

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

**XIV Всероссийская научная конференция
студентов-радиофизиков**

Тезисы докладов

7-8 декабря 2010 года

*Санкт-Петербург
Издательство «Соло»
2010*

XIV Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков:
Тез. докл. – СПб.: Изд-во «Соло», 2010. – 122 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, 2010
© Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 2010
© Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 2010

ISBN

СОДЕРЖАНИЕ

А.Р. Абакаров, П.А. Косырев (ТГУ им. Г.Р. Державина) Электроосаждение наночастиц никеля на поверхность многостенных углеродных нанотрубок	6
А.В. Бочаров (СПбГУТ) Исследование способов минимизации вносимых потерь в бесконтактных межслойных переходах ГИС СВЧ	9
А.Э. Волков (ВлГУ) Инженерная методика расчета режекторных фильтров	13
С.Б. Глыбовский (СПбГПУ) Коррекция профиля параболического рефлектора с помощью ламинированной сетки из металлических нитей	16
В.С. Гойхман (СПбГУ) Модель асинхронного двигателя, описываемая медленно меняющимися со временем параметрами	19
К.В. Грешневиков (СПбГПУ) Разработка и исследование блока регистрации и управления рентгеновского сепаратора алмазосодержащей руды	22
А.М. Гришин (СПбГУ) Исследование микровсплесков на Солнце в дециметровом диапазоне длин волн ...	27
М.Ю. Дианов (СыктГУ) Исследование нелинейных магнитоупругих колебаний в трехслойной структуре с упругой связью	29
Т.А. Догадаева (СПбГУ) Переход от порядка к хаосу и от хаоса к порядку в пульсациях пузырьков	32
А.Ю. Желонкин (МарГТУ) Экспериментальное исследование полного электронного содержания ионосферы с помощью двухчастотного радионавигационного приемника NOVATEL FLEX PAK V2	35
А.О. Жигачев (ТГУ им. Г.Р. Державина) Использование инфракрасной оптической спектроскопии поглощения для анализа многослойных углеродных нанотрубок	38
Л.В. Зевахина (СПбГУ) Воздействие акустическим пучком на границу раздела двух жидкостей	41

М.Ю.Иванов (СПбГУТ) Генератор СВЧ на объемном резонаторе в гибридно-интегральном многослойном исполнении	45
П.А. Косырев, А.Р. Абакаров (ТГУ им. Г.Р. Державина) Размерные эффекты в твердости ГЦК-металлов в микро- и наноразмерной области	48
Д.С. Котова (РГУ им. И. Канта) Модельные расчеты распространения георадарного сигнала в неоднородных средах	51
Э.Ю. Кошлец, С.А. Жилин (СыктГУ) ВЧ и СВЧ спектры комплексной проводимости композитных пленок	54
Е.И. Кузнецова (СПбГМТУ) О взаимодействии рассеивателей	57
Е.В. Кулева (ВлГУ) Универсальный кодек Риди-Соломона	60
М.П. Ласёк (СыктГУ) Расчёт спектров комплексной проводимости тонких композитных плёнок	63
А.В. Моргун (СПбГУ) Составной плоский пьезопреобразователь	66
К.В. Невеселова (СПбГМТУ) Возбуждение звуковых и тепловых волн плоской поверхностью с периодически колеблющейся температурой	68
И.Л. Редхер (СПбГУ) Оценка возможности предсказания землетрясений по изменению проводимости почвы	71
К.В. Романов (СПбГУ) Акустический концентратор с механической нагрузкой	74
А.В. Рыжова (СПбГУТ) Реализация частотно-селективных устройств СВЧ на щелевых линиях	77
М.И. Рябова (МарГТУ) Исследование эффектов рекомбинации в ионосфере в период солнечного затмения 1 августа 2008 года	80
М.С. Седова, Н.Г. Габов (СыктГУ) Диэлектрические ВЧ спектры композитных плёнок	83

Д.И. Соснин (СПбГУ) Некоторые особенности электромагнитных полей, возбуждаемых ионосферными излучателями вблизи поверхности Земли	86
И.А. Сухов (СПбГПУ) Пеленгация на основе метода спектрального анализа MUSIC	88
П.К. Токмачев (СПбГУ) Решение параболического уравнения для двухчастотной функции когерентности методом возмущений	90
И.Е. Толкачев (МИРЭА) Дисперсионные искажения сверхкороткого радиоимпульса при распространении по межпланетной трассе	93
И.А. Усатова (СПбГУТ) Симметричное питание печатных излучателей в ОИС СВЧ	96
Уткин А.А., Киселёв Д.В. (СыктГУ) Исследование СВЧ спектров поглощения композитных пленок	100
Д.Д. Федоров (ВлГУ) Анализ технологической радиосвязи для дистанционного мониторинга подвижного состава	103
С.И. Царапкин (СПбГУ) Электрическое управление коэффициентом отражения волны давления от пьезослоя	106
С.И. Царапкин (СПбГУ) Чувствительность плоского пьезопреобразователя в динамическом режиме приема	109
А.А. Чернов (МарГТУ) Определение влияния геофизических факторов на размеры временного окна в задаче синхронизации радиотехнических систем зондирования ионосферы	112
Г.В. Чижов (СПбГМТУ) Расчет добротности и нелинейного параметра акустического резонатора с мягкими боковыми стенками	115
М.В. Чуфаров (СПбГУ) Теория стохастического сферического экрана над поверхностью сферической земли	118

ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ НИКЕЛЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ МНОГОСЛЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Аспиранты: А.Р. Абакаров (2 год, кафедра ТЭФ, ТГУ им. Г.Р. Державина),
П.А. Косырев (1 год, кафедра ТЭФ, ТГУ им. Г.Р. Державина)

В настоящее время, с развитием нанотехнологий, особый интерес представляет создание новых композиционных материалов на основе УНТ. В данной работе предоставлены результаты исследования зарождения и роста никелевых наночастиц на поверхности многослойных углеродных нанотрубок при гальванохимическом осаждении никеля. Выявлены зависимости морфологии, размера и расстояния между наночастицами никеля от времени осаждения при плотностях тока 5 А/дм^2 и $0,5 \text{ А/дм}^2$.

Хорошо известно, что реакционная, химическая, биологическая, бактерицидная, каталитическая и другие способности наночастиц металлов зависят не только от элементного состава, но и от их формы, размеров и структуры. Субмикро - и наноразмерные частицы металлов находят широкое применение в различных областях науки и техники. В частности, наночастицы Ni используют в качестве катализатора для селективного синтеза различных веществ (углеродных нанотрубок, гидрирования цитраля, каталитического крекинга метана, и т.д.), увеличения емкости топливных ячеек для хранения водорода, аккумуляторов, суперконденсаторов, биосенсоров и др. Ni обладает относительно высокой каталитической активностью и низкой ценой по сравнению с другими металлическими катализаторами (например, драгоценными металлами).

Цель работы заключалась в изучении закономерностей зарождения и роста наночастиц никеля на поверхности углеродных нанотрубок в процессе электрохимического осаждения. Наночастицы получали методом гальванохимического осаждения никеля из электролита Уотса (NiSO_4 – 70% об.,

NiCl_2 – 20% об.и HNO_3 – 10% об.). Среднее значение плотности тока j , приходящееся на единицу поверхности подложки, составляло 5 А/дм^2 и 0,5 А/дм^2 . В работе использовали многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ), зарегистрированные под торговой маркой "Таунит" и производимые в ООО «Тамбовский инновационно-технологический центр машиностроения», г. Тамбов. Они имели длину 5...10 мкм и диаметр $D \sim 10...30$ нм. Кислотность электролита, измеренная прибором рН-2005 фирмы Selecta, составила 4,26 +/- 0,02 рН. Исследование микроструктуры, морфологии и размеров никелевых наночастиц, а также самих МУНТ проводили с помощью сканирующего электронного микроскопа NEON 40 фирмы CarlZeiss (Германия).

Таким образом, с помощью метода гальванохимического осаждения можно получить структуру, состоящую из никелевых наночастиц с узким распределением по размерам, расположенных на каркасе из углеродных нанотрубок. Объемный массив МУНТ способен равномерно пространственно распределить и хранить наночастицы Ni, оставаясь высокопрозрачным для потока жидкости или газа (т.е. не создавая большого гидродинамического сопротивления, в отличие от скомпактированных порошков)(рис. 1).

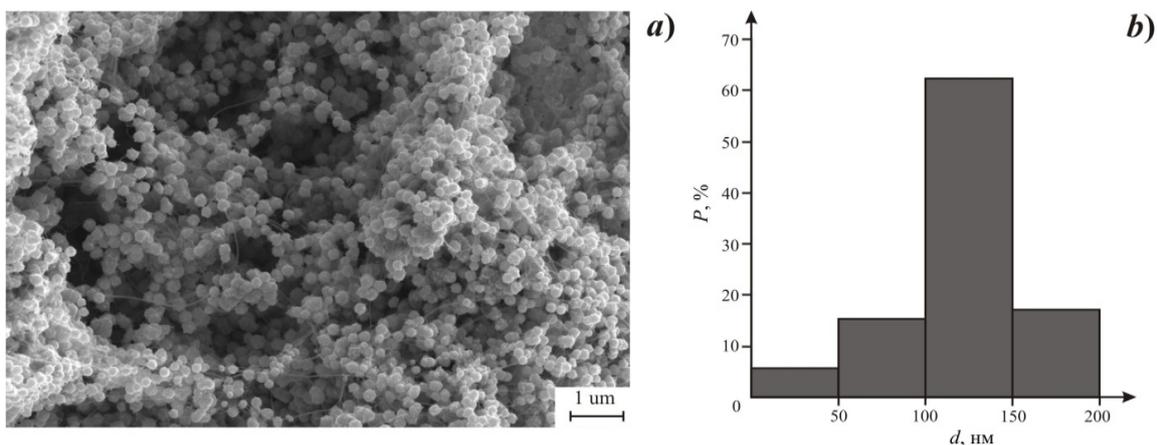


Рис. 1. Никелевые наночастицы на каркасе из углеродных нанотрубок ($j = 5 \text{А/дм}^2$, 5 сек.).

a) СЭМ-изображение ансамбля частиц Ni, осажденных на углеродные нанотрубки;

b) гистограмма распределения никелевых частиц по размерам, по оси ординат отложена величина $P = (n/n_0) \cdot 100\%$ приведенного содержания наночастиц данного размера в образце, где n – число наночастиц, имеющих размеры из указанного интервала величины d , $n_0 = 1448$ – общее число измеренных наночастиц.

На сегодняшний день себестоимость МУНТ остается достаточно высокой. Поэтому, для того чтобы использовать их в качестве каркаса для частиц катализатора, следует выяснить оптимальное соотношение их площадей поверхности. Экспериментальные результаты показывают, что площадь наночастиц Ni катализатора может превышать площадь нанотрубок в 2 и более раз, что делает оправданным выбор МУНТ в качестве темплата для пространственного размещения наночастиц Ni. Поэтому система частиц, прочно закрепленных на каркасе из МУНТ, будет способна расширить спектр практического применения углеродных нанотрубок, например, в качестве фильтров, биоактивных и композиционных материалов, нанопроводов, квантовых точек и т.д.

Руководитель: директор НОЦ «НТ и НМ» д.ф.-м.н., профессор Головин Ю.И.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят проф. Ткачева А.Г. и Литовка Ю.В. за предоставление нанотрубок и электролита Уотса.

НИР проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, а также при поддержке аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» на 2010 год, регистрационный номер: 2.1.1/2643.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПОСОБОВ МИНИМИЗАЦИИ ВНОСИМЫХ ПОТЕРЬ В БЕСКОНТАКТНЫХ МЕЖСЛОЙНЫХ ПЕРЕХОДАХ ГИС СВЧ

Аспирант: А.В. Бочаров (1 год, ОНИЛ СВЧ, СПбГУТ)

В связи с развитием технологий многослойных ГИС СВЧ на данный момент одной из важнейших задач является связь (внешний интерфейс) ГИС с другими устройствами на СВЧ и передача энергии внутри ГИС со слоя на слой с наименьшими потерями. Сегодня наиболее распространенным способом межслойного соединения линий передач, служит переход, образованный за счет непосредственной гальванической связи, который обладает рядом технологических и конструктивных недостатков. Этот переход с ростом частоты становится физически нереализуемым.

Целью данной работы является исследование бесконтактных межэтажных переходов. На первых этапах исследования удалось показать, что возможно осуществить бесконтактную межслойную транспортировку энергии со значением вносимых потерь не более, чем при переходе с гальванической связью. Данный переход представляет собой простое перекрытие двух МПЛ, расположенных в различных слоях (рисунок 1). Частотный диапазон исследования – единицы гигагерц. При данном виде соединения, минимальные потери пропускания достигаются при геометрической длине перекрытия, равной $\frac{1}{4}$ длины волны на центральной частоте, то есть образуется направленный ответвитель с сильной лицевой связью. Данный НО требует точной длины плеч и строго определенного режима на их концах.

Предложенный межслойный переход точнее можно описать электродинамической моделью, изображенной на рисунке 2, где области 1 и 3 – участки МПЛ, а область 2 – участок высокочастотной линии.

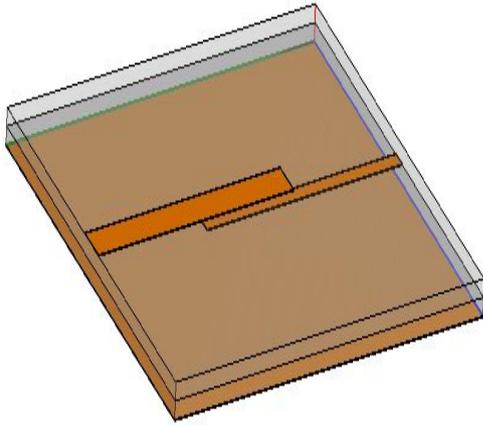


Рис.1. Модель бесконтактного межслойного перехода

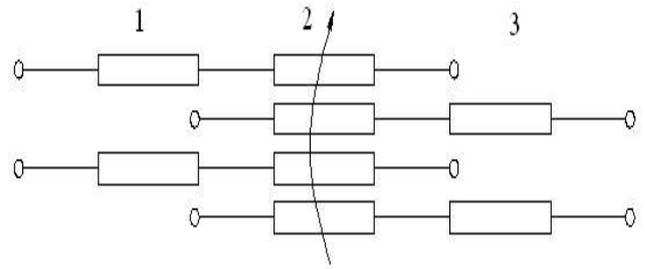


Рис.2 Электродинамическая модель бесконтактного межслойного перехода

Электродинамическая модель, представленная на рисунке 2, поддается строгому математическому описанию, т.к. математические аппараты, описывающие МПЛ и высокочастотные линии, представлены в различных литературных источниках [1,2]. В сущности, расчет параметров высокочастотной линии (участок 2) сводится к решению парных интегральных уравнений (1) и (2) [3].

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\bar{I}_z(s) f_{11} + h s \bar{I}_x(s) f_{12}(s)] \cdot e^{-isx} ds = 0 \tag{1}$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [h s \bar{I}_z(s) f_{12}(s) + \bar{I}_x(s) f_{22}(s)] \cdot e^{-isx} ds = 0$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{I}_z(s) \cdot e^{-isx} ds = 0 \tag{2}$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{I}_x(s) \cdot e^{-isx} ds = 0$$

На следующем этапе исследования уделено внимание выбору оптимальной геометрической формы проводников в области перехода, и необходимых характеристических параметров подводящих линий для улучшения согласования в тракте в целях минимизации вносимых потерь. Необходимо отойти от структуры НО, и сделать устройство широкополосным.

Исследование производилось в три этапа: компьютерное электродинамическое моделирование; эксперимент; сравнение результатов. Были произведены попытки создания межслойных переходов с преимущественно индуктивной и преимущественно емкостной связью. Моделирование показало, что данные конструкции не дают ожидаемых результатов. В дальнейшем было выяснено, что оптимальным условием для межслойной передачи энергии с минимальными потерями, является создание резонансного контура в области перехода (рисунок 3).

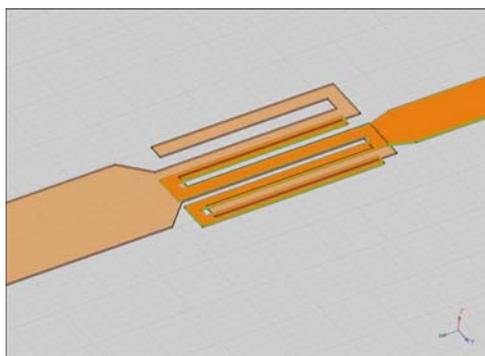
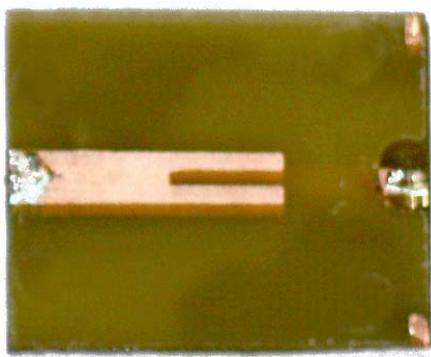


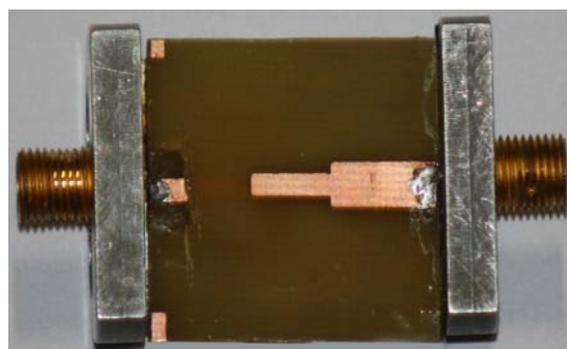
Рис. 3. Использование резонансного контура для межслойной передачи энергии

Тут возникло противоречие, связанное с широкополосностью. Были созданы экспериментальные макеты моделей, исследованных в программном пакете. Изображения макетов приведены на рисунке 4. Так же было произведено измерение параметров этих макетов и сравнение результатов, полученных экспериментально и теоретически. Сравнивались частотные зависимости

коэффициента потерь пропускания.



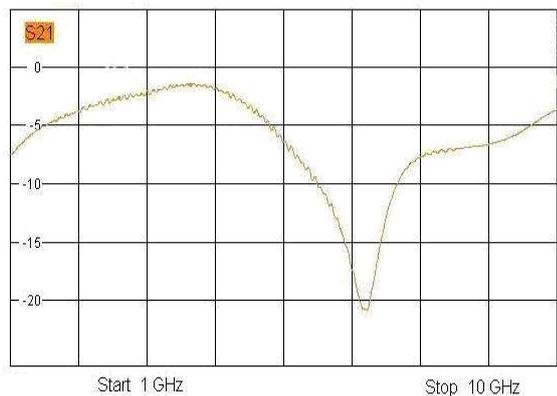
а)



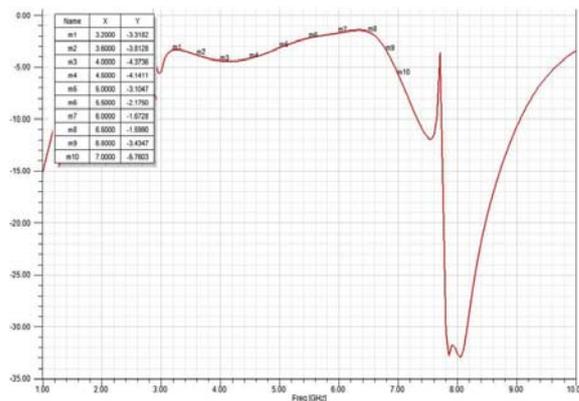
б)

Рис. 4. Макеты для измерений (а); макет в измерительной оснастке (б)

На рисунке 5 показаны частотные зависимости вносимых потерь для модели, изображенной на рисунке 4(б), полученные компьютерным путем и измеренные экспериментально.



а)



б)

Рис. 5. Вносимые потери, полученные экспериментально (а);
при помощи компьютерного моделирования (б)

Как видно из расчетных и экспериментальных графиков, характер частотной зависимости вносимых потерь для обоих графиков практически совпадает, однако общий уровень затухания при эксперименте выше, чем при моделировании. Это объясняется тем, что при моделировании не учитывались неизбежные воздушные зазоры между слоями. Эти результаты позволяют говорить о целесообразности и достоверности компьютерного моделирования при исследовании бесконтактных межслойных переходов и способов минимизации вносимых потерь в них.

Руководитель: Э.Ю. Седышев, рук. ОНИЛ СВЧ СПбГУТ
им. проф. М.А.Бонч-Бруевича, к.т.н., с.н.с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каплун В.Д., Тер–Маркарян А.А., Лисицын В.П., Фаянс Ю. И. Полосковые платы и узлы. Проектирование и изготовление. М.: Изд. Советское радио, 1979.
2. Сазонов Д.М., Гридин А.М., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. М.: Изд. Советское радио, 1981.
3. Заргано Г.Ф., Лерер А.М., Ляпин В.П., Синявский Г.П. Линии передачи сложных сечений. Отв. ред. д.ф. – м.н. Михалевский В.С. Изд. Ростовского университета, 1983.

ИНЖЕНЕРНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА РЕЖЕКТОРНЫХ ФИЛЬТРОВ

Аспирант: А.Э. Волков (1 год, кафедра РТиРС, ВлГУ)

В настоящее время для борьбы с высокочастотными селективными помехами широко используются режекторные (заграждающие) фильтры. Они применяются в системах связи, в радиолокации, навигации и в различных радиоизмерительных приборах. В своем большинстве такие фильтры построены на основе объемных резонаторов или RC-звеньев.

Рассмотрим не перестраиваемый режекторный фильтр, реализуемый на безвыводных элементах. К его достоинствам можно отнести малые габариты, высокую повторяемость, простоту исполнения. Типовая схема разработанного режекторного фильтра приведена на рисунке 1.

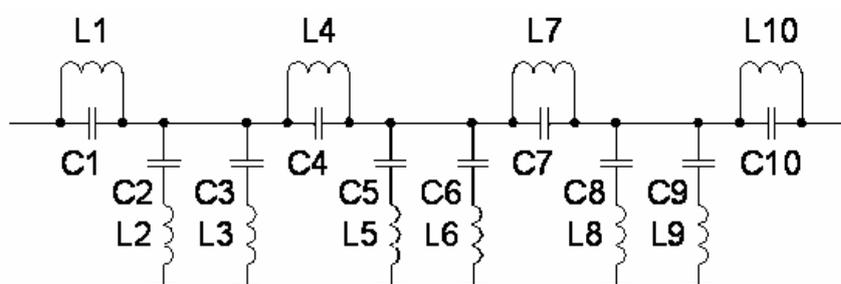


Рис. 1

Фильтр был промоделирован в MicroWave Office. В качестве элементов применены индуктивности фирмы Epcos серии B82498 и емкости – СНІР-С. Расчет фильтра проводился для полосы режекции частот 60–70 МГц 50-омного тракта. Необходимое затухание в полосе режекции не более минус 30 dB. При отстройке на 30% от центральной частоты должно быть минимальное ослабление. Результаты моделирования приведены на рисунке 2.

Если при изготовлении этого фильтра не получается требуемая форма АЧХ, то рекомендуется заменить индуктивности B82498 на намоточные.

Ниже приведена методика расчета широкополосных режекторных фильтров, которая апробирована для частот дециметрового диапазона

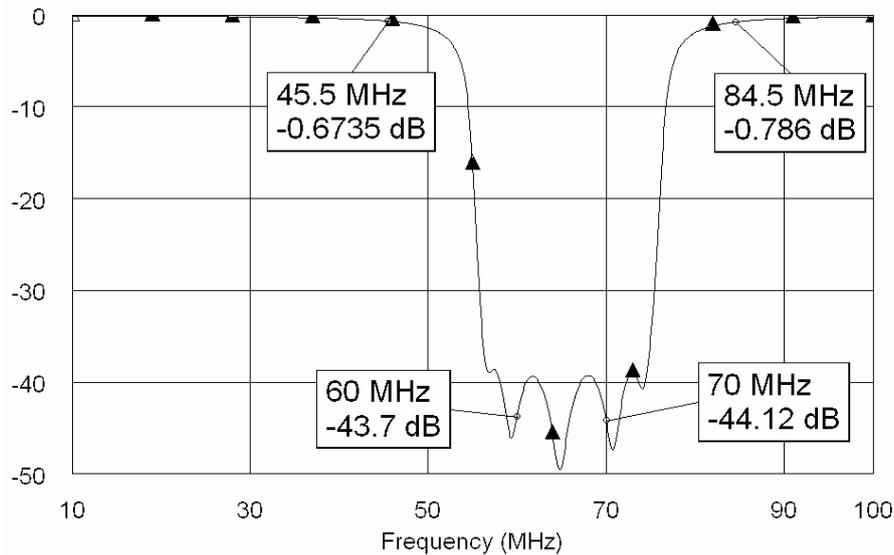


Рис. 2.

Методика расчета широкополосного режекторного фильтра:

1. Необходимо выбрать полосу задерживания: f_{-S} и f_{+S}
2. Выбор полосы пропускания (минимального ослабления): f_{-D} и f_{+D}
3. Необходимо рассчитать нормирующую частоту по формуле: $f_B = \sqrt{f_{+S} \cdot f_{-S}}$
4. Вычисление нормированных граничных частот режекторного фильтра:

$$\Omega_{+D} = f_{+D} / f_B, \quad \Omega_{-D} = 1 / \Omega_{+D}, \quad \Omega_{+S} = f_{+S} / f_B, \quad \Omega_{-S} = 1 / \Omega_{+S}.$$

Предполагается, что $\Omega_{-D} > f_{-D} / f_B$

5. Находим граничную частоту полосы задерживания фильтра-прототипа нижних частот по формуле: $\Omega_S = (\Omega_{+D} - \Omega_{-D}) / (\Omega_{+S} - \Omega_{-S})$. По этому значению определяем подходящий ФНЧ по таблице из работы [1].
6. Вычисляем значение константы преобразования по формуле:

$$\alpha = 1 / (\Omega_{+D} - \Omega_{-D}).$$

7. По таблице из [1] определяем $\Omega_S^* \approx \Omega_S$.
8. Вычисляем окончательные граничные частоты полосы задерживания режекторного фильтра по формулам:

$$\Omega_{\pm S}^* = \sqrt{(1/2\alpha\Omega_S^*)^2 + 1} \pm \frac{1}{2\alpha\Omega_S^*}; \quad f_{+S}^* = \Omega_{+S}^* \cdot f_B; \quad f_{-S}^* = \Omega_{-S}^* \cdot f_B.$$

9. Преобразование элементов ФНЧ в элементы режекторного фильтра проводим в соответствии с методикой, изложенной в [2], результаты которой показаны на рисунке 3.

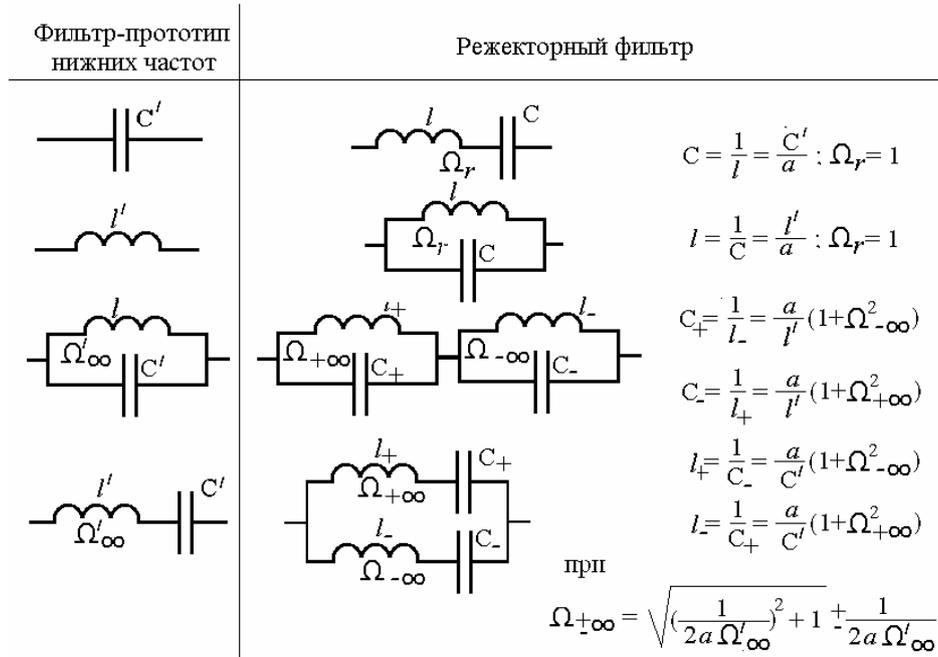


Рис. 3.

10. Частоты полюсов режекторного фильтра получаем с помощью преобразования ФНЧ в режекторный фильтр:

$$\Omega_{\pm\infty} = \sqrt{\left(\frac{1}{2\alpha\Omega'_{\infty}}\right)^2 + 1} \pm \frac{1}{2\alpha\Omega'_{\infty}}.$$

Руководитель:

д.т.н., профессор А.Г. Самойлов

ЛИТЕРАТУРА

1. Зааль Р. Справочник по расчету фильтров / Пер. с нем. – М.: Радио и связь. – 1983. – 752 с.
2. Ханзел Г.Е. Справочник по расчету фильтров / Пер. с англ., под ред. А.Е. Знаменского. – М.: Сов. Радио. – 1974. – 288 с.

КОРРЕКЦИЯ ПРОФИЛЯ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО РЕФЛЕКТОРА С ПОМОЩЬЮ ЛАМИНИРОВАННОЙ СЕТКИ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НИТЕЙ

Аспирант: С.Б. Глыбовский (1 год, кафедра радиофизики, СПбГПУ)

Как известно, отличие профиля рефлектора зеркальной антенны от идеального вследствие ошибок изготовления ухудшает ее направленные свойства, что ограничивает рабочий диапазон частот сверху. Особенно остро эта проблема проявляется для антенн, параболические рефлекторы которых настолько велики, что точное выполнение их формы в заданном диапазоне частот представляет техническую сложность. Простейшая оценка показывает, что для снижения усиления не более чем на несколько процентов отклонение формы рефлектора от параболоида вблизи центра не должно превышать $1/32$ длины волны [1]. Техническая сложность точного изготовления металлических рефлекторов большого размера (например, для радиотелескопов) вызвана многими факторами. Среди них: деформация зеркала под тяжестью его материала и окисление поверхности зеркала, приводящее к неравномерному его покрытию слоем диэлектрика. Поэтому в большинстве случаев применение антенн с размером зеркала в несколько метров и более ограничено сантиметровым диапазоном длин волн. В то же время возникает необходимость адаптации существующих зеркал большого размера к работе на более высоких частотах. Один из возможных вариантов решения проблемы – применение вторичного рефлектора, выполненного из ламинированной микросетки с металлическими нитями. Преимущество рефлектора из ламинированной сетки заключается в его легкости, а, следовательно – в удобстве юстировки сегментов зеркала большого размера и уменьшении их деформации под собственной тяжестью. Ламинирующий слой, кроме того, позволяет избежать окисления материала нитей сетки под влиянием погодных условий и обеспечивает прочность конструкции. В качестве опоры для сегментов вторичного рефлектора может выступать исходный металлический рефлектор антенны. Для получения хороших отражательных свойств требуется микросетка с ячейками, размер которых много длины волны в слое. Однако, как известно, даже в этом случае электродинамические свойства сетки отличаются от свойств сплошного металла. Причем размеры рефлектора во много раз больше длины волны, а характерный масштаб элементов структуры (ячеек сетки) – много меньше, и

численные методы решения задачи оказываются неприменимыми из-за трудоемкости вычислений. Поэтому для определения требований к параметрам микросетки и ламинирующего слоя, а также для оценки характеристик антенны с корректирующим рефлектором требуется аналитический подход к решению задачи.

Для анализа направленных свойств параболических антенн используется токовый метод, в приближении которого поле падающей волны наводит в каждой точке зеркала такие же токи, какие бы наводились на бесконечном экране, лежащем в касательной плоскости. Поэтому для решения задачи дифракции плоской волны на параболическом рефлекторе, покрытом ламинированной сеткой требуется сначала рассмотреть задачу об отражении плоской волны от соответствующей бесконечной плоской структуры, что и было сделано в данной части работы. Рассматриваемая отражающая структура представляет собой бесконечный диэлектрический слой с металлической плоской сеткой внутри. Слой поднят на некоторую высоту над металлической плоскостью. Рассматриваются сетки двух типов – с квадратными ячейками и идеальными контактами нитей в узлах, а также сетка из параллельных проводников. В каждом случае предполагается, что расстояние между соседними проводниками сетки много меньше длины волны, а диаметр нитей сетки много меньше расстояния между ними. Указанные допущения позволяют использовать для описания действия сетки метод усредненных граничных условий Конторовича [2], согласно которому реальное распределение токов сетки заменяется более простым («сглаженным») распределением токов по поверхности сетки. При этом «сглаженные» токи непрерывно связаны с векторами падающей волны (усредненными граничными условиями, известными для сеток различных топологий), поэтому позволяют достаточно просто и с высокой степенью точности находить рассеянное сеткой поле на расстоянии уже порядка размера ячейки. По этой причине в работе также считается, что толщина ламинирующего слоя заметно больше размера ячейки сетки. При выбранном методе задача полностью сводится к анализу слоистой структуры. Далее в соответствии со стандартным подходом [3], поле в каждом слое может быть сведено к сумме двух пар волн ортогональных поляризации, распространяющихся в противоположных направлениях и связанных известным образом на границах раздела.

В результате были получены формулы для результирующих коэффициентов отражения от верхней поверхности структуры: два коэффициента по основным Е- и Н-поляризациям и два кросс-поляризационных. Расчет по формулам показывает, что при изменении расстояния от ламинирующего слоя с сеткой до металлической

плоскости наблюдаются чередующиеся участки медленного изменения фазы коэффициентов отражения и быстрого изменения их фазы («резонансные области»), причем повсюду фаза меняется тем медленнее, чем выше плотность проводников сетки. Было показано также, что в пределах изменения угла падения волны по отношению к нормали на $\pm 20^\circ$ фаза коэффициентов отражения меняется менее чем на несколько градусов. При коррекции неровного параболического зеркала вторичным расстояние от металла исходного зеркала до ламинирующего слоя будет меняться случайным образом от точки к точке, находясь в некоторых ограниченных пределах. Исходя из соображений токового метода и указанных выше особенностей поведения фазы коэффициента отражения, можно сделать вывод, что если расстояние между исходным рефлектором и корректирующей структурой в разных точках не выходит за пределы участка медленного изменения фазы (ширина которого сопоставима с половиной длины волны в воздухе), то по всей площади рефлектора волна отражается практически одинаково. Постоянство фазы является в данном случае показателем качества работы корректирующего рефлектора. Также было изучено влияние кросс-поляризации на примере ламинированной сетки из параллельных проводников. Было показано, что наряду с переходом части энергии в ортогональную составляющую наблюдается сильное искажение фазовых характеристик даже на участках медленного изменения фазы, что препятствует применению данного типа сетки для изготовления корректирующего рефлектора. С помощью найденных коэффициентов отражения и метода физической оптики был построен математический алгоритм анализа дифракции плоской волны на неровном параболоиде, покрытом гладким корректирующим рефлектором с ламинированной сеткой в случае, когда размер неровностей параболоида много больше длины волны, а величина отклонения от параболического профиля - много меньше размера неровностей.

Руководители: В.П. Акимов, д.ф-м.н., проф. СПбГПУ
В.К. Дубрович, д.ф-м.н, НЦПЭ, САО РАН

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Г.З. и др., Антенны УКВ, Ч1. М.: Связь, 1977 г. стр. 332-335.
2. Конторович М.И., Астрахан М.И., Акимов В.П., Ферсман Г.А.
Электродинамика сетчатых структур. М.: Радио и связь, 1987 г., 134 с.
3. Бреховских Л.М., Волны в слоистых средах. М: Наука, 1973 г., 341 с.

МОДЕЛЬ АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ, ОПИСЫВАЕМАЯ МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩИМИСЯ СО ВРЕМЕНЕМ ПАРАМЕТРАМИ

Студент: В.С. Гойхман (6 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Данная работа посвящена разработке динамической модели трёхфазного асинхронного электродвигателя (АД) с короткозамкнутым ротором, состояние которого характеризуется только механическими параметрами (частотой вращения ω). В связи с отсутствием двигательной нагрузки многие процессы при моделировании электрической сети [3], такие как включение и отключение нагрузки, потеря источника, обрыв провода и другие, моделируются не совсем корректно. В этой работе делается предположение, что угловая скорость вращения двигателя, а также амплитуда основной гармоники тока и напряжения, изменяются значительно медленнее, чем мгновенные значения токов и напряжений, поэтому на каждом шаге расчета системы уравнений частоту можно считать постоянной. Это позволяет решать отдельно электрические и механические уравнения, а также существенно увеличивает скорость счёта. Упрощённой математической моделью АД в фазорном приближении, является матрица импедансов $[Z_{ph}(\omega)]$.

$$U_{ph}(t) = \begin{pmatrix} U_{SA}(t) \\ U_{SB}(t) \\ U_{SC}(t) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} & z_{13} \\ z_{21} & z_{22} & z_{23} \\ z_{31} & z_{32} & z_{33} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} I_{SA}(t) \\ I_{SB}(t) \\ I_{SC}(t) \end{pmatrix} = [Z_{ph}(\omega)] I_{ph}(t), \quad (1)$$

где $U_{SA,SB,SC}$ и $I_{SA,SB,SC}$ – фазные напряжения и токи обмотки статора соответственно.

Статор и ротор описываются тремя обмотками, смещёнными на 120° . Коэффициенты самоиндукции статорных и роторных обмоток равны между собой, то же справедливо для коэффициентов их взаимной индукции. Коэффициенты взаимной индукции между статорными и роторными обмотками зависят от угла поворота ротора относительно статора. Роторные обмотки считаются короткозамкнутыми. В этих приближениях можно написать систему уравнений (2).

$$U_{ph}(t) = R I_{ph}(t) + \frac{d[L(t) I_{ph}(t)]}{dt} \quad (2)$$

$$U_{ph}(t) = \begin{pmatrix} U_{SA}(t) \\ U_{SB}(t) \\ U_{SC}(t) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad I_{ph}(t) = \begin{pmatrix} I_{SA}(t) \\ I_{SB}(t) \\ I_{SC}(t) \\ I_{RA}(t) \\ I_{RB}(t) \\ I_{RC}(t) \end{pmatrix}, \quad R = \begin{pmatrix} R_S & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & R_S & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_S & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & R_R & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & R_R & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & R_R \end{pmatrix}$$

$$L = \begin{pmatrix} l_S & l_M & l_M & L_{SR} \cos(\omega t) & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}) & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{4\pi}{3}) \\ l_M & l_S & l_M & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{4\pi}{3}) & L_{SR} \cos(\omega t) & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}) \\ l_M & l_M & l_S & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}) & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{4\pi}{3}) & L_{SR} \cos(\omega t) \\ L_{SR} \cos(\omega t) & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{4\pi}{3}) & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}) & l_R & l_{RM} & l_{RM} \\ L_{SR} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}) & L_{SR} \cos(\omega t) & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{4\pi}{3}) & l_{RM} & l_R & l_{RM} \\ L_{SR} \cos(\omega t + \frac{4\pi}{3}) & L_{SR} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3}) & L_{SR} \cos(\omega t) & l_{RM} & l_{RM} & l_R \end{pmatrix}$$

Угловая частота находится из закона сохранения момента количества движения:

$$J \frac{d\omega}{dt} = T_{el} - T_{mech}, \quad (3)$$

где J – момент инерции ротора относительно оси вала, T_{el} , T_{mech} э/м и механический моменты соответственно. Искомая матрица Z_{ph} имеет циклический вид (4). В представлении последовательностей эта матрица будет диагональной (5).

$$Z_{ph} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ c & a & b \\ b & c & a \end{pmatrix} \quad (4), \quad Z_s = ss \cdot Z_{ph} \cdot ss^{-1} = \begin{pmatrix} z_0 & 0 & 0 \\ 0 & z_p & 0 \\ 0 & 0 & z_n \end{pmatrix} \quad (5), \quad \text{где } ss = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & a & a^2 \\ 1 & a^2 & a \end{pmatrix}, \quad a = e^{\frac{2\pi}{3}}$$

$$z_p = \frac{R_R(R_S + i\omega_0 L_S) + (\omega - \omega_0)(iL_R R_S + (l_{sr}^2 - L_S L_R)\omega_0)}{R_R + iL_R(\omega - \omega_0)} \quad z_0 = R_S + i\omega_0(L_S + 3l_m) \quad (6)$$

$$z_n = \frac{R_R(R_S + i\omega_0 L_S) + (\omega + \omega_0)(iL_R R_S + (l_{sr}^2 - L_S L_R)\omega_0)}{R_R + iL_R(\omega + \omega_0)}, \quad \text{где } l_{sr} = \frac{3}{2}L_{SR}, L_S = l_S - l_M, L_R = l_R - l_{RM}.$$

В (6) при замене $\omega \rightarrow -\omega$, происходит замена $z_p \rightarrow z_n$, что соответствует изменению направления вращения. Коэффициенты импедансов (6) не известны для большинства двигателей. Их расчёт осуществляется из каталожных данных [1, 2].

Для проверки расчёта был проведён экспериментомом с АД АИР71А2 (0.75 кВт, 50 Гц, 220 В). Для оценки (6) была реализована схема замещения (СЗ) матрицы $[Z_{ph}(\omega)]$ для сравнения (с рассчитанными для АИР71А2 параметрами) с блоком Asynchronous Motor (Matlab, Simulink/SimPowerSystems). На рис. 1 и 2 представлены результаты сравнения для тока и частоты в режиме холостого хода.

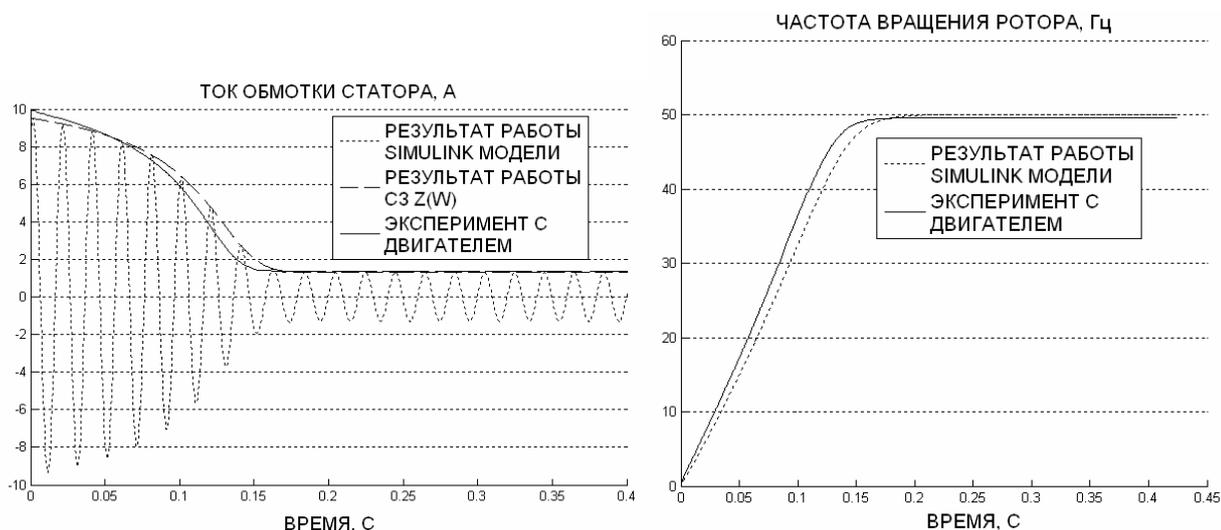


Рис. 1, 2. Ток и частота в режиме холостого хода для модели и эксперимента.

Момент T_{em} в симулинк модели рассчитывается, как произведения токов в обмотках ротора на соответствующие магнитные потоки в нем. Поскольку мы не будем рассматривать высшие гармоники в сети, то в T_{em} будем включать только составляющие, относящиеся к основной частоте сети. В модель введена возможность учитывать влияние частоты вращения на параметры ротора, а также эффективные потери в стали. Эти параметры также рассчитывается из данных каталога [1, 2].

Руководители: Сафронова Ю.Ф. к.ф.-м.н. доцент Павлейно М.А. СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Сыромятников И.А. «Режимы работы асинхронных двигателей» / Под ред. Л.Г. Мамиконянца:– М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Мощинский Ю.А., Беспалов В.Я., Кирякин А.А. «Определение параметров схемы замещения асинхронной машины». Электричество, 1998, № 4, с. 38-42.
3. Electro Magnetic Transients Program. Tsu-Huei Liu. W. Scott Meyer. 1987.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ БЛОКА РЕГИСТРАЦИИ И УПРАВЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО СЕПАРАТОРА АЛМАЗОСОДЕРЖАЩЕЙ РУДЫ

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

Использование рентгеновского излучения лежит в основе новой рентгено-абсорбционной технологии обогащения алмазосодержащей руды, поэтому разработка аппаратуры регистрации слабых потоков рентгеновского излучения и алгоритмов управления является актуальной научно-технической задачей.

1. Теоретический расчёт поглощения рентгеновского излучения в слоистых средах

Количество энергии рентгеновского излучения той или иной энергии, поглотившейся слоем какого-либо вещества или прошедшей через него, экспоненциально зависит от плотности вещества, толщины слоя и от массового коэффициента поглощения, который для каждого вещества индивидуален и представляет собой функцию энергии (частоты) кванта. Зависимости массового коэффициента от энергии (частоты) определены экспериментально и содержатся в справочниках. В ряде книг и статей предлагается аппроксимация показательной функцией вида $\mu = C\lambda^n$ [1] или рядом других [2]. Как правило, это комбинации полиномов, дробно линейных, или показательных функций. Все они достаточно сложны. Кроме того, ряд аппроксимаций, предлагаемых в последнем источнике, как оказалось, на самом деле довольно плохо соответствуют справочным значениям $\mu(E)$.

Проблема заключается в том, что все существующие на данный момент детекторы рентгеновского излучения, которые могут быть применены на практике и, в т.ч., в производстве, не обладают частотной селективностью. Сигнал на их выходе пропорционален интегралу по всему спектру энергий (частот), подынтегральным выражением в котором является спектральное распределение энергий рентгеновских фотонов, помноженное на экспоненциальные множители, соответствующие прохождению излучения через слои вещества, а также поглощению последнего в веществе детектора.

Для двух слоёв такой интеграл имеет вид:

$$P = B \cdot \int_0^{V_t} (E^2 V_t - E^3) \cdot [\exp(-\mu_s \rho_s h_s) \cdot \exp(-\mu_d \rho_d h_d) \cdot (1 - \exp(-\mu_{Gd} \rho_{Gd} h_{Gd}))] \cdot dE,$$

где индекс s соответствует одному веществу, индекс d – другому, а индекс Gd – веществу детектора.

Данный интеграл не имеет выражения в элементарных функциях ни при одной из предлагаемых в литературе аппроксимаций. Численное же его решение не позволяет анализировать результат математическими методами на предмет выявления зависимости результата от тех или иных параметров задачи.

Данная работа посвящена отысканию таких аппроксимаций, которые, с одной стороны, адекватно описывали бы функцию массового коэффициента поглощения веществ, с другой стороны, были бы достаточно простыми для того, чтобы приведённый выше интеграл мог быть выражен через элементарные и специальные (в лучшем случае только через элементарные) функции. Это откроет новые возможности в исследовании зависимостей его значения от параметров задачи, что, в свою очередь, позволит усовершенствовать или даже разработать ряд новых практических методов в промышленных или технологических задачах, так или иначе связанных с регистрацией рентгеновского излучения, прошедшего через те или иные вещества или среды.

Был рассмотрен ряд аппроксимаций, в ходе чего было выяснено, что полиномиальная (квадратичная) аппроксимация в данной задаче значительно менее подходит и менее удобна для расчётов, чем гиперболическая.

В случае гиперболической аппроксимации получено аналитическое выражение, даже в довольно общем случае аппроксимации зависимости $\mu(E)$ для каждого вещества гиперболой вида $\mu_i(E) = \frac{a_i}{E + b} + c_i$, где i – номер вещества (правда, коэффициент аппроксимации b для всех веществ должен быть одинаковым), однако оно довольно сложно и требует дополнительных исследований на предмет возможного упрощения и неустойчивости по отношению к неточности аппроксимации.

В случае $c = 0$ Выражение имеет вид:

$$P = \frac{a^3(6e^{-U} - 2Ue^{-U} + U^4 Ei(1,U) + U^2 e^{-U} - U^3 e^{-U})}{24U^4} - \frac{b^2(V_t + b)(e^{-U} - UEi(1,U))}{U} + \frac{a^2(V_t + 3b)(Ue^{-U} - 2e^{-U} + U^3 Ei(1,U) - U^2 e^{-U})}{6U^3} + \frac{ab(2V_t + 3b)(e^{-U} - Ue^{-U} + U^2 Ei(1,U))}{2U^2},$$

где $Ei(1, U)$ – экспоненциально показательная функция, хорошо представленная в ряде математических справочников; $U = \frac{a}{V_i + b} + c$, $a = \sum_i a_i \rho_i h_i$, $c = \sum_i c_i \rho_i h_i$, где h_i , ρ_i , a_i , c_i – соответственно, толщина слоя, удельная плотность и коэффициенты упомянутой ранее аппроксимации зависимости $\mu(E)$ i -го вещества; b – общий коэффициент для всех веществ, а V_i – энергия в кэВ, численно равная напряжению на электродах рентгеновской трубки, выраженному в кВ (максимально возможная энергия рентгеновский фотонов, испущенных трубкой при данном напряжении на ней).

При вычислении интеграла используется замена переменной вида:

$$I = \int g(x) e^{f(x)} dx = \int e^y g(F(y)) F'(y) dy,$$

где $x = F(y)$ – обратная функция для $y = f(x) = F^{-1}(x)$.

2. Расчёт шумов зарядовых усилителей: их источники и влияние на выходной сигнал

На основании типичной эквивалентной схемы интегратора на операционном усилителе произведена оценка величины порогового тока для данного класса зарядовых усилителей. Получена АЧХ интегратора, а также составлена его шумовая модель, где каждому виду шума сопоставлялся эквивалентный шумовой источник тока или ЭДС на эквивалентной схеме. На основании этой модели была получена теоретическая оценка чувствительности ФПУ.

$$I_C = \frac{1}{t} \left[2q \left(I_{Oy} + 2 \frac{kT}{q} \left(\frac{1}{R_{Oy}} + \frac{1}{R_d} \right) \right) t + \frac{\overline{e_{ш0}^2} A_0 C_{И} (C_{И} + C_d + C_{Oy})}{2T_0} \right]^{\frac{1}{2}},$$

где $\overline{e_{ш0}^2}$ – спектральная плотность интенсивности собственного шумового напряжения ОУ, q – заряд электрона, R_d – динамическое сопротивление фотодиода, C_d – емкость р-п перехода, R_{Oy} , C_{Oy} – входные сопротивление и емкость ОУ, $C_{И}$ – емкость интегратора; характеристики ОУ: постоянная времени T , коэффициент передачи $A = A_0 / (1 + pT_0)$, частота единичного усиления $\omega_1 = A_0 / T_0$.

При расчёте использован принцип суперпозиции: сначала рассмотрено влияние на выходной сигнал интегратора эквивалентных шумовых генераторов тока при условии, что генератор эквивалентного шумового ЭДС заменён коротким замыканием, а затем рассмотрено влияние генератора эквивалентного шумового

ЭДС при замене генераторов эквивалентных шумовых токов на разомкнутые ветви. После этого оба полученных результата суммируются.

При типичных значениях параметров, оценка величины порогового тока (минимальный уровень полезного сигнала на выходе, который может превысить уровень выходных шумов) оказалась равной $I_C = 5,19$ фА.

Такая сравнительно малая величина пороговой чувствительности, свидетельствующая о том, что даже отклики системы на сигнальный (полезный) ток фотодиода порядка 10 фА будут различимы на фоне выходного шума, соответствует действительности.

3. Практическая реализация

Рентгеновский детектор разработан на базе Программируемой Логической Интегральной Схемы (ПЛИС) фирмы Altera семейства Stratix II.

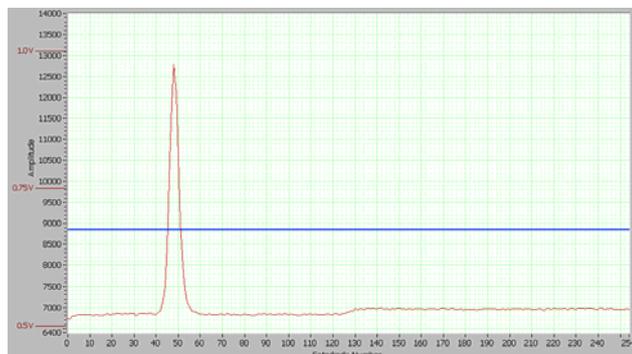
ПЛИС формирует сигналы управления рентгеновскими датчиками (2 линейки Hamamatsu S8865 series по 128 фотодиодов в каждой, выполненная вместе со схемами предусиления по интегральной технологии) и аналого-цифровым преобразователем (Linear Technology LTC1864), производит обработку цифровой информации, полученной с датчиков и канала опорного уровня, преобразованной АЦП, и реализует передачу цифровой информации на внешнее исполнительное устройство и индикаторное устройство (персональный компьютер) для визуализации.

Детекторы и АЦП выполнены на отдельной плате, разработанной в лаборатории непосредственно для этого устройства; ПЛИС и необходимые для правильной её работы устройства (источник питания, модули буферной памяти, генератор тактовой частоты, различные порты для связи с другими устройствами, и т.п.) располагаются на фабричной отладочной плате 2S60N с ПЛИС семейства Stratix II фирмы Altera.

Программа (проект) для ПЛИС создавалась в специализированном программном пакете Quartus II. Он позволяет графически задавать всю логику, тем самым сокращается время разработки.

4. Экспериментальная проверка работы с помощью программного пакета LabView

Поскольку полностью исследуемый сепаратор алмазосодержащей руды ещё не построен, проверить на практике функционирование системы в рабочем режиме под



Отклик на точечное оптическое воздействие

воздействием рентгеновского излучения не представляется возможным. Также, к сожалению, невозможно измерить экспериментальные значения многих рассматриваемых в этой работе величин. Однако, используя засветку фотодиодов сквозь сцинтиллятор обычным видимым светом, оказалось возможным протестировать схемотехническую и

программную часть проекта, и с помощью точечного оптического воздействия получить изображение, подобное отклику на алмаз, в программном пакете LabView, который и планируется использовать для этих целей в конечной рабочей версии установки.

Было установлено, что на группе соседних фотодиодов сигнал данных превысил значение заданного опорного уровня, и, таким образом, моделируемый “алмаз” был обнаружен, а разработанный детектор доказал свою работоспособность.

Руководитель: к.т.н., доц. В.Д. Купцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Павлинский Г.В. Основы физики рентгеновского излучения // Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 240 с., стр. 94
2. Финкельштейн А.Л., Фарков П.М. Аппроксимация коэффициентов ослабления рентгеновского излучения в области энергий 0,1–100 кэВ // Аналитика и контроль, 2002, т. 6, № 4, с. 377-382, стр. 378

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОВСПЛЕСКОВ НА СОЛНЦЕ В ДЕЦИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Студент: А.М. Гришин (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В данной работе рассматривается явление солнечной активности, получившее название длительно существующих микровсплесков в дециметровом диапазоне длин волн (ДМВ). ДМВ регистрировались на одномерных сканах на радиотелескопе РАТАН-600 с чувствительностью около 5...10 янских в интенсивности и поляризации. Поток микровсплесков (МВ) составляет величину в 0,001...0,1 с.е.п. со степенью поляризации (соответствующей обыкновенной волне) до 100%. Длительность отдельного всплеска составляет 1...2 сек, время существования источника МВ, связанного с активной областью (АО), до нескольких дней.

В работе был проведен статистический анализ этих микровсплесков. В результате были получены следующие статистические характеристики МВ:

1. Медианное значение интенсивности поляризованного излучения = 0,000940 с.е.п. при стандартном отклонении в 0,001343 с.е.п.;
срединное отклонение ограничено значениями 0,000416 с.е.п. – 0,001509 с.е.п.;
максимальное зарегистрированное значение = 0,005736 с.е.п, минимальное значение – 0,000237 с.е.п. (знак поляризации не указан).
2. Медиана длительности = 1,3 сек при стандартном отклонении 0,69 сек;
срединное отклонение лежит в интервале 0,87...1,93 сек;
максимальная длительность = 3,3 сек, минимальная – 0,58 сек.
3. Спектры всех всплесков в обеих сериях имеют максимум на частоте 1,015 МГц.

Проведено теоретическое обоснование микровсплесков на основании эффекта двойного плазменного резонанса (ДПР). Суть эффекта состоит в том, что инкременты неустойчивости плазменных волн, распространяющихся почти перпендикулярно магнитному полю, сильно увеличиваются на частоте верхнего

гибридного резонанса $\omega_{UH} = (\omega_p^2 + \omega_B^2)^{1/2}$, если эта частота близка к гармоникам электронной гирочастоты $\omega_{UH} \approx s\omega_B$.

Как известно, инкремент кинетической неустойчивости плазменных волн в равновесной плазме с небольшой добавкой неравновесных частиц, когда дисперсионные свойства определяются равновесной компонентой, имеет вид

$$\gamma = - \frac{\text{Im} \varepsilon_{\parallel}^{(1)}}{\partial(\text{Re} \varepsilon_{\parallel}^{(0)}) / \partial \omega} \Big|_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}=0},$$

где $\varepsilon_{\parallel}^{(0)}$ и $\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$ – продольные диэлектрические проницаемости для равновесной и неравновесной компонент соответственно. Эффект ДПР обусловлен увеличением инкремента и за счет числителя, и за счет знаменателя.

Была получена и проанализирована зависимость максимального инкремента от частоты. Эта зависимость представлена на рис. 1.

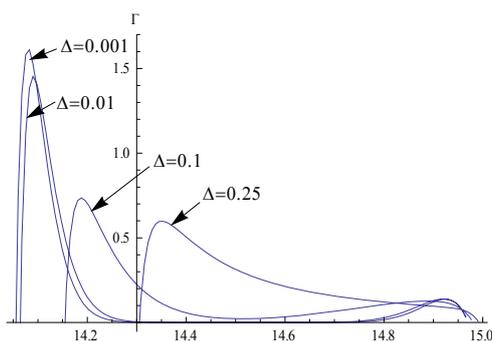


Рис. 1 Зависимость максимального инкремента $\Gamma = (\gamma / \omega_B)(N / N_e)$ от $\Omega = \omega / \omega_B$ в гибридной полосе $14 < \omega / \omega_B < 15$ при различных расстройках $\Delta = \omega_{UH} / \omega_B - 14$.

Далее на основе теории нелинейного взаимодействия высокочастотных плазменных волн с низкочастотными была получена оценка яркостной температуры радиоизлучения. Проведено сопоставление этих яркостных температур с характеристиками ДМВ и с аналогичными оценками, полученными в предыдущих публикациях.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ С УПРУГОЙ СВЯЗЬЮ

Студент: М.Ю. Дианов (4 курс, кафедра физики твёрдого тела, СыктГУ)

Исследование нелинейных динамических систем является актуальным направлением современной науки. Одним из направлений в этой области является исследование нелинейных магнитных и магнитоупругих эффектов в магнитоупорядоченных средах. Фундаментальная значимость этой задачи связана с общей проблемой взаимодействия магнитного поля с веществом, сфера прикладного применения полученных результатов лежит в области создания различных ВЧ и СВЧ устройств. В частности, одной из практических реализаций может стать создание мощных источников ультразвука [1, 2].

Настоящая работа посвящена рассмотрению задачи возбуждения магнитоупругих колебаний в трехслойной структуре, состоящей из двух ферритовых слоёв толщиной d каждый, находящихся на немагнитной подложке, расположенной посередине между слоями, толщиной $n \cdot d$, где n – целое число. Упругие свойства всех слоев будем считать одинаковыми. Постоянное поле H_0 перпендикулярно плоскости слоёв и направлено по оси z , а переменное поле является линейно поляризованным и направлено вдоль оси x . В работе, из уравнений магнитоупругости, была получена система обыкновенных дифференциальных уравнений для моделирования магнитоупругих колебаний в трёхслойной структуре с учётом упругой межслойной связи и нелинейности магнитной подсистемы.

Плотность энергии магнитных слоёв, в случае пренебрежения кристаллографической магнитной анизотропией, равна сумме плотностей зеемановской энергии магнетика во внешних магнитных полях, энергии диполь-дипольного взаимодействия, упругой и магнитоупругой энергий [1]. Уравнение

движения для намагниченности выберем в форме Ландау-Лифшица-Гильберта [1]. Предположим, что продольные колебания вдоль оси z с намагниченностью не связаны. Уравнения движения для упругих смещений выглядят следующим образом [1]:

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} + 2 \cdot \beta \cdot \rho \cdot \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} = C_{44} \cdot \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2}, \quad (1)$$

где u_i – компоненты упругого смещения, ρ – плотность материала слоёв, β – частота релаксации упругих колебаний. Граничные условия для 1-го (верхнего) слоя, с учётом усреднения магнитоупругих полей по толщине противоположного магнитного слоя, и принципа суперпозиции для упругих волн, выглядят следующим образом:

$$\left. \frac{\partial u_{x,y}}{\partial z} \right|_{z=\pm \frac{d}{2}} = -\frac{B_2^{(1)}}{C_{44}} \cdot m_{x,y}^{(1)} \cdot m_z^{(1)} - \frac{B_2^{(3)}}{C_{44}} \cdot m_{x,y}^{(3)} \cdot m_z^{(3)} e^{-\beta \tau}, \quad (2)$$

где m_i – компоненты единичного вектора намагниченности, C_{44} – константа упругости, B_2 – вторая константа магнитоупругости [1], τ – время, за которое упругая волна проходит от нижнего ферритового слоя к верхнему, верхние индексы обозначают номера слоёв: верхнему ферритовому слою соответствует индекс 1, нижнему индекс 3. Аналогичным образом будут выглядеть условия для 3-го слоя с точностью до перестановки верхних числовых индексов.

Для упрощения решения задачи будем считать, что прецессия намагниченности в пластине является однородной, т.е. от координаты не зависит. Кроме того будем учитывать лишь возбуждение первой упругой моды, соответствующей упругому резонансу. Граничные условия (2) для уравнений (1) являются неоднородными. Разлагая решения уравнения (1) на часть, удовлетворяющую однородным граничным условиям и на часть учитывающую неоднородность граничных условий, и рассматривая уравнения для однородной части решения с учётом указанного разложения, получим систему неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений, аналогично работе [1]. В выражениях для компонент эффективных

магнитных полей упругие деформации усредняем по толщине магнитных слоёв, что вполне можно сделать для случая однородной прецессии намагниченности слоёв.

Система уравнений для моделирования возбуждения гиперзвука в трёхслойной структуре будет состоять из трёх проекций на оси координат уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [1] и уравнений для упругих смещений, полученных из уравнения (1) с учётом граничных условий (2), как было описано выше. Система уравнений решалась численно методом Рунге-Кутты 8 порядка.

На основе численного решения полученной системы обыкновенных дифференциальных уравнений исследовано возбуждение магнитоупругих колебаний в трёхслойной структуре. Выявлены различные динамические режимы магнитоупругих колебаний, в том числе автоколебательный режим, обнаруженный ранее в однослойной ферритовой плёнке в работе [2]. Определена область значений материальных параметров, для которой наблюдаются устойчивые магнитоупругие автоколебания.

Результаты исследований могут найти применение в общей теории колебаний и расширяют наши представления о динамике разнородных нелинейных систем. На основе полученных в работе результатов можно выявить диапазоны параметров материалов для создания гиперзвукового усилителя с электромагнитной накачкой на основе трёхслойной структуры.

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

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-01327).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов, Радиотехника и электроника **54**, 863 (2009).
2. С.Н. Карпачев, В.С. Власов, Л.Н. Котов, Вестник МГУ, Серия 3 **6**, 60 (2006).

ПЕРЕХОД ОТ ПОРЯДКА К ХАОСУ И ОТ ХАОСА К ПОРЯДКУ В ПУЛЬСАЦИЯХ ПУЗЫРЬКОВ

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

Нелинейные пульсации газовых пузырьков в жидкости обычно описывают нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка – уравнением Рэлея-Плессета [1]. Оно описывает колебания сферического газового пузырька радиуса R_0 с учётом вязкости ν , поверхностного натяжения σ , давления пара P_v и сжимаемости жидкости под воздействием внешнего акустического поля с давлением $P_m \sin \omega t$:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = - \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{c_0} \frac{dR}{dt}\right)} \left\{ \left(\frac{3}{2} \frac{1}{R} \left(1 - \frac{1}{3c_0} \frac{dR}{dt}\right) \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{1}{\rho_0 R} \left(1 + \frac{1}{c_0} \frac{dR}{dt}\right) \left(\left(P_0 - P_v + \frac{2\sigma}{R}\right) - \left(P_0 - P_v + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} + P_m \sin \omega t \right) - \frac{dR}{dt} \left(\frac{4\nu}{R^2} + \frac{1}{\rho_0 c_0 R} \left(3\gamma \left(P_0 - P_v + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} \right) \right) \right\}.$$

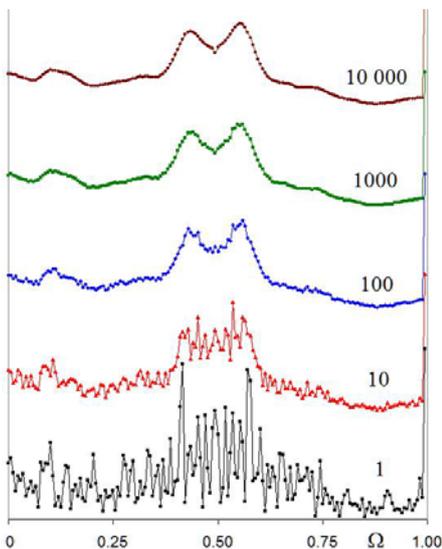


Рис. 1.

При увеличении давления в акустической волне нелинейные колебания пузырька становятся хаотическими, а спектр – сплошным. Образец спектра, построенный на протяжении 168 периодов вынуждающей силы, показан нижней кривой рис. 1. Спектр сильно изрезан. Трудно сказать что-нибудь определённое о виде этого спектра.

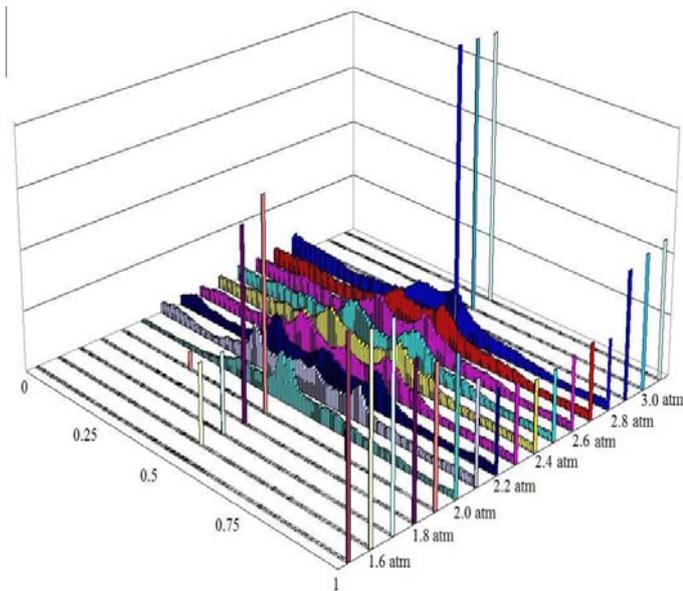


Рис. 2.

Для изучения эволюции хаотических спектров была применена процедура накопления, которая заключалась в нахождении среднего значения каждой спектральной составляющей по большому числу вычислений серий по 168 периодов вынуждающей силы [2]. На второй снизу кривой рис. 1 показан результат накопления 10 спектров, на третьей – 100, на четвёртой – 1000, на пятой – 10 000. Заметно, что после накопления больше 100 спектров, кривые становятся более гладкими, отчётливо видны 2 вершины.

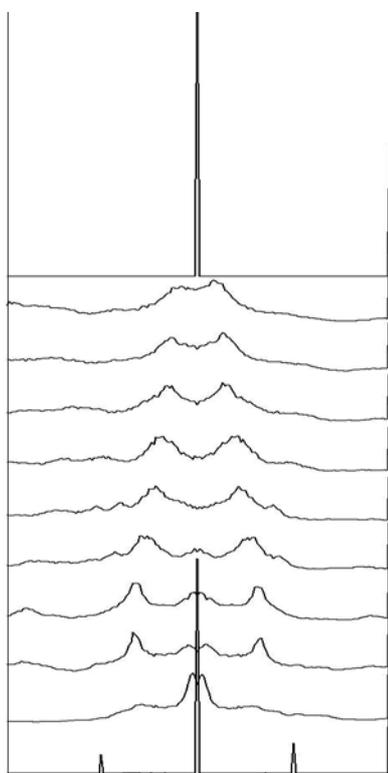


Рис. 3.

Трёхмерная картина, на которой показан переход от периодических колебаний к хаотическим и обратно к периодическим при увеличении давления в акустической волне, представлена на рис. 2. На рисунке хорошо видно, что перед тем, как спектр становится сплошным, что говорит о хаотичности колебаний, в нём появляются субгармоники: сначала $1/2$ при давлении 1,6 atm, а затем $1/4$ и $3/4$ при давлении 1,9 atm. Отчётливо выделяются сначала 4, а затем 2 вершины, которые удаляются друг от друга, уменьшаются по амплитуде, а затем сближаются и при давлении 2,9 atm переходят в пик – субгармонику $1/2$.

Те же спектры, представлены в другом виде на Рис. 3. Нижний спектр соответствует давлению 1.9 atm. На нём выделяются субгармоники $1/4$, $1/2$ и $3/4$

Колебания периодические, а спектр – линейчатый. Второй снизу спектр уже сплошной, на нём совершенно чётко выделяются 2 вершины, которые образовались на месте пика с безразмерной частотой $1/2$, и ещё какие-то выпуклости в районе частот $1/3$ и $2/3$. Центральные вершины с ростом амплитуды вынуждающей силы сначала чуть расходятся, уменьшаясь по величине, затем снова сближаются, а потом на их месте появляется впадина. Крайние вершины резко вырастают по амплитуде, расходясь в разные стороны по частоте, а когда центральные вершины прекращают своё существование, начинают движение навстречу друг другу и, слившись, становятся субгармоникой $1/2$.

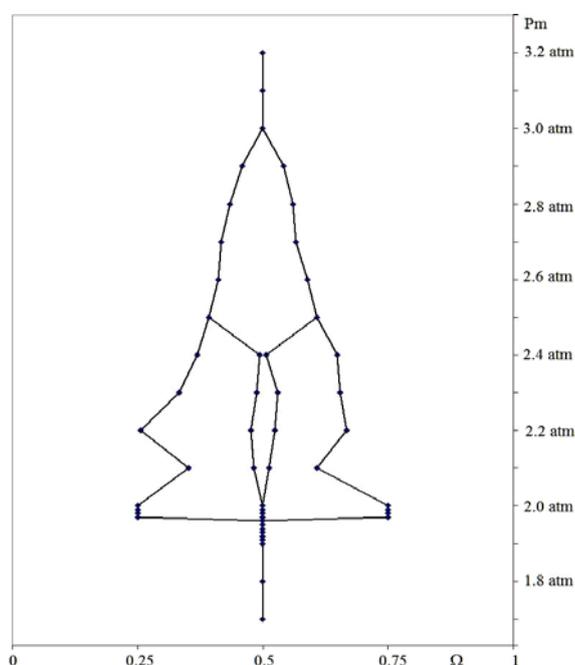


Рис. 4.

На графике рис. 4 представлена схема движения вершин спектров. Спектры в диапазоне давлений от 1,9 atm до 2,0 atm, были посчитаны с более мелким шагом, благодаря чему совершенно отчётливо видно, что переход от периодических колебаний к хаотическим происходит мгновенно.

Итак, анализ накопленных спектров хаотических колебаний позволил наблюдать некоторые закономерности в переходе от хаоса к периодическим колебаниям.

Научный руководитель: Г.А.Дружинин канд. физ.- мат. наук, доцент СПбГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маргулис М. УФН, 2000. Т.170 №3 стр.263-268.
2. Догадаева Т. "Хаотические пульсации газовых пузырьков в жидкости", дипломная работа, СПб, 2009.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ДВУХЧАСТОТНОГО РАДИОНАВИГАЦИОННОГО ПРИЕМНИКА NOVATEL FLEX PAK V2

Студент: А.Ю. Желонкин (5 курс, кафедра радиотехники и связи, МарГТУ)

Введение. В последние годы все более широкое применение получили спутниковые радионавигационные системы ГЛОНАСС (Глобальная навигационная система связи) – российская и GPS (Global Position System) – американская орбитальные группировки. Одной из важнейших задач развития отечественных систем в области спутниковой радионавигации – является повышение ее точности. Данная задача решается комплексно. Наши исследования направлены на создание модели изменения радионавигационных сигналов в зависимости от полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы. В работе рассмотрены два метода определения (ПЭС) [1].

Цель работы – разработать методику измерений полного электронного содержания ионосферы в радиоканале связи спутник – навигационный приемник Novatel Flex Pak V2.

Задачи исследования:

- 1) провести фазовые измерения и определить псевдодальности на частотах L1, L2 с помощью радионавигационного приемника Novatel Flex Pak V2;
- 2) рассчитать полное электронное содержание ионосферы по двум методикам, а затем сравнить их.

Для измерений был подготовлен и настроен приемник Novatel Flex Pak V2 и программное обеспечение.

Эксперимент был проведен с 13.00 по 17.00 часов, 28 октября 2010 г. на территории Ботанического сада-института МарГТУ.

Методики расчета ПЭС.

1. Для определения ПЭС по фазовым измерениям на двух частотах воспользуемся формулой:

$$I = \frac{1}{40,308} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(L_1 \lambda_1 - L_2 \lambda_2) + const_{1,2} + \sigma L], \quad (1)$$

где $L_1 \lambda_1$ и $L_2 \lambda_2$ – приращения фазового пути радиосигнала, вызванные задержкой фазы в ионосфере; $L_1 = \Delta\varphi/2\pi$ и $L_2 = \Delta\varphi/2\pi$ – фазовые измерения GPS-приемника, выполненные на частоте f_1 и f_2 соответственно (целое и дробное число циклов π -фазы); $const_{1,2}$ – неоднозначность фазовых измерений; σL – ошибка измерения фазы.

Измерения фазы в системе GPS производятся с высокой степенью точности, так что ошибка в определении ПЭС при 30-секундных интервалах усреднения не превышает 10^{14} м^{-2} (0.01 TECU).

Общепринятой единицей измерения ПЭС является TECU (Total Electron Content Unit), равная 10^{16} м^{-2} .

2. Для определения ПЭС по кодовым измерениям на двух частотах воспользуемся формулой:

$$I = \frac{1}{40,308} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(P_2 - P_1) + \sigma P], \quad (2)$$

где σP ошибка измерения дальности по P-коду.

Результаты эксперимента.

Расчеты проведены в программной среде MathCad 14. Получены экспериментальные данные ПЭС в радиоканалах связи для радиоканала связи приемник-спутник №2, 9. Обработка велась по двум методикам, представленным выше. График ПЭС на рис. 1, 3 рассчитан по первой методике, а рис. 2, 4 – по второй.

Полученные результаты согласуются с теорией [1], что подтверждает правильность эксперимента.

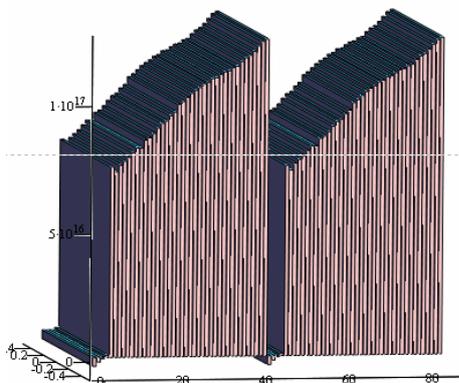


Рис. 1. – ПЭС по данным сигналов со спутника №2

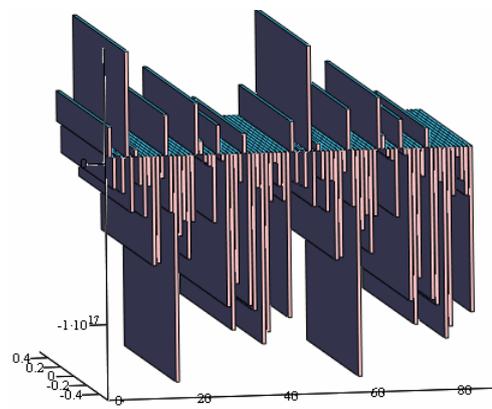


Рис. 2. – ПЭС по данным сигналов со спутника №2

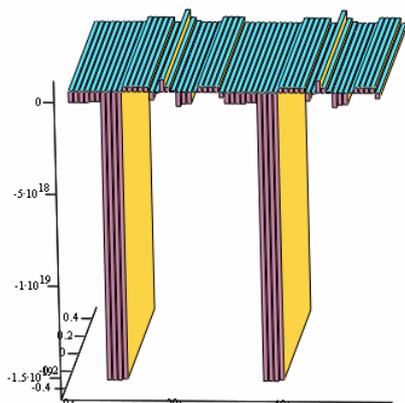


Рис. 3. – ПЭС по данным сигналов со спутника №9

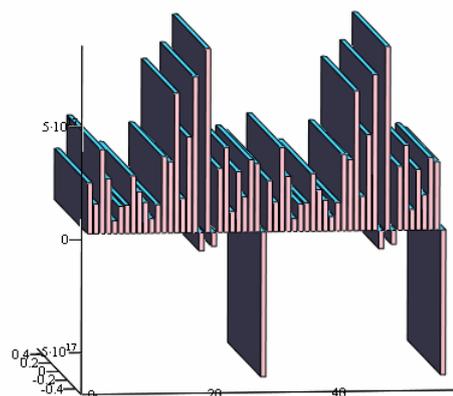


Рис. 4. – ПЭС по данным сигналов со спутника №9

Из графиков видно, что разброс значений ПЭС, посчитанных по кодовым измерениям псевдодалности значительно выше, чем ПЭС по фазовым измерениям. Можно сделать вывод, что расчет ПЭС по фазовым измерениям более точный, что подтверждается в литературе [1].

Таким образом, была разработана методика экспериментального определения полного электронного содержания в радиоканале приемник – спутник радионавигации с помощью радионавигационного приемника Novatel Flex Pak V2.

Научный руководитель:

Н. В. Рябова – доктор физико-математических наук, профессор кафедры РТ и С;

А. В. Зуев – кандидат технических наук, доцент кафедры РТ и С.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афраймович, Э. Л. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли / Э. Л. Афраймович, Н. П. Первалова. – Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. – 480 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА МНОГОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

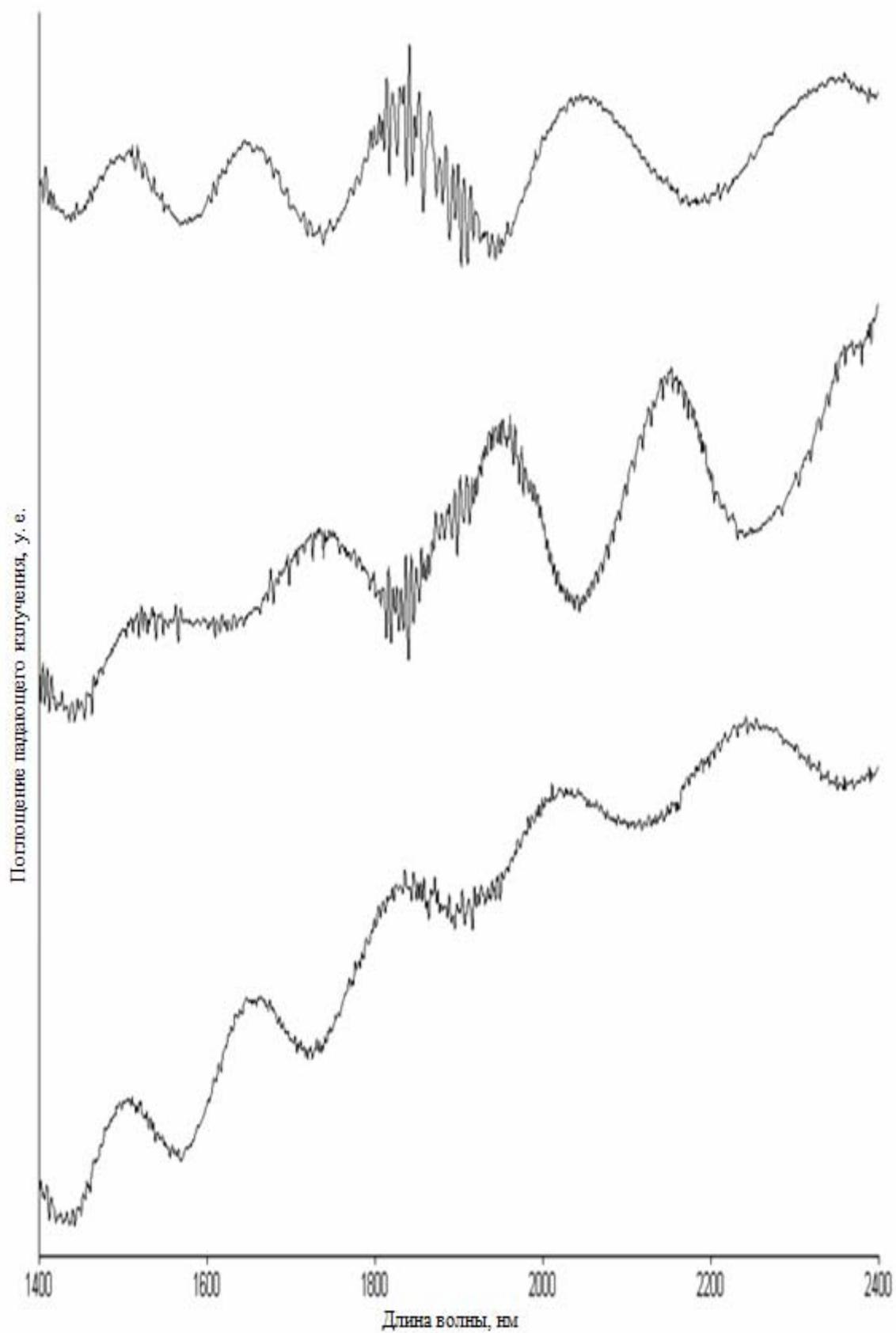
Студент: А.О. Жигачев (3 курс, кафедра ТЭФ, ТГУ им. Г.Р. Державина)

Углеродные нанотрубки (УНТ) являются одним из наиболее перспективных материалов. В число возможных областей применения входят создание сверхпрочных нитей, композитных материалов, транзисторов, топливных элементов, контейнеров для хранения металлов и газов. ООО “НаноТехЦентр”, г. Тамбов, с которым наш университет активно сотрудничает, организовано производство многослойных УНТ, общая производительность ≈ 2 тонны/год. Важна проблема быстрого и качественного анализа УНТ, так как различия в структуре могут привести к кардинальному изменению механических и электрических свойств.

Целью данной работы была аттестация УНТ, производимых при различных технологических режимах, по оптическим свойствам. Подготовка образца УНТ производилась следующим образом:

- 1) приготовление смеси УНТ и дистиллированной воды $\omega_{CNT} = 1 \pm 0,05\%$, обработка ультразвуком;
- 2) нанесение полученного коллоида на стеклянную пластинку;
- 3) упаривание коллоида на пластинке при комнатной температуре.

В работе исследовали 10 различных типов УНТ на спектрофотометре высокого разрешения Lambda 950 в диапазоне длин волн 3000...300 нм с дискретностью 1 нм. Заметные различия в спектрах поглощения наблюдались только в диапазоне 2400...1400 нм. Для примера на рис.1 представлены спектры для трех типов УНТ.



На приведенных спектрах хорошо видны 5 пиков в диапазоне 2400...1400 нм, причем, положение этих пиков различно для разных типов нанотрубок.

Таблица 1. Положение пиков поглощения для различных сортов УНТ.

Тип нанотрубки	Длина волны, нм				
	1 пик	2 пик	3 пик	4 пик	5 пик
1	2320	1996	1765	1565	<1400
2	2271	2015	1809	1648	1504
3	2248	2024	1817	1645	1509
4	2243	2010	1827	1654	1503
5	2151	1950	1737	1527	<1400
6	2288	1992	1810	1639	1509
7	2224	2042	1815	1645	1500
8	2355	2049	1833	1651	1504
9	2256	1985	1788	1617	1480
10	2308	1995	1733	1555	1416

Пики номеровались по порядку, начиная с пика, соответствующего наибольшей длине волны. В ходе повторения испытаний наблюдалось изменение положения пика для одного типа УНТ не более чем на 2 нм. Полученные экспериментальные результаты позволяют различать некоторые типы УНТ в течение малого времени по положению пиков.

Проведенное исследование, в силу малоизученности данной проблемы, пока не позволяет связывать конкретный пик со структурной особенностью нанотрубки, но дает нам возможность быстро определять марку произведенных УНТ, что удобно для дальнейшей регулировки технологических параметров производства и увеличения выхода целевого продукта.

Руководитель: Шлыкова А. А., кафедра ТЭФ, ТГУ им. Г.Р. Державина

ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИМ ПУЧКОМ НА ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ

Студент: Л.В. Зевахина (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Исследовалось воздействие среднего во времени акустического потока импульса на границу раздела двух несмешивающихся жидкостей. Рассматривались ситуации, когда эта граница была импедансной [1], абсолютно отражающей мягкой, звукопрозрачной [1, 2].

Результаты рассматриваемых опытов представлены на рис. 1-3. Выдержка составляет несколько секунд.

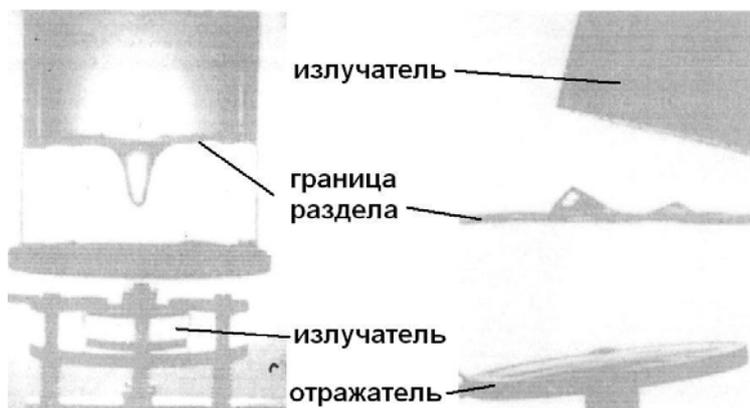


Рис. 1. Вода над анилином, 450 КГц.



Рис. 2. Вода над четыреххлористым углеродом, 450 КГц, наклонное падение.

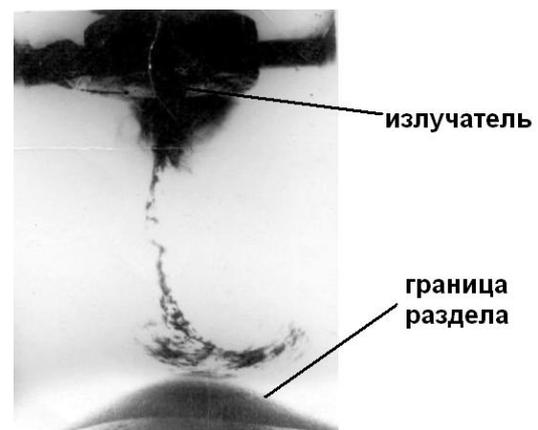


Рис. 3. Вода над четыреххлористым углеродом, 500 КГц.

Из этих опытов видно, что при прохождении звукового пучка через границу раздела жидкостей, она деформируется. Звуковой пучок создавался пьезоэлектрическим преобразователем и направлялся на границу раздела снизу (рис. 1) или сверху (рис. 2, 3). Направление прогиба границы раздела может быть как по звуковому пучку (рисунок не приводится из очевидности), так и против него.

Объясним наблюдаемые явления. Сила, вызывающая деформацию поверхности раздела жидкости, называется радиационной и ее среднее по времени значение равно:

$$\overline{F}_i = -\oint \overline{T}_{ik} n_k ds, \quad (1)$$

где $\overline{T_{ik}}$ - компоненты среднего тензора плотности потока импульса. Тензором плотности потока импульса называется напряжение в жидкости, действующее в i -ом направлении на площадку ориентированную перпендикулярно направлению i . Среднее по времени значение тензора плотности потока импульса равно [3]:

$$\overline{T_{ik}} = \overline{\rho v_i v_k} + \overline{p \delta_{ik}} - \overline{\sigma'_{ik}}. \quad (2)$$

Здесь ρ – плотность, v_i и v_k – i -ая и k -ая компоненты амплитуды колебательной скорости частиц соответственно, p – звуковое давление, третье слагаемое – компоненты тензора вязких напряжений, которые в среднем для плоских гармонических волн равны нулю, даже в вязких жидкостях.

Поскольку поток импульса определяет давление звукового излучения, которое является эффектом второго порядка малости, то оценим величину сил на границу раздела с той же точностью. Жидкость считается неподвижной. Поскольку пучок одномерный, то очевидно, что отличной от нуля будет только одна компонента тензора плотности потока импульса T_{xx} – волна распространяется вдоль оси x и существует только одна продольная компонента колебательной скорости v , которая не убывает с x :

$$v = v_i = v_k = v_0 \cos(\omega t - kx). \quad (3)$$

В рассматриваемых экспериментах постоянство продольной скорости в пучке на этих частотах выполняется с точностью не хуже одного процента.

Величина среднего давления в звуковой гармонической волне определяется с точностью до величин 2-го порядка формулой [4] $\overline{p'} = -\overline{\rho_0 v^2} / 2 + \overline{c^2 \rho'^2} / 2 \rho_0$.

В плоской бегущей волне $v \rho_0 = c \rho'$, где c – скорость звука, ρ_0 , ρ' – плотности невозмущенной жидкости и ее изменение в акустической волне. И поэтому $\overline{p'} = 0$.

Таким образом, среднее значение тензора плотности потока импульса $\overline{T_{ik}}$ в случае плоской бегущей одномерной волны во втором приближении в непоглощающей жидкости равно $\overline{T_{ik}} = \overline{\rho_0 v_i v_k}$. А с учетом (3) получим

$$\overline{T_{ik}} = \overline{\rho_0 v^2}. \quad (4)$$

Следовательно, в случае плоской бегущей волны среднее по времени значение тензора плотности потока импульса равно среднему по времени значению плотности энергии, умноженному на i -ую и k -ую проекции единичного вектора нормали:

$$\overline{T}_{ik} = \overline{E} n_i n_k. \quad (5)$$

Следовательно, среднее по времени значение радиационной силы, действующей на поверхность раздела или препятствие, определяется средним значением плотности энергии в этой жидкости.

Вычислим средние значения плотностей энергии, и, значит, усредненных радиационных сил, действующих на границу раздела, в описанных выше опытах.

Рассмотрим случай звукопрозрачной границы между водой и четыреххлористым углеродом (CCl_4). При нормальном падении плоского звукового пучка на границу раздела наблюдался прогиб поверхности раздела из CCl_4 в воду как в случае, когда звуковой пучок распространялся из CCl_4 в воду [1], так и в обратном случае [2]. Рассчитаем для этого случая средние величины радиационных сил, действующих на границу раздела со стороны обеих жидкостей. Поскольку колебательная скорость не измерялась, то оценим значения радиационных сил в относительных единицах в предположении, что $v = 1$ м/с. Для этого вычислим средние плотности энергии в обеих жидкостях по обе стороны границы их раздела. В случае звукопрозрачной границы равны волновые сопротивления сред и равны колебательные скорости жидкости по обе стороны границы. При этом средняя плотность энергии больше в той среде, которая тяжелее, то есть в рассматриваемых опытах в CCl_4 . И, следовательно, суммарная сила, действующая на границу раздела всегда направлена из CCl_4 в воду. Об этом свидетельствуют опыты в работах [1, 2] (рис. 2, 3): $\overline{E}(CCl_4) = 797$ Дж/м³, $\overline{E}(вода) = 749$ Дж/м³. На рис. 2 обращает на себя внимание наличие второго прогиба границы из CCl_4 в воду. Это объясняется отражением пучка от наклонного отражателя не по нормали.

Рассмотрим взаимодействие пучка с импедансной границей (рис. 1). В качестве исследуемых жидкостей были взяты анилин и вода. Звуковой пучок падал на

границу раздела по нормали. На импедансной границе должно выполняться условие равенства плотности потока энергии падающей волны векторной сумме плотностей потоков энергии отраженной и прошедшей волн. Аналогично предыдущему оценки средней плотности энергии показали, что $\overline{E(\text{анилин})} = \overline{E_{\text{над}}} + \overline{E_{\text{отр}}} = 1024 \text{ Дж/м}^3$, $\overline{E(\text{вода})} = \overline{E_{\text{прои}}} = 1124 \text{ Дж/м}^3$. В таком же соотношении находятся средние силы, действующие с двух сторон на границу раздела жидкостей. В результате опыта граница прогнулась вниз, навстречу падающему звуковому пучку, как и следует из расчетов.

Аналогичным образом удалось объяснить наблюдаемую во многих местах поверхности раздела деформацию при наклонном падении звукового пучка на импедансную границу.

Также было рассмотрено взаимодействие звукового пучка с абсолютно отражающей мягкой границей вода – воздух: граница всегда выгибалась в воздух.

Таким образом, для определения направления прогиба границы, достаточно определить средние плотности энергии в обеих жидкостях, а, значит, величины средних радиационных сил: граница прогнется в сторону жидкости, плотность энергии в которой меньше.

Руководитель: Н. Г. Семенова, доцент, СПбГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hertz G., Mende H., Zeitschrift fur Physik, том 114, выпуск 05, 1939, 354-367.
2. Семенова Н. Г., Кандидатская диссертация, М., 1969.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика. Том 6. М., «Наука», 1986.
4. Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.

ГЕНЕРАТОР СВЧ НА ОБЪЕМНОМ РЕЗОНАТОРЕ В ГИБРИДНО-ИНТЕГРАЛЬНОМ МНОГОСЛОЙНОМ ИСПОЛНЕНИИ

Студент: М.Ю.Иванов (6 курс, ОНИЛ СВЧ, СПбГУТ)

В настоящее время развитие техники СВЧ принципиально связано с тенденцией роста рабочих частот. Область миллиметровых и субмиллиметровых волн открывает широкие возможности для различных сфер деятельности человека, в том числе радиосвязи, радиолокации и биомедицины. Миниатюризация устройств СВЧ, которая является следствием роста частоты, заставляет разработчиков ГИС этого диапазона создавать микро- и наноструктуры. Однако на данном этапе достаточно сложно удовлетворить требованиям, предъявляемым к устройствам СВЧ в целом, так как отсутствуют новые подходы к решению инженерных задач.

На СВЧ разработчики РЭА делают первые шаги в направлении синтеза многослойных электродинамических структур. Связи между слоями, экранирование слоев друг от друга, корпусирование ГИС в целом - сложные научные задачи. При проектировании интегральных схем СВЧ тенденция отказа от планарных структур сохраняется. Актуальны сегодня и фундаментальные принципы, на которых должны строиться ОИС: принцип оптимальности базового элемента, принцип конструкционного соответствия. Идея ОИС [1] пригодна для любой существующей или будущей технологии.

В настоящее время наиболее перспективной по технологическим соображениям представляется послойная организация интегральных схем СВЧ. *В работе предлагается послойная организация интегральных схем СВЧ, с ростом добротности слоев снизу вверх (каждый из них предназначен для определенного частотного диапазона, функциональных элементов).* Нижний слой выполняется из материала с низкой добротностью (это будет слой для низкочастотных элементов, цепей питания, управления), средний слой с добротностью достаточной для

коммутаций СВЧ энергии (линии, делители, согласующие устройства) и верхний слой высокой добротности с высокодобротными элементами СВЧ (фильтры, резонаторы, усилители и т.д.).

На рис.1 представлена модель генератора СВЧ в гибридно-интегральном исполнении. Нижний слой является слоем цепей питания активного элемента, средний слой – слой встроенного в симметрично-полосковую линию (СПЛ) активного элемента и верхний слой – слой с высокодобротным стабилизирующим резонатором эллипсоидальной формы. На рис.2 представлена топология слоев схемы. В качестве активного элемента был выбран туннельный диод (ТД), питание к которому подводится из нижнего НЧ слоя по боковым стенкам.

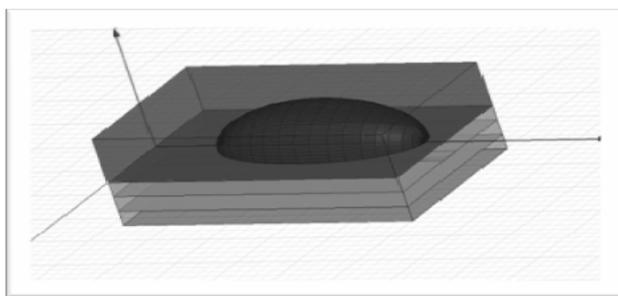


Рис.1. Изометрическая модель генератора

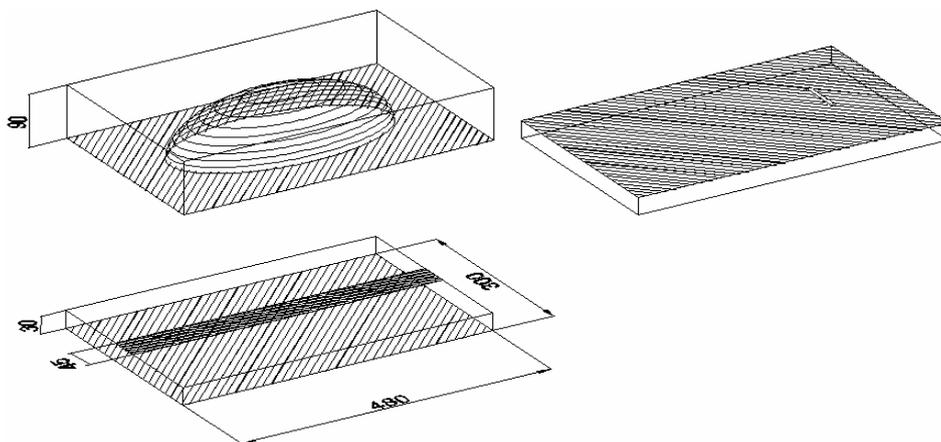


Рис.2. Топология слоев схемы (без НЧ слоя)

В качестве активного элемента был выбран туннельный диод (ТД), питание к которому подводится из нижнего НЧ слоя по боковым стенкам. Высокодобротный слой с СВЧ резонатором представлен на рис.4.

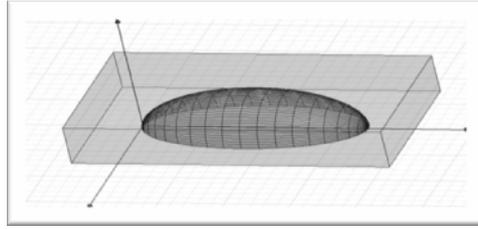


Рис.4. Высокодобротный слой с СВЧ резонатором

Модель генератора СВЧ была создана на частоту 1,5 ГГц с выходом СПЛ на разъем коаксиального типа, рассчитанный на волновое сопротивление 50 Ом. Линейные размеры первичного и стабилизирующего резонаторов также выбирались на эту частоту. С учетом прямого масштабного преобразования «размер-частота», можно утверждать, что исходная схема (типоразмера 24×30 мм) будет работать на частоте порядка 15 ГГц. На первом этапе эксперимента мы получили «грязный» спектр сигнала, генерируемый туннельным диодом (рассматривался отдельно генератор на низкодобротном шлейфе СПЛ). На втором этапе мы исследовали высокодобротный резонатор. Таким образом, мы подготовили отдельные элементы для совместной работы в многослойной ГИС СВЧ.

Руководители: Э.Ю.Седышев, с.н.с., к.т.н., рук. ОНИЛ СВЧ СПбГУТ,
Н.И.Глухов, гл. конструктор ОНИЛ СВЧ СПбГУТ

ЛИТЕРАТУРА

1. Гвоздев В.И., Нефёдов Е.И. Объемные интегральные схемы СВЧ. – М.Изд. Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. - 256 с.
2. Захаров А.Н. Высокодобротный генератор СВЧ на сфероидальном объеме. // Тезисы 12 Всероссийской научной конференции студентов-радиофизиков // Изд. СПбГУ, СПб., 2008, с.20-23.

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТВЕРДОСТИ ГЦК-МЕТАЛЛОВ В МИКРО- И НАНОРАЗМЕРНОЙ ОБЛАСТИ

Аспиранты: П.А. Косырев (1 год, кафедра ТЭФ, ТГУ им. Г.Р. Державина),
А.Р. Абакаров (2 год, кафедра ТЭФ, ТГУ им. Г.Р. Державина)

Известно, что свойства веществ в области характерных размеров R^* от единиц до сотен нанометров существенно (а зачастую и радикально) отличаются от макроскопических, что принято квалифицировать как размерные эффекты (РЭ). Изменения свойств материалов при уменьшении R^* могут носить самый различный характер: растущий, падающий, осциллирующий и др. Механические и трибологические характеристики материалов в этом диапазоне размеров изучены пока слабо. Вместе с тем непрерывно идущая миниатюризация электроники, фотоники, сенсорной техники, гибридных микро-/наномеханических систем (МЭМС/НЭМС) и устройств привела к необходимости создания конструктивных и функциональных компонентов с субмикронными характерными размерами.

Одновременно в физическом материаловедении развивается тенденция уменьшения размеров морфологических и структурных единиц разрабатываемых материалов (зерен, субзерен, отдельных фаз, толщины пленочных и многослойных покрытий) с целью улучшения их служебных свойств. Однако простое уменьшение R^* не может увеличивать предел текучести, твердость, прочность и т.д. до бесконечности, хотя бы уже потому, что в нанообласти прочностные характеристики начинают приближаться к своему естественному верхнему пределу – теоретической прочности идеальных твердых тел. При этом атомные механизмы пластической деформации и разрушения могут сильно отличаться от тех, что реализуются в микро- и макрообъемах. В этой связи экспериментальное изучение РЭ в механических свойствах в широком диапазоне R^* , охватывающем нано-,

микро- и макрообласти, выявление их причин весьма актуальны в настоящее время [1-3].

Целью работы было экспериментальное исследование РЭ в твердости трех ГЦК-металлов (Ni, Cu, Al) в диапазоне нагрузок, перекрывающем широкий интервал от 0,01 мН до 50 Н.

Первоначальную подготовку исследуемых металлов осуществляли методами механической шлифовки и полировки. Затем образцы проходили стадию электрохимической полировки с целью снятия наклепанного слоя. Измерение твердости H по Мейеру в макро- и микрошкале проводили на твердомерах Dugamín А300 и ПМТ 3М в диапазоне нагрузок на индентор 1 Н...50 Н и 0,1 Н...2 Н соответственно, нанотвердости – на наноиндентометре G200 фирмы MTS (США) в диапазоне нагрузок на индентор 0,01...200 мН.

Зависимости $\lg H(\lg h)$, полученные экспериментально на трех ГЦК-металлах (Ni, Cu, Al), были аппроксимированы двумя-тремя линейными участками. Каждая точка на графике является усреднением 10 отдельных значений в области $h > 3000$ нм и 20...30 – в области $20 \text{ нм} \leq h \leq 3 \text{ мкм}$.

В работе выявлены в широком диапазоне глубины отпечатка h (от 20 нм до 90 мкм) немонотонные зависимости твердости ГЦК-металлов. Средний размер зерен d в Ni составлял ~ 12 мкм, в Cu ~ 30 мкм, а в Al $\gg 1$ мкм.

Погружение индентора от момента его касания поверхности и до образования макроотпечатка проходит в несколько стадий. В области $h \leq 30$ нм дислокации не могут играть большой роли в пластическом течении. Более вероятными представляются недислокационные механизмы деформации, в частности, за счет образования и перемещения неравновесных точечных дефектов. Твердость при этом нарастает с увеличением h , т.к. диффузионные механизмы при этом становятся менее эффективными. По мере увеличения размеров отпечатка, роль дислокационных механизмов нарастает и H начинает падать, но медленнее, чем в соотношении Холла-Петча. По-видимому, это связано с меньшей

блокирующей способностью границ зоны локальной пластической деформации, чем границ зерен.

Наконец, в области h с размерами гораздо большими, чем характерные размеры дислокационных ансамблей, формирующихся и движущихся самосогласованно, границы локально сдеформированной области перестают оказывать влияние на механизмы пластического течения, и твердость перестает зависеть от h .

Таким образом, установлены границы размерных эффектов разного типа.

Руководитель: директор НОЦ «НТ и НМ» ТГУ имени Г.Р. Державина Головин Ю.И.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bhushan Ed. B. Springer Handbook of Nanotechnology. New York. Springer. 2008. 1916 p.
2. Головин Ю.И. Введение в нанотехнику. М.: Машиностроение. 2008. 496 с.
3. Конева Н.А., Козлов Э.В. Структура и механические свойства нанополикристаллов // Перспективные материалы. III Международная Школа «Физическое материаловедение». Тольятти, Самара, Ульяновск, Казань. ТГУ, МИСиС. 2009. Т. 3. С. 55.

БЛАГОДАРНОСТИ

НИР проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, а также при поддержке аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» на 2010 год, регистрационный номер: 2.1.1/2643.

МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГЕОРАДАРНОГО СИГНАЛА В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Аспирант: Д.С. Котова (1 год, кафедра радиофизики, РГУ им. И. Канта)

Широкое применение георадаров напрямую связано с точной и правильной расшифровкой радарограмм. Методам восстановления изображений по радарограммам посвящено значительное количество работ [1-3]. Однако залог успешной расшифровки – опыт и умение оператора, а не автоматизированный алгоритм. В представленной работе рассматривается модельная задача распространения георадарного радиоимпульса в плоскостойких средах. На основе ее решения рассмотрен алгоритм построения изображений пробных объектов, который отвечает методу формирования радарограмм георадаром.

Распространение электромагнитного импульса в среде описывается двумерным волновым уравнением [4] для компоненты напряженности электрического поля E :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$ – скорость света в вакууме, ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная

проницаемости вакуума; ε – диэлектрическая проницаемость и σ – удельная

проводимость зависят от координат.

Уравнение (1) решается численно методом конечных разностей [5]. Размеры модельной области: глубина – 2 м, ширина - 5 м. Шаги разностной сетки по пространственным координатам равны 0,05 м. В качестве среды для написания модельной программы выбран пакет MATLAB. По оси X и Y откладываются

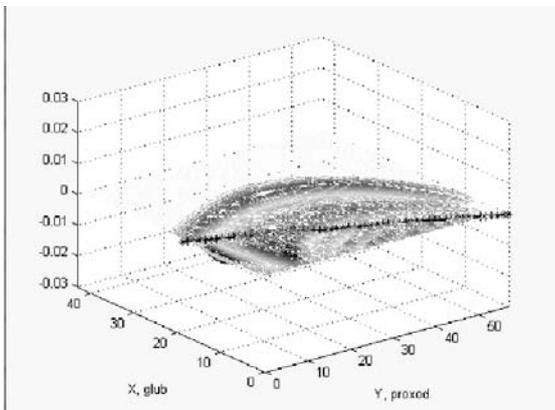


Рис. 1

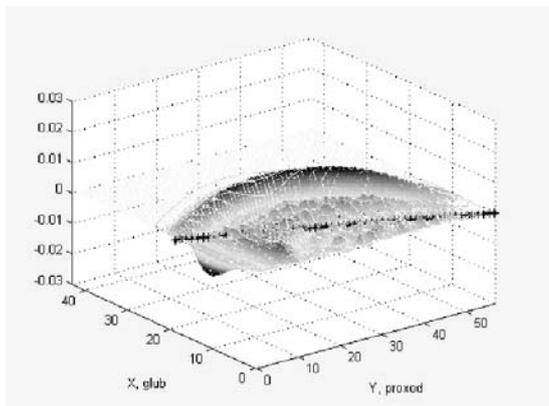


Рис. 2

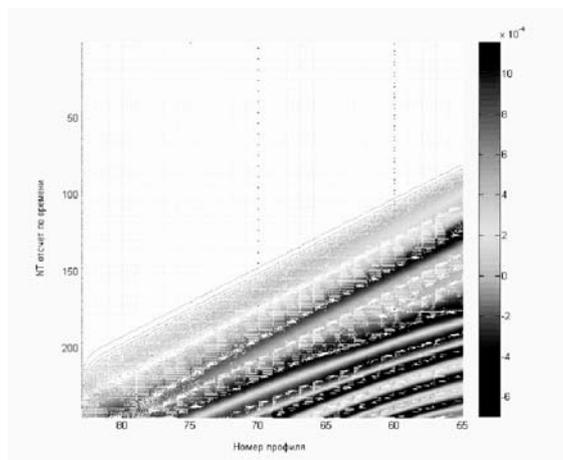


Рис. 3

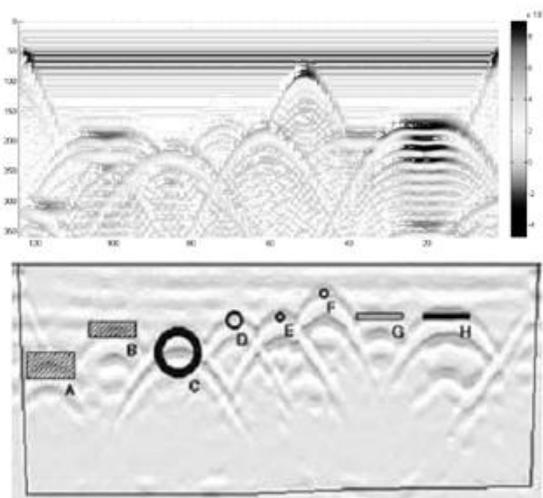


Рис. 4

отсчеты по глубине и ширине, по оси Z величина импульса. На рис. 1-4 приведены результаты модельных расчетов. На рис. 1 показано прохождение импульсом наклонной границы между средами с параметрами $\varepsilon_1 = 6$, $\sigma_1 = 0,01$ сим/м и $\varepsilon_2 = 12$, $\sigma_2 = 0,05$ сим/м, на рис.2 с параметрами $\varepsilon_1 = 6$ и $\varepsilon_2 = 12$. Видно, что значение амплитуды сигнала сильно убывает с течением времени по сравнению с рис. 2, где сигнал распространяется в средах с нулевыми значениями удельной проводимости.

Реализация пошаговой георадарной съемки (как для «профилирования», так и для «зондирования») соответствовала многократному решению волнового уравнения (1). Для зондирования выбирается одна точка трассы, далее проводится ряд регистраций отраженных сигналов при статичном положении передатчика над объектом и равномерном удалении приемника в одном из направлений [6]. На рис. 3 изображен модельный годограф (функция времени задержки отраженных сигналов от расстояния между передающей и приемной антеннами [7]) плоскостистой среды ($\varepsilon_1 = 5$, $\varepsilon_2 = 16$),

имеющей одну плавную границу шириной в 0,3 м на глубине 0,8 м. При профилировании радар перемещается вдоль трассы, при каждом измерении передающая и приемная антенны находятся в одной точке трассы, расстояние между ними постоянно [6]. Изображение профилирования, полученное в результате работы

расчетного алгоритма с данными об объектах на полигоне, показано на рис. 4 (сверху), снизу – интерпретированные с помощью информации о залегающих объектах радарограммы, полученные на экране георадара при работе на тестовом полигоне.

Таким образом, произведенная качественная проверка работы модельного алгоритма в сравнении с рис.5 подтвердила адекватность представленной модели распространения георадарного сигнала. Можно надеяться, что такая модель позволит приблизиться к автоматизации процесса распознавания подземных неоднородностей при георадарной съемке, будет способствовать лучшему пониманию принципа формирования реальных радарограмм.

Научный руководитель:

Ф.С. Бессараб, доцент кафедры теоретическая физика, к.ф.-м.н;
В.Е Захаров, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедры радиофизики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Под редакцией Гринева А.Ю. Вопросы подповерхностной радиолокации. – М.: Радиотехника, 2005. – с. 40-50. Авторы Гринев А.Ю., Гиголо А.И. Обратные задачи подповерхностного зондирования.
2. Андриянов А.В., Горячев В.М., Курамшев С.В. и др. Аппаратно-программный комплекс для зондирования приповерхностных слоев земли. – Приборы и техника эксперимента, 1996, №5, с. 157-158.
3. Гринев А.Ю., Зайкин А.Е., Чебаков И.А. Применение метода вычислительной диагностики в задачах подповерхностного радиозондирования. – М.: Радиотехника, 2001, №3, с. 21-27.
4. Копейкин В.В. Распространение электромагнитных импульсов в подземной среде, с. 1-21. <http://www.geo-radar.ru/articles/article5.php#1>
5. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. – М.: МИР, 1975, с.103-107.
6. Копейкина В.В. Обратная задача георадиолокации, с. 1-10. <http://www.geo-radar.ru/articles/article4.php#1>
7. Владов М.Л., Старовойтов А.В. Георадиолокационные исследования верхней части разреза. – М.: МГУ, 1999, 92 с.

ВЧ и СВЧ СПЕКТРЫ КОМПЛЕКСНОЙ ПРОВОДИМОСТИ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК

Студент: Э.Ю. Кошлец (5 курс, КРЭ, СыктГУ),

Аспирант: С.А. Жилин (1 год, КРЭ, СыктГУ)

Быстрое развитие в последние годы тонкопленочных технологий в микроэлектронике, требует более детального исследования характеристик тонких плёнок с различной структурой. Для объяснения поведения коэффициентов отражения и поглощения для композитных плёнок в СВЧ области, необходимо знать их частотные зависимости проводимости в этой области. Поэтому экспериментальное изучение частотных свойств модуля комплексной проводимости тонких композитных плёнок, чему и посвящена данная работа, является очень актуальным.

Для определения проводимости плёнок использовался анализатор спектра с генератором качающей частоты и коаксиальный кабель, в разрыв центральной жилы которого, включалась исследуемая плёнка. Исследуемые плёнки были получены с помощью метода ионно-лучевого напыления в атмосфере аргона (серия 605) и с добавкой кислорода (серия 563) на подложки ситалла. Химический состав пленок был определен посредством электронного сканирующего микроскопа JSM-6400, как отношение атомов и компонентов металла и диэлектрика: $(\text{Co}_{45}\text{-Fe}_{45}\text{-Zr}_{10}\text{-O}_a)_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_y$, – (серия 563); $(\text{Cu}_{90}\text{-Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_y$ – (605 серия), $0,26 < x < 0,63$, $3 < y < 12$, $y = 21\text{-}30x$. Ситалловая пластина с композитной плёнкой, концентрация x в которой менялся в пределах $0,26 < x < 0,63$ разрезалась сначала на 5 частей, и затем каждая ещё на 3 части, в соответствии с этим и обозначались исследуемые плёнки: 1-1 ($x = 0,26$), 1-2 ($x = 0,29$), 1-3 ($x = 0,31$), ..., 5-3 ($x = 0,63$).

На рис.1, 2 показаны частотные спектры модуля комплексной удельной проводимости для разных номеров плёнок (которые соответствовали различным

концентрациям металлической фазы x) для 563 и 605 серий. Как видно из рисунков, спектры Y характеризуются множеством небольших пиков, из-за наличия частичного отражения сигналов тока от неоднородностей, в первую очередь, от контактов: центральная жила-плёнка. В данной работе отраженные пики не изучались. Если обратить внимание на общую картину, то видно, что с ростом частоты проводимость Y сначала убывает, а затем возрастает. При этом проводимость для каждой концентрации x изменяется примерно на порядок. На низких частотах ($f \leq 0,5$ ГГц) наблюдается индуктивный характер (уменьшение модуля проводимости с частотой), а на высоких частотах, ёмкостной характер (рост модуля проводимости с частотой) спектра модуля комплексной проводимости. Возникающий минимум на частотной зависимости модуля комплексной проводимости обусловлен выравниваем вкладов индуктивной и ёмкостной частей комплексной проводимости. Минимум с ростом концентрации металлической фазы x становится менее выраженным и смещается в сторону больших частот. На низких частотах ток проходит по металлическим гранулам, имеющих контакт между собой, но при этом длина пути носителей заряда достаточно велика, которая уменьшается с ростом металлической фазы x . Сам минимум с ростом концентрации фазы x становился менее выраженным и смещался в сторону больших частот. При больших $x \geq 0,5$ наблюдается частотная зависимость, как и для обычных металлических плёнок, со слабой выраженной релаксационной областью. Для плёнок 605 серии, в которой в качестве металлической фазы выступает более проводящий металл (медь), спектры аналогичны, однако, для них характерна наиболее сильная зависимость от концентрации x . Уже при концентрациях $x \geq 0,45$ спектр проводимости имеет характер чисто металлической плёнки. При дальнейшем увеличении x модуль проводимости резко возрастает, что говорит об области перколяции, т.е. объединения гранул в цепочки.

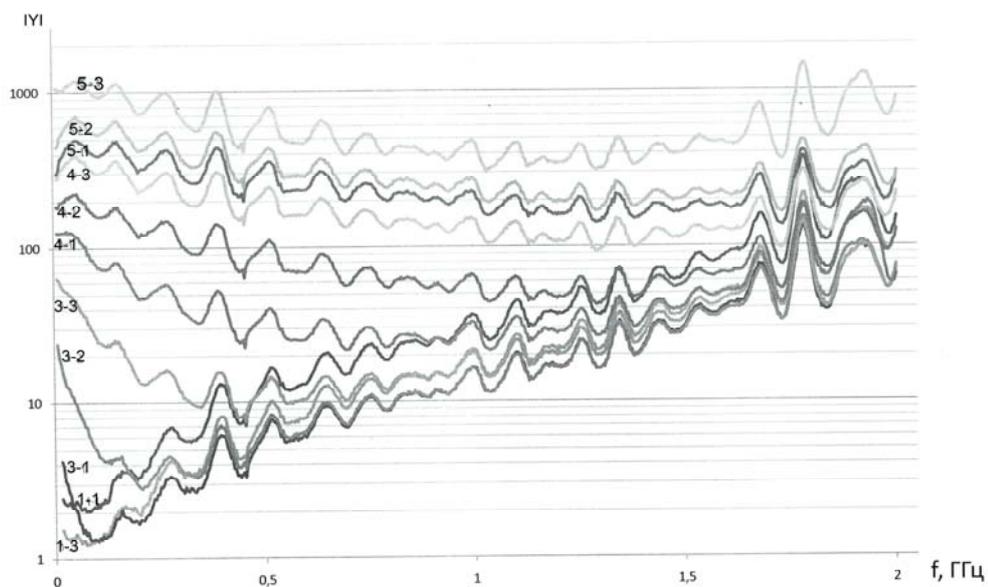


Рис.1. Частотные спектры модуля комплексной удельной проводимости для различных концентраций металлической фазы x для 563 серии.

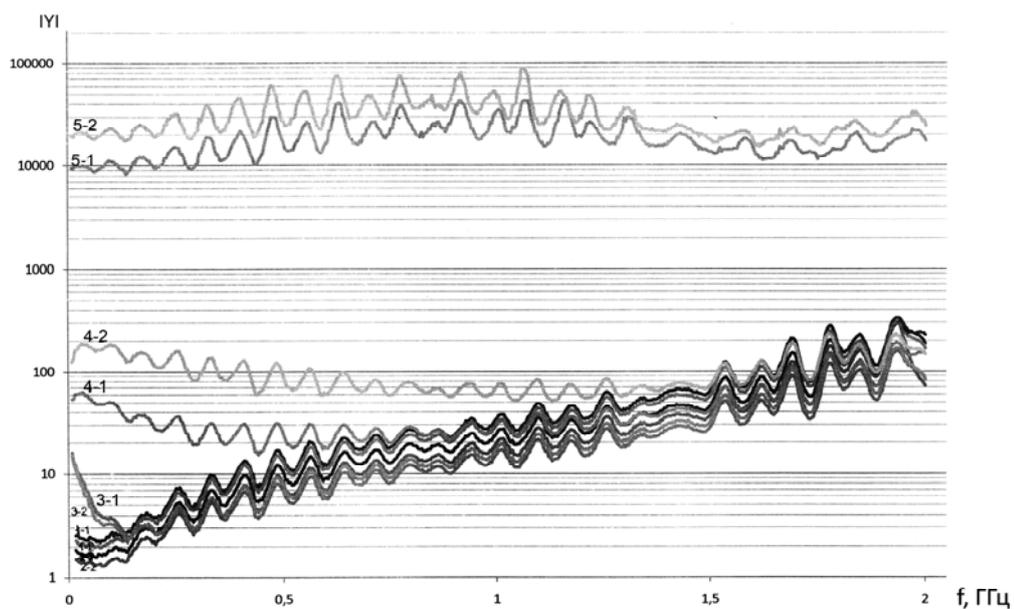


Рис.2. Частотные спектры модуля комплексной удельной проводимости для различных концентраций металлической фазы x для 605 серии.

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

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

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ

Аспирант: Е.И. Кузнецова (кафедра физики, СПбГМТУ)

В работах [1, 2] были вычислены характеристики рассеяния звука взаимодействующих тел при облучении их гармонической плоской волной. В настоящей работе вычислены угловые характеристики рассеяния двух взаимодействующих цилиндров, используя метод усечения бесконечной системы линейных уравнений [1, 3, 4], и проведено сравнение их с угловыми характеристиками одиночного эллиптического цилиндра в широком диапазоне углов облучения и фиксированном волновом размере.

Введём в рассмотрение две системы эллиптических цилиндрических координат ξ_g, η_g, z_g ($g = 0, -1$) (рис. 1).

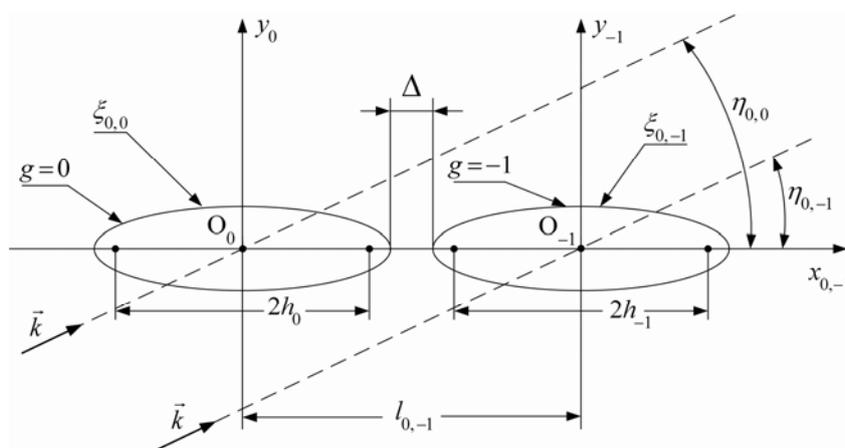


Рис.1.

Система из двух одинаковых эллиптических цилиндров облучается плоской гармонической волной частоты ν с волновым вектором \vec{k} , находящимся в плоскости XOY (плоская задача) и составляющим с осью $X_{0,-1}$ угол $\eta_{0,0} = \eta_{0,-1}$. На поверхности обоих цилиндров выполняется однородное условие Дирихле. Параметры системы цилиндров: $l_{0,-1} = 2a + \Delta$, $2h_0 = \Delta = 63\text{ м}$, $\xi_0 = 0,064$, $e = 1/\xi_0 \approx 0,9979$, $a = 31,4\text{ м}$. Волновой размер $c = 2 \cdot q^{1/2} = 10$.

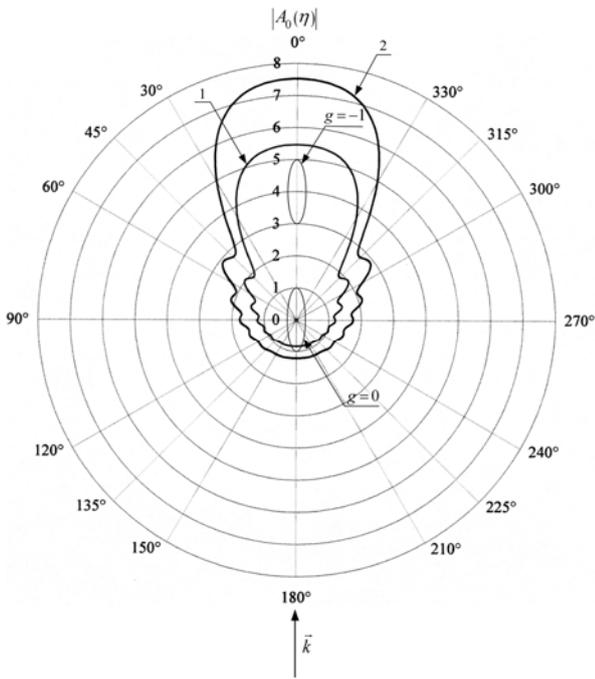


Рис. 2. Модули угловых характеристик $|A_0(\eta)|$ одиночного (1) и взаимодействующего (2) цилиндров ($q^{1/2} = 5$; $\eta_{0,0} = 0^\circ$; $\Delta = 63$ м.).

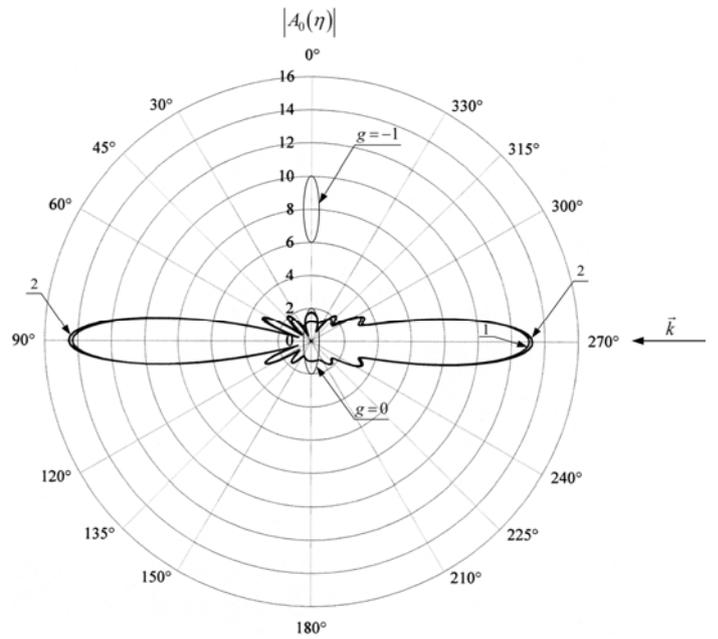


Рис. 3. Модули угловых характеристик $|A_0(\eta)|$ одиночного (1) и взаимодействующего (2) цилиндров ($q^{1/2} = 5$; $\eta_{0,0} = 90^\circ$; $\Delta = 63$ м.).

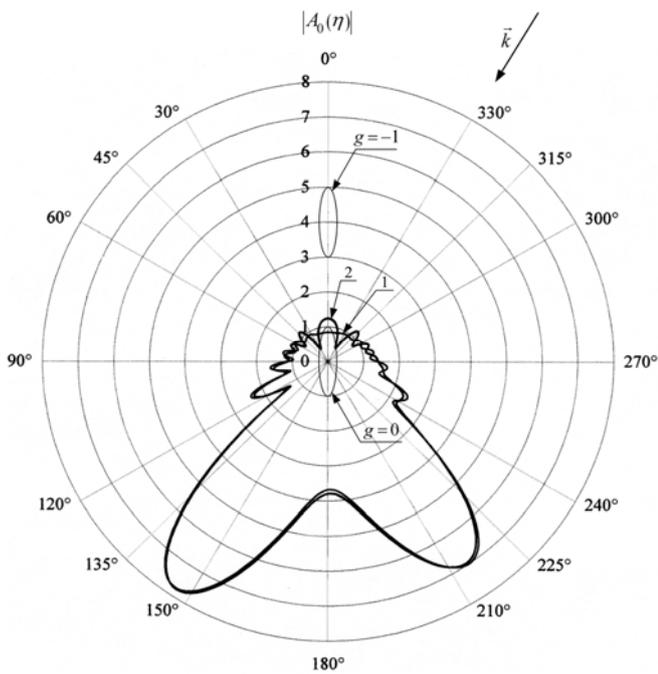


Рис. 4. Модули угловых характеристик $|A_0(\eta)|$ одиночного (1) и взаимодействующего (2) цилиндров ($q^{1/2} = 5$; $\eta_{0,0} = 150^\circ$; $\Delta = 63$ м.).

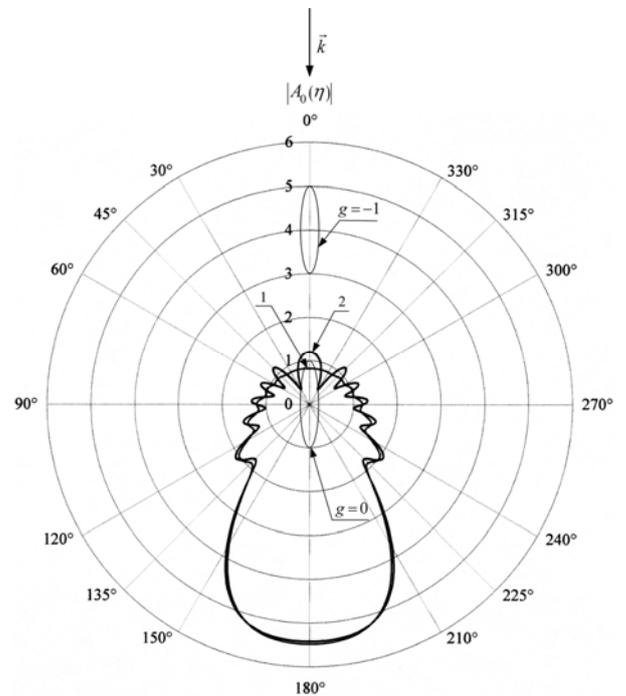


Рис. 5. Модули угловых характеристик $|A_0(\eta)|$ одиночного (1) и взаимодействующего (2) цилиндров ($q^{1/2} = 5$; $\eta_{0,0} = 180^\circ$; $\Delta = 63$ м.).

Анализ представленных на рис. 2 – 5 результатов показывает, что при выбранных нами параметрах цилиндров и волновом размере эффект от взаимодействия цилиндров существенно зависит от угла облучения η_0 : наибольшим взаимодействием оказывается при $\eta_0 = 0^\circ$. Настоящее исследование актуально для исследования поверхностной реверберации звука в глубоком море.

Научный руководитель проф. каф. физики СПбГМТУ, д.ф.-м.н. А.А. Клещёв.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейко А.Г., Маяцкий В. И. Дифракция плоских звуковых волн на бесконечной решётке из идеально податливых эллиптических цилиндров. // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 3. С. 420 – 425.
2. Клещёв А.А. Рассеяние звука сфероидальным телом, находящимся у границы раздела сред. // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 1. С. 143 – 145.
3. Иванов Е.А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. Минск: Наука и техника, 1968. 583 с.
4. Клещёв А.А. Рассеяние звука полутелами, находящимися на границе раздела двух сред. // Сб. научн. тр. ЛКИ. 1975. Вып. 97. С. 24 – 30.

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ КОДЕК РИДА-СОЛОМОНА

Аспирант: Е.В. Кулева (1 год, кафедра РТиРС, ВлГУ)

Одной из важнейших проблем современной радиотехники является обеспечение высокой достоверности передачи информации по радиоканалам связи. В значительной степени исправить ошибки, возникающие при распространении сигналов в канале передачи информации, можно путем применения избыточных корректирующих кодов [1, 2]. Одним из помехоустойчивых кодов с исправлением ошибок является код Рида-Соломона (РС).

Рассмотрим непрерывный поток байт на приемной стороне. Появление ошибочных байт будем считать взаимнонезависимыми событиями. Средняя за блок

вероятность появления ошибочного байта равна $P_{Б,сп} = \frac{N_{сп,1}}{n} = P_B$. Усредненная

вероятность появления ошибочного байта после исправления равна

$P_u = \frac{1}{n} \sum_{N=\frac{n-k}{2}+1}^n NC_N^n P_B^N (1-P_B)^{n-N}$. Отношение $L = P_u / P_B$ является показателем

эффективности применения кодирования.

Если информационные пакеты имеют различную длину, то требуется реализовать адаптивное управление параметрами кодера.

На рис. 1 приведены структурные схемы кодера и декодера универсального кодера Рида-Соломона. Различия заключаются в системах управления: в кодере СУ1 определяет необходимую длину избыточности; в декодере СУ2 определяет с какой длины избыточностью пришел сигнал. Кодек реализуется в одном корпусе с двумя выходами RS232.

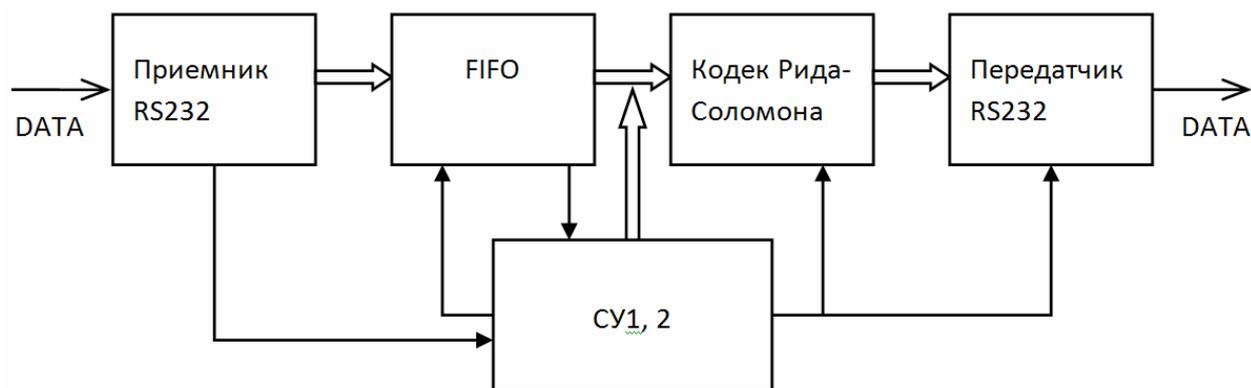


Рис.1. Кодер, декодер

Для экспериментального исследования кодека Рида-Соломона, была собрана установка, состоящая из персонального компьютера и кодека Рида-Соломона. Компьютер вырабатывал информационный блок программируемой длины K и через порт COM1 отправлял его на кодер, где информация кодировалась, путем добавления к информационному блоку избыточности. Размер избыточности определялся кодером в зависимости от длины информационного блока. Далее закодированная информация принималась компьютером через порт COM2, причем использовалась априорная неопределенность длины принимаемой посылки N . В принятый таким образом блок, вносились ошибки соответствующие заранее установленной вероятности байтовой ошибки P_b , путем увеличения истинного значения поврежденного байта на единицу.

Затем информационный блок с возможными в нем ошибками через порт COM2 передавался на декодер, и потом через порт COM1 принимался компьютером, с условием априорной неопределенности длины принимаемого блока K . В компьютере производилось сравнение переданного в самом начале информационного блока и принятого блока после декодирования. При различии хотя бы в одной паре сравниваемых байтов принималось решение об ошибочности блока.

По результатам экспериментов были построены графики, показывающие зависимость числа поврежденных и числа неисправленных блоков от вероятности ошибки.

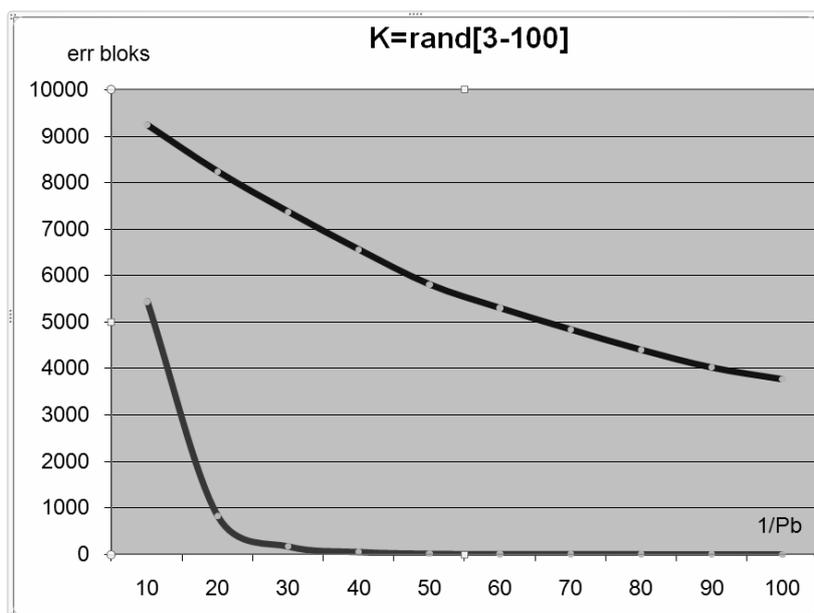


Рис.2. Графики для случайной длины блока K расположенной в интервале от 3 до 100 байт для системы связи с кодеком и без него

Проведенные эксперименты показали работоспособность кодека и значительное, как минимум, десятикратное, увеличение помехоустойчивости при вероятностях ошибки Pb меньше чем 0,05. Например, при передаче информационного блока длиной $K = 3$ и вероятности байтовой ошибки $Pb = 0,001$ из миллиона переданных блоков ошибочными оказались всего пять, что соответствует появлению ошибочного блока один или два раза в сутки при непрерывной передаче.

Научный руководитель – д.т.н., профессор А.Г.Самойлов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цифровая связь/ пер. с англ. сост. Д. Прокис; под ред. Д.Д. Кловского. – М. : Радио и связь, 2000. – 800 с.
2. Скляр, Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. 2-е изд, испр./ пер. с англ. – М. : Издательский дом «Вильяме», 2003. – 1104 с.

РАСЧЁТ СПЕКТРОВ КОМПЛЕКСНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ТОНКИХ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК

Студент: М.П. Ласёк (5 курс, кафедра радиофизики и электроники, СыктГУ)

Прогресс в микроэлектронике, связанный с развитием тонкопленочных технологий, требует расширения исследований свойств плёнок с различной структурой, в том числе и электродинамических свойств в различных диапазонах частот. Для волн оптического диапазона 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 дециметрового и сантиметрового диапазонов, для которого длина волны значительно превышает толщину плёнок и размер структурных неоднородностей, уделено значительно меньше внимания. Тем не менее, именно в этой области лежит интерес применения композитных пленок в разнообразных СВЧ устройствах обработки и передачи информации.

Для объяснения поведения спектров отражения и поглощения для композитных плёнок в ВЧ и СВЧ области, необходимо знать их спектры комплексной проводимости $Y(\omega)$ (модуля и аргумента) этих плёнок. Поэтому расчёт спектров $Y(\omega)$ на основе эквивалентных электрических схем с учётом размеров и топологии металлических и диэлектрических наногранул композитных плёнок является очень актуальной задачей.

Существование частотной дисперсии только для плёнок с малыми концентрациями металлической фазы x , соответствующих доперколяционной области, свидетельствует о том, что эта зависимость может быть связана с наличием диэлектрических слоёв между металлическими гранулами, а также индуктивностью металлических гранул и описана частотной зависимостью

модуля комплексной проводимости в ВЧ и СВЧ – диапазоне [1]. Для описания ВЧ и СВЧ проводящих свойств композитных плёнок необходимо правильно выбрать эквивалентную электрическую схему. С учётом того, что плёнки состоят из металлических и диэлектрических гранул (слоёв), электрическая схема одного наноструктурного элемента может быть представлена в виде RLC цепочки (рис.1):

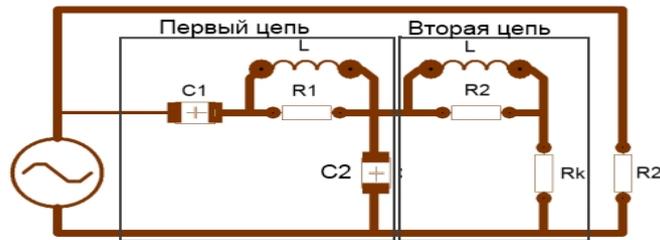


Рис 1. Эквивалентная электрическая схема наноструктурного элемента плёнки

где R_1 – сопротивление металлической гранулы, ограниченной диэлектрической прослойкой, R_2 – сопротивление плёнки при постоянном токе, R_k – сопротивление между соприкасающимися гранулами, имеющими контакт между собой, C_1 и C_2 – ёмкость конденсатора, состоящего из двух соседних металлических кластеров, ориентированных последовательно и параллельно, соответственно, и диэлектрического слоя между ними, L – индуктивность металлического гранулы. Количество звеньев n с ростом концентрации металлической фазы должно уменьшаться, так как соседние металлические гранулы объединяются в цепочки без диэлектрической прослойки (явление перколяции) и первое электрическое звено переходило во вторую. Соответственно, количество m электрических звеньев увеличивалось прямо пропорционально концентрации x . На рис.2 показаны рассчитанные зависимости модуля комплексной проводимости от концентраций металлической фазы в композитных плёнках на 3 частотах. Можно выделить три участка. При малых концентрациях $x \leq 0,42$ (порога перколяции) увеличивается ёмкостная связь (расстояние между гранулами уменьшается), но при этом увеличивается индуктивная связь. Это приводит к слабой зависимости от x . Во второй области (в области перколяции) при $0,45 \leq x \leq 0,55$ значительно уменьшается ёмкостная составляющая СВЧ потерь из-за объединения

металлических гранул и возникает большое значение модуля комплексной проводимости. В третьей области композитная плёнка ведёт аналогично металлической плёнке с диэлектрическими включениями, зависимость от концентрации должна быть очень слабой. Аналогичная зависимость $Y(x)$ получается и в эксперименте.

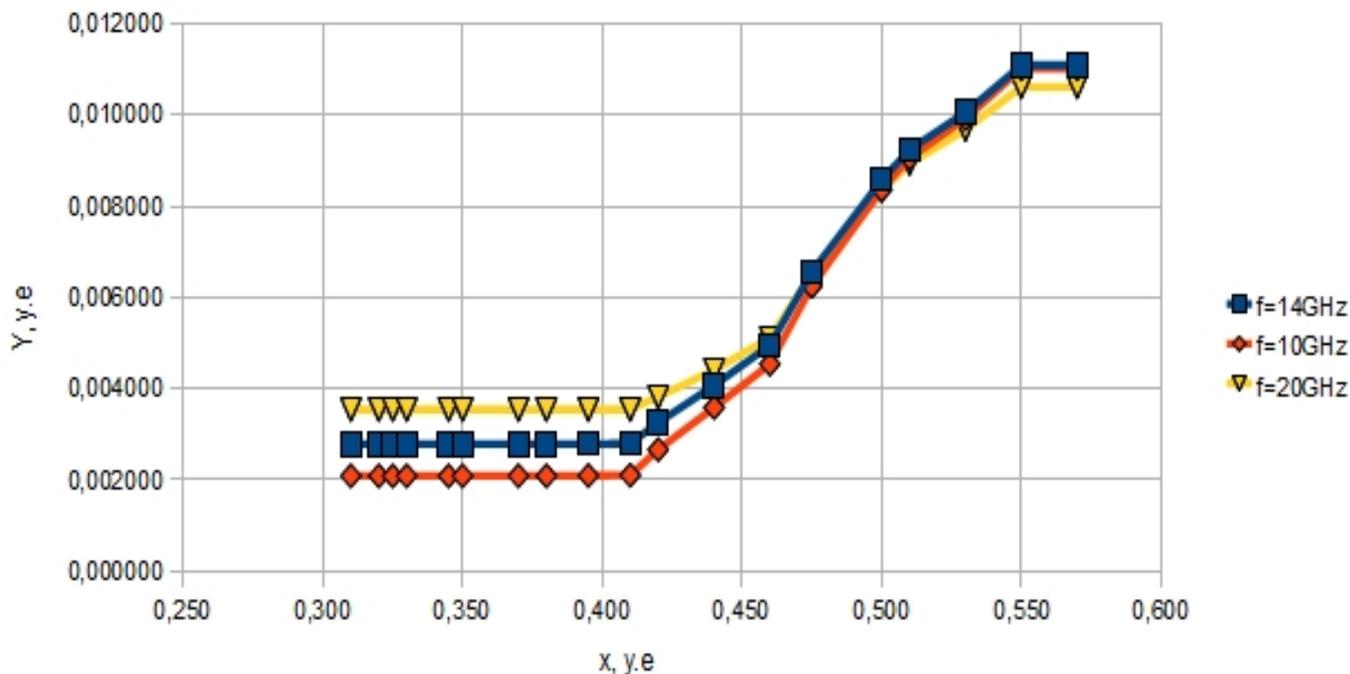


Рис. 2. Зависимости модуля комплексной проводимости для композитной плёнки от x при различных частотах

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

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

ЛИТЕРАТУРА

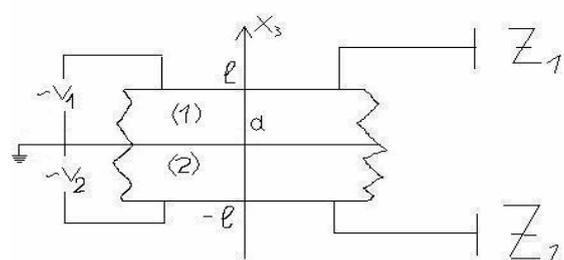
1. Калинин Ю.Е., Котов Л.Н., Петрунёв С.Н., Ситников А.В. Особенности отражения СВЧ волн от гранулированных плёнок // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69, № 8. С. 1195-1199.

СОСТАВНОЙ ПЛОСКИЙ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ

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

В технике в качестве источников ультразвуковых волн используются односекционные и многосекционные плоские пьезопреобразователи. Чем выше требуемая амплитуда колебаний излучающей грани ПП, тем больше должен быть продольный размер преобразователя, при этом сложнее обеспечить однородность электрического поля внутри ПП. Поэтому используются составные ПП, в каждой секции которых за счёт малости продольного размера обеспечивается однородность электрического поля при меньшем подводимом к каждой секции напряжении. В данной работе проводится сравнение основных характеристик однородного и двухсекционного ПП (см. Рис.) при гармоническом напряжении $V = V_0 e^{i\omega t}$.

Формулы для расчёта амплитуды продольных колебаний частиц и механического напряжения внутри плоского однородного ПП при заданной амплитуде и частоте подводимого напряжения приведены в работе [1].



В настоящей работе получено решение задачи для двухсекционного ПП в одномерном приближении с учётом импедансных граничных условий на торцах ПП, как и в работе [1]. В случае составного ПП

необходимо учитывать условия непрерывности для смещения и механического напряжения в месте склейки частей ПП: $u_3^{(1)}(0) = u_3^{(2)}(0)$, $T_3^{(1)}(0) = T_3^{(2)}(0)$.

Решение для смещений в каждой из частей записывалось в виде суммы двух плоских волн $u_3^{(i)}(x_3) = A_i e^{-ikx_3} + B_i e^{ikx_3}$ ($i = 1, 2$) с амплитудами A_i и B_i , которые находятся из импедансных граничных условий

$$T_3^1(l) = -Z_1 \frac{i\omega u_3^1(l)}{S}, \quad T_3^2(-l) = Z_2 \frac{i\omega u_3^2(-l)}{S}$$

с учетом уравнений пьезоэффекта в каждой из сред

$$T_3^i = c_{33}^{D^i} e_3^i - h_{33}^i D_3^i, \quad E_3^i = -h_{33}^i e_3^i + \beta_{33}^{e^i} D_3^i.$$

Здесь Z_1, Z_2 - импедансы механических нагрузок на внешних гранях ПП, S - площадь электродированной поверхности ПП, $E_3^{(i)}$ и $D_3^{(i)}$ - продольные компоненты векторов

напряженности и индукции электрического поля, $e_3^{(i)} = \frac{du_3^{(i)}}{dx_3}$, c_{33}^D – модуль упругости при разомкнутых обкладках ПП ($D = 0$), h_{33} – пьезомодуль, $\beta_{33}^{(i)}$ – обратная диэлектрическая проницаемость пьезокерамики.

Полученные для A_i , B_i выражения имеют следующий вид:

$$A_1 = -\frac{ih_{33}D_3Se^{ikl}((Z_2\omega - Sc_{33}^Dk) + e^{2ikl}(Z_1\omega + Sc_{33}^Dk))}{(Z_2\omega - Sc_{33}^Dk)((Z_1\omega - Sc_{33}^Dk) - e^{4ikl}(Z_1\omega + Sc_{33}^Dk))},$$

$$B_1 = \frac{ih_{33}D_3Se^{ikl}}{Z_2\omega - Sc_{33}^Dk} \left(1 + \frac{e^{2ikl}((Z_2\omega - Sc_{33}^Dk) + e^{2ikl}(Z_1\omega + Sc_{33}^Dk))}{((Z_1\omega - Sc_{33}^Dk) - e^{4ikl}(Z_1\omega + Sc_{33}^Dk))} \frac{(Z_2\omega + Sc_{33}^Dk)}{(Z_2\omega - Sc_{33}^Dk)} \right),$$

$$A_2 = -\frac{ih_{33}D_3Se^{ikl}((Z_2\omega - Sc_{33}^Dk) + e^{2ikl}(Z_1\omega + Sc_{33}^Dk))}{(Z_2\omega - Sc_{33}^Dk)((Z_1\omega - Sc_{33}^Dk) - e^{4ikl}(Z_1\omega + Sc_{33}^Dk))},$$

$$B_2 = \frac{ih_{33}D_3Se^{ikl}}{Z_2\omega - Sc_{33}^Dk} \left(1 + \frac{e^{2ikl}((Z_2\omega - Sc_{33}^Dk) + e^{2ikl}(Z_1\omega + Sc_{33}^Dk))}{((Z_1\omega - Sc_{33}^Dk) - e^{4ikl}(Z_1\omega + Sc_{33}^Dk))} \frac{(Z_2\omega + Sc_{33}^Dk)}{(Z_2\omega - Sc_{33}^Dk)} \right).$$

Сравнение результатов расчета амплитуды смещений и механического напряжения в двухсекционном и однородном ПП из керамики ЦТС-19 при напряжении на обкладках, обеспечивающем одинаковое электрическое поле внутри ПП, показало их полное совпадение. Тем самым преимущество составного ПП заключается лишь в том, что подаваемое на его обкладки напряжение в два раза меньше, чем в однородном ПП, и в нем легче обеспечить однородность электрического поля.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Крячко В.М., Тихомиров Н.П. Акустические преобразователи: Учеб. пособие. – СПб.: НИИХ СПбГУ, 2002. – 160 с.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКОВЫХ И ТЕПЛОВЫХ ВОЛН ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ С ПЕРИОДИЧЕСКИ КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ ТЕМПЕРАТУРОЙ

Аспирант: К.В. Невеселова (1 год, 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. Термофоны – это первичные источники звука, которые до середины прошлого века использовались в акустике для калибровки измерительных микрофонов. С конструкцией термофонов, методами их расчета и некоторыми результатами их испытаний можно познакомиться в книге Л. Беранека [1].

Рассмотрим механизм образования звуковых и неоднородных тепловых волн переменным температурным полем, возбужденным на плоской бесконечной горизонтальной поверхности твердого тела (рис.1).

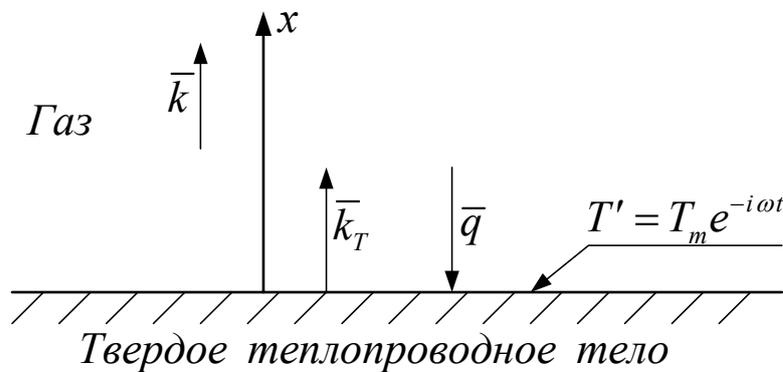


Рис.1 К задаче возбуждения звуковых и тепловых волн поверхностью с переменной температурой: \vec{k} – волновой вектор звуковой волны, \vec{k}_T – волновой вектор неоднородной тепловой волны, \vec{q} – тепловой поток, обусловленный диссипацией тепловой волны.

Верхнее полупространство не ограничено и заполнено газом. Теплообмен между нижним и верхним полупространством отсутствует. Переменная часть температуры поверхности совершает гармонические колебания

$$T = T_m \cdot e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

где T_m – амплитуда колебаний температуры, ω – частота колебаний.

Распределение температур над поверхностью тела будет определяться одномерным уравнением теплопроводности. Решение этого уравнения известно и может быть записано в виде

$$T' = T_m \cdot e^{-k_T \cdot x} \cdot e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

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

Выражение (2) является уравнением неоднородной тепловой волны. Эта волна распространяется вдоль нормали к поверхности с фазовой скоростью $c_T = \omega \delta_T = \sqrt{2\omega a}$ и имеет длину волны $\lambda_T = 2\pi\delta_T$. Эти волны сильно затухают по мере удаления от поверхности. На расстоянии, равном λ_T , амплитуда волны уменьшается в 535 раз.

Появление тепловой волны в среде должно приводить к соответствующим изменениям ее плотности. Как показано Л.Д. Ландау [2], изменения плотности среды, в свою очередь, приводят к возникновению волнового движения. Нормальная компонента колебательной скорости, возникающей при этом звуковой волны, имеет амплитуду

$$u_0 = \beta \sqrt{\omega a} \cdot T_m, \quad (3)$$

где β – температурный коэффициент объемного расширения жидкости.

Необходимо отметить, что внутри теплового пограничного слоя звуковая волна не существует. Она может возбуждаться только на границе пограничного слоя и жидкого полупространства. Следовательно, излучающая поверхность, на которой возбуждается звуковая волна, возникает на расстоянии $x = \delta_T$ от поверхности твердого тела.

Если известна амплитуда колебательной скорости звуковой волны, то ее интенсивность может быть рассчитана при помощи выражения

$$J = \frac{1}{2} \rho c \beta^2 \omega a \cdot T_m^2, \quad (4)$$

где ρ – плотность среды, c – фазовая скорость звука в среде.

Кроме того, затухание тепловой волны приводит к появлению в верхней среде (рис.1) теплового потока \bar{q} , направленного вдоль нормали к поверхности твердого тела. Плотность теплового потока в этом случае может быть вычислена при помощи закона Фурье

$$q = -\chi \frac{dT'}{dx}, \quad (5)$$

где χ – теплопроводность верхней среды.

Подставив в формулу (5) выражение (2), имеем

$$q = \chi \frac{T_m}{\delta_T} = \frac{\sqrt{2}}{2} T_m \sqrt{\omega \chi \rho C_p}. \quad (6)$$

Очевидно, появление теплового потока (6) должно приводить к дополнительному разогреву поверхности твердого тела.

Проведем численную оценку значений приведенных выше физических параметров. При этом будем полагать, что верхнее полупространство (рис.1) заполнено сухим воздухом, статические значения давления и температуры которого $P_0 = 1,0$ атм и $T_0 = 293$ К. На поверхности твердого тела возбуждено температурное поле с амплитудой $T_m = 0,1$ К и частотой $f = 10,0$ кГц. Значения физических параметров, используемых в расчетах, взяты из справочника [3].

Прежде всего, рассчитаем параметры тепловой волны (2): толщина теплового пограничного слоя $\delta_T = 2,55 \cdot 10^{-5}$ м; фазовая скорость $c_T = 1,60$ м/с; длина волны $\lambda_T = 1,60 \cdot 10^{-4}$ м; $\text{Re} k_T = \text{Im} k_T = \delta_T^{-1} = 3,62 \cdot 10^4$ м⁻¹.

Параметры возбужденной звуковой волны: амплитуда колебательной скорости $u_0 = 4,16 \cdot 10^{-4}$ м/с; интенсивность волны $J = 3,58 \cdot 10^{-5}$ Вт/м². Может показаться, что интенсивность звукового излучения мала, но если рассчитать уровень излучения звука относительно порогового значения $J_0 = 1,0 \cdot 10^{-12}$ Вт/м², то получим $L = 75$ дБ. Если сравнить полученное значение L с диаграммой кривых равной громкости, то можно утверждать, что эта звуковая волна будет слышна человеческим ухом.

Используя формулу (6), для плотности теплового потока имеем $q = 101$ Вт/м². Полученное значение q указывает на то, что возбуждение переменного температурного поля на поверхности твердого тела приводит к дополнительному интенсивному разогреву этой поверхности и этот факт должен быть учтен в последующих исследованиях.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Беранек Л. Акустические измерения. – М.: Иностран. лит., 1952.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986.
3. Таблицы физических величин. Справочник. / Под ред. акад. Кикоина И.К. – М.: Атомиздат, 1976.

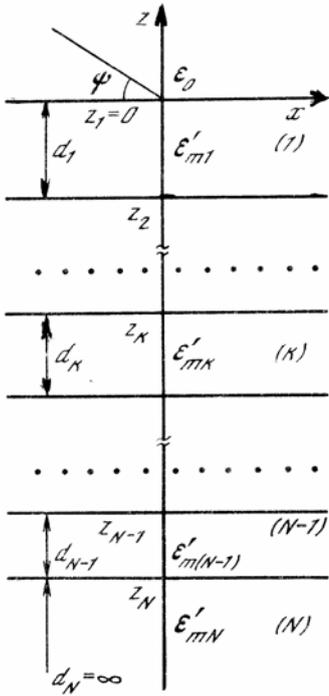
ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ПРЕДСКАЗАНИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ПО ИЗМЕНЕНИЮ ПРОВОДИМОСТИ ПОЧВЫ

Студент: И.Л. Редхер (5 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В данной работе ставится задача оценки возможности предсказания землетрясений по изменению проводимости почвы и связанного с ней приведенного поверхностного импеданса, путем измерения соответствующих компонент импульсного электромагнитного поля (ЭМП) излучения сильноточных молниевых разрядов. Предпосылками такой возможности служит чрезвычайно широкий спектр (от долей Гц до десятков МГц) излучения одного из наиболее мощных естественных импульсных источников этого типа. С другой стороны, значимые изменения проводимости почвы в зоне землетрясений в периоды их подготовки и развития подтверждаются данными прямых геофизических измерений. Например, результаты электродных измерений показывают уменьшения проводимости в Гармском районе Таджикистана, между хребтами Тянь-Шаня и Памирским плато на 10...15% за несколько месяцев до толчков. По данным измерений удельного сопротивления в США на разломе в Сан-Андреас в Калифорнии также было отмечено его уменьшение на 10...20% за 60 и 30 дней для двух землетрясений с магнитудами 3,9 и 3,5 соответственно. Есть данные о ступенчатом изменении сопротивления пород в Японии. Такие скачки возникали при нескольких глубоководных землетрясениях с глубиной очагов 300...500 км [1].

Основная модель, объясняющая образование данного явления, разработана в рамках дилатансной теории [2], в соответствии с которой породу можно представить совокупностью плотно упакованных зерен, при сжатии которых происходят смещения, приводящие к образованию пор, в которые попадает жидкость, напрямую изменяющая проводимость почвы.

Перейдем к рассмотрению возможной структурной модели подстилающей поверхности. Как известно, фокусы землетрясений находятся на глубине до 700 км [3]. Следовательно, в соответствие со слоистым строением Земли, можно ограничиться рассмотрением 3 слоев – осадочного, земной коры и верхней мантии. Верхний слой считаем достаточно хорошо проводящим ($\sigma = 10^{-2} \text{ См/м}$) с толщиной до 20 км, средний слой гранитно-базальтовых пород толщиной до 100 км – с низкой проводимостью ($\sigma = 10^{-4} \text{ См/м}$), а нижний соответствует субстрату верхней мантии с



проводимостью ($\sigma = 10^{-2} \text{ См/м}$). Мы считаем его бесконечно протяженным. Тогда для мелкофокусных толчков (до 70 км) целесообразно использовать двухслойную модель, а для широкофокусных (до 700 км) – трехслойную. Для наших целей дальнейшей детализации не требуется. В работе анализируются вариации толщины первого слоя до 5 км, толщины второго слоя до 500 км. А так же изменения его проводимости в пределах от $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ См/м}$ до $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ См/м}$, так как предполагается, что колебания проводимости в период подготовки землетрясения происходят в пределах второго слоя.

В качестве измеряемого параметра используется приведенный поверхностный импеданс. Рассматривается плоскостойкая модель, ось z вертикальна с началом у поверхности и направлена вверх. В этом случае при вычислении импеданса можно воспользоваться рекуррентным соотношением из [4] δ_k k -слойной структуры:

$$\delta_k = \delta_{0k} \frac{1 - R_{k,k+1} e^{2ik_0 d_k \sqrt{\epsilon'_{mk} - \cos^2 \psi}}}{1 + R_{k,k+1} e^{2ik_0 d_k \sqrt{\epsilon'_{mk} - \cos^2 \psi}}}, \quad (1)$$

$\delta_{0k} \approx \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_{mk}}}$ - импеданс полубесконечной среды со свойствами k -слоя.

$R_{k,k+1} = \frac{\delta_{0k} - \delta_{k+1}}{\delta_{0k} + \delta_{k+1}}$ - коэффициент отражения волны от границы k и $k + 1$ слоев.

$\epsilon'_{mk} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} + i \frac{\sigma_k}{\omega \epsilon_0}$, $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \frac{\Phi}{\text{м}}$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$, c – скорость света, σ_k и d_k - проводимость и толщина k -слоя соответственно.

Остановимся на рассмотрении вариации поверхностного импеданса и возможном изменении проводимости среды. В нашей модели проводимость меняется на 50%, что в соответствии с предварительными упрощенными оценками (которые здесь не приводятся), должно изменить суммарный импеданс на 10% и более.

На рис 1 и 2 приведены результаты численных оценок в виде кривых характерных зависимостей модуля относительных изменений поверхностного импеданса

$$B = \left| \frac{\delta(\sigma_0) - \delta(\sigma_1)}{\delta(\sigma_0)} \right| \text{ от частоты.}$$

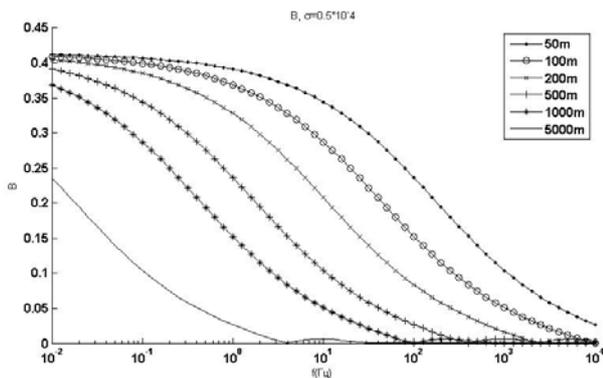


Рис.1. Относительное изменение модуля поверхностного импеданса. Двухслойная среда, проводимость второго слоя меняется от 10^{-4} до $0,5 \cdot 10^{-4}$ См/м.

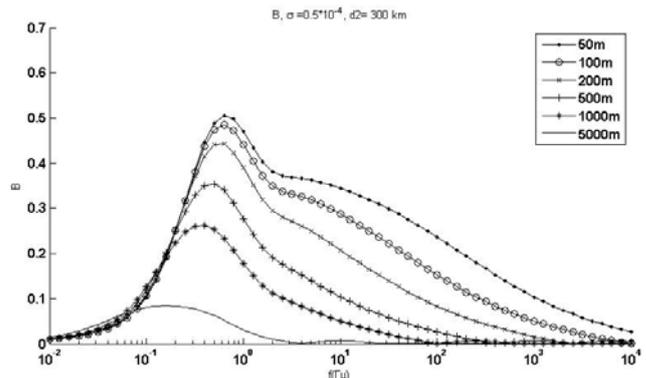


Рис.2. Относительное изменение модуля поверхностного импеданса. Трехслойная среда, $d_2=300$ км, проводимость изменяется до $0,5 \cdot 10^{-4}$ См/м.

Из рис.1 видно, что наибольшее относительное изменение импеданса испытывает в области очень низких частот (ниже 100 Гц). Аналогичные расчеты для трехслойной подстилающей поверхности, приведенные на рис.2, показывают более сложный характер поведения исследуемой функции. Имеется ярко выраженный максимум, что может вызвать некоторые сложности с выбором диапазона рабочих частот регистрирующей аппаратуры. При рассмотрении вариаций проводимости от 10^{-5} См/м до $1,5 \cdot 10^{-5}$ См/м изменяется только максимальное значение B , качественно же графики не изменяются. Для трехслойной среды при увеличении толщины второго слоя максимум смещается в сторону низких частот, так, например, при $d_2 = 10$ км максимум достигается при частотах порядка 100...300 Гц, а когда $d_2 = 500$ км – при 0,1 Гц.

Приращение импеданса достигает в ряде случаев 50% и находится в диапазоне от долей до сотен герц. Следовательно, для успешного обнаружения предвестника, нужно использовать как УНЧ, так и КНЧ сигналы, широко представленные в излучении молниевых разрядов.

Руководитель: И.И. Кононов, доцент кафедры радиофизики, СПбГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Регистрация электромагнитного поля в периоды времени, предшествующие землетрясениям. Ремизов, Л. Т. №6, Москва : Наука, 1991 г., Радиотехника и электроника, Т. 36.
2. К. Касахара. Механика землетрясений. Москва : Мир, 1985.
3. Эйби, Дж. А. Землетрясения. Москва : Недра, 1982.
4. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. Москва : Наука, 1991.

АКУСТИЧЕСКИЙ КОНЦЕНТРАТОР С МЕХАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКОЙ

Студент: К.В. Романов (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В работах [1-3] аналитически и численно исследован осесимметричный акустический концентратор без учёта механической нагрузки. Были получены условия, при которых в пределах требуемой точности справедливо одномерное приближение, и показано, что выбором формы профиля осевого сечения концентратора можно получить существенно больший коэффициент трансформации (отношение амплитуды смещения на выходе к амплитуде смещения на входе концентратора), чем для известных гладких форм, допускающих аналитическое решение. В данной работе предложен и реализован алгоритм учета влияния механической нагрузки на характеристики концентратора.

Стержневые акустические концентраторы (рис.1) это твёрдые тела, обычно осесимметричной формы, точки которых колеблются по гармоническому закону $\exp(i\omega t)$. При этом считается, что выполнено условие ($d \ll \lambda$) (d – максимальный поперечный размер концентратора, λ – длина продольной волны).

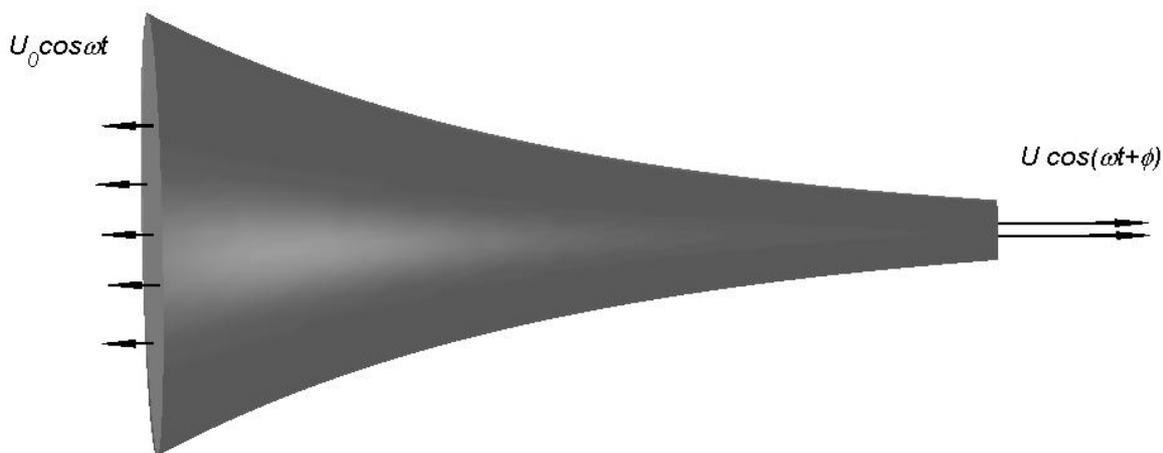


Рис.1.

Смещение точек в нём описывается одномерным уравнением

$$-\omega^2 \rho U = (SEU)' . \quad (1)$$

Здесь ω – круговая частота колебаний, ρ – плотность материала концентратора, S – площадь поперечного сечения, зависящая от продольной координаты x , E – модуль Юнга, U – смещение частиц сечения, штрих – производная по продольной координате x . Численные и аналитические решения этого уравнения обычно получают при однородных граничных условиях $U'_{ex}(0) = U'_{нагр}(L) = 0$, отвечающих свободным концам концентратора.

Для учёта влияния механической нагрузки предложен и реализован следующий алгоритм:

1. Задаётся импедансное граничное условие на выходе

$$U'(L) = \frac{i\omega Z_{нагр}}{E} U(L) \quad (2)$$

при известном модуле Юнга E материала концентратора, известной комплексной величине удельного импеданса нагрузки $Z_{нагр}$ и произвольно выбранной величине $U(L)$.

2. Численно (или аналитически, если позволяет профиль концентратора) решается задача Коши (1) - (2) с заданным начальным условием $U(L) = A$, где A – некоторое произвольно выбранное число.

3. Из решения задачи Коши находятся $U(0)$ и $U'(0)$, по ним определяется входной импеданс концентратора $Z_{ex} = \frac{EU'(0)}{i\omega U(0)}$. Решая исходную задачу для набора частот и значений импедансов нагрузки, получаем функцию $Z_{ex} = Z_{ex}(Z_{нагр}, f)$.

4. Находим резонансную частоту, при которой обеспечивается минимум модуля Z_{ex} при заданном импедансе $Z_{нагр}$ нагрузки.

5. Решая эту задачу для других импедансов нагрузки (из некоторой выбранной области его значений), получаем зависимости реальной и мнимой частей входного импеданса и резонансной частоты от $\text{Re} Z_{нагр}$ и $\text{Im} Z_{нагр}$. Эти зависимости

можно представить в виде поверхностей над плоскостью импеданса нагрузки (значения резонансной частоты при этом отображаются цветом) и по ним судить о характеристиках нагруженного концентратора: его входном импедансе, коэффициенте трансформации, смещении резонансной частоты при изменении импеданса механической нагрузки.

Предложенный алгоритм был реализован для ступенчатого концентратора при различных отношениях длин его ступеней $M = \frac{L_1}{L_2}$ (L_1 – длина широкой начальной части, L_2 – длина выходной узкой части). Построенные зависимости здесь не приведены, однако из них следует, что при изменении импеданса нагрузки от нулевого до комплексного значения $Z_{нагр} = (1,8 + i) \cdot 10^6 \frac{Hc}{M^3}$ сдвиг резонансной частоты для случаев $M = 1$, $M = 1,4$, $M = 0,7$ соответственно равен 1000, 1300, 600 Гц. Коэффициент трансформации можно определить по формуле $k = \frac{r_{ex}}{r_{вых}} \sqrt{\frac{Re Z_{ex}}{Re Z_{нагр}}}$, где r_{ex} и $r_{вых}$ – радиусы входного и выходного сечений концентратора. Поэтому, например, для $M = 0,7$ и $\frac{r_{ex}}{r_{вых}} = 3$ при $Z_{нагр} = (1,8 + i) \cdot 10^6 \frac{Hc}{M^3}$ получаем для k значение 6,7.

Руководитель: Н.П. Тихомиров доцент кафедры радиофизики СПбГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меркулов Л. Г. Теория ультразвуковых концентраторов. Ак. ж., Т.3. Вып.3, 1957, с.230-238.
2. Романов К. В. Расчёт трансформатора скорости. Тез. докладов XII Всероссийской научной конференции студентов-радиофизиков. СПб. 2008, с.54-56.
3. Романов К.В., Тихомиров Н.П. Расчёт поля скоростей в среде с неоднородной границей. Тез. докладов XV Региональной конф. по распространению радиоволн. СПб, 2009, с.99-101.

РЕАЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНЫХ УСТРОЙСТВ СВЧ НА ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЯХ

Студент: А.В. Рыжова (6 курс ОНИЛ СВЧ, СПбГУТ)

В настоящее время частотно-селективные устройства (фильтры, диплексеры, мультиплексоры) используются в любой аппаратуре связи, сложность конструкций которой возрастает, а размеры уменьшаются с уходом в верхнюю часть диапазона СВЧ. Следовательно, ужесточаются требования к массогабаритным, электрическим и прочим характеристикам самих частотно-селективных устройств.

Большое распространение получили фильтры на стандартных линиях (МПЛ, СПЛ). Щелевые линии обладают рядом преимуществ, по сравнению с МПЛ. Например, волновое сопротивление ЩЛ больше, что полезно при создании согласующих устройств. Максимальные рабочие частоты существующих щелевых линий не превышают 20 ГГц, в то время как стандартные полосковые линии работают на частотах до 15 ГГц. Однако, по сравнению с МПЛ и СПЛ, ЩЛ обладает высокой дисперсией и возможности создания широкополосных фильтров СВЧ на данном типе линий не исследованы. Фильтры на щелевых линиях до настоящего времени практически не рассматривались в литературе, габариты среднего шлейфного фильтра требовали объема, плоскостных реализаций не было, но эта проблема снимается при уходе в верхнюю часть диапазона СВЧ.

Основной целью работы было исследование возможности построения СВЧ-фильтров на ЩЛ (щелевые линии) и оценка добротности такого фильтра. Для этого был создан масштабный макет фильтра на щелевой линии с параллельным включением шлейфов, который представлен на рисунке 1.

При создания макета, в качестве материала подложки, был использован пеноплекс с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 3,8$. Металлизация создана из

алюминиевой и медной фольги. Используя данные материалы, была создана линия с волновым сопротивлением $Z_0 = 75 \text{ Ом}$ (Таблица 1).

Для питания линии и подключения ее к измерительному оборудованию, были использованы переходы с 75-Омного к 50-Омному коаксиальному кабелю. В качестве параллельно включенных шлейфов, использовались блоки из того же материала, который был использован для создания подложки. Блоки так же металлизированы алюминиевой фольгой. Шлейфы имеют длину $\lambda/4$, которая в нашем случае составляет 12,5 см. Взаимное расположение шлейфов и их точные характеристики (волновое сопротивление, длина) определяются аппроксимационной характеристикой фильтра, в нашем случае расстояние варьировалось при проведении эксперимента, поэтому говорить о реализации той или иной аппроксимации нельзя. Результаты математического моделирования и эксперимента полностью совпадают, поэтому можно говорить о возможности синтезировать фильтры с новыми техническими характеристиками за счет принципиально отличных параметров щелевых линий. Рассматривается также интеграция в ГИС на щелевых линиях щелевых антенн, при этом фильтр на щелевой линии может использоваться как согласующее устройство.

Таблица 1

Величина	Программа LinCalc	Расчет Z_B
f , ГГц	0,8	0,6
h , мм	20	40
ϵ_r , Ф/м	3,8	3,8
g , мм	4	2
Z_0 , Ом	100	75

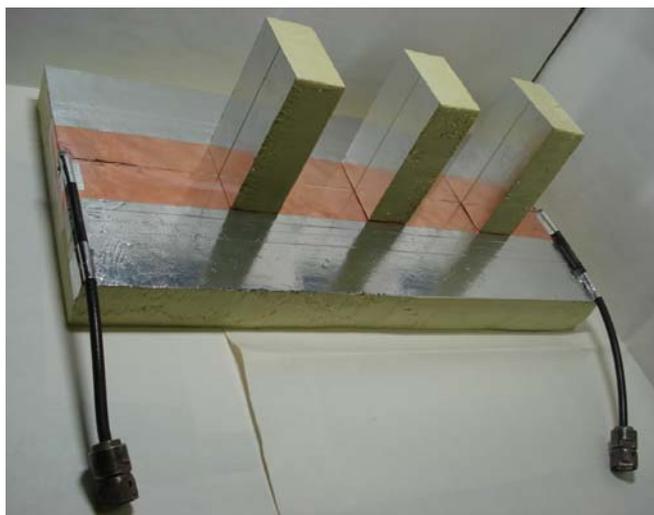


Рис.1. Макет фильтра на ШЛ



Рис.2. АЧХ фильтра на щелевых линиях

При подключении макета к панорамному измерителю КСВН и проведении измерений, была получена амплитудно-частотная характеристика фильтра, представленная на рисунке 2.

Эта АЧХ соответствует режекторному фильтру. Затухание в полосе задерживания достигало 40 дБ. Результаты проведенного эксперимента доказывают возможность реализации СВЧ-фильтров на щелевых линиях с высокой добротностью в узкой полосе частот.

Руководители: Э.Ю. Седышев, с.н.с., к.т.н., рук. ОНИЛ СВЧ СПбГУТ,
А.Э. Ланда, доцент кафедры ЭКП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Матей Д.Л., Янг.Л., Джонс Е.М.Т., Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи, пер. с англ. Под ред. Л.В.Алексеева и Ф.В.Кушнера., М.«Связь»,1971.г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ РЕКОМБИНАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ В ПЕРИОД СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1 АВГУСТА 2008 ГОДА

Аспирант: М.И. Рябова (1 год, кафедра высшей математики, МарГТУ)

Движение лунной тени через земную атмосферу во время полного солнечного затмения приводит к изменению потока солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучения, попадающего в атмосферу Земли и приводящего к ее ионизации. Реакция ионосферы на резкое выключение и включение источника ионизации проявляется в уменьшении электронной концентрации в D, E и F областях [1], а также изменении значения коэффициента рекомбинации.

Цель работы: исследования эффектов рекомбинации, происходящих в ионосфере в период солнечного затмения 1 августа 2008 года.

Электронная плотность ионосферы N_e (количество электронов в см^3 воздуха) зависит не только от процессов ионизации, приводящих к образованию электронов и ионов, но и от обратного процесса их исчезновения, который называется рекомбинацией. Для аналитического описания процесса ионизации вводят понятие эффективного коэффициента ионизации q , который определяет количество ионизированных частиц, появившихся в единице объема за единицу времени. Рекомбинация своим существованием обязана тепловому движению, при котором свободные электроны могут соединяться с положительными ионами, либо положительные ионы с отрицательными. Это простейшая рекомбинация имеет место в верхних слоях ионосферы. В более плотных слоях ионосферы существуют и более сложные, ступенчатые механизмы рекомбинации. Для описания процесса рекомбинации вводят понятие эффективного значения коэффициента рекомбинации – $\alpha_{эфф}$, который определяет количество воссоединившихся частиц в единице объема за единицу времени [2].

Уравнение баланса ионизации [2], которое характеризует изменение во времени электронной концентрации на высоте h , может быть записано тогда в виде:

$$\frac{dN_e}{dt} = q(t) - \alpha_{\text{эфф}} N_e^2, \quad (1)$$

При дифференцировании уравнения (1) момент экстремума q получим:

$$\frac{d^2 N_e}{dt^2} = -2\alpha_{\text{эфф}} N_{qm} \cdot \frac{dN_e}{dt}, \quad (2)$$

где N_{qm} – концентрация электронов в момент экстремума q . Уравнение (2) описывает суточные изменения концентрации электронов. Также оно может быть использовано для описания колебаний плотности электронов во время солнечного затмения, происходящего с постоянной времени $\Delta t = 1/(2\alpha_{\text{эфф}} \cdot N_{qm})$. В момент полного затмения, коэффициент ионизации уменьшается до минимума, но соответствующая плотность электронов продолжает снижаться. Таким образом, существует временная задержка с момента минимального значения коэффициента ионизации до момента минимального значения электронной концентрации. Постоянная времени Δt характеризует инерционность ионосферы и с ее помощью можно оценить коэффициент рекомбинации ($\alpha_{\text{эфф}}$).

На рис. 1 представлена разностная кривая суточного хода максимально наблюдаемой частоты (МНЧ) для трассы Иркутск – Йошкар-Ола, полученная в период полного солнечного затмения 1 августа 2008 года (f_{mE}) и в контрольный день 2 августа 2008 года (f_{mc}).

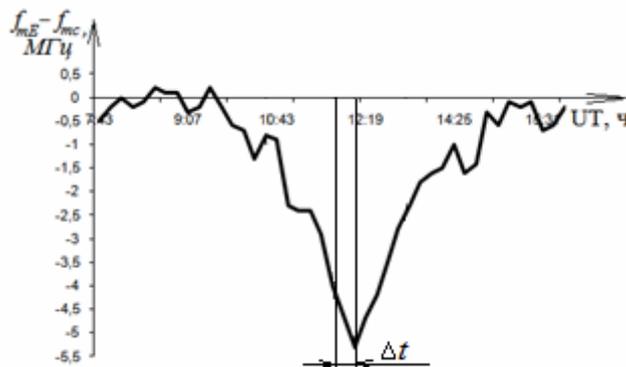


Рис.1 - Разностная кривая суточного хода МНЧ

На графике обозначена постоянная времени, которая использовалась для нахождения значения коэффициента рекомбинации согласно формуле (2). Получено, что при $\Delta t = 19$ мин значение коэффициента рекомбинации составляет $\alpha_{эфф} = 2,09 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Выводы: Разработана методика и получены результаты экспериментальных исследований эффектов рекомбинации в период полного солнечного затмения 1 августа 2008 года с использованием данных наклонного зондирования ионосферы на радиолинии Иркутск – Йошкар-Ола. Установлено, что коэффициент рекомбинации составил $2,09 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ при постоянной времени $\Delta t = 19$ мин в условиях полного солнечного затмения в средней точке исследуемой радиолинии.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: проекты № 10-02-00620; 09-07-00331-а; 10-07-00466, ФЦП: ГК № 02.740.11.0233; проект № 2.1.1/3896.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов, В.А. Глобальные вариации максимально применимых частот ВЧ радиолиний в период солнечного затмения 29 марта 2006 г. / В.А. Иванов, Д.В. Иванов, Н.В. Рябова, А.А. Елсуков, А.Р. Лащевский, А.В. Мальцев, М.И. Рябова, И.Е. Царев // Вестник МарГТУ: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. Т. 4. № 3. С. 21-28. 2008.
2. Bamford, R. A. The Effect of the August 11th Total Solar Eclipse on radio propagation at 1440 kHz / R. A. Bamford, L. Far // The Radio Science Bulletin, International Union of Radio Science. №293. p. 28-31. 2000.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВЧ СПЕКТРЫ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК

Студент: М.С. Седова: (5 курс, КРЭ, СыктГУ),

Аспирант: Н.Г. Габов: (1 год, КРЭ, СыктГУ)

Дальнейший прогресс в наноэлектронике, связанный с развитием тонкопленочных технологий, требует расширения исследований характеристик тонких плёнок с различной структурой, в том числе и электрических свойств в различных диапазонах частот. Работ по экспериментальному исследованию диэлектрических высокочастотных свойств (диэлектрических спектров) тонких гранулированных металл-диэлектрических (композитных) плёнок, авторами не обнаружено. Это связано с большими сложностями выделения компоненты колебаний дипольных моментов молекул в диэлектрике, по сравнению с колебаниями свободных электронов в металле. Диэлектрическая проницаемость плёнки, состоящей из наногранул металла и диэлектрика, зависит от электронной концентрации и частоты столкновений, которые претерпевают пространственные и временные изменения; следовательно, такие плёнки являются электрически неоднородной средой. Диэлектрическая проницаемость металл-диэлектрической плёнки может принимать нулевые значения, если частота внешнего переменного поля ω будет равна так называемой собственной электронной частоте плазмы ω_e , которая определяется концентрацией свободных носителей заряда- электронов. Поэтому, частотное поведение вектора поляризации диэлектрической фазы, находящейся в окружение металла, может иметь аномальный характер. На основе этих аномалий могут создаваться металл-диэлектрические плёнки для применения в устройствах обработки информации и ВЧ сигналов. Исследование высокочастотных (ВЧ) диэлектрических свойств композитных плёнок позволяет выявить область рабочих частот устройств, в которых могут использоваться эти плёнки.

Исследованные композитные плёнки представляют собой наногранулы сплава металлов $Fe_{40}Co_{40}Zr_{20}$ хаотично распределенные в диэлектрической матрице или наоборот. Диэлектрические спектры исследованы для пленок составов $(Fe_{40}Co_{40}Zr_{20})_x(Al_2O_3)_y$ (801 серия), $(Fe_{40}Co_{40}Zr_{20})_x(CaF_2)_y$ (803 серия), полученные в атмосфере аргона и с добавлением кислорода $(Fe_{40-a}Co_{40-a}Zr_{20-a}O_a)_x(Al_2O_3)_y$ (802 серия) на лавсановой подложке [1]. Длина всей плёнки на лавсане составляла 240 мм, которая разрезалась на 18 полосок одинаковой ширины, порядка 1 см. Каждой полученной плёнке соответствовала своя средняя концентрация металлической фазы x , которая изменялась в пределах $0,26 \leq x \leq 0,6$. Соответственно, шаг изменения x составлял 0,02. Плёнка с номером 1 имела концентрацию $x = 0,3$, с номером 18: $x = 0,6$. Толщина полученных плёнок составляла около 1 мкм. Измерения комплексной диэлектрической проницаемости проводились с использованием измерителя добротности Е4-11 по измеряемым значениям индуктивности, емкости конденсатора, в котором располагалась плёнка, и добротности Q контура с катушкой индуктивности при комнатной температуре в диапазоне частот 30...110 МГц с амплитудой переменного поля порядка 1мЭ. На рис.1 показаны диэлектрические спектры в интервале частот (частотные зависимости диэлектрической проницаемости) для плёнок 801, 803 серий. Малые значения диэлектрической проницаемости характерны для металл-диэлектрической плёнки 803 серии с большей проводимостью диэлектрической фазы CaF_2 , чем для фазы Al_2O_3 (801 серия). Это соответствует большему вкладу колебаний свободных электронов. Из рис.1 видно, что проницаемость уменьшается с ростом частоты для различной концентрации металлической фазы x . Такое поведение можно объяснить релаксацией поляризации диэлектрика при повышении частоты. Возможно, это связано с уменьшением электрических полей в диэлектриках на этих частотах, из-за наличия окружающих их металлических гранул. Значения ϵ_{nl} для разных концентраций на фиксированных частотах определяются относительным объёмом диэлектрика и должна уменьшаться при увеличении x (или увеличении номера плёнки). Наблюдаемые максимумы на рис.2 соответствуют такому расположению

диэлектрических гранул между металлическими гранулами, которое соответствует оптимальным колебаниям дипольных моментов в диэлектрике.

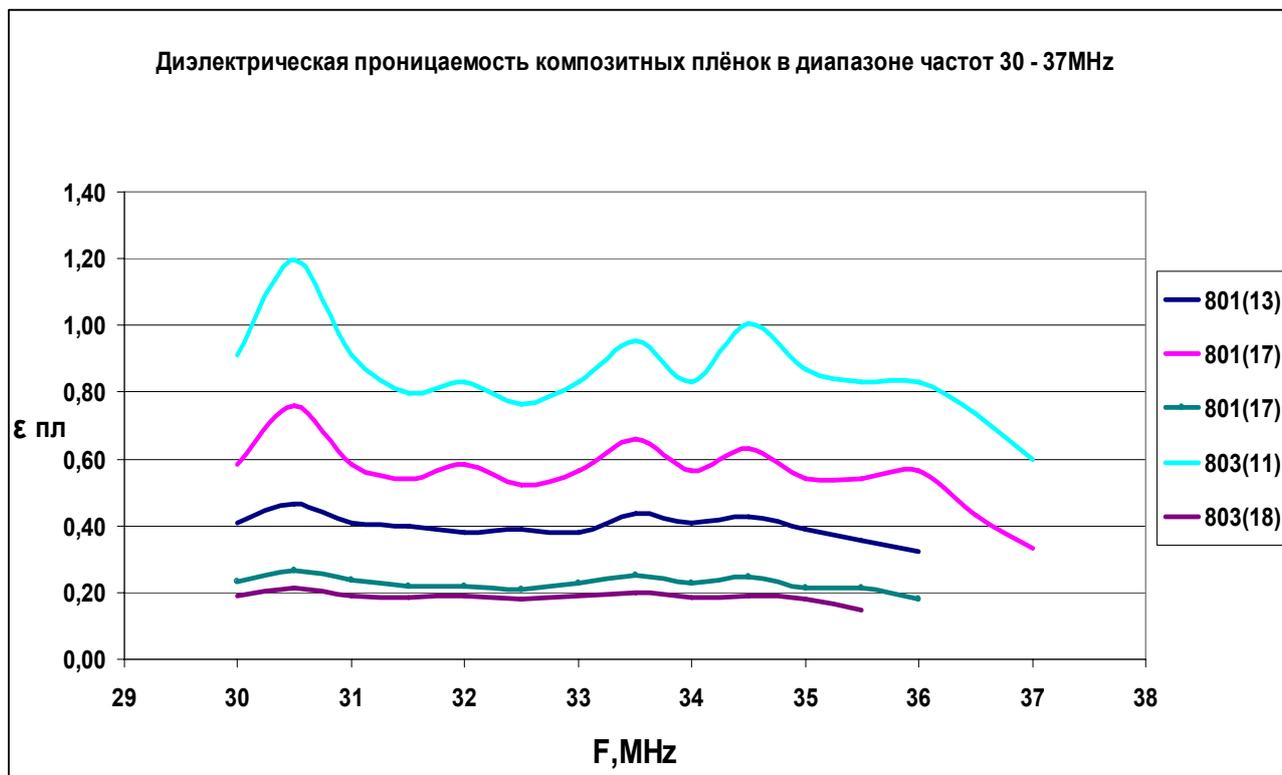


Рис. 1

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

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Ю.Е., Котов Л.Н., Петрунёв С.Н., Ситников А.В. Особенности отражения СВЧ волн от гранулированных плёнок // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69, № 8. С. 1195-1199.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИОНОСФЕРНЫМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Студент: Д.И. Соснин (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В работе исследуется задача возбуждения приземного волновода электрическими и магнитными диполями различной ориентации, моделирующими антенны. Используется модель сферического анизотропного нерегулярного волновода (неоднородного по радиальной координате и регулярного по угловым). Численными методами анализируются зависимости модулей компонент векторов напряженностей электрического и магнитного полей от условий распространения, характеристик возбуждающих диполей, высоты их расположения над поверхностью Земли (в диапазоне 50...500 км), широты (10...80 градусов) и частоты колебаний электромагнитного поля (0,5...5 кГц).

Решение данной проблемы с помощью обобщенных теорем взаимности сводится к определению электромагнитных полей в ионосфере, возбуждаемых диполями, расположенными вблизи поверхности Земли. Последняя задача с помощью приближенного разделения переменных в уравнениях Максвелла для ионосферы приводит к ряду волноводных задач (корреспондирующие пункты расположены в полости волновода) для различных диполей с последующим интегрированием уравнений Максвелла для анизотропной среды с заданным направлением вектора геомагнитного поля. Граничные условия для данных задач задаются импедансом на поверхности Земли и адмиттансом для верхней стенки волновода Земля-ионосфера.

В качестве иллюстрации были рассмотрены дневная и ночная международные модели ионосферы IRI, характеризующиеся профилями электронной концентрации

и эффективных частот соударений электронов с нейтральными частицами и ионами. Геомагнитное поле соответствует средним широтам северного полушария.

Полученные результаты рассматриваются отдельно в двух областях ионосферы - для нижней части ионосферного слоя, соответствующей высотам $H = 50 \dots 100$ км днем или $80 \dots 200$ км ночью, и для той части ионосферного слоя, где применима квазипродольная аппроксимация, $H = 100 \dots 500$ км днем или $200 \dots 500$ км ночью.

С высот, больших 85 км для дня или 110 км для ночи, отмечается равенство значений модулей радиальной компоненты полей для горизонтально ориентированных диполей (по ортам θ и φ) обоих типов с точностью до 0,01%. Тем самым поля горизонтальных диполей (как электрического, так и магнитного) не зависят от их ориентации.

Для оценки эффективности возбуждения волновода различным образом ориентированными излучателями (с точки зрения создаваемых ими на поверхности

Земли полей) введем следующие отношения: $R_m = \frac{|E_r^{m\theta}|}{|E_r^{mr}|}$.

Значения отношений достигают максимумов (от 200 до 300 отн.ед.) на высотах около 250...300 км. Сравнение результатов для различных широт показало, что эффективность для магнитного диполя определяется значением модуля продольной компоненты геомагнитного поля и концентрацией электронов. Тогда как для электрического диполя – только отношением продольной и поперечной составляющей геомагнитного поля.

Научный руководитель: к.ф-м.н., доцент Рыбачек С.Т.

ПЕЛЕНГАЦИЯ НА ОСНОВЕ МЕТОДА СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА MUSIC

Аспирант: И.А. Сухов (кафедра радиофизики, СПбГПУ)

Изначально метод MUSIC создавался для определения синусоидальных составляющих в дискретном сигнале, однако этот алгоритм применим и для определения пространственного спектра для произвольной антенной решётки. В данной работе алгоритм MUSIC применён к эквидистантной кольцевой антенной решётке.

Для реализации алгоритма MUSIC необходимо измерить разности фаз на антенных элементах, составить автокорреляционную матрицу, найти её собственные вектора и собственные числа. Затем, разделить собственные вектора на шумовые и сигнальные с помощью критерия Акайке [1] и составить из них матрицы Q_{noise} и Q_{signal} соответственно. На последнем этапе необходимо найти локальные максимумы в пространственном спектре $P_{MUSIC}(\vartheta)$ по формуле (1), это и будут оценки углов падения сигналов на антенную решётку.

$$P_{MUSIC}(\vartheta) = \frac{1}{A_n^H(\vartheta) Q_{noise} Q_{noise}^H A_n(\vartheta)}, \quad (1)$$

где H – эрмитово сопряжение; $A_n(\vartheta)$ – управляющий вектор ($n = 0 \dots N - 1$), для кольцевой решётки определяется по формуле 2:

$$A_n(\vartheta) = \exp\left(i\pi D \cos\left(\frac{2\pi n}{N} - \vartheta\right)\right). \quad (2)$$

Управляющий вектор учитывает геометрию антенной решётки диаметром D в длинах волн и определяет ожидаемую фазу волнового фронта, падающего с текущего угла θ , на n -том элементе антенной решётки из N .

Для проверки работоспособности пеленгатора на основе метода MUSIC был проведён эксперимент, схема приведена на рис. 1а. Для этой цели была выбрана четырёхэлементная кольцевая антенная решётка. В качестве облучающей антенны и элементов антенной решётки использованы полуволновые шунтовые вибраторы длиной 46 мм. Измерения проводились на частоте 1.3 ГГц. Расстояние между кольцевой антенной решёткой и облучающей антенной 1,5 метра. Для измерений

был применён анализатор спектра FSH-6 фирмы Rohde&Schwarz. Анализатор спектра использовался в режиме трекинг генератора, суть этого режима состоит в следующем: на выходе прибора формируется тестовый сигнал заданной частоты и при поступлении этого сигнала на вход прибора измеряется коэффициент передачи по уровню и задержка по фазе. При проведении опыта поочерёдно каждый элемент кольцевой антенной решётки подключался к входу анализатора спектра, а остальные элементы при этом были нагружены на согласованные нагрузки 50 Ом. Для каждого элемента было получено $K = 15$ отсчётов измерения фазы падающей волны относительно облучающей антенны. После проведения описанных выше действий была получена матрица размерами 4×15 ($N \times K$). Данная матрица была обработана по методу MUSIC и в результате получен пространственный спектр (рис. 1б). Максимальное значение пространственного спектра достигается при угле 121 градус, при истинном пеленге 120 градусов. Следует отметить, что истинный пеленг был определён так же с некоторой погрешностью.

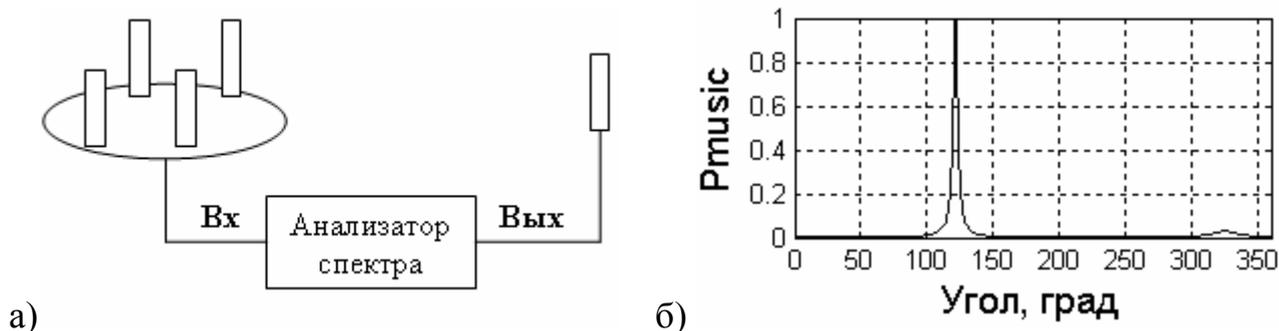


Рис. 1. Схема эксперимента и зависимость среднеквадратического отклонения (СКО) от базы пеленгатора (а) и пространственный спектр P_{MUSIC} (б).

Руководители: А.В. Харитонов нач. сектора ФГУП НИИ «Вектор»
В.П. Акимов д.ф.-м.н., проф.

ЛИТЕРАТУРА

1. Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. Пер. с англ. М. Мир 1990г. 584 с.

РЕШЕНИЕ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ДВУХЧАСТОТНОЙ ФУНКЦИИ КОГЕРЕНТНОСТИ МЕТОДОМ ВОЗМУЩЕНИЙ

Студент: П.К. Токмачев (7 курс, кафедра радиопизики, СПбГУ)

Для изучения стохастических искажений сигнала необходимо решать задачу о транссионсферном распространении радиоволн в среде с флуктуациями. Наличие случайных неоднородностей приводит к тому, что сигнал, прошедший через них испытывает флуктуации некоторых своих параметров, в частности флуктуации амплитуды и фазы сигнала, следствием этого является падение точности позиционирования. В данной работе исследуются статистические свойства сигналов прошедших через ионосферу, более конкретно, двухчастотная двухпозиционная функция когерентности поля.

В данной работе рассмотрено решение параболического уравнения для двухчастотной функции когерентности

$$\frac{\partial \Gamma_1}{\partial z} + \frac{ik_d}{2k_1k_2} \nabla_d^2 \Gamma_1 + \frac{k_1k_2}{8} D_\varepsilon \Gamma_1 = 0 \quad (1)$$

Здесь Γ_1 – функция когерентности, k_1 и k_2 – волновые числа, соответствующие частотам f_1 и f_2 , $k_d = k_1 - k_2$ разность волновых чисел, $D_\varepsilon(\rho)$ – структурная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости среды

$$D_\varepsilon(\rho) = 2 [A_\varepsilon(0) - A_\varepsilon(\rho)], \quad (2)$$

где $A_\varepsilon(\rho)$ – это функция корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости среды.

Уравнение (1) есть уравнение в частных производных и в общем случае не имеет аналитического решения, поэтому для его решения в работе применен метод возмущений по малому безразмерному параметру k_d/k_o , где $k_o = (k_1 + k_2)/2$.

Решение будем искать в виде

$$\Gamma_1 = \Gamma_o \exp[\Psi_1 + \Psi_2 + \dots], \quad (3)$$

где $\Gamma_o = \exp\left(-\frac{k_1 k_2}{8} \int_0^z D_\varepsilon(\rho, z) dz'\right)$, а для членов ряда теории возмущений $\Psi_1 + \Psi_2 + \dots$

может быть выписана рекуррентная система уравнений, решения которой могут быть получены в явном виде. Так, например, для члена первого порядка решение имеет вид:

$$\Psi_1 = -i \frac{k_d}{2(k_1 k_2)} \int_0^z \frac{1}{\Gamma_o} \frac{\partial^2 \Gamma_o}{\partial \rho^2} dz'. \quad (4)$$

Существуют различные модели структурных функций. Для квадратичной модели вида $D_\varepsilon(\rho) = 2\sqrt{\pi} \sigma_\varepsilon^2 \rho^2$ уравнение (1) имеет точное решение [2] и используется в работе для проверки приближенного метода. Результаты расчетов для условий, соответствующих реалистическому транссионсферному распространению показывают, что учет членов ряда до третьего порядка дает хорошее совпадение точного и приближенного решений.

К настоящему времени можно считать надежно установленным тот факт, что спектр ионосферной турбулентности может быть описан степенным законом с внешним и внутренним масштабами турбулентности [1].

$$B_\varepsilon = \frac{\sigma_N^2}{(\kappa_0 r_0)^{(p-3)/2} K_{(p-3)/2}(\kappa_0 r_0)} \left(\kappa_0 \sqrt{\rho^2 + r_0^2}\right)^{(p-3)/2} K_{(p-3)/2}\left(\kappa_0 \sqrt{\rho^2 + r_0^2}\right), \quad (5)$$

где σ_N^2 – это дисперсия относительных флуктуаций электронной плотности, p – спектральный индекс, который в случае развитой трехмерной турбулентности равен 11/3, ρ – поперечная координата, r_0 – внутренний масштаб неоднородностей, K_ν – функция Макдональда, $l_\varepsilon = 2\pi/\kappa_0$ – внешний масштаб неоднородностей.

В качестве модели фоновой электронной концентрации ионосферы будем использовать аналитическую формулу известную, как слой Чепмена

$$N = N_m \exp\left\{\frac{1}{2}[1 - y - \exp(-y)]\right\} \quad (6)$$

$$y = (-z + h_n - z_m) / H_m,$$

где z – координата вдоль направления распространения, z_m – высота максимума электронной концентрации, H_m – параметр, определяющий толщину слоя, h_n – высота, соответствующая $z = 0$.

Проведены расчеты двухчастотной функции когерентности для разных моделей структурных функций. Как показали оценки, проведённые при условиях, типичных для трансionoсферного распространения, сходимость метода высока и позволяет в большинстве случаев ограничиться для расчётов двухчастотной двухпозиционной функции когерентности поля при частотах порядка 1 гигагерца и выше двумя первыми приближениями ряда теории возмущений. Результаты расчетов представлены в виде зависимости функции когерентности от разности частот и от поперечной пространственной координаты.

Руководитель: В. Э. Герм, доцент к.ф.-м.н., СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Е Гундзе, ЛЮ Чжаохань, Мерцания радиоволн в ионосфере, ТИИЭР, Т. 70, №4, апрель 1982.
2. Sreenivasiah I., Ishumaru A., Hong S. T. Two-frequency mutual coherence function and pulse propagation in a random medium: An analytic solution to the plane wave case, Radio Science. 1976. V.11. P. 775-778.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ СВЕРХКОРОТКОГО РАДИОИМПУЛЬСА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПО МЕЖПЛАНЕТНОЙ ТРАССЕ

Студент: И.Е. Толкачев (5 курс, факультет РТС, МИРЭА)

В докладе представлены результаты анализа дисперсионных искажений сверхкороткого радиоимпульса (СКИ), распространяющегося по межпланетной трассе Земля-Венера. Искажения описываются на основе общего решения задачи, изложенного в [1].

Модель СКИ принята в виде отрезка синусоиды:

$$E(t/t_n) = A_o \cdot \sin\left(2\pi N \frac{t}{t_n}\right), \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля; t – время; t_n – длительность импульса; N – число периодов колебаний поля в пределах интервала t_n . Формуле (1) соответствуют период колебаний $T = t_n / N$ и частота колебаний $f' = 1 / T$.

При распространении в плазменной среде СКИ претерпевает дисперсионные искажения, уровень и характер которых определяются как параметрами среды, так и параметрами самого СКИ. Один из таких параметров – полная электронная концентрация трассы.

$$TEC = \int_z N_e(z) dz, \quad (2)$$

где $N_e(z)$ – электронная концентрация и Z – длина трассы. При анализе брались такие величины TEC , найденные при условии, что электронная концентрация в интервале гелиоцентрических расстояний r от Земли (R_E) до Венеры (R_V) описывается выражением:

$$N_e(r) = 16(R_V / r)^2, \text{ см}^{-3}. \quad (3)$$

На рис.1 приведены примеры деформации СКИ при $f' = 10$ МГц; $N = 2$ и $TEC = 5,333 \times 10^{17} \text{ м}^{-2}$ (а) и $7,976 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$ (б). Искажения импульса проявляются в его растяжении по временной оси, а также в изменениях положения на ней максимумов и перетяжек поля.

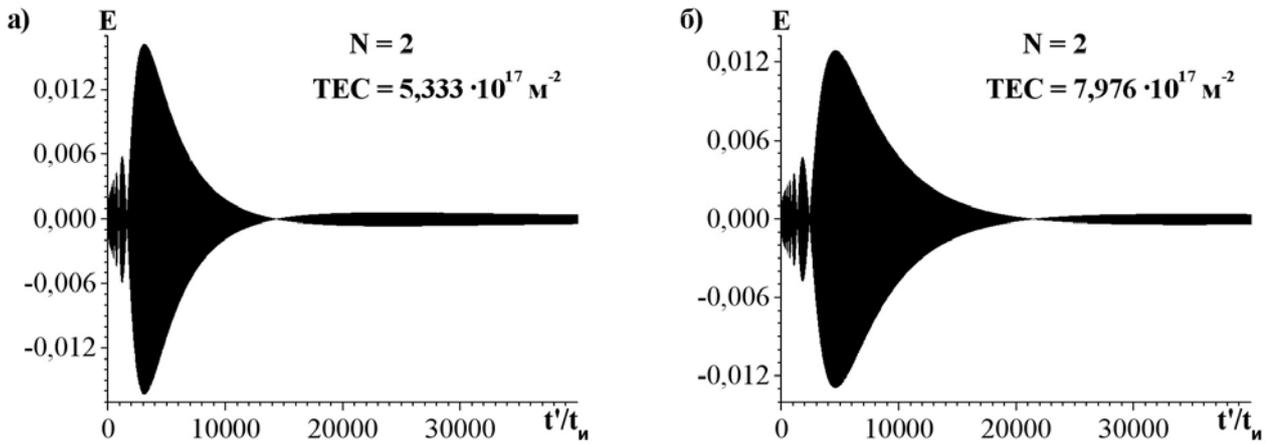


Рис.1. Дисперсионные искажения СКИ на межпланетной трассе ($t' = t - z / c$).

Рис.2 иллюстрирует влияние параметра N на характер дисперсионных искажений СКИ ($f' = 10$ МГц). Им, в частности, определяется число перетяжек поля, формирующихся вслед за прохождением самого высокого максимума поля.

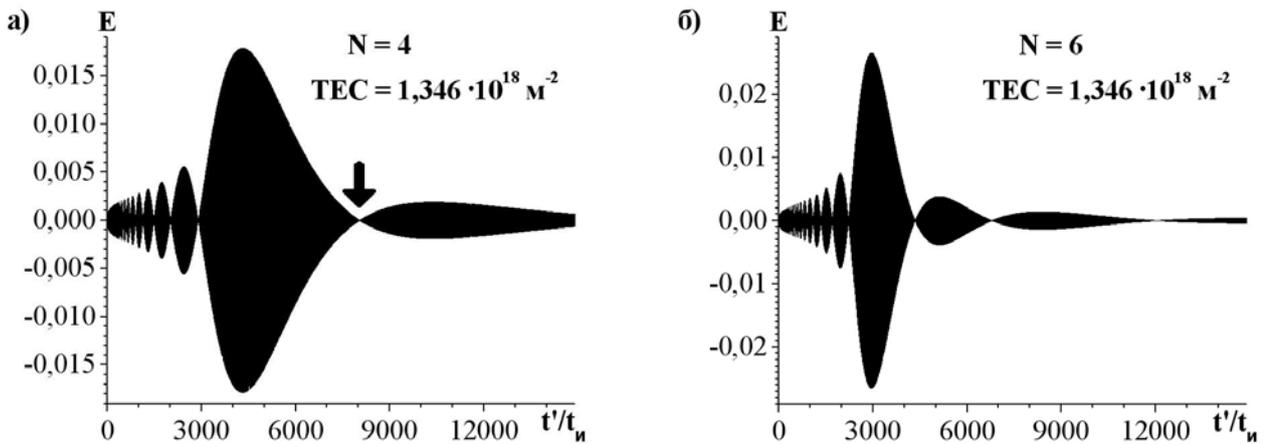


Рис.2. Влияние параметра N на дисперсионные искажения СКИ на межпланетной трассе.

На рис.3 в крупном масштабе изображен фрагмент рис.2а, отмеченный стрелкой. Можно видеть, что напряженность поля претерпевает осцилляции вблизи нулевого уровня. Аналогичным образом электрическое поле E осциллирует в пределах любого иного фрагмента кривых, изображенных на предыдущих рисунках, при рассмотрении их в более крупном масштабе. Детальный анализ осцилляций показывает, что их частота с большой точностью описывается выражением:

$$\nu(t') = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\delta}{t'}} \quad (4)$$

где $\delta = (31,81 \cdot 10^2 \text{ TEC}) / (2c)$.

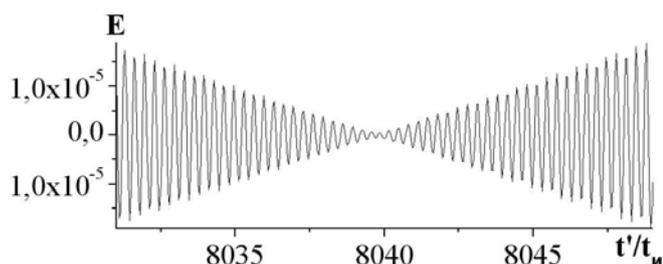


Рис.3. Фрагмент деформированного сверхкороткого радиоимпульса.

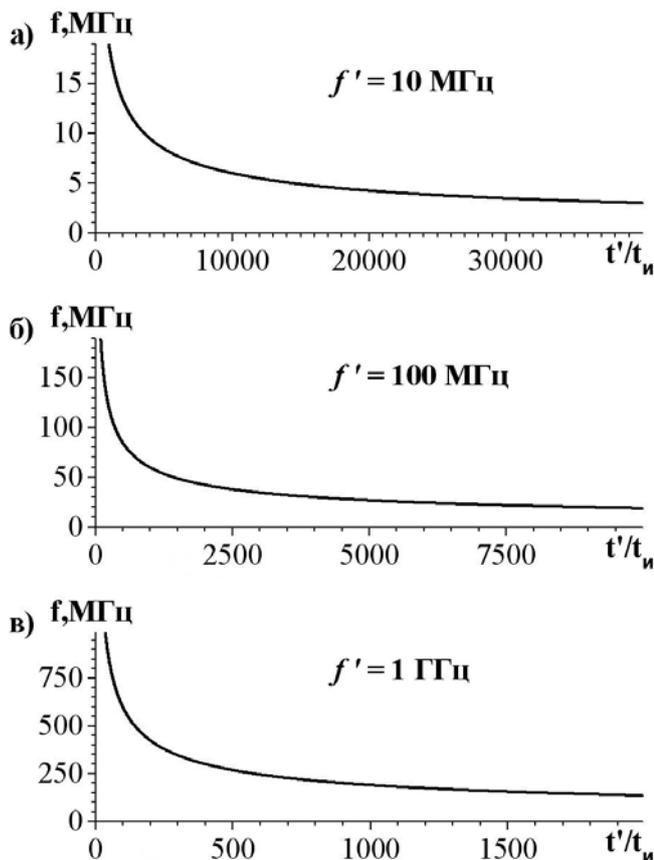


Рис.4. Эволюция мгновенной частоты деформированного сверхкороткого радиоимпульса.

На рис.4 изображена эволюция мгновенной частоты СКИ при $f' = 10$ МГц (а), 100 МГц (б) и 1 ГГц (в) ($TEC = 5,333 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$; $N = 2$).

Кривые рис.4 показывают, в частности, что деформацию СКИ можно рассматривать как процесс перераспределения гармоник, формирующих излучаемый импульс, в соответствии с частотной зависимостью скорости их распространения в плазменной среде. Отставание гармоник с меньшими частотами постепенно увеличивается, что и объясняет сильное растяжение импульса во времени. Отсюда следует также уменьшение уровня дисперсионных искажений СКИ с ростом частоты f' и при прочих равных условиях.

Руководитель: заведующий лабораторией, проф., д.ф.-м.н. Стрелков Г.М., ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Ю.В., Стрелков Г.М. Распространение сверхширокополосного радиоимпульса в холодной плазме. //Докл. РАН. 2006. 408. № 6. С.754-757.

СИММЕТРИЧНОЕ ПИТАНИЕ ПЕЧАТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ОИС СВЧ

Аспирант: И.А. Усатова (1 год, кафедра ЭКП, СПбГУТ)

С ростом частот радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) требуется широкое использование гибридно-интегральных схем (ГИС) СВЧ. Большой интерес среди различных устройств ГИС вызывают печатные антенны. Основные преимущества печатных антенн: малые габариты и масса, технологичность и конформность.

Преыдущие работы в этом направлении доказали возможность интеграции в гибридно-интегральные схемы СВЧ антенны с симметричным питанием от копланарного волновода (КВ) на примере круглого щелевого излучателя. Положительные результаты эксперимента определили и дальнейший ход работ: была исследована модернизированная конструкция копланарно-щелевой антенны (КЩА) с металлизированной подложкой под излучателем и питающим волноводом (рис.1).

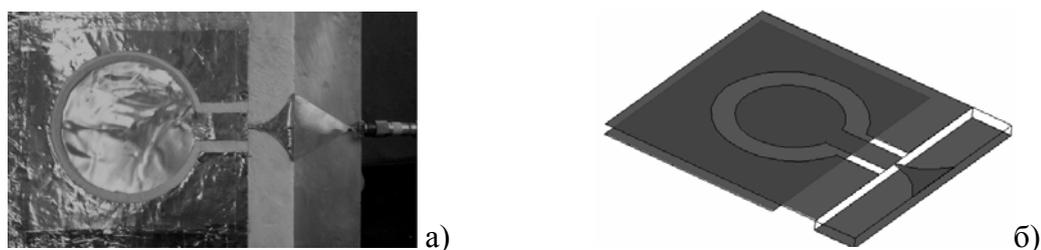


Рис.1. Копланарно-щелевая антенна с симметрирующим переходом:
макет (а), электродинамическая модель (б)

Компьютерное моделирование и экспериментальное исследование КЩА показали возможность использования копланарного волновода для симметричного питания печатной антенны (рис.2) и наличие ортогонального плоскости антенны излучения (рис.3).

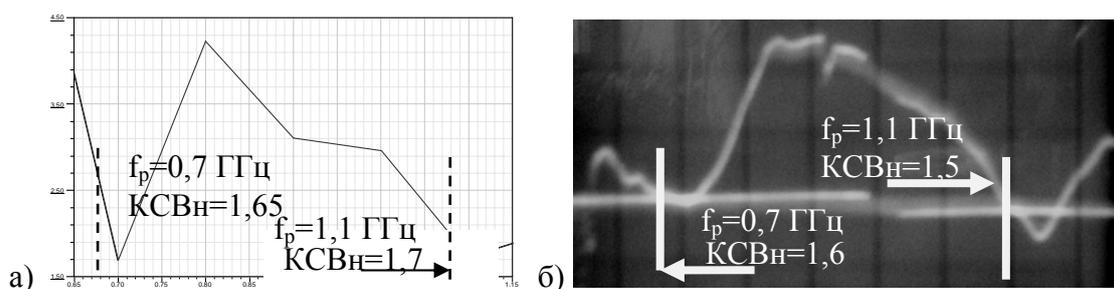


Рис.2. Расчётный (а) и экспериментальный (б) графики КСВн КЩА

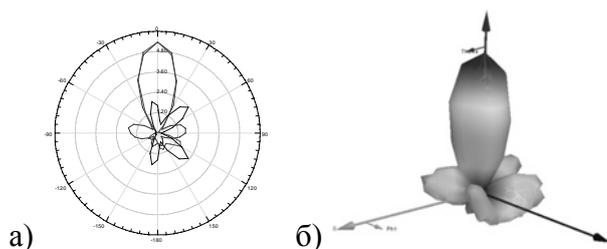


Рис.3 Диаграмма направленности КЩА в 2D (а) и 3D (б) плоскости

Класс печатных антенн не очень широк (прямоугольные, дисковые полосковые, спиральные, щелевые), поэтому и встаёт вопрос об универсальном симметричном питании и других печатных антенн в составе ГИС.

Нами была предпринята попытка решения обоих вопросов путём поиска симметризирующего питающего устройства, которое могло бы одновременно и передавать энергию из одного слоя в другой, и согласовывать предложенные типы антенн (кольцевая щелевая, прямоугольная, дисковая, спиральная).

Принцип многослойной ГИС (ОИС) даёт возможность конструктивно вынести печатные излучатели на общую панель, представляющую собой крайние слои диэлектрика. Диэлектрическая подложка должна быть металлизирована с нижней стороны для изоляции других функциональных слоёв от воздействия излучателя. При выборе межслойного перехода основные принципы следующие: симметричность питания, отсутствие перемычек и металлизированных отверстий (трудоёмкость монтажа), минимизация габаритов перехода, минимизация потерь при переходе, соотношение ширины рабочей полосы частот перехода и самого излучателя. Основной линией передачи в многослойной ГИС СВЧ является полосковая линия (ПЛ). Исходя из этого, считаем, что энергию из нижнего слоя ОИС к антенне, расположенной в верхнем слое, подводит ПЛ.

В общем случае существует три основных вида межслойных переходов: сверхширокополосные (обычно переход с непосредственным гальваническим контактом – полоса частот до нескольких октав), широкополосные (в основном шлейфные – полоса частот до октавы), узкополосные (резонансные переходы, как правило, щелевые, – полоса частот в единицы процентов). Наиболее подходящими для решения поставленной задачи являются широкополосные переходы: без гальванического контакта и с приемлемым соотношением рабочей полосы частот перехода и излучателя. С точки зрения симметрии питания антенны для использования в межслойных переходах подходят СЦЛ, СПЛ и КВ. Согласование подобных устройств возможно различными способами. С учётом этих соображений предлагается использовать межслойные переходы для рассматриваемых излучателей в составе ОИС (рис.4).

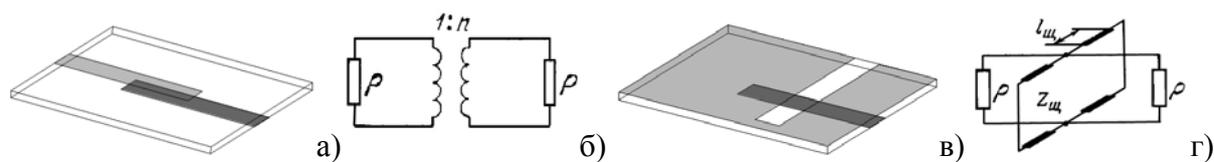


Рис.4 Межслойные переходы НПЛ-ПЛ (а) и СЦЛ-ПЛ (в), их эквивалентные схемы (б,г)

Способы симметричного питания на этих переходах представлены на рис.5.

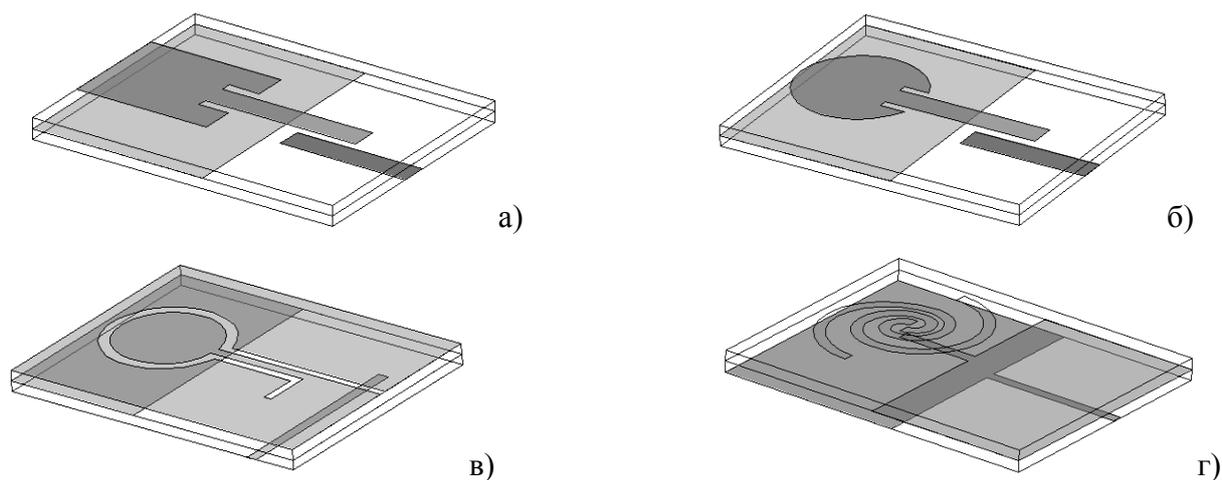


Рис.5 Симметричное питание прямоугольной (а), дисковой (б), кольцевой щелевой (в) и спиральной (г) антенн в составе ОИС СВЧ

У дискового и прямоугольного излучателей (рис.5 а, б) в месте подключения ПЛ вдоль питающей линии вырезаны две симметрирующие щели. Питание кольцевого щелевого излучателя в первом слое осуществляется при помощи перехода КВ-СЦЛ (рис.5 в). Питание спиральной печатной антенны определяется положением ПЛ между излучателем и нижним слоем с СПЛ.

Таким образом, в работе обоснована возможность интеграции различных печатных антенны в ГИС СВЧ; предложены способы симметричного питания используемых печатных антенн (прямоугольная, дисковая, спиральная, щелевая кольцевая) в составе многослойных ГИС СВЧ; выбраны наиболее подходящие типы межслойных переходов и на их основе предложены конструкции устройств симметричного питания рассматриваемых антенн. Дальнейшее исследование предполагает электродинамическое моделирование предложенных устройств и исследование их характеристик. Исследование может быть полезно при конструировании антенных систем, требующих интеграции в ГИС (ОИС) СВЧ.

Руководитель: Э.Ю. Седышев, с.н.с., к.т.н., рук. ОНИЛ СВЧ ГУТ

ЛИТЕРАТУРА

1. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. антенны. Учебник для студентов радиотехнических специальностей вузов. Изд. 2-е, перераб. И доп. М., «Энергия», 1975.
2. Гвоздев В.И., Нефёдов Е.И. Объемные интегральные схемы СВЧ. М. Изд. «Наука» Главная редакция физ.–мат. литературы, 1985.
3. Усатова И.А., Седышев Э.Ю., Ланда А.Э. Печатная копланарно-щелевая антенна (КЩА).//Тезисы научно-технического семинара «Инновационные разработки в технике и электронике СВЧ»//Изд.СПбГЭТУ «ЛЭТИ»,СПб,2010.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК

Студент: А.А. Уткин (5 курс, КРЭ, СыктГУ),

Аспирант: Д.В. Киселёв (1 год, КРЭ, СыктГУ)

Прогресс в микро и нанoeлектронике, связанный с развитием тонкопленочных технологий, требует расширения исследований электродинамических свойств плёнок с различной структурой в различных диапазонах частот. Большой интерес к таким исследованиям вызван тем, что для них может наблюдаться аномальный характер отражения и поглощения композитными плёнками, например, при изменении частоты. Исследованию электродинамических свойств сантиметрового диапазона, для которого длина волны значительно превышает толщину плёнок и размер структурных неоднородностей, уделено значительно меньше внимания. Тем не менее, именно в этой области лежит интерес применения композитных пленок в разнообразных СВЧ устройствах обработки, передачи и приёма информации. Поэтому необходимо исследовать СВЧ поглощающие свойства пленок в зависимости от их толщины и концентрации металлической фазы.

Исследуемые плёнки были получены с помощью метода ионно-лучевого напыления в атмосфере аргона (серии 801, 803, 804) и с добавкой кислорода (серия 802) на лист из лавсана, размерами $22 \times 28 \text{ см}^2$. В качестве подложки служил лавсан толщиной 0,1 мм, у которой отражение и поглощение примерно было очень малым, что было установлено экспериментально во всём диапазоне частот. Химический состав пленок определялся посредством электронного сканирующего микроскопа JSM-6400, как отношение атомов и компонентов металла и диэлектрика: $(\text{Co}_{45}\text{-Fe}_{45}\text{-Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_y$, - (серия 801); - (серия 802); $(\text{Co}_{45}\text{-Fe}_{45}\text{-Zr}_{10})_x(\text{CaF})_y$, - (серия 803); $(\text{Co}_{45}\text{-Fe}_{45}\text{-Zr}_{10}\text{-O}_a)_x(\text{MgO})_y$ - (804 серия), $0,26 < x < 0,63$, $3 < y < 12$, $y = 21 - 30x$. Ситалловый лист с композитной плёнкой, концентрация x в которой менялась в пределах $0,3 < x < 0,6$, разрезалась сначала на 18 частей (шириной 1,2 см и шириной

22 см, и в соответствии с этим и обозначались исследуемые плёнки: 1 ($x = 0,3$), 18 ($x = 0,6$). По длине (22 см) каждой полоски изменялась толщина плёнки от максимального значения порядка 1 мкм до 0.

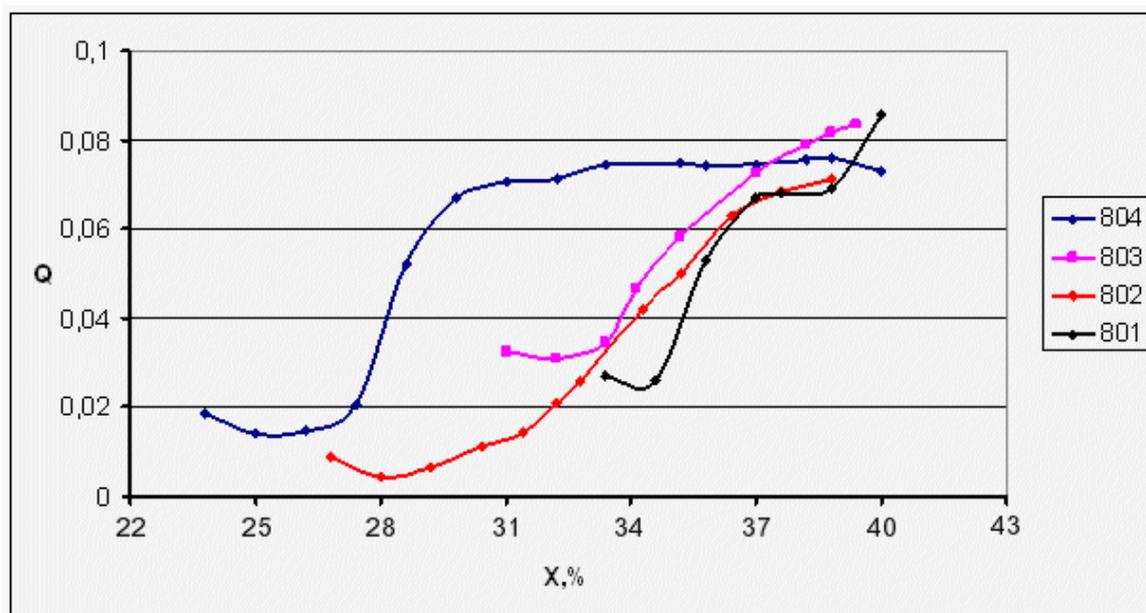


Рис.1. Зависимость коэффициента поглощения от концентрации металлической фазы композитных пленок различных серий на частоте 45 ГГц.

У всех исследуемых пленок с увеличением концентрации металлической фазы x коэффициент поглощения Q возрастает. Это объясняется формулой Джоуля Ленца для средней мощности потерь: $\langle P \rangle = \langle I^2(\omega) \rangle R$; $I(\omega) = dq/dt$, $q = q_0 \cdot \cos \omega t$, где ω – частота поля q_0 – амплитуда заряда, $q_0 \sim x$; $R = \rho l/S$, где $\rho \sim (1/x)$ – удельное электрическое сопротивление плёнки, l , S – длина и площадь поперечного сечения плёнки, Рост коэффициентов поглощения $Q \sim \langle P \rangle \sim \omega^2 \langle x \rangle$ для всех плёнок объясняется наличием множителя x в формуле. Как видно из рис.1, для всех 4 серий плёнок есть область, где наблюдается такая зависимость. Начало роста при определённых x определяется возникновением процесса перколяции или группировки металлических частиц. Наиболее быстрый процесс перколяции возникает для композитной плёнки 804 серии, где в качестве диэлектрика служит. Проводимость MgO на 2 порядков выше, чем проводимость CaF₂, и на 4 порядка выше чем у Al₂O₃. То есть чем выше проводимость диэлектрической фазы, тем раньше начинается процесс перколяции или объединения металлических гранул. Третья область насыщения обусловлена насыщением удельного электрического

сопротивления плёнок в зависимости от x . Наиболее плавная зависимость $Q(x)$ наблюдается для плёнки 802 серии, для которой металлические гранулы в поверхностном слое содержат окислы Fe, Co, Zr. Эти окислы препятствуют объединению металлических гранул в цепочки, что и показывает плавную зависимость $Q(x)$.

На рис.2 показана зависимость коэффициента поглощения от толщины плёнки 801 серии для одной и той же полоски (№=6) с одинаковой концентрацией металлической фазы $x = 0,39$. Коэффициент поглощения прямо пропорционален толщине плёнки. Наличие максимумов связано с изменением толщины плёнки и можно говорить о неоднородности напыления по ширине листа (на одной полоске с постоянной концентрацией). С увеличением толщины пленки коэффициент поглощения увеличивается. Коэффициент поглощения Q достигает максимума значения при некоторой толщине пленки.

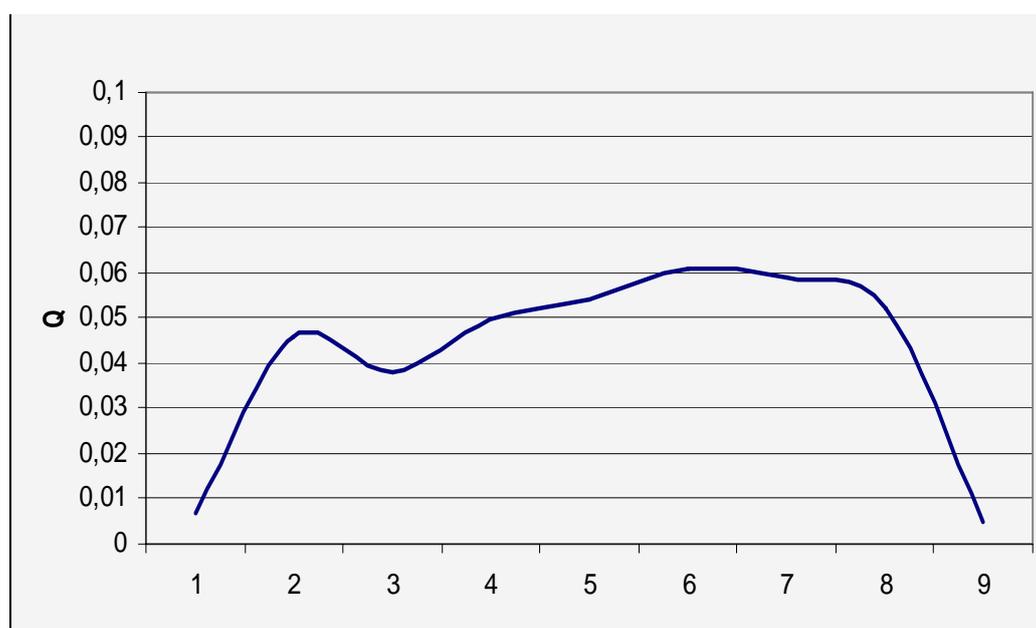


Рис.2. Зависимость коэффициента поглощения от номера плёнки на полоске (от толщины пленки) при концентрации $x = 0,39$ и частоте 50 ГГц

Руководитель: д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники, СыктГУ — Котов Леонид Нафанаилович

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

АНАЛИЗ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ РАДИОСВЯЗИ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО МОНИТОРИНГА ПОДВИЖНОГО СОСТАВА

Аспирант: Д.Д. Федоров (1 год, кафедра РТиРС, ВлГУ)

Развитие цифровых сетей железнодорожной технологической радиосвязи прежде всего направлено на совершенствование технологии процесса перевозок. Но кроме этой задачи можно использовать указанные средства передачи данных и для дистанционного мониторинга подвижного состава. При разработке систем дистанционного мониторинга подвижного состава необходимо провести анализ возможных способов передачи собранной в теле локомотива информации на стационарные пункты контроля при движении поезда. Помимо вышеуказанного необходимо уделить особое внимание специфическим особенностям применения цифровых систем радиосвязи в технологических процессах железнодорожного транспорта.

Как следует из поставленной задачи, речь идет о практическом применении беспроводных сетей передачи данных [1, 2]. Рассмотрим возможности использования систем, уже применяемых в ОАО «РЖД» стандартов.

В качестве основной системы радиосвязи для системы дистанционного мониторинга на станциях целесообразно использовать системы стандарта TETRA. Это обусловлено следующими обстоятельствами:

- наличием у ОАО «РЖД» разрешения на соответствующий частотный ресурс для этой системы;
- ограниченность частотного ресурса у основного конкурента – GSM – R для крупных железнодорожных узлов;
- значительная зона радиопокрытия (расчеты показывают, что две базовые радиостанции практически перекрывают зону крупной сортировочной станции и прилегающие перегоны).

При выборе типа применяемой аппаратуры целесообразно ориентироваться на сравнительно небольшие системы связи, состоящие из двух – трех базовых радиостанций с количеством частотных каналов не более четырех. Эти каналы предназначаются для передачи данных и обеспечивают взаимодействие базовых радиостанций нескольких систем радиосвязи от общего коммутационного оборудования.

Применение систем стандарта TETRA позволит организовать непрерывный канал связи с каждым локомотивом в дуплексном режиме в определенные промежутки времени. Основная проблема при этом в высокой стоимости оборудования. Исходя из этого, целесообразно применять систему стандарта TETRA преимущественно на крупных станциях (протяженностью свыше 5 км) и при достаточно интенсивном потоке подлежащих мониторингу локомотивов.

На средних и малых станциях для систем дистанционного мониторинга подвижного состава следует применять более приемлемые по стоимости системы стандартов Wi – Fi и DECT. Определенный опыт реализации этих систем уже получен на станциях Инская Западно – Сибирской дороги и Солнечная Московской дороги.

Система Wi – Fi внедренная на станции Солнечная предназначена для организации канала передачи данных для управления маневровыми локомотивами. Максимальная скорость передачи данных до 20 Мбит/с, средняя – 5 Мбит/с. Сложность реализации таких систем связана с малым радиусом действия точек радиодоступа – около 250 – 300 м и, как следствие большим их количеством. Например, для покрытия сравнительно небольшой станции Солнечная потребовалось 8 точек радиодоступа. Для крупной же сортировочной станции может потребоваться установка более 30 радиостанций, что усложняет организацию гарантированного электроснабжения и эксплуатацию устройств.

Другим сравнительно недорогим по стоимости аппаратуры стандартом является DECT. Его применение дает возможность организовать около 120 каналов со скоростью передачи до 64 Кбит/с, что вполне обеспечивает поставленные требования к системе дистанционного мониторинга подвижного состава. Сложность применения высокочастотных систем радиодоступа (диапазон 2 ГГц) связана в условиях боль-

шого количества металлоконструкций на станциях со значительными флюктуациями уровня радиосигнала, наличием зон потери канала связи. Экспериментальные исследования на станции Солнечная показали, что вероятность потери пакетов информации в системе $Wi - Fi$ достигает 5%.

В этой связи возможно рассмотрение варианта с организацией параллельного дублирующего радиоканала в диапазоне 160 МГц, который, обладая существенно меньшей информационной скоростью передачи данных, будет обеспечивать передачу наиболее ответственных команд на маневровые локомотивы, резервируя канал передачи данных на основе $Wi - Fi$ или DECT в затененных точках станции, где вероятность подавления информации максимальна.

Таким образом, для решения стоящих перед отраслью задач, направленных на создание информационно – управляющих систем динамического мониторинга локомотивного состава, основанного на обмене данными с подвижными объектами железнодорожного транспорта, целесообразно использовать практически все стандартизованные цифровые системы радиосвязи, используемые ОАО «РЖД». Применение систем разных стандартов обеспечит высокую электромагнитную совместимость сетей связи, выполнение функциональных требований по передаче информации и тиражируемость принятых решений.

Научный руководитель: д.т.н., профессор, декан ФРЭМТ ВлГУ А.Г. Самойлов

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеев М.А. Информационные и телекоммуникационные ресурсы, используемые при создании Единой государственной информационной системы обеспечения транспортной безопасности // Сб. материалов НТК «Неделя науки». – М.: МИИТ. – 2008. – С.32.
2. Горелов Г.В., Ромашкова О.А., Петров А.А. и др. Современные телекоммуникационные технологии. Моделирование. – М.: МИИТ. – 2009. – 161с. – ISBN 978-5-7876-0174-9.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОМ ОТРАЖЕНИЯ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ ОТ ПЬЗОСЛОЯ

Студент: С.И. Царапкин (5 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Рассматривается нормальное падение плоской волны давления $p_0 \exp(i\omega t - ik_1 x_3)$ из среды 1 с волновым сопротивлением $\rho_1 c_1$ на пьезослой (ПС) толщины b с волновым сопротивлением $\rho_2 c_2$. Пьезослой нагружен на параллельное

соединение резистора, емкости и индуктивности, так что $Z_H = \left(\frac{1}{R_H} + i\omega C + \frac{1}{i\omega L} \right)^{-1}$.

С учетом отражения от пьезослоя давление в среде 1 запишется в виде: $p = p_0 e^{i\omega t} (e^{-ik_1 x_3} + R \cdot e^{ik_1 x_3})$. Здесь R - коэффициент отражения. Задача рассматривается в одномерном приближении. Исходными для ее решения являются:

$$\frac{d^2 u_3}{dx_3^2} + k_2^2 u_3(x_3) = 0 \text{ - уравнение для смещения частиц в пьезослое, } T_3 = c_{33}^D \frac{du_3}{dx_3} - h_{33} D_3,$$

$$E_3 = -h_{33} \frac{du_3}{dx_3} + \beta_{33}^e D_3 \text{ - уравнения пьезоэффекта, } u_3^{(1)}(0) = u_3^{(2)}(0), \quad T_3^{(1)}(0) = T_3^{(2)}(0) \text{ -}$$

условия непрерывности смещений и механических напряжений на лицевой грани

$$\text{пьезослоя, } T_3(b) = -\frac{i\omega Z}{S} u_3(b) \text{ - граничное условие импедансного типа на тыльной}$$

его стороне. Здесь E_3 - напряженность электрического поля, T_3 - механическое

напряжение, u_3 - амплитуда смещения частиц в пьезослое, c_{33}^D - модуль упругости,

h_{33} - пьезомодуль, β_{33}^e - обратная диэлектрическая проницаемость пьезокерамики

при зажатом образце, S - площадь поперечного сечения пьезопреобразователя,

равная площади электродов, $k_2 = \frac{\omega}{c_2} (1 + i\delta)$ - волновое число в ПС, величина δ

учитывает внутренние потери в пьезослое. Эти уравнения можно записать в виде системы уравнений четырехполюсника

$$-T_3(0)S = A_{11}v + A_{12}I, \quad (1)$$

$$V = A_{12}v + A_{22}I, \quad (2)$$

где коэффициенты A_{ik} определяются соотношениями

$$A_{11} = \frac{c_{33}^D S}{i\omega b} ik_2 b \frac{\tilde{Z} \cos k_2 b + i \sin k_2 b}{\cos k_2 b + i\tilde{Z} \sin k_2 b}, \quad A_{12} = \frac{h_{33}}{i\omega} \left(1 - \frac{1}{\cos k_2 b + i\tilde{Z} \sin k_2 b} \right),$$

$$A_{22} = \frac{b\beta_{33}^e}{i\omega S} \left(1 - \frac{h_{33}^2}{c_{33}^D \beta_{33}^e} \frac{1}{k_2 b} \frac{\sin k_2 b}{\cos k_2 b + i\tilde{Z} \sin k_2 b} \right),$$

v - амплитуда скорости смещения частиц на лицевой грани ПС, I - сила тока между

обкладками, $\tilde{Z} = \frac{Z}{S\rho_2 c_2} = \frac{\rho_3 c_3}{\rho_2 c_2}$ - приведенный импеданс механической нагрузки.

Из уравнений (1), (2) получаем выражение для входного механического импеданса пьезослоя

$$Z_{ex} = \frac{-T_3(0)S}{v(0)} = A_{11} - \frac{A_{12}^2}{A_{22} + Z_n}.$$

Равенство механических напряжений и смещений на границе $x_3 = 0$ приводит к

равенству механических импедансов $Z_{mex}^{(1)} = Z_{mex}^{(2)}$, которое с учетом формул

$p = p_0(1 + R)$, $v = v_0(1 - R)$, $\frac{p_0}{v_0} = \rho_1 c_1$ можно записать в виде уравнения

$$Z_{mex}^{(1)} = \frac{p_0(1 + R)S}{v_0(1 - R)} = Z_{mex}^{(2)} = A_{11} - \frac{A_{12}^2}{A_{22} + Z_n},$$

из которого получаем выражение для коэффициента отражения волны давления

$$R = \frac{Z_{ex} - \rho_1 c_1 S}{Z_{ex} + \rho_1 c_1 S} = \frac{A_{11}(A_{22} + Z_n) - A_{12}^2 - \rho_1 c_1 S(A_{22} + Z_n)}{A_{11}(A_{22} + Z_n) - A_{12}^2 + \rho_1 c_1 S(A_{22} + Z_n)}. \quad (3)$$

Как видно из (3), коэффициент отражения является функцией параметров пьезослоя, частоты и электрического сопротивления Z_n , поэтому выбором этого сопротивления можно управлять коэффициентом отражения, в частности,

обеспечивать акустическое согласование сред ($R = 0$). Приравнивая числитель в формуле (3) к нулю, получаем условие на сопротивление электрической нагрузки, при котором коэффициент отражения $R = 0$

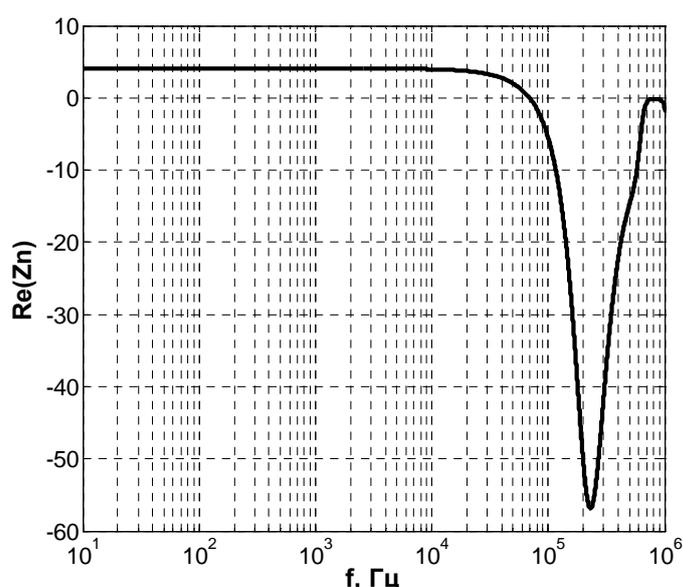
$$Z_n|_{R=0} = -A_{22} + \frac{Z_{12}^2}{Z_{11} - \rho_1 c_1 S}.$$

На рисунке приведена частотная зависимость вещественной части электрического сопротивления, при котором обеспечивается отсутствие отражение от ПС с параметрами

$$h_{33} = 2,1 \cdot 10^9 \frac{H}{Kл}, \beta_{33}^e = 8,9 \cdot 10^7 \frac{M}{\Phi}, c_{33}^D = 1,2 \cdot 10^{11} \frac{H}{M^2},$$

$$\rho_2 = 7,2 \cdot 10^3 \frac{Kг}{M^3}, c_2 = 4120 \frac{M}{c}, S = 2,8 \cdot 10^{-3} M^2, b = 5 \cdot 10^{-3} M,$$

среда 1 - вода, а $\tilde{Z} = 1,58$ (ПС тыльной стороной нагружен на сталь). Как видно, имеются области частот, где $Re Z_n > 0$, то есть области, в которых возможно полное согласование механического входа пьезослоя с внешней средой 1 исключительно путем подбора пассивных элементов электрической нагрузки. Вне этих областей (при $Re Z_n < 0$) для согласования сред необходимо подключение к обкладкам ПС электрического генератора с фазовращателем.



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

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПЛОСКОГО ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ПРИЕМА

Студент: С.И. Царапкин (5 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Чувствительность в случае режима приема определяется как отношение амплитуды электрического сигнала (напряжение на обкладках преобразователя) к амплитуде акустического давления. Динамическим режимом называется режим работы преобразователя, когда длина волны в нем сравнима с толщиной слоя: $\lambda \leq b$. Рассматривается нормальное падение плоской волны давления $p_0 \exp(i\omega t - ik_1 x_3)$ из среды 1 с волновым сопротивлением $\rho_1 c_1$ на пьезослой (ПС) толщины b с волновым сопротивлением $\rho_2 c_2$. ПС нагружен на параллельное соединение резистора, емкости

и индуктивности, так что $Z_H = \left(\frac{1}{R_H} + i\omega C + \frac{1}{i\omega L} \right)^{-1}$. С учетом отражения от пьезослоя давление в среде 1 запишется в виде: $p = p_0 e^{i\omega t} (e^{-ik_1 x_3} + R \cdot e^{ik_1 x_3})$.

Пренебрегая краевыми эффектами (считаем, что размеры пьезослоя по поперечным координатам x_1, x_2 значительно больше длины волны в среде 1), будем рассматривать задачу в одномерном приближении. Исходными для нахождения

выражения для чувствительности являются: $\frac{d^2 u_3}{dx_3^2} + k_2^2 u_3(x_3) = 0$ - уравнение для

смещения частиц в пьезослое, $T_3 = c_{33}^D \frac{du_3}{dx_3} - h_{33} D_3$, $E_3 = -h_{33} \frac{du_3}{dx_3} + \beta_{33}^e D_3$ - уравнения

пьезоэффекта, $u_3^{(1)}(0) = u_3^{(2)}(0)$, $T_3^{(1)}(0) = T_3^{(2)}(0)$ - условия непрерывности смещений и

механических напряжений на лицевой грани пьезослоя, $T_3(b) = -\frac{i\omega Z}{S} u_3(b)$ -

граничное условие импедансного типа на тыльной стороне пьезослоя. Здесь c_{33}^D - модуль упругости, h_{33} - пьезомодуль, β_{33}^e - обратная диэлектрическая

проницаемость пьезокерамики при зажатом образце, S - площадь поперечного сечения пьезопреобразователя, $k_2 = \frac{\omega^2}{c_2^2}(1 + \delta)$ - волновое число в пьезослое, величина δ учитывает внутренние потери в пьезослое. Полученное на основе этих уравнений выражение для чувствительности имеет вид

$$v = \frac{V}{p_0} = \frac{A_{12}Z_n S}{A_{11}(A_{22} + Z_n) - A_{12}^2} (1 + R), \quad (1)$$

где зависящие от частоты, параметров ПС и приведенного импеданса нагрузки

$\tilde{Z} = \frac{Z}{S\rho_2 c_2} = \frac{\rho_3 c_3}{\rho_2 c_2}$ коэффициенты A_{ik} определяются соотношениями

$$A_{11} = \frac{c_{33}^D S}{i\omega b} i k_2 b \frac{\tilde{Z} \cos k_2 b + i \sin k_2 b}{\cos k_2 b + i \tilde{Z} \sin k_2 b}, \quad A_{12} = \frac{h_{33}}{i\omega} \left(1 - \frac{1}{\cos k_2 b + i \tilde{Z} \sin k_2 b} \right),$$

$$A_{22} = \frac{b\beta_{33}^e}{i\omega S} \left(1 - \frac{h_{33}^2}{c_{33}^D \beta_{33}^e} \frac{1}{k_2 b} \frac{\sin k_2 b}{\cos k_2 b + i \tilde{Z} \sin k_2 b} \right).$$

Отметим, что в полученной формуле присутствует коэффициент отражения R . Его значение вычисляется по известной формуле отдельно.

Поскольку, в соответствии с полученным выражением чувствительность зависит от частоты, то возникает задача выбора параметров пьезопреобразователя и электрической нагрузки, при которых будет обеспечена равномерность частотной характеристики модуля чувствительности в звуковом диапазоне $20\text{Гц} - 20\text{кГц}$. Частотная зависимость модуля чувствительности при $Z_n = R_n = 10^6 \text{ Ом}$ и заданных параметрах ПС и для случая водной среды слева и стали справа приведена на Рис.1. Из него видно, что в звуковом диапазоне частот чувствительность практически равномерная, а на частотах выше 10^5 Гц выявляется ее резонансный характер, обусловленный механическим резонансом ПС (который задается условием $b = c_2 / 4\lambda_{\text{рез}}$). Используя выражение для чувствительности можно рассмотреть предел ее значения на нулевой частоте ($|k_2 b| \ll 1$), при этом для случая $Z_n = R_n = \text{const}$ чувствительность будет спадать до нуля $v|_{\omega \rightarrow 0} \rightarrow 0$, если же

$Z_n = R_n = \infty$, то чувствительность будет стремиться к постоянному значению, зависящему от параметров пьезокерамики. Таким образом, область равномерности чувствительности в квазистатическом режиме приема увеличивается с увеличением активного электрического сопротивления $Z_n = R_n$. Следует также отметить, что в квазистатическом режиме чувствительность ПП, нагруженного на сталь, оказывается в два раза больше чувствительности ПП со свободной тыльной гранью.

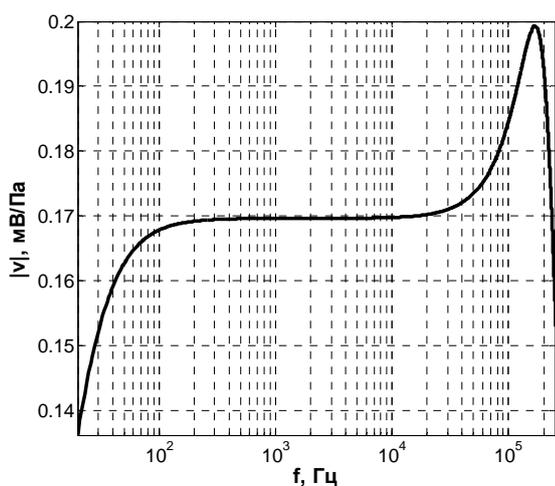


Рис.1

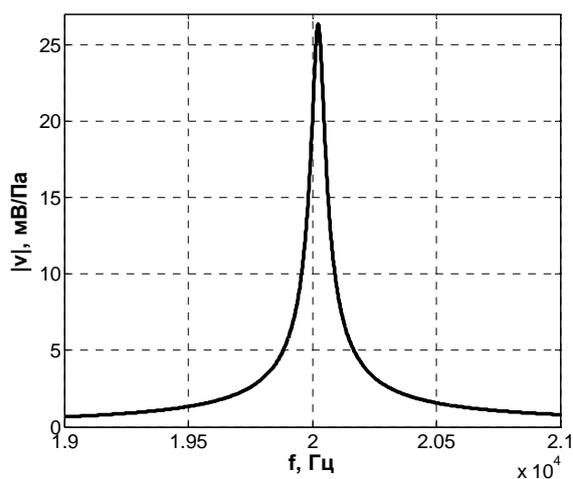


Рис.2

На частотах ниже частоты механического резонанса ПС можно повысить чувствительность по сравнению с квазистатическим случаем, используя параллельный колебательный контур в электрической нагрузке. Это обеспечит появление наряду с механическим резонансом еще и электромагнитного. При этом, однако, свой вклад в значение резонансной частоты вносят собственная индуктивность и емкость преобразователя. Допустим, нужно получить резонанс на частоте 20 кГц . С помощью полученного выражения для чувствительности найдем параметры, обеспечивающие резонанс: $L = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ Гн}$, $C = 1,45 \cdot 10^{-8} \text{ Ф}$. Резонансная характеристика модуля чувствительности для этих параметров представлена на Рис.2. Стоит отметить, что при этом значение модуля чувствительности на электромагнитном резонансе больше на два порядка, чем на механическом.

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

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА РАЗМЕРЫ ВРЕМЕННОГО ОКНА В ЗАДАЧЕ СИНХРОНИЗАЦИИ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Аспирант: А.А. Чернов (1 год, кафедра высшей математики, МарГТУ)

В настоящее время существует проблема обеспечения устойчивой работы систем ВЧ радиосвязи. Это связано с тем, что сложное строение среды распространения, а также непрерывное во времени изменение параметров ионосферы оказывают влияние на распространение радиоволн. Существующий прогресс в области высокочастотной связи (ВЧ) обусловлен как совершенствованием систем моделирования поведения ионосферных слоев и прогнозирования прохождения радиоволн, так и технологическими достижениями, реализованными в самих трансиверах. Известно [1], что длительность сигнала в ВЧ диапазоне сравнима с временем распространения от передатчика до приемника. Поэтому возникает задача оценки абсолютного времени распространения сигнала и размеров временного окна в зависимости от геофизических факторов.

Цель работы: определить влияние геофизических факторов на размеры временного окна в задаче синхронизации радиотехнических систем зондирования ионосферы.

Ионосфера, среда способная влиять на распространение радиоволн, - состоит из областей D, E, F, внутри которых возможно существование слоев электронов. Основными параметрами слоя являются: высота максимума (h_0), полутолщина (y_m), критическая частота ($f_{кр}$). В качестве геофизических условий распространения сигналов рассматривались дневные и ночные, зимние и летние состояния среднеширотной ионосферы и средняя солнечная активность. Кроме того, для ВЧ диапазона характерно, что в точку приема одновременно приходит несколько скачковых мод. Причем, для трасс различной протяженности выделяют преобладающие моды [2]. На основе теорем эквивалентности с учетом кривизны Земной поверхности были синтезированы ионограммы наклонного распространения. Ионограммы для трассы протяженностью 1000 км при различных состояниях ионосферы, зависящих от солнечной активности (а), сезонов (б) и времени суток (в) представлены на рисунке 1.

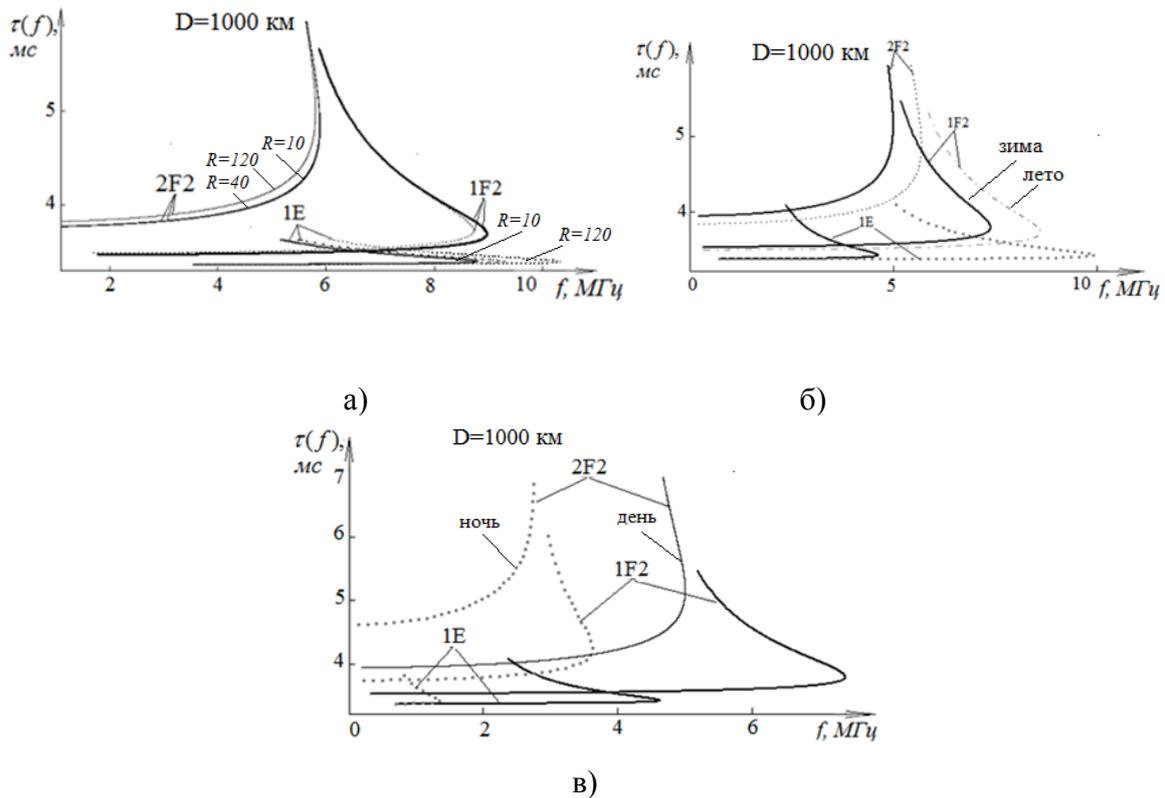


Рис. 1 – Зависимости времени распространения для трассы протяженностью 1000 км

В результате проведенного исследования выявлено, что суточные вариации параметров слоев ионосферы оказывают наибольшее влияние на диапазон задержек преобладающих мод распространения сигнала.

На основе синтезированных ионограмм были построены зависимости вероятностей распространения сигнала от задержки. Для оценки частотный диапазон был разбит на интервалы по 100 кГц, в каждом из которых фиксировалось значение задержки, соответствующее импульсу единичной длины. Отобранные значения использовались для построения гистограмм. На рис. 2 представлен пример полученных гистограмм для трассы протяженностью 1000 км для дневного времени суток. Далее для трасс различной протяженности при различных условиях распространения были получены размеры окон, исходя из которых, видно, что с увеличением протяженности трассы они изменяются в пределах от 1,5 мс до 5 мс.

Таким образом, для обеспечения синхронизации систем декаметрового диапазона для трасс протяженностью от 1000 до 9000 км размер окна должен составлять не менее 5 мс.

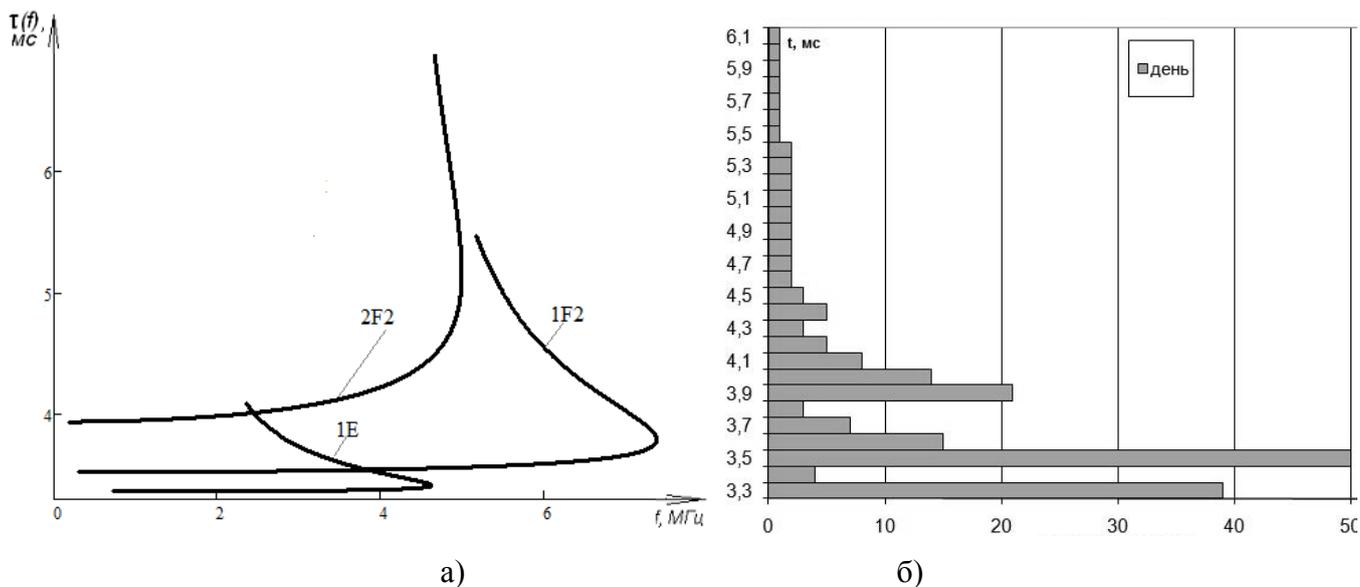


Рис. 2 - Синтезированная ионограмма наклонного зондирования и соответствующая ей гистограмма задержек для дневного времени суток

Выводы: Получено, что на время распространения сигнала от передатчика до приемника наибольшее влияние оказывают суточные колебания параметров ионосферных слоев. Установлено, что для обеспечения синхронизации систем декаметрового диапазона на трассах протяженностью от 1000 до 8000 км размер временного окна должен составлять не менее 5 мс.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: проекты № 10-02-00620; 09-07-00331-а; 10-07-00466, ФЦП: ГК № 02.740.11.0233; проект № 2.1.1/3896.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов, В.А., Катков Е.В., Чернов А.А. Устройство и алгоритмы синхронизации радиотехнических систем связи и зондирования ионосферных высокочастотных радиоканалов // Вестник МарГТУ. – 2010. - №2. – С. 43-53.
2. Иванов, В.А. Основы радиотехнических систем ДКМ диапазона / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, В.В. Шумаев. - Йошкар-Ола, 1998.- 204 с.

РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТИ И НЕЛИНЕЙНОГО ПАРАМЕТРА АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С МЯГКИМИ БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ

Аспирант: Г.В. Чижов (1 год, кафедра физики, СПбГМТУ)

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 так, как приводит к снижению звукоизоляции машин и механизмов. Для того чтобы разобраться с особенностями колебательных процессов, происходящих в резонаторах с мягкими боковыми стенками, произведем расчет их добротности и нелинейного параметра.

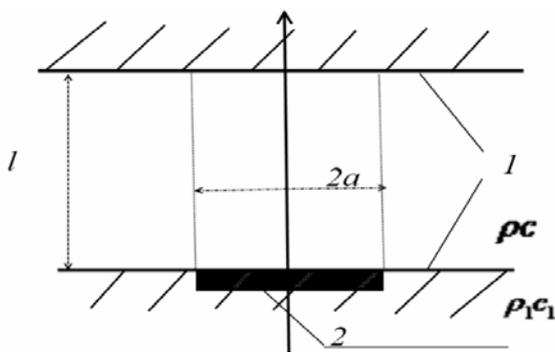


Рис.1. Акустический резонатор с мягкими боковыми стенками: 1 – поверхность стенки, ограничивающей слой; 2 – виброактивная зона; R – радиус виброактивной зоны; l – толщина слоя; ρc – удельное акустическое сопротивление газа, заполняющего слой, $\rho_1 c_1$ – удельное акустическое сопротивление материала стенки.

Акустический резонатор с боковыми мягкими стенками образуется при излучении звука источником, имеющим конечную площадь излучения, в плоский слой жидкости или газа, ограниченный твердыми стенками (рис. 1). В качестве источников звука выступают отдельные виброактивные зоны, образующиеся на высоких частотах на поверхности, имеющего большие волновые размеры. Обычно волновые размеры виброактивных зон $kR > \pi$, где $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $\omega = 2\pi f$ – частота, c – фазовая скорость звука, λ – длина волны, R – радиус источника звука. Следовательно, источник звука при излучении в свободное полупространство имеет сформировавшуюся характеристику направленности.

Будем считать, что слой газа или жидкости ограничен бесконечными стенками. Резонансные колебания над поверхностью источника звука возникают в слое, если

выполняется условие $l = n\lambda/2$, где l – толщина слоя $n = 1, 2, 3, \dots$ – номер полуволнового резонанса. При резонансе частицы среды совершают колебания вдоль направления нормали к поверхностям, ограничивающим слой.

Анализ работ [1,2] позволяет записать выражение для расчета добротности акустического резонатора в следующем виде

$$Q_n = \frac{\pi n}{\pi n^2 \mu + D}, \quad (1)$$

где $\mu = \alpha\lambda$ – индекс поглощения, α – пространственный коэффициент затухания звука в свободном объеме, $D = 4(\rho c / \rho_1 c_1)$ – коэффициент поглощения звука на границе раздела сред. При $n = 1$ $\pi\mu \gg D$, то выражение (1) имеет вид $Q_n = 1/n\mu$.

Недостатком формулы (1) является то, что в ней не учитывается диссипация энергии в акустическом пограничном слое твердой поверхности. Этот недостаток можно устранить, если воспользоваться решением задачи о взаимодействии плоской звуковой волны с абсолютно твердой теплопроводной поверхностью, полученным Б.П.Константиновым [3]. Тогда, полагая угол падения волны $\theta = 0$, имеем

$$D = 4 \left[\frac{\rho c}{\rho_1 c_1} + (\gamma - 1) \sqrt{\frac{\omega a}{2c^2}} \right]. \quad (2)$$

Формула (1) может быть использована для расчета величины нелинейного параметра резонатора

$$\Gamma_n = (\gamma + 1) R_n, \quad (3)$$

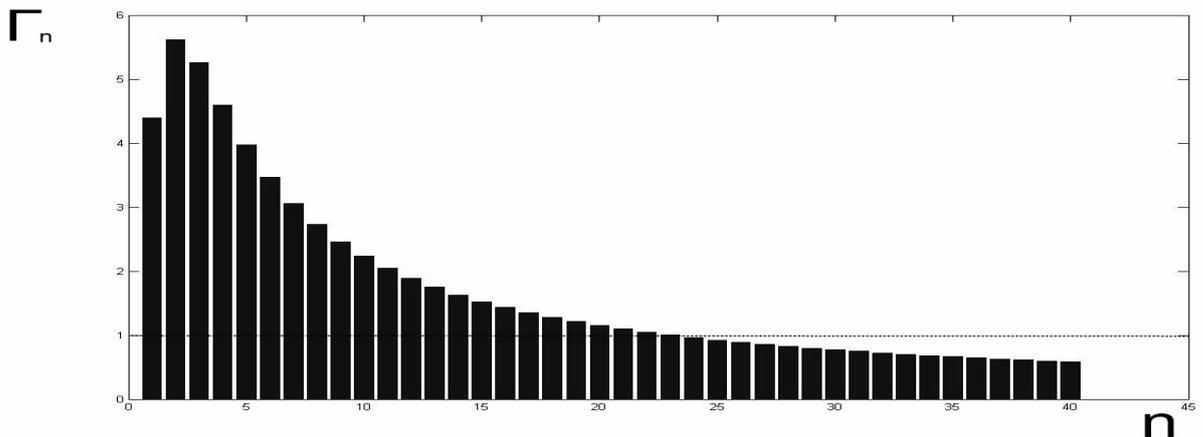
где $R_n = \pi k \xi_0 Q_n$ – число Рейнольдса, ξ_0 – амплитуда колебаний поверхности источника звука.

Произведем теперь численную оценку значений добротности и нелинейного параметра резонатора. При этом полагаем, что стенки изготовлены из стали. Слой заполнен сухим воздухом при давлении $P_0 = 1,0$ атм, температуре $T = 293$ К. Для расчета индекса поглощения звука в объеме воздуха используем формулу Стокса-Кирхгофа, которую применительно к данному случаю запишем в виде

$$\mu_\kappa = \frac{5 \cdot \pi^2 f}{c^2} \left[\frac{4}{3} \nu + a(\gamma - 1) \right],$$

где $\nu = \eta / \rho$ – кинематическая вязкость, η – динамическая вязкость среды.

Физические параметры сред берем из справочника [4]. Изобразим зависимость нелинейного параметра резонатора от номера полуволнового резонанса.



По величине параметра Γ_n можно судить о характере колебательного процесса в резонаторе. Если $\Gamma_n \ll 1$, то резонатор совершает линейные колебания, представляющие собой обыкновенную стоячую волну. При $\Gamma_n \geq 1$ в резонаторе возникают нелинейные колебания в виде бегущих на встречу друг другу волн конечной амплитуды.

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

ЛИТЕРАТУРА.

1. Зарембо Л.К. О вынужденных конечных колебаниях слоя с диссипативными потерями. – Акуст. журн., 1970, т. 16, № 1, с. 58.
2. Канер В.В., Руденко О.В., Хохлов Р.В. К теории нелинейных колебаний в акустических резонаторах. - Акустический журн., 1977, т. 23.
3. Константинов Б.П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде. – Л.: Наука, 1974. – 144 с.4
4. Кикокин И.К. Таблицы физических величин. Справочник.М.: Атомиздат, 1976.— 1008с.

ТЕОРИЯ СТОХАСТИЧЕСКОГО СФЕРИЧЕСКОГО ЭКРАНА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ СФЕРИЧЕСКОЙ ЗЕМЛИ

Студент: М.В. Чуфаров (7 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

Данная работа является обобщением метода плоского фазового экрана над поверхностью плоской Земли на случай электромагнитного поля сферического фазового экрана над поверхностью сферической Земли. Это обобщение делается с целью более адекватного описания распространения спутникового навигационного сигнала на трассе от спутника к приемнику, находящемуся на поверхности Земли. Поле в таком канале носит стохастический характер, и строгое решение подобной задачи весьма затруднительно. Задача решается на физическом уровне строгости, и, фактически, разбивается на две задачи. В первой задаче обсуждаются свойства поля спутникового сигнала на выходе из ионосферы, которое приобрело стохастический характер из-за присутствия флуктуаций электронной плотности ионосферы. Вторая задача – это задача о поле на поверхности Земли, возбуждаемом сферическим стохастическим экраном, введенным на некоторой сфере ниже ионосферы так, что основные стохастические эффекты уже сформировались.

Поле, излученное антенной на спутнике, представляется суммой полей вертикальных электрического и магнитного диполей и, в присутствии ионосферы считается цилиндрически-симметричным в сферической системе координат, у которой полярная ось проходит через центр Земли и спутник, пока ионосфера Земли предполагается сферически-слоистой. Наличие флуктуаций электронной плотности, зависящих от двух углов сферической системы координат, нарушает цилиндрическую симметрию, и, формально говоря, поля двух поляризаций не существуют независимо. Однако в дальнейшем предполагается, что поля обеих поляризаций не взаимодействуют на локальных неоднородностях диэлектрической

проницаемости ионосферы, а каждая поляризация лишь возмущается за счет локальных случайных неоднородностей ионосферы.

Оценки размеров главной зоны Френеля на ионосферных высотах показывают, что размер области, существенной при распространении поля от спутника в точку на поверхности Земли на частотах порядка 1 ГГц имеет порядок сотен метров, что и составляет размер области в ионосфере, где формируются вторичные источники, возбуждающие поле в точке на поверхности Земли. Вторичное поле описывается в новой сферической системе координат, у которой полярная ось проходит через центр Земли и точку, где луч, соединяющий спутник в точку наблюдения, «пронизывает» сферический стохастический экран (pierce point). Последний помещается ниже ионосферы на такой высоте, чтобы небольшие вариации высоты далее не меняли уже сформировавшуюся стохастическую картину поля на экране. Считается, что случайные локальные неоднородности электронной плотности ионосферы имеют пространственные масштабы, заметно превышающие длину волны падающего поля (30 см) и, следовательно, обеспечивают рассеяние вперед.

Угол φ отсчитывается от плоскости, образованной центром Земли, приемником и спутником. При таком выборе системы координат мы существенно упрощаем процедуру задания поля $P(\theta, \varphi)$ на экране как поля, образуемого излучением спутника.

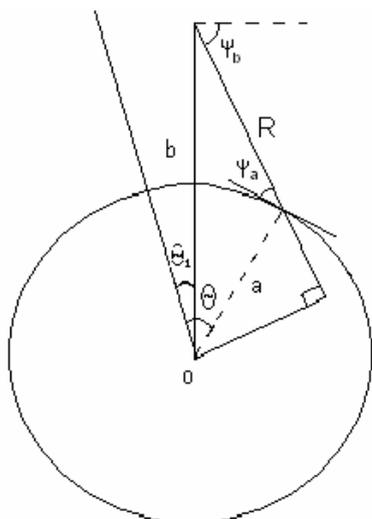


Рис. 1. Геометрия двумерной задачи

Для «передачи» поля с поверхности экрана в точку на поверхности Земли воспользуемся пропагатором, представляющим собой решение задачи Фока для освещенной области в случаях для вертикальных электрического и магнитного диполей. Тогда для радиальной компоненты электрического поля будем иметь:

$$E_r(a, \theta_1) = \frac{k^2 W b^2}{\varepsilon_0} \int_0^\pi P(\theta) \cos \psi_a \cos \psi_b \sin(\theta - \theta_1) \frac{\exp(ikR)}{R} d\theta. \quad (1)$$

Или, подставляя угловую зависимость в явном виде: (1a)

$$E_r(a, \theta_1) = \frac{k^2 W a b^3}{\varepsilon_0} \int_0^\pi P(\theta) \frac{\sin^3(\theta - \theta_1)}{(a^2 + b^2 - 2ab \cos(\theta - \theta_1))^{3/2}} \exp\left(ik\sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \cos(\theta - \theta_1)}\right) d\theta$$

Аналогично для радиальной компоненты магнитного диполя: (2)

$$H_r(a, \theta_1) = \frac{k^2 W a b^3}{\mu_0} \int_0^\pi P(\theta) \frac{\sin^3(\theta - \theta_1)}{(a^2 + b^2 - 2ab \cos(\theta - \theta_1))^{3/2}} \exp\left(ik\sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \cos(\theta - \theta_1)}\right) d\theta$$

С учетом флуктуаций электронной плотности ионосферы $P(\theta, \varphi)$ носит случайный характер и представляется в виде

$$P(\theta, \varphi) = C_0 \exp(i\Phi_0(\theta, \varphi, \Psi) + i\Phi_{ct}(\theta, \varphi)),$$

где фаза имеет как детерминированную, так и случайную компоненту с нулевым средним. Тогда можно говорить о вычислении статистических моментов поля. При этом, если не учитывать зависимости от угла φ , то среднее значение поля, задаваемого формулой (1a), дается выражением

$$\langle E_r(a, \theta) \rangle = -\frac{2Wb e^{ik(b-a)}}{\varepsilon_0 (b-a)a} \langle P(\theta) \rangle, \quad (3)$$

его корреляционная функция поля имеет вид

$$\Psi_E(1, 2) = \frac{\sin^2 \psi_a}{(\sin \psi_a + \delta)^2} \frac{4b^2 e^{ik2(b-a)}}{\varepsilon_0^2 (b-a)^2 a^2} \Psi_p(\theta_1 - \theta_2). \quad (4)$$

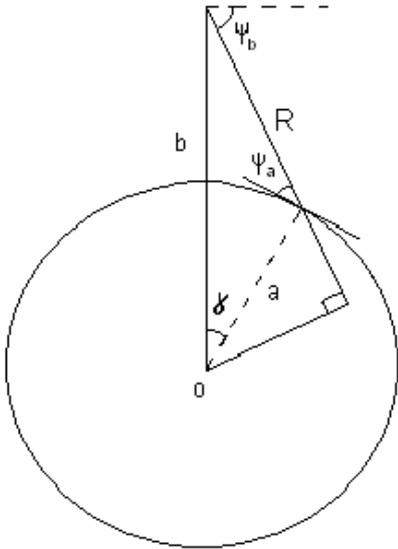


Рис. 2. Геометрия трехмерной задачи

На рисунке изображена плоскость, образованная прямыми, проходящими через центр координат, точку источника и точку приемника. Угол γ , R зависят от θ и от φ .

В общем случае наличия зависимостей функции $P(\theta, \varphi)$ от обоих углов сферической системы координат при построении статистических моментов поля на поверхности Земли используется более сложное выражение вида:

$$E_r(a, \theta, \varphi) = \frac{k^2 W a b^3}{2\pi \epsilon_0} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} P(\theta, \varphi) \frac{\sin \theta \left(1 - [\cos \theta \cos \theta_1 + \sin \theta \sin \theta_1 \cos(\varphi - \varphi_1)]^2 \right)}{\left(b^2 + a^2 - 2ab [\sin \theta \sin \theta_1 \cos(\varphi - \varphi_1) + \cos \theta \cos \theta_1] \right)^{3/2}} \times \exp\left(ik \sqrt{b^2 + a^2 - 2ab [\sin \theta \sin \theta_1 \cos(\varphi - \varphi_1) + \cos \theta \cos \theta_1]} \right) d\varphi d\theta \quad (5)$$

Руководитель: Н. Н. Зернов, д. ф.-м. н., профессор, СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Дипломная работа Чуфарова М.В. по теме: теория сферического стохастического цилиндрического экрана над поверхностью сферической Земли: СПбГУ, 2008.
2. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. – М.: Наука, 1991 – 196с.
3. N. Zernov, B. Lundborg. The statistical theory of wave propagation and HF propagation in the ionosphere with local inhomogeneities. ISSN 0284-1703. Swedish Institute of Space Physics. Uppsala division, Sweden, 1993.

**XIV Всероссийская научная конференция
студентов-радиофизиков**

Тезисы докладов

7-8 декабря 2010 года