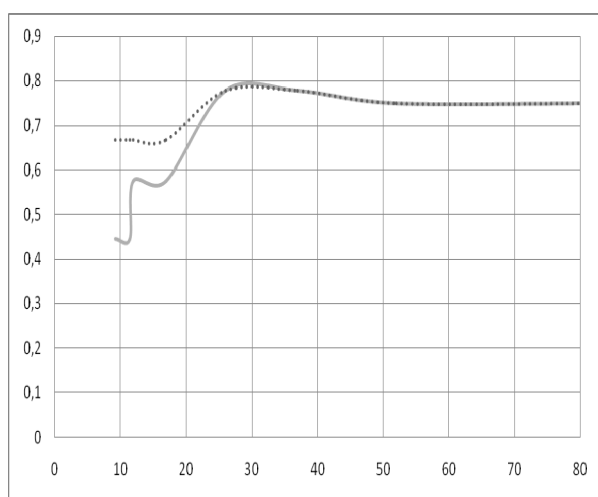


Рис.1. Частотная зависимость коэффициента отражения от композитной плёнок 1025 серии.

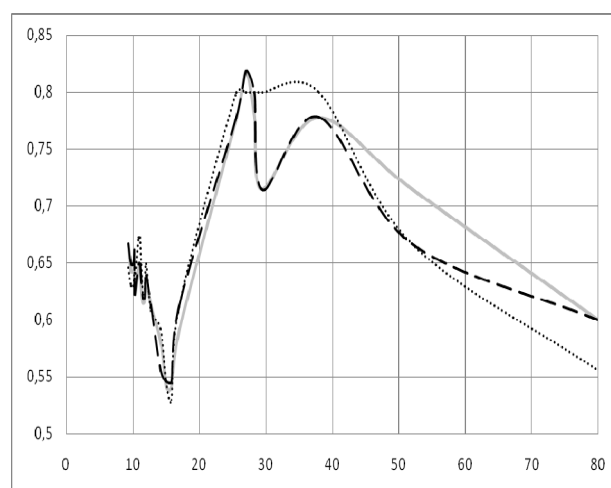


Рис.2. Частотная зависимость коэффициента отражения от многослойной плёнок 1028 серии.

Руководитель: Л.Н. Котов, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники СыктГУ.

Работа поддержана РФФИ (грант №10-02-01327а).

Литература

1. Калинин Ю.Е, Котов Л.Н, Петрунёв С.Н., Ситников А.В. // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69, №8. С. 1195-1199.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ В АНИЗОТРОПНОЙ ИОНОСФЕРЕ ДИПОЛЯМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ В НЕРЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ

Студент: А.Е. Хлопов (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в анизотропном волноводе, возбуждаемых с помощью различных диполей, расположенных в нерегулярном волноводе Земля-ионосфера. Будем моделировать волновод сферической полостью, обладающей свойствами свободного пространства. Для описания анизотропной ионосферы с постоянным геомагнитным полем \mathbf{H}_0 используем приближение холодной плазмы, при этом элементы тензора относительной комплексной диэлектрической проницаемости ионосферы транспонируются при изменении знака \mathbf{H}_0 [1]. Земля характеризуется приближенным приведенным поверхностным импедансом. В сферической системе координат r, θ, φ с началом в центре Земли ось $\theta = 0$ проходит через излучатель – электрический или магнитный диполь произвольной ориентации, расположенный в ионосфере в точке \mathbf{r}_1 полости волновода. Задача состоит в нахождении электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей в точке \mathbf{r}_2 , расположенной в ионосфере. Таким образом, поставленная задача сводится к решению ряда волноводных задач для различных диполей и к интегрированию уравнений Максвелла для ионосферы.

Рассмотрим сначала решение волноводной задачи для вертикального электрического диполя в регулярном случае. Эта задача сводится к решению уравнений Максвелла для свободного пространства

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = ik\mathbf{H}; \operatorname{rot} \mathbf{H} = -ik\mathbf{E} - (ik/\varepsilon_0)p_e \mathbf{e}_r, \mathbf{H} = 120\pi \mathbf{H},$$

с граничными условиями импедансного типа на обеих стенках волновода, при этом матричный адмитанс ионосферы зависит от спектрального параметра. С помощью введенного электрического и магнитного потенциалов Герца, представленных в

виде разложения по собственным функциям радиального оператора, и решения характеристических уравнений, мы приходим к итоговому представлению для потенциалов Герца.

$$\begin{aligned}\mathbf{\Pi}_e &= - [\mathbf{P}_e / (4\varepsilon_0 k b^2)] \sum_{v=v_n} R_v^{(e)}(kb) R_v^{(e)}(kr) P_v(-\cos\theta) / (N_v \sin v\pi), \\ \mathbf{\Pi}_m &= - [\mathbf{P}_e / (4\varepsilon_0 k b^2)] \sum_{v=v_n} R_v^{(e)}(kb) \chi_v R_v^{(m)}(kr) P_v(-\cos\theta) / (N_v \sin v\pi),\end{aligned}$$

где $R_v^{(e)}$, $R_v^{(m)}$ – собственные функции радиального оператора, N_v их нормировочный коэффициент, $P_v(-\cos\theta)$ – функция Лежандра, χ_v – коэффициент поляризации.

Векторы напряженностей электрических и магнитных полей вне излучателей описываются суперпозицией ТЕ и ТМ полей,

$$\mathbf{E} = \text{rot rot} \mathbf{\Pi}_e + ik \text{rot} \mathbf{\Pi}_m, \quad \mathbf{H} = \text{rot rot} \mathbf{\Pi}_m - ik \text{rot} \mathbf{\Pi}_e,$$

откуда мы получаем выражения для компонент полей.

Поля излучателей других типов можно найти с помощью обобщенной теоремы взаимности для анизотропных сред [1], [2], которую для магнитных и электрических диполей можно записать в виде:

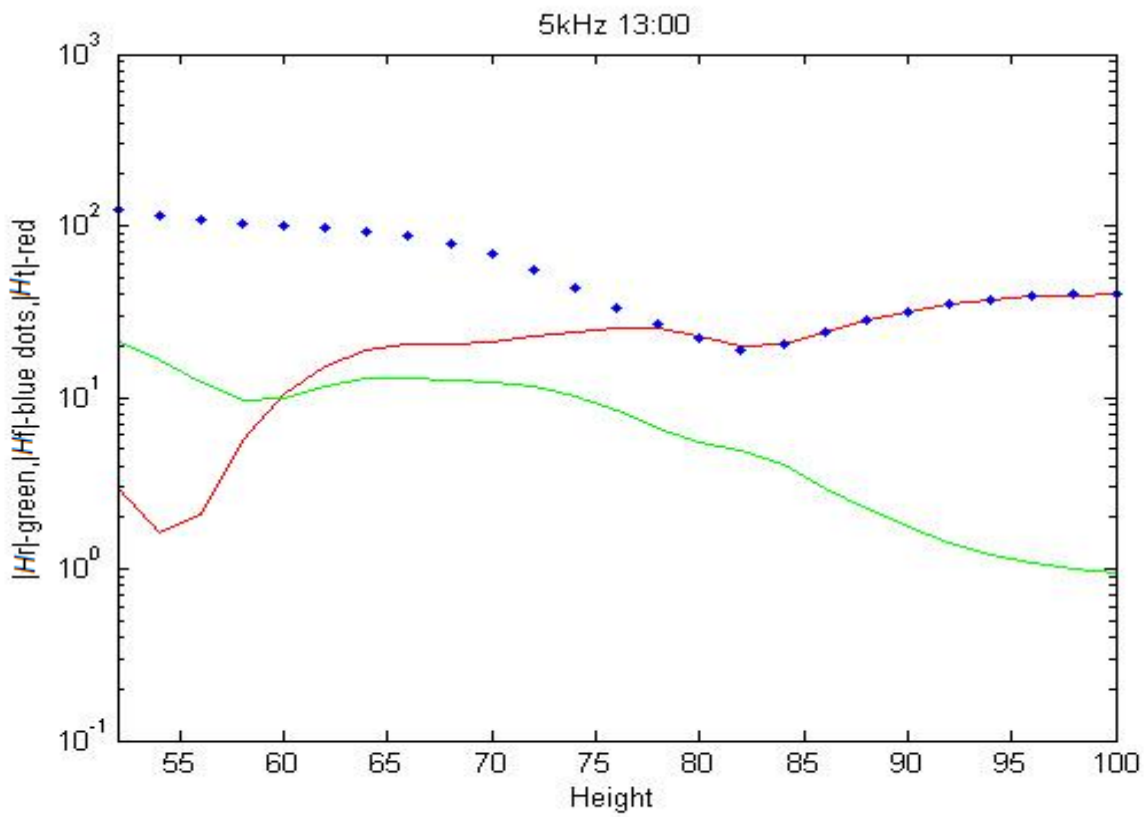
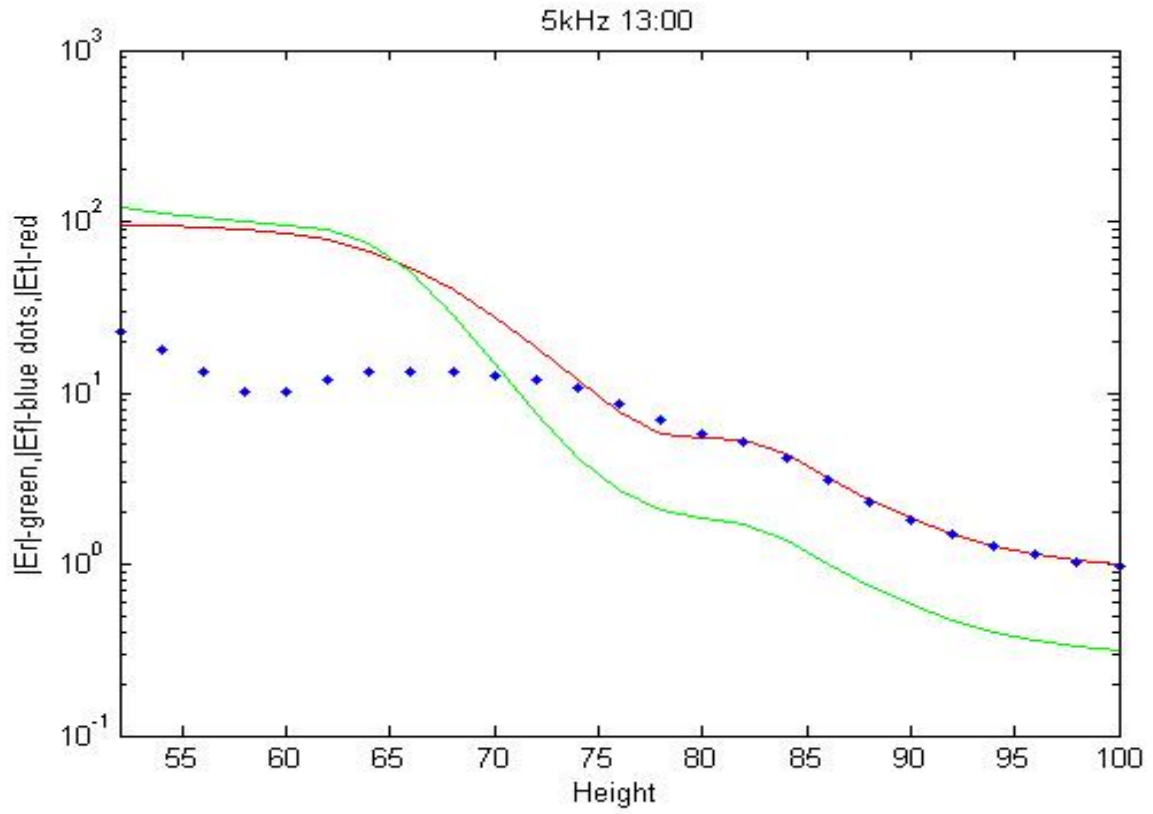
$$\mathbf{P}_e^{(1)} \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}_1, -\mathbf{H}_0) - \mathbf{P}_m^{(1)} \mathbf{H}^{(2)}(\mathbf{r}_1, -\mathbf{H}_0) = \mathbf{P}_e^{(2)} \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{H}_0) - \mathbf{P}_m^{(2)} \mathbf{H}^{(1)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{H}_0).$$

Здесь \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – две пространственные точки, в которых располагаются электрические или магнитные диполи с моментами $\mathbf{P}_e^{(1)}$, $\mathbf{P}_m^{(1)}$ и $\mathbf{P}_e^{(2)}$, $\mathbf{P}_m^{(2)}$ соответственно. Полагая значения дипольных моментов электрических и магнитных ионосферных диполей различной ориентации одинаковыми и совпадающими с величинами соответствующих вспомогательных электрических или магнитных диполей, расположенными в полости волновода, приходим к следующим соотношениям:

$$\begin{aligned}E_\xi^{e\zeta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{H}_0) &= E_\zeta^{e\zeta}(\mathbf{r}_1, -\mathbf{H}_0); \quad H_\xi^{e\zeta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{H}_0) = -g E_\zeta^{m\zeta}(\mathbf{r}_1, -\mathbf{H}_0); \quad H_\xi^{m\zeta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{H}_0) = H_\zeta^{m\zeta}(\mathbf{r}_1, -\mathbf{H}_0); \\ E_\xi^{m\zeta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{H}_0) &= -g^{-1} H_\zeta^{e\zeta}(\mathbf{r}_1, -\mathbf{H}_0); \quad g \equiv 120\pi \mathbf{P}_e \mathbf{P}_m^{-1}.\end{aligned}$$

Электромагнитные поля в ионосфере можно найти с помощью интегрирования матричного уравнения для адмитанса собственных волн анизотропной ионосферы.

На рисунке приводим пример, рассчитанный для вертикального электрического диполя. Результаты приводятся в $\mu\text{В/м}$ для токового момента электрического диполя $10^4 \text{ А}\cdot\text{м}$ и магнитного момента $10^8 \text{ А}\cdot\text{м}^2$.

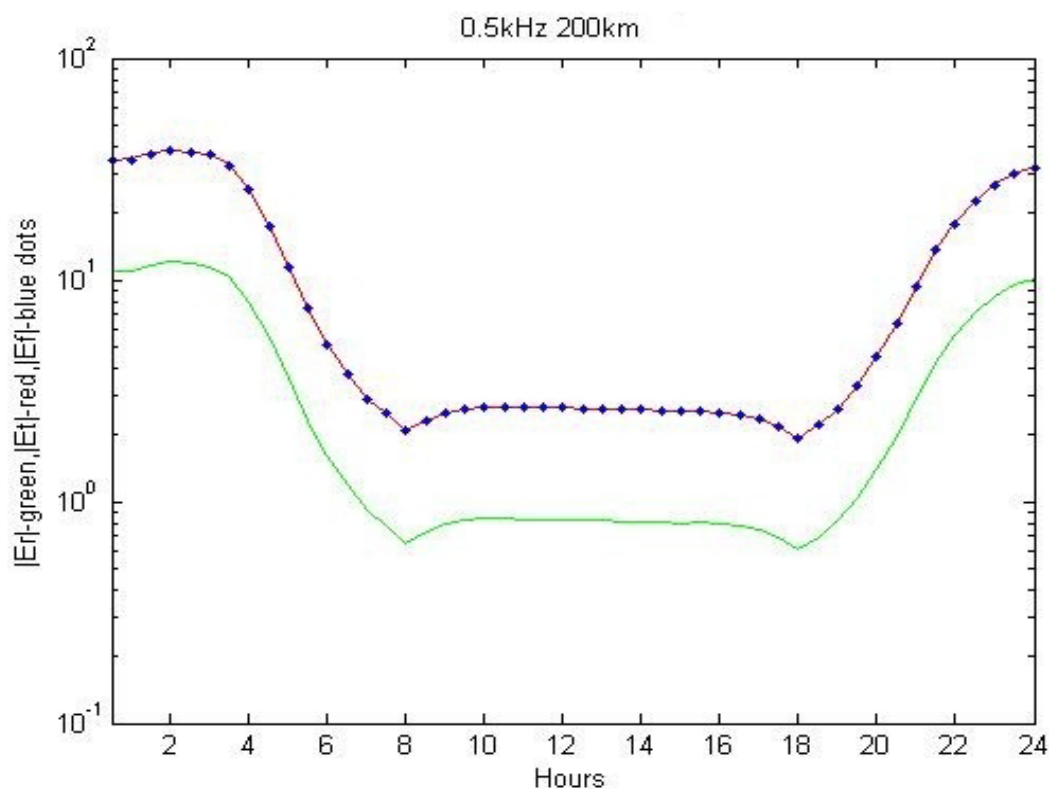


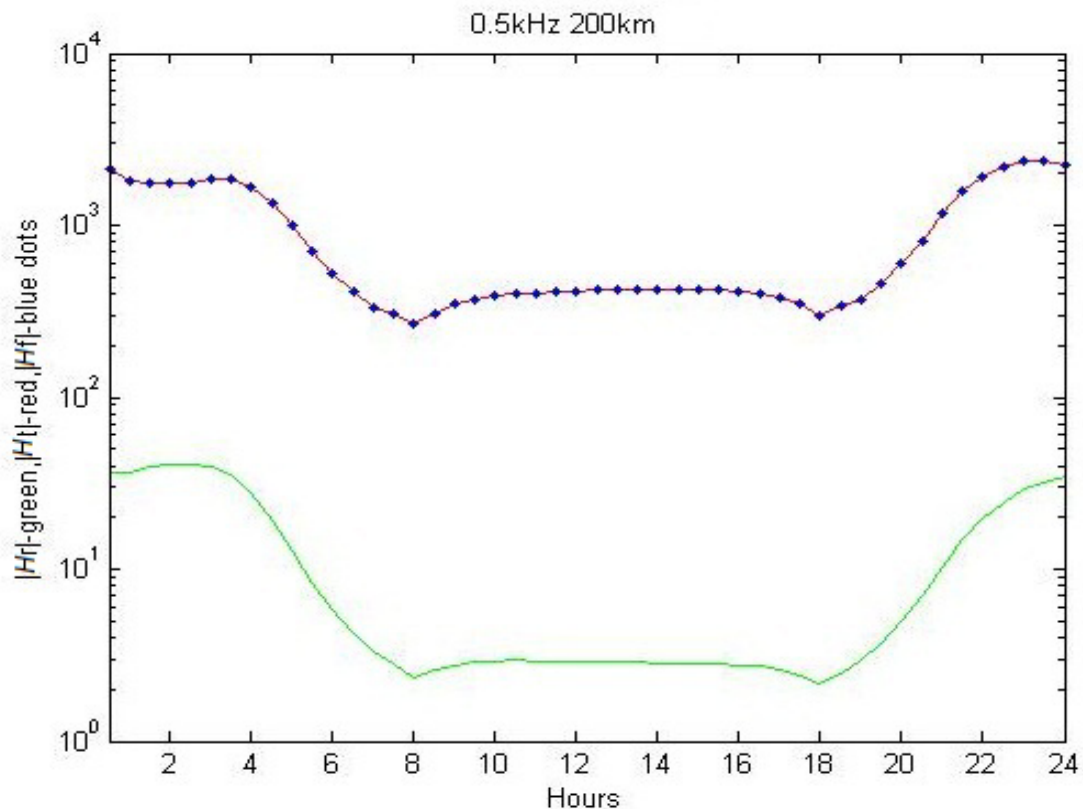
Переход к нерегулярному случаю осуществляется с помощью модифицированного метода поперечных сечений [3], в котором нерегулярный вдоль направления распространения участок волновода аппроксимируется суммой регулярных частей. На поверхностях $\theta = \theta_p$, являющихся границами раздела p -ого и $(p+1)$ -го регулярных участков волновода, должны выполняться граничные условия состоящие в требовании непрерывности касательных к этим поверхностям составляющих электрического и магнитного полей. Для вертикального электрического диполя, например, в итоге можно получить следующие радиальные компоненты полей.

$$E_r = - [\mathbf{P}_e / (4\epsilon_0 k b^2 r^2)] \sum_{v=v_n} \sum_{\mu=\mu_j} T_{nj} R_v^{(e)}(kb) R_\mu^{(e)}(kr) \mu(\mu+1) P_\mu(-\cos\theta) / (N_\mu \sin\mu\pi),$$

$$H_r = - [\mathbf{P}_e / (4\epsilon_0 k b^2 r^2)] \sum_{v=v_n} \sum_{\mu=\mu_j} T_{nj} R_v^{(e)}(kb) \chi_\mu R_\mu^{(m)}(kr) \mu(\mu+1) P_\mu(-\cos\theta) / (N_\mu \sin\mu\pi).$$

Ниже приведены суточные зависимости для частоты 0.5 kHz вертикального электрического диполя.





Научный руководитель: Рыбачек С.Т.

Литература

1. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967.
2. Рыбачек С.Т. Возбуждение волновода Земля-ионосфера ОНЧ-излучателями, расположенными в нижней ионосфере и на спутниковых высотах. – Электромагнитные волны и электронные системы, №1, т.4, 1999.
3. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. – М.: Наука. 1961.

АКТИВНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ СРЕД ДЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ДАВЛЕНИЯ

Студент: С.И. Царапкин (6 курс, каф радиопфизики, СПбГУ)

При решении задачи о нормальном падении плоской волны давления на плоский пьезослой, нагруженный с тыльной стороны на некоторую среду, в работе [1] для коэффициента отражения волны давления от лицевой грани было получено аналитическое выражение (3), являющееся функцией параметров пьезослоя, частоты и электрического сопротивления Z_n , включенного между электродами пьезослоя. Из этого выражения следовала возможность электрического управления коэффициентом отражения гармонической волны давления, в частности, возможность акустического согласования сред. В данной работе рассмотрена задача об акустическом согласовании сред для импульсов давления при подаче на электроды пьезослоя импульсного напряжения. Сначала рассмотрено отражение плоской гармонической волны давления амплитуды p_0 от пьезослоя в случае, когда к ее электродированным граням приложено гармоническое напряжение V . По схеме, представленной в [1], для коэффициента отражения R получено выражение

$$R = \frac{A_{11}A_{22} - A_{12}^2 - \rho_1 c_1 (A_{22}S - A_{12} \frac{V}{p_0})}{A_{11}A_{22} - A_{12}^2 + \rho_1 c_1 A_{22}S},$$

где коэффициенты A_{ik} имеют явное выражение через частоту и параметры задачи, ρc – волновое сопротивление среды, из которой падает волна давления.

При условии

$$V = \frac{A_{12}^2 - A_{11}A_{22} + \rho_1 c_1 A_{22} S}{\rho_1 c_1 A_{12}} p_0 \quad (1)$$

$R = 0$, т.е. обеспечивается акустическое согласование в гармоническом режиме. Например, при частоте $f = 1 \text{ кГц}$ и амплитуде $p_0 = 1 \text{ Па}$ для пьезокерамики ЦТС-19 толщиной $b = 0,5 \text{ см}$ напряжение, при котором обеспечивается акустическое согласование, по амплитуде равно $0,31 \text{ В}$ и сдвинуто по фазе на $1,57 \text{ рад}$. Частотные зависимости амплитуды напряжения и его фазы представлены на рис. 1а и 1б.

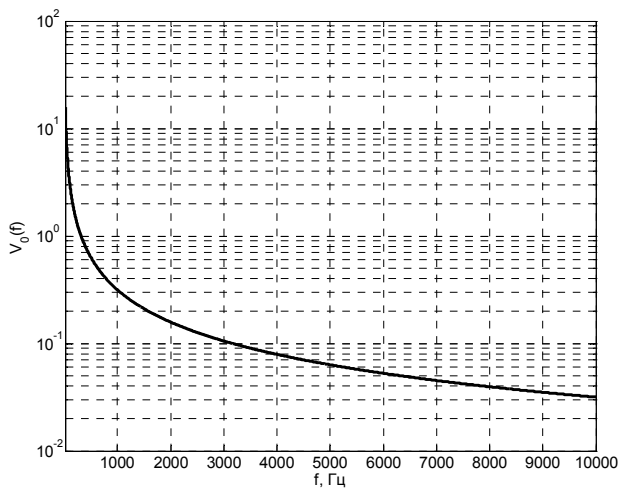


Рис. 1а

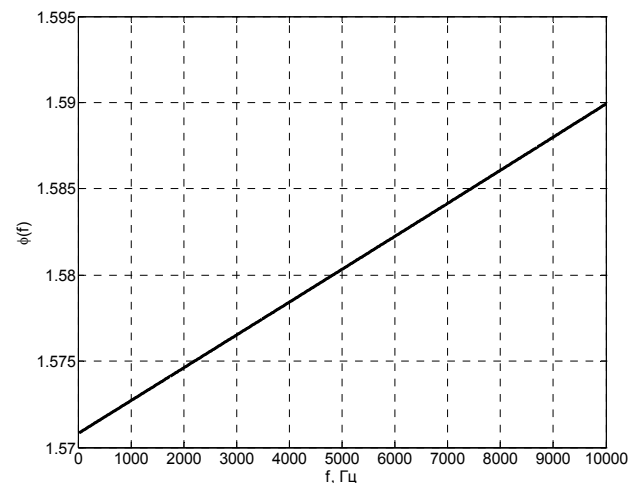


Рис. 1б

Имея связь между давлением и напряжением (1), которая обеспечивает $R = 0$ на выбранной частоте, нетрудно предложить схему акустического согласования сред для импульсного сигнала. Переходя от импульса давления к его спектру с помощью преобразования Фурье

$$p(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t) e^{-i\omega t} dt,$$

можно использовать условие (1) для подавления каждой гармоники $p(\omega)$

$$V(\omega) = \frac{A_{12}^2 - A_{11}A_{22} + \rho_1 c_1 A_{22} S}{\rho_1 c_1 A_{12}} p(\omega).$$

Полученный спектр определяет вид импульса напряжения

$$V(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(\omega) e^{i\omega t} d\omega.$$

Изложенная схема акустического согласования сред для импульсов давления произвольной формы реализована в виде программы в пакете MATLAB. В качестве примера рассмотрен импульс прямоугольной формы без заполнения и с заполнением с частотой 1кГц . Виды импульсов давления и импульсов напряжения для этих случаев представлены на рис. 2а и 2б.

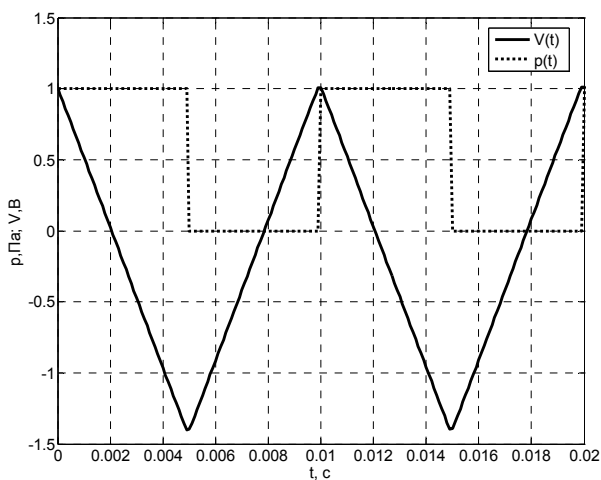


Рис. 2а

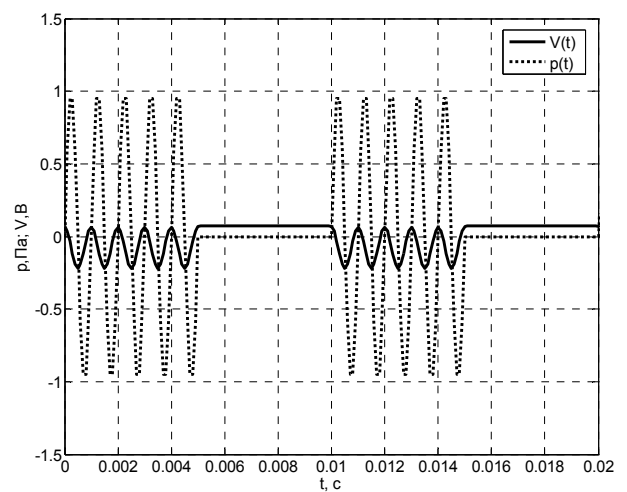


Рис. 2б

Руководитель: Тихомиров Н.П., доцент, кандидат физ.-мат. наук, СПбГУ.

Литература

1. Царапкин С.И. Электрическое управление коэффициентом отражения волны давления от пьезослоя. Тезисы докладов XIV Всероссийской научной конференции студентов-радиофизиков. СПб., 2010.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ КЛАСТЕРНОГО АНАЛИЗА ПРИ ИНТРОДИАГНОСТИКЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Аспирант: Ю.С. Чебрякова (кафедра Электротехники и электроэнергетики, ВлГУ)

В последнее десятилетие стратегия технического обслуживания высоковольтного оборудования постепенно изменяется: осуществляется переход от концепции регламентных ремонтов к более ресурсо- и энергосберегающей концепции обслуживания на основе оценки текущего технического состояния [1]. Эффективность такого перехода в значительной мере определяется возможностями применяемых методов и средств интродиагностики. Термин «интродиагностика» для высоковольтного оборудования означает неразрушающий (т.е. без вскрытия баков и слива диэлектрических жидкостей) контроль комплекса параметров, характеризующих состояние высоковольтных аппаратов, для предотвращения повреждений и ненормальных режимов их функционирования. Безусловно, наиболее перспективны методы интродиагностики под рабочим напряжением без вывода оборудования из эксплуатации. К их числу относятся электрошумовые методы, позволяющие обнаружить локальные быстроразвивающиеся дефекты [2]. Физической основой большой группы электрошумовых методов являются частичные разряды (ЧР), перекрывающие лишь небольшую часть изоляции. Процесс возникновения частичных разрядов является результатом действия множества факторов и носит случайный характер, что позволяет отнести метод ЧР к электрошумовым.

Основной проблемой, возникающей при применении электрошумовых методов для интродиагностики высоковольтного оборудования, является обеспечение помехоустойчивости. Действительно, мониторинг проводится на работающем оборудовании в условиях сильных электромагнитных помех. Анализ ЧР требует обработки больших массивов зашумленных данных, несущих информацию о локальных процессах разрушения изоляции высоковольтного оборудования. На наш взгляд, одним из путей повышения достоверности электрошумовой

интродиагностики является грамотное применение алгоритмов кластерного анализа. Кластерный анализ – совокупность методов для формирования однородных классов в произвольной области больших объемов данных. Исходные данные разделяются на группы (кластеры), элементы которых имеют подобные свойства (признаки), а для их отличия вводится некоторая целевая функция. Выбранный нами метод субтрактивной нечеткой кластеризации состоит в том, что каждая точка данных представляется в качестве центра потенциального кластера, для которой вычисляется целевая функция — плотность других точек данных вокруг рассматриваемой.

Экспериментальное исследование применения алгоритмов кластерного анализа возможно с использованием программного комплекса MATLAB. В системе MATLAB для реализации метода субтрактивной кластеризации используется функция `subclust`. Функция `subclust` находит матрицу C значений координат центров кластеров (по строкам) и вектор S - σ -значений диапазонов влияния центра кластера по каждому из рассматриваемых признаков. Команда `findcluster` (в пакете приложений Fuzzy Logic Toolbox системы MATLAB) позволяет использовать графический интерфейс кластеризации. Это может быть необходимо при большом объеме анализируемых исходных данных. При этом можно задать метод кластеризации, имя загружаемого файла исходных данных и параметры кластеризации.

Для экспериментальных исследований нами применена методика аналогичная, описанной в работе [3]. В качестве исходных данных использовались распределения импульсов ЧР для высоковольтных вводов фаз A , B и C автотрансформатора АТДЦТН-200000/220/6. Эти данные были получены при помощи электромагнитных датчиков в апреле 2008 г. и январе 2009 г. Измерения выполнялись в установившемся режиме работы. Регистрация импульсов ЧР проводилась относительного фазного напряжения автотрансформатора. Установлено, что случайный электрошумовой процесс не является типовым, распределение ЧР не соответствует нормальному закону. На основании результатов измерений были заданы граничные значения параметров для каждой из фаз автотрансформатора. С помощью интерфейса `findcluster` на

основании измерений были созданы матрицы исходных данных и определены центры кластеров импульсов ЧР при заданных параметрах. Далее для расчета потенциалов кластеров использовалась функция `subclust`. В результате расчета получили значения (стандартные отклонения) диапазонов влияния центров кластеров импульсов ЧР по каждому из рассматриваемых признаков, которые характеризуют их потенциалы:

$$S_A = [0,0000657 \quad 0,0000657] \quad S_B = [11,76 \quad 63,19] \quad S_C = [23,76 \quad 45,73]$$
$$S_{A1} = [8,56 \quad 17,147] \quad S_{B1} = [55,001 \quad 36,25] \quad S_{C1} = [41,8 \quad 59,3]$$

Изменение размерности строк матриц позволяет оценить состояние изоляции каждой из фаз. В результате анализа установлено, что для фаз *B* и *C* количество кластеров осталось неизменным при неизменных заданных параметрах. Что касается фазы *A* наблюдается появление дополнительных кластеров, обладающих более высокими потенциалами, что говорит об увеличении количества источников ЧР. Таким образом, необходимо проведение дополнительных высоковольтных испытаний изоляции фазы *A*. Недостатком исходных данных является то, что они были получены в установившихся режимах работы, по ним невозможно оценить влияние электродинамических усилий на изоляцию высоковольтных вводов. Тем не менее, они позволяют продемонстрировать эффективность применённого алгоритма в реальных условиях эксплуатации автотрансформатора.

Руководитель: Шахнин Вадим Анатольевич, д.т.н., профессор,
кафедра «Электротехника и электроэнергетика», ВлГУ.

Литература

1. Михеев Г.М. Цифровая диагностика высоковольтного оборудования. ISBN 978-5-94120-188-4. М.: Издательский дом «Додэка-XXI», 2008.
2. Вдовико В.П. Частичные разряды в диагностике высоковольтного оборудования. ISBN 978-5-02-023210-5. Новосибирск: Наука, 2007.
3. Агамалов О.Н. Кластерный анализ частичных разрядов // *Exponenta Pro*. 2004. №3-4. С. 156-163.

ИССЛЕДОВАНИЕ СУТОЧНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЗАДЕРЖКИ ВЧ СИГНАЛОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ПОДДЕРЖАНИЯ СИНХРОНИЗМА

Аспирант: А.А. Чернов (2 курс, кафедра высшей математики, МарГТУ),
студент: М.М. Мустаев (4 курс, кафедра радиотехники и связи, МарГТУ)

Понятие шкал времени (ШВ) приемника включает в себя информацию о мгновенном времени данной станции, отличающемся в общем случае от единого мирового времени (ЕМВ) на определенную величину. Дополнительное рассогласование ШВ передающей и приемной станций ЛЧМ ионозонда вызвано временем распространения (τ) зондирующего сигнала на ионосферной радиолинии, которое зависит от протяженности радиотрассы, времени суток, сезона и т.д.

Цель работы. Исследование суточных изменений задержки ВЧ сигналов для решения задачи поддержания синхронизма с заданной точностью широкополосных систем связи.

Известно [1], что задача поддержания синхронизма состоит в компенсации изменения задержек Δt_{II} , $\Delta t_{Г}$ и τ , а также коррекции ШВ приемной и передающей станций из-за нестабильности ионосферы (среда распространения сигнала).

Анализ влияния нестабильности опорных генераторов (ОГ) на поддержание синхронизма ШВ радиолинии показал, что при использовании в качестве опорного кварцевого генератора, расхождение ШВ за сутки может достигнуть 0,5...2 мс. Если, например, необходимо обеспечить точность синхронизации 500 мкс, то ШВ необходимо будет корректировать четыре раза в сутки. Повышение стабильности кварцевого ОГ на порядок может быть достигнуто применением схемы ФАПЧ.

Применение в качестве опоры рубидиевого стандарта частоты позволяет производить коррекцию ШВ с оговоренной выше точностью лишь раз в год, и в этом случае частота, корректировок шкал будет целиком определяться нестабильностью ионосферы.

Рассмотрим влияние нестабильности ионосферы на частоту коррекции ШВ. Для оценок проведем модельный эксперимент с использованием разработанной нами методики синтеза ионограмм наклонного зондирования [2, 3].

Расчеты были проведены для радиолиний протяженностью 500; 1500; 2500; 3500 км для лета и зимы. По синтезированным ионограммам были построены суточные изменения задержки сигнала τ моды 1F2 для радиолиний указанной протяженности (рис.1).

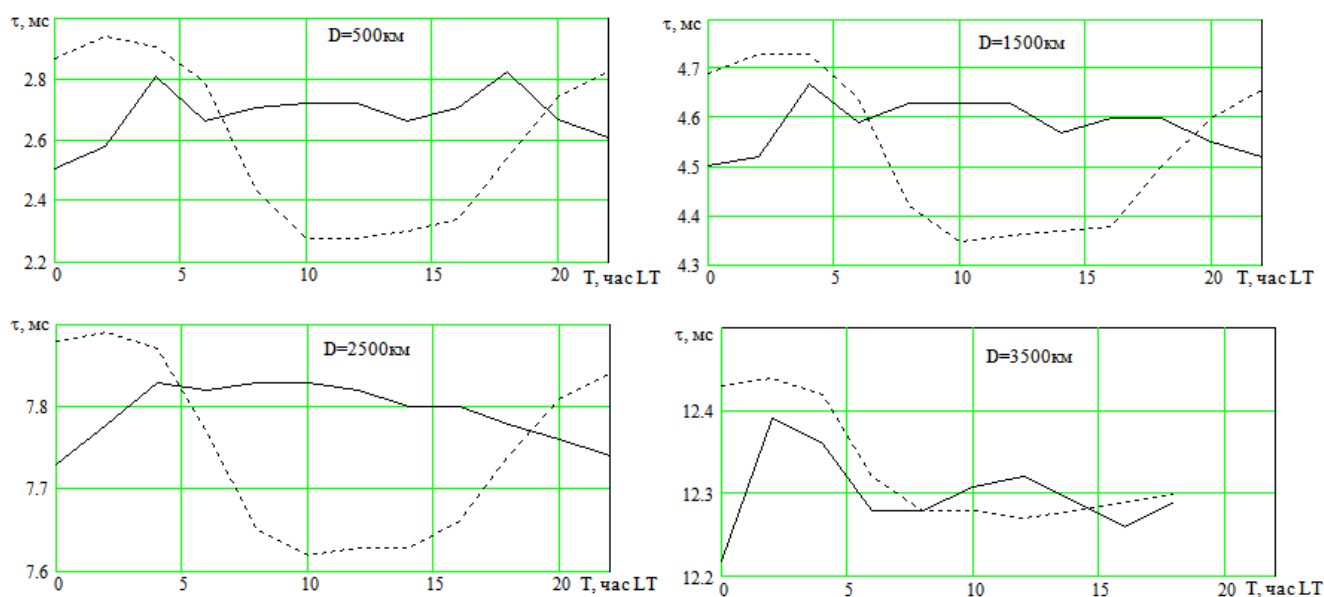


Рис. 1. Суточные изменения задержки сигнала для радиолиний различной протяженности.

Получено, что максимальное изменение времени распространения ΔT сигнала на МПЧ за сутки для радиолинии 500 км летом составляет $\Delta\tau_1 = 240$ мкс, зимой $\Delta\tau_2 = 680$ мкс, т.е. для достижения требуемой точности синхронизации 500 мкс летом коррекция ШВ не требуется, зимой – в 01.00, 06.00, 09.00, 19.00 LT. Для радиолинии протяженностью 1500 км летом $\Delta\tau_1 = 180$ мкс и коррекция ШВ не требуется; зимой $\Delta\tau_2 = 380$ мкс и коррекцию ШВ необходимо проводить в 02.00, 07.00, 19.00 LT. На радиолинии протяженностью $D = 2500$ км: летом $\Delta\tau_1 = 100$ мкс, коррекция не требуется; зимой $\Delta\tau_2 = 280$ мкс и ШВ необходимо корректировать в 07.00 и 20.00 LT. Для радиолинии $D = 3500$ км: летом $\Delta\tau_1 = 200$ мкс, т.е. коррекция не нужна; зимой $\Delta\tau_2 = 220$ мкс, коррекция возможно потребуется в 03.00 и 18.00 LT.

Итак, для достижения точности синхронизации 500 мкс на радиопроцессорах протяженностью до 3500 км в летнее время и спокойной ионосфере коррекция ШВ из-за нестабильности ионосферы не требуется. В зимнее время необходимо корректировать ШВ на радиопроцессорах протяженностью 500 км 4 раза в сутки, в основном, в переходное время (утро, вечер); на радиопроцессорах $D = 1500$ км и 2500 км коррекция ШВ понадобится 3 раза в сутки, а для радиопроцессора $D = 3500$ км – 2 раза в сутки.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: проекты № 10-02-00620; 09-07-00331-а; 10-07-00466-а, ФЦП: № 14.740.11.1152; 14.740.11.1209; 14.740.11.1436; АВЦП: № 2.1.1/3896, № 2.1.1/12022.

Научные руководители: д.ф.-м.н., проф. Иванов В.А., д.ф.-м.н., проф. Рябова Н.В.

Литература

1. Иванов, В.А. Устройство и алгоритмы синхронизации радиотехнических систем связи и зондирования ионосферных высокочастотных радиоканалов / В.А. Иванов, Е.В. Катков, А.А. Чернов // Вестник МарГТУ. – 2010. - №2. – С. 43-53.
2. Иванов, В.А. Синхронизация радиотехнических систем связи и зондирования ионосферных высокочастотных радиоканалов / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, А.А. Чернов// Сборник статей XVII межд. н-тех. конф. «Радиолокация, навигация, связь». – 2010. Т.2, с. 1135-1146.
3. Иванов, В.А. Способ синхронизации с высокой точностью систем декаметрового радиосвязи / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, А.А. Чернов // Сборник статей Межд. н-тех. сем. «Системы синхронизации, формирования и обработки сигналов для связи и вещания». – 2011. с. 64-65.

АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР С МЯГКИМИ БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ

Аспирант: Г.В. Чижов (2 курс, кафедра физики, СПбГМТУ)

В работе исследуются физические процессы, происходящие в локальных акустических резонаторах с мягкими боковыми стенками. Акустические резонаторы с мягкими боковыми стенками возникают спонтанно между поверхностями работающих машин и механизмов и параллельными им поверхностями акустических экранов или стенками. Появление таких резонаторов играет отрицательную роль в технической акустике так, как приводит к снижению звукоизоляции машин и механизмов.

Для того чтобы разобраться с особенностями колебательных процессов происходящих в резонаторах рассмотрим следующую задачу. Пусть имеется однородный слой газа, ограниченный плоскими абсолютно твердыми теплопроводными стенками (рис. 1).

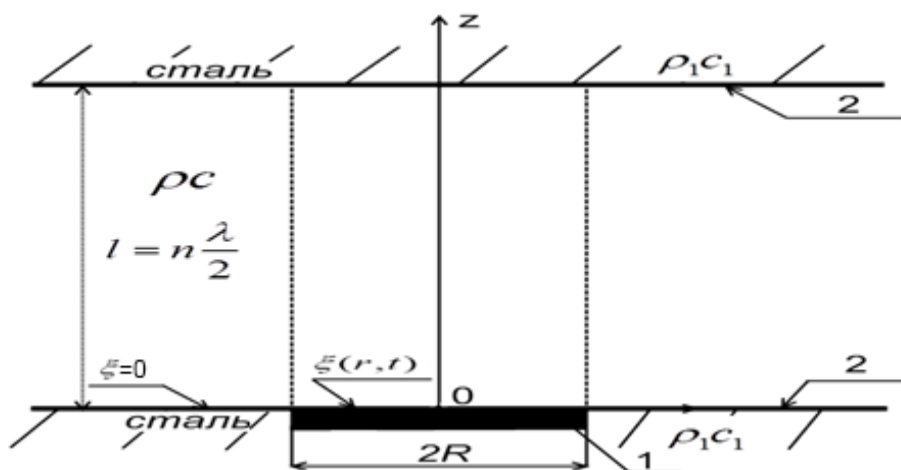


Рис. 1. Акустический резонатор с мягкими боковыми стенками: 1 – источник звука с заданным распределением смещений, 2 – акустический экран.

На нижней поверхности слоя размещен круглый источник звука с известным распределением амплитуды колебаний по поверхности $\xi(r, t)$. При излучении звука в свободное полупространство излучатель имеет сформировавшуюся

характеристику направленности, и следовательно, для него выполняется неравенство

$$kR > \pi, \quad (1)$$

где $k = \omega / c = 2\pi / \lambda$ – волновое число, $\omega = 2\pi f_0$ – частота, c – фазовая скорость звука, λ – длина волны, R – радиус источника звука.

Если направленный источник излучает звук в плоский слой газа, то его акустическая энергия оказывается локализованной в цилиндрическом объеме, имеющем диаметр $2R$. Резонансные колебания над поверхностью источника звука возникают в слое, если выполняется условие

$$l = n\lambda / 2, \quad (2)$$

где l – толщина слоя $n = 1, 2, 3 \dots$ – номер полуволнового резонанса.

При резонансе за счет переотражения звуковых волн от поверхностей слоя в объеме газа возникает стоячая звуковая волна. Значения параметров этой волны зависят от характеристик источника звука и диссипативных процессов, сопровождающих колебания частиц газа в слое. Колебательный процесс в слое газа можно рассматривать как колебания системы с одной степенью свободы, для описания параметров которой может быть применена теория гармонических осцилляторов.

Наиболее информативным параметром любого осциллятора является его добротность. Для акустических резонаторов с мягкими боковыми стенками добротность рассчитана в работах [1, 2]. Формула для расчета добротности резонатора имеет вид

$$Q_n = \frac{\pi n}{\pi n^2 \mu + 2D}, \quad (3)$$

где $\mu = \alpha \lambda$ – индекс поглощения, α – пространственный коэффициент затухания звука в свободном объеме газа, заполняющего слой.

$$D = 4 \left[(\gamma - 1) \sqrt{\frac{\omega \alpha}{2c^2}} \right], \quad (4)$$

где D – коэффициент поглощения звука в акустическом пограничном слое (АПС), $\gamma = C_p / C_v$ – коэффициент Пуассона, C_p , C_v – теплоемкость при постоянном давлении и объеме соответственно, $a = \chi / C_p \rho$ – температуропроводность, ρ – плотность газа.

Произведем расчеты параметров резонатора, имеющего следующие характеристики: $R = 12,5$ мм, $\xi_0 = 1,0$ мкм, $f_0 = 49,4$ кГц. При этом полагаем, что стенки изготовлены из стали, а слой заполнен сухим воздухом при $P_0 = 1,0$ атм., $T_0 = 293$ К. Согласно работе [2] максимальное значение добротности наблюдается при $n = 2$ и равно 270. Полученное значение добротности позволяет рассчитать следующие параметры резонатора: амплитуда колебательной скорости на поверхности резонатора 0,3 м/с; амплитуда колебательного смещения в резонаторе $3,5 \cdot 10^4$ м; амплитуда колебательной скорости частиц в резонаторе 83 м/с; амплитуда звукового давления в резонаторе $3,5 \cdot 10^4$ Па; амплитуда акустической добавки к температуре 29 К; ширина резонансного промежутка резонатора 183 Гц; давление Ланжевена 515 Па; число Рейнольдса 0,8; безразмерный нелинейный параметр 2.

Анализ этих численных данных показал, что в данной колебательной системе возможно возбуждение нелинейных колебаний, и как следствие этого, ударных волн.

Научный руководитель: профессор, докт. техн. наук Ф.Ф. Легуша.

Литература

1. Чижов Г.В., Расчет добротности и нелинейного параметра акустического резонатора.- 14 Тезисы докладов н.к. студентов-радиофизиков, с. 115-117.- СПб.: Соло,2010, 122 с.
2. Легуша Ф.Ф., Чижов Г.В., Акустический резонатор с мягкими боковыми стенками.- Сборник трудов научной конференции РАО24, Т.1, с. 130-134. –М.: ГЕОС, 2011, 335 с.
3. Таблицы физических величин. Справочник.// Под ред. акад. И.К. Кикоин М.: Атомиздат, 1976.– 1008с.

МЕТОДЫ ЭМПИРИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ЗАДАНИЯ УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Магистрант: Чинь Куанг Т. (2 год, кафедра компьютерного моделирования, ЮФУ)

Условия распространения радиоволн в ионосфере тесно связаны с критической частотой f_oF2 слоя F2. Наличие экспериментальных данных f_oF2 за многие годы позволило разработать модели этого параметра. В практических приложениях широкое применение находят эмпирических модели. Однако в последнее 10-летие большую роль стал играть параметр ПЭС (полное электронное содержание), который характеризует состояние не только ионосферы, но и вышележащих областей, в которых лежат траектории навигационных спутников. Методы моделирования параметра f_oF2 (IRI, разложение Фурье, ЕОФ, В-сплайны, нейронные сети и др.) стали широко использоваться для моделирования параметра ПЭС (TEC в английской транскрипции).

В настоящей работе предлагается использовать эти методы в том числе и для моделирования параметра τ , который является эквивалентной толщиной и коэффициентом пропорциональности между ПЭС и максимальной концентрацией ионосферы $NmF2$. Как показано в [1], знание месячной медианы τ позволяет определять f_oF2 из TEC в спокойных условиях. Здесь эти медианы используются в возмущенных условиях. Медианы сравниваются с трендами, которые определяются корреляционной зависимостью с драйверами. В дополнение к традиционному драйверу RZ12 используются драйверы, получающие всё большую популярность и связанные с индексом F10.7 (из последних работ, напр. [2]).

Результаты представляются на примере ионосферных данных f_oF2 и TEC для станции Ленинград для тех моментов 1999-2006, для которых эти данные были одновременными. Пример использования медианы $\tau(\text{med})$ в возмущенных условиях

дан на рис. 1 для магнитной бури 20-25.10.2001 с минимальным значением $Dst = -187$ нТ (21.10.2001, UT = 22).

Приведены мгновенные экспериментальные значения foF2 (obs), экспериментальные медианы (med), значения для модели IRI, которые также

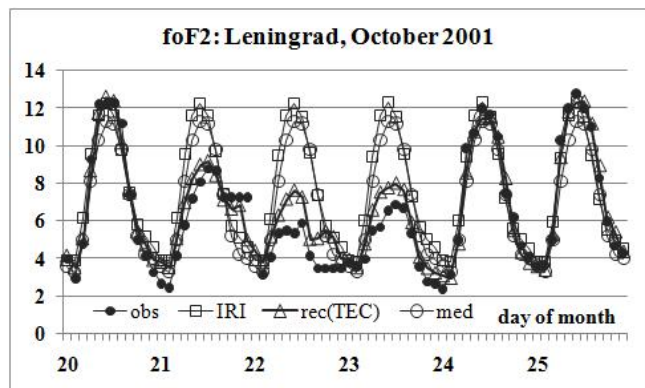


Рис. 1. Сравнение экспериментальных foF2 с рассчитанными значениями

являются медианными и отлично совпадают с экспериментальными медианами, но не описывают мгновенных значений. Треугольники показывают значения, полученные из TEC с использованием $\tau(\text{med})$. Видно хорошее согласие с экспериментом. Это является результатом синхронности изменений foF2

и TEC. Пример связи параметров foF2, TEC и τ с индексом F10.7 для всего использованного периода времени (58 месяцев) дан на рис. 2 для 2-х моментов времени (UT = 1 и UT = 13). Наиболее тесная связь была выявлена для коэффициента, усредненного за 81 предыдущий день. Коэффициенты корреляции составили соответственно 0,41, 0,6, 0,07 для UT = 1 и 0,82, 0,89, 0,17 для UT = 13. На рис. 2 видна даже обратная зависимость τ и F10.7. Пример использования ЕОФ дан на рис. 3 в виде естественных ортогональных функций (EOF)

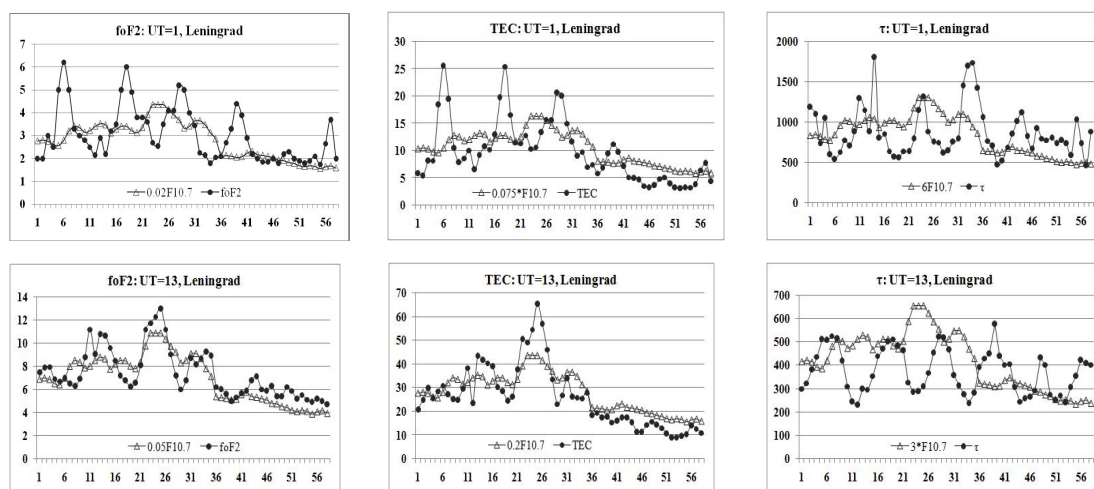


Рис. 2. Соответствие между параметрами ионосферы foF2, TEC и τ и индексом F10.7 солнечной активности.

и соответствующих коэффициентов вместе для 3-х параметров. Коэффициенты A для τ откалиброваны по масштабу для лучшей визуализации (коэффициент для $A1$ равен 5000, для $A1$ и $A2$ равен 100).

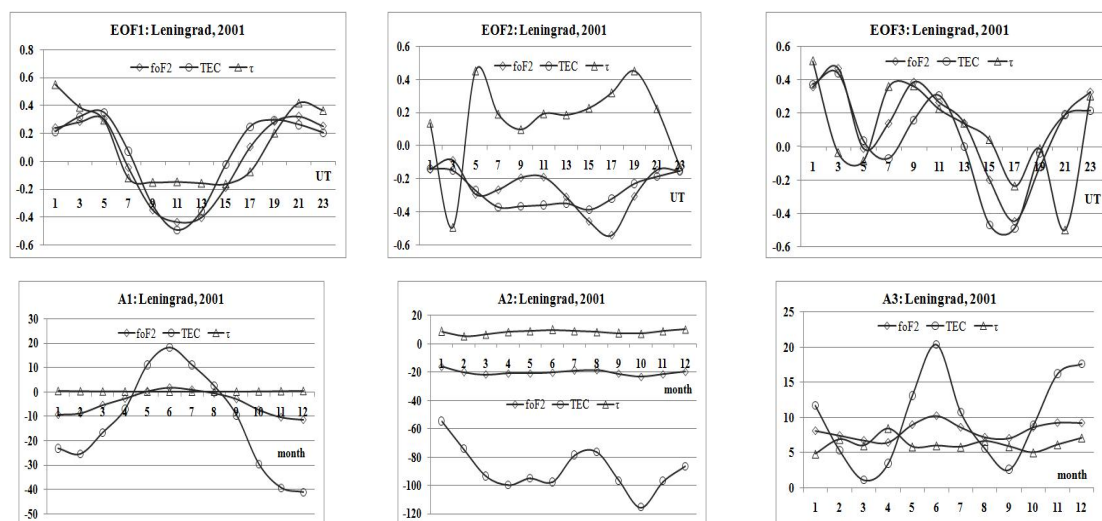


Рис. 3. Пример разложения всех 3-х параметров ионосферы по EOF

Приведены кривые для первых 3-х функций, которые дают основной вклад в разложение, однако распределение вкладов различно. Для foF2 при суммарном вкладе 98,4% первая компонента дает 81,2%, вторая – 12,2%, третья – 5%. Для TEC при суммарном вкладе 98,7% эти цифры равны 57,6%, 35,5%, 5,6%, для τ при 96,2% – 89,7%, 4,4%, 2,1%. Это существенно отличается от разложения Фурье, которое требует для получения такого же процента в 2 раза большего числа компонент.

Такие же результаты получены и для станции Moscow, но эти станции лежат в радиусе пространственной корреляции. Дальнейшая задача – получить результаты для станций, лежащих вне такого радиуса.

Руководитель: Мальцева О.А. (НИИ физики ЮФУ)

Литература

1. Maltseva O.A., Zhbakov G.A., Trinh Quang T. Improvement of the real time TEC based on the IRI model. Adv. Space Res., 2010, v. 46, 1008-1015.
2. Liu L., Wan W. Ning B. Statistical modeling of ionospheric foF2 over Wuhan. Radio Sci., 2004, v. 39, RS2013, 10p.

ПОЛЕ ВЯЗКИХ ВОЛН ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Студент: Е.А. Шабалина (6 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В работе экспериментально исследуется поле вязких волн в жидкости, возбуждаемых цилиндром, совершающим вращательно-колебательные движения вокруг своей оси. В качестве исследуемой жидкости используется глицерин. Целью работы являлось нахождение поля колебательных скоростей вблизи твёрдой поверхности цилиндра на расстояниях порядка толщины пограничного слоя. Выяснялось также влияние на поведение вязкой волны материала поверхности. Были взяты два – фторопласт и латунь, покрытая краской. Эти поверхности сильно отличаются друг от друга величиной угла смачивания их глицерином (это одна из характеристик, связанных с поверхностной энергией используемых материалов). Угол смачивания для фторопласта составил 79° , а для латуни – 26° .

В работе [1] рассматривалось решение уравнения Навье-Стокса для данной задачи в виде функции Ханкеля $H_1^{(1)}(\rho)$, где $\rho = \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \times r$ (ν – кинематический коэффициент вязкости среды, ω – круговая частота вращения цилиндра, r – расстояние, отсчитываемое от центра цилиндра), которое представляет собой поперечную вязкую цилиндрическую волну, расходящуюся от цилиндра [2]. При экспериментальном исследовании такой волны были обнаружены расхождения полученных значений для колебательной скорости от рассчитанных. В области, непосредственно прилегающей к поверхности цилиндра (порядка $\delta/5$, δ – толщина пограничного слоя, расстояние, на котором волна ослабляется в e раз), экспериментальные точки отклонялись от теоретической зависимости на величины большие, чем погрешность эксперимента. Экстраполяция функцией Ханкеля экспериментальных значений колебательной скорости из толщи жидкости (далее,

чем $\delta/5$) на поверхность цилиндра давала значения для скорости жидкости на границе, превышающее скорость самой поверхности цилиндра, что нефизично. Поскольку аргумент функции Ханкеля зависит не только от r , но и от ν , было выдвинуто предположение с использованием выводов из экспериментов по теории смазки, описывающих механизм, при котором твердое вещество меняет структуру граничного слоя, прилегающего к нему, то есть изменяется значение вязкости среды.

В данной работе, опираясь на это предположение, был получен вид уравнения Навье-Стокса в цилиндрических координатах с учетом того, что вязкость теперь является переменной величиной, зависящей от расстояния. Предположим, что эта зависимость экспоненциальная. Тогда после несложных преобразований уравнение выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial V_\varphi}{\partial t} = \nu \cdot \left[\frac{\partial^2 V_\varphi}{\partial r^2} - \frac{V_\varphi}{r^2} \right] + \left[\frac{\nu}{r} + A \cdot e^{-Cr} \right] \frac{\partial V_\varphi}{\partial r},$$

где V_φ – компонента колебательной скорости, A , C – произвольные коэффициенты.

Затем был пересчитан аргумент функции Ханкеля с тем, чтобы экстраполяция значений колебательной скорости из толщи жидкости на поверхность давала значение скорости, равной скорости поверхности цилиндра. Полученные значения аргумента функции Ханкеля хорошо аппроксимируются экспоненциальной функцией.

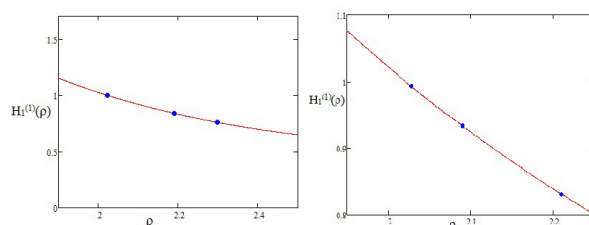


Рисунок 1. Зависимость аргумента функции Ханкеля от ее значения (точки) для цилиндрической поверхности, покрытой фторопластом (слева) и покрытой краской (справа). Сплошной линией изображена аппроксимация этой зависимости экспоненциальной функцией.

Таким образом, из этих данных можно сделать вывод, что изменение аргумента функции Ханкеля происходит, в основном, за счет изменения вязкости. В работе было рассчитано соответствующее изменение вязкости на толщине пограничного слоя для цилиндра. Для поверхности из фторопласта оно составляет 16%, а для цилиндра, покрытого краской, – 2,2%. Данные для фторопласта находятся за пределами погрешности измерения вязкости (6% для фторопласта и 5,6% для краски).

Кроме этого была рассмотрена задача поведения вязкой цилиндрической волны в слое жидкости, ограниченном снаружи цилиндрической границей. Решение уравнения Навье-Стокса с учетом граничных условий в слое жидкости:

$$V_{\varphi} = V_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \left[\frac{H_1^{(2)}(\rho_1) \cdot H_1^{(1)}(\rho) - H_1^{(2)}(\rho) \cdot H_1^{(1)}(\rho_1)}{H_1^{(1)}(\rho_1) \cdot \left(\frac{H_1^{(2)}(\rho_1)}{H_1^{(1)}(\rho_1)} \cdot H_1^{(1)}(\rho_0) - H_1^{(2)}(\rho_0) \right)} \right]$$

Были получены графики для ослабления функций Ханкеля с расстоянием для свободного пространства и для слоя жидкости.

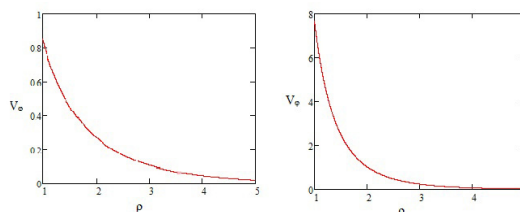


Рисунок 2. Ослабление колебательной скорости с расстоянием для колеблющегося цилиндра в свободном пространстве (слева) и в слое (справа). По оси X – аргумент функции Ханкеля, по оси Y – относительное значение колебательной скорости.

Руководитель: Б.Е. Грачев, СПбГУ

Литература

1. Шабалина Е.А. Дипломная работа. 2010.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ПЬЕЗОЧАСТИЦ В АНСАМБЛЯХ

Студент: М.Л. Шеболкин (5 курс, кафедра радиофизики и электроники, СыктГУ)

Электроакустические взаимодействия в различных материалах широко используются в устройствах частотной фильтрации (фильтры), акустических линиях задержки, согласованных (оптимальных) фильтрах, или дисперсионных линиях задержки, кодирующих и декодирующих устройствах. Наибольшее распространение получили акустические фильтры (пьезоэлектрические, электромеханические фильтры на объемных волнах и поверхностных акустических волнах (ПАВ)). Они применяются в различных системах связи от радиовещания и телевидения до космической связи и радиолокации для выделения полезного сигнала на фоне помех, для интегрирования (накапливания) сигнала с определенными характеристиками, для изменения частотных спектров сигналов. Все большее внимание уделяется исследованию электроакустических свойств наноструктурных материалов. Наноструктурные характеристики материалов определяют свойства фильтров передачи и приёма. Для этих целей выращиваются новые кристаллы в лабораториях и затем исследуются электроакустические свойства. Ранее в работе [1] для исследования электроакустических взаимодействий использовался высокочастотный импульсный генератор в диапазоне частот 16...21 МГц. Были исследованы электроакустические взаимодействия в ансамбле кристаллов йодата кальция с примесью железа (с размерами 0,5...3 мм), которые были синтезированы в лаборатории Сыктывкарского государственного университета. По данным результатам, было выявлено, что эти кристаллы с примесью железа обладают гигантскими значениями пьезоэлектрического коэффициента. Для полученных ансамблей малых кристаллов были получены радиоспектры (16...21 МГц) электроакустических откликов на воздействие ВЧ электрического поля. Для определения электроакустических характеристик кристаллов йодата кальция с

примесью железа необходимо смоделировать эти спектры на основе системы уравнений для упругой и электрической подсистем кристаллов и ансамблей с различным количеством кристаллов, имеющих разные размеры и форму.

На основе уравнений, взятых из статьи Косевича [2], в платформе Maple были получены следующие радиоспектры (рис. 1). В процессе моделирования изменялась частота, амплитуду и длительность радиоимпульса электрического поля и количество пьезочастиц в ансамблях, их размеры. Уравнения для электрических откликов одной частицы бралось в виде [2]

$$U_0(t) = e^{-\gamma t} \left\{ U_0(\Delta t) \cos(\Omega_0(t - \Delta t)) + \frac{1}{\omega} \dot{U}_0(\Delta t) \cdot \sin(\Omega_0(t - \Delta t)) \right\},$$

где

$$U_0(t) = e^{-\gamma t} \cdot \left\{ u_0 \cos(\Omega_0 t) + \frac{\dot{u}_0}{\omega} \sin(\Omega_0 t) \right\} + \frac{2l\beta E_0 \cos(\theta_3)}{c\pi^2} \cdot \frac{\omega}{\gamma^2 + (\Omega_0 - \omega)^2} \times \\ \times \left\{ (\Omega_0 - \omega) (\sin(\omega t) - e^{-\gamma t} \sin(\Omega_0 t)) - \gamma (\cos(\omega t) - e^{-\gamma t} \cos(\Omega_0 t)) \right\}.$$

$U_0(\Delta t)$ – начальная амплитуда сигнала (отклика) после действия импульса, β – пьезоэлектрические коэффициенты, u_0 – начальное смещение, γ – коэффициент затухания, l – размеры частиц, E_0 – напряженность электрического поля, ω – угловая частота генератора радиоимпульсов, Ω_0 – собственная упругая частота частиц, c – модуль упругости, θ_3 – угол действия поля (был взят равным 0°).

Задачей моделирования являлось получение графиков, похожих на экспериментальные. В ходе проделанной работы были смоделированы временные зависимости сигналов (откликов) от ансамбля с разным количеством пьезочастиц (1, 20, 50) на радиоимпульсное воздействие электрического поля (интервал частот 16...21 МГц) и построены их радиоспектры. Из полученных зависимостей и спектров были выявлены следующие результаты:

1. При увеличении количества частиц, на одном и том же интервале выбранных собственных частот частиц, видно, что исчезают некоторые пики во временной зависимости откликов, что связано с противофазными колебаниями.

2. При одинаковом количестве частиц при увеличении разброса собственных частот $\Delta\Omega_0$ между частицами, увеличивается количество биений и меняется частотный спектр сигнала.

3. При уменьшении частоты генератора на 1 МГц, биение затухает быстрее, к тому же появляется возникает еще одно биение, большое по длительности.

4. При одинаковой начальной частоте частиц, но с одинаковым разбросом частот для них, при увеличении их количества, видно, что биения как бы распадаются на несколько. Из рисунка видно, что одно биение содержит 2 пика при 50 частицах и 1 пик при 20 частицах.

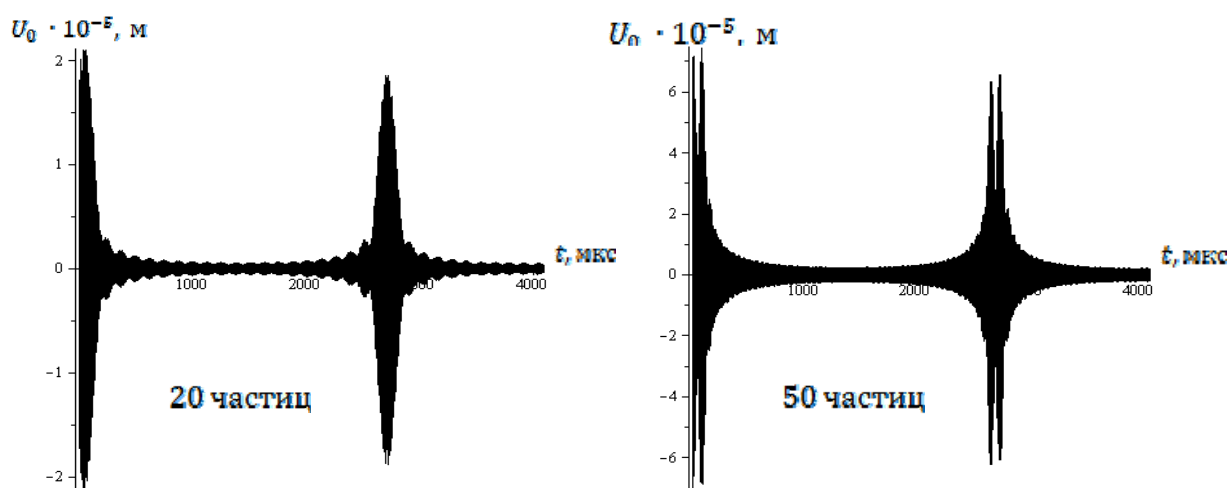


Рис.1. Временные зависимости откликов от ансамблей частиц: $\Omega = 17$ МГц, $\Delta f = 0,05$ МГц.

Руководитель: Л.Н. Котов, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники СыктГУ.

Работа поддержана РФФИ (грант №10-02-01327а).

Литература

1. Петровский И.В. Исследование спектров электроакустических откликов ансамбля пьезочастиц. Тезисы докладов XI ВНКСР. – Санкт-Петербург, 2007. – С. 98-99.
2. Косевич А.М., Богобоящий В.В. Физика твердого тела. Т. 24, в. 10. 1982 .

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА ШЕРОХОВАТОЙ СТЕНКЕ

Аспирант: Ю.А. Щелоков (1 курс, кафедра ФЕНГО, СПбГМТУ)

Для снижения уровней шума в гулких помещениях поверхность стен искусственно делают шероховатой. Искусственные шероховатости на поверхности твердой стенки могут быть созданы, если на нее, например, наклеить металлическую сетку. При этом решаются сразу две задачи: исключается технологический процесс нанесения на стенку напыляемых акустических покрытий; параметры поля шероховатостей стенки становятся известными.

Выражение для расчета коэффициента поглощения звука плоской гармонической волны, взаимодействующей с бесконечной шероховатой поверхностью твердого абсолютно теплопроводного тела, было получено в работе [1] и имеет вид

$$D_k = \frac{4m_0}{1 + 2m_0 + 2m_0^2}, \quad (h > \delta_T, h > \delta), \quad (1)$$

где, $m_0 = k_s m$, $m = (b_{11} + b_{21} \sin^2 \vartheta) / \cos \vartheta$, $b_{11} = (\gamma - 1) \sqrt{\omega a / 2c^2}$, $b_{21} = \sqrt{\omega \nu / 2c^2}$, $\gamma = C_p / C_v$ – коэффициент Пуассона, C_p , C_v – теплоемкости газа при постоянном давлении и постоянном объеме, $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота, c – скорость звука, $a = \chi \rho / C_p$ – коэффициент температуропроводности газа, χ – коэффициент теплопроводности газа $\nu = \eta / \rho$ – кинематическая вязкость, η – динамическая вязкость, ρ – плотность газа, ϑ – угол падения звуковой волны на поверхность твердого тела, h – средняя высота неровностей поверхности, k_s – постоянный коэффициент, обеспечивающий соответствие между расчетными и экспериментальными значениями коэффициента поглощения, $\delta = \sqrt{2\nu / \omega}$ – толщина вязкого АПС, $\delta_T = \sqrt{2a / \omega}$ – толщина теплового АПС.

Как правило, параметры шероховатости стенки остаются неизвестными и величину коэффициента k_s приходится определять экспериментальным путем. Если же на поверхности твердого тела жестко без зазоров закреплена металлическая сетка, то она играет роль искусственной шероховатости, с известной величиной средней высоты $h = 4R$. При этом коэффициент k_s оказывается равным

$$k_s = 1 + \frac{S_{\Pi}}{S_o} = 1 + \frac{4\pi R}{2R + \Delta}, \quad (4)$$

где S_o – площадь поверхности твердого тела, S_{Π} – суммарная площадь проволок, составляющих сетку, Δ – размер ячейки металлической сетки.

Выражение для расчета коэффициента поглощения звука на сетке с учетом выражения (4) имеет вид

$$D_{c0} = \frac{8\pi R}{2R + \Delta} b_{11}. \quad (5)$$

По мере удаления сетки от поверхности тела коэффициент поглощения звука на сетке стремиться к пределу и определяется выражением

$$D_c = \frac{8\pi R}{2R + \Delta} (b_{11} + b_{21}). \quad (6)$$

В качестве примера рассмотрим звукопоглощение на двух металлических тканых сетках параметры, которых представлены в таблице 1. Сетки изготовлены из луженной медной проволоки.

Таблица 1 Параметры металлических сеток

№ сетки	R , мкм	h , мкм	Δ , мкм	k_s
1	200,0	800,0	630,0	3,1
2	100,0	400,0	315,0	3,1

Измерения коэффициента звукопоглощения на сетках при нормальных условиях проводилось на импедансной трубе в диапазоне частот от 200 Гц до 1600 Гц. Сопоставление результатов измерений коэффициента добавочного звукопоглощения вносимого металлической сеткой и результатов расчета по формулам (5) и (6) показано на рис. 1.

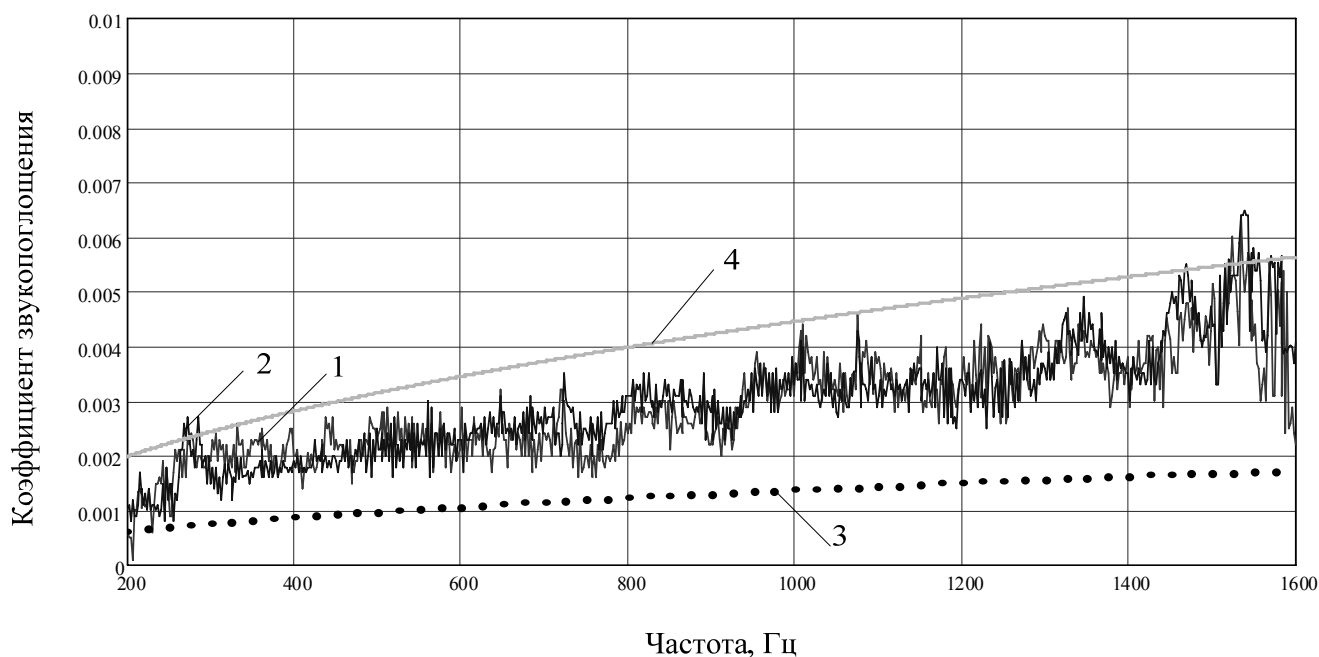


Рис.1 Сравнение результатов расчета с данными, полученными экспериментально: 1 – коэффициент звукопоглощения сетки № 1, 2 – коэффициент звукопоглощения сетки № 2, 3 – расчет по формуле (5), 4 – расчет по формуле (6).

Как видно из рис.1 обе сетки имеют примерно одинаковые значения коэффициентов поглощения звука. Результаты измерений лежат в пределах расчетных кривых: 3 – рассчитана с использованием формулы (5); 4 – рассчитана по формуле (6).

Руководитель: профессор, д.ф.-м.н., Легуша Федор Федорович

Литература

1. *Легуша Ф. Ф., Щелоков Ю.А.* Диссипация акустической энергии на металлических сетках. – Сборник трудов научной конференции “Сессия научного совета РАН по акустике и XXIV сессия РАО”, 2011, т.1, С. 211-214.
2. *Константинов Б. П.* О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы. – ЖТФ, 1939, т. 9, № 3, С. 226-238.

**XV Всероссийская научная конференция
студентов-радиофизиков**

Тезисы докладов

6-7 декабря 2011 года

