

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

**XII Всероссийская научная конференция
студентов-радиофизиков**

Тезисы докладов

2 – 3 декабря 2008 года

Санкт-Петербург
Издательство Политехнического университета
2008

XII Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков: Тез. докл.
СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2008. 74 с.

Организационный комитет конференции:

Председатель	Макаров Глеб Иванович, профессор СПбГУ, академик РАЕН
Сопредседатели:	Черепанов Андрей Сергеевич, профессор СПбГПУ Зернов Николай Николаевич, профессор СПбГУ
Зам. председателя	Тихомиров Николай Павлович, доцент СПбГУ
Члены:	Сочава Александр Андреевич, доцент СПбГПУ Тюхтин Андрей Викторович, профессор СПбГУ Чижик Владимир Иванович, профессор СПбГУ
Секретарь	Афанасьева Юлия Вильгельевна, СПбГУ

198904, Санкт-Петербург, Старый Петергоф, ул. Ульяновская, 1/1,
Кафедра радиофизики, Научно-Исследовательский институт радиофизики
физического факультета СПбГУ
Тел. +(812) 428-72-89, E-mail: Yulia.Afanasyeva@paloma.spbu.ru
Sochava@radio.rphf.spbstu.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, 2008
- © Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 2008
- © Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 2008

СОДЕРЖАНИЕ

1.	АГАШКИНА Е.А. (СПбГУ) Расчет поля скоростей в трубе с колеблющимися стенками	5
2.	АНДРЕЕВ А.С. (Сыктывкарский ГУ) Исследование СВЧ магнитных свойств композитных пленок ($Fe_{45}Co_{45}Zr_{10}$) _x (Al_2O_3) _{100-x} при разных температурах	8
3.	ГЛЫБОВСКИЙ С.Б. (СПбГПУ) Влияние сетчатого экрана на входное сопротивление проволочных антенн	11
4.	ГОРОДНИЦКИЙ Е.А. (СПбГУ) Вейвлет-преобразование решения волнового уравнения с источником	14
5.	ГРУЗДЕВ П.Д. (СПбГУ) Вращательно колеблющийся цилиндр в вязкой жидкости	17
6.	ЗАХАРОВ А.Н. (СПбГУТ) Высокостабильный генератор СВЧ на сфероидальном объеме	20
7.	ЗЕЛИНСКИЙ И.С. (СПбГУ) Особенности грозовой активности над неоднородностями типа каньона	23
8.	ИСАЕВА Е.Ю., ТИХОМИРОВА К.В., СТОЛЯРОВ Р.А., ВАСЮКОВ В.М. (Тамбовский ГУ) Углеродные нанотрубки в алюминиевых сплавах	26
9.	КАРПЕНКО П.А. (СПбГУ) Исследование сигналов фазовой радионавигационной системы «Альфа»	29
10.	КИМ Ю.Б. (СПбГУ) Визуализация картины стоячих волн в воде при помощи газовой кавитации	30
11.	КОРНЕВА Е.В. (СПбГУТ) Исследование сферических антенных решеток	33
12.	КОРОЛЕВ Р.И. (Сыктывкарский ГУ) Исследование проводящих свойств пленок железа и влияние на них окисления на воздухе	36
13.	КОСЫРЕВ П. А., ЮРИНА Е.С., ЮРИН Ю.Ю., АНУРЬЕВА М.С., ШАРАПА С.О. (Тамбовский ГУ) Электронная структура донорно-акцепторных комплексов фуллерена C_{60} : компьютерное моделирование	38

14.	ЛЕБЕДЕВ С.В. (СПбГУ) Численное моделирование возмущения атмосферы при воздействии землетрясения	40
15.	МАЛОВ Е.А. (СПбГУ) Получение состоятельных оценок спектра мощности сигналов ионосферного распространения радиоволн	43
16.	МАРКОВ М.В. (Сыктывкарский ГУ) Микромагнитное моделирование динамики намагниченности МЦШ с использованием ООММФ	46
17.	МОРИЦ Д.К. (СПбГПУ) Поляризационные свойства квазипланарных киральных метаматериалов	49
18.	НАСЕДКИН А.Ю. (Тамбовский ГУ) Характеристики пластичности материалов, полученные методом наноиндентирования	51
19.	РОМАНОВ К.В. (СПбГУ) Расчет трансформатора скорости	54
20.	РЯБОВА М.И. (Марийский ГТУ) Краткосрочное прогнозирование МПЧ ионосферных декаметровых линий на основе фильтрации суточного хода на регулярную и остаточную компоненты	57
21.	РЯБОВА М.И., ЦАРЕВ И.Е. (Марийский ГТУ) Экспериментальное исследование характеристик сигнала при прохождении через физическую модель радиоканала	60
22.	САЙКО Н.Ю. (СПбГУТ) Исследование полого сферического резонатора	62
23.	СМАЛЬ М.С. (СПбГУ), МИНГАЛЕВ А.Н.(ОАО «РИМР») Исследования многолучёвости в КВ радиоканалах	65
24.	УСТЮГОВ В.А. (Сыктывкарский ГУ) Компьютерное моделирование магнитных свойств нанокристаллических материалов	68
25.	ЧУМАЧЕНКО А.А. (СПбГУ) Распределение тока в неоднородной линии с изломом проводов в плоскости линии	70
26.	ЮШКЕВИЧ Я.О. (СПбГУ) Построение модели объемно распределенной силы, вызывающей массоперенос в акустическом поле	71

РАСЧЕТ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ТРУБЕ С КОЛЕБЛЮЩИМИСЯ СТЕНКАМИ

Студентка: Е.А. Агашкина (5 курс, каф. КМЯ, СПбГУ)

При численном моделировании задачи о нестационарном движении жидкости в цилиндрической трубе с колеблющимися стенками использована [1] линеаризованная система уравнений, описывающая движение вязкой сжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial t} = -c^2 \rho \left[\frac{\partial U(r, t)}{\partial r} + \frac{\partial V(r, z, t)}{\partial z} + \frac{U(r, t)}{r} \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial U(r, t)}{\partial t} = \nu \left[\frac{\partial^2 U(r, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U(r, t)}{\partial r} - \frac{U(r, t)}{r^2} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial V(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P(z, t)}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 V(r, z, t)}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 V(r, z, t)}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V(r, z, t)}{\partial r} \right] \quad (3)$$

где V , U – продольная и радиальная составляющие скорости жидкости, t – время, P – давление, ω – частота колебаний стенок, ρ – плотность жидкости, c – скорость звука в жидкости, ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости, L – длина трубы, R – радиус трубы.

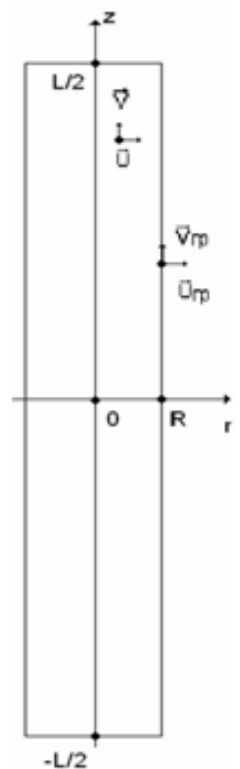
Эта система состоит из скалярного уравнения неразрывности (1), переписанного для давления с учетом линеаризованного уравнения состояния, и векторного уравнения движения вязкой жидкости (2, 3). Движение жидкости считали осесимметричным. В начальный момент времени система покоилась, то есть начальные условия для скорости и давления – нулевые.

Ниже написаны граничные условия для скорости и давления (4):

$$\begin{aligned} U(R, t) &= U_{z\text{гп}} = U_0 \sin(\omega t), \\ V(R, z, t) &= V_{z\text{гп}} = V_1 + V_0 \sin(\omega t), \\ P_{-\frac{L}{2}} &= P_0, \quad P_{\frac{L}{2}} = P_1, \end{aligned} \quad (4)$$

где $V_{z\text{гп}}$, $U_{z\text{гп}}$ – продольная и радиальная составляющие скорости стенок, V_0, U_0 –

Рис.1
Геометрия
задачи.



амплитуды колебаний стенок, t – время, P – давление, P_0, P_1 – давления на начальном и конечном сечениях трубы.

Результаты построения модели течения жидкости по трубе с продольно и радиально колеблющимися по гармоническому закону стенками в пакете Comsol Multiphysics в линейном приближении представлены на рисунках (2-4) в виде

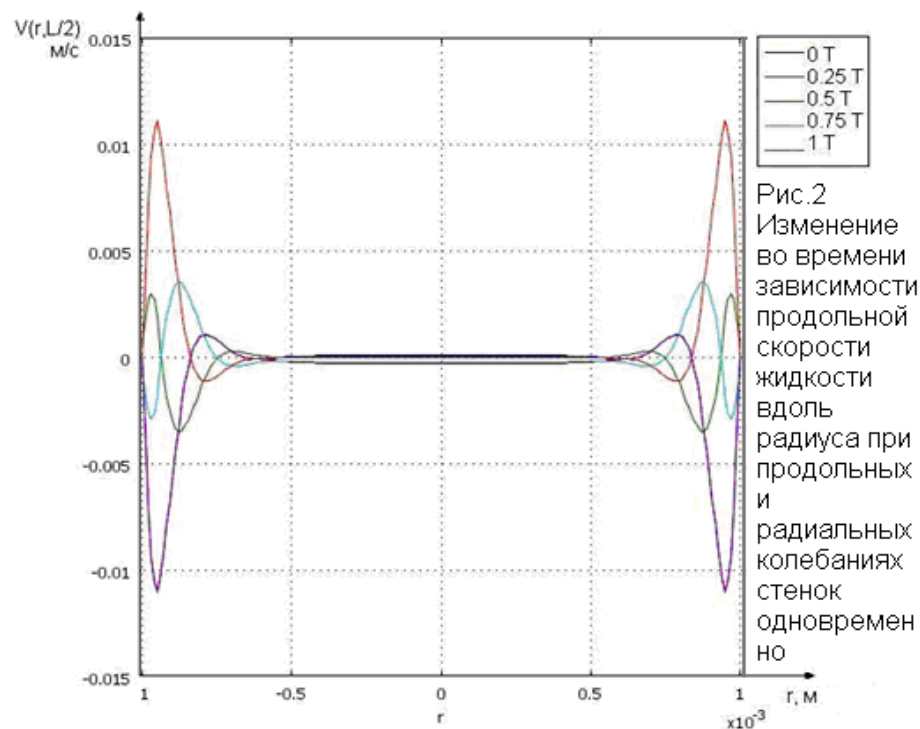


Рис.2
Изменение во времени зависимости продольной скорости жидкости вдоль радиуса при продольных и радиальных колебаниях стенок одновременно

профилей скоростей жидкости в разные моменты времени в течение периода. Параметры кривых на этом и всех последующих рисунках соответствуют моментам времени в долях периода. Средняя по времени объемная скорость движения жидкости при этом равна нулю.

На рис. 3-4 представлены профили скоростей в случае, когда стенки трубы не

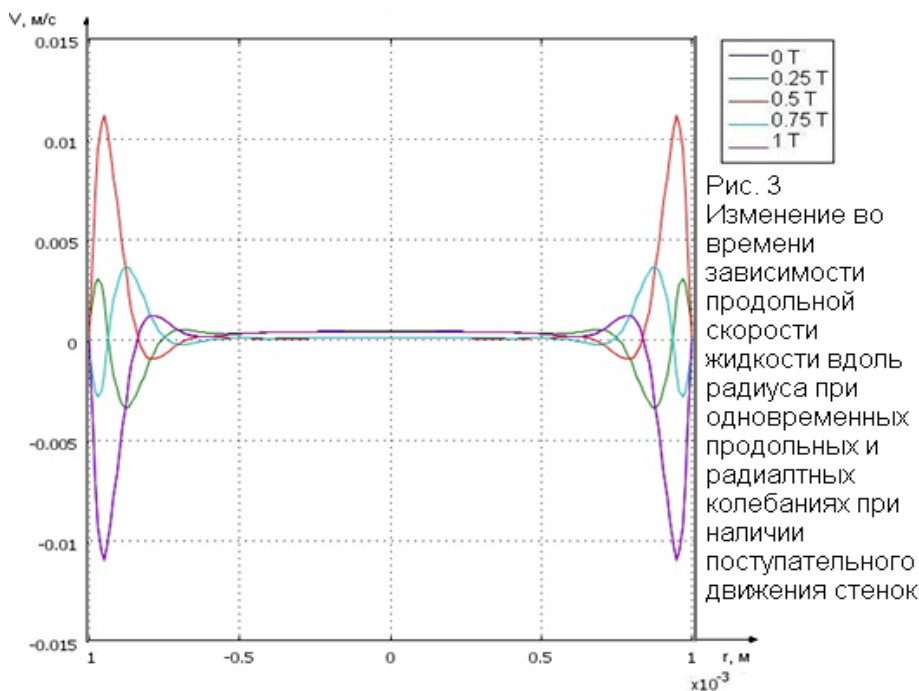
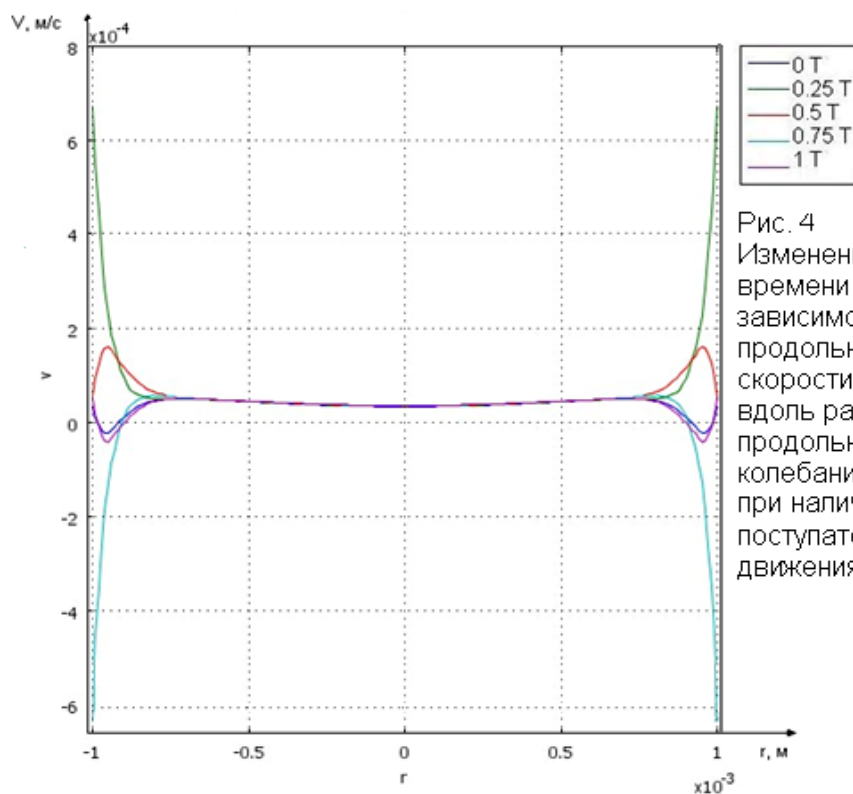


Рис. 3
Изменение во времени зависимости продольной скорости жидкости вдоль радиуса при одновременных продольных и радиальных колебаниях при наличии поступательного движения стенок

только гармонически колеблются, но и совершают поступательное движение вдоль оси z с постоянной скоростью. Наличие постоянной поступательной составляющей скорости стенки не меняет распределение радиальной скорости жидкости. В распре-

деление продольной скорости жидкости эта составляющая входит аддитивно.

Посчитанная средняя объемная скорость жидкости при таких законах колебания границ оказалась не равной нулю. Проанализированы ее зависимости от амплитуды колебательного смещения стенок, радиуса и длины трубы.



Руководитель: Н.Г. Семенова, СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М. Крячко «Движение вязкой сжимаемой жидкости в капилляре при колебаниях его стенок». Труды 19-й сессии РАО, 2006г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК $(Fe_{45}Co_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ ПРИ РАЗНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Студент: А.С. Андреев (5 курс, каф. радиофизики и электроники,
Сыктывкарский ГУ)

В работе приведены результаты исследований СВЧ релаксационных и магнитных свойств композитных пленок $(Fe_{45}Co_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$, где x – содержание металлической фазы в образце, полученных в атмосфере аргона и аргона с добавлением кислорода (соответственно, серии плёнок 433 и 563). Гранулированные аморфные плёнки были получены методом ионно-лучевого напыления в атмосфере аргона [1]. Известно [1], что такие пленки состоят из металлических и диэлектрических гранул нанометровых размеров. Толщина и химический состав плёнок определялись с использованием электронного растрового сканирующего микроскопа. Полученные образцы представляли собой пленки толщиной 2,2 – 6,5 мкм. В таких плёнках при ($x \approx 0,45$) наблюдается инверсия фаз: при концентрациях металлической фазы ($x < 0,45$) наногранулы сплава $Fe_{45}Co_{45}Zr_{10}$ хаотично распределены в диэлектрической аморфной матрице Al_2O_3 , а при больших x , наоборот, диэлектрические наночастицы распределены в металлической матрице. Размеры гранул изменяются в пределах 2-10 нм, которые, соединяясь друг с другом, образуют лабиринтоподобную структуру.

Для исследований СВЧ свойств в работе был использован метод ферромагнитного резонанса (ФМР) – чувствительный к структурным параметрам материалов. Спектры ФМР в виде производной сигнала снимались на ЭПР спектрометре на частоте 9,4 ГГц с использованием стандартной модуляционной техники. Измерялись зависимости величины резонансных полей $H_{рез}$ и ширины линии однородной процессии намагниченности ΔH от концентрации металлической фазы x при комнатной температуре и температуре жидкого азота (77К). Было замечено, что при температуре жидкого азота для образцов 433 серии с концентрациями магнитной фазы ниже порога перколяции наблюдается смена формы линии поглощения: с резонансной на релаксационную форму (рис.1). Для образцов выше порога перколяции форма линии не меняется (остается

резонансной), но наблюдается смещение $H_{рез}$ в сторону более низких полей при увеличении металлической фазы x и небольшое уширение линии (рис.1 и рис.2).

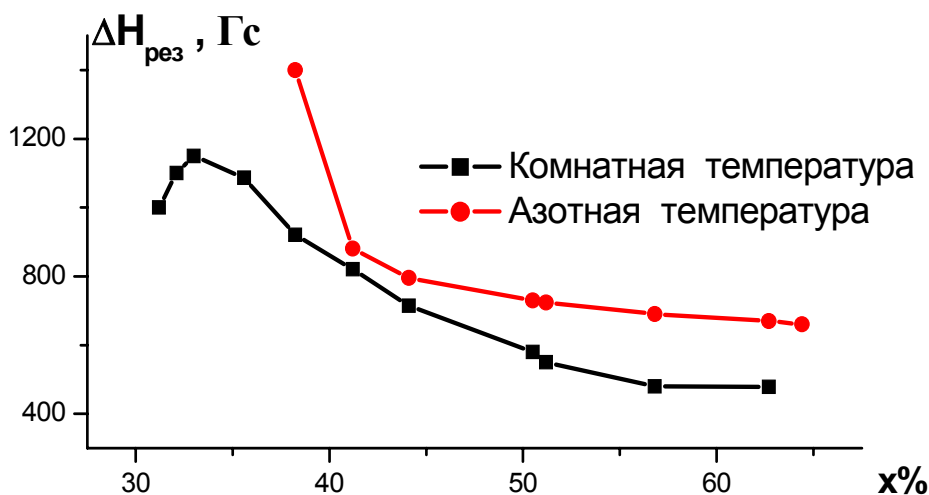


Рис.1. Зависимости $\Delta H_{рез}$ от $X=x100\%$ при комнатной и азотной (77К) температурах для плёнок 433 серии.

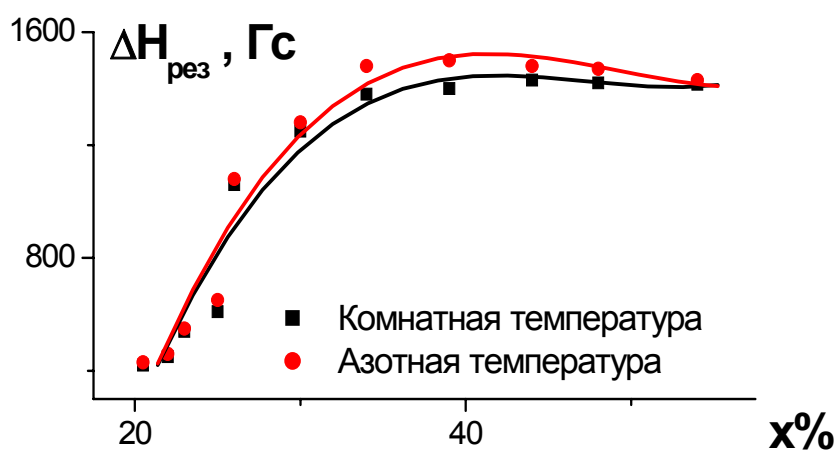


Рис.2. Зависимости $\Delta H_{рез}$ от $X=x100\%$ при комнатной и азотной (-196°C) температурах для плёнок 563 серии.

Обнаруженная зависимость ширины резонансной линии от $X=100\%x$ при комнатной температуре для 433 серии объясняется конкуренцией двух различных механизмов: дипольного уширения и обменного сужения, вносящего больший вклад

при $x > 0,4$. При понижении температуры до азотной, для образцов с концентрацией ниже порога перколяции ($x < 0,42$) наблюдается значительное уширение резонансной линии, что обусловлено резким увеличением размагничивающих полей. Для плёнок, полученных в атмосфере аргона с добавлением кислорода (563 серия) характерно значительно меньшее влияние обменного сужения резонансной линии с увеличением концентрации x (рис.2). Для этой серии плёнок, при температуре жидкого азота положение резонансной линии и её ширина слабо меняются по сравнению с комнатной температурой. Причиной этого является то, что оксидные прослойки препятствуют обменному взаимодействию между металлическими гранулами. Таким образом, в результате исследований было выявлено принципиальное отличие зависимости $\Delta H_{рез}$ от температуры для образцов до и после порога перколяции для плёнок, напыленных в атмосфере аргона. В первом случае происходит смена формы линии (резкое уширение линии). Во втором случае (выше порога перколяции) форма линии не меняется, но происходит небольшое увеличение ширины линии и её смещение в сторону более низких полей. Для пленок 563 серии зависимости резонансных полей $H_{рез}$ и ширины линии $\Delta H_{рез}$ от концентрации металлической фазы, при температурах жидкого азота и комнатной, близки друг к другу.

Руководитель: В.К. Турков, к.ф.-м.н., доцент каф. радиофизики и электроники,
Сыктывкарский ГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Ю.Е., Ремизов А.Н., Ситников А.В. Электрические свойства аморфных нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ // ФТТ, 2004, т.46, вып.11. С. 2076-2082.

ВЛИЯНИЕ СЕТЧАТОГО ЭКРАНА НА ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРОВОЛОЧНЫХ АНТЕНН

Студент: С.Б. Глыбовский (5 курс, каф. радиофизики, СПбГПУ)

Металлические сетки часто используются в качестве экранов различных антенн. В случае, когда вибраторная антенная решетка расположена вблизи сетчатого экрана, наблюдается изменение входного сопротивления ее элементов. В работе рассматриваются различные типы антенных решеток с сетчатым экраном:

1. Экран в виде сетки из параллельных проводников:

- a) два одинаковых горизонтальных коллинеарных электрических диполя
- b) два одинаковых горизонтальных параллельных электрических диполя
- c) полуволновый горизонтальный электрический вибратор

2. Сетчатый экран с квадратными ячейками и идеальным электрическим контактом между проводниками:

- a) два одинаковых вертикальных параллельных электрических диполя
- b) четвертьволновый вертикальный электрический вибратор

Основной целью работы является получение формул для изменения входного сопротивления антенны или элемента антенной решетки, вызванного присутствием сетки. В каждом случае производится численный расчет в зависимости от параметров экрана и расположения антенных элементов. В работе считается, что размер ячейки много меньше длины волны $\alpha \ll \lambda$, а диаметр проводника много меньше размера ячейки $r_0 \ll \alpha$, что справедливо для реально используемых экранов. Как показано в [1] в данных условиях можно использовать усредненные граничные условия, и сетку можно считать сплошной импедансной поверхностью.

Рассмотрим простейшую антенную решетку из двух горизонтальных коллинеарных электрических диполей 1 и 2 над экраном из параллельных проводников (см. рис. 1). Задача об одиночном горизонтальном диполе над сеткой решается применением преобразования Фурье в плоскости XOY к уравнению Гельмгольца для вектора Герца [2]. Справедливы усредненные граничные условия:

$$E_{1x} = E_{2x}; \quad E_{1x} = i \cdot 120\pi \frac{\alpha}{\lambda} \ln\left(\frac{\alpha}{2\pi r_0}\right) \cdot \left(j_x + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2 j_x}{\partial x^2}\right),$$

j_x -усредненная плотность тока на поверхности сетки. Она выражается через скачок тангенциальной составляющей магнитного поля у поверхности.

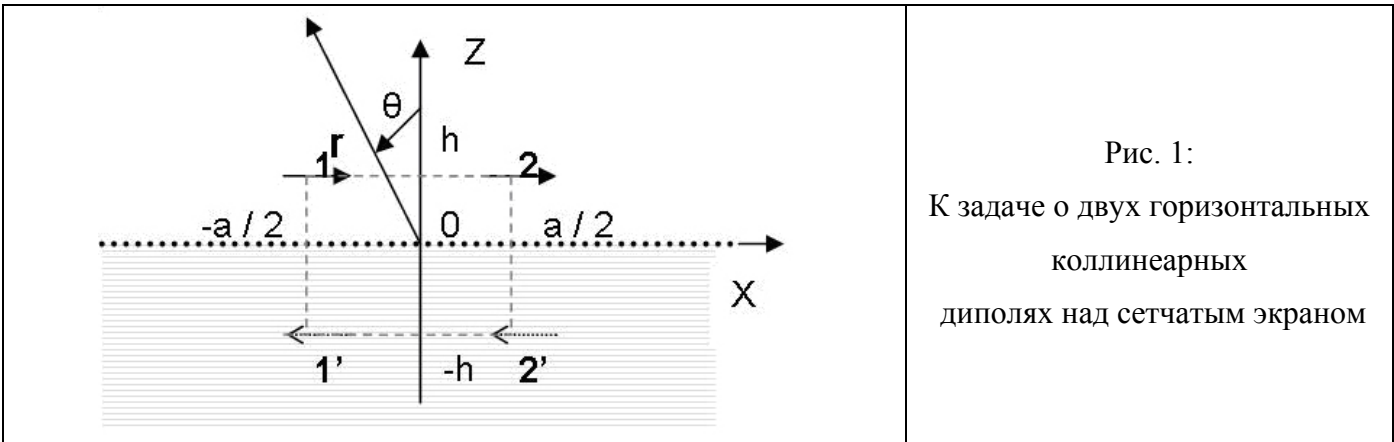


Рис. 1:
К задаче о двух горизонтальных коллинеарных диполях над сетчатым экраном

Решение для Фурье-образа вектора Герца может быть записано в виде:

$$\tilde{\Pi}_1 = \frac{IL}{2\gamma\omega \cdot \epsilon_0} \cdot (\exp(-i\gamma \cdot |z - h|) + R(\gamma)\exp(-i\gamma \cdot (z + h))); \quad R(\gamma) = -\frac{k}{k + 2i\gamma\kappa}; \quad \kappa = \frac{\alpha}{\lambda} \ln \frac{\alpha}{2\pi r_0}.$$

Очевидно, что в данной формуле за поле, рассеянное сеткой отвечает второе слагаемое. Перейти к нахождению поля далее можно, применив обратное преобразование Фурье. Однако это приведет к решению в виде двойного интеграла, причем он оказывается медленно сходящимся, что крайне неудобно для численных расчетов. Возможен и другой подход. $R(\gamma)$ необходимо представить как преобразование Лапласа некоторой другой функции. Учитывая вид решения в Фурье-пространстве, по аналогии с полем диполя можно записать поле токов сетки:

$$\tilde{\Pi}_1'' = -i \frac{IL}{\omega \epsilon_0} \frac{ik}{2\kappa_0} \int_0^\infty \exp\left(i \frac{k}{2\kappa} t\right) \cdot G(\vec{r} - \vec{z}_0(-h + it)) dt, \text{ где } G - \text{ функция Грина.}$$

Полученное решение трактуется как поле эквивалентного источника, протяженного вдоль мнимой оси t . Этот подход называется методом мнимых изображений. В верхнем полупространстве поле равно сумме полей диполя и его мнимого изображения, при этом наличие сетки уже не учитывается. Функция Грина, как видно, содержит комплексное расстояние $d = \sqrt{x^2 + y^2 + (z + h - it)^2}$, и всегда можно выбрать ветвь корня, для которой $\text{Im}(d) < 0$. Это обеспечивает экспоненциальное затухание подынтегрального выражения и очень быструю сходимость интеграла. Далее переход к изменению входного сопротивления осуществляется с помощью метода наведенных ЭДС. Т.к. рассматриваются два одинаковых диполя, то помимо собственного изображения, на входное сопротивление каждого из них влияет изображение соседнего. В работе показано,

что полное изменение входного сопротивления элемента решетки из двух коллинеарных диполей, связанное с влиянием сетки, определяется формулой:

$$\frac{\Delta Z'}{R_0} = -\frac{3}{4\kappa} \exp(-2ikh) \int_0^\infty \exp\left(i\frac{k}{2\kappa}t\right) \cdot \exp(-kt) \left\{ \frac{1}{2h-it} - \frac{1+ik(2h-it)}{k^2(2h-it)^3} \right\} dt -$$

$$-\frac{1}{\omega \cdot k \varepsilon_0 \cdot 160\pi\kappa} \int_0^\infty \exp\left(i\frac{k}{2\kappa}t - ik \cdot \operatorname{Re} d\right) \cdot \exp(-k \cdot \operatorname{Im} d) \left\{ \frac{k^2}{d} - \frac{1}{d^5} [d^2(1+k^2a^2) - 3a^2 + ikd(d^2 - 3a^2)] \right\} dt,$$

где $d = \sqrt{a^2 + (2h-it)^2}$, причем ветвь корня выбирается указанным выше образом.

В работе проведен расчет зависимостей изменения входного сопротивления от высоты расположения диполей и расстояния между ними при различных параметрах сетки. Те же результаты получены для двух параллельных горизонтальных диполей над сеткой. Получена аналогичная формула для одиночного горизонтального полуволнового вибратора над сеткой из параллельных проводников:

$$\Delta Z = -\frac{k}{\omega \varepsilon_0 8\pi\kappa} \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-l/2}^{l/2} \cos\left(\frac{\pi\xi}{l}\right) \cos\left(\frac{\pi\eta}{l}\right) \cdot g(\xi, \eta) d\xi d\eta; \quad \Delta = \xi - \eta; \quad d = \sqrt{(\xi - \eta)^2 + (2h-it)^2},$$

$$\text{где } g(\xi, \eta) = \int_0^\infty \exp\left(i\frac{k}{2\kappa}t\right) \cdot \exp(-ikd) \left\{ k^2 \frac{1}{d} - \frac{1}{d^5} [d^2(1+k^2\Delta^2) - 3\Delta^2 + ikd(d^2 - 3\Delta^2)] \right\} dt.$$

При проведении численных расчетов была понижена кратность интеграла до двух при помощи формулы преобразования определенного интеграла в конечную сумму [3] с целью уменьшения трудоемкости вычислений. Также в работе рассматриваются вертикальные диполи над сеткой с квадратными ячейками и идеальными контактами проводников в узлах. Отличие состоит в усредненных граничных условиях, а также в виде мнимого изображения диполя. Исследованы зависимости изменения входного сопротивления элемента от параметров сетки и расположения элементов в решетке. Кроме того, получены аналогичные формулы для одиночного вертикального четвертьволнового вибратора. Во всех рассмотренных задачах проведены сравнения влияния сплошного металлического экрана и сетчатых экранов с различными параметрами.

Руководитель: В.П. Акимов, д.ф.-м.н., профессор, СПбГПУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Конторович М.И., Астрахан М.И., Акимов В.П., Ферсман Г.А. Электродинамика сетчатых структур. М.: Радио и связь, 1987. 134 с.
2. Акимов В. П., Электродинамика. Метод мнимых изображений., Изд.СПбГТУ, 1997 г., 31 с.
3. Вопросы мат.физики. Сборник к 75-летию Г.А. Гринберга. Наука Л. 1976 г.

ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ РЕШЕНИЯ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ С ИСТОЧНИКОМ

Студент: Е. А. Городницкий (6-й курс, каф. радиофизики СПбГУ)

Рассматривается задача Коши для волнового уравнения с источником в пространстве двух измерений с постоянной скоростью распространения c :

$$\begin{aligned} c^2 \Delta u(\vec{r}, t) - u_{tt}(\vec{r}, t) &= f(\vec{r}, t), \\ u|_{t=0} &= 0, u_t|_{t=0} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Хорошо известно, что решение представляет собой запаздывающий потенциал [1]. Будет рассматриваться случай, когда функция источника имеет сложную многомасштабную пространственную и временную структуру, и при этом может не быть функцией, заданной аналитически. Поле такого источника тоже может иметь сложную многомасштабную структуру, содержать разрывы, особенности. Для анализа подобных функций применяется непрерывное вейвлет-преобразование [2]. Цель данной работы – получить формулу для вейвлет-преобразование решения (1) по пространственным координатам в фиксированный момент времени через функцию источника. Аппарат вейвлет-анализа применялся для построения аналитического решения волнового уравнения, не содержащего источника, в работах [3-5]. Далее сначала будут приведены необходимые определения, а затем выражение для вейвлет-преобразования поля.

Для того, чтобы ввести вейвлет-преобразование функции $g(\vec{r})$ необходимо выбрать функцию $\varphi(\vec{r})$, называемую материнским вейвлетом. От выбора этой функции зависит то, какие свойства функции позволяет выявить вейвлет-преобразование [2]. Для того чтобы $\varphi(\vec{r})$ являлась материнским вейвлетом, необходимо чтобы она имела нулевое среднее и удовлетворяла условию допустимости: $C_\varphi = \int_{R^2} \frac{|\hat{\varphi}(\vec{k})|^2}{|\vec{k}|^2} d^2\vec{k} < \infty$, где за $\hat{\varphi}(\vec{k})$ обозначен Фурье-образ функции $\varphi(\vec{r})$. Вейвлет-преобразование всякой произвольной функции $g(\vec{r})$ интегрируемой с квадратом определяется следующим образом:

$$G(\vec{b}, a, \mathcal{G}) = a^{-1} \int_{R^2} \overline{g(\vec{r})\varphi(a^{-1}M^{-1}(\vec{r} - \vec{b}))} d^2\vec{r}, M = \begin{pmatrix} \cos(\mathcal{G}) & -\sin(\mathcal{G}) \\ \sin(\mathcal{G}) & \cos(\mathcal{G}) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где семейство вейвлетов $\varphi(a^{-1}M^{-1}(\vec{r} - \vec{b}))$ получается из исходной функции $\varphi(\vec{r})$ поворотом на угол \mathcal{G} , сдвигом на вектор \vec{b} и масштабированием на $a > 0$. Если материнский вейвлет является симметричным (не меняется при поворотах), то вейвлет-преобразование не зависит от угла. Вейвлет-преобразование позволяет выделять разрывы (резкие перепады) [2], что демонстрируется на нижеприведённом рисунке:



Слева изображена исходная функция (фотография), справа – её вейвлет-преобразование, вычисленное при фиксированном малом масштабе a с симметричным вейвлетом.

Покажем теперь, как вейвлет-преобразование решения можно найти через функцию источника. Согласно (2) вейвлет-преобразование решения $U(\vec{b}, a, \mathcal{G}; t)$ в фиксированный момент времени t выражается формулой:

$$U(\vec{b}, a, \mathcal{G}; t) = a^{-1} \int_{R^2} \overline{u(\vec{r}, t)\varphi(a^{-1}M^{-1}(\vec{r} - \vec{b}))} d^2\vec{r} \quad (3)$$

Введём функцию $\psi(\vec{r}, t)$ такую, что $\psi(\vec{r}, t)$ – является материнским вейвлетом по пространственным координатам в любой фиксированный момент времени, решением однородного волнового уравнения и трижды дифференцируема по времени. Такими свойствами обладает, например, вейвлет исследованный в [3]. Семейство вейвлетов определим как семейство функций $\psi(a^{-1}M^{-1}(\vec{r} - \vec{b}), a^{-1}t)$. Множитель a^{-1} перед t необходим для того, чтобы члены семейства оставались

решениями однородного волнового уравнения. С использованием введённого семейства вейвлетов, формула (3) может быть преобразована к виду:

$$U(\vec{b}, a, \mathcal{G}) = -\frac{1}{2} \int_0^t (F(\vec{b}, a, \mathcal{G}; t - \tau, \tau) - F(\vec{b}, a, \mathcal{G}; t - \tau, -\tau)) d\tau, \quad (4)$$

где
$$F(\vec{b}, a, \mathcal{G}; t', t'') = a^{-1} \int_{R^2} f(\vec{r}, t') \overline{\psi(a^{-1} M^{-1}(\vec{r} - \vec{b}), a^{-1} t'')} d^2 \vec{r}$$

Таким образом, вейвлет-преобразование поля источника выражается через преобразование функции источника, подобное его вейвлет-преобразованию. Следует отметить, что нахождение вейвлет-преобразования поля источника не требует нахождения самого поля.

Руководитель: М. В. Перель, доцент СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

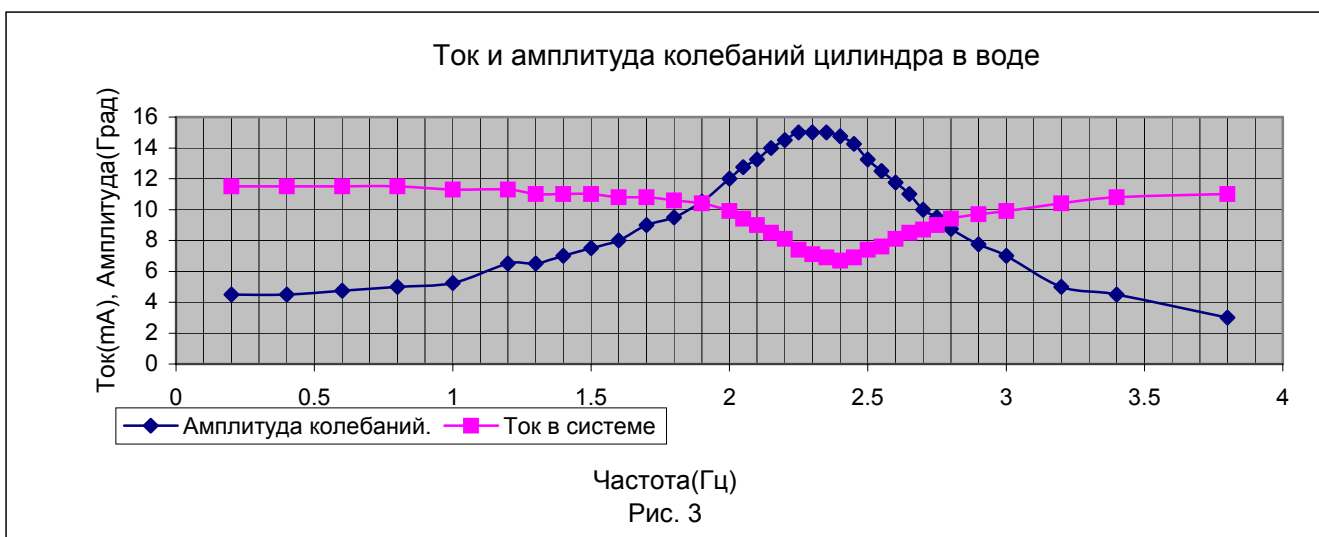
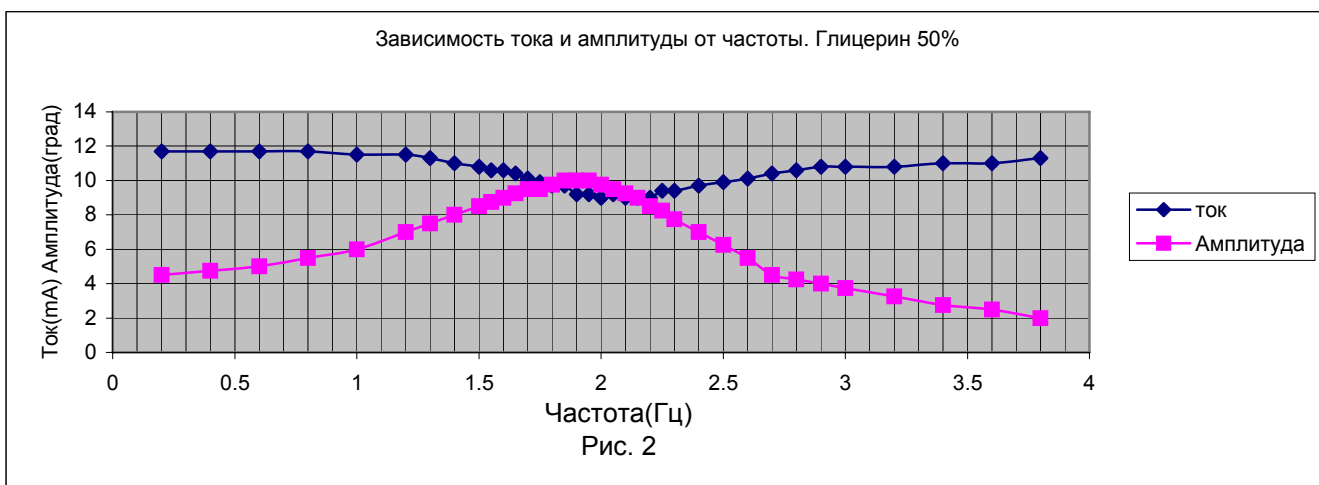
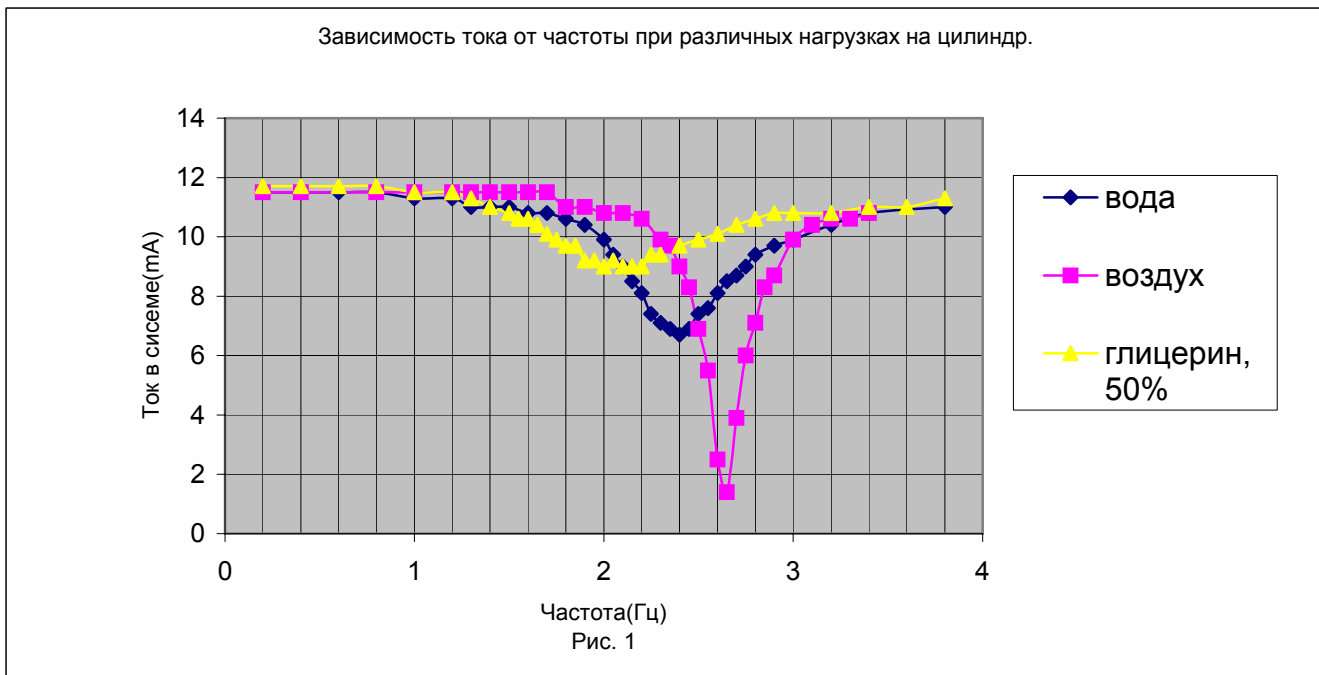
1. В. И. Смирнов, Курс высшей математики, т.2. Изд.20-е.–М.: Наука, 1967
2. J.-P. Antoine, R. Murenzi, P. Vandergheynst, S. T. Ali Two-dimensional wavelets and their relatives, Cambridge University Press, 2004
3. M. V. Perel and M. S. Sidorenko, "New physical wavelet 'Gaussian wave packet'", J. Phys. A, v. 40, p. 3441-3461, 2007
4. M. V. Perel and M. S. Sidorenko, "Wavelet analysis for the solution of the wave equation", In: Proc. of the Int. Conf. DAYS on DIFFRACTION 2006, Ed. I. V. Andronov (SPbU), p, 208-217, 2006.
5. M. V. Perel and M. S. Sidorenko, "Wavelet Analysis in Solving the Cauchy Problem for the Wave Equation in Three-Dimensional Space", In: Mathematical and numerical aspects of wave propagation: Waves 2003, Ed. G. C. Cohen, E. Heikkola, P. Jolly and P. Neittaanmaki (Springer-Verlag), p. 794-798, 2003.

ВРАЩАТЕЛЬНО КОЛЕБЛЮЩИЙСЯ ЦИЛИНДР В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

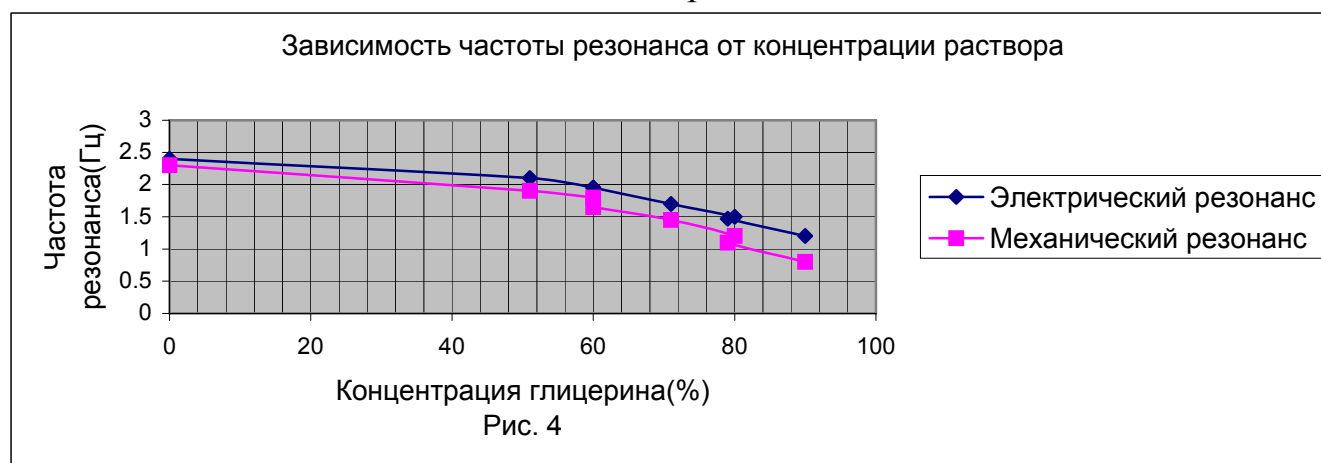
Студент: П.Д. Груздев (7 курс, каф. радиофизики СПбГУ)

Экспериментально исследовано влияние вязкой жидкости на колебание в ней вокруг своей оси длинного полого легкого цилиндра. В качестве вязкой жидкости использовались растворы глицерина в воде различной концентрации от 0% до 90%. Цилиндр скреплён соосно с рамкой магнитоэлектрического преобразователя и приводится в движение напряжением переменного тока частот вблизи резонанса этой колебательной системы (порядка 2.6 Гц). Такая система является двусторонним преобразователем. Она преобразует электрическую энергию в механическую и наоборот. Электрический ток течёт через рамку, она начинает совершать вращательные колебания и приводит в движение цилиндр. Так энергия электрического тока переходит в механическую энергию колебания цилиндра. Если цилиндр механически затормозить, то это значит, что сопротивление механической стороны преобразователя выросло (её дополнительно нагрузили). Соответственно возрастает и сопротивление электрической части, то есть электрическое сопротивление цепи. Ток в цепи уменьшается, что и фиксируется в эксперименте. Таким образом, изменение нагрузки на цилиндр вызывает изменение тока в цепи. При колебании цилиндра в жидкости из-за прилипания жидкости к его поверхности возникает её движение в виде вязкой цилиндрической волны, расходящейся наружу цилиндра и сходящейся внутри него [1]. Чтобы вязкая волна в жидкости не испытывала влияния стенок экспериментального сосуда размеры его и самого цилиндра выбраны из условий ее ослабления: самый протяженный в эксперименте при частоте 1 Гц в чистом глицерине вязкостью 1499 сПз пограничный слой составляет $\delta = (2\nu/\omega)^{1/2} = 1.4$ см, где ν – вязкость жидкости, ω – частота колебаний. В ходе работы измерены резонансные характеристики исследуемой системы – зависимости от частоты колебаний электрического тока, амплитуды колебаний цилиндра. Результаты измерений представлены на рис. 1, 2 и 3. На рис. 1 представлены зависимости тока в исследуемой системе от частоты подаваемого напряжения для цилиндра, находящегося в воздухе, воде и 50% водном растворе глицерина. Видно, что при работе системы в более вязкой жидкости величина электрического тока на резонансной частоте увеличивается, что объясняется большей нагрузкой на систему. На рис. 2 и 3 показаны зависимости от частоты тока в системе и амплитуды колебаний цилиндра для измерений в воде и 50% растворе глицерина. Из них видно, что частоты резонанса электрического тока и

механических колебаний не совпадают. Это происходит из-за наличия в системе необратимой потери энергии [2].



Чем больше нагрузка на цилиндр, тем сильнее смещается резонансная частота механических колебаний. Это показано на рис. 4.



На нем представлены результаты измерения резонансных частот для различных концентраций глицерина. Видно, что с увеличением концентрации глицерина (то есть с увеличением вязкости жидкости) резонансная частота системы монотонно уменьшается. Это объясняется тем, что в жидкости вокруг цилиндра образуется пограничный слой, движущийся вместе с цилиндром. Присоединенная масса этого слоя увеличивает массу цилиндра, то есть изменяет параметр колебательной системы, а значит, изменяется и резонансная характеристика этой системы. Чем массивнее колеблющийся элемент системы, тем больше его инерция и больше времени требуется на каждое колебание, поэтому частота, на которой оно происходит, уменьшается.

Исследование данной колебательной системы показало, что она с успехом может применяться для измерения вязкости в пределах от 1 сПз до 235 сПз.

В дальнейшем предполагается использовать подобную колебательную систему для детального исследования влияния граничных условий на поверхности цилиндра на движение жидкости вблизи него.

Руководитель: Б.Е. Грачёв, ст. преп., каф. радиофизики СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е. Грачёв, Н.Г. Семёнова, Л.Е. Козырев. Исследование вязких волн в жидкости. // Акуст. журнал. 1985. Т. 31 . Вып. 5.
2. Г.С. Горелик. Колебания и волны. Введение в акустику, радиофизику и оптику. 3-е изд.: под ред. С.М. Рытова. М., 2007. 656 с.

ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР СВЧ НА СФЕРОИДАЛЬНОМ ОБЪЕМЕ

Магистр: А.Н. Захаров (6 курс, СПбГУТ)

В технике СВЧ широко используются разнообразные генераторы, как правило, они обладают сложной конструкцией и, следовательно, высокой стоимостью. Создание генераторов СВЧ диапазона обладающих простой конструкцией и необходимыми параметрами, является актуальной задачей.

В конструкции генератора всегда есть частото задающий элемент, от параметров которого, зачастую, зависит качество выходного сигнала в целом. Для исследования был выбран сферический резонатор, как обладающий самой высокой добротностью среди объемных резонаторов: порядка 20-30 тысяч. В качестве активного элемента проектируемого устройства на первом этапе был выбран туннельный диод. Этот элемент позволяет создать генератор с высоким КПД, и требует малого напряжения питания.

Для экспериментальных исследований был создан макет генератора (рис. 1), с полусферическим резонатором (создание полного сферического резонатора представляло значительные технологические трудности, и было на первом этапе исследований нецелесообразным, т.к. по принципу зеркального отображения, поле в полусфере соответствует полю в половине целой сферы). Используемый в

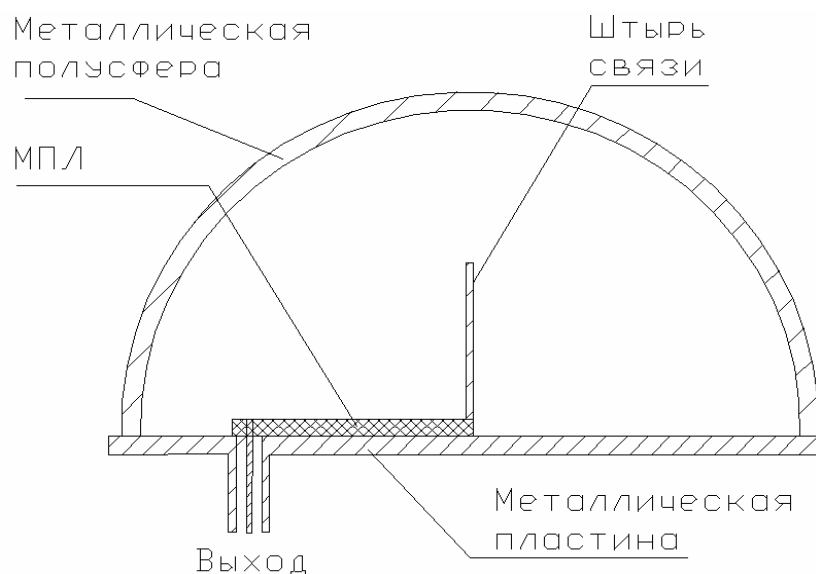


Рис. 1. Макет генератора на МПЛ.

экспериментальном макете активный элемент – туннельный диод (ТД), крепится на помещенном в полусферу отрезке пятидесятиомной микрополосковой линии. С одного конца микрополосковая линия закорочена сопротивлением 2.2 Ом, с другого нагружена на полусферический резонатор (для связи с полусферой используется штырь). Выходной сигнал снимается с разъема, припаянного к полосковой линии. С одного конца микрополосковая линия закорочена сопротивлением 2.2 Ом, с другого нагружена на полусферический резонатор (для связи с полусферой используется штырь).

Выходной сигнал снимается с разъема, припаянного к полосковой линии.

Как показало исследование экспериментального макета, при центральной частоте генерации 3 ГГц девиация частоты составляла порядка 2 МГц, при полосе частот сигнала около 500 КГц (спектр приведен на рис. 2). Таким образом, несовершенный экспериментальный макет генератора с полусферическим резонатором имеет высокую добротность. Несомненно, что при более совершенной технической реализации, могут быть достигнуты значительно более высокие результаты.

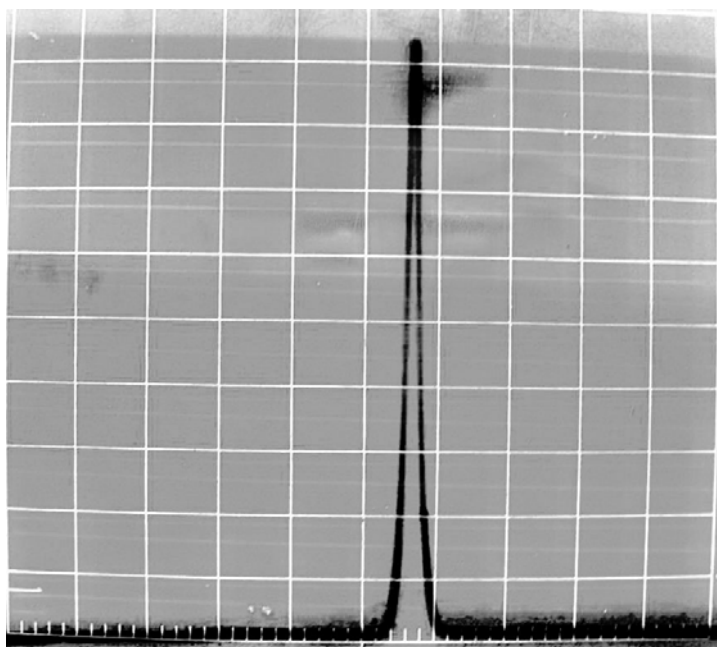


Рис. 2

В дальнейшем, в рамках выполняемой работы, был создан генератор с активным элементом, нагруженным непосредственно на полусферический резонатор, что привело к повышению добротности устройства. Схематический

рисунок изготовленного макета приведен на рис. 3, в данной схеме использовался диод Ганна, частота колебаний, наблюдаемых на спектроанализаторе, составила порядка 6,5 ГГц.

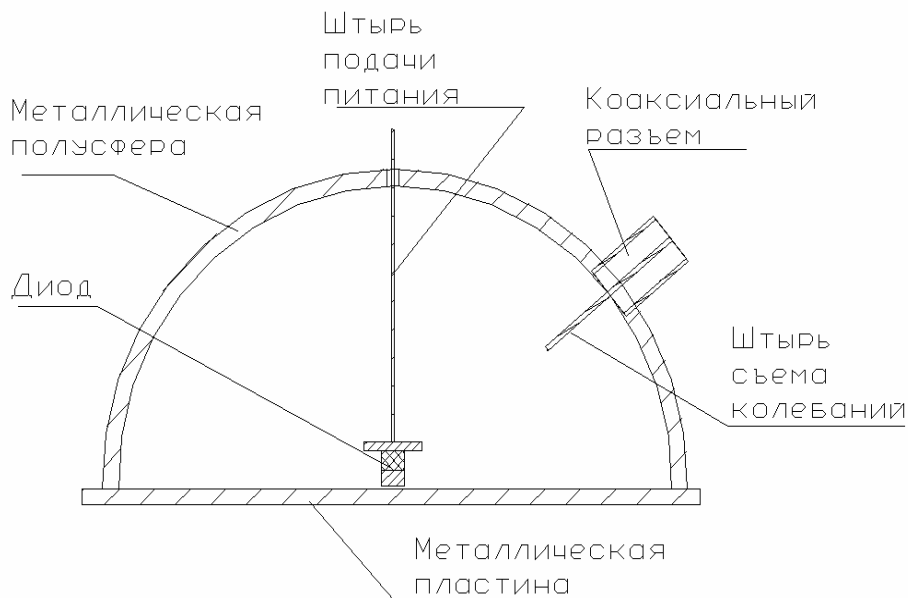


Рис. 3. Макет высокостабильного генератора СВЧ

Вывод: при создании высокостабильных генераторов СВЧ диапазона целесообразно использование сфероидальных объемов, стоимость полностью определяется классом обработки поверхности и её формой.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Воскресенский В. В., Иваницкий А. М. Применение туннельных диодов в импульсной технике. М., «Связь», 1974.
2. Малорацкий Л. Г. Микроминиатюризация элементов и устройств СВЧ. М., «Сов. радио», 1976.
3. Фистуль В. И., Шварц Н. З. Туннельные диоды. Успехи физических наук 1962, май.

ОСОБЕННОСТИ ГРОЗОВОЙ АКТИВНОСТИ НАД НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ТИПА КАНЬОНА

Студент: И.С. Зелинский (5 курс, каф. радиофизики, СПбГУ)

Одной из характеристик грозовой активности является территориальное распределение числа разрядов, приходящихся на единицу площади за год. При этом оказывается, что локальные неоднородности, связанные с подстилающей поверхностью, влияют на упомянутую характеристику. Так, данные системы регистрации и локаций грозовых разрядов (NLDN) на территории США показывают, что в плотность частоты регистрации грозовых импульсов имеет минимум в области каньона. Пространственное разрешение системы – около 1 километра.

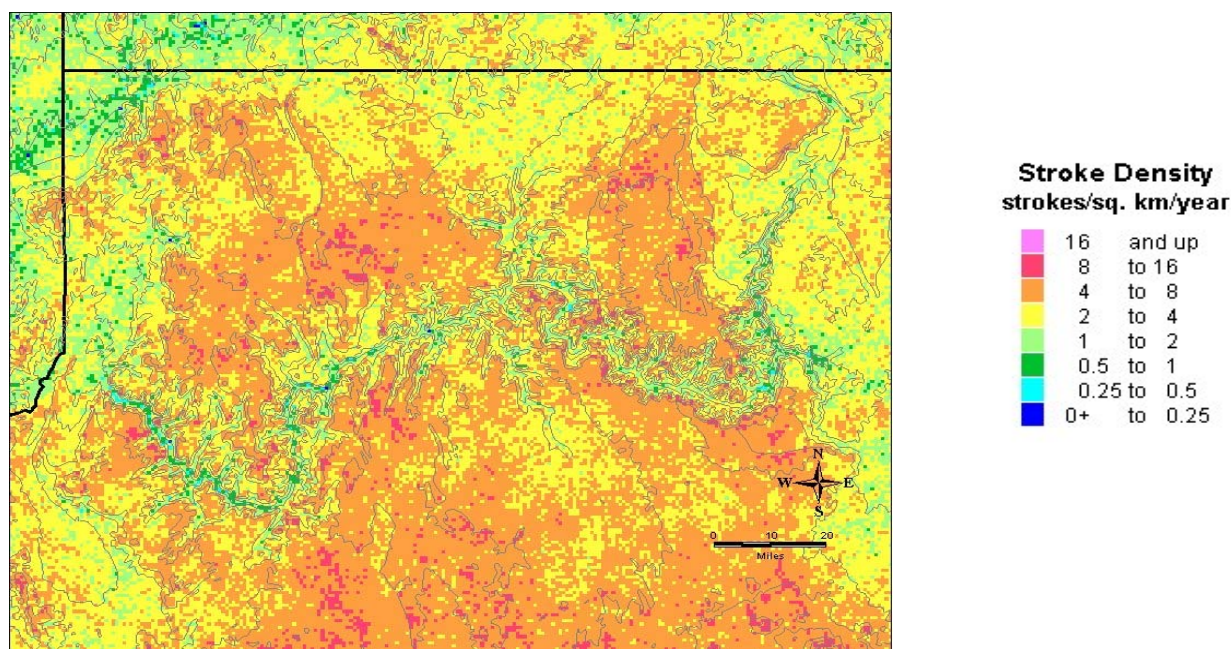
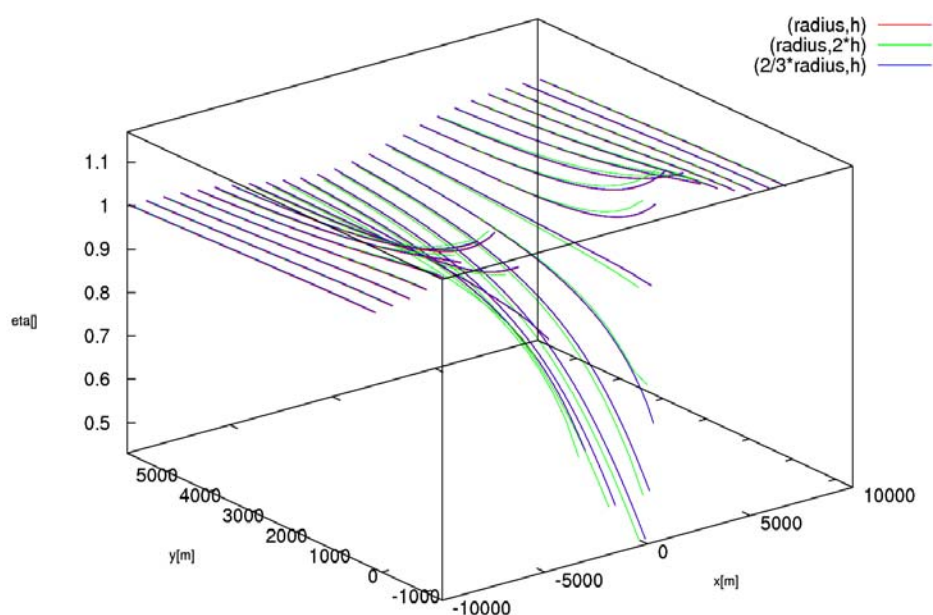


Рис. 1. Пространственное распределение среднегодовой плотности частоты регистрации грозовых разрядов (из частного сообщения проф. Ken Cummins)

В работе была поставлена задача выяснить возможные механизмы, объясняющие этот эффект. В качестве одного из механизмов может быть ослабление поля при разрядах, развивающихся внутри каньона, и в силу этого, пропускаемых системой при пороговой амплитудной регистрации.

Для оценки влияния рельефа каньона на распространение волн была решена задача о падении плоской волны на протяженный каньон гауссового профиля. Оси x, y находятся в плоскости каньона, ось z – вдоль оси. У плоской волны имеются H_z, E_x, E_y компоненты поля, K_z компонента волнового вектора нулевая. Поверхность каньона описывается импедансными граничными условиями для однородной проводящей среды, считается, что импеданс не зависит от свойств поля над поверхностью, что обосновывается большой проводимостью земли $\sigma/(\omega \epsilon_0) \sim 100$. Задача сводится к скалярному уравнению Гельмгольца для H_z компоненты, уравнение решается численно методом узлов при квадратной сетке. Поле описывается значениями в узлах, для величин поля составляется линейное уравнение с разреженной матрицей и решается при помощи среды Matlab. Результаты вычислений представлены на рис. 2.



Результат численного моделирования,

$$\sigma = 0.01 \text{ см}^* \text{ м},$$

$$f = 5 \text{ КГц},$$

$$\text{ширина} = 5 \text{ км},$$

$$\text{глубина} = 1.5 \text{ км}.$$

Рис.2. Отношение модулей возмущённого и невозмущённого электрических полей в плоскости сечения каньона.

Пользуясь теоремой взаимности, можно судить об ослаблении излучения источника из каньона на основании решения первой задачи.

Как видно из приведённых результатов, сравнительно небольшое уменьшение поля внутри каньона не может служить объяснением потери значительного числа регистраций разрядов вследствие возможного ослабления амплитуды импульсов, вызванного каньоном.

Другой возможной причинной наблюдаемого распределения плотности ударов может служить притяжение молний к достаточно резко выраженным краям каньона, приводящим к значительному локальному усилению поля.

Для проверки этой гипотезы была решена задача о статическом поле заряда, находящегося на оси на некоторой высоте над цилиндрически-симметричной ямой в проводящей плоскости. Задача решалась численно, статический потенциал $\varphi(r,z)$

описывался значениями в узлах квадратной сетки по (r,z) с шагом h , в качестве граничного условия было выбрано равенство потенциала нулю на всей поверхности земли и на достаточном удалении от ямы; последнее равносильно металлическому колпаку над областью.

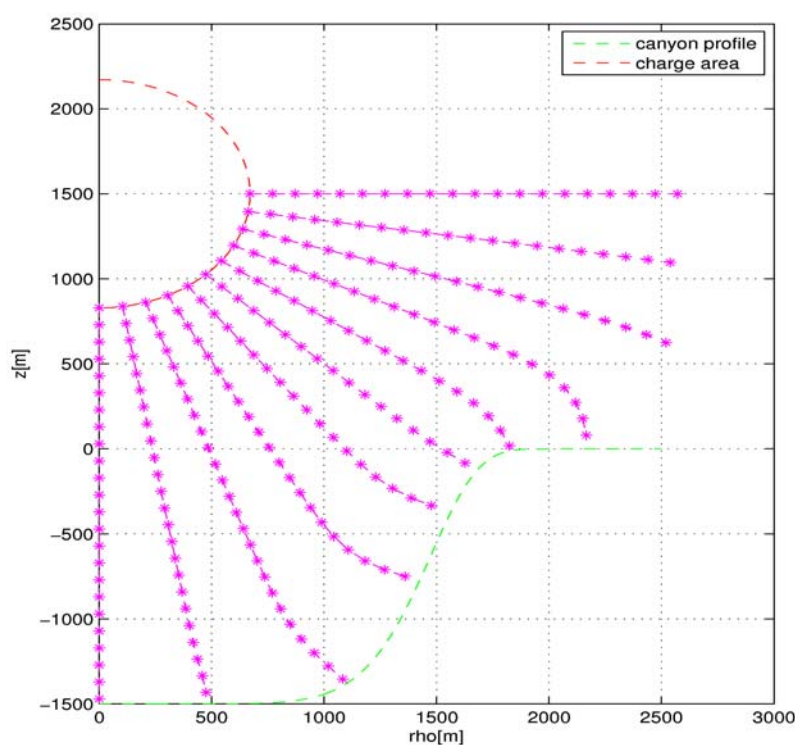


Рис. 3. Статическое поле заряда над ямой, силовые линии.

в 3-4 раза более, чем внутри и на склонах, что может служить подтверждением правомерности второй гипотезы.

Как видно из густоты построенных силовых линий, поле вблизи излома профиля каньона

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

УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ В АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВАХ

Студенты: Е.Ю. Исаева, К.В. Тихомирова (2 курс, каф. ТЭФ, ИМФИ)

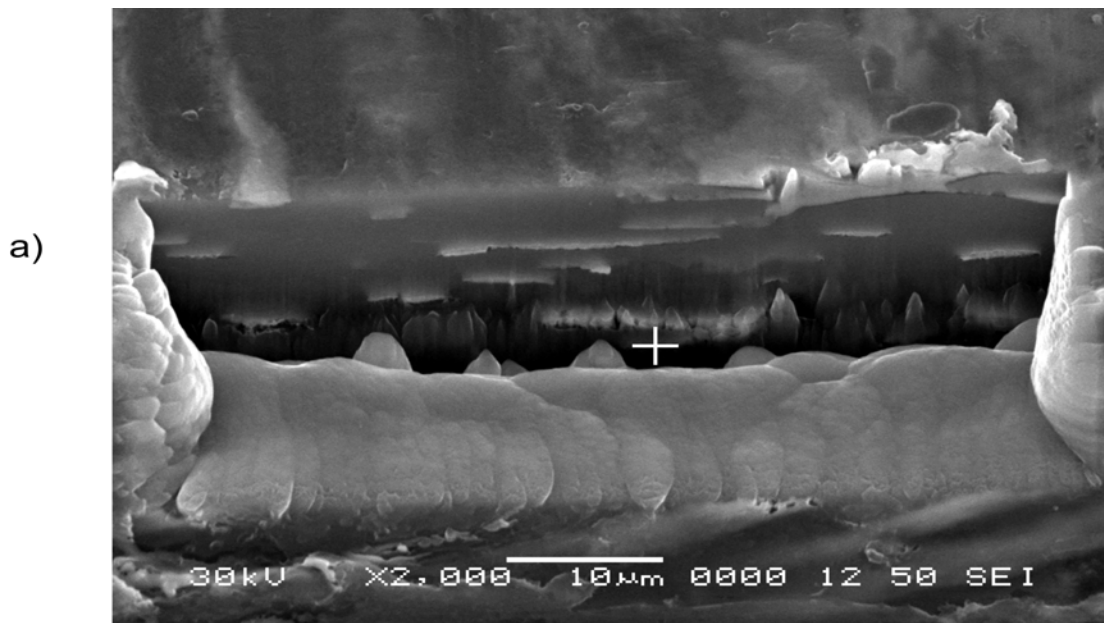
Аспиранты: Р.А. Столяров, В.М. Васюков (2 год, каф. ТЭФ, ИМФИ)

Тамбовский ГУ

Композиционные материалы с армирующими элементами из углеродных волокон применяются в качестве конструкционных, теплоизолирующих, экранирующих от разных воздействий и фрикционных материалов. Модифицирование нановолокнами, нанотрубками, фуллеренами и другими углеродными наноструктурами позволяет создавать еще более прочные нанокomпозиционные материалы [1-3].

Разработана методика получения нанокomпозиционного покрытия посредством интенсивной пластической деформации. В качестве модификатора поверхности применяли углеродный наноматериал «ТАУНИТ», содержащий 80% многостенных нанотрубок.

На рис.1а представлено изображение поперечного среза образца сплава АО20_1 с внедренными в него нанотрубками. Количественный энергодисперсионный анализ показывает, что количество углерода в исследуемой области может достигать 8% по массе (рис.1б). Внедрение УНМ в матрицу происходит по следующей схеме. В процессе обжатия в валках прокатного стана каждая материальная точка образца перемещается по определенной траектории, каждую из этих траекторий можно изобразить в виде линий рис. 1в [4]. Таким образом, УНМ помещенный на поверхность металла, с помощью проката может быть занесен в матрицу на глубину до 10-12 мкм.



Эталон :
 C CaCO3 1-июн-1999 12:00 AM
 Al Al2O3 1-июн-1999 12:00 AM
 Sn Sn 1-июн-1999 12:00 AM

б)

Элемент	Весовой %	Атомный%
C K	8.42	23.11
Al K	54.52	66.60
Sn L	37.05	10.29
Итого	100.00	

в)

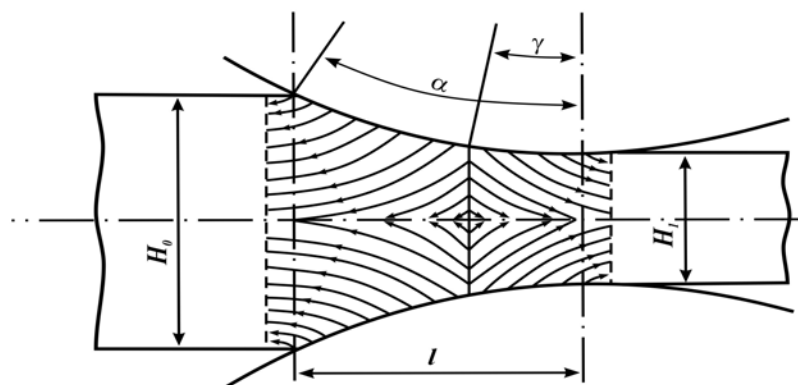


Рис. 1. а) Поперечный срез поверхности, вытравленный ионным пучком, модифицированного сплава АО20-1; б) элементный состав среза (в точке, указанной белым крестом); в) траектории относительного перемещения частиц металла в очаге деформации при плоской прокатке, где γ – нейтральный угол, α – угол захвата, l – длина геометрического очага деформации, H_0 , H_1 – высота очага деформации в начале и в конце зоны соответственно [4].

Таким образом, модификация поверхности и приповерхностных слоев сплава АО20-1 и проведенные исследования особенностей их микроструктуры находятся в

русле новых путей и методов создания наноструктурных приповерхностных слоев. Обнаружено увеличение твердости и модуля упругости $\sim 10-30\%$ в приповерхностном модифицированном слое глубиной $< 1\text{ мкм}$. Основными задачами остаются оптимизация сопряжения поверхности металлической матрицы и нанотрубок, чтобы на границе раздела создавалась прочная химическая связь на интерфейсе между фазами, а также более глубокое понимание природы трибологических процессов и свойств нанокompозитной поверхности.

Руководители: Ю.И. Головин, д.ф.-м.н., проф., директор НОЦ «Нанотехнологии и наноматериалы», Тамбовский ГУ;
Шуклинов А.В., к.ф.-м.н., н.с., УИЦ «Нанотехнологии и наноматериалы», Тамбовский ГУ

БЛАГОДАРНОСТИ

1. Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ, гранты №07-02-00906а, №06-08-01433а и приоритетной национальной программы «Образование».
2. Авторы выражают благодарность А.В. Иржаку, И.В. Гонтарю, А.М. Арсенкину, А.А. Тимофееву Государственный технический университет «Московский институт стали и сплавов», за помощь при проведении электронно-микроскопических исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Головин Ю.И. Введение в нанотехнику. М.: Машиностроение. 2007. С.496.
2. Ткачев А.Г., Золотухин И.В. Аппаратура и методы синтеза твердотельных наноструктур. М.: Машиностроение – 1. 2007. С.316.
3. Ajayan P.M., Schadler L.S., Braun P.V. Nanocomposite science and technology. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. 2003. P.230.
4. Дурнев В.Д., Настич В.П., Дурнев Н.В. Механика и физика листовой прокатки. М.: Наука и технологии. 2002. С.224.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИГНАЛОВ ФАЗОВОЙ РАДИОНАВИГАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ «АЛЬФА»

Студент: П.А. Карпенко (7 курс, каф. радиофизики, СПбГУ)

С февраля 2006 года ФРНС «Альфа» перешла на дальномерный режим работы. Передающие станции, расположенные в Хабаровске, Новосибирске и Краснодаре оборудованы высокостабильными генераторами. Наша задача состоит в том, чтобы оценить стабильность радионавигационных параметров (РНП) по грубой и тонкой сети.

Сигналы регистрируются с помощью цифрового приемника, разработанного на кафедре радиофизики СПбГУ. Опорный генератор в приемном пункте обладает недостаточной стабильностью, поэтому будем оценивать стабильность радионавигационных параметров в разностно-дальномерном режиме. В 0 часов МСК (21 UT) на каждой передающей станции на рабочих частотах происходит установка фаз, поэтому наблюдаются скачки фаз. Проверим стабильность РНП, усреднив по 10 отсчетов (30 мин.) до и после 21 UT (после 21 UT начиная со второго отчета), в течение 10 дней в каждый из 4 сезонов за 2006, 2007, 2008 годы.

Результаты обработки, которые будут представлены в докладе, показали, что средние значения до 21 UT и после, отличаются в отдельные периоды больше чем на 5 сц, что может привести к неправильному разрешению многозначности фазовых отсчетов. В эти периоды никаких геомагнитных возмущений не было зарегистрировано. За 2007 и 2008 год таких событий зарегистрировано гораздо меньше.

Для получения суточного фазы в квазидальномерном режиме на рабочей частоте, была разработана программа, позволяющая убрать долгопериодные вариации фазы опорного генератора. Идея программы заключается в том, вычисляется средний за сутки набег фазы на интервале 3 минуты, и для получения суточного хода из каждой разности убираем средний набег. При этом первая и последняя точка, после обработки, совпадают. Однако обработка ряда ближайших суток показывает, что суточный ход недостаточно хорошо воспроизводится. Однако для исследования возмущений типа ВИВов эта программа может быть использована.

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

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ КАРТИНЫ СТОЯЧИХ ВОЛН В ВОДЕ ПРИ ПОМОЩИ ГАЗОВОЙ КАВИТАЦИИ

Студент: Ю.Б. Ким (7 курс, каф. радиофизики, СПбГУ)

В аквариум, заполненный обычной водопроводной водой, был помещен пьезокерамический излучатель диаметром 110 мм. В качестве отражающей поверхности использовалась свободная поверхность жидкости. Далее в аквариум помещался пьезокерамический датчик на одном конце аквариума и электродинамический излучатель на другом.

Пьезокерамический излучатель излучал плоскую ультразвуковую волну с частотой 250 кГц. Эта волна отражается от свободной поверхности или других препятствий, при этом устанавливается картина стоячих волн (Рис.1). На рис.1 видно, что область с пеленой газовых пузырей ограничена. Пузырьки собираются в узлах давления стоячей волны. Если ультразвуковая волна плоская, то узловые поверхности также будут плоскими.

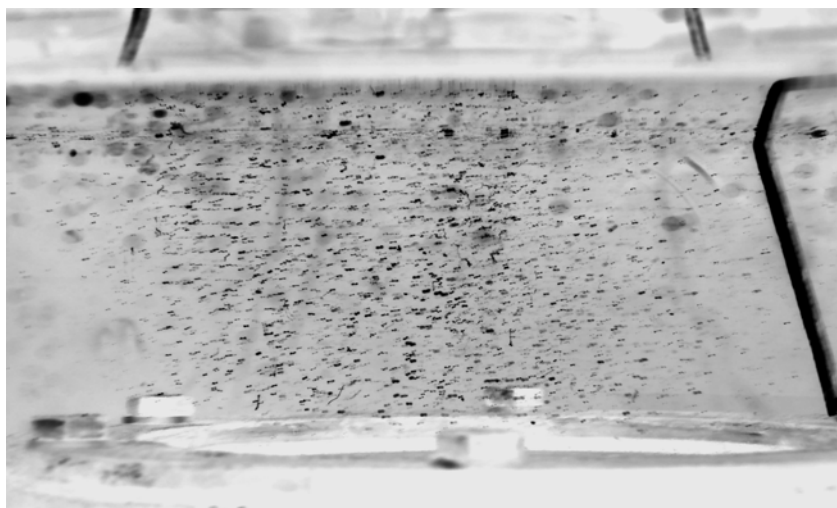


Рис. 1.

Ультразвуковая волна была достаточно мощной, для того чтобы развилась газовая кавитация. Газовую кавитацию можно использовать для визуализации картины стоячих волн. Были проведены опыты с отражением от поверхностей различной формы. Для примера на рис.2, представлена картина стоячих волн, от вогнутой поверхности, на границе раздела жидкости с воздухом.



Рис. 2.

Для определения концентрации газа в воде отдельно измеряли скорость распространения импульса сжатия. Импульс от электродинамического излучателя (ЭДИ) фиксировался датчиком и воспроизводился на экране осциллографа. Затем включался высокочастотный пьезокерамический излучатель. После того как установилась картина стоячих волн, ЭДИ излучал еще один акустический импульс. На ри.3 показана типичная осциллограмма импульсов, в жидкости без пузырей и в жидкости с пузырьками газа, после установления картины стоячих волн.

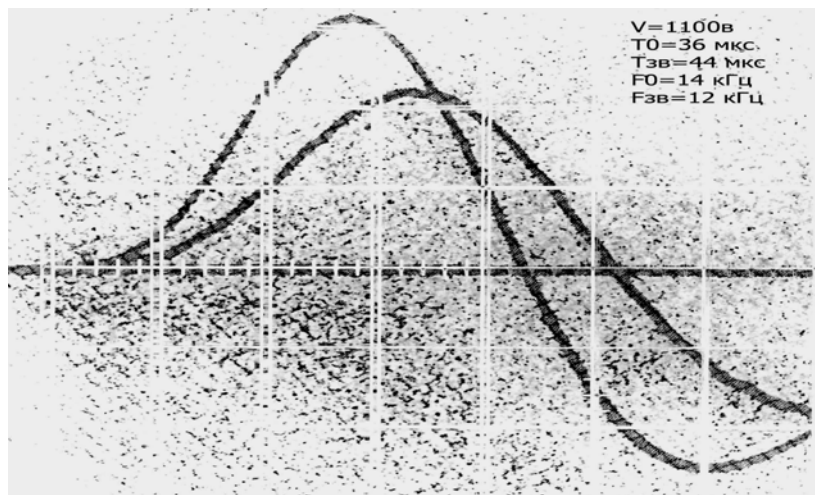


Рис. 3.

По осциллограммам, определялась разница времени прихода, акустического импульса в жидкости без пузырьков и с пузырьками газа, в начале импульса сжатия, точках максимума и первого нуля.

Так как длина пути ультразвуковой волны в пелене газовых пузырьков была равна 0,11 м, то скорость звука определялась по следующей формуле:

$$C_{\text{ж}} = \frac{L}{\left(\frac{L}{C_0}\right) + \Delta t} = \frac{1}{\left(\frac{1}{C_0} + \frac{\Delta t}{L}\right)}, \quad (1)$$

где: $C_{\text{ж}}$ – скорость звука в жидкости с растворенным в ней газом, $L = 0.11$ м. – фиксированное расстояние между ЭДИ и пьезокерамическим датчиком, $C_0 = 1467$ м/с – скорость звука в воде без пузырьков газа, при температуре 15°C , Δt – разница времени прихода, акустического импульса в жидкости без пузырьков и с пузырьками газа.

Для осциллограммы приведенной на рис.3, значения скоростей получились равными:

$C_{\text{ж}1} = 1397$ м/с – в начале импульса сжатия; $C_{\text{ж}2} = 1123$ м/с – в точке максимума; $C_{\text{ж}3} = 928$ м/с – в точке первого нуля.

Известно [1], что скорость звука в жидкости, зависит от объемной концентрации газовых пузырьков:

$$C_0^2 = \frac{1}{\rho_0 \left(\frac{\beta}{\gamma_g P_0} + \frac{1-\beta}{\gamma_L P_L^*} \right)}, \quad (2)$$

где: $\rho_0 = \beta \rho_{0g} + (1-\beta)\rho_{0L}$ – плотность жидкости с пузырьками газа, $P_0 = 105$ Па – атмосферное давление, $\rho_{0g} = 1,4$ – показатель степени адиабаты Пуассона для газа, $\rho_{0L} = 7$ – показатель степени адиабаты Пуассона для жидкости, $P^*L = 3200 \cdot 105$ – эмпирический параметр, β – объемная концентрация пузырьков газа.

Для полученных, по формуле (1), скоростей звука, используя формулу (2) были рассчитаны три значения объемной концентрации: $\beta_1 = 8 \cdot 10^{-5}$ – в начале импульса сжатия, $\beta_2 = 1,1 \cdot 10^{-4}$ – в точке максимума, $\beta_3 = 1,3 \cdot 10^{-4}$ – в точке первого нуля. в воде, и в воздухе.

Руководитель: Г.А. Дружинин, доцент, СПбГУ

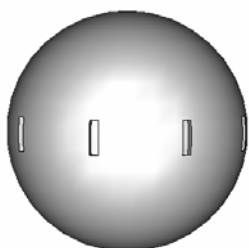
ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А. Дружинин “Нелинейная акустика”. СПбГУ, 2004

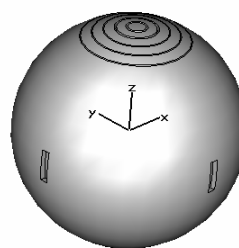
ИССЛЕДОВАНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Магистр: Е.В.Корнева (5 курс, СПбГУТ)

Постоянное развитие радиофизики с течением времени ставит перед инженерами все новые и новые задачи, которые не всегда удается решить совершенствованием существующих технических средств. Общая тенденция развития сводится к усложнению конструкции (переход к 3D-моделям), одновременному стремлению к упрощению устройства, желанию наиболее эффективно использовать материальные и нематериальные ресурсы (занимаемый объем, стоимость, частотный диапазон). Особенностью этих АР является то, что питать их можно через внутренний объем, который образует поверхность самой АР. Выводить поле на поверхность было решено с помощью дифракционных отверстий, а корректировать диаграмму направленности путем добавления на эту поверхность неоднородностей. Все виды АР в этом случае можно подразделить на кольцевые и произвольные (рис.1.). В самом общем случае синтез АР на поверхностях различной формы является на данный момент сложной и до конца не решенной задачей. В некоторых работах [1,2] предлагается рассчитывать поле произвольной АР как суперпозицию полей отдельных излучателей. Данный метод является приближенным, так как не учитывает взаимного влияния излучателей.



а) разновидность КАР



б) разновидность произвольной ДСАР

Рис 1. Возможные виды ДСАР

Для частного случая дифракционных сферических решеток (ДСАР), КАР существует метод расчета, позволяющий учитывать данное явление [2,3]. Стоит заметить, что в рассмотренных работах А.Л.Бузова, ведется анализ КАР, состоящих из линейных вибраторов, а не из дифракционных отверстий, расположенных к тому же на криволинейных поверхностях. Применение данного метода возможно при использовании дополнительных структур с учетом ограничивающих условий (ограниченность и криволинейность металлической поверхности). Рассмотрим простейшую ДСАР на сферической поверхности. Два математических метода позволяют решить данную задачу: метод моментов [4] и FTDM метод [5]. Изначально был возбужден внутренний объем резонатора и получено распределение токов для различных мод.



Рис. 3. Возможность получения изотропного излучателя

Исходя из оптимального расположения максимумов тока, их амплитуды и совпадения рассчитанных частот с результатами работы программы, для синтеза ДСАР была выбрана первая мода. Моделирование такой структуры показало возможность синтеза изотропного излучателя (рис.3 а) излучающая структура б) ДН в Е-плоскости в) ДН в Н-плоскости). При этом рассматривался случай собственных колебаний сферического резонатора. При реализации ДСАР необходимо решить проблему питания.

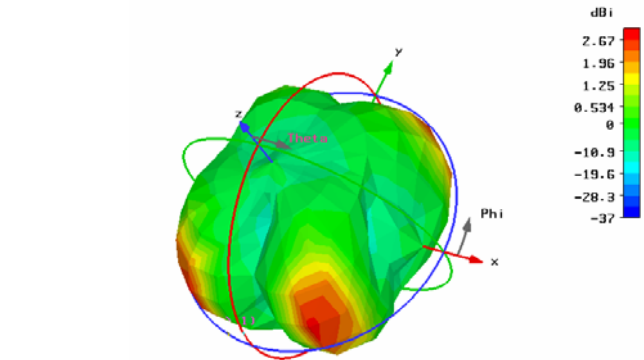
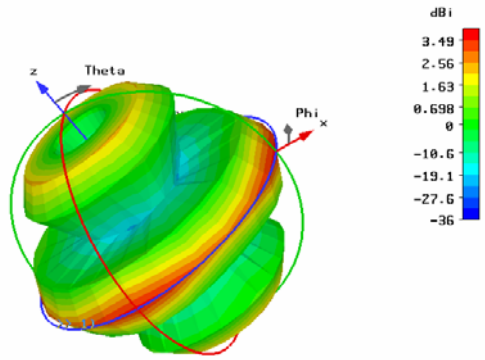


Рис. 4. ДН ДСАР с питающим элементом Рис. 5. Изменение ДН при повороте питающего элемента на 45°

При исследовании влияния питания на ДН ДСАР было выявлено, что применение ДСАР позволяет: 1. увеличивать уровень излучения в основном направлении и уменьшать уровень боковых лепестков или полностью сводить их к нулю; 2. сузить основной лепесток ДН; 3. расширить основной лепесток при неизменном боковом излучении; 4. дробить круговую в горизонтальной плоскости ДН на необходимое количество лепестков; 5. изменять эливаацию основного направления излучения; 6. получать дополнительное излучение с необходимой эливацией.

Следует отметить, что вращение питающего элемента приводит к значительным изменениям ДН при неизменной конфигурации самой АР. Никто и

никогда при визуальном контакте без специальных приборов не сможет определить ДН антенны, так как она в основном зависит от внутреннего элемента.

Рассмотрим пример, представленный на рисунках 4 и 5. Изначальная ДН ДСАР (рис.4) позволяет работать ненаправленно, а при повороте питающего элемента в строго определенных направлениях. Последнее позволяет решать вопросы электромагнитной совместимости.

Экспериментальная проверка сделанных предположений проводилась на стенде, при использовании которого были подтверждены теоретические результаты исследования. (рис. 6.)

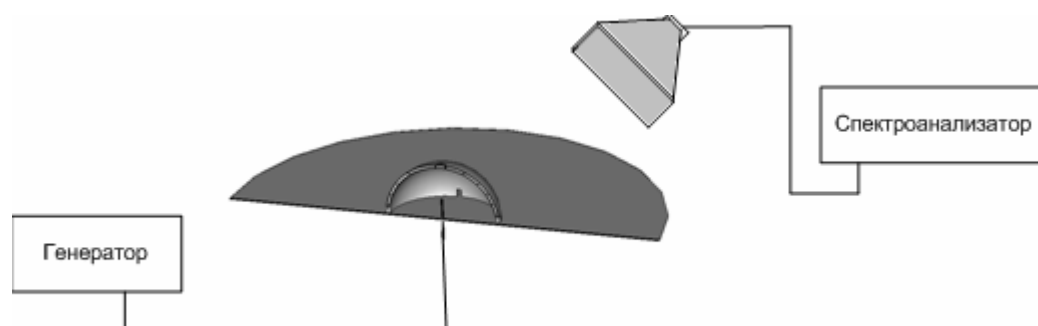


Рис 6. Принципиальная схема измерения

В итоге можно сказать, что данные антенны могут использоваться не только в схеме стандартного подключения, но и как автономные (активные) антенны. При этом расширяется возможная область их применения: автономные маяки, датчики столкновений (при изменении конфигурации меняется и излучение ДСАР). Дальнейшими исследованиями должны стать: разработка математического метода синтеза данной структуры, выявление теоретических зависимостей поведения показателей ДСАР от изменения ее конфигурации, усовершенствование питания, а также исследование устойчивости системы к помехам и возможности использования сферы в качестве автономного ретранслятора.

Руководители: Э.Ю. Седышев, с.н.с., к.т.н., рук. ОНИЛ СВЧ ГУТ;
А.Э.Ланда, к.т.н., доцент каф. ЭКП ГУТ

ЛИТЕРАТУРА

1. Журавлев В.А. Сборник «Антенные решетки»
2. Многовходовые антенные системы подвижной радиосвязи на основе схемно-пространственной мультиплексии / Под ред. А.Л.Бузова М.: Радио и связь, 2000
3. Айзенберг КВ антенны
4. R.F.Harrington, Field Computation by Moment Methods, Macmillan, New York, 1968
5. K. S.Kunz - The FDTD method for electromagnetics, CRC, New York, 1993

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ЖЕЛЕЗА И ВЛИЯНИЕ НА НИХ ОКИСЛЕНИЯ НА ВОЗДУХЕ

Аспирант: Р.И. Королёв (1 год, каф. радиофизики и электроники,
Сыктывкарский ГУ)

Прогресс в микроэлектронике непосредственно связан с развитием тонкопленочных технологий. Современный уровень развития науки и техники предъявляет высокие требования к качеству пленок. Структурные особенности, удельная проводимость, качество поверхности, стабильность свойств плёнок во времени играет важную роль при определении тех или иных параметров эксплуатации плёнок. В частности, электрические параметры аморфных пленок, такие как удельная проводимость, как правило, значительно меньше, чем у пленок, имеющих кристаллическую структуру, что связано с уменьшением концентрации свободных электронов и длины свободного пробега электронов из-за рассеяния на дефектах. В то же время, удельная проводимость является основным параметром, определяющим электродинамические свойства пленок. Поэтому необходимо выяснить от чего зависит проводимость аморфных плёнок, и как она будет меняться в условиях эксплуатации – т.е. на воздухе.

В работе исследовались пленки железа толщиной 10, 20, 1000 нм, полученные путем термического вакуумного осаждения на диэлектрические полимерные подложки (рентгеновские плёнки) при комнатной температуре. Давление вакуума при напылении плёнок было около $5 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст. При напылении плёнок железа одновременно измерялись сопротивление пленки и сдвиг частоты кварцевого резонатора, помещенного рядом с напыляемой пленкой [1]. Сдвиг частоты кварцевого резонатора пропорционален изменению массы кварцевой пластины или толщине плёнки (при постоянной плотности). После напыления плёнок, они находились в вакууме в течение 20 минут, за это время пленка охлаждалась до комнатной температуры. Затем в камеру напускали воздух и измеряли изменение сопротивления и сдвиг частоты.

Зависимости сопротивления R и сдвига частоты Δf плёнок Fe на воздухе от времени для трёх толщин (в нм): 1 – 10, 2- 20, 3-1000 приведены на рис.1,2. Как

видно из рис.1, сопротивление пленок растет, и, следовательно, пленки окисляется. Значение отношения сопротивлений после нахождения плёнки на воздухе за 20 минут R_H и сопротивления в вакууме R_B изменилось следующим образом R_B/R_H : 1 - 8, 2 - 5, 3 - 1,1. Это означает, что тонкие плёнки (до 20 нм) окисляются плёнки почти полностью за 100 секунд. За это же время толстая плёнка окисляется лишь малый поверхностный слой (до 30-50 нм). Об этом же свидетельствует и зависимость сдвига частоты (или изменение массы плёнки). Увеличение массы плёнки происходит за счёт увеличения концентрации кислорода.

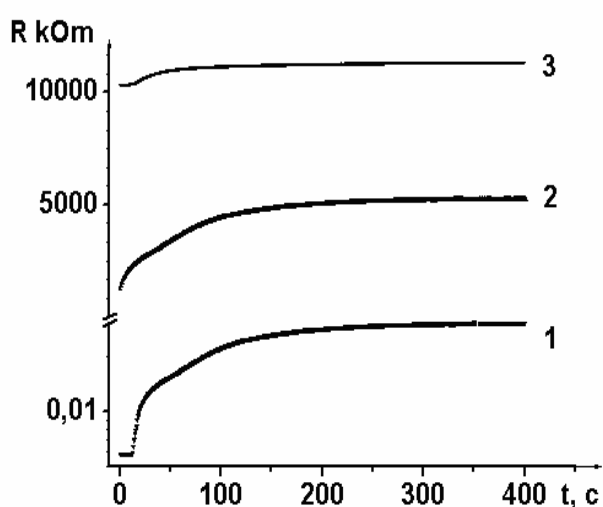


Рис.1. Зависимость R пленок от времени нахождения на воздухе

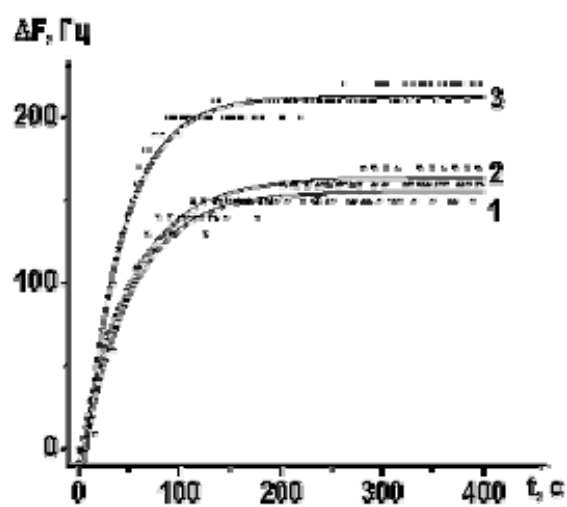


Рис.2. Зависимость сдвига частоты от времени нахождения на воздухе

Руководитель: Л.Н. Котов, профессор, Сыктывкарский ГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Антоненц И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Голубев Е.А. Особенности наноструктуры и удельной проводимости тонких пленок различных металлов // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 3. С. 24–27.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫХ КОМПЛЕКСОВ ФУЛЛЕРЕНА C₆₀: КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Студенты: П.А. Косырев, Е.С. Юрина, Ю.Ю. Юрин (4 курс, ТЭФ),
М.С. Анурьева, С.О. Шарапа (4 курс, ИИТ)
Тамбовский ГУ

В последние годы фуллереновые материалы вызывают устойчивый рост внимания, как в теоретических, так и прикладных исследованиях. В работе показана возможность компьютерного моделирования электронной структуры комплексов фуллерена C₆₀ с донорами LMG (LeucoMalachite Green) и LCV (Leuco Crystal Violet).

Равновесную структуру LCV·C₆₀ рассчитывали несколькими способами. Для первоначальных расчетов применяли метод молекулярной механики UFF (Universal Force Field), реализованный в программном пакете ArgusLab [1]. Дальнейшие вычисления проводились с помощью двух полуэмпирических методов PM3 (Parametric Method 3) и AM1 (Austin Model 1) с различными параметризациями в квантово-химических пакетах ArgusLab и PC-GAMESS [2]. Для каждой конфигурации с одинаковым числом пар молекул донора и фуллерена C₆₀ были проведены множественные расчеты с различными начальными состояниями и условиями сходимости. Если вычислительная сложность расчета позволяла, то каждый эксперимент дублировался с использованием методов PM3 и AM1.

Для донорно-акцепторного комплекса LMG·C₆₀ зазор НОМО-LUMO составил 3.0 eV, для Vz₄ВТРЕ·C₆₀ – 2.9 eV и для LCV·C₆₀ -2.98 eV (расчеты выполнены для нескольких пар донор-фуллерен). Дальнейшие квантово-химические расчеты для различных нанокластеров LCV·C₆₀ позволили получить зависимость зазора НОМО-LUMO (E) от количества пар LCV·C₆₀ и числа слоев в молекулярном кластере. Величина E уменьшается от 2.9 эВ для одной изолированной пары LCV·C₆₀ до 2.2 эВ для нанокластера, состоящего из нескольких слоев и десятков пар LCV·C₆₀ (см. рис.).

Такая же зависимость уменьшения величины НОМО-LUMO наблюдается и для чистого фуллерена C₆₀ [3] при переходе от изолированных молекул к

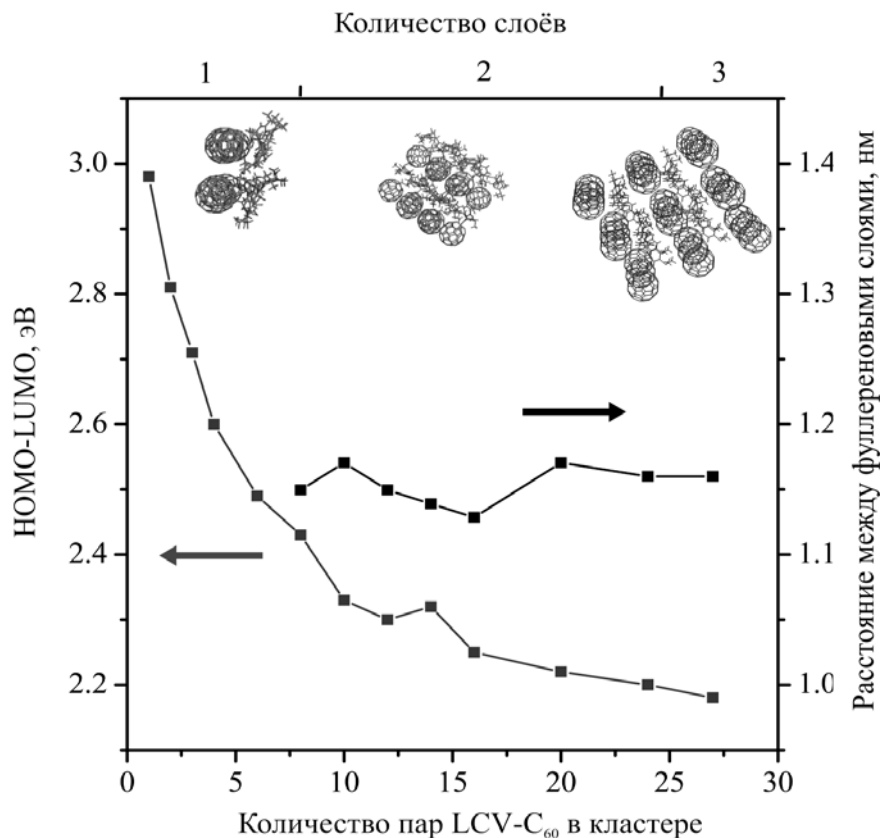


Рис.1.-Общие характеристики кластеров LCV*C₆₀.

твердотельному состоянию. В нашем случае уменьшение величины E может являться следствием перекрытия волновых функций соседних молекул C_{60} в фуллереновом слое донорно-акцепторного комплекса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 06-02-96323 р_центр_a) и гранта Президента РФ (МК-932.2007.2).

Руководители: Д.В. Лопатин, к.ф.-м.н, доцент, Тамбовский ГУ;
Е.С. Чиркин, ст. преподаватель, Тамбовский ГУ

ЛИТЕРАТУРА

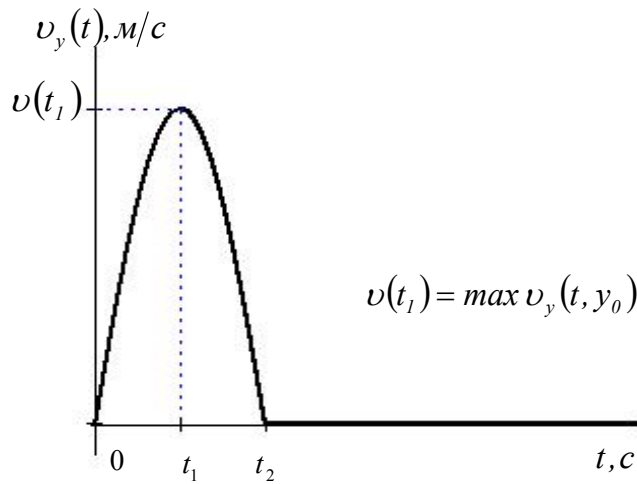
1. Mark Thompson, <http://www.arguslab.com>
2. A. A. Granovsky, <http://classic.chem.msu.su/gran/games/index.html>
3. Saito S., Oshiyama A. // Phys. Rev.Lett., V. 68, 1992, P.82.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Студент: С.В. Лебедев (7 курс, каф. радиофизики, СПбГУ)

На эволюцию акустической волны над эпицентром землетрясения существенное влияние оказывает неоднородность атмосферы. При распространении вверх происходит возрастание амплитуды волны, и в случае слабой диссипации (большие числа Рейнольдса) имеется возможность проявления нелинейных эффектов. В результате эволюции начального возмущения атмосферы образуется ударная волна, и при подъеме профиль ее приобретает треугольную форму [1,2]. При подъеме вверх число Рейнольдса уменьшается и на той высоте где оно равно единице проявление нелинейности и диссипации становится равноправным. При этом, достигая уровня где существенны потери, ударная волна начинает испытывать на себе их влияние. Происходит постепенное ослабление амплитуды акустической волны и размытие фронта. Имеющиеся аналитические описания эволюции акустического импульса над эпицентром землетрясения с учетом слабой нелинейности и при наличии потерь выполнены поэтапно: вначале с учетом нелинейности при пренебрежении диссипацией, а затем с учетом потерь в линейном приближении.

В настоящей работе представлено численное моделирование на базе пакета ANSYS 10.0 процесса распространения акустического импульса в слое неоднородной атмосферы высотой вплоть до 200 км. На основе результатов моделирования удастся не только сравнить отдельные этапы эволюции, но и ответить на вопросы о том, что происходит в зоне перехода от одного этапа к другому. При этом на основе работ [2,3] удастся связать площадь положительной части акустического импульса на высоте источника (рис.1) S_+ и выделяемую ими мощность ω в кт тротилового эквивалента. На основании полученных связей можно классифицировать моделируемый процесс как «обычное» наиболее часто встречаемое землетрясение, чья выделяемая мощность ω лежит в интервале $(10^3 \div 10^4)$ кт.



$$S_+ = \int_0^{t_2} v_y(t', y) dt'$$

$$S_+(y_0, \omega) \approx 2 \cdot B(y_0) \cdot \omega^{1/3}$$

при $y_0 = 10 \text{ км}$ $B \approx 1$,
при $y_0 = 4 \text{ км}$ $B \approx 3$

Рис. 1.

Одним из результатов численного моделирования процесса распространения акустической волны в неоднородной атмосфере является зависимость профиля скорости от высоты над источником (рис. 2).

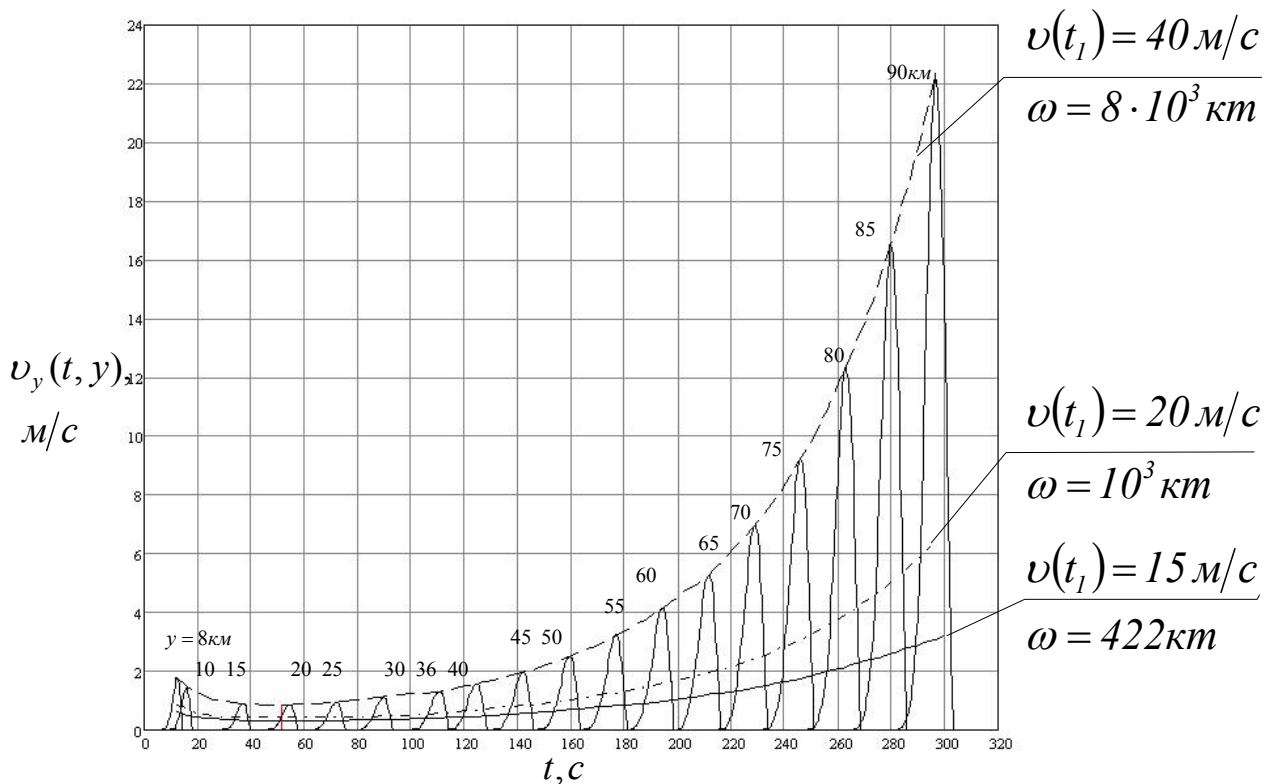


Рис. 2.

Здесь представлены профили скорости и огибающая к ним, в зависимости от высоты над источником для случая выделяемой мощности $\omega = 8 \cdot 10^3 \text{ км}$, и огибающие для случая выделяемой мощности $\omega = 10^3 \text{ км}$, $\omega = 422 \text{ км}$.

На основании получаемого решения удастся выделить закономерности в эволюции фронта акустической волны как связанные с различием в выделяемой мощности, так и несвязанные. В частности, по мере распространения акустической волны вверх, ее амплитуда начинает убывать и достигает своего минимального значения независимо от выделяемой мощности через 50,25с после начала распространения. При дальнейшем распространении вверх амплитуда профиля скорости волны постепенно возрастает, при этом начинает искривляться и сам профиль. Удастся получить зависимость высоты образования ударного фронта от площади акустического импульса. Представленное численное моделирование позволяет учесть влияние вязкости на стадиях эволюции, когда еще преобладает нелинейность по сравнению с диссипацией. При этом удастся выделить область, где происходит совместное влияние двух параметров, приводящее одновременно и к укручению, и к размытию фронта. Реализуемый алгоритм численного моделирования дает возможность выявления подобного рода зависимостей не только в области над эпицентром землетрясения, но и в областях удаленных от нее. Причем получаемое решение дается не только для вертикальной компоненты скорости. В результате можно судить о том как ведет себя горизонтальная компонента скорости, давление и температура как на фронте волны, так и на удаленном расстоянии от него. Тем самым, получено описание более полной картины происходящего в слоях неоднородной атмосферы при одновременном учете нелинейности и диссипации.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Павлов В.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1986, т.26, №5, С.807-815.
2. Безрученко Л.И., Павлов В.А.// Вестник СПбГУ.Сер.4, 1997, вып. 4, № 25, С.138-141.
3. Бруд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ / Пер. с англ.; Под ред. В.Н.Николаевского. М., 1976.

ПОЛУЧЕНИЕ СОСТОЯТЕЛЬНЫХ ОЦЕНОК СПЕКТРА МОЩНОСТИ СИГНАЛОВ ИОНОСФЕРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

Студент: Е.А. Малов (6 курс, каф радиофизики, СПбГУ)

Движение нейтрального газа в земной атмосфере состоит в основном из следующих видов: преобладающие ветры или общая циркуляция, внутренние волны, турбулентность и т.д. К волновым движениям относятся акустико-гравитационные волны (АГВ), приливы, планетарные волны. АГВ являются одними из основных волновых движений земной атмосферы. Большой интерес в ионосферных исследованиях представляет распространение в атмосфере и ионосфере волнообразных возмущений именно такого типа.

Экспериментально их легко наблюдать, измеряя вариации фазового пути электромагнитных волн, отражающихся от ионосферы на высотах 100 – 300 км. Они проявляются как доплеровское смещение частоты, зависящее от времени $F_d(t)$.

Данная работа представляет собой экспериментальное исследование спектральных свойств сигналов декаметрового диапазона, распространяющихся на среднеширотных трассах. Источники сигналов - несущие частоты обычных радиовещательных станций КВ-диапазона. Суть работы заключается в исследовании фазовых сдвигов, возникающих при прохождении сигналом флуктуирующих и перемещающихся концентратных электронных поверхностей. Поскольку отраженный сигнал представляет собой квазислучайный процесс из-за рассеяния поля на ионосферных неоднородностях, получение состоятельных экспериментальных оценок $F_d(t)$ представляет определенные трудности. В данной работе предложен способ получения таких оценок с помощью полиспектрального анализа в сочетании с методом Уэлча [1,2]. Полученные реализации сигналов в цифровой форме обрабатывались следующим образом.

1. Предназначенный для обработки участок реализации сигнала делился на ряд локально стационарных фрагментов, на которых вычислялись текущие спектрограммы мощности сигнала с использованием оконного преобразования Фурье с окном Кайзера [2]. Эти спектрограммы подвергались частичному усреднению за счет использования перекрытия окон, как принято в методе Уэлча

[2]. Тем самым частично уменьшалась дисперсия спектральных оценок. Полученные спектрограммы сохранялись в виде трехмерных изображений, полученных в математическом пакете МАТЛАБ.

2. Сигналы ионосферных отражений редко регистрируются «в чистом виде». Обычно в них присутствуют различные посторонние помехи. Кроме того, сама природа таких сигналов, как указывалось выше, является, по существу, шумовой. Поэтому далее ставилась задача получения двумерной спектральной реализации (время-частота), полностью очищенной от влияния шумов с помощью полиспектрального анализа [1]. Для этого на каждом интервале локальной стационарности вычислялся усредненный биспектр второго порядка

$$\Phi(\omega_1, \omega_2) = \langle C(\omega_1)C^*(\omega_2) \rangle,$$

который позволял повысить контрастность спектральных компонент сигнала на фоне шумов. Полученный биспектр анализировался специально подготовленной программой, вычисляющей положение и величину его максимумов.

В качестве примера на рис. 1 приведена исходная спектрограмма одного из сеансов. На отраженном сигнале просматривается влияние шумов. В ионосфере происходит расщепление каждого одиночного луча на две независимо распространяющиеся магнитоионные компоненты, так что фазовые скорости и частота Доплера для них оказываются различными. Это видно в средней части сеанса, где проявляется двулучевая структура сигнала.

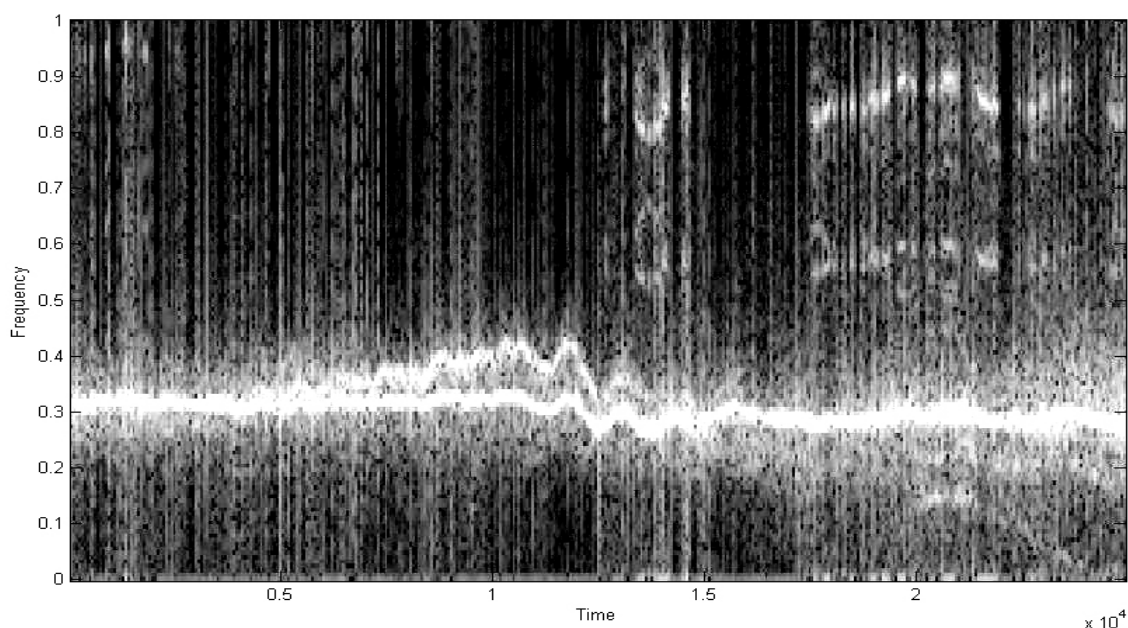


Рис. 1

Работа программы иллюстрируется на рис. 2. Спектрограмма полностью очищена от шумов, каждый луч может обрабатываться отдельно. Таким образом, можно более детально исследовать спектральные свойства сигналов, отраженных от ионосферы. Можно точно определить структуру АГВ, используя дополнительный анализ, например, с помощью вейвлет-преобразования.

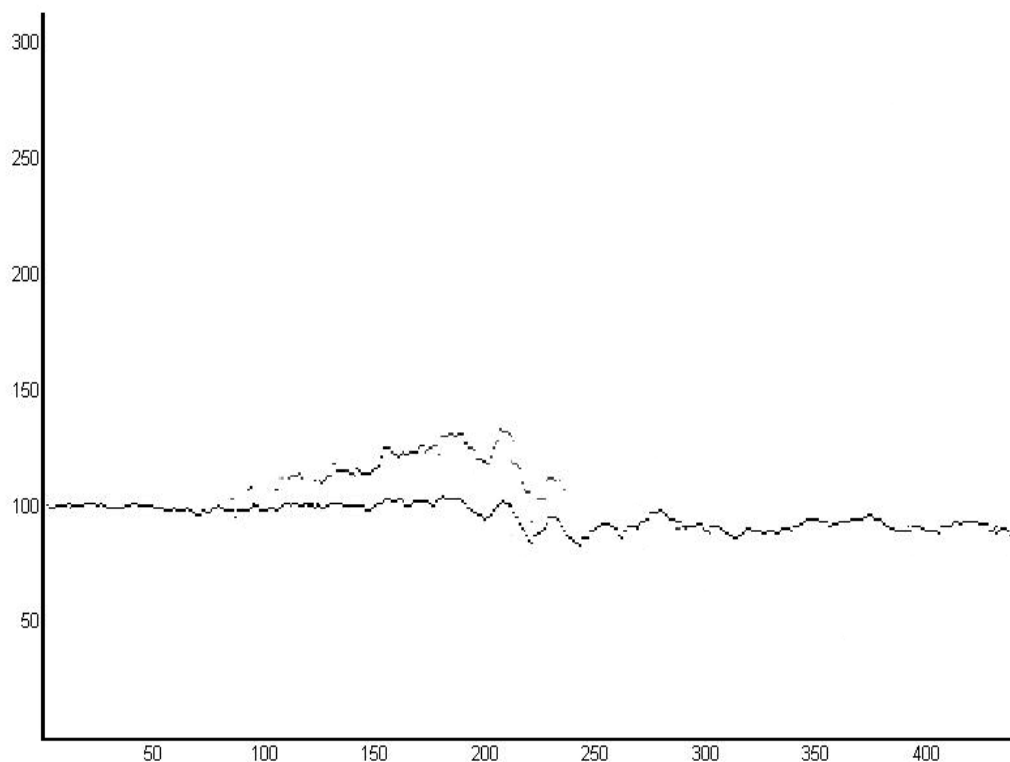


Рис. 2.

Руководитель: А.Н. Пинегин, доцент к.ф.-м.н., СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Новиков Полиспектральный анализ. – СПб.: ЦНИИ им. акад. А.Н.Крылова, 2002, - 180 с., ил, библи.
2. А.Б. Сергиенко Цифровая обработка сигналов СПб, Питер, 2003 г.

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ МЦШ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ООММФ

Студент: М.В. Марков (5 курс, каф. радиофизики и электроники,
Сыктывкарский ГУ)

Для исследования теории магнитных носителей широко используются компьютерные модели, служащие как инструмент численного эксперимента. При моделировании уделялось внимание поведению намагниченности при частотах внешнего перемагничивающего поля, близких к расчетной частоте ферромагнитного резонанса (ФМР)[2]. Моделирование проводилось с учетом трех полей, влияющих на направление намагниченности в пластине: обменного поля, размагничивающего поля и поля анизотропии.

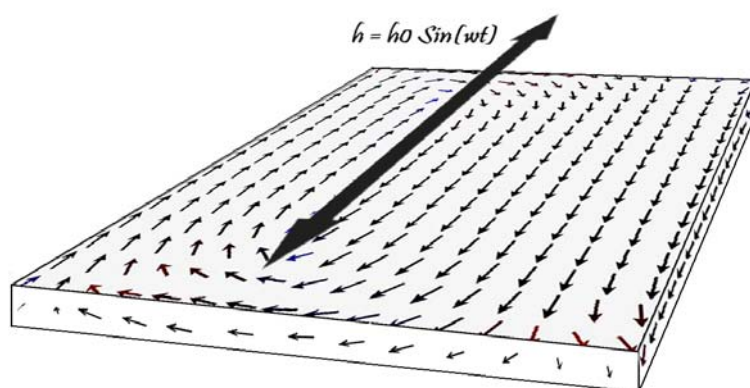


Рис.1. Схема моделирования

Для исследования поведения МЦШ-пластинки в переменном внешнем перемагничивающем поле была выбрана модель, в которой внешнее поле направлено вдоль пластинки (рис.1) и меняется только по направлению по закону синуса.

Начальное распределение намагниченности носит произвольный характер. Поэтому приложение внешнего однонаправленного поля или переменного по знаку, как в данном моделировании, вызывает формирование доменов – групп ячеек с одинаковым направлением спинов [5]. На графике, полученном с помощью

mmGraph (рис.2), начальный процесс релаксации отображен как скачки намагниченности с большой амплитудой, а объединение доменов – как смещение синусоид.

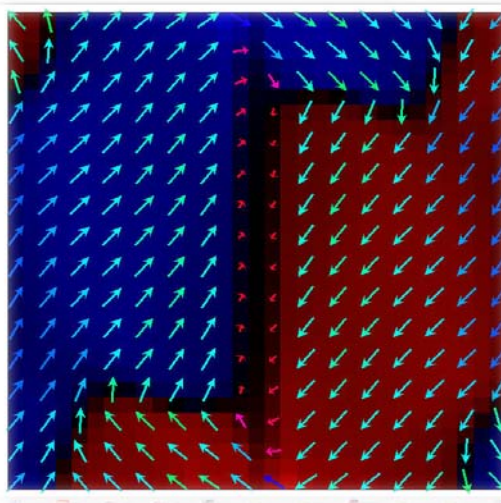


Рис.2. Движение доменных стенок на начальном этапе релаксации

После релаксации образца направление спинов в доменах совпадает с направлением внешнего магнитного поля или ориентировано таким образом, что внешнее поле не может поворачивать спины (например, 180°) [2]. Дальнейшее воздействие внешнего поля на намагниченность пластинки выражается в колебаниях спинов около положения равновесия, этот процесс происходит при частоте внешнего поля, близкой к теоретической частоте ферромагнитного резонанса для данного образца.

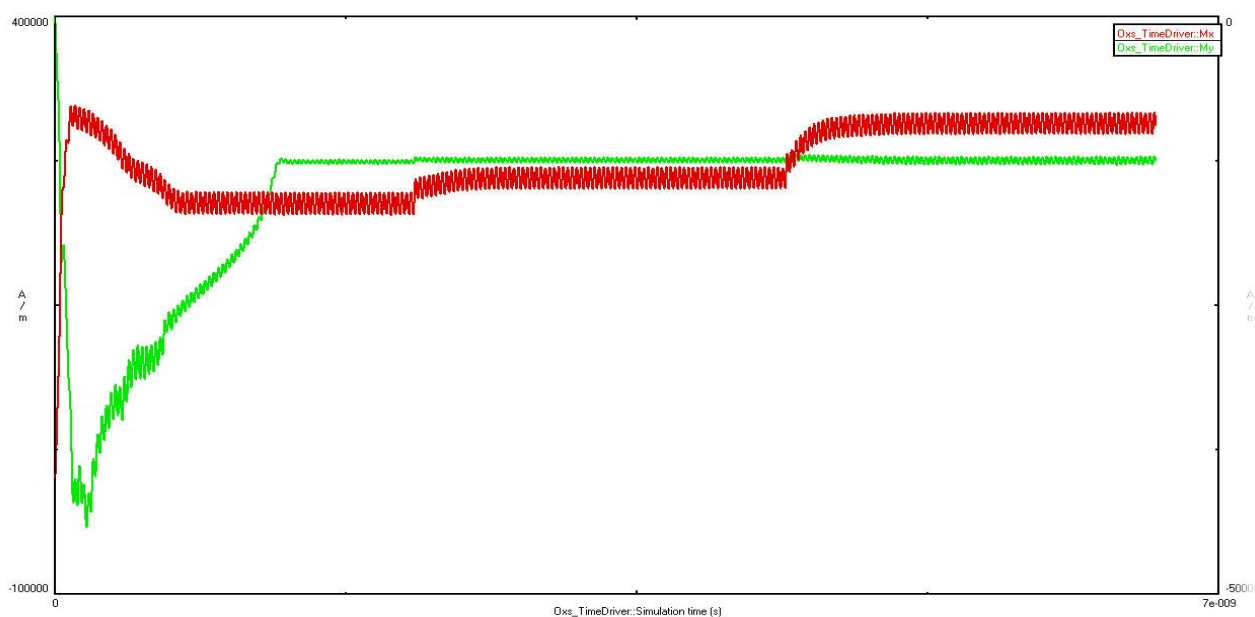


Рис.3. Зависимость намагниченности образца от времени при релаксации МЦШ – пластинки

Выявлено, что внешнее переменное поле оказывает на пластину наибольшее влияние при частоте равной частоте линейного ферромагнитного резонанса. При уходе частоты от резонансной, влияние поля быстро уменьшается. С помощью построенной компьютерной модели изучена зависимость характера колебаний пластины от параметров воздействующего на нее внешнего магнитного поля. Исследована частотная и амплитудная зависимость изменения магнитной структуры пластины, при изменении характеристик материала, из которого изготовлена пластина, от воздействия внешнего переменного поля; построены графики наглядно иллюстрирующие при каких частотах и амплитудах поля возможно существенное изменение структуры намагниченности пластины. Рассмотрены процессы релаксации образца при воздействии переменного внешнего магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голдин, Б. А. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) [Текст] / Б. А. Голдин, Л. Н. Котов, Л. К. Зарембо, С. Н. Карпачев. Л.: Наука, 1991. 149 с.
2. Гуревич, А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферритах [Текст] / А. Г. Гуревич. М.: Наука, 1973. 484 с.
3. Звездин, А. К. Суперпарамагнетизм сегодня: магниты-карлики на пути в мир квантов [Текст] / А. К. Звездин, К. А. Звездин // Природа. – 2001. №9. С. 9 18.
4. Ландау, Л. Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел [Текст] / Л. Д. Ландау, Е.М. Лившиц // Ландау Л. Д.: собр. тр.: под ред. Е. М. Лившица М.: Наука, 1969. Т.1. С. 128 143.
5. Носов, Л. С. Высокочастотная переориентация намагниченности в ансамблях однодоменных частиц и их отклик на импульс поля [Текст] / Л. С. Носов // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Сыктывкар, 2006. 145 с.
6. «OOMMF User's Guide», 30.10.2002, release 1.2a3 (alpha-release)

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КВАЗИПЛАНАРНЫХ КИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Студент: Д.К. Мориц (6 курс, каф. радиофизики, РФФ, СПбГПУ)

Новый класс композитных материалов - Квазипланарные Киральные Метаматериалы (ККМ) в последние годы обратили на себя пристальное внимание исследователей. ККМ представляет собой двумерную периодическую решетку проводящих или диэлектрических частиц (обычно в форме свастики), нанесенных на слой изотропного диэлектрика (рис.1).

В [1,2] на основе экспериментальных исследований было показано, что при нормальном падении плоской электромагнитной волны в таких структурах может быть получено вращение плоскости поляризации. Величина вращения составила единицы градусов при толщине структуры менее одной длины

волны. В [3] при помощи численного моделирования была показана возможность вращения плоскости поляризации на десятки и даже сотни градусов, причем коэффициент вращения достигал $k = 3.4 \times 10^5 / \text{мм}$. Для сравнения, в диапазоне видимого света в кварце этот коэффициент не превышает $50^\circ / \text{мм}$, в TeO_2 - $500^\circ / \text{мм}$.

Столь высокая оптическая активность ККМ может быть использована при создании эффективных поляризационных фильтров малой толщины (порядка сотен нанометров). Однако до сих пор не было сделано теоретическое описание ККМ, позволяющее проектировать ККМ с заранее заданными характеристиками.

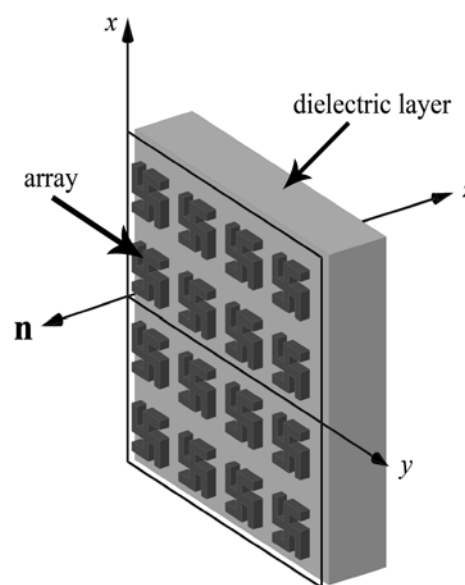


Рис.1 Структура квазипланарного кирального метаматериала

Целью данного исследования является описание поляризационных свойств ККМ, опирающееся на общих свойствах симметрии и взаимности, а также рассмотрение ККМ в различных приближениях. Примером может служить замена объемной металлической структуры включений “каркасом” из тонких проводников, описанных в приближении длинных линий.

На основе детального рассмотрения свойств матрицы рассеяния были получены следующие ограничения на дифракцию электромагнитных волн на ККМ [4].

- 1) В структурах, обладающих плоскостью симметрии, вращение поляризации отсутствует. Таким образом очевидно, что без наличия диэлектрика эффекта нет.
- 2) Если при наличии диэлектрика толщина киральных частиц по сравнению с длиной волны крайне мала, то вращение также отсутствует.

Кроме того, было показано, что мера оптической активности, характеризуемая величиной антисимметричной компоненты диады коэффициента прохождения, прямо пропорциональна коэффициенту отражения от слоя диэлектрика.

Полученные результаты не раскрывают в полной мере механизмов физических процессов, ответственных за оптическую активность, однако могут служить основой для построения более сложных теоретических моделей ККМ.

Руководитель: С.И. Масловский, к.ф.-м.н., доцент, СПбГПУ

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Papakostas, A.Potts, D.M.Bagnall, S.L.Prosvirnin, H.J.Coles, N.I.Zheludev, Optical Manifestations of Planar Chirality, *Physical Review Letters*, vol. 90, p. 107404, 2003.
2. M.Kuwata-Gonokami, N. Saito, Y.Ino, M.Kauranen, K.Jefimovs, T.Vallius, J.Turunen, Y.Svirko, Giant Optical Activity in Quasi-Two-Dimensional Planar Nanostructures, *Physical Review Letters*, vol. 95, p. 227401, 2005.
3. B.Bai, Y.Svirko, J.Turunen, T.Vallius, Optical activity in planar chiral metamaterials: Theoretical study, *Physical Review A*, vol. 76, p. 023811, 2007.
4. S.I.Maslovski, D.K.Morits, S.A.Tretyakov, Symmetry and Reciprocity constraints on diffraction by gratings of quasi-planar particles, *arXiv:0811.0084v1*.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАСТИЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ НАНОИНДЕНТИРОВАНИЯ

Аспирант: А.Ю. Наседкин (1 год, каф. ТЭФ, ИМФИ, Тамбовский ГУ)

В работе исследовались материалы, перспективные для создания разнообразных СВЧ-устройств, а также лазерной оптики: нитрид галлия GaN, алюмоиттриевый гранат $Y_3Al_5O_{12}$, халькопирит $ZnGeP_2$ и 3D-квазикристалл $Mg_{30}Y_{10}Zn_{60}$. В условиях реальной эксплуатации приборов на основе выбранных материалов важнейшее значение приобретают не только их электрофизические и оптические характеристики, но и механические свойства тонкого приповерхностного слоя, толщиной $d \leq 1 \mu\text{м}$.

Для исследований использовали кристаллы нитрида галлия GaN, алюмоиттриевый гранат $Y_3Al_5O_{12}$, халькопирит $ZnGeP_2$, и 3D-квазикристалл $Mg_{30}Y_{10}Zn_{60}$. Исследования проводились на приборе Nano Indenter G200 фирмы MTS Systems. Индентирование осуществлялось стандартным индентором Берковича. Вычисления твердости и модуля упругости производилось по методу Оливера-Фарра.

В качестве характеристик пластичности использовали величины δ_H и δ_A [1]:

$$\delta_H = 1 + (1 - \nu - 2\nu^2) \frac{H}{E \sin \theta} \frac{1}{\ln(\sin \theta)}; \quad \delta_A = 1 - \frac{A_e}{A_t},$$

где ν - коэффициент Пуассона, θ - полуугол при вершине эквивалентного конусного индентора, H - твердость, E - модуль упругости, A_p - работа упругого деформирования, A_t - общая работа деформирования.

Произведен расчет показателей пластичности для различных глубин индентирования (рис. 1). Как предсказывает теория, значения показателей пластичности должны совпадать [1]. Но экспериментальные данные свидетельствуют о существенных отличиях показателей δ_H и δ_A в микро- и

наношкалах. Это может быть, обусловлено образованием навалов по краям отпечатка, трещин по его углам, и масштабным эффектом в твердости (рис. 2). Возникновение трещины приводит к скачкам на $P(h)$ диаграмме [2]. Радиальные трещины, исходящие из углов отпечатка, отчетливо видны на снимках, полученных методами атомно-силовой микроскопии.

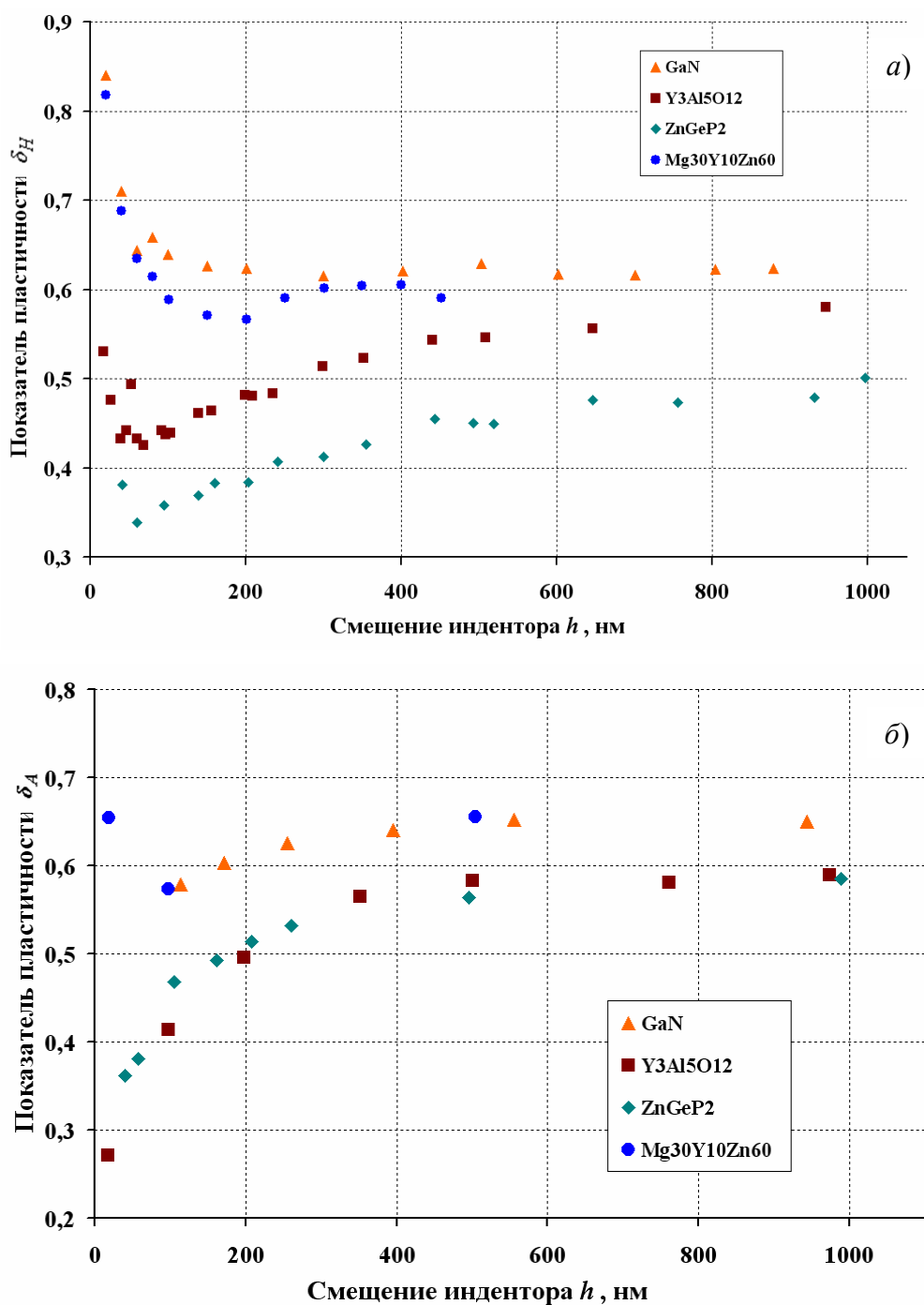


Рис. 1. Зависимость показателя пластичности δ_H (a) и δ_A (б) от глубины индентирования h .

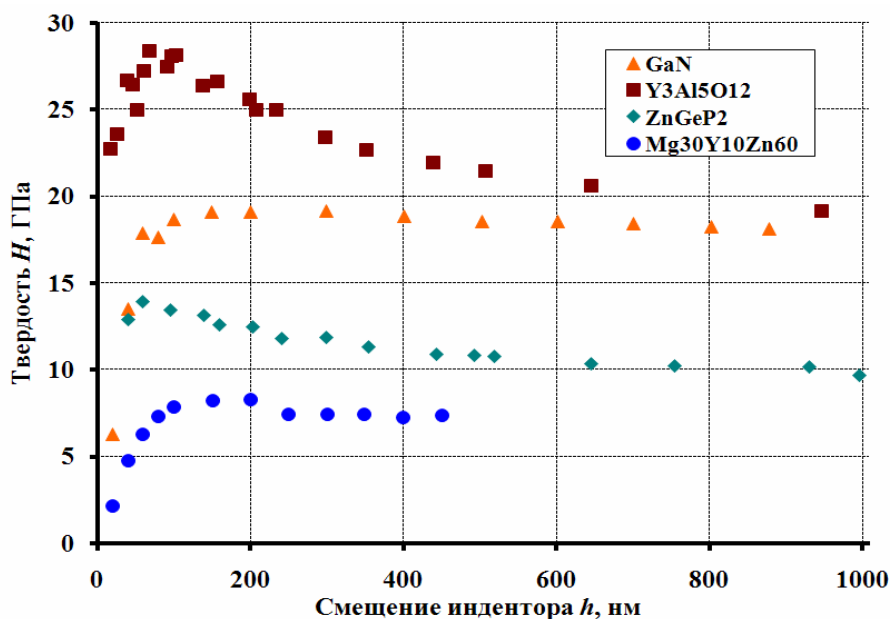


Рис. 2. Зависимость твердости H от глубины индентирования h .

Для всех технических приложений определяющими являются свойства поверхностного слоя. Полученные в работе данные свидетельствуют о существенном увеличении прочностных характеристик приповерхностного слоя. Как следствие, возрастает несущая способность этого слоя относительно макрообъема материала. Однако упрочнение проявляется только в микро- и нанообъемах, что может использоваться на практике при конструировании устройств нанoeлектроники.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, гранты №07-02-00906а, №06-08-01433а и приоритетной национальной программы «Образование».

Руководитель: Ю.И. Головин, д.ф.-м.н., проф., НОЦ «Нанотехнологии и наноматериалы», Тамбовский ГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Milman Yu.V., Plasticity characteristic obtained by indentation, J. Appl. Phys, 2008, V. 41, № 7, p. 1-9.
2. A.C. Fischer–Cripps. Nanoindentation. Springer, New York, (2002). 198 pp.

РАСЧЕТ ТРАНСФОРМАТОРА СКОРОСТИ

Студент: К.В. Романов (5 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ)

В работе предложена схема расчета трансформатора скорости (ТС) - устройства, с помощью которого можно увеличить амплитуду v скорости на выходе по сравнению с амплитудой на входе. ТС представляет собой твердое тело с осью симметрии и плоскими торцами (рис.1). Один торец соединен с генератором, который возбуждает в нем продольные гармонические колебания. Другой торец ненагружен, амплитуда колебаний его является решением данной задачи. Форма ТС задается профилем осевого сечения (функция f).

Задача решается в одномерном линейном приближении, которое справедливо, если выполнено условие: $\max(f) \ll \frac{2\pi c}{\omega}$, $v \ll c$ (c - скорость продольной волны смещения в данной среде). Решение такой задачи получено для некоторых профилей f , заданных аналитически, например в виде $f(x) = Ce^{-\gamma x}$. В настоящей работе предложена схема численного решения задачи при произвольном профиле концентратора. Это необходимо с целью получения большего, чем в [1], коэффициента трансформации и для исследования распределения механического напряжения вдоль ТС в зависимости от профиля осевого сечения.

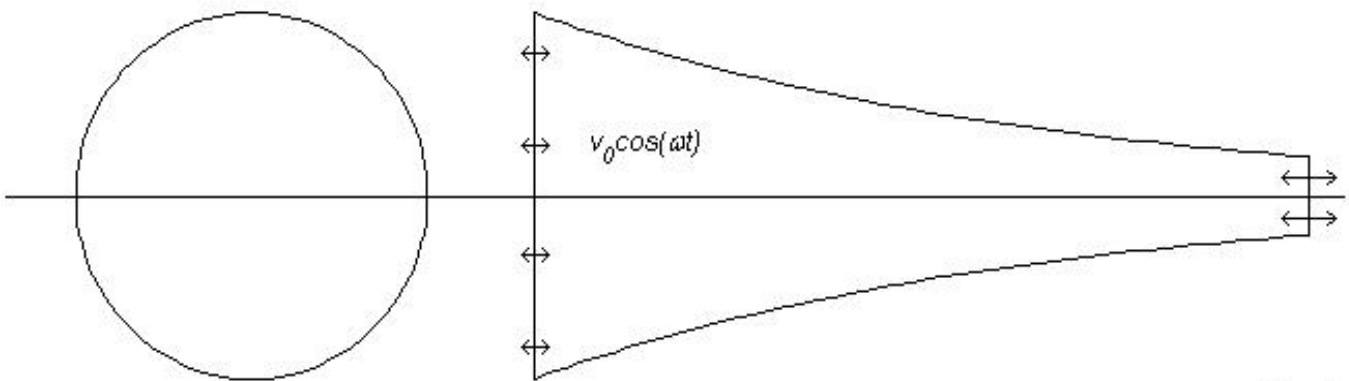


Рис.1

Математически задача сводится к решению уравнения

$$X'' + 2 \frac{f'(x)}{f(x)} X' + k^2 X = 0 \quad (1)$$

с учётом граничных условий

$$X(0) = U_0, \quad X'(L) = 0. \quad (2)$$

Здесь $X(x)$ - амплитуда смещения точек ТС, L - его длина, k - волновое число ($k^2 = \frac{\rho\omega^2}{E} + i\delta$), ρ - плотность, E - модуль Юнга, δ - константа, характеризующая внутренние потери.

Первое из граничных условий отвечает заданной генератором амплитуде скорости на входе ТС, а второе - отсутствию нагрузки на выходе. В частности, при $f(x) = Ce^{-\gamma x}$ решение имеет аналитический вид

$$X(x) = U_0 e^{\gamma x} \frac{k' \cos k'(x-L) - \gamma \sin k'(x-L)}{k' \cos k'L + \gamma \sin k'L}, \quad k' = \sqrt{k^2 - \gamma^2}. \quad (3)$$

Отметим, что аналитическое решение в [1] получено при граничных условиях $X'(0) = X'(L) = 0$, отвечающих свободным колебаниям концентратора. Это вносит дополнительные ограничения на параметры задачи. Решение (3) относится к более общему случаю. Если в нем положить $\sin k'L = 0$, то результат совпадёт с формулой (28), приведённой в [1].

Численное решение задачи (1), (2) построено в пакете MatLab. Функция f задаётся в виде кубического сплайна, построенного по произвольно выбранным точкам (две или более точки). Используется сеточный метод, организованный в "решателе" bvp4c [2]. Сравнение точного решения (3) и численного, относящегося к тому же профилю, но заданному по четырём точкам, лежащим на экспоненте, даёт различие не более 3%. При увеличении числа точек, задающих форму профиля, расхождение между численным и точным решениями уменьшается.

На рис.2 представлены три профиля сечения: $\exp(\underline{\quad})$, линейный (----), "произвольный"(...), а на рис.3 соответствующие им численные решения.

Из рис.3 видно, что наибольшему коэффициенту трансформации κ ($\kappa = \frac{X(L)}{X(0)}$) соответствует "произвольный" профиль. Отсюда следует, что, подбирая профиль ТС, можно получить увеличение амплитуды скорости на выходе большее, чем для известных аналитически заданных профилей. Также из рис.3 видно, что производная от решения в точке $x = 0$ (она пропорциональна механическому напряжению на выходе электромеханического преобразователя) для всех трех случаев примерно одинакова.

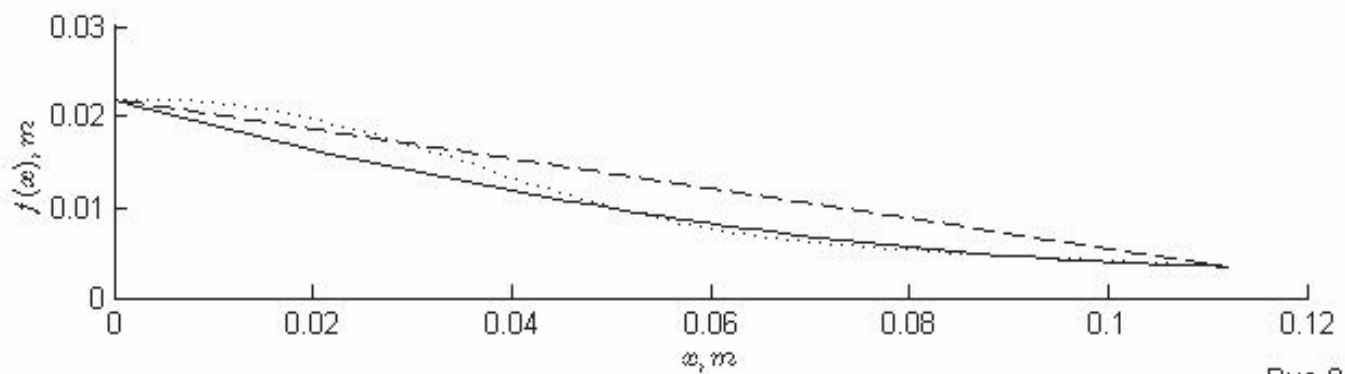


Рис.2

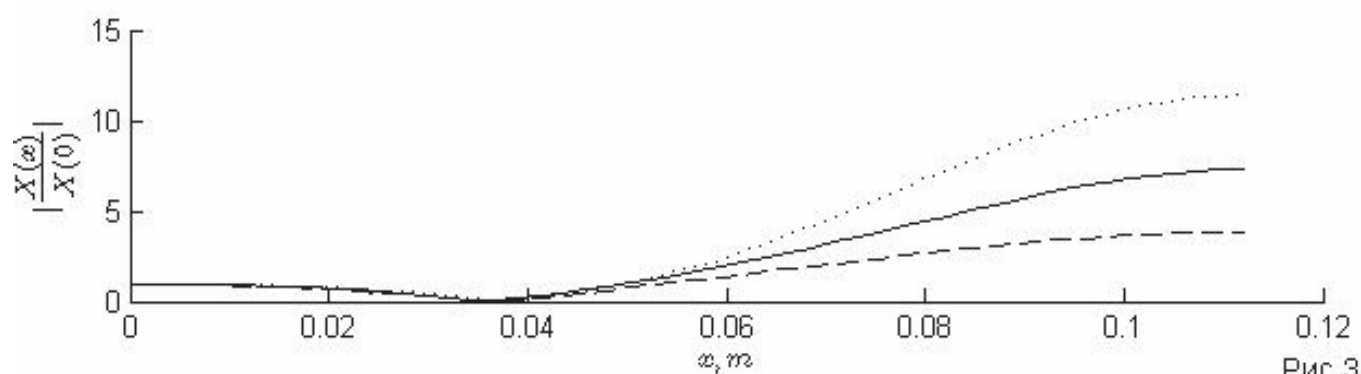


Рис.3

Руководитель: Н.П. Тихомиров, доцент, каф. радиопизики, СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Петушко И. П. "Оборудование для ультразвуковой сварки" СПб 2007
2. Ануфриев И. Е. "МАТЛАВ 7" СПб 2005

КРАТКОСРОЧНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ МПЧ ИОНОСФЕРНЫХ ДЕКАМЕТРОВЫХ ЛИНИЙ НА ОСНОВЕ ФИЛЬТРАЦИИ СУТОЧНОГО ХОДА НА РЕГУЛЯРНУЮ И ОСТАТОЧНУЮ КОМПОНЕНТЫ

Студентка: М.И. Рябова (4 курс, каф. радиотехники и связи, Марийский ГТУ)

Максимально применимые частоты (МПЧ) ионосферных радиолиний зависят от состояния среды распространения (ионосферы) и механизмов распространения радиоволн от излучателя до точки приема. Изменчивость среды и механизмов распространения определяет необходимость прогнозирования МПЧ. В практике прогнозирования различают два основных вида прогнозов: долгосрочный (ДП) и краткосрочный (КП). Долгосрочный прогноз используется для предсказания долгопериодических, регулярных процессов, при планировании работы действующих радиотехнических систем (РТС) и разработке новых РТС. Как следствие он не учитывает короткопериодические процессы, связанные с нерегулярными и случайными явлениями, и имеет, соответственно невысокую точность 50-60%. Такая точность не удовлетворяет требованиям оперативной работы РТС. Поэтому для этих целей используются другой метод. Краткосрочный прогноз рассчитан на периоды: сутки, часы. При этом учитываются нерегулярные вариации ионосферы с такими же характерными масштабами времени. Для краткосрочных и оперативных прогнозов кроме моделей ионосферы и распространения радиоволн используются данные текущего зондирования ионосферы, при этом, как показали результаты экспериментов, наклонное зондирование действующей радиолинии более эффективно, чем вертикальное. В последнее время в краткосрочном прогнозировании перспективным считается направление, связанное с коррекцией статистических моделей ионосферы, по данным наклонного зондирования ионосферы. Однако данный подход требует научного обоснования и исследования его эффективности.

В экспериментах по наклонному зондированию, как правило, измеряется МПЧ радиолинии. Суточные ходы (СХ) МПЧ, получаемые при наклонном зондировании радиолинии, имеют вид временных рядов. Их спектральный анализ показывает, что суточный ход МПЧ в своей основе является полигармоническим процессом с

Результаты экспериментальной апробации алгоритма позволили получить оценки ошибок временных прогнозов, полученных для интервалов $\Delta T=1-24$ часа, и построить экспериментальную модель для СКО в виде:

$$СКО(\Delta T) = \begin{cases} 1.2\sqrt{\Delta T^2}, & \Delta T \in (1, 8) \\ 2.2, & \Delta T \in (8, 24) \end{cases}. \text{ Видно, что на интервале } \Delta T=1-4 \text{ час } СКО$$

меняется почти линейно: $СКО=0,254\Delta T+0,84$. Установлено, что относительные ошибки прогнозов с использованием разработанного алгоритма имеют менее высокие значения относительно данных, полученных по другим методикам.

Руководитель: В.А. Иванов, д.ф-м.н., проф., Марийский ГТУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Информационно-аналитическая система для исследования ионосферы и каналов декаметровый радиосвязи: научное издание / А.Б. Егошин, В.А. Иванов, Д.В. Иванов, Н.В. Рябова. – Йошкар-Ола: Марийский государственный технический университет, 2006. – 326 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ФИЗИЧЕСКУЮ МОДЕЛЬ РАДИОКАНАЛА

Студентка: М.И. Рябова (4 курс, каф. радиотехники и связи, Марийский ГТУ)

Аспирант: И.Е. Царев (каф. радиотехники и связи, Марийский ГТУ)

В настоящее время актуальной является задача разработки и создания устройств мониторинга радиоканалов радиофизическим методом наклонного зондирования ионосферы. Такие устройства должны обеспечивать низкие энергозатраты аппаратуры, иметь малые массогабаритные параметры при достижении высоких метрологических характеристик, не создавать помех действующим системам связи, куда встраивается устройство определения параметров радиоканала [1].

Для экспериментального моделирования использовалась физическая модель радиоканала с эквивалентной схемой, состоящей из аттенюатора -80дБ и линии задержки на $1,294\text{ мс}$ (195 км), работающей на частоте 5.75 МГц , включенных последовательно (рис. 1). Передавался зондирующий многоэлементный сигнал длительностью $9,4\text{ с}$ (разрешающая способность по частотным характеристикам $0,1\text{ Гц}$).

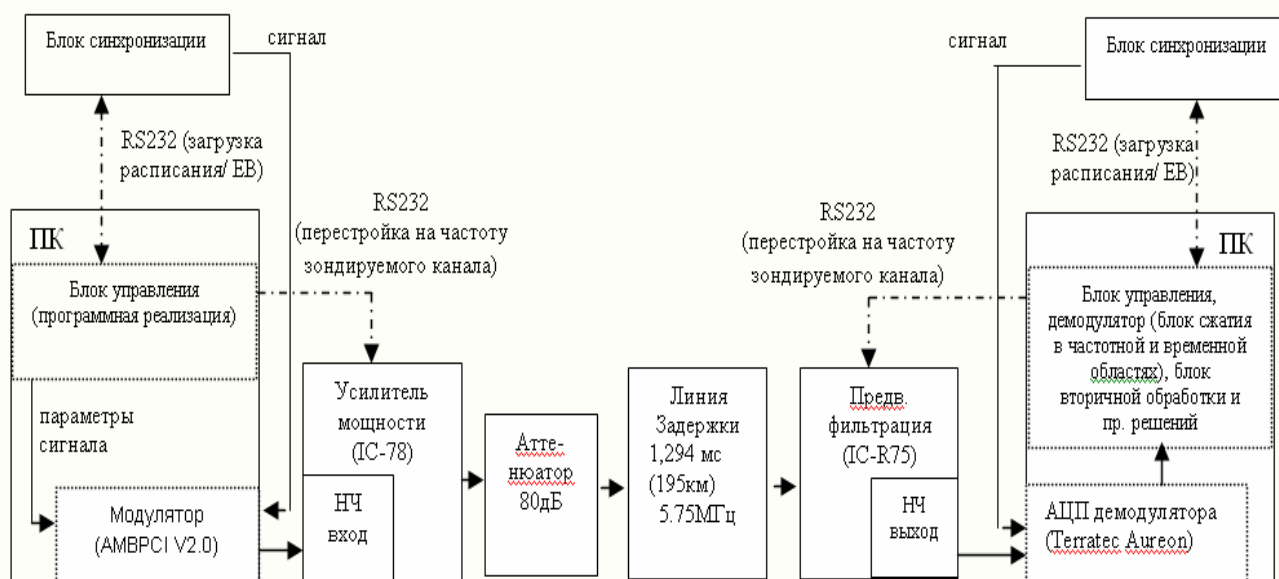


Рис.1 Структурная схема экспериментального моделирования

На приемной стороне производилась оцифровка зондирующего сигнала с выхода приемника звуковой картой персонального компьютера и последующее программное сжатие в частотной области. Следует отметить, что при сжатии сигнала в частотной области учитывался временной сдвиг равный 3,2мс. При этом принятый сигнал подвергался обработке весовыми окнами. Наблюдалось ослабление боковых лепестков по отношению к центральному, уширение сигнала по частоте и времени, вызванное применением окна. Были построены функции рассеяния. По результатам эксперимента максимум функции рассеяния был на величине 1,28мс по времени группового запаздывания, и при нулевом доплеровском сдвиге.

Далее, на передающей части был произведен сдвиг начальной частоты на 2Гц. После чего проведен сеанс зондирования из одного многоэлементного сигнала. Максимум функции рассеяния сдвинулся на величину 1,98Гц. Таким образом, при изменении частоты зондирующего сигнала, функция рассеяния изменяется пропорционально.

Представление сжатых сигналов в виде трехмерного изображения значительно упрощает процесс определения параметров канала, и является более наглядным средством отображения полученных данных, а также позволяет сравнивать между собой различные радиоканалы и исследовать их характеристики для различных систем связи вне зависимости от типов используемых сигналов. В этих условиях появляется возможность для сравнения эффективности работы различных систем передачи данных.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 07-05-12047).

Руководитель: Н.В. Рябова, д.ф-м.н., проф., Марийский ГТУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В.А., Рябова Н.В., Царев И.Е., Рябова М.И. Канальный зонд для диагностики ионосферных линий декаметровой радиосвязи // Сб. Радиолокация, навигация, связь. Воронеж, 2008. Т.2. С. 1197-1205.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОГО СФЕРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Магистр: Н.Ю. Сайко (6 курс, СПб ГУТ)

В микроволновой технике сегодня широко используются резонаторы разных типов: коаксиальные, цилиндрические, прямоугольные и др. Добротность полых металлических резонаторов не превышает, как правило, нескольких тысяч, а добротность порядка 20 тысяч уже считается высокой.

Из объёмных резонаторов представляет особый интерес сферический резонатор (СР), вследствие своей центральной симметрии обладающий наибольшей добротностью ($Q \sim \frac{V}{S}$ [3], у сферы это соотношение максимально).

Теоретический анализ процессов, связанных с распределением полей внутри СР, можно найти в работах [1] и [2]. Предложенная математическая модель и результаты математического анализа были обработаны, на их базе была создана программа для расчёта и графического отображения амплитуд собственных колебаний электромагнитного поля в СР, а также анализ мод, добротности, глубины скин-слоя и параметров эквивалентного колебательного контура.

Программа позволяет рассмотреть любое из колебаний класса TE_{10x} (x – номер корня характеристического уравнения). Распределение поля для моды TE_{101} представлено на рис. 1, а некоторые параметры СР сведены в таблице 1.

Таблица 1.

Параметры сфер разного диаметра мод

	Малая сфера (r = 44 мм)		Большая сфера (r = 52 мм)	
Частота, ГГц	2,98	6,64	2,52	5,62
Добротность	27490	18411	29885	20015
Скин-слой, мкм	1,17	0,78	1,27	0,85
Характеристическое сопротивление, Ом	80,6	231,6	80,6	231,6

Для проверки корректности результатов расчёта был проведён эксперимент. Были изготовлены алюминиевые сферы различного диаметра и стенд для исследования их резонансных свойств.

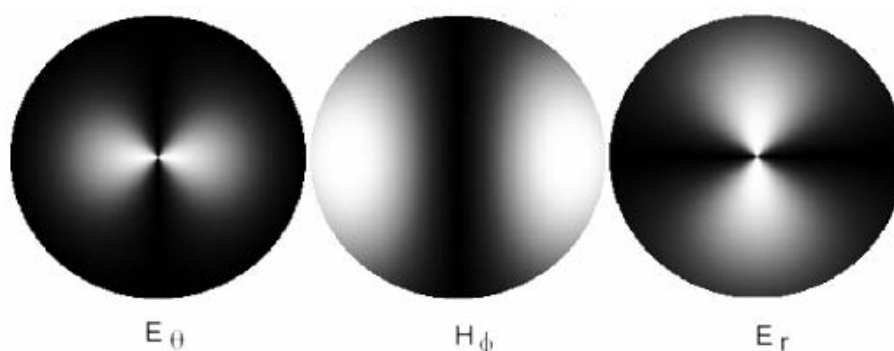


Рис. 1. Интенсивность компонент поля TE₁₀₁

Согласно расчёту, максимум электрической напряженности СР находится в центре, следовательно, возбуждающий элемент требовалось поместить туда. Однако технически это нереализуемо, и было решено исследовать не цельную сферу, а её половину, ограниченную снизу металлическим листом (Рис.2). Согласно методу зеркального отображения, распределение поля в такой полусфере эквивалентно распределению поля в верхней половине целой сферы.

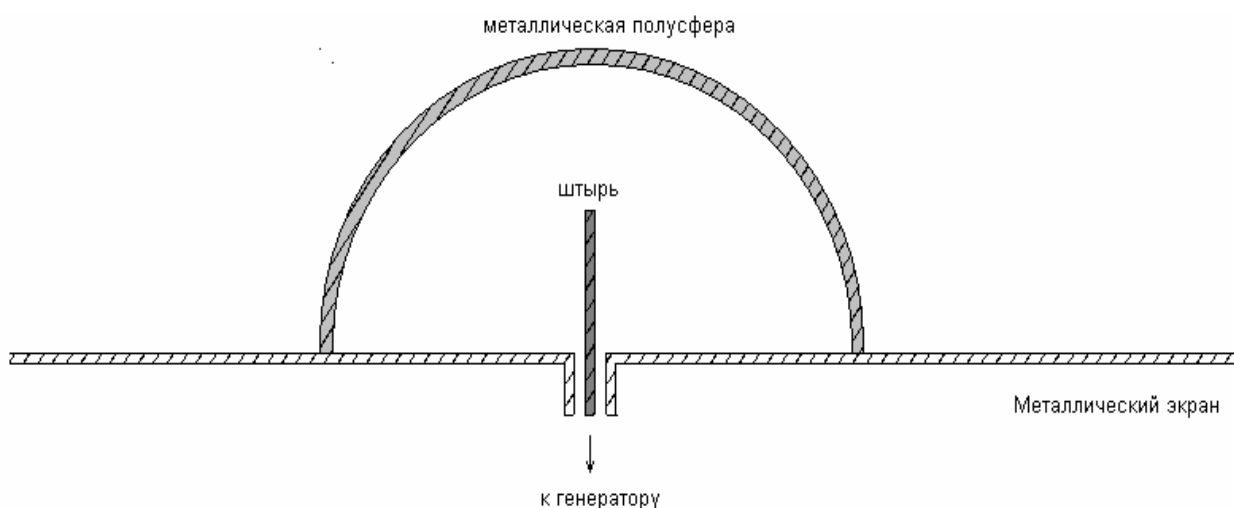


Рис. 2. Вид стенда для исследования сферического резонатора

Исследование проводилось по коэффициенту отражения, с помощью панорамного измерителя КСВН. Рассматриваемый частотный диапазон: 2 - 4 ГГц. Исследовались две полусферы, радиус которых и расчётные частоты указаны в

таблице 1. Экспериментально была подобрана такая длина возбуждающего штыря, чтобы он не оказывал влияния на волновые процессы в СР.

При размещении штыря по центру полусферы, на графике КСВ наблюдался узкий резонансный провал, частота которого совпадала с расчётом (рис. 3а). Провал КСВ в районе частоты 4 ГГц соответствует резонансу возбуждающего штыря.

При смещении возбуждающего штыря относительно центра было обнаружено появление дополнительного резонанса, соответствующего другой моде (рис. 3б)

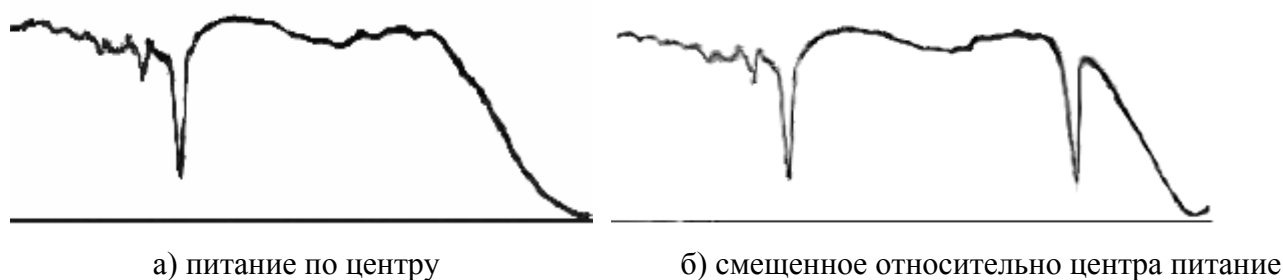


Рис. 3. КСВ макета для большой полусферы в диапазоне 2-4 ГГц.

Выводы. Рассчитаны теоретические характеристики сферического резонатора и было экспериментально проверено соответствие частотных характеристик рассчитанным. При экспериментальном исследовании сфера была заменена полусферой, сечение которой было закрыто «зеркалом». Согласно методу зеркального отображения, данная конструкция эквивалентна сфере, соответствие частотных характеристик установлено экспериментальным путём. Такая замена позволила сделать исследования удобными, так как появилась возможность менять положение возбуждающего поле элемента.

Используя данную методику расчёта, был синтезирован режекторный фильтр, обладающий простой конструкцией, обладающий лучшими характеристиками по сравнению с аналогами. Исследования на данный момент продолжаются.

Руководители: Э.Ю. Седышев, с.н.с., рук.ОНИЛ СВЧ ГУТ, к.т.н.;
А.Э. Ланда, к.т.н., доцент каф. ЭКП ГУТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Рамо, Дж. Уиннери «Поля и волны в современной радиотехнике», 1948
2. Э. Ю. Кондон, статья «Principles of Microwave Radio», 1942
3. Л.Д. Гольдштейн, Н.В. Зернов «Электромагнитные поля и волны», 1974

ИССЛЕДОВАНИЯ МНОГОЛУЧЁВОСТИ В КВ РАДИОКАНАЛАХ

Студент: М.С. Смаль (6 курс, кафедра радиофизики, СПбГУ),

Аспирант: А.Н. Мингалёв (3 год, РИМР)

Известно, что условия распространения сигналов в КВ канале в ионосфере обладают рядом особенностей. Такими, как замирания сигналов и многолучёвость.

В КВ радиоканале сигнал распространяется посредством отражения от различных слоев ионосферы. Таким образом, в точке приёма наблюдается сигнал, представляющий собой сумму лучей, пришедших с различными значениями временного запаздывания, амплитуды и фазы. Данное явление, получившее название многолучёвости, приводит к существенному снижению достоверности передачи данных, поэтому проводятся исследования, главной целью которых является поиск таких решений, которые позволяют максимально уменьшить влияние этого явления.

Один из способов исследования многолучёвости заключается в зондировании канала сигналами, обладающими хорошими автокорреляционными свойствами. В качестве такого сигнала целесообразно использовать гармоническое колебание, фаза которого модулирована псевдослучайной последовательностью, так как ее автокорреляционная функция имеет четкий пик при нулевом сдвиге и близка к нулю при других значениях сдвига, а спектр тестового сигнала близок к постоянному в полосе частот, занимаемой сигналом. Такой сигнал обладает постоянной огибающей, что позволяет максимально эффективно использовать мощность передающего устройства.

В данной работе псевдослучайная последовательность реализована на основе полинома седьмой степени: $x^7 + x + 1$.

На приёмной стороне осуществляется согласованная фильтрация синфазной и квадратурной составляющих сигнала и определяется огибающая, по которой и определяется количество лучей, разность хода между ними и соотношения их амплитуд.

Эксперимент проводился на трассе Луга – С-Петербург.

Исследование проводилось 2 и 3 июля 2005 года с 10:00 до 18:00 мск. Использовалась несущая частота: 4450 Гц.

Число Вольфа было равно 40, что соответствует небольшой солнечной активности.

На языке Matlab была написана программа, обрабатывающая экспериментальные данные и производящая статистическую обработку результатов.

Частота квантования сигнала составляла 14400 Гц, а частота следования символов - 1800 Гц. По имеющимся данным и построенной огибающей сигнала можно сделать вывод о наличии дополнительных лучей их задержке и амплитуде. Задержка между лучами определяется как расстояние между максимумами этих пиков и, когда наблюдалось многолучевое распространение, она равнялась около 2 мс. Также довольно часто возникает дополнительный луч, который проявляет себя расщеплением пика. Задержка такого луча составляет около 0,7 мс.

Для исследования быстрых замираний сигнала, в тестовый сигнал было включено две одинаковых последовательности, идущие друг за другом через 70 мс, поэтому, на построенной огибающей были видны два пика. Их различие по амплитуде указывает на то, что такие замирания присутствуют.

Результаты эксперимента показали, что данная трасса характеризуется замираниями и многолучевым распространением.

Была построена плотность распределения отношения амплитуд главных пиков, которая характеризует быстрые замирания;

Была подтверждена зависимость уровня многолучёвости от времени суток: в дневные часы распространение было чаще всего однолучевым, а в вечерние и утренние часы наблюдалось присутствие 2, 3 и даже более лучей;

Также было определено среднее время задержки для различных лучей, и была дана попытка описания их происхождения, в соответствии с моделью ионосферы.

В качестве примеров на рис. 1 показан случай распространения тремя лучами, а на рис. 2 показано распространение при однократном и двукратном отражении обыкновенного и необыкновенного лучей, отражённых от слоя F2.

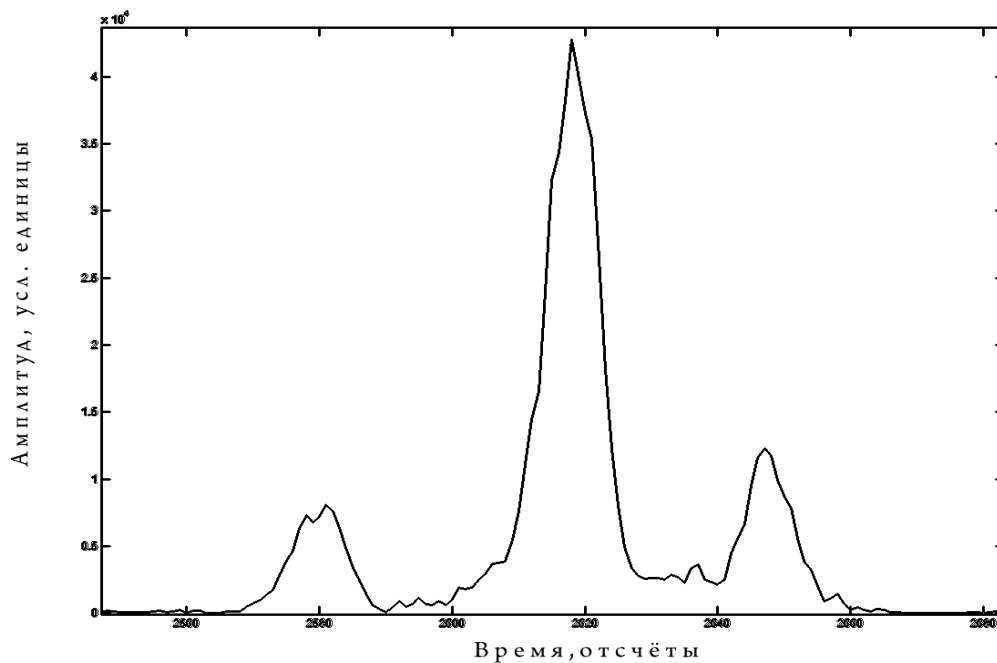


Рис. 1

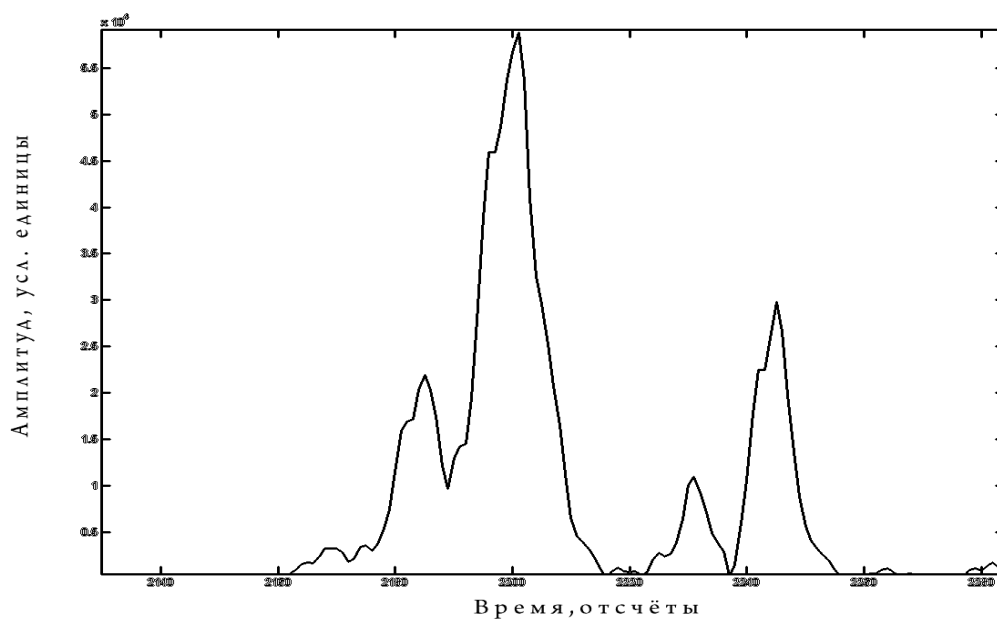


Рис. 2

Руководители: А.Н. Пинегин, к.ф.-м.н., доцент, СПбГУ;
 В.В. Егоров, вед. н.с., ОАО «Российский институт мощного радиостроения»

ЛИТЕРАТУРА

1. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. — М.: Мир, 1973

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Студент: В.А. Устюгов (5 курс, каф. радиофизики и электроники,
Сыктывкарский ГУ)

Изучение свойств нанокристаллических материалов на сегодняшний день есть одна из самых актуальных задач теоретической и экспериментальной физики. Мы попытались создать компьютерную модель материала, состоящего из магнитных наногранул. При моделировании такого материала мы сталкиваемся с рядом трудностей связанных с тем, что наногранулы имеют различные параметры (флуктуируют радиус, намагниченность насыщения и т.д.); благодаря разной степени перекрытия зерен магнетика в композите изменяется параметр обмена, а также возможны флуктуации констант анизотропии.

Мы провели моделирование трех различных ансамблей частиц: одиночной частицы, пары частиц и группы из 30 частиц. При моделировании были учтены обменные поля (в т.ч. с флуктуирующими величинами), поля анизотропии, а также случайное поле, связанное с температурными флуктуациями, т.е. были получены решения стохастического уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [1].

Исследование ансамбля из одной однодоменной частицы [2] дало возможность выяснить влияние температурных условий на поведение намагниченности во внешнем поле. Температурные колебания вектора намагниченности облегчают процесс перемагничивания; при некотором постоянном внешнем поле перемагничивание может не осуществиться, если температура слишком низка.

Моделирование ансамбля из двух частиц, т.е. простейшей системы, содержащей обменное взаимодействие, показывает зависимость поведения намагниченности во внешнем поле от эффективной константы обмена. Оказалось, что обменное взаимодействие способствует перемагничиванию системы.

Рассмотрение ансамбля из многих частиц эквивалентно рассмотрению крупной наночастицы. В этом случае можно получить поверхностные эффекты, эффекты неколлинеарности спинов [3].

На графиках, показывающих решение стохастического уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта со слабым обменным параметром, можно видеть локальный максимум около момента перехода в стабильное состояние (рис.1). Он связан с процессами релаксации: с увеличением затухания его интенсивность резко падает.

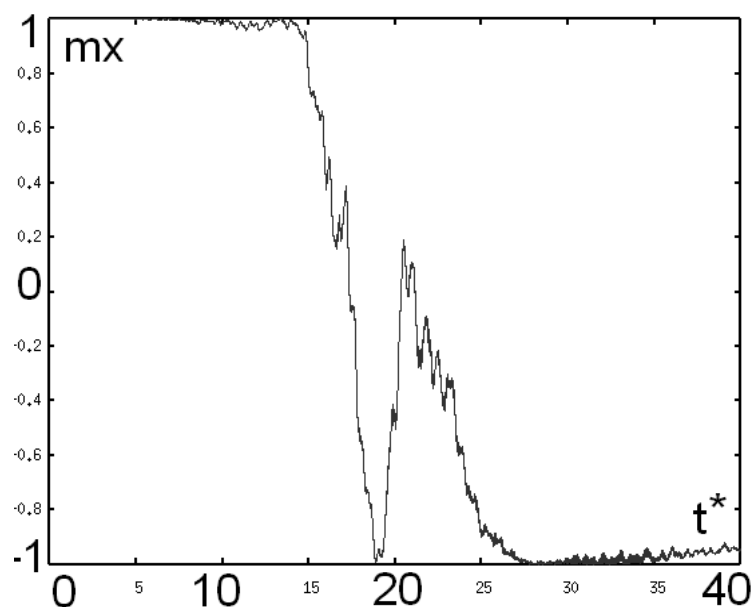


Рис.1 Перемагничивание ансамбля частиц со слабым обменом

Полученные результаты и сама модель могут быть использованы для разработки новых видов магнитной памяти, для исследования природы магнитных явлений в нанокристаллических материалах.

Руководитель: Л.С. Носов, к.ф.-м.н., доцент, каф. РФиЭ, Сыктывкарский ГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Fiedler, T. Schrefl. Micromagnetic modeling – the current state of the art // J. Phys. D: Appl. Phys. **33** (2000)
2. Носов Л.С. Высокочастотная переориентация намагниченности в ансамблях однодоменных частиц и их отклик на импульс поля // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Сыктывкар, 2006. - 145 с.
3. H. Kachkachi. Effects of spin non-collinearities in magnetic nanoparticles // ArXiv:cond-mat/0609606v1, 2006.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА В НЕОДНОРОДНОЙ ЛИНИИ С ИЗЛОМОМ ПРОВОДОВ В ПЛОСКОСТИ ЛИНИИ

Студент: А.А. Чумаченко (7 курс, каф. радиофизики, СПбГУ)

Данный доклад посвящен решению задачи о распределении тока в неоднородной линии. Она состоит из двух участков: однородного и неоднородного, образуемых расходящимися под углом 2θ проводами в плоскости линии. Провода считаются тонкими, а их радиусы одинаковы. Тепловые потери в проводниках и среде не учитываются. На однородной части линии далеко от излома находится сосредоточенный источник, который возбуждает в линии чисто противофазную волну тока. Представляет интерес коэффициент отражения волны тока от излома линии и закон распределения тока на неоднородной части линии (после излома).

Для решения поставленной задачи пользуется итерационный метод [1,2]. В работе [2] решена аналогичная задача, но в исходном приближении отражение от излома не учитывалось. В настоящем докладе отраженная волна учитывается уже в исходном приближении тока, благодаря чему мы надеемся получить более точный результат. Произведена одна итерация. Результаты представлены в виде довольно громоздких выражений, которые описывают уточненное распределение тока на двух участках неоднородной линии. Однако анализ этих выражений позволяет записать результат значительно проще. Уточнены значения коэффициента отражения от угла излома. Так, при изменении угла излома от 0 до $\pi/2$, коэффициент отражения монотонно растет. В самом докладе присутствуют основные формулы, более детально обсуждаются нюансы задания начального приближения токов, приведены результаты вычислений.

Руководитель: Б.В. Елизаров, к.ф.-м.н, ст. преп., каф. радиофизики, СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.А. Вайнштейн. ЖТФ, 1961 г., т. 31, вып.1, стр. 29-44.
2. Б.В. Елизаров. Сб. Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 17, стр. 130-140. Ленинград, 1979.

ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ ОБЪЕМНО РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СИЛЫ, ВЫЗЫВАЮЩЕЙ МАССОПЕРЕНОС В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Студентка: Я.О. Юшкевич (6 курс, каф. радиофизики, СПбГУ)

Работа посвящена исследованию моделей объемно распределенной силы акустических течений для последующего нахождения скорости акустического течения. Рассматриваются уравнение Навье-Стокса и уравнение неразрывности, записанные относительно скорости акустического течения \vec{U} [1]:

$$\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \rho [\vec{U} \cdot \vec{\nabla}] \vec{U} = -\nabla P + \eta \Delta \vec{U} - \rho \langle [\vec{V} \cdot \vec{\nabla}] \vec{V} \rangle, \quad \text{div} \vec{U} = 0.$$

Здесь ρ – плотность среды, P – давление в среде, η – динамическая вязкость среды, \vec{V} – колебательная скорость движения частиц жидкости в среде, $\langle \dots \rangle$ – усреднение по времени. Акустическая сила $\vec{F} = -\rho \langle [\vec{V} \cdot \vec{\nabla}] \vec{V} \rangle$ является объемно распределенной и зависит от свойств акустического поля, пространственного распределения \vec{V} и граничных условий. Далее считаем, что поля \vec{V} и \vec{F} устанавливаются мгновенно.

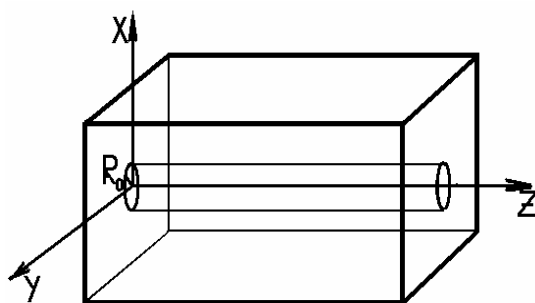


Рис.1: Геометрия задачи

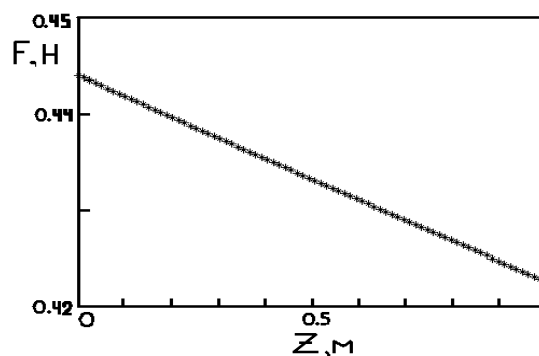


Рис.2: Изменение акустической силы вдоль оси z в квазиплоском звуковом пучке для поставленной задачи

Рассмотрим три модели акустической силы для нахождения \vec{U} в бассейне длиной 1 м, шириной и глубиной по 0.5 м, на одной из граней которого расположен излучатель радиусом R_0 , работающий на частоте $f=106$ Гц (рис.1). Бассейн заполнен жидкостью с $\rho=1000$ кг/м³, $\eta=0.01$ Па·с, скоростью звука в среде $c=1500$ м/с, коэффициентом поглощения звука $a=2.5 \cdot 10^{-2}$ м⁻¹. Оси направлены как показано на рис.1 ($\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ –соответствующие орты). Стена бассейна напротив излучателя звуко-

поглощающая, на всех стенках выполнено условие прилипания, $\vec{F} \neq 0$ только в области цилиндрического пучка (рис.1).

а) Квазиплоская бегущая гармоническая волна. Колебательная скорость в этом случае в цилиндрическом пучке задана следующим выражением:

$$\vec{V} = V_0 \cos(2\pi ft - \frac{2\pi fz}{c})e^{-az} \vec{k}$$

(V_0 — амплитуда колебательной скорости, далее в расчетах $V_0=6$ м/с). Этот случай соответствует поршневому движению излучателя с равной скоростью \vec{V} во всех точках его поверхности. \vec{V} имеет только z-компоненту, не зависящую от x- и y-

координат. В этом случае получено аналитическое выражение:

$$\vec{F} = -\frac{1}{2} \rho a V_0 e^{-2az} \vec{k}$$

Сила имеет только z-компоненту, меняющуюся экспоненциально в зависимости от расстояния z до излучателя (рис.2). Для поставленной задачи получено численное решение в пакете ANSYS. Из-за независимости колебательной скорости от x- и y-координат и ее однокомпонентности \vec{F} также не имеет x- и y-компоненты. Это приводит к тому, что скорость акустического течения \vec{U} тоже имеет только одну z-компоненту, и оттока жидкости от области действия акустической силы нет (сохранение массы обеспечивается подтоком жидкости только со стороны излучателя, как из сопла). Жидкость течет параллельно акустической оси, набирая скорость, и тормозится только у стенки бассейна. Это решение качественно расходится с экспериментом [2].

Поэтому эта модель акустической силы не подходит для поставленной задачи, хотя и является общепринятой в литературных источниках.

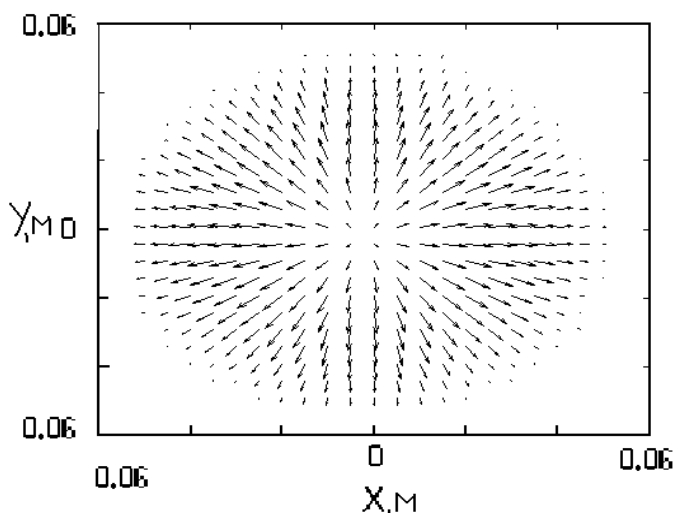


Рис.3: Векторная диаграмма акустической силы в плоскости (x,y) для z=0.5.

б) Косинусоидальное распределение колебательной скорости. В этом случае колебательная скорость частиц жидкости в цилиндрическом звуковом пучке:

$$\vec{V} = V_0 \cos(2\pi ft - \frac{2\pi fz}{c}) \cos(\frac{\pi \sqrt{x^2 + y^2}}{2R_0}) e^{-az}$$

Это соответствует случаю изгибных колебаний плоского диска, зажатого по краям. Численное решение для \vec{F} на оси z отличалось от случая квазиплоской волны не более чем на 2% (рис.2). При удалении от оси z поперечные компоненты \vec{F} растут и превосходят продольную в сотню раз. К краю пучка \vec{V} убывает до 0, поперечные компоненты при этом остаются больше продольной (рис.3). Вдоль z, для x и y не равных нулю, \vec{F} убывает менее чем на 10%.

в) Экспоненциальное распределение колебательной скорости. Поле колебательных скоростей в цилиндрическом пучке зададим такими выражениями:

$$\vec{V} = V_0 \cos\left(2\pi ft - \frac{2\pi fz}{c}\right) e^{-az} \vec{k} \quad \text{при} \quad \sqrt{x^2 + y^2} \leq \frac{2}{3} R_0$$

$$\vec{V} = V_0 \cos\left(2\pi ft - \frac{2\pi fz}{c}\right) e^{-az} e^{\frac{1}{(\sqrt{x^2+y^2}-R_0)(\sqrt{x^2+y^2}-\frac{2}{3}R_0)}} \vec{k} \quad \text{при} \quad \frac{2}{3} R_0 \leq \sqrt{x^2 + y^2} \leq R_0$$

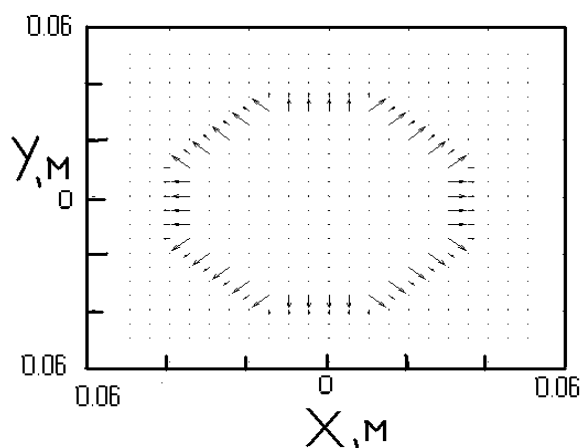


Рис.4: Векторная диаграмма \vec{F} в плоскости (x,y) при z=0.5

Это поле соответствует излучателю, закрепленному на краю. Полученное численно распределение \vec{F} на оси z также в пределах 2% не отличалось от предыдущих случаев. Практически по всему звуковому пучку сила имела только одну z компоненту, и только у границы звукового пучка у силы появлялись поперечные составляющие (рис.5).

Случаи (б) и (в) отвечают полям скоростей реальных источников. Поэтому они являются более применимыми для выбора модели \vec{F} , сравниваемой с экспериментом. Можно надеется, что с появлением поперечных компонент у \vec{F} , проблема с подтоком жидкости (сл. а) будет устранена.

Руководитель: Н.Г. Семенова, доцент, СПбГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Руденко О.В., Солуян С.И., Теоретические основы нелинейной акустики, М.: Наука, 1975
2. Семенова Н.Г., Труды VI Всес. акустич. конф., Москва, 1968

ХII Всероссийская научная конференция
студентов-радиофизиков
Тезисы докладов

2 – 3 декабря 2008 года

Лицензия ЛР № 020593 от 07.08.97
Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
ОК 005-93, т. 2; 95 3004 – научная и производственная литература

Подписано в печать 21.11.2008. Формат 60X84/16. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 4,5. Уч.-изд. л. 4,5. Тираж 70. Заказ .

Отпечатано с готового оригинал-макета,
предоставленного оргкомитетом конференции,
в Цифровом типографском центре
Издательства Политехнического университета.
195251, Санкт–Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 550-40-14.
Тел./факс: (812) 297-57-76.