

ЧАСТЬ 6
“СПЕКТРОСКОПИЯ, ДИАГНОСТИКА И ТОМОГРАФИЯ.
ПЕРЕДАЧА И ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ”

О ПРИМЕНЕНИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПО ТОЛЩИНЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН	
О.Г. Кошелев, Е.А. Гусева.....	4
ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЭЛЕКТРОПОЛЕВОЙ ТОМОГРАФИИ	
А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин.....	7
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ	
Л.И. Булатов, В.В. Двойрин, В.М. Машинский, А.П. Сухоруков	10
ПРИМЕНЕНИЕ ВЕСОВЫХ ФУНКЦИЙ АПОДИЗАЦИИ КРАВЧЕНКО В ЗАДАЧАХ ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ	
В.Ф. Кравченко, О.В. Хитров	13
АНАЛИЗ ШУМОВ И ОПТИМИЗАЦИЯ СХЕМЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ НА БАЗЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФИЗО	
В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, П.А. Шлягин.....	16
ВЛИЯНИЕ КОМПОНЕНТ КРОВИ НА ФЛУОРЕСЦЕНЦИЮ ПОЛИМЕТИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ IN VIVO	
Е.С. Воропай, М.П. Самцов, К.Н. Каплевский, Д.Г. Мельников, Л.С. Ляшенко.....	19
ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ GPS/ГЛОНАСС	
В.Е. Куницын, А.М. Падохин	22
ТОМОГРАФИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ПАРАМЕТРА ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА	
В.А. Буров, А.А. Шмелёв, О.Д. Румянцева	25
СОПОСТАВЛЕНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ КАРТ ТЕС СЕТИ IGS С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАДИОТОМОГРАФИИ	
Е.С. Андреева, С.А. Калашникова, В.Е. Куницын, И.А. Нестеров.....	28

СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛА РУБИНА ЧАСТОТНО-КОРЕЛЛИРОВАННЫМИ ФОТОНАМИ А.А.Калачев, Д.А.Калашников, А.А.Калинкин, В.В.Самарцев, А.В. Шкаликос	31
ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ АНОМАЛИИ ПО ДАННЫМ МОДЕЛИ IRI И ЛУЧЕВОЙ РАДИОТОМОГРАФИИ Е.С. Андреева, Б.А. Аношин, В.Е. Куницын, Е.А. Леонтьева	34
ВЛИЯНИЕ КВЧ-ОБЛУЧЕНИЯ КУЛЬТУРЫ DAPHNIA MAGNA НА ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ К ТОКСИЧЕСКОМУ ДЕЙСТВИЮ КАДМИЯ М.Г. Гапочка, Е.Ф. Исакова, А.С. Павлова, О.Б. Шавырина	37
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ФМР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МУЛЬТИСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР С.А. Вызулин, А.В. Горобинский, Х.Н. Искандаров, Е.В. Лебедева, Н.Е. Сырьев, И.Т. Трофименко, И.Г. Шипкова	40
ДИЭЛЕКТРОМЕТРИЯ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ МЕТОДОМ ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО МИКРОВЗВЕШИВАНИЯ Ю.К. Алешин, И.А. Суханов.....	43
БАЗА ДАННЫХ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ «СТРУКТУРА-АКТИВНОСТЬ» А.Ю. Александрина	46
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КРАВЧЕНКО-ВИГНЕРА И ОБОБЩЕННЫЕ РЯДЫ КОТЕЛЬНИКОВА НА ОСНОВЕ АТОМАРНЫХ ФУНКЦИЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ В.Ф. Кравченко, Д.В. Чуриков	48
АТОМАРНЫЕ ФУНКЦИИ, R-ФУНКЦИИ И ВЕЙВЛЕТЫ В РАДИОФИЗИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ В.Ф. Кравченко	51
МЕТОД СКРЫТОЙ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ, ОБЛАДАЮЩИЙ УСТОЙЧИВОСТЬЮ К ШУМАМ В КАНАЛЕ СВЯЗИ А.А. Короновский, О.И. Москаленко, П.В. Попов, А.Е. Храмов	54
СИНТЕЗ АЛФАВИТА КВАЗИОРТОГОНАЛЬНЫХ В ШИРОКОМ СМЫСЛЕ ФАЗОКОДИРОВАННЫХ ДИСКРЕТНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ А.Н. Леухин, А.Ю. Тюкаев.....	57

БЫСТРЫЙ АЛГОРИТМ СИНТЕЗА ВСЕХ НЕПРИВОДИМЫХ МНОГОЧЛЕНОВ НАД КОНЕЧНЫМ ПОЛЕМ $GF(p)$	
А.Н. Леухин, С.А. Бахтин	60
МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВОГО РАДИОКАНАЛА СО СЛОЖНЫМИ ВИДАМИ МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛА	
П.Н. Захаров, А.Ф. Королев, А.В. Турчанинов, А.П. Сухоруков, И.Е. Кудряшов, Ю.В. Потапов	63
МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ КВАЗИДИСКРЕТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ СО СКОРОСТЯМИ СВЫШЕ 10 Тбт/с	
А.А. Дроздов, А.Н. Цыпкин, С.А. Козлов.....	66
АКТИВНАЯ ДИАГНОСТИКА В РАДИОКАНАЛЕ В РЕЖИМЕ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ	
Н.С. Кныш, О.С. Кныш	69
МОДАЛЬНЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ КОРРЕКТОРЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА	
С.П. Котова, С.А. Самагин.....	72
УСТОЙЧИВОСТЬ синхронизации ПРИ ПЕРЕДАЧЕ синхронных ПОТОКОВ В СЕТЯХ С КОММУТАЦИЕЙ ПАКЕТОВ	
А.С. Федотов	73
ИЗМЕРИТЕЛЬ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛОВ С ПИКОСЕКУНДНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ НА БАЗЕ МИКРОСХЕМЫ TDC-GPX	
У. Юсупалиев, Н.В. Радомский, С.А. Шутеев, В.А.Коковин, П.У. Юсупалиев, В.Г. Еленский	76
СИСТЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ С ТРЕХМЕРНЫМИ КООРДИНАТАМИ	
У. Юсупалиев, С.А. Шутеев, П.У. Юсупалиев.....	79

О ПРИМЕНЕНИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И
СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПО ТОЛЩИНЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН

О.Г. Кошелев¹, Е.А. Гусева²

¹ *Физический факультет Московского государственного университета.*

² *Московский автомобильно-дорожный институт (Государственный технический университет)*

Для определения дисперсии показателя преломления пластин широко используется метод Фурье спектроскопии, который основан на применении интерференции миллиметровых и субмиллиметровых волн, распространяющихся в одном направлении [1]. При этом считается, что показатель преломления не зависит от расстояния до поверхности пластины. Цель настоящей работы - показать, что по интерференции миллиметровых и субмиллиметровых волн в полупроводниковой пластине можно определить зависимость ее фотопроводимости $\Delta\sigma$ от расстояния x до освещаемой поверхности. Другими словами, в отличие от [1], рассматривается случай, когда дисперсия показателя преломления известна, а искомой является зависимость мнимой части показателя преломления от координаты вдоль направления зондирующих волн. При этом рассматривается интерференция монохроматических волн, распространяющихся во встречных направлениях. Определение зависимости $\Delta\sigma(x)$ основано на том, что в результате интерференции в пластине возникает стоячая волна, а поглощение и, соответственно, пропускание зависят от положения интерференционных экстремумов относительно неоднородностей фотопроводимости. Фактически показана возможность решения обратной задачи, состоящей в восстановлении зависимости $\Delta\sigma(x)$ по измерениям пропускания и глубины модуляции пропускания плоскопараллельной пластины при ее освещении модулированным по интенсивности светом.

Измерения неоднородностей $\Delta\sigma$ полупроводниковых пластин позволяют определять неоднородности распределения центров рекомбинации неравновесных носителей заряда. Такие измерения важны для сортировки пластин с целью уменьшения разброса параметров ряда приборов (фоторезисторов, детекторов ядерных излучений, мощных транзисторов и др.), изготавливаемых из этих пластин.

Для контроля неоднородностей фотопроводимости и времени жизни τ неравновесных носителей тока широко используются бесконтактные методы, основанные на локальном освещении поверхности пластины и зондировании фотопроводимости СВЧ волнами [2]. При этом определяемые значения $\Delta\sigma$ и τ соответствуют усреднению по толщине слоя, в котором распространяется СВЧ волна. Однако из-за поверхностной

рекомбинации и флуктуаций концентрации рекомбинационных центров в объеме пластины значения $\Delta\sigma$ и τ могут зависеть и от расстояния до освещаемой поверхности. Эти зависимости можно определить с помощью методов, в которых зондирование проводится пучками света ИК диапазона [3]. Однако чувствительность ИК методов по крайней мере на порядок ниже чувствительности СВЧ методов [4], поскольку поглощение на свободных носителях в ИК области пропорционально квадрату длины волны. Поэтому можно ожидать, что чувствительность рассматриваемого метода будет значительно выше, чем у ИК методов.

На рис.1 показана одна из возможных блок-схем установки для определения приближенной зависимости $\Delta\sigma(x)$ рассматриваемым методом. Исследуемая плоскопараллельная пластина П помещается в конфокальный резонатор, образованный зеркалами З. Она помещается в середину резонатора перпендикулярно его оси и освещается лучом от источника света ИС, модулированного по интенсивности. Зондирующий луч от генератора Г через пластину П и элементы связи ЭС попадает на детектор Д в регистрирующее устройство РУ, предназначенное для измерения коэффициента пропускания резонатора и глубины его модуляции.

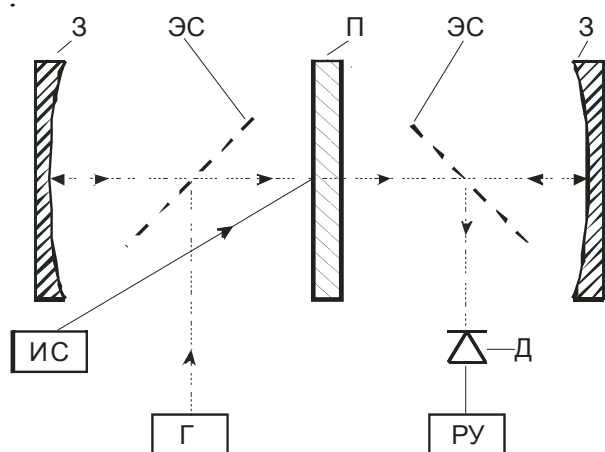


Рис.1.
Блок-схема установки для измерения глубины модуляции пропускания полупроводниковой пластины, связанной с ее освещением модулированным светом. Пояснения в тексте.

Предлагаемый метод предназначен для плоскопараллельных пластин толщиной d , у которых коэффициент поглощения α , мнимая χ и вещественная N части показателя преломления в исследуемом диапазоне длин волн $\lambda_1 - \lambda_M$ удовлетворяют условиям $\alpha d \ll 1$, $\chi / N \ll 1$ и $N(x) \cong \text{const}$, а значение χ определяется свободными носителями. Источник зондирующего излучения нужно настраивать поочередно на несколько длин волн, удовлетворяющих условию $\lambda_m = 2Nd/m$, где $m = 1, 2, \dots, M$. При этом пластина должна помещаться в поле стоячей волны так, чтобы сдвиг фаз φ_k между интерферирующими волнами на ее поверхностях был равен поочередно $0, \pm \pi/2, \pi$. Коэффициент пропускания резонатора T и глубину его модуляции ΔT , нужно измерять при каждом из этих значений λ_m и φ_k . Путем аналитических и компьютерных расчетов в рамках одномерной модели показано, что по совокупности этих значений ΔT и T можно

приближенно определить несколько $(2M+1)$ коэффициентов разложения в ряд Фурье $(a_0, a_1, \dots, a_M, b_1, \dots, b_M)$ восстановленной зависимости $\Delta\sigma(x)$.

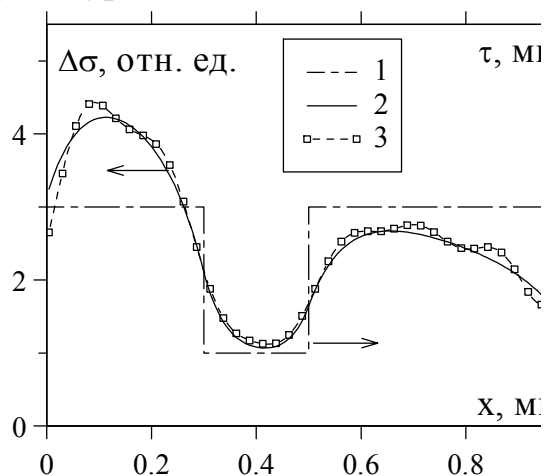


Рис.2.

Зависимость времени жизни τ неравновесных носителей тока от расстояния x до поверхности неоднородной пластины кремния (1). Исходная (2) и восстановленная (3) зависимости фотопроводимости этой пластины при освещении неодимовым лазером поверхности $x = 0$.

Проверка метода проводилась путем компьютерного моделирования для пластин кремния с удельным сопротивлением 1000 Ом.см при $d=1$ мм ($N=3.4$). В качестве примера на рис. 2 приведены результаты расчетов для пластины, у которой зависимость $\tau(x)$ меняется согласно кривой 1, а скорость поверхностной рекомбинации равна 2000 см.с^{-1} . При ее освещении со стороны $x = 0$ неодимовым лазером (для него коэффициент поглощения равен 10 см^{-1}) расчетная (исходная) зависимость $\Delta\sigma(x)$ описывается кривой 2. Значения T и ΔT определялись по этой зависимости путем численного эксперимента. Кривая 3 - аппроксимация кривой 2 усеченным рядом Фурье ($M=6$), коэффициенты разложения которого вычислялись по значениям T и ΔT .

Путем компьютерного моделирования проведены также оценки ошибок при восстановлении профиля фотопроводимости, связанных с неточностью установки исследуемой пластины в резонаторе и другими экспериментальными погрешностями.

ЛИТЕРАТУРА

1. "Техника спектроскопии в дальней, субмиллиметровой и миллиметровой областях спектра." Перевод под ред. Т.М.Лифшица. М.: Мир, 1970.
2. М. Ichimura, Н. Tajiri, et. al. // Appl. Phys. Let. 1997. V.70. N 13. P.1745.
3. Д.В. Ахметов, Н.В.Фатеев // ФТП. 2001. Т. 35. N 1. С.40.
4. П.А. Бородовский, А.Ф. Булдыгин и др. // ФТП. 2004. Т.38, N 9. С.1043.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЭЛЕКТРОПОЛЕВОЙ ТОМОГРАФИИ

А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин

Институт радиотехники и электроники РАН

Электрополевая томография - новое направление в квазистатической томографии, которое позволит получать изображение пространственного распределения электрической проводимости объектов бесконтактно, используя взаимодействие с ними радиочастотного электрического поля. Использование визуализации пространственного распределения проводимости для диагностики имеет большие перспективы в биомедицине, позволяя выявлять патологические изменения в тканях и органах на ранних стадиях, зачастую до появления видимых другими методами изменений. Изменения в тканях могут сопровождаться увеличением кровотока, изменением свойств клеточных мембран и количества жидкости в межклеточном пространстве. Все эти факторы приводят, в свою очередь, к значительным изменениям электропроводности тканей. С этим механизмом связана высокая чувствительность всех импедансометрических методов томографии (электроимпедансной, магнитоиндукционной, электрополевой).

В предшествующих работах [1, 2] был представлен детальный теоретический анализ, показавший принципиальную возможность получения информации о внутренних свойствах проводящих объектов с помощью измерений сдвигов фаз между излучаемым полем и полем регистрируемым приемниками. Возникновение сдвигов фаз обусловлено т.н. релаксацией Максвелла-Вагнера в неоднородных проводящих средах, физической сущностью которой является отставание перераспределения свободных зарядов относительно внешнего поля в среде с конечной проводимостью и возникновение соответствующих запаздывающих источников вторичного поля на границах раздела и неоднородностях среды [2]. Сдвиг фазы поля зависит от диэлектрической проницаемости и проводимости среды, геометрии объекта. На частоте внешнего электрического поля, соответствующей релаксационной частоте среды, наблюдается наибольший сдвиг фазы рассеянного поля. Ниже этой частоты среда себя ведёт преимущественно как проводник, выше как диэлектрик. Максимальный сдвиг фазы, достигаемый на релаксационной частоте, не зависит от проводимости среды и определяется только ее геометрией и диэлектрической проницаемостью.

Позже в ходе ряда экспериментов и численного моделирования [3, 4] было получено экспериментальное подтверждение теоретических оценок и выводов:

-наличие максимума сдвига фазы на релаксационной частоте среды;

- значение максимума не зависит от проводимости среды;
- применимость принципа суперпозиции для неоднородностей внутри протяженной среды;
- незначительное влияние эффектов волнового распространения и допустимость использования квазистатической модели при моделировании и решении обратных задач в электрополевой томографии.

В ходе экспериментов, в частности, был выявлен следующий факт. Тестовый образец - полулитровая пластиковая бутылка с раствором NaCl после взбалтывания увеличивал значение вносимого им сдвига фазы в несколько раз с последующим плавным снижением к исходному значению. Вероятно, здесь играет роль наличие в растворе микропузырьков воздуха, которые и меняют диэлектрическую проницаемость и проводимость среды. Этот факт позволяет рассматривать возможность некоторых альтернативных приложений электрополевой томографии.

Основной проблемой при реализации измерительной системы является малая величина сдвигов фаз, которые необходимо регистрировать: порядка $0.01 - 0.2^\circ$. К изменениям фаз соизмеримой величины приводят, например, даже незначительные деформации кабелей, подводящих сигналы. Кроме того, приближение объекта к электроду меняет его емкость на землю, что в свою очередь меняет импеданс нагрузки (в случае передатчика) или источника (в случае приемника). А изменение этих импедансов вносит изменение сдвига фазы сигнала в дополнение к полезному сдвигу, вносимому непосредственно релаксацией свободных зарядов в проводящем объекте.

Около излучателя легко избавиться от подобного влияния, достаточно взять опорный сигнал непосредственно с электрода излучателя и передавать его по хорошо экранированному, неподверженному изменению емкости и сопротивления тракту. Для уменьшения емкостного влияния объекта вблизи электрода приемника можно использовать дополнительную емкость, включенную между электродом и землей, в несколько раз большую емкости самого электрода. Однако это не устраняет проблему полностью. Кроме того, существует проблема влияния амплитуды сигнала на его фазу в тракте усилителя. Производители стандартных ИС не нормируют влияние импеданса источника сигнала и его амплитуды на фазу усиленного сигнала с требуемой для электрополевой томографии точностью - сотые доли градуса. Поэтому построение измерительного тракта, обладающего требуемыми характеристиками, является нетривиальной задачей. Решение было найдено, в основном, эмпирическим путем - методом проб и ошибок. Разработанное решение планируется использовать и в многоканальной системе без изменений.

Было произведено численное моделирование для уточнения поведения многоканальной системы с планарным набором электродов, в

ходе которого оценивались область чувствительности и разрешающая способность системы.



Рис. 1. Линейка электродов планарной системы для электрополевой томографии.

Полученные при моделировании данные используются для реконструкции томографических изображений методом обратных проекций вдоль линий электрического поля. Они также будут использоваться для верификации планарной измерительной системы (рис. 1). Сама экспериментальная установка находится в стадии настройки и тестирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Корженевский "Бесконтактная томография электропроводящих сред квазистатическим переменным электрическим полем" // РЭ. 2004. Т. 49. № 6. С. 761.
2. A.V. Korjnevsky "Maxwell-Wagner relaxation in electrical imaging" // *Physiol. Meas.* 2005. V 26(2). P. S101.
3. А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин "Одноканальная измерительная система для экспериментов по электрополевой томографии" // *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника.* 2007. № 1. С. 60.
4. A. Korjnevsky, T. Tuykin "Experimental Setup for Single-Channel Electric Field Tomography Measurements" // *Proceeding of 7th Conference on Biomedical Applications of Electrical Impedance Tomography, Seoul.* 2006. P. 177.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ

Л.И. Булатов¹, В.В. Двойрин², В.М. Машинский², А.П. Сухоруков¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²Научный центр волоконной оптики, Российская Академия наук

Лавинообразный рост объемов передаваемой информации в телекоммуникационных системах стимулирует активное освоение диапазона 1.26-1.36 мкм, который характеризуется достаточно низкими оптическими потерями и близкой к нулю хроматической дисперсией. Проблема оптического усиления в этом диапазоне может быть решена использованием волоконных световодов, активированных висмутом. Как известно, в ряде работ [1] было показано, что в ряде объемных стекол (силикатных, германатных, фосфатных, боратных), легированных висмутом наблюдается широкополосная люминесценция в ближней ИК-области спектра (1.1-1.7 мкм). При этом природа активных висмутовых центров (АВЦ) до конца не ясна.

Недавно мы впервые сообщили об изготовлении волоконных световодов, легированных висмутом, методом химического осаждения из газовой фазы (MCVD) [2]. Спектральное положение (1050-1200 нм), ширина полосы (150-200 нм) и большое время жизни (около 1 мс) люминесценции, характерной для АВЦ, делают такие световоды перспективными для создания непрерывных и импульсных лазеров, а также широкополосных усилителей [3]. Однако эффективность генерации лазеров была менее 30%, что значительно ниже эффективности эрбиевых и иттербиевых волоконных лазеров. Созданию высокоэффективных устройств на основе световодов, легированных висмутом, препятствуют дополнительные пассивные оптические потери, также обусловленные легированием висмутом. Приемлемое значение этих потерь составляет от 0.005 до 0.02 дБ/м в рабочем диапазоне, в этом случае их влияние на эффективность составляет не более нескольких процентов. В настоящее время пассивные потери в световодах, активированных висмутом, в 10-100 раз больше.

В данной работе мы сообщаем о исследовании спектров поглощения в данных световодах, изготовленных двумя разными методами, а также проводим оценку уровня оптических потерь, связанных с поглощением и рассеянием.

Большинство заготовок было сделано методом MCVD с использованием опорной трубки из кварцевого стекла. Сердцевина заготовки формировалась путем осаждения оксидов алюминия и кремния из газовой фазы. Легирование висмутом осуществлялось либо пропиткой

пористого слоя стекла сердцевины раствором солей висмута, либо осаждением висмута из газовой фазы. Одна заготовка была изготовлена методом плазмохимического осаждения из газовой фазы SPCVD [4]. Химический анализ стекол определялся с помощью рентгеновского микроанализа (предел чувствительности метода по висмуту 0.02 ат.%). Из заготовок были вытянуты световоды с внешним диаметром 125 мкм и диаметром сердцевины 5-15 мкм.

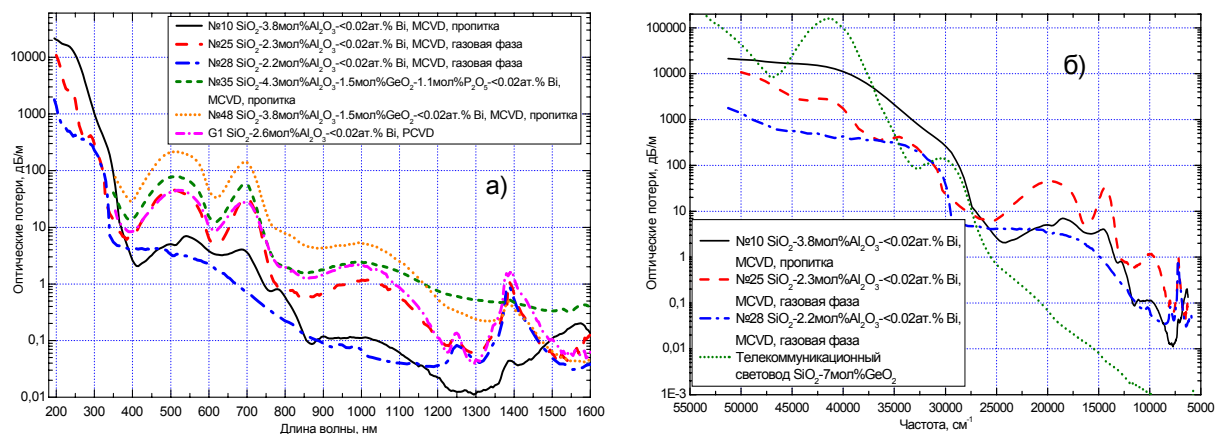


Рис. 1. Спектры поглощения световодов, легированных висмутом.

На рис. 1а приведены спектры оптических потерь для световодов с разными составами сердцевины. Наблюдаются полосы поглощения в области 500, 700, 800 и 1000 нм. Пики поглощения на 1250 и 1390 нм обусловлены ОН-группами, а полоса поглощения 242 нм – германиевыми дефектами. Видно, что методы изготовления заготовок, состав стекла сердцевины, диаметр сердцевины не оказывают заметного влияния на спектральное положение и форму полос поглощения (образцы №10, 25, 35, 48, G1). Введение в стекло фосфора увеличивает поглощение в области 1000-1600 нм. В то же время легирование Al, Ge до 10 мол.% не оказывает заметного влияния на спектры потерь в световодах, поэтому значительное увеличение потерь в диапазоне 400-1600 нм (рис. 1б) по сравнению с телекоммуникационными световодами связано с введением в сердцевину Bi в малых концентрациях (до 0.02 ат.%), причем интенсивность полос поглощения не пропорциональна полной концентрации Bi. Анализ спектра световода №28 (широкие полосы поглощения с максимумами на 290 и 450 нм), не люминесцирующего в видимой и ИК областях спектра при возбуждении в области 500 и 1000 нм, позволяет отнести эти полосы к неактивному Bi^{3+} . Широкие полосы поглощения на 230, 330, 500, 700, 800 и 1000 нм связаны с АВЦ (предположительно с ионами Bi^+ и Bi^{5+} [2]).

Известна насыщающаяся зависимость интенсивности ИК люминесценции от интенсивности возбуждения [5]. В данной работе измерена зависимость поглощения в полосе 500 нм от введенной мощности (рис. 2). Стрелками указаны значения поглощения, полученные спектральным методом (интенсивность введенного излучения $\sim 10^{-11}$ Вт).

Во всех световодах поглощение носит насыщающийся характер. Интенсивность насыщения была получена с помощью аппроксимации измеренных кривых – 1.6, 1.02 и 25 кВт/см² для №10, 25 и 28, соответственно.

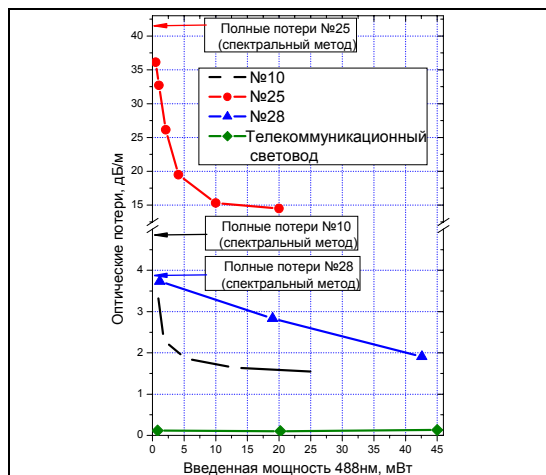


Рис. 2. Зависимость поглощения от введенной мощности (488нм).

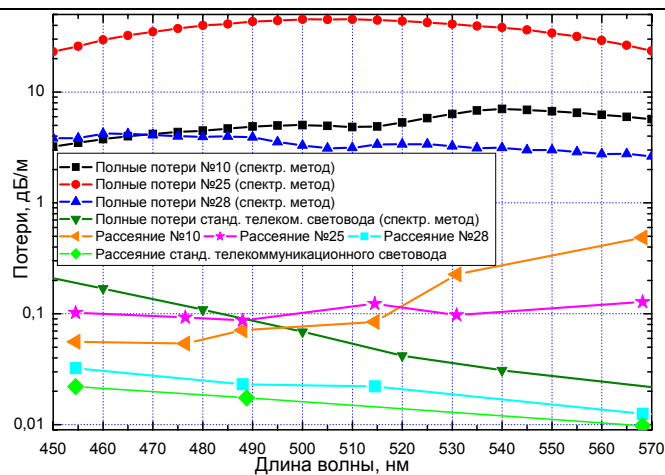


Рис. 3. Спектры поглощения и рассеяния.

Измерение рассеяния проводилось в интегрирующей сфере на разных длинах волн в пределах полосы поглощения 500 нм. Как видно из рис. 3, легирование висмутом незначительно повышает уровень потерь на рассеяние, при этом сохраняется рэлеевский характер рассеяния (№28). Величина рассеяния для световодов №10 и №25, по-видимому, завышена из-за наличия люминесценции в видимой области спектра в этих световодах. Несмотря на то, что люминесценция подавлялась с помощью фильтров, полностью устранить ее не удалось. Влияние люминесценции особенно сильно проявилось при малых мощностях вводимого излучения на 530 и 567 нм. Тем не менее, видно, что рассеяние не превышает нескольких процентов от величины полных потерь.

Проведенные исследования показали, что в основном оптические потери в волоконных световодах, активированных висмутом обусловлены поглощением. Вклад рассеяния в полные потери не превышает нескольких процентов. Проведена предварительная классификация полос поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Denker et al. // Appl. Phys. B. 2007. V. 87. P. 135.
2. V.V. Dvoyrin et al. // Opt. Lett. 2006. V. 31(20). P. 2966.
3. Е.М. Дианов и др. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 12. С. 1083.
4. Е.М. Dianov et al. // Optical Materials. 1994.V. 3. P. 181.
5. V.V. Dvoyrin et al. // Proc. OFC/NFOEC. 2006. Paper OTuN4.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕСОВЫХ ФУНКЦИЙ АПОДИЗАЦИИ КРАВЧЕНКО В ЗАДАЧАХ ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

В.Ф. Кравченко, О.В. Хитров

*Институт радиотехники и электроники РАН, Москва
Научно-технологический центр уникального приборостроения
Российской академии наук, Москва*

Одной из важных проблем в спектроскопии является использование интерферограмм конечной длины, обусловленных физическим ограничением оптической разности хода. В связи с этим возникает явление Гиббса. Математически ограничение длины интерферограммы описывается с помощью операции свертки спектра исходной интерферограммы и аппаратной функции. Спектр прямоугольной функции равен единице на интервале разности хода прибора и нулю вне него. Аналитический вид инструментальной формы линии, связанной с ограничением длины интерферограммы, может быть получен путем Фурье-преобразования дельта-функции на ограниченной области интегрирования. Результатом этого является известная функция *sinc* (прямоугольное окно). Кроме основного максимума она имеет боковые лепестки. Эти боковые лепестки вызывают растекание интенсивности спектральной линии, то есть ее интенсивность частично «перетекает» в них. При этом они не несут существенной информации, поэтому их можно ложно принять за слабую спектральную линию. На практике для удаления нежелательного явления Гиббса используется процедура аподизации. Применение функций аподизации уменьшает это явление, но увеличивает ширину центрального максимума, тем самым уменьшая спектральное разрешение приборов. Спектральное разрешение Фурье-спектрометра запишем в виде: $\delta\nu = \frac{q}{L}$, где L – максимальная разность хода, q – параметр определяемый функцией аподизации и критерием разрешения. Для прямоугольной функции (критерий 50% спада) $q=0.61$. В спектроскопии широко используются следующие весовые функции (окна): треугольная, Бартлетта, Ханна, Хемминга, Чебышева, Кайзера, Гаусса и другие [1-3]. Практическую значимость имеют весовые функции Чебышева и Кайзера, так как позволяют управлять шириной главного лепестка путем увеличения или уменьшения амплитуды боковых лепестков. Это позволяет достигнуть компромисс между параметрами разрешения и боковыми лепестками. Окно Кайзера имеет меньшую амплитуду боковых лепестков по сравнению с Чебышева. Окно Гаусса имеет оптимальное разрешение и затухание боковых лепестков, поэтому широко используется в спектроскопии.

В работе впервые предложен новый класс весовых функций (окон) Кравченко, построенных на основе атомарных функций. Как показал

численный эксперимент, при одних и тех физических параметрах, весовые функции (окна) Кравченко имеют лучшие характеристики, которые представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры функций аподизации

Функции аподизации	Амплитуда затухания боковых лепестков, дБ	Максимальные потери преобразования, %	Уширение аппаратной функции, % (по уровню 50% спада)
Прямоугольная	-13,3	9,14	0
Гаусса $\alpha = 2(2t)$	-31,9	0,18	28,6
Кравченко-Гаусса $K_2^{2,2}Bp^2(2t)$	-15,5	5,38	0
Кравченко-Гаусса $K_2^{0,8}G_{1,5}(2t)$	-36,6	0,07	38,1
Кравченко-Гаусса $K_2^{0,25}G_2(2t)$	-35,4	0,08	38,1
Кравченко-Гаусса $K_2^{1,3}G_{1,6}^{0,25}(2t)$	-37,5	0,06	38,1
Кравченко-Берштейна-Рогозинского $K_2^{2,2}Bp^2(0,8t)$	-37,6	0,06	38,1

На рисунке 1 для сравнения представлены спектры весовых функций Гаусса $\alpha = 2(2t)$ и Кравченко-Гаусса $K_2^{1,3}G_{1,6}^{0,25}(2t)$

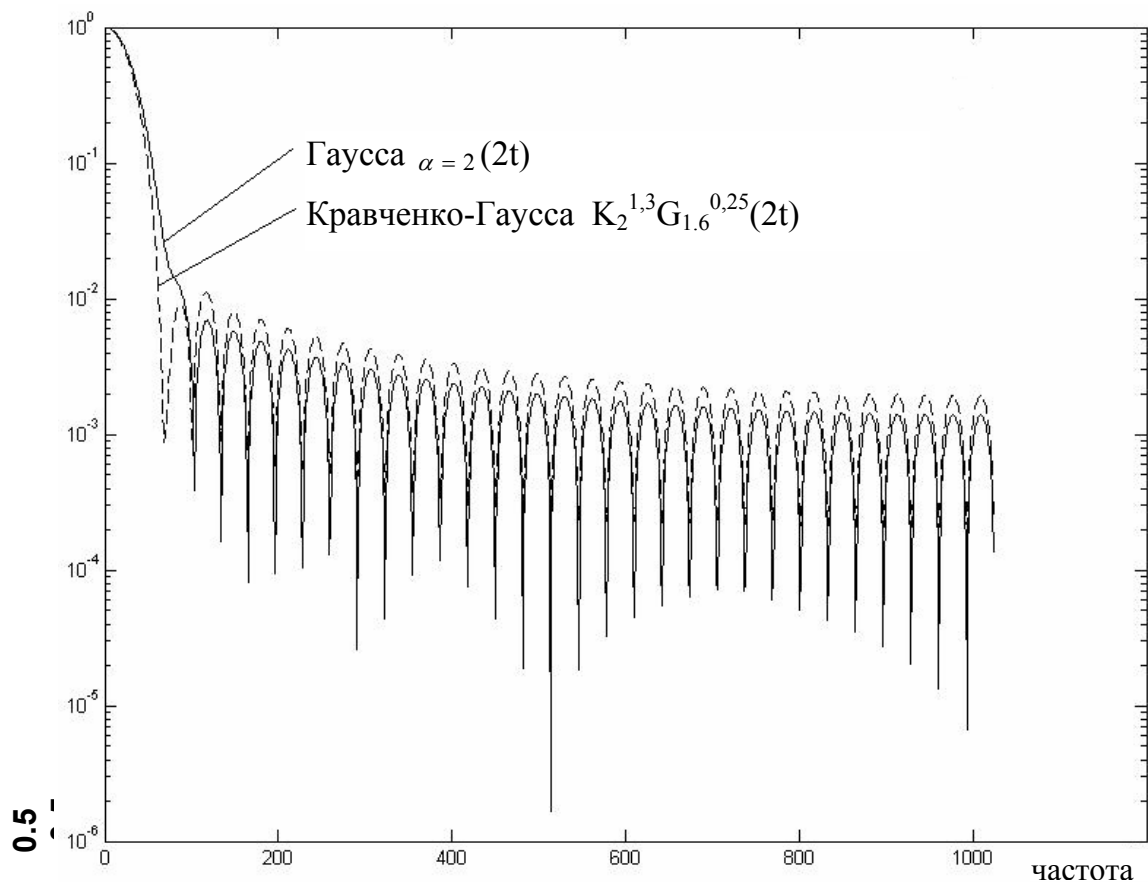


Рис.1. Спектры весовых функций (окон) Гаусса $\alpha = 2(2t)$ и Кравченко-Гаусса $K_2^{1,3}G_{1.6}^{0,25}(2t)$.

Физический анализ обработки некоторых реальных интерферограмм подтвердил результаты математического эксперимента. Это позволяет использовать новый класс функций[1-3] в программном обеспечении современных Фурье-спектрометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ф. Кравченко "Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям" М.: Радиотехника, 2003.
2. Е.Г. Зелкин, В.Ф. Кравченко, В.И. Гусевский "Конструктивные методы аппроксимации в теории антенн" М.: Радиотехника, 2005.
3. В. Ф. Кравченко, В. Л. Рвачев "Алгебра логики, атомарные функции и вейвлеты в физических приложениях" М.: Физматлит, 2006.

АНАЛИЗ ШУМОВ И ОПТИМИЗАЦИЯ СХЕМЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ НА БАЗЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФИЗО

В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, П.А. Шилягин
Институт Прикладной Физики РАН

Спектральные методы в оптической когерентной томографии (ОКТ) [1] по сравнению с традиционными, временными [2], позволяют более полно использовать мощность излучения источника, рассеянную в объекте исследования – оптически неоднородной, мутной среде. В спектральном анализе рассеянного света это достигается при длине когерентности элемента спектрального разложения, равной глубине исследуемой области объекта. В этом методе осуществляется одновременный прием света, рассеянного со всей глубины объекта, в отличие от приема света из элементарного объема во временном, традиционном методе ОКТ. При восстановлении сигнала при помощи обратного Фурье-преобразования, осуществляется когерентное сложение полезной составляющей сигнала и некогерентное – шумовой. Это позволяет реализовать существенно большую скорость получения ОКТ-изображений при том же динамическом диапазоне приема, что и в традиционном методе ОКТ.

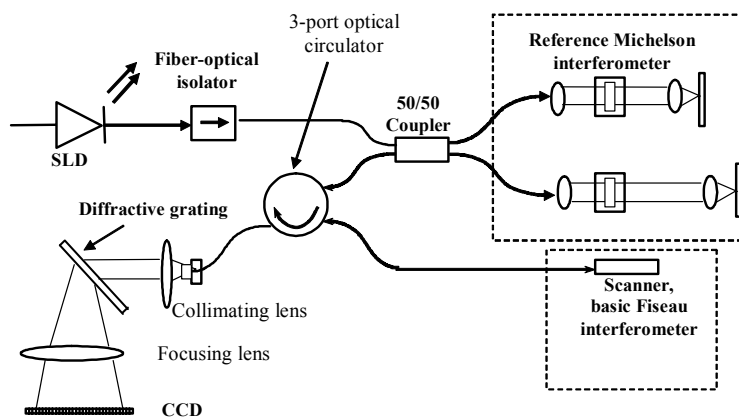


Рис. 1. Схема эксперимента.

Схема спектральной ОКТ, представленная на рис.1, основана на измерительном воздушном интерферометре Физо, и компенсирующем интерферометре Майкельсона. Представленная схема существенно облегчает создание приборов со сменными зондами [3], поскольку не требует компенсации дисперсии материала зонда, а также позволяет использовать интерферометр Физо с базой, превышающей глубину наблюдения. В литературе, в отличие от традиционных схем ОКТ [4, 5], отсутствует подробный анализ шумов спектральной ОКТ на базе интерферометра Физо. Настоящая работа посвящена исследованию

шумовых характеристик такой системы и сравнению экспериментальных результатов с теорией.

Шумы приемной части схемы, не зависящие от способа включения, состоят из дробовых шумов $\sqrt{\langle u_s^2 \rangle}$, избыточных шумов $\sqrt{\langle u_A^2 \rangle}$, обусловленных биениями спектральных компонент, и шума опроса фотоэлемента $\sqrt{\langle u_r^2 \rangle}$. Эти шумы, а также величина полезного сигнала S в единицах напряжения, снимаемого с фотоэлемента при опросе, определяются выражениями:

$$S^{[U]}_i = \frac{\sqrt{rd}}{r+d} \cdot u_i = v \cdot u_i$$

$$\sqrt{\langle u_s^2 \rangle}_i = \sqrt{\frac{2e}{C_f}} \cdot u_i$$

$$\sqrt{\langle u_A^2 \rangle}_i = \sqrt{\frac{1}{\Delta f_e \cdot \tau}} \cdot u_i$$

$$\sqrt{\langle u_r^2 \rangle}_i = V_{rms}$$

где под τ понимается время экспозиции, Δf_e – ширина принимаемой одним фотоэлементом спектральной компоненты в Гц ($\Delta f_e \approx \Delta f_{\text{источника}}/N$), r и d – отражение по мощности от опорного торца интерферометра Физо и обратное рассеяние в объекте, u_i – полная величина напряжения, снимаемого с i -ого элемента, i – номер фотоэлемента в линейке, C_f – емкость одного фотоэлемента. Шум опроса элемента не зависит ни от времени экспозиции, ни от снимаемого с фотоэлемента напряжения. Запись выражений для полезной и шумовой составляющих сигнала позволяет в явном виде оценить соотношение сигнала и шума в реальной системе при известном уровне засветки отдельного фотоэлемента.

Отметим, что при постоянных значениях величин интенсивности опорной и информативной волн отношение полезного сигнала к дробовому шуму зависит от числа принимаемых фотонов (u_i пропорционально числу принятых фотонов). При тех же условиях отношение полезного сигнала и избыточного шума зависит от ширины принимаемой фотоэлементом спектральной полосы Δf_e и времени экспозиции τ . И если величина Δf_e фиксирована и задана глубиной наблюдения объекта L : ($\Delta f_e = 1/L$), то уменьшение влияния избыточного шума возможно только за счет увеличения времени экспозиции τ . На рис. 2.а приведены расчетные значения шумовых компонент для суперлюминесцентного источника света при мощности зондирующей волны 0,7 мВт и времени экспозиции 40 мкс. При такой экспозиции возможен прием 11000 вертикальных линий растра (42 кадра 256x256 точек) в секунду. В представленном случае глубины модуляции избыточным и дробовым шумом сравниваются при напряжении на фотоэлементе около 1,5 В (вблизи области его насыщения).

Таким образом, в данном случае в области линейной чувствительности фотоэлемента определяющими являются дробовые шумы.

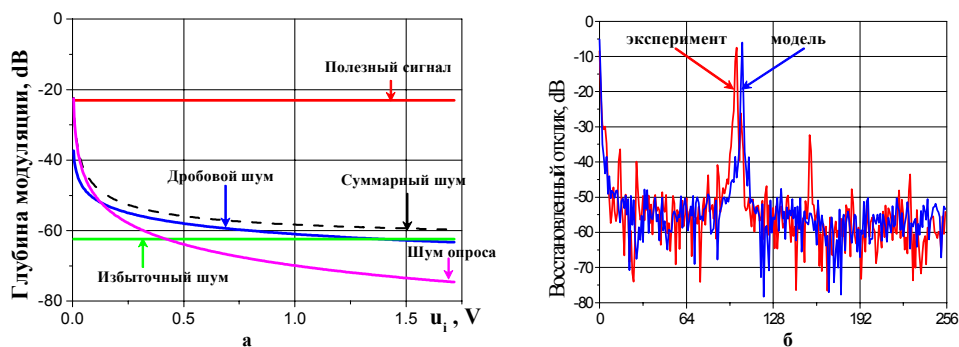


Рис. 2. Шумовые и сигнальные характеристики фотоприемника Sensors unlimited SU512LD-1.7T1-0500 в системе спектральной ОКТ а) в зависимости от напряжения, снимаемого с отдельного фотоэлемента при различных интенсивностях зондирующего излучения ($\tau=40$ мкс), б) восстановленный отклик резкой границы: эксперимент и теоретическая модель.

Выигрыш спектрального метода в чувствительности по отношению к традиционному (временному) реализуется при восстановлении изображения с помощью обратного Фурье-преобразования. Во время преобразования происходит когерентное суммирование полезной составляющей сигнала и некогерентное – шумовой, в результате чего отношение сигнала к шуму в данной схеме увеличивается в корень из числа фотоэлементов раз по отношению к отношению сигнал/шум на отдельном фотоэлементе. На рис. 2.б представлен восстановленный сигнал от резкой границы (-70 dB), полученный экспериментально, и для сравнения – полученный в теоретической модели с учетом уровня шумов системы. Совпадение результатов говорит об адекватности рассмотренной модели и полноте учета шумовых характеристик системы.

Исследования показали, что оптическая схема с использованием интерферометров Физо и Майкельсона и суперлюминесцентного источника света обладает возможностью получения ОКТ-изображений спектральным методом с высокой скоростью - свыше 30 кадров в секунду. Такая схема может стать основой для создания клинического спектрального ОКТ прибора со сменными зондами.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.F. Fercher, C.K. Hitzenberger *et al.* // Opt Commun. 1995. V. 117. P. 43.
2. D. Huang, E.A. Swanson *et al.* // Science. 1991. V. 254. P. 1178.
3. V.M. Gelikonov, G.V. Gelikonov *et al.* // Laser Physics. 2003. V. 13. P. 692.
4. K. Takada // J. of Quantum Electronics. 1998. V. 34. P. 1098.
5. H.D. Ford, R. Beddows, *et al.* // J. of Modern Optics. 2005. V. 52. P. 1965.

ВЛИЯНИЕ КОМПОНЕНТ КРОВИ НА ФЛУОРЕСЦЕНЦИЮ ПОЛИМЕТИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ IN VIVO

Е.С. Воропай¹, М.П. Самцов², К.Н. Каплевский¹, Д.Г. Мельников¹,
Л.С. Ляшенко¹

¹Белгосуниверситет,

²НИИ ПФП им. А.Н. Севченко

В органических растворителях катионные полиметиновые красители могут находиться в виде ионов или смеси нескольких типов ионных пар. Эффективность внутримолекулярных процессов распределения энергии электронного возбуждения у трикарбоцианиновых красителей в значительной степени зависит от природы образующих сольватную оболочку молекул. В опухолевых клетках штамма HeLa катионный трикарбоцианиновый краситель находится преимущественно в виде контактных ионных пар и локализован в области с низкой диэлектрической проницаемостью среды [1]. Учитывая эти обстоятельства, выяснение состояния молекул в биологических тканях *in vivo* позволит прояснить картину протекания в них фотофизических процессов, и приблизиться к пониманию механизма фотоактивности этих соединений. Для практического использования является важным выяснение характеристик, контроль которых в процессе проведения сеанса фотохимиотерапии позволяет оптимизировать параметры фотовоздействия с целью повышения эффективности повреждения раковых клеток.

Исследованы спектрально-люминесцентные свойства трикарбоцианинового красителя в различных средах с помощью спектрофлуориметра Fluorolog и световолоконного спектрометра, разработанного для регистрации флуоресценции красителя *in vivo*. Краситель синтезирован в лаборатории спектроскопии НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко, является перспективным сенситизатором для фотохимиотерапии [2]. В качестве экспериментальных модельных систем использована клеточная культура HeLa, а в экспериментах *in vivo* - солидные опухоли белых беспородных крыс саркома М-1.

Проведены сравнительные исследования спектральных свойств трикарбоцианинового красителя в суспензии клеток HeLa, в освобожденных от крови образцах опухолевых тканей животного и непосредственно в живом организме. Положение максимума спектра флуоресценции красителя в условиях *in vivo* совпадает со спектром в культуре опухолевых клеток HeLa и в освобожденных от крови образцах ткани животного. Это свидетельствует об аналогичном окружении молекул красителя в этих средах. Спектр флуоресценции красителя *in vivo* имеет полуширину 55 нм, тогда как полуширина спектров флуоресценции

красителя в клетках HeLa и в образцах опухолевой ткани животного несколько выше и составляет 67 нм и 69 нм соответственно. Совпадение спектров поглощения и флуоресценции красителя в освобожденных от крови образцах тканей и в культуре раковых клеток, а также различие в полуширине спектра *in vivo* обусловлено, вероятно, проявлением влияния эндогенных биомолекул на спектр испускания красителя в *in vivo*. Свет полупроводникового лазера спектрального комплекса проникает через кожный покров в ткань на глубину примерно 1,5 см [3] и возбуждает молекулы красителя, флуоресценция которого регистрируется на поверхности тела. Интенсивность флуоресценции в процессе прохождения света через ткань может изменяться неодинаково для разных длин волн, в виду поглощения биологических составляющих. Наиболее значимое влияние на флуоресценцию трикарбоцианинового красителя может оказывать поглощение гемоглобина, спектр которого перекрывается с полосой флуоресценции красителя [4].

На основании полученных данных сделано предположение, что наблюдаемые отличия спектра флуоресценции *in vivo* от спектров *in vitro* и в освобожденных от крови тканях обусловлены влиянием компонент крови, которое определяется соотношением форм гемоглобина (окси-, дезокси-, мет и т.д.) и величиной их концентрации. Уменьшение полуширины спектра флуоресценции в живом организме обусловлено присутствием оксигемоглобина в ткани животного, спектр поглощения которого обрезает длинноволновый край флуоресценции красителя зарегистрированного *in vivo*. На основании численного моделирования получен теоретический спектр флуоресценции с учётом вариации концентрации окси- и дезоксигемоглобина в нормальной ткани. Полученные данные свидетельствует том, что *in vivo* так же, как в суспензии клеток HeLa, молекулы красителя локализованы в области с низкой диэлектрической проницаемостью среды и находятся преимущественно в состоянии контактных ионных пар.

Проведены исследования спектров флуоресценции трикарбоцианинового красителя в опухолевой и здоровой тканях непосредственно после внутривенного введения животным в концентрации 5 мг/кг и после фотовоздействия. Установлено, что фотовоздействие на опухолевые ткани излучением полупроводникового лазера с длиной волны 741 нм при плотности мощности 200 мВт/см² и энергетической экспозиционной дозе 280 Дж/см² приводит к изменениям в спектре флуоресценции красителя в облучаемой части опухоли. Наблюдается увеличение полуширины спектра флуоресценции на 4-6 нм и гипсохромный сдвиг максимума на 3 нм. При этом на участках опухоли не подверженной воздействию светом лазера наблюдается уменьшение полуширины спектра флуоресценции красителя на 2-3 нм и смещение максимума спектра в длинноволновую сторону на 1-2 нм.

Установлено, что описанные выше изменения в спектрах флуоресценции после светового воздействия наблюдаются только *in vivo*; и величина деформации спектра флуоресценции в результате фотовоздействия коррелирует со степенью повреждения опухолевой ткани. Всё это свидетельствует о связи спектральных деформаций в процессе фотовоздействия с изменением оптических свойств биологической среды.

Выше было показано, что на форму спектра флуоресценции трикарбоцианинового красителя *in vivo* оказывает влияние поглощение компонент крови, в частности гемоглобина. В процессе фотовоздействия изменяется концентрация различных форм гемоглобина, уменьшается концентрации оксигемоглобина в опухолевой ткани, что установлено в работах, посвященных исследованию уровня оксигенации ткани в процессе сеанса фотохимиотерапии [5].

Путем численного моделирования проведено сравнение экспериментального спектра флуоресценции с расчетным, который получен путем учета влияния спектральных особенностей пропускания различных форм гемоглобина и возможных изменений их концентраций на флуоресценцию красителя. Установлено, что изменение спектра флуоресценции красителя в опухолевой ткани после фотовоздействия обусловлено повышением концентрации метгемоглобина, образовавшегося в результате фотохимических реакций.

Полученные результаты позволяют проводить оценку уровня оксигенации опухоли. Тем самым спектральными методами можно оптимизировать эффективность лечения, подобрать оптимальную дозу и мощность светового излучения при фототерапии, учитывая индивидуальные характеристики и особенности пациента.

Работа выполнена при поддержке INTAS (проект 03-50-5765) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Воропай, М. П. Самцов, К. Н. Каплевский, А. А. Луговский, Е. Н. Александрова // ЖПС 2004. V. 71. N 2.
2. Yu. P. Istomin, E. N. Alexandrova, E. S. Voropay, M. P. Samtsov et al // Experimental oncology. 2004. V.26. N 3. P. 226-231.
3. Е.С. Воропай, М.П. Самцов, В.Н. Чалов, Э.А. Жаврид // ЖПС. 2001. V 68. № 3. 359-362.
4. S. Matcher, C. Elwell, C Cooper, M. Cope and D. Delpy // Analytical Biochemistry 1995. V. 227. No 1. P. 54-68.
5. G. Yu, T. Durduran, C. Zhou, H. Wang et al // Clin Cancer Res. 2005. May 1. V. 11. No. 9. P. 3543-52.

ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ GPS/ГЛОНАСС

В.Е. Куницын, А.М. Падохин

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра физики атмосферы

Внезапные ионосферные возмущения (SID) возникают в результате воздействия излучения солнечной вспышки на верхние слои атмосферы. Во время вспышки Солнце представляет собой мощный источник рентгеновского и ультрафиолетового излучения, а также потока частиц с широким спектром энергий. Увеличение интенсивности рентгеновского и ультрафиолетового излучения, наблюдаемое во время хромосферных вспышек, немедленно вызывает возрастание полного электронного содержания в ионосфере (SITEC) [1].

Широкая сеть приемников сигналов систем GPS/ГЛОНАСС, расположенных по всему миру, позволяет оперативно получать информацию о ТЕС с временным разрешением, достаточным для исследований изменений электронной концентрации, вызванных быстрыми процессами, протекающими на Солнце во время вспышек. В работе предложен метод оценки ионизирующего излучения Солнца во время вспышки, по данным об изменении ТЕС с приемников сигналов GPS/ГЛОНАСС.

Одна из самых интенсивных солнечных вспышек (X17) за всю историю наблюдений произошла 28 октября 2003 года. Для того чтобы исследовать SITEC, вызванное солнечной вспышкой, анализировались данные ТЕС с разрешением 30 сек., полученные на сети приемников IGS и данные о потоках солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучения со спутников GOES [2] и SOHO [3], с разрешением 60 сек и 15 сек. соответственно.

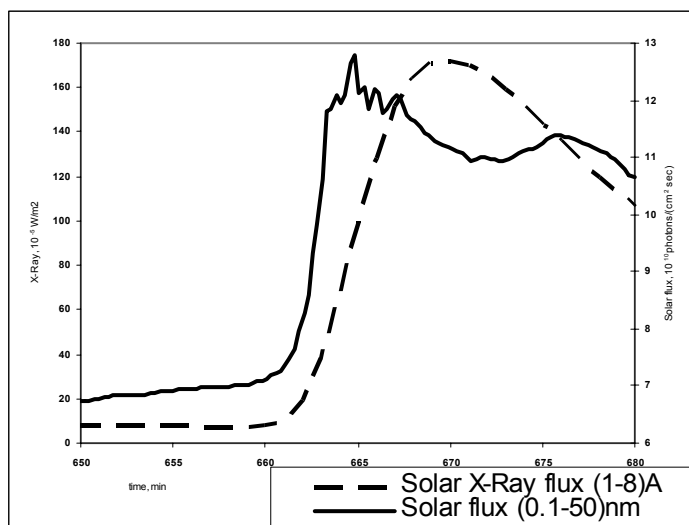


Рис. 1. Потоки солнечного излучения по данным ИСЗ SOHO и GOES 28 октября 2003.

На рис 1. показаны потоки солнечного излучения во время вспышки класса X17 28 октября 2003 года. Начиная с 11:03 UTC в течение 10 минут поток рентгеновского излучения вырос в 17 раз, поток в спектральном диапазоне (1-500)А вырос более чем в полтора раза. Для оценки ионосферного эффекта быстрого увеличения потоков солнечного рентгеновского и ультрафиолетового излучения анализировались данные о ТЕС и скорости изменения ТЕС с приемников сети IGS, расположенных на дневной стороне Земли. Использовались данные со спутников, расположенных вблизи зенита для данной точки наблюдения, так как спутники с малыми углами возвышения не могут обеспечить точные измерения ТЕС.

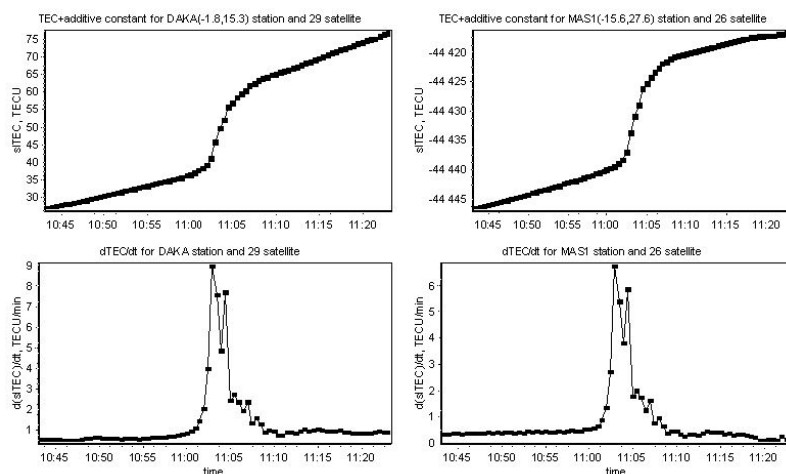


Рис. 2. ТЕС и скорость изменения ТЕС для двух пар спутник GPS– приемник GPS в период интенсивной солнечной вспышки 28 октября 2003 года.

Результаты обработки на примере станций DAKA с координатами (1.8W,15.3N) и MAS1 с координатами (15.6W,27.6N) показаны на рис 2. Для обеих станций (верхние панели) видно внезапное увеличение ТЕС на (20-30)TECU за 5 минут, что соответствует ~25% увеличению ионосферного электронного содержания. Эффект внезапного увеличения электронного содержания еще более заметен на кривых скорости изменения ТЕС со временем (нижние панели рис. 2). Из этих зависимостей видно, что SITEC произошло около 11:03 UT и продолжалось порядка 10 минут. В это время скорость изменения ТЕС значительно возрастает до величин порядка 6-9 TECU/min и демонстрирует тонкую структуру с 2 максимумами в 11:03 UT и в 11:04:30 UT.

Данные о скорости изменения ТЕС во время солнечной вспышки могут быть использованы для оценки спектральной интенсивности потока солнечного излучения, вызванного вспышкой. Скорость изменения электронной концентрации в ионосфере задается уравнением:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = P + L. \quad (1)$$

где P и L- скорости образования и потерь электронов. Как видно на рис 1. потоки солнечного излучения во время вспышки возрастают за время

порядка нескольких минут, что меньше характерного времени процессов рекомбинации и дрейфа, что позволяет пренебречь потерей электронов. Если учесть также, что во время вспышки скорость образования электронов P испытывает скачок $P = P_0 + \Delta P \theta(t - t_0)$ и соответствующий скачок претерпевает электронная концентрация, а, следовательно, и полное электронное содержание, то скорость изменения полного электронного содержания, вызванная вспышкой, для атмосферы, состоящей из нескольких ионизируемых компонент, может быть определена следующим образом:

$$\frac{\partial TEC}{\partial t} = \theta(t - t_0) \sum_{\lambda} \sum_i \frac{\eta_i(\lambda) I_{\infty}(\lambda)}{\sec \chi} \left[1 - \exp \left\{ - \exp \left(\frac{h_{oi}}{H_i} \right) \right\} \right] \quad (2)$$

где, $\eta_i(\lambda)$ - фотоионизационный выход для i -ой газовой компоненты на длине волны λ ; H_i и h_{oi} - приведенная высота и высота максимума скорости ионизации i - ой газовой компоненты при нахождении Солнца в Зените; $I_{\infty}(\lambda)$ - интенсивность солнечного излучения на длине волны λ на верхней границе атмосферы.

При характерном значении соответствующих высот в ионосфере Земли вторым членом в квадратных скобках (2) можно пренебречь. Таким образом, вводя эффективную ионизирующую интенсивность излучения при вспышке в интервале длин волн $\Delta\lambda$, как:

$$I = \frac{\sum_{\lambda} \sum_i I_{\infty}(\lambda) \eta_i(\lambda)}{\sum_{\lambda} \sum_i \eta_i(\lambda)}$$

можно получать количественные характеристики потока солнечного излучения во время вспышки по наблюдениям SITEC.

Отметим, что предложенная методика позволяет определять ионизирующую интенсивность солнечного излучения во время вспышки во всем интервале длин волн, ионизирующих атмосферу Земли, а не только в узких спектральных диапазонах, измерения в которых производятся на искусственных спутниках Земли.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, гранты 05-05-65145, 07-05-01120.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Митра “Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли” М.: 1977.
2. <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>
3. http://www.usc.edu/dept/space_science/OLD_WEB/semdata.htm

ТОМОГРАФИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ПАРАМЕТРА ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА

В.А. Буров, А.А. Шмелёв, О.Д. Румянцева

Московский государственный университет им. Ломоносова, физический факультет

Задача восстановления распределения нелинейного параметра среды $\epsilon(\mathbf{r})$ является важной медицинской диагностической проблемой. Для здоровой и больной ткани относительное изменение значений нелинейного параметра существенно превышает изменение её линейных характеристик. В большинстве опубликованных в настоящее время работ решение данной задачи основано на лучевом приближении [1-2]. В [3,4] эта проблема рассмотрена в волновой постановке. Эффект «рассеяния звука на звуке» заключается в рождении комбинационных волн суммарной и разностной частот при взаимодействии двух первичных волн в нелинейной среде. В силу закона сохранения импульса этот эффект рассеяния в однородной среде возможен только в случае коллинеарного взаимодействия. В противном случае необходимо присутствие неоднородности нелинейного параметра в области пересечения волн, и в [3] показана возможность использования этого эффекта на примере взаимодействия монохроматических первичных волн. Однако в данной схеме возможно восстановить лишь значение пространственного спектра $\tilde{\epsilon}(\mathbf{K})$ нелинейного параметра при одном значении \mathbf{K} , что заставляет проводить серию экспериментов для восстановления всего объекта. Сделанное в [4] обобщение результатов [3] на случай взаимодействия немонахроматических кодированных волн дало возможность восстановить значения $\tilde{\epsilon}(\mathbf{K})$ для конечной области пространственных частот. Размеры и форма этой области зависят от ширины частотного спектра и угла взаимодействия первичных волн. Однако используемое неколлинеарное взаимодействие первичных волн не позволяет восстановить значения $\tilde{\epsilon}(\mathbf{K})$ в окрестности нулевых значений \mathbf{K} , что требует проведения дополнительной серии экспериментов при малых углах взаимодействия. Только в этом случае возможно восстановить полную картину распределения нелинейного параметра.

В представляемом докладе рассматривается нелинейное взаимодействие уже не двух первичных волн, как в [4], а трёх, и процесс нелинейного рассеяния третьего порядка. Получаемая при этом информация относится к восстановлению пространственного распределения квадрата значений нелинейного параметра второго порядка и распределения новой величины – нелинейного параметра третьего порядка. Этот параметр возникает в разложении уравнения состояния среды с точностью до членов третьего порядка малости. Присутствие в области взаимодействия третьей волны позволяет сместить область восстанавливаемого пространственного спектра нелинейных характеристик среды (рис.1). Вектор этого смещения зависит от направления распространения и частоты третьей волны. Предполагается, что

нелинейный параметр третьего порядка не уступает по информативности нелинейному параметру второго порядка. Основное достоинство такой схемы диагностики состоит в возможности восстановления всего пространственного распределения характеристик среды при использовании трёх излучателей и одного приёмника.

Нелинейные эффекты рассеяния третьего порядка и их диагностическая ценность исследованы существенно слабее, нежели нелинейные эффекты второго порядка. Тем не менее, об интересе к этим процессам свидетельствует появление работы [5]. В ней описано восстановление изображения образца биологической ткани на основе сигналов третьей гармоники, возникших при распространении первичных волн в образце. Восстановление основано на лучевых представлениях. Сравнение полученной картины с результатами восстановления того же образца с помощью измерения сигнала второй гармоники (т.е. нелинейных эффектов второго порядка) показало, что нелинейные эффекты третьего порядка позволяют улучшить разрешающую способность. Новые информационные возможности этого метода не обсуждаются.

В предлагаемой работе проведено теоретическое описание эффекта возникновения комбинационных волн третьего порядка. Показано параллельное развитие двух конкурирующих процессов: собственно нелинейного рассеяния третьего порядка и двукратного нелинейного рассеяния второго порядка, дающих схожие наблюдаемые эффекты, которые всё же можно разделить. Предложена экспериментальная схема, реализующая модельный процесс томографирования нелинейных параметров второго и третьего порядков (рис.2). На апертурной окружности располагаются три плоских излучателя (два из которых широкополосные) и плоский широкополосный приёмник. Исследуемый объект находится внутри области пересечения ближних зон всех четырёх преобразователей. На широкополосные излучатели подаются независимые фазоманипулированные кодированные сигналы. Третий преобразователь излучает монохроматическую волну.

Сложность рассмотренного метода заключается в существенном снижении амплитуды сигналов, рассеянных за счёт нелинейности третьего порядка, не только по сравнению с уровнем первичных волн, но и по сравнению с уровнем комбинационных волн второго порядка. Эта трудность может быть разрешена оптимальным выбором частотных полос первичных и комбинационной волн и тщательной фильтрацией первичных и рассеянного сигналов. Отдельную проблему представляет разделение эффекта «чисто» третьего порядка и конкурирующего с ним эффекта двукратного рассеяния второго порядка. Это разделение осуществляется путём варьирования спектров взаимодействующих полей.

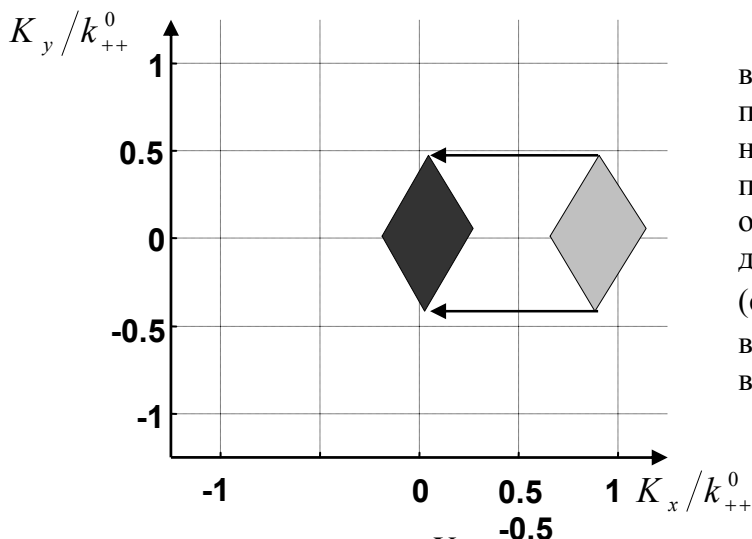


Рис.1. Смещение восстанавливаемой области пространственного спектра нелинейного рассеивателя третьего порядка (тёмная область) относительно подобной области для рассеивателя второго порядка (светло-серая область). Здесь k_{++}^0 – волновое число комбинационной волны третьего порядка.

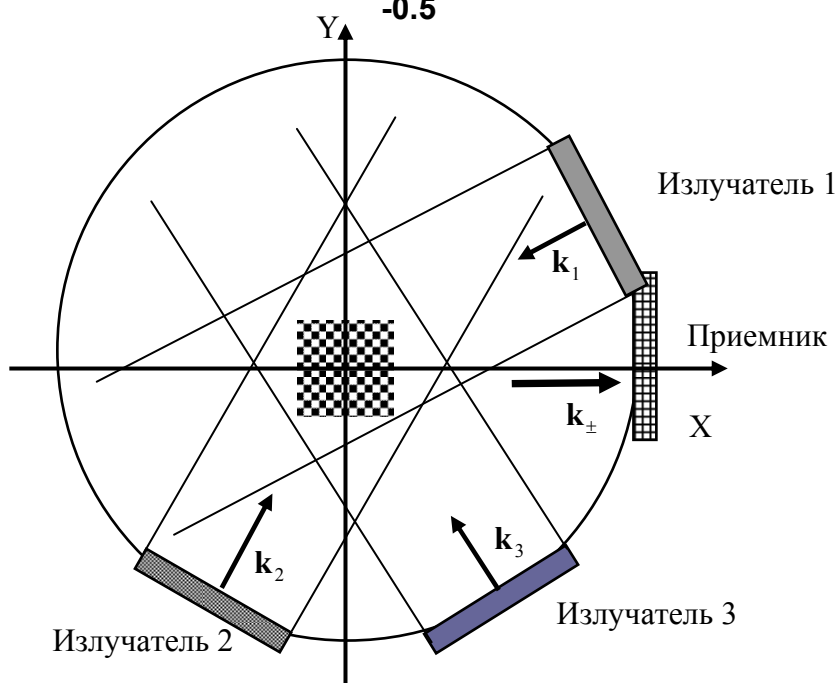


Рис.2. Схема модельного эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. X.F.Gong, Y.S.Yan, D.Zhang, H.L.Wang // Nonlinear Acoustics at the Beginings of the 21st Century. Moscow: MSU, Faculty of Physics, 2002, V.1. P.469.
2. T.Sato, K.Yamashita, H.Ninoyu et al. // Acoustical Imaging. New York: Plenum Press, 1993. V.20. P.9.
3. В.А. Буров, И.Е. Гуринович, О.В. Руденко, Е.Я. Тагунов // Акустич. журн. 1994. Т.40. №6. С.922.
4. В.А. Буров, С.Н. Евтухов, А.М. Ткачева, О.Д. Румянцева // Акустич. журн. 2006. Т.52. № 6. С.760.
5. X. Gong, D. Zhang // World Congress on Ultrasonics (WCU). 2006. V.44. P. e61.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ КАРТ ТЕС СЕТИ IGS С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАДИОТОМОГРАФИИ

Е.С. Андреева, С.А. Калашникова, В.Е. Куницын, И.А. Нестеров
МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра физики атмосферы

Исследование структуры ионосферы важно как для понимания физики протекающих в ней процессов, так и для разнообразных радиофизических задач, связанных с распространением радиоволн, поскольку ионосфера существенным образом влияет на работу различных систем навигации, локации и связи. С начала 90-х годов для исследования структуры ионосферы успешно применяется низкоорбитальная (НО) спутниковая радиотомография (РТ), позволяющая восстановить двумерные сечения электронной плотности в ионосфере по данным спутникового радиопросвечивания волнами УКВ диапазона [1]. Результаты НОРТ многократно сопоставлялись с данными ионозондов и радаров некогерентного рассеяния, в том числе и в периоды ионосферных бурь [2, 3]. Пространственное разрешение НОРТ составляет 20-30км по горизонтали и 30-40км по вертикали, и локальная точность восстановления структуры ионосферы для НОРТ не хуже 10-15% (интегральная точность 5-10%).

С развертыванием высокоорбитальных (ВО) навигационных систем GPS и ГЛОНАСС появился новый инструмент, который позволяет непрерывно проводить измерения характеристик проходящих через ионосферу радиосигналов. В настоящее время разработаны варианты РТ ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем типа GPS/ГЛОНАСС [1, 4]. В последние годы активно используются глобальные ионосферные карты (Global Ionospheric Maps – GIM) вертикального полного электронного содержания (VTEC), сгенерированные на базе данных всемирной сети GPS приемников. Глобальные VTEC-карты с временным разрешением 2ч. предоставляются Международной GPS службой (IGS) в стандартном формате IONEX. Пространственное разрешение глобальных VTEC-карт составляет 5° по долготе и 2.5° по широте [5]. Различные методы, применяемые разными научными GIM-группами для реконструкции абсолютного VTEC, основываются на общей идее подбора параметров выбранной модели вертикального распределения электронной плотности ($N(h)$ -профилей). Однако такое представление структуры ионосферы с помощью параметров $N(h)$ -профилей дает разные решения при различном выборе ионосферных параметров. Кроме того, в возмущенные периоды в ионосфере и плазмосфере могут присутствовать сильные неоднородности, которые нельзя представить набором небольшого числа параметров $N(h)$ -профилей.

Цель данной работы – проведение сравнения глобальных VTEC- карт с результатами НОРТ. По данным НОРТ-систем в России (Москва-Шпицберген) и районе Аляски были получены РТ-реконструкции ионосферы, по которым затем вычислялись значения VTEC. В докладе представлены результаты сопоставления глобальных VTEC-карт с результатами НОРТ как в спокойные периоды, так и в периоды геомагнитных бурь в октябре 2003г., июле и ноябре 2004г.

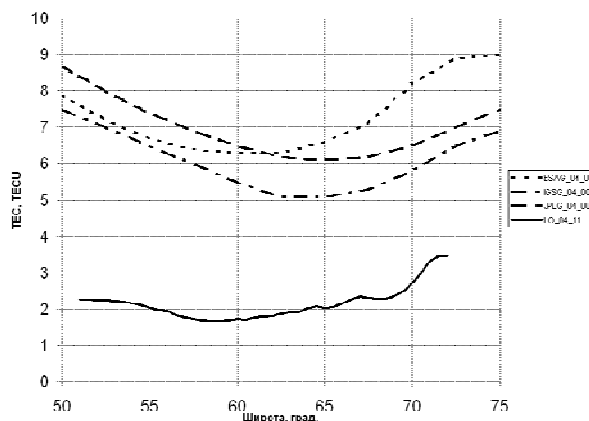


Рис. 1. Графики изменений VTEC по данным НОРТ (LO_04_11) и GIM-групп (ESA, IGS, JPL) в невозмущенный период 07.11.2004 в 04:00 UT ($K_p=3$).

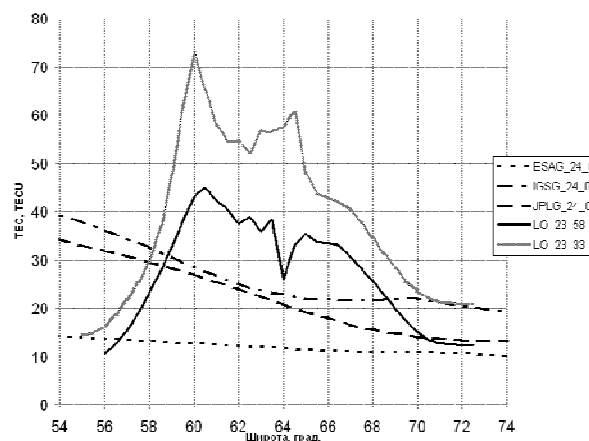


Рис. 2. Графики изменений VTEC по данным НОРТ (LO_23_33) и GIM-групп (ESA, IGS, JPL) в период магнитной бури 30.10.2003 в 00:00 UT ($K_p=8.7$).

На рис.1 показан типичный пример сопоставления VTEC по данным НОРТ с VTEC для разных GIM в невозмущенный период 07.11.2003 в районе Аляски. Более высокие значения VTEC для GIM (в 3-4 раза) можно объяснить вкладом плазмосферы. Во время геомагнитных бурь возможно обратное явление: значения VTEC, полученные различными GIM-группами, могут быть в 3-4 раза меньше значений VTEC, вычисленных по НОРТ-сечениям ионосферы (рис.2). Глобальные VTEC-карты сильно сглажены и имеют более грубое пространственное разрешение, чем данные НОРТ-сечений, и следовательно не могут отражать сложные

быстрые процессы перестройки ионосферы на масштабах менее 200 км и 2 часов, которые происходят во время гелиогеомагнитных возмущений.

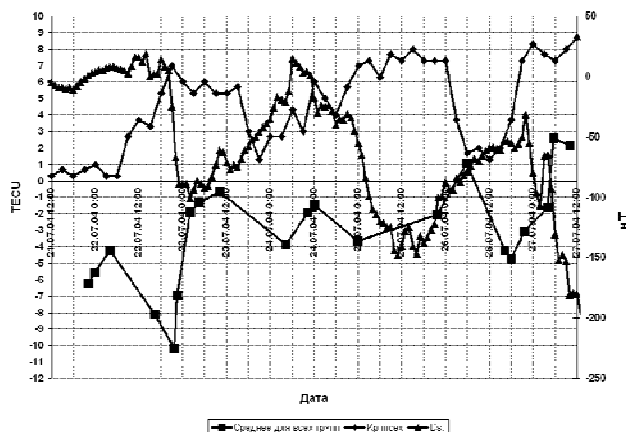


Рис. 3. Графики изменений индексов Kp, Dst и средних отклонений VTEC_GIM, рассчитанных по картам GIM, от VTEC по данным НОРТ за период с 7 по 10 июля 2004г.

На рис.3 приведены графики изменений геомагнитных индексов Kp и Dst, а также средних отклонений данных VTEC для GIM от VTEC, вычисленных по НОРТ-сечениям. Как видно из рисунка, в спокойные периоды наблюдаются более высокие значения VTEC для GIM по сравнению с НОРТ, что можно объяснить вкладом плазмосферы. Однако в периоды бурь результаты GIM, как правило, сильно отличаются (иногда в разы) от VTEC, полученного НОРТ подходом. Отсюда следует, что применять данные GIM для возмущенных периодов и получать на этой основе геофизические результаты следует с большой осторожностью. Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 05-05-65145, № 07-05-01120).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Куницын, Е.Д. Терещенко, Е.С. Андреева "Радиотомография ионосферы" М.: Наука, 2007.
2. J.C. Foster, V.E. Kunitsyn, E.D. Tereshchenko et al. Russian-American tomography experiment // Int. J. Imaging Syst. Technol. 1994. V. 5. P. 148.
3. S.J. Franke, K.C. Yeh, E.S. Andreeva, V.E. Kunitsyn. A study of the equatorial anomaly ionosphere using tomographic images // Radio Sci. 2003. V. 38(1). P. 1011. doi:10.1029/2002RS002657.
4. В.Е. Куницын, Е.С. Андреева, М.А. Кожарин, И.А. Нестеров. Радиотомография ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем // Вестник МГУ. Физика. 2005. №1. С. 74.
5. A.J. Mannucci, B.D. Wilson et al. A global mapping technique for GPS-derived ionospheric TEC measurements // Radio Sci. 1998. V. 33(3). P. 565.

СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛА РУБИНА ЧАСТОТНО-КОРЕЛЛИРОВАННЫМИ ФОТОНАМИ

А.А.Калачев², Д.А.Калашников¹, А.А.Калинкин¹, В.В.Самарцев²,
А.В. Шкаликов¹

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского РАН

²Казанский государственный университет

Частотно-коррелированные пары фотонов, рожденные в процессе спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [1], находят применение для изучения фундаментальных аспектов квантовой теории, таких как квантовая телепортация [2], квантовая криптография [3], проверка неравенств Белла [4], квантовая метрология [5], квантовая литография и многих других экспериментах, где наиболее ярко проявляются свойства неклассического света.

В данной работе мы использовали частотно-коррелированные фотоны для исследования спектроскопических свойств образца. В некоторых ситуациях использование классических методов затруднено в связи с большой мощностью или малым отношением сигнал шум.

Одной из возможных ситуаций является случай спектрального анализа фотонов проходящих через поглощающую среду. Например, измерение спектроскопических свойств образца в вакууме в ультрафиолетовом диапазоне. В этом случае не только необходимо разместить спектрометр в вакуумной камере, но им необходимо управлять. Однако при использовании в спектроскопии частотно-коррелированной пары фотонов состоящей из одного ультрафиолетового (УФ) фотона и другого фотона большей длины (видимый фотон) значительно упрощается экспериментальная установка. УФ фотон проходит через образец и детектируется, а видимый фотон проходит через спектрометр, находящийся при атмосферном давлении.

Другой ситуацией является случай, когда необходимо определить спектроскопические свойства хрупкого образца в инфракрасном диапазоне. Во-первых, энергия источника света должна быть небольшой, чтобы не разрушить исследуемый образец. Во вторых, фотодетекторы в инфракрасном диапазоне характеризуются сильным темновым шумом, что значительно снижает отношение сигнал шум. Однако при использовании бифотонной спектроскопии, посредством измерения скорости счета совпадений между инфракрасными фотонами проходящими через образец и фотонами видимого диапазона, которые разрешаются на спектрометре, достигается высокое отношение сигнал шум.

В процессе СПР плоская волна накачки с частотой ω_p и волновым вектором \vec{k}_p возбуждает квадратично нелинейный кристалл, в котором случайным образом (с эффективностью порядка 10^{-7} – 10^{-11}) происходит уничтожение высокочастотного фотона накачки и одновременное

рождение двух низкочастотных фотонов, называемых, обычно, холостым и сигнальным. Отличительной особенностью СПР является то, что при регистрации фотона в одном плече интерферометра Брауна-Твисса, однозначно свидетельствует о наличии второго фотона в сопряженном плече.

Следует отметить, что в соответствии с законом сохранения энергии $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ при сканировании монохроматором одной частотной моды, картина счета совпадений будет зависеть от пропускания сопряженной частотной моды во втором плече интерферометра, т.е. грубо говоря, мы измеряем пропускание на частоте сопряженной моды. Тогда скорость счета совпадений будет точно соответствовать спектральной функции исследуемого образца, но будет обращена по частоте относительно частоты накачки (1).

$$R_c \approx |f(\omega_p - \omega_M)|^2$$

(1)

Исследования проводились на установке, блок-схема которой представлена на рис.1

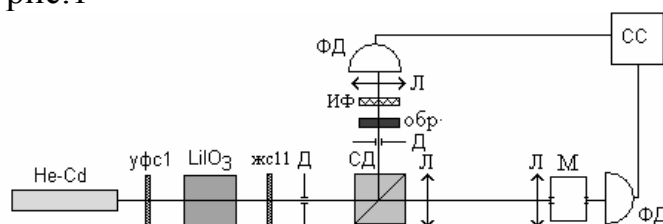


Рис.1. Экспериментальная установка: He-Cd – лазер работающий в непрерывном режиме на длине волны 325 нм.; УФС1 – фильтр отсекающий паразитное излучение лазера; LiIO₃ – рабочий нелинейный кристалл длиной 10 мм.; Д – диафрагмы; СД – светоделительный кубик; Л – линзы, фокусирующие излучение; обр – образец кристалла рубина; М – монохроматор; ИФ – интерференционный светофильтр; ФД – лавинные фотодиоды; СС – схема совпадений.

Пары частотно-коррелированных фотонов рождаются в ходе процесса СПР в 10 мм кристалле иодата лития (LiIO₃) вырезанного для I типа синхронизма, где в качестве накачки использовался He-Cd лазер (10 мВт) на длине волны 325 нм. Перед кристаллом ставился фильтр УФС1, который отсекал генерируемые лазером фотоны лежащие в красной области. Фильтр ЖС11 отсекал накачку после нелинейного кристалла и пропускал излучение СПР. Диафрагмы Д служили для выделения необходимой пространственной моды из всего пространственного спектра СПР, а также служили для уменьшения засветки. Линзы Л в канале с монохроматором фокусировали излучение СПР на щель монохроматора, а в сопряженном канале на фотодетектор ФД, соответственно.

Излучение СПР в обоих каналах интерферометра Брауна-Твисса регистрировалось лавинными фотодиодами ФД (SPCM: Perkin Elmer AQR-14FC). Импульсы в формате TTL с фотодетекторов поступали на

дискриминатор-формирователь импульсов преобразующих сигналы в стандарт NIM. Сигналы с дискриминатора-формирователя через электронную линию задержки поступали на схему совпадений с характерным временным окном 3 нс. Все блоки были выполнены в виде сопряжённой системы блоков стандарта КАМАК (представлены на блок-схеме экспериментальной установки как СС), которая управлялась персональным компьютером. Полученная картина в счёте совпадений при измерении линий R_1 и R_2 рубина приводится в сравнении со спектром поглощения тех же линий, снятым классическим способом (рис.2).

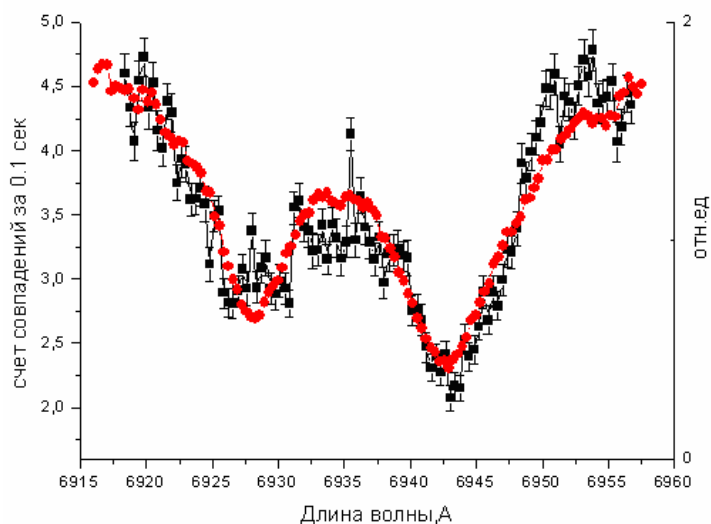


Рис.2. Спектр пропускания рубина: линии R_1 и R_2 снятые классическим способом (кружки) и в картине совпадений (квадрат).

Таким образом, спектры, снятые с использованием неклассического света и полученные при помощи методов классической спектроскопии, хорошо совпадают между собой. Это делает возможным использование в перспективе нового метода для исследования образцов в ИК-области, когда велико отношение сигнал-шум, и в ультрафиолете.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 07-02-00883-а, 05-02-16003-а, 04-02-81009-Бел-а и 05-02-16169-а), "Фондом содействия отечественной науке", а также программами Президиума РАН "Квантовая макрофизика" и ОФН РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты" и "Когерентные акустические поля и сигналы"

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко "Фотоны и нелинейная оптика" М: Наука, 1980.
2. Y. Kim, S.P.Kulik, Y.Shih // Phys.Rev.Lett. 2001 V. 86 P. 1370.
3. A.K. Ekert // Phys.Rev.Lett. 1991 V. 67 P. 661.
4. P.G. Kwiat, A.M. Steinberg, R.Y. Chiao // Phys. Rev. A. 1993. V. 47 P. 2472.
5. Д.Н. Клышко // Квантовая электроника. 1980 V. 7 P. 1932.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ АНОМАЛИИ ПО ДАННЫМ МОДЕЛИ IRI И ЛУЧЕВОЙ РАДИОТОМОГРАФИИ

Е.С. Андреева, Б.А. Аношин, В.Е. Куницын, Е.А. Леонтьева
МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра физики атмосферы

Экваториальная аномалия (ЭА) или аномалия Эпплтона является одной из главных структур низкоширотной ионосферы и важнейшим фактором в прогнозировании параметров радиосвязи, радионавигации, локации и т.д. Механизм образования ЭА обусловлен так называемым «фонтан-эффектом» [1]. Днем электронная концентрация уменьшается над геомагнитным экватором и увеличивается в областях к северу и югу от экватора, на широтах 15° - 20° , образуются гребни (максимумы) ионизации – гребни ЭА. Одной из актуальных задач геофизики является исследование динамики ЭА, физических причин, определяющих ее формирование, развитие и изменчивость.

На протяжении последних 15 лет активно развиваются методы радиотомографии (РТ), позволяющие восстанавливать пространственную структуру распределения электронной концентрации при радиозондировании ионосферы. РТ-подход открыл новые возможности в исследовании динамики, структурных особенностей ионосферной плазмы и заключается в следующем. Сигналы низкоорбитальных (~ 1000 км) навигационных спутников (типа российских спутников «Цикада» или американских Транзит NNSS - Navy Navigation Satellite System), принимаются в нескольких приемных точках, расположенных вдоль траектории восходящих или нисходящих витков орбит спутника и на расстояниях порядка сотен километров. Измерения линейных интегралов электронной плотности вдоль лучей от приемника к спутнику являются данными для задачи РТ- реконструкции [2]. В 1994-1996 гг. был проведен РТ- эксперимент в Юго-Восточной Азии по низкоширотной трассе Шанхай – Манила в области северного гребня ЭА. Шесть пунктов наблюдений регистрировали спутниковые радиосигналы американской навигационной системы NNSS и были расположены вдоль 121° E меридиана [3]. Проведенный комплексный анализ томографических сечений ЭА, полученных с помощью фазоразностной РТ, позволил выявить и исследовать ряд новых структурных и динамических особенностей северного гребня ЭА [2-4].

С другой стороны, модель IRI (International Reference Ionosphere) наиболее широко используется многими исследователями с целью получения необходимой (или недостающей) информации об ионосфере, в частности в области приэкваториальных широт [5]. Целью данной работы было проведение сравнительного анализа данных модели IRI-2001 с

полученными ранее результатами РТ-исследований ионосферы в области северного гребня ЭА (Шанхай-Манила) в течении осени 1994г.

Следует отметить, что из существующих моделей наиболее разработанной, апробированной и пригодной к использованию является модель IRI, которая разрабатывается уже более двух десятилетий и ежегодно обновляется специальными рабочими группами (IRI Workshops). Эта модель использует данные всемирной сети ионозондов, спутниковых ионозондов, и прямых спутниковых измерений. Модель IRI позволяет рассчитать электронную плотность, электронную и ионную температуру и ионный состав на высотах от 50 до 2000 км [5].

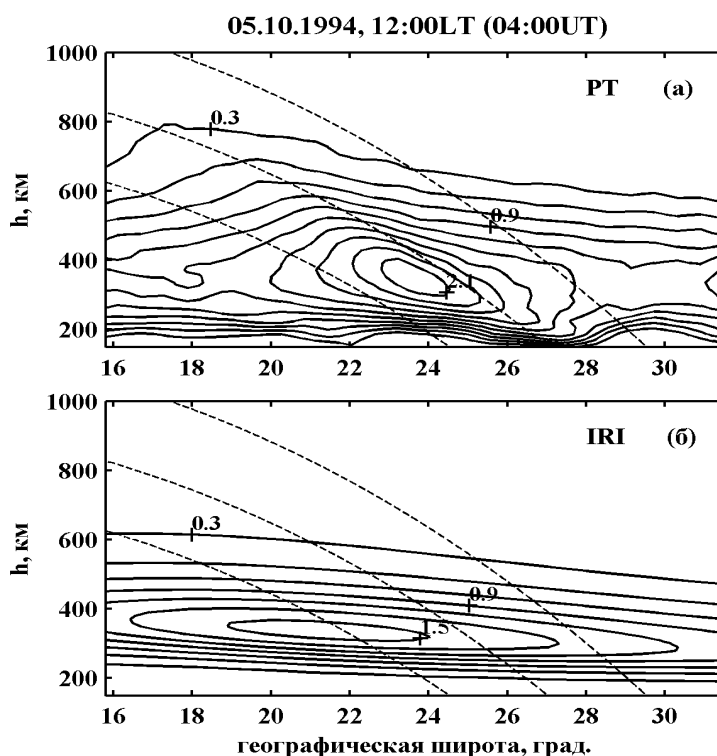


Рис. 1. РТ-реконструкция ЭА (а) и сечение ЭА по данным модели IRI (б) для 5 октября 1994г. в 12:00LT.

Как показали проведенные исследования, модель IRI описывает в среднем явление «фонтан - эффекта», но не отражает ряд устойчивых структурных особенностей ЭА, которые наблюдались в РТ - реконструкциях [2-4]. В качестве примера на рис.1 приведены в изолиниях в единицах 10^{12} м^{-3} типичные дневные сечения электронной плотности ионосферы, полученные методом фазоразностной РТ (а) и по данным модели IRI-2001 (б), в координатах географическая широта - высота ионосферы. Силовые линии магнитного поля Земли отмечены штриховыми линиями. Из РТ-реконструкции (рис.1а) хорошо видно, что сформировавшееся ядро ЭА (область с электронной плотностью вблизи уровня максимума) ориентировано вдоль направления магнитного поля Земли, существуют характерные вариации «сужение-расширение»

толщины ионосферы и значительная асимметрия между экваториальным краем и полярным краем ЭА, в районе широт $\sim 28^\circ - 30^\circ$ образуется «перетяжка». В модельном сечении (рис.1б) данные структурные особенности не наблюдаются. В докладе представлены различные примеры сопоставлений РТ-реконструкций и модельных сечений.

Проведенный комплексный анализ модельных сечений (свыше 2000) показал, что модель IRI описывает усредненную и типичную динамику ЭА: рост концентрации ЭА в районе полудня, смещение максимума электронной плотности к северу и убывание плотности к вечерним часам. В РТ-эксперименте наблюдалось более сложная динамика ЭА, например, концентрация иногда оставалась почти постоянной в течение 5-7 часов, убывала с полудня или неоднократно возрастала в вечерние часы («послезакатный» эффект), максимум плотности иногда смещался к югу и т.д. [2-4]. В докладе приведены примеры широтного хода гребня ЭА в зависимости от времени для осеннего периода 1994г.

Проведенное сопоставление модельных сечений с данными измерений ионозондов в Маниле и Чунгли по критическим частотам показало, что наибольшее расхождение в значениях критических частот наблюдается для Чунгли (нормированное СКО $\delta=25\%$), чем для Манилы ($\delta=16\%$), т.е. в области больших пространственных градиентов электронной плотности ЭА.

Таким образом, проведенные исследования показали, что модель IRI описывает усредненную сглаженную экваториальную ионосферу, не воспроизводит ряд характерных структурных особенностей ЭА, которые наблюдались в РТ-сечениях. В докладе обсуждаются возможности коррекции модели IRI для более достоверного описания структурных особенностей ЭА. Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 05-05-65145, № 07-05-01120).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.J. Moffett. The Equatorial Anomaly in the electron distribution of the Terrestrial F-region // *Fundamentals of Cosmic Physics*. 1979. V. 4, P. 313.
2. В.Е. Куницын, Е.Д. Терещенко, Е.С. Андреева "Радиотомография ионосферы". М.: Наука. 2007.
3. E.S. Andreeva, J.S. Franke, K.C. Yeh, V.E. Kunitsyn. Some features of the equatorial anomaly revealed by ionospheric tomography // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. P. 2465.
4. K.C. Yeh, S.J. Franke, E.S. Andreeva, V.E. Kunitsyn. An investigation of motions of the equatorial anomaly // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 4517.
5. D. Bilitza. International Reference Ionosphere // *Radio Science*. 2001. V. 36. No. 2. P. 261.

ВЛИЯНИЕ КВЧ-ОБЛУЧЕНИЯ КУЛЬТУРЫ *DAPHNIA MAGNA* НА ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ К ТОКСИЧЕСКОМУ ДЕЙСТВИЮ КАДМИЯ

М.Г. Гапочка¹, Е.Ф. Исакова², А.С. Павлова¹, О.Б. Шавырина²

¹Физический факультет МГУ

²Биологический факультет МГУ

Оценка загрязнения окружающей среды с помощью даже очень точных аналитических методов не может дать ответы на самые главные вопросы – о степени опасности и биологических последствиях попадания в окружающую среду какого-либо загрязнителя. Подобные ответы могут быть получены лишь с помощью биотестирования, которое выполняется на организмах разных трофических уровней и систематических групп, на разных стадиях развития каждого из тест-объектов и в разных условиях.

Реакция живых систем на внешние воздействия зависит от комплекса факторов, важнейшим из которых является состояние организма в момент воздействия. При этом существенное влияние на его состояние и, следовательно, на устойчивость оказывают внутривоупуляционные отношения.

Анализ теоретических исследований и результатов наблюдения в природе показывает, что изначальным механизмом устойчивости экологических систем всех уровней организации является тот, который обеспечивается адаптационными свойствами популяций.

Удобной моделью для изучения особенностей действия различных факторов среды на вопуляционном уровне в лабораторных условиях могут служить культуры организмов с коротким жизненным циклом, способных за ограниченный срок дать ряд поколений, что позволяет проследить за формированием их вопуляций как единой биологической системы и за изменением устойчивости к внешним воздействиям.

Целью настоящей работы является исследование влияния КВЧ-облучения на устойчивость культуры *Daphnia magna* Straus. на разных этапах развития культуры и формирования их вопуляции.

Дафния – мелкое ракообразное, постоянный обитатель стоячих и малопроточных водоемов. По способу питания – активный фильтратор, питается взвешенным в воде зоо- и фитопланктоном. Для токсикологических исследований используют чистую культуру самок.

Опыты с дафниями проводили в следующих условиях. В стаканы с 180 мл аквариумной воды помещали по 10 дафний в возрасте менее 17 часов. Продолжительность опытов 22 суток. В ходе опытов рачков кормили ежедневно хлореллой. Смену растворов не проводили. Стаканы закрывали стеклом для уменьшения испарения. На 10 сутки подливали лабораторную воду до нужного уровня.

Изначально было приготовлено 30 стаканов с молодью дафний. В первые сутки опыта 3 стакана с дафниями (без кадмия) облучали ($\lambda=7.1$ мм) в течение 30 минут; в следующее три стакана (необлученных) вносили кадмий в концентрации 0.03 мг/л; затем еще 3 стакана с дафниями облучали и сразу после этого вносили кадмий в той же концентрации.

Аналогичную операцию проводили с рачками в возрасте 7 суток на момент наступления половозрелости дафний. Через неделю 15 суточных дафний облучили в том же режиме.

В результате мы имеем следующие варианты эксперимента:

- 1) культура дафний необлученная и не содержащая кадмий (контроль);
- 2) культура дафний, облученная на 1, 8 и 15 сутки роста;
- 3) необлученная культура дафний, содержащая кадмий в концентрации 0.03 мг/л, внесенный в культуру на 1, 8 и 15-ые сутки роста (контроль);
- 4) культура дафний, облученная на 1, 8 и 15 сутки роста, содержащая кадмий в концентрации 0.03 мг/л, внесенный в культуру на 1, 8 и 15-ые сутки роста.

Повторность каждого варианта опыта – трехкратная.

В ходе опытов у дафний исследовали следующие показатели: выживаемость, созревание, плодовитость, качество потомства, рост.

О токсичности растворов судили по кривым роста культуры.

В результате проведенных экспериментов были получены следующие данные.

Облучение контрольных культур дафний (вар. 2) разного возраста практически не влияло на их выживаемость и плодовитость.

Кадмий в концентрации 0.03 мг/л оказал наибольшее действие на выживаемость половозрелых рачков. Токсичность кадмия уменьшалась в ряду половозрелые > молодь > размножающиеся самки. Предварительное облучение не изменяло этой тенденции, хотя выживаемость была ниже (вар. 3 и 4). В контроле половозрелость наступала на 7 сутки, а в растворах с кадмием (с облучением и без облучения) – на 8-9 сутки.

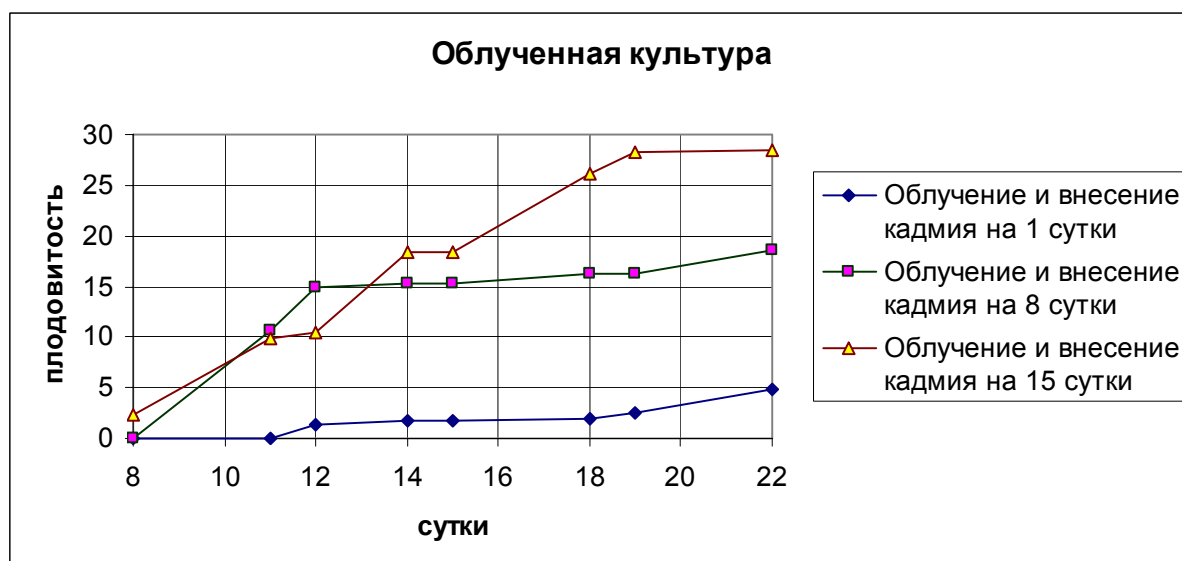
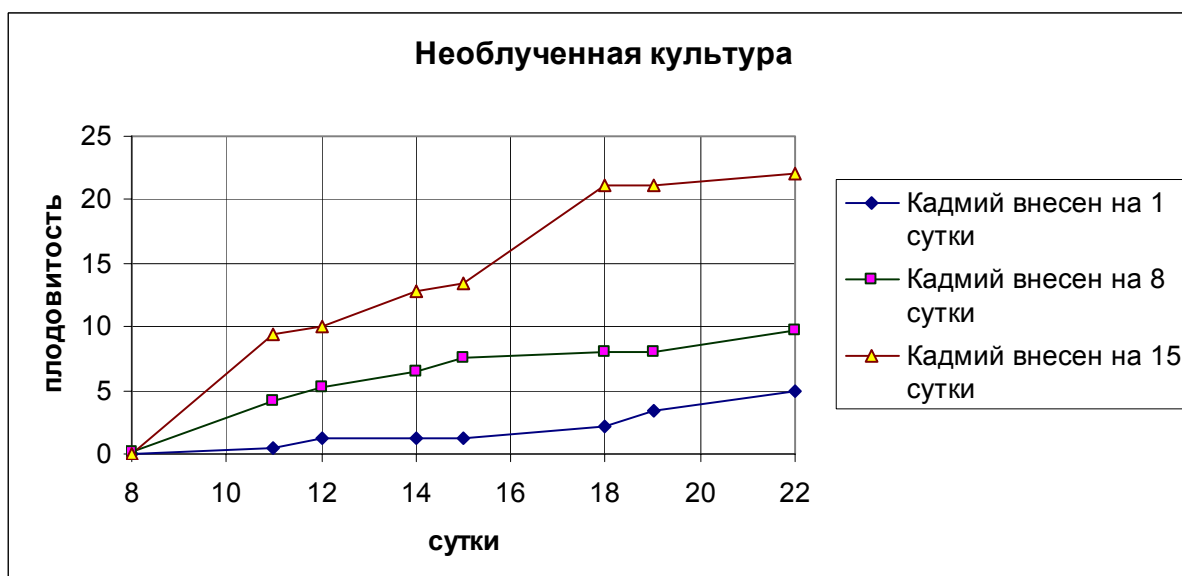
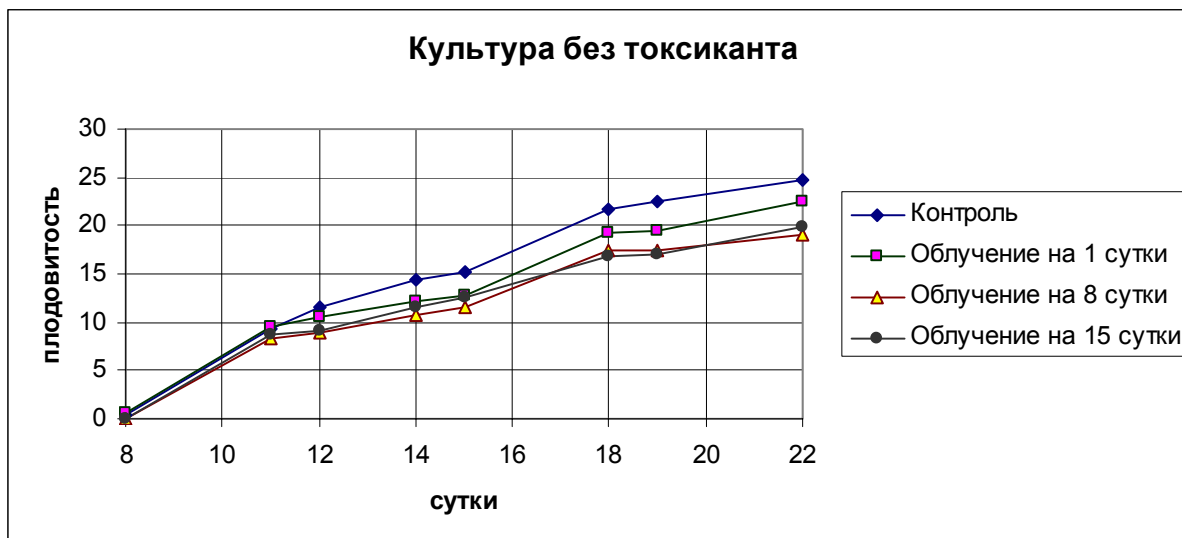
Влияние облучения на плодовитость контрольных рачков было слабо выражено.

Кадмий тормозил созревание дафний и снижал плодовитость (более 70%) рачков (вар. 3), а также нарушал эмбриональное развитие молоди (отмечено появление уродливой молоди). Предварительное облучение молоди не изменило действия токсиканта. В контроле первый помет был на 9 сутки, а в растворах с кадмием – на 11 сутки.

На более поздних стадиях развития дафний облученные дафнии сохраняли плодовитость на более высоком уровне, чем необлученные.

Таким образом влияние облучения проявилось на плодовитости рачков, причем эффект зависел от возраста культуры: наиболее

плодовитыми и устойчивыми к действию токсиканта оказались половозрелые дафнии.



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ФМР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МУЛЬТИСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР

С.А. Вызулин¹, А.В. Горобинский¹, Х.Н. Искандаров², Е.В. Лебедева²,
Н.Е. Сырьев², И.Т. Трофименко², И.Г. Шипкова³

¹Кубанский госуниверситет, ²МГУ им. М.В. Ломоносова,

³Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт"

В работе представлены результаты изучения спектров ФМР в многослойных пленках $\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_m(\text{Al}_2\text{O}_3)_n]_x/(\text{a-Si})_y\}_z$, полученных методом ионно-лучевого напыления. Толщины бислоев $d=x+y$ изменялись от 1.5 до 32 нм, а количество бислоев от 6 до 215.

Были исследованы 4 серии образцов.

1. Мультислоевая структура, состоящие из магнитных слоев $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ и немагнитных прослоек из аморфного a-Si ($m=1, n=0$).

2. Гранулированные пленки с магнитными гранулами размером 2-5 нм, внедренными в диэлектрическую матрицу Al_2O_3 ($x=1, y=0$). Концентрация магнитной фазы f менялась от 30 до 80 %. Порог перколяции $m = m_p \approx 45\%$.

3. Многослойная система, в которой гранулированные структуры использовались как магнитные слои. $m=46\% > m_p$. Немагнитные прослойки состояли из гидrogenизированного аморфного a-Si:H.

4. Аналогичные образцы с $m=35\% < m_p$.

Во всех образцах наблюдался эффект гигантского магнитосопротивления.

Спектры ФМР регистрировались с помощью ЭПР-спектрометров на частотах 9.4 и 9.27 ГГц при касательном направлении внешнего магнитного поля H относительно плоскости пленки. Измерения проводились при комнатной температуре.

1 серия. При толщинах магнитных слоев $x = 11-24$ нм немагнитные прослойки почти не влияют на резонансные свойства сверхрешеток. Для таких образцов спектр состоял из одной линии, $H_{рез}$ которой приблизительно равно 800 Э, не зависело от толщины прослоек y . Такая же величина была получена на объемном образце аморфного $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$. Из условия резонанса в отсутствии анизотропии

$$(\omega / \gamma)^2 = H_{рез} (H_{рез} + 4\pi M)$$

($\omega/2\pi$ - рабочая частота, γ - гиромагнитное отношение, M - намагниченность), получаем $4\pi M$ магнитного материала слоев $\cong 13000$ Гс.

При уменьшении x и y появляется зависимость резонансных полей от толщин слоев (рис.1), что указывает на влияние эффективных полей со стороны интерфейса и соседних магнитных слоев. Для выяснения особенностей резонансных свойств сверхрешеток этого состава были

проведены измерения на образцах, различающихся числом $z = 6 \div 215$ и толщиной магнитных и немагнитных слоев ($x = 1.2 \div 3$ нм, $y = 0.3 \div 5$).

Измерения показали, что в узкой области больших концентраций магнитной фазы $f = x/(x + y) = 50-70$ % (x и $y < 2$ нм), может быть использована модель эффективной среды. Возможно, это связано с тем, что в мультислойных образцах при толщинах $x, y < 2$ нм наблюдается островковая структура слоев, способствующая проникновению ионов Со в немагнитные слои.

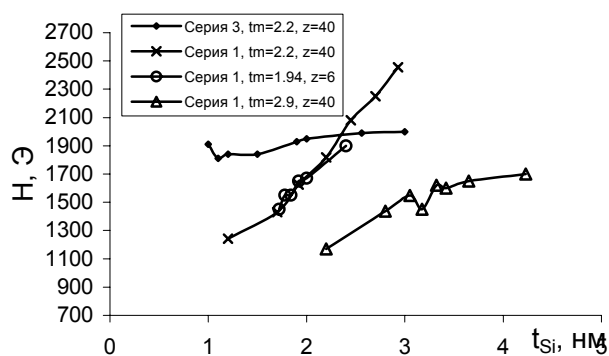


Рис. 1. Зависимость $H_{рез}$ от t_{Si}

Из кривых намагничивания следует, что во всех образцах (кроме образцов с наименьшими толщинами, где во всех сериях, повидимому, имеется антиферромагнитное взаимодействие между слоями или присутствуют суперпарамагнитные частицы) взаимодействие носит ферромагнитный характер. В плоскости пленки наблюдается разброс направлений осей легкого намагничивания. Данные нейтронографии показывают отсутствие четких границ слоев. Известно также, что сплав СоFeZr имеет большую константу магнитострикции. Возможно, все это и приводит к появлению сложного спектра.

Для таких f спектр содержит одну линию с шириной $\Delta H = 20 - 100$ Э.

С уменьшением концентрации магнитной фазы в спектре появляются дополнительные пики поглощения (рис.2). Чем больше число бислоев, тем раньше начинается искажение спектра.

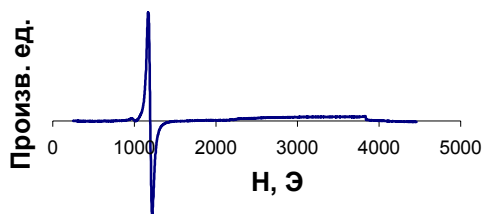


Рис. 2а. Серия 1, $x=1.9$ нм, $y=0.86$ нм

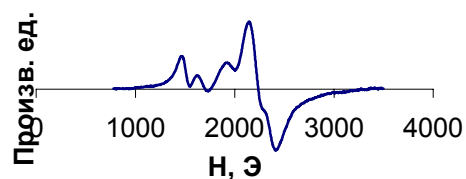


Рис. 2б. Серия 1, $x=2.29$ нм, $y=2.7$ нм

Островковая структура магнитных слоев, возможные прямые контакты между ними и отсутствие четких границ между слоями создают трудности при анализе наблюдаемых спектров. В работе [1] было предложено использовать в качестве магнитных слоев гранулированную систему металл/диэлектрик. Наличие барьерного диэлектрического слоя должно препятствовать образованию соединений на интерфейсе композит-полупроводник.

Серии 2 – 4. Для образцов серии 2 (чисто гранулированные) поведение резонансных полей хорошо описывается формулами, полученными для однородных пленок в приближении эффективной среды. ΔH монотонно убывала с возрастанием концентрации магнитной фазы (от 1200 Э для $m=30\%$ до 300 Э для $m=55\%$).

В отличие от серий 1 и 2 в сериях 3 и 4 зависимость резонансного поля от толщины слоев для однородного типа колебаний наблюдается в узкой области малых магнитных концентраций, и при постоянной толщине магнитного слоя $H_{рез}$ не меняется.

В образцах серии 4 при всех толщинах магнитных и немагнитных слоев наблюдался только один пик. В образцах серии 3 при $2 < x < 2.3$ нм и $2.5 < y < 4$ нм и касательном подмагничивании наблюдались дополнительные линии поглощения. Образцы серий 3 и 4 с тонкими немагнитными слоями имели ΔH почти такие же, как и образцы серии 2 с соответствующими концентрациями магнитной фазы. Однако в них наблюдалось существенное различие зависимости ΔH основного резонанса от концентрации магнитной фазы. В образцах серии 3 ΔH не зависело от толщины слоев. Для образцов серии 4 с возрастанием толщины немагнитной прослойки значения ΔH уменьшались (рис. 3, 4). В [1] было показано, что при увеличении y до 1.5 – 2 нм наблюдалось резкое изменение параметров пленки, таких, как удельная проводимость, магниторезистивный эффект, магнитная проницаемость и т.д. По мнению авторов [1] это связано с появлением нового канала взаимодействия гранул через полупроводниковые прослойки α -Si, приводящего к увеличению связи между гранулами и сдвигу порога перколяции.

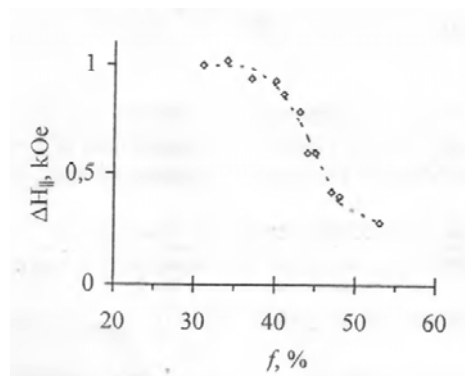


Рис. 3. Зависимость ΔH от f для образцов серии 2.

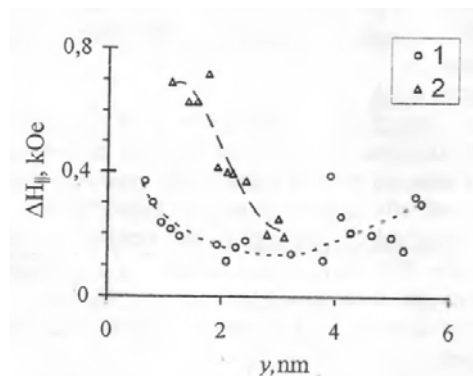


Рис. 4. Зависимость ΔH от y
1 – серия 3, 2 – серия 4.

Работа поддержана РФФИ (проекты № 05-02-17064, № 06-02-96607р_юг_а).

ЛИТЕРАТУРА

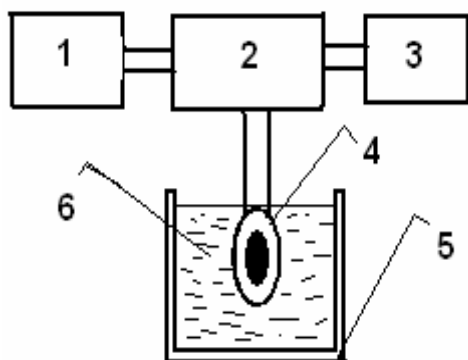
1. В.А. Белоусов, Ю.Е. Калинин, К.Г. Королев, А.В. Ситников, К.А. Ситников // Вестник ВГТУ. 2006. Т. 2. № 11. С. 24.

ДИЭЛЕКТРОМЕТРИЯ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ МЕТОДОМ ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО МИКРОВЗВЕШИВАНИЯ

Ю.К. Алешин, И.А. Суханов

МГУ им. Ломоносова, физический факультет

Практика применения ПКР показала, что физические характеристики среды, окружающей пьезокварцевый резонатор, сильно влияют на его радиотехнические характеристики (изменение базовой частоты). На этом основывается предлагаемый нами метод измерения коэффициента диэлектрической проницаемости жидкости.



Описание установки

1. Источник питания постоянного тока;
2. TTL-генератор высокочастотных колебаний;
3. Частотомер;
4. ПКР;
5. Стеклянная емкость;
6. Исследуемая жидкость.

Все элементы установки, за исключением измерительных приборов, жестко закреплены на массивной подложке.

Производились измерения бинарной смеси «этиловый спирт-вода» в следующих объемных концентрациях спирта: 0,2,4,6,10,30,40,50,70,90 и 96%. Один и тот же эксперимент был проведен второй раз на неделю позже, при тех же внешних условиях (температура, давление). Во всем заданном диапазоне концентраций была измерена частота колебаний ПКР в смеси. Результаты измерений приведены ниже.

таблица 1:

Объемная доля спирта	Частота колебаний ПКР в жидкости, МГц
96%	9,9738
90%	9,9719
70%	9,9657
50%	9,9503
40%	9,9516
30%	9,9462
10%	9,9447
0%	9,9084
воздух	9,9911

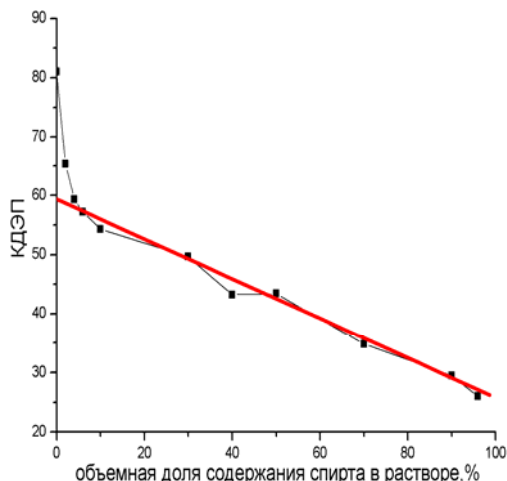
таблица 2:

Объемная доля спирта	Частота колебаний ПКР в жидкости, МГц
96%	9,9758
90%	9,9716
70%	9,9648
50%	9,9542
40%	9,9543
30%	9,9464
10%	9,9405
0%	9,9070
воздух	9,9920

Ранее в нашей научной группе производился ряд теоретических и экспериментальных исследований по теме измерения КДЭП при помощи пьезокварцевого резонатора [1,2].. Было установлено, что коэффициент диэлектрической проницаемости жидкости пропорционален изменению частоты колебания датчика при помещении его в данную среду: $\varepsilon_{жс} = \varphi \Delta f + 1$

φ - аппаратная функция (определяется геометрией ПКР).

Используя эти данные, строили график ε в зависимости от объемной концентрации спирта.



Анализируя ход графика, мы можем предложить свои выводы о структуре бинарной смеси спирт-вода:

1. Значение объемной концентрации спирта 40% характеризуется падением значения КДЭП в обоих экспериментах. Оно соответствует определенному структурному образованию –

азеотропу («нераздельно кипящий»). Мы так же видим начало небольшого спада в районе второго азеотропа 96%. Это согласуется с современными представлениями о структуре смеси «этиловый спирт-вода», продолжающими подход Д.И. Менделеева [3]. Определение диапазонов изменения КДЭП возможно при определенной методике исследований, включающей высокую стабильность измерительного датчика, рекордную чувствительность к изменениям параметров и простоту в обслуживании измерительной установки, что обеспечивает высокую повторяемость результатов. Исходя из этого, мы можем предложить для изучения такой методикой широкий класс бинарных смесей, имеющих как научный, так и прикладной интерес.

2. Участок графика от 4 до 96% (за исключением точки 40%) хорошо аппроксимируется прямой. Это говорит о том, что данная смесь является классической и разбавление в этих диапазонах носит аддитивный характер, т.е. при добавлении агента с большим КДЭП, величина КДЭП смеси увеличивается по линейному закону. Существует методика бесконечного разбавления. По этой методике, определяемая величина для смеси при бесконечном приближении к чистому веществу должна быть равна измеряемой величине этого вещества. В нашем случае, ход аппроксимирующей прямой для смеси дает КДЭП чистой воды 59. Но в действительности мы имеем резкую нелинейную особенность, уверенно

регистрирующуюся нашей установкой. Разница измеренного и аппроксимированного результатов достигает 40%, что нельзя свести к недостаткам методики и ошибкам эксперимента (математической и аппаратной).

Объяснение этому, фактически, одно: чистая вода является сильно структурированным объектом, что приводит к аномально высокой величине КДЭП. Это согласуется с современными представлениями о структуре чистой воды, главной особенностью которой является то, что межмолекулярные связи в воде стягивают молекулы в сложный каркас, что приводит к малой подвижности диполей и, следовательно, высокому значению КДЭП.

В дальнейшем для нас представляет интерес изучение диапазонов, измерение которых требует большой степени точности разбавления. Так же совсем неизученными остаются жидкости, полученные при помощи других методов смешивания. При помощи данной методики, мы получаем возможность изучать сам процесс смешивания в режиме реального времени, подвергая смесь воздействию жестких и мягких методов возмущения структуры, а именно: механических, акустических, электрических, электроразрядных, электромагнитных и т.д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.К. Алешин, А.П. Сухоруков. Применение пьезокварцевого резонатора для исследования коэффициента диэлектрической проницаемости жидкостей // Труды VII Всероссийской школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах". Секция "Методы диагностики, локации и томографии неоднородных сред". Московская область, 22-27 мая 2000. Т. 2. С. 51.
2. Ю.К. Алешин. Обратный пьезоэффект как высокочувствительный элемент физических измерений // Труды VIII Международного симпозиума по фотонному эху и когерентной спектроскопии (ФЭКС2005). Калининград (Светлогорск), Россия, 18-25 сентября 2005 г.
3. Д.И. Менделеев "Рассуждения о соединении спирта с водою" Соч. в 25тт. Т.4. Растворы. Л.:ОНТИ Химтеорет,1937,с.1-152.

БАЗА ДАННЫХ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ «СТРУКТУРА-АКТИВНОСТЬ»

А.Ю. Александрина

Волжский политехнический институт, г. Волжский, Волгоградская область, Россия

Диагностика физико-химических и технологических свойств химических соединений по их молекулярной структуре для их целенаправленного проектирования и синтеза является сравнительно новым и быстро развивающимся направлением в области химии и химической технологии [1], что обусловлено не только бурным развитием вычислительной техники и программных средств, но и важностью решаемой задачи, связанной с сокращением объема работ по созданию новых веществ с полезными свойствами и продвижением их на технологический рынок.

Разработана методика прогнозирования свойств органических веществ на основе анализа информации об их структуре [2]. Основу экспертной системы составила база данных органических соединений, являющихся ингредиентами полимерных композиций [3].

База данных (БД) разработана в среде СУБД химической информации. Структура БД такова, что одной записи основной таблицы соответствует несколько записей дополнительных таблиц, что позволяет вносить в БД сведения о принадлежности соединения к различным классам ингредиентов композиций на основе ряда полимерных матриц и делает ее универсальной.

БД может использоваться: для поиска соединений с известной активностью в отношении полимерных матриц с целью отбора для разработки полимерных композиций; для поиска структур, содержащих определенные структурные фрагменты, с целью проведения статистического анализа; для формирования описания соединений с помощью дескрипторов, а значит, моделирования зависимости «структура-свойство/активность».

Для решения последней задачи и выявления фрагментов структуры, ответственных за проявление исследуемого свойства/активности, в работе применен логико-комбинаторный подход.

Признаки активности или неактивности определяются как фрагменты структуры, выраженные с помощью вектора-описателя, присутствие которых в молекуле с высокой вероятностью указывает на то, что соединение проявляет (или не проявляет) данную активность. Путем сравнения фрагмента с вектором описания соединения выявляется его наличие или отсутствие в молекуле. Для оценки вероятности того, что соединение, содержащее данный фрагмент, относится к определенному классу активности, применяется формула Байеса.

На основе матрицы признаков созданы вспомогательные инструменты – каталоги статистики, представляющие собой систематизированные списки встречающихся структурных фрагментов среди соответствующих наборов данных. Путем подсчета количества признаков, с высокой вероятностью являющихся признаком класса, и таковыми не являющихся, осуществляется отнесение тестируемого соединения к классу активных/неактивных.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Орлов, В.Е. Дербишер, Ю.Л. Зотов, П.М. Васильев, И.В. Гермашев, Е.В. Дербишер, А.Ю. Колоскова // *Химическая промышленность*. 2003. Т. 80, № 2. С. 46.
2. И.В. Гермашев, В.Е. Дербишер, А.Ю. Колоскова, Е.В. Дербишер // *Пластические массы*. 2000. № 7. С. 20.
3. А.Ю. Колоскова, В.Е. Дербишер, И.В. Гермашев // *ВолгГТУ*. – Волгоград, 2000. – 14 с. Деп. в ВИНТИ 11.09.2000., № 2369.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КРАВЧЕНКО-ВИГНЕРА И ОБОБЩЕННЫЕ РЯДЫ КОТЕЛЬНИКОВА НА ОСНОВЕ АТОМАРНЫХ ФУНКЦИЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ

В.Ф. Кравченко, Д.В. Чуриков

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

В работе впервые осуществлено построение нового преобразования, которое содержит в себе достоинства преобразования Вигнера, атомарных функций (АФ) и обобщенных рядов Котельникова на их основе [1-3].

1. Преобразование Вигнера (ПВ) сигнала $f(t)$ задается следующим [2,3] соотношением:

$$P_V[f(t)] \equiv P_V f(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\tau + \frac{t}{2}\right) f^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt. \quad (1)$$

Здесь символ «*» обозначает операцию комплексного сопряжения. Преобразование Вигнера квадратично по изучаемому процессу (сигналу) $f(t)$. По этой причине при его применении к сумме двух сигналов возникает интерференционный член вида $I[f_1, f_2] = P_V[f_1, f_2] + P_V[f_2, f_1]$. Он является вещественной функцией переменных τ, ω и может оказаться отличным от нуля в областях, где $P_V f_1$ и $P_V f_2$ равны нулю. Возникновение интерференционных членов приводит к «обнаружению» ложных сигналов. Существует несколько различных методов, позволяющих уменьшить уровень интерференционных членов, а также основанных на усреднении подынтегральной функции в (1). Таким является использование частотного сглаживающего окна $h(t)$ во временной области. В результате получается так называемое [3] псевдо-преобразование Вигнера (ППВ)

$$P_{PV} f(\omega, \tau; h) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) f\left(\tau + \frac{t}{2}\right) f^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt. \quad (2)$$

Уменьшение уровня интерференционных членов приводит к ухудшению частотного разрешения. При $h(t) = 1$ ППВ переходит в обычное ПВ, задаваемое (1). Второй метод является развитием идеи первого, когда вместе с весовой функцией (окном) $h(t)$ применяется временное сглаживающее $g(t)$. Соответствующее преобразование имеет вид

$$P_{SPV} f(\omega, \tau; h, g) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \int_{-\infty}^{\infty} g(s - \tau) f\left(s + \frac{t}{2}\right) f^*\left(s - \frac{t}{2}\right) ds \exp(-i\omega t) dt. \quad (3)$$

Оно называется сглаженным псевдо-преобразованием Вигнера (СППВ). При $g(t) = \delta(t)$ СППВ переходит в ППВ. С улучшением подавления интерференции ухудшается частотно-временное разрешение. Отметим, если оба окна $h(t)$ и $g(t)$ являются гауссовыми, то СППВ [2,3]

превращается в спектрограмму Фурье. Преимуществом преобразования Вигнера перед линейными методами обработки является его нелинейность. Это позволяет эффективно проводить анализ сигнала на фоне помехи, имеющей негауссов закон распределения.

2. Известно, что АФ нашли широкое применение [1,2] в различных физических приложениях. В работе из большого количества существующих спектральных окон, основанных на АФ, используются следующие спектральные окна Кравченко-Рвачева:

$$w_1(t) = \text{fup}_2(2t) / \text{fup}_2(0), \quad (4)$$

$$w_2(t) = h_{3.5}(t), \quad (5)$$

построенные с помощью АФ $\text{fup}_N(t)$, $h_a(t)$. Преимущество весовых функций (окон) Кравченко и Кравченко-Рвачева перед известными при проведении цифрового анализа сигналов показано в [1,2].

3. Представляется целесообразным и перспективным использование спектральных окон Кравченко и Кравченко-Рвачева в нелинейной цифровой обработке сигналов. Это позволит соединить уникальные свойства АФ и нелинейных преобразований. Одним из возможных вариантов реализации такого подхода может быть применение весовых функций Кравченко-Рвачева в ППВ. Подставив (4), (5) в (2), получим новый вид преобразований:

$$P_{PVK} f(\omega, \tau; \text{fup}_2) = \frac{1}{\text{fup}_2(0)} \int_{-\infty}^{\infty} \text{fup}_2(2t) f\left(\tau + \frac{t}{2}\right) f^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt, \quad (6)$$

$$P_{PVK} f(\omega, \tau; h_{3.5}) = \int_{-\infty}^{\infty} h_{3.5}(t) f\left(\tau + \frac{t}{2}\right) f^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt. \quad (7)$$

Преобразования такого вида будем называть псевдо-преобразованиями Кравченко-Вигнера (ППКВ). Другим возможным путем реализации приведенной выше идеи является использование окон Кравченко-Рвачева в СППВ. Подставив (4) – (7) в (3), получим следующие преобразования:

$$P_{SPKV} f(\omega, \tau; \text{fup}_2, \text{fup}_2) = \frac{1}{\text{fup}_2^2(0)} \int_{-\infty}^{\infty} \text{fup}_2(2t) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \text{fup}_2(s - \tau) f\left(s + \frac{t}{2}\right) f^*\left(s - \frac{t}{2}\right) ds \exp(-i\omega t) dt, \quad (8)$$

$$P_{SPKV} f(\omega, \tau; h_{3.5}, h_{3.5}) = \int_{-\infty}^{\infty} h_{3.5}(t) \int_{-\infty}^{\infty} h_{3.5}(s - \tau) \times \\ \times f\left(s + \frac{t}{2}\right) f^*\left(s - \frac{t}{2}\right) ds \exp(-i\omega t) dt. \quad (9)$$

4. В качестве весовых функций (окон) использовался обобщенный ряд Котельникова на основе АФ:

$$f(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} f(k\Delta) \prod_{j=1}^M \operatorname{sinc} \left[\frac{a\pi}{\Delta a^j} (x - k\Delta) \right] \quad (10)$$

при $a(1 + a^{-M}) > 2$, $\Delta = \frac{\pi}{\Omega} \cdot \frac{a(1 + a^{-M}) - 2}{a - 1}$. Минимально возможные значения a могут быть найдены из решения трансцендентного уравнения $a(1 + a^{-M}) = 2$. При $M=1$ из (10) как частный случай получается ряд Котельникова [1,2].

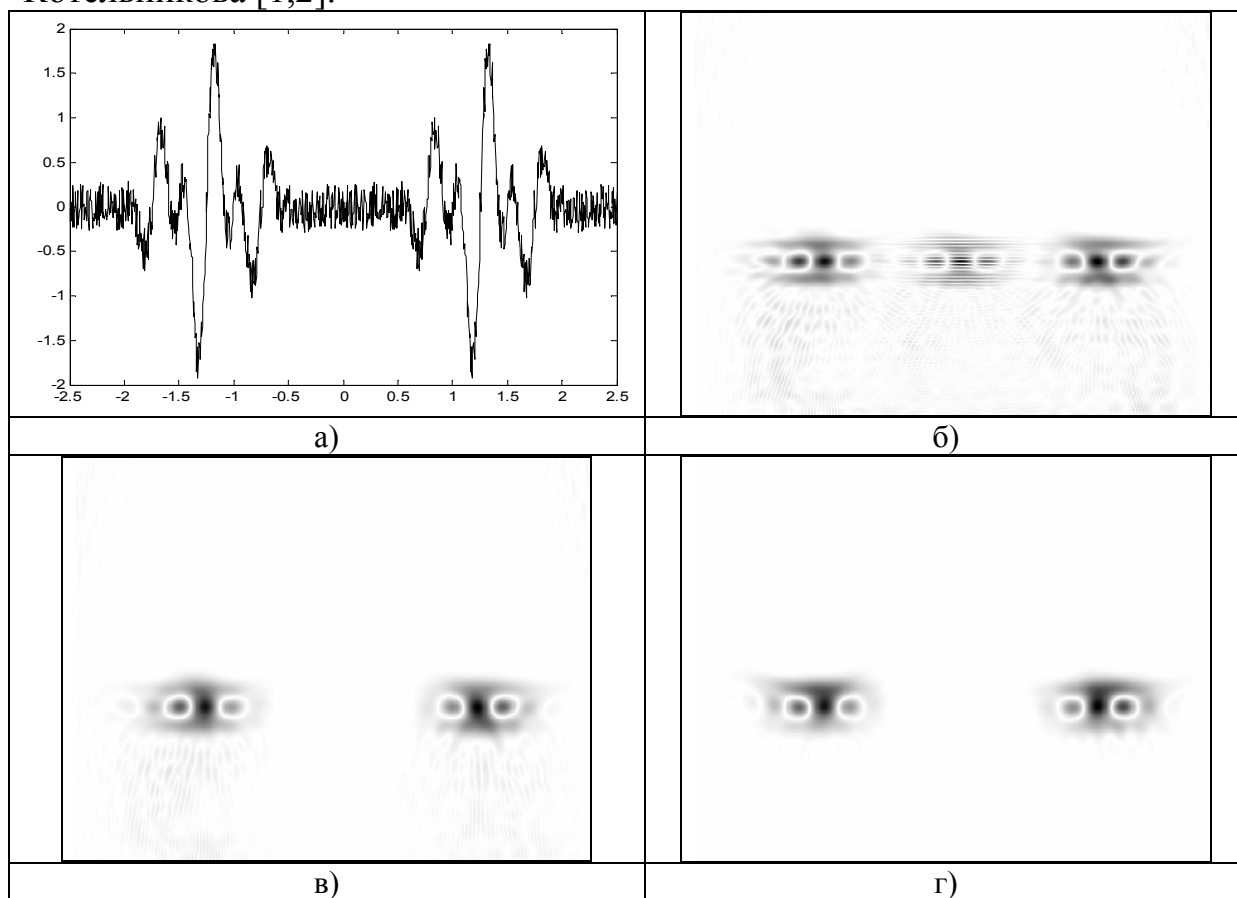


Рис. 1. Зашумленный сигнал (а), его преобразование Вигнера (б), псевдо-преобразование Кравченко-Вигнера для $w_2(t)$ (в), сглаженное псевдо-преобразование Кравченко-Вигнера (г).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ф. Кравченко “Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям” М.: Радиотехника, 2003.
2. В.Ф. Кравченко, В.Л. Рвачев “Алгебра логики, атомарные функции и вейвлеты в физических приложениях” М.: Физматлит, 2006.
3. F. Auger, P. Flandrin, P. Goncalves, O. Lemoine “Time-Frequency Toolbox Reference Guide” Rice University, 2005.

АТОМАРНЫЕ ФУНКЦИИ, R-ФУНКЦИИ И ВЕЙВЛЕТЫ В РАДИОФИЗИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

В.Ф. Кравченко

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Лекция посвящена применению теории атомарных функций (АФ), вейвлетов и R-функций (алгебры логики) к современным проблемам радиофизики [1-6]. Она построена на ряде оригинальных результатов, полученных в последние годы. Её содержание следующее:

- Введение
- Атомарные функции (АФ) и R-функции
- Обобщенный ряд Котельникова на основе АФ
- Полиномы Левитана на основе АФ
- Новые временные весовые функции (окна) Гуляева-Кравченко-Пустовойта для цифровой обработки сигналов (ЦОС) в устройствах на поверхностных акустических волнах
- Распределение Вигнера-Вилля в сочетании с АФ в ЦОС
- Преобразование Чои-Вильямса и АФ в ЦОС
- Преобразование Кравченко-Вигнера и обобщенные ряды Котельникова на основе АФ в нелинейной ЦОС
- Применение нового класса весовых функций Кравченко в ЦОС электроэнцефалограмм
- Новый класс WA-систем функций Кравченко-Рвачева и его применение для обнаружения кратковременных знакопеременных и сверхширокополосных (СШП) физических процессов
- Семейство АФ и цифровая обработка сигналов в РЛС с синтезированной апертурой
- АФ в теории антенн
- Атомарно-фрактальные функции в теории антенн
- Выводы

В связи с активным развитием цифровых систем обработки информации в последнее время стали актуальными вопросы разработки алгоритмов ЦОС в радиолокационных станциях (РЛС), основанные на современных вычислительных методах. Одним из таких является современный вейвлет-анализ [1,2]. Так как свойства вейвлет функций во многом схожи со свойствами сверхширокополосных сигналов (СШП), то нашли широкое применение методы обнаружения кратковременных знакопеременных и сверхширокополосных процессов в различных радиофизических приложениях [1-6]. Кроме известных вейвлет-систем (И. Добеши, И. Мейера, Стронберга-Лемарье-Бэтти, Хаара, В-сплайны

Шенберга и др.), проводится построение и обоснование нового класса WA-систем функций Кравченко-Рвачева на основе АФ. Показано, что новый класс вейвлетов Кравченко-Рвачева представляют собой СШП сигналы, поэтому разложение СШП сигналов по этим вейвлетам является естественным и обоснованным. Вейвлет-спектр СШП сигналов, преобразованный на основе вейвлетов Кравченко-Рвачева имеет хорошую локализованность. Это обусловлено тем, что имеется сходство физических параметров исследуемых СШП сигналов с базисными функциями вейвлет-преобразования. Новый класс вейвлет-функций может быть использован не только в задачах обнаружения сигналов на фоне слабо коррелированных помех, определения местоположения источника СШП сигнала, измерения информационных параметров СШП сигналов, но и в краевых задачах математической физики при решении интегральных уравнений первого или второго рода. Вейвлетный анализ, возникший в конце 80-х гг. прошлого столетия, является мощным средством анализа различных физических процессов. Прежде всего, это касается анализа сигналов (процессов), спектральный состав которых меняется со временем. Наиболее эффективным в этом случае является использование вейвлет-анализа, основанного на комплексных вейвлетах, позволяющих отделить информацию об амплитуде и фазе исследуемых сигналов. При этом эффективность такого анализа зависит от свойств используемого материнского вейвлета. В связи с этим возникает задача разработки комплексных вейвлетов, обладающих полезными с точки зрения физических приложений свойствами. Особый интерес представляет разработка семейств вейвлетов, параметры которых, например, частотно-временное разрешение материнского вейвлета, можно варьировать. С другой стороны, в последнее время наметилась тенденция сближения (комбинирования) математических аппаратов аппроксимации. Примером могут служить широко известные сплайн-вейвлеты, в которых используется как аппарат сплайнов, так и вейвлетов. В рамках данного процесса несомненный интерес представляет интеграция вейвлетов с атомарными функциями (АФ) [2-6], которые предложены и обоснованы на много лет раньше появления вейвлетов И. Добеши. В настоящее время ведется работа по эффективному совмещению этих двух аппаратов. Основные результаты в данной области представлены в [6], где изложен подход, который впервые позволил провести построение вейвлетов на основе АФ. Рассмотрены и обоснованы новые конструкции комплексных вейвлетов, основанные на семействе АФ и обладающие следующими полезными свойствами: «нулевого среднего», возможностью варьирования частотно-временного разрешения при изменении порядка вейвлета, компактностью носителя и др. В последнее время исследования в области АФ и R-функций ведутся по многим научным направлениям (см. рис. 1).

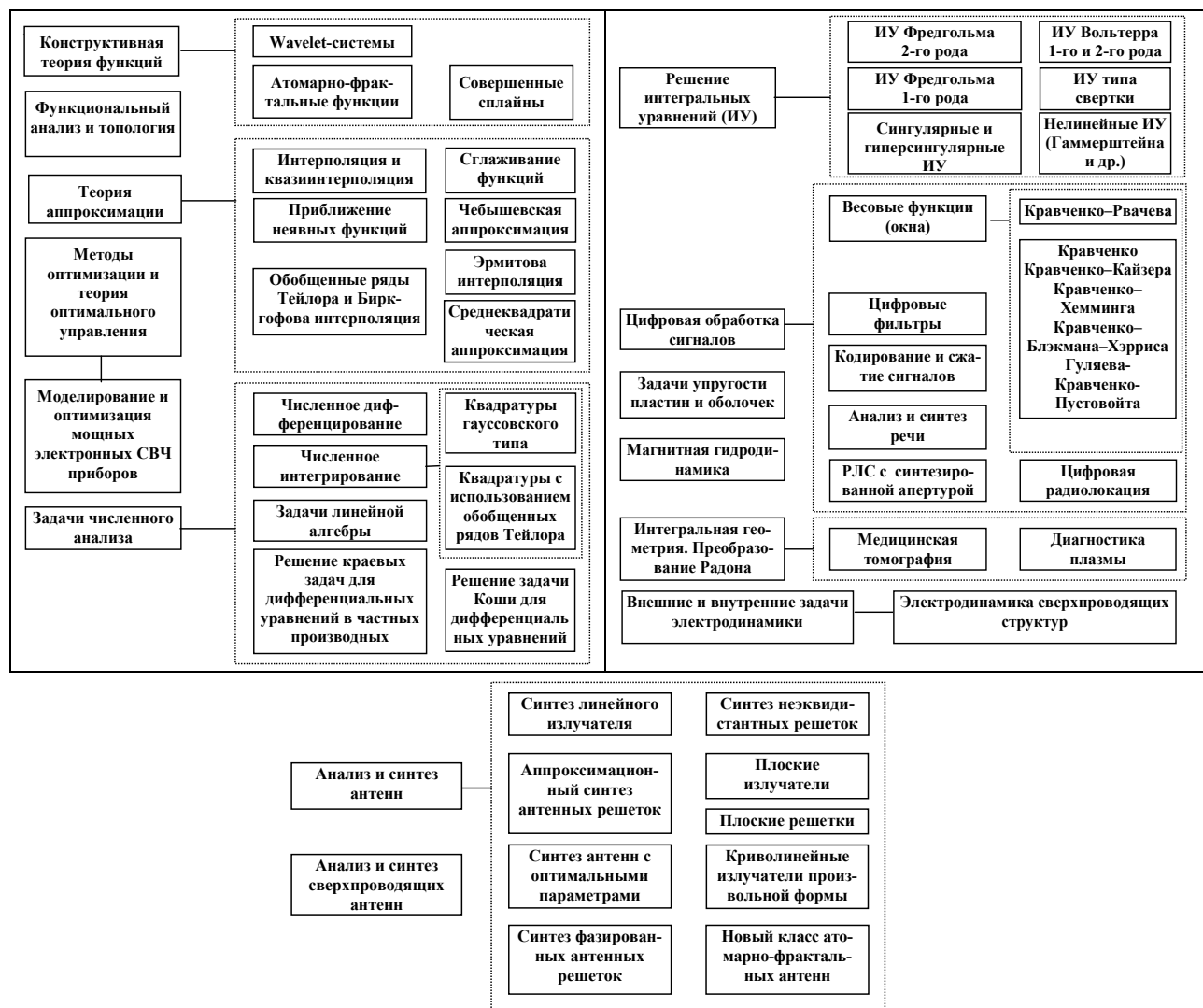


Рис.1. Основные области приложения теории атомарных и R- функций.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ф. Кравченко “Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям” М.: Радиотехника, 2003.
2. В.Ф. Кравченко, В.Л. Рвачев “Алгебра логики, атомарные функции и вейвлеты в физических приложениях” М.: Физматлит, 2006.
3. В.Ф. Кравченко, М.А. Басараб “Булева алгебра и методы аппроксимации в краевых задачах электродинамики” М.: Физматлит, 2004.
4. Е.Ф. Зелкин, В.Ф. Кравченко, В.И. Гусевский “Конструктивные методы аппроксимации в теории антенн” М.: Сайнс-Пресс, 2005.
5. А.А. Гончаренко, В.Ф. Кравченко, В.И. Пономарев “Дистанционное зондирование неоднородных сред” М.: Машиностроение, 1991.
6. Ю.В. Гуляев, В.Ф. Кравченко, В.И. Пустовойт // ДАН РАН. 2007. Т. 413. №3. С. 320.

МЕТОД СКРЫТОЙ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ, ОБЛАДАЮЩИЙ УСТОЙЧИВОСТЬЮ К ШУМАМ В КАНАЛЕ СВЯЗИ

А.А. Короновский, О.И. Москаленко, П.В. Попов, А.Е. Храмов
Саратовский государственный университет, факультет нелинейных процессов

Использование хаотической синхронизации для скрытой передачи информации является актуальной задачей нелинейной динамики. В настоящее время известно большое число способов секретной передачи данных. Значительная часть из них основана на явлении полной хаотической синхронизации (см., например, [1, 2]). В этом случае хаотический сигнал, генерируемый передающей хаотической системой, содержащий полезный цифровой сигнал, синхронизирует принимающий генератор, являющийся идентичной копией передающего. Из-за возникновения режима полной хаотической синхронизации между генераторами на передающем и принимающем концах канала связи, принимающая сторона имеет в своем распоряжении как сигнал, содержащий полезную информацию, так и изначальный хаотический сигнал без полезной информации. В этом случае принимающая сторона может легко выделить полезный цифровой сигнал путем простого вычитания одного сигнала из другого. В то же самое время, третья сторона, не имеющая соответствующего принимающего устройства, не может выделить полезную информацию из передаваемого хаотического сигнала.

Несмотря на то, что полная синхронизация используется достаточно часто для секретной передачи данных, такие схемы обладают рядом недостатков и являются трудно реализуемыми на практике. Здесь в первую очередь следует упомянуть требование высокой степени идентичности генераторов, используемых в передающем и принимающем устройствах, а также сильное влияние шумов и флуктуаций в канале связи на качество передаваемой информации.

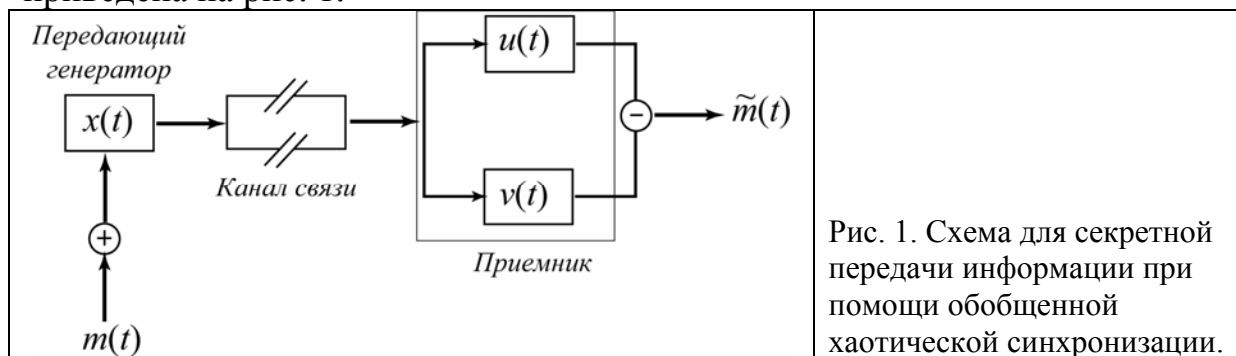
Избавиться от таких недостатков может позволить использование других типов хаотической синхронизации вместо полной. Следует отметить, что существует ряд работ, в которых уже делались попытки применения обобщенной синхронизации [3] для этих целей. Здесь в первую очередь следует упомянуть работу [4]. Принцип работы такой схемы состоит в следующем. Передающая сторона содержит два генератора хаоса, ведущий и ведомый, которые могут быть неидентичными. Сигнал с ведущего генератора передается на ведомый, причем его интенсивность модулируется полезным цифровым сигналом. Если передается бинарный бит 0, между ведущим и ведомым генераторами устанавливается режим обобщенной синхронизации. Соответственно, если передается бинарный бит 1, режим обобщенной синхронизации

разрушается. На принимающей стороне канала связи находится т.н. вспомогательный генератор хаоса, идентичный ведомому. Сигнал с ведущего генератора по каналу связи передается на вспомогательный, тем самым, обеспечивая возникновение режима обобщенной синхронизации между ними. Сигнал с ведомого генератора уже по другому каналу связи передается принимающей стороне. Также как и в случае полной хаотической синхронизации, принимающая сторона имеет в своем распоряжении как хаотический сигнал, содержащий полезную информацию, так и без нее. Поэтому она легко может выделить полезный цифровой сигнал простым вычитанием сигналов друг из друга.

Недостатком такой схемы является требование идентичности генераторов хаоса на обеих сторонах канала связи (только в данном случае это ведомый и вспомогательный генераторы), а также использование двух каналов связи. Однако, такой способ позволяет несколько повысить устойчивость к шумам и флуктуациям в канале связи.

В настоящей работе мы предлагаем принципиально новый способ секретной передачи информации. Он также основан на явлении обобщенной хаотической синхронизации, однако, позволяет избавиться от требования идентичности генераторов на обеих сторонах канала связи. Более того, он обладает колоссальной устойчивостью по отношению к шумам и флуктуациям в канале связи.

Предложенная нами схема для секретной передачи информации приведена на рис. 1.



Способ секретной передачи информации заключается в следующем. Полезный сигнал $m(t)$ кодируется в виде бинарного кода. Один или несколько управляющих параметров передающего генератора модулируются полезным сигналом. Полученный таким образом сигнал передается по каналу связи. Здесь он подвергается влиянию шумов и флуктуаций, искажающих передаваемый сигнал. Приемник находится на другой стороне канала связи. Он представляет собой два идентичных генератора, способных находиться в режиме обобщенной синхронизации с передающим. Наличие идентичных генераторов на одной стороне канала связи позволяет легко осуществить их юстировку. Принцип работы приемника основан на диагностике режима обобщенной синхронизации при помощи метода вспомогательной системы [5]. Сигнал с канала связи

поступает на вышеупомянутые генераторы. Затем он проходит через вычитающее устройство, и детектируется восстановленный полезный сигнал $\tilde{m}(t)$.

Параметры модуляции управляющих параметров передающего генератора должны быть выбраны таким образом, чтобы в зависимости от передаваемого бинарного бита 0/1 между передающим и принимающим генераторами существовал или отсутствовал режим обобщенной синхронизации. Например, допустим, что режим обобщенной синхронизации наблюдается в том случае, если передается бинарный бит 0. Тогда оба принимающих генератора в этом случае будут демонстрировать идентичные колебания, а после прохождения через вычитающее устройство будет наблюдаться отсутствие хаотических колебаний, т.е. бинарный бит 0. Наоборот, при передаче бинарного бита 1 обобщенная синхронизация не наблюдается, а колебания принимающих генераторов являются неидентичными. Тогда после прохождения через вычитающее устройство будут наблюдаться хаотические колебания ненулевой амплитуды, т.е. бинарный бит 1.

Чтобы показать несомненные преимущества нашего метода по сравнению с известными ранее, мы провели численное моделирование всех трех схем, описанных в настоящей работе. В качестве передающих и принимающих генераторов во всех случаях были выбраны однонаправлено связанные системы Ресслера. Анализ влияния шумов и флуктуаций на качество передаваемой информации показал, что наш способ обладает колоссальной устойчивостью по отношению к шумам и флуктуациям в канале связи, в то время как остальные вышеупомянутые схемы становятся неработоспособными при мощности шума, составляющей 0.01 % и 3.5 % от мощности передаваемого сигнала, соответственно. Кроме того, расстройка управляющих параметров изначально идентичных генераторов не влияет на эффективность передачи информации в том случае, если она не превышает 15 % для нашей схемы, 1 % для схемы, основанной на обобщенной синхронизации, и 0.03 % для полной синхронизации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (05-02-16273, 06-02-16451), Программы поддержки ведущих научных школ РФ (НШ - 4167.2006.2) и молодых докторов наук (МД- 1884.2007.2), CRDF (REC – 006), а также ФНП «Династия» и МЦФФМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Murali, M. Lakshmanan // Phys. Rev. E. 1994. V. 48. P. R1624.
2. Z.L. Yuan, A.J. Shields // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 048901.
3. N.F. Rulkov et al. // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. N. 2. P. 980.
4. J.R. Terry et al. // Chaos, Solitons and Fractals. 2001. V. 12. P. 145.
5. H.D.I. Abarbanel et al. // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. N. 5. P. 4528.

СИНТЕЗ АЛФАВИТА КВАЗИОРТОГОНАЛЬНЫХ В ШИРОКОМ СМЫСЛЕ ФАЗОКОДИРОВАННЫХ ДИСКРЕТНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

А.Н. Леухин, А.Ю. Тюкаев

ГОУВПО Марийский государственный технический университет, Йошкар-Ола

Задача синтеза сложных сигналов с хорошими корреляционными характеристиками или, в общем случае, свойствами функции неопределённости, занимает важное место в теории синтеза сигналов. Проблемой синтеза подобных сигналов, начиная с 50-х годов прошлого столетия, занимаются многочисленные научные коллективы у нас в стране и за рубежом [1-3]. Особый практический интерес представляют фазокодированные дискретные последовательности, обладающие нулевым уровнем боковых лепестков циклической автокорреляционной функции (АКФ). Циклическую АКФ можно определить на основе выражения:

$$r_{\tau} = \sum_{n=0}^{N-1} U_{n+\tau(\text{mod } N)} \cdot U_n^*, \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1, \quad (1)$$

где значение фазы на каждом n -ом кодовом интервале определяется из диапазона $\varphi_n \in [0, 2\pi]$, N - количество кодовых элементов в коде, а модуль каждого кодового элемента равен 1, т.е. $|U_n| = 1$.

Теория синтеза таких кодов была далека от своего завершения. Были разработаны методы синтеза, позволяющие получить ряд последовательностей обладающие нулевым уровнем АКФ: коды Френка, коды класса p , коды, ассоциированные с линейно-частотно-модулированным сигналом. При фазовой манипуляции (значения фаз равны $0, \pi$) разработаны методы синтеза бинарных кодов с одноуровневой автокорреляционной функцией: коды Лежандра, Якоби, Холла, М-последовательности, коды Зингера. Уровень боковых лепестков таких кодов не равен нулю, хотя и является достаточно малым по отношению к главному отсчету.

Однако множество найденных решений являются далеко не полным по сравнению с множеством всех возможных кодовых последовательностей заданных размерностей с нулевым уровнем боковых лепестков циклической АКФ. Разработанные методы синтеза не позволяли ответить на следующие вопросы: всегда ли существуют коды для фиксированного значения уровня боковых лепестков; если они существуют то, как определить их возможное число; если известно число возможных решений то, как, не конкретизируя метод кодирования, синтезировать сразу все возможные кодовые последовательности. В работе [4] приводится обобщенный метод синтеза фазокодированных последовательностей, и все возможные решения задачи, основанные на «базисных» решениях, а также разностных множествах. Предложенный

метод позволяет объединить все существующие на сегодняшний день различные кодовые конструкции для синтеза фазокодированных последовательностей с определенным уровнем боковых лепестков циклической АКФ в рамках единого метода кодирования. Причем было показано, что общее количество вновь синтезируемых фазокодированных последовательностей значительно превышает общее количество известных фазокодированных последовательностей и с ростом размерности N сигнала доля вклада известных кодовых комбинаций в общее количество возможных кодовых комбинаций стремится к нулю.

Второй не менее важной проблемой в теории сложных сигналов является проблема анализа свойств синтезированных последовательностей при решении задач обнаружения, распознавания, разрешения и оценки параметров [5]. Задача распознавания тесно связана с теорией синтеза взаимно ортогональных в широком смысле сигналов, т.е. таких сигналов у которых взаимная корреляционная функция (ВКФ) равномерна и, имеет нулевой уровень отсчетов. Такими свойствами обладают, например, функции Радемахера, элементарные контуры.

Поэтому актуальной является задача поиска подмножеств сигналов из общего объема фазокодированных последовательностей, синтезированных в работе [4], которые будут обладать подобными взаимными корреляционными свойствами.

В связи с этим необходимо найти ответ на следующие вопросы:

1. Для любых ли значений размерности N существуют взаимно ортогональные в широком смысле фазокодированные последовательности.
2. Если существуют такие фазокодированные последовательности, то разработать алгоритм формирования подмножеств фазокодированных последовательностей с идеальными свойствами ВКФ.
3. Синтезировать все возможные подмножества фазокодированных последовательностей для заданной размерности N .

Исследования показали, что синтезированные в работе [4] фазокодированные последовательности, в отличие от ортогональных сигналов, могут обладать равномерной нормированной ВКФ:

$$\eta_{\tau} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} U_n \cdot V_{n+\tau \pmod{N}}^*, \quad \tau = 0 \dots N-1, \quad (2)$$

с уровнем модулей отсчетов равным $\frac{1}{\sqrt{N}}$ (рисунок 1), в том случае если

размерность N данных фазокодированных последовательностей нечетное число. При больших значениях N такие последовательности можно считать квазиортогональными, т.к. уровень отсчетов их нормированной

ВКФ будет стремиться к нулю, т.е. $\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{N}} \rightarrow 0$.

Таким образом, задача получения подмножества дискретных сигналов заданной размерности N из всей совокупности фазокодированных последовательностей, синтезированных в работе [4], сводится к нахождению таких последовательностей, для которых выполняется условие:

$$\eta_{\tau} = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} U_n \cdot V_{n+\tau(\text{mod } N)}^* \right| = \frac{1}{\sqrt{N}}, \quad \text{при } N \bmod 2 \neq 0, \quad (3)$$

где $\tau = 0, 1, \dots, N-1$, U и V - сигналы, принадлежащие одному алфавиту, N - размерность сигналов, η_{τ} - нормированная ВКФ сигналов U и V .



Рис. 1. Примерный вид нормированной взаимной корреляционной функции ($|\eta_{\tau}|$ - нормированная ВКФ, N - размерность фазокодированной последовательности, τ - временной сдвиг).

В работе разработан регулярный метод синтеза всех возможных подмножеств фазокодированных последовательностей. Каждая из данных последовательностей обладает идеальными корреляционными свойствами, а их ВКФ является равномерной, при этом каждое такое подмножество обладает максимально возможным объёмом. Отдельно взятое такое подмножество максимальной размерности названо алфавитом квазиортогональных фазокодированных дискретных последовательностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке по темам НИР в рамках гранта Президента РФ МД-63.2007.9 и гранта РФФИ 07-07-00285.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Е. Варакин “Системы связи с шумоподобными сигналами” М.: Радио и связь, 1985.
2. М.Б. Свердлик “Оптимальные дискретные сигналы” М.: Сов. радио, 1975.
3. Р.Лидл, Г.Ниддерайтер “Конечные поля: в 2-х т.” М.: Мир, 1988.
4. А.Н. Leukhin // Quantum Electronics. 2005. V. 35. № 8. P.688.
5. Ч.К. Кук, М. Бернфельд “Радиолокационные сигналы. Теория и применение” М.: Сов. радио, 1971.

БЫСТРЫЙ АЛГОРИТМ СИНТЕЗА ВСЕХ НЕПРИВОДИМЫХ МНОГОЧЛЕНОВ НАД КОНЕЧНЫМ ПОЛЕМ $GF(p)$

А.Н. Леухин, С.А. Бахтин

ГОУВПО Марийский государственный технический университет

Теория многочленов степени n от одной переменной неприводимых над конечными полями $GF(p)$ важна как для исследования алгебраической структуры конечных полей $GF(p^n = q)$, так и для многочисленных приложений в теории информации, среди которых в первую очередь необходимо выделить: синтез шумоподобных кодовых последовательностей, помехоустойчивое кодирование и криптографию.

Первое крупное исследование о неприводимых многочленах от одной переменной над полем $GF(q)$ было проведено в работе [1], опирающейся на результаты, полученные с времен Гаусса и Галуа. Однако, несмотря на достигнутые успехи в теории синтеза неприводимых многочленов, до сих пор аналитически не решена проблема определения неприводимости многочлена в общем виде. Достаточно полный обзор результатов исследований по синтезу неприводимых полиномов вплоть до середины 80-х годов прошлого столетия приводится в работе [2].

Наибольшие успехи достигнуты при синтезе неприводимых двучленов, трехчленов и четырехчленов. Например, аналитически показано, что неприводимыми над полем $GF(2)$ для любых $k, l, m, n \geq 0$ будут являться следующие полиномы

$$\begin{aligned} & x^{2 \cdot 3^k} + x^{3^k} + 1, \quad x^{3 \cdot 7^k} + x^{7^k} + 1, \quad x^{4 \cdot 3^k \cdot 5^l} + x^{3^k \cdot 5^l} + 1, \\ & x^{6 \cdot 3^k \cdot 7^l} + x^{3^k \cdot 7^l} + 1, \quad x^{10 \cdot 3^k \cdot 11^l \cdot 31^m} + x^{3 \cdot 3^k \cdot 11^l \cdot 31^m} + 1, \\ & x^{12 \cdot 3^k \cdot 5^l \cdot 7^m \cdot 13^n} + x^{8 \cdot 3^k \cdot 5^l \cdot 7^m \cdot 13^n} + x^{2 \cdot 3^k \cdot 5^l \cdot 7^m \cdot 13^n} + x^{3^k \cdot 5^l \cdot 7^m \cdot 13^n} + 1. \end{aligned} \quad (1)$$

Другие примеры аналитических выражений для неприводимых полиномов над конечным полем можно найти в работе [3].

В общем случае используют различные методы построения неприводимых полиномов над полем $GF(q)$. Классические методы построения неприводимых многочленов рассмотрены в работах [1,2], в работе [4] описаны вероятностные алгоритмы, в работе [5] детерминированные. Как вероятностные, так и детерминированные алгоритмы построения неприводимых полиномов имеют полиномиальную сложность. Для сравнительно небольших порядков полей $p^n \leq 1000000$ имеются таблицы неприводимых многочленов. На основе этих методов формируются критерии неприводимости многочленов и решаются задачи факторизации произвольного многочлена над заданным конечным полем.

В данной работе будет рассмотрен регулярный быстрый алгоритм синтеза всех неприводимых полиномов степени n над заданным конечным полем $GF(p)$, основанный на изучении автоморфизмов элементов поля $GF(p^n)$, а также регулярный быстрый алгоритм синтеза всех примитивных полиномов степени n над заданным конечным полем $GF(p)$, основанный на изучении изоморфизмов соответствующих разностных множеств Зингера.

Аutomорфизмы элементов a поля $GF(p^n)$ образуют некоторое множество p сопряженных элементов вида

$$M = \{a, a^p, a^{p^2}, \dots, a^{p^{n-1}}\}. \quad (2)$$

Семейства непересекающихся с ним множеств $M' = \{b, b^p, b^{p^2}, \dots, b^{p^{n-1}}\}$ могут быть получены с помощью некоторого множества коэффициентов

$$U = \{u_1, u_2, \dots, u_{\phi(p^n)}\}, \quad (3)$$

где $\phi(p^n)$ - функция определяющая количество неприводимых полиномов в заданном поле $GF(p^n)$.

Разностные множества Зингера имеют вид:

$$D(N, k, \lambda) = \{d_0, d_1, \dots, d_k\} \pmod{N} \quad (4)$$

с параметрами $N = \frac{p^n - 1}{p - 1}$, $k = \frac{p^{n-1} - 1}{p - 1}$, $\lambda = \frac{p^{n-2} - 1}{p - 1}$.

Множество, изоморфное данному разностному множеству (4) определим следующим образом:

$$D_t \equiv tD \pmod{N} = \{td_1, td_2, \dots, td_k\} \pmod{N}, \quad (5)$$

где t - множитель разностного множества, не приводящий к некоторому автоморфизму.

Множество изоморфных коэффициентов

$$T = \{t_1, t_2, \dots, t_m\}, \quad m = \phi(N)/N, \quad (6)$$

где $\phi(N)$ - функция Эйлера,

позволяет полностью определить все возможные разностные множества Зингера (5) заданной размерности. Способ отыскания множества изоморфных коэффициентов основан на использовании свойств подобия и линейной зависимости элементов конечного $GF(p^n)$ [2].

Алгоритм синтеза неприводимых (примитивных) многочленов выглядит следующим образом:

- выбирается «начальный» примитивный многочлен степени n над полем $GF(p)$. Обычно в качестве такого начального многочлена выбирается полином из некоторого специального класса малочленов (например, вида (1));

- с помощью матрицы сопровождающей примитивный полином синтезируются элементы поля $GF(p^n)$ и формируется «начальное» разностное множество Зингера (4);

- синтезируется множество изоморфных коэффициентов (6) для синтеза примитивных многочленов или множество коэффициентов (3) для синтеза неприводимых многочленов;

- формируются все изоморфные разностные множества Зингера для фиксированной размерности поля $GF(p^n)$;

- на основании специальных преобразований над элементами изоморфных разностных множеств определяются все возможные неприводимые (примитивные) многочлены степени n неприводимые над полем $GF(p)$.

Программная реализация предлагаемого в работе быстрого алгоритма показала удовлетворительные результаты при сравнительном анализе быстродействия с аналогичными специализированными математическими продуктами GAP 4.4.6 группы разработчиков Gap Group и MAGMA 2.12 группы разработчиков Computational Algebra Group.

С помощью такого быстрого алгоритма синтеза, реализованного на современной элементной базе, могут быть успешно решены задачи помехоустойчивого приёма информации, кодового разделения каналов передачи информации и задач криптографии.

Работа выполнена при финансовой поддержке по темам НИР в рамках гранта Президента РФ МД-63.2007.9 и гранта РФФИ 07-07-00285.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.E. Dickson. "Linear Groups with an Exposition of the Galois Field Theory" New York. 1958.
2. Р. Лиддл, Г. Ниддерайтер. "Конечные поля" М.: Мир. Т.1, 2. 1988
3. A. Menezes, I. Blake, X. Gao, R. Mullin, S. Vanstone, T. Yaghoobian. "Applications of Finite Fields" Kluwer Academic Publisher. 1993.
4. M. Ben-Or. // Proc.22 IEEE Symp. Foundations Computer Science. 1981. P. 394.
5. V. Shoup. // Journal of Symbolic Computation. 1994. V. 17. P. 371.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВОГО РАДИОКАНАЛА СО СЛОЖНЫМИ ВИДАМИ МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛА

П.Н. Захаров, А.Ф. Королев, А.В. Турчанинов, А.П. Сухоруков,
И.Е. Кудряшов, Ю.В. Потапов

*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова
ЗАО «Электейд-М»*

Для оценки эффективности систем связи и передачи информации, как правило, используются границы работоспособности таких систем для некоторого статистического разнообразия радиоканалов и их характеристик, соответствующего данной местности (зона покрытия). Тенденция к постоянному росту скоростей передачи информации приводит к тому, что простые модели с замираниями не позволяют оценить эффективность работы системы связи, требуются модели, учитывающие межсимвольную интерференцию [1,2]. Общепринятой характеристикой эффективности работы системы связи является пропускная способность (бит/с), определяющая, какое количество информации может быть передано через канал в единицу времени.

Планирование и оценку работы систем передачи информации в настоящей работе предлагается осуществлять детерминированными методами как при описании среды распространения радиоволн, так и работы систем радиосвязи.

Реализация метода осуществляется в 2 этапа: 1) прогнозирование характеристик распространения радиосигнала на трассе между передатчиком и приемником (затухание, статистика замираний огибающей) и 2) оценка эффективности работы конкретных систем связи в данном радиоканале.

Исходными данными для реализации метода является радиофизическая модель объекта (здания или городской застройки). Она представляет собой пространственную 2.5-мерную модель объекта, выполненную в геоинформационной системе ArcGis. Модель включает в себя основные строительные конструкции. Для каждого строительного блока в модель включаются его эффективные электрофизические характеристики (диэлектрическая проницаемость, тангенс угла потерь и др.).

Следующим этапом реализации метода является расчет передаточной функции канала между передатчиком и приемником. В отличие от стандартных методов рассчитывается именно передаточная функция канала, а не только затухание и статистика замираний огибающей. Передаточная функция позволяет оценить влияние межсимвольной интерференции вследствие многолучевости.

Расчет производится детерминированным методом: для известных местоположений передающей и приемной антенн вычисляется

передаточная функция канала (профиль задержек). Для больших расстояний это делается методом трассировки лучей, для малых расстояний (например, область внутри здания) расчет выполняется с помощью электромагнитных 3-D солверов. В данной работе использовался CST Microwave Studio. Результатом расчета является физическая модель среды распространения радиоволн (импульсная передаточная функция).

Далее осуществляется построение модели системы связи. Современные системы моделирования (Visual System Simulator, System View, Matlab) позволяют осуществить моделирование большинства современных систем связи с высокой точностью. В качестве системы моделирования была выбрана VSS (Visual System Simulator, программа среды AWR Design Environment), по следующим причинам.

VSS позволяет смоделировать все блоки передатчика, приемника, и канал распространения. Многие блоки могут быть смоделированы на различном уровне – от дискретных элементов, их составляющих, до блоков, характеризующихся интегральными параметрами. Часто блоки характеризуются параметрами, типичными для интегральных микросхем, таким образом, учитываются их нелинейные и иные искажения.

VSS содержит большое количество блоков, типичных для современных систем связи, радиотехнических аналоговых и цифровых систем, а также блоки, выполняющие различные математические операции. Имеется непосредственная связь с Matlab. Помимо различных видов модуляции и каналообразования (BPSK, FSK, QPSK, Pi/4- QPSK, M-PSK, M-QAM, M-FSK, MSK, MPSK, OQPSK, GMSK, PAM, OFDM и др.), система имеет возможность моделирования стандартов связи, расширения спектра, моделирования сверточного и блочного помехоустойчивого кодирования и др.

Был создан набор моделей современных каналов связи, позволяющий, при известных физических характеристиках, описывающих стационарный канал распространения радиоволн (затухание в канале и профиль задержек), а также при известных параметрах системы передачи данных (мощность передатчика, чувствительность приемника, скорость передачи данных, частота несущей, вид модуляции (способ образования канала) предсказывать пропускную способность канала передачи данных с точностью не хуже 4%.

В работе показывается существенная нестабильность пропускной способности (до 46% от среднего значения) при изменении скорости передачи. С помощью разработанных методов моделирования можно определить скорости передачи данных, соответствующие максимальной пропускной способности (соответственно наилучшему каналу связи), при заданной конфигурации системы связи и физических характеристиках распространения радиоволн. С точки зрения возможности образования

каналов связи перспективным представляется создание систем передачи данных с изменяющейся во времени скоростью передачи.

Можно говорить о существенной нестабильности пропускной способности (до 93% от среднего значения) при изменении частоты несущей. С помощью разработанных методов моделирования можно определить несущие частоты, соответствующие максимальной пропускной способности (соответственно наилучшему каналу связи), при заданной конфигурации системы связи и физических характеристиках распространения радиоволн. Системы со многими несущими или перестраиваемой во времени несущей обеспечивают существенные преимущества в условиях сильной многолучевости.

Эффективно увеличивать пропускную способность за счет управления мощностью передатчика (чувствительностью приемника) можно лишь до ограниченного значения мощности передатчика. При превышении этой мощности пропускная способность растет незначительно, и дальнейшее увеличение мощности становится неэффективным. Разработанные методы моделирования позволяют определить необходимые мощности для обеспечения требуемой пропускной способности на конкретной территории в здании или в городе (при заданном диапазоне изменения физических характеристик).

Показано, что системы связи, использующие виды фазовой манипуляции с большей позиционностью (числом бит на символ), показали себя более эффективными, чем системы с меньшей позиционностью, в условиях ярко выраженной многолучевости в большинстве случаев при изменении скорости передачи, частоты несущей и отношения сигнал/шум.

Предлагаемый в работе метод позволяет получить конечную для пользователя определенной цифровой системы радиосвязи характеристику – пропускную способность, а также ее вариабельность и устойчивость в городской среде или в зданиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Феер "Беспроводная цифровая связь" М.: Радио и связь, 2000.
2. Дж. Прокис "Цифровая связь" М.: Радио и связь, 2000.
3. G. Wolfle и F.M.Landstorfer. "Prediction and measurement of delay spread, fading statistics, and receiving quality in indoor wireless networks" University of Stuttgart, Germany, 1999
4. Henry L. Bertoni. "Radio Propagation for modern Wireless Systems" Prentice Hall, 2000.
5. Christian Kloch et al.: Comparison of Measured and Predicted Time Dispersion and Direction of Arrival for Multipath in a Small Cell Environment // IEEE transactions on antennas and propagation. 2001. V. 49, No. 9.

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ КВАЗИДИСКРЕТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ СО СКОРОСТЯМИ СВЫШЕ 10 Тбт/с

А.А. Дроздов, А.Н. Цыпкин, С.А. Козлов

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

Распространение фемтосекундного излучения в оптических средах без разрушения вещества (по крайней мере, за сверхкороткую длительность импульса) оказалось возможным при гораздо больших интенсивностях, чем для более длинных импульсов¹. Это привело к возможности свободно наблюдать нелинейные явления, которые в поле импульсов больших длительностей наблюдаются редко. Например, необычное даже в пикосекундной оптике явление генерации спектрального суперконтинуума для фемтосекундных импульсов наблюдается практически во всех прозрачных средах².

Фемтосекундному спектральному суперконтинууму, генерируемому в области аномальной групповой дисперсии диэлектрических сред, обычно соответствует сложная временная структура светового импульса, возникающая в результате обрушения ударных волн, содержащая солитоны³ и т.п. При распространении лазерного импульса в области нормальной групповой дисперсии диэлектрика сверхширение спектра можно получить за счёт очень сильной, но обычной фазовой самомодуляции. Причём на выходе из среды эта фазовая модуляция может оказаться линейной⁴. В настоящей работе доказано, что линейность модуляции, возникающая на определенном этапе развития спектрального суперконтинуума – это универсальное свойство сверхширения спектра излучения в области нормальной групповой дисперсии вещества.

В работе рассмотрена интерференция полей E_1 и E_2 фемтосекундных импульсов с сильной линейной фазовой модуляцией, характеризуемой коэффициентом α , одинаковой амплитудой E_0 , длительностью τ и частотой ω_0 , один из которых задержан относительно от другого на промежуток времени $\Delta\tau$:

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \cdot \left(e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cdot \sin(\omega_0 t + \alpha \omega_0 t^2) + e^{-\left(\frac{t+\Delta\tau}{\tau}\right)^2} \cdot \sin(\omega_0 (t + \Delta\tau) + \alpha \omega_0 (t + \Delta\tau)^2) \right) \quad (1)$$

На рис. 1 проиллюстрировано поле (а) и спектр (б) двух импульсов с длиной волны $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 780 \text{ нм}$, где c – скорость света в вакууме, длительностью $\tau = 20 \text{ фс}$, коэффициентом $\alpha = 0.05 \omega_0$, задержкой $\Delta\tau = 3 \text{ фс}$.

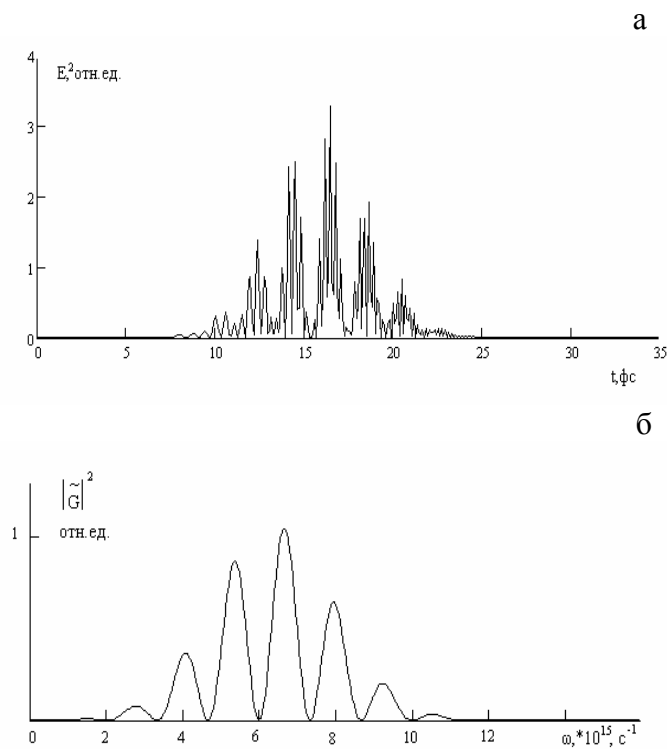


Рис. 1. Квадрат результирующего поля (а) и спектр (б) двух интерферирующих фазомодулированных фемтосекундных импульсов.

Как видно из рисунка, перекрываясь, интенсивные импульсы образуют сложную временную структуру со сверхшироким спектром. При интерференции сдвинутых во времени фазомодулированных фемтосекундных световых импульсов формируется последовательность импульсов из малого числа колебаний с частотой следования около 100 ТГц (рис. 1а). Этой последовательности соответствует квазидискретный суперконтинуум (рис. 1б).

Каждый последующий импульс во временной последовательности, несколько отличается от предыдущего центральной частотой. Это как показано на рис. 2, позволяет осуществлять кодирование информации с использованием такой последовательности удалением соответствующего выбранному импульсу пика в квазидискретном спектре излучения.

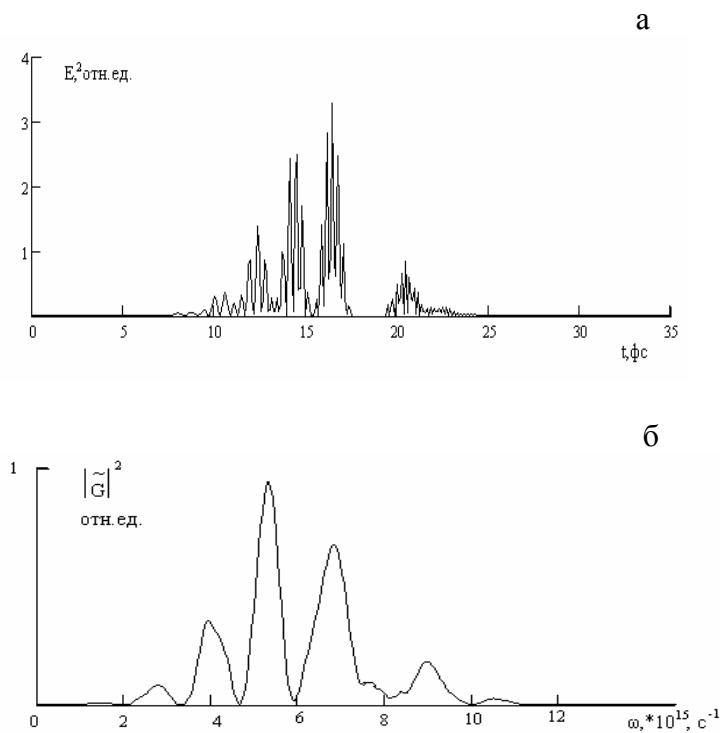


Рис. 2. Квадрат результирующего поля (а) и спектр (б) двух интерферирующих фазомодулированных фемтосекундных импульсов с удаленным импульсом.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. № 18. P. 1.
2. A. Brodeur, S.L. Chin // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. V. 16. № 4. P. 637.
3. A.V. Husakou, J. Herrmann // J. Opt Soc. Am. B. 2002. V. 19. P. 2171.
4. В.Г. Беспалов, С.А. Козлов, А.Н. Сутягин, Ю.А. Шполянский // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 10. С. 85.
5. М.А. Бахтин. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. 2004. С. 203.

АКТИВНАЯ ДИАГНОСТИКА В РАДИОКАНАЛЕ В РЕЖИМЕ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ

Н.С. Кныш, О.С. Кныш

Физический факультет МГУ, кафедра Радиофизики, лаборатория

В настоящее время сети стандарта RadioEthernet заняли свое место на рынке телекоммуникаций. Этому способствовали очевидная простота монтажа, а также, мобильность рабочих станций, которая не может быть достигнута другими способами. Однако, данная технология имеет ряд узких мест, которые не позволяют ей увеличить долю занимаемого рынка, а также доставляют, зачастую, значительные неудобства пользователям. Основные проблемы данных сетей связаны с низкой устойчивостью и невысокой скоростью передачи данных. Администраторам таких сетей необходимо постоянно контролировать основные параметры соединений, и соответственно, им необходимы подходящие методы диагностики состояния радиоканала.

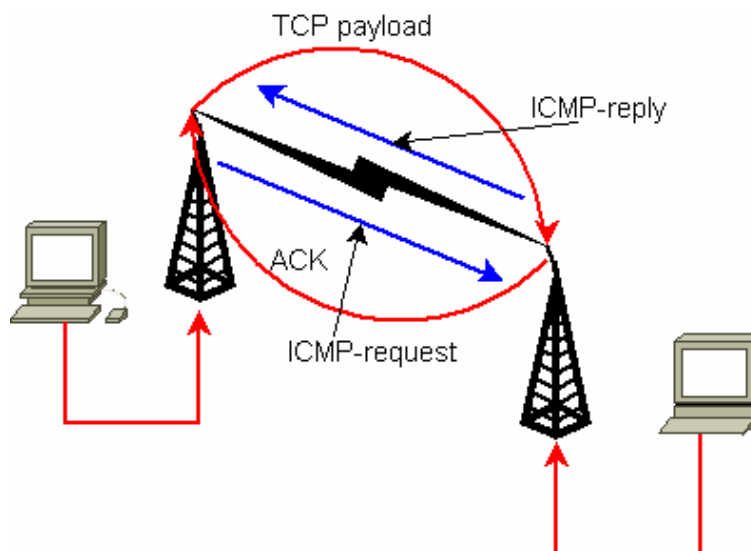


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

Изучение поведения радиоканала производилось на экспериментальной установке, схема которой приведена на рисунке 1. В исследуемый радиоканал одновременно запускался TCP и ICMP потоки. По сути, ICMP поток является ни чем иным, как активным зондированием состояния канала. Однако, анализируя временную развертку TCP потока можно получать все те же характеристики канала, что и при ICMP зондировании, при этом, не внося в канал дополнительных искажений и нагрузки.

С одной стороны, пассивные методы диагностики могут быть предпочтительными в описанных условиях, так как такая диагностика не вносила бы каких-либо помех в канал, не создавала бы дополнительной

нагрузки. Однако оказывается, что в условиях перегрузки канала такая диагностика не всегда возможна. Рассмотрим пассивную диагностику состояния канала с помощью протокола ТСР. Ни для кого не секрет, что в настоящее время данный протокол наиболее широко используется для передачи данных, по всем видам сетей начиная от локальных сетей передачи данных и заканчивая Интернетом. Более того, в силу архитектурных особенностей, данный протокол может быть использован для пассивной диагностики состояния канала. И его применение в проводных сетях дает хорошие результаты. Однако, в радиоканалах имеется ряд проблем. В силу экспансивного характера ТСР испытывает неоднократные срывы, связанные с перегрузкой буфера передающего устройства. В моменты времени, когда буфер передающего устройства перегружен, ТСР диагностика состояния канала не даёт никаких результатов, из-за прекращения передачи потоков в канал. Анализ процессов в зоне молчания ТСР был проведен с помощью ISMP лоцирования короткими кадрами с интервалом следования 10 миллисекунд. Было обнаружено, что в момент прерывания передачи происходит разгрузка буфера (рисунок 2). На данном рисунке черная линия – значения времени ретрансляции, полученные с помощью ТСР диагностики, а красные точки - значения времени ретрансляции, полученные с помощью ISMP диагностики.



Рис. 2. Сопоставление результатов ISMP и RTT диагностики канала.

Напомним, что суть ISMP диагностики заключается в отправке в канал эхо-пакетов, по времени распространения которых, определяется время ретрансляции. На приведенном рисунке мы видим, что в процессе распространения ТСР потока по каналу, он достаточно быстро насыщает канал (возрастание сплошной линии). После того, как канал оказывается перегруженным, ТСР диагностика перестает работать (вертикальное падение сплошной линии), а размер окна передачи уменьшается до одного кадра. В то же время мы видим плавное спадание времени ретрансляции,

полученного с помощью ISMP. Это спадание характеризует разгрузку буфера передатчика, однако не стоит забывать, что крутизна спада определяется как скоростью разгрузки буфера, так и плотность ISMP потока. Скорость разгрузки буфера может быть определена следующим образом. После измерения динамики разгрузки буфера ISMP потоками разной плотности может быть записана система двух уровней, которая позволяет определить скорость разгрузки.

Более того, становится ясным принципиальное отличие между проводным и радио каналами. Для кабельного канала передачи данных характерно то, что от плотности потока данных зависит только вероятность потери кадра, а время отклика канала остается неизменным. Фактически радиоканал – сильно нелинейная среда. После наступления перегрузки зависимость времени отклика от плотности потока определяется уже совокупностью скорости обработки данных и плотностью потока данных:

$\begin{cases} \frac{d(RTT)}{dt} = A(-\mu + \lambda) \\ RTT > 0 \end{cases},$	(1)
---	-----

где μ - скорость обработки данных, передающим устройством, λ - плотность проходящего потока данных, поступающего на вход обработчика, A – некоторый масштабирующий коэффициент

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М. Вишнеvский, А.И. Ляхов и др. Региональные беспроводные сети передачи данных на базе Radio-Ethernet: состояние, моделирование, примеры реализации. – М.: Информационные процессы. 2001. Т. 1, № 1. С. 10.
2. V.M. Vishnevsky, A.I. Lyakhov, IEEE 802.11 wireless LAN: saturation throughput analysis with seizing effect consideration, Cluster Computing, ISSN 1386-7857, Springer Science+Business Media B.V., 2002, том 5, № 2, ст. 133-144.
3. IEEE 802.11g - 54 Mbit/s, 2.4 GHz стандарт (обратная совместимость с b) (2003)
4. И. В. Шахнович “Современные технологии беспроводной связи. Издание второе, исправленное и дополненное” М.: Техносфера, 2006. – 208 стр.: ил.
5. Б. Скляр, Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. 2 изд. испр., Вильямс, ISBN: 5-8459-0497-8, 2004.

МОДАЛЬНЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ КОРРЕКТОРЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

С.П. Котова, С.А. Самагин

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Жидкокристаллические (ЖК) оптические адаптивные устройства характеризуются малыми управляющими напряжениями, технологичностью изготовления, относительно низкой стоимостью и представляют значительный интерес для использования в недорогих системах адаптивной оптики в астрономии, медицине и промышленности.

В докладе дан обзор результатов по разработке нового класса уникальных жидкокристаллических устройств – модальных корректоров волнового фронта. Представлены история их открытия, конструкция, физические принципы, лежащие в основе их действия, и их главные функциональные особенности. Приведены как ставшие классическими результаты по электрически управляемым адаптивным линзам, так и данные по сравнительно новым типам модальных корректоров – многоканальным корректорам волнового фронта и адаптивным линзам с оптическим управлением.

Разработаны и созданы электрически управляемые линзы, меняющие фокусное расстояние от ∞ до 50 см в зависимости от частоты и амплитуды приложенного напряжения. В модальных ЖК линзах нежелательные aberrации могут быть минимизированы введением дополнительных параметров управления: частоты и сдвига фаз между управляющими напряжениями, а также дополнительных гармонических составляющих в управляющее напряжение. Наряду с электрически управляемыми ЖК линзами были реализованы линзы с оптическим управлением. Фокусное расстояние в них зависит от интенсивности падающего на линзу излучения. Продемонстрирована возможность построения на основе оптически управляемых линз системы автокомпенсации дефокусировки светового пучка и фоточувствительного дефлектора.

Для формирования волновых фронтов сложной формы нами разработаны многоканальные модальные корректоры на основе стеклянной подложки с внедренными контактами и резистивным слоем. Созданы образцы 37- канальных корректоров с оптической апертурой 30 и 70 мм, а также 61- канальный корректор с апертурой 40 мм. Показана возможность компенсации aberrаций низкого порядка и искажений, моделирующих турбулентность атмосферы. Предложен и экспериментально подтвержден новый подход в создании модальных ЖК корректоров на основе толстых слоев диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью. Разработаны и созданы лабораторные образцы корректора на основе керамики.

УСТОЙЧИВОСТЬ СИНХРОНИЗАЦИИ ПРИ ПЕРЕДАЧЕ СИНХРОННЫХ ПОТОКОВ В СЕТЯХ С КОММУТАЦИЕЙ ПАКЕТОВ

А.С. Федотов

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова,
Физический факультет

1. Особенности синхронизации при передаче синхронных потоков через сети с коммутацией пакетов

В технологии современной связи существует три основных типа синхронизации: *частотная*, подразумевающая согласованность генераторов цифровых устройств в сети по частоте, *фазовая*, подразумевающая соответствие фаз приемного и передаваемого сигналов и *временная* – подразумевающая, что все устройства сети имеют единое время. При построении сети сначала создается система синхронизации первичной сети, затем вторичная сеть синхронизируется от первичной. Ключевой является частотная синхронизация. [1]

При передаче потоков *плездохронной цифровой иерархии (ПЦИ)* через сети с коммутацией пакетов (см. **Рис.3**) удаленный узел не связан непосредственно с локальным. Однако, при построении сети передачи потоков ПЦИ необходимость заключается в том, чтобы удаленный узел удовлетворял требованиям, предъявляемым к источникам синхронизации вторичной сети.

Измеряемыми параметрами источников синхронизации являются:

- *ошибка временного интервала (ОВИ)* – мгновенное значение сдвига сигнала по фазе относительно эталонного сигнала;
- *максимальная ошибка временного интервала (МОВИ)* – пиковое отклонение параметра ОВИ за заданный промежуток времени;
- *девиация временного интервала (ДВИ)*.

В настоящей работе представлено описание разработанной системы передачи потоков Е1 по сетям Ethernet и проведен анализ качества восстанавливаемого этой системой потока.

2. Система передачи потоков Е1 через сети с коммутацией пакетов

В нашей лаборатории совместно с лабораторией разработки радиустройств НТЦ “Натекс” была создана, протестирована и внедрена в промышленную эксплуатацию система передачи потоков Е1 по сетям Ethernet.

В схеме показанной на **Рис.3** локальный модуль получает синхронизацию от источника потока и с этой частотой формирует данные на своем выходе Ethernet. Удаленный модуль восстанавливает частоту на

основании анализа временного ряда входящего пакетного потока и с этой частотой формирует E1-поток для приемника. Проблема заключается в том, что локальное и удаленное устройства в этой схеме не связаны друг с другом непосредственно. По этой причине ключевым фактором является качество работы алгоритма восстановления синхронизации на удаленном модуле. Временные характеристики формируемого потока являются предметом исследования настоящей работы.

Система построена на базе заказной специализированной микросхемы



Рис.3. Схема соединения модулей

ТХС-05870. Работу интерфейсов E1 обеспечивает формирователь E1 потоков DS21458 фирмы Maxim Dallas. Коммутация сигналов и управление режимами работы ИКМ-подсистемы осуществляется ПЛИС Altera Cyclone. В качестве опорного источника частоты используется термостабилизированный кварцевый осциллятор с частотой 38.880 МГц. Управляется система процессором Freescale MPC885. В состав системы также входит управляемый коммутатор Ethernet BCM5335. Он дает возможность объединить канал управления и передачи данных, а также поддерживает виртуальные сети (VLAN) и четыре разновидности политики качества обслуживания. Это является критически важным обстоятельством при работе в сетях со смешанным трафиком, поскольку позволяет гибко разделять обычные и чувствительные к задержкам потоки.

Модуль работает под управлением операционной системы Linux с модифицированным ядром 2.4.25. Релизованы интерфейсы управления: HTTP, терминальная консоль (RS232, telnet) и SNMP.

3. Исследование восстановленного потока

Для изучения параметров выходного потока была собрана схема показанная на Рис. 4. Измерение ОВИ производилось модулем FG Resync, разработанным в НТЦ “Натекс” совместно с лабораторией Научно-технического центра синхронизации сетей электросвязи ФГУП ЛОНИИС [2].

Измерения параметров восстановленного потока проводилось при передаче пакетного потока по свободному проводному каналу, по каналу с фоновой загрузкой, по беспроводным каналам стандартов IEEE 802.11b/g.

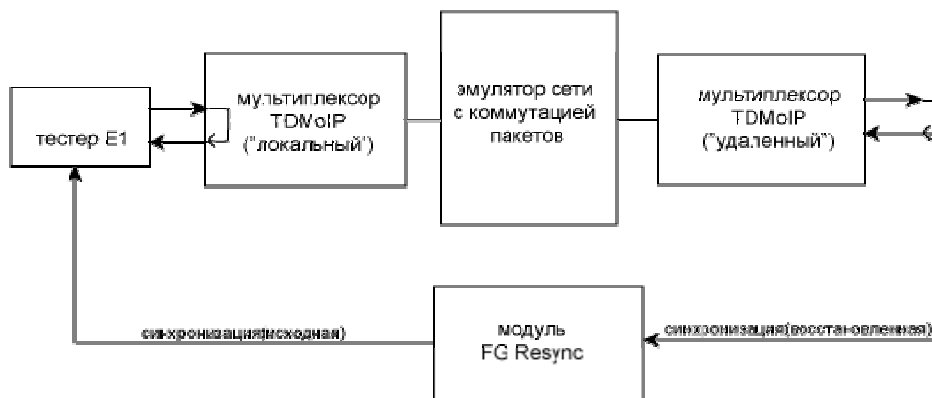


Рис. 4. Экспериментальный стенд.

Размеры пакетов основного потока изменялись в пределах от 48 до 1440 байт.

Полученные в результате измерений данные позволяют утверждать, что система соответствует требованиям стандарта для входа SSU-II G812 при работе через проводной канал при всех возможных размерах пакета данных. С увеличением размера пакета увеличивается лишь время достижения синхронизации.

При передаче пакетов по каналу, в котором помимо рассматриваемого присутствуют фоновые потоки, качество выходного сигнала соответствует требованиям стандарта для входа вторичных сетей SSU-II G812 при размере пакетов *фонового* потока до 500 байт (рассматривался случай предельной интенсивности фонового потока, когда он полностью занимал оставшуюся часть полосы пропускания канала).

Передача потока E1 по радиоканалам 802.11b/g возможна лишь при размере пакета свыше 240 – 576 байт в зависимости от радиоканала. Качество восстановленного потока при этом соответствует требованиям стандарта G811 на любых каналах и, на ряде каналов, требованиям стандарта G812 для входа вторичных сетей.

Проведенные исследования позволяют сформулировать рекомендации по использованию системы передачи потоков E1 по сетям с коммутацией пакетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Г. Бакланов Технологии измерений первичной сети. Часть 2: Системы синхронизации, В-ISDN, АТМ. – М.:Эко-трендз, 2002.
2. Передача сигналов синхронизации аппаратурой PDH [Электронный ресурс] / Карпенко Л.В., 2005 – Электрон. дан. – М.: Научно-технический центр Натекс. – Режим доступа: <http://nateks.ru/pub/index.php?lpub=72&link=pub>, свободный. — Загл. с экрана.

ИЗМЕРИТЕЛЬ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛОВ С ПИКОСЕКУНДНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ НА БАЗЕ МИКРОСХЕМЫ TDC-GPX

У. Юсупалиев¹, Н.В. Радомский¹, С.А. Шутеев¹, В.А. Коковин²,
П.У. Юсупалиев¹, В.Г. Еленский¹

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова

² Институт физики высоких энергий

В последнее время возникло новое направление в технике и технологии получения изображения объектов – система получения трехмерного изображения объектов с реальными координатами в реальном времени [1]. Макетный образец такой системы позволил получить изображение объектов через мутные среды. На основе такой системы можно создать интеллектуальное зрение (адаптивное зрение с обратной связью) для искусственного интеллекта, что является не только технологической, но и научной проблемой. Работа одного из основных блоков такой системы основана на измерении временных интервалов с пикосекундным разрешением. Поэтому целью данной работы является разработка метода измерения временных интервалов с пикосекундным разрешением и его реализация.

Выбор метода измерения временных интервалов (ВИ) определяется [2]

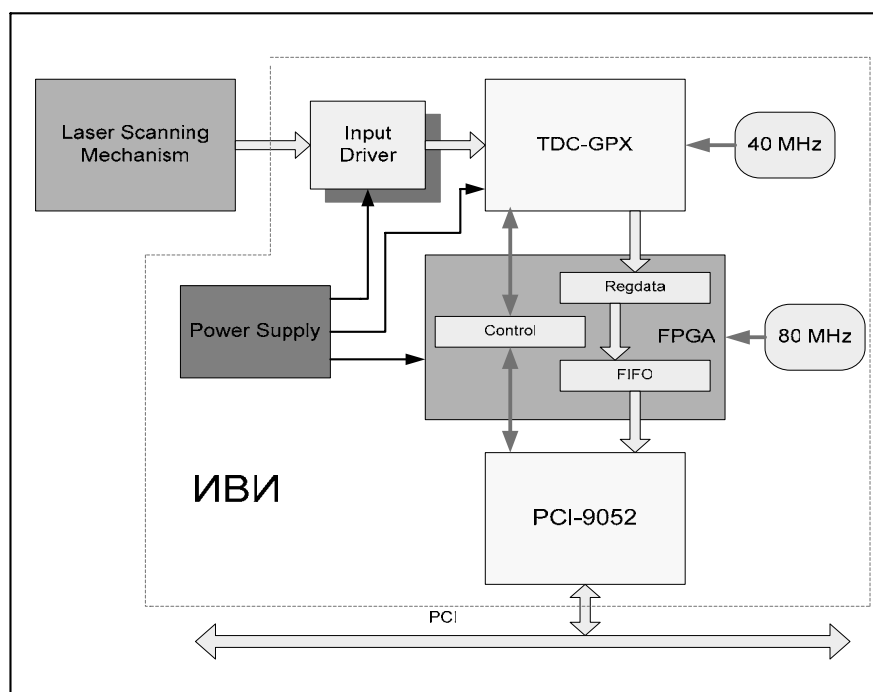
- диапазоном измерений,
- разрешающей способностью,
- минимальным временным интервалом, необходимым для обработки информации перед последующим измерением,
- минимальной/максимальной шириной стартового и стопового импульсов.

Исходя из этих требований и на основе анализа работ [3-5] был адаптирован для поставленной задачи метод промежуточных преобразований, который реализован в модуле измерителя ВИ. Этот модуль спроектирован в виде одноплатной конструкции, имеющей интерфейс стандарта PCI. На рисунке приведена функциональная схема, на которой представлены основные узлы модуля.

Формирование последовательности световых импульсов обеспечивается модулем LSM (Laser Scanning Mechanism). Его задачей является формирование периодической последовательности световых импульсов, детектирование отраженного от объекта света и подготовка старт-стопных импульсов для запуска измерителя ВИ. Узел ID (Input Driver) согласует уровни входных сигналов измерителя с выходными уровнями LSM

Основным узлом измерителя ВИ является микросхема TDC GPX, которая представляет собой восьмиканальный измеритель ВИ. Она имеет

четыре режима работы, что позволяет использовать ее для широкого спектра приложений. В частности, TDC-GPX, работая в М-режиме с $LSB = 10$ пс, позволяет вычислить координату объекта с точностью ± 1 мм на дистанции 1500 м. В модуле используется два дифференциальных канала (LVPECL) и четыре низковольтных канала (LVTTL). Каждая из групп каналов имеет собственный стартовый вход. В модуле измерителя ВИ рабочими являются LVPECL-каналы, поскольку только они обеспечивают наилучшее разрешение. Остальные каналы используются для технологических целей.



Функциональная схема измерителя временных интервалов.

Алгоритм работы модуля измерителя ВИ предполагает накопление измеренных координат. Для накопления данных и управления логикой работы TDC-GPX используется ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема) EP1K100TC240-1. На функциональной схеме она обозначена как FPGA. Эта микросхема в своем составе имеет набор управляющих регистров Control, регистр данных Regdata и память FIFO.

Для связи с компьютером в модуле применена стандартная микросхема PCI9052 (драйвер интерфейса PCI). Задание режимов работы микросхемы осуществляется с помощью конфигурационной памяти (EEPROM).

В результате был создан модуль измерения ВИ со следующими основными характеристиками:

- диапазон измерений – от 0 до 10 мкс;
- разрешающая способность – 10 пс при минимальном времени между

- двумя стоповыми сигналами 70 пс;
- минимальный временной интервал, необходимый для обработки информации перед последующим измерением – 5,2 нс.
- срабатывание по фронту или спаду;
- 40 МГц поступление событий на канал;
- 80 МГц поступление событий на чип;
- два дифференциальных LVPECL входа, упрощающих сопряжение с формирователями импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. У. Юсупалиев, А.Н. Стрепетов, С.А. Шутеев, П.У. Юсупалиев // Прикладная физика, 2006. № 6. С. 123.
2. J. Kalisz // Metrologia. 2004. V. 41. P. 17.
3. R. Szplet, J. Kalisz, R. Szymanowski // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2000. V49. P. 879.
4. M. Mota, J. Christiansen // IEEE Journal of Solid State Circuits. 1999. V. 34. №10. P. 1360.
5. A. Mantyniemi, T. Rahkonen, J. Kostamovaara // Proc. IEEE Int. Symp. Circuits and Systems. 2002. V. 1. P. 513.

СИСТЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ С ТРЕХМЕРНЫМИ КООРДИНАТАМИ

У. Юсупалиев, С.А. Шутеев, П.У. Юсупалиев
МГУ им. М.В. Ломоносова

Основной задачей систем получения изображений (видеосистем, электронно-оптических преобразователей и др.) является выделение полезной информации на фоне (естественного и искусственного) шума. Эта задача решается путем накопления полезного сигнала и уменьшения уровня шума – фоновой помехи. Для повышения эффективности систем получения изображений (СПИ) необходимо снижать уровень шума в процессе регистрации изображения. Такая задача с практической точки зрения особенно актуальна для СПИ в мутных средах (тумане, под водой). Снижение уровня фона существующими СПИ осуществляется путем спектральной, поляризационной и пространственной фильтрации излучения, испускаемое или рассеянное исследуемыми объектами. Для реализации пространственной фильтрации излучения используются различные растры анализатора изображения, мозаичные приемники, диафрагмы различного назначения и другие устройства. Спектральная и пространственная фильтрации излучения становятся малоэффективными при яркости объекта, близкой к яркости фона. Помимо фильтрации излучения для уменьшения шума на аппаратном уровне используется еще так называемый компенсационный способ, суть которого состоит в отделении полезного сигнала от фонового шума из общего сигнала. Недостатком компенсационного метода является снижение чувствительности системы в целом.

Кроме указанных методов снижения уровня фона, используется также метод стробирования по времени электронно-оптических преобразователей (ЭОП) при активной подсветке. Минимальная длительность, достигнутая при стробировании ЭОП, составляет примерно 100 нс, однако возрастающий при этом уровень собственных шумов системы значительно снижает общую эффективность этого метода стробирования.

Таким образом, опыт эксплуатации систем получения изображений показывает, что существующие методы снижения уровня фона недостаточно эффективны при отношении сигнал/шум порядка единицы. В связи с этим предлагается новый метод существенного снижения уровня фона.

В работе [1] сделан вывод о том, что уровень фона в СПИ можно существенно снизить путем уменьшения длительности ее «кадров» τ_k . Это связано с количеством регистрируемых СПИ фоновых фотонов, которое пропорционально кубу τ_k . Уменьшение длительности «кадра» СПИ в пределе должно приближаться к регистрации момента поступления отдельного фотона (либо группы фотонов). Другими словами, у такой СПИ должно появляться совершенно новое свойство: возможность **одновременного** измерения двух координат фотона(ов) (плоское изображение) и **момента его(их) поступления**. Анализ показал, что такое измерение можно провести с

помощью фотоприемного устройства (ФПУ) с кодированным коллектором, работающего в однофотонном режиме. С технологической точки зрения среди таких ФПУ наиболее простым является ФПУ с квадрантным коллектором [2], предназначенное для измерения двух координат фотона. Последующие исследования показали, что такое ФПУ имеет следующие недостатки: низкая позиционная разрешающая способность, низкая предельная скорость счета импульсов, повышенные требования к характеристикам компонент детектора (блока усиления, анода и цифровых измерительных блоков и др.). Среди них основным недостатком является низкая позиционная разрешающая способность, устранение которой влечет за собой устранение других недостатков.

Для решения поставленной задачи был разработан время-позиционно-чувствительный детектор (ВПЧД) излучения [3].

Вкратце, ВПЧД работает следующим образом. Поток входного излучения ослабляется до приемлемого для нормальной работы детектора уровня с помощью электронно-управляемого ослабителя и падает на фотокатод. Фотокатод преобразует оптический сигнал в электрический сигнал, и электронная линза формирует на входной поверхности позиционно-чувствительных усилителей (ПЧУ), выполненных в виде МКП, электронное изображение входного потока квантов. Усиленный МКП электрический сигнал представляет собой электронную лавину, диаметр которой увеличивается до требуемой величины с помощью электрического поля между МКП и анодным блоком (квадрантный анод вместе с дополнительным), на который она попадает. С анодного блока снимаются заряды, которые используются вычислительной системой для получения угловых координат.

ВПЧД совместно с системой активной подсветки (синхронизированный с ВПЧД лазерный источник) позволяет регистрировать координаты X , Y и Z точек поверхности наблюдаемого объекта с высокой точностью (до 1,5 мм по координате Z). Система ВПЧД – лазер способна получать послойное изображение, что значительно увеличивает дальность видения через мутные среды по сравнению с существующими системами.

ЛИТЕРАТУРА

1. У. Юсупалиев, С.А. Шутеев // Прикладная физика. 2003. № 3. С. 96.
2. R.F. Lampton // Rev. Sci. Instrum. 1976. V.47. №11. P. 1360.
3. У. Юсупалиев, А.Н. Стрепетов, С.А. Шутеев Патент РФ № 2217708 от 27.11. 2003 г.