Национальный исследовательский

Томский государственный университет

Радиофизический факультет

10-я Международная научно-практическая конференция

Актуальные проблемы радиофизики

АПР-2023

Сборник трудов конференции

при поддержке:

26-29 сентября 2023 года

г. Томск

УДК 537.86; 621.38.01:53; 621.396.67; 621.372.8;
621.3.029.6; 621.396.91/.96; 535.14;
535.33:621.373.8 А 43
А 43

А 43 **Актуальные проблемы радиофизики**:
X Международная научно-практическая конференция, г. Томск, 26-29 сентября 2023 г. Сборник трудов. – Томск: Издательский дом ТГУ, 2023. – 373 с.

В сборнике представлены доклады участников X Международной научно-практической конференции "Актуальные проблемы радиофизики 2023", проходившей в Томском государственном университете 26-29 сентября 2023 г. на базе радиофизического факультета. Доклады отобраны Программным комитетом конференции.

Сборник представляет интерес для специалистов в области радиофизики, радиоэлектроники, оптики, твердотельной электроники и электромагнитной совместимости.

**УДК 537.86; 621.38.01:53; 621.396.67; 621.372.8;
621.3.029.6; 621.396.91/.96; 535.14;
535.33:621.373.8**

© Томский государственный университет, 2023

Организаторы конференции:

- Национальный исследовательский Томский государственный университет
- Радиофизический факультет ТГУ
- ООО «Радиовидение»

Конференция проводится при поддержке:

- Эндаумент фонд ТГУ
- ООО «Сибаналитприбор»
- ООО «УМИУМ»

Основные научные направления конференции включают:

- Физика взаимодействия радиоволн с неоднородными средами и объектами.
- Радиотомография и сверхширокополосное зондирование.
- Метаматериалы, магнитные материалы и нанотехнологии в радиофизике и электронике.
- Наноэлектромагнетизм.
- Методы и средства измерения электромагнитных характеристик материалов в гигагерцовом и терагерцовом диапазонах.
- Материалы и приборы микро-, опто- и наноэлектроники.
- Полупроводниковые детекторы и сенсоры.
- Лазерные и оптико-электронные системы в исследовании материалов и сред.
- Компьютерная оптика, цифровая голография, обработка изображений.
- Квантовая электроника, фотоника и нелинейная оптика.
- Материалы и приборы нанофотоники и наноплазмоники.
- Нелинейная динамика, синергетика и фрактальная геометрия в радиофизике и оптике.
- Информационные технологии в исследовании сложных структур.
- Физика магнитосферы, ионосферы, верхней атмосферы Земли.
- Солнечно-земная физика и физическая экология.
- Современные технологии преподавания радиофизических и радиотехнических дисциплин.

Программный комитет

Председатель:

Демин В.В. – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)

Члены комитета:

Блаунштейн Н.Ш. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Беэр-Шева, Израиль)**.**
Максименко С.В. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Минск, Беларусь).
Барышников Н.В. – профессор, д-р техн. наук (Москва, Россия).
Беляев Б.А. – профессор, д-р техн. наук (Красноярск, Россия).
Войцеховский А.В. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Дунаевский Г.Е. – профессор, д-р техн. наук (Томск, Россия).
Ивонин И.В. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Кистенёв Ю.В. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Колесник С.А – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Кошелев В.И. – профессор, д-р. физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Крутиков В.А. – д-р физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Никифоров А.И. – д-р физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия).
Лукин В.П. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Прудаев И.А. – канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Пчеляков О.П. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия).
Самохвалов И.В. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Средин В.Г. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Москва, Россия).
Тарасенко В.Ф. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Тихомиров А.А. – профессор, д-р техн. наук (Томск, Россия).
Толбанов О.П. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Филимонов С.Н. –кандидат физ.-мат. наук (Томск, Россия).
Щукин Г.Г. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Санкт-Петербург, Россия).

Организационный комитет

Председатель:
Коротаев А.Г. – декан РФФ, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)

Сопредседатель:
Юрченко А.В. – профессор, доктор техн. наук (Томск, Россия)

Заместитель председателя:
Шипилов С.Э. – профессор, доктор физ.-мат. наук (Томск, Россия)

Ученый секретарь:
Росляков С.Н. – мл. научн. сотр, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)

Члены комитета:
Беличенко В.П. – профессор, д-р физ.-мат. наук;
Коханенко А.П. – профессор, д-р физ.-мат. наук
Кочеткова Т.Д. – доцент, канд. физ.-мат. наук
Сатаров Р.Н. – научн. сотр, канд. физ.-мат. наук
Клоков А.В. – доцент, канд. физ.-мат. наук
Бадьин А.В. – доцент, канд. физ.-мат. наук
Брюханова В.В. – доцент, канд. физ.-мат. наук
Харапудченко О.В. – доцент, канд.пед.наук.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ФИЗИКА РАДИОВОЛН: ИЗЛУЧЕНИЕ, ПРИЕМ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ 16

Влияние диэлектрического контейнера на характеристики излучения СШП антенны 17
Андреев Ю. А., Плиско В. В.

Расчет радарного сигнала отраженного от кристаллического аэрозоля методом дискретных диполей 20
Сальников К. С., Коношонкин А. В., Шишко В. А., Кустова Н. В.

Векторная структура поля при распространении электромагнитных волн в нелинейных средах 22
Бардашов Д. С, Лосев Д. В., Быков А. Г.

Оценка среднего значения SAR у крыс при длительном облучении 5G NR 31
Махманазаров Р. М., Цепляев И. С.

Сравнительный анализ частотных характеристик антенного согласующего устройства в виде Г-цепи и в виде набора широкополосных трансформаторов сопротивления с компенсатором реактивности антенны 35
Агарков Н. Е.

Управляемое осаждение частиц на плоскость с помощью вихревого ультразвукового поля 40
Емельянов Ф. С., Кузовова А. Е., Росляков С. Н., Суханов Д. Я.

Особенности диэлектрических спектров почвенных образцов, отличающихся гранулометрическим составом и содержанием органической компоненты 41
Варнаков С. А., Ященко А. С., Кривальцевич С. В., Никифорова А. О.

Особенности временного хода радиояркостной температуры промерзающей почвы территории юга Западной Сибири 44
Ященко А. С.

Моделирование входного импеданса проволочной антенны с учетом элементов трансформации 46
Бучельников А. В., Агарков Н. Е., Майненгер К. А.

Разработка имитаторов биологических сред головного мозга 50
Васин В., Еремеев А. И., Горст А. В., Шипилов С. Э., Журавлев В. А., Мещеряков В. А.

Фокусировка излучения антенной решётки по заданным амплитудно-фазовым распределениям 53
Димов М. А., Шипилов С. Э.

Рассеяние электромагнитной волны структурами, состоящими из нескольких тонких идеально проводящих и диэлектрических цилиндров с конечными длинами 57
Балашова О. М., Дмитренко А. Г.

Рациональный подход к задаче проектирования плоских сверхширокополосных антенн 64
Дымов Г. А., Беличенко В. П., Балзовский Е. В.

Алгоритм наименьших квадратов для оценки канала в ультразвуковой связи MIMO 68
Исса М., Суханов Д. Я.

Электродинамический расчёт устройства для измерения спектров диэлектрической проницаемости почв в широкой полосе частот на основе симметричной полосковой линии 69
Костычов Ю. А., Бобров П. П.

О возможности повышения достоверности определения значения постоянной распространения волны вдоль проводника стелющихся антенн ДКМВ диапазона 72
Костычов Ю. А., Ященко А. С., Кривальцевич С. В.

О возможности измерения содержания глины и гумуса в почвах методом широкополосной диэлектрической спектроскопии 75
Крошка Е. С., Бобров П. П., Беляева Т. А.

Диффузионное легирование, как способ повышения порога оптического пробоя монокристалла дифосфида цинка-германия 78
А. Лысенко, Н. Юдин, М. Зиновьев, В. Кузнецов, Е. Слюнько, В. Воеводин, А. Кальсин, Л. Шаймерденова, Х. Баалбаки, В. Калыгина

Разработка схемы программируемого генератора СШП биполярных импульсов напряжения изменяемой формы 80
Лысых П. М., Балзовский Е. В.

Экспериментальные исследования использования приземных антенн КВ диапазона для радиосвязи 83
Майненгер К. А.

Фокусировка многоэлементных источников ультразвуковых волн с учётом неоднородностей среды 88
Медведева Е. М., Суханов Д. Я.

Оценка точности моделирования характеристик ионосферных радиоканалов при прогнозировании условий работы коротковолновых радиосетей 90
Сысоев Д.В., Анишин М.М., Зачатейский Д.Е.

Исследование взаимодействия сигналов навигационных спутников со слоистыми лесными и снежно-ледовыми средами 94
Реушев М. Ю., Подопригора В. Г., Макаров Д. С., Харламов Д. В., Васильев Е. Н.

Электромагнитный импульс и волновые параметры биизотропных метаматериалов 96
Фисанов В. В.

О функциях Грина для изотропных метаматериалов 99
Фисанов В. В.

Управляемое интерференционное туннелирование электромагнитного излучения через однородный фотонный барьер 103
Чигиринский А. Ю., Беличенко В. П., Мироньчев А. С., Запасной А. С., Горст А. В.

Применение технологии дистанционного зондирования Земли совместно с системой наземного мониторинга почвенно-климатических параметров в сельском хозяйстве 109

Южаков М. С., Бадьин А. В., Спешилов И. В., Минин И. Н., Фильченко Д. И.

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЧ, КВЧ И ГВЧ 114

Исследование малых рассеивателей резонаторным методом в субтерагерцовом диапазоне частот 115
Шаншо А., Дорофеев И. О., Дунаевский Г. Е., Емельянов Е. В.

Метод восстановления объектных изображений непрерывной волновой терагерцовой голографии для задач дефектоскопии композитов 117
Перевалов А. В,, Бердюгин А. И., Бадьин А. В., Дорожкин К. В., Минин И. Н., Черкашин М. А.

Моделирование и создание прототипов СВЧ-полосковых устройств по аддитивной технологии 120
Присекин Р. В., Доценко О. А.

Полосковый элемент антенной решетки на основе импедансной структуры 123
Геворкян А. В.

Полимерные электропроводящие материалы для применения в технологии 3D печати изделий СВЧ и КВЧ техники 125
Бадьин А. В., Дорожкин К. В., Кулешов Г. Е., Вагнер Д. В., Дорофеев И. О., Матыскин К. Е., Денисенко А. В., Пидотова Д. А., Фролова Д. А., Трофимов Е. А.

Многолучевые антенные системы низкоорбитальных космических аппаратов 126
Гафаров Е. Р., Ерохин А. А., Александрин А. М., Стригова Е. А., Поленга С. В., Рязанцев Р. О., Морозов Н. В,

Влияние дифракционного отражателя на эффективность генерации мощного терагерцового черенковского излучения 130
Кошелев В. И., Дейчули М. П., Петкун А. А., Чазов В. А.

Измерение диэлектрической проницаемости NiZn ферритовых колец 131
Припутнев П, В., Климов А. И., Собянин Р. К.

Влияние типа отклика на точность суррогатной модели катушки индуктивности 135
Степанов В. И., Сальников А. С., Метель А. А.

Электромагнитные характеристики пористых структур на основе токопроводящего пластика в КВЧ диапазоне 138
Трофимов Е. А., Кулешов Г. Е., Дорожкин К. В., Бадьин А. В.

Широкополосные источники хаотических колебаний на связанных автогенераторах (модельный эксперимент) 140
Костерова В. С., Новиков С. С.

Корреляционные характеристики динамического хаоса в системе связанных автогенераторов при разрушении когерентности 145
Мазенин Н. И., Новиков С. С., Костерова В. С.

Характеристики коаксиальных переходов с диэлектрическими СВЧ-опорами из материала «Римамид» 149
Хорошилов Е. В., Малютин Н. Д.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА 152

Бесконтактный энкодер на основе эффекта Доплера 153
Карлова Г. Ф., Авдоченко Б. И., Егунов М. С., Белозерова Е. А.

Методы измерения подвижности носителей заряда в структурах на основе высокоомного арсенида галлия с глубокими центрами 154
Щербаков И. Д., Зарубин А. Н., Скакунов М. С., Толбанов О. П., Трофимов М. С., Тяжев А. В., Шаймерденова Л. К., Шемерянкина А. В.

Стимулирование оптических и фотоэлектрических свойств кремниевых p-n-структур наночастицами металлов 156
Алиев Р. У., Гуломов Ж. Ж. угли, Бозаров О. О.

Влияние частоты и температуры на импульсную оптическую мощность лазерной микросборки на основе лавинного S-диода 159
Копьев В. В., Прудаев И. А., Олейник В. Л., Скакунов М., С.

Фотопроводимость эпитаксиальных слоев GaMnAs содержащих кластеры MnAs 161
Парчинский П. Б., Газизулина А. С., Насиров А. А.

S-диоды для накачки полупроводниковых лазерных диодов 163
Олейник В. Л., Прудаев И. А., Копьев В. В., Петрова Ю. С., Курасова А. С., Гущин С. М.

Специализированная интегральная схема для регистрации сигналов с координатного детектора рентгеновского излучения 165
Глушак А. А., Аульченко В. М., Жуланов В. В., Шехтман Л. И.

Собственные волны металлизированной полупроводниково-диэлектрической структуры .. 166
Левицкий А. А., Кравцов М. С.

Моделирование эффективности сбора заряда и фоточувствительности карбид кремниевых и сапфировых сенсоров рентгеновского излучения 171
Чаштанов К. А., Зарубин А. Н., Толбанов О. П., Шемерянкина А. В., Щербаков И. Д., Винник А. Е., Шаймерденова Л. К., Скакунов М. С., Толбанов О. П., Тяжев А. В., Жидиков А. В.

Исследование крупномасштабных неоднородностей в n-GaAs и их влияние на однородность и характеристики HR GaAs:Cr сенсоров ионизирующего излучения 173
Шаймерденова Л. К., Новиков В. А., Тяжев А. В., Толбанов О. П., Шемерянкина А. В.

Исследование фоточувствительности к рентгеновскому излучению сенсоров на основе карбида кремния и монокристаллического сапфира 175
Жидиков А. В., Зарубин А. Н., Толбанов О. П., Шемерянкина А. В., Щербаков И. Д., Винник А. Е. , Шаймерденова Л. К., Скакунов М. С., Толбанов О. П., Тяжев А. В., Чаштанов К. Г.

Сенсоры водорода для аппаратов ВДТ на основе ПМО 177
Корчемагин А. О., Яковлев Н. Н.

Спектральные детекторы рентгеновского излучения для неразрушающего контроля объектов из полимерных композитных материалов 180
Космачев П. В., Зарубин А. Н., Новиков В. А., Шемерянкина А. В., Щербаков И. Д., Винник А. Е., Шаймерденова Л. К., Скакунов М. С., Хорохорин В. С., Толбанов О. П., Тяжев А. В., Степанов Д. Ю.

Физические основы работы лавинного S-диода 181
Прудаев И. А., Копьев В. В., Олейник В. Л., Петрова Ю. С.

Аппаратная реализация системы управления и сбора данных для счетных детекторов рентгеновского излучения 182
Стрельников С. Е., Голубев М. С., Косухин К. М., Тяжев А. В., Щербаков И. Д., Толбанов О. П.

Исследование прототипа специализированной интегральной микросхемы для считывания сигналов многоканальных сенсоров рентгеновского излучения 185
Тяжев А. В., Зарубин А. Н., Толбанов О. П., Шемерянкина А. В., Щербаков И. Д., Винник А. Е., Шаймерденова Л. К., Скакунов М. С., Стрельников С. Е., Аткин Э. В., Азаров Д. А., Норманов Д. Д., Серазетдинов А. Р.

Влияние типа подложки на фотоэлектрические характеристики структур Ga2O3/GaAs 187
Цымбалов А. В., Калыгина В. М., Киселева О. С., Алмаев А. В., Копьев В. В.

Влияние пространственной неоднородности проводимости генерирующих структур Ганна на широкополосность генерируемых сигналов. 189
Юрченко В. И.

Исследование технологии изготовления перспективных ТГц устройств на основе магнитных жидкостей 191
Юрченко В. И., Зятьков Д. О., Светличный В. А., Черепанов В. Н.

Сенсоры магнитного поля для оптоволоконных систем на основе магнитных частиц 192
Юрченко В. И., Юрченко А. В., Зятьков Д. О.

Современный взгляд на неинвазивный непрерывный многоточечный волновой метод монитора глюкозы 193
Юрченко В. И., Беличенко В. П.

Характеристики антенн терагерцового диапазона частот при маштабирование геометрических размеров 195
Юрченко В. И., Трубачев А. А.

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ: РАЗРАБОТКА, СОЗДАНИЕ, ПРИМЕНЕНИЕ 196

Анализ фотоэлектрических свойств различных конструкций кремниевых p-n-структур путем разработки единого многоцелевого алгоритма 197
Абдувохидов М. К., Алиев Р. У., Хонбутаева Д. А.

Обнаружение в облаках верхнего яруса матричным поляризационным лидаром локальных областей горизонтально ориентированных ледяных частиц и исследование их характеристик 201
Самохвалов И.В., Брюханова В.В., Брюханов И.Д., Дорошкевич А.А., Животенюк И.В., Волков С.Н., Кириллов Н.С., Ни Е.В., Стыкон А.П., Локтюшин О.Ю.

Флуоресценция водного аэрозоля родамин 6ж возбужденного наносекундными лазерными импульсами 204
Рямбов Р. В., Землянов А. А., Донченко В. А., Землянов А. А., Кочетов Д. И.

Экспериментальное исследование спектральных функций флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в мелкодисперсных снегопадах 207
Вострецов Н. А.

Классификация облачных структур на изображениях с применением алгоритмов глубокого обучения 214
Гальцев И. И., Елизаров А. И.

Оценки яркости натриевой лазерной опорной звезды при формировании поляризованным излучением 219
Ермаков С. А., Больбасова Л. А., Лукин В. П.

Определение влияния магнитореологической полировки рабочих поверхностей монокристалл $ZnGeP_2$ на изменение порога оптического пробоя 222
Кальсин А. Ю., Юдин Н. Н., Зиновьев М. М., Подзывалов С. Н., Слюнько Е. С., Худолейн А. Л., Городкин Г. Р., Кумейша П. Н.

Применение метода Виолы-Джонса для обучения сверточной нейронной сети на выделение *Daphia Magna* из результатов цифрового голографического эксперимента по регистрации планктонного биоценоза 223
Курков М. М.

Программное обеспечение для совместной обработки данных поляризационного лидара и спутникового радиометра MODIS 226
Локтюшин О. Ю., Брюханов И. Д., Пустовалов К. Н.

Исследование влияния амплитудных флуктуаций на фазовые измерения 229
Казаков Д. В., Лукин В. П.

Отработка алгоритмов коррекции волнового фронта при работе по сигналу отраженному от диффузного объекта 234
Лукин В. П., Борзилов А. Г., Коняев П. А.

Дистанционное возбуждение флуоресценции PO-фрагментов органофосфатов 238
Мурашко С. Н., Бобровников С. М., Горлов Е. В., Жарков В. И., Сафьянов А. Д.

Оптика голографического визуализатора фитопланктона 241
Пфайф А. А.

Просветляющие оптические покрытия нелинейных кристаллов ZnGeP2 245
Слюнько Е. С., Юдин Н. Н., Зиновьев М. М., Кузнецов В. С., Подзывалов С. Н., Власов Д. В., Лысенко А. Б., Кальсин А. Ю.

Автоматизация измерений при активном поляризационном фотографировании кожи человека 247
Стыкон А. П.

Разработка электростатического энергоанализатора для анализа потоков заряженных частиц в межпланетном пространстве 250
Камбарова Ж. Т., Саулебеков А. О.

Распределение когерентности частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка 253
Лукин И. П.

Методы обработки изображений для улучшения детализации и четкости 257
Шалеев А. В., Елизаров А. И.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ФОТОНИКА 262

Фотовозбуждаемый органический лазерный сенсор 263
Бердыбаева Ш. Т., Тельминов Е. Н., Солодова Т. А.

Исследование электрических и оптических параметров алмазных образцов 264
Васильева Л. А., Бородулин З. И., Липатов Е. И., Гермогенов В. П.

Темновые токи nB(SL)n – структур на основе HgCdTe в широком диапазоне смещений 267
Войцеховский А. В., Дзядух С. М., Горн Д. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Якушев М. В., Сидоров Г. Ю.

Электрофизические свойства MI - nB(SL)n – структуры на основе HgCdTe в широком температурном диапазоне 270
Дзядух С. М., Войцеховский А. В., Горн Д. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Якушев М. В., Сидоров Г. Ю.

Зависимости коэффициента умножения и полосы пропускания лавинного фотодиода на основе Ge/Si от степени легирования и толщины слоя умножения 272
Диб Х., Хомякова К. И., Коханенко А. П.

Исследование дифракции света на мультиплексированных двухслойных голографических дифракционных структурах в фотополимеризующихся композициях 275
Долгирев В. О., Шарангович С. Н., Растрыгин Д. С.

Research of light diffraction on multiplexed two-layer holographic diffraction structures in photopolymerizing compositions 279
Dolgirev V. O., Sharangovich S. N., Rastrygin D. S.

Равновесная концентрация изломов на S_B ступенях поверхности Si(100) 280
Есин М. Ю., Тийс С. А., Никифоров А. И,

Фотопроводящие дипольные антенны терагерцового диапазона на основе высокоомных арсенид галлиевых структур 282
Кобцев Д. А.

Реконструкция поверхности Ge 2xN на Si(100) в широком температурном диапазоне 284

Кукенов О. И., Соколов А. С., Коханенко А. П.

ОДМР: основной метод измерений в работе квантовых сенсоров и кубитов на центрах окраски в алмазе 286
Липатов Е. И., Шулепов М. А., Рябцев И. И., Подлесный С. Н., Карташов И. А.

Синтетический алмаз в электронике, фотонике и квантовых технологиях 287
Липатов Е. И.

Гетероструктуры на основе соединений GeSiSn 288
Никифоров А. И., Тимофеев В. А., Машанов В. И., Скворцов И. В.

Температурное тушение катодолюминесценции синтетических алмазных образцов с различным примесно-дефектным составом 289
Переседова Д. А., Рипенко В. С., Бураченко А. Г., Крылов А. А., Липатов Е. И.

Перенормировка зонной структуры беспримесного алмаза при возбуждении ультрафиолетовым излучением на 222 нм 290
Попова А. С., Липатов Е. И.

Влияние термического отжига и водородной плазмы на оптические свойства множественных квантовых ям GeSiSn/Ge/Si 292
Скворцов И. В., Тимофеев В. А., Машанов В. И., Петрушков М. О., Никифоров А. И., Коляда Д. В., Фирсов Д. Д., Комков О. С.

Анализ дифракционных картин при эпитаксиальном росте Si на Si(001) в направлениях пучка электронов [110] и [100] 293
Соколов А. С., Кукенов О. И., Дирко В. В., Лозовой К. А., Коханенко А. П.

К вопросу о дефектообразовании под действием мягкого рентгеновского излучения в структурах на основе антимонида индия 295
Средин В. Г., Войцеховский А. В., Степаненко А. А., Мелехов А. П., Рамакоти Р. Ш., Юрчак В. А., Дзядух С. М., Андрейчиков К. С.

Влияние внеполевой помехи на оптоэлектронные системы на основе матричных полупроводниковых приемников излучения 297
Средин В. Г., Конради Д. С., Сахаров М. В.

Стримеры плазменных диффузных струй и красных спрайтов 299
Тарасенко В. Ф., Виноградов Н. П., Бакшт Е. Х.

Усиление фотоотклика множественных квантовых ям GeSiSn/Si, сопряженных с плазмонными и фотонно-кристаллическими структурами 300
Тимофеев В. А., Скворцов И. В., Машанов В. И., Блошкин А. А., Никифоров А. И., Коляда Д. В., Фирсов Д. Д., Комков О. С.

Ge/Si avalanche photodiodes dark current 301
Khomyakova K. I., Douhan R. M.H, Deeb H., Kokhanenko A. P., Lozovoy K. A.

О роли адсорбированных димеров кремния в кинетике движения атомных ступеней на поверхности Si(100) 302
Эрвье Ю. Ю.

Расчёт средней скорости распределения ключа по протоколу BB84 между беспилотными авиационными системами 305
Якименко Ф. А., Каширский Д. Е.

СОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СРЕДСТВА И ТЕХНОЛОГИИ 307

Онтология адресных волоконных брэгговских структур как новых датчиков радиофотонных многосенсорных сетей 308
Аглиуллин Т. А., Морозов О. Г., Сахабутдинов А. Ж., Нуреев И. И., Мисбахов Р. Ш., Мисбахов Р. Ш., Кузнецов А. А., Артемьев В. И.

Система контроля дефектности полупроводниковых пластин и структур 310
Винник А. Е., Тяжев А. В., Толбанов О. П., Шаймерденова Л. К., Скакунов М. С.

Регулируемый источник напряжения на LM317 с возможностью удаленного доступа 311
Духанов А. С.

Программно-аппаратный комплекс Agilent E4285A-LabVIEW для измерения магнитной проницаемости материалов с возможностью удаленного доступа 313
Жуков А. А., Журавлев В. А., Атамасов В., В., Маленко Г. И.

Методы и средства повышения разрешающей способности РЛС 316
Иванов А. А., Степура А. В., Мальцев А. В., Морозов О. Г., Денисенко П. Е.

Разработка инерциальной системы позиционирования для реабилитации 318
Кузовова А. Е., Росляков С. Н., Жданов Д. С.

Комплекс контроля устойчивости бортов карьера с использованием волоконно-оптического датчика 319
Мади П. Ш., Алькина А. Д., Мехтиев А. Д., Юрченко А. В.

Мониторинг почвенно-климатических параметров в сельском хозяйстве с использованием автономной системы 320
Минин И. Н., Бадьин А. В., Ситников С. А., Перевалов А. В., Южаков М. С.

Сличение шкал времени NTP-серверов РГП «КазСтандарт» и ФГУП «ВНИИФТРИ» 323
Смагулов С. Б., Мишагин К. Г., Семёнов С. А., Каган С. Н., Болсынов М. Ы., Жумагали А. К.

Одноосевой ультразвуковой анемометр-термометр на базе Arduino Nano 328
Шерстобитов А. М.

Разработка программно-аппаратного комплекса для исследования оптического метода экспресс – диагностики гематом мозга 331
Юрченко Е. А.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ ПОДГОТОВКИ СПЕЦИАЛИСТОВ В ОБЛАСТИ РАДИОФИЗИКИ, РАДИОТЕХНИКИ И ОПТИКИ 333

Изучение пассивных маяков для навигации быстро двигающихся судов 334
Белова Д. Д., Комарова О. С., Лентовский В. В., Федоров Д. Л.

Изучение теплопеленгаторов в техническом вузе с учетом ретроспективы 337
Белова Д. Д., Комарова О. С., Лентовский В. В., Федоров Д. Л.

Программно-аппаратный комплекс LabVIEW-NI ELVIS III для измерения передаточных и выходных вольтамперных характеристик n-канальных МОП-транзисторов 340
Седов Н. С.

Разработка банка тестовых вопросов по работе с измерительными приборами комплекта NI ELVIS II+ 343
Черкашин М. А., Черкашина А. А., Духанов А. С.

Возможности «метода микрокейсов» в преподавании естественно-научных дисциплин 345
Вячистая Ю. В.

Использование системы Moodle для организации междисциплинарных проектов по робототехнике и программированию в LabView 347
Жуков А. А., Доценко О. А., Вагнер Д. В.

Опыт организации текущего контроля в теоретической части курса 350
Кочеткова Т. Д., Доценко О. А.

Сохранение научного и инженерного наследия Ярковского в ТГУ 354
Горст И. В., Мещеряков В. А., Дунаевский Г. Е.

К возможности построения инженерного образования в классическом университете 357
Павлова А. А., Вячистая Ю. В., Доценко О. А., Кочеткова Т. Д.,

Преимущества локально-временного описания и ограниченность спектрального подхода для изучения и понимания радиофизических процессов 360
Саввин А. Д.

Неустойчивости колебательных процессов в нелинейном резонансном контуре 361
Муромцев С., А., Новиков С. С.

Мобильные технологии для диагностики глазных болезней 367
Булембаев Т. Д., Юрченко А. В.

Оптический метод измерения концентрации глюкозы в биологических жидкостях 369
Жексенбаев Е. К., Юрченко А. В.

Мониторинг физических свойств мохово-лишайникового покрова средствами дистанционного зондирования 371
Кочеткова Т. Д., Мироньчев А. С., Запасной А. С., Колесниченко Л. Г., Волкова М. А., Шаврина У. Ю.

Физика радиоволн: излучение, прием и использование

АПР 2023
26-29 сентября 2023
Томск, Россия

Влияние диэлектрического контейнера на характеристики излучения СШП антенны

Андреев Юрий Анатольевич
Плиско Вячеслав Владимирович
Институт сильноточной электроники СО РАН
E-mail: andreev@lhfe.hcei.tsc.ru

Мощные источники сверхширокополосного (СШП) излучения находят применение в подземной радиолокации и при поиске мин, в радиолокации лесных массивов и аэрокосмических объектов, для воздействия на объекты и среды, в том числе на биологические. В случае использования одиночной передающей СШП антенны в таком источнике, для увеличения ее электрической прочности, она может помещаться в среду газа SF_6 [1, 2]. Комбинированные СШП антенны [3] широко используются в качестве излучателей в мощных источниках СШП излучения как в качестве одиночного излучателя [2], так и в качестве элементов решетки [4]. При работе одиночной комбинированной антенны в качестве излучателя в составе мощного источника СШП излучения она помещается в диэлектрический контейнер, заполняемый газом SF_6 до избыточного давления порядка одной атмосферы. В данной работе исследовалось влияние диэлектрического контейнера на характеристики комбинированной СШП антенны. Исследования поводились как в численном, так и натурном экспериментах. В частотной области исследовались такие характеристики антенны как КСВН и диаграммы направленности. При возбуждении антенны биполярными импульсами напряжения сравнивались эффективные потенциалы источника СШП излучения rE_p (где E_p – пиковая напряженность поля, r – расстояние от антенны до точки измерения E_p, r измеряется в дальней зоне антенны). На основе полученных данных нами была сформулированы и проверены в численном эксперименте предложения по оптимизации диэлектрического контейнера комбинированной антенны.

В качестве объекта исследования была выбрана комбинированная СШП антенна, оптимизированная для возбуждения биполярными импульсами напряжения длительностью 3 нс [5]. Размеры антенны следующие: длина L=47 см, высота H=45 см и ширина 45 см [5]. Диэлектрический контейнер антенны состоял из двух частей. Первая - диск (с отверстием под фидерную линию антенны) из оргстекла диаметром 76 см и толщиной 2.5 см крепился к задней стенке комбинированной антенны. Вторая часть – колпак в виде полиэтиленового цилиндра внешним диаметром 67.5 см закрытый со стороны апертуры антенны выпуклой сферической поверхностью радиусом 54 см. Диск и колпак скрепляются между собой капролоновыми болтами. Толщина полиэтиленового колпака 12 мм.

Численное моделирование комбинированной антенны выполнялось в среде CST Studio Suite. Размеры и конструктив модели соответствовали реальной антенне. Для проверки идентичности характеристик антенны и модели были измерены их зависимости КСВН от частоты. Измерения антенны выполнялись на измерителе параметров цепей Agilent PNA N5227A (предоставлен ТомЦКП СО РАН). Данные исследования показали, что диэлектрический контейнер не оказывает существенного влияния на КСВН антенны в широкой полосе частот. Кроме того, КСВН модели соответствует КСВН реальной антенны. Результаты измерений и расчетов представлены на *рис. 1*. Здесь кривая *1* соответствует экспериментально полученному КСВН комбинированной антенны в диэлектрическом контейнере, а кривая *2* КСВН модели антенны в диэлектрическом контейнере, рассчитанному в CST Studio Suite (*рис. 1*). Убедившись в согласованности характеристик модели и реальной антенны, дальнейшие исследования мы проводили путем численного моделирования. Были выполнены измерения диаграмм направленности (ДН) модели комбинированной антенны в *E*- и *H*- плоскостях. ДН измерялись на фиксированных частотах: 0.1, 0.2, 0.35, 0.4, 0.6, 0.8 и 1.0 ГГц. Исследования показали, что искажение ДН антенны диэлектрическим контейнером зависит как от угла наблюдения, так и от частоты излучения. В тоже время, при излучении антенны на частоте 0.35 ГГц, контейнер вносит минимальные искажения по форме ДН. Данная частота близка к частоте соответствующей максимуму спектра биполярного импульса длительностью 3 нс. Амплитуда поля в прямом направлении (φ, δ= 0°, где φ - азимутальный угол, а δ - угол места) для антенны в контейнере составляет 96% от амплитуды поля антенны без контейнера. Результаты расчётов показаны на *рис.2*.

Следующая серия исследований проводилась во временной области. Расчеты также выполнялись в CST Studio Suite. На вход антенны подавался биполярный импульс напряжения и в дальней зоне излучения антенны регистрировался импульс поля *E(t)* (*рис. 3*). Кривая *1* иллюстрирует излученный импульс комбинированной антенной без диэлектрического контейнера, кривая *2* соответствует излученному импульсу антенной в диэлектрическом контейнере. Как видно (*рис. 3*) использование диэлектрического контейнера практически не приводит к изменению амплитуды и формы излученного в направлении φ, δ= 0° импульса. Имеет место лишь отставание этого импульса по времени примерно на 40 пс, что объясняется замедлением импульса в тонком полиэтиленовом контейнере.

Для мощных источников СШП излучения важнейшей характеристикой является эффективный потенциал rE_p, где E_p – пиковое значение электрического поля, измеренного в дальней зоне излучателя на расстоянии r [4].

Для увеличения rE_p источника СШП импульсов можно использовать несколько подходов. Можно повышать амплитуду напряжения в импульсе на входе в антенну. Можно оптимизировать сам излучающий элемент СШП источника или переходить от одиночного излучателя к антенной решетке. В данной работе мы рассмотрим два варианта оптимизации диэлектрического контейнера.

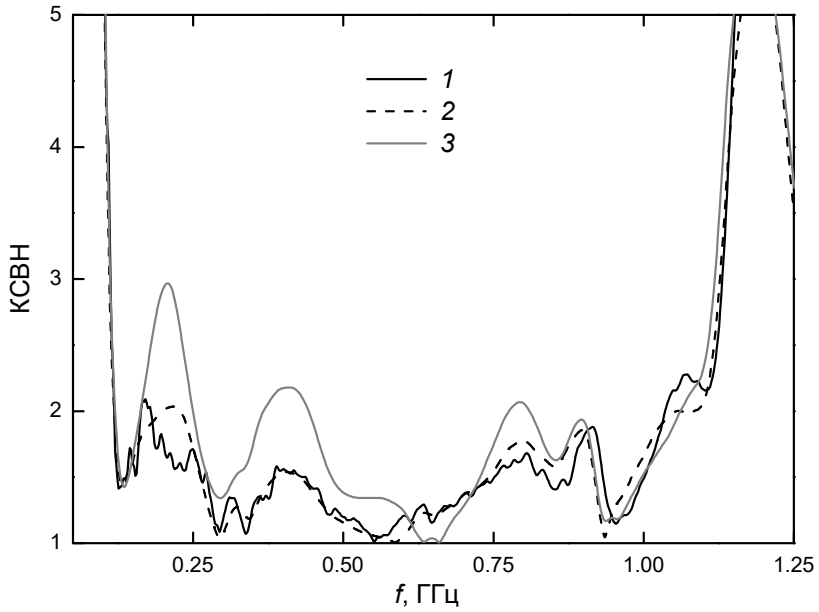


рис.1 Зависимость КСВН комбинированной антенны в контейнере от частоты

Первый вариант оптимизации состоит в замене задней стенки контейнера с оргстекла на металлическую пластину. Данное изменение приводит к увеличению амплитуды E_p на 1%. Более существенное увеличение амплитуды поля (до 14.5%) можно получить если выполнить часть контейнера, ближайшую к апертуре антенны, в виде плоско-выпуклой линзы. И наконец суммарное использование этих двух подходов позволило получить излученный импульс с пиковой амплитудой поля на 16.3% больше исходного. Данный импульс соответствует кривой *3* (*рис. 3*).

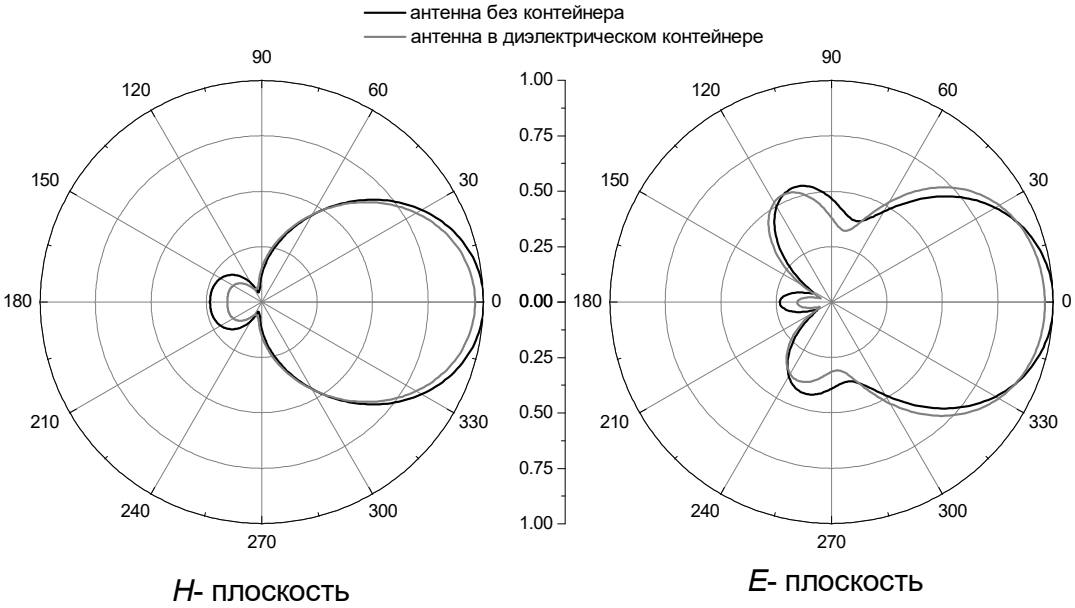


рис.2 Расчетные нормированные ДН по полю комбинированных антенн в диэлектрическом контейнере и без него в Н- и Е-плоскостях

Данный подход, однако имеет и недостатки. КСВН антенны в модернизированном варианте контейнера (кривая *3*, *рис. 1*) существенно отличается от КСВН антенны в изначальном диэлектрическом контейнере. Это приводит к уменьшению энергетической эффективности источника, к повышению доли энергии, отраженной от антенны к генератору.

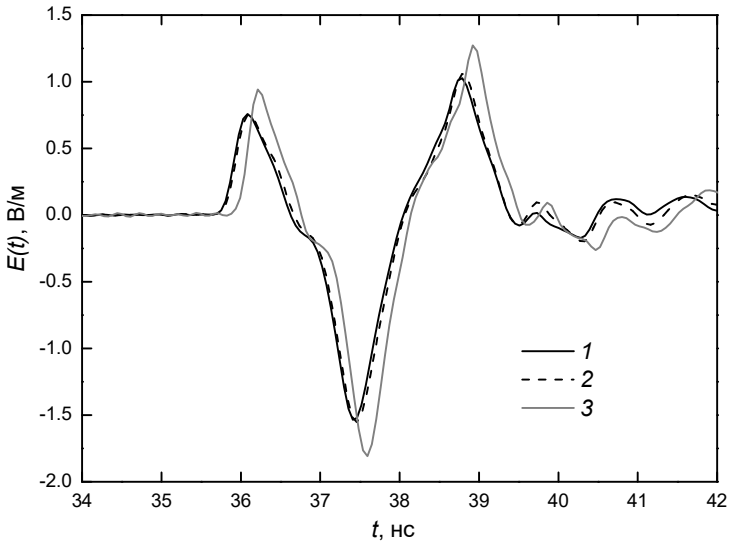


рис.3 Излученные комбинированной антенной без контейнера, в диэлектрическом контейнере и в модифицированном контейнере импульсы

Таким образом модернизация диэлектрического контейнера комбинированной антенны позволяет увеличить эффективный потенциал источника СШП излучения на 16%.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме № FWRM-2021-0002.

Список публикаций:

[1] Baum C. E., Baker W. L., Prather W. D. et al. // Sensor and Simulation Notes. 2003. Note 480. P. 1.
[2] Andreev Yu. A., Gubanov V. P., Efremov A. M. et al. // Laser and Particle Beams. 2003. V. 21. N 2. P. 211.
[3] Андреев Ю. А., Буянов Ю. И., Кошелев В. И. // РЭ. 2005. Т. 50, № 5. С. 1.
[4] Efremov A. M., Koshelev V. I., Kovalchuk B. M., Plisko V. V., Sukhushin K. N. // Laser and Particle Beams. 2014. V. 32. N 3. P. 413.
[5] Koshelev V. I., Andreev Yu. A., Efremov A. M. et al. // Proc. 16th Int. Symposium on High Current Electronics. 2010. P. 415.

Расчет радарного сигнала отраженного от кристаллического аэрозоля методом дискретных диполей

Сальников Кирилл Сергеевич

Коношонкин Александр Владимирович, Шишко Виктор Андреевич, Кустова Наталья Валентиновна

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

E-mail:1015k@mail.ru

Представлено решение задачи обратного рассеяния сигнала метеорологического радара (частота 35 ГГц) для кристаллического аэрозоля. Обсуждаются постановка задачи, сравнение с другими методами и границы применимости метода дискретных диполей. Расчет проводился для хаотически ориентированных ледяных частиц следующих форм: ледяные гексагональные пластинки и столбики, агрегаты, bullet-rosette, дроксталлы и частиц случайной формы. В дальнейшем полученные результаты будут применяться для интерпретации совместных радар-лидарных измерений.

Облака покрывают от 65 до70% поверхности Земли, примерно треть из этих облаков составляют перистые облака, состоящие в основном из несферических ледяных частиц, которые существенно влияют на процесс переноса солнечной энергии, и, соответственно на формирование климата нашей планеты. Ледяные кристаллические частицы перистого облака характеризуется своими размерами, формами и ориентацией в пространстве. Принято считать, что для перистых облаков размеры таких кристаллов лежат в диапазоне от 10 до 1000 мкм. В зависимости от ориентации кристаллических частиц, эти облака могут, как задерживать солнечное излучение, так и препятствовать тепловому излучению Земли. Кроме того, данные полученные в ходе различных экспедиций направленных на исследование перистых облаков показали, что в перистых облаках преобладают столбики и пластинки, реже – частицы сложной формы, которые в силу своей специфики являются слабо изученными. Поэтому целью данной работы является исследование свойств частиц сложной формы.

Представлено решение задачи обратного рассеяния сигнала метеорологического радара (частота 35 ГГц, длина волны 8565 мкм) для кристаллического аэрозоля с показателями преломления льда 1,7861-0,0011i и пыли 1,957. Расчет проводился для следующих форм частиц: гексагональные столбики, пластинки, агрегаты, bullet-rosette, дроксталлов и частицы произвольной формы. Размеры крупных несферических частиц перистых облаков в литературе принято определять их максимальным размером D_{max}, который в наших расчетах варьировался в диапазоне от 10 до 10000 мкм. Хорошо известно, что при решении задачи рассеяния света на частицах, размер которых много меньше длины волны падающего излучения, решение может быть представлено аналитически, так называемое рассеяние Рэлея:

$$I = I_0 \frac{1+\cos^2\theta}{2R^2}\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2\left(\frac{d}{2}\right)^6$$

Однако полученные методом дискретных диполей расчеты показали принципиально иной результат: дифференциальное сечение рассеяния, построенное в зависимости от максимального размера D_{max} имеет сильный разброс в зависимости от формы частицы (*рис. 1*). Объяснить данное противоречие можно учитывая тот факт, что рассеяние на частицах меньше длины волны падающего излучения зависит не от размера частицы, а от ее объема. Поэтому далее мы предлагаем ввести другой параметр, характеризующий размер частиц: эквивалентный объем Req, который имеет простой физический смысл: радиус шара, объем которого совпадает с объемом исследуемой частицы.

$$R_{eq} = \sqrt[3]{\frac{3V_{part}}{4\pi}},$$

где V_{part} – объем несферической частицы.

Как видно из сравнения (*рис. 1*), определение размера частицы через эквивалентный объем R_{eq} вместо общепринятого максимального размера D_{max} позволяет получить хорошее согласие с рассеянием Рэлея для всех типов частиц в диапазоне размеров до R_{eq}<540 мкм для радара с частотой 35 ГГц.

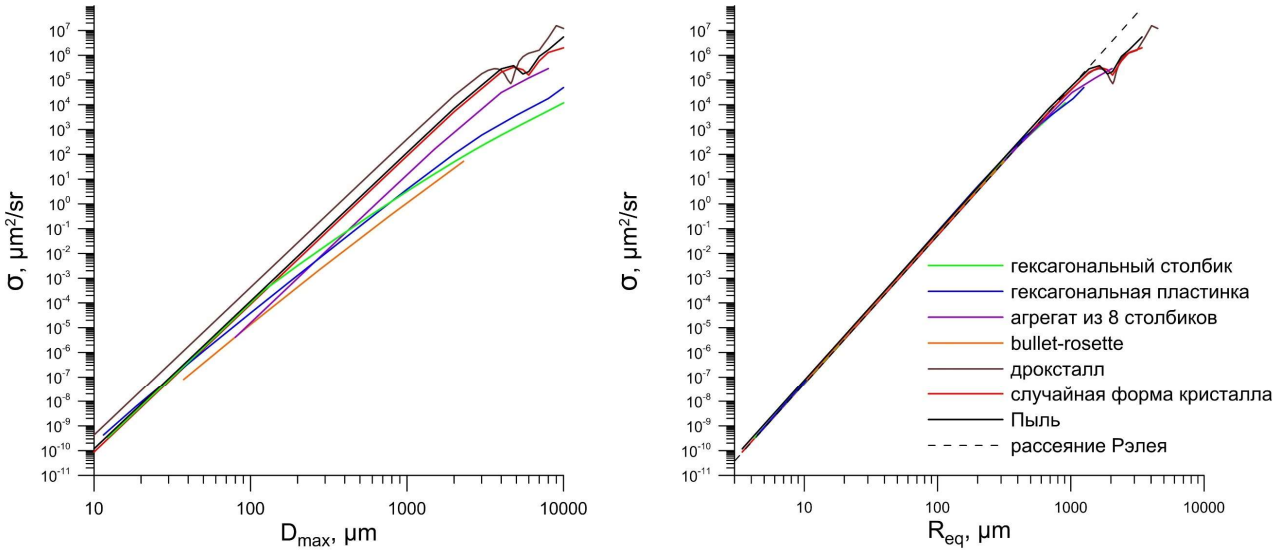


рис. 1. Дифференциальное сечение рассеяния σ *в направлении назад в зависимости от максимального размера* D_{max} *и эквивалентного объема* $R_{eq,}$ *частота 35 ГГц.*

Примерной оценкой границ применимости метода дискретных диполей записывается в виде

$$2\pi\ (kD_{\max})^2 \max(\varepsilon - 1) < 1\,,$$

т.е. метод применим для частиц с малым контрастом диэлектрической проницаемости или для максимального размера частицы немного больше длины волны излучения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-27-00282, https://rscf.ru/project/22-27-00282/

Векторная структура поля при распространении электромагнитных волн в нелинейных средах

Бардашов Дмитрий Сергеевич
Лосев Дмитрий Витальевич, Быков Александр Геннадьевич
Томский государственный университет
E-mail: darkness@mail2000.ru

Введение

Исследование нелинейных сред – неизбежный этап развития науки. Каждая среда при определенном воздействии на нее проявляет нелинейные свойства. В частности, нелинеен эффект насыщения, когда при больших уровнях входного сигнала система из-за ограниченности количества носителей заряда уже не может сформировать пропорциональный входной сигнал. При сверхмалых уровнях воздействия важен учет внутреннего электромагнитного поля, которое также нарушает линейность отклика среды. Поэтому на качественном уровне можно рассматривать среду как линейную только при условии $E/E_0 << 1$, где E, E_0 – характерные величины внешнего и внутреннего полей [1]. В действительности же имеет место более сложная ситуация.

С развитием технических возможностей по созданию генераторов высокомощного и сверхширокополосного излучения стали актуальными задачи описания распространения излучения в сплошной нелинейной среде. Среди них выделим проблему использования эффектов, возникающих при взаимодействии излучения с биологическими тканями, для своевременной диагностики различных заболеваний [2,3]. К другому классу обратных задач относится проблема оптимизации сигнала за счет обогащения его спектра при распространении в нелинейной среде, пока, в основном, сводящаяся к локации нелинейных включений [4].

Математически задачи анализа преобразования сигнала в нелинейных средах сводятся к решению нелинейных дифференциальных уравнений с частными производными, теория которых, за исключением простейших случаев, практически отсутствует [5]. Поэтому при описании процессов в нелинейной среде доминирует своеобразный аналог метода комплексных амплитуд, основанный на оценке параметров сигнала на кратных основной гармонике частотах, выбираемых по виду нелинейной характеристики на основе физических представлений [1]. Ограниченность такого подхода видна, например, в случае облучения полупроводникового диода [6]. Большинство таких подходов представляют собой попытку решения однородных уравнений, т.е. описание возможных типов колебаний, конкретное сочетание которых задается видом источника. Такая трактовка возможна для линейных уравнений, но в случае нелинейных сред, для которых принцип суперпозиции несправедлив, вызывает большие сомнения.

В данной работе делается попытка решения задачи о распространении излучения источника в виде диполя в нелинейной среде, свободного от указанных выше недостатков.

Случай линейной среды

Рассмотрим задачу распространения электромагнитной волны в нелинейной среде с учетом векторной структуры электрического и магнитного полей, а также наиболее общую зависимость от трех пространственных и временной переменных ($\vec{r}$ и t). Будем исходить из системы уравнений Максвелла для однородной непроводящей среды в дифференциальной форме, которые имеют вид

$$\begin{gathered} \operatorname{rot}\vec{H} = \varepsilon_a \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{j}, \quad \operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_a}, \\ \operatorname{rot}\vec{E} = -\mu_a \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \ \operatorname{div}\vec{H} = 0, \end{gathered} \tag{1}$$

где плотность стороннего тока $\vec{j}$ и заряда ρ характеризуют источники поля, а абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости ε_a, μ_a явно не зависят от $\vec{r}$ и t. Прежде чем рассматривать решение уравнений Максвелла с учетом нелинейных свойств среды, остановимся на случае линейной непроводящей среды. В качестве источника излучения выберем диполь с постоянным распределением тока вдоль координаты z и произвольной временной зависимостью $\varphi(t)$,

$$j_z = \varphi(t)\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)\delta(z - z_0). \tag{2}$$

При этом считаем, что поля, токи и заряды в начальный момент времени отсутствуют. Будем искать решение системы (1) методом интегральных преобразований, применяя к уравнениям преобразование Лапласа

по временной переменной и трехмерное преобразование Фурье по пространственным переменным в декартовой системе координат. Для дальнейших выкладок удобно вместо составляющих вектора напряженности электрического поля $\vec{E}(\vec{r},t)$ рассматривать составляющие вектора электрической индукции $\vec{D}(\vec{r},t)$, $\vec{D}(\vec{r},t)=\varepsilon_a\vec{E}(\vec{r},t)$. Решение системы (1) имеет вид

$$H_x(\vec{r},t)=\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\varphi\left(t-\frac{R}{v}\right)}{4\pi R}\chi\left(t-\frac{R}{v}\right)\right],\ H_z(\vec{r},t)=0,\ H_y(\vec{r},t)=-\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\varphi\left(t-\frac{R}{v}\right)}{4\pi R}\chi\left(t-\frac{R}{v}\right)\right],$$

$$D_x(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}\left[\frac{\Phi\left(t-\frac{R}{v}\right)}{4\pi R}\chi\left(t-\frac{R}{v}\right)\right],\ D_y(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}\left[\frac{\Phi\left(t-\frac{R}{v}\right)}{4\pi R}\chi\left(t-\frac{R}{v}\right)\right], \qquad (3)$$

$$D_z(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[\frac{\Phi\left(t-\frac{R}{v}\right)}{4\pi R}\chi\left(t-\frac{R}{v}\right)\right]-\mu_a\varepsilon_a\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\varphi\left(t-\frac{R}{v}\right)}{4\pi R}\chi\left(t-\frac{R}{v}\right)\right],$$

где $v=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a\mu_a}}$ – скорость распространения волны в линейной среде, $R=\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2}$, $\Phi(t)=\int_0^t\varphi(\tau)d\tau$, χ – функция Хевисайда.

Просуммировав квадраты компонент векторов $\vec{D}(\vec{r},t)$ и $\vec{H}(\vec{r},t)$, запишем выражение для плотности энергии в сферической системе координат (с точностью до множителя $1/2\varepsilon_a$)

$$D_x^2+D_y^2+D_z^2+\frac{1}{v^2}\left(H_x^2+H_y^2+H_z^2\right)=\frac{\chi}{(4\pi R)^2}\left\{\sin^2\theta\left[\left(\frac{\varphi'}{v^2}+\frac{\varphi}{vR}+\frac{\Phi}{R^2}\right)^2+\right.\right.$$

$$\left.\left.\left(\frac{\varphi'}{v^2}+\frac{\varphi}{vR}\right)^2+4\cos^2\theta\left(\frac{\varphi}{vR}+\frac{\Phi}{R^2}\right)^2\right\}\right).$$

Здесь у всех функций опущен аргумент $(t-R/v)$, а штрих означает производную по всему аргументу.

Метод вариации параметров

Для решения уравнений Максвелла в случае нелинейной среды применим метод вариации параметров [7]. В качестве исходной формы выберем решение (3) системы (1). Будем варьировать амплитуду и время запаздывания составляющих полей и введем в рассмотрение дополнительные аддитивные составляющие. В результате решение системы уравнений (1) при нелинейной зависимости диэлектрической проницаемости от величины приложенного поля будем искать в виде

$$H_x(\vec{r},t)=\frac{\partial}{\partial y}[(m_1(\vec{r},t)\varphi(\tau(\vec{r},t))+s_1(\vec{r},t))\chi(\tau(\vec{r},t))],\ H_z(\vec{r},t)=0,$$

$$H_y(\vec{r},t)=-\frac{\partial}{\partial x}[(m_2(\vec{r},t)\varphi(\tau(\vec{r},t))+s_2(\vec{r},t))\chi(\tau(\vec{r},t))],$$

$$D_x(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}[(m_4(\vec{r},t)\varphi(\tau(\vec{r},t))+s_4(\vec{r},t))\chi(\tau(\vec{r},t))], \qquad (4)$$

$$D_y(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}[(m_5(\vec{r},t)\varphi(\tau(\vec{r},t))+s_5(\vec{r},t))\chi(\tau(\vec{r},t))],$$

$$D_z(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial z^2}[(m_6(\vec{r},t)\varphi(\tau(\vec{r},t))+s_6(\vec{r},t))\chi(\tau(\vec{r},t))]-\mu_a\varepsilon_a\frac{\partial}{\partial t}[(m_6(\vec{r},t)\varphi(\tau(\vec{r},t))+s_6(\vec{r},t))\chi(\tau(\vec{r},t))].$$

Функции $m_{1,2,4,5,6}(\vec{r},t)$ имеют физический смысл коэффициента прохождения волны в нелинейной среде. Функция $\tau(\vec{r},t)$ описывает запаздывание волны при распространении за счет изменения ее фазовой скорости нелинейной средой, ее можно связать с эквивалентным показателем преломления нелинейной среды $n(\vec{r},t)$ с помощью соотношения

$$\tau(\vec{r},t)=t-\frac{|\vec{r}|}{v}n(\vec{r},t). \qquad (5)$$

И наконец, функции $s_{1,2,4,5,6}(\vec{r},t)$ представляют собой вторичное излучение, направление распространения которого не совпадает с первичной волной. Подчеркнем, что взаимосвязь между этими функциями в (4) в большой степени произвольна, но отражает основные представления об изменениях характеристик волны при распространении в нелинейной однородной среде и надежды на адекватное описание процессов в нелинейной среде.

Для нахождения неизвестных функций $m_{1,2,4,5,6}(x,t)$, $\tau(x,t)$ и $s_{1,2,4,5,6}(x,t)$, необходимо подставить выражения (4) в систему (1), расписанную покомпонентно, где диэлектрическая проницаемость будет зависеть от величины приложенного поля, при этом в качестве источника использован диполь (2), как и в случае линейной среды. Для упрощения выражений будем опускать у функций $\Phi(\tau(\vec{r},t))$, $\varphi(\tau(\vec{r},t))$, $\chi(\tau(\vec{r},t))$, $\delta(\tau(\vec{r},t))$, $m_{1,2,4,5,6}(\vec{r},t)$, $s_{1,2,4,5,6}(\vec{r},t)$, $\tau(\vec{r},t)$ аргументы и использовать нижние индексы для обозначения соответствующих производных, например, $\varphi_x\equiv\frac{\partial\varphi}{\partial x}$, $m_{tt}\equiv\frac{\partial^2 m}{\partial t^2}$. Обозначение же вида φ' означает производную по всему аргументу. Для примера выпишем первое уравнение системы (1) после подстановки

$$\begin{gathered}(m_{2z}\varphi+m_{2z}\varphi'\tau_x+m_{2x}\varphi'\tau_z+m_2\varphi''\tau_x\tau_z+m_2\varphi'\tau_{xz}+s_{2xz})\chi+\\+(m_{2z}\varphi+m_2\varphi'\tau_z+s_{2z})\tau_x\delta+(m_{2x}\varphi+m_2\varphi'\tau_x+s_{2x})\tau_z\delta+(m_2\varphi+s_2)\tau_{xz}\delta+\\+(m_2\varphi+s_2)\tau_z\tau_x\delta'=(m_{4xzt}\Phi+m_{4zt}\varphi\tau_x+m_{4xt}\varphi\tau_z+m_{4xz}\varphi\tau_t+m_{4t}\varphi'\tau_x\tau_z+\\+m_{4t}\varphi\tau_{xz}+m_{4z}\varphi'\tau_x\tau_t+m_{4z}\varphi\tau_{xt}+m_{4x}\varphi'\tau_t\tau_z+m_4\varphi''\tau_x\tau_z\tau_t+m_4\varphi'\tau_{xt}\tau_z+\\+m_4\varphi'\tau_t\tau_{zx}+m_{4x}\varphi\tau_{zt}+m_4\varphi'\tau_x\tau_{zt}+m_4\varphi\tau_{xzt}+s_{4xzt})\chi+(m_{4zt}\Phi\tau_x+\\m_{4t}\varphi\tau_z\tau_x+m_{4z}\varphi\tau_t\tau_x+m_4\varphi'\tau_t\tau_z\tau_x+m_4\varphi\tau_{zt}\tau_x+s_{4zt}\tau_x+m_{4x}\varphi\tau_t\tau_z+\\+m_{4x}\varphi\tau_t\tau_z+m_4\varphi'\tau_x\tau_t\tau_z++m_4\varphi\tau_{tx}\tau_z+m_4\varphi\tau_t\tau_{tx})\delta+m_4\varphi\tau_t\tau_z\tau_x\delta'.\end{gathered} \qquad (6)$$

Приравнивая коэффициенты при δ', получаем систему уравнений

$$\begin{gathered}(m_2\varphi+s_2)\tau_z\tau_x=m_4\varphi\tau_t\tau_z\tau_x,\quad (m_1\varphi+s_1)\tau_z\tau_y=m_5\varphi\tau_t\tau_z\tau_y,\\-(m_2\varphi+s_2)\tau_x^2-(m_1\varphi+s_1)\tau_y^2=m_6\varphi\tau_t\tau_z^2-\mu_a\varepsilon_a\left(m_6\varphi\tau_t^2+s_6\tau_t^2\right).\end{gathered} \qquad (7)$$

Поскольку точное решение этой системы невозможно из-за превышения количества неизвестных над количеством уравнений, будем решать ее в предположении малого отличия сигнала от случая линейной среды. Поэтому, подобно методу геометрической оптики, будем считать более приоритетными фазовые соотношения, и приближенно примем $m_i=1/4\pi R$ и $s_i=0$. Тогда из первых двух уравнений системы (7) следует $\tau_t=1$, а из последнего

$$\tau_x^2+\tau_y^2+\tau_z^2=\mu_a\varepsilon_a. \qquad (8)$$

Форма этого уравнения совпадает с известным уравнением эйконала в приближении геометрической оптики, однако важным отличием является зависимость ε_a от задержки $\tau(\vec{r},t)$. В сферической системе координат это уравнение будет выглядеть как

$$R^2\tau_R^2+\tau_\theta^2=R^2\mu_a\varepsilon_a, \qquad (9)$$

где учтено отсутствие из соображений симметрии зависимости функции τ от азимутального угла φ, $\tau_\varphi=0$.

Будем рассматривать случай, когда нелинейная зависимость ε_a определяется уровнем воздействующей на среду энергии, т.е.

$$\mu_a\varepsilon_a = \frac{1}{v^2}\left(1+\gamma f\left(\frac{\chi}{(4\pi R)^2}\left\{\sin^2\theta\left[\left(\frac{\varphi'}{v^2}+\frac{\varphi}{vR}+\frac{\Phi}{R^2}\right)^2+\left(\frac{\varphi'}{v^2}+\frac{\varphi}{vR}\right)^2\right]+4\cos^2\theta\left(\frac{\varphi}{vR}+\frac{\Phi}{R^2}\right)^2\right\}\right)\right), \qquad (10)$$

где v – скорость распространения волны в фоновой линейной среде, γ – малый числовой параметр, характеризующий влияние нелинейной характеристики f.

Вычисление функции $\tau(\vec{r},t)$

Приближение плоской волны

Даже в приближенном виде уравнения (8) или (9) при правой части вида (10) решение задачи о фазовой зависимости волны в нелинейной среде, по-видимому, невозможно. Необходимы дальнейшие способы упрощения задачи, при которых возможен качественный анализ искомого поведения волны. Одним из них, описывающим распространение волны в дальней зоне, является «приближение плоской волны». Оно заключается в пренебрежении зависимостью диэлектрической проницаемости от координат R, θ и учета зависимости лишь от искомой функции $\tau(\vec{r},t)$. Обоснованием данного приближения является аналогия с распространением излучения в линейной среде, когда при достаточном удалении от излучателя волну можно рассматривать как плоскую, пренебрегая убыванием амплитуды с расстоянием и учитывая лишь фазовые соотношения. Тогда задача решения дифференциального уравнения с частными производными первого порядка (8), где $\varepsilon_a = \varepsilon_0(1+\gamma f(\varphi(\tau)))$, допускает точное решение.

Сделаем замену

$$u = \int \frac{d\tau}{\sqrt{\varepsilon_a\mu_a}}. \qquad (11)$$

Тогда уравнение преобразуется к виду [8] $u_x^2+u_y^2+u_z^2=1$. Для этого нелинейного уравнения с постоянными коэффициентами известен полный интеграл

$$u = C_1x + C_2y + C_3z + C_4,$$

где $C_1^2+C_2^2+C_3^2=1$ [8]. Однако, поскольку этим же уравнением описывается процесс распространения излучения в линейной однородной среде, искомое частное решение имеет вид $u = vt - R$. Решение исходного уравнения (8) получается как решение трансцендентного уравнения (11) относительно переменной τ по найденному u.

Метод прямого разложения

Применим к уравнению (9) метод прямого разложения. Этот метод дает правильные результаты лишь на небольшом удалении от источника, однако позволяет более последовательно учесть сложную структуру зависимости (10). Будем искать решение в виде разложения по малому параметру γ: $\tau = \tau_0 + \gamma\tau_1 + \ldots$ В нулевом приближении, соответствующем случаю линейной среды, имеем решение

$$\tau_0 = t - \frac{R}{v},$$

$$R^2\left(\frac{1}{v^2}-\frac{2\gamma}{v}\tau_{1R}+\gamma^2\tau_{1R}^2+\ldots\right)+\gamma^2\tau_{1\theta}^2+\ldots=\left(\frac{R}{v}\right)^2+\frac{\gamma}{v^2}F\chi(\tau_0)+\ldots,$$

где

$$F(R,\theta,\tau_0) = R^2 f\left(\frac{1}{(4\pi R)^2}\left\{\sin^2\theta\left[\left(\frac{\varphi'(\tau_0)}{v^2}+\frac{\varphi(\tau_0)}{vR}+\frac{\Phi(\tau_0)}{R^2}\right)^2+\left(\frac{\varphi'(\tau_0)}{v^2}+\frac{\varphi(\tau_0)}{vR}\right)^2\right]+\right.\right.$$
$$\left.\left.+4\cos^2\theta\left(\frac{\varphi(\tau_0)}{vR}+\frac{\Phi(\tau_0)}{R^2}\right)^2\right\}\right).$$

Пренебрегая слагаемыми второго и более высоких порядков малости, получим уравнение первого приближения

$$\tau_{1R} = -\frac{F\chi}{2R^2v}.$$

Проинтегрировав это обыкновенное дифференциальное уравнение, получим выражение для первого приближения – функции τ_1

$$\tau_1 = -\frac{1}{2v}\int_0^R \frac{F\chi\left(t-\frac{R}{v}\right)dR}{R^2} = -\frac{1}{2v}\int_0^{vt}\frac{FdR}{R^2}\,. \qquad (12)$$

Метод Пфаффа

Запишем уравнение (9) в форме, разрешенной относительно одной из производных

$$\tau_R = -\sqrt{\mu_a\varepsilon_a(R,\theta,\tau)-\frac{1}{R^2}\tau_\theta^2}\,. \qquad (13)$$

Мы выбрали знак «минус» по аналогии с линейным случаем, где $\tau = t-\sqrt{\mu_a\varepsilon_a}R$.

Применим для решения этого уравнения метод Пфаффа [9]. Рассмотрим соотношение для полного дифференциала неизвестной функции $\tau(R,\theta)$ $d\tau = \tau_\theta d\theta + \tau_R dR$, которое после учета (13) принимает вид

$$d\tau - \tau_\theta d\theta + \sqrt{\mu_a\varepsilon_a(R,\theta,\tau)-\frac{1}{R^2}\tau_\theta^2}\,dR = 0\,. \qquad (14)$$

Произведем замену всех переменных величин, исключая R, через новые параметры u_1,u_2,u_3:

$$\theta = \xi(R,u_1,u_2,u_3),\ \tau = \zeta(R,u_1,u_2,u_3),\ \tau_\theta = \eta(R,u_1,u_2,u_3)\,. \qquad (15)$$

При подстановке в уравнение (14) с учетом того, что

$$d\tau = \frac{\partial\zeta}{\partial R}dR + \frac{\partial\zeta}{\partial u_1}du_1 + \frac{\partial\zeta}{\partial u_2}du_2 + \frac{\partial\zeta}{\partial u_3}du_3\,,$$

получаем

$$\left(\frac{\partial\zeta}{\partial R}-\eta\frac{\partial\xi}{\partial R}+\sqrt{\mu_a\varepsilon_a(R,\theta,\tau)-(\eta/R)^2}\right)dR + \sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial\zeta}{\partial u_i}-\eta\frac{\partial\xi}{\partial u_i}\right)du_i = 0\,. \qquad (16)$$

В выборе функций ξ,η,ζ предоставлен достаточный произвол, но они должны удовлетворять условиям

$$\begin{aligned}&\frac{\partial\zeta}{\partial R}-\eta\frac{\partial\xi}{\partial R}+\sqrt{\mu_a\varepsilon_a(R,\xi,\zeta)-(\eta/R)^2}=0\,,\\ &\frac{\partial\zeta}{\partial u_i}-\eta\frac{\partial\xi}{\partial u_i}=M(R,u_1,u_2,u_3)Q_i(u_1,u_2,u_3)\,.\end{aligned} \qquad (17)$$

Доказано [9], что такие функции всегда существуют.

Примем, что функция ξ, соответствующая полярному углу θ, не зависит от R. Тогда, интегрируя первое условие (17) по переменной R, получаем интегральное уравнение

$$\zeta = t - \int_0^R \sqrt{\mu_a\varepsilon_a(R,\xi,\zeta)-(\eta/R)^2}\,dR\,, \qquad (18)$$

устанавливающее связь функции ζ с остальными введенными функциями. Справедливость установленной функциональной формы для функции ζ, а фактически для искомой функции τ, подтверждается частными случаями. Например, полный интеграл уравнения $\tau_R^2+\frac{1}{R^2}\tau_\theta^2 = f(R)$ имеет вид [8]

$$\tau(R,\theta) = C_1\theta \pm \int_0^R \sqrt{f(R)-(C_1/R)^2}\,dR + C_2\,.$$

Кроме того, полученная из уравнения (18) функция будет удовлетворять естественному граничному условию $\tau|_{R=0} = t$.

Рассмотрим левую часть второго из условий (17)

$$\frac{\partial\zeta}{\partial u_i}-\eta\frac{\partial\xi}{\partial u_i} = -\int_0^R \frac{dR}{\sqrt{\mu_a\varepsilon_a(R,\xi,\zeta)-(\eta/R)^2}}\left[\mu_a\left(\frac{\partial\varepsilon_a}{\partial\xi}\frac{\partial\xi}{\partial u_i}+\frac{\partial\varepsilon_a}{\partial\zeta}\frac{\partial\zeta}{\partial u_i}\right)-\frac{1}{R^2}\frac{\partial\eta}{\partial u_i}\right]-\eta\frac{\partial\xi}{\partial u_i}.$$

Чтобы при разных u_i эти выражения имели общий множитель, отражающий зависимость от переменной R, необходимо потребовать зависимости функций ξ,η,ζ от переменной $u = u_1 + u_2 + u_3$. Тогда

$$M = -\int_0^R \frac{dR}{\sqrt{\mu_a\varepsilon_a - (\eta/R)^2}}\left[\mu_a\left(\frac{\partial\varepsilon_a}{\partial\xi}\frac{\partial\xi}{\partial u} + \frac{\partial\varepsilon_a}{\partial\zeta}\frac{\partial\zeta}{\partial u}\right) - \frac{1}{R^2}\frac{\partial\eta}{\partial u}\right] - \eta\frac{\partial\xi}{\partial u}, \quad Q_i = 1.$$

После подстановки этих функций в уравнение (16), имеем чрезвычайно простое уравнение в полных дифференциалах $du = 0$, общее решение которого $\Psi(u) = 0$, где Ψ – произвольная функция. Теперь для получения общего интеграла необходимо окончательно определиться с выбором функций $\xi(u), \eta(R,u)$, выразить из уравнений (17) переменную u через исходные переменные R,θ,τ и, подставив в функцию Ψ, получить общий интеграл уравнения (13).

Предложенный способ получения решения невозможно в полной мере реализовать из-за сложной зависимости (18) функции ζ от u. Кроме того, для конкретизации функции Ψ необходимо граничное условие вида $\tau|_{\theta=\theta_0} = \psi(R)$, установить которое не представляется возможным. Поэтому для определения фазовой характеристики волны в нелинейной среде используем предельные случаи линейной и квазилинейной среды. При этом для простоты ограничимся первым приближением интегрального уравнения (18), в котором в подынтегральной функции

$$\zeta = \zeta_0 = t - R/v. \tag{19}$$

Для линейной среды нелинейная зависимость (10) становится константой $\mu_a\varepsilon_a = \frac{1}{v^2}$, и для того, чтобы получить зависимость (18), необходимо потребовать $\eta|_{\gamma=0} = 0$. Сравнивая (18) с результатом, полученным в приближении малых возмущений (12)

$$\zeta \approx t - \frac{1}{v}\int_0^R \sqrt{1 + \gamma\chi(\zeta_0)f - (\eta v/R)^2}\,dR \approx t - \frac{R}{v} - \frac{\gamma}{2v}\int_0^{vt} f dR.$$

убеждаемся, что вклад функции η – второго порядка малости, и можно ограничиться случаем $\eta \approx 0$.

Для нахождения функции $\xi(u)$ воспользуемся последним из уравнений (15), которое можно переписать

$$\frac{\partial\zeta/\partial u}{\partial\xi/\partial u} = -\int_0^R \frac{dR}{\sqrt{\mu_a\varepsilon_a(R,\xi,\zeta) - (\eta/R)^2}}\left[\mu_a\left(\frac{\partial\varepsilon_a}{\partial\xi} + \frac{\partial\varepsilon_a}{\partial\zeta}\frac{\partial\zeta}{\partial u}\left(\frac{\partial\xi}{\partial u}\right)^{-1}\right) - \frac{1}{R^2}\frac{\partial\eta}{\partial u}\right] = \eta\left(1 + \frac{\partial\xi}{\partial u}\right).$$

С учетом сделанных приближений также можно говорить о незначительности эффекта взаимной зависимости углового распределения и фазовой характеристики волны в нелинейной среде. Таким образом, в первом приближении фазовая характеристика может быть вычислена по формуле

$$\tau = t - \frac{1}{v}\int_0^R \sqrt{1 + \gamma\chi(t - R/v)f}\,dR = t - \int_0^R \sqrt{\varepsilon_a\mu_a}\,dR. \tag{20}$$

Моделирование фазовой зависимости и анализ результатов

Основным препятствием для численной реализации различных способов определения задержки сигнала при распространении излучения в нелинейной среде является ее зависимость от величины поля (или его плотности энергии) на протяжении всего пути распространения от источника до точки приема. В то же время проблема правильного нахождения значения характеристик электромагнитного поля вблизи источника представляет собой сложную задачу, связанную с особенностью поля точечного источника при $R \to 0$. Таким образом, значения напряженностей полей (3) в непосредственной близости от излучателя неверны, и здесь необходим более тонкий анализ величины этих полей. Попытка решения этой проблемы была представлена в [10]. Выражение для плотности энергии, свободное от особенностей, имеет вид

$$W = \frac{1}{2\varepsilon_a}\left[D_x^2 + D_y^2 + D_z^2 + \frac{1}{v^2}\left(H_x^2 + H_y^2 + H_z^2\right)\right] =$$
$$= \frac{\chi\left(t - \frac{R}{v}\right) I^2 \sin^2\theta}{2(4\pi)^2 \varepsilon_a}\left\{\left[\left(\frac{\varphi'}{v^2}\right)^2 + \left(\frac{\varphi'}{v^2} + \frac{\varphi}{vR}\right)^2\right]\right\}, \quad (21)$$

где h и a –длина и радиус поперечного сечения малого цилиндрического излучателя, соответствующего диполю (2),

$$I \approx \pi a^2 \ln\left|\frac{\sqrt{a^2 + \rho^2 + \left(\frac{h}{2} - z\right)^2} + \frac{h}{2} - z}{\sqrt{a^2 + \rho^2 + \left(\frac{h}{2} + z\right)^2} - \frac{h}{2} - z}\right|.$$

На основе выражений (20) и (21) было проведено численное моделирование фазовой характеристики волны и эквивалентного показателя преломления среды (5). При этом в качестве источника воздействия выступал цилиндрический излучатель с временной зависимостью в виде гауссовского импульса

$$\varphi(t) = Ae^{-\beta(t-t_0)^2}\sin\omega(t - t_0),$$

где $A = 0.5$, $\beta = 20$ *ГГц*, $\omega = 2\pi f$, $f = 4$ *ГГц*, $t_0 = 0.13$ *нс*, $h = 0.05$ *м*, $a = 0.005$ *м*, $\gamma = 0.0001$. На (*рис. 1)* отображено приращение эквивалентного показателя преломления $n - 1$ из (5) за счет нелинейности среды.

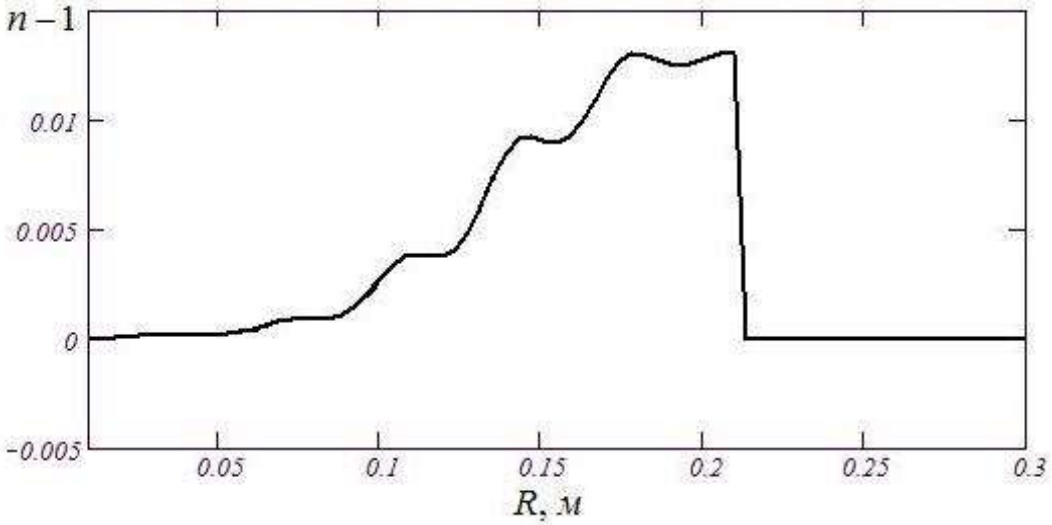


рис.1 Приращение эквивалентного показателя преломления в случае гауссовского импульса.

Проведенное моделирование показало, что вследствие быстрого убывания плотности энергии волны в среде (согласно (21), в ближней зоне излучателя ее убывание $\sim 1/R^4$) уже на небольшом удалении от излучателя амплитуда волны становится недостаточной для отклика нелинейной среды на воздействие. Этот эффект препятствует накоплению нелинейных эффектов за счет многократного взаимодействия волны со средой. Поэтому при учете сферичности волны даже в отсутствие дисперсии исключается появление ударных волн. Для математического же описания процесса распространения можно ограничиться приближениями однократного рассеяния, обобщающими борновское приближение.

Амплитудные характеристики электромагнитного поля

Поскольку непосредственное решение системы уравнений для амплитудных функций $m_i(\vec{r}, t)$, $i = 1,2..6$, полученной приравниванием коэффициентов при $\delta(\tau(\vec{r}, t))$ в (6) и других уравнений системы Максвелла, невозможно, прежде всего, из-за чрезвычайной громоздкости ее записи, предпримем определенные упрощения. Прежде всего, откажемся от попыток найти функции $s_i(\vec{r}, t)$, характеризующие рассеянное поле, положив их равными нулю. Запишем более компактно систему уравнений (1) без непосредственного вычисления производных:

$$\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}(m_2\varphi\chi)=\frac{\partial^3}{\partial x\partial z\partial t}(m_4\Phi\chi),$$
$$\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}(m_1\varphi\chi)=\frac{\partial^3}{\partial y\partial z\partial t}(m_5\Phi\chi),$$
$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}(m_2\varphi\chi)+\frac{\partial^2}{\partial y^2}(m_1\varphi\chi)=-\frac{\partial^3}{\partial z^2\partial t}(m_6\Phi\chi)+$$
$$+\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial t}\left[(1+\gamma f\chi)\frac{\partial}{\partial t}(m_6\varphi\chi)\right]+\varphi(t)\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\delta(z-z_0), \qquad (22)$$
$$\frac{\partial^3}{\partial z^2\partial y}[(m_6-m_5)\Phi\chi]=\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial y}\left[(1+\gamma f\chi)\frac{\partial}{\partial t}(m_6\varphi\chi)\right]-\frac{1}{v^2}(1+\gamma f\chi)\frac{\partial^2}{\partial y\partial t}(m_1\varphi\chi),$$
$$\frac{\partial^3}{\partial z^2\partial x}[(m_6-m_4)\Phi\chi]=\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[(1+\gamma f\chi)\frac{\partial}{\partial t}(m_6\varphi\chi)\right]-\frac{1}{v^2}(1+\gamma f\chi)\frac{\partial^2}{\partial x\partial t}(m_2\varphi\chi),$$
$$\frac{\partial^3}{\partial x\partial y\partial z}[(m_5-m_4)\Phi\chi]=0.$$

Из последнего уравнения следует равенство $m_4=m_5$, а из первых двух – $m_1=m_2$, т.е. физически очевидная симметрия задачи относительно поперечных координат x, y, в связи с чем информативными будут только 3 уравнения из 6. Кроме того, мы можем приравнять аргументы одинаковых производных слева и справа, поскольку в линейном случае все амплитудные функции равны, и возможные дополнительные произвольные функции («константы» относительно аргументов применяемых производных) будут, следовательно, равны нулю. Также удобно перейти в цилиндрическую систему координат.
В результате система уравнений (22) преобразуется к виду

$$m_1\varphi=\frac{\partial}{\partial t}(m_4\Phi), \qquad (23)$$
$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial(m_1\varphi)}{\partial\rho}\right)=-\frac{\partial^3}{\partial z^2\partial t}(m_6\Phi)+\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial t}\left[(1+\gamma f\chi)\frac{\partial}{\partial t}(m_6\varphi)\right], \qquad (24)$$
$$\frac{\partial^3}{\partial z^2\partial\rho}[(m_6-m_4)\Phi]=\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial\rho}\left[(1+\gamma f\chi)\frac{\partial}{\partial t}(m_6\varphi)\right]-\frac{1}{v^2}(1+\gamma f\chi)\frac{\partial^2}{\partial\rho\partial t}(m_1\varphi). \qquad (25)$$

Будем решать систему методом последовательных приближений. Для этого приведем уравнения (23)-(25), к интегральной форме. Выделим в них линейный оператор Даламбера. Проинтегрируем обе части (24) по переменной t и учтем, что $\frac{\partial}{\partial t}(m_6\varphi)=\frac{\partial^2}{\partial t^2}(m_6\Phi)-\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial m_6}{\partial t}\Phi\right)$, вследствие чего

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)(m_6\Phi)=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\int_0^t m_1\varphi dt\right)-\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial m_6}{\partial t}\Phi\right)+\frac{\gamma f\chi}{v^2}\frac{\partial}{\partial t}(m_6\varphi).$$

Аналогично

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)(m_4\Phi)=$$
$$=\frac{\partial^2}{\partial z^2}(m_6\Phi)-\frac{1}{v^2}(1+\gamma f\chi)\frac{\partial}{\partial t}(m_6\varphi)+\frac{\gamma f\chi}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(m_4\Phi)-\frac{\gamma}{v^2}\int_0^\rho\frac{\partial f}{\partial\rho}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(m_4\Phi)\chi d\rho.$$

Последними слагаемыми в правых частях в первом приближении можно пренебречь, поскольку они представляют собой величины порядка γ^2. В результате решения одномерного волнового уравнения приходим к системе интегродифференциальных уравнений

$$m_1\varphi=\frac{\partial}{\partial t}(m_4\Phi),$$

$$m_4\Phi = m_6\Phi - \frac{1}{2v}\int_0^t d\tau \int_{z-v(t-\tau)}^{z+v(t-\tau)} \frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\partial m_6}{\partial\tau}\Phi\right)d\zeta,$$

$$m_6\Phi = \frac{v}{2}\int_0^t d\tau \int_{z-v(t-\tau)}^{z+v(t-\tau)} \left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\int_0^t m_1\varphi dt\right) + \frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial m_6}{\partial t}\Phi\right)\right]d\zeta,$$

которую предполагается решать итерационно.

Отметим, что, поскольку в полученную систему уравнений явно не входит нелинейная характеристика, то ее решение приведет к функциям, соответствующим линейному случаю. Отсюда следует вывод, что влияние нелинейной среды на амплитудные характеристики составляющих электромагнитного поля есть величина второго порядка малости, и в первом приближении этим влиянием можно пренебречь.

Заключение

Предложенная в этой статье методика постановки задачи отличается от традиционной в двух аспектах: 1) исследуется волна от конкретного источника в виде диполя; 2) решение проводится для сигнала с произвольной временной зависимостью, а также общего вида нелинейной характеристики среды. Решение этой задачи и последующее численное моделирование позволило выявить общие закономерности преобразования формы волны нелинейными рассеивателями и проанализировать закономерности искажения волны в зависимости от формы исходного сигнала и вида нелинейной характеристики.

Метод вариации параметров полей линейной задачи применен к решению системы уравнений Максвелла для нелинейной среды. Элементарность используемого источника излучения дает возможность определить неизвестные функции из условия равенства коэффициентов в уравнениях Максвелла при δ-функции, ее производной и первообразной.

Наибольшее влияние нелинейная среда оказывает на фазу волны. Поскольку даже в приближенном виде точное решение этого уравнения, имеющего аналогию с уравнением эйконала геометрической оптики, по-видимому, невозможно, рассмотрено несколько способов упрощения задачи («приближение плоской волны», метод прямого разложения, метод Пфаффа).

Несмотря на сложность задачи, что ведет к неизбежным приближениям, используемый подход позволяет выявить эффекты накопления изменений амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик сигнала при распространении волны в нелинейной среде. Этим он выгодно отличается от классических методов, основанных на использовании метода малых возмущений, результаты которых справедливы только в ближней зоне источника, где и сама структура воздействующего сигнала требует корректировки.

Список публикаций:

[1] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979. – 384 с.
[2] Нелинейные электромагнитные волны / Под ред. П. Усленги. – М.: Мир, 1983. – 312 с.
[3] Ходжкин А. Нервный импульс. – М.: Мир, 1965. – 128 с.
[4] Якубов В. П., Лосев Д. В., Мальцев А. И. Диагностика нелинейностей по возмущениям рассеянного поля // Известия вузов. Радиофизика, 2000, Т. 43, № 7. – С. 645-651.
[5] Полянин А. Д., Зайцев В. Ф., Журов А. И. Методы решения нелинейных уравнений математической физики и механики. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 256 с.
[6] Быков А. Г., Лосев Д. В., Бардашов Д. С. Возбуждение полупроводникового диода коротким импульсом // Известия Вузов. Физика, 2015, Т. 58, № 8-2. – С. 147-150.
[7] Лосев Д. В., Бардашов Д. С., Быков А. Г. Метод вариации параметров в задаче распространения волн в нелинейных средах // Журнал радиоэлектроники (электронный журнал), 2017, № 2, http://jre.cplire.ru/jre/feb17/13/text.pdf
[8] Зайцев В. Ф., Полянин А. Д. Справочник по дифференциальным уравнениям с частными производными первого порядка. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 416 с.
[9] Демидов С. С. К истории теории дифференциальных уравнений с частными производными первого порядка. Работы И. Ф. Пфаффа и О. Коши // Историко-математические исследования. Вып. 24. – М.: Наука., 1979. – С. 191-217.
[10] Быков А. Г., Лосев Д. В., Бардашов Д. С. Электромагнитное поле элементарного излучателя в ближней зоне // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2017. Т. 1. – С. 390-394.

Оценка среднего значения SAR у крыс при длительном облучении 5G NR

Махманазаров Рамдас Миршакарзода
Цепляев Илья Сергеевич
Томский Государственный Университет
E-mail: efemberg11@mail.ru

Развитие современных технологий привело к тому, что частотный диапазон от 100 МГц до 300 ГГц активно используется различными устройствами. Источниками излучения выступают бытовые приборы, медицинское и промышленное оборудование, средства радиосвязи. Повышенный электромагнитный фон стал неотъемлемой частью нашей жизни. Вопрос о последствиях его воздействия на организмы стоит давно, и на этот счет производится множество исследований [1,2]. Развитие современных систем сотовой связи приводит к постоянному росту числа абонентов. Уже в стандарте 5G NR заложена возможность внедрения интернета вещей, что приведет к лавинному росту абонентов, а, следовательно, и росту уровня электромагнитного поля в жизни человека. Исследования влияний электромагнитного излучение на живые организмы являются актуальными в настоящее время.

На сегодняшний день существует несколько международных документов, посвященных рекомендациям по ограничению воздействия как краткосрочных, так и долгосрочных, непрерывных и прерывистых радиочастотных электромагнитных полей. Эти рекомендации основаны на детальной оценке научных исследований. Основными источниками таких документов выступают Международная комиссия по защите от неионизирующего излучения (ICNIRP) и Институт инженеров электротехники и электроники (IEEE) [1-2].

В данной работе рассматривается проблема оценки удельной поглощенной мощности (SAR) в эксперименте [3], и была выполнена при поддержке проекта (№ НУ 2.4.9.22 ОНГ) «Исследование динамики физиологических реакций мозга и кожи высших млекопитающих при хроническом влиянии радиочастотного излучения 5G».

На (*рис.1*) представлена схема экспериментальной установки, разработанная для проведения исследования воздействия излучения от устройств сотовой связи 5G NR. Излучающий блок, состоящий из источника сигналов, усилительного каскада и антенны, запитывается от внешнего источника питания, и осуществляет облучение клеток (Techniplast) с экранировкой.

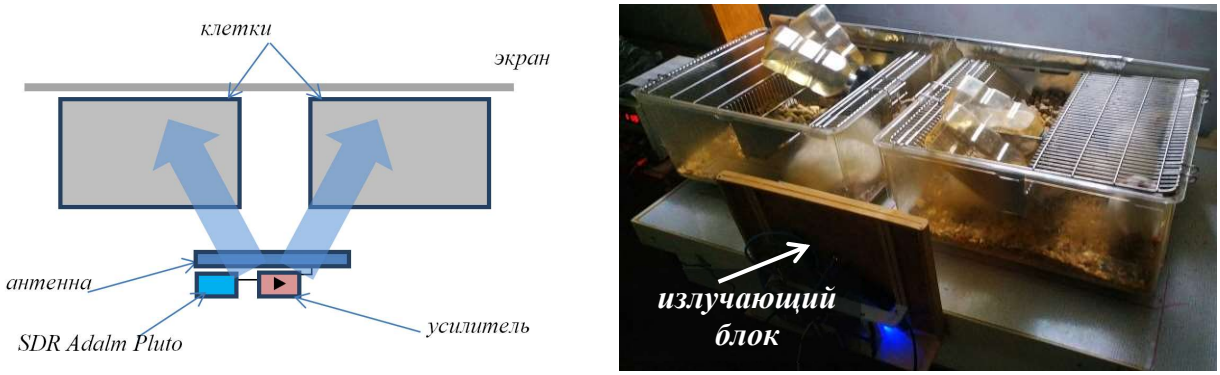


Рис.1 Схема и фотография эксперимента.

В качестве источника сигналов 5G NR используется модуль программно-определяемого радио SDR Adalm pluto. Использовался сигнал частотного диапазона FR1 нисходящего направления (downlink) – от базовой станции к абоненту. Сигнал генерировался программным комплексом для формирования тестовых сигналов стандарта 5G NR, разработанным в рамках соглашения с Минобрнауки России от 26 ноября 2019 г. № 075-11-2019-031. Полоса генерируемого сигнала 15 МГц, несущая частота 2,4 ГГц.

В эксперименте с дозиметрией участвовали три группы крыс-самцов Wistar (рис.1). Первая и вторая группа подопытных состояла из 10 особей (по 5 в каждой клетке) со средней массой 488 грамм и длинной ~25 см. Первая группа подвергалась облучению круглые сутки в течение недели со средней экспозицией 3,393 Вт/м^2. Расстояние от антенны до края клеток составляло 12 см. Вторая группа подвергалась облучению с экспозицией 0,605 Вт/м^2 в течении 4 недель круглосуточно. Третья группа состояла из 20 молодых особей (по 10 в каждой клетке) со средней массой 295 грамм и длинной ~20 см. Расстояние от антенны до края клетки в случае третьей группы составляло 20 см. Для уравнивания среднего SAR, третья группа облучалась с меньшей средней экспозицией (0,31 Вт/м^2).

Предельно допустимые значения SAR усредненные по всему телу (объему) составляют 0,08 Вт/кг для населения и 0,4 Вт/кг для рабочих с РЧ ЭМП [4-5].

Величина SAR определяется следующим образом:

$$SAR = \frac{d}{dt}\left(\frac{dW}{dm}\right) = \frac{\sigma|E|^2}{\rho}\left[\frac{Вт}{кг}\right], \qquad (1)$$

где m, t и W - масса [кг], время [с] и энергия [Дж] ЭМП соответственно. σ - удельная электропроводность биологического объекта в [См/м], E - напряженность электрического поля в веществе [В/м], ρ - плотность вещества [кг/м^3]. Существует несколько экспериментальных способов определения SAR, среди которых можно отметить волноводные методы, калориметрические и термометрические методы, а также методы, основанные на измерении компонент ЭМП в биоматериале [4-5]. Перечисленные методы не всегда доступны, поскольку требуют наличие специальных приборов, а кроме того имеют некоторые ограничения, при дозиметрии с живыми организмами. Поэтому в реальной ситуации, точное определение SAR не всегда осуществимо.

В работе [6] приведены выражения для оценки усредненного по объему тела SAR при плотности потока энергии ЭМП в свободном пространстве $S_{пад}$, для разных отношений L/λ, где L, λ - длины объекта и волны соответственно. В частности, для L/λ >0.4:

$$SAR_{ср} = \frac{5.954}{f_{ГГц}}\frac{S_{пад}L}{m}\left[\frac{Вт}{кг}\right], \qquad (2)$$

где m масса объекта в килограммах, L в метрах.

Авторами [6] также проведено исследование по влиянию отражающих поверхностей вблизи объектов на поглощение. Было установлено, что при наличии отражающих плоскостей возможно увеличение поглощения в несколько раз, в зависимости от частоты и геометрических размеров объектов. В работе [7] представлены результаты численного расчета среднего SAR для модели одной крысы в диапазоне частот 0,5-5 ГГц при плотности потока энергии ЭМП $S_{пад}$ = 1 Вт/м. Для крысы Sprague–Dawley с размерами 24,4 см и массой 220 грамм SAR составляет ~0.027 Вт/кг, что согласуется с оценкой по выражению (2).

Оценка SAR группы крыс в естественных условиях содержания (в обычной клетке) усложняется множеством факторов. При длительном облучении в клетке крысы находятся на различных расстояниях от антенны и перемещаются в ней случайным образом. Помимо этого, масса крыс изменяется в ходе эксперимента. Все отмеченные факторы влияют на точную оценку SAR.

Учитывая вышесказанное, приблизительную оценку SAR можно выразить как:

$$SAR_{ср} \approx \frac{5.954}{f_{ГГц}}\frac{\langle S_{пад}(r)\rangle\langle L\rangle}{\langle m\rangle}, \qquad (3)$$

где $S_{пад}(r) = P_A G/4\pi r^2$, P_A - мощность, подводимая к антенне [Вт], G - коэффициент усиления антенны [дБ], r - расстояние от антенны [м].

Для оценки SAR в приближенных к эксперименту условиях, представленных на рисунке 1, было проведено численное моделирование эксперимента для двух и для 10 крыс (рис.2). Моделирование осуществлялось в программной среде CST Microwave Studio. В качестве фантома крысы использовалась 3d модель крысы в библиотеке программной среды, с диэлектрическими параметрами крови ($\varepsilon' = 58.34$ и $\varepsilon'' = 18.76$).Длинна фантома крысы составляла 16 см и масса ~180 грамм. Корпус клетки задавался размерами 480x375x210 мм, с толщиной стенок 10 мм ($\varepsilon = 3$ и $tg(\varepsilon''/\varepsilon') = 0.001$ поликарбонат). Сверху корпус был закрыт металлической крышкой, а с обратной стороны металлическим экраном.

Для расчета SAR использовался алгоритм IEEE/IEC 62704-1. Это общепринятый метод усреднения в соответствии со стандартом IEC/IEEE 62704-1:2017 «Определение пикового пространственно-среднего удельного коэффициента поглощения (SAR) в теле человека от устройств беспроводной связи, от 30 МГц до 6 ГГц — Часть 1: Общие требования к использованию метода конечных разностей во временной области (FDTD) для расчетов SAR» [4-5].

По результатам численного эксперимента среднее значение SAR для двух крыс составило 0,202 Вт/кг, для 10 крыс 0,0818 Вт/кг. При этом расстояние от антенны до ближайшего фантома составляло ~20 см.

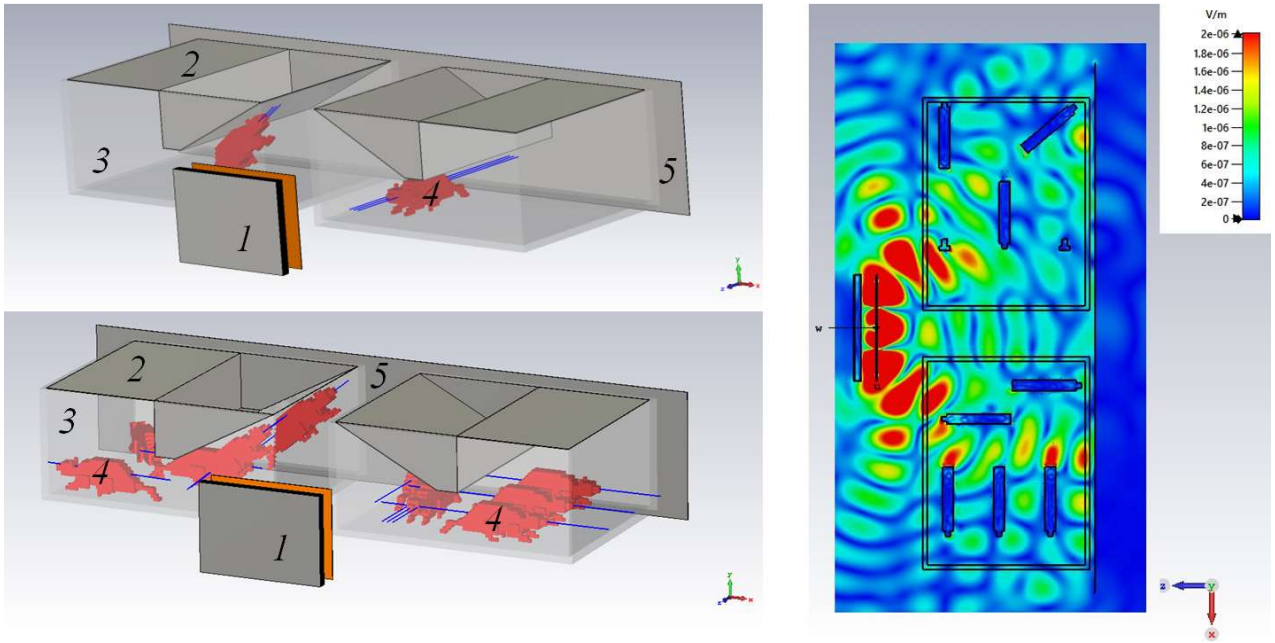


Рис.2 Моделирование эксперимента для расчета SAR (слева). 1 – антенна,2 – металлическая крышка клетки, 3 – корпус клетки, 4 – фантом крыс, 5 – металлический экран. Распределение поля в OXZ плоскости (справа)

Из результатов моделирования можно увидеть уменьшение среднего SAR в несколько раз, с увеличением количества крыс в клетке. Это обусловлено тем, что крысы в клетке распределены на различных расстояниях от антенны. Аналогичный расчет был осуществлен для P_A =0.2 Вт. Результаты представлены в таблице 1:

	P_A [Вт]	$\langle S_{пад} \rangle$ [Вт/м^2]	$SAR_{ср}$ [Вт/кг]
Нераспределенное поглощение	1	10,25	0,202 (модель)
			0,226 (теория)
Нераспределенное поглощение	0,2	2,05	0,0404 (модель)
			0,0452 (теория)
Распределенное поглощение	1	3,474	0,0818 (модель)
			0,0766 (теория)
Распределенное поглощение	0,2	0,695	0,0163 (модель)
			0,0153 (теория)

Для случая нераспределенного поглощения в масштабах клетки, т.е. для случая с двумя крысами, теоретическую оценку можно осуществить по выражению (2) для $S_{пад}$ = 10,25 Вт/м среднее SAR составляет 0,226 Вт/кг. Для случая с распределенным поглощением (10 крыс), теоретическая оценка среднего SAR по выражению (3) составляет 0,0766 Вт/кг.

Результаты теоретической оценки SAR в in vivo эксперименте представлены на (рис.3) и в таблице 2:

	P_A [Вт]	$\langle S_{пад} \rangle$ [Вт/м^2]	$SAR_{ср}$ [Вт/кг]
Первая группа wbSAR1	0,5	3,393	0,180 (макс)
			0,0431 (сред)
			0,009 (мин)
Вторая группа wbSAR2	0,0891	0,605	0,0322 (макс)
			0,0076 (сред)
			0,0017 (мин)
Третья Группа wbSAR3	0,0891	0,31	0,0153 (макс)
			0,0059 (сред)
			0,0022 (мин)

Из таблицы 1 видно смещение теоретической оценки от модельного расчета в случае нераспределенного поглощения. Данное расхождение может быть связано по нескольким причинам. Во-первых, так как выражение (2) было эмпирически выведено для случая облучения в свободном пространстве, оно не учитывает переотражения [6]. Во вторых ориентация объектов в пространстве относительно

падающего излучения влияет на итоговое поглощение [5-6]. Из-за сложной геометрии отражателей в области облучения, могут складываться «нули» и экстремумы интерференции, также влияющих на поглощение. В зависимости от попадания фантома в подобные «горячие» или «нулевые» точки, поглощение будет увеличиваться или уменьшаться соответственно [6]. В случае распределенного поглощения наблюдается увеличение поглощения в модели, что ожидалось с учетом переотражений и большей вероятности попадания в «горячие» точки интерференции.

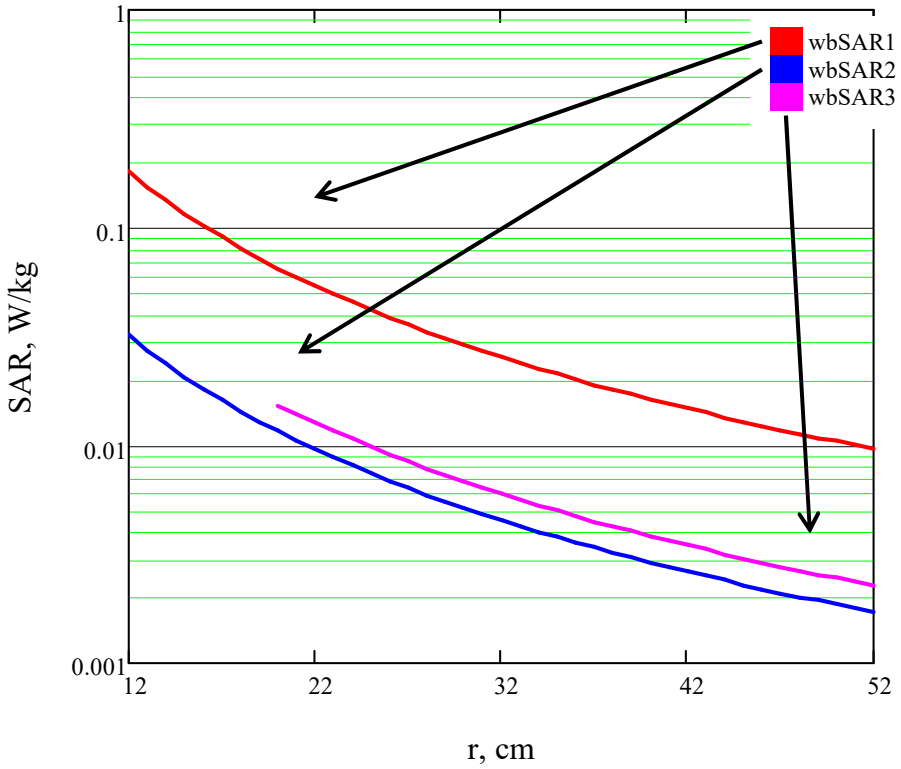


Рис.6 Теоретическая оценка распределения SAR для экспериментальных групп.

Несмотря на грубые приближения фантомов крыс, использованных в моделировании, численный расчет SAR качественно сопоставим с теоретической оценкой. Для более точной оценки требуется использование фантомов с высоким разрешением модели. Из полученных результатов, можно сделать вывод о том, что предложенное выражение (3) может быть использовано для приблизительной оценки SAR в случае распределенного поглощения.

Список публикаций:

[1] Всемирная Организация Здравоохранения. Электромагнитные поля и общественное здравоохранение: мобильные телефоны [Электронный ресурс]. – Электрон., текстовые дан. – Режим доступа https://www.who.int/ru/news-room/fact-sheets/detail/electromagnetic-fields-and-public-health-mobile-phones, свободный.

[2] Международная комиссия по защите от неионизирующего излучения. Publications [Электронный ресурс]. – Электрон., текстовые дан. – Режим доступа https://www.icnirp.org/en/publications/ свободный

[3] Krivova N.A., et al. The Effect of Chronic Exposure to 5G Radio Frequency Radiation on the Body in Male Wistar Rats of Different Ages // Scientific Reports // in proce.

[4] ICNIRP. Guidelines for limiting exposure to electromagnetic fields (100 kHz to 300 GHz) // Health Phys. – 2020. – Vol. 118, № 5. – P. 483–524.

[5] IEEE Standarts. IEEE Std C95.3™-2002(R2008) IEEE Recommended Practice for Measurements and Computations of Radio Frequency Electromagnetic Fields With Respect to Human Exposure to Such Fields, 100 kHz–300 GHz.

[6] Gandhi O.P. Deposition of electromagnetic energy in animals and in models of man with and without grounding and reflector effects / O. P. Gandhi, E. L. Hunt,J. A. D'Andrea // Radio science. – 1977. – Vol.12, is. 65. – P. 39 – 47.

[7] The specific absorption rate of tissues in rats exposed to electromagnetic plane waves in the frequency range of 0.05–5 GHz and SARwb in free-moving rats / B. Chen, J. Wang, H. Qi [et al.] // Australas Phys Eng Sci Med. – 2017. Vol. 40. – P. 21 – 28.

Сравнительный анализ частотных характеристик антенного согласующего устройства в виде Г-цепи и в виде набора широкополосных трансформаторов сопротивления с компенсатором реактивности антенны

Агарков Никита Евгеньевич
Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского
АО «ОНИИП»
ИРФЭ ОНЦ СО РАН
E-mail: agarkov.nikita@gmail.com

В коротковолновом (КВ) диапазоне волн (от 1,5 до 30 МГц) широко применяются разнообразные антенные согласующие устройства (АнСУ). Главной задачей АнСУ является приведение импеданса антенны на выбранной рабочей частоте к 50 (реже 75) Ом чисто активного сопротивления. В КВ диапазоне для обеспечения радиосвязи земной или ионосферной волнами на различные расстояния (до 4000 км и более) применяются разнообразные резонансные антенны, конструктивно представляющие собой набор взаимосвязанных проволочных проводников. Большой коэффициент перекрытия по частоте, предъявляемый к таким антеннам и обусловленный, в частности, необходимостью смены рабочих частот при смене времени суток, сезонов и лет, а также близким расположением антенн над полупроводящей почвой [1-5], предопределяет необходимость использования автоматических АнСУ [5-12]. Импеданс коротковолновых антенн в рабочем диапазоне частот изменяется в очень широких пределах (от единиц до нескольких тысяч Ом активного сопротивления и от нескольких тысяч Ом емкостного до нескольких тысяч Ом индуктивного реактивного сопротивления). Выполнение излучателей КВ антенн в виде наборов определенным образом расположенных проводников, уменьшающих волновое сопротивление антенны [1-4], способствует расширению ее диапазонности по согласованию с приемопередающей аппаратурой, однако, не способно обеспечить коэффициент перекрытия по частоте более 2-3 и полностью отказаться от АнСУ. Коэффициент усиления и полосу согласования антенны, работающей в связке с АнСУ, необходимо пересчитывать с учетом добротности АнСУ [7].

Анализ источников [6-13] показывает, что в настоящее время наибольшее распространение получили автоматические АнСУ в виде Г-, Т- или П-цепи с набором дискретно переключаемых реактивных элементов. При этом для возможности настройки на любую комбинацию активной и реактивной частей импеданса антенны, АнСУ должно иметь возможность переключения Г-образной части согласующей цепи из прямой в обратную. Однако, согласно источникам [6, 14-16], существует иной тип АнСУ, содержащий один или несколько широкополосных трансформаторов сопротивления с дискретно переключаемым коэффициентом трансформации и ряд дискретно переключаемых реактивных элементов – катушек индуктивности и конденсаторов, служащих только для компенсации реактивного сопротивления антенны на рабочей частоте. Целью данной работы является сравнительный анализ частотных характеристик АнСУ КВ диапазона в виде Г-цепи и АнСУ, содержащего набор широкополосных трансформаторов сопротивления с набором элементов для компенсации реактивной части импеданса антенны *(рис.1)*.

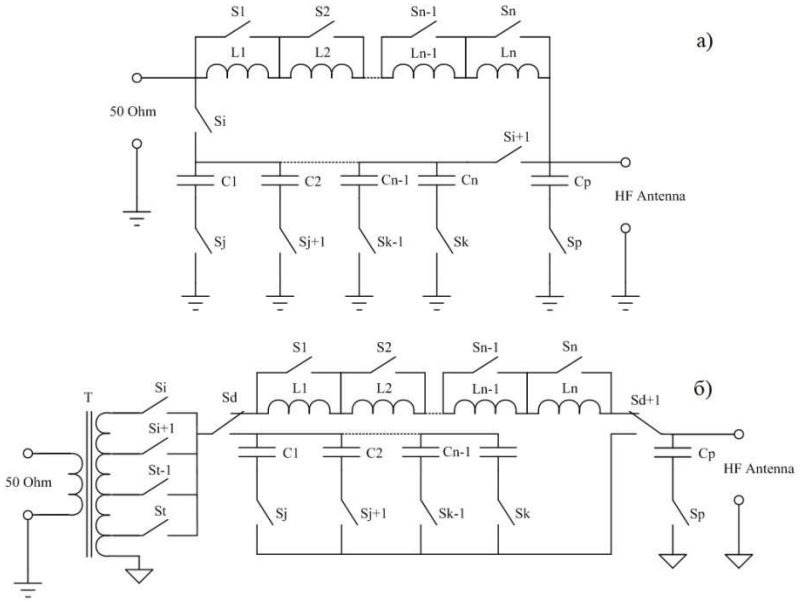


Рис.1 Схема АнСУ в виде Г-цепи (а) и АнСУ, содержащего набор широкополосных трансформаторов сопротивления с набором элементов для компенсации реактивной части импеданса антенны (б)

На *(рис.1)* S – коммутационные элементы (реле); $L_1 – L_n$ – набор дискретных катушек постоянной индуктивности; $C_1 – C_n$ – набор дискретных конденсаторов постоянной емкости; C_p – конденсатор, шунтирующий нагрузку; T – широкополосный трансформатор сопротивления с дискретно переключаемым коэффициентом трансформации посредством отводов от вторичной обмотки (обычно выполняемый на высокочастотном ферритовом сердечнике). При оценке добротности АнСУ, содержащего такие трансформаторы, потерями в них, при грамотном выборе материала сердечника и толщины проводника обмоток, можно пренебречь [17]. В целом, добротность АнСУ зависит не столько от добротности самих катушек индуктивности, сколько от добротности дискретных элементов, включающих в себя катушку индуктивности, а также от суммарного активного сопротивления коммутационных элементов; паразитной емкости монтажа элементов согласующей цепи и ее добротности [18-20].

В данной работе в качестве объекта согласования выступала антенна «Наклонный луч» [1] с длиной плеча 12 м, у которой конец одного плеча подвешивался на мачту высотой 6 м, а второе плечо выступало противовесом, расстеленным вдоль линии первого плеча по поверхности сухой почвы (встречающейся на практике чаще всего) с параметрами $\varepsilon = 13$; $\sigma = 2$ мСм/м. Моделирование импеданса антенны проводилось в свободно распространяемом программном обеспечении NEC-2 for MMANA, использующим модель Зоммерфельда-Нортона [21] для расчета антенн над реальной почвой. Данная резонансная проволочная антенна применяется для связи ионосферными волнами на расстояниях до 500-1000 км. Верхняя граница рабочего диапазона данной антенны находится в пределах 12-14 МГц и обусловлена «развалом» диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости. Нижняя граница рабочего диапазона зависит от величины индуктивности АнСУ и в данной работе была принята на уровне 1,5 МГц.

Паразитная емкость C_{p1} согласующей цепи между проводником, соединяющим дискретные элементы между собой, и обратным (земельным) проводником для обоих видов рассматриваемых АнСУ была принята на уровне 20 пФ исходя из проведенных автором работы измерений макета АнСУ. Учитывая, что C_{p1} подключается параллельно с нагрузкой в виде антенны, аналогично элементу C_p, импеданс антенны при согласовании, «видимый» АнСУ, изменяется *(рис.2)* и требуемая индуктивность настройки в нижней части рабочего диапазона уменьшается.

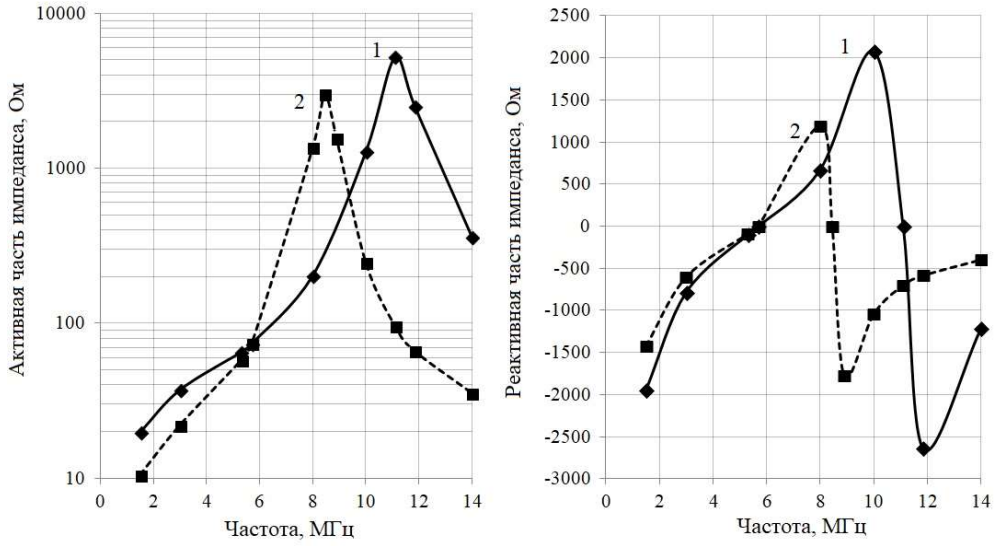


Рис.2 Частотная характеристика активной и реактивной частей импеданса антенны «Наклонный луч» с длиной плеча 12 м самой антенны (1) и характеристика, «видимая» со стороны выхода АнСУ (2) с учетом паразитной емкости C_{p1}

Кроме паразитной емкости между прямым и обратным проводником согласующей цепи в работе учитывалась паразитная емкость емкостной ветви АнСУ, образованная емкостями между выводами коммутационных элементов и емкостями проводников, образующих саму емкостную цепь АнСУ (C_{p2}). Величина C_{p2} при моделировании характеристик АнСУ была принята на уровне 10 пФ, что соответствует данным, полученным на макете АнСУ. Паразитная индуктивность согласующей цепи, составляющая, согласно измерениям макета АнСУ, около 600 нГн, при моделировании характеристик АнСУ не учитывалась. Макет АнСУ содержал 11 дискретных конденсаторов постоянной емкости (от 2 до 2048 пФ) с коэффициентом увеличения в виде степени числа 2, 10 дискретных катушек индуктивности (от 50 до 25600 нГн) с тем же коэффициентом увеличения и набор широкополосных трансформаторов сопротивления с 9-ю переключаемыми коэффициентами трансформации (из 50 Ом в 12,5; в 18; в 30; в 50; в 72; в 120; в 200; в 360 и в 560 Ом). Емкость

элемента C_p составляла 10 или 20 пФ. При моделировании частотных характеристик АнСУ использовались два дополнительных разряда индуктивности – 51200 нГн и 102400 нГн.

Моделирование частотных характеристик упомянутых выше видов АнСУ производилось с помощью подобранной эквивалентной схемы замещения антенны. Импеданс подобранной схемы с погрешностью не более ±20% повторяет импеданс модели антенны в диапазоне частот от 1,5 до 14 МГц. Известный метод упрощения эквивалентной схемы замещения антенны до одного активного и одного-двух реактивных [22] в данной работе не применялся, т.к. в нем не учитывается частотная зависимость активной части сопротивления антенны, из-за чего расчетная полоса согласования антенны получается заведомо больше реальной. На *рис.3* показана принципиальная схема замещения антенны (элементы C_1, L_2, C_2, R_3, L_3, R_4 и L_4) с подключенными к ней элементами АнСУ L_1, R_1, C_3 и T (для частоты 1,5 МГц) с конечной добротностью и паразитными емкостями АнСУ C_{p1} и C_{p2}. Добротность катушек индуктивности АнСУ на частоте 1,5 МГц принималась равной 100, на частоте 3 МГц и выше – 200. Кроме этого, исходя из суммарной индуктивности настройки, рассчитывалось суммарное активное сопротивление коммутационных элементов индуктивной ветви АнСУ из расчета 50 мОм на каждый отключенный разряд индуктивности в АнСУ. Это сопротивление суммировалось с активным сопротивлением включенных в цепь катушек индуктивности.

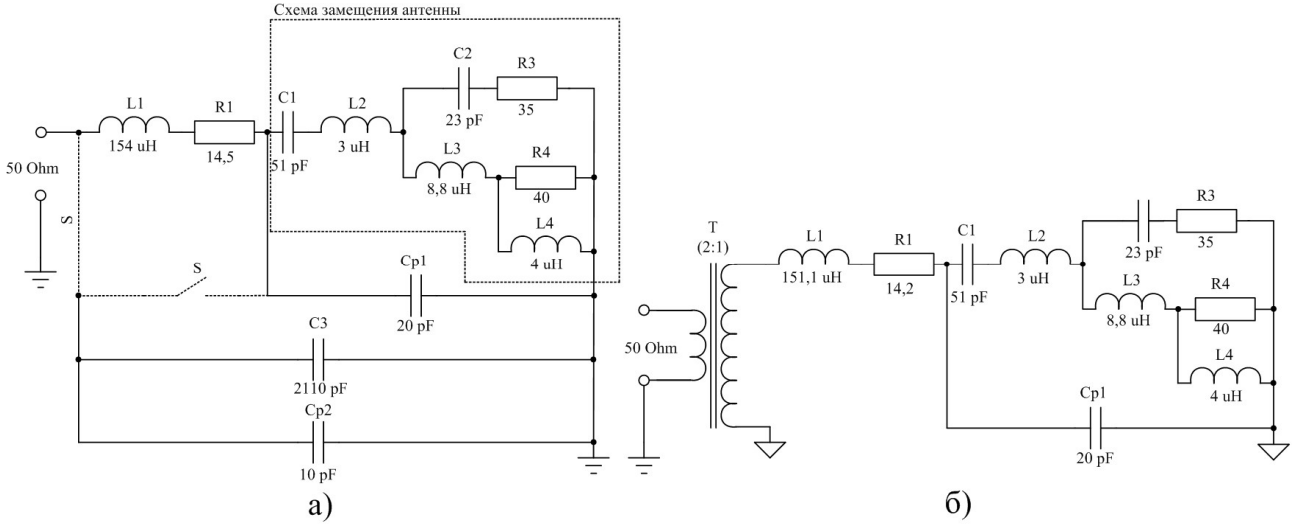


Рис.3 Принципиальная схема замещения антенны с подключенными к ней элементами согласования АнСУ в виде Г-цепи (а) и с АнСУ в виде набора трансформаторов с компенсатором реактивности антенны (б)

Результаты проведенного моделирования сведены в таблицу:

Частота, МГц	АнСУ в виде Г-цепи						АнСУ с набором трансформаторов				
	L1, мкГн	R1, Ом	C3, пФ	КПД АнСУ, %	КСВ при наст-ройке	Полоса согласования по критерию КСВ≤2,5, кГц	L1, мкГн	R1, Ом	КПД АнСУ, %	КСВ при наст-ройке	Полоса согласования по критерию КСВ≤2,5, кГц
1,5	154,0	14,5	2110	42,0	1,05	23	151,1	14,2	42,4	1,15	24
3,0	33,5	3,2	1020	87,5	1,05	94	32,2	3,0	87,9	1,3	96
5,3	2,65	0,8	26	98,6	1,05	477	2,75	0,8	98,6	1,15	490
5,7	1	0,5	240	99,3	1,05	612	0	0,5	99,3	1,15	588
8,0	6,7	2,0	65	96,1	1,05	481	15,3	4,2	98,5	1,2	642
8,45	7,25	2,3	48	95,6	1,05	478	16,7	4,8	98,4	1,15	650
8,9	7,35	2,4	38	95,4	1,05	490	18,0	5,4	99,3	1,15	685
10,0	7,7	2,8	18	94,8	1,05	540	16,5	5,5	97,8	1,05	675
11,1	6,75	2,7	18	94,3	1,15	590	10,0	3,8	96,2	1,25	685
11,85	8,0	3,3	0	95,3	1,4	560	8,0	3,3	96,7	1,3	740
14	4,5	2,3	0	93,9	1,4	840	4,4	2,3	97,7	1,3	800

Анализируя частотные характеристики обоих видов АнСУ, отраженные в таблице, можно сделать следующие выводы. Во-первых, КПД АнСУ с набором трансформаторов и компенсатором реактивности антенны на резонансной частоте настройки при прочих равных условиях оказывается больше КПД АнСУ в виде Г-цепи. Это происходит по двум причинам, первая из которых – меньшая требуемая индуктивность настройки при работе на антенну до ее первого последовательного резонанса. Вторая причина заключается в использовании широкополосных трансформаторов сопротивления вместо шунтирующей емкости, подключаемой параллельно (обратная Г-цепь) антенне в области высокого активного сопротивления антенны. Использование АнСУ с набором трансформаторов при работе на высокоомные нагрузки, несмотря на бо̲льшую требуемую индуктивность компенсации, приводит к меньшим потерям в согласующей цепи в процентном соотношении от сопротивления нагрузки.

Во-вторых, полоса согласования системы при одинаковом критерии согласования оказывается шире при использовании АнСУ с набором трансформаторов. До первого последовательного резонанса антенны разница в полосе невелика – единицы процентов, однако по мере приближения к параллельному резонансу антенны, разница в величине полосы растет и достигает 25-35%. При использовании широкополосных трансформаторов, как уже было сказано выше, отпадает необходимость в использовании шунтирующей емкости для приведения активного сопротивления антенны к 50 Ом, что расширяет полосу согласования. Полученный выигрыш, с одной стороны, может быть использован как для работы в широкополосных радиолиниях (снижение КСВ на краях полосы), так и для работы в режиме ППРЧ (уменьшение числа переключений коммутационных элементов за счет меньшего количества требуемых перестроек АнСУ).

В-третьих, использование АнСУ с набором трансформаторов позволяет гальванически разделить «земли» в устройстве, что уменьшает влияние корпуса АнСУ на паразитную емкость C_{p1} в случае его выполнения из металла, а также снижает емкостную связь между катушками индуктивности, представляя корпус АнСУ электронейтральным по отношению к согласующей цепи.

В-четвертых, среднее значение КСВ на резонансной частоте настройки оказывается выше у АнСУ с набором трансформаторов из-за дискретности набора коэффициентов трансформации. Однако на практике, при использовании современных радиостанций с выходной мощностью до 200-500 Вт, существенного ухудшения режима работы выходных каскадов передатчика при увеличении КСВ нагрузки с 1,05 до 1,2-1,25, не происходит. При этом на частотах 11,85 и 14 МГц АнСУ в виде Г-цепи имеет более высокий КСВ при настройке. Дело в том, что емкость C_{p2} при прямой Г-цепи приближает параллельный резонанс антенны (активная часть импеданса при настройке АнСУ составляет около 70 Ом при всех отключенных разрядах емкостей), а при обратной Г-цепи емкость C_{p2} дополнительно шунтирует нагрузку (активная часть импеданса при настройке не превышает 30 Ом).

В-пятых, принцип разделения задачи трансформации и компенсации в АнСУ с набором трансформаторов позволяет значительно упростить алгоритм настройки АнСУ на комплексные нагрузки с различными комбинациями активной и реактивной частей. Простейшая реализация алгоритма настройки для такого АнСУ требует только наличия скалярного измерителя КСВ. Несмотря на большее число элементов согласования в АнСУ с набором трансформаторов по сравнению с классическим АнСУ в виде Г-цепи, первое позволяет организовать меньшую длину полигонов на печатной плате, сократить паразитную емкость между прямым и обратным проводником согласующей цепи, а также снизить ее паразитную индуктивность, что важно при работе в верхней части КВ диапазона.

По совокупности факторов, АнСУ с набором трансформаторов и компенсатором реактивности антенны имеет ряд значительных преимуществ перед классическим АнСУ в виде Г-цепи и ее модификаций. Дальнейшее развитие направления АнСУ КВ диапазона должно быть связано с исследованием способов минимизации паразитных параметров согласующей цепи как в целом (топология соединений согласующих элементов, обеспечивающая минимальную индуктивность и емкость между прямым и обратным проводником цепи), так и в части компоновки дискретных элементов (обеспечение максимально возможной добротности дискретных элементов в как можно более широком диапазоне частот). Также необходимо уделять значительное внимание построению системы питания дискретных элементов, которая не должна оказывать влияние на высокочастотные цепи.

Работа выполнена в рамках государственного задания ОНЦ СО РАН (номер госрегистрации проекта 122011200349-3).

Список публикаций:

[1] Гвоздев И.Н., Муравьев Ю.К., Серков В.П., Чернолес В.П. Характеристики антенн радиосистем связи. Ленинград: Изд. ВАС, 1978. 231 с.

[2] Мешалкин В. А., Сосунов В. В., Филиппов В. В. Поля и волны в задачах разведзащищенности и радиоэлектронной защиты систем связи. С.-Пб.: ВАС, 1993. 321 с.

[3] Лавров Г. А., Князев А. С. Приземные и подземные антенны. М.: Советское радио, 1965. 472 с.
[4] Верещагин Е. М. Антенны и распространение радиоволн. М.: Воениздат, 1964. 240 с.
[5] Бабков В. Ю., Муравьев Ю. К. Основы построения устройств согласования антенн. Изд. ВАС, 1980. 240 с.
[6] Бабков В. Ю., Борийчук Г. И., Виноградов В.А., Лунев С. Ф., Назаренко С. Н., Пивоваров В. Ф. Основы проектирования передающих устройств систем радиосвязи. Изд. ВАС, 1984. 296 с.
[7] Муравьев Ю. К., Серков В. П. Определение добротности антенных устройств // Вопросы расчета радиолиний и антенных устройств. Изд. ВАС, 1981. С. 43-50.
[8] Борийчук Г. И., Сергеев В. М. Расчет П-образной согласующе-фильтрующей цепи на дискретных элементах // Вопросы расчета и проектирования антенн и радиолиний. Изд. ВАС, 1982. С. 91-95.
[9] Борийчук Г. И., Юдин А.А., Селягин М. А., Сергеев В. М. Синтез антенных согласующих устройств с вычислительными алгоритмами настройки // Вопросы расчета и проектирования антенн и радиолиний. Изд. ВАС, 1985. С. 138-145.
[10] Бабков В. Ю., Петухов А. А. Широкополосные перестраиваемые устройства согласования антенн // Вопросы расчета и проектирования антенн и радиолиний. Изд. ВАС, 1989. С. 170-177.
[11] Ковалевич Д. А. Способ автоматического согласования антенны и выходных каскадов передатчика // Доклады БГУИР. 2021. №19 (3). С. 31-39.
[12] Петухов Н. А. К вопросу проектирования антенно-согласующих устройств // Проектирование и технология электронных средств. 2012. №4. С. 28-30.
[13] Хлопушин И. Ю., Маслова Н. С. Особенности проектирования антенных согласующих устройств ДКМВ диапазона на отечественной элементной базе // Радиотехника, электроника и связь: сб. докл. V Междунар. науч.-техн. конф. Омск: ОНИИП, 2019. С. 128–133.
[14] Бабков В. Ю. Оценка реализуемого допуска широкополосного согласования антенн // Вопросы расчета и проектирования антенн и радиолиний. Изд. ВАС, 1989. С. 159-163.
[15] Специальные радиосистемы: официальный сайт. URL: https://www.radioscanner.ru/trx/civil/angara-1 (дата обращения: 30.07.2023).
[16]Маркелов М.А., Цифринович И.И., Цыбаев Б.Г., Шатраков Ю.Г. Параметры самолетных антенн и их измерение. М.: Машиностроение, 1984. 208 с.
[17] Агарков Н. Е. Разработка широкополосных согласующих трансформаторов на ферритах для электрически малых антенн КВ-диапазона // Приборостроение и информационные технологии : тезисы докладов XIII Ежегодной студенческой научно-практической конференции (ПИТ-2020). 2021. С. 15-21.
[18] Агарков Н.Е. Влияние компоновки катушек индуктивности на КПД антенного согласующего устройства электрически малой антенны ДКМВ диапазона // Проблемы машиноведения: материалы VII Междунар. науч.-техн. конф. Омск: ОмГТУ, 2023. С.45-52.
[19]Волгов В. А. Детали и узлы радиоэлектронной аппаратуры. М.: Энергия, 1977. 656 с.
[20]Вознесенко В.И., Коваль А. В., Коронкевич В. М. Радиодетали, радиокомпоненты и их расчет. М.: Совестское радио, 1977. 368 с.
[21] Справочник по распространению земных волн. 2014. С. 12–15. URL: https://www.itu.int/dms_pub/itu-r/opb/hdb/R-HDB-59-2014-PDF-R.pdf (дата обращения: 30.07.2023).
[22] Бабков В.Ю. Высокочастотные тракты автоматизированных комплексов радиосвязи. Л.: ВАС, 1989. 176 с.

Управляемое осаждение частиц на плоскость с помощью вихревого ультразвукового поля

Емельянов Фёдор Сергеевич,
Кузовова Анжела Евгеньевна, Росляков Сергей Николаевич, Суханов Дмитрий Яковлевич
Томский государственный университет
E-mail: emelianov.fedor15@gmail.com

Методы ультразвукового захвата находят применение в системах бесконтактной манипуляции малоразмерными объектами для задач исследования вещества, химических реакций [1-2]. Перспективно применение ультразвукового захвата для трёхмерной печати и установки компонент, систем удаления пыли и очистки воздуха. В работе [3] рассмотрена возможность нанесения компонентов поверхностного монтажа методом акустической левитации. В предлагаемом подходе ультразвуковые решетки, располагались вдоль граней куба. Для левитации использовался монохроматический сигнал, такой подход позволяет манипулировать одной частицей, чтобы нанести ее на плоскость. Устойчивый захват частиц в воздухе осуществляется в узлах стоячих волн ультразвукового поля. Экспериментально было показано [4], что возможен захват не только частиц, но и прямолинейных объектов, которые располагаются вдоль узлов стоячих волн. Ранее возможность акустического захвата и расчёт соответствующих сил был проведён в работе Горькова [5]. В работе [6] экспериментально показано, что возможен захват частиц в широкополосном ультразвуковом поле, создаваемом сигналами с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ). Такие поля обеспечивают дрейф частиц к единственному стабильному узлу стоячих волн. Вихревое ультразвуковое поле [7] также позволяет осуществлять захват частиц.

В данной работе предлагается формировать широкополосное вихревое поле вокруг заданной линии для обеспечения определённой траектории падения частиц. Предполагается, что поле формируется с помощью множества ультразвуковых излучателей, размещённых на сфере. Предлагается метод расчёта требуемого амплитудно-фазового распределения источников рассчитывается на основе обратного распространения волн. Численное моделирование движения частицы путём интегрирования уравнения движения Ньютона позволило определить траекторию осаждения (рис.1).

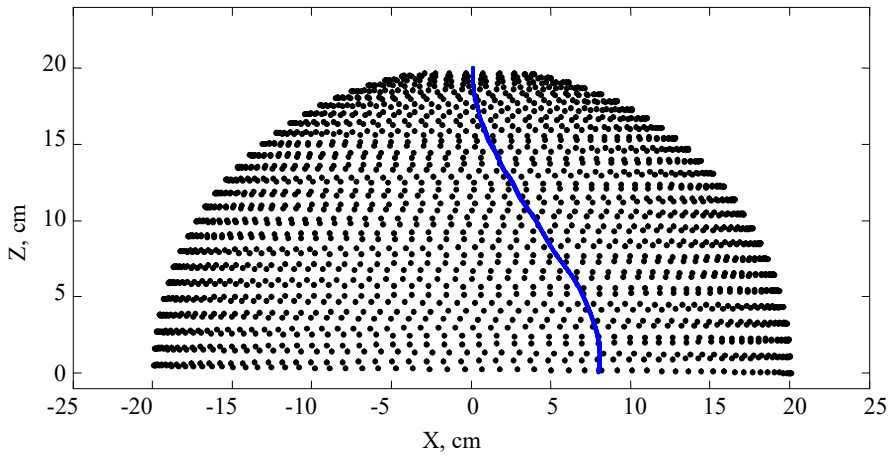


рис. 1. Результат численного моделирования траектории частицы в вихревом поле

Предложен метод формирования вихревого поля вокруг заданной траектории с помощью системы излучателей ультразвуковых волн. В качестве временной зависимости рассматриваются сигналы с линейной частотной модуляцией. Проведён расчёт вихревого ультразвукового поля. Результаты численного моделирования движения частицы в сформированном ультразвуковом поле показали, что частица следует заданной траектории. Моделирование проводилось для диапазона частот от 20 до 30 кГц.

Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда №.23-22-00056.

Список публикаций

[1] Brotton S., Kaiser R. I. Analytical Chemistry. 2020. № 92(12). P.1-7.
[2] Matsubara T., Takemura K. Advanced Scienc. 2021. Vol. 8. Iss. 3.
[3] O. Putkis International Publication Date: 27 April 2017. – WO 2017/068435Al.
[4] Суханов Д. Я. Росляков С. Н., Емельянов Ф. С. Акустический журнал. 2020. Т. 66. С. 154–162.
[5] Gor'kov LP. Sov Phys Dokl. 1962. № 6, P. 773–775.
[6] Sukhanov D. Rosliakov S. Applied Acoustics. 2021. Vol. 178. P. 108004.
[7] Суханов Д. Я. Росляков С. Н. Физика. 2022. № 8. С. 19–23.

Особенности диэлектрических спектров почвенных образцов, отличающихся гранулометрическим составом и содержанием органической компоненты

Варнаков Сергей Александрович,
Ященко Александр Сергеевич, Кривальцевич Сергей Викторович,
Никифорова Алёна Олеговна
Омский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук
(Институт радиофизики и физической электроники)
E-mail: sergvarnakov@yandex.ru

На данный момент можно утверждать, что общие вопросы теории взаимодействия электромагнитных волн с однородными диэлектриками рассмотрены на уровне достаточном для решения ряда прикладных задач распространения радиоволн. При наличии данных о комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) подстилающей поверхности представляется возможным: определить поглощательные и отражательные характеристики тех или иных участков материковой части Земли, оценить направленные и импедансные характеристики приземных излучателей, восстановить значения влажности поверхностного слоя почв по данным спутниковых радиометров и т. д. В результате проведённых в 70-80-х годах прошлого века лабораторных исследований был разработан ряд моделей влажных почв, среди которых наибольшее распространение получила модель Добсона, позволяющая производить оценку КДП почв по известным значениям влажности, температуры, а также гранулометрическому составу [1]. Несмотря на то, что эмпирические данные, используемые при создании модели Добсона, были получены на частотах, относящихся к СВЧ диапазону, Международный союз электросвязи рекомендует использовать эту модель для оценки диэлектрических характеристик почв и грунтов в гораздо более широкой полосе частот: от коротких волн до терагерцовых. Кроме того, создан ряд моделей, позволяющих определить значение КДП влажных почв при определённых условиях. Так, коллективом института физики им. Л.В. Киренского разработана физически обоснованная диэлектрическая рефракционная модель влажных почв, справедливая в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн. Научным коллективом ОмГПУ проделана большая работа по совершенствованию методов измерения в широком диапазоне частот. Разработанный этим коллективом метод позволил определять КДП влажных почв в крайне широком диапазоне частот без изменения структуры образца [2]. Однако, несмотря на определённые успехи в изучении диэлектрических дисперсных смесей, разработать универсальную диэлектрическую модель влажных почв до сих пор не удалось. Этот факт свидетельствует о важности накопления эмпирических данных о КДП почв, существенно отличающихся гранулометрическим составом, в широком частотном диапазоне.

Измерения КДП образцов почв осуществлялись с помощью методики, разработанной сотрудниками Лаборатории диэлькометрии и петрофизики ОмГПУ [2] на базе совместной Лаборатории Института радиофизики и физической электроники ОНЦ СО РАН и Омского НИИ приборостроения. Эта методика позволяет проводить измерения КДП в широком частотном диапазоне (от единиц килогерц до нескольких гигагерц) без изменения структуры образца. При правильном выборе длины ячейки для образца с определённой влажностью относительная погрешность измерения КДП не превышает 2,5%. В данной работе мы проводили измерения диэлектрической проницаемости почвенных образцов в диапазоне частот 5 МГц-4 ГГц.

Нами были получены диэлектрические спектры пяти образцов, отобранных: вблизи г. Норильска (органическая почва Арктики, образец №1); в районе Тагульского нефтяного месторождения (минеральная почва Арктики, образец №2); в южной части Омской области: суглинистой почвы, отобранной в пределах горизонтов 0-10 см (образец №3) и 40-50 см (образец №4); пойма р. Иртыш (песчаная почва, образец №5). Согласно данным, приведённым в почвенной карте России, образцы соответствовали: органическая почва Арктики – тундровой глеево-торфянистой; минеральная почва Арктики – глееземам торфянисто-перегнойным таежным; суглинистая почва – выщелоченным чернозёмам; песчаная почва – пойменным кислым.

Перед измерением с образцом почвы выполнялись необходимые подготовительные процедуры. Крупные включения (части растений, гравий и др.) из образца почвы удаляли. После образец смачивался до очень высокой влажности (более 0,5 $см^3/см^3$) деионизированной водой. Это исключало возможность изменения солевого состава образца почвы. Изменение влажности образца происходило в процессе естественного испарения. Объемная влажность пробы определялась термостатно-весовым методом. Для проведения процедуры измерения образец почвы при текущей влажности помещали внутрь отрезка коаксиальной линии и выдерживали в ней в течение суток. В дальнейшем выполнялись измерения параметров матрицы рассеяния (S-параметры) коаксиальной ячейки с образцом. Определение значений КДП осуществлялось в процессе минимизации функции невязки между значениями S-параметров определёнными экспериментально и рассчитанными теоретически.

В результате полученных измерений были полученные данные о КДП почв, и проведён расчёт некоторых радиофизических характеристик подстилающей поверхности. Ниже приведены данные, соответствующие объёмной влажности образцов 30±1,5%. Указанное значение близко к предельной полевой влагоёмкости

суглинка – максимальному удельному объёму влаги, которое может быть удержано в почве капиллярно-сорбционными силами, после стекания жидкой воды под действием сил гравитации.

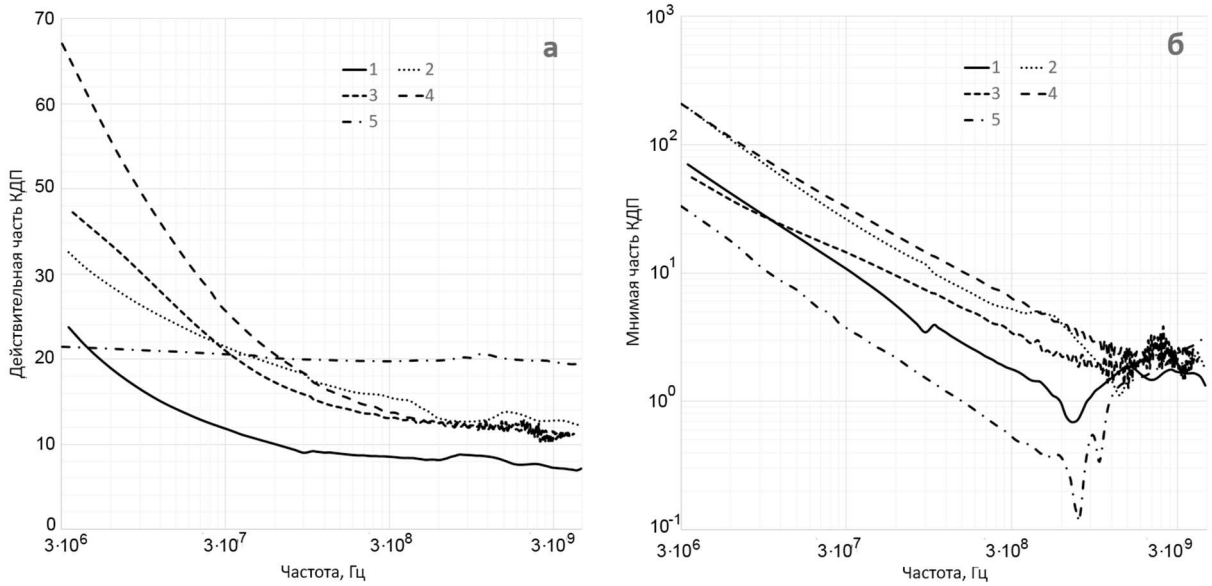


рис 1. Спектры действительной (а) и мнимой (б) части КДП образцов органической почвы Арктики (1), минеральной почвы Арктики (2), суглинистой почвы верхнего (3) и нижнего (4) горизонтов, песчаной почвы (5)

Как можно видеть из приведённых данных *(рис. 1а, рис. 1б)*, вид диэлектрических спектров в значительной степени определяется особенностями гранулометрического состава и наличием органики. В данной работе рассматриваются образцы, с существенным отличием в содержании физической глины. В образцах № 2, 3 и 4 содержание физической глины выше, чем у № 5. В случае, если доминирующей по размеру компонентой почвенного скелета является физическая глина, наблюдается монотонный рост действительной части КДП при уменьшении частоты в пределах диапазона измерений *(рис. 1а)*. Данный эффект обусловлен низкочастотным релаксационным процессом Максвелла-Вагнера, протекающим в почвах под действием внешнего переменного электромагнитного поля. Стоит отметить, что влияние этого процесса на значения действительной части КДП должно проявляться и для почв с высоким содержанием физического песка, но на частотах существенно меньших, чем 5 МГц. По этой причине, значения действительной части КДП образца №5, полученные в результате проведённого исследования, мало изменялись с частотой. Это объясняется меньшей удельной поверхностью почвенных частиц, а, следовательно, меньшим количеством связанной воды. Малые значение КДП образца №1, насыщенного органической компонентой, объясняются малой плотностью (высокой пористостью).

В качестве общей тенденции, характерной для всех исследуемых образцов, является рост значений мнимой части КДП с уменьшение частоты *(рис. 1б)*. При этом мнимые части КДП образцов № 2 и № 4 имеют более высокие значения, чем образцы № 1, 3 и 5. Такой вид диэлектрических спектров обусловлен особенностью частотной зависимости механизмов, определяющих диэлектрические характеристики почв. На частотах существенно ниже 1 ГГц основными факторами, определяющими значения КДП почв, является поляризация межфазных границ «почвенная частица-вода» и «вода-воздух», а также «низкочастотные» релаксационные процессы. По мере роста частоты, влияние указанных механизмов уменьшается, но возрастает вклад ориентационной поляризации молекул свободной воды, приводящей к возрастанию мнимой части КДП. Сравнительный анализ приведённых данных *(рис. 1 б)*, свидетельствует о довольно высоких потерях в образце № 4, сопоставимых с потерями в образце минеральной почвы Арктики. Для образца №4 это можно объяснить особенностями водного режима почв Омской области. Зачастую, глубина залегания грунтовых вод на юге Западной Сибири не превышает высоту капиллярного поднятия. При этом грунтовые воды содержат заметное количество растворённых солей. Перенос почвенной влаги в процессах испарения и инфильтрации сопровождается миграцией солей, вследствие этого для почв юга Западной Сибири зачастую характерна повышенная концентрация ионов. В зависимости от глубины залегания грунтовых вод и особенностей гранулометрического состава засоленной может оказаться либо вся толща почвы, либо её отдельные горизонты. В точке отбора образцов № 3 и № 4 засолению подвергся как минимум горизонт 40-50 см, что объясняет заметно более высокие потери образца №3 по сравнению с образцом №4. Исходя из данных, приведённых на *рис. 1 б*, можно предположить, что образец №2 так же отличался повышенным содержанием солей.

Известно, что толщина скин-слоя уменьшается по мере роста частоты и потерь в диэлектрике. Высокие потери, количественно оцениваемые в значениях мнимой части КДП, определяют малую толщину скин-слоя диэлектрика, выраженную в долях длины волны. Как видно из приведённых данных *(рис. 2)*, образцы №2 и №4 отличаются меньшими, по сравнению с образцами №1 и №3 значениями толщины скин-слоя на одинаковых

частотах. В абсолютных величинах значение толщины скин-слоя менее 1 метра наблюдалось: для образца №1 – на частотах выше 39 МГц, для образцов №2 и №4 – на частотах выше 9 МГц, для образца №3 – на частотах выше 31 МГц и для образца №5 – на частотах выше 1 ГГц. Стоит отметить, что на графике зависимости толщины скин-слоя от частоты для образца №5 имеется точка перегиба на частоте близкой к 770 МГц. Можно предположить, что причиной этого является особенность частотной зависимости поляризационных процессов (описание приведено выше по тексту).

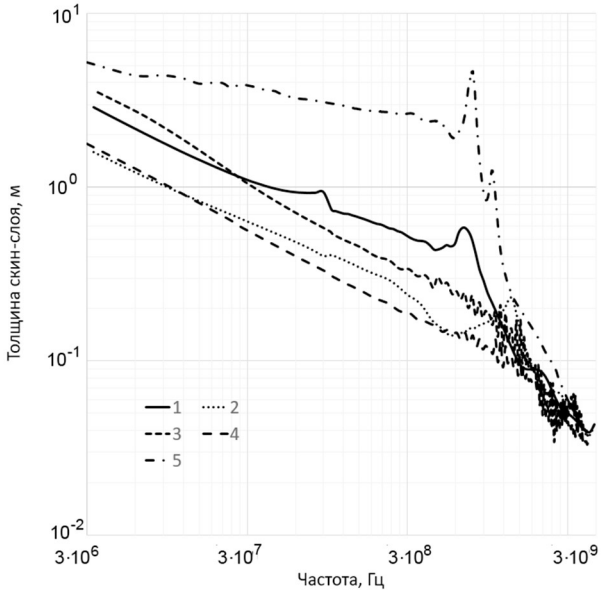


рис. 2. Значения толщин скин-слоя, рассчитанные по данным о КДП для образцов органической почвы Арктики (1), минеральной почвы Арктики (2), суглинистой почвы верхнего (3) и нижнего (4) горизонтов, песчаной почвы (5)

Полученные результаты свидетельствуют о том, что величина комплексной диэлектрической проницаемости почв является функцией содержания физического песка, глины и органической компоненты. Это объясняется тем, что при изменении содержания физического песка, глины и органики в почве изменяются её гидрофизические характеристик, что в свою очередь сказывается на распределении почвенной влаги на поверхности минеральных частиц и приводит к изменению подвижности молекул воды. Наличие растворённых солей не только сказывается на подвижности молекул воды, но и напрямую влияет на величину проводимости (и мнимую часть комплексной диэлектрической проницаемости, связанную с ней). Также полученные результаты свидетельствуют об отличиях в диэлектрических характеристиках, обусловленных глубиной залегания почвы. Полученные результаты могут найти применение при оценке влияния подстилающей поверхности на процессы излучения и распространения радиоволн, и в, перспективе, при совершенствовании диэлектрических моделей влажных почв.

Работа выполнена по государственному заданию Омского научного центра СО РАН (номер госрегистрации проекта 122011200349-3).

Список публикаций:

[1] Peplinski N. R., Ulaby F. T., Dobson M. C. Dielectric properties of soils in the 0.3-1.3-GHz range ///IEEE Trans Geosci. and Remote Sens. Vol. 33, No. 3. P. 803-807. 1995.

[2] Bobrov P. P., Repin A. V., Rodionova O. V. Wideband Frequency Domain Method of Soil Dielectric Property Measurements // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2015. Vol. 53, No. 5. P. 2366–2372.

Особенности временного хода радиояркостной температуры промерзающей почвы территории юга Западной Сибири

Ященко Александр Сергеевич
Омский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук
(Институт радиофизики и физической электроники)
E-mail: x_rays1@mail.ru

В последние десятилетия растёт понимание тесной взаимосвязи между динамикой климата и деятельностью человека. Вопрос причинно-следственной связи между этими процессами в глобальном масштабе в долгосрочной перспективе до сих пор остаётся открытым, однако не вызывает сомнения, что в результате оперативного мониторинга состояния окружающей среды удаётся вносить необходимые коррективы в экономическую и хозяйственную деятельность человека для минимизации возникающих рисков. Известно, что для прогнозирования состояния климата в кратко и среднесрочной перспективе необходима информация о глобальных потоках тепла и влаги. Одним из важных факторов, определяющих эти потоки, являются процессы замерзания/оттаивания подстилающей поверхности, вносящие заметный вклад в тепловой баланс континентальных участков суши в умеренной, субарктической и арктической климатических зонах. Поскольку указанные участки поверхности суши занимают обширные территории, то единственным способом получения информации об их состоянии является использование технологий дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ). Единственной из технологий ДЗЗ, позволяющей получить информацию о состоянии подстилающей поверхности (талая/мёрзлая) при отрицательных температурах в региональном и глобальном масштабе, является микроволновая радиометрия. По этой причине исследование процессов промерзания и оттаивания с помощью данных, полученных спутниковыми радиометрами, представляет актуальную научную задачу.

На данный момент на орбите функционирует ряд спутников с установленными на борту микроволновыми радиометрами, которые находят применение при мониторинге влагосодержания атмосферы, состояния растительного слоя, определении скорости приводного ветра и др. В данной работе мы использовали данные о радиояркостной температуре, полученные аппаратом SMAP на частоте 1,4 ГГц, тематические карты влажности о толщине снежного покрова, построенные по данным аппарата GCOM-W1 и данные о температуре воздуха, измеренные в сети наземных метеостанций.

Интенсивность собственного радиотеплового излучения в микроволновом диапазоне волн, количественно измеряемая в значениях радиояркостной температуры ($T_{яр}$), является функцией многих переменных. Значение $T_{яр}$ почв непокрытых растительностью в основном зависит от величины комплексной диэлектрической проницаемости (КДП), степени неровности поверхности, термодинамической температуры и гранулометрического состава. В простейшем случае, для изотермической почвы с гладкой поверхностью непокрытой растительностью, значения $T_{яр}$ могут быть определены с помощью совокупности выражений:

$$T_{яр} = \left(1 - R_p\right) \cdot T = \left(1 - \left|r_p\right|^2\right) \cdot T\,; \quad (1)$$

$$r_H = \frac{n_1 cos\theta_1 - n_2 cos\theta_2}{n_1 cos\theta_1 + n_2 cos\theta_2};\ \ r_V = \frac{n_2 cos\theta_1 - n_1 cos\theta_2}{n_2 cos\theta_1 + n_1 cos\theta_2}; \quad (2)$$

где $T_{яр}$ – радиояркостная температура, T – термодинамическая температура почвы, θ_1 и θ_2 – углы падения и преломления соответственно; $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ и $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$ – комплексные показатели преломления среды 1 (в нашем случае воздуха) и 2 (подстилающей поверхности) соответственно, ε_1 и ε_2 – КДП среды 1 и 2 соответственно; p – индекс определяющий тип поляризации (вертикальная – H, или горизонтальная – V), R_p и r_p – коэффициенты отражения по мощности и амплитуде соответственно. В общем случае, при наличии растительности на поверхности, значения $T_{яр}$ почвы определяется выражением:

$$T_{яр} = \left(1 - \omega_p\right) \cdot \left(1 - \gamma_p\right) T_v + \left(1 - \omega_p\right) \cdot \left(1 - \gamma_p\right) \cdot \gamma_p \cdot R_p \cdot T_v + \left(1 - R_p\right) \cdot \gamma_p \cdot T_{eff} \quad (3)$$

где ω_p – альбедо однократного рассеяния, R_p – коэффициент отражения, γ_p – коэффициент ослабления в растительности; T_v, T_{eff} – температура растительности и эффективная температура почвы соответственно. Как следует из формул (1)-(3) уменьшение КДП поверхности и рост удельной массы растительности приводит к росту радиояркостной температуры. Падение КДП происходит при иссушении почвы или замерзания влаги в ней, что позволяет использовать микроволновые радиометрические данные при создании тематических карт влажных или промерзающих почв.

В процессе анализа использовались радиометрические данные, полученные аппаратом SMAP на частоте 1,4 ГГц для территории юга Западной Сибири и Северного Казахстана осенью-зимой 2022 г. Пространственное разрешение радиометрических снимков составляло 9 км (для данных уровня Level 3). В пределах исследуемого участка поверхности тип климатических зон заметно изменялся в широтном направлении: от степей на юге до заболоченной тайги на севере. По этой причине радиометрическое изображение, полученное одномоментно для

указанного участка поверхности при положительных температурах, отличалось высоким контрастом (см. рисунок 1). Наличие растительности, в особенности древостоя, приводит к увеличению $T_{яр}$ поверхности (на широтах выше 56°), даже при высоких значениях КДП почвы. На широтах ниже 54° значения $T_{яр}$ поверхности заметно меньше, по причине существенно меньшего влияния травянистой растительности на общее радиотепловое излучение поверхности, регистрируемое радиометром. При отрицательных температурах контраст радиометрического снимка уменьшается; значения $T_{яр}$ для поверхности, относящейся к разным климатическим зонам, становятся близки друг к другу. Стоит отметить, что общая тенденция изменения $T_{яр}$ при промерзании не зависит от того, каким аппаратом осуществлялась съёмка. На рисунке 1 приведен временной ряд данных о $T_{яр}$, для участков поверхности, относящихся к разным климатическим зонам. Как можно видеть из приведённых данных наибольший перепад $T_{яр}$ в абсолютных значениях наблюдается для участков поверхности, относящихся к степной и лесостепной зонам. Стоит отметить, что значения $T_{яр}$ для участка поверхности, относящегося к степной зоне, сначала увеличиваются при промерзании, достигают максимума, затем уменьшаются до значения, мало изменяющегося с течением времени.

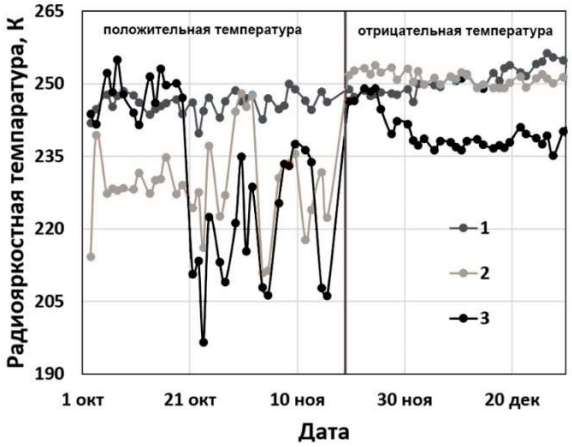


рис1.Временной ход радиояркостной температуры, построенный по данным SMAP на горизонтальной поляризации; участки поверхности с координатами:
(1) 57,75° с. ш. и 71,56° в. д. (южная тайга);
(2) 54,97° с. ш. и 71,56° в. д. (южная лесостепь);
(3) 51,47° с. ш. и 71,56° в. д. (степь)

Проведённые ранее наземные радиометрические измерения показали, что подобный временной ход $T_{яр}$ может быть обусловлен интерференционными процессами, протекающими в слое замёрзшей почвы (в оптике этот эффект известен под названием «просветляющее действие слоя») [6]. Для подтверждения этой гипотезы необходимо проведение подспутниковых измерений толщины замерзшего слоя почв.

Для участка поверхности, находящегося между 51° 30’ ÷ 52° 30’ с.ш. и 71°÷77° в.д. характерно низкое значение радиояркостной температуры подстилающей поверхности, находящейся в замёрзшем состоянии. В пределах указанного участка поверхности отсутствуют аномалии в толщине снежного покрова (по данным тематических карт GCOM-W1 snow depth). Анализ карт значений температуры воздуха (измеренных на метеостанциях), эффективной температуры почвы и содержания глины в ней (приведённые в файлах данных SMAP Level 3) так же не позволяют определить отличительную особенность территории с пониженной интенсивностью радиотеплового излучения. Но при этом, исходя из данных, приведённых на почвенной карте FAO/UNESCO Soil Map of the World, почвы в пределах указанного участка поверхности находятся в содовой фазе. Однако установить физическую обоснованную связь между фазой почвы и её радиояркостными характеристиками в замёрзшем состоянии на данный момент не удалось.

Таким образом, в ходе проведённого анализа были обнаружены и описаны особенности изменения радиояркостной температуры подстилающей поверхности в процессе её промерзания. Показано, что достоверная идентификация промерзших участков поверхности возможна при отсутствии мощного растительного слоя, покрывающего подстилающую поверхность. Идентифицирован участок поверхности, с аномальными значениями радиояркостной температуры в замёрзшем состоянии. Обнаружено, что временной ход радиояркостной температуры участка поверхности, относящегося к степной зоне, имеет ряд особенностей, которые могут быть обусловлены интерференционными процессами, протекающими в замёрзшем слое. В перспективе эта особенность может быть использована при разработке дистанционного радиометрического метода определения толщины замёрзшего слоя.

Работа выполнена по государственному заданию Омского научного центра СО РАН (номер госрегистрации проекта 122011200349-3).

Моделирование входного импеданса проволочной антенны с учетом элементов трансформации

Бучельников Антон Викторович
Агарков Никита Евгеньевич
Майненгер Ксения Алексеевна
Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского
АО «ОНИИП»
ИРФЭ ОНЦ СО РАН
E-mail: tony-602@mail.ru

В коротковолновом (КВ) диапазоне для обеспечения радиосвязи земной или ионосферной волнами на различные расстояния (до 4000 км и более) применяются разнообразные антенны, конструктивно представляющие собой набор взаимосвязанных проволочных проводников. Входное сопротивление таких антенн в рабочем диапазоне частот изменяется от единиц до нескольких тысяч Ом активного сопротивления и от нескольких тысяч Ом емкостного до нескольких тысяч Ом индуктивного реактивного сопротивления [1].

Входное сопротивление антенных устройств – это комплексное сопротивление, которое определяется как отношение амплитуды входного напряжения к входному току на определенной частоте. Входное сопротивление антенны является критически важным параметром для правильной работы системы приема-передачи. Если входное сопротивление не соответствует сопротивлению линии передачи, возникают отраженные сигналы, которые могут привести к снижению выходной мощности передатчика, снижению уровня принимаемого сигнала и другим проблемам в работе системы в целом.

Для согласования входного сопротивления с линией передачи используют специальные согласующие устройства, такие как трансформаторы, резонансные контурные цепи, изоляторы и другие [2,3]. Как правило, эти устройства используются для согласования комплексных сопротивлений между радиопередатчиком и антенной с целью обеспечения оптимальной передачи сигнала.

Первый способ согласования – это использование трансформатора. Трансформаторы используются для трансформации комплексных сопротивлений между антенной и линией передачи. Эти устройства могут быть выполнены в различных конфигурациях. Наиболее популярные среди них трансформаторы с магнитной связью, которые обеспечивают согласование антенны с приемо-передатчиком с помощью коэффициента трансформации. Несмотря на то, что такие трансформаторы широко применяются для согласования проволочных антенн, они имеют физическое ограничение, связанное с возможностью трансформации чисто активной составляющей входного сопротивления антенны, реактивная составляющая входного сопротивления при этом должна иметь малые значения [4].

Альтернативным и наиболее распространенным способом согласования является использование разнообразных антенных согласующих устройств (АнСУ). Главной задачей АнСУ является приведение импеданса антенны на выбранной рабочей частоте к 50 (реже 75) Ом чисто активного сопротивления.

Как правило, для проектирования АнСУ используется частотная зависимость входного импеданса типовой конструкции антенны, либо характеристика, полученная путем моделирования упрощенной конструкции антенны. При этом очень часто данные характеристики могут значительно отличаться от действительных значений. Это связано с тем, что для сопряжения антенны, имеющей симметричный выход, с АнСУ используются фидерная линия и устройство симметрирования.

Целью данной работы является сравнительный анализ частотных характеристик входного импеданса антенны, с учетом влияния фидерной линии и устройства симметрирования, полученные в результате моделирования и экспериментальным путем.

В данной работе в качестве объекта исследования выступала антенна «Наклонный симметричный вибратор ВН 20/12» [1] с длиной плеча 20 м, подвешенная на мачту высотой 12 м. Сопряжение симметричного выхода антенны с несимметричным входом АнСУ обеспечивалось применением фидерной линией, которая представляла собой двухпроводную 600-Омную линию длиной 12,5 м, и устройством симметрирования (*рис.1*).

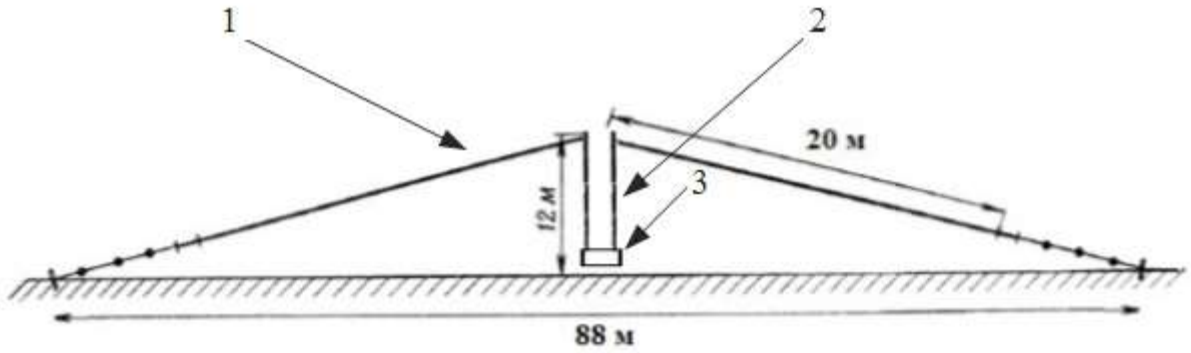


Рис. 1 Схематичный вид антенны, где 1 - плечи, 2 – фидерная линия, 3 – устройство симметрирования

Для получения частотных характеристик активной и реактивной частей импеданса антенны «Наклонный симметричный вибратор ВН 20/12» было проведено поэтапное моделирование рассматриваемой системы. На первом этапе была рассмотрена упрощенная модель антенны, представленная в виде двух лучей длиной 20 метров с точкой питания, расположенной на высоте 12 метров. Луч представлял собой алюминиевый провод диаметром 4 мм.

На втором этапе был проведен расчет и моделирование двухпроводной линии длиной 12,5 метров, выполненной из алюминиевого провода диаметром 4 мм. В верхней точке двухпроводная линия была подключена к комплексной нагрузке, значения которой соответствовали результатам, полученным на первом этапе для соответствующей частоты.

Моделирование антенны и двухпроводной линии проводилось в свободно распространяемом программном обеспечении NEC-2 for MMANA, использующим модель Зоммерфельда-Нортона [5] для расчета антенн над реальной почвой. Для моделирования использовались параметры средней почвы (встречающейся на практике чаще всего) со значениями $\varepsilon = 13$; $\sigma = 5$ мСм/м.

На третьем этапе проводился расчет импеданса на выходе симметрирующего трансформатора (*рис.2*), с подключенной комплексной нагрузкой. Трансформатор был выполнен на 6 кольцах фирмы Fair-Rite с магнитной проницаемостью $\mu = 250$. Обмотки были выполнены из провода ПЭТВ-2 диаметром 1 мм. Количество витков первичной обмотки составляло 3, количество витков вторичной и третичной обмоток по 1,5 витка. Измеренная индуктивность первичной обмотки и суммарно вторичной и третичной равнялась 17,4 мкГн.

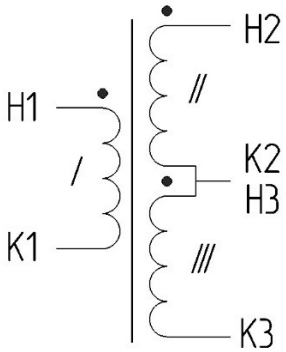


Рис.2. Схема обмотки симметрирующего трансформатора

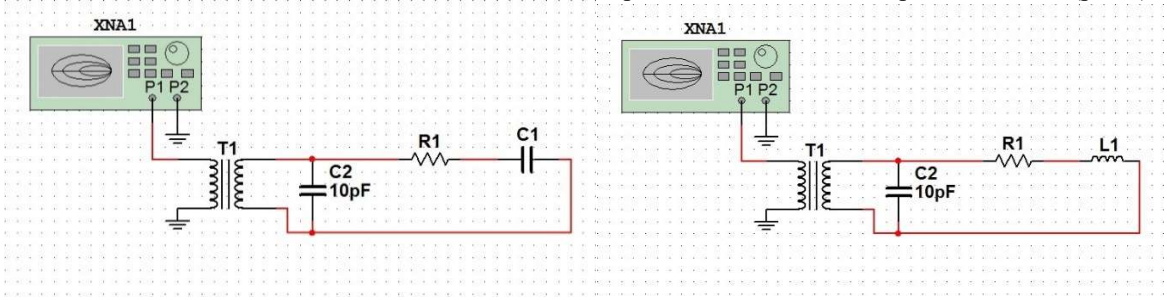
Значения реактивной составляющей входного импеданса, полученные на этапе моделирования фидерной линии, пересчитывались для эквивалентных значений индуктивности и емкости по следующим формулам [6]:

$$L = \frac{X_L}{2\pi f} \quad (1)$$

$$C = \frac{1}{2\pi f X_C} \quad (2)$$

Значения сопротивления R выбирались из результатов моделирования активной составляющей входного импеданса, полученных на втором этапе для соответствующей частоты. Конденсатор С2 имитировал паразитную

емкость, возникающую между обмотками трансформатора, на переходах, соединителях фидерной линии и др. Расчет проводился в программном обеспечении для моделирования и анализа электрических схем (рис.3).



а) *б)*

Рис.3 Схема расчета импеданса на выходе симметрирующего трансформатора для комплексной емкостной нагрузки (а) и индуктивной нагрузки (б)

В результате проведенного моделирования были получены частотные зависимости активной и реактивной составляющей входного импеданса антенны «Наклонный симметричный вибратор ВН 20/12» с учетом влияния фидерной линии и устройства симметрирования (*рис.4*).

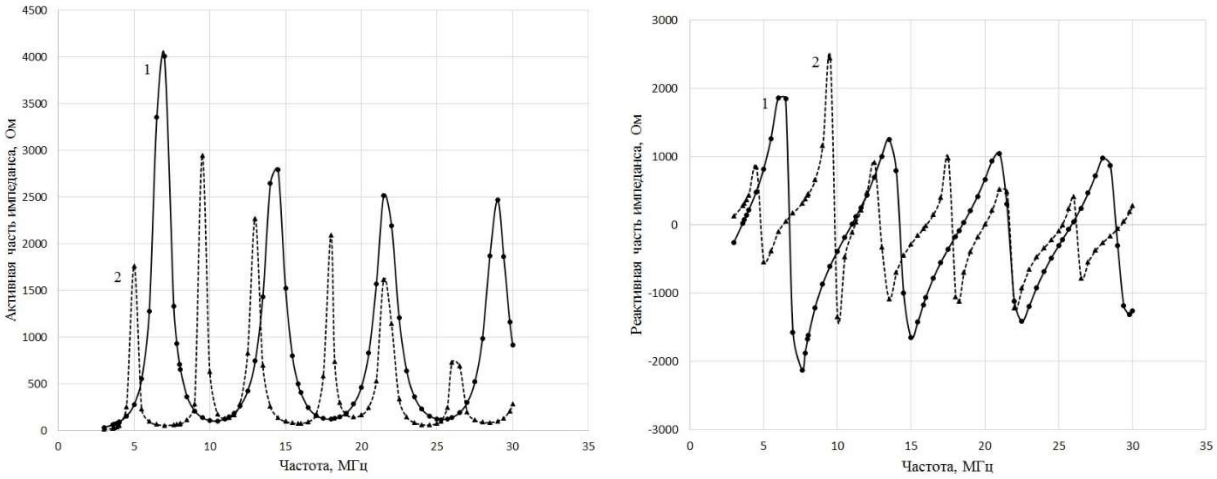


Рис.4 Частотная характеристика активной и реактивной частей импеданса антенны «Наклонный симметричный вибратор ВН 20/12», полученные в результате моделирования упрощенной конструкции антенны (1) и с учетом влияния фидерной линии и устройства симметрирования (2)

Далее были проведены измерения входного импеданса антенны «Наклонный симметричный вибратор ВН 20/12». Для проведения измерений испытуемую антенну разворачивали на открытой площадке. Измерение входных параметров, проводилось с использованием векторного анализатора цепей. Перед измерением анализатор цепей устанавливали в режим измерения активной и реактивной составляющих полного сопротивления Re и Im в диапазоне частот от 2,0 до 31,0 МГц. Выполнялась калибровка прибора в соответствии с техническим описанием и инструкциями на прибор (последовательно подключая к выходу прибора короткозамкнутую перемычку, согласованную нагрузку) с использованием нагрузок и перемычек из состава калибровочных мер. Изначально проводилось измерение реактивной составляющей Im входного сопротивления. По показаниям прибора в диапазоне частот 3-30 МГц с шагом 0,5 МГц фиксировалось значение реактивной составляющей измеряемой антенны. Дополнительно проводились измерения на резонансных частотах (при $X_A = 0$) и на частотах, при которых наблюдались максимальные (при $X_A = max$) и минимальные (при $X_A = min$) значения реактивной составляющей входного сопротивления антенны. Затем проводилось измерение активной составляющей R входного сопротивления антенны на тех же частотах.

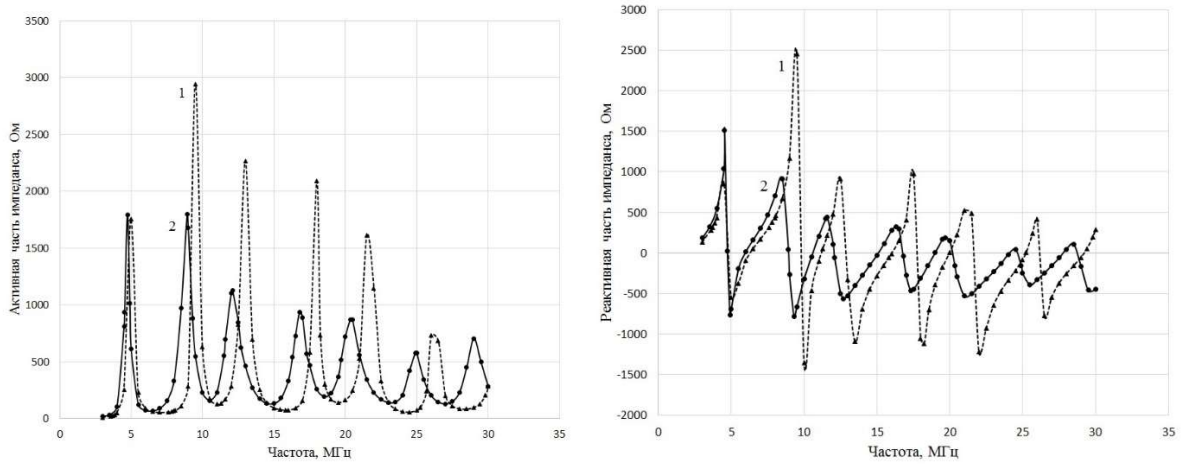


Рис.5 Частотная характеристика активной и реактивной частей импеданса антенны «Наклонный симметричный вибратор ВН 20/12», полученные в результате моделирования (1) и измеренные экспериментально (2)

По результатам проведенного исследования можно сделать следующие выводы. Во-первых, учет влияния фидерной линии и устройства симметрирования на этапе моделирования позволяет получить более точные частотные характеристики активной и реактивной части входного импеданса проектируемой антенны.

Во-вторых, включение дополнительного конденсатора позволяет в некоторой степени имитировать паразитную емкость, возникающую между обмотками трансформатора, на переходах, соединителях фидерной линии и др., но ее значение может отличаться в зависимости от конструкции антенны и устройства трансформации.

Применение данной методики моделирования антенны позволяет получить близкие к реальным значения активной и реактивной части входного импеданса и может быть полезна при разработке антенных согласующих устройств. Для повышения сходимости результатов необходимо проработать вопрос о значениях паразитной емкости и влиянии добротности системы – учета потерь в земле и проводах.

Работа выполнена в рамках государственного задания ОНЦ СО РАН (номер госрегистрации проекта 122011200349-3).

Список публикаций:

[1] Гвоздев И.Н., Муравьев Ю.К., Серков В.П., Чернолес В.П. Характеристики антенн радиосистем связи. Ленинград: Изд. ВАС, 1978. 231 с.

[2] Явич Л.Р. Некоторые вопросы проектирования широкополосных разрядников. «Радиотехника и электроника», 1958, т. III, вып. I, С. 94-104.

[3] Чернышев Б.В. Широкополосное согласование укороченных антенн. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №7. Режим доступа: http://jre.cplire.ru/jre/jul17/1/text.pdf/.

[4] Валл А.П., Костычов Ю.А., Попов Е.С., Широкополосное передающее симметрирующее согласующее устройство декаметрового диапазона «Техника радиосвязи», 2014, Выпуск 1(21), С. 42-50.

[5] Справочник по распространению земных волн. 2014. С. 12–15. URL: https://www.itu.int/dms_pub/itu-r/opb/hdb/R-HDB-59-2014-PDF-R.pdf (дата обращения: 30.07.2023).

[6] Григоров И.Н. Антенны. Настройка и согласование. – М.: ИП РадиоСофт, 2003 – 272 с.

Разработка имитаторов биологических сред головного мозга

Васин Василий,
Еремеев Александр Иванович, Горст Александр Владимирович, Шипилов Сергей Эдуардович,
Журавлев Виктор Алексеевич, Мещеряков Владимир Алексеевич.
Томский государственный университет
E-mail: north_vasya@mail.ru

Острый инсульт – одна из ведущих причин смерти в нашей стране, после ишемической болезни сердца. Ежегодно более полумиллиона россиян сталкиваются с этим сосудистым заболеванием мозга, при этом их шансы на сохранение жизни и здоровья напрямую зависят от того, как быстро и насколько качественно им была оказана медицинская помощь. Первая помощь при инсульте должна быть оказана в течение 4-х часов с момента появления симптомов. Важно быстро отличить инсульт от других болезней, которые способны приводить к развитию аналогичных симптомов. Поставить верный диагноз и получить максимум информации о состоянии больного можно благодаря инструментальным методам диагностики.

Инсульт бывает двух типов – ишемический и геморрагический. Это сходные по клиническим проявлениям, но совершенно различные по патогенезу заболевания, требующие принципиально различных подходов к лечению. В случае ишемического инсульта формируется зона недостаточного кровоснабжения участка мозга, что со временем может привести к необратимым последствиям – гибели этого участка. Время, за которое есть возможность предотвратить необратимые изменения ткани мозга, восстановив его кровоснабжение («терапевтическое окно»), очень короткое – не более 4,5 - 6 часов. Именно поэтому наиболее ранняя и инструментально подтвержденная диагностика ишемического инсульта является актуальной проблемой современной медицины.

Современные методы диагностики инсульта, такие как магнитно-резонансная томография (МРТ) и компьютерная томография (КТ), требуют времени на подготовку и часто недоступны в экстренных ситуациях. Это приводит к необходимости поиска и развития альтернативных методов диагностики, которые смогут оперативно выявлять инсульты, а также определять его вид и масштаб функционального поражения. Поскольку пораженные инсультом участки головного мозга меняют свою диэлектрическую проницаемость (ДП), то становится очевидной перспективность разработки радиоволновых алгоритмов для обнаружения мозговых инсультов при многоракурсном зондировании СШП излучением. Так на кафедре радиофизики НИ ТГУ ведутся исследования по радиоволновой маммографии [1], результаты которых могут быть использованы для данной задачи.

Первая стадия – проверка технологии радиоволновой томографии на фантоме мозга, для чего необходимо разработать материалы для фантома с комплексной ДП, близкой к ДП тканей головного мозга в диапазоне частот 0,5-3 ГГц. Так была поставлена цель разработать имитаторы таких тканей головного мозга, как кожа, череп, дура, серое вещество, белое вещество, серое и белое вещество с ишемией, кровь. В литературе [2] при создании фантома головного мозга используется графит, определяющий значение вещественной части ДП, а также латунь и сажа, оказывающие влияние на мнимую часть ДП. Эпоксидная смола используется как связующий элемент.

Для создания материала замешивался состав из эпоксидной смолы и порошков латуни и сажи, в который постепенно добавлялся графит и отвердитель. Для создания материалов использовались следующие компоненты: эпоксидная смола KER-828, отвердитель КСА-4303, графит ГС-4, сажа П 803, латунный порошок Cu90Zn10 (фракция 0-63 мкм). Для повышения текучести в ряде случаев в состав добавлялся изопропиловый спирт. Готовый состав разливается в пластиковые формы для придания формы кольца, которые после затвердевания затем измерялись в коаксиальной ячейке в ЦКП «Центр радиоизмерений ТГУ». По результатам измерений были получены значения вещественной и мнимой части ДП. Все рассчитанные значения ДП проходили дополнительную обработку методом Савицкого-Голея [3]. При создании нескольких колец из одного состава было выявлено, что электрофизические параметры таких колец могут различаться между собой на 15%. С учётом этого, а также того, что кожа, дура, белое вещество и серое вещество имеют близкие электрофизические параметры, было предложено использовать 1 состав для имитации этих тканей.

В ходе работы были созданы следующие материалы, имитирующие по электрофизическим параметрам ткани головного мозга: кожа, череп, дура, серое вещество, белое вещество, серое и белое вещество с ишемией. Для имитации крови предложено использовать физраствор. Для имитации ткани, поражённой инсультом, предложено использовать материалы здоровой ткани мозга, но с уменьшенными ДП на 20% [4]. Материалы из затвердевших составов, имитирующие ткани с ишемическим инсультом, планируется размещать в ещё незатвердевших составах, имитирующих здоровые ткани.

Графики, содержащие ДП составов, имитирующие ткани, представлены на рисунках 1-3.

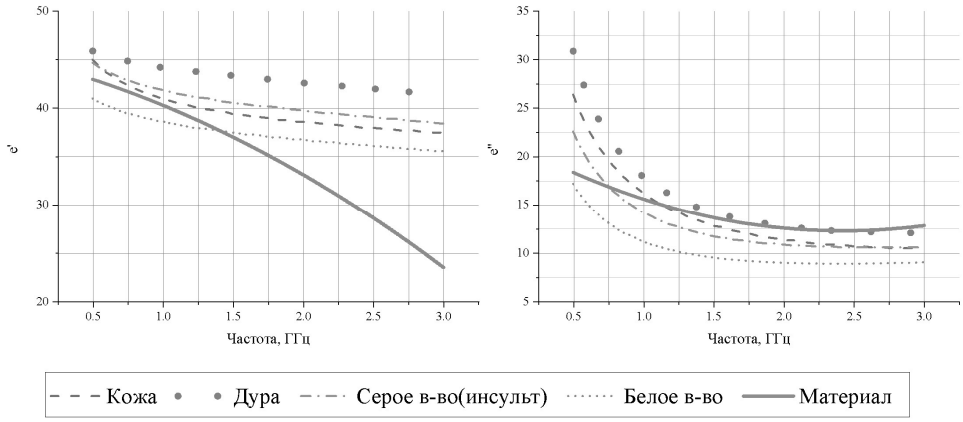


рис.1 Электрофизические параметры кожи, дуры, серого в-ва с инсультом, белого в-ва и имитирующий их материал

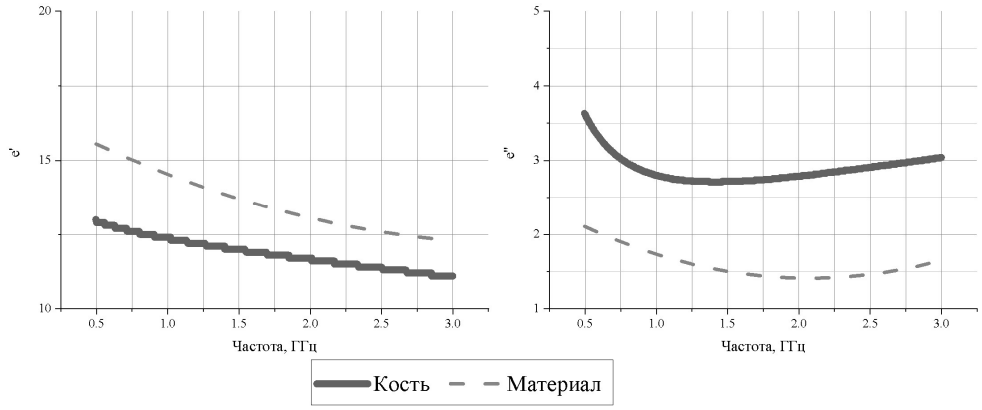


рис.2 Электрофизические параметры кости и имитирующий материал

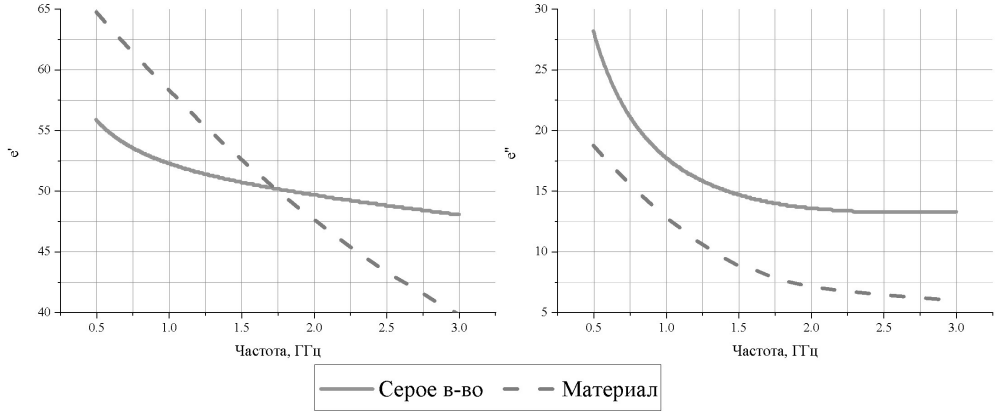


рис.3 Электрофизические параметры серого вещества и имитирующий материал

Дальнейшая работа будет направлена на создание трёх фантомов головы на основе разработанных материалов: с ишемическим, геморрагическим инсультами и без инсультов.

Авторы выражают благодарность ЦКП «Центр радиоизмерений ТГУ» за измерение электрофизических параметров созданных материалов.

Список публикаций:

[1] Application of the migration method for radiotomography of breast cancer / A. I. Eremeev, V. V.Vasin, R. N. Satarov [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. – 2021, Vol. 2140, 012027.

[2] Stable and Lifelong Head Phantoms Using Polymer Composition Mimicking Materials to Test Electromagnetic Medical Imaging Systems. / B. Mohammed, K. Bialkowski, S. Hill, A. E. Stancombe [et al.]. // IEEE Journal of Electromagnetics, RF and Microwaves in Medicine and Biology. –2021. Vol. 5. № 4. P. 322-328.

[3] Savitzky A., Golay M. J. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures // Anal. Chem. 1964. Vol. 36. P. 1627–1639

[4] Anatomically and Dielectrically Realistic 2.5D 5-Layer Reconfigurable Head Phantom for Testing Microwave Stroke Detection and Classification. / T. Pokorny, D. Vrba, J. Tesarik. [et al.]. // International Journal of Antennas and Propagation. – 2019. Vol. 2019. P. 1–7.

Фокусировка излучения антенной решётки по заданным амплитудно-фазовым распределениям

Димов Максим Андреевич
Шипилов Сергей Эдуардович
Томский государственный университет
E-mail: nasa300@mail.ru

Аннотация: Целью работы является выбор метода расчёта амплитудно-фазового распределения (АФР) для фокусировки поля фазированной антенной решётки в её ближней зоне. Для этого проведено сравнение трёх методов расчёта АФР на примере 16-элементной линейной фазированной антенной решётки (ФАР) с частотой 4.9 ГГц. Представлена модель ФАР с возможностью расчёта распределения электрического поля на заданном расстоянии от решётки, а также амплитудной диаграммы направленности (ДН). Путём численного эксперимента показано, что наиболее простым в использовании и реализации, а также наиболее универсальным, является второй метод. Он позволяет получать АФР для фокусировки и отклонения главного лепестка распределения поля в ближней зоне, а при аппаратной реализации не требует устройств для управления амплитудным распределением. Третий метод также подходит для ближней зоны, но более сложен в расчёте, использовании и реализации, так как требует расчёта псевдообратной матрицы, а при аппаратной реализации необходимы дополнительные устройства для управления амплитудным распределением. С другой стороны, он позволяет не только управлять главным лепестком в ближней зоне, но и получить распределение поля заданной формы. Первый метод прост в расчёте и физической реализации, но подходит только для управления главным лепестком ДН.

ФАР благодаря своим свойствам нашли широкое применение в радиосвязи, радиолокации, радионавигации и других областях. Главной задачей при создании ФАР является расчёт АФР токов, питающих элементы антенной решётки, которые позволяют управлять лучом диаграммы направленности антенной решётки. При этом, в ближней зоне, как показано ниже, можно получить более узкий луч ДН по сравнению со стандартным методом расчёта АФР. В работе приведено сравнение трёх подходов к расчёту АФР.

Один из наиболее простых методов расчёта АФР основан на изменении направления распространения волнового фронта и заключается в следующем. Пусть линейка излучателей состоит из N излучателей, d – расстояние между соседними излучателями. Тогда, чтобы обеспечить наклон фазового фронта на угол θ_k, фазовый сдвиг между соседними излучателями должен составлять:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin\theta_k \quad (1)$$

Метод имеет очевидное преимущество в простоте расчёта, но, как показано далее, он подходит только для дальней зоны и стоит учитывать нецелесообразность его применения при использовании ФАР в ближней зоне.

В другом методе фазовые сдвиги компенсируют фазовые набеги, которые приобретает волна, распространяясь от n-го излучателя (n = 0, 1, …, N-1) с координатой (x_n, y_n) до точки фокусировки $F(x_F, y_F)$. Эти фазовые сдвиги рассчитываются по формуле:

$$\Delta\varphi_n = -\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{(x_n - x_F)^2 + (y_n - y_F)^2} \quad (2)$$

Метод также несложен в расчёте и может быть использован как для ближней, так и для дальней зоны.

Существует алгоритм расчёта амплитудно-фазового распределения, обеспечивающего заданное распределение поля, который решает обратную задачу методом наименьших квадратов. Прямая задача выглядит следующим образом:

$$E = Ba \quad (3)$$

Где

$$E = \{E_m\} \quad (4)$$

вектор-столбец, распределение поля в виде значений поля в M точках;

$$B = \left\{\frac{\exp(ikr_{m,n})}{4\pi r_{m,n}}\right\} \quad (5)$$

оператор, представляющий собой матрицу значений функции Грина для волны с волновым числом k на заданной частоте f, прошедшей расстояние $r_{m,n}$ от n-той антенны до m-той точки области расчета поля;

$$a = \{A_n \exp(i\varphi_n)\} \quad (6)$$

вектор-столбец, АФР для N антенн, A_n – амплитуда тока n-той антенны, φ_n – фаза тока n-той антенны.

Тогда, при известном распределении поля E и заданном операторе B, АФР a^{LS} может быть рассчитано по формуле:

$$a^{LS} = (B^H B + \alpha I)^{-1} B^H E \quad (7)$$

где B^H – матрица-оператор, сопряженная по Эрмиту (последовательно выполненные комплексное сопряжение и транспонирование), α – параметр регуляризации, I – единичная матрица.

Данный метод наиболее сложен как в расчёте, так и в реализации, поскольку решение, полученное с его помощью, предполагает задание амплитудного распределения A_n в ФАР, в то время как в предыдущих методах распределение токов равноамплитудное (A_n = 1), изменяются лишь их фазы. Для задания амплитудного распределения необходимо использовать соответствующие устройства, например, управляемые аттенюаторы или усилители. Также, качество решения значительно зависит от размеров области задания поля E. Тем не менее, как и предыдущий метод, этот метод может быть использован при расчётах и в ближней, и в дальней зоне, а также с его помощью возможно рассчитывать АФР не только для фокусировки в одну точку, но и для обеспечения заданных распределений поля различной формы, чего не позволяют сделать другие методы.

Для сравнения описанных методов, была создана модель линейной ФАР в системе Mathcad. Модель позволяет рассчитывать распределение электрического поля решётки на заданном расстоянии вдоль параллельной ей прямой, а также амплитудную диаграмму направленности (ДН) этой решётки в декартовой системе координат. Распределение поля – это поле в ближней зоне, и при превышении границ ближней зоны расстоянием от решётки до прямой, результаты моделирования являются некорректными. Амплитудная ДН, в свою очередь, моделирует поведение поля только в дальней зоне, не учитывая радиальную компоненту электрического поля.

Распределение поля вдоль прямой в модели рассчитывается по формуле:

$$E_{mod} = B a_{<j>} \quad (8)$$

где B соответствует множителю B в формуле (3), а $a_{<j>}$, j = 1, 2, 3 – амплитудно-фазовое распределение.

$$a_{<1>} = \left\{\exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda} d \sin\theta_k\, n\right)\right\} \quad (9)$$

соответствует первому методу,

$$a_{<2>} = \left\{\exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{(x_n - x_F)^2 + (y_n - y_F)^2}\right)\right\} \quad (10)$$

соответствует второму методу,

$$a_{<3>} = (B^H B + \alpha I)^{-1} B^H E \quad (11)$$

соответствует третьему методу. Амплитудная ДН в модели рассчитывается по формуле:

$$FarF(\varphi) = \sum_{n=0}^{N-1} a\exp(-i x_n k \sin\varphi) \quad (12)$$

Для удобства анализа, результаты расчётов по формулам (8) и (12) нормируются на максимумы и переводятся в дБ. Пусть ФАР состоит из N = 16 элементов, работающих на частоте f = 4.9 ГГц, расположенных с шагом d = 3 см вдоль оси x так, что координаты n-го элемента

$$\begin{cases} x_n = \left(n - \frac{N-1}{2}\right)\mathrm{d} \\ y_n = 0 \end{cases} \quad (13)$$

Распределение поля рассчитывается вдоль прямой y = 1 м. Сравним распределения полей при фокусировке в точку F(x_F = 0 м, y_F = 1 м). Исходя из геометрии задачи, sin(θ_k) в формуле (1) можно рассчитать, как

$$\sin(\theta_k) = \frac{x_F}{\sqrt{y_F^2 + x_F^2}} \quad (14)$$

Таким образом, sin(θ_k) = 0 и по формуле (1) Δφ = 0. Фазовое распределение для второго метода рассчитано по формуле (10). Для использования третьего метода, задано распределение поля E_m на области размером 20 метров вдоль прямой y = 1 метр при количестве точек M = 10000. E_m рассчитано как δ-функция, которая принимает значение 1 при m = 5000, что соответствует точке области расчёта поля ($x_{m_{5000}}$ = 0 м, y = 1 м). Распределения полей, рассчитанные по формуле (8), после нормировки и перевода в дБ, представлены на *(рис.1)*.

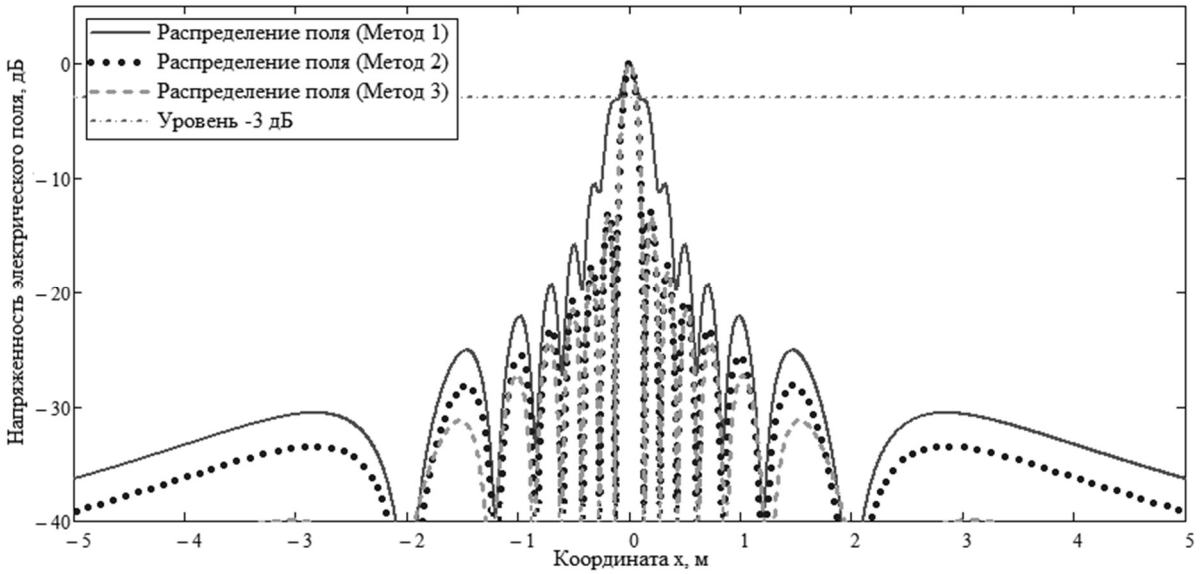


Рис.1 Сравнение распределений полей при фокусировке в точку F(x_F = 0 м, y_F = 1 м)

Поле с АФР, рассчитанным по первому методу, характеризуется наибольшим уровнем боковых лепестков (УБЛ): -10.532 дБ. Ширина главного лепестка по уровню -3 дБ составляет 18.6 см. В случае второго метода, УБЛ составляет -12.985 дБ, ширина главного лепестка по уровню -3 дБ равна 11.6 см. Для третьего метода УБЛ составляет -13.371 дБ, а ширина главного лепестка 11.8 см. Первый метод уступает двум другим по характеристикам распределения поля. Второй метод превосходит третий по ширине главного лепестка, но проигрывает ему по УБЛ благодаря использованию амплитудного распределения.

Сравним распределения полей при фокусировке в точку *F*(x_F = 1 м, y_F = 1 м*)*. Распределения полей, рассчитанные по формуле (8), после нормировки и перевода в дБ, представлены на *(рис.2)*.

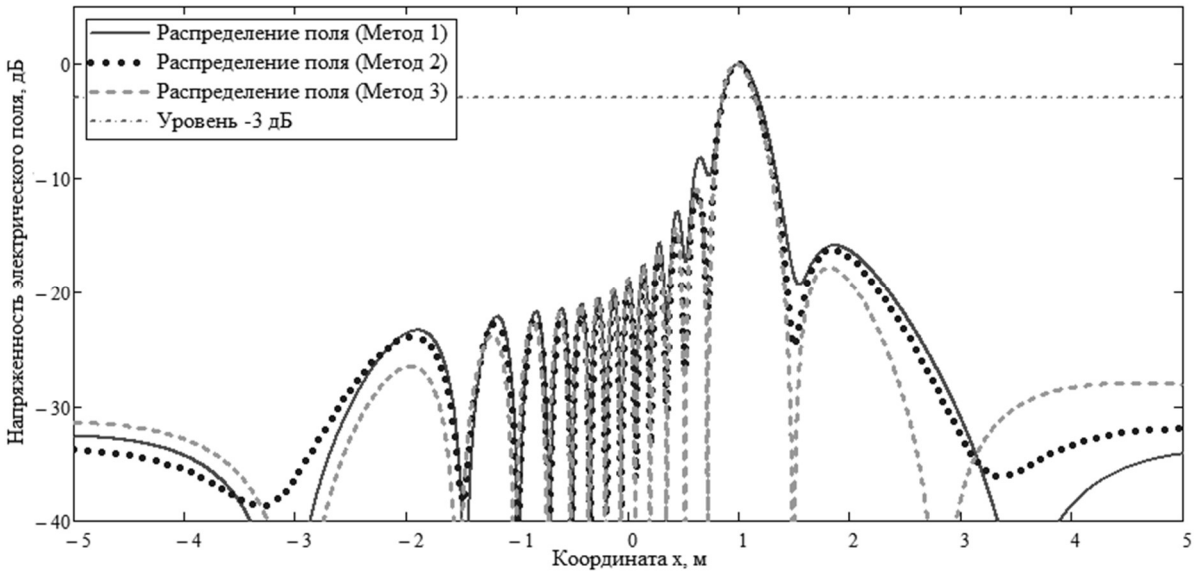


Рис.2 Сравнение распределений полей при фокусировке в точку F(x_F = 1 м, y_F = 1 м)

Распределение поля с АФР, рассчитанным по первому методу, имеет УБЛ -8.2588 дБ. Ширина главного лепестка по уровню -3 дБ составляет 32.3 см. В случае второго метода, УБЛ составляет -11.222 дБ, ширина главного лепестка по уровню -3 дБ равна 30.8 см. Для третьего метода УБЛ составляет -10.97 дБ, а ширина главного лепестка 30.2 см. Все три метода обеспечили требуемый сдвиг главного лепестка распределения поля, однако при этом первый метод характеризуется наибольшим УБЛ и самой большой шириной главного лепестка. Третий метод превосходит второй по ширине главного лепестка, но уступает ему по УБЛ.

Традиционно для оценки границы дальней зоны применяется формула:

$$r \gg \frac{2D^2}{\lambda} \tag{15}$$

r – расстояние от фазового центра антенны, *D* – размер апертуры, λ – длина волны. При использовании 16 антенн с шагом 3 см, размер апертуры *D* составляет 45 см. При использовании частоты 4.9 ГГц (λ = 6.12 см), граница дальней зоны составляет около 70 м. Далее будет показано, что второй и третий методы расчёта АФР позволяют фокусировать поле ФАР в дальней зоне.

Зададим точку фокусировки следующим образом: y_F = 70 м, x_F = 0 м. Это позволит использовать второй метод. Для применения третьего метода, нужно также увеличить область задания поля E_m до $10y_F$ = 700 м. Таким образом, по трём методам рассчитаны АФР. Соответствующие ДН приведены на *(рис.3)*.

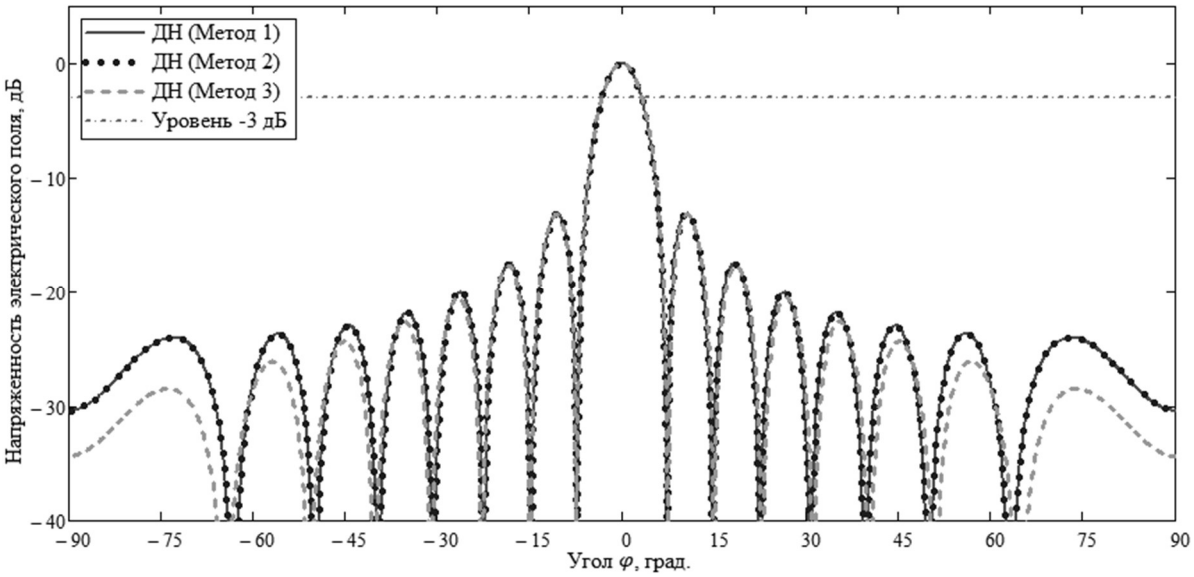


Рис.3 Сравнение ДН при фокусировке главного лепестка в направлении нормали

Все ДН имеют одинаковую ширину главного лепестка: 6.6 градусов. ДН с АФР, рассчитанными по первому и второму методу, характеризуются примерно одинаковым УБЛ: -13.147 дБ для первого и -13.144 дБ для второго методов. Для третьего метода УБЛ составляет -13.215 дБ. Таким образом, первый и второй метод обеспечивают практически одинаковые ДН. Третий метод немного превосходит их по уровню боковых лепестков. Уровень пятого бокового лепестка оказывается для третьего метода заметно ниже, чем для первых двух. Это происходит благодаря заданию амплитудного распределения. С помощью третьего метода также возможно получить распределение поля заданной формы.

Таким образом, наиболее простым в использовании и реализации, а также наиболее универсальным, является второй метод, который заключается в компенсации фазовых набегов, приобретаемых волнами при распространении от излучателей до точки фокусировки. Он позволяет получать АФР для фокусировки поля в ближней или дальней зонах, а при аппаратной реализации не требует устройств для управления амплитудным распределением. Третий метод также подходит для ближней зоны и управления ДН, но более сложен в расчёте и использовании, так как требует расчёта псевдообратной матрицы, а при аппаратной реализации необходимы дополнительные устройства для управления амплитудным распределением. С другой стороны, он позволяет не только фокусировать поле в ближней зоне или отклонять главный лепесток ДН на заданный угол, но и получить распределение поля заданной формы. Первый метод прост в реализации, расчёте и использовании, но подходит только для использования в дальней зоне.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-22-20101 «Разработка методов выявления потенциально опасных участков автомобильных дорог с использованием георадиотомографии» и Администрацией Томской области.

Рассеяние электромагнитной волны структурами, состоящими из нескольких тонких идеально проводящих и диэлектрических цилиндров с конечными длинами

Балашова Ольга Михайловна
Дмитренко Анатолий Григорьевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: balashovajkz@mail.ru

Введение

Значительный интерес для исследователей представляет изучение рассеяния электромагнитных волн в резонансной частотной области на структурах, состоящих из нескольких цилиндров с конечными длинами. Он обусловлен необходимостью решения таких практически важных задач, как анализ результатов дистанционного зондирования земных покровов, снижения радиолокационной заметности различных объектов, их идентификация, оценка рассеяния цилиндрическими деталями геометрически сложных тел и др.

Анализ литературы показывает, что имеется достаточно большое количество работ, посвящённых рассеянию электромагнитных волн на одиночных идеально проводящих цилиндрах конечной длины (см. например, работы [1-3]), а также большое количество работ (см. например, работы [4-6]), в которых рассмотрено рассеяние на одиночных конечных диэлектрических цилиндрах. Имеются также работы [7-10], посвящённые электромагнитному рассеянию на группах диэлектрических цилиндров конечной длины. Однако, не найдено работ, посвящённых рассеянию на структурах, состоящих как из диэлектрических, так и идеально проводящих тонких цилиндров, имеющих конечную длину. В данной работе представлен метод решения задач электромагнитного рассеяния на таких структурах, который является вариантом метода вспомогательных источников и объединяет основные идеи методов, предложенных ранее в работах [11-12]. Кратко описана компьютерная программа, реализующая этот метод. Приведены также результаты расчётов сечений рассеяния некоторых конкретных структур.

Формулировка задачи и метод её решения

В безграничной однородной изотропной среде D_e с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_e и μ_e в декартовой системе координат *Oxyz* расположена структура, состоящая из Q непересекающихся тонких диэлектрических цилиндров $D_{d,q}$ (q = 1,2,…,Q) и U непересекающихся тонких идеально проводящих цилиндров $D_{p,u}$ (u = 1,2,…,U). Диэлектрические цилиндры ограничены поверхностями $S_{d,q}$ (q=1,2,…,Q), имеют длины $l_{d,q}$ (q = 1,2,…,Q), радиусы $r_{d,q}$ (q = 1,2,…,Q) и характеризуются диэлектрическими и магнитными проницаемостями $\varepsilon_{d,q}$ и $\mu_{d,q}$. Идеально проводящие цилиндры ограничены поверхностями $S_{p,u}$ (u = 1,2,…,U), имеют длины $l_{p,u}$ (u = 1,2,…,U) и радиусы $r_{p,u}$ (u = 1,2,…,U). Параметры цилиндров удовлетворяют условиям тонкого цилиндра: $2r_{d,q} << \lambda_q$, $2r_{d,q} << l_{d,q}$ (q = 1,2,…,Q); $2r_{p,u} << \lambda$, $2r_{p,u} << l_{p,u}$ (u = 1,2,…,U), где λ_q – длина волны внутри q-го диэлектрического цилиндра, λ – длина падающей на структуру волны. На *рис. 1* в качестве примера показана структура, состоящая из двух диэлектрических (q = 1,2) и двух идеально проводящих (u = 1,2) цилиндров. Структура возбуждается стационарным электромагнитным полем $\boldsymbol{E}_0, \boldsymbol{H}_0$, зависимость которого от времени выбрана в виде $\exp(-i\omega t)$. Требуется найти рассеянное поле $\boldsymbol{E}_e, \boldsymbol{H}_e$ в области D_e.

Кроме поля $\boldsymbol{E}_e, \boldsymbol{H}_e$ в D_e, внутри каждого диэлектрического цилиндра существует поле $\boldsymbol{E}_{d,q}, \boldsymbol{H}_{d,q}$, которое также является неизвестным. Поля $\boldsymbol{E}_e, \boldsymbol{H}_e$ и $\boldsymbol{E}_{d,q}, \boldsymbol{H}_{d,q}$ (q = 1,2,…,Q) должны удовлетворять уравнениям Максвелла

$$\mathrm{rot}\mathbf{E}_e = i\omega\mu_e\boldsymbol{H}_e,\ \mathrm{rot}\mathbf{H}_e = -i\omega\varepsilon_e\boldsymbol{E}_e \tag{1}$$

в области D_e,

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E}_{d,q} = i\omega\mu_{d,q}\boldsymbol{H}_{d,q},\ \mathrm{rot}\boldsymbol{H}_{d,q} = -i\omega\varepsilon_{d,q}\boldsymbol{E}_{d,q} \tag{2}$$

в областях $D_{d,q}$ (q=1,2,…,Q) и граничным условиям

$$\left[\boldsymbol{n}_{d,q}, \boldsymbol{E}_{d,q} - \boldsymbol{E}_{e,q}\right] = \left[\boldsymbol{n}_{d,q}, \boldsymbol{E}_0\right],\ \left[\boldsymbol{n}_{d,q}, \boldsymbol{H}_{d,q} - \boldsymbol{H}_{e,q}\right] = \left[\boldsymbol{n}_{d,q}, \boldsymbol{H}_0\right] \tag{3}$$

на поверхностях $S_{d,q}$ (q=1,2,…,Q),

$$\left[\boldsymbol{n}_{p,u}, \boldsymbol{E}_{e,u}\right] = -\left[\boldsymbol{n}_{p,u}, \boldsymbol{E}_0\right] \tag{4}$$

на поверхностях $S_{p,u}$ (u=1,2,…,U). Кроме того, поле $\boldsymbol{E}_e, \boldsymbol{H}_e$ в области D_e должно удовлетворять условиям излучения

$$\left[\sqrt{\varepsilon_e}\boldsymbol{E}_e, \boldsymbol{R}/R\right] + \sqrt{\mu_e}\boldsymbol{H}_e = O(R^{-1}),\ \left[\sqrt{\mu_e}\boldsymbol{H}_e, \boldsymbol{R}/R\right] - \sqrt{\varepsilon_e}\boldsymbol{E}_e = O(R^{-1}), R \to \infty. \tag{5}$$

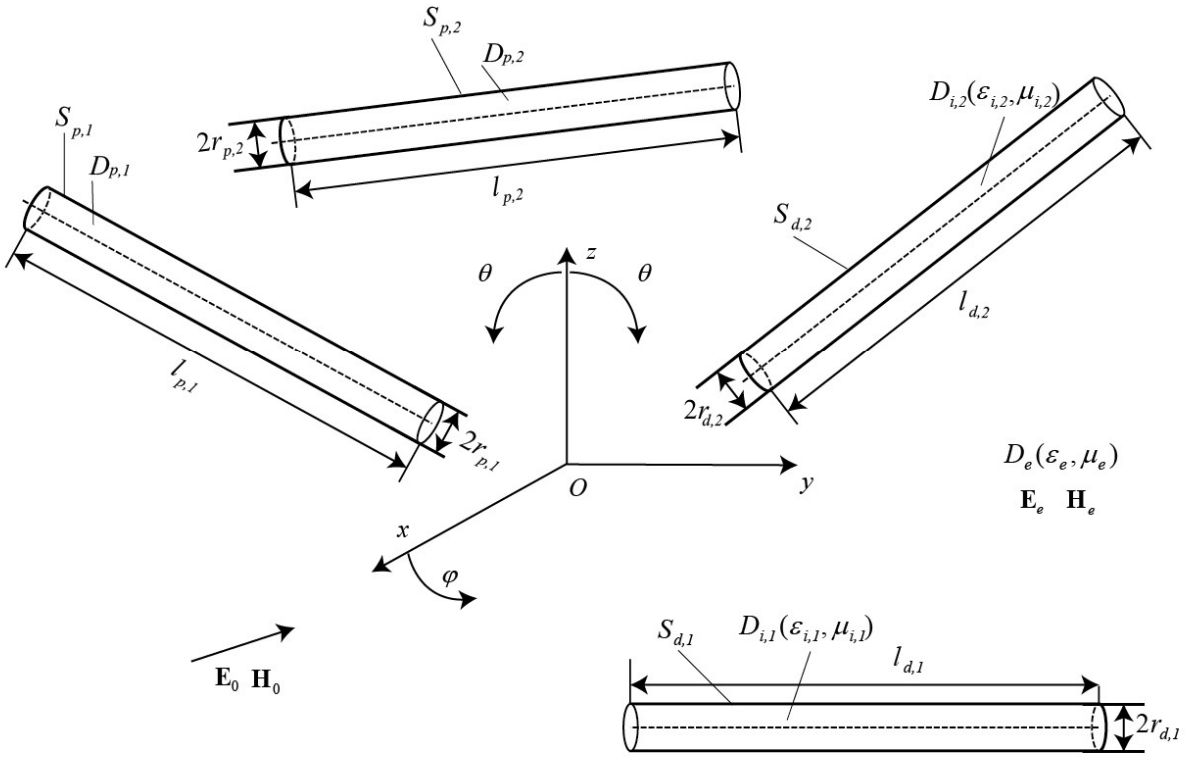


рис. 1 – Геометрия задачи

В выражениях (1)-(5) $\boldsymbol{n}_{d,q}$ – единичные векторы нормалей к поверхностям $S_{d,q}$, ограничивающим диэлектрические цилиндры; $\boldsymbol{n}_{p,u}$ – единичные векторы нормалей к поверхностям $S_{p,u}$, ограничивающим идеально проводящие цилиндры; $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$; $[\boldsymbol{a};\boldsymbol{b}]$ – векторное произведение.

Суть предлагаемого метода заключается в следующем. На *рис. 2* показан q-й диэлектрический цилиндр в локальной декартовой системе координат x_q, y_q, z_q, связанной с этим цилиндром, и u-й идеально проводящий цилиндр в связанной с ним локальной системе координат x_u, y_u, z_u.

Разместим внутри каждого из цилиндров $D_{d,q}$ на его оси непрерывно распределенные электрический и магнитный токи $\boldsymbol{J}_q^e$ и $\boldsymbol{J}_q^m$, а внутри каждого идеально проводящего цилиндра на его оси – непрерывно распределенный электрический ток $\boldsymbol{J}_u^e$. Представим неизвестное рассеянное поле $\boldsymbol{E}_e, \boldsymbol{H}_e$ во внешней среде в виде суммы полей введенных вспомогательных токов:

$$\boldsymbol{E}_e(M) = \frac{i}{\omega\varepsilon_e}\sum_{q=1}^{Q}\mathrm{rotrot}\boldsymbol{\Pi}_q^e - \sum_{q=1}^{Q}\mathrm{rot}\boldsymbol{\Pi}_q^m + \frac{i}{\omega\varepsilon_e}\sum_{u=1}^{U}\mathrm{rotrot}\boldsymbol{\Pi}_u^e,$$

$$\boldsymbol{H}_e(M) = \sum_{q=1}^{Q}\mathrm{rot}\boldsymbol{\Pi}_q^e + \frac{i}{\omega\mu_e}\sum_{q=1}^{Q}\mathrm{rotrot}\boldsymbol{\Pi}_q^m + \sum_{u=1}^{U}\mathrm{rot}\boldsymbol{\Pi}_u^e,$$

$$\boldsymbol{\Pi}_q^e = \int_{-l_{d,q}/2}^{l_{d,q}/2}\Psi_e(M,M_q')\boldsymbol{J}_q^e dl_q,\ \boldsymbol{\Pi}_q^m = \int_{-l_{d,q}/2}^{l_{d,q}/2}\Psi_e(M,M_q')\boldsymbol{J}_q^m dl_q,$$

$$\boldsymbol{\Pi}_u^e = \int_{-l_{p,u}/2}^{l_{p,u}/2}\Psi_e(M,M_u')\boldsymbol{J}_u^e dl_u. \qquad (6)$$

В выражениях (6) функция $\Psi_e(M,M_q') = \exp\left(ik_eR_{MM_q'}\right)/4\pi R_{MM_q'}$, функция $\Psi_e(M,M_u') = \exp\left(ik_eR_{MM_u'}\right)/4\pi R_{MM_u'}$; $k_e = \omega\sqrt{\varepsilon_e\mu_e}$ – волновое число; $R_{MM_q'}$ – расстояние от точки M_q' на оси диэлектрического цилиндра с номером q до точки наблюдения M в области D_e; $R_{MM_u'}$ – расстояние от точки M_u' на оси идеально проводящего цилиндра с номером u до той же точки наблюдения M в области D_e; $\boldsymbol{J}_q^e$, $\boldsymbol{J}_q^m$ и $\boldsymbol{J}_u^e$ – неизвестные осевые вспомогательные токи; интегрирование в выражениях для $\boldsymbol{\Pi}_q^e$, $\boldsymbol{\Pi}_q^m$ проводится вдоль оси q-го диэлектрического цилиндра, а в выражении для $\boldsymbol{\Pi}_u^e$ – вдоль оси u-го идеально проводящего цилиндра.

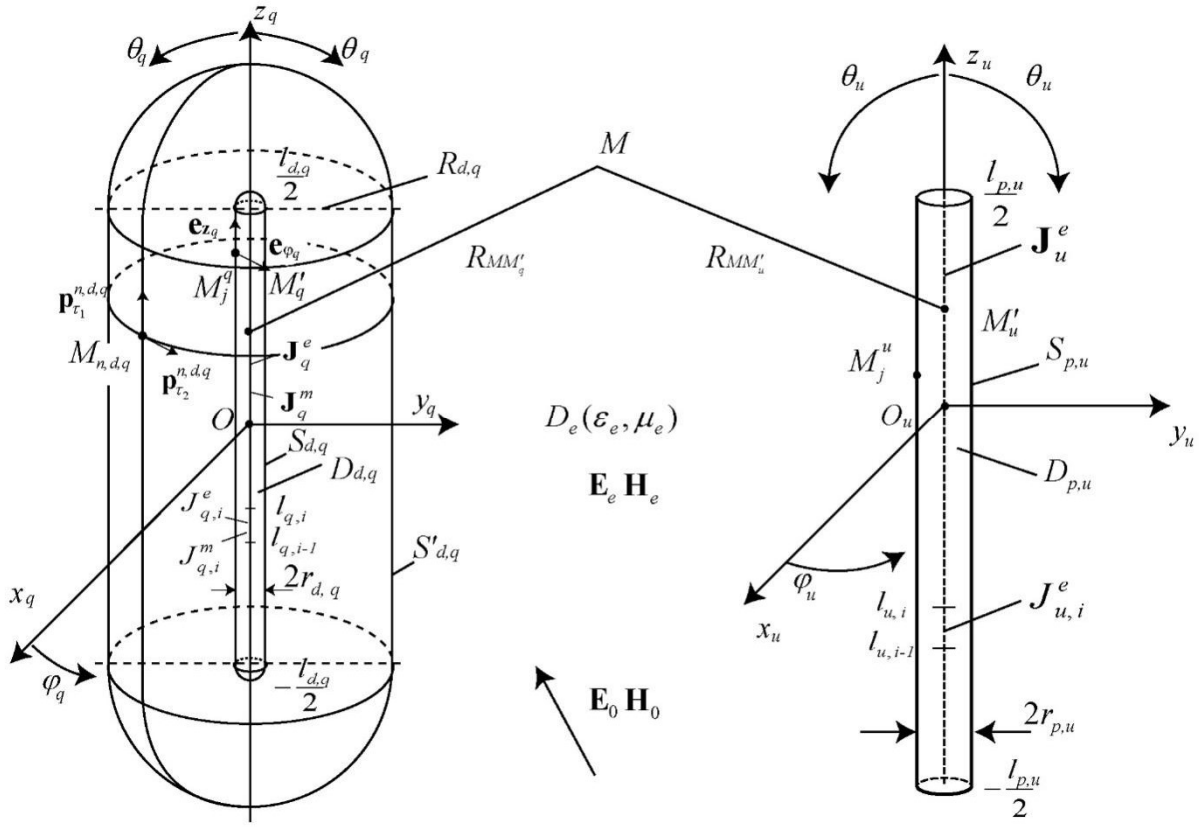


рис. 2 – Рассеиватели структуры в локальных системах отсчета

Для представления электромагнитного поля $\boldsymbol{E}_{d,q}, \boldsymbol{H}_{d,q}$ внутри диэлектрического цилиндра с номером q введем вспомогательную поверхность $S'_{d,q}$ (*рис. 2*), охватывающую цилиндр. Поверхность $S'_{d,q}$ представляет собой круговой цилиндр со сферически скругленными торцами; радиус этого цилиндра равен $R_{d,q}$, а его длина равна длине диэлектрического цилиндра. Выберем на вспомогательной поверхности $S'_{d,q}$ конечную совокупность точек $M_{n,d,q}$ (n = 1,2,…,$N_{d,q}$); $N_{d,q}$ – число этих точек на $S'_{d,q}$. Разместим в каждой из этих точек пару независимых вспомогательных элементарных электрических диполей с моментами $\boldsymbol{p}_{\tau_1}^{n,d,q} = p_{\tau_1}^{n,d,q}\boldsymbol{e}_{\tau_1}^{n,d,q}$ и $\boldsymbol{p}_{\tau_2}^{n,d,q} = p_{\tau_2}^{n,d,q}\boldsymbol{e}_{\tau_2}^{n,d,q}$. Единичные векторы $\boldsymbol{e}_{\tau_1}^{n,d,q}$ и $\boldsymbol{e}_{\tau_2}^{n,d,q}$ лежат в плоскости, касательной к поверхности $S'_{d,q}$ в точке $M_{n,d,q}$; вектор $\boldsymbol{e}_{\tau_1}^{n,d,q}$ расположен в сечении φ = const, проходящем через точку $M_{n,d,q}$, а вектор $\boldsymbol{e}_{\tau_2}^{n,d,q}$ выбран ортогональным вектору $\boldsymbol{e}_{\tau_1}^{n,d,q}$. Предполагается, что диполи, размещенные на поверхности $S'_{d,q}$ излучают в однородную среду с проницаемостями $\varepsilon_{d,q}$ и $\mu_{d,q}$.

Представим неизвестное электромагнитное поле $\boldsymbol{E}_{d,q}, \boldsymbol{H}_{d,q}$ внутри q-го диэлектрического цилиндра в виде суммы полей введенных вспомогательных диполей:

$$\boldsymbol{E}_{d,q}(M) = \frac{i}{\omega\varepsilon_{d,q}}\sum_{n=1}^{N_{d,q}} \mathrm{rotrot}\boldsymbol{\Pi}_{n,d,q},\ \boldsymbol{H}_{d,q}(M) = \frac{i}{\omega\varepsilon_{d,q}}\sum_{n=1}^{N_{d,q}} \mathrm{rot}\boldsymbol{\Pi}_{n,d,q},$$

$$\boldsymbol{\Pi}_{n,d,q} = \Psi_{d,q}(M, M_{n,d,q})\boldsymbol{p}_{\tau}^{n,d,q},\ \boldsymbol{p}_{\tau}^{n,d,q} = p_{\tau_1}^{n,d,q}\boldsymbol{e}_{\tau_1}^{n,d,q} + p_{\tau_2}^{n,d,q}\boldsymbol{e}_{\tau_2}^{n,d,q},$$

$$M \in D_{d,q},\ q = 1,2,\ldots,Q. \qquad (7)$$

В выражениях (7) функция $\Psi_{d,q}(M, M_{n,d,q}) = \exp\left(ik_{d,q}R_{MM_{n,d,q}}\right)/4\pi R_{MM_{n,d,q}}$; $R_{MM_{n,d,q}}$ – расстояние от точки $M_{n,d,q}$ на вспомогательной поверхности $S'_{d,q}$ до точки M в области $D_{d,q}$; $k_{d,q} = \omega\sqrt{\varepsilon_{d,q}\mu_{d,q}}$ – волновое число в области $D_{d,q}$; $N_{d,q}$ – число точек, в которых размещены диполи на поверхности $S'_{d,q}$; $p_{\tau_1}^{n,d,q}$ и $p_{\tau_2}^{n,d,q}$ – неизвестные дипольные моменты.

Представления (6) и (7) удовлетворяют уравнениям Максвелла (1) и (2) и условиям излучения (5). Для того чтобы удовлетворить граничным условиям (3)-(4), необходимо соответствующим образом выбрать пока

неизвестные распределения осевых токов $\boldsymbol{J}_q^e$, $\boldsymbol{J}_q^m$ и $\boldsymbol{J}_u^e$ и значения дипольных моментов $p_{\tau_1}^{n,d,q}$ и $p_{\tau_2}^{n,d,q}$; q=1,2,…,Q; n=1,2,…,$N_{d,q}$; u=1,2,…,U.

Введем кусочно-постоянную аппроксимацию вспомогательных осевых токов. Разобьем осевую линию каждого из цилиндров на малые участки, в пределах которых токи можно считать постоянными. Постоянные токи внутри таких участков будем называть элементами токов. Пусть N_q – число участков разбиения осевой линии q-го диэлектрического цилиндра, а N_u – число участков разбиения осевой линии u-го идеально проводящего цилиндра. Тогда выражения для векторов $\boldsymbol{\Pi}_q^e$, $\boldsymbol{\Pi}_q^m$ и $\boldsymbol{\Pi}_u^e$ в выражениях (6) приближенно можно записать в виде

$$\boldsymbol{\Pi}_q^e = \boldsymbol{e}_q \sum_{i=1}^{N_q} J_{q,i}^e \int_{l_{q,i-1}}^{l_{q,i}} \Psi_e(M, M_q') dl_q,\ \boldsymbol{\Pi}_q^m = \boldsymbol{e}_q \sum_{i=1}^{N_q} J_{q,i}^m \int_{l_{q,i-1}}^{l_{q,i}} \Psi_e(M, M_q') dl_q,$$

$$\boldsymbol{\Pi}_u^e = \boldsymbol{e}_u \sum_{i=1}^{N_u} J_{u,i}^e \int_{l_{u,i-1}}^{l_{u,i}} \Psi_e(M, M_u') dl_u, \tag{8}$$

где $J_{q,i}^e, J_{q,i}^m$ – элементы электрического и магнитного токов на i-ом участке осевой линии q-го диэлектрического цилиндра; $J_{u,i}^e$ – элемент электрического тока на i-ом участке осевой линии u-го идеально проводящего цилиндра; $\boldsymbol{e}_q$ – единичный вектор, направленный вдоль оси q-го диэлектрического цилиндра; $\boldsymbol{e}_u$ – единичный вектор, направленный вдоль оси u-го идеально проводящего цилиндра; M_q' – точка, принадлежащая отрезку $[l_{q,i-1}, l_{q,i}]$ осевой линии q-го диэлектрического цилиндра; M_u' – точка, принадлежащая отрезку $[l_{u,i-1}, l_{u,i}]$ осевой линии u-го идеально проводящего цилиндра. При таком подходе нахождение неизвестных распределений осевых токов сводится к нахождению значений $2\sum_{q=1}^{Q} N_q + \sum_{u=1}^{U} N_u$ элементов тока.

Для определения значений элементов тока и дипольных моментов используем граничные условия (3)-(4), удовлетворяя им в соответствии с методом коллокации. Пусть M_j^q – точки коллокации на поверхности $S_{d,q}$ q-го диэлектрического цилиндра, а число этих точек равно L_q (j=1,…,L_q); пусть M_j^u – точки коллокации на поверхности $S_{p,u}$ u-го идеально проводящего цилиндра, а число этих точек равно L_u (j=1,…,L_u). Тогда для нахождения неизвестных элементов токов $J_{q,i}^e, J_{q,i}^m$ (q=1,…,Q; i=1,..,N_q), $J_{u,i}^e$ (u=1,..,U; i=1,..,N_u) и дипольных моментов $p_{\tau_1}^{n,d,q}$, $p_{\tau_2}^{n,d,q}$ (q=1,…,Q; n=1,..,$N_{d,q}$) получим следующую систему линейных алгебраических уравнений

$$\left[\boldsymbol{n}_{d,q}^j, \boldsymbol{E}_{d,q}^j - \boldsymbol{E}_{e,q}^j\right] = \left[\boldsymbol{n}_{d,q}^j, \boldsymbol{E}_{0,q}^j\right], \left[\boldsymbol{n}_{d,q}^j, \boldsymbol{H}_{d,q}^j - \boldsymbol{H}_{e,q}^j\right] = \left[\boldsymbol{n}_{d,q}^j, \boldsymbol{H}_{0,q}^j\right],\ q=1,\ldots,Q,\ j=1,\ldots,L_q,$$

$$\left[\boldsymbol{n}_{p,u}^j, \boldsymbol{E}_{e,u}^j\right] = -\left[\boldsymbol{n}_{p,u}^j, \boldsymbol{E}_{0,u}^j\right],\ u=1,..,U,\ j=1,\ldots,L_u, \tag{9}$$

где $\boldsymbol{n}_{d,q}^j$ – единичный вектор нормали в точке коллокации M_j^q на поверхности $S_{d,q}$ q-го диэлектрического цилиндра; $\boldsymbol{n}_{p,u}^j$– единичный вектор нормали в точке коллокации M_j^u на поверхности u-го идеально проводящего цилиндра; $\boldsymbol{E}_{d,q}^j, \boldsymbol{H}_{d,q}^j$ и $\boldsymbol{E}_{e,q}^j, \boldsymbol{H}_{e,q}^j$– компоненты внутреннего и внешнего полей в точке коллокации M_j^q; $\boldsymbol{E}_{e,u}^j$ – вектор напряженности внешнего электрического поля в точке коллокации M_j^u; $\boldsymbol{E}_{0,q}^j$ и $\boldsymbol{H}_{0,q}^j$ – компоненты возбуждающего поля в точке M_j^q; $\boldsymbol{E}_{0,u}^j$ – вектор напряженности возбуждающего поля в точке M_j^u.

После решения системы (9) необходимые характеристики рассеянного поля определяются из выражений (6). В частности, для компонент рассеянного поля в дальней зоне получаем

$$E_{e,\theta}(M) = \sqrt{\frac{\mu_e}{\varepsilon_e}} H_{e,\varphi}(M) = \frac{e^{ik_eR}}{k_eR} D_\theta(\theta,\varphi) + O(R^{-2}),$$

$$E_{e,\varphi}(M) = -\sqrt{\frac{\mu_e}{\varepsilon_e}} H_{e,\theta}(M) = \frac{e^{ik_eR}}{k_eR} D_\varphi(\theta,\varphi) + O(R^{-2}), \tag{10}$$

где компоненты диаграммы рассеяния $D_\theta(\theta,\varphi)$ и $D_\varphi(\theta,\varphi)$ определяются выражениями

$$D_\theta(\theta,\varphi) = \frac{i\omega\mu_e}{4\pi} \sum_{q=1}^{Q} \left(\cos\alpha_q \cos\theta\cos\varphi + \cos\beta_q \cos\theta \sin\varphi - \cos\gamma_q \sin\theta\right) \times$$

$$\times \sum_{i=1}^{N_q} J_{q,i}^e \int_{l_{q,i-1}}^{l_{q,i}} \exp\left(-ik_e\left(x_q' \sin\theta\cos\varphi + y_q' \sin\theta\sin\varphi + z_q' \cos\theta\right)\right) dl_q +$$

$$+\frac{ik_e}{4\pi}\sum_{q=1}^{Q}\left(-\cos\alpha_q\sin\varphi+\cos\beta_q\cos\varphi\right)\sum_{i=1}^{N_q}J_{q,i}^{m}\int_{l_{q,i-1}}^{l_{q,i}}\exp\left(-ik_e(x_q'\sin\theta\cos\varphi+y_q'\sin\theta\sin\varphi+z_q'\cos\theta\right)dl_q+$$

$$+\frac{i\omega\mu_e}{4\pi}\sum_{u=1}^{U}(\cos\alpha_u\cos\theta\cos\varphi+\cos\beta_u\cos\theta\sin\varphi-\cos\gamma_u\sin\theta)\times$$

$$\times\sum_{i=1}^{N_u}J_{u,i}^{e}\int_{l_{u,i-1}}^{l_{u,i}}\exp\left(-ik_e(x_u'\sin\theta\cos\varphi+y_u'\sin\theta\sin\varphi+z_u'\cos\theta)\right)dl_u,$$

$$D_\varphi(\theta,\varphi)=\frac{i\omega\mu_e}{4\pi}\sum_{q=1}^{Q}\left(-\cos\alpha_q\sin\varphi+\cos\beta_q\cos\varphi\right)\times$$

$$\times\sum_{i=1}^{N_q}J_{q,i}^{e}\int_{l_{q,i-1}}^{l_{q,i}}\exp\left(-ik_e\left(x_q'\sin\theta\cos\varphi+y_q'\sin\theta\sin\varphi+z_q'\cos\theta\right)\right)dl_q+$$

$$+\frac{ik_e}{4\pi}\sum_{q=1}^{Q}\left(-\cos\alpha_q\cos\theta\cos\varphi-\cos\beta_q\cos\theta\sin\varphi+\cos\gamma_q\sin\theta\right)\times$$

$$\times\sum_{i=1}^{N_q}J_{q,i}^{m}\int_{l_{q,i-1}}^{l_{q,i}}\exp\left(-ik_e\left(x_q'\sin\theta\cos\varphi+y_q'\sin\theta\sin\varphi+z_q'\cos\theta\right)\right)dl_q$$

$$+\frac{i\omega\mu_e}{4\pi}\sum_{u=1}^{U}(-\cos\alpha_u\sin\varphi+\cos\beta_u\cos\varphi)\times$$

$$\times\sum_{i=1}^{N_u}J_{u,i}^{e}\int_{l_{u,i-1}}^{l_{u,i}}\exp\left(-ik_e(x_u'\sin\theta\cos\varphi+y_u'\sin\theta\sin\varphi+z_u'\cos\theta)\right)dl_u, \qquad (11)$$

В выражениях (11) $\cos\alpha_q$, $\cos\beta_q$, $\cos\gamma_q$ – направляющие косинусы осевой линии диэлектрического цилиндра с номером q в глобальной системе отсчета x,y,z; $\cos\alpha_u$, $\cos\beta_u$, $\cos\gamma_u$ – направляющие косинусы осевой линии идеально проводящего цилиндра с номером u; x_q', y_q', z_q' – декартовы координаты текущей точки интегрирования внутри i-го участка q-го диэлектрического цилиндра в системе отсчета x,y,z; x_u', y_u', z_u'– декартовы координаты текущей точки интегрирования внутри i-го участка u-го идеально проводящего цилиндра в системе отсчета x,y,z; R, θ, φ – сферические координаты точки наблюдения M.

Численные результаты

На основании изложенного выше решения рассматриваемой задачи создана компьютерная программа для расчета компонент рассеянного поля для структур, состоящих из одного диэлектрического и одного идеально проводящего цилиндров. Входными величинами являются координаты центров цилиндров, направляющие косинусы осевых линий цилиндров в глобальной системе координат, безразмерные длины цилиндров $k_e l_p$ и $k_e l_d$ ($k_e = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны возбуждающего поля), безразмерные радиусы цилиндров $k_e r_p$ и $k_e r_d$, относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_d' = \varepsilon_d/\varepsilon_e$ диэлектрического цилиндра (предполагается, что диэлектрический цилиндр не обладает магнитными свойствами), возбуждающее электромагнитное поле $\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0$, радиус вспомогательной поверхности $k_e R_d$ для диэлектрического цилиндра, N_i – число точек размещения диполей на вспомогательной поверхности S'_d, числа участков разбиения осевых токов N_p и N_d, а также числа точек коллокаций L_p и L_d на поверхностях цилиндров. Некоторые результаты, полученные с помощью этой программы, представлены на *рис. 3-4*.

Рис. 3 относится к структуре, состоящей из соосных цилиндров. Оси цилиндров направлены вдоль оси z. Диэлектрический цилиндр занимает нижнее положение, центр его осевой линии совпадает с центром декартовой системы координат $Oxyz$. Идеально проводящий цилиндр расположен над диэлектрическим цилиндром. Такая структура является моделью вертикальной тонкопроволочной антенны, расположенной на диэлектрической подставке. Безразмерные длины цилиндров $k_e l_p$ и $k_e l_d$ равны 4.71 ($l_d = l_p = 0.75\lambda$), радиусы $k_e r_p = k_e r_d = 0.1$ ($r_p = r_d = 0.016\lambda$), а расстояние между цилиндрами $k_e \Delta z = 3$ ($\Delta z = 0.48\lambda$).

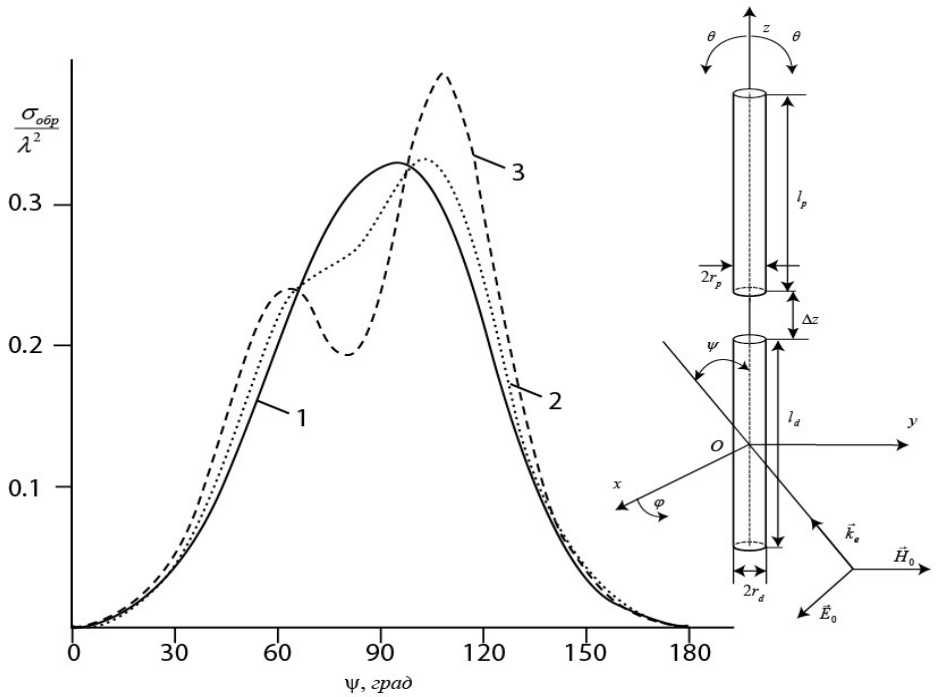


рис. 3 – Зависимости сечений обратного рассеяния от угла ψ падения плоской волны для соосных цилиндров при различных значениях относительной диэлектрической проницаемости диэлектрического цилиндра. Кривая 1 соответствует $\varepsilon'_d = 4$, кривая 2 – $\varepsilon'_d = 10$, кривая 3 – $\varepsilon'_d = 20$

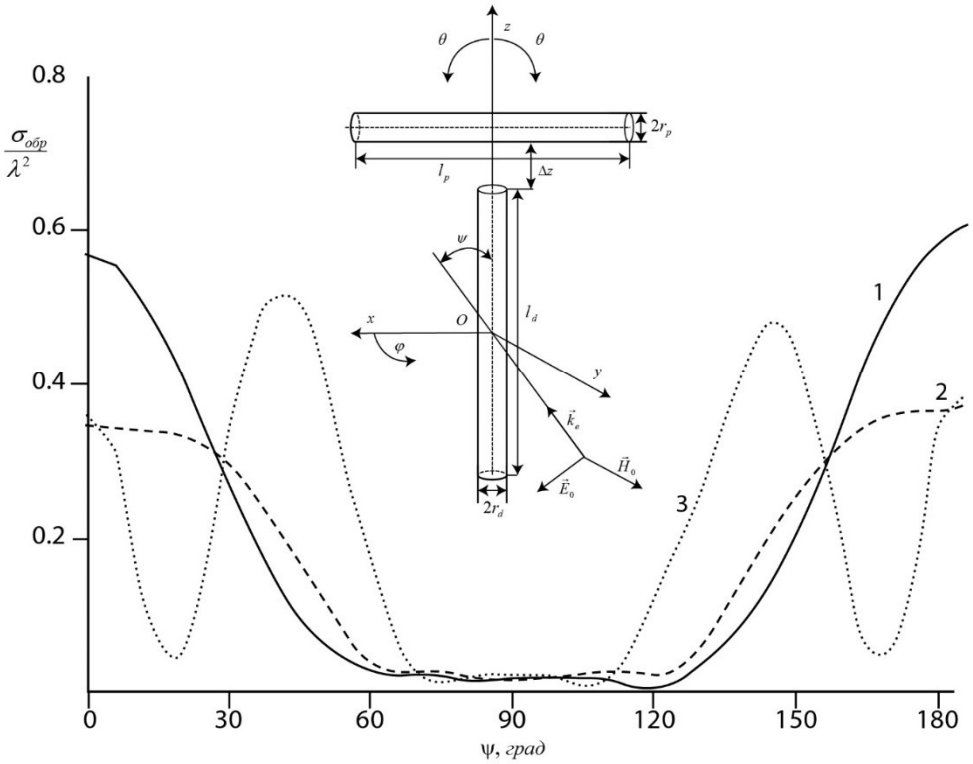


рис. 4 – Зависимости сечений обратного рассеяния от угла ψ падения плоской волны для ортогональных цилиндров при различных длинах идеально проводящего цилиндра. Кривая 1 соответствует длине $k_e l_p = 3.14$, кривая 2 – длине $k_e l_p = 4.71$, кривая 3 – длине $k_e l_p = 6.28$

Предполагается, что плоская волна падает на структуру таким образом, что векторы $\boldsymbol{k}_e$ и $\boldsymbol{E}_0$ лежат в плоскости *xOz*, угол ψ – это угол между направлением падения волны, характеризуемым волновым вектором $\boldsymbol{k}_e$, и осью *z*. Кривые 1-3 характеризуют зависимости сечения обратного рассеяния от угла ψ падения плоской волны при различных значениях относительной диэлектрической проницаемости ε_d'. Параметры метода при получении представленных результатов выбраны следующие: числа разбиений осевых токов N_p и N_d выбраны равными 30, числа точек коллокации на поверхности каждого из цилиндров равными 120, параметр $k_e R_d$ вспомогательной поверхности для диэлектрического цилиндра равным 2, а число точек размещения диполей на вспомогательной поверхности равным $N_i = 160$.

Рис. 4 относится к структуре, состоящей из взаимно ортогональных цилиндров. Диэлектрический цилиндр занимает нижнее положение, его осевая линия направлена вдоль оси *z*, а её центр совпадает с центром декартовой системы координат *Oxyz*. Идеально проводящий цилиндр располагается над диэлектрическим цилиндром симметрично относительно оси *z*, его осевая линия направлена вдоль оси *x*. Такая структура является моделью горизонтальной тонкопроволочной антенны, расположенной на диэлектрической подставке. Длина диэлектрического цилиндра $k_e l_d = 4.71$, радиус $k_e r_d = 0.1$, относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_d' = 20$. Радиус идеально проводящего цилиндра $k_e r_p = 0.1$, расстояние между цилиндрами $k_e \Delta z = 3$. Как и для соосных цилиндров, предполагается, что плоская волна падает на структуру таким образом, что векторы $\boldsymbol{k}_e$ и $\boldsymbol{E}_0$ лежат в плоскости *xOz*. Кривые 1-3 характеризуют зависимости сечений обратного рассеяния от угла ψ падения плоской волны при различных длинах идеально проводящего цилиндра. Параметры метода при получении результатов, представленных на *рис.4*, выбраны такие же, как при получении результатов, представленных на *рис.3*.

Список публикаций:

Tavis M.T. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, No. 7. P. 3213-3215.
Hatamzadeh-Varmazyar S. // Progress in Electromagnetic Research B. 2008. V. 3 P. 207-218.
Gu Xian-Ming, Huang Ting-Zhu, Zhao Xi-La, et al. // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. 2015. V. 29, No. 10. P. 1281-1287. doi: 10.1080/09205071.2015.1042559.
Waterman P.C., Pedersen J.C. // J. Opt. Soc. Am. A. 1998. V. 15, No. 1. P. 174-181.
Yan W.Z., Du Y., Wu H., Liu D.W. // Progress in Electromagnetics Research, PIER 85. 2008. P. 39-67.
Santalla del Rio V., Abalde–Lima L., Christodoulou C.G. // IEEE Geoscience and Remove Sensing Letters. 2015. V. 12, No. 4. P. 751-755.
Dadakaridis S.D., Papayannakis A.G., Kriezis E.E. // Archiv für Electrotechnik. 1987. V. 70. P. 23-29.
Hooker R.J., Lang R.H. // Waves in Random and Complex Media. 2012. V. 22, No. 2. P. 267-304. doi: 10.1080/17455030.2012.658100.
Kovtun-Kuzhel V.A., Ponyavina A.N. // J. Appl. Spectroscopy. 2017. V. 84, No. 3. P. 396-401. doi: 10.1007/s10812-017-0482-7.
Ковтун-Кужель В.А., Дынич Р.А., Понявина А.Н. // Проблемы физики, математики и техники. 2012. № 2(11). С. 27-33.
Дмитренко А.Г., Колчин В.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 1. С. 31-40.
Дмитренко А.Г., Гольцварт Е.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 3. С. 218-230.

Рациональный подход к задаче проектирования плоских сверхширокополосных антенн

Дымов Георгий Александрович
Беличенко Виктор Петрович
Балзовский Евгений Владимирович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск
e-mail:dymazhorov@gmail.com

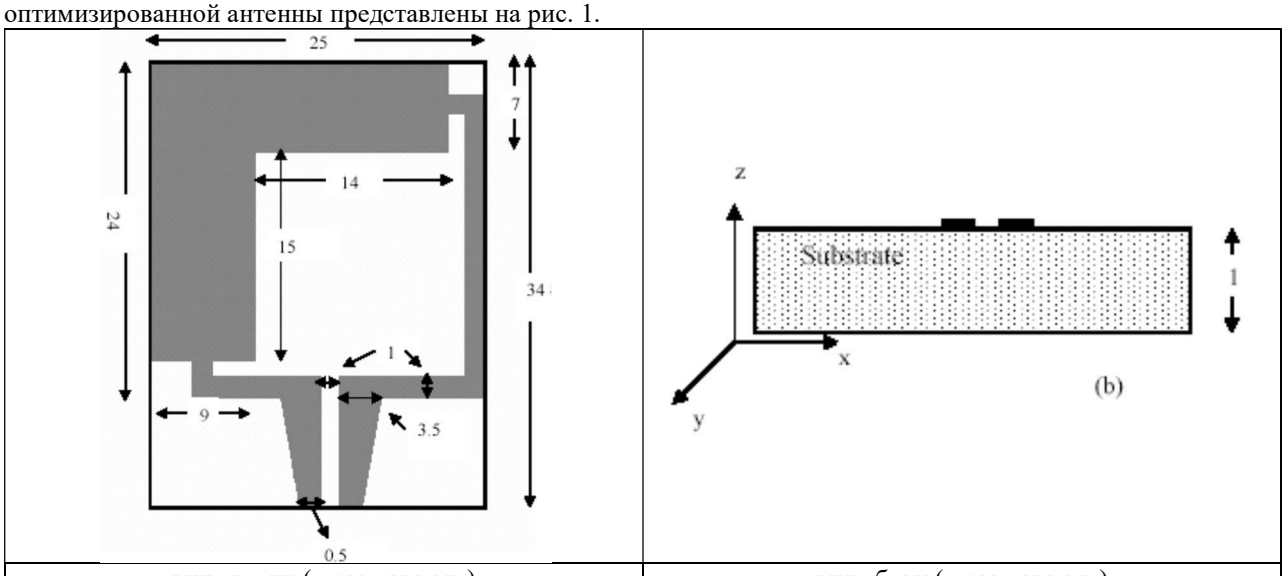
Введение

В целом ряде работ [1-10] описаны продуктивные методы оптимизации характеристик плоских сверхширокополосных антенн. Этим методам присущ пошаговый подход к процедуре оптимизации в рамках которого на каждом шаге подробно изучается влияние изменения того или иного конструктивного элемента антенны на интересующие характеристики антенны. При этом количество шагов проектирования может достигать, и даже превышать, десять [7]. Вместе с тем, в многочисленных зарубежных публикациях, например [11-13], а в последнее время и в отечественных [14, 15], предлагается использовать аппарат теории характеристических функций с целью более глубокого понимания физики излучения исследуемой антенны.

В данной работе методологическая и практическая значимость такого подхода иллюстрируется на примере осуществления процедур дополнительной оптимизации и пояснения физики излучения исследованной ранее сверхширокополосной антенны [1-3].

1. *Геометрия антенны и основные результаты оптимизации ее параметров на основе традиционного подхода*

В работах [1-3] описана конструкция простой плоской сверхширокополосной антенны, ориентированной на работу в низкочастотной части (3.1-5.1 ГГц) выделенного для сверхширокополосных связных систем ближнего радиуса действия диапазона (3.1-10.6 ГГц). Антенна представляет собой конфигурированный тонкий медный слой толщиной 0.018 мм, выполненный на одной стороне подложки FR4 с относительной диэлектрической проницаемостью 4.4, тангенсом угла потерь 0.02 и толщиной 1 мм. К антенне подключена известная своими широкополосными свойствами неоднородная линия передачи с монотонно изменяющимся поперечным размером (tapered line). Линия, как и сама антенна, также выполнена из тонкого медного слоя толщиной 0.018 мм. Размеры антенны – 24x25x1 мм. Геометрия и размеры отдельных элементов оптимизированной антенны представлены на рис. 1.



вид сверху (размеры в мм)	вид сбоку (размеры в мм)

Рис.1. Геометрия плоской сверхширокополосной антенны [1-3]

В процессе оптимизации авторы принимали во внимание следующие характеристики: усиление антенны; его зависимость от размеров антенны; взаимосвязь размеров антенны с ее полосой согласования; групповую задержку; стабильность коэффициента стоячей волны в линии питания и диаграммы направленности во всей полосе частот. При численной оптимизации характеристик антенны авторами использовались два метода: метод моментов и метод конечных элементов, реализованные в программах Ansoft Designer®1.1 и Ansoft High Frequency Structure Simulator, HFSS®9.1.

2. *Процедура оптимизации на основе теории характеристических функций*

Сделаем пояснения относительно физики излучения антенны, а затем осуществим процедуру дополнительной оптимизации параметров антенны, основываясь на алгоритмах теории характеристических мод. Методология подобного подхода достаточно подробно изложена в литературе. Мы, в частности, опирались на соображения, изложенные в работах [11,12,15]. Исследование включало несколько шагов. Изначально, для исходной геометрии антенны, были установлены значимые характеристические моды, их характеристические углы (рис. 2) и соответствующие модальные значимости (рис. 3) с использованием решателя «Multilayer Solver» из ПО «CST Microwave Studio». Обращает на себя внимание тот факт, что характеристические углы первой, второй и четвертой мод принимают значение равное 180 градусам на частотах 3.1, 4.1 и 5.4 ГГц, являющихся резонансными частотами мод (рис. 2). Более того, именно на этих частотах модальные значимости мод становятся максимальными (рис. 3) и подчеркивают существенность влияния диаграмм направленности указанных мод на суммарную диаграмму направленности во всем частотном диапазоне (3.1-5.1 ГГц). Выбор полосы частот 2.5…5.5 ГГц при анализе характеристических углов и значимостей мод объясняется необходимостью учета всех тех возможных мод, которые по резонансным частотам и значимостям могут влиять на полосу пропускания антенны. А использование по факту лишь трех мод - отсутствием других, при разном количестве разбиений сетки (6.25, 12.5 и 25 ячеек на длину волны) и разным количеством отыскиваемых мод (10-20), задаваемым при настройке решателя.

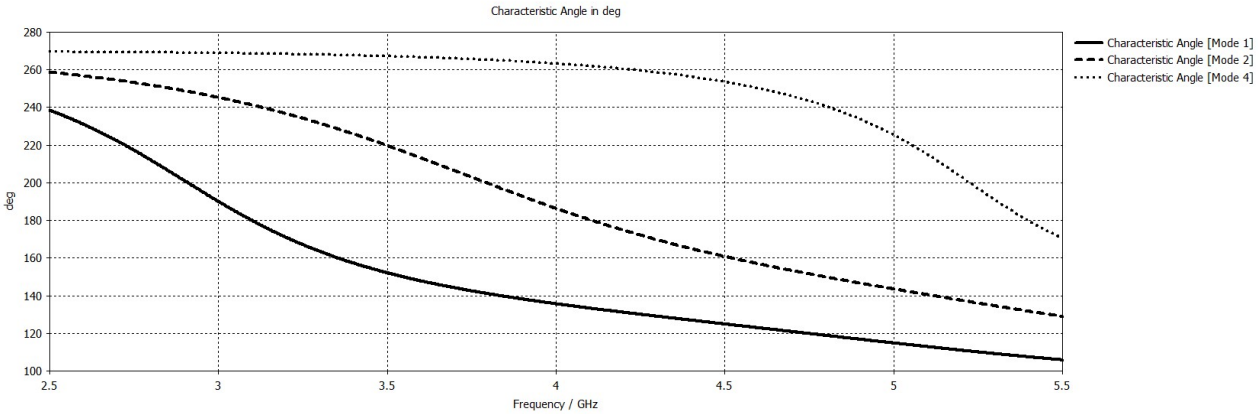


Рис. 2 Частотные зависимости характеристических углов первой, второй и четвертой мод

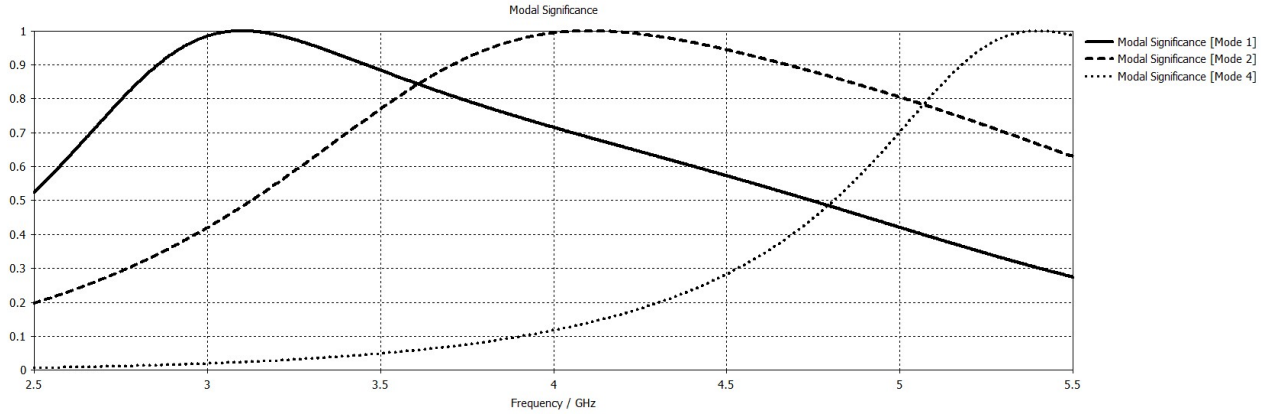


Рис.3 Частотные зависимости модальных значимостей первой, второй и четвертой мод

Как показали расчеты, диаграмма направленности первой значимой характеристической моды на частоте ее резонанса (3.1 ГГц) характеризуется хорошей степенью гладкости. Это свойство сохраняется и в диаграмме направленности второй моды на ее резонансной частоте 4.1 ГГц. Что касается четвертой моды, то в ее диаграмме на резонансной частоте 5.4 ГГц уже проявляется заметная угловая неоднородность. Наличие этой неоднородности подсказывало путь улучшения качества суммарной диаграммы направленности антенны. А именно, следовало добиться уменьшения «веса» четвертой моды в формировании суммарной диаграммы направленности антенны при сохранении согласования во всей требуемой полосе частот. Одновременно мы поставили задачу сдвинуть нижнюю границу полосы согласования с 3.1 ГГц до 2.85 ГГц, поскольку в РФ, в отличие от США, для низкочастотной части диапазона работы сверхширокополосных связных систем выделена полоса частот, начинающаяся с 2.85 ГГц.

Это обстоятельство потребовало на первом шаге оптимизации внести изменения в геометрические параметры (размеры) исходной антенны.

Изменение геометрии антенны вызвало, во-первых, существенное изменение в зависимость параметра S11 от частоты. Во-вторых, привело к увеличению количества значимых мод.

Поскольку диаграммы направленности отдельных мод определяются характером распределения по антенне модального тока, порождающего поле соответствующей моды, то далее были произведены расчеты модальных токов значимых мод на их резонансных частотах. Интересно отметить, что в процессе расчетов «Multilayer Solver» «настойчиво» предоставлял данные о третьей моде. Хотя её резонансная частота и частота максимума модальной значимости далеко отстояли от частот из требуемого диапазона. Более того, оказалось что начиная с частоты 4.7 ГГц происходит нарушение трассировки мод: первая мода интерпретируется как третья, а третья – как первая. Подобные ущербности целого ряда коммерческих продуктов такого же назначения были отмечены в свое время в процессе специального проблемно ориентированного исследования [16,17]. Результаты расчетов распределений токов продемонстрировали наиболее существенные периферийные участки антенны и линии питания, которые оказывают влияние на суммарную диаграмму направленности.

При этом расчет модальных диаграмм направленности показал, что у диаграммы четвертой моды по-прежнему сохраняется заметная угловая неоднородность. Поэтому, с целью уменьшения влияния этой моды на суммарную диаграмму направленности, было решено удалить небольшие участки антенны на которых ток четвертой моды максимален. После нескольких итераций были выбраны геометрия и размеры этих участков. Попутно, с целью увеличения вклада первой и второй мод, были внесены изменения в геометрию антенны в области сочленения питающей линии с нижним плечом антенны.

Частотная зависимость параметра S11 антенны с модифицированной геометрией показала, что по качеству согласования модифицированная антенна немногим уступает исходной версии антенны. При этом нижнюю частоту полосы согласования удалось сместить с 3.1 ГГц вплоть до 2.76 ГГц, а суммарная диаграмма направленности антенны сохранила достаточно стабильную форму.

Заключение

Из результатов данной статьи видно, что успех авторов работ [1-3] был связан во многом с тем, что в рамках предложенного ими конструктивного выполнения антенны и питающей ее линии, было обеспечено возбуждение требуемых характеристических мод с рациональным распределением их резонансных частот по частотному диапазону. Исследование свойств указанных мод позволило произвести дополнительную оптимизацию параметров антенны в соответствии с целями работы.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-22-20101 "Разработка методов выявления потенциально опасных участков на автомобильных дорогах с использованием георадиотомографии" и администрации Томской области.

Список публикаций:

[1] Yazdandoost K. Y., Kohno R. Design and analysis of an antenna for ultra-wideband system // 14 th IST Mobile and Wireless Communications Summit, Dresden, Germany, June 2005, 4p.

[2] Yazdanboost K.Y., Kohno R. Ultra wideband L-loop antenna // 2005 IEEE International Conference on Ultra-Wideband, Zurich, Switzerland, 05-08 September 2005, 4 p.

[3] Ultra wideband loop antenna: US patent 7804456, Int. Cl. H01Q 11/12 / Yazdandoost K. Y., Kohno R. Filed: 04.12.2008 ; Published: 28.09.2010.

[4] McEvoy P., John M., Curto S., Ammann M. Group delay performance of ultra wideband monopole antennas for communication applications // LAPC 2008 :Antennas and Propagation Conference, pp. 377-380. Loughborough, 17-18 March, 2008, doi:10.1109/LAPC.2008.4516945.

[5] Curto S., John M., Ammann M.J. Ground plane dependent performance of printed antenna for MB-OFDM-UWB," IEEE 65th Vehicular Technology Conference VTC2007-Spring, Dublin, Ireland, Institute of Electronic & Electrical Engineers, pp. 352-356, 22/04/2007.

[6] John M., Ammann M.J. Spline based geometry for printed UWB antenna design // IEEE AP-S International Symposium on Antennas and Propagation, Vol. 1, No. 1, pp. 761-764, Honolulu, Hawai'i, USA, 10/06/2007.

[7] Абдрахманова Г.И., Багманов В.Х. Сверхширокополосная система связи на основе новых моделей импульсов и антенн / Вестник УГАТУ. 2013. Т. 17. № 4(57). С. 151-158.

[8] Абдрахманова Г.И., Багманов В.Х. Сверхширокополосная антенна на основе фрактальных структур // Электротехнические и информационные комплексы и системы (Уфа). 2013. Т. 9. № 3. С. 52-59.

[9] Абдрахманова Г.И. Моделирование СШП-антенн на основе алгоритмов оптимизации // Современные проблемы науки и образования. – 2013. - № 4; https://science-education.ru/ru/article/view?id=9849 (дата обращения: 18.04.2023).

[10] Абдрахманова Г.И. Фрактальная сверхширокополосная антенна на основе кругового монополя // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. – 2013. - № 8. http://jre.cplire.ru/jre/aug13/6/text.html

[11] Cabedo-Fabres M., Antonino-Daviu E., Valero-Nogueira A., Bataller M. The theory of characteristic modes revisited: a contribution to the design of antennas for modern applications // IEEE Antennas and Propagation Magazine. Vol. 49, no. 5, October 2007, pp. 52–68.

[12] Vogel M., Gampala, Ludick D., Jakobus U., Reddy C. J.. Characteristic mode analysis: putting physics back into simulation // IEEE Antennas and Propagation Magazine. Vol. 57, no. 2, April 2015, pp. 307-317.

[13] Chen Y., Wang C.-F. Characteristic Modes: Theory and Applications in Antenna Engineering. 2015. Wiley, [1] Hoboken, New Jersey. 304 p.
[14] Уваров А.В. Сверхширокополосные печатные ненаправленные интегральные антенны для устройств беспроводной радиосвязи // Дисс. на соиск…кандидата физ.-мат. наук по специальности 2.2.14 –Антенны, СВЧ устройства и их технологии. – М., 2021.– 158 с.
[15] Беличенко В.П., Буянов Ю.И., Балзовский Е.В., Дымов Г.А., Шипилов С.Э., Цепляев И.С. Плоская Ф-антенна // Техника радиосвязи (сборник). - 2023. – вып. 1 (56) – С. 54-63.
[16] Capek M., Hazdra P., Hamouz P., Eichler J. A method for tracking characteristic numbers and vectors // Progress In Electromagnetics Research B. 2011. Vol. 33. P. 115-134.
[17] Capek M., Losenicky V., Lukas L., Gustafsson M. Validating the characteristic modes solvers // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation.2017. Vol. 65, No. 8. P. 4134-4145*

Алгоритм наименьших квадратов для оценки канала в ультразвуковой связи MIMO

Исса Махмуд
Суханов Дмитрий Яковлевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: mahmoud.eissa@stud.tsu.ru

Система с множеством излучателей и множеством приёмников (MIMO) увеличивает пропускную способность канала и надежность передачи. Однако в беспроводной связи канал ведет себя как сложная среда для обмена информацией, и тогда информация в канале изменяется до того, как достигнет пункта назначения. Следовательно, системы беспроводной связи требуют правильной оценки канала [1]. В общем, существует два типа методов оценки канала MIMO [6]: а) основанный на обучении, в котором используются известные обучающие символы, называемые пилот-сигналами; и б) слепые подходы, которые выполняют оценку канала без использования известных обучающих символов. Одноко, слепые подходы имеют более низкую скорость и худшую производительность [2,3], для этого, в данной работе используется оценка каналов на основе обучения.

Набор пилот-сигналов, известных передатчику и приемнику, применяется к алгоритму наименьших квадратов для оценки матрицы каналов в ультразвуковой системе MIMO. При оценке по методу наименьших квадратов оцененная матрица $\hat{\mathbf{H}}$ представляет собой матрицу, которая минимизирует квадрат ошибки между фактическими принятыми пилот-сигналами $\mathbf{R_P}$ и оценкой принятого сигнала $\hat{\mathbf{R}}_\mathbf{P} \hat{=} \hat{\mathbf{H}}\mathbf{S}_P$. Таким образом [2]:

$$\hat{\mathbf{H}}_{LS} = \arg\min_{\{\hat{H}\}} \| \hat{\mathbf{R}}_p - \mathbf{R}_p \|_F^2 = \arg\min_{\{\hat{H}\}} \| \hat{\mathbf{H}}\mathbf{S}_p - \mathbf{R}_p \|_F^2 \quad (1)$$

Чтобы получить $\hat{\mathbf{H}}$, вычисляется частичный вывод уравнения (1) относительно $\hat{\mathbf{H}}$. Приравняв полученное уравнение равным нулю, а затем решив относительно $\hat{\mathbf{H}}$, получим:

$$\hat{\mathbf{H}}_{LS} = (\mathbf{R_P}\mathbf{S}_P^H)(\mathbf{S}_P\mathbf{S}_P^H)^{-1} \quad (2)$$

Пилотные сигналы отправляются с разных антенн в разное время. Тогда $\mathbf{S}_P$ – диагональная матрица. Сигналы линейной частотной модуляции используются в качестве пилот-сигналов для облегчения процедуры определения положения пилот-сигналов. Алгоритм наименьших квадратов с предложенными пилотными конфигурациями применяется экспериментально с использованием 8x8 ультразвуковой системы MIMO. Используется модуляция 4-КАМ с отношением сигнал/шум, равным 3 дБ, в результате чего средний коэффициент битовых ошибок равен 0,59% на расстоянии менее 2 м.

Экспериментальные результаты показывают, что процесс передачи и приема достигается с помощью предлагаемой системы на короткие расстояния, с возможностью отслеживания изменений в среде распространения поскольку пилот-сигналы посылаются повторно.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0038.

Список публикаций:

[1] Kaur H., Khosla M., Sarin R. K. "Channel Estimation in MIMO-OFDM System: A Review", 2018 Second International Conference on Electronics, Communication and Aerospace Technology (ICECA). – 2018. – P. 974–980.
[2] Hampton J. R., "Introduction to MIMO Communications", Cambridge University Press, New York,2014.
[3] Moghaddam S. S., Saremi H. "Performance Evaluation of LS Algorithm in Both Training-Based and Semi-Blind Channel Estimations for MIMO Systems", IEEE Int. Conf. on Wireless Days, (WD '08). – 2008. – Vol. 1. – P. 1–5.

Электродинамический расчёт устройства для измерения спектров диэлектрической проницаемости почв в широкой полосе частот на основе симметричной полосковой линии

Костычов Юрий Александрович
Бобров Павел Петрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Омский государственный педагогический университет»
E-mail: fatnblan@mail.ru

Известны способы исследования почв с целью определения засоленности, влажности и содержания в них органических веществ по измеренным спектрам комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) [1, 2]. Измерения спектра КДП при этом необходимо выполнять в широком диапазоне частот (от единиц кГц до тысяч МГц), в котором наблюдаются множественные релаксационные процессы [2]. Для этой цели обычно используют измерительные ячейки в виде отрезков коаксиальных линий [3]. Наиболее простыми и дешевыми в изготовлении являются измерительные ячейки, представляющие собой отрезки симметричной полосковой линии (СПЛ). Известным [4, 5] конструкциям измерительных ячеек на базе однородной СПЛ с воздушным заполнением присущи следующие недостатки:

- малое расстояние между внешними проводниками СПЛ для высокочастотных измерительных ячеек (для верхнего предела рабочего диапазона в 50 ГГц расстояние составило 3 мм), что не позволяет измерять почвы с крупными размерами почвенных частиц и агрегатов;

- низкое значение верхней частоты рабочего диапазона для измерительных ячеек, вмещающих крупные агрегаты (до 250 МГц для расстояния между внешними проводниками СПЛ 31,4 мм), что не позволяет измерять спектры диэлектрической проницаемости до частот 1-2 ГГц.

Описанные недостатки известных измерительных ячеек на базе СПЛ обусловлены тем, что измеряемый диапазон частот ограничен сверху возникновением волн высших типов, а также существенным влиянием неоднородностей СПЛ в области коаксиально-полоскового перехода от разъёмов к центральной полоске.

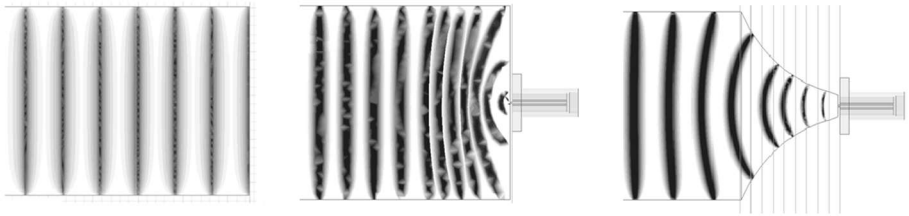
Целью настоящей работы стали электродинамический анализ и оптимизация конструкции измерительной ячейки на базе СПЛ для обеспечения наибольшего значения верхней частоты рабочего диапазона ячейки, вмещающей крупные почвенные агрегаты. При реализации ячейки расстояние между внешними проводниками СПЛ было выбрано равным 30 мм. Для подключения к 50-омным портам векторного анализатора цепей и проведения двухпортовых измерений выбраны разъёмы типа SMA.

Увеличить верхнюю рабочую частоту измерительной ячейки на базе СПЛ позволяет уменьшение ширины центральной полоски в рабочей области (области измерения) без уменьшения расстояния между внешними проводниками. Последнее достигается тем [6], что переходные области от коаксиального разъема на входе до рабочей области, заполняемой почвой, и от рабочей области до выходного разъема заполнены твердым диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon'_{п}$ и малыми потерями. При этом ширина центральной полоски, необходимая для согласования с 50-омным входом ячейки, меньше, чем при однородном воздушном заполнении. Во избежание возникновения дополнительных нерегулярностей в линии ширина полоски одинакова по всей длине ячейки (как в коаксиально-полосковых переходах, так и в рабочей области) и меньше, чем при воздушном заполнении линии с волновым сопротивлением 50 Ом. Возрастание волнового сопротивления в рабочей области в $\sqrt{\varepsilon_{п}'}$ раз учитывается при расчете КДП исследуемого вещества. Это обусловливает рост в $\sqrt{\varepsilon_{п}'}$ частоты возникновения волн высших типов (критической частоты) в области измерений. В качестве твердого диэлектрика с возможностью изготовления нужной формы на 3D-принтере был выбран материал акрилонитрилбутадиенстирол (ABS-пластик) и измерены его диэлектрические характеристики ($\varepsilon'_{п}$=2,0).

Для анализа выбрана конструкция ячейки на базе СПЛ, содержащая рабочую область для заполнения исследуемой почвой и две переходных области, заполненные твердым диэлектриком, от входного разъёма до рабочей области и обратно от конца рабочей области до выходного разъёма. Минимизация неоднородностей в коаксиально-полосковом переходе выполнена в настоящей работе исходя из следующего. Присоединение к полосковой линии разъёмов типа SMA происходит локально (в масштабах высоты СПЛ 30 мм). Поэтому в процессе распространения электромагнитной волны (ЭМВ) вдоль полоски линии от одного разъёма к другому фронт волны имеет нерегулярную форму: в переходных областях линии фронт не является плоским, а имеет форму дуги эллипса (см. рис 1).

Неоднородность в переходных областях, вызванная искривлением фронта ЭМВ, затрудняет аналитически строгое её описание в приближении квази-ТЕМ волны [7]. Поэтому электродинамический анализ ячейки, состоящей из двух SMA разъёмов, двух переходных областей и области измерений, был выполнен с помощью пакета прикладных программ, реализующих метод конечных элементов (finite element method – FEM).

Построение переходных областей ячейки в виде нетрансформирующих переходов от малого сечения коаксиального разъёма к большому сечению полосковой линии (30 мм) позволило минимизировать описанные неоднородности в переходных областях измерительной ячейки и добиться расширения рабочего диапазона последней (вверх по частоте) с сохранением уровня согласования.



а ***б*** ***в***

Рис. 1 Виды переходных областей ячейки и фронтов ЭМВ, распространяющейся в них.

Электродинамическому анализу подвергались четыре модели измерительной ячейки с воздушным заполнением (как измерительной, так и переходных областей), отличающиеся способами подключения (возбуждения) и конструкцией переходных областей (см. рис.1). Две модели имели однородное сечение, в одной из которых возбуждение полосковой линии выполнено с помощью волнового порта (wave port), сечение которого совпадает с сечением линии (рис.1*а*); в другой – с помощью сосредоточенного порта (lumped port) в виде высокочастотного соединителя – розетки типа SMA (рис. 1*б*). Две другие – с неоднородным сечением и возбуждением, как на рис. 1*б*. При этом ширина полосковой линии изменялась либо по экспоненциальному (рис. 1*в*), либо по линейному закону (на рисунке не показано). Для обеспечения постоянства волнового сопротивления по соответствующему закону изменялось расстояние между внешними электродами (высота ячейки).

Общая физическая длина моделей составляла 75 мм, второй порт ячейки (левый на рис. 1) для всех моделей был выбран волновым (wave port), высота полосковой линии в месте подключения к нему составляла 30 мм. При расчетах длина переходной области выбиралась равной высоте ячейки, её половине и удвоенной высоте.

На рис. 2 приведены результаты расчетов фазочастотных характеристик (ФЧХ) рассмотренных вариантов ячеек совместно с расчётными значениями электрической длины линии с воздушным заполнением (как произведение постоянной распространения на физическую длину).

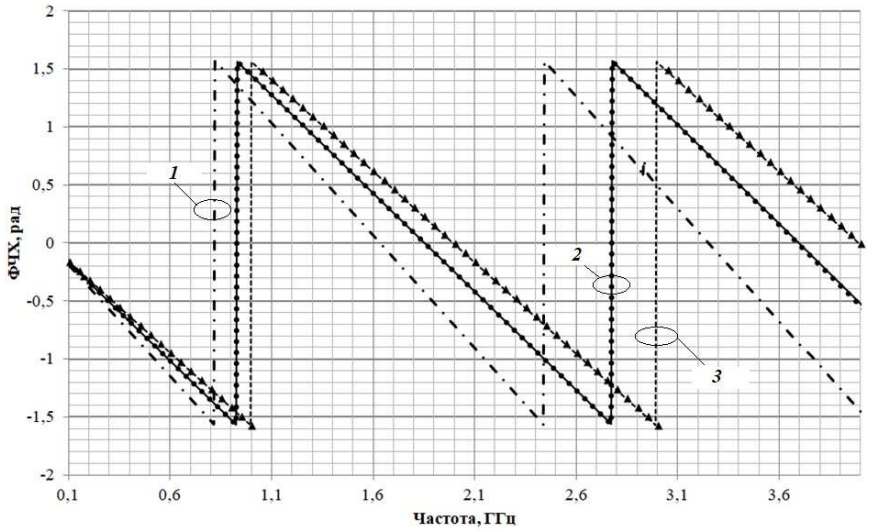
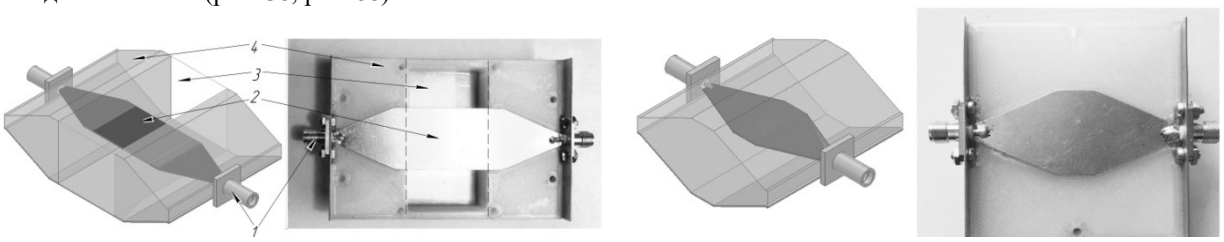


Рис. 2 ФЧХ ячеек при разных способах их реализации: 1 – для варианта, показанного на рис. 1б; 2 – для вариантов с экспоненциальным (рис.1в) и линейным законами изменения ширины полоска; 3 – для варианта, показанного на рис. 1а, и для расчётного значения электрической длины линии с воздушным заполнением (треугольные маркеры).

Анализ результатов моделирования показал следующее. В отсутствии неоднородностей (искривлений) фронта электромагнитной волны вдоль полоски линии электрическая её длина совпадает с физической (при полном воздушном заполнении). С ростом неоднородности фронта электромагнитной волны, распространяющейся в полосковой линии, увеличивается электрическая длина последней (наблюдается замедление волны, фазовая скорость уменьшается). При сужении полоски в переходной области (с сохранением по всей его длине волнового сопротивления) и увеличении длины последней неоднородность фронта электромагнитной волны уменьшается, а электрическая длина модели ячейки приближается к физической.

Существенное влияние на качество измерений оказывают описанные возникающие неоднородности в области высоких частот (близких к критическим для полосковой линии), обусловливающие резонансный (нерегулярный) характер ФЧХ и АЧХ (амплитудно-частотной характеристики). Чем длиннее окажется переходная область, тем с большей частоты будут проявляться нерегулярности АЧХ и ФЧХ, которые снижают достоверность измерений. Поэтому конечный размер переходной области прототипа ячейки (рис. 3*а*, рис. 3*б*) был выбран равным 0,75 от высоты (30 мм) для её эффективной работы в диапазоне до 4 ГГц (серия натурных экспериментов показала, что прототип ячейки может быть использован до частоты 6,3 ГГц при действительной части КДП измеряемого вещества на высокочастотном краю диапазона не более 10 ед.).

Отклонения электрической длины ячейки от физической в переходных областях могут быть учтены при её калибровке. Для этого изготавливается устройство, аналогичное измерительной ячейке, но содержащее только переходные области (рис. 3*в*, рис. *3г*).



а *б* *в* *г*

Рис. 3 Вид электродинамических моделей ячейки (а) и приспособления для калибровки (в), прототипов ячейки (б) и приспособления для калибровки (г). 1 – SMA разъём, 2 – центральная полоска, 3 – рабочая область, 4 – переходная область.

Исследования прототипа ячейки, выполненной с заполнением переходных областей диэлектриком с $\varepsilon'_{п}$=2,0 и применением переходных областей линейного профиля, показали сохранение в диапазоне до 4 ГГц уровня согласования S_{11} не более минус 20 дБ (при заполнении рабочей области тем же материалом, которым заполнены переходные области). Прототип измерительной ячейки с однородным сечением ячейки по её длине и заполнением переходных и рабочей областей диэлектриком с ε'=2,0 обеспечивает уровень согласования S_{11} не более минус 20 дБ в диапазоне до 2 ГГц. Ячейка с однородным воздушным заполнением без переходных областей обеспечивает уровень согласования S11 не более минус 20 дБ в диапазоне до 1 ГГц.

Результаты тестирования измерительной ячейки с помощью калибровочных жидкостей (проведены измерения изопропилового и этилового спиртов) показали, что верхняя граница рабочего диапазона измерительной ячейки была увеличена вдвое (относительно известной конструкции [6] без нетрансформирующих переходных областей) при сохранении достоверности измерений (среднеквадратическое отклонение измеренных от расчётных значений не превышает 1,5 % по ε' и 6 % по ε").

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-10037, https://rscf.ru/project/23-27-10037/

Список публикаций:

[1] Миронов В. Л., Савин И. В. Спектроскопическая многорелаксационная диэлектрическая модель талых и мерзлых арктических почв, учитывающая зависимости от температуры и содержания органического вещества //Исследование Земли из космоса. 2019. №. 1. С. 62-73.

[2] Bobrov P. P., Belyaeva T. A., Kroshka E.S., Rodionova O. V. The effect of dielectric relaxation processes on the complex dielectric permittivity of soils at frequencies from 10 kHz to 8 GHz – Part I: Experimental // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2022. V. 60. 2005409. DOI:10.1109/TGRS.2022.3180727.

[3] Bobrov P. P., Repin A.V., Rodionova O.V. Wideband Frequency Domain Method of Soil Dielectric Properties Measurements // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2015. V. 53, No. 5. P. 2366–2372. DOI: 10.1109/TGRS.2014.2359092

[4] Gallagher C. P., Cole N., Savage P. P., McKeever C., Sambles J. R., Hibbins A. P. A. Broadband Stripline Technique for Characterizing Relative Permittivity and Permeability // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 2019. V. 67, No. 1, P. 231 – 238. DOI: 10.1109/TMTT.2018.2851563

[5] Funk D. B., Gillay Z., Meszaros P. Unified moisture algorithm for improved RF dielectric grain moisture. Meas. Sci. Tech. 2007. V. 18: P. 1004-1015. DOI:10.1088/0957-0233/18/4/007

[6] Бобров П. П., Костычов Ю. А., Кривальцевич С.В. Полезная модель RU 217882 U1 "Устройство для измерения спектров диэлектрической проницаемости почв на основе симметричной полосковой линии" Дата подачи заявки: 20.01.2023 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Омский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук (ОНЦ СО РАН) Опубликовано: 24.04.2023

[7] Зайцев В. В. и др. Электростатическое моделирование полосковых линий – 2005. [Электронный ресурс]. URL: http://repo.ssau.ru/handle/Uchebnye-izdaniya/Elektrostaticheskoe-modelirovanie-poloskovyh-linii-ucheb-posobie-Tekst-elektronnyi-82405. Дата обращения 30.06.2023

О возможности повышения достоверности определения значения постоянной распространения волны вдоль проводника стелющихся антенн ДКМВ диапазона

Костычов Юрий Александрович
Яценко Александр Сергеевич, Кривальцевич Сергей Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Омский научный центр СО РАН (Институт радиофизики и физической электроники)»
E-mail: fatnblan@mail.ru

В технике радиосвязи широкое применение находят стелющиеся антенны (СА) – приземные антенны, размещенные на границе раздела «свободное пространство-почва». Аналитическое описание зависимости постоянной распространения волны вдоль проводника СА от характеристик подстилающей поверхности позволяет проводить неразрушающие и оперативные измерения диэлектрических характеристик почвы, на которой размещена антенна. Выражение зависимости постоянной распространения электромагнитной волны вдоль проводника СА от характеристик почвы применяется при проектировании как систем заземления (электрических противовесов) антенно-фидерных устройств, так и непосредственно самих приземных антенн.

Результаты расчёта постоянной распространения волны с помощью известных аналитических выражений в одних и тех же условиях (частотный диапазон, характеристики почв и др.) существенно отличаются [1].

Целью настоящей работы является оценка точностных показателей существующего аналитического описания зависимости постоянной распространения вдоль проводов излучателей СА $\gamma=\alpha+i\beta$ от характеристик почвы $\varepsilon=\varepsilon'+i\varepsilon''$, обсуждение его применимости для решения практических задач и представление нового описания для более точного определения постоянной распространения волны (где $i^2=-1$).

При решении практической части поставленной задачи был использован метод косвенного измерения γ по прямо измеренному входному импедансу Z симметричной дипольной СА (с волновым сопротивлением W и длиной плеча L) с помощью модели длинной линии. Метод работает в широкой полосе частот и позволяет восстановить по значениям импеданса как мнимую, так и действительную части γ следующим образом. Измеренный импеданс Z СА аппроксимируют (с минимизацией невязки, возможно участками по частотному диапазону) функцией $W\cdot\mathrm{cth}(\gamma L)$, с учетом того, что W изменяется с частотой пропорционально отношению $\beta 0/\beta$, где β_0 – постоянная распространения в свободном пространстве ($\gamma_0= i\beta_0$) см. формулу (1).

$$Z = \frac{W_0}{\beta/\beta_0}\,\mathrm{cth}(\gamma L) \qquad ((1)$$

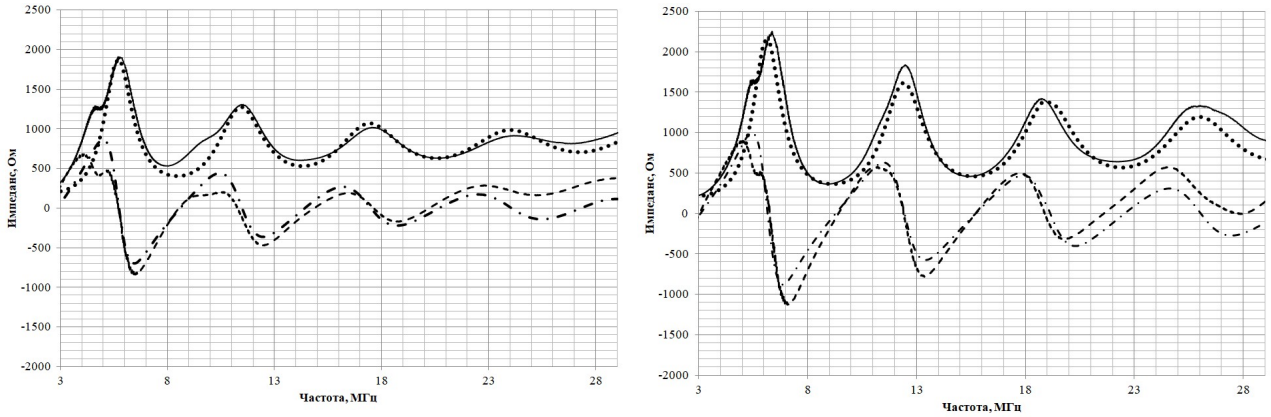
Причем $W_0=120\cdot[\ln(L/r)-1]$ – волновое сопротивление СА в свободном пространстве, r – радиус провода излучателя СА.

При решении теоретической части поставленной задачи использовано известное представление объёмной плотности энергии электромагнитного поля ω. Для определения объёмной плотности энергии вблизи границы раздела сред: верхнее свободное полупространство (условно, «воздух») и нижнее полупространство с комплексной диэлектрической проницаемостью ε (условно, «грунт») можно записать следующее: $\omega_{\text{воздух}} = \varepsilon_0 E_0^2$, $\omega_{\text{грунт}} = \varepsilon\varepsilon_0 E_1^2$, где E_0 – напряженность поля у границы раздела сред со стороны «воздуха», а E_1 – напряженность электрического поля у границы раздела со стороны «грунта».

Для обеспечения непрерывности тангенциальной составляющей напряженности электрического поля на границе раздела сред, выполняется равенство $E_0= E_1$. Следовательно, объём пространства вблизи СА, в котором заключена основная доля электромагнитной энергии, находится в обратной зависимости от ε. Тогда, обозначив эффективные объёмы, в которых содержится основная доля электромагнитной энергии, для «воздуха» и для «грунта» V_0 и V_1, соответственно, можно записать выражение постоянной распространения электромагнитной волны вдоль провода излучателя СА γ как:

$$\gamma = i\beta_0\sqrt{\frac{V_0}{V_1+V_0}+\varepsilon\frac{V_1}{V_1+V_0}} \qquad (2)$$

V_0 и V_1 соотносятся пропорционально комплексной диэлектрической проницаемости «грунта» (поскольку объёмы V_0 и V_1 очевидно являются величинами вещественными, их отношение должно быть пропорционально модулю ε).



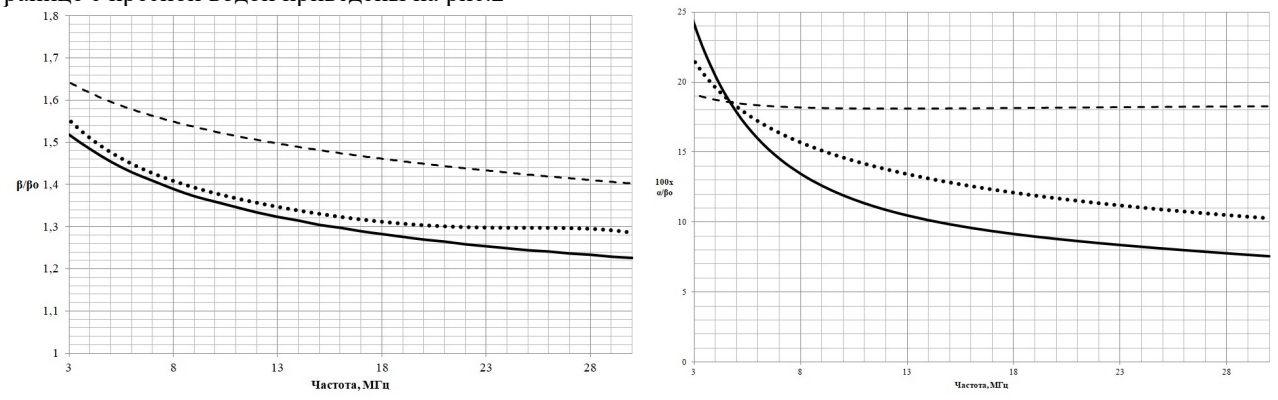
А) *Б)*

Рис. 1 Графики измеренных зависимостей действительной (сплошная линия) и мнимой (штриховая линия) частей измеренного импеданса СА с длиной плеча 18,5 метров для незасоленной (А) и засоленной (Б) почв и результаты аппроксимации с помощью формулы (1): действительная (линия точек) и мнимая (штрихпунктирная линия)

Всего в настоящей работе было проведено семь измерений частотных зависимостей γ методом длинной линии в ДКМВ диапазоне на территории Омской области в период весна 2022 г – зима 2023 г для различных подстилающих поверхностей (почвы незасоленной и засоленной $\varepsilon'=15$, $\sigma=2$ мСм/м и $\sigma=10$ мСм/м соответственно, пресной воды $\varepsilon'=80$, $\sigma=10$ мСм/м). Типичные результаты прямых измерений импеданса для почв и аппроксимирующие его функции приведены на рис.1.

Расчётные значения β/β_0 в ДКМВ диапазоне по [2] принимают значения 1,68..1,5 и 1,72..1,5 для засоленной и незасоленной почв соответственно и отличаются от измеренных (1,36..1,26 и 1,42..1,34) методом длинной линии относительным отклонением до 28% и 27%. По действительной части постоянной распространения относительные отклонения $100\cdot\alpha/\beta_0$ расчётных значений (22..20 и 19..18 для засоленной и незасоленной почв) от измеренных (23,5..8 и 24,2..12) составляют до 35% для незасоленной почвы и до 130% для засоленной.

Существенные отклонения измеренных результатов (при неоднократном повторении эксперимента) от расчётных нуждаются в достоверном описании или объяснении. Используя измеренные зависимости γ от ε и изложенные теоретические соображения, в настоящей работе предложено новое аналитическое выражение для зависимости γ от частоты и от ε. Результаты верификации предложенного выражения для СА размещенной на границе с пресной водой приведены на рис.2



А) *Б)*

Рис.2 Графики зависимостей действительной (Б) и мнимой (А) частей постоянной распространения для пресной воды (зимний период, толщина льда 0,3 м); линия точек – результат измерения с помощью модели длинной линии, штриховая линия – результат вычисления согласно [2], сплошная линия – результат вычисления согласно предложенному выражению в настоящей работе.

Предложенное аналитическое описание зависимости γ от ε при определении мнимой части постоянной распространения отличается повышенной точностью в сравнении с известным выражением из [2] (относительная погрешность определения значения β/β_0 для почв составила не более 7% а для пресной воды 3%). Необходимо отметить, что с ростом ε' достоверность определения β согласно [2] растёт (от относительной погрешности в 28% для $\varepsilon'=15$ до 11% для $\varepsilon'=80$). Что закономерно ввиду ограничения применимости $\varepsilon'>>1$ для выражения из [2].

Предложенное аналитическое представление при определении действительной части постоянной распространения также обеспечивает лучшие точностные характеристики в сравнении с известным выражением из [2] (относительные отклонения от измеренных значений в 20% для предложенного описания и 80% для выражения из [2] для пресной воды).

Можно утверждать, что предложенное описание позволяет с большей точностью определить постоянную распространения волны вдоль проводника стелющейся антенны по известной комплексной диэлектрической проницаемости подстилающей поверхности и наоборот (восстановить характеристики почвы по измеренной постоянной распространения волны). Для уточнения (особенно в части определения действительной части постоянной распространения) предложенной зависимости будут проведены дополнительные натурные измерения для почв с различной ε.

Работа выполнена по государственному заданию Омского научного центра СО РАН (номер госрегистрации проекта 122011200349-3).

Список публикаций

1Костычов Ю.А., Ященко А.С., Кривальцевич С.В., Определение значения постоянной распространения волны вдоль проводника стелющихся антенн ДКМВ-диапазона, Электромагнитные волны и электронные системы. 2022. Т. 27. № 6. С. 21-27.

2 14. Р. Кинг, Г. Смит: Антенны в материальных средах: в 2-х книгах. Кн. 1. Пер с англ. – М: Мир, 1984. -824 с., ил. (стр 96)

О возможности измерения содержания глины и гумуса в почвах методом широкополосной диэлектрической спектроскопии

Крошка Елена Сергеевна
Бобров Павел Петрович, Беляева Татьяна Алексеевна
ФГБОУ ВО Омский государственный педагогический университет
E-mail: smallermoon@mail.ru

Содержание в почве глины и гумуса во многом определяет плодородие почвы. Если содержание гумуса определяется традиционными методами достаточно точно, то содержание физической глины (частиц размером менее 0,01 мм) фактически определяется с погрешностью 50-70%. Альтернативным методом определения этих параметров является диэлектрический метод. Известно, что комплексная диэлектрическая проницаемость (КДП) почв зависит от диэлектрических свойств компонентов почв, влажности, частоты, температуры, плотности, состава насыщающего флюида, а также содержания гумуса и глины.

Наличие глины в почвах влияет в первую очередь на действительную часть КДП (далее ДП) сухих образцов. ДП чистого кварцевого песка составляет 3,8-4, а ДП глин составляет около 8,2 для бентонитовой глины, от 7 до 10 для каолинита, 8 для кальцита. Большинство других минералов имеют ДП не более 10. Измеряя ДП твердой фазы почвы, можно с помощью формул диэлектрических смесей оценить объемные доли песка и глинистых минералов [1]. Однако в почвах могут содержаться и другие минералы, ДП которых плохо изучена, например, для плагиоклаза, составляющего значительную часть грубодисперсной фракции почв, в литературе приводятся данные от 4,5 до 15,8.

Частицы глинистой фракции имеют меньшие размеры, чем частицы песка, поэтому в глинистых почвах более высокой является удельная поверхность и большая доля воды во влажных почвах находится в связанном состоянии. Максимальное количество связанной воды *Wt* в почвах можно определить, измеряя зависимость действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления от влажности. Максимальная доля связанной воды определяется как влажность, при которой наблюдается излом исследуемых зависимостей [2]. Таким образом удается достаточно точно определять большие значения *Wt* (>8-10 объемных процентов), если проводить измерения для большого числа значений влажности, особенно в области связанной воды. Такие измерения необходимо производить на частотах выше 2-5 ГГц, где можно пренебречь межфазным взаимодействием. Значения *Wt* зависят не только от содержания глины, но и от содержания гумуса, который покрывает почвенные частицы тонким слоем, имеющим пористое строение. Вследствие этого даже небольшое содержание гумуса в единицы процентов существенно увеличивает удельную поверхность почвы. Обычно связь *Wt* с содержанием глины и гумуса выражают линейным уравнением регрессии, коэффициенты которого варьируются в разных исследованиях.

Из-за высокой удельной поверхности в глинистых почвах наблюдается межфазное взаимодействие, называемое эффектом Максвелла-Вагнера (ЭМВ), приводящее к сильному возрастанию действительной и мнимой частей КДП на низких частотах. Чем больше в почве глины, тем на более высоких частотах проявляется ЭМВ. Наличие в почвах гумуса ослабляет ЭМВ, в результате действительная и мнимая части КДП почв, богатых гумусом, на всех частотах меньше чем у малогумусных почв (*рис.1*). На высоких частотах, где ЭМВ не появляется, влияние гумуса приводит к увеличению доли связанной воды, имеющей меньшие значения ДП в сравнении со свободной водой.

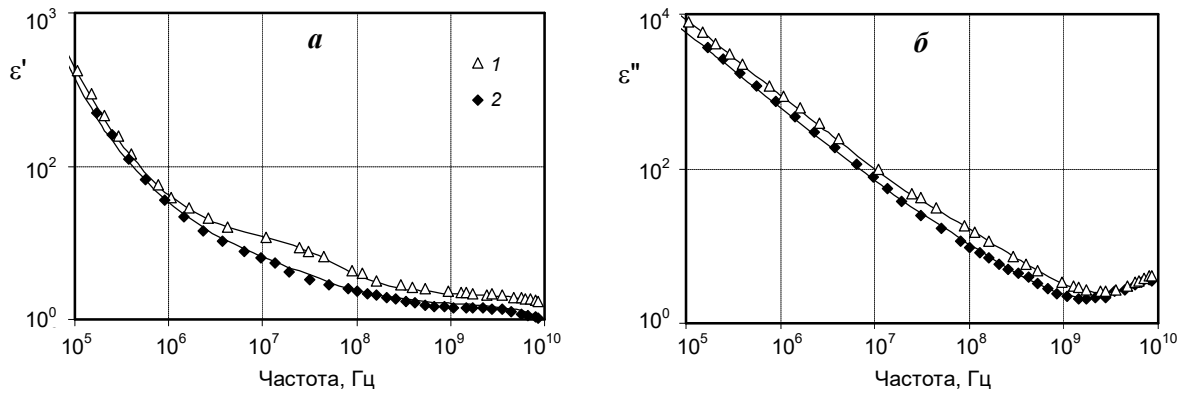


Рис.1 Действительная (а) и мнимая части (б) КДП двух почв при влажности 0,28-0,29 м³/м³. Содержание глины в почве 1 – 47%, в почве 2 – 57%, содержание гумуса в почве 1 – 0,5% в почве 2 – 6,5 %.

Из данных, приведенных на *рис.1а*, видно, что на частотах ниже 0,3 ГГц в малогумусной почве наблюдается более резкое возрастание ДП, чем в почве, богатой гумусом. Этот факт был использован в методе оценки содержания глины и гумуса по измерениям КДП на двух частотах – 0,35 и 1,75 ГГц [3]. Проверка метода на ограниченном количестве почв показала неплохие результаты, однако тестирование метода на большем числе почв показало, что в отдельных случаях наблюдаются отклонения от установленных регрессионных зависимостей (*рис. 2*). В частности, с большой погрешностью определяется содержание глины при ее доле более 50% и содержание гумуса при его доле менее 3%. Причиной этого могут быть как погрешности метода, так и большая погрешность определения содержания глины седиментационным методом.

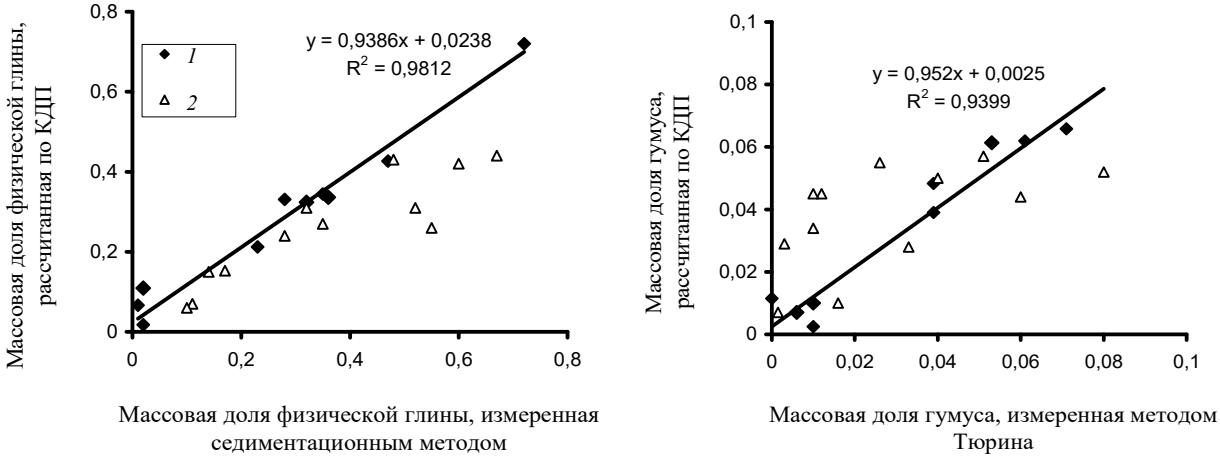


Рис. 2. Оценка содержания глины и гумуса в почвах по методу [3]. 1 – значения содержания физической глины и гумуса, по которым составлялись регрессионные уравнения, 2 – значения содержания физической глины и гумуса для образцов, не входящих в выборку для составления регрессионных уравнений.

Поскольку содержание глины и гумуса влияют на весь диэлектрический спектр, следует изучить свойства релаксационных процессов в широком диапазоне частот. Разработанная нами методика позволяет один и тот же образец, помещаемый в коаксиальную ячейку, измерять в диапазоне частот от 10 кГц до 8 - 18 ГГц с использованием измерителей Keysight Technologies E4990A и Rohde & Schwarz ZNB20 [4]. КДП образцов в этом диапазоне можно описать тремя релаксационными процессами, обусловленными эффектами Максвелла-Вагнера, и рефракционной моделью смеси. Как показала практика, низкочастотный релаксационный процесс можно моделировать формулой Дебая, а среднечастотный и высокочастотный – формулой Коула-Коула. Такая модель КДП имеет вид:

$$\varepsilon^*=\varepsilon'-i\varepsilon'' = \varepsilon^*_{ВЧ} + \frac{\Delta\varepsilon_{S1}}{1+(i\omega\tau_1)} + \frac{\Delta\varepsilon_{S2}}{1+(i\omega\tau_2)^{(1+\alpha_2)}} + \frac{\Delta\varepsilon_{S3}}{1+(i\omega\tau_3)^{(1+\alpha_3)}} - i\frac{\sigma_0}{\omega\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где $\varepsilon^*_{ВЧ}$ – высокочастотная КДП образца (на частотах выше 2-5 ГГц, где релаксационные процессы в почвах практически не влияют на КДП), определяемая по рефракционной модели смеси; $\Delta\varepsilon_{S1}$, $\Delta\varepsilon_{S2}$ и $\Delta\varepsilon_{S3}$ – интенсивности первого, второго и третьего релаксационных процессов, соответственно; τ_1, τ_2 и τ_3 – времена релаксации; α_2, α_3 – коэффициенты распределения времен релаксации второго и третьего релаксационных процессов; $\omega = 2\pi f$, где f – частота; σ_0 – низкочастотная удельная проводимость образца почвы, $\varepsilon_0 = 8.854\cdot10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная; $i^2 = -1$.

Исследование релаксационных процессов в пяти почвах с разным содержанием глины и гумуса [5] показало, что есть тесная корреляционная связь интенсивности релаксационных процессов с содержанием глины (*рис. 3*).

Таким образом, возможны разные подходы к оценке содержания глины и гумуса. Каждый в отдельности не обеспечивает приемлемой точности при разумной трудоемкости измерений. Нами планируется исследовать порядка 20 разных почв в частотном диапазоне 10 кГц – 10 ГГц в диапазоне влажностей от сухого до полностью насыщенного состояния с целью определения условий (частоты, значения влажностей, параметры релаксационных процессов), при которых связь параметров диэлектрических спектров с содержанием глины и гумуса будет наиболее устойчивой.

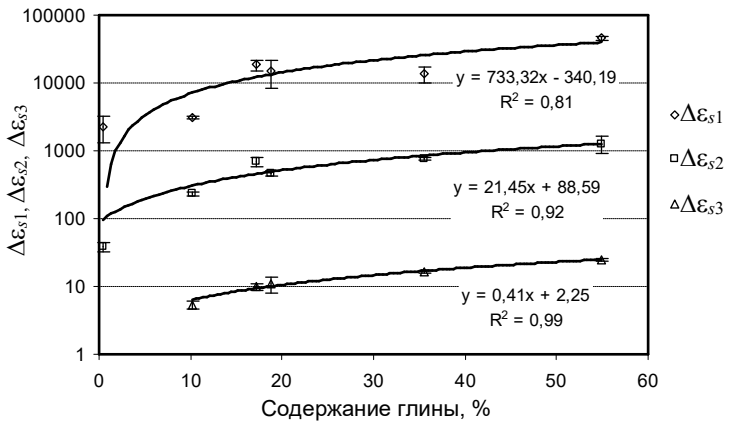


Рис. 3 Зависимость интенсивности релаксационных процессов в почвах при полном насыщении от содержания глины.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-10037, https://rscf.ru/project/23-27-10037/

Список публикаций:

[1] Бобров П. П., Беляева Т. А., Крошка Е. С., Родионова О. В. Диэлектрические свойства частиц речного песка в зависимости от их размеров и наличия глинистых примесей // Известия вузов. Физика (в печати).

[2] Mironov, V. L. Generalized refractive mixing dielectric model for moist soils / V. L. Mironov, M. C. Dobson, V. H. Kaupp, S. A. Komarov, V. N. Kleshchenko // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. – 2004. – V. 42, №4. – P. 773-785.

[3] Бобров П. П., Миронов В. Л., Мустакова М. М., Родионова О. В. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Омский государственный педагогический университет". Радиофизический способ определения состава почвы. Патент № 2585169, МПК G01N 22/04, G01N 33/24. Заявка: 2014148842/07, 03.12.2014. Опубликовано: 27.05.2016. Бюл. № 15.

[4] Bobrov P. P., Repin A. V., Rodionova O. V. Wideband Frequency Domain Method of Soil Dielectric Properties Measurements // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2015. Vol. 53, № 5. P. 2366–2372. DOI: 10.1109/TGRS.2014.2359092

[5] Bobrov P.P., Kroshka E.S., Muzalevskiy K. V. The Effect of Dielectric Relaxation Processes on the Complex Dielectric Permittivity of Soils at Frequencies from 10 kHz to 8 GHz – Part II: Broadband Analysis // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. (в печати).

Диффузионное легирование, как способ повышения порога оптического пробоя монокристалла дифосфида цинка-германия

А. Лысенко,

Н. Юдин, М. Зиновьев, В. Кузнецов, Е. Слюнько, В. Воеводин, А. Кальсин, Л. Шаймерденова, Х. Баалбаки, В. Калыгина

1 Лаборатория радиофизических и оптических методов исследования окружающей среды, Национальный Научно-исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия;

2 Институт Сильноточной Электроники - Академический просп. 2/3, 634055 Томск, Россия,

** Переписка: festality@yandex.ru; Тел.: +7-952-803-29-21*

Тройное соединение дифосфид цинка-германия (далее – ZGP), кристаллизующееся в структуре халькопирит с точечной группой 42m [1], обладает высокой теплопроводностью 0,35 Вт / см · К, двулучепреломлением, достаточным для фазового согласования, высоким порогом оптического пробоя и твердостью [3–5]. Потенциал нелинейно-оптических кристаллов $ZnGeP_2$ максимально реализуется в параметрических генераторах света, преобразующих лазерное излучение с длиной волны вблизи 2,1 мкм в излучение, перестраиваемое в области 3-8 мкм [6, 7]. В настоящее время данных о влиянии диффузионного легирования различными химическими элементами на порог оптического пробоя ZGP очень мало.

Целью данной работы является исследование влияния диффузионного легирования ZGP, такими химическими элементами как, Mg, Se, Ca на порог оптического пробоя (LIDT) на длине волны 2,1 мкм.

Для исследований использовался монокристалл ZGP, из которого было вырезано 8 образцов с ориентацией (100) и размерами 5 × 5 × 2,45 мм^3. На предварительно отполированные грани образцов термическим способом производилось распыление, следующих химических элементов: Mg, Se, Ca (толщина напыляемой пленки составляла 1 мкм). После чего производился отжиг образцов ZGP с нанесенными пленками и двух контрольных образцов без напыления в запаянной вакуумированной ампуле, в которую добавлялась навеска порошка ZGP, при температурах 650^o С для одного набора образцов и при 750^o С для другого аналогичного набора в течение 180 часов.

Далее производилось измерение порога оптического пробоя полученных образцов ZGP. В качестве источника излучения использовался Ho:YAG лазер генерирующий излучение на длине волны 2,097 мкм с накачкой непрерывным тулиевым волоконным лазером [8].

Из результатов измерения LIDT и удельной электропроводимости (табл. 1) прослеживается качественная зависимость. Легирование химическими элементами, приводящее к снижению удельной электропроводимости образцов (σ), приводит к росту LIDT, в свою очередь, легирование химическими элементами приводящее к возрастанию удельной электропроводимости образцов, приводит к уменьшению LIDT. Например, при легировании ZGP кальцием σ возрастает, примерно на порядок, а при легировании ZGP Mg и Se напротив наблюдается уменьшение σ примерно на порядок.

Таблица 1. Проводимость исследуемых образцов и параметры порога оптического пробоя.

Легирующая примесь	σ, 1/Ом·см	Порог оптического пробоя при отжиге 650С, Дж/см^2	Порог оптического пробоя при отжиге 750С, Дж/см^2
Mg	5.42* 10^{-6}	2.6	2.94
Se	4.16* 10^{-7}	2.64	2.7
Ca	1.25* 10^{-5}	2.28	1.92
ZGP	1.24* 10^{-6}	2.26	2.24

Изменение удельной проводимости косвенно свидетельствует о перераспределении энергетических уровней примесных атомов в запрещенной зоне.

Показано что диффузионное легирование монокристалла ZGP Mg и Se приводит к увеличению LIDT, при отжиге на температуре 750^o С порог пробоя образцов легируемых Mg и Se увеличивается на 31% и 20,5 % с 2,24 Дж/см^2 до 2,94 и 2,7 Дж/см^2 соответственно. При легировании ZGP Ca наблюдается противоположная тенденция.

Изменение LIDT в зависимости от диффузионно вносимой примеси можно объяснить созданием дополнительных каналов диссипации энергии за счет процессов излучательной и быстрой безызлучательной релаксации через примесные энергетические уровни.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-20035, https://rscf.ru/ru/project/22-12-20035, дата обращения 25 марта 2022 г.)

Литература:

[1]. Nikogosyan, D.N. Nonlinear optical crystals: A complete survey, (Springer, New York, 2005).

[2]. Boyd, G.D.; Buehler, E.; Storz, F.G. "Linear and nonlinear optical properties of $ZnGeP_2$ and CdSe". App. Phys. Lett. ***18****, P. 301–304 (1971).*

[3]. Dmitriev, V.G.; Gurzadyan, G.G.; Nikoghosyan, D.N. Handbook of Nonlinear Optical Crystals, 2nd. ed., (SpringerVerlag, Berlin, 1995).

[4]. Рудь В.Ю. "Оптоэлектронные явления в дифосфиде цинка и германия", Физ. и Техн. ПП., ***28****, с. 1105, (1994).*

[5]. К.Л. Водопьянов, В.Г. Воеводин, А.Л. Грибенюков, Л.А. Кулевский, "Высокоэффективная пикосекундная параметрическая суперлюминесценция в кристалле $ZnGeP_2$ в диапазоне 5–6,3 мкм." Кв. эл.. ***14****, с. 1815-1819, (1987)*

[6]. Henriksson, M.; Tiihonen, M.; Pasiskevicius, V.; Laurell, F. "$ZnGeP_2$ parametric oscillator pumped by a line width narrowed parametric 2 μm source." Opt. Lett. ***31****, P. 1878–1880, (2006).*

[7]. Vodopyanov, K.L.; Ganikhanov, F.; Maffetone, J.P.; Zwieback, I.; Ruderman, W. "$ZnGeP_2$ optical parametric oscillator with 3.8–12.4μm tenability." Opt. Lett. ***25****, P. 841–843, (2000)*

[8]. "The R-on-1 Test." Lidaris LIDT Service 2019 https://lidaris.com/laser-damage-testing/r-on-1-test/.

Разработка схемы программируемого генератора СШП биполярных импульсов напряжения изменяемой формы

Лысых Павел Михайлович
Балзовский Евгений Владимирович
Институт сильноточной электроники СО РАН
E-mail: bev@jhfe.hcei.tsc.ru

Аннотация. Разработана схема генератора субнаносекундных СШП биполярных импульсов напряжения, основанного на суммировании двух сдвинутых во времени монополярных импульсов положительной и отрицательной полярности. Центральными элементами являются линии задержки, выполненные на элементах ЭСЛ и ТТЛ конверторах. Диапазон регулировки задержки 10,23 нс с шагом 10 пс. Представлен схемотехнический вариант реализации элементов генератора. Представлены результаты измерений импульсов запуска и выходных СШП импульсов напряжения.

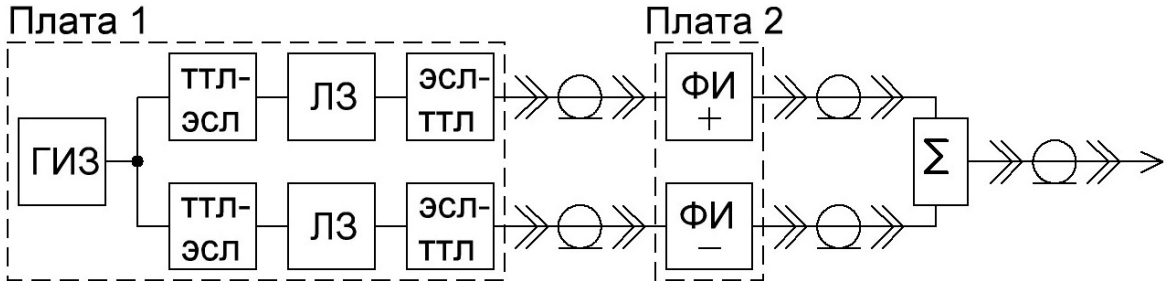
Ключевые слова: биполярный импульс, СШП, эмиттерно-связанная логика, линии задержки.

Введение. Сверхширокополосные (СШП) импульсы используются в радиолокации малого радиуса действия [1] и подповерхностном зондировании благодаря широкому спектру и высокому пространственному разрешению. Для формирования коротких СШП импульсов субнаносекундного диапазона используют полупроводниковые коммутаторы, быстро переходящие в проводящий режим, либо наоборот – в состояние с большим сопротивлением. Длительность выходных импульсов определяется либо свойствами полупроводникового коммутатора (временем жизни неосновных носителей, внутренней емкостью электродов и индуктивностью выводов), либо длиной коммутируемого отрезка линии, формирующего импульс. В обоих случаях длительность импульсов, как правило, фиксированная. Для прямого формирования биполярных импульсов в данной работе предложена схема суммирования монополярных импульсов, или полуволн, положительной и отрицательной полярности от разных генераторов, сдвинутых на фиксированное время задержки [2]. Такой подход позволяет управлять не только длительностью биполярного импульса за счет изменения времени задержки, но и последовательностью временных лепестков.

Изменение времени задержки в широкополосном случае осуществляется с помощью регулируемых линий задержки. В работе [3] проведен обзор принципов работы линий задержки и реализованных промышленных моделей, приведены структурные схемы. Регулировка времени задержки аналоговых сигналов осуществляется путем коммутирования передающих линий фиксированной длины быстродействующими переключателями, такими как p-i-n-диоды [4] или СВЧ-переключателями вроде БиКМОП и МОП-транзисторов [5]. Для управления временем задержки цифровых сигналов могут быть использованы микросхемы, состоящие из массива вентильных элементов с фиксированным временем распространения сигнала, например MC10EP195. Многие из таких микросхем работают на ЭСЛ логике, поэтому для их интеграции в устройства с логикой ТТЛ необходимо введение в схему конвертеров логики. Аналоговые линии задержки могут быть введены в схему после формирователей итоговых СШП импульсов, однако в таком случае возникает вероятность искажения формы импульсов линиями задержки из-за возможной нелинейности ФЧХ в широком диапазоне частот [6]. Другим подходом является введение цифровых линий задержки до формирователей СШП импульсов, которые бы смещали цифровые импульсы запуска формирователей, изменяя момент генерации СШП импульса. В данном докладе рассматривается схемное решение задачи синтеза биполярного СШП импульса методом синхронизации двух генераторов монополярных импульсов при помощи программируемых линий задержки.

Схема генерации биполярного импульса. Разработанная схема содержит следующие части, представленные на рисунке 1: ГИЗ – генератор импульсов запуска, конвертеры логики ТТЛ-ЭСЛ, ЛЗ – программируемые линии задержки, ФИ – формирователи монополярных импульсов противоположных полярностей (что обозначено знаками + и –), блок Σ – волновой сумматор.

а)



б)

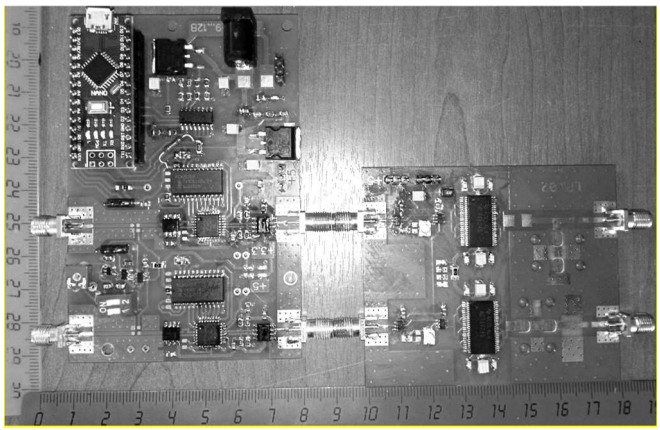


рис.1 Блок-схема разработанного устройства (а) и его реализация (б)

ГИЗ представляет собой автогенератор с регулируемой частотой повторения импульсов от 58,7 кГц до 82,5 МГц. Регулировка частоты осуществляется вращением ручки переменного резистора.

Конвертеры логики ТТЛ-ЭСЛ и ЭСЛ-ТТЛ необходимы для включения в схему линий задержки, работающих на эмиттерно-связанной логике и имеющих дифференциальные входы и выходы.

Формирователи монополярных импульсов включают в себя буферный элемент, запускаемый цифровым импульсом и обеспечивающий ток через индуктивность и диод с накоплением заряда (ДНЗ). Выходной ток буферов протекает через индуктивность и диод, обеспечивая так называемую накачку диода. Через небольшое время, определяемое скоростью рекомбинации неосновных носителей в полупроводнике, диод резко переходит в непроводящее состояние. При этом накопленная в индуктивности энергия приводит к появлению импульса ЭДС самоиндукции, который через разделительный конденсатор поступает на выходной разъём формирователя импульсов. Смена полярности выходного монополярного импульса достигается переменой местами индуктивности и диода.

Суммирование полуволн производится при помощи семизвенного кольцевого полоскового сумматора с рабочей полосой 0,03-3,7 ГГц

Значения времени задержки устанавливаются пользователем на ЭВМ. В зависимости от установленных значений времени задержки длительность биполярных импульсов на выходе может уменьшаться вместе с уменьшением амплитуды, что достигается взаимной компенсацией положительной и отрицательной полуволн. При других значениях возможно добиться смены порядка следования полуволн.

Экспериментальное исследование линий задержки. Проведено тестирование линий задержки с использованием цифровых осциллографов Tektronix TDS-6604 с полосой 6 ГГц и 20 ГВыб/с, АКИП-4126/4 с полосой 300 МГц и 2 ГВыб/с и источника питания Good Will Instek GPD-73303S.

На выходах двух каналов платы 1 были зарегистрированы импульсы запуска. Осциллограммы пар импульсов при различных установленных величинах задержек приведены на рисунке 2. Временная задержка между импульсами в каждой паре выставляется с шагом 10 пс. Осциллограмма, при которой импульс в канале 2 опережает импульс в канале 1 на 8 нс приведена на рисунке 2а, при отставании на 8 нс – на рисунке 2в. Из-за различия времени прохождения импульса запуска по проводникам платы необходимо ввести время задержки равное τ = 450 пс, чтобы осциллограммы импульсов совпали, как на рисунке 2б. Значение τ является калибровочной константой.

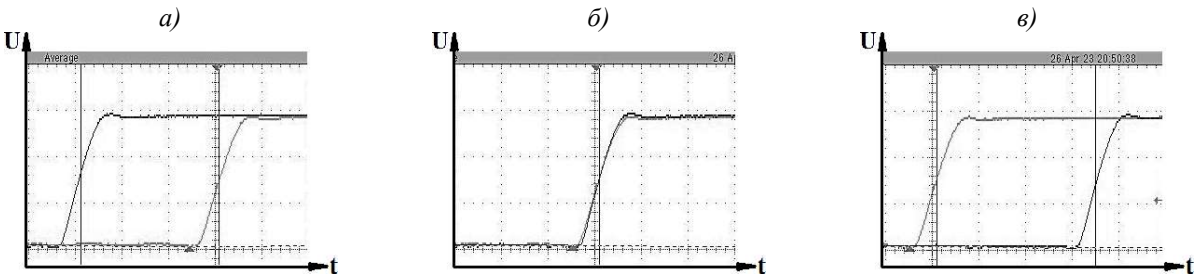


рис.2 Импульсы запуска на выходах двух линий задержки. Абсолютное время задержки между каналами: а) 8000 пс, б) 450 пс, в) -8000 пс

Коаксиальными кабелями равной длины к выходам платы 1 была подключена плата 2, на которой смонтированы два формирователя монополярных импульсов положительной и отрицательной полярности. Эта сборка использовалась в дальнейших исследованиях. Выходы платы 2 через аттенюаторы на 20 дБ подключены к двум каналам цифрового осциллографа реального времени Tektronix TDS-6604.

Осциллограммы с выходов платы 2 приведены на рисунке 3. Если подключить сумматор, то возможно получить как импульсы с раздельными временными лепестками, так и биполярные импульсы с регулируемой длительностью и положением лепестков.

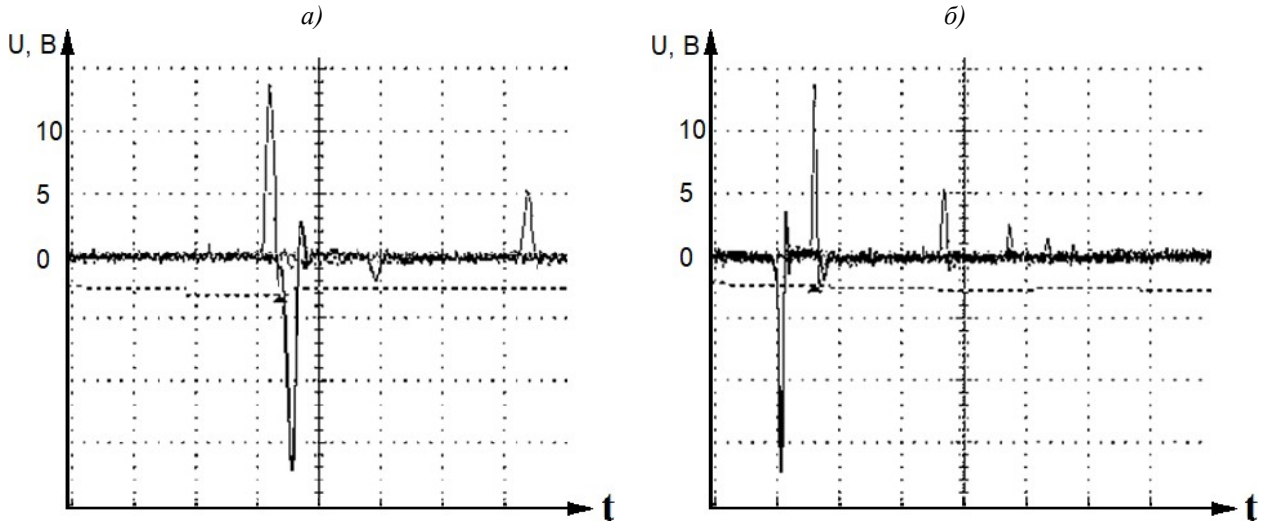


рис.3 Осциллограммы с выходов генератора монополярных импульсов при разных временах задержки

Измерения показали, что наблюдается значительный джиттер (дрожание) импульсов относительно друг друга Величина джиттера может быть оценена значением 50 пс. Пологие фронты импульсов запуска разработанных линий задержки приводят к существенному джиттеру. Причиной может являться пологий фронт сигнала на выходе конвертера ЭСЛ-ТТЛ, который составил ≈2,5 нс, что значительно длительнее фронта сигнала на выходе генератора импульса запуска. Одним из вариантов уменьшения джиттера может являться замена конвертеров логики MC100EPT20DG/MC100EPT21DG на более быстродействующие. Другой вариант – замена активных компонентов (конвертеров логики ЭСЛ-ТТЛ) на пассивные компоненты (ферритовые симметрирующие трансформаторы).

Заключение. Представлены результаты экспериментального исследования схемы электронных линий задержки для генератора субнаносекундных СШП импульсов. Приведены осциллограммы выходных биполярных импульсов с регулируемой длительностью и изменяемым порядком следования положительного и отрицательного временных лепестков. Получены выходные монополярные импульсы положительной и отрицательной полярности с программируемым сдвигом 0…10230 пс с шагом 10 пс. Выявлено, что недостаточно крутой фронт импульсов на выходе конвертеров логики ЭСЛ-ТТЛ, запускающих генераторы монополярных импульсов, приводит к джиттеру выходных импульсов около 30-50 пс.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме № FWRM-2021-0002.

Список публикаций:

[1] Koshelev V. I., Buyanov Yu. I., Belichenko V. P. Ultrawideband short-pulse radio systems. – London: Artech House, 2017. – 445 p.

[2] Balzovsky E. V., Lysykh P. M. Investigation of the effect of the summation of monopolar pulses of individual generators for a bipolar UWB pulse formation // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – V. 2140. – P. 012008.

[3] Кочемасов В., Белов Л, Майстренко А. Управляемые линии задержки // СВЧ-электроника. 2017. №3. С. 31–41.

[4] J. Schmitz J., M. Jung M., J. Bonney J., R. Caspary R., J. Schüür J., J. Schöbel J., in F. Sabath et al. (eds.), Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics 9 (Springer Science+Business Media, LLC, New York, 2010), pp. 241-248.

[5] E. V. Balzovsky, Yu. I. Buyanov, V. I. Koshelev, E. S. Nekrasov Dual polarized receiving steering antenna array for measurement of ultrawideband

pulse polarization structure Review of Scientific Instruments 87, 034703 (2016); doi: 10.1063/1.4942250

[6] Roderick J. D., Krishnaswamy H., Newton K., Hashemi H., in Proceedings of the IEEE 2005 Custom Integrated Circuits Conference, San Jose, USA, 21-21 September 2005 (IEEE, 2005), pp. 805-808.

Экспериментальные исследования использования приземных антенн КВ диапазона для радиосвязи

Майненгер Ксения Алексеевна
АО «ОНИИП»
ИРФЭ ОНЦ СО РАН
E-mail: nelyubova_ksenia@mail.ru

В современном мире радиосвязь в коротковолновом диапазоне (далее – КВ) диапазоне имеет большое значение, так как благодаря отражению радиоволн от ионосферы [1], позволяет передавать информацию на значительные расстояния [2,3]. В настоящее время наблюдается растущий интерес разработчиков радиотехнических систем к использованию антенн КВ диапазона, в том числе и приземных антенн, свойства которых определяются не только их конструкцией, но и электрическими характеристиками подстилающей поверхности. Если методика количественной оценки электрических свойств антенн, удаленных от каких-либо поглощающих поверхностей или тел, к настоящему времени разработана достаточно полно, то методика количественной оценки электрических свойств антенн, расположенных вблизи поглощающих энергию поверхности представлена не в полном объёме. Практика проектирования и использования антенн говорит о необходимости решения задач комплексного характера, включающая в себя, определение входных характеристик с учетом влияния свойств подстилающей поверхности. Об этом свидетельствует большое количество публикаций [4,5,6,7] в области исследования влияния радиофизических свойств подстилающей поверхности на основные параметры антенн. Концептуальные вопросы, связанные с построением, функционированием и синтезом приземных антенн, были рассмотрены достаточно давно в монографиях Г.А. Лаврова, А.С. Князева и Р. Кинга, Г. Смита. Анализ современной литературы, проведенный в рамках работы, показал ряд отечественных и зарубежных публикаций, в которых рассматриваются конкретные схемотехнические решения построения приземных антенн, однако вопросы функционирования таких антенн в составе связи не освещены. В связи с чем возникает интерес исследования этой области. Экспериментальные исследования, проведенные в рамках работы состоят из двух частей. В первой части работы рассмотрена экспериментальная возможность использования приземной антенны КВ диапазона для организации радиосвязи. Во второй части экспериментальных исследований рассмотрено использование приземной антенны в качестве варианта замещения оконечной нагрузки.

Особенно сложные и многообразные условия работы характерны для мобильных комплексов связи. Помимо обеспечения высоких электрических характеристик, необходимых для создания требуемого энергетического потенциала радиолинии, обеспечения высококачественной радиосвязи, помехо и разведзащищенности, должны приниматься во внимание габариты, прочность и надежность конструкции, время развертывания и свертывания, эксплуатационные удобства и живучесть антенны. Оптимальный вариант комплекта антенн выбирается для каждого мобильного комплекса путем компромиссного удовлетворения перечисленным требованиям. При этом первостепенное значение имеют вопросы мобильности антенн, которая достигается путем сокращения числа матч (либо их исключением), упрощения антенного и такелажного имущества. В таких случаях широко применяются приземные антенны, которые устанавливаются непосредственно на поверхности земли, без использования. Модель приземной антенны, используемая в первой части работы приведена на рисунке 1.

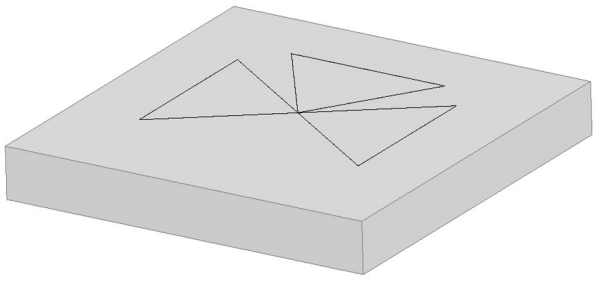


Рисунок 1 Модель приземной антенны, размещенной на подстилающей поверхности

Рассмотренная на рисунке 1 модель стелющейся антенны, представляет собой симметричный диполь с треугольными поверхностными излучателями. Благодаря треугольным поверхностным излучателям волновое сопротивление находится в пределах от 200 до 300 Ом, что приводит к улучшению согласования антенны с кабелем. Для расширения рабочего диапазона и дальнейшего повышения согласования к дипольной антенне подключается еще один провод, разложенный аналогичным образом, который образует шунт.

Экспериментальная проверка использования приземной антенны КВ диапазона для радиосвязи заключалась в проведении трассовых испытаний, в ходе которых снимались напряжения уровней сигнала в точке приема с выхода приземной антенны, размещаемой на различных типах подстилающей поверхности. С передающего пункта, размещенного на расстоянии 34 км, происходила передача немодулированной синусоиды (несущей), при подводимой к передающей антенне мощности, равной 100 Вт.

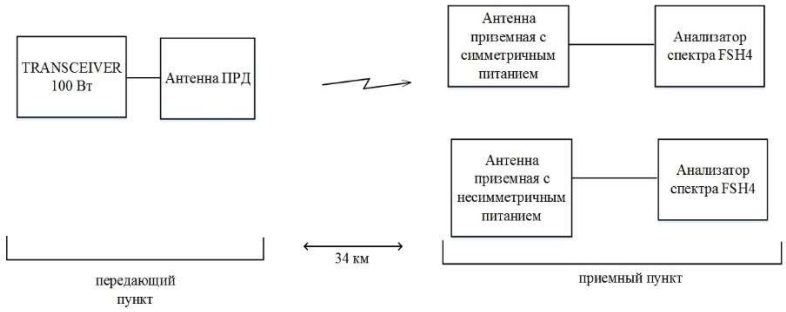


Рисунок 2 Схема проведения трассовых испытаний

В точках приема, находились две идентичные антенны, аналогичные рисунку 1, развернутые на двух типах подстилающей поверхности. На рисунке 3 приведены отношения сигнал/шум полученные в ходе проведения трассовых испытаний с использованием приземной антенны.

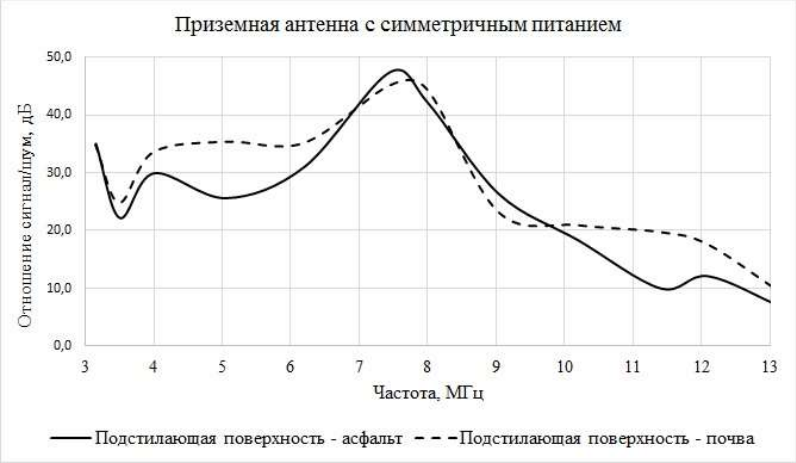


Рисунок 3 Зависимость отношения сигнал/шум в точке приема от частоты

Результаты проведенных экспериментальных исследований показали ряд особенностей использования приземных антенн в реальных условиях, при размещении на различных подстилающих поверхностях (асфальтированной дороге или почве). Получены типовые значения уровней сигнала в точке приема для приземных антенн. При сравнении антенны на различных подстилающих поверхностях выявлено, что наиболее благоприятной подстилающей поверхностью является почва. Такие результаты, объясняются тем, что при увеличении проводимости почвы уменьшается глубина проникновения волны в землю и, следовательно, уменьшаются потери в ней. В плохо проводящую подстилающую поверхность (асфальт) волны проникают хорошо, а, следовательно, увеличиваются потери в ней. Полученные в ходе работы численные значения отношения сигнал/шум приземных антенн для данной задачи имеют общие закономерности, которые могут быть полезны для специалистов и разработчиков радиоаппаратуры, стремящихся сделать акцент на повышении надежности связи в условиях мобильности. Однако стоит понимать, что данный класс антенн в большинстве случаев уступает антеннам с мачтами по значению коэффициента усиления на 10 – 15 дБ, однако обладает более высокой живучестью и устойчивостью к внешним воздействующим факторам. В некоторых случаях (малые расстояния, большая мощность передатчика, сухая почва, снег и т.д.) допустимо сделать выбор в пользу приземных антенн, при этом такой выбор может быть весьма целесообразен для обеспечения радиосвязи.

Кроме использования приземных антенн как самостоятельной части антенно-фидерного тракта, возможно использование их, в качестве так называемых, оконечных нагрузок. Например, оконечной нагрузки антенны бегущей волны (АБВ).

Антенна бегущей волны (АБВ) – это антенна, содержащая прямолинейный отрезок линии передачи с потерями, которые обусловлены непрерывно происходящим вдоль его длины излучением радиоволн, причем направление преимущественного излучения или приема близко к направлению продольной оси этого отрезка

линии передачи. Отрезок линии передачи целиком используется в режиме, близком к режиму бегущей волны. Для достижения этого отрезок линии передачи может оканчиваться поглощающей нагрузкой, равной волновому сопротивлению линии. Этим и обусловлена характерная для АБВ широкополосность. Одной из известных разновидностей АБВ является полуромбическая антенна (рисунок 4), представляющая собой полотно излучателя антенны, подвешенное на мачту, закрепленную с помощью системы оттяжек. Один из концов антенны нагружается на нагрузочное сопротивление, которое через систему противовесов замыкается на землю. Противовесы раскладываются на поверхности земли в направление от мачты. Противоположный конец антенны подключается к широкополосному трансформатору, который позволяет согласовать антенну с выходом носимой радиостанции во всем диапазоне рабочих частот. К трансформатору так же, как и к нагрузке подключается система противовесов, которая раскладывается в направление от мачты.

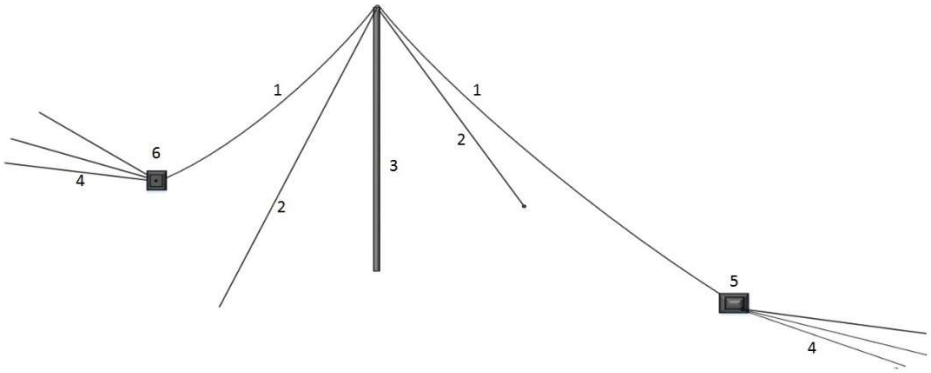


Рисунок 4 Антенна полуромбическая (1 – полотно антенны, 2 – система оттяжек, 3 – мачта, 4 – система противовесов, 5 – широкополосный трансформатор, 6 – нагрузочное сопротивление)

Включение в конструкцию антенны активной нагрузки обеспечивает высокий уровень согласование во всем рабочем диапазоне частот, при использование согласующего трансформатора. Однако стоит понимать, что примечательная степень согласования полуромбической антенны (КСВН не более 1,7 в диапазоне частот от 3,0 до 24,0 МГц) не говорит о повышенной эффективности антенны, т.к. согласование антенны обеспечивается благодаря активной нагрузки, которая при работе на передачу, будет являться диссипативным элементом. Снижение эффективности при уменьшении рабочей частоты происходит ввиду возрастающей доли рассеиваемой мощности полезного сигнала в нагрузочном сопротивлении и является большим недостатком. Для устранения данного недостатка, и как следствие повышения эффективности, рассмотренной полуромбической антенны целесообразно рассмотреть замещение нагрузки, дополнительной антенной (рисунок 5), излучающей ту часть мощности сигнала, которая в первом случае рассеивается в нагрузочном сопротивлении.

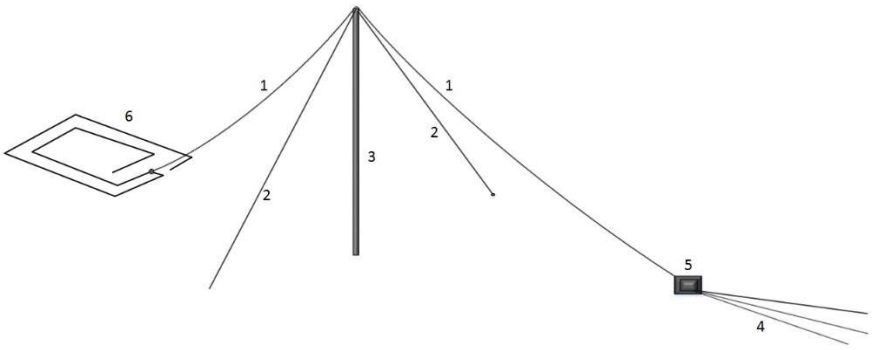


Рисунок 5 Антенна полуромбическая (1 – полотно антенны, 2 – система оттяжек, 3 – мачта, 4 – система противовесов, 5 – широкополосный трансформатор, 6 – оконечная нагрузка в виде приземной антенны)

Анализ энергетических характеристик полуромбической антенны, у которой в качестве оконечных нагрузок включены как резистивные нагрузки, так и приземная антенна, был проведен в диапазоне частот от 3,0 до 10 МГц, поскольку снижение эффективности антенны с оконечными нагрузками в значительной степени наблюдается лишь в диапазоне низких частот. Тип, конструкция и габаритные размеры приземной антенны, изображенной на рисунке 6, были выбраны для обеспечения приближенного равенства входного сопротивлении и волнового сопротивления излучателя антенны. Номинал резистивных оконечных нагрузок

был выбран равным 450 Ом. Входное сопротивление несимметричной приземной антенны, используемой в качестве замещения, было близким к значению 400 Ом.

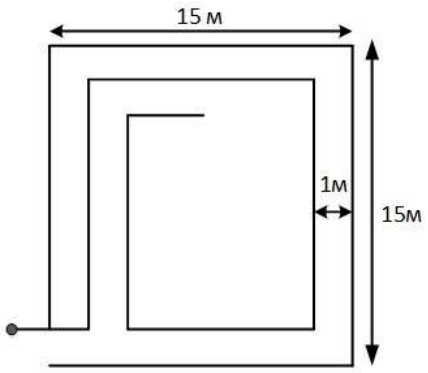


Рисунок 6 Модель приземной антенны для замещения оконечной нагрузки

Натурный эксперимент, посвященный исследованию полуромбической антенны повышенной эффективности, выполненной с замещением оконечной нагрузки в виде приземной антенны, подтвердил работоспособность предложенного решения. Измеренные значения уровня сигнала в точке приема приведены на рисунке 7.

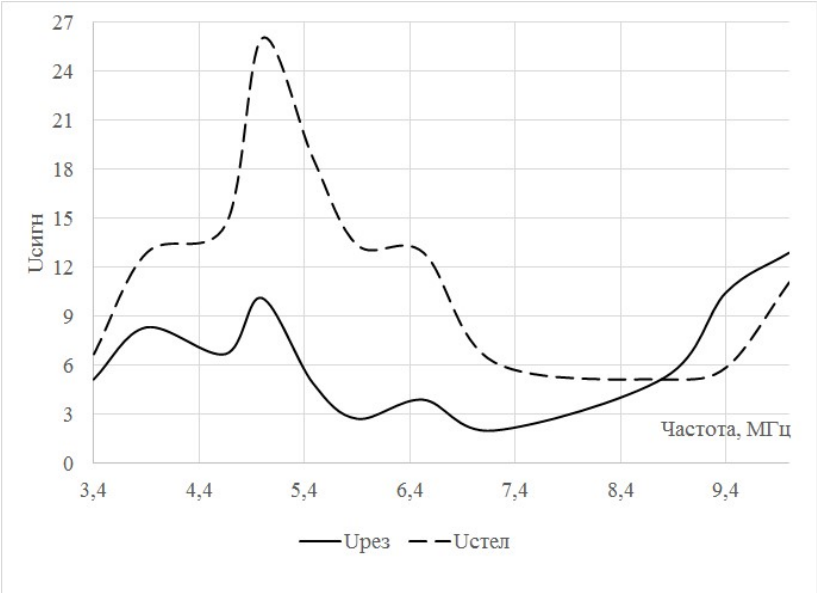


Рисунок 7 Зависимость измеренных значения уровня сигнала в точке приема от частоты

Таким образом замещение в конструкции антенн бегущей волны оконечных резистивных нагрузок приземными антеннами обеспечивает увеличение уровня полезного сигнала при работе передающих антенн, позволяет повысить номинал подводимой мощности и, как следствие, надежности связи, при этом данное утверждение аргументируется тем, что ограничение сверху по мощности обусловлено лишь электрической прочностью изоляции элементов антенны, позволяет не включать в состав классических (с точки зрения конструирования) антенн систем охлаждения оконечных нагрузок, так как вся рассеиваемая мощность поглощается в подстилающей поверхности, а также позволяет увеличить эффективность работы антенны на коротких и средних радиотрассах за счет организации дополнительного излучения мощности под высокими углами места

В целом, экспериментальные исследования использования приземных антенн КВ диапазона для радиосвязи показывают, что данный класс антенн может найти широкое применение в современной КВ радиосвязи, независимо от требований назначения, то есть применения таких антенн как самостоятельного элемента антенно-фидерного тракта или составной части существующих и/или модернизированных антенн.

Работа выполнена в рамках государственного задания ОНЦ СО РАН (номер госрегистрации проекта 122011200349-3).

Список публикаций:

[1]Janaswamy R. Radiowave propagation and smart antennas for wireless communications. – Springer Science & Business Media, 2001.

[2] Kelley, Michael C. The Earth's ionosphere: plasma physics and electrodynamics. Academic press, 2009.

[3] Ratcliffe, John Ashworth. An introduction to ionosphere and magnetosphere. CUP Archive,1972.

[4] Сазонов Д.М., Грилин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. -М.:Высшая школа, 1981. – 295 с.

[5] Лавров Г.А., Князев А.С. Приземные и подземные антенны. -М.: Советское радио, 1965. -472с.

[6] Юдин В.В. Электродинамические методы анализа проволочных антенн. -М.: Радио и связь, 2000. -153 с.

[7] Рашковский С.Л. Исследование антенн, расположенных вблизи границы раздела двух сред методом интегрального уравнения. /Известия Вузов. Радиофизика. 1981. Т.24, -№4, -С. 460.

Фокусировка многоэлементных источников ультразвуковых волн с учётом неоднородностей среды

Медведева Екатерина Михайловна
Суханов Дмитрий Яковлевич
Томский государственный университет
E-mail: katerine2604@gmail.com

В областях кардиологии и кардиохирургии актуальна потребность в локальном воздействии на участки сердца неинвазивным способом. Основной проблемой для фокусировки ультразвуковых полей в области человеческого сердца являются рассеивающие неоднородности, в качестве которых выступают грудная клетка и лёгкие. Подобные неоднородности среды вызывают искажения волнового поля. Чаще всего для получения фокусированного ультразвукового поля используют излучатели, представляющие собой часть сферы и фокусирующие энергию в области центра кривизны излучающей поверхности [1].

В рамках данного исследования решается прямая и обратная задачи распространения акустических волн в неоднородной среде. В ходе обратной задачи рассмотрено распространение волн от точечного источника, находящегося в области сердца, к предполагаемому месту расположения решётки ультразвуковых излучателей. Прямая задача заключается в расчёте поля решётки ультразвуковых излучателей, проходящего через предполагаемые неоднородности. Для моделирования распространения волн применяется метод разбиения среды на тонкие слои [2]. Рассматривается пространство, содержащее n = 5 разных типов материалов с различными параметрами в котором вычисляется поле волны во всей среде. Сначала предполагается, что излучатели располагаются на сфере, но далее, с учётом требуемого угла поворота по результатам моделирования, форма поверхности будет подкорректирована. Поворот излучателей должен соответствовать полученному виду волнового фронта от точечного источника, размещаемого в требуемой точке фокусировки.

В ходе данного исследования рассматривается полоса частот для ультразвуковых волн 0,25-0,3 МГц. Решение обратной задачи основано на вычислении волнового поля излучения точечного источника (поле обратного распространения). На основе данного поля определяются оптимальные углы поворота излучателей. Если среда неоднородна, то будут наблюдаться волны, распространяющиеся под разными углами к местам расположения излучателей. Рассмотрим $Nq = 32$ различных вариантов возможных углов поворота. Первый и последний варианты отличаются друг от друга на $\frac{\pi}{2}$. Сгенерируем набор из 32-х функций в виде участков плоских волн с гауссовой огибающей радиуса $r_w = 1$ *см*, с направлениями распространения для N_q возможных углов, $q = 1 \dots N_q$. Коррелируя каждую функцию из набора с полем, находящимся в области излучателей, получаем максимум корреляции, если угол поворота функции совпадает с локальным направлением волнового фронта. Набор рассматриваемых углов вычисляется следующим образом:

$$Q_q = \left[\left(\frac{q-1}{N_q-1}\right) - 0{,}5\right] \cdot \frac{\pi}{2} \quad (1)$$

Набор функций для определения направления волнового фронта задаётся с помощью выражения:

$$W_q(x,y) = \exp\left[-\left(\frac{x^2+y^2}{{r_w}^2}\right)^2 + i \cdot xk_x + i \cdot yk_y\right] \quad (2)$$

где $k_x = \sin(Q_q)$, $k_y = \cos(Q_q)$.

Функции выглядят по-разному в зависимости от каждого возможного угла поворота (рис.1).

Далее производится корреляция поля обратного распространения и функций W_q для различных углов. Максимум корреляции указывает на угол поворота волнового фронта. Углы поворота, при которых амплитуда поля имеет наибольшую величину, далее применяются для ориентации плоских излучателей. Полученные результаты корреляции представлены для двух углов (рис.2).

а) *б)*

Рис.1 Пятно (действительная часть), отображающее поворот по всему

а) 0° б) 30°

Рис.2 Корреляция для углов 0° и 30°

диапазону Nq: а) угол поворота $Nq = 1$, б) угол поворота $Nq = 32$

После расположения излучателей в соответствии с оптимальными углами поворота, вычисляется поле прямого распространения от излучателей. При этом сигналы в излучателях задаются как обращённые по времени сигналы поля обратного распространения от точечного источника. Поле в точках размещения излучателей в данном случае задаётся как комплексно-сопряжённое поле точечного источника, находящегося в области сердца. Рассматриваемый сигнал в пространственно-протяжённом излучателе рассчитывается как среднее поля по занимаемой им области.

В ходе моделирования распространения волн обратного распространения, поле в следующем слое $U(x, y - \Delta y)$ вычисляется на основе текущего $U(x, y)$. Для произвольного количества сред с различными параметрами решение в каждом следующем слое имеет вид:

$$U_n(x, y - \Delta y) = \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{U}(k_x, k_y) \cdot e^{ik_x x} \cdot \left(e^{ik_y \Delta y}\right)^* dk_x \quad (3)$$

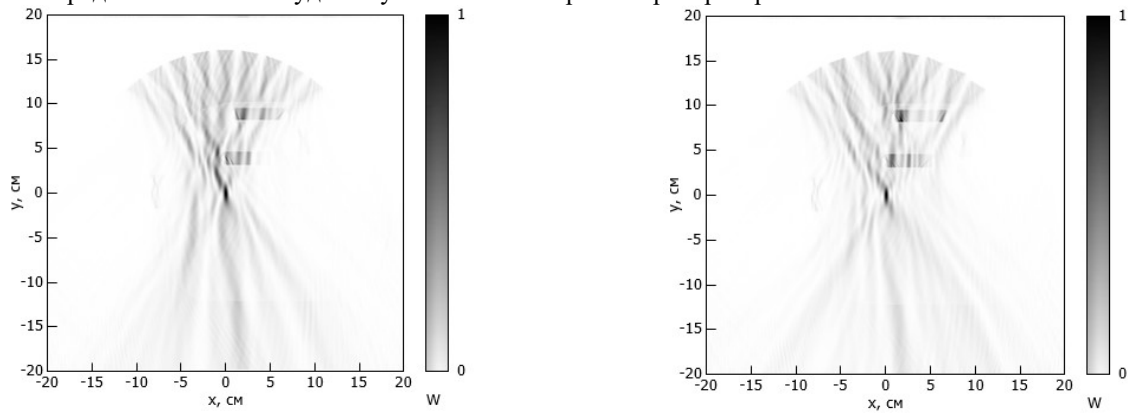
где $\widetilde{U}(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} U(x, y - \Delta y) e^{ik_x x}\, dk_x$ – спектр излучения на выходе n-го слоя, $\left(e^{ik_y \Delta y}\right)^*$ – множитель распространения, взятый с комплексным сопряжением для изменения направления распространения на противоположное,

$$k_y = \sqrt{{k_n}^2 - {k_x}^2}.$$

В этом случае также задано пространственное распределение порядкового номера среды с различными свойствами $M(x, y)$. Тогда с его учётом полученные решения для прямого распространения сшиваются следующим образом, аналогичным обратному распространению:

$$U(x, y - \Delta y) = U_{M(x.y)}(x, y - \Delta y) \quad (4)$$

На рис.3 представлена амплитуда полученного поля прямого распространения.



а) *б)*

Рис.3 Амплитуда рассматриваемого поля на частоте $f_0 = 0{,}25$ МГц: а) без учёта оптимальных углов поворота излучателей, б) с учётом оптимальных углов поворота излучателей

Отсюда видно, что рассмотренные углы поворота излучателей обеспечивают схождение волн в точке, находящейся в области сердца. Таким образом, поле, излучаемое решёткой ультразвуковых излучателей, проходя через предполагаемые неоднородности, фокусируется в заданной точке. Её местоположение действительно совпадает с точкой, которая являлась источником излучения в ходе решения обратной задачи. Помимо этого, учёт оптимальных углов поворота излучателей позволяет сделать фокус более локализованным.

Список литературы:

[1] Акопян В.Б. Основы взаимодействия ультразвука с биологическими объектами [Текст] / Акопян В.Б., Ершов Ю.А. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. – 224 с.: ил.

[2] Суханов, Д. Я. Трехмерная радиотомография объектов, скрытых за диэлектрически неоднородными преградами / Д. Я. Суханов, К. В. Завьялова // Журнал технической физики. – 2015. – Т. 85, № 10. – С. 115-120.

Оценка точности моделирования характеристик ионосферных радиоканалов при прогнозировании условий работы коротковолновых радиосетей

Сысоев Д.В.,
Анишин М.М., Зачатейский Д.Е.

АО «Омский НИИ приборостроения»
Институт радиофизики и физической электроники ОНЦ СО РАН

При кратковременном прогнозировании (например, с глубиной прогноза на сутки) условий работы радиосетей коротковолнового диапазона могут использоваться различные расчетные методы. Один из них, базирующийся на известной теореме Мартина об эквивалентном пути, предложен Радиобюро Международного Союза Электросвязи (МСЭ-R) и описан в Рекомендации Р.533 «Методы для прогнозирования рабочих характеристик ВЧ-линий». Компьютерная программа (РЕК533), касающаяся процедур прогнозирования, описанных в данной Рекомендации, доступна в разделе веб-сайта МСЭ-R, относящегося к 3-й Исследовательской комиссии по радиосвязи. Алгоритмы расчета на основе РЕК533 применяются в известных программах Института телекоммуникационных систем (ITS, США) WOACAP, ICEPAC и многочисленных радиолюбительских приложениях, созданных на их основе.

Во второй половине прошлого века созданы и другие методы расчета характеристик ионосферных радиоканалов: метод нормальных волн, метод рефракционного интеграла, метод характеристик и др. Совершенно справедливо считается, что данные методы позволяют более корректно описывать процессы распространения радиоволн в ионосферной плазме, а получаемые с их использованием расчетные данные более достоверны.

На рис. 1 приведен пример расчета траекторий распространения радиоволны на трассе дальностью более 6000 км, отражающий результаты моделирования, выполненные двумя способами – в соответствии с РЕК533 (пунктирная линия) и методом рефракционного интеграла (сплошные линии).

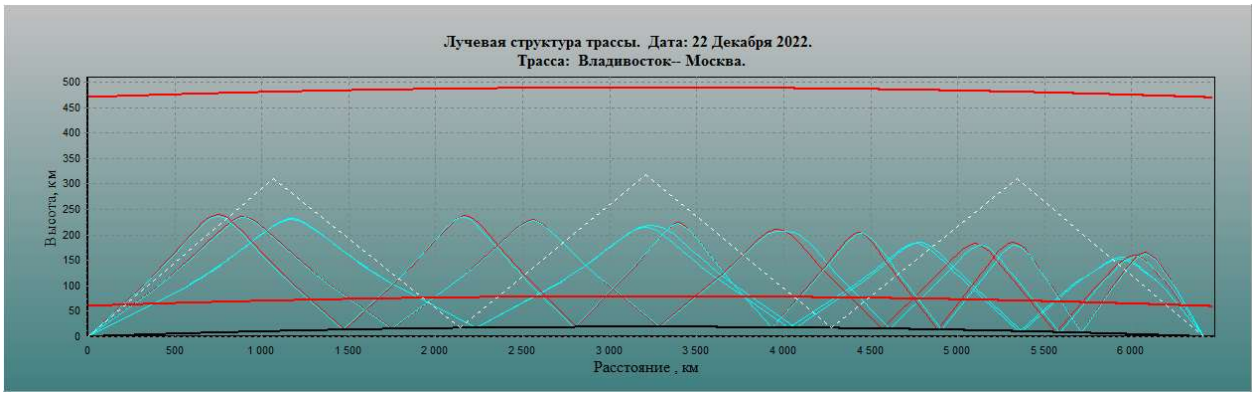


Рисунок 1 – Пример лучевой структура трассы Владивосток-Москва, рассчитанной различными способами

Из рисунка видны существенные различия как в количестве скачковых мод, учитываемых в различных методиках расчета, так и в геометрии траекторий радиолучей. В частности, минимальное количество «скачков» по методике МСЭ-R равно 3, а по результатам расчета с применением метода рефракционного интеграла распространение тремя скачками не прогнозируется и необходимо ориентироваться на 4, 5 и более скачков.

При расчете характеристик отдельных радионаправлений временные затраты на проведение расчетов не столь важны, но при прогнозировании работы радиосети приходится выполнять множественные расчеты, определяемые числом сочетаний пар радиостанций. При этом известно, что для коротковолновых радиосетей качество связи, которое можно реализовать между близко расположенными узлами может проигрывать качеству радионаправления, организованного через вынесенный ретранслятор. Связь может осуществляться на расстояния, вплоть до глобальных. Таким образом, теоретически необходимо анализировать полносвязную топологию радиосети и априорно считать возможной связь каждого из узлов радиосети с каждым. График на рис. 2 отражает зависимость количества анализируемых радионаправлений для различного количества узлов радиосети.

Рисунок 2 – Зависимость количества радионаправлений от количества узлов связи.

Для большего количества узлов количество радионаправлений R может быть рассчитано по известной формуле

$$R = \frac{N!}{2(N-2)!},$$

где N – количество узлов радиосети.

С учетом изменчивости среды распространения радиоволн – ионосферы Земли для составления суточного прогноза необходимо выполнить прогнозирование для различных временных интервалов. Количество интервалов во многом определяется выделенным для работы радиочастотным ресурсом, но, даже при «традиционной» организации КВ радиосвязи, когда для каждого радионаправления в течение суток используются только «ночная», «дневная» и «промежуточная» частоты, количество расчетов будет определяться выражением K=R×4, поскольку «промежуточная» частота применяется как в утренние, так и в вечерние часы, когда условия отражения радиоволн от ионосферы различны. Учет любых других особенностей работы также кратно увеличивает значения K.

Таким образом, применяемые для прогнозирования модели и методики расчета с одной стороны, должны наиболее адекватно описывать процессы распространения радиоволн, а, с другой стороны, обладать малой вычислительной сложностью, позволяющей выполнить требуемые расчеты в приемлемое для практики время.

Целью проведенной работы стала оценка точности моделирования характеристик ионосферных радиоканалов, при которой за эталонные принимались результаты расчета по методу рефракционного интеграла, а отклонения от эталонных значений вычислялись для параметров, вычисленных в соответствии с рекомендацией МСЭ-R P.533. Одновременно оценивалось время, затраченное для проведения расчетов.

Постановка вычислительного эксперимента

Для прогнозирования использовалась модифицированная программа «Трасса», разработанная в Южном федеральном университете (г. Ростов-на-Дону). Программа в версиях, разработанных в 2020 г. и позднее, позволяет проводить расчеты обоими способами – по Рекомендации P.533 (далее – метод P.533) и методом рефракционного интеграла (далее – метод РИ). В данной версии программа позволяла автоматически учитывать время проведения расчетов (в мс.), а также применять метод P.533 для расчета радиолиний относительно малой дальности (до 3000 км). При использовании данной версии программы «Трасса» расчетным способом возможно, в частности, определение МПЧ, углов прихода радиоволны и значения отношения сигнал/шум в точке приема.

Расчеты проведены для радионаправлений от радиопередатчиков, расположенных в городах Ростове-на-Дону (для широтного радионаправления «запад – восток») и Санкт-Петербург (для направления «север-юг»). Азимуты радионаправлений, соответственно, задавались равными 90О и 180О. Дальности – 500 км, 1500 км и 3000 км. В качестве дат, отражающих сезонные изменения условий распространения на данных трассах, были выбраны 15 января, 15 апреля, 15 июля и 15 октября. Уровень солнечной активности задавался значениями чисел Вольфа равных 0 (низкий уровень солнечной активности), 75 (средний уровень активности Солнца) и 150 (высокий уровень активности Солнца). Значения рабочих частот задавались в долях от значений максимально

применимых частот радионаправлений. Таким образом, для каждого из расчетных способов было проведено по: 2 радионаправления × 3 дальности × 3 уровня активности Солнца × 2 времени суток × 3 рабочих частоты = 108 вычислительных экспериментов, что определяет статистическую значимость полученных результатов. Дополнительные значения расчетных характеристик, использовавшееся в качестве справочных для анализа изменений параметров в течении суток, были рассчитаны для сеансов связи в 8 часов утра.

Результаты вычислительных экспериментов

Расчеты однотипных характеристик радиоканалов выполнялись для нескольких рабочих частот. Для каждого из этих расчетов фиксировалось необходимое для их выполнения время. Для трасс дальностью 500 км все проведенные расчеты по методу Р.533 «укладывались» в интервал от 95 мс до 523 мс. Для расчетов по методу РИ потребовалось на том же ПК от 2189 мс до 7928 мс, также были выполнены расчеты для трасс дальностью 1500 км и 3000 км. Результаты, полученные по методу Р.533 для трасс 1500 км, лежат в диапазоне от 95 мс до 484 мс, минимальное время расчета получилось такое же, как и для трасс дальностью 500 км. Результаты по методу РИ от 1451 мс до 10492 мс. Для трасс дальностью 3000 км значения, полученные по методу Р.533 лежат в интервале от 94 мс до 495 мс, по методу РИ от 2098 мс до 19443 мс.

То есть с использованием метода Р.533 можно получить результаты расчета для радиолиний дальностью от 500 км до 3000 км в диапазоне 17 ÷ 34 раз быстрее, чем при использовании метода РИ.

Максимально применимые частоты (МПЧ) радиолиний являются одной из наиболее важных для планирования работы систем КВ радиосвязи характеристик.

Как было определено в ходе вычислений, абсолютные погрешности метода Р.533, относительно метода РИ для трасс дальностью 500 км составили от 20 кГц до 590 кГц, при среднем значении 254 кГц. Это не превышает 8% от значения МПЧ, определенного методом РИ, при среднем значении 4%. То есть, наблюдается устойчивое завышение значений МПЧ при расчете по Рекомендации МККР, но оно незначительное.

Проведенная по аналогичной методике обработка данных для радионаправлений дальностью 1500 км получено, что абсолютные погрешности лежат в диапазоне от минус 1,14 МГц до 1,35 МГц при средней величине разностей МПЧ 0,04 МГц. Среднее значение погрешности в процентах – 0,9%. Однако, разница в результатах расчета в 1 МГц является существенной.

Для радионаправлений дальностью 3000 км абсолютные погрешности лежат в диапазоне от минус 6,04 МГц до 0,13 при средней погрешности минус 1,27 МГц (медианное значение минус 0,93 МГц). С увеличением дальности различия в результатах расчета возрастают и в ряде случаев становятся существенными, составляя порядка 30%. Интересна и смена общей тенденции, характерной для коротких трасс (дальностью 500 км) на противоположную. В данном случае, значения МПЧ, определенные методом РИ, как правило, превышают значения МПЧ, определенные по рекомендации МСЭ.

Углы прихода радиоволн в вертикальной плоскости сравним для частот, незначительно отличающихся от МПЧ. Как известно, в данном частотном диапазоне наиболее вероятно однолучевое распространение и решения траекторной задачи может быть единственным, описывающие отражение от одной и той же области слоя E или F2. В случае, если в результате расчета определялось несколько лучей, выбирался луч, соответствующий меньшему количеству скачков и, соответственно, потенциально обладающий большей энергетикой.

Полученные в вычислительном эксперименте отклонения в расчетных значениях углов места «основного» радиолуча для трассы дальностью 500 км лежат в диапазоне от минус 3 градусов до 12 градусов при среднем значении плюс 4 градуса.

Энергетической характеристикой, во многом определяющей качество связи, является отношение сигнал/шум (ОСШ). Уровень шумов в расчетах задавался в соответствии с рекомендацией МСЭ Р.372 «Радиошум» для условий сельской местности. ОСШ определены на частоте составляющей 0,8 от МПЧ в полосе 3 кГц. Влияние на ОСШ характеристик антенн не учитывалось. Расчеты проведены для модели антенны – «изотропный излучатель». Для радиолиний дальностью 500 км получено, что расчет по методу Р.533, как правило, дает более низкие значения ОСШ. Различия лежат в диапазоне значений от минус 9 дБ до плюс 15 дБ при среднем значении около минус 3 дБ.

Данные отклонения можно считать значительными для оценки качества радиосвязи.

Выводы

Проведенные расчеты показали, что для прогнозирования значений МПЧ с точностью до 1 МГц на радиолиниях дальностью до 1500 км можно использовать методики расчета, основанные на теореме Мартина.

При этом для радиолиний дальностью порядка 500 км точность расчета МПЧ может быть, в среднем, повышена, если выполнить коррекцию полученных значений на минус 250 кГц.

Для радиолиний дальностью 1500 км систематической погрешности расчета не выявлено и коррекция нецелесообразна.

Для радиолиний дальностью 3000 км целесообразна корректировка значений МПЧ в большую сторону на 1,25 МГц. При этом следует отметить, что в ряде случаев данной корректировки будет недостаточно и целесообразно определить набор корректирующих коэффициентов для различных условий работы радиосети.

Погрешности в определении углов прихода на радиолиниях до 500 км предлагается признать несущественными. В низкочастотной части диапазона частот коротковолновые антенн имеют широкий главный лепесток диаграммы направленности и погрешность в единицы градусов не оказывает существенного влияния на изменение коэффициента усиления антенны.

Прогноз параметров ОСШ, выполненный по методу Р.533 для радиолиний дальностью 500 км предлагается считать «пессимистическим». Вторым методом, как правило, получаются большие значения ОСШ, поэтому предсказанным при «быстром» расчете параметры должны оправдываться на практике с большей долей вероятности.

В целом, расчет по методу Р.533 позволяет, с одной стороны, в десятки раз ускорить выполнение требуемых вычислений, а с другой стороны обеспечить прогнозирование с приемлемой точностью, которую можно дополнительно повысить применением указанных выше способов коррекции.

Исследование взаимодействия сигналов навигационных спутников со слоистыми лесными и снежно-ледовыми средами

Реушев Михаил Юрьевич[1,2]

Подопригора Владимир Георгиевич[2,3], Макаров Даниил Сергеевич[1,5], Харламов Дмитрий Валентинович[1], Васильев Евгений Николаевич[4]

[1]ФИЦ КНЦ СО РАН, [2]СФУ, [3]ИФ им. Л.В. Киренского СО РАН, [4]ИВМ СО РАН, [5]СибГУ им. М.Ф. Решетнева;

reuqem@mail.ru

Использование сигналов L1 и L2 диапазона от навигационных спутников (НС) входящих в состав ГНСС позволяет получать информацию в виде пространственно-временных данных о рассеянии, отражении и поглощении электромагнитных волн в атмосфере и земных покровах [1, 2]. Изменения сигналов обусловлены различными электрофизическими характеристиками исследуемых сред. Наиболее известный инструмент изучения таких изменений – это методы многолучевой ГНСС рефлектометрии. При помощи такого метода, можно восстанавливать значимые параметры исследуемых сред, таких, к примеру, как толщина и плотность слоев, коэффициенты ослабления и рассеяния сигналов, влажность, масштаб неровностей поверхности и т.д.

Особенно ярко, многолучевая интерференция проявляется при рефлектометрии слоев льда и снега, когда на фоне гармонического колебания основной частоты, соответствующей отражению от поверхности структуры появляются дополнительные частоты, обусловленные проникновением части сигналов от НС в слои снега и льда.

В сигнале НС, отраженным лесным массивом, помимо отраженной компоненты от лесной почвы, может присутствовать и диффузная компонента, обусловленная рассеянием на крупномасштабных неровностях верхней границы лесного массива, а также эффектами многолучевого рассеяния излучения внутри крон деревьев. При увеличении плотности древостоя затухание сигналов увеличивается и возрастает диффузная компонента.

В качестве примера рис. 1 и рис. 2 приведены результаты обработки амплитудно-временных зависимостей (АВЗ) сигналов от НС, полученные приемниками с правой круговой поляризацией и частотой обновления данных измерений 1 Гц с помощью быстрого Фурье преобразования (БФП).

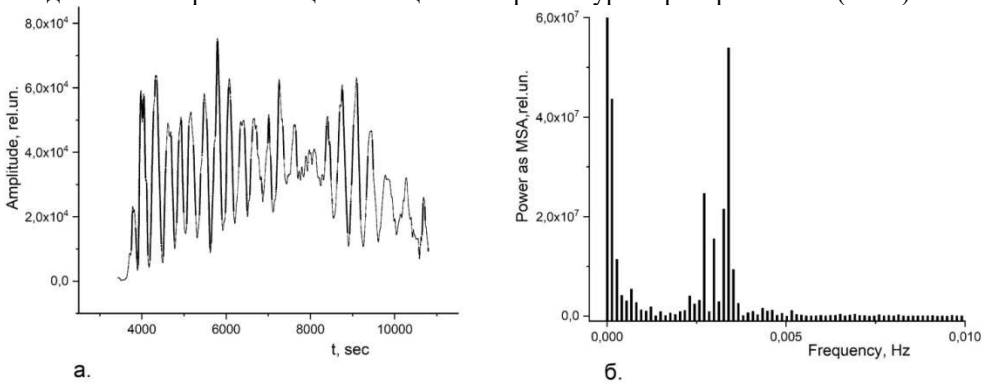


Рис.1. Пример рефлектограммы при отражении сигналов НС от слоистой поверхности льда а. – АВЗ; б. – БФП

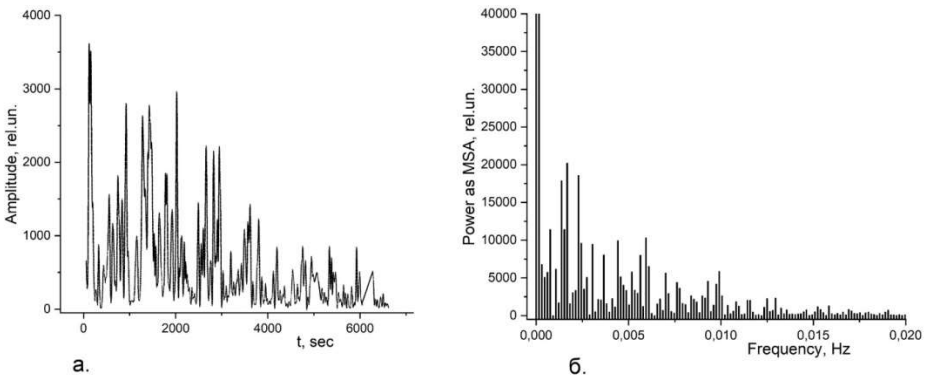


Рис.2. Пример рефлектограмм при радиопросвечивании слоистого лесного массива. а. – АВЗ; б. – БФП

Как можно видеть из рис.1, кроме ν_0 – основной частоты в спектре рефлектограммы, присутствуют частоты ν_i, обусловленные проникновением сигналов НС через слоистую структуру льда, отражением от границ разделов сред и последующей интерференцией отраженных лучей в плоскости приемной антенны.

В спектре рефлектограммы при радиопросвечивании леса (рис.2) вблизи основной частоты ν_0 – обусловленной интерференцией прямого луча сигнала НС и отраженного от подстилающей поверхности лесного массива, видна ярко выраженная диффузная составляющая спектра.

Для описания процессов многолучевой интерференции слоистых структур льда и леса была использована многолучевая модель геометрической оптики, позволяющая расчетным путем определить запаздывание волн, попадающих на приемник и соответственно их фазовые множители [3].

При этом, общий радиосигнал на приёмнике являлся суммой модулированного прямого сигнала НС и суперпозиции сигналов, отраженных от всех слоев. Расчет интерферограмм, выполненных с помощью используемой модели позволил оценить интенсивность и фазовые множители на каждой траектории луча и наблюдать слои на различных глубинах слоистых структур.

В связи с тем, что задачи ГНСС рефлектометрии напрямую направлены на определение характеристик слоистых земных покровов, большое значение имеют задачи предварительного прогнозирования.

К примеру, информация о температурном режиме и состоянии ледяного покрова может быть получена из данных вычислительного моделирования с использованием локальных метеоданных. Моделирование позволяет оценивать не только текущее состояние ледяного покрова, но и предсказывать его динамику на будущий период на основе метеорологических прогнозов [4].

Было проведено моделирование динамики ледяного покрова на основе численного решения задачи Стефана при использовании среднесуточных значений температуры, влажности, скорости ветра и мощности солнечного излучения в течение холодного периода 2022 года вблизи метеостанции Минино (широта 56.07, долгота 92.73), расположенной недалеко от озера Бугач.

Рассчитанные временные зависимости толщины льда $d(t)$ приведены на рис. 3, численные значения на графиках указывают соответствующую расчету толщину снежного покрова в сантиметрах. Кружками на графике отмечены значения толщины льда, полученные в ходе прямых измерений.

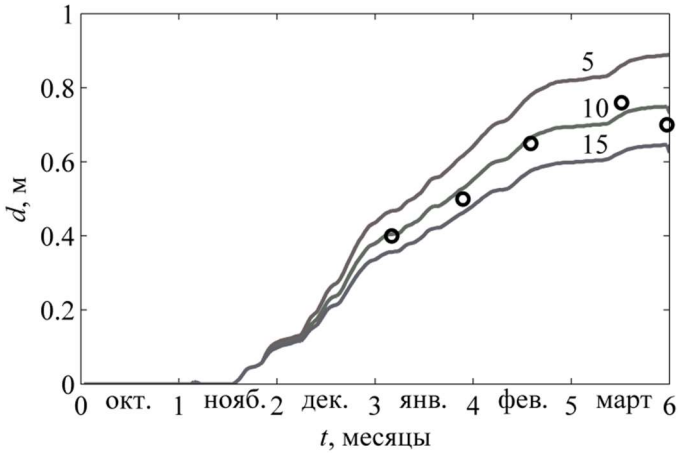


Рис. 3. Временные зависимости толщины льда

Выводы: совокупность методов ГНСС рефлектометрии слоистых структур земных покровов в сочетании с методами численного моделирования позволяет непрерывно и оперативно получать информацию в целях использования результатов исследований для нужд лесного хозяйства, МЧС и других областей хозяйственной деятельности РФ.

Список публикаций:

[1] Прикладные аспекты исследования геосфер с использованием спутниковых технологий: монография / В. Б. Кашкин, Т. В. Рублева, К. В. Симонов [и др.]. ; Сиб. федер. ун-т, Ин-т инж. физики и радиоэлектроники. - Красноярск: СФУ, 2023 (2023-03-01). - 256 с. ISBN 978-5-7638-4704-8

[2] Jin S., Cardellach E., Xie F. GNSS Remote Sensing // New York, London.: Springer Dordrecht Heidelberg,. - 2014. - 286 p.

[3] J.A. Statton, Electromagnetic Energy Transmission and Radiation, MIT Press, London, 1969.

Е.Н. Васильев, Д.С. Макаров, А.В. Сорокин. Моделирование динамики ледовых покровов и ГНСС рефлектометрия в мониторинге состояния льда // Журн. Сиб. федер. ун-та. Техника и технологии. 2022. Т. 15, № 2. С. 261–271.

Электромагнитный импульс и волновые параметры биизотропных метаматериалов

Фисанов Василий Васильевич
Томский государственный университет
E-mail: fisanov@mail.tsu.ru

Биизотропные (мета)материалы характеризуются, в отличие от изотропных однородных сред и материалов, не двумя, а четырьмя материальными параметрами: в дополнение к скалярам диэлектрической и магнитной проницаемостей появляются два псевдоскаляра, ответственные за перекрёстную (магнитоэлектрическую) линейную связь между индукциями и напряжённостями электрического и магнитного полей с круговой частотой ω (подразумевается зависимость от времени вида $\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$). По этой причине возникает несколько вариантов записи материальных уравнений для этих сред. В $\boldsymbol{EH}$-представлении (представлении Теллегена) пара уравнений имеет вид линейных суперпозиций напряжённостей электрического $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{H}$ полей. В $\boldsymbol{BE}$-представлении (представлении Поста) в качестве опорных полей принимаются напряжённость электрического поля $\boldsymbol{E}$ и магнитная индукция $\boldsymbol{B}$ –пара «силовых» векторов, через которую выражается сила Лоренца. Антиподом является $\boldsymbol{DH}$-представление, с участием электрической индукции $\boldsymbol{D}$. Применяется также представление Фёдорова (или Друде – Борна – Фёдорова), в котором присутствуют пары векторов $\boldsymbol{E}$ и $\nabla \times \boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ и $\nabla \times \boldsymbol{H}$. Принято считать, что биизотропные метаматериалы, рассматриваемые как эффективно сплошные среды, почти не имеют ограничений на значения материальных параметров и, в частности, допускают отрицательные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Первоначальным этапом всякого электродинамического исследования с материальными средами является отыскание волновых характеристик нормальных волн, прежде всего, волнового числа и волнового сопротивления. С этой целью от уравнений Максвелла в сочетании с материальными уравнениями переходят к дифференциальному уравнению второго порядка (в случае биизотропных сред – к обобщённому уравнению Гельмгольца). Применительно к биизотропным средам удобным приёмом оказывается переход к уравнениям первого порядка – уравнениям Бельтрами для полей круговой поляризации. Целью данного сообщения является изложение нового способа быстрого получения дисперсионного уравнения для волновых чисел нормальных волн посредством вычисления вектора плотности электромагнитного импульса Минковского $\boldsymbol{g}_M = \boldsymbol{D} \times \boldsymbol{B}$ [1].

Система уравнений Максвелла без источников применительно к свободно распространяющимся однородным плоским волнам с пространственно-временной зависимостью вида $\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\boldsymbol{\gamma}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)}$, где $\boldsymbol{\gamma} = \gamma\hat{\boldsymbol{\gamma}}$ – волновой вектор нормальной волны (γ – волновое число, $\hat{\boldsymbol{\gamma}}$ – орт направления распространения), имеет вид:

$$\boldsymbol{\gamma} \times \boldsymbol{E} = \omega \boldsymbol{B}, \boldsymbol{\gamma} \times \boldsymbol{H} = -\omega \boldsymbol{D}, \boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{D} = 0, \boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{B} = 0. \quad (1)$$

Исходя из (1), образуем векторное произведение индукций

$$-\omega^2 \boldsymbol{B} \times \boldsymbol{D} = (\boldsymbol{\gamma} \times \boldsymbol{E}) \times (\boldsymbol{\gamma} \times \boldsymbol{H}) = (\boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H})\boldsymbol{\gamma} - (\boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{\gamma})\boldsymbol{H}. \quad (2)$$

Смешанное произведение $\boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{\gamma}$ равно нулю, поэтому имеем окончательно:

$$\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{D} = -\omega^{-2}(\boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H})\boldsymbol{\gamma}, \quad (3)$$

то есть вектор $\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{D}$ оказывается пропорциональным волновому вектору $\boldsymbol{\gamma}$.

Далее представим вектор $\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{D}$, исходя из материальных уравнений для биизотропной среды

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{D} \\ \boldsymbol{B} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{H} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где элементы матрицы материальных параметров $\mathcal{C} = (c_{lm})$ будут в дальнейшем конкретизированы:

$$\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{D} = -\det \mathcal{C}\, \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}, \quad (5)$$

где $\det \mathcal{C} = c_{11}c_{22} - c_{12}c_{21}$ – определитель матрицы $\mathcal{C}$.

Объединим уравнения (3) и (5), исключая вектор $\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{D}$:

$$\omega^{-2}(\boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H})\boldsymbol{\gamma} = \det \mathcal{C}\, \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}. \quad (6)$$

Умножая теперь (6) скалярно на $\boldsymbol{\gamma}$ и приравнивая коэффициент при смешанном произведении $\boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}$ к нулю, получаем дисперсионное уравнение:

$$\gamma^2 - \omega^2(c_{11}c_{22} - c_{12}c_{21}) = 0. \quad (7)$$

Так как биизотропная среда является двоякопреломляющей, то в общем случае при решении уравнения (7) должны получаться два различных значения волнового числа: γ_1 и γ_2. Чтобы этого результата добиться, следует воспользоваться алгебраическим тождеством вида

$$4ab = (a+b)^2 - (a-b)^2 \quad (8)$$

и переписать определитель как $\det \mathcal{C} = c_{11}c_{22} - \frac{1}{4}[(c_{12}+c_{21})^2 - (c_{12}-c_{21})^2]$. Следовательно, решение уравнения (7) имеет вид:

$$\gamma_{1,2} = \omega\left[\sqrt{c_{11}c_{22} - \left(\frac{c_{21}+c_{12}}{2}\right)^2} \pm \mathrm{i}\frac{c_{21}-c_{12}}{2}\right]. \quad (9)$$

Числа γ_1 и γ_2 являются комплексно-сопряжёнными ($\gamma_2 = \gamma_1^*$), однако только при условии, что все элементы матрицы $\mathcal{C}$ являются вещественными величинами. При отсутствии потерь в среде элементы c_{11} и c_{22} являются таковыми, тогда как магнитоэлектрические элементы могут быть комплексными величинами. Среда является прозрачной, если $c_{21} = c_{12} = c_{12}^*$: $\gamma_1 = \gamma_2 = \omega\sqrt{c_{11}c_{22} - c_{12}^2}$, что соответствует невзаимной среде Теллегена (следует добавить условие $c_{11}c_{22} - c_{12}^2 > 0$). Если $c_{21} = -c_{12}$, причём эти элементы являются чисто мнимыми величинами ($\mathrm{Re}\, c_{12} = 0$), то среда также является прозрачной: $\gamma_{1,2} = \omega(\sqrt{c_{11}c_{22}} \pm \mathrm{Im}\, c_{12})$,– и в этом случае называется изотропной киральной средой.

Формулы (9) согласуются с приведёнными в [2] и приобретают конкретный вид после пересчёта элементов матрицы $\mathcal{C}$ применительно к используемому формализму представления материальных уравнений [3], а именно: $\boldsymbol{EH}$-представление: $c_{11} = \varepsilon$, $c_{12} = \chi + \mathrm{i}\kappa\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $c_{21} = \chi - \mathrm{i}\kappa\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $c_{22} = \mu$ (ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные):

$$\gamma_{1,2} = \omega\left(\sqrt{\varepsilon\mu - \varepsilon_0\mu_0\chi^2} \pm \kappa\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\right); \quad (10)$$

$\boldsymbol{BE}$-представление: $c_{11} = \varepsilon + \mu(\Psi^2 + \xi^2)$, $c_{12} = \mu(\Psi + \mathrm{i}\xi)$, $c_{21} = \mu(\Psi - \mathrm{i}\xi)$, $c_{22} = \mu$:

$$\gamma_{1,2} = \omega\left(\sqrt{\varepsilon\mu + (\mu\xi)^2} \pm \mu\xi\right); \quad (11)$$

$\boldsymbol{DH}$-представление: $c_{11} = \varepsilon$, $c_{12} = \varepsilon(\alpha_1 + \mathrm{i}\alpha_2)$, $c_{21} = \varepsilon(\alpha_1 - \mathrm{i}\alpha_2)$, $c_{22} = \mu + \varepsilon(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)$:

$$\gamma_{1,2} = \omega\left(\sqrt{\varepsilon\mu + (\varepsilon\alpha_2)^2} \pm \varepsilon\alpha_2\right); \quad (12)$$

представление Друде – Борна – Фёдорова: $c_{11} = \frac{\varepsilon}{1-k^2(\alpha^2+\beta^2)}$, $c_{12} = \frac{\omega^{-1}k^2(\alpha+\mathrm{i}\beta)}{1-k^2(\alpha^2+\beta^2)}$, $c_{21} = \frac{\omega^{-1}k^2(\alpha-\mathrm{i}\beta)}{1-k^2(\alpha^2+\beta^2)}$, $c_{22} = \frac{\mu}{1-k^2(\alpha^2+\beta^2)}$ ($k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$):

$$\gamma_{1,2} = \omega\frac{\sqrt{\varepsilon\mu-(k\alpha)^2} \mp \omega\varepsilon\mu\beta}{1-k^2(\alpha^2+\beta^2)}. \quad (13)$$

В формулах (10)–(13) символами κ, ξ, α_2, β обозначены параметры киральности, а символами χ, Ψ, α_1, α – параметры невзаимности соответствующих формализмов представления материальных соотношений.

Для того чтобы найти волновые сопротивления, следует воспользоваться линейным разложением полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ по векторам полей Бельтрами $\boldsymbol{Q}_1$ и $\boldsymbol{Q}_2$ [4, 5], а именно:

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{Q}_1 - \mathrm{i}Z_2\boldsymbol{Q}_2, \boldsymbol{H} = \boldsymbol{Q}_2 - \mathrm{i}Y_1\boldsymbol{Q}_1, \quad (14)$$

где Z_2 – волновой импеданс для поля $\boldsymbol{Q}_2$ и $Y_1 = Z_1^{-1}$ – волновой адмитанс для поля $\boldsymbol{Q}_1$, и подставить их в уравнения (1) с учётом материальных уравнений (4). Возникают две пары несвязанных уравнений относительно полей круговой поляризации с альтернативными правыми частями:

$$\boldsymbol{\gamma}_1 \times \boldsymbol{Q}_1 = \omega(c_{11}Z_1 - \mathrm{i}c_{12})\boldsymbol{Q}_1 = \omega(c_{22}Y_1 + \mathrm{i}cc_{21})\boldsymbol{Q}_1, \quad (15)$$

$$\boldsymbol{\gamma}_2 \times \boldsymbol{Q}_2 = -\omega(c_{11}Z_2 + \mathrm{i}c_{12})\boldsymbol{Q}_2 = -\omega(c_{22}Y_2 - \mathrm{i}c_{21})\boldsymbol{Q}_2. \quad (16)$$

Из условия эквивалентности двух представлений уравнений для каждого из полей следуют квадратные алгебраические уравнения для волновых сопротивлений:

$$c_{11}Z_1^2 - \mathrm{i}(c_{12} + c_{21})Z_1 - c_{22} = 0, c_{11}Z_2^2 + \mathrm{i}(c_{12} + c_{21})Z_2 - c_{22} = 0, \quad (17)$$

откуда следует:

$$Z_{1,2} = \sqrt{\frac{c_{22}}{c_{11}} - \left(\frac{c_{12}+c_{21}}{2c_{11}}\right)^2} \pm \mathrm{i}\left(\frac{c_{12}+c_{21}}{2c_{11}}\right). \quad (18)$$

Формула (18) согласуется с соответствующей формулой в [2]. В изотропной киральной среде $c_{12} + c_{21} = 0$, поэтому имеется общее значение волнового сопротивления $Z = \sqrt{c_{22}/c_{11}}$. Следует иметь в виду, что зависимость волнового сопротивления от параметра киральности в явном виде присутствует в $\boldsymbol{BE}$ и $\boldsymbol{DH}$-формализмах ($Z = \sqrt{\mu/(\varepsilon + \mu\xi^2)}$ и $Z = \sqrt{\varepsilon/(\mu + \varepsilon\alpha_2^2)}$), тогда как в остальных случаях происходит совпадение со значением волнового сопротивления в простой изотропной среде.

Наряду с вектором Минковского $\boldsymbol{g}_M = \boldsymbol{D} \times \boldsymbol{B}$ в теории электромагнитного поля известен вектор Абрагама $\boldsymbol{g}_A = \frac{1}{c^2}\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}$, где c – скорость света в пустоте, пропорциональный вектору Пойнтинга [1]. Между ними существует связь, которая для биизотропной среды, как следует из (5) и (9), задаётся формулой

$$\boldsymbol{g}_M = k_0^2(\boldsymbol{\gamma}_1 \cdot \boldsymbol{\gamma}_2)\boldsymbol{g}_A = (\hat{\boldsymbol{\gamma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\gamma}}_2)n_1n_2\boldsymbol{g}_A, \quad (19)$$

где $k_0 = \omega/c = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, а $n_1 = \gamma_1/k_0$ и $n_2 = \gamma_2/k_0$ являются показателями преломления нормальных волн. В результате предельного перехода к изотропной среде (перекрёстные материальные параметры отсутствуют, $n_1 = n_2 = n$) получается известный результат: $\boldsymbol{g}_M = n^2\boldsymbol{g}_A$ [6]. Применительно к дискуссии о том, какой из векторов плотности импульса электромагнитного поля является более предпочтительным, можно полагать, что в данном случае уместным является совместное употребление обоих векторов. Присутствие в формуле (19) унимодулярного сомножителя $\hat{\boldsymbol{\gamma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\gamma}}_2$, равного ± 1, объясняется тем, что применительно к метаматериалам является допустимым не только положительное, но также и отрицательное значение $\det \mathcal{C}$. В последнем случае одна из нормальных волн оказывается обратной волной в том смысле, что её фазовая скорость «отрицательная»: вектор Пойнтинга и вектор фазовой скорости являются антипараллельными. При значении $\hat{\boldsymbol{\gamma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\gamma}}_2 = +1$ возможен режим с двумя обратными волнами при условии, что $c_{11} < 0$ и $c_{22} < 0$ одновременно. В изотропном «дважды отрицательном» метаматериале ему соответствует волна Веселаго.

Список публикаций:

[1] Griffiths D.J. // American Journal of Physics. 2012. V. 80. No. 1. P. 7.
[2] Monzon J.C. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1990. V. 38. No. 2. P. 227.
[3] Ougier S., Chenerie I., Sihvola A.,and Priou A.C. // Progress in Electromagnetics Research. 1994. V. 9. P. 19.
[4] Lakhtakia A. Beltrami Fields in Chiral Media. Singapore: World Scientific. 1994.
[5] Фисанов В.В. // Известия вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 9/2. С. 86.
[6] Угаров В.А. Специальная теория относительности. М.: Наука. 1977.

О функциях Грина для изотропных метаматериалов

Фисанов Василий Васильевич
Томский государственный университет
E-mail: fisanov@mail.tsu.ru

Функция Грина является непременным атрибутом математической физики. В терминах дифференциальных уравнений, она описывает реакцию математической модели физического процесса на элементарное возбуждение в форме дельта-функции Дирака. В электродинамике различают функции Грина, относящиеся к дифференциальным уравнениям первого порядка (уравнениям Максвелла, уравнениям Бельтрами) и уравнениям второго порядка (волновым уравнениям). Например, функцией Грина $\left(\boldsymbol{E}^{(e)}, \boldsymbol{H}^{(e)}\right)$ неоднородных уравнений Максвелла называют поле элементарного электрического диполя, описываемого дельта-функцией, которая расположена в правой части одного из вихревых уравнений. Соответственно, поле элементарного магнитного диполя с дельта-функцией в правой части другого вихревого уравнения называют функцией Грина $\left(\boldsymbol{E}^{(m)}, \boldsymbol{H}^{(m)}\right)$ [1, 2]. Конкретный вид функций Грина зависит от принятых граничных условий или от их отсутствия.

Далее рассматриваются функции Грина для безграничной однородной изотропной среды, характеризуемой скалярами диэлектрической (ε) и магнитной (μ) проницаемости. Подразумевается, что для монохроматического поля с круговой частотой ω и временны́м фактором $\exp(-\mathrm{i}\omega t)$ комплексные проницаемости имеют неотрицательные мнимые части ($\mathrm{Im}(\varepsilon) \geq 0$ и $\mathrm{Im}(\mu) \geq 0$), тогда как на знаки $\mathrm{Re}(\varepsilon)$ и $\mathrm{Re}(\mu)$ ограничения не накладываются. Таким образом, охватываются все пассивные эффективно сплошные среды, включая электромагнитные метаматериалы, в том числе прозрачные «дважды положительные» ($\varepsilon > 0$, $\mu > 0$) и «дважды отрицательные» ($\varepsilon < 0$, $\mu < 0$) материалы. В такой обобщённой постановке функции Грина, по-видимому, ранее не рассматривались. Исключением является работа [3], в которой, однако, используется спорное понятие «отрицательный показатель преломления», которое предложил В.Г. Веселаго [4, 5].

Вихревые уравнения Максвелла для напряжённостей электрического $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$ и магнитного $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})$ полей

$$\nabla \times \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = \mathrm{i}\omega\mu\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}) - \boldsymbol{K}(\boldsymbol{r}), \nabla \times \boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}) = -\mathrm{i}\omega\varepsilon\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}) \quad (1)$$

с источниками в виде плотностей электрического $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r})$ и магнитного $\boldsymbol{K}(\boldsymbol{r})$ тока могут быть преобразованы в уравнения Бельтрами для полей круговой поляризации $\boldsymbol{Q}_1(\boldsymbol{r})$ и $\boldsymbol{Q}_2(\boldsymbol{r})$ посредством подстановки Борена [6]

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{Q}_1(\boldsymbol{r}) - \mathrm{i}Z\boldsymbol{Q}_2(\boldsymbol{r}), \boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{Q}_2(\boldsymbol{r}) - \mathrm{i}Y\boldsymbol{Q}_1(\boldsymbol{r}), \quad (2)$$

где присутствуют волновое сопротивление Z и волновая проводимость $Y = Z^{-1}$:

$$\nabla \times \boldsymbol{Q}_1 - k\boldsymbol{Q}_1 = \boldsymbol{W}_1, \nabla \times \boldsymbol{Q}_2 + k\boldsymbol{Q}_2 = \boldsymbol{W}_2 \quad (3)$$

(здесь и далее зависимость от радиуса-вектора $\boldsymbol{r}$ ради краткости опускается). Из промежуточного соотношения $\varepsilon Z = \mu Y$ следуют формулы для волнового сопротивления $Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ и волнового числа $k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$. Для вещественных значений ε и μ они являются арифметическими квадратными корнями, то есть положительными величинами. Уравнения (3), как и исходные уравнения (1), являются дифференциальными уравнениями первого порядка. В правых частях уравнений (3) сосредоточены источники Бельтрами [7]

$$\boldsymbol{W}_1 = \frac{1}{2}(\mathrm{i}Z\boldsymbol{J} - \boldsymbol{K}), \boldsymbol{W}_2 = \frac{1}{2}(\boldsymbol{J} - \mathrm{i}Y\boldsymbol{K}). \quad (4)$$

Согласно формулам (2), поля Бельтрами связаны с полями $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ посредством выражений

$$\boldsymbol{Q}_1 = \frac{1}{2}(\boldsymbol{E} + \mathrm{i}Z\boldsymbol{H}), \boldsymbol{Q}_2 = \frac{1}{2}(\boldsymbol{H} + \mathrm{i}Y\boldsymbol{E}). \quad (5)$$

Из (5) следует, что поле $\boldsymbol{Q}_1$ имеет размерность электрического поля $\boldsymbol{E}$, а поле $\boldsymbol{Q}_2$ – размерность магнитного поля $\boldsymbol{H}$. Впервые подобную схему развязывания уравнений Максвелла применил Л. Зильберштейн, назвав комплекснозначную линейную комбинацию векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ «бивектором» [8].

Пусть в точке $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_0$ материальной среды находятся элементарные дипольные токовые источники, так что $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{R}) = \hat{\boldsymbol{a}}_e\delta(\boldsymbol{R})$ и $\boldsymbol{K}(\boldsymbol{R}) = \hat{\boldsymbol{a}}_m\delta(\boldsymbol{R})$, где $\hat{\boldsymbol{a}}_e$, $\hat{\boldsymbol{a}}_m$ – орты, указывающие направление ориентации электрического и магнитного диполей, $\boldsymbol{R} = \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0$ и $\delta(\boldsymbol{R})$ – дельта-функция Дирака. Функции Грина $\left(\boldsymbol{E}^{(e)}, \boldsymbol{H}^{(e)}\right)$ уравнений Максвелла будут соответствовать функции Грина полей Бельтрами $\boldsymbol{Q}_1^{(e)}$ и $\boldsymbol{Q}_2^{(e)}$ с источниками $\boldsymbol{W}_1^{(e)} = \frac{1}{2}\mathrm{i}Z\hat{\boldsymbol{a}}_e\delta(\boldsymbol{R})$ и $\boldsymbol{W}_2^{(e)} = \frac{1}{2}\hat{\boldsymbol{a}}_e\delta(\boldsymbol{R})$, соответственно. Функции Грина $\left(\boldsymbol{E}^{(m)}, \boldsymbol{H}^{(m)}\right)$ соответствуют функции $\boldsymbol{Q}_1^{(m)}$ и $\boldsymbol{Q}_2^{(m)}$ с источниками $\boldsymbol{W}_1^{(m)} = -\frac{1}{2}\hat{\boldsymbol{a}}_m\delta(\boldsymbol{R}), \boldsymbol{W}_2^{(m)} = -\frac{1}{2}\mathrm{i}Y\hat{\boldsymbol{a}}_m\delta(\boldsymbol{R})$. Из (4) следует, что

$$\boldsymbol{J} = -\mathrm{i}Y\boldsymbol{W}_1 + \boldsymbol{W}_2, \boldsymbol{K} = -\boldsymbol{W}_1 + \mathrm{i}Z\boldsymbol{W}_2, \quad (6)$$

поэтому функции Грина поля Бельтрами $\boldsymbol{Q}_1$ с источником $\boldsymbol{W}_1$ в отсутствие источника $\boldsymbol{W}_2$ соответствуют функция Грина уравнений Максвелла $\left(\boldsymbol{E}^{(e)}, \boldsymbol{H}^{(e)}\right)$ с источником $\boldsymbol{J} = \mathrm{i}Y\hat{\boldsymbol{a}}_m\delta(\boldsymbol{R})$ и функция Грина $\left(\boldsymbol{E}^{(m)}, \boldsymbol{H}^{(m)}\right)$ с источником $\boldsymbol{K} = -\hat{\boldsymbol{a}}_m\delta(\boldsymbol{R})$. Функции Грина поля Бельтрами $\boldsymbol{Q}_2$ (в отсутствие источника $\boldsymbol{W}_1$), как следует из (6), соответствуют функция $\left(\boldsymbol{E}^{(e)}, \boldsymbol{H}^{(e)}\right)$ с источником $\boldsymbol{J} = \hat{\boldsymbol{a}}_e\delta(\boldsymbol{R})$ и функция $\left(\boldsymbol{E}^{(m)}, \boldsymbol{H}^{(m)}\right)$ с источником $\boldsymbol{K} = \mathrm{i}Z\hat{\boldsymbol{a}}_e\delta(\boldsymbol{R})$.

С уравнениями для полей Бельтрами (3) могут быть сопоставлены уравнения для диадных функций Грина $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1,2}$, а именно [7]:

$$\left(\nabla \times \overline{\overline{\mathbf{I}}} \mp k\overline{\overline{\mathbf{I}}}\right) \cdot \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1,2} = \overline{\overline{\mathbf{I}}}\delta(\boldsymbol{R}), \tag{7}$$

где $\overline{\overline{\mathbf{I}}}$ – единичный диадик (идемфактор). Для решения уравнений (7) может быть применён метод трёхмерного преобразования Фурье. Прямое преобразование задаёт функцию Грина в спектральной области:

$$\overline{\overline{\mathbf{\Gamma}}}_{1,2}(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{r}_0) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1,2}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)\mathbf{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}\mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{8}$$

где $\boldsymbol{q}$ – волновой вектор. Ему соответствует обратное преобразование Фурье:

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1,2}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = \frac{1}{(2\pi)^3}\iiint_{-\infty}^{\infty} \overline{\overline{\mathbf{\Gamma}}}_{1,2}(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{r}_0)\,\mathbf{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}\mathrm{d}\boldsymbol{q}. \tag{9}$$

Ядро в обратном преобразовании представляет собой бегущую плоскую волну с полной фазой $(\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)$. Дельта-функция также допускает представление интегралом Фурье:

$$\delta(\boldsymbol{R}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\iiint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{R}}\,\mathrm{d}\boldsymbol{q}. \tag{10}$$

Подстановка формул (8) – (10) в (7) даёт уравнение в спектральной области:

$$\left[\mathrm{i}\boldsymbol{q} \times \overline{\overline{\mathbf{I}}} - (\pm)k\overline{\overline{\mathbf{I}}}\right] \cdot \overline{\overline{\mathbf{\Gamma}}}_{1,2}(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{r}_0) = \overline{\overline{\mathbf{I}}}\mathbf{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0}. \tag{11}$$

Из () следует

$$\overline{\overline{\mathbf{\Gamma}}}_{1,2}(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{r}_0) = \left[\mathrm{i}\boldsymbol{q} \times \overline{\overline{\mathbf{I}}} - (\pm)k\overline{\overline{\mathbf{I}}}\right]^{-1}\mathbf{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0}. \tag{12}$$

Обратная матрица в (12) вычисляется по правилу $\overline{\overline{\mathbf{A}}}^{-1} = \mathrm{adj}\,\overline{\overline{\mathbf{A}}}/\det\overline{\overline{\mathbf{A}}}$, где $\mathrm{adj}\,\overline{\overline{\mathbf{A}}}$ – присоединённая матрица, $\det\overline{\overline{\mathbf{A}}}$ – определитель матрицы $\overline{\overline{\mathbf{A}}}$, что даёт:

$$\overline{\overline{\mathbf{\Gamma}}}_{1,2}(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{r}_0) = \frac{(\pm k)\left(\overline{\overline{\mathbf{I}}} - \boldsymbol{q}\boldsymbol{q}/k^2 + \mathrm{i}\boldsymbol{q}\times\overline{\overline{\mathbf{I}}}\right)}{q^2 - k^2}\mathbf{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0}. \tag{13}$$

С учётом (13), формула обратного преобразования Фурье (9) принимает вид:

$$\begin{aligned}\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1,2}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) &= \frac{1}{(2\pi)^3}\left[(\pm k)\left(\overline{\overline{\mathbf{I}}} - \boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\nabla}/k^2\right) + \nabla \times \overline{\overline{\mathbf{I}}}\right]\iiint_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathbf{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{R}}}{q^2 - k^2}\mathrm{d}\boldsymbol{q} = \\ &= \frac{1}{4\pi}\left[(\pm k)\left(\overline{\overline{\mathbf{I}}} - \boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\nabla}/k^2\right) + \nabla \times \overline{\overline{\mathbf{I}}}\right]\mathrm{g}(\boldsymbol{R}).\end{aligned} \tag{14}$$

В формуле (14) выделен интеграл

$$\mathrm{g}(\boldsymbol{R}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\iiint_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{R}}}{q^2 - k^2}\mathrm{d}\boldsymbol{q}, \tag{15}$$

называемый скалярной функцией Грина, который может быть вычислен и представлен в замкнутом виде.

Примем во внимание, что в сферической системе координат, полярная ось которой направлена вдоль $\boldsymbol{R}$, скалярное произведение $\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{R} = qR\cos\theta_q$, где $\boldsymbol{q} = \left(q, \theta_q, \varphi_q\right)$, $R = |\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0|$ и $\mathrm{d}\boldsymbol{q} = q^2\sin\theta_q\mathrm{d}q\mathrm{d}\theta_q\mathrm{d}\varphi_q$. Интегралы по угловым переменным легко вычисляются ($\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\varphi_q = 2\pi$, $\int_0^{\pi}\mathrm{e}^{\mathrm{i}qR\cos\theta_q}\sin\theta_q\mathrm{d}\theta_q = \frac{2}{qR}\sin qR$), и тройной интеграл в (15) сводится к однократному, в котором теперь вместо векторов присутствуют скаляры q и R [7]:

$$\mathrm{g}(\boldsymbol{R}) = \frac{1}{2\pi^2 R}\int_0^{\infty}\frac{q\sin(qR)\mathrm{d}q}{q^2 - k^2} = \frac{1}{4\pi^2 R}\mathrm{Im}\left(\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{i}qR}\frac{q\mathrm{d}q}{q^2 - k^2}\right) = \frac{1}{4\mathrm{i}\pi^2 R}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{i}qR}\frac{q\mathrm{d}q}{q^2 - k^2}. \tag{16}$$

Несобственный интеграл в (16) можно вычислить, используя теорию вычетов, как интеграл по замкнутому контуру на комплексной q-плоскости. Подынтегральное выражение удовлетворяет лемме Жордана для $\mathrm{Im}(q) > 0$, поэтому замкнутый контур интегрирования располагается в верхней полуплоскости, и следует выделить полюсы, относящиеся к ней, исходя из уравнения $q^2 - k^2 = 0$. В случае вещественных значений ε и μ, соответствующих идеальной «прозрачной» среде, в [3] вместо $k = k_0\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$ применяется формула $k = k_0\sqrt{\varepsilon_r}\sqrt{\mu_r}$, где $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$, $\mu_r = \mu/\mu_0$,что неверно для отрицательных значений ε и μ, так как теперь следует пользоваться другой формулой для арифметического квадратного корня, а именно, $k = k_0\sqrt{-\varepsilon_r}\sqrt{-\mu_r}$ (см., например [9], стр. 590). По этой причине волновое число k (а вместе с ним и показатель

преломления $n = k/k_0$) не может быть отрицательной величиной. Кроме того, положительные значения следуют непосредственно из определений: волновое число является модулем волнового вектора, а показатель преломления – модулем вектора рефракции ($n = |\boldsymbol{n}| = |\boldsymbol{k}|/k_0$) [10, 11]. Вещественные полюсы, однако, находятся на контуре интегрирования в (16), что не позволяет применить теорему о вычетах. Введение малых потерь сдвигает полюсы $q = \pm k$ с вещественной оси $\mathrm{Im}(q) = 0$, и следует вычислять вычет только в том полюсе, который смещается в область $\mathrm{Im}(q) > 0$. Пусть известно значение комплексного корня $\mathrm{Re}(\sqrt{\varepsilon\mu})$+i $\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon\mu})$. Второе значение квадратного корня имеет противоположные знаки вещественной и мнимой частей. Волновое число, по принципу аналитического продолжения, должно иметь $\mathrm{Re}(k) > 0$, поэтому следует положить

$$k = \omega\{|\mathrm{Re}(\sqrt{\varepsilon\mu})| + \mathrm{i}|\,\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon\mu})|\,\mathrm{sign}[\mathrm{Re}(\sqrt{\varepsilon\mu})\;\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon\mu})]\}. \qquad (17)$$

Полюс, в котором следует вычислять вычет, определяется, согласно (17), выражением:

$$q = \begin{cases} +k, & \text{если } \mathrm{Re}(\sqrt{\varepsilon\mu})\;\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon\mu}) > 0 \\ -k, & \text{если } \mathrm{Re}(\sqrt{\varepsilon\mu})\;\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon\mu}) < 0 \end{cases}.$$

Возвращаясь к формуле (16), получим:

$$\mathrm{g}(\boldsymbol{R}) = \frac{2\mathrm{i}\pi}{4\mathrm{i}\pi^2 R}\operatorname*{Res}_{q=\pm k}\left(\mathrm{e}^{\mathrm{i}q}\;\frac{q}{q^2-k^2}\right) = \frac{1}{4\pi R}\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}k}\;. \qquad (18)$$

В формуле (18) берётся знак «+», если $\mathrm{Re}(\sqrt{\varepsilon\mu})\;\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon\mu}) > 0$, что соответствует прямой волне, и берётся знак «−», если $\mathrm{Re}(\sqrt{\varepsilon\mu})\;\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon\mu}) < 0$, что соответствует обратной волне [12]. Здесь термин «обратная волна» соответствует термину «волна с отрицательной фазовой скоростью», который применяется в [3]. Формула (18) остаётся справедливой и для прозрачной среды, имея в виду, что в «дважды положительной» среде распространяются прямые волны, а в «дважды отрицательной» среде – обратные волны, и этот результат полностью согласуется с условием излучения в таких средах [13]. Скалярная функция Грина, представленная в [3] формулой (2.28), отличается от (18) тем, что содержит в показателе экспоненты только знак «+». Она правильно переходит в функцию Грина для свободного пространства (для вакуума), если заменить k на k_0. Но в случае анти-вакуума ($\varepsilon = -\varepsilon_0$, $\mu = -\mu_0$) она не удовлетворяет условию излучения, если не изменить знак у волнового числа k_0. Кроме того, имеется несоответствие между допустимыми значениями волнового числа k в уравнениях для полей Бельтрами в пассивной среде ($\mathrm{Re}\,k > 0$, $\mathrm{Im}\,k \geq 0$ согласно [7], стр. 36) и формулами (2.22), (2.25) из [3].

Среди всех вариантов функций Грина в электродинамике наиболее фундаментальной является скалярная функция $\mathrm{g}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)$. Она является не только функцией Грина скалярного уравнения Гельмгольца и служит основой для функций Грина уравнений Бельтрами $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1,2}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)$, но посредством неё выражается и диадная функция $\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)$ векторного уравнения Гельмгольца $\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{\nabla}\times\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) - k^2\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = \mathrm{i}\omega\mu\overline{\overline{\mathbf{I}}}\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0)$, согласно формуле [14]:

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = \mathrm{i}\omega\mu\left(\overline{\overline{\mathbf{I}}} + \frac{1}{k^2}\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\nabla}\right)\mathrm{g}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0).$$

В теории дифракции волн встречается также двумерная скалярная функция Грина. В полярных координатах $\boldsymbol{\rho} = (\rho, \varphi)$, $\boldsymbol{q} = (q, \varphi_q)$ она имеет вид

$$\gamma(\mathbf{P}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\mathbf{P}}}{q^2-k^2}\mathrm{d}\boldsymbol{q}, \qquad (19)$$

где $\mathrm{P} = |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0|$ и $\mathrm{d}\boldsymbol{q} = q\cos\varphi_q\mathrm{d}q\mathrm{d}\varphi_q$. Интеграл в (19) может быть вычислен по аналогии со схемой, принятой для функции $\mathrm{g}(\boldsymbol{R})$ в (15), с интегрированием на комплексной плоскости:

$$\gamma(\mathbf{P}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^{\infty}\frac{q\mathrm{d}q}{q^2-k^2}\int_0^{2\pi}\mathrm{e}^{\mathrm{i}q\mathrm{P}\cos\varphi_q}\,\mathrm{d}\varphi_q = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{J_0(q\mathrm{P})q\mathrm{d}q}{q^2-k^2} = \frac{1}{\pi^2}\int_1^{\infty}\frac{\mathrm{d}u}{\sqrt{u^2-1}}\int_0^{\infty}\frac{\sin(q\mathrm{P}u)q\mathrm{d}q}{q^2-k^2} =$$
$$= \frac{1}{2\pi^2}\int_1^{\infty}\frac{\mathrm{d}u}{\sqrt{u^2-1}}\mathrm{Im}\left[\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(\mathrm{i}q\mathrm{P}u)q\mathrm{d}q}{q^2-k^2}\right] = \frac{1}{2\pi}\int_1^{\infty}\frac{\exp(\pm\mathrm{i}k\mathrm{P}u)\mathrm{d}u}{\sqrt{u^2-1}} = \frac{\mathrm{i}}{4}H_0^{(1,2)}(k\mathrm{P}). \qquad (20)$$

На различных этапах преобразования формулы (20) были использованы интегральные представления для функции Бесселя $J_0(q\mathrm{P})$ и функций Ханкеля $H_0^{(1)}(k\mathrm{P})$, $H_0^{(2)}(k\mathrm{P})$ [15]. В «дважды отрицательной» среде функция $H_0^{(2)}(k\mathrm{P})$ описывает обратную цилиндрическую волну, которая переносит энергию от источника на периферию, но имеет направленную противоположно «отрицательную» фазовую скорость.

Список публикаций:

[1] Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. М.: Наука. 1982.
[2] Katsenelenbaum B. Z. High-frequency Electrodynamics. Weinheim: Wiley-VCH Verlag. 2006.

[3] Faryad M., Lakhtakia A. Infinite-Space Dyadic Green Functions in Electromagnetism. San Rafael, CA: Morgan & Claypool Publishers. 2018.
[4] Веселаго В. Г. // Физика твёрдого тела. 1966. Т. 8. № 12. С. 3571.
[5] Веселаго В. Г. // Успехи физических наук. 1967. Т. 93. № 3. С. 517.
[6] Bohren C. F. // Chemical Physics Letters. 1974. V. 29. No. 3. P. 458.
[7] Lakhtakia A. Beltrami Fields in Chiral Media. Singapore: World Scientific. 1994.
[8] Silberstein L. // Annalen der Physik. 1907. V. 327. No. 3. P. 579.
[9] Zangwill A. Modern Electrodynamics. Cambridge: Cambridge University Press. 2012.
[10] Фёдоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Минск: Изд-во АН БССР. 1958.
[11] Chen H. C. Theory of Electromagnetic Waves: A Coordinate-Free Approach. New York: McGraw-Hill. 1983.
[12] Pokrovsky A. L., Efros A. L. // Solid State Communications. 2002. V. 124. No. 8. P. 283.
[13] Фисанов В. В. // Электронные средства и системы управления: материалы докладов XVI Международной научно-практической конференции (18–20 ноября 2020 г.) в 2 ч. Ч. 1. Томск: В-Спектр. 2020. С. 114.
[14] Kong J. A. Theory of Electromagnetic Waves. New York: Wiley. 1975.
[15] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз. 1963.

Управляемое интерференционное туннелирование электромагнитного излучения через однородный фотонный барьер

Чигиринский Анатолий Юрьевич
Беличенко Виктор Петрович
Мироньчев Александр Сергеевич
Запасной Андрей Сергеевич
Горст Александр Владимирович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
tchigirinskyanatoly@yandex.ru

Введение

Различные аспекты явления нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) уже давно привлекают внимание исследователей [1-4]. Эффекты туннелирования оптического излучения, наблюдаемые в рамках этого явления, нашли приложения, в частности, при создании оптических фильтров, дизайне резонаторов лазеров, разработке интегрированных ответвителей в фотонике, а также методов микроскопии и томографии [5-10].

Целый ряд исследований явления НПВО был проведен с использованием микроволнового излучения [11-18]. В работах [19-21] было продемонстрировано, что в условиях НПВО можно достаточно точно измерять толщину тонких листовых материалов и надежно обнаруживать трещины и расслоения в них.

В настоящее время очень большое внимание уделяется различным приложениям явления НПВО при использовании излучения терагерцового и субинфракрасного диапазонов [22-24]. В частности, экспериментально показана способность терагерцового излучения эффективного туннелировать через хорошо проводящие металлические пленки, которые не пропускают излучение, находящееся в состоянии распространения [25]. Использование субинфракрасного излучения позволило добиться сверхразрешения при формировании изображений объектов исследований [26, 27].

1 Двухстороннее интерференционное туннелирование однородного фотонного барьера (Е-поляризация)

Пусть окружающее пространство заполнено не поглощающими материальными средами, образующими три области: (1) $-\infty < z \leq 0$ с показателем преломления n_1; (2) $0 \leq z \leq d$ с показателем преломления n_2 и (3) $d \leq z < \infty$ с показателем преломления n_1 (см. рис. 1). Предположим, что из среды (1) на границу раздела $z = 0$ со средой (2) под углом θ падает первая плоская монохроматическая электромагнитная волна E-поляризации с амплитудой E_i.

Одновременно из среды (3) на границу раздела $z = d$ со средой (2) под углом θ падает вторая плоская электромагнитная волна E-поляризации с такими же амплитудой E_i и частотой, что у первой волны. Однако начальная фаза этой волны отлична на величину δ от начальной фазы первой волны.

Если ширина промежутка $0 \leq z \leq d$ достаточна мала, а угол θ превышает критический, то каждая из волн будет туннелировать через указанный промежуток в условиях НПВО. При этом туннелирующие внутрь промежутка (который в литературе получил название однородного фотонного барьера (ОФБ)) эванесцентные волны будут перекрываться и интерферировать своеобразным образом, отличным от традиционного процесса интерференции свободно распространяющихся волн.

Одна из целей настоящей работы – исследование характерных особенностей туннелирования ОФБ встречными эванесцентными волнами и изучение возможности управления процессом туннелирования при изменении параметров падающих плоских электромагнитных волн.

Поставленная задача является линейной. Поэтому ее решение будет представляться суммой решений задач о туннелировании уединенных первой и второй волн. При решении этих задач будем использовать абсолютную систему единиц СГС. Временная зависимость – $exp(-i\omega t)$). Предполагается, что все среды являются немагнитными.

2 Туннелирование первой волны

Суммарное электрическое поле в первой среде можно записать в следующем виде:

$$E_x^{(1)} = E_i[exp(ik_1 z\, cos\, \theta) + R_1\, exp(-ik_1 z\, cos\, \theta)]\, exp(ik_1 y\, sin\, \theta). \quad (1)$$

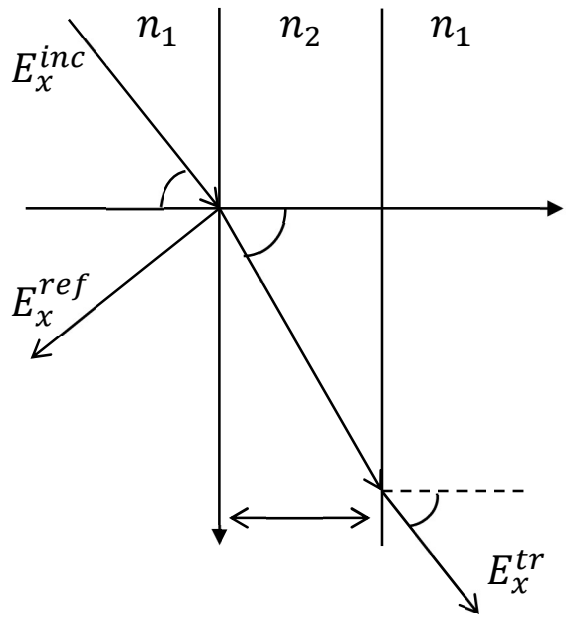


рис.1 Геометрия задачи. Распространение первой волны

Электрическое поле во второй и третьей средах представляем, соответственно, следующим образом:

$$E_x^{(2)} = [T_1\, exp(ik_2 z\cos\varphi) + R_2\, exp(-ik_2 z\cos\varphi)]\, exp(ik_2 y\sin\varphi), \tag{2}$$

$$E_x^{(3)} = T_2\, exp(ik_1 z\cos\psi)\, exp(ik_1 y\sin\psi). \tag{3}$$

Здесь k_1, k_2, k_3 – волновые числа сред, n_1, n_2, n_3 их показатели преломления; θ – угол падения плоской волны, φ, ψ – углы преломления (*рис. 1*). Коэффициенты отражения R_1, T_1,T_2 и R_2 находятся из граничных условий.

На границе раздела сред $z = 0$ они записываются как

$$\lim_{z\to-0} E_x^{(1)} = \lim_{z\to+0} E_x^{(2)},\ \lim_{z\to-0} \frac{\partial}{\partial z} E_x^{(1)} = \lim_{z\to+0} \frac{\partial}{\partial z} E_x^{(2)}. \tag{4}$$

На второй границе раздела сред $z = d$ имеют место аналогичные условия

$$\lim_{z\to-d} E_x^{(1)} = \lim_{z\to+d} E_x^{(2)},\ \ \lim_{z\to-d} \frac{\partial}{\partial z} E_x^{(1)} = \lim_{z\to+d} \frac{\partial}{\partial z} E_x^{(2)}. \tag{5}$$

Подстановка выражений (1) и (2) в условия (4), а (2) и (3) в условия (5) дает (с учетом требования их выполнения при любом y) следующую систему уравнений:

$$E_i(1 + R_1) = (T_1 + R_2), \tag{6.1}$$

$$E_i(1 - R_1) = (T_1 - R_2)\frac{n_2\cos\varphi}{n_1\cos\theta}, \tag{6.2}$$

$$[T_1 e^{-u} + R_2 e^{u}] = T_2 e^{iq}, \tag{6.3}$$

$$[T_1 e^{-u} - R_2 e^{u}] = T_2 \frac{n_1\cos\theta}{n_2\, co} e^{iq}, \tag{6.4}$$

где $q = k_1 d\cos\theta$, $-u = ik_2 d\cos\varphi$.

При θ большем критического угла $cos\,\varphi$ становится чисто мнимым, а u – действительным:

$$cos\,\varphi = \frac{i}{n_2}\sqrt{n_1^2\sin^2\theta - n_2^2},\ u = \frac{\omega}{c} d\sqrt{n_1^2\sin^2\theta - n_2^2}.$$

т.е. величина u принимает новое значение и больше не является мнимой.

Решая систему (6.1) – (6.4) последовательно находим искомые коэффициенты, а затем выражения для требуемых в последующем изложении компонент полей внутри ОФБ $0 \le z \le d$:

$$E_x^{(2)} = \frac{2E_i i n_1\cos\theta\left\{\sqrt{n_1^2\sin^2\theta - n_2^2}\cosh(u-v) - in_1\cos\theta\sinh(u-v)\right\}}{(n_1^2\cos^2\theta - n_1^2\sin^2\theta + n_2^2)\sinh u + i2n_1\sqrt{n_1^2\sin^2\theta - n_2^2}\cos\theta\, c\quad h\, u} e^{iw}, \tag{13}$$

$$H_y^{(2)} = \frac{-2E_i\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}\, n_1 cos\,\theta\left\{\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}\, sinh(u-v) - in_1 cos\,\theta\, cosh(u-v)\right\}}{(n_1^2 cos^2\theta - n_1^2 sin^2\theta + n_2^2)\, sinh\, u + i2n_1\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}\, cos\,\theta\, cosh\, u} e^{iw}, \quad (14)$$

где $v = \frac{\omega}{c} z\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}$, $u - v = \frac{\omega}{c}\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}(d - z)$, $w = \frac{\omega}{c} n_1 y\, sin\,\theta$.

Используя (13) и (14) получаем выражение для z -составляющей вектора Пойнтинга неуправляемого интерференционного потока энергии внутри ОФБ

$$S_z^{int\,1} = \frac{c}{8\pi} E_x^{(2)} H_y^{(2)*} =$$
$$= \frac{c}{8\pi} \frac{4|E_i|^2 n_1^2 cos^2\theta\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}}{(n_1^2 cos^2\theta - n_1^2 sin^2\theta + n_2^2)^2 sinh^2 u + 4n_1^2(n_1^2 sin^2\theta - n_2^2) cos^2\theta\, cosh^2 u} \times$$
$$\times \{n_1 cos\,\theta\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2} - i(n_1^2 - n_2^2)\, cosh(u - v)\, sinh(u - v)\}. \quad (15)$$

3 Туннелирование второй волны

Электрическое поле в третьей, второй и первой средах, соответственно, записываем в виде:

$$E_x^{(4)} = E_i e^{i\delta}[exp(-ik_1(z-d)\, cos\,\theta) + R_3\, exp(ik_1(z-d)\, cos\,\theta)]\, exp(ik_1 y\, sin\,\theta), \quad (16)$$

$$E_x^{(5)} = [T_3\, exp(-ik_2(z-d)\, cos\,\varphi) + R_4\, exp(ik_2(z-d)\, cos\,\varphi)]\, exp(ik_2 y\, sin\,\varphi), \quad (17)$$

$$E_x^{(6)} = T_4\, exp(-ik_1(z-d)\, cos\,\psi)\, exp(ik_1 y\, sin\,\psi). \quad (18)$$

Используя совокупность граничных условий при $z = d$ и $z = 0$

$$\lim_{z\to+d} E_x^{(4)} = \lim_{z\to-d} E_x^{(5)},\ \lim_{z\to+d} \frac{\partial}{\partial z} E_x^{(4)} = \lim_{z\to-d} \frac{\partial}{\partial z} E_x^{(5)}, \quad (19)$$

$$\lim_{z\to+0} E_x^{(5)} = \lim_{z\to-0} E_x^{(6)},\ \lim_{z\to+0} \frac{\partial}{\partial z} E_x^{(5)} = \lim_{z\to-0} \frac{\partial}{\partial z} E_x^{(6)}, \quad (20)$$

формулируем систему уравнений для определения коэффициентов R_3, T_3, R_4, T_4. После ее решения находим выражения для требуемых в последующем изложении компонент полей внутри ОФБ $0 \le z \le d$:

$$E_x^{(5)} = \frac{2E_i e^{i\delta} n_1 cos\,\theta[n_1 cos\,\theta\, sinh\, v + i\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}\, cosh\, v]}{(n_1^2 co^{\ 2}\theta - n_1^2 sin^2\theta + n_2^2)\, sinh\, u + i2n_1\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}\, cos\,\theta\, cosh\, u} e^{iw}, \quad (25)$$

$$H_y^{(5)} = -\frac{2iE_i e^{i\delta} n_1 cos\,\theta\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}[n_1 cos\,\theta\, c\quad h\, v + i\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}\, sinh\, v]}{(n_1^2 cos^2\theta - n_1^2 sin^2\theta + n_2^2)\, sinh\, u + i2n_1\sqrt{n_1^2 sin^2\theta - n_2^2}\, cos\,\theta\, cosh\, u} e^{iw}. \quad (26)$$

4 Энергетические потоки внутри однородного фотонного барьера

В ОФБ поля туннелирующих внутрь его эванесцентных волн перекрываются при условии, что ширина барьера d меньше длины волны падающего излучения. Это приводит к своеобразному эффекту интерференции этих волн. В таком случае движение энергии внутри барьера можно проанализировать на основе расчёта нормальной по отношению к границам барьера составляющей вектора Пойнтинга. Выражение для нее имеет следующий вид:

$$S_z = \frac{c}{8\pi}[\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}^*]\Big|_z = \frac{c}{8\pi}\left(E_x^{(2)} + E_x^{(5)}\right)\left(H_y^{(2)} + H_y^{(5)}\right)^* =$$
$$= \frac{c}{8\pi} E_x^{(2)} H_y^{(2)*} + \frac{c}{8\pi} E_x^{(5)} H_2^{(5)*} + \frac{c}{8\pi}\left(E_x^{(2)} H_y^{(5)*} + E_x^{(5)} H_y^{(2)*}\right). \quad (27)$$

Первые два слагаемых в правой части полученного соотношения являются чисто мнимыми. С физической точки зрения это означает, что уединенные первая и вторая волна в процессе туннелирования не переносят активной энергии. Третье слагаемое

$$S_z^{int\,2} = \frac{c}{8\pi}\left(E_x^{(2)} H_y^{(5)*} + E_x^{(5)} H_y^{(2)*}\right), \quad (28)$$

описывает комплексный интерференционный поток энергии, параметрами которого можно управлять.

Используя соотношения (13), (14), (25), (26) получим замкнутое аналитическое выражение для $S_z^{int\,2}$:

$$S_z^{int\,2} = \frac{c}{8\pi}\left(E_x^{(2)}H_y^{(5)*} + E_x^{(5)}H_y^{(2)*}\right) =$$

$$= \frac{c}{8\pi}\frac{4|E_i|^2 n_1^2 \cos^2\theta\sqrt{n_1^2\sin^2\theta - n_2^2}}{(n_1^2\cos^2\theta - n_1^2\sin^2\theta + n_2^2)^2\sinh^2 u + 4n_1^2(n_1^2\sin^2\theta - n_2^2)\cos^2\theta\cosh^2 u} \times$$

$$\times\{(n_1^2 - n_2^2)\sinh u\sin\delta + i2n_1\cos\theta\sqrt{n_1^2\sin^2\theta - n_2^2}\cosh(u-2v)\sin\delta +$$

$$+i(n_1^2 + n_2^2 - 2n_1^2\sin^2\theta)\sinh(u-2v)\cos\delta\}. \quad (29)$$

Можно видеть, что используя (29) и (15) можно соотнести величины действительных и мнимых частей управляемого и неуправляемого интерференционных потоков энергии:

$$\frac{Re\ S_z^{int\,2}}{Re\ S_z^{int\,1}} = \frac{(n_1^2-n_2^2)\sinh u\sin\delta}{n_1\cos\theta\sqrt{n_1^2\sin^2\theta - n_2^2}}, \quad (30)$$

$$\frac{Im\,S_z^{int\,2}}{Im\,S_z^{int\,1}} = -\frac{2n_1\cos\theta\sqrt{n_1^2\sin^2\theta - n_2^2}\cosh(u-2v)\sin\delta + (n_1^2+n_2^2-2n_1^2\sin^2\theta)\sinh(u-2v)\cos\delta}{(n_1^2-n_2^2)\cosh(u-v)\sinh(u-v)}. \quad (31)$$

Параметрами интерференционного потока (29) при заданных параметрах d,n_2 ОФБ и частоте f_{inc} падающего излучения можно управлять, варьируя величины δ,n_1,θ. В первую очередь, представляет интерес управление за счет изменения начальной фазы δ второй (встречной) волны. На рисунке 2 приведен график, который демонстрирует возможности изменения отношения $Re\,S_z^{int\,2}$ к $Re\,S_z^{int\,1}$ при изменении δ. Параметры расчета: $d = 5$ см, $n_2 = 1$, $n_1 = 2{,}5$, $f_{inc} \equiv f = 8{,}15; 9{,}15; 10{,}15$ ГГц, $\theta = 45°$. Видно, что максимум рассматриваемого отношения достигается при $\delta = \pi/2$. Важно подчеркнуть, что в рассматриваемом случае стало возможным увеличение действительной части управляемого интерференционного потока энергии $Re\,S_z^{int}$ по отношению к неуправляемой $Re\,S_z^{in}$ за счет варьирования разности начальных фаз двух интерферирующих эванесцентных волн. Следовательно, наличие второй волны позволяет изменять энергетические характеристики электромагнитного поля внутри ОФБ в достаточно широких пределах.

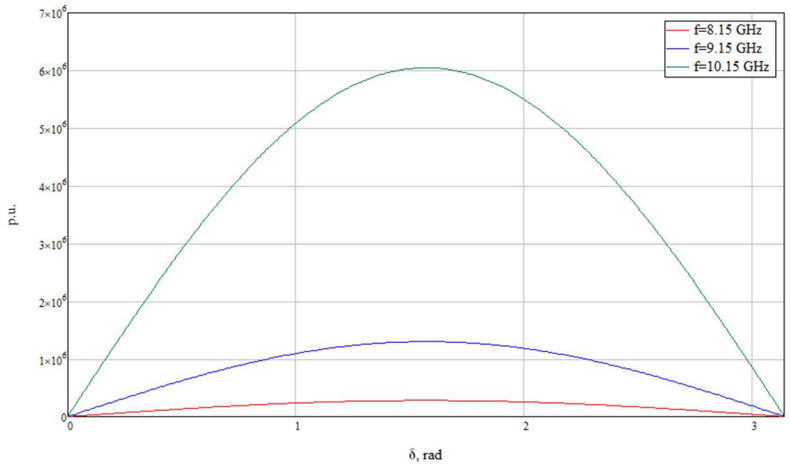


рис.2 Влияние сдвига начальных фаз δ интерферирующих эванесцентных волн на соотношение действительных частей управляемого и неуправляемого интерференционных потоков энергии для разных частот f

Анализ действительной части выражения (29) показывает, что $Re\,S_z^{int\,2}$ увеличивается при уменьшении величины u за счет допустимого уменьшения показателя преломления n_1 (иными словами, в условиях сохранения режима НПВО). Указанное обстоятельство иллюстрируется рисунком 3. Параметры расчета: $d = 5$ см, $n_2 = 1$, $f_{inc} \equiv f = 8{,}15; 9{,}15; 10{,}15$ГГц, $\theta = 45°$, $\delta = \pi/2$.

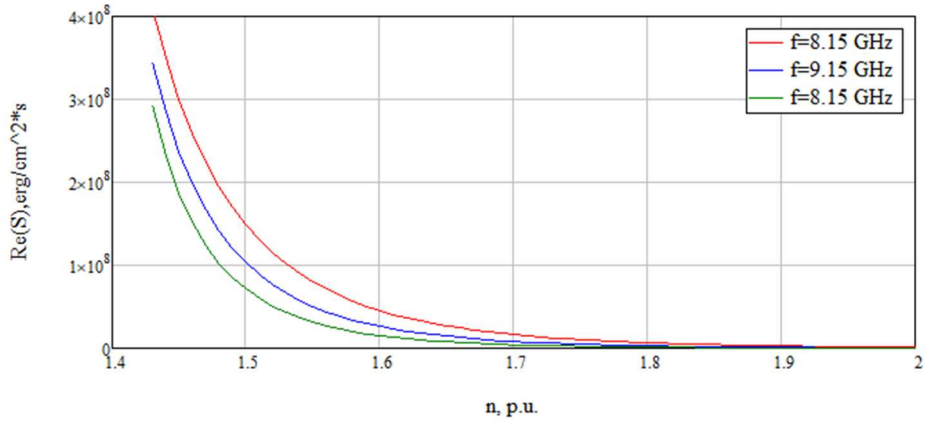


рис.3 Зависимость действительной части $Re\,S_z^{int\,2}$ интерференционной составляющей вектора Пойнтинга от показателя преломления n_1

Внутри ОФБ величина $Re\,S_z^{int\,2}$ заметно зависит от ширины барьера d. Однако степень влияния d существенно уменьшается по мере стремления значения n_1 к наименьшему возможному значению. Этот факт иллюстрируется рисунком 4. Параметры расчета: $n_2 = 1$, $f_{inc} = 9{,}15$ ГГц, $\theta = 45°$, $\delta = \pi/2$; $n_1 = 2{,}5$ и $n_1 = 1{,}43$. Видно, что для наименьшего из возможных значений показателя преломления n_1 действительная часть интерференционного потока энергии имеет меньший уровень, но при этом она не стремится к нулю в пределах всего ОФБ, в отличие от случая $n_1 = 2{,}5$.

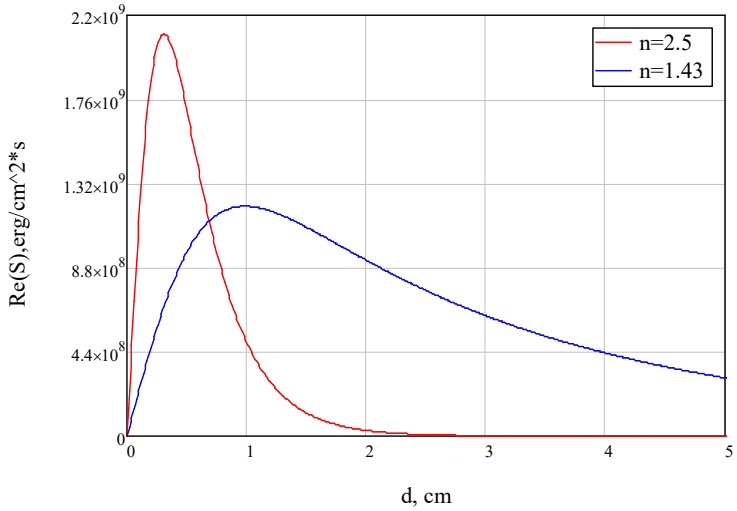


рис.4 Зависимость $Re\,S_z^{int\,2}$ от ширины барьера d при разных n_1

Заключение

Рассмотрены проблемы, касающиеся управляемого двустороннего интерференционного туннелирования однородного фотонного барьера. Подробно исследовано состояние электромагнитного поля внутри однородного фотонного барьера при его двустороннем интерференционном туннелировании.

Результаты данного исследования были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0038.

Список публикаций:

[1] S. Zhu, A.W. Yu, D. Hawley, R. Roy // Am. J. Phys. 1986. – V. 54, No. 7. – P. 601–607.
[2] R. M. A. Azzam // J. Opt. Soc. America A. – 2004. –Vol. 21. – P. 1559–1563.
[3] R. M. A. Azzam // J. Opt. Soc. America A. – 2006. Vol. 23. – P. 960–965.
[4] M.A. Lauterbach // Optical Nanoscopy (a SpringerOpen Journal). – 2012. 1:8.
[5] P.W. Baumeister // Applied Optics. – 1967. – Vol. 6. – P. 897–905.
[6] I. N. Court and F. K. von Willisen // Applied Optics Applications. – 1964. – Vol. 3, Issue 6. – P. 719-726.
[7] N. R. Huntoon, M. P. Christensen, D. L. MacFarlane, G. A. Evans, C. S. Yeh // Applied Optics. – 2008. – Vol. 47, No. 30. – P. 5682-5690.
[8] P. S. Carney, J. C. Schotland // Opt. Lett. – 2001. – Vol. 26. – P. 1072–1074.

[9] P. S. Carney, J. C. Schotland // Journ Opt. Soc. Am. A. – 2003. – Vol. 20. – P. 542–547.
[10] K. Belkebir, P. C. Chaumet, A. Sentenac // J. Opt. Soc. Am. A. 2005. Vol. 22, No. 9. Pp. 1889-1897.
[11] J. J. Brady, R. O. Brick, M. D. Pearson // J. Optical Society America. – 1960. – Vol. 50. – No. 11. – P. 1080-1084.
[12] L. Arthur, A. Read, I. R. Dagg, G. E. Reesor // Canadian Journal of Physics, 1972, Vol. 50, No. 1.
[13] J. J. Cowan, B. Aničin // J. Opt. Soc. America. - 1977. – Vol. 67. – No. 10. – pp. 1307-1314.
[14] J. Unterhinninghofen, U. Kuhl, J. Wiersig, H.-J. Stöckmann, M. Hentschel // arXiv:1010.5102v1. – 10 p.
[15] Min Qu, Zhi-Xun Huang // Optics Communications. 2011. Vol. 284. No. 10. P. 2604-2607.
[16] Zoltán Vörös and Rainer Johnsen // American J. Phys. 2008. V. 76. No. 8. P. 746-749.
[17] Martínez C., Coello V., Cortés R., Villagómez R // J. Korean Phys. Society. – 2005. – V. 47. – P. 152-156.
[18] R. Vaillon, B. Lacroix, J.-M. Geffrin, M. Francoeur // US Patent No. 9797847. Int. Cl. G01R 27/32 (2006-01), G01S 13/00 (2006-01). Date of Patent Oct.24, 2017.
[19] M. Shirota, M. A. van Limbeek, D. Lohse, C. Sun // Eur. Phys. J. E. 2017. Vol. 40. P. 54.
[20] P. J. Sides, J. Lo // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69. P. 141–142.
[21] S. Kharkovsky, E. Nanni, R. Zoughi // Appl. Phys. Lett. - 2008. - V. 92. - No. 9. - P. 094101
[22] A.Wojdyla, G. Gallot // Optics Letters. 2013. Vol. 38. No. 2. P. 112-114.
[23] Y. Huang, R. Singh, L. Xie, Y. Ying // Applied. Sciences. 2020, 10, 4688; http://dx.doi.org/10.3390/app10144688.
[24] Q. Sun, X. Chen, X. Liu, R. I. Stantchev, E. Pickwell-MacPherson // Adv. Opt. Mater. 2020. 8. 1900535.
[25] Hooper I.R., Preist T.W., Sambles J.R. // Phys Rev. Lett. – 2006. – V. 97, No. 5. – P. 053902-1– P. 053902-4.
[26] L. E. Barr, P. Karlsen, S. M. Hornett, I. R. Hooper, M. Mrnka, C. R. Lawrence, D. B. Phillips, E. Hendry // arXiv:2006.02091v2 [physics.app-ph] 9 Oct 2020, 13 p.
[27] L. E. Barr, P. Karlsen, S. M. Hornett, I. R. Hooper, M. Mrnka, C. R. Lawrence, D. B. Phillips, E. Hendry // Optica. 2021. 8. 88–94.

Применение технологии дистанционного зондирования Земли совместно с системой наземного мониторинга почвенно-климатических параметров в сельском хозяйстве

Южаков Михаил Сергеевич
Бадьин Александр Владимирович, Спешилов Илья Владимирович,
Минин Илья Николаевич, Фильченко Даниил Игоревич
Томский государственный университет
tomsk.agrozond@gmail.com

1. Введение.

С середины XX века космические технологии для человечества начали играть важнейшую роль во всех сферах жизни. Согласно подсчетам, в 2021 году на орбите Земли находилось 2666 искусственных спутников (ИСЗ) и их количество продолжает расти. ИСЗ начали использоваться как средства связи, навигации, разведки, в научных исследованиях, для картографирования и предупреждения чрезвычайных ситуаций. Отдельное место среди ИСЗ занимают группировки спутников для дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) [1]. Крупнейшими группировками аппаратов для ДЗЗ располагают Европейский союз (ЕС), Соединенные Штаты Америки (США), Российская Федерация (РФ) и Китайская Народная Республика (КНР).

Группировка ИСЗ для ДЗЗ у Российской Федерации состоит из 17 аппаратов серий: «Ресурс-П» «Канопус-В», «Метеор-М», «Электро-Л», «Арктика-М», «Кондор-ФКА» [2]. В рамках программы ЕС «Global Monitoring for Environment and Security» на орбиту была выведена группировка из 10 спутников миссий: Sentinel-1, 2, 3, 4, 5, 5P, 6 [3]. В свою очередь в США была запущена программа «Earth Observing System», в рамках которой на орбиту была выведена группировка из 32 аппаратов. На данный момент на орбите находятся 9 ИСЗ: Terra, Aqua, Aura, CloudSat, CALIPSO, SMAP, OCO-2, Landsat-8, ICESat-2, Landsat-9 [4]. В совокупности вышеуказанные аппараты оснащены широким спектром научно-измерительной аппаратуры для применения данных в различных областях жизнедеятельности человечества.

Съемочную аппаратуру спутников ДЗЗ принято классифицировать по виду используемого спектрального диапазона: оптико-электронные и радиолокационные системы. Радиолокационные системы относят к активным системам с собственным излучателем электромагнитных волн необходимого спектрального диапазона. Оптико-электронные системы относятся к пассивным системам, в связи с использованием пассивного источника излучения – отраженного от поверхности Земли солнечного света [5].

Различные элементы земной поверхности – растительность, почвы, вода – по-разному отражают падающее на них излучение в разных зонах электромагнитного спектра. Кривой спектральной отражательной способности называется график зависимости спектральной отражательной способности объекта от длины волны. Вид этой кривой позволяет изучить спектральные характеристики объекта и имеет большое значение при выборе спектрального диапазона, в котором будет проводиться сбор данных дистанционного зондирования (ДДЗ) для определенной исследовательской задачи. Отражательную способность можно измерить в лабораторных или полевых условиях с помощью спектрометра. Ход кривых спектральной отражательной способности меняется в зависимости от состояния объекта. Например, различаются кривые сухой и влажной почвы, водоемов с чистой и загрязненной водой, лесов в разное время года [6].

Независимо от классификации съемочной аппаратуры выделяют несколько степеней обработки собранной информации – информационный продукты уровня 1, 2, 3 или 4:

1. Уровень предварительной обработки – фильтрация помех, коррекция сбойных участков, исключение служебной информации, упорядочение данных с полным разрешением и сохранением всей вспомогательной информации.
2. Уровень первичной обработки – радиометрическая и геометрическая коррекция данных с полным или частичным пространственным разрешением.
3. Уровень вторичной обработки – спектральное, пространственное и временное преобразование 15 признаков и атрибутов наблюдаемых объектов с обеспечением дополнительной коррекции, формирование производных дешифровочных признаков объектов.
4. Уровень комплексной обработки – формирование информационных продуктов по запросам потребителей [7].

Основными покупателями ДДЗ выступают частные компании, создающие на основе полученных данных свой конечный продукт для продажи, однако большой набор данных предоставляется через геопорталы на безвозмездной основе. Миссия ЕС предоставляет доступ к ДДЗ с разной степенью обработки – от необработанных до продуктов 4-го уровня. Геопортал Роскосмоса предоставляет информационные продукты 3-го уровня обработки снятых российской группировкой ИСЗ, аппаратом ЕС Sentinel-1 и спутником Landsat-8 США. Большая часть ДДЗ 3-го уровня обработки готовы к просмотру с использованием специализированного программного обеспечения (СПО): SARscape швейцарской фирмы «SARMAP», IMAGINE Radar Mapping Suite фирмы «Leica Geosystems» и Photomod Radar российской фирмы «Ракурс». В данной работе в качестве

инструмента просмотра и обработки ДЗЗ используется открытая библиотека GeoTools для языка программирования Java, позволяющая работать с любым форматом растровых и векторных спутниковых снимков [8].

В сфере сельского хозяйства при помощи спутников можно с определённой цикличностью получать изображения отдельных полей, регионов и округов. Пользователи могут получать ценную информацию о состоянии угодий, в том числе идентификацию культур, определение посевных площадей сельскохозяйственных культур и состояние урожая. Спутниковые данные используются для точного управления и мониторинга результатов ведения сельского хозяйства на различных уровнях. Эти данные могут быть использованы для оптимизации фермерского хозяйства и пространственно-ориентированного управления техническими операциями. Изображения могут помочь определить местоположение урожая и степень истощения земель, а затем могут быть использованы для разработки и реализации плана мелиоративных мероприятий, для локальной оптимизации использования сельскохозяйственных химикатов [9].

Отдельно стоит отметить, что для эффективного применения ДДЗ в сельском хозяйстве необходимо проведение круглогодичных наземных измерений почвенно-климатических параметров. На основе полученных ДДЗ возможно провести интерполяцию и экстраполяцию дискретных измерений наземной системы мониторинга в соответствии с корреляцией почвенно-климатических параметров и ДДЗ в различных спектральных диапазонах.

2. Наземная система мониторинга и спутники для ДЗЗ

В течении летнего и осеннего сезона 2022 года проводился мониторинг почвенно-климатических параметров на территории экспериментального поля (Томская область, с. Лучаново) с помощью системы автономного мониторинга состоящей из 6 агрозондов, 1 базовой станции и разработанной командой Томского государственного университета [10]. Система мониторинга позволяет собирать данные об атмосферном давлении, относительной влажности воздуха, температуре почвы и воздуха (рис. 1).

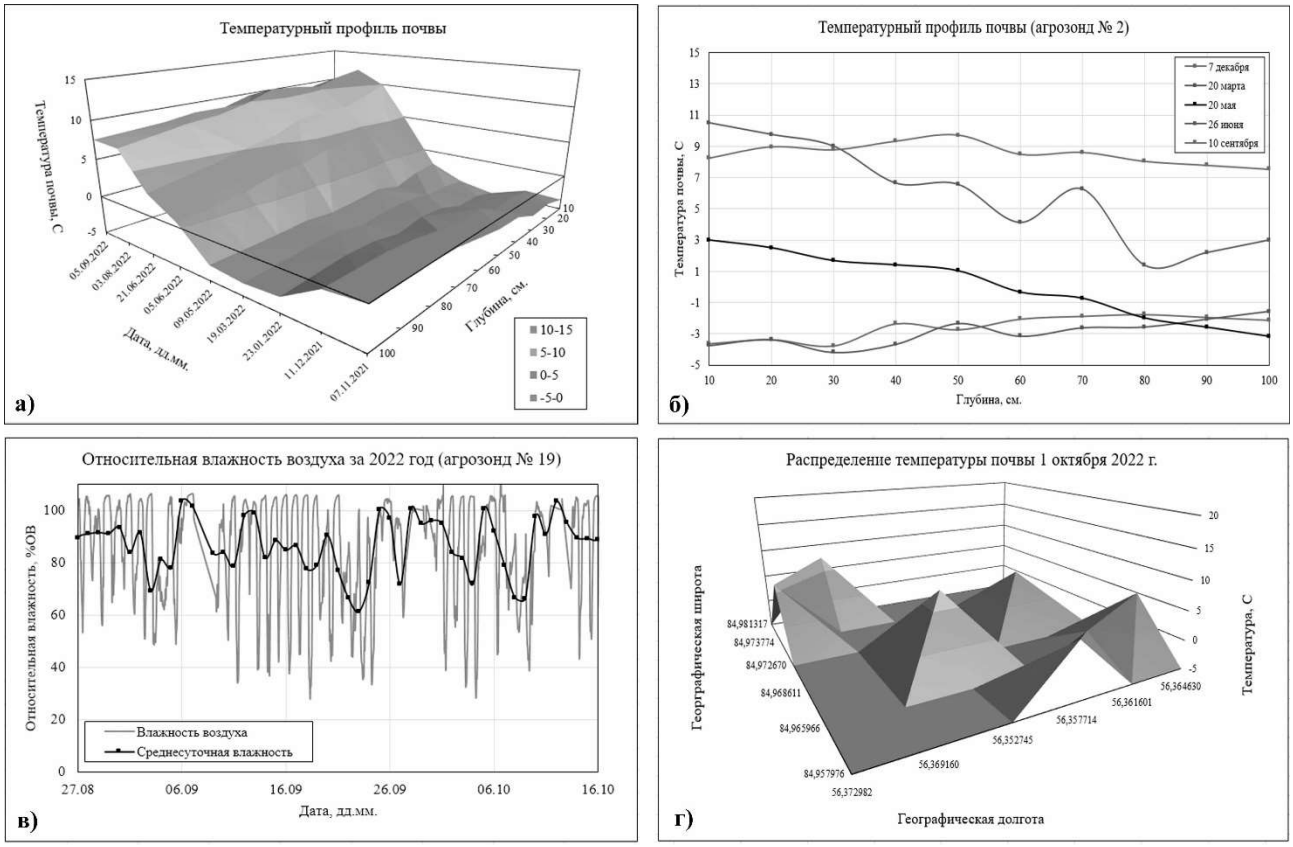


рис.1 Примеры наборов данных, собираемых системой мониторинга почвенно-климатических параметров: а) временная зависимость температурного профиля почвы, б) температурный профиль почвы, в) временная зависимость относительной влажности воздуха, г) пространственное распределение температуры почвы

Для получения ДДЗ использовались открытая база данных миссии Copernicus [11] и геопортал Роскосмоса [12]. Дистанционное зондирование в радиодиапазоне исследуемого участка местности проводилось аппаратурой ИСЗ Sentinel-1, а в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне (БИК) аппаратурой ИСЗ Канопус-В4.

Миссия Sentinel-1 по проекту будет состоять из 4 спутников, однако на данный момент на орбите находится один аппарат Sentinel-1A с периодом обращения 12 дней. Спутник оснащён одиночным радаром С-диапазона с синтезированной апертурой. Центральная частота радара составляет 5,405 ГГц, точность измерения 1 дБ, пространственное разрешение до 5 м., полоса обзора до 410 км. ИСЗ имеет 4 режима съемки:

1. Режим Street Map (SW) позволяет проводить измерения кадрами 5 на 5 метров и имеет ширину полосы сканирования 80 км., применяется для съемки малых островов.
2. Режим Interferometric Wide Swath (IW) позволяет проводить измерения кадрами 5 на 20 метров и имеет ширину полосы сканирования 250 км., является основным режимом работы аппаратуры Sentinel-1.
3. Режим Extra Wide Swath (EW) позволяет проводить измерения кадрами 20 на 40 м. и имеет ширину полосы сканирования 400 км., применяется для отслеживания маршрутов судов, потенциальных экологических угроз на воде.
4. Режим Wave (WV) позволяет проводить измерения кадрами 20 на 20 метров вдоль орбиты каждый 100 км., используется для оперативного мониторинга открытого океана [13].

Группировка спутников серии Канопус-В состоит из 7 ИСЗ с периодом обращения около 5 суток. ИСЗ оборудован панхроматической камерой со спектральным диапазоном 0,46 – 0,85 мкм, полосой захвата 20 – 23 км, максимальным разрешением 2,1 м и площадью снимка 43,5 км^2 (за 6 кадров); мультиспектральной камерой (синий 0,46 – 0,52 мкм, зеленый 0,52 – 0,60 мкм, красный 0,63 – 0,69 мкм, БИК 0,75 – 0,86 мкм), полосой захвата 20 – 23 км, максимальным пространственным разрешением 10 – 10,5 км и площадью снимка 195 км^2 [14].

Для просмотра и обработки ДДЗ использовалась библиотека GeoTools, позволяющая работать с файлами типа *.geoTIFF. Была разработана программа для создания экземпляра класса типа Map с наложением на него нескольких слоёв – спутникового изображения и полезной геометрии (*.shp). Ниже представлены результаты работы программы с ДДЗ в радио и оптическом диапазонах (рис. 2).

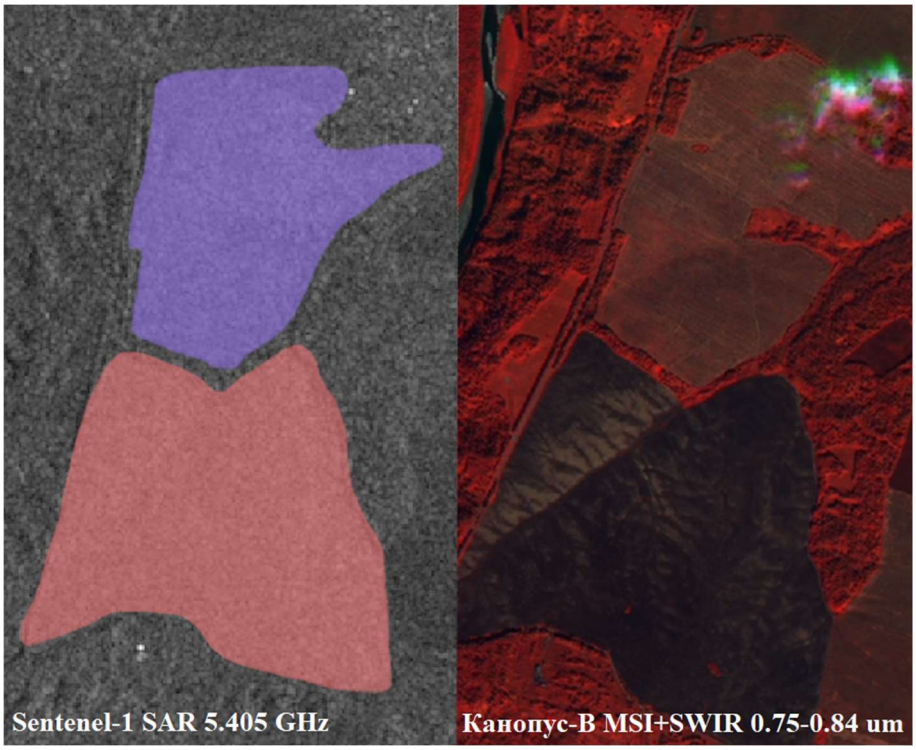


рис. 2 Спутниковые снимки тестового поля в радиодиапазоне (слева) – красным и синим выделены участки поля, в оптическом диапазоне (справа) – вместо красного диапазона на снимке использован БИК

Снимок в радиодиапазоне визуально не представляет наглядно распределение влажности на поле, однако снимок с ИСЗ Канопус-В в БИК диапазоне наглядно показывает распределение температуры поверхностных

слоев. На снимке видно, что крона и трава зеленого цвета сильно выделены в БИК, потому что имеют высокий коэффициент отражения, однако поля выглядят темнее кроны и отражают действительное значение температуры.

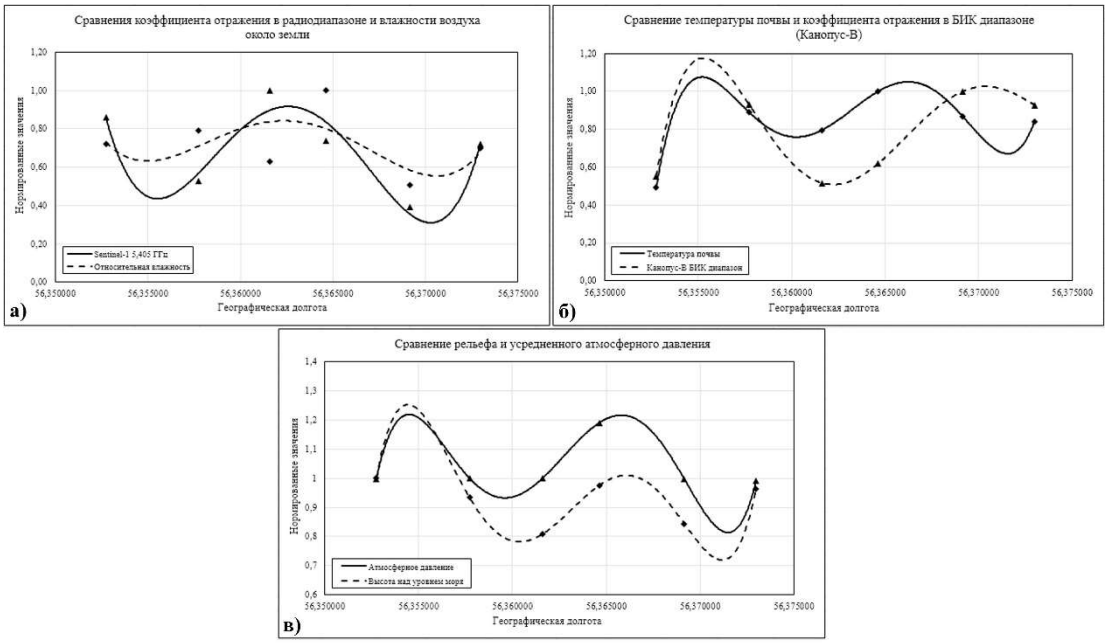


рис. 3 Графики сравнения наземных измерений с ДДЗ: а) сравнение данных радара 5,405 ГГц и относительной влажности, б) сравнение данных камеры БИК диапазона с температурой почвы, в) сравнение рельефа местности с усредненным атмосферным давлением

Был проведен сравнительный анализ ДДЗ и почвенно-климатических параметров собранных наземной системой мониторинга. На рисунке 3а представлены результаты сравнения коэффициента отражения радара 5,405 ГГц ИСЗ Sentinel-1 и показателей относительной влажности воздуха вблизи поверхности земли. Подобные графики были построены для сравнения температуры почвы и показаний коэффициента отражения в БИК диапазоне (рис. 3б) и показаний атмосферного давления с рельефом поверхности (рис. 3в). Значения на графиках интерполированы полиномом 4-ой степени и прослеживается соответствие динамики изменений показаний в пространстве.

3. Результаты и выводы

Было показано, что возможно применять ДДЗ в совокупности с данными мониторинга наземной системы и применять такой способ в сельском хозяйстве для оценки относительной влажности, температуры почвы и оценки индекса NDVI.

Большой объем данных полученных в результате полугодового мониторинга наземной системой необходимо более тщательно сравнить со спутниковыми снимками различных аппаратов, как отечественных, так и зарубежных. В ходе работы было показано, что показания наземной системы мониторинга и ДДЗ коррелируют и могут быть использованы для интерполяции и экстраполяции наземных измерений, однако ДДЗ требуют валидации и корректировки. В дальнейшем необходимо усовершенствовать и расширить систему наземного мониторинга для обеспечения бесперебойной работы в течении года, оптимизировать и автоматизировать процесс получения и обработки ДДЗ, а также расширить инструментарий их анализа. Также необходимо провести статистический анализ ДДЗ и наземных данных.

Данное исследование было поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, проект № 0721-2020-0038.

Список литературы:

[1] Искусственные спутники Земли [Электронный ресурс] – URL: https://ru.wikipedia.org/wiki/Искусственный_спутник_Земли (дата обращения: 13.11.2023).

[2] Дистанционное зондирование Земли [Электронный ресурс] – URL: https://www.roscosmos.ru/24707 (дата обращения: 13.11.2023).

[3] Aschbacher J. The European Earth monitoring (GMES) program: Status and perspectives. / Aschbacher J., Milagro-Perez M. // Remote Sensing of Environment – 2012. – T. 120 – C. 3-8.

[4] Putman W. Cloud-system resolving simulations with the NASA Goddard Earth Observing System global atmospheric model (GEOS-5) / Putman W., Suarez M. // Geophysical Research Letters – 2011. – T. 16 – C. 38.

[5] Li K. Object detection in optical remote sensing images: A survey and a new benchmark / Li K., Wan G., Cheng G. // ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing – 2020 – T. 159 – C. 296-307.
[6] Сутырина Е.Н. Дистанционное зондирования Земли: учебное пособие / Изд-во ИГУ, 2013. С. 165.
[7] Wulder M. A. Augmenting Landsat time series with Harmonized Landsat Sentinel-2 data products: Assessment of spectral correspondence / Wulder M. A., Hermosilla T., White J. C. // Science of Remote Sensing – 2021 – T. 4 – C. 100031.
[8] Radocaj D. Global open data remote sensing satellite missions for land monitoring and conservation: A review / Radočaj D., Obhodas J., Jurisic M. // Land. MDPI AG – 2020.
[9] Wang Y. Remote sensing applications in monitoring of protected areas / Wang Y., Lu Z., Sheng Y. // Remote Sensing. MDPI AG – 2020.
[10] Yuzhakov M.S. Hardware and Software Complex for Monitoring Soil and Climatic Parameters / Yuzhakov M.S., Filchenko D.I., Berzin A.K. // XV International Scientific-Technical Conference on Actual Problems Of Electronic Instrument Engineering (APEIE) – 2021 – C. 483-488.
[11] Copernicus Open Access Hub [Электронный ресурс] – URL: https://scihub.copernicus.eu/dhus/#/home (дата обращения: 13.11.2023).
[12] Геопортал данных дистанционного зондирования Роскосмоса [Электронный ресурс] – URL: https://next.gptl.ru (дата обращения: 13.11.2023).
[13] European Space Agency Sentinel Online [Электронный ресурс] – URL: https://sentinel.esa.int/web/sentinel/missions/sentinel-1 (дата обращения: 13.11.2023).
[14] Космический комплекс «Канопус-В» [Электронный ресурс] – URL: https://www.roscosmos.ru/24985/ (дата обращения: 13.11.2023).

Радиоэлектроника и электродинамика СВЧ, КВЧ и ГВЧ

АПР 2023
26-29 сентября 2023
Томск, Россия

Исследование малых рассеивателей резонаторным методом в субтерагерцовом диапазоне частот

Шаншо Ахмад
Дорофеев Игорь Олегович, Дунаевский Григорий Ефимович, Емельянов Евгений Витальевич
Томский государственный университет (ТГУ)
E-mail: ahmadsho1@gmail.com

В последнее время возрос интерес к композиционным материалам, которые представляют собой материалы, обладающие электрическими свойствами, не существующими в природе. Эти материалы часто состоят из небольших фрагментов материалов, обладающих различными электрическими или магнитными характеристиками. Эти мелкие фрагменты могут иметь сферическую, нитевидную или дискообразную форму [1]. Для изучения этих материалов необходимо найти способ измерения свойств мелких фрагментов, из которых они состоят. Открытые квазиоптические резонаторы являются перспективным методом проведения таких измерений в миллиметровом диапазоне волн [2]. Учитывая, что мелкие фрагменты, входящие в состав композиционных материалов, имеют сферическую форму, электрические характеристики небольших шариков (диаметром много меньше длины волны) с использованием открытых резонаторов изучались во многих работах [3]. С другой стороны, микропровода также используются в различных материалах [4]. В [5] была предложена математическая модель для прогнозирования сдвига частоты, вызванного введением короткого отрезка микропровода в открытый резонатор, и проведено экспериментальное исследование в диапазоне частот 8-12 ГГц. Однако из-за жестких требований к измерениям миллиметровых волн в отношении чувствительности генератора частоты и детектора мощности модель не была проверена на более высоких частотах. Эти требования включают источник частоты высокой мощности, который можно перестраивать с небольшим шагом и который имеет чистый спектр паразитных гармоник, чтобы отличить основную резонансную моду от других мод.

Сдвиг частоты для открытого резонатора с отрезком тонкого проводника можно рассчитать по формуле

$$\delta f = \mathrm{Re}[\Delta f] = -\frac{f}{\pi \ln(r/l) k_1 k_2 \varepsilon_0 w_0 L} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\cos(k_1 l/2) - \cos(k_2 y)}{\cos(k_2 l/2) + P_L^y / 2\ln(r/l)} dy, \qquad (4)$$

где:

E_0 - напряженность электрического поля собственных колебаний резонатора; $w_0 = \sqrt{\frac{cL}{2\pi f}} \sqrt[4]{\frac{2R}{L} - 1}$, - радиус пучка основной моды в центре резонатора; c - скорость света; L - расстояние между зеркалами открытого резонатора, R - радиус вогнутости отражателей.

В этой работе представлен гибридный синтезатор частоты на основе диода Ганна. Введена и экспериментально подтверждена математическая модель открытого резонатора с микропроводом малого диаметра с использованием конкретной измерительной установки. Измерительная установка состоит из гибридного синтезатора частоты на основе диода Ганна, который используется для возбуждения резонатора, квазиоптического открытого резонатора (QOR), детектора на основе диода Шоттки и осциллографа.

Для проверки модели сдвига частоты, представленной (1), сдвиг резонансной частоты, вносимый тремя микропроводами разной длины и диаметром 15 микрон, был измерен 6 раз. Сдвиг резонансной частоты, заданный выражением (1), был рассчитан с помощью Mathcad, и результаты показаны на (*Puc.1*) в дополнение к среднему результату измерений. Результаты показывают небольшую ошибку по сравнению с математической моделью. Это могло произойти из-за неправильного размещения образца или из-за чувствительности детектора.

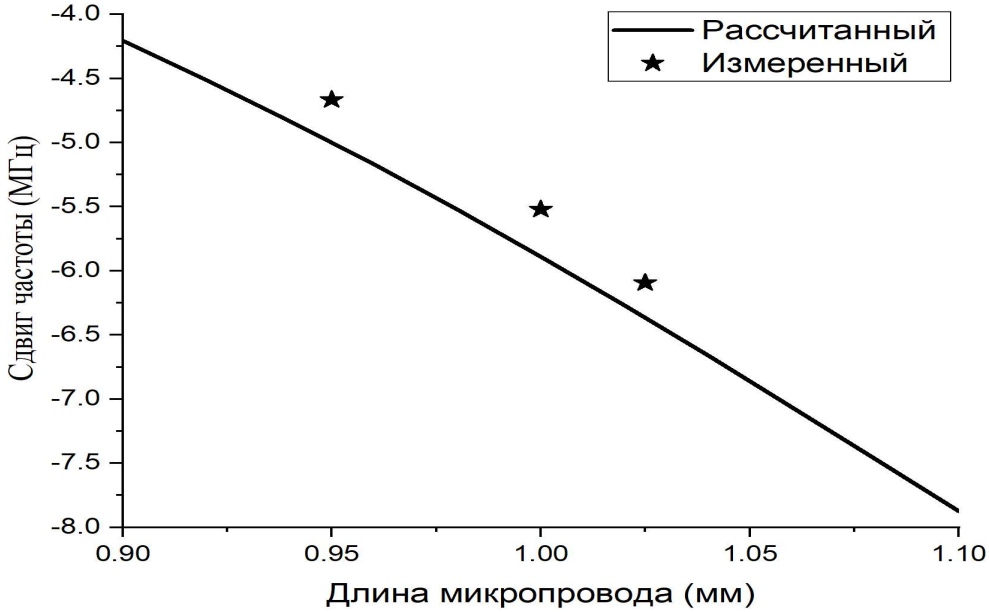


Рис.1 Измеренный и рассчитанный сдвиг резонансной частоты в зависимости от длины отрезка микропровода.

Таким образом, открытый резонатор можно использовать для исследования малых образцов в диапазоне частот W-диапазона. Высокая выходная мощность и высокое частотное разрешение разработанной измерительной системы позволяют использовать резонаторы для регистрации очень малых изменений резонансной частоты. Эксперимент на образцах микропровода показал хорошее согласие с математической моделью открытого резонатора с тонкими цилиндрами.

Список публикаций:

[1] К вопросу о резонаторных измерениях поляризуемости малых компонентов композиционных материалов / А. Шаншо, И. О. Дорофеев, Г. Е. Дунаевский, Е. В. Емельянов // Известия вузов. Физика. – 2023. – Т. 66, № 5(786). – С. 5-13.

[2] Cullen A. L., Kumar A. The absolute determination of extinction cross-sections by the use of an open resonator //Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences. – 1970. – Т. 315. – №. 1521. – С. 217-230.

[3] Kuznetsov V. L. et al. Investigation of electromagnetic properties of MWCNT aerogels produced via catalytic ethylene decomposition //physica status solidi (b). – 2015. – Т. 252. – №. 11. – С. 2519-2523.

[4] Panina L. V. et al. Magnetic field effects in artificial dielectrics with arrays of magnetic wires at microwaves //Journal of Applied Physics. – 2011. – Т. 109. – №. 5.

[5] Dorofeev I. O., Dunaevskii G. E. Resonance characteristics for microwire pieces as elements of composite materials //Russian Physics Journal. – 2017. – Т. 59. – С. 2080-2086.

Метод восстановления объектных изображений непрерывной волновой терагерцовой голографии для задач дефектоскопии композитов

Перевалов Александр Вячеславович

Бердюгин Александр Игоревич, Бадьин Александр Владимирович, Дорожкин Кирилл Валерьевич, Минин Илья Николаевич, Черкашин Михаил Анатольевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

E-mail: a.v.perevalov@mail.ru

Сегодня применение композитов охватывает следующие отрасли: авиастроение, ракетостроение, судостроение и др. Например, использование композиционных материалов в архитектуре позволяет повысить коррозионную стойкость и надежность создаваемых конструкций с уменьшением тепловых потерь и образования трещин от температурных отклонений [1]. Кроме того, они считаются экологически безопасными, а их применение в промышленности способствует рациональному использованию ресурсов.

Технический прогресс привел к бурному развитию аддитивных технологий. Подходы 3D-печати позволили усовершенствовать технологические процессы и изменить сферы производства, создав новые продукты и рынки. Согласно отчету, опубликованному в 2020 году компанией Fortune Business Insights [2], прогнозируется, что к 2026 году объем мирового рынка аддитивного производства вырастет до 51,77 млрд. долл. Наблюдается тенденция использования аддитивных технологий печати для разработки материалов, получающих часть свойств за счет своей структуры, а не за счет внутренних компонентов. Их называют механическими метаматериалами, представляющими собой сверхлегкие, сверхэластичные и ауксетичные структуры. Перспективным является их применение в качестве механических метабиоматериалов для органов в тканевой инженерии и регенеративной медицине: сверхэластичные кожные ткани, ауксетичные суставные хрящи и прочные костные ткани [3]. Необходимая сложность изготовления структур наиболее распространенным методом послойного осаждения (FDM) сопровождается появлением дефектов, что снижает механические характеристики и функциональные свойства изделий [4]. Диагностика дефектов в условиях индивидуального промышленного производства может иметь решающее значение для обеспечения безопасности и позволит снизить потребность в тестировании пробных партий. Кроме того, важно, чтобы материалы основы для печати обладали физико-химическими свойствами с набором функциональных характеристик, обеспечивающих возможности, характерные для датчиков или устройств, способных контролировать излучение. Особое значение при аддитивном производстве функциональных материалов имеют электрофизические параметры и однородность их распределения по образцу. Как правило, неоднородности (агломераты, включения) располагаются в объеме материала хаотично, что приводит к недостоверности результатов визуализации, полученных классическими методами регистрации амплитуд. Следовательно, для достижения наиболее достоверной визуализации внутренней структуры (распределения электрофизических параметров) аддитивно созданного материала необходимо регистрировать его фаза-контрастное изображение.

Наиболее подходящими для визуализации оптически непрозрачных объектов без использования ионизирующего излучения являются методы непрерывной ТГц визуализации, основанные на регистрации интенсивности прошедшего (отраженного) излучения матрицей или точечным детектором, перемещающимся в двумерной плоскости. Например, в работах [5, 6] описаны сканирующие установки для радиоволновой дефектоскопии в ТГц-диапазоне частот. При этом регистрируемое распределение интенсивности не позволяет получить информацию о трехмерной структуре объекта. Существуют фаза-контрастные методы визуализации, основанные на регистрации и обработке интерференционной картины [7]. Они позволяют восстановить двумерное распределение амплитуды и фазы напряженности электрического поля на заданном расстоянии, в частности в плоскости объекта, что позволяет обнаружить в нем неоднородности или дефекты. К ним относятся голография, используемая для получения полного изображения образца в реальном времени [8], и птихография, применяемая для последовательного сканирования больших объектов [9]. Целью данной работы является восстановление изображения объекта по изображению, полученному методом непрерывной ТГц-голографии.

Численный расчёт двумерного распределения амплитуды напряженности электрического поля (далее распределение поля) для получения ТГц изображения объекта производился методом ASM (angular spectrum method). Метод восстановления объектных изображений основан на численном решении дифракционного интеграла Кирхгофа в приближениях Френеля [10]. Он даёт возможность численно рассчитать распределение поля на заданном удалении l от плоскости голограммы (*рис.1в*). Реализация ASM с применением быстрого преобразования Фурье (БПФ) позволяет производить вычисление в реальном масштабе времени. Из рассчитанного таким образом значения свёртки в заданной точке можно извлечь информацию об амплитуде (как модуль комплексного числа) и фазе (как аргумент комплексного числа) волны в данной точке.

Для демонстрации метода было использовано численное электродинамическое моделирование (ЭДМ) в программе CST MicroWave Studio (MWS). В ней реализован метод конечных разностей во временной области (FTDT) [11], который позволяет вычислить комплексную амплитуду напряжённости электрического поля в

точках моделируемого пространства. Собранная в MWS модель показана на *рис.1а* (расчёт проводится для частоты f = 200 ГГц). Она представляет из себя осевую схему получения голографических изображений, в которой в качестве источника опорной волны выступает рупорная антенна 1 и выполненная из полиэтилена линза (коллимирующая плосковыпуклая либо собирающая двояковыпуклая) с фокусным расстоянием 120 мм. Преломлённое излучение попадает на объект 3 (*рис.1г*), выполненный из тонкой проводящей плёнки, и в точках плоскости 4 с равномерным шагом 0,05 мм фиксируется интерференционная картина в виде двумерного распределения амплитуды поля. Вычисление голограммы проводилось для обоих типов линз.

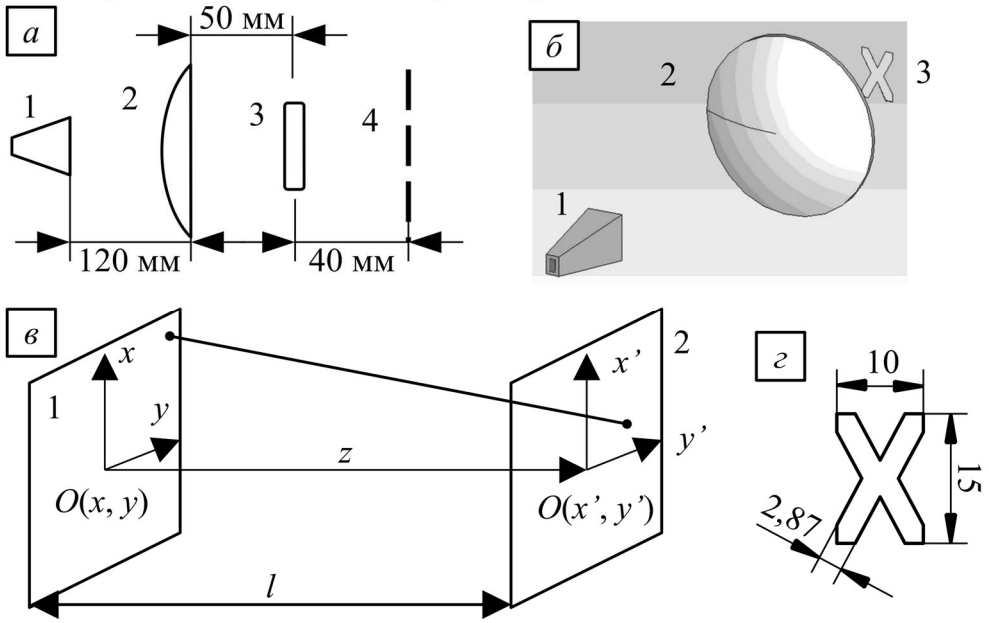


рис.1 Элементы модели регистрации голограммы а-б, образец в. Схема восстановления изображения объекта г (1 - плоскость голограммы, 2 - плоскость объекта)

После вычисления ТГц голограммы были восстановлены двумерные распределения поля для l=40 мм, при данном параметре объект не был обнаружен. Путём перебора значений l в диапазоне от 3 мм до 5 мм были получены наиболее контрастные изображения образца при l=34,5 мм для плосковыпуклой и двояковыпуклой линз (*рис.2а* и *2в* соответственно). Стоит заметить, найденный параметр l совпадает для обеих линз, но не соответствует действительному расстоянию до объекта (на 13,75% меньше). Было выдвинуто предположение, что источник излучения отстоит от линзы на расстоянии больше фокусного и волновой фронт в плоскости голограммы не является плоским. Для его подтверждения была рассчитана голограмма при смещения рупорной антенны на 15 мм в право с использованием плосковыпуклой линзы. Наиболее контрастное изображение восстановлено при l=36,3 мм (*рис.2д,е*). Это значение параметра на 9,25% меньше действительного.

На Fig. *рис.2а, в, д* чётко различимы изображения объектов, при этом только распределения фазы *рис.2г* и *рис.2е* передают его форму. На *рис.2а*, *в*, *д* указаны полученные при помощи амплитудного распределения оценки размеров образца. Можно заметить, горизонтальный размер на всех объектных изображениях был оценён одинаково (8,4 мм с ошибкой 16%), вертикальный размер менее точно был передан изображением, полученным в схеме с двояковыпуклой линзой (12,9 с ошибкой 14%). На обоих изображениях, полученных в схеме с плосковыпуклой линзой вертикальный размер был передан с ошибкой не менее 12%.

Таким образом, метод АСМ был применен для получения ТГц-изображений объектов. С его помощью удалось восстановить распределения амплитуды и фазы ЭМ-волны в плоскости образца (*рис.2*) из голограмм, рассчитанных методом FDTD.

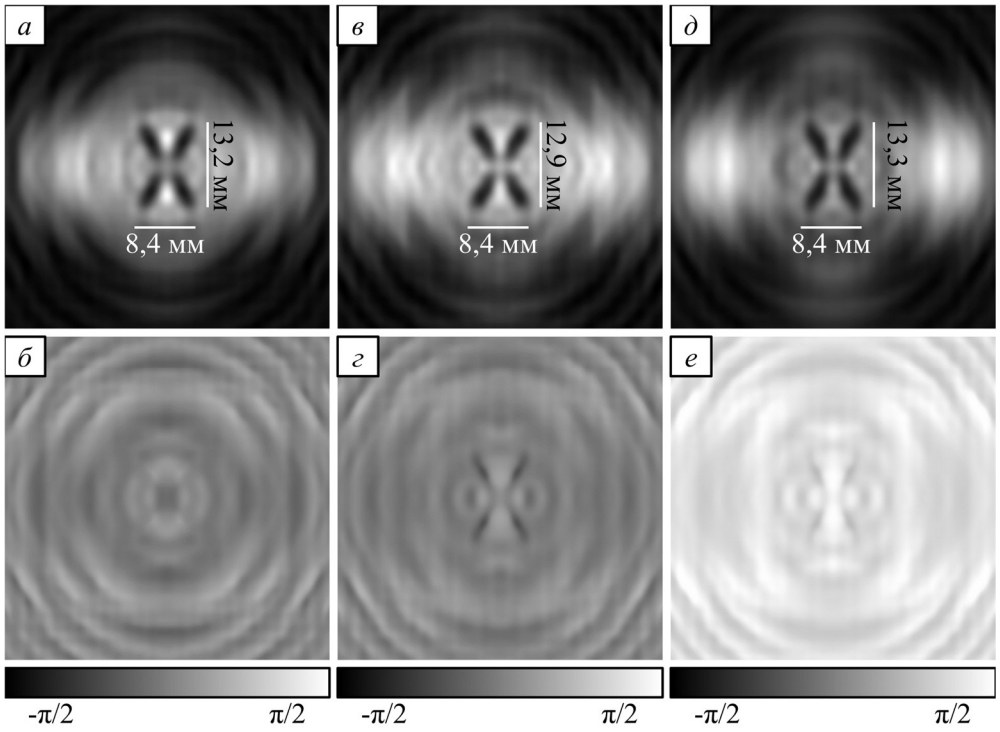


рис.2 Восстановленные распределения амплитуды и фазы поля для плосковыпуклой и двояковыпуклой линз при l=34,5 мм (а, б) и (в, г) соответственно и распределения амплитуды и фазы поля для изменённого расстояния между источником и линзой (д, е)

Используя модель установки для терагерцовой голографической визуализации в схемах с плосковыпуклыми и двояковыпуклыми линзами (*рис.1б*), удалось восстановить изображение объекта с погрешностью 13,75% при определении расстояния до него. Ошибка в оценке размера образца составила 16% (горизонтальный размер) и 12% (вертикальный размер) для первой схемы и 16% (горизонтальный размер) и 14% (вертикальный размер) для второй схемы. После уменьшения расстояния между источником ТГц-излучения и объективом до 105 мм в схеме с плосковыпуклой линзой ошибка в определении расстояния до объекта уменьшилась на 4,5%, а ошибка в передаче его геометрии осталась.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 23-29-00895.

Список публикаций:

[1]. Kuzina E., Cherkas A., Rimshin V. Technical aspects of using composite materials for strengthening constructions //IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – IOP Publishing, 2018. – Т. 365. – №. 3. – С. 032053.

[2] Industrial 3D Printing Market Size, Share & Covid-19 Impact Analysis. Fortune Business Insights. 2020. P. 160.

[3] Dogan E. et al. 3D Printing metamaterials towards tissue engineering //Applied materials today. – 2020. – Т. 20. – С. 100752.

[4] Wickramasinghe S., Do T., Tran P. FDM-based 3D printing of polymer and associated composite: A review on mechanical properties, defects and treatments // Polymers. 2020. Vol. 12. No. 7. P. 1529.

[5] Владимиров В. М., Реушев М. Ю., Никитин С. Л., Давлетшин Н. Н. Сканер для безконтактной дефектоскопии материалов в ТГЦ диапазоне // Международный научно-исследовательский журнал. 2019. № 9-1(87). С. 56-61.

[6] Zhakupov S. N., Badin A. V., Berdugin A. I. Automated Quasioptical System for EHF Imaging of Heterogeneous Materials with Subwavelength Resolution //2019 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON). – IEEE, 2019. – P. 1-4.

[7] Wang D. et al. Continuous-wave terahertz phase-contrast imaging //Unconventional Optical Imaging. – SPIE, 2018. – Т. 10677. – С. 358-364.

[8] Huang H., Wang D., Li W., Rong L., Taylor Z. D., Deng Q., Li B., Wang Y, Wu W., Panezai S. Continuous-wave terahertz multi-plane in-line digital holography // Optics and Lasers in Engineering, 2017. Vol. 94. pp. 76-81.

[9] Jian F., Peng L. A general phase retrieval algorithm based on a ptychographical iterative engine for coherent diffractive imaging //Chinese Physics B. – 2013. – Т. 22. – No. 1. – С. 014204.

[10] Schnars U., Falldorf C., Watson J., Jüptner W. Digital holography and wavefront sensing. Principles, Techniques and Applications. Springer, 2015. P. 233.

[11] Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1966. Vol.14, No. 3. pp. 302-307.

Моделирование и создание прототипов СВЧ-полосковых устройств по аддитивной технологии

Присекин Роман Викторович1,
Доценко Ольга Александровна[1,2]
1- Томский государственный университет, 2- Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
E-mail: roman.prisekin2000@mail.ru

Аннотация: В статье приведены результаты моделирования микрополоскового резонатора с рабочим диапазоном частот 3-4 ГГц. Численная модель использовалась для создания прототипов устройства гибридным способом и с использованием гальванической установки. Результаты измерений матрицы рассеяния прототипов показали частичное соответствие матрице рассеяния численной модели.

Ключевые слова: аддитивные технологии, микрополосковые резонаторы, матрица рассеяния, диэлектрическая проницаемость, ABS пластик, входной импеданс.

В последнее время во всем мире широко развивается технология 3D печати. Аддитивное производство предлагает уникальные возможности и в электронике. Способность комбинировать несколько материалов в одном элементе печати очень полезна в этой отрасли. Технологии 3D-печати стали намного доступнее и проще, чем были раньше. Это позволяет значительно ускорить создание прототипов, что может сократить время выполнения заказа, затраты и ошибки, которые нарушают производственный процесс. Имеются публикации о печати радиоэлектронных устройств. Как правило, это объемные волноведущие системы и полосковые устройства (линии передачи и фильтры). [1-4] Поиск новых путей создания волноведущих систем позволит дополнить информацию о возможных способах построения СВЧ элементов.

Цель работы – изготовление прототипа микрополоскового резонатора на основе общедоступных материалов для 3D печати

На первом этапе работы в программе CST Microwave Studio была собрана 3D-модель микрополоскового резонатора *(рис. 1).* Её геометрические размеры: длина l = 30 мм; ширина проводящей линии W = 4 мм; высота диэлектрического слоя H = 1,35 мм. Параметры были подобраны таким образом, чтобы резонансная частота $f_{рез}$ оказалась в диапазоне 3 – 4 ГГц.

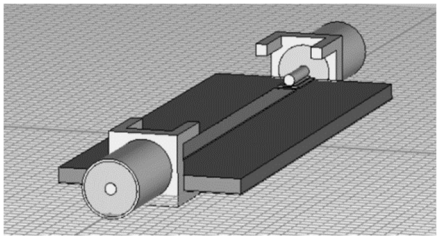


рис. 1. Модель микрополоскового резонатора с подключенными SMA-коннекторами

Для модели микрополоскового резонатора были рассчитаны эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{эфф}$ и входной импеданс V по формулам [5]:

$$\varepsilon_{эфф} = \frac{(\varepsilon+1)}{2} + \frac{V(\varepsilon-1)}{2}, \quad (1)$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{12H}{W}}} \quad . \quad (2)$$

Рассчитанные по формулам (1) и (2) значения параметров равны $\varepsilon_{эфф} = 2{,}08$ отн. ед. и $V = 48{,}86$ Ом.

Для изготовления прототипа модель экспортировалась в программу КОМПАС-3D в виде файла формата STL. Диэлектрическая подложка полностью распечатывалась на 3D-принтере экструзионным методом из ABS пластика. После этого полученная подложка подготавливалась к нанесению медной фольги. Для этого производилась шлифовка и полировка диэлектрической подложки наждачной бумагой с малой степенью зернистости, а затем – обезжиривание этиловым спиртом. На одной поверхности подложки металлизация представляет собой проводящую полосу из медной фольги, а на другой – полностью покрывает всю поверхность и является экраном. В качестве клея использовалась термостойкая эпоксидная смола. Полученная структура удерживалась прессом силой 15 Н в течении 24 часов при комнатной температуре (20 – 25 °C) и нормальном давлении (~760 мм. рт. ст.).

Измерения проводились на слабой связи для лучшего определения собственных параметров прототипа. Результаты измерений S параметров приведены на *рис. 2.* Из рис. 2 видно, что геометрия прототипа сохранена точно, о чем свидетельствует одинаковая резонансная частота модели и прототипа, равная 3.5 ГГц. Рассчитанные добротности модели и прототипа резонатора равны $Q_{\text{м}} = 36{,}2$ и $Q_{\text{п}} = 16{,}57$ т.е. добротность прототипа приблизительно в два раза меньше, чем добротность модели.

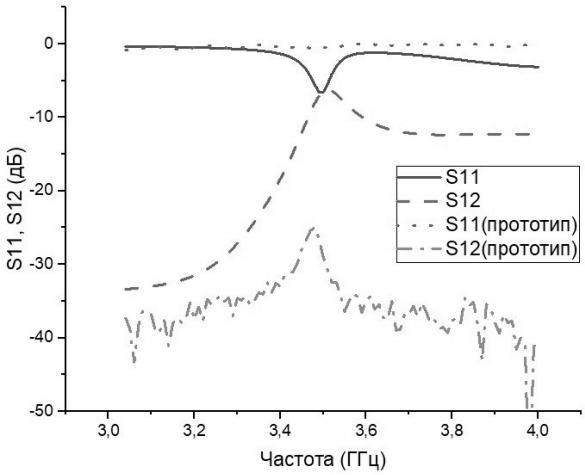


рис. 2. S-параметры модели и прототипа

Также наблюдается ослабление мощности сигнала. Предполагается, что это может быть связано с неоднородностью внутренней структуры диэлектрика, возникшей в процессе печати, а также тем, что значительное влияние могли оказать потери в буферном диэлектрическом слое, состоящем из ABS пластика и эпоксидной смолы в процессе сборки устройства.

Для устранения вышеперечисленных недостатков было принято решение изменить материал буферного слоя и использовать методы гальваники для металлизации печатных диэлектрических подложек, поскольку уже известно, что данные методы можно использовать при создании полосковых структур, показывающих высокое соответствие численной модели. [6]

В качестве материалов для создания буферного слоя были использованы следующие проводящие аэрозоли: а) SUPER SHIELD SILVER COATED COPPER CONDUCTIVE COATING AEROSOL 843AR-340G от компании «MG Chemicals»; б) Electrically Conductive Coating CRC Kontakt Chemie GRP33-200 от компании CRC Industries.

Аэрозольное покрытие наносилось на диэлектрики в несколько слоёв с определённым временным промежутком для застывания распылённого слоя – это позволило уменьшить поверхностное сопротивление: оно составило $\rho = 0{,}001$ Ом·м после измерений токоведущих полосок образцов резонаторов с помощью мультиметра.

Образцы резонаторов, покрытые буферным проводящим слоем с помощью аэрозоля, полностью погружались в электролит и на них осаждались частицы меди. Использование магнитной мешалки MSH-2 с подогревом позволяло ускорить процесс гальванизации и обеспечить равномерное осаждение ионов меди на буферный слой. Фотографии образцов, прошедших гальваническую обработку, приведены на *рис. 3.* Из *рис. 3.* видно, что осаждение меди на всех образцах происходит равномерно, роста электрокристаллизации на отдельных участках не наблюдалось.

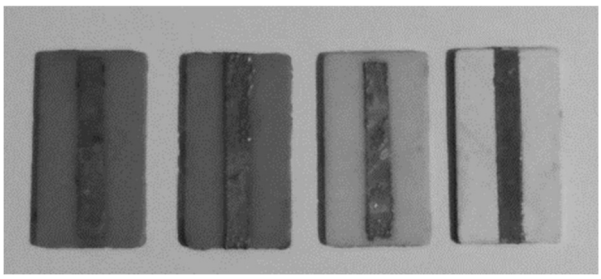


рис. 3 Образцы металлизированных резонаторов

Подключение к изготовленным прототипам осуществлялось путём припаивания к коаксиальным линиям проводящих полосок из меди так, чтобы при взаимодействии с образцом они образовывали планарные конденсаторы и создавалась разность потенциалов на концах резонатора. Измерения проводились аналогично

предыдущему эксперименту на слабой связи для лучшего определения собственных параметров. Результаты измерений S параметров приведены на *рис. 4*.

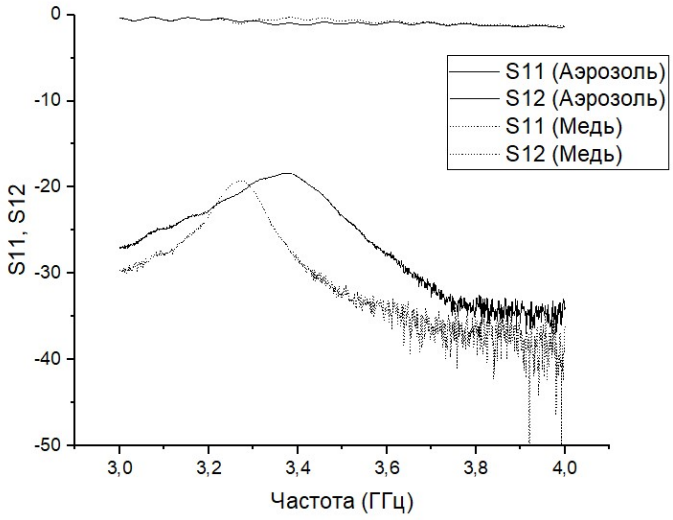


рис. 4 S-параметры прототипов резонаторов, один из которых был получен при использовании гальваники, а второй - при напылении проводящей аэрозольной краски

Из *рис. 4* видно, что резонансные частоты смещены на 0,15 ГГц. Это можно объяснить тем, что в процессе измерений использовались резонаторы с разной длиной проводящей полосы, что напрямую влияет на смещение частоты резонанса, а также возникновением дополнительной кристаллизации медного слоя на торцах буферного слоя проводящей полосы. Добротности прототипов составили $Q_{\text{Медь}} = 35{,}5$ и $Q_{\text{Аэрозоль}} = 16{,}2$

Измерения полученных образцов показывают, что методы гальванизации позволяют получить резонаторы с более лучшими характеристиками, соответствующими численной модели, однако требуется доработка технологии печати диэлектрических подложек для усиления сигнала по мощности.

Список публикаций:

[1] Харалгин С.В., Куликов Г.В., Котельников А.Б., Снастин М.В., Добычина Е.М. // Прототипирование СВЧ-устройств с заданными электродинамическими характеристиками по технологии аддитивной 3D-печати: Российский технологический журнал – 2019. – №1. – С. 80–102.

[2] Татаренко А.С., Бичурин М.И., Филиппов А.В., Сринивасан Г. // СВЧ фазовращатель на основе феррит-пьезоэлектрических композиционных материалов: Вестник Новгородского государственного университета. – 2004. – №28. – С. 156–158.

[3] Irene O. Saracho-Pantoja, José R. Montejo-Garai, Jorge A. Ruiz-Cruz, Jesús M. // Rebollar: Additive Manufacturing of 3D Printed Microwave Passive Component: Emerging Microwave Technologies in Agricultural Medical and Food Processing. Chapter 6. – 2018. – P. 93 - 123.

[4] Héctor García-Martínez, Ernesto Ávila-Navarro, Germán Torregrosa-Penalva, Alberto Rodríguez-Martínez, Carolina Blanco-Angulo, Miguel A. de la Casa-Lillo // Low-Cost Additive Manufacturing Techniques Applied to the Design of Planar Microwave Circuits by Fused Deposition Modeling: Polymers. – 2020. – 12(9).

[5] Беляев Б.А., Сержантов А.М., Ходенков С.А. // Параметрический синтез лестничного микрополоскового фильтра по заданной амплитудно-частотной характеристике: метод. указания к выполнению лабораторной работы по курсу «радиотехника» для студентов направления 210400 «телекоммуникации» и 210300 «радиотехника» очной формы обучения: Красноярск: Сиб. гос. Аэрокосмич. ун-т., – 2010. – 44 с.

[6] Germán Torregrosa-Penalva, Héctor García-Martínez, Ángela E. Ortega-Argüello, Alberto Rodríguez-Martínez, Arnau Busqué-Nadal, Ernesto Ávila-Navarro // Implementation of Microwave Circuits Using Stereolithography: Polymers. – 2022. – 14. – 1612.

Полосковый элемент антенной решетки на основе импедансной структуры

Геворкян А. В.
Южный федеральный университет
E-mail: gevorkyan.scp@yandex.ru

1. Введение

В настоящее время импедансные структуры находят широкое применение при разработке антенн [1]–[3]. Зачастую, они использоваться для улучшения согласования антенн, уменьшения их размеров или понижения рабочих частот без изменения размеров. Отдельно выделяют высокоимпедансные структуры (поверхности), которые используются для уменьшения высоты антенны (создания низкопрофильности). В данной работе рассматривается элемент антенной решетки, который изначально является низкопрофильным. Целью же работы являлась разработка импедансной структуры, которая позволяет одновременно понизить рабочую полосу частот элемента антенной решетки и улучшить его согласование с линией питания по уровню КСВН ≤ 3.

2. Конструкция

На *рис. 1* приведена конструкция 3D модели разработанного элемента антенной решетки в виде полосковой антенны на тонкой диэлектрической подложке. На *рис. 2* приведена конструкция 3D модели этого же элемента антенной решетки, но уже с использованием импедансной структуры (многослойной подложки и тонких металлических вставок цилиндрической формы на верхней подложке). В обоих случая размеры излучающего полоска и положение точки питания одинаковое. Одинаковы также поперечные размеры (20 мм х20 мм) и высота, которая равна 2 мм.

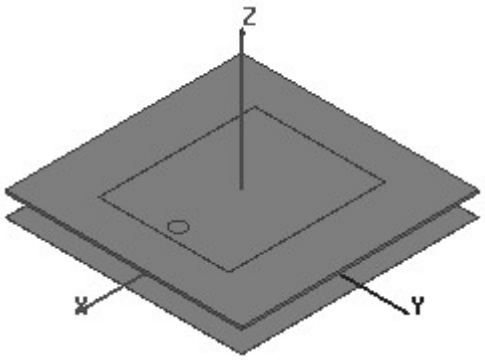


Рис.1 Конструкция элемента антенной решетки.

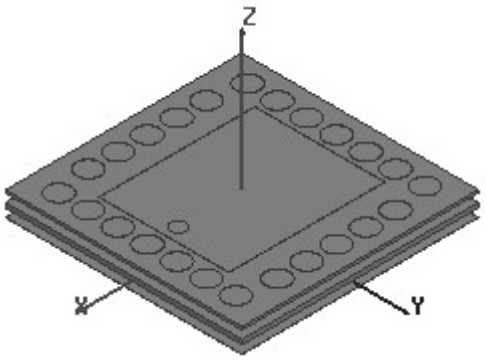


Рис.2 Конструкция элемента антенной решетки с импедансной структурой.

3. Характеристики и их анализ

На *рис. 3–4* приведены частотные характеристики КСВН, соответственно, исходного элемента антенной решетки и с импедансной структурой. Характеристики приводятся для углов сканирования в Е-плоскости, равных 0 и 30°.

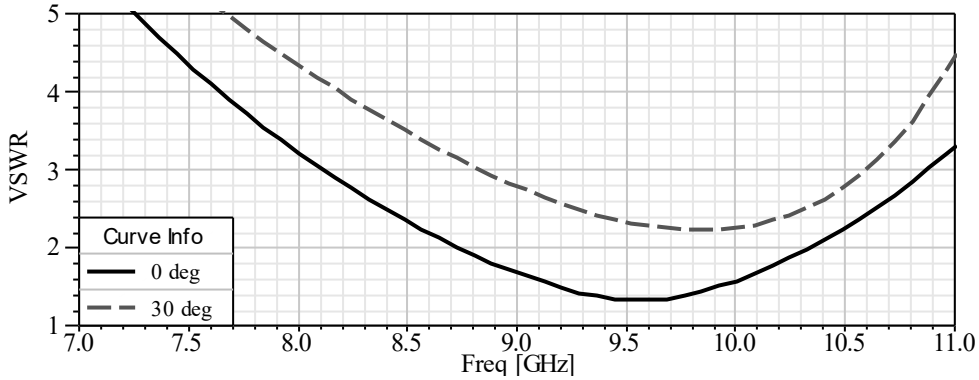


Рис.3 Частотная характеристика КСВН элемента антенной решетки.

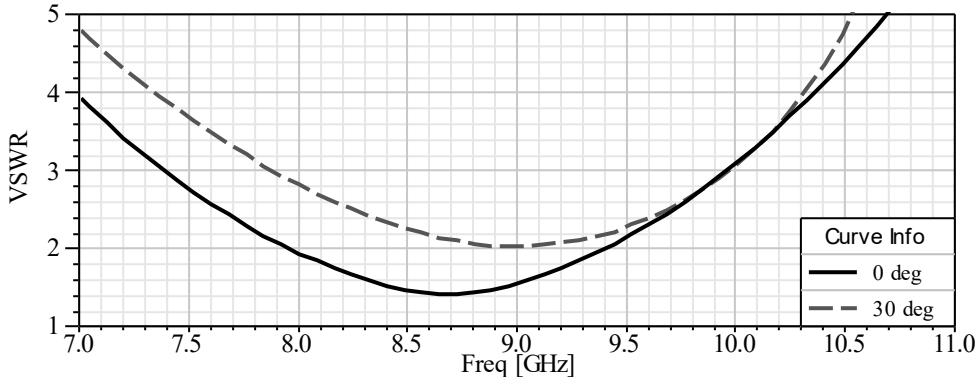


Рис.4 Частотная характеристика КСВН элемента антенной решетки с импедансной структурой.

Из *рис. 3* видно, что рабочая полоса частот элемента антенной решетки без сканирования находится в диапазоне от 8,109 до 10,870 ГГц. При угле сканирования 30°, рабочая полоса частот уменьшается и находится в диапазоне от 8,822 до 10,588 ГГц (20,02 % относительно 10,588 ГГц).

Сравнение рисунков *рис. 3* и *рис. 4* показывает, что переход к использованию многослойной подложки с импедансной структурой приводит к смещению рабочей полосы в область меньших частот. Если раньше нижняя рабочая частота при отсутствии сканирования была равна 8,109 ГГц, то теперь она равна 7,390 ГГц (уменьшилась на 8,9 %). Частота, на которой значение КСВН является минимальным, изменилась с 9,520 до 8,720 ГГц (уменьшилась на 8,4 %). Из сравнения рисунков также видно, что при угле сканирования 30° уменьшилась минимальная рабочая частота, и улучшилось согласование (расширилась рабочая полоса частот). Теперь, при сканировании в секторе углов ±30°, рабочая полоса частот находится в диапазоне от 7,879 до 9,956 ГГц (26,36 % относительно 9,956 ГГц). Т.е., по сравнению с антенным элементом без импедансной структуры, она увеличилась с 20,02 до 26,36 %.

4. Заключение

Результаты исследований показывают, что использование импедансной структуры в виде многослойной диэлектрической подложки с металлическими вставками улучшает характеристики излучения элемента антенной решетки.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00537).

Список публикаций:

[1] *W. Bhowmik, B. Appasani1, A. K. Jha, and S. Srivastava // Progress in Electromagnetics Research B. Vol. 96. P. 87–132. 2022.*

[2] Y. Shen // International Journal of Antennas and Propagation. Vol. 2017. 12 p. DOI: 10.1155/2017/2563927.

W. Liu, Z. N. Chen, and X. Qing // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. Vol. 62. No. 3. March 2014. P. 1165–1172. DOI: 10.1109/TAP.2013.2293788

Полимерные электропроводящие материалы для применения в технологии 3D печати изделий СВЧ и КВЧ техники

Бадьин Александр Владимирович1

Дорожкин Кирилл Валерьевич[1], Кулешов Григорий Евгеньевич[1], Вагнер Дмитрий Викторович[1], Дорофеев Игорь Олегович[1], Матыскин Константин Евгеньевич[2], Денисенко Антон Владимирович[2], Пидотова Диана Андреевна[1], Фролова Дарья Андреевна[1], Трофимов Егор Александрович[1,2]

1Национальный исследовательский Томский государственный университет

2ООО «МК-Полимер», г. Северск

E-mail: thzlab@mail.ru

В настоящее время развитие 3D технологий открыло большие возможности в части безотходного производства сложнопрофильных изделий, когда применения традиционных технологий литья практически невозможно. Наиболее распространённой технологией 3D печати, как на производстве, так и в быту, является послойное наплавление материала (FDM). При этом выпускаемые мультиэкструдерные 3D-принтеры позволяют создавать изделия из трехмерных моделей с комбинацией материалов для различных элементов. Основу таких материалов составляют диэлектрики из полимеров: акрилонитрилбутадиенстирол (ABS), полилактид (PLA), полиэфир-эфир-кетон (PEEK) и др.

Для решения прикладных радиофизических задач путем FDM 3D-печати требуются композиционные материалы в виде нитей (филаментов) с модифицированными электрофизическими свойствами, такими как, элекропроводимость [1] и диэлектрическая проницаемость. В совокупности с диэлектрическими материалами метод 3D печать печати послойным наплавлением открывает возможность изготовления различных конструкций (корпусов радиоэлектронной аппаратуры, элементов СВЧ и КВЧ трактов).

В данном исследовании представлены результаты измерения диэлектрических свойств композиционных полимеров для 3D-печати в СВЧ и КВЧ диапазонах. Для исследования выбраны образцы композиционных полимерных нитей: «ABS Conductive» от производителя «Mellow» (Китай), на основе полиуретана от ООО «МК-Полимер» (Россия) [2] и на основе полилактида «PLA-Conductive» от «Proto-Pasta» (США) [3] со стандартным диаметром 1,75 мм. Исследуемые образцы в виде коаксиальных шайб и плоскопараллельных пластин были изготовлены методом FDM 3D печати соплом с диаметром 1 мм.

Измерения на СВЧ проводились в диапазоне от 100 МГц до 18 ГГц волноводным методом в коаксиальной измерительной ячейке на векторном анализаторе цепей Р4М-18 фирмы «Микран». По модернизированной методики Беккера-Джарвиса измеренные *S*-параметры и фаза пересчитывались в комплексную диэлектрическую проницаемость. Измерения на КВЧ проводились в диапазоне частот 110–258 ГГц на квазиоптическом спектрометре СТД-21 [4]. Были измерены коэффициента прохождения, отражения и фазовые характеристики материалов, из которых произведен расчет комплексной диэлектрической проницаемости. Расчет диэлектрической проницаемости на КВЧ проводился путем численного решения системы уравнений Френеля

Результаты измерений в СВЧ диапазоне показали, что образец полимерного материала от ООО «МК-Полимер» имеет значения действительной части комплексной диэлектрической проницаемости от 173 отн.ед. на 100 МГц, до 15 отн.ед. на 18 ГГц и 11 от.ед. на 250 ГГц, в то время как зарубежные электропроводящие полимерные филаменты «ABS Conductive» и «PLA-Conductive» имеют гораздо меньшие значения диэлектрической проницаемости (от 16 до 6 отн.ед.). В целом же композит от ООО «МК-Полимер» почти во всем диапазоне выше 8 ГГц имеет ε' в два раза большую, чем у «PLA-Conductive». При этом диэлектрические потери (ε") на частотах выше 10 ГГц у полимерного материала от ООО «МК-Полимер» в 4-5 раза выше.

Удельная электропроводность композита от ООО «МК-Полимер» на частоте 120 ГГц в 5,1 раза выше относительно «ABS Conductive» и и в 3,6 раза выше на частоте 250 ГГц. Исследования показали, что все три материала перспективны для создания конструкций, эффективно взаимодействующих с СВЧ и КВЧ излучением. Материал для 3D печати от ООО «МК-Полимер» обладает высоким показателем удельной электропроводности относительно «ABS Conductive» и «PLA Conductive». Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 0721-2020-0038.

Список публикаций:

[1] Ryan, K. R., Down, M. P., Hurst, N. J., Keefe, E. M., & Banks, C. E. (2022). Additive manufacturing (3D printing) of electrically conductive polymers and polymer nanocomposites and their applications. eScience.

[2] ООО «МК-Полимер»: [Электронный ресурс]. URL: https://mk-polymer.ru/ (дата обращения: 01.07.2023).

[3] Protopasta: [Электронный ресурс]: URL: https://proto-pasta.com/products/conductive-pla/ (дата обращения: 01.07.2023).

[4] Sub-THz absorption properties of black carbon containing composites for application in additive technology / G. E. Kuleshov, A. V. Badin, T. N. Shematilo, E. A. Trofimov // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering: 4, Generation, Detection, and Applications. – Tomsk, 2020. – P. 115820T.

Многолучевые антенные системы низкоорбитальных космических аппаратов

Гафаров Евгений Раисович[1]
Ерохин Алексей Александрович[1]
Александрин Антон Михайлович[1]
Стригова Елена Алексеевна[1]
Поленга Станислав Владимирович[1]
Рязанцев Роман Олегович[1]
Морозов Николай Владимирович[2]
E-mail: egafarov@sfu-kras.ru

В работе предложена математическая модель для оценки многолучевой антенной системы в зависимости от характеристик направленности ее излучающих элементов. Показано, что равномерность покрытия зоны при помощи многолучевой антенной системы во многом определяется формой диаграммы направленности (ДН) одиночного антенного элемента. Проведено электродинамическое моделирование многолучевых антенных систем нескольких типов с диаграммообразующей схемой в виде матрицы Батлера. Выполнена оценка характеристик и представлен анализ результатов в виде сравнения математической и электродинамических моделей исследуемых антенных систем. Обнаружено, что одним из перспективных вариантов является использования спиральных антенн обратной волны, т.к. они обладают наиболее высокой крутизной ДН.

В рамках данного исследования стоит задача по созданию многолучевой антенной системы круговой поляризации для покрытия зоны обслуживания (ЗО) с телесным углом в 100° с высоким коэффициентом усиления. Такая антенная система может быть использована в спутниковой системе передачи данных. На сегодняшний день существует множество антенных решений, удовлетворяющих широкому спектру задач для применения на борту малых низкоорбитальных космических аппаратов [1], [2]. Тем не менее, не многие реализации антенных систем, в том числе многолучевых антенных решеток (АР), удовлетворяют предъявляемым требованиям к характеристикам направленности и поляризации [3], [4], и вообще отсутствуют решения для покрытия заданной в исследовании ЗО как по поляризации, так и по коэффициенту усиления. В этой связи, актуальность исследования подчеркивается быстрорастущим интересом к малым космическим аппаратам и, в частности, разработкой новых многолучевых антенных систем для решения широкого рода задач как для наземных применений, так и исследований дальнего космоса.

Для начала проведем математическое моделирование лучей, формируемых матрицей Батлера в линейной АР, составленной из четырех элементов, расположенных на расстоянии друг от друга равном половине длине волны возбуждающего колебания. При математическом моделировании АР различных конфигураций были использованы идеальные амплитуды и фазы с выходов матрицы Батлера. ДН одного элемента АР описывается следующей кусочно-линейной функцией:

$$f(\theta)=\begin{cases}0\,[\partial Б],\ \textit{если}\ \theta\le\theta_c\\ \dfrac{(\theta-\theta_2)(f_1-f_2)}{\theta_2-\theta_1}+f_2\,[\partial Б],\ \textit{если}\ \theta>\theta_c\end{cases}, \qquad (1)$$

где θ_1 – желаемая ширина ДН (ШДН) по уровню -3 дБ, $\theta_2=\theta_1+1°$, f_1 = -3 дБ – уровень ДН при угле θ_1, $f_2=f_1$ - s [дБ], s – желаемая крутизна ДН [дБ/°], $\theta_c=\theta_2-f_2\dfrac{\theta_2-\theta_1}{f_2-f_1}$.

Также, необходимо рассчитать коэффициент направленного действия (КНД) лучей АР, который определяется следующим выражением:

$$DF=\frac{4\pi\left|F(\Omega_0)\right|^2}{\iint\limits_{\Omega}\left|F(\Omega)\right|^2\,d\Omega}, \qquad (2)$$

где Ω0 – направление максимального излучения, $d\Omega=\sin\theta d\theta d\varphi$, $F(\theta)$ – диаграмма направленности АР.

Неравномерность КНД в ЗО оценивается по следующему выражению:

$$\Delta DF=\max(DF)-\min(DF), \qquad (3)$$

---

[1] ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»;
[2] АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М. Ф. Решетнёва».

где max(*DF*) – максимальный КДН в ЗО, min(*DF*) – минимальный КНД в ЗО.

Таким образом, можно получить зависимость КНД антенной системы от параметров ДН одиночного элемента. Далее, были построены зависимости максимума и минимума коэффициента усиления в пределах ЗО в зависимости от ШДН одиночного антенного элемента и крутизны его ДН в составе четырехэлементной линейной антенной решетки. Полученные результаты показаны на рис.1. При математическом моделировании потери не учитывались.

Из рис. 1 видно, что КНД увеличивается при уменьшении ШДН элемента, а также при увеличении крутизны ДН, что, по сути, связано с определением КНД. Как видно из полученных результатов, при определенных соотношениях крутизны и ШДН элемента АР возможно получение большего КНД для боковых лучей АР, чем для центральных, что связано с увеличением ширины ДН элемента и его ДН не искажает боковые лучи, формируемые АР (рис.1 слева снизу). Кроме того, неравномерность покрытия, как и ожидалось, уменьшается при уменьшении крутизны ДН элемента АР или при увеличении его ШДН.

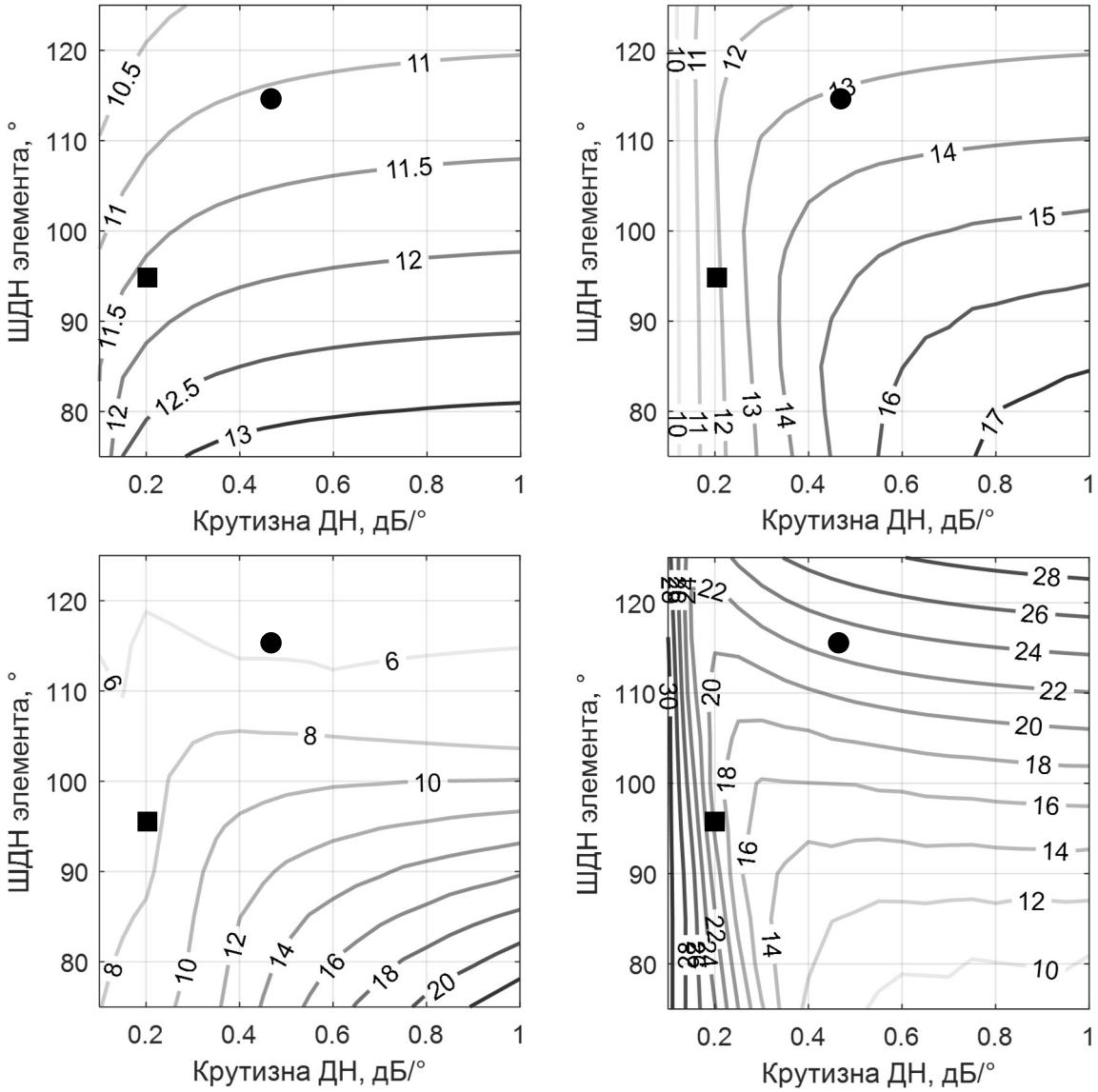
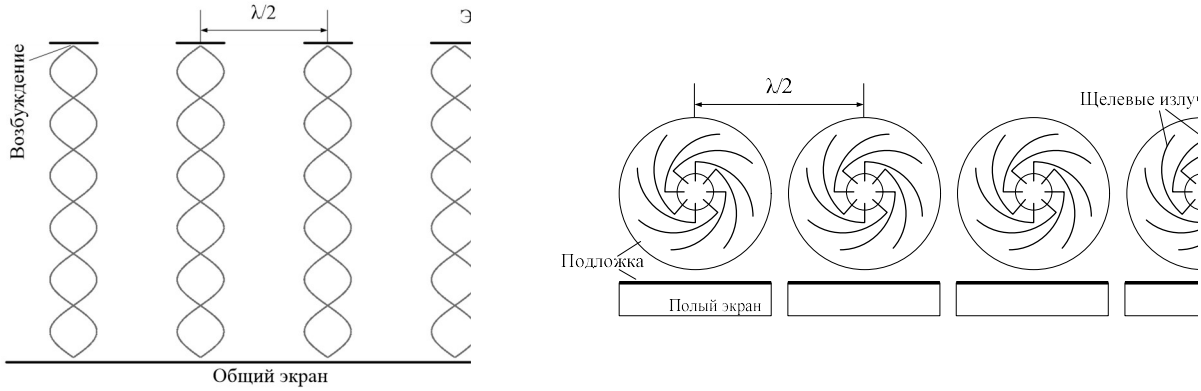


рис.1 Результаты математического моделирования антенной системы: КНД центральных (слева сверху) и боковых (справа сверху) лучей, формируемых матрицей Батлера; неравномерность КНД в ЗО (слева снизу); ШДН крайнего луча АР (справа снизу)

Далее, для подтверждения результатов математической модели, будут рассмотрены две реализации антенн с различной крутизной ДН. На рис. 2 представлен внешний вид АР, предлагаемых к электродинамическому исследованию. На рис. 2*a* показана АР, составленная из цилиндрических спиральных антенн, одиночный антенный элемент которой имеет ШДН порядка 115° и крутизну ДН 0,45 дБ/° (● на рис. 1). На рис. 2*b* показана АР из спирально-щелевых антенн с ШДН порядка 95° и крутизной ДН 0,2 дБ/° (■ на рис. 1). Каждая из предложенных антенн имеет свои преимущества и недостатки, так, например, спиральная антенна, обладая

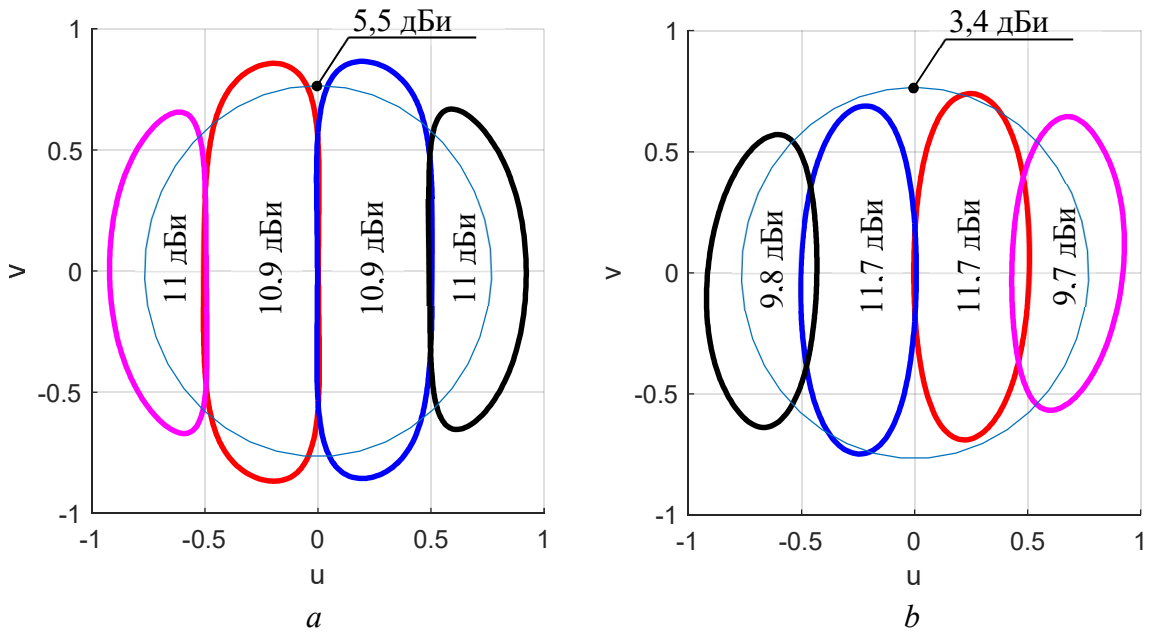
значительными продольными габаритами, потребует особых конструкторских решений при использовании на теле космического аппарата, в том числе при запуске и последующем развертывании. Однако, такая антенна обладает характеристикой направленности с высокой крутизной спада амплитудной ДН. Спирально-щелевая антенна имеет малый продольный размер, но ее характеристики направленности хуже подходят для формирования многолучевой АС, как будет показано далее.



a *b*

рис. 2 Внешний вид исследуемых антенных систем: спиральная АР (a), спирально-щелевая АР (b).

На рис. 3 показаны лучи, формируемые при помощи антенной системы в виде проекции в нормированных координатах u/v. Лучи, формируемые антенной системой нарисованы жирной линией по уровню -4 дБ, окружностью обозначена ЗО с телесным углом 100°. На рис. 3*a* показаны лучи для АР, составленной из спиральных элементов, в данном случае КУ боковых лучей не менее, чем КУ центральных лучей, что соответствует теоретическим расчетам на основе математической модели. На рис. 3*b* показаны лучи для АР, составленной из спирально-щелевых элементов. В этом случае наблюдается небольшое искажение симметрии лучей, ввиду наличия взаимного влияния между такими антеннами в электродинамической модели. Также, из-за взаимного влияния, результаты математической и электродинамической моделей имеют расхождение в КНД лучей, но при этом ключевая характеристика – неравномерность КНД в ЗО имеет хорошую сходимость.



a *b*

рис. 3 Лучи, формируемые антенными системами: АР из спиральных антенн (a), АР из спирально-щелевых (b).

При относительном сравнении АР по данной характеристике можно наблюдать явное преимущество при покрытии ЗО 100° с использование спиральных антенн. Так, по результатам расчета неравномерность КНД в ЗО для АР из спиральных антенн составляет 5,5 дБ, а для АР из спирально-щелевых антенн 8,3 дБ. Равномерное

покрытие ЗО будет определять качество принимаемого/передаваемого сигнала и обеспечивать отсутствие слепых зон при работе различных спутниковых систем связи.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ФГАОУ ВО Сибирский федеральный университет (номер FSRZ-2023-0008).

Список публикаций:

[1] Veljovic M. J., Skrivervik A. K. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2019. Vol. 67. No. 5. C. 3439.
[2] Narbudowicz A., Borowiec R., Chalermwisutkul S. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2021. Vol. 20. No. 4. 2021. P. 508.
[3] Dicandia F .A., Genovesi S. // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2020. Vol. 62. No. 4. P. 82.
[4] Li X., Wang L., Wang J., Goussetis G. // International Symposium on Antennas and Propagation. 2021. P. 499.

Влияние дифракционного отражателя на эффективность генерации мощного терагерцового черенковского излучения

Кошелев Владимир Ильич,
Дейчули Михаил Петрович, Петкун Андрей Антонович, Чазов Вадим Андреевич
Институт сильноточной электроники СО РАН
E-mail: koshelev@lhfe.hcei.tsc.ru

Целью данной работы является сравнительный анализ результатов численных экспериментов по генерации мощного терагерцового излучения при инжекции релятивистского электронного пучка в сверхразмерную электродинамическую систему двух типов. Первая представляет собой секцию периодического волновода диаметром 40 мм. Число прямоугольных диафрагм с периодом 0.34 мм равно 40. Во второй системе перед секцией периодического волновода (замедляющей структурой) установлен дифракционный отражатель с числом диафрагм 4, 6, 8 и периодом 0.4 мм. Расстояние между дифракционным отражателем и замедляющей структурой изменялось в пределах 0.2–0.8 мм.

Численные эксперименты проводились с помощью 2.5D гибридной электромагнитной модели без учета тепловых потерь мощности в стенках электродинамической системы. Модель состоит из двух частей. Первая часть на основе метода матриц рассеяния предназначена для расчета электродинамических характеристик (частоты и добротности резонансов, структура и нормы электромагнитных полей, используемых в уравнениях возбуждения) исследуемых систем. Вторая часть на основе метода крупных частиц используется для изучения динамики синхронизации продольных резонансов электродинамической системы при инжекции электронов, то есть перехода от многомодового (много мод на разных частотах) взаимодействия пучка и поля к многоволновому (много мод на одной частоте) излучению. В расчетах оценивались мощности излучения вперед, назад, полной мощности, а также распределения выходной мощности по модам гладкого волновода.

Основные сравнительные расчеты проводились для тонкого (0.3 мм) трубчатого пучка радиусом 19.35–19.75 мм с током 5 кА и энергией электронов 345–515 кэВ в магнитном поле 3–10 Тл вдали от циклотронных резонансов. Длительность переднего фронта импульса тока (напряжения на диоде) равна 0.5 нс. Ток пучка и энергия электронов согласованно изменялись в течение фронта.

Моделирование черенковского генератора на основе односекционной замедляющей структуры показало, что взаимодействие пучка и поля адекватно описывается при использовании первых двух продольных резонансов. В диапазоне исследованных энергий электронов основная часть мощности излучения направлена против движения пучка, то есть в генераторе реализуется режим релятивистской лампы обратной волны. Отношение мощности в прямом направлении к полной мощности излучения возрастает с ростом энергии электронов и составляет 10–40 % в магнитном поле 3 Тл. Для энергии электронов 490 кэВ полная мощность излучения при радиусе пучка 19.6 мм возрастает с ростом магнитного поля 3–8 Тл и затем выходит на насыщение. При этом полная мощность излучения и мощность вперед достигали соответственно 330 и 145 МВт. При этом отношение мощности излучения вперед к полной мощности составило 44 %. Большая мощность в обратном направлении является существенным недостатком исследованного черенковского генератора.

Для подавления мощности излучения назад и, соответственно, увеличения эффективности генерации терагерцового излучения в направлении электронного пучка использовался дифракционный отражатель. В численных экспериментах было найдено оптимальное расстояние между отражателем и замедляющей структурой 0.6 мм при оптимальном числе диафрагм в отражателе, равном 6.

В расчетах использовались первые три продольных резонанса, отсчитываемые от частоты верхней границы полосы пропускания моды TM_{01}. Исследована динамика синхронизации продольных резонансов. Показано, что частота синхронизации и время до установления синхронной частоты зависит от параметров электронного пучка и изменяется, соответственно, в пределах 364–368 ГГц и 5–25 нс при длительности переднего фронта 0.5 нс.

Численные эксперименты показали, что во всем диапазоне исследованных энергий электронов отношение мощности вперед к полной мощности излучения уменьшается с ростом энергии электронов и составляет 80–95 % . Таким образом, при низких энергиях электронов эффективность генерации излучения возросла практически на порядок, а при высоких энергиях – в два раза. При энергии электронов 490 кэВ, радиусе пучка 19.5 мм мощность излучения возрастает с ростом магнитного поля 3–6 Тл, а затем наступает насыщение. В расчетах получены импульсы излучения мощностью 330 МВт в направлении электронного пучка. Полная мощность излучения при этом составила примерно 400 МВт, а отношение мощности излучения вперед к полной мощности излучения равно 82 %.

Таким образом, применение дифракционного отражателя при прочих равных условиях позволяет увеличить полную мощность излучения при кардинальном увеличении соотношения мощности излучения вперед к полной мощности и, соответственно, эффективности черенковского генератора.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-29-00063.

Измерение диэлектрической проницаемости NiZn ферритовых колец

Припутнев Павел Владимирович
Климов Алексей Иванович
Собянин Роман Константинович
Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
E-mail: priputnevpavel@gmail.com

В последние десятилетия значительный интерес проявляется к генераторам мощных СВЧ-импульсов на основе непосредственного преобразования энергии высоковольтного видеоимпульса, распространяющегося в нелинейной передающей линии (НПЛ) с ферритовым заполнением, в энергию электромагнитных колебаний [1–4]. Эти генераторы имеют более простую конструкцию по сравнению с генераторами на основе использования сильноточных релятивистских электронных пучков [5]. В них отсутствует такой вредный фактор, как тормозное рентгеновское излучение. В последнее время значительный интерес проявляется к генераторам на основе коаксиальных нелинейных ферритовых линий [1–4, 6–9] с использованием кольцевых сердечников из NiZn феррита, что в значительной мере обусловлено результатами, достигнутыми к настоящему времени с такими устройствами.

Феррит марки 200ВНП предназначен для использования в индуктивных элементах для работы в мощных радиотехнических устройствах, в том числе перестраиваемых подмагничиванием, таких, как, антенные разветвители, смесители, переключатели, широкополосные трансформаторы ТВ-передатчиков, контуры радиопередающих устройств в диапазоне до 14 МГц [10]. Однако использование колец из такого феррита в нелинейных ферритовых линиях, помещенных в аксиальное магнитное поле, показало, что они позволяют получать импульсы СВЧ-излучения наносекундной длительности в диапазоне от сотен МГЦ до единиц ГГц с амплитудой мощности порядка сотен мегаватт как в режиме одиночных, так и повторяющихся импульсов [6, 7]. Есть данные о возможности генерации с использованием NiZn ферритов импульсов СВЧ-излучения с частотой до 20 ГГц [8].

Для анализа взаимодействия сильного электромагнитного поля с подмагниченной ферритовой структурой [6, 7, 9] необходимо кроме данных о магнитных свойствах ферритов, которые, как правило, присутствуют в паспорте изделий, знание относительной диэлектрической проницаемости ε ферритов. К сожалению, полные данные о диэлектрической проницаемости NiZn феррита отсутствуют в паспортных характеристиках. Для некоторых марок ферритов можно найти данные о диэлектрической проницаемости на частотах в единицы гигагерц. Однако для анализа работы генераторов на основе НПЛ принципиально важными являются данные о диэлектрической проницаемости на нулевой частоте, а также на низких частотах. Полученный к настоящему времени опыт показывает, что характеристики генерируемых наносекундных СВЧ-импульсов незначительно отличаются при использовании в НПЛ NiZn ферритов различных партий. Это позволяет предположить, что диэлектрические свойства этих ферритов незначительно отличаются от одной партии изделий к другой. К сожалению, эти свойства для указанных ферритов не аттестуются производителем. Таким образом разработка простого метода для измерения диэлектрической проницаемости конкретных образцов ферритов, предназначенных для применения в НПЛ, является актуальной задачей.

В настоящее время хорошо известны методы измерения диэлектрической проницаемости с помощью цифровых анализаторов цепей [11]. Измерение диэлектрической проницаемости ферритов в СВЧ-диапазоне выполняется с использованием высокодобротных резонаторов, требует специальной формы и размеров образца, специального программного обеспечения и представляет собой достаточно сложную задачу [12]. Необходимо отметить, что в первом приближении для теоретического анализа интерес может представлять значение ε, измеренное на низких частотах (квазистатическая диэлектрическая проницаемость) с использованием известного метода [13], основанного на измерении емкости коаксиального конденсатора, с ферритовыми кольцами, помещенными между коаксиальными электродами, что представляет собой более простую задачу. Решению этой задачи посвящена настоящая работа.

Схема измерений представлена на рисунке 1. Измерялась электрическая емкость коаксиальных конденсаторов различной длины с диэлектрическим заполнением между внутренним и наружным электродами в виде сборки ферритовых колец.

По измеренным значениям емкостей в соответствии с нижеизложенной методикой определялась диэлектрическая проницаемость ферритов. Внутренними электродами служили дюралевые стержни, наружные электроды выполнялись из латунной фольги толщиной 50 мкм.

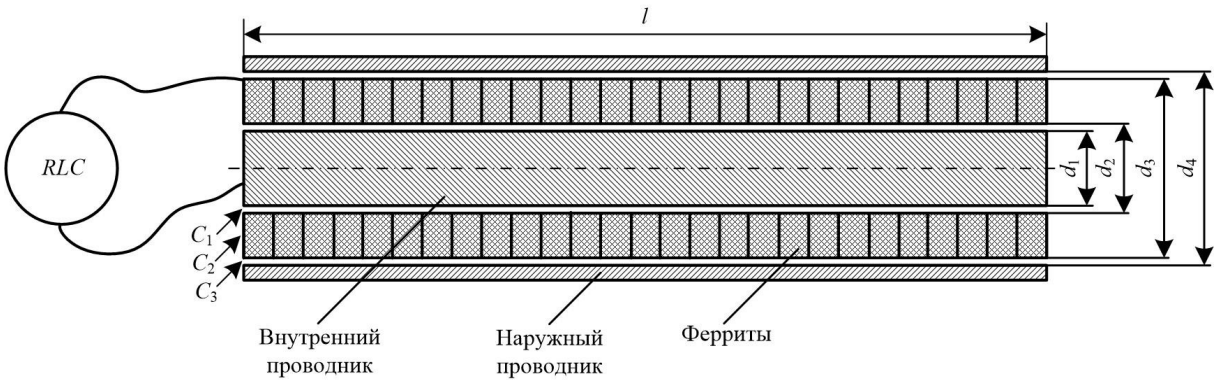


Рис. 1. Схема измерений емкостей коаксиальных конденсаторов с диэлектрической прокладкой из сборки ферритовых колец

Измерялась диэлектрическая проницаемость ферритовых колец ВНП200 типоразмера 32×20×6 мм, а также ВНП200 и 1СЧ32 типоразмера 12×6×4,5 мм (наружный и внутренний диаметры и толщина, соответственно). Измерения для феррита марки 1СЧ32 выполнялись для отработки приведенной схемы измерений, поскольку данные о диэлектрической проницаемости этих ферритов на частоте 10 ГГц имеются в паспорте изделия. Внутренние и наружные диаметры колец имели некоторый разброс, поэтому выполнялся отбор колец для уменьшения этого разброса. Разброс диаметров обусловливал наличие некоторых «средних» зазоров, которые, как оказалось, заметно виляют на конечный результат. Поэтому оценочные зазоры были приняты во внимание несмотря на то, что они были близки к погрешности измерения диаметров *d1*, *d2*, *d3* и *d4* (рис. 1). Оценки зазоров делались на основании измерений диаметров внутренних проводников по их длине, внутренних и наружных диаметров колец, вычисления средних значений, по которым и определялись «средние» зазоры. В случае колец с размерами 32×20×6 мм измерения выполнялись для трех значений длины *l* конденсаторов: 304, 229 и 155 мм. Для колец с размерами 12×6×4,5 мм эти значения составляли 214, 152, и 98 мм.

Как известно [14] емкость C_0 отрезка длиной l бесконечно длинного коаксиального конденсатора без зазоров между электродами и диэлектриком определяется формулой:

$$C_0 = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln\frac{d_3}{d_2}} \qquad (1)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Из этой формулы определяется диэлектрическая проницаемость ферритов:

$$\varepsilon = \frac{C_0 \ln\frac{d_3}{d_2}}{2\pi\varepsilon_0 l}.$$

Рассматривая на основании рис. 1 цепочку из трех последовательно соединенных конденсаторов

$$C_1 = \frac{2\pi\varepsilon_0 l}{\ln\frac{d_2}{d_1}},\ C_2 = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln\frac{d_3}{d_2}},\ C_3 = \frac{2\pi\varepsilon_0 l}{\ln\frac{d_4}{d_3}},$$

можно показать, что в отличие от (1) полная емкость C коаксиального конденсатора с учетом зазоров определяется соотношениями:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3},\ C = \frac{2\pi\varepsilon_0 l}{\ln\frac{d_2 d_4}{d_1 d_3} + \frac{1}{\varepsilon}\ln\frac{d_3}{d_2}},$$

а диэлектрическая проницаемость феррита соотношением:

$$\varepsilon = \frac{\ln\frac{d_3}{d_2}}{\frac{2\pi\varepsilon_0 l}{C} - \ln\frac{d_2 d_4}{d_1 d_3}}. \qquad (2)$$

Для колец 200ВНП с номинальными размерами 32×20×6 мм были взяты следующие значения диаметров (рис. 1): $d_1 = 19{,}85$ мм; $d_2 = 20$ мм; $d_3 = 32{,}15$ мм; $d_4 = 32{,}3$ мм. Аналогично для колец 200ВНП с размерами 12×6×4,5 мм диаметры составили: $d_1 = 5{,}75$ мм; $d_2 = 5{,}95$ мм; $d_3 = 11{,}9$ мм; $d_4 = 12{,}0$ мм, а для колец 1СЧ32 с размерами 12×6×4,5 мм – $d_1 = 5{,}75$ мм; $d_2 = 6{,}05$ мм; $d_3 = 12{,}0$ мм; $d_4 = 12{,}05$ мм.

Измерения емкостей С конденсаторов выполнялось измерителем индуктивностей, емкостей и сопротивлений Актаком АМ-3125 на частотах 10 и 100 кГц. Результаты измерений емкостей приведены в таблице 1. На основании этих измерений по формуле (2) рассчитывалась диэлектрическая проницаемости ферритов. Анализ соотношения (2) показал, что основной вклад в погрешность измерения ε вносит погрешность измерения диаметров d_1, d_2, d_3 и d_4, которая принималась равной ±0,05 мм.

Результаты измерений емкости конденсаторов:

200ВНП 32×20×6 мм		200ВНП12×6×4,5 мм		1СЧ32 12×6×4,5 мм	
l, мм	C, пФ	l, мм	C, пФ	l, мм	C, пФ
304	363	214	123,2	214	122,6
229	264	152	87,3	152	86,45
155	186	98	55,5	98	57,7

Результаты измерение диэлектрической проницаемости:

Феррит	Диэлектрическая проницаемость
200ВНП 32×20×6 мм	14±2
200ВНП 12×6×4,5 мм	13±3
1СЧ32 12×6×4,5 мм	16±5

Погрешности измерений длины конденсаторов и их емкостей влияли существенно меньше и в расчет не принимались. Суммарная погрешность определялась как среднее геометрическое ее отдельных составляющих. Результаты измерения диэлектрической проницаемости ферритов представлены в таблице 2. Поскольку во всех случаях длина конденсатора была значительно больше его диаметра, влияние краевых эффектов оказалось несущественным и специальных мер [13] по их устранению не предпринималось. Гораздо сильнее влияли зазоры. В частности, внешний электрод из латунной фольги в каждом случае необходимо было по возможности наматывать максимально туго.

Следует отметить, что для сверхвысокочастотных ферритовых колец 1СЧ32 12×6×4,5 мм диэлектрическая проницаемость для частоты 9,4 ГГц известна [15], составляет 13,5 и представляется удовлетворительно согласующейся с результатами выполненных измерений с учетом обычного для диэлектриков уменьшения ε с ростом частоты.

Список публикаций:

[1] N. Seddon, C.R. Spikings, J.E. Dolan // Proceedings of the 16th IEEE International Pulsed Power Conference. – Albuquerque, New Mexico, USA: IEEE, 2007. – P. 678–681.
[2] M. Weiner, L. Silber // IEEE Transactions on Magnetics. – 1981. – V. 17, no. 4. – P. 1472–1477.
[3] J.-W.B. Bragg, J.C. Dickens, A.A. Neuber // IEEE Transactions on Plasma Science. –2013. – V. 41, no. 1. – P. 232–237.
[4] P.V. Priputnev, I.V. Romanchenko, S.N. Maltsev, V.Yu. Konev, V.P. Tarakanov // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. – 2022. – V. 32, no. 5. – P. 471–474.
[5] High power microwaves / J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu – Oxford: Taylor & Francis Group, 2016. – 445 p.
[6] В.П. Губанов, А.В. Гунин, О.Б. Ковальчук, В.О. Кутенков, И.В. Романченко, В.В. Ростов // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35, вып. 13. – С. 81–87.
[7] I.V. Romanchenko, V.V. Rostov, V.P. Gubanov, A.S. Stepchenko, A.V. Gunin, I.K. Kurkan // Review of Scientific Instruments. – 2012. – V. 83. – P. 074705.
[8] M.R. Ulmaskulov, S.A. Shunailov // Journal of Applied Phys-ics. – 2021. V. 13. – P. 234905.
[9] И.В. Романченко, В.В. Ростов // Журнал технической физики. – 2010. – Т. 80, вып. 7. – С. 111–114.
[10] Каталог ферритовых сердечников АО «Ферро-прибор». – Санкт Петербург: АО «Ферроприбор, 2020. – С. 30.
[11] URL: https://www.ferropribor.ru/linkedfiles/%D0%A4%D0%B5%D1%80%D1%80%D0%BE%D0%BF%D1%80%D0%B8%D0%B1%D0%BE%D1%80_%D0%BA%D0%B0%D1%82%D0%B0%D0%BB%D0%BE%D0%B3_%D1%84%D0%B5%D1%80%D1%80%D0%B8%D1%82%D0%BE%D0%B2_2020.pdf (дата обращения 31.05.2023).

[12] Agilent basics of measuring the dielectric properties of materials. Application Note. – USA: Agilent Technologies, Inc., 2013. – 34 p.
[13] А.И. Механников, А.В. Новиков // Альманах современной метрологии. – 2014, № 1 (1). – С. 274–283.
[14] ГОСТ 22372–77. Материалы диэлектрические. Методы определения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь в диапазоне частот от 100 до 5·106 Гц. – М.: Гос. Комитет СССР по стандартам, 1977. – 18 с.
[15] Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. – М.: Наука, 1968. – С. 360.
[16] СВЧ и магнитомягкие материалы и изделия. Электронный каталог. – Санкт-Петербург: НИИ «Феррит-Домен». – С. 7-5.
[17] URL: https://www.domen.ru/files/upload/2023-04-18_14:20:50_ca66b7d0a8845db1.pdf (дата обращения 31.05.2023).

Влияние типа отклика на точность суррогатной модели катушки индуктивности

Степанов Владислав Игоревич
Сальников Андрей Сергеевич
Метель Александр Андреевич
Лаборатория «50ohm Lab» Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники
E-mail: vladislav.stepanov@50ohm.tech

При проектировании индуктивных элементов выполняется многократное электромагнитное (ЭМ) моделирование, требующее больших временных и вычислительных ресурсов. Для снижения длительности расчетов наиболее перспективным подходом является использование суррогатных моделей, которые обеспечивают скорость расчета, сравнимую со схемотехническим моделированием, и точность, сравнимую с ЭМ-моделированием. Наибольшее распространение в радиоэлектронике нашли суррогатные модели на основе отображения пространства параметров (ОПП), при котором результаты грубой модели уточняются с помощью математического преобразования. На точность суррогатной модели влияют различные факторы, среди которых стоит выделить тип используемых откликов. Влияние типа откликов на точность суррогатной модели связано с наличием или отсутствием участков с резким изменением характеристик при варьировании входных параметров. Тип откликов может оказывать значительное влияние на точность модели без изменения временных затрат. В данном исследовании определяются оптимальные условия построения суррогатной модели интегральной катушки индуктивности.

До выполнения методики проектировщик выбирает одну или несколько топологий катушки индуктивности и определяет пространство геометрических состояний. Предлагаемая методика построения суррогатной модели катушки индуктивности состоит из 3 основных этапов, подробно описанных в [1, 2].

1) Генерация выборок точной и грубой моделей при помощи метода латинского гиперкуба.

2) Аппроксимация поверхности откликов грубой модели по сетке геометрических состояний с использованием интерполяции Кригинга.

3) Адаптивное выходное ОПП с использованием интерполяции Кригинга.

Для проведения экспериментов по выбору типа откликов в качестве исследуемого индуктивного элемента выбрана круглая интегральная катушка индуктивности. Эксперименты проведены на основе 0,15 мкм GaAs pHEMT технологии. В пространстве геометрических состояний с шагом 1 мкм изменялись: внутренний радиус (R) от 25 мкм до 100 мкм, расстояние между витками (S) от 10 мкм до 15 мкм, а ширина линии (W) от 10 мкм до 30 мкм. Количество витков может иметь значения от 1,5 витка до 7,5 витков с шагом 1 виток. В качестве точной модели использовалось планарное трехмерное ЭМ-моделирование с настройками, верифицированными по результатам измерений набора интегральных катушек индуктивности. В качестве грубой модели используется компактная масштабируемая модель. Объем выборки грубой модели для аппроксимации поверхности откликов содержит 682 точки геометрических состояний для каждого числа витков. Объем выборки точной модели для проведения адаптивного выходного ОПП содержит 48 точек геометрических состояний для каждого числа витков. Диапазон частот для моделирования: от постоянного тока до 50 ГГц с шагом 1 ГГц.

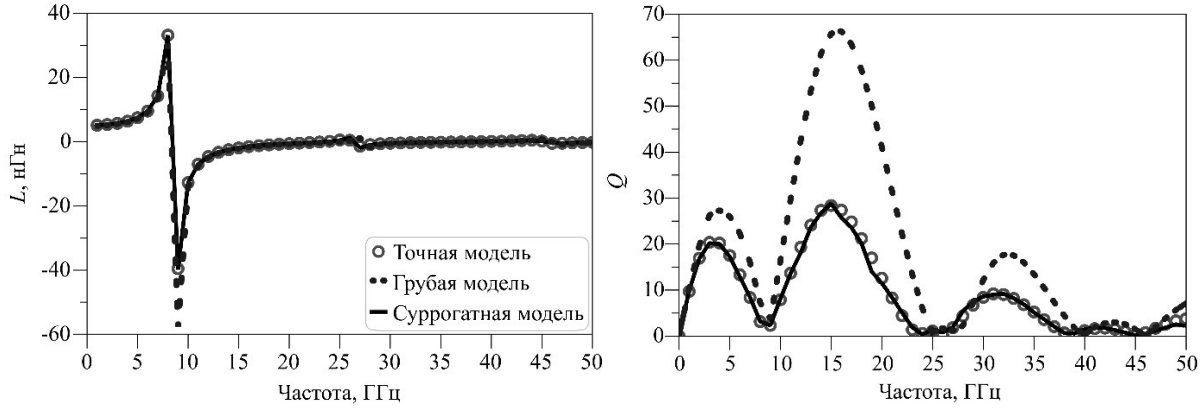
В качестве исследуемых откликов для решения задачи синтеза катушки индуктивности выбраны L и Q, являющиеся ее основными параметрами, а также действительная и мнимая части Y_{11}, из которых можно рассчитать L и Q. Для решения задачи автоматизированного синтеза в качестве исследуемых откликов выбраны действительная и мнимая части матрицы Y-параметров и матрицы S-параметров. Так как при решении данной задачи требуется сходимость суррогатной модели с точной по всем S-параметрам и во всем диапазоне частот. В качестве метода аппроксимации для первого и второго этапа построения суррогатной модели используется интерполяция Кригинга с квадратичной экспоненциальной корреляционной функцией. Точность оценивалась при помощи абсолютной и относительной ошибок по модулю ($\Delta_м$ и $\delta_м$) и фазе (Δ_φ, δ_φ) Y- и S-параметров на всех частотах. Также оценивалась абсолютная ошибка по индуктивности на частоте 1 ГГц и по добротности на всех частотах. В таблице приведено сравнение ошибок построенных суррогатных моделей:

Тип откликов	$\Delta_м$	Δ_φ, °	$\Delta_м$, %	δ_φ, %	Δ_L, нГн	Δ_Q
L и Q	-	-	-	-	0,011	2,98
Y_{11}	-	-	-	-	0,014	48,35
Y-параметры	0,087	26,87	24,69	16,14	0,014	48,35
S-параметры	0,012	5,09	3,29	3,03	0,042	0,50

Эксперименты показали, что выбор откликов при построении суррогатной модели влияет на точность предсказания основных характеристик. При сравнении суррогатных моделей, построенных с использованием откликов L, Q и Y_{11} первая модель позволяет добиться меньшей абсолютной ошибки по добротности. Однако при сравнении моделей до частоты резонанса лучшая точность достигается у суррогатной модели с использованием действительной и мнимой частей Y_{11} в качестве откликов. Абсолютная ошибка по добротности до частоты резонанса для суррогатной модели с L и Q в качестве откликов – 2,29, а для суррогатной модели с действительной и мнимой частями Y_{11} в качестве откликов – 1,00. Такая разница в абсолютной ошибке суррогатной модели, использующей действительную и мнимую части Y_{11} в качестве откликов, возникает из-за ошибок аппроксимации. Из-за них предсказание на частотах выше 30 ГГц зачастую равно нулю. При сравнении суррогатных моделей, построенных с использованием матриц Y- и S-параметров, видно, что матрица Y-параметров не позволяет добиться достаточной точности суррогатной модели. Что связано с ошибками аппроксимации на частотах выше 30 ГГц, как и в эксперименте с действительной и мнимой частями Y_{11} в качестве откликов. Отклики в виде S-параметров, в свою очередь, обеспечивают низкий уровень ошибки во всем диапазоне частот. Однако после частоты резонанса предсказательная способность модели значительно падает.

Примером практического использования построенной суррогатной модели является автоматизированный синтез катушки индуктивности. Для синтеза были предъявлены требования к комплексу основных характеристик катушки индуктивности: L равна 5,1 нГн, частота резонанса не менее 8 ГГц, максимальная добротность до частоты резонанса наибольшая, площадь наименьшая. Для поиска решения используется целевая функция, уменьшающаяся при приближении к требованиям.

Далее проведена верификация и сравнение результатов моделирования суррогатной модели с результатами точного ЭМ-моделирования для варианта с наименьшим значением целевой функции. На *рис. 1* представлено сравнение выбранного геометрического состояния (R = 26 мкм, S = 10 мкм, W = 10 мкм, n = 5,5 витков) суррогатной модели с точной и грубой моделями



а) *б*)

рис. 1 Характеристики синтезированной катушки индуктивности: а) – индуктивность; б) – добротность

Средняя абсолютная ошибка суррогатной модели в выбранном геометрическом состоянии составляет 0,010 по модулю и 1,679 ° по фазе S-параметров. Средняя относительная ошибка составляет 2,45% по модулю и 3,49% по фазе S-параметров. Абсолютная ошибка по индуктивности на частоте 1 ГГц составляет 0,012 нГн, а по добротности на всех частотах составляет 0,45. Низкие относительная и абсолютная ошибки демонстрируют эффективность предложенной методики построения суррогатной модели.

В данной работе представлено исследование условий построения суррогатной модели катушки индуктивности. В ходе исследования была проведена серия экспериментов по выбору типа откликов для построения суррогатной модели. Наибольшую точность суррогатной модели обеспечивает использование действительной и мнимой частей S-параметров. При помощи разработанной методики построена суррогатная модель интегральной катушки индуктивности. Построенная суррогатная модель обеспечивает среднюю относительную ошибку по модулю и фазе S-параметров 3,29% и 3,03% соответственно. Проведен автоматизированный синтез по заданным требованиям. Сравнение синтезированной катушки индуктивности с результатами точного ЭМ-моделирования показало достаточную точность суррогатной модели, что демонстрирует эффективность предложенной методики.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-79-10036, https://rscf.ru/project/22-79-41023/.

Список публикаций:

[1] Stepanov V. I., Metel A. A., Salnikov A. S., Bilevich D. V. // IEEE Ural-Siberian Conference on Biomedical Engineering, Radioelectronics and Information Technology (USBEREIT). 2023. P. 139.

[2] Степанов В. И., Метель А. А., Сальников А. С., Билевич Д. В. // Научная сессия ТУСУР. 2023. В печати.

Электромагнитные характеристики пористых структур на основе токопроводящего пластика в КВЧ диапазоне

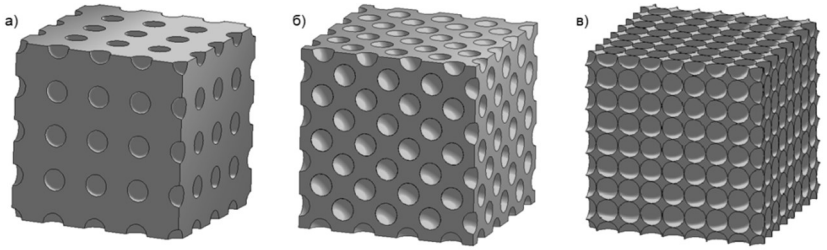
Трофимов Егор Александрович
Кулешов Григорий Евгеньевич, Дорожкин Кирилл Валерьевич, Бадьин Александр Владимирович
Томский государственный университет
E-mail: zverezhuck@mail.ru

В последние годы как никогда ранее заметно ускорение темпов развития современной радиоэлектронной аппаратуры. Вместе с ростом количества высокочастотной техники и в зависимости от сферы выполняемых ими функций, возникает ряд различных проблем. Это, например, проблема негативного воздействия электромагнитного излучения на биологические объекты, проблема электромагнитной безопасности, проблема электромагнитной совместимости. Как следствие, встаёт потребность в способах их решения. Одним из перспективных направлений обеспечения электромагнитной совместимости и устранения радиоэлектронных помех является применение композиционных широкополосных поглотителей электромагнитного излучения.

Диссипация энергии в композите обеспечивается за счёт наполнителя, фазы, активно взаимодействующей с электромагнитным излучением. Для миллиметрового диапазона длин волн представляют интерес преимущественно диэлектрические потери. Их обеспечивают в основном за счет таких материалов как углерод (МУНТ и ОУНТ, аморфный углерод, фулерены и т.д.), карбиды и большинство немагнитных оксидов и сульфидов. Еще один путь для снижения мощности отраженной волны — добавление различных неоднородностей геометрии в структуру поглотителя. В данном направлении в последнее время неуклонно растёт интерес к пористым материалам. Исследователи по всему миру активно занимаются разработкой, изучением и внедрением микро- и мезопористых материалов, полученных преимущественно посредством вспенивания исходных компонент. Однако очень часто ученые сталкиваются с проблемой невозможности обеспечения контроля пористости, что обусловлено слабым разрешением средств измерения, а также природой и характером воздействия на контролируемый материал.

В связи с чем актуально исследование пористых углеродосодержащих материалов. Технология 3D печати вкупе с программами для моделирования трёхмерных электромагнитных полей способны обеспечить контроль пористости и помочь установить связь между электрофизическими параметрами структур и их конструкционнотехнологическими особенностями.

В работе рассматривались макропористые структуры с регулярными воздушными сферическими включениями диаметром 0.5 мм и 1.0 мм и различным объемным их содержанием в структуре; оно варьировалось от 13 до 52 процентов (рис. 1). При моделировании электромагнитного отклика использовались предварительно измеренные материальные параметры токопроводящего пластика марки «ABS Conductive» фирмы “Mellow” (Китай), содержащего в своем составе углеродные волокна и обладающего удельным электрическим сопротивлением 10^3 - 10^5 Ом/см.



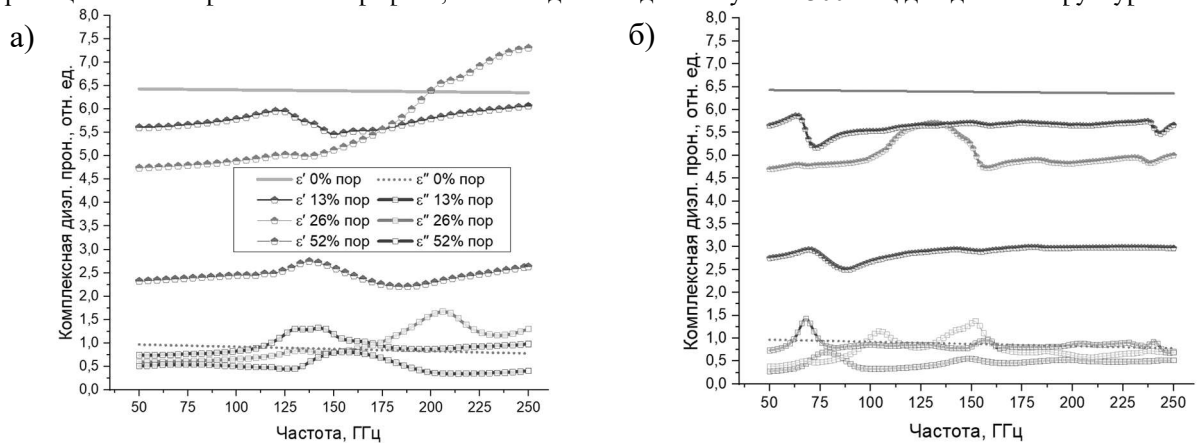
а) 13%, б) 26%, в) 52%
рис. 1 Моделируемые структуры с различным объемным содержанием воздушных пор в структуре

Исследование коэффициентов матрицы рассеяния осуществлялось в программе для трехмерного моделирования электромагнитного поля CST MWS, анализ проводился в частотной области. Комплексная диэлектрическая проницаемость моделируемых структур вычислялась из спектров коэффициентов отражения и прохождения и их фаз в программе MathCad методом инвариантной плоскости отражения (рис. 2). На кривых имеется ряд ярко выраженных резонансов, объясняющихся наложением падающей и отраженной волн в порах или в пространстве между пор. Рассмотрим кривые, соответствующие 13 % содержания пор в объёме структуры. На рисунке 2а видны 2 резонанса на частотах 130 ГГц и 145 ГГц. Первый из них, полуволновый, соответствует длине волны в материале равной 1 мм. и обусловлен интерференцией волн на участках структуры между пор, равных 0.5 мм. Второй резонанс, четвертьволновый, имеет место быть благодаря переотражению волн внутри воздушных пор материала. На рисунке 2б ввиду увеличения пор в 2 раза видно смещение четвертьволнового резонанса на частоту 70 ГГц, на частоте 155 ГГц имеется небольшой полуволновый резонанс той же природы.

На частоте 245 ГГц находится кратный резонанс в материале, та же ситуация наблюдается на частоте 240 ГГц для кривой описывающей структуру с 26 % пор.

Спектры диэлектрической проницаемости структур с 52 % содержания пор в объеме имеют резонансы, связанные только с переотражением волн внутри пор. На графиках, на рисунках 2а и 2б на частотах 150 ГГц и 77 ГГц соответственно имеются четвертьволновые резонансы на воздушных порах. Для структуры с порами диаметром 1 мм на частоте 150 ГГц также присутствует полуволновый резонанс.

Наиболее яркие резонансы имеют спектры диэлектрической проницаемости структур с 26 % пор в объеме материала. В данном случае на кривой (рис. 2а) фигурируют 2 резонанса, первый, кратный, на 105 ГГц обусловлен интерференцией в материале между пор, второй – полуволновый резонанс на воздушной поре. При увеличении диаметра пор в 2 раза (рис. 2б), резонанс на междупоровом пространстве смещается со 105 ГГц на 215 ГГц. Резонанса на поре на красных кривых нет, но заметно восхождение мнимой части диэлектрической проницаемости в правой части графика, пика он должен достигнуть на 300 ГГц для данной структуры.



а) поры диаметром 0.5 мм, б) поры диаметром 1.0 мм

рис. 2 Спектры комплексной диэлектрической проницаемости для материалов с различным содержанием воздушных пор в объеме

Исследованные структуры могут быть использованы в качестве слоев поглотителей с меньшим весом и меньшим расходом материала, а также повышенным поглощением электромагнитного излучения.

Широкополосные источники хаотических колебаний на связанных автогенераторах (модельный эксперимент)

Костерова Влада Сергеевна
Новиков Сергей Сергеевич
Томский государственный университет
E-mail: vsk727@yandex.ru, *nss@mail.tsu.ru*

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, хаотические движения могут существовать в динамических системах, число степеней свободы которых превышает 1.5 [1]; при этом обязательным условием является неустойчивость, как статических состояний, так и периодических колебательных движений. Рассматриваемая в настоящем сообщении система двух связанных автогенераторов обладает тремя степенями свободы, которые соответствуют резонансным системам автогенераторов и резонансной цепи взаимной связи. Колебательные движения в подобных структурах описываются, в общем случае, суперпозицией собственных типов колебаний, отличающихся частотами и фазовыми соотношениями. Эти колебательные компоненты – моды являются базовыми и в активных нелинейных системах могут формировать, в зависимости от структуры взаимодействий, автоколебательные процессы с различными свойствами.

Разработка источников широкополосных хаотических колебаний на основе генерирующих систем с достаточно большим числом степеней свободы вызывает необходимость поиска параметров, эффективно управляющих устойчивостью синхронных мод и обеспечивающих условия перехода системы в целом в режим динамического хаоса. Из общих соображений понятно, что формируемые указанным методом хаотические колебания могут занимать широкую полосу частот. Данный вывод опирается на тот факт, что частоты собственных мод в зависимости от параметров резонансной связи могут быть разнесены в пределах октавной полосы [2].

В данном сообщении методом численного моделирования исследуются особенности временных и спектральных характеристик колебательных движений системы двух связанных транзисторных автогенераторов при разрушении когерентности и переходе к динамическому хаосу. Предложены и протестированы необходимые и достаточные условия перехода систем связанных автогенераторов в режим широкополосного динамического хаоса.

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИНХРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

На рис.1 приведена схема двух транзисторных автогенераторов, связанных друг с другом и с общей нагрузкой $R_н$ через резонансные *L, C, r*-цепи. Автогенераторы собраны по схеме емкостной трехточки. Сопротивление $R_э$, в цепи эмиттера позволяет регулировать отрицательную обратную связь. Такая система, как уже сказано, обладает тремя степенями свободы и тремя базовыми (собственными) типами колебаний – модами. Частоты базовых мод несложно оцениваются путем прямого расчета резонансов. Эта оценка становится тривиальной, если принять во внимание, что при полной симметрии схемы базовые режимы должны быть либо синфазными, либо противофазными. Синфазная мода считается основной, ее частота, очевидно, равна собственным частотам автогенераторов. Противофазная мода является вырожденной и дает два колебания с частотами, разнесенными в разные стороны относительно частоты синфазной моды [3].

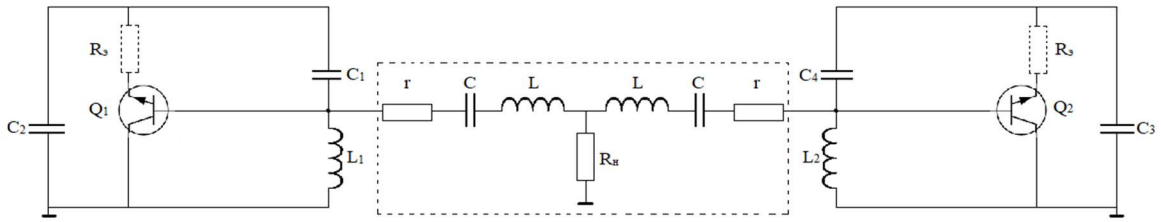


рис.1. Схема системы связанных автогенераторов с резонансной связью

Таким образом, для получения режима динамического хаоса необходимо создать условия неустойчивости одновременно для всех синхронных мод. Оказывается, это возможно при выполнении двух условий [3]. Синфазная мода в системе на рис.1 теряет устойчивость при высоких резонансных свойствах связи. Данное условие сформулировано в общем виде в форме критерия в работах [4, 5] и нашло подтверждение в экспериментах с СВЧ автогенераторами [6]. Для схемы на рис. 1 указанный критерий задается неравенством:

$$C_{12} = \frac{L}{r^2} > C_{кс}, \qquad (1)$$

где параметр C_{12} определяет крутизну мнимой части проводимости y_{12} при резонансной настройке четырехполюсника связи на частоту синфазной моды ω_0, *L, r* –значения индуктивности и сопротивления

омических потерь, $C_{кс}$ –эквивалентная емкость резонансных систем автогенераторов. Как видно, для заданных параметров резонансной системы автогенераторов управление критерием (1) осуществляется путем изменения *r,* то есть добротности контура связи. При проведении численных экспериментов удобно также регулировать параметр генераторов $C_{кс}$. Невыполнение условия (1) (при резонансной настройке связи) дает безусловную устойчивость синфазных колебаний; поэтому критерий (1), по-существу, является необходимым условием разрушения когерентности.

Подавление устойчивости синфазной моды еще не приводит к полному разрушению когерентности и переходу к хаотической динамике. Так как частоты противофазных типов колебаний значительно отстроены от резонанса связи, то взаимодействие автогенераторов для указанных типов имеет реактивный характер, что обусловливает их устойчивость. В такой ситуации система, безусловно, переходит в режим генерации той или иной противофазной моды. При численном моделировании подобные переходы хорошо просматриваются на временных и спектральных характеристиках и воспринимаются как результат конкурентного подавления одних колебаний другими.

Для разрушения противофазной когерентности в [3] предлагается использовать свойства перенапряженного режима активных элементов автогенераторов – транзисторов. Перенапряженный режим в генераторных схемах на транзисторах устанавливается при большой положительной обратной связи и при малой глубине отрицательной обратной связи. Падающий участок колебательных характеристик транзисторов при этом приобретает высокую крутизну. Переход к хаотическому режиму в этом случае происходит по сценарию Фейгенбаума [7], то есть в результате каскада удвоения периода. Управление устойчивостью противофазных колебаний в схеме на рис.1 производится путем изменения сопротивлений отрицательной обратной связи $R_э$. Подавление устойчивости противофазных мод является достаточным условием перехода системы в режим динамического хаоса.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Основной задачей численного моделирования являлось изучение спектрально-временных характеристик колебательных процессов в схеме рис.1 при переходе от синхронных режимов в режим динамического хаоса. Как было сказано, основными управляющими параметрами являются сопротивления цепи связи *r* и сопротивления отрицательной обратной связи $R_э$. На рис.2 приведена принципиальная схема транзисторного автогенератора с элементами питания; частота генерации задается элементами *L*2, *C*1, *C*3. Во всех представленных ниже экспериментах частоты автогенераторов и резонанса цепи связи были одинаковыми и выбирались в районе 500-600кГц. Численное моделирование проводилось с использованием программного пакета Multisim. Шаг интегрирования составлял 10^{-8}с.

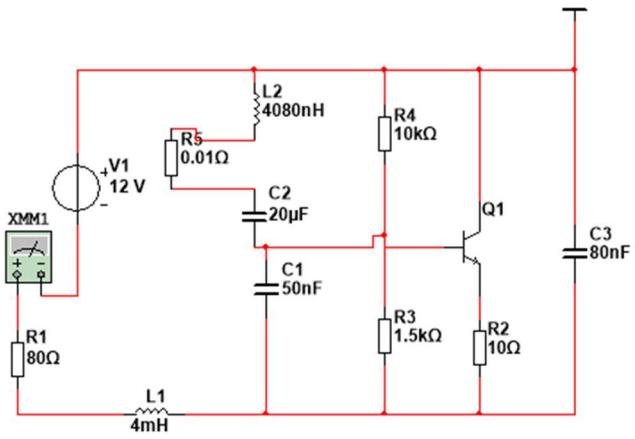


рис.2. Принципиальная схема автогенератора

На рис.3 приведены спектрограммы, демонстрирующие поведение системы при управлении параметром C_{12} неравенства (1) путем изменения сопротивления цепи связи *r*. Так, при $r \geq 10$ Ом и $R_э \approx 0.4\text{-}0.6$ Ом в системе существует только одна синфазная мода на частоте 550 кГц и ее гармоники (рис.3а). При уменьшении сопротивления *r* в пределах 9-3 Ом и неизменном $R_э$ синфазная мода теряет устойчивость, и система переходит на один из синхронных противофазных режимов. Такой переход сопровождается бифуркациями удвоения периода различного порядка: от первого до третьего. На рис.3б изображен вариант спектра нижней противофазной моды (440 кГц) с третьей бифуркацией. Далее, с приближением сопротивления *r* к указанному минимальному значению, устанавливается чистый противофазный режим с гармониками (рис.3в). Таким образом, в результате выполнения необходимого условия (1), синфазный режим оказывается подавлен и перестает возбуждаться.

а *б* *в*

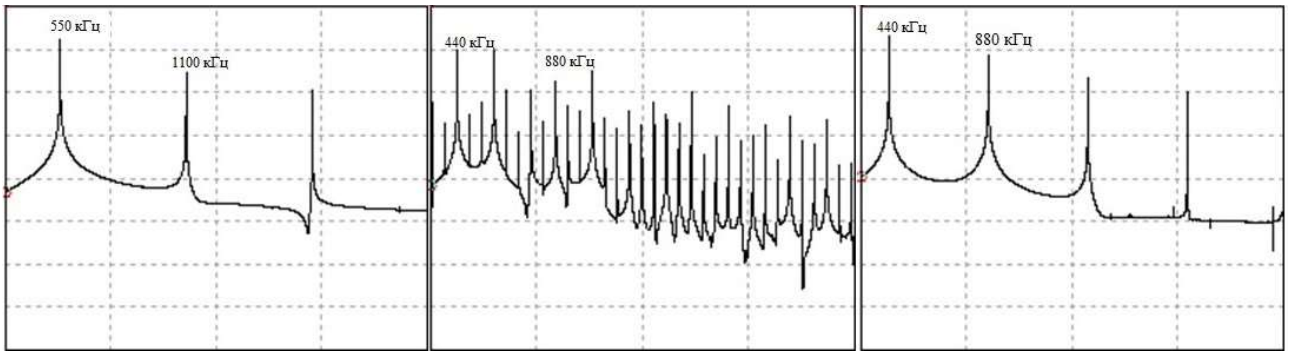


рис.3. Спектры колебаний при подавлении устойчивости синфазной моды, Rэ=0.391 Ом, полоса обзора 320-2200 кГц, цена деления шкалы интенсивности – 20 дБ; а) синфазная мода с гармониками при r=11.5 Ом; б) противофазная мода после третьей бифуркации при r=8.55 Ом; в) противофазная мода с гармониками при r=3.5 Ом.

Для тестирования достаточного условия разрушения когерентности величина сопротивления $R_э$ изменялись в пределах 4.5-0,02 Ом при неизменном r=0.002 Ом. Сначала при $R_э$ из интервала 4.5-3.5 Ом в системе вместо неустойчивой синфазной моды возбуждались синхронные колебания верхней противофазной моды (825 кГц). При дальнейшем уменьшении $R_э$ система переходила на нижний противофазный режим (440 кГц) и через каскад бифуркаций удвоения периода – в режим динамического хаоса. На рис.4 приведены спектры, демонстрирующие данный сценарий. На рис.4а, 4б изображены спектры нижней противофазной моды после второй бифуркации удвоения и после третьей. Далее незначительное уменьшение r переводит систему в режим динамического хаоса (рис.4в). Следует обратить внимание, что на последнем шумовом спектре (рис. 4в) в области частот «разрушенных» мод и продуктов удвоения просматриваются размытые спектральные максимумы.

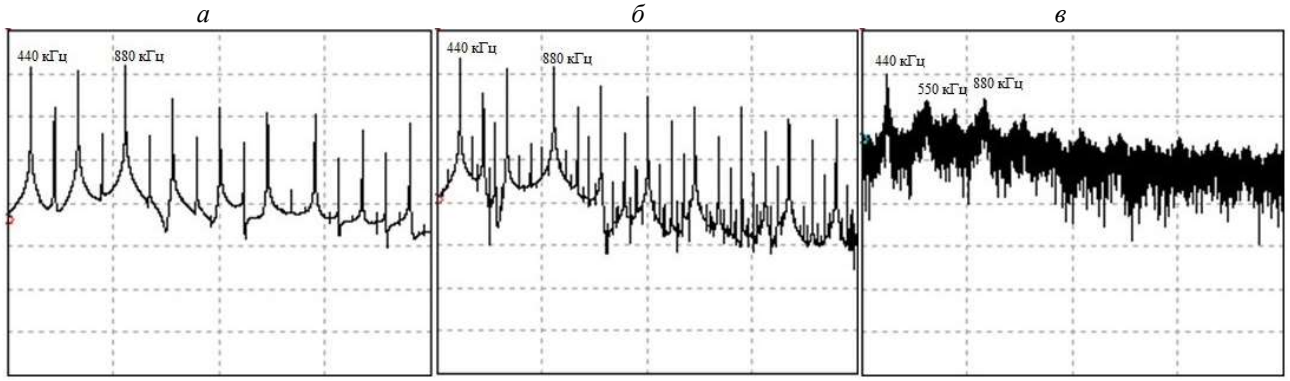
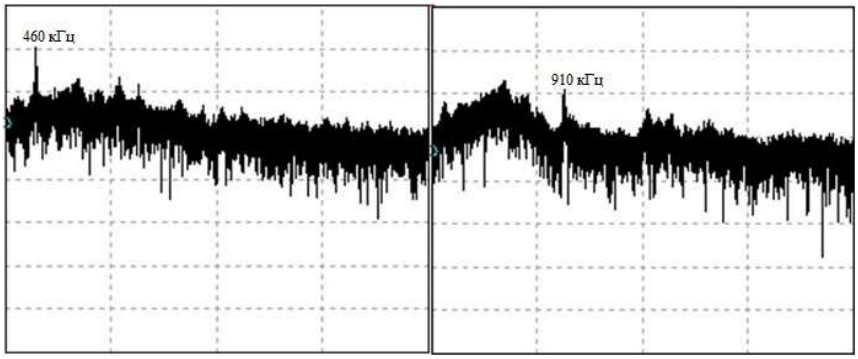


рис.4. Спектры колебаний при подавлении устойчивости противофазных мод и переходе к динамическому хаосу, r=0.002 Ом, полоса обзора 320-2200 кГц, цена деления шкалы интенсивности – 20 дБ; а) противофазная мода после второй бифуркацией при Rэ=0.4 Ом; б) противофазная мода после третьей бифуркацией при Rэ=0.35 Ом; в) динамический хаос при Rэ=0.017 Ом.

Характер преобразования колебаний в процессе перехода к динамическому хаосу, а также качество шумовых спектров существенно зависят от степени подавления устойчивости синхронных мод, на что, в свою очередь, влияют точность настройки цепи связи, возможные взаимные расстройки частот автогенераторов, уровень регенерация автоколебательных систем и др. Подбор указанных параметров позволяет получить в модельном эксперименте хаотические колебания с достаточно плотным шумовым спектром в широком диапазоне частот. Пример такой настройки приведен на рис.5. Сопоставление шумовых спектров колебаний одного из генераторов и колебаний в общей нагрузке указывает на интересное свойство изучаемой системы, а именно, на способность глубокого подавления в общей нагрузке квазигармонических нечетных гармоник противофазных типов колебаний. Четные гармоники этих мод при этом суммируются (рис.5а). Факт такой фильтрации просматривается при внимательном сопоставлении временных реализаций колебаний на рис.5б. Данный эффект более подробно обсуждался в [2, 3].

В рамках проведенного моделирования были исследованы также системы с различным подключением четырехполюсника связи к резонансным системам автогенераторов, а также системы с большим количеством автогенераторов. Все они демонстрируют способность работать в режиме динамического хаоса.

а



б

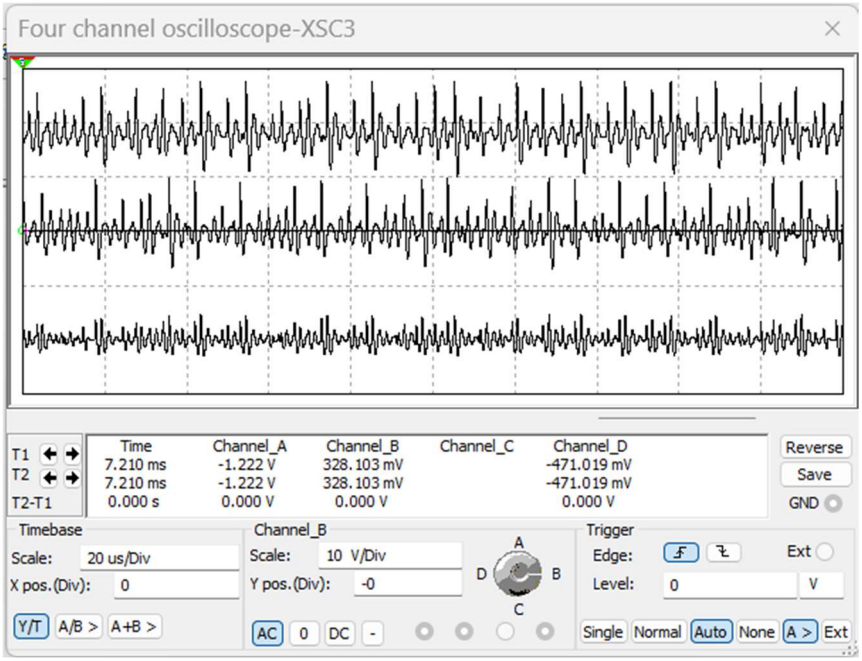


рис.5. Спектрально-временные характеристики системы в режиме развитого хаоса при r=0,002 Ом, Rэ=0,01 Ом:
а) спектры колебаний одного из генераторов (слева) и на общей нагрузке (справа). Полоса обзора 320-2200 кГц.
б) осциллограммы хаотических колебаний на контурах автогенераторов (верхние осциллограммы)и на общей нагрузке (нижняя осциллограмма);

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены необходимое и достаточное условия перехода системы двух связанных автогенераторов в режим динамического хаоса. Проведенное моделирование демонстрирует состоятельность этих условий. Описаны и представлены процессы, сопровождающие переход от когерентных режимов к хаотической динамике. Проведенные численные эксперименты показали, что возможны различные варианты реализации источников хаотических колебаний на основе связанных автогенераторов. Данная модель отличается простотой управления и может быть полезна при разработке и создании широкополосных источников хаотических колебаний.

Список публикаций:

[1] Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е. Регулярные и хаотические автоколебания. Синхронизация и влияние флуктуаций учебник-монография: Долгопрудный Интеллект, 2009. – 312 с.
[2] Новиков С. С., Костерова В. С. Устойчивые и неустойчивые динамические процессы в автоколебательной системе с тремя степенями свободы // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2022. Т. 5, № 2. С. 218—235.
[3] Костерова, В. С, Новиков С. С., Верификация условий перехода системы связанных автогенераторов в режим динамического хаоса // Техника радиосвязи. – 2022. – № 4(55). – С. 108-117. – EDN FZUYGI.
[4] Новиков С. С., Усюкевич А. А. Неустойчивость синхронных режимов в системе двух связанных СВЧ -автогенераторов, // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 11. С. 51 – 56.

[5] Новиков С. С., Усюкевич А. А. Разрушение когерентного режима в системе двух автогенераторов при сильных резонансных взаимных связях // Известия вузов. ПНД. 2012. №5.
[6] Novikov S.S., Usjukevitch A.A. Dynamic modes of two coupled microwave oscillators // Proc. 24th Int. Crimean Conf. "Microwave & Telecommunication Technology", Sevastopol, Crimea, Russia, 2014. P.109-110.
[7] Динамический хаос :курс лекций : учебное пособие для вузов / С.П. Кузнецов— М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 295 с.

Корреляционные характеристики динамического хаоса в системе связанных автогенераторов при разрушении когерентности

Мазенин Никита Игоревич
Новиков Сергей Сергеевич
Костерова Влада Сергеевна
Томский государственный университет
E-mail: Mazenin2000@mail.ru, nss@mail.tsu.ru, vsk727@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] показано, что системы связанных автогенераторов при разрушении когерентности способны генерировать широкополосный шумовой сигнал. Эти нетрадиционные свойства динамических (детерминированных) систем реализуются за счет потери устойчивости всеми базовыми когерентными режимами-модами при сильных резонансных взаимных связях и перенапряженных режимах активных элементов автогенераторов (транзисторов). Движение таких систем, как и других известных систем с динамическим хаосом [3] характеризуется признаками детерминизма. Это обязательное свойство проявляется в форме повторения выбранных (заданных) элементов траектории и известно как возвраты Пуанкаре [4]. Статистическое усреднение времени пребывания на выбранных отрезках траектории за достаточно большой интервал наблюдения дает оценку степени детерминизма и определяет меру множества, заданного выбранным элементом траектории [5].

Поиск и статистическая оценка элементов детерминизма в хаотической динамике имеют важное практическое значение, так как дают инструмент выбора информационных элементов хаотических колебаний и способов управления ими. Такая задача не является тривиальной, поскольку предполагает анализ степени детерминизма для большого ансамбля элементов различной формы, из которых состоит типичная траектория системы. Ситуация усложняется, если учесть, что в динамическом хаосе имеются «следы» нескольких базовых когерентных мод. Именно с такой ситуацией приходится иметь дело в системе связанных автогенераторов с разрушением когерентности [1, 2].

Из общих соображений понятно, что при изменении управляющих параметров непосредственно после потери устойчивости синхронными модами в фазовом пространстве системы вокруг соответствующих (неустойчивых) предельных циклов образуются области притяжения. Поэтому фазовые траектории, если они попадают в эти области, должны демонстрировать элементы квазипериодичности. При этом в спектре колебаний в области частот указанных мод и их гармоник возникают размытые, но весьма интенсивные спектральные максимумы. Элементы выбранных колебаний, содержащие фрагменты квазипериодичности, очевидно, обладают высокой степенью детерминизма. По мере углубления неустойчивости система переходит в режим развитого хаоса: «следы» базовых мод все более размываются, а шумовой спектр становится все более плотным.

В докладе методом корреляционного анализа проводятся статистические оценки признаков детерминизма в хаотической динамике численных моделей систем связанных автогенераторов. Обсуждается вопрос о влиянии степени неустойчивости базовых синхронных режимов, форм и размеров элементов хаотических колебаний на распределение признаков детерминизма.

На рис. 1 представлена схема системы двух связанных транзисторных автогенераторов. Автогенераторы собраны по емкостной трехточечной схеме. Задающий частоту колебательный контур образован элементами L_1, C_1, C_2. Положительная обратная связь задается соотношением емкостей C_1 и C_2. Отрицательная обратная связь вводится путем включения в эмиттерные цепи транзисторов сопротивлений $R_э$. Автогенераторы связаны друг с другом и с общей нагрузкой $R_н$ через резонансные цепи r, C, L (четырехполюсник связи выделен пунктирной линией).

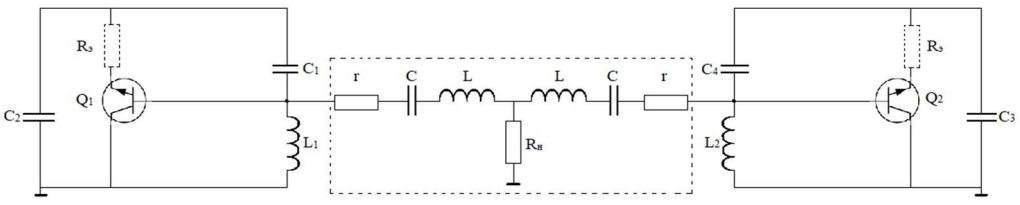
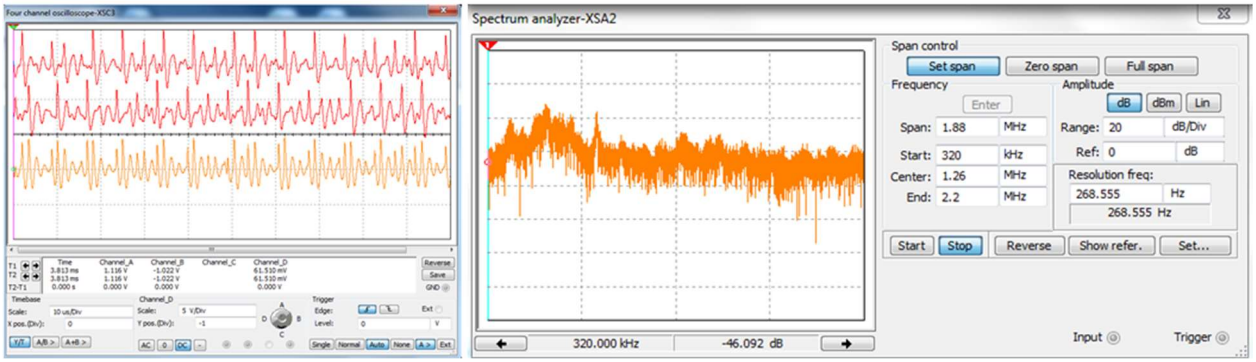


рис.1. Схема системы связанных автогенераторов с резонансной связью

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Источником данных для оценки статистических характеристик хаотических колебаний является программа в пакете multisim, моделирующая работу системы связанных автогенераторов в режиме динамического хаоса. Средства multisim позволяют экспортировать осциллографические данные изучаемой динамики в виде массива для сохранения и дальнейшей обработки.

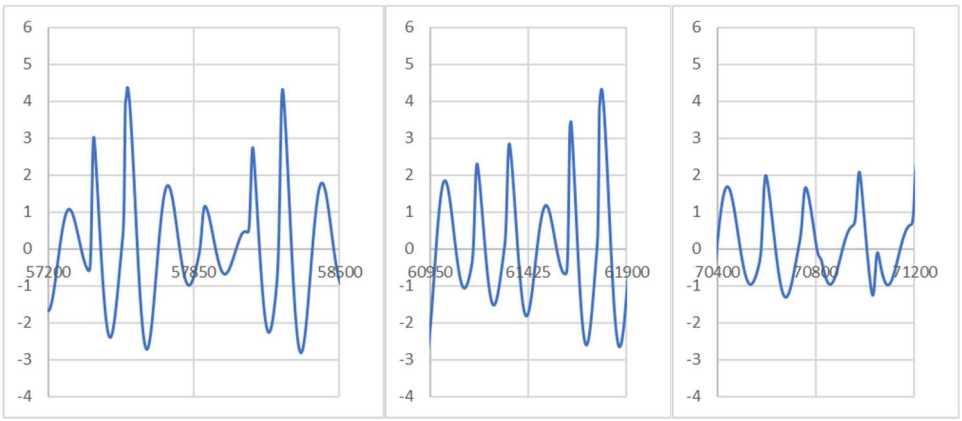
Далее на примере реализаций одного из вариантов системы связанных автогенераторов с разрушением когерентности описана методика корреляционного анализа статистических характеристик динамического хаоса. На рис. 2а приведены осциллограммы, на которых представлены колебания на контурах каждого из автогенераторов (верхние осциллограммы) и на общей нагрузке (нижняя осциллограмма). На рис.2б изображен спектр колебаний на общей нагрузке в полосе 320-2200 кГц. Для статистических анализа используются колебания на общей нагрузке. Как видно, спектр колебаний достаточно плотный, однако в левой его части присутствуют размытые спектральные максимумы, соответствующие неустойчивым синхронным модам. Им, по-видимому, соответствуют квазипериодические элементы на осциллограммах.



а *б*

рис.2. Осциллограммы (а) и спектр колебаний (б)

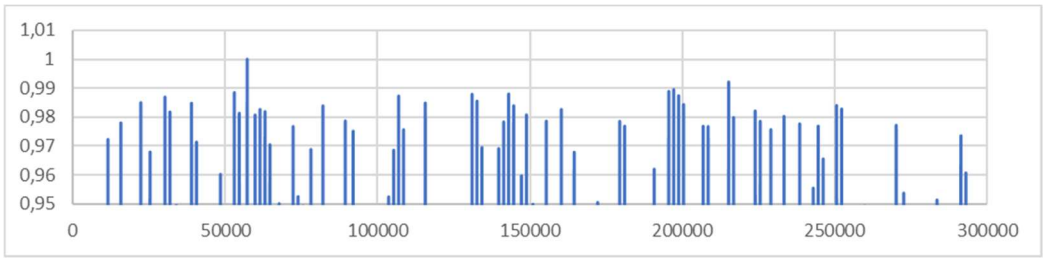
Выбор из записанной осциллограммы элементов колебаний (эталонов) для оценки статистики их повторяемости, вообще говоря, произволен. Однако предварительный визуальный анализ позволяет выделить на интервале полной реализации те или иные «интересные » формы колебаний. Полный объем массива сохраняемой реализации достаточно велик и составлял от 90000 до 300000 точек. Для оценки детерминизма хаотической динамики использовался аппарат корреляционного анализа Microsoft Excel. Применение корреляционной процедуры к полной реализации колебаний и к выбранному эталонному сигналу позволяет с той или иной степенью точности выделить его из полной реализации. Данный метод, в технике, называется «Оптимальный приём» и используется для обнаружения сигналов известной формы.



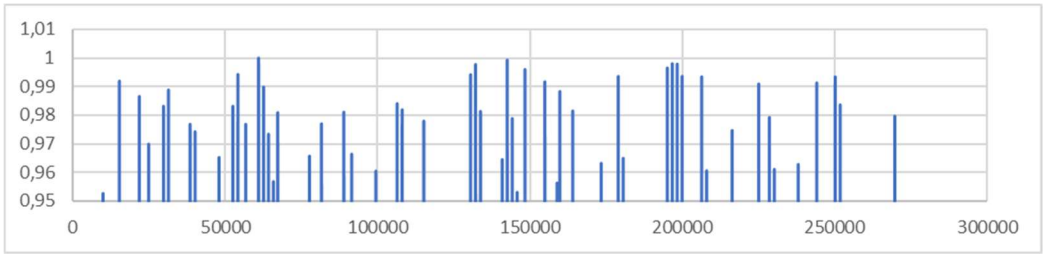
а *б* *в*

рис.3. Формы выделенных эталонных колебаний

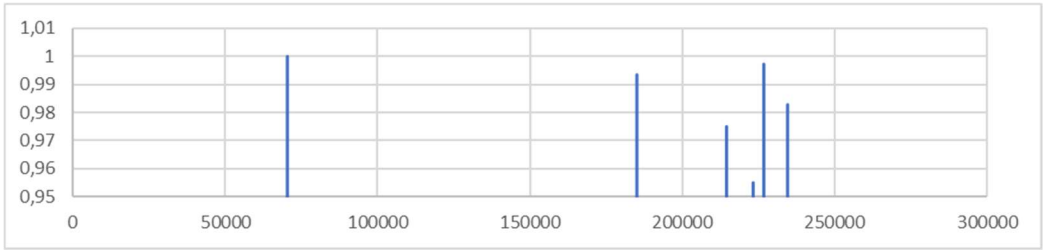
На рис 3 представлены три эталонных колебания различной формы, взятые из одной и той же реализации длиной 300000 точек. Длительность первого –1400 точек, второго – 950 точек, третьего – 800 точек. На первый взгляд сложно сказать какое из колебаний будет наиболее часто встречаться, можно только предполагать, что это будет более короткий эталон. На диаграмме рис.4 выведены значения корреляционных функций эталонных сигналов, превышающие порог 0.95. Важно отметить, что распределение признаков детерминизма по временной реализации в общем случае носит случайный характер. В то же время, обращает на себя внимание вполне заметная «группировка» корреляционных максимумов. Эта особенность, возможно, объясняется тем, что выбранные в качестве эталонов фрагменты сигналов (см. рис.3а и рис.3б) принадлежат области одной неустойчивой моды. Наконец, следует отметить, что два первых эталонных сигнала, несмотря на сложность их формы, повторяются существенно чаще, чем третий эталон. Этот эталон, возможно, соответствует переходу между неустойчивыми модами.



а



б



в

рис.4. Графики корреляционных функций выше уровня 0,95

Как было сказано выше, для оценки степени детерминизма можно воспользоваться вычислением относительного времени пребывания динамической траектории в областях фазового пространства, соответствующих выбранным эталонным сигналам. Эта оценка имеет вероятностный смысл и задается отношением

$$p(L) = \frac{\tau_\Sigma}{T}, \qquad (1)$$

где под L понимается область фазовой траектории, соответствующей выбранному эталонному сигналу, τ_Σ – суммарная длительность пребывания фазовой траектории в выбранной области L, а T – время наблюдения.

Рассчитанные для выбранных эталонных сигналов (рис.3) вероятностные характеристики имеют следующие значения: эталон а – 0.317; эталон б – 0.174; эталон в – 0.016. Расчет корреляций для тех же эталонных сигналов и реализаций, взятых через большие интервалы времени с другими начальными условиями, дает распределения корреляций, подобные рис.4, и близкие $p(L)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенных исследований показано, что распределение признаков детерминизма в хаотической динамике численных моделей системы связанных автогенераторов носит случайный характер. Отмечено, что распределение корреляций по временным реализациям существенным образом зависит от степени неустойчивости базовых синхронных режимов, форм и размеров элементов хаотических колебаний. Получены численные оценки степени детерминизма.

Список публикаций:

[1] Новиков С. С., Костерова В. С. Устойчивые и неустойчивые динамические процессы в автоколебательной системе с тремя степенями свободы // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2022. Т. 5, № 2. С. 218—235.

[2] Костерова, В. С, Новиков С. С., Верификация условий перехода системы связанных автогенераторов в режим динамического хаоса // Техника радиосвязи. – 2022. – № 4(55). – С. 108-117. – EDN FZUYGI.

[3] Генерация хаоса / А.С. Дмитриев, А.И. Панас, Е.В. Ефремова, Н.А. Максимов / под общ. ред. А. С. Дмитриева. — Москва: Техносфера, 2012. — 424 с.
[4] Антипов О.И., Неганов В.А., Потапов А.А. Детерминированный хаос и фракталы в дискретно-нелинейных системах / Под ред. и с предисловием акад. Ю.В. Гуляева и чл.-корр. РАН С.А. Никитова.- М.: Радиотехника, 2009.- 235 с.
[5] Динамический хаос :курс лекций : учебное пособие для вузов / С.П. Кузнецов— М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 295 с.

Характеристики коаксиальных переходов с диэлектрическими СВЧ-опорами из материала «Римамид»

Хорошилов Евгений Владимирович
Малютин Николай Дмитриевич
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
E-mail: horoshilov.ev@micran.ru

Приведены экспериментальные частотные характеристики *S*-параметров одноканальных коаксиальных переходов, в конструкциях которых используются диэлектрические опоры из ранее применявшихся полимеров и малоизвестного материала «Римамид». Измерения проведены на образцах коаксиальных переходов ПК2-18-01Р-01Р и ПК2-50-05Р-05Р, производимых серийно. Проведено сравнение частотных зависимостей коэффициентов отражения и коэффициентов передачи переходов с опорами серийных образцов и переходов с опорами из римамида. Показано, что переходы с экспериментальными опорами без изменения конструкции деталей самого перехода, формы и размеров опоры, обеспечивают коэффициент отражения не хуже –24 дБ и потери не более – 0,16 дБ в диапазоне частот 0,01-50 ГГц, сравнимые с параметрами серийных образцов. Сделан вывод о перспективности применения римамида в качестве материала диэлектрических опор и других элементов СВЧ техники.

Ключевые слова: *диэлектрическая опора, коаксиальная линия, коаксиальный переход, S-параметры, волновое сопротивление.*

Как правило, диэлектрические опоры коаксиальных линий (КЛ) передачи изготавливают из полимерных диэлектрических материалов с относительно небольшим значением относительной диэлектрической проницаемости. При этом стремятся использовать возможно меньшее количество диэлектрика в конструкции опоры, тем самым уменьшая эффективную диэлектрическую проницаемость и обеспечивая приемлемые электродинамические, механические и технологические характеристики переходов [1–4]. В качестве материалов опор используются полимеры PEI (полиэфиримид), PS (полистерен), PEEK (полиэфиръэфиркетон) и другие [2].

Из-за повышения цен и увеличивающегося количества мер, ограничивающих доступ российских компаний к международным рынкам, необходимо искать отечественную замену всей критически важной иностранной номенклатуры материалов, ранее применявшихся в специальных и гражданских разработках СВЧ диапазона.

К одной из таких номенклатурных позиций можно отнести СВЧ-полимерные материалы Ultem PEI 1000 и Rexolite 1422, поскольку из них изготавливаются диэлектрические опоры, применяемые в конструкции большого количества устройств, относящихся к элементам СВЧ-тракта: различные виды переходов, аттенюаторы, делители, кабельные сборки и т.д. Ясно, что наиболее правильным с точки зрения экономии ресурсов была бы замена на отечественные материалы, являющиеся полными аналогами зарубежным, что невозможно ввиду множества причин, в частности, экономической нецелесообразности освоения подобного производства в России.

Исходя из этого, необходимо тестировать все возможные диэлектрические конструкционные материалы отечественного производства на предмет возможного их использования в СВЧ-технике, в первом приближении ориентируясь на наиболее важные параметры, к которым относятся значение относительной диэлектрической постоянной (2,5-3,5) и рабочий температурный диапазон (минус 80 – 120 градусов Цельсия). Одним из малоизвестных материалов, оказавшихся потенциально подходящим под вышеописанные критерии является римамид [5].

Как известно [1], волновое сопротивление Z_0 коаксиальных линий передачи определяется по формуле

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln\left(\frac{D}{d}\right), \qquad (1)$$

где D – диаметр внешнего проводника; d – диаметр внутреннего проводника КЛ; ε_r – эффективная относительная диэлектрическая проницаемость пространства между проводниками КЛ по длине диэлектрической опоры. Рассогласование в коаксиальном переходе происходит в основном по причине скачка Z_0 на участке установки опоры вследствие изменения ε_r . Поэтому было предложено решить задачу отказа от дефицитных материалов диэлектрических опор путем простой замены ранее используемых опор на новые экспериментальные из материала римамид без изменения размеров опоры и всех элементов коаксиальных переходов на диапазоны частот до 18 ГГц и 50 ГГц. При таком подходе исключаются все факторы отклонения Z_0 от номинала 50 Ом, кроме фактора изменения ε_r . Поскольку полных исследований диэлектрических свойств римамида на СВЧ в настоящее время не проведено, изменение коэффициента отражения S_{11} переходов позволит на основании связи коэффициента отражения и волнового сопротивления [1] оценить отклонение Z_0, а также определить из (1) ε_r и, в конечном итоге, относительную диэлектрическую проницаемость материала опоры в

широком диапазоне частот. Изменение коэффициентов передачи S_{12} дает возможность оценить отклонение tgδ нового материала от tgδ ранее используемого диэлектрика.

Для первичной оценки применимости римамида в качестве СВЧ-материала было изготовлено несколько экспериментальных диэлектрических опор, геометрические размеры которых, соответствуют размерам серийно применяемых опор в одноканальных коаксиальных переходах ПК2-18-01Р-01Р (розетка, тип III – розетка, тип III) и ПК2-50-05Р-05Р (розетка, тип 2,4 мм – розетка, тип 2,4 мм) производства компании АО «НПФ «Микран» [6]. При помощи векторного анализатора цепей проведены сравнительные измерения *S*-параметров переходов с серийными и экспериментальными опорами. Полученные частотные зависимости приведены на рис. 1 и 2.

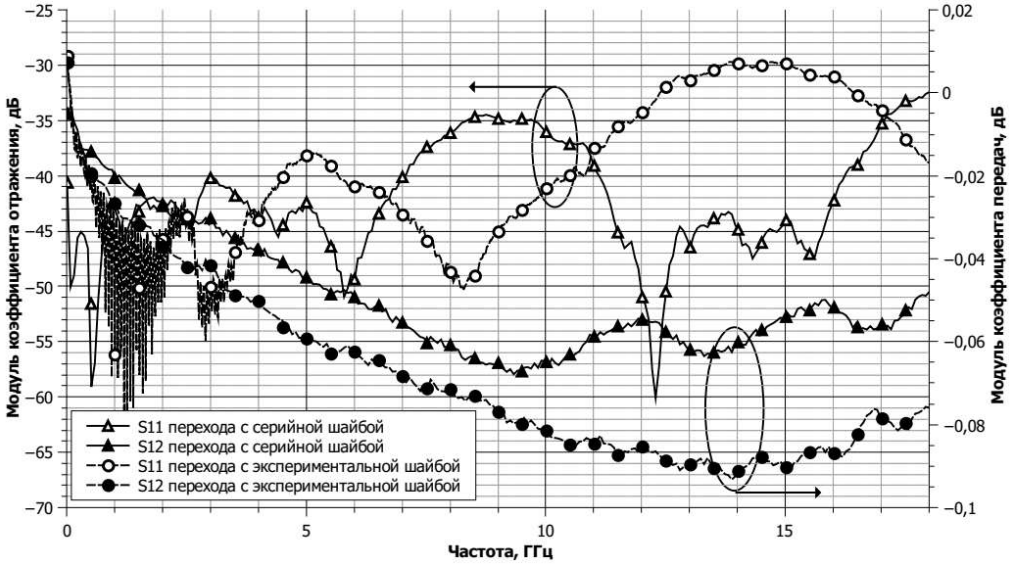


Рис. 1. Сравнительные частотные зависимости *S*-параметров коаксиального перехода ПК2-18-01Р-01Р, собранного с использованием серийной и экспериментальной диэлектрической опоры

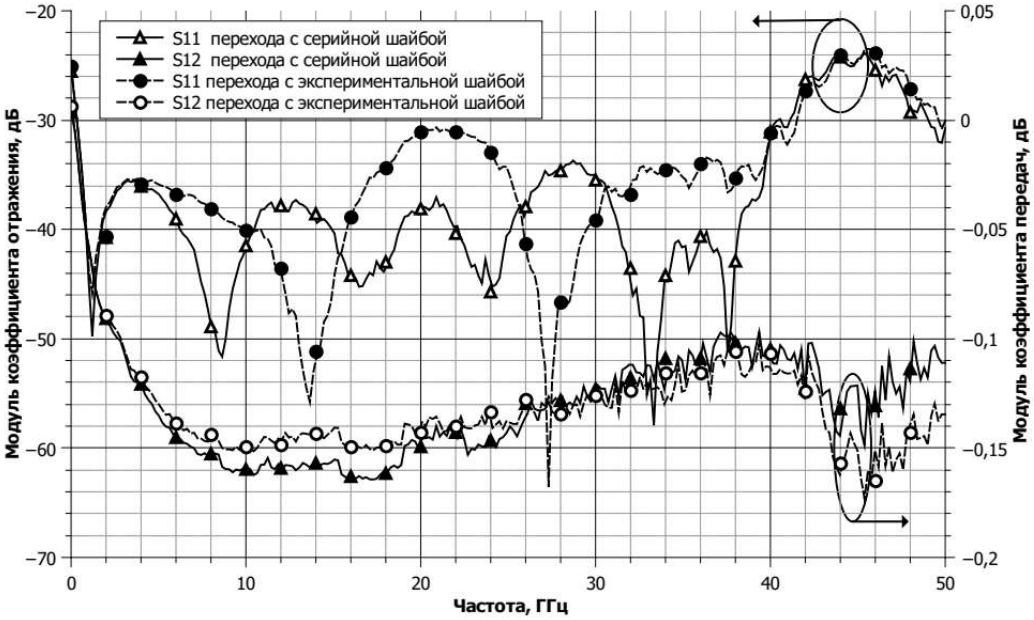


Рис. 2. Сравнительные частотные зависимости S-параметров коаксиального перехода ПК2-50-05Р-05Р, собранного с использованием серийной и экспериментальной диэлектрической опоры

На основании проведенных измерений можно сделать следующие выводы:

1. Частотные зависимости *S*-параметров коаксиальных переходов с экспериментальными опорами незначительно отличаются от частотных зависимостей переходов с серийными опорами. Очевидно это связано с небольшим отличием относительной диэлектрической проницаемости. Переходы ПК2-18-01Р-01Р с экспериментальными опорами обеспечивают модуль коэффициента отражения не хуже –29 дБ в частотном

диапазоне до 18 ГГц. Переходы ПК2-50-05Р-05Р показали модуль коэффициента отражения не хуже –24 дБ в частотном диапазоне до 50 ГГц. Модуль коэффициента передачи перехода ПК2-18-01Р-01Р с экспериментальными опорами не хуже –0,09 дБ, переход ПК2-18-01Р-01Р имеет почти совпадающий с серийным образцом коэффициент передачи не хуже –0,16 дБ.

2. В целом, материал достоин внимания специалистов радиотехнической промышленности и других областей науки и техники. Потенциально он может стать материалом-заменителем традиционных СВЧ-полимеров с поправкой на его более высокую пластичность. Разумеется, что необходимы более детальные исследования римамида для полной характеризации его электрических свойств, температурной зависимости параметров, способов применения, например, в замковых конструкциях СВЧ устройств.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Росси, проект FTWM-2023-0014 от 16.01.2023.

Список публикаций:

[1] Богданов А.М., Давидович М.В., Кац Б.М. и др. / Под ред. Креницкого А.П и Мещанова В.П. Сверхширокополосные микроволновые устройства. – М.: Радио и Связь, 2001.

[2] Джуринский К.Б. Радиочастотные соединители, адаптеры и кабельные сборки. – М.: ООО «Ваш Формат», 2018.

[3] ГОСТ РВ 51914-2002 Элементы соединения СВЧ трактов электронных измерительных приборов. Присоединительные размеры.

[4] 287-2007 - IEEE Standard for Precision Coaxial Connectors (DC to 110 GHz).

[5] https://rimamid.ru/Physical_and_mechanical_properties_of_RIMAMID_RU.pdf.

[6]Морозов О.Ю., Семибратов В.П., Михеев Ф.А., Павлов С.В. Диэлектрическая шайба // Патент на изобретение RU124059U1.

Твердотельная электроника, микро- и наноэлектроника

АПР 2023
26-29 сентября 2023
Томск, Россия

Бесконтактный энкодер на основе эффекта Доплера

Гелия Фёдоровна Карлова
Борис Иванович Авдоченко, Егунов Михаил Серафимович, Екатерина Алексеевна Белозерова
Томский университет систем управления и радиоэлектроники
E-mail: karlovagf@yandex.ru, ekaterina.a.belozerova@tusur.ru

Основным недостатком энкодеров, применяемых в настоящее время для измерения перемещений объектов, является необходимость установки на объекте наблюдения механической части энкодера. Скорости и координаты объектов определяются по взаимным перемещениям механической и электронной частей датчика-энкодера, одна из которых неподвижна [1]. Необходимость соединения части энкодера с объектом наблюдения существенно ограничивает области применения.

В предлагаемой статье приведены результаты теоретического исследования бесконтактного (не имеющего механического контакта с объектом наблюдения) энкодера на основе эффекта Доплера. Если приемо-передатчик находится в опорной неподвижной системе координат K, а подвижный объект исследования (далее цель), находится в подвижной системе координат K1, то излученный передатчиком сигнал в направлении цели с опорной частотой F_0 воздействует на цель и отражается с частотой, равной F_d, отличной от переданной частоты F_0 (рис.1).

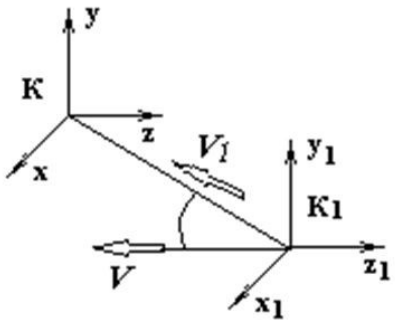


рис.1. Взаимное расположение приемопередатчика и цели

Изменение частоты обусловлено движением цели с некоторой скоростью V, что объясняется эффектом Доплера.

Для обеспечения высокой точности измерения в качестве опорного сигнала использовались СВЧ колебания высокой частоты [2]. Основное внимание уделялось уменьшению погрешности измерений при малой и при переменной скорости перемещения объектов, при которых Доплеровское смещение очень мало. Сканирование объектов с большими интервалами времени приводит к большим погрешностям.

Проведенные программные исследования позволили провести предварительную калибровку прибора для определения стационарной скорости по форме переходного процесса, существенно уменьшить время и погрешность измерений.

Приведёна структурная схема и результаты расчёта бесконтактного энкодера. Программные вычисления показали, что при использовании микроконтроллера даже с частотой 1 МГц возможно определение пространственного расположения объекта наблюдения с точностью до сотых долей мм.

Проведённые программные исследования показали возможность создания СВЧ-энкодера на основе эффекта Доплера, позволяющего определять местоположение объектов с субмиллиметровой точностью.

Список публикаций:

[1] Энкодеры // Сервотехника – URL: https://www.servotechnica.ru/catalog/type/index.pl?id=118 (дата обращения: 24.06.2023)
[2] Эффект Доплера для электромагнитных волн // Отдел образовательных информационных технологий ЯГПУ, ресурс для общего доступа - URL: https://moodle.yspu.org/pluginfile.php/2178/mod_scorm/content/164/node8.html (дата обращения: 11.06.2023)

Методы измерения подвижности носителей заряда в структурах на основе высокоомного арсенида галлия с глубокими центрами

Щербаков Иван Дмитриевич
Зарубин Андрей Николаевич, Скакунов Максим Сергеевич,
Толбанов Олег Петрович, Трофимов Михаил Сергеевич, Тяжев Антон Владимирович,
Шаймерденова Лейла Калитаевна, Шемерянкина Анастасия Владимировна
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: ivan_sherbakov94@mail.ru

В настоящее время огромный интерес и финансовая поддержка сосредоточены в мировых центрах синхротронного излучения и адронных коллайдерах. Проводимые эксперименты требуют инструментов для регистрации высокоэнергетических ионизирующих излучений. Традиционные детекторные системы на основе кремния (Si) не удовлетворяют современным требованиям и способны эффективно регистрировать рентгеновское излучение с энергией до 10 кэВ. Рост энергии излучений в областях физики высоких энергий и медицины накладывает ряд ограничений на используемые материалы для конструирования полупроводниковых квантово-чувствительных систем. Атомный номер (Z) определяет сечение фотопоглощения [1], поэтому все больший интерес проявляется к полупроводниковым материалам сложного состава, обладающие высоким значением Z. Одним из таких перспективных структур является арсенид галлия (GaAs). В Томском государственном университете разработана технология модификации свойств *n*-GaAs методом компенсации исходной электронной проводимости глубоким акцептором – хромом (Cr). В ряде работ показано, что HR-GaAs:Cr (High Resistivity) обладает уникальными свойствами: - высокое удельное сопротивление материала ($\rho \geq 10^9$ Ом·см), - время жизни электронов возрастает на несколько порядков ($\tau_n \approx$ 10–100 нс), высокая радиационная стойкость и эффективность сбора заряда (*CCE* – Charge Collection Efficiency) [2, 3].

Из уравнения Хехта следует, что величина собранного заряда детектором определяется дрейфовой длиной носителей заряда $L_{n,p}$:

$$CCE(x) = \frac{1}{d}\left[L_n\left(1-\exp\left(-\frac{d-x}{L_n}\right)\right) + L_p\left(1-\exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)\right)\right], \quad (1)$$

где d – толщина активной области детектора, x – точка поглощения излучения. Известно, что дрейфовая длина носителей заряда зависит от скорости дрейфа υ и времени жизни τ: $L_{n,p}(E) = \upsilon_{n,p}(E)\cdot\tau_{n,p}$. Ранее было показано, что в детекторах на основе HR-GaAs:Cr сбор заряда происходит преимущественно за счет электронной компоненты [4]. Настоящая работа посвящена изучению полевых зависимостей скорости дрейфа электронов методом монополярного дрейфа в HR-GaAs пластинах. Данная методика основана на генерации в приповерхностных слоях структуры неравновесной концентрации носителей заряда импульсами ИК-излучения субнаносекундной длительности. Засветка производилась со стороны катода, при такой конфигурации электрического поля электронам необходимо преодолеть расстояние, равное d. Наводимые импульсы неравновесными электронами регистрировались осциллографом Tektronix DPO 70804C с полосой пропускания 8 ГГц. Из импульсных характеристик было определено время пролета и рассчитана скорость дрейфа электронов в диапазоне напряженности поля 0,2–10 кВ/см. Полученная зависимость (*рис. 1а*) позволила оценить значение подвижности электронов в исследуемом материале, которое составило $\mu_n \approx$ 4000–4200 см^2/(В·с).

Выполнено исследование электрических характеристик HR-GaAs:Cr структур с использованием четырехзондового метода Ван дер Пау, который основан на эффекте Холла, возникающего при совместном воздействии электрического и магнитного полей. При помощи вольтметра-электрометра В7-30 были измерены значения протекающего тока и напряжения, на основе которых проведен расчет постоянной холла R и удельной электропроводности σ. Оценка подвижности ($\mu_{n,p}$) и концентрации (n, p) носителей заряда выполнена с использованием следующих выражений:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2)$$

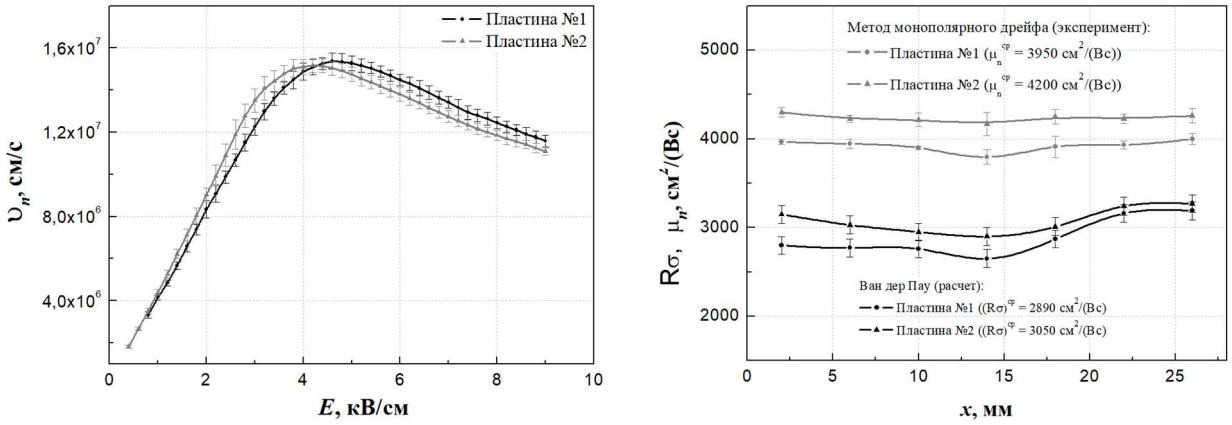
$$p = \frac{n_i^2}{n} \quad (3)$$

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p} \approx 15 \quad (4)$$

где n_i – собственная концентрация носителей заряда в GaAs ($2 \cdot 10^6$ см$^{-3}$). Наблюдается корреляция распределения подвижности электронов в исследуемом материале, полученного на основе экспериментальной и расчетной методик (*рис. 1б)*.

Исследования выполнены при поддержке:

- РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90076 в части модификации свойств *n*-GaAs методом компенсации;
- Гранта по Постановлению Правительства Российской Федерации № 220 от 09 апреля 2010 г. (Соглашение № 075-15-2022-1132 от 01.07.2022 г.) в части изготовления HR-GaAs:Cr сенсоров ионизирующих излучений;
- Программы развития ТГУ («Приоритет-2030») в части измерения электрофизических характеристик HR-GaAs:Cr сенсоров.



(а) (б)

Рисунок 1 – Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля (а), распределение подвижности электронов в исследуемом HR-GaAs:Cr материале (б)

Список публикаций:

[1]. Pennicard D. [et. al.] // MRS Bulletin. 2017. Vol. 42. P. 445–450.
[2]. Толбанов О. П. // Вестник Томск. гос. ун-та. Физика. 2005. Т. 285. С. 155–163.
[3]. Хлудков С. С. [и др.] // Томск: Изд. дом Томск. гос. ун-та. 2016. С. 258.
[4]. Zarubin A. N. [et. al.] // Institute of Electrical and Electronics Engineers. 2006. P. 345–348.

Стимулирование оптических и фотоэлектрических свойств кремниевых p-n-структур наночастицами металлов

Алиев Райимжон Усманович

Гуломов Жасурбек Журахон угли, Бозаров Ойбек Одилович

Андижанский государственный университет

E-mail: alievuz@yahoo.com

Поиск инновационных путей развития технологии создания различных фотоэлектрических приемников излучения, например солнечных элементов (СЭ), способствовал формирования новых способов создания СЭ III-поколения. Такая технология основана на реализацию резонансных структур, обеспечивающих поперечного перенаправление света в объеме полупроводника. Для этой цели предназначены способы формирования поверхностных или объемных решеток в фронтальном диэлектрическом слое или на тыльной поверхности СЭ [1]. Металлические решетки и наночастицы металлов, а также реализованные ими резонансные плазмонные эффекты использованы для этой цели [2]. В другой работе расчетным путем определены значения коэффициента поглощения кремниевой *p-n*-структуры для наночастиц различных видов металлов (Au, Ag, Cu и Pt) [3]. Ввиду неполной ясности природы воздействия наночастиц на свойства структуры и необходимости выявления конкретных областей практического использования созданных приборов остается актуальной проблемой более детальное исследование процессов стимулирования оптических и фотоэлектрических свойств кремниевых *p-n*-структур под действием наночастиц различных металлов. Именно этому вопросу посвящена настоящая работа, в которой рассмотрены наночастицы различных металлов, приведенных в табл. 1.

Таблица 1. Основные фотоэлектрические параметры кремниевой *p-n*-структуры с наночастицами различных металлов в эмиттерном *n*-слое.

	dU_{oc}/dW	dI_{sc}/sW	dU_{mpp}/dW	dI_{mpp}/dW	dP_{mpp}/dW	dFF/dW
-	1,05E-02	7,71E-01	1,05E-02	7,13E-01	2,96E-01	3,49E-03
Cu	1,05E-02	8,31E-01	9,48E-03	7,78E-01	3,22E-01	3,74E-03
Au	1,05E-02	7,40E-01	1,05E-02	6,86E-01	2,84E-01	3,62E-03
Ag	1,05E-02	5,75E-01	1,05E-02	5,32E-01	2,17E-01	3,77E-03
Pt	1,05E-02	1,58E+00	1,05E-02	1,47E+00	6,37E-01	3,53E-03
Al	1,05E-02	9,20E-01	1,05E-02	8,54E-01	3,59E-01	3,62E-03
Co	1,05E-02	6,11E-01	1,05E-02	5,62E-01	2,30E-01	3,49E-03
Ti	1,05E-02	1,64E+00	1,05E-02	1,53E+00	6,64E-01	3,51E-03

В работе использован *«Sentaurus TCAD»* как основной метод моделирования, который содержит необходимые программные пакеты: *"Structure Device Editor" (SDE), "Sentaurus Device","Sentaurus Visual"* и *"Sentaurus Workbench"*. В частности, рассмотрена традиционная конструкция с плоским *p-n*-переходом [3] и использованы выражения для движения электронов и дырок, основанные на уравнения непрерывности:

$J_n=\mu_n(n\nabla E_c-1.5nkT\nabla\ln(m_n))+D_n(\nabla n-n\nabla\ln(\gamma_n))$, $J_p=\mu_p(n\nabla E_c-1.5nkT\nabla\ln(m_p))+D_p(\nabla p-p\nabla\ln(\gamma_p))$,

где J_n и J_p – плотность тока электронов и дырок; μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок; m_n и m_p – эффективные массы электронов и дырок; D_n и D_p – коэффициент диффузии для электронов и дырок; E_c – минимальное значение зоны проводимости; k – коэффициент Больцмана; T – абсолютная температура; γ_n и γ_p – вероятности нахождения электронов и дырок в энергетическом уровне: $\gamma_n=N_c\text{-}1_n\exp((E_{F,n}\text{-}Ec)/kT);$

$\gamma_p=N_v\text{-}1_p\exp((E_v\text{-}E_{F,p})/kT)$, где N_c – плотность состояний для зоны проводимости; N_v – плотность состояний для вадентной зоны; $E_{F,n}$ – энергия квази ферми зоны для *n*-типа; $E_{F,p}$ – энергия квази ферми зоны для *p*-типа.

Использованием преобразований Эйнштейна для (1) и (2) можно получить: $D_n=kT\mu_n$; $D_p=kT\mu_p$; $J_n=-nq\mu_n\nabla\Phi_n$; $J_p=-nq\mu_p\nabla\Phi_p$, где Φ_n и Φ_p – квази Ферми потенциалы для электронов и дырок.

Используя статистики Больцмана можно определить Квази Ферми потенциалов и также можно определить электростатический потенциал при помощи уравнений Пуассона: $\nabla(\varepsilon\nabla\varphi+P)=-q(p-n+N_D-N_A)-\rho_{trap}$, где ε – диэлектрическая проницаемость; P – поляризованность ферромагнетика; q – элементарный заряд; ρ_{trap} – плотность заряда, локализованных на дефектах; φ – электростатический потенциал.

Для кристаллического кремния (P=0) имеет место: $\Delta\varphi = -(q/\varepsilon)(p-n+N_D-N_A) - \rho_{trap}/\varepsilon$. Путем решения приведенных уравнений можно получать вольт-амперную характеристику (ВАХ) *p-n*-структуры при отсутствии освещения: $J = J_0\exp(Uq/kT)$ и при освещении: $J = J_0\exp(Uq/kT) - J_{ph}$, где J_{ph} – плотность тока фотогенерации.

Характерные кривые ВАХ для 3 случаев без (верхняя кривая) и с наночастицами *Ag* (нижняя кривая) и *Pt* (средняя кривая) приведены на рис. 1. Относительно низкие значения фототока и напряжения в случае содержания наночастиц *Ag* связаны с негативным влиянием интерференционного ослабления лучей для их соответствующих геометрических (диаметр и расстояние между соседними) параметров, что подтверждается экспериментальными данными других авторов [4].

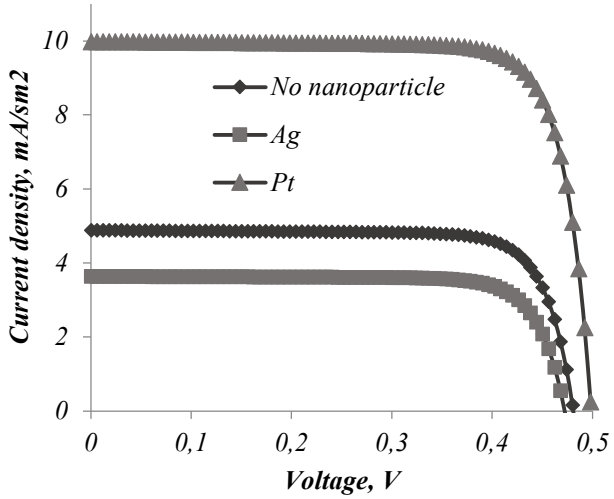


Рис. 1. ВАХ в фотогальваническом режиме кремниевой p-n-структуры без и с наночастицами различных металлов в эмиттерном n-слое.

Наибольшие значения фототока и напряжения ВАХ структур в случае содержания наночастиц *Pt* в n-типном (эмиттерном) слое свидетельствуют о существенности вклада эффекта наноплазмоники в процессе фотоэлектрического преобразования.

Далее применением метода ТММ и законов отражения света Френеля и Снелли для границ различных сред вычислены показатели отражения, поглощения и пропускания солнечной освещенности через исследованную структуру. Характерные результаты расчета поглощения света в зависимости от длины волны ***A(λ)*** приведены на рис. 2.

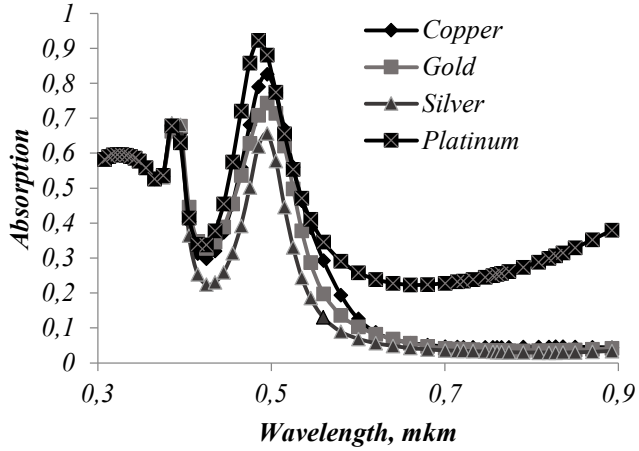


Рис. 2. Спектры поглощения кремниевой p-n-структуры с наночастицами различных металлов в эмиттерном n-слое.

Проявление резко отличимых максимумов в спектральной характеристике поглощения характерно для всех видов наночастиц металлов. Наиболее эффективное поглощение света в структуре, содержащей наночастицы Pt характерно как для длин волн *λ≈380 нм* и *λ≈480 нм*, так и для диапазона *λ≥520 нм* свидетельствуют о воспроизводимости положительного вклада эффекта наноплазмоники в процессе фотоэлектрического преобразования. Причем возрастающее улучшение поглощения света по мере увеличения длины волны в диапазоне *λ≥520 нм* является более убедительным подтверждением реализации эффекта наноплазмоники. Отметим, что наблюдается смещение на коротковолновую сторону максимума спектра (для *λ≈480 нм*) поглощения для структуры, содержащей наночастицы *Pt* относительно других структур. Такое положение можно

связать с характерными для наночастицы *Pt* физических параметров (работа выхода электронов, электронное сродство и т. п.).

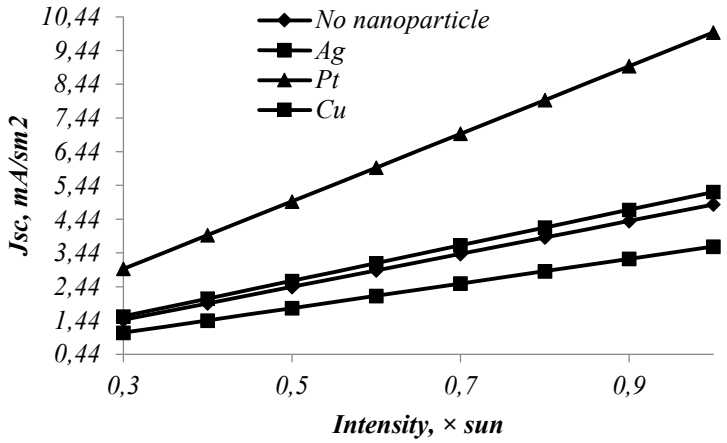


Рис. 3. Зависимость плотности тока к. з. в фотогальваническом режиме кремниевой p-n-структуры без и с наночастицами различных металлов в эмиттерном n-слое.

Представляет интерес влияние температуры и интенсивности освещенности на фоточувствительность и основные фотоэлектрические параметры кремниевых *p-n*-структур с наночастицами различных металлов в *n*-эмиттерном слое. Наблюдается некоторое ухудшение температурных свойств исследованных структур с наночастицами металлов. Это можно объяснить повышением степени поглощения света в инфракрасной области спектра.

Линейный коэффициент повышения тока к. з. исследованных структур с наночастицами различается для различных металлов (Рис. 3). При этом наибольшая чувствительность к изменению интенсивности освещенности проявляют исследованные структуры с наночастицами *Pt* , для которых коэффициент роста плотности тока к. з. в зависимости от увеличения интенсивности освещения составляет ≈ *7 A/Bm* и превышает значения такого параметра для кремниевых структур без наночастиц металлов в ≈ *2,71* раз. Аналогичные результаты могут быть получены и для структур с наночастицами других видов металлов. В частности, для кремниевых *p-n*-структур с наночастицами золото получены подобные положительные результаты при диаметре наночастицы ≈ *11 нм* [6].

Таким образом, показана возможность существенного улучшения фотоэлектрических параметров кремниевых СЭ и создания нового типа измерителей интенсивности солнечного излучения (пиранометров) с относительно высокой фоточувствительностью на основе кремниевых структур с *p-n*-переходом и наночастицами платины в эмиттерном *n*-слое.

Список публикаций:

[1] Peters, M., Bielawny, A., Bläsi, B., Carius, R., Glunz, S.W., Goldschmidt, J.C., Hauser, H., Hermle, M., Kirchartz, T., Löper, P., Üpping, J., Wehrspohn, R.B. and Willeke, G., "Photonic concepts for solar cells, in Physics of Nanostructured Solar Cells" (eds V. Badescu and M. Paulescu), NOVA Science Publishers, Inc. 2010.

[2] Atwater H. and Polman A., "Plasmonics for improved photovoltaic devices". Nat. Mater., 9 (3), p. 205, 2010.

[3] Aliev, R., Gulomov, J., Abduvohidov, M., Aliev, S., Ziyoitdinov, Z., Yuldasheva, N., Stimulation of photoactive absorption of sunlight in thin layers of silicon structures by metal nanoparticles. // Applied Solar Energy 56, № 5. P. 364-370

[4] Tayyar D. Dzhafarov , Arif M. Pashaev , Bahadur G. Tagiev , Shakir S. Aslanov , Shirin H. Ragimov, Akper A. Aliev. (2015). Influence of silver nanoparticles on the photovoltaic parameters of silicon solar cells. Advances in Nano Research, Vol. 3, No. 3, 133-141. doi: 10.12989/anr.2015.3.3.133

[5] Bonaccorso, F., Zerbetto, M., Ferrari, A. C., & Amendola, V. (2013). Sorting Nanoparticles by Centrifugal Fields in Clean Media. The Journal of Physical Chemistry C, 117(25), 13217–13229. doi:10.1021/jp400599g

[6] Gulomov, J., Aliev, R. (2021). The Way of the Increasing Two Times the Efficiency of Silicon Solar Cell. Physics and Chemistry of Solid State, 22(4), 756–760.

Влияние частоты и температуры на импульсную оптическую мощность лазерной микросборки на основе лавинного S-диода

Копьев Виктор Васильевич
Прудаев Илья Анатольевич, Олейник Владимир Леонидович, Скакунов Максим Сергеевич
Томский государственный университет, ООО «АВАЭЛ»
E-mail: viktor.kopev@gmail.com

Интенсивные исследования в области компактных и энергоэффективных лазерных систем ведутся по всему миру. Такие системы применяются в локации, дальнометрии и системах на основе искусственного интеллекта. Прогноз тенденций в индустрии компактных лазерных систем показывает, что в ближайшие годы этот рынок будет только расти. Главной задачей разработчиков в настоящее время являются снижение стоимости и улучшение эффективность работы лидара. Рассматриваемые в данной работе излучающие микросборки на основе GaAs с глубокими акцепторными примесями применяются в качестве основной составляющей лидара.

В работе проведено экспериментальное исследование влияния частоты запускающих импульсов и температуры на импульсную оптическую мощность для излучающих микросборок. Микросборка представляла собой колебательный RLC-контур, состоящий из полупроводникового лазера, излучающего на длине волны 905 нм, конденсатора и лавинного диода. Структура диода основана на слоях n^+-π-ν-n типов проводимости, полученных легированием n-GaAs примесью Fe. Исходные пластины представляли собой GaAs (100) с исходной концентрацией электронов $n = 5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, с одной стороны которых электронно-лучевым испарением наносили пленку железа толщиной ~30 нм. В печи диффузионных отжигов в потоке осушенного аргона проводилась диффузия примеси в объем арсенида галлия в диапазоне температур от 800 до 1100 °C. Время проведения диффузии варьировалось от 1 до 11 часов. В качестве омических контактов использовался AuGe, которые были изготовлены с обеих сторон структуры. На обратной ветви вольт-амперной характеристики лавинного диода наблюдается участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Наличие участка отрицательного сопротивления связано с развитием лавинных процессов под действием сильного электрического поля [1]. Измерение импульсной оптической мощности осуществлялось при помощи фотоприёмника Thorlabs DET08C/M (с полосой пропускания 5 ГГц), осциллографа Tektronix DPO-70804C (полоса пропускания 8 ГГц) и измерителя средней мощности Newport 2936-C.

С ростом частоты повышается выделяемое количество теплоты от лавинного S-диода, что приводит к разогреву всего объема микросборки. Без достаточного охлаждения S-диод перегревается и безвозвратно деградирует. В связи с этим использовалось массивное охлаждающее основание. Монтаж диода к охлаждению проводилось со стороны π-области, так как именно там происходит развитие волны ударной ионизации и лавинное умножение носителей.

На *рис.1* представлены зависимости оптической мощности от температуры и частоты для двух микросборок с импульсным напряжением переключения S-диода 440 В (*а*) и 130 В (*б*). Длительность оптических импульсов на полувысоте принимала значение от 0.84 нс до 1.45 нс.

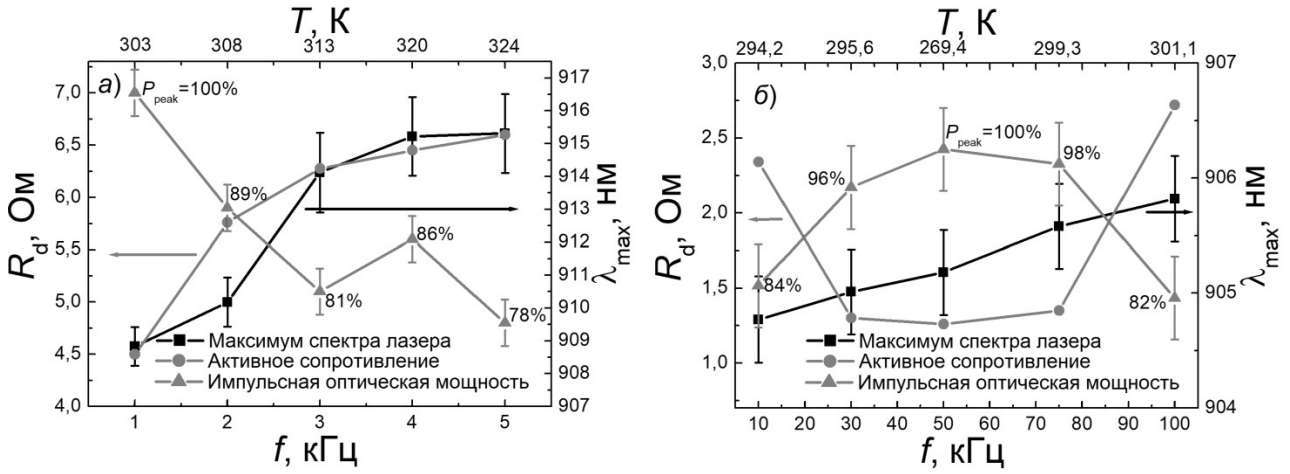


рис.1 Зависимости импульсной оптической мощности P_{peak}, активного сопротивления диода R_d и максимума спектра лазера λ_{max} от температуры и частоты.

Из рисунков видно, что для низковольтной сборки до частоты следования запускающих импульсов f_0 = 50 кГц наблюдается рост импульсной оптической мощности. Это связано с формированием в объеме S-диода более эффективных низкоомных каналов проводимости, что приводит к увеличению протекающего импульсного тока через лазер. При росте частоты выше f_0 наблюдается спад оптической мощности, что связано

с сильным перегревом микросборок и увеличением активного сопротивления диода. Перегрев приводит к значительному повышению концентрация фононов в объеме GaAs и ухудшением условия ускорения носителей заряда.

Дополнительная оценка показала, что величина индуктивности исследуемых излучающих микросборок принимает значение от 1,1 нГн до 1,6 нГн. Волновое сопротивление колебательного RLC-контура при этом составляет от 2,34 Ом до 2,76 Ом.

Список публикаций:

[1] Prudaev I.A // IEEE Transactions on Electron Devices. 2018. V. 65. № 8. P. 3339.

Фотопроводимость эпитаксиальных слоев GaMnAs содержащих кластеры MnAs

Парчинский Павел Борисови
Газизулина Алиса Сергеевна, Насиров Абдуманап Абдулмаджидович
Национальный Университет Узбекистана
E-mail: p.parchinskiy@nuu.uz

В настоящее время гибридные ферромагнитные структуры, представляющие собой парамагнитную матрицу GaAs(GaMnAs) содержащую включение ферромагнитных нанокластеров MnAs (в дальнейшем GaMnAs:MnA) представляют значительный интерес с точки зрения их применения для создания приборов и структур спинтроники [1,2]. Перспективность их применения обусловлена с одной стороны, сохранением ферромагнитных свойств кластеров MnAs при комнатных температурах, с другой совместимостью технологий получения такого рода гибридных структур с существующими технологиями изготовления полупроводниковых приборов и структур на основе арсенида галлия. Обнаруженный авторами [3] эффект модуляции магнетосопротивления в GaAs:MnAs под влиянием освещения демонстрирует возможность управления и контроля свойствами гибридных ферромагнитных структур при помощи освещения, что, в свою очередь, обуславливает интерес к исследованию фотоэлектрических и фотомагнитных эффектов в GaMnAs:MnAs. В настоящей работе приводятся результаты исследования фотопроводимости слоев GaMnAs:MnAs, полученных при помощи метода молекулярно-лучевой эпитаксии.

Исследованные в настоящей работе образцы были выращены на полуизолирующей GaAs (001) подложке, формирование нанокластеров происходило при разделении пересыщенного раствора GaMnAs в процессе роста эпитаксиального слоя. Концентрация Mn в пересыщенном растворе GaMnAs задавалась температурой эффузионной ячейки Mn, T_{eff} = 910 °C. Интенсивность процессов фазового разделения в процессе эпитаксии определялась температурой подложки, которая составляла от 250 до 350 °C. В целом технология получения исследуемых слоев была аналогична описанной в [4]. Наличие включений MnAs в исследуемых эпитаксиальных детектировалось при помощи рентгеноструктурного анализа. Измерения процесса фотопроводимости эпитаксиальных слоёв GaMnAs:MnAs проводились при освещении поверхности слоя светом белого светодиода. Величина фотопроводимости характеризовалась величиной ΔR, определяемой как

$$\Delta R = \frac{(R_0 - R)}{R_0},$$

где R_0 – темновое значение сопротивления образца, R – величина сопротивления образца, измеренного при освещении.

На рис. 1 представлены, измеренные при различных температурах, кривые релаксации величины ΔR, эпитаксиального слоя GaMnAs:MnAs, выращенного при температуре подложки 300 °C. Из представленных зависимостей видно, что характер процессов фотопроводимости существенным образом зависит от температуры. Отметим, что в процессах нарастания и спада фотопроводимости можно выделить быструю и медленную фазу, при этом вклад быстрой фазы уменьшается с повышением температуры. Более того, при температурах выше 100 К фотопроводимость не возвращается к своему темновому значению за времена более 10 часов с момента выключения светодиода. При температурах выше 200 К в исследуемом слое GaMnAs:MnAs наблюдается только медленная фаза процессов нарастания – спада фотопроводимости, которая сохраняется вплоть до комнатных температур.

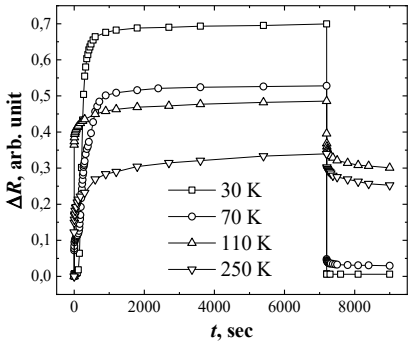


Рис. 1. Релаксация фотопроводимости при различных температурах

Необходимо отметить, что фотопроводимость, наблюдаемая в GaMnAs:MnAs, существенным образом отличается от а фотопроводимости, наблюдаемой в однородных слоях GaMnAs [5], для которых во всём исследованном температурном интервале наблюдалась только медленная фаза процессов нарастания и спада фотопроводимости. Данный факт позволяет предположить, что процессы быстрого нарастания и спада фотопроводимости связаны с присутствием в объеме эпитаксиального слоя нанокластеров MnAs и с физическими процессами, протекающими на границе раздела кластер – полупроводниковая матрица или в области GaMnAs, непосредственно прилегающей к данной границе раздела. Уменьшение вклада этих процессов с повышением температуры может быть связано с изменением высоты потенциального барьера на границе раздела MnAs/GaMnAs при изменении положения уровня Ферми. Медленная фаза процесса релаксации фотопроводимости в исследуемых структурах, по-видимому, имеет ту же природу, что и в однородных эпитаксиальных слоях GaMnAs и обусловлена перезарядкой уровней прилипания.

Список публикаций:

[1] *M. Tanaka // J. Cryst. Growth. 2005.Vol. 278 P. 25–37*
[2] *С.С. Хлудков, И.А. Прудаев, О.П. Толбанов, И.В. Ивонин // Известия вузов. Физика. 2023. Т. 66, № 1. С. 56-66*
[3] *Sh.U. Yuldashev et. al. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90, No. 6, (15). P. 3004-3006*
[4] *P. B. Parchinskiy et. al. // Journal of Electroceramics. 2006. Vol. 17, P. 1047-1050*
[5] *P. B. Parchinskiy et. al. // J. Cryst. Growth. 2009. Vol. 311 P. 941-943*

S-диоды для накачки полупроводниковых лазерных диодов

Олейник Владимир Леонидович1

Прудаев Илья Анатольевич[1], Копьев Виктор Васильевич[1], Петрова Юлианна Сергеевна[1], Курасова Анна Сергеевна[1,2], Гущин Сергей Михайлович[2]

[1]Томский государственный университет, Томск

[2]АО «НИИПП», Томск

E-mail: Vladimir.Oleinik@mail.tsu.ru

Введение

В последнее десятилетие интенсивно ведется разработка беспилотных систем управления, для них требуются радары, дальномеры и лидары. Лидар состоит из полупроводникового лазера, работающего в инфракрасном диапазоне длин волн, на который подается высоковольтный наносекундный импульс, при этом чем короче длительность оптического импульса, тем лучше разрешающая способность прибора. Для коммутации высоковольтных наносекундных импульсов в лидарах обычно используют силовые транзисторы изготовленные из GaN, однако у них есть два основных недостатка: большой размер и относительно высокая цена. В качестве альтернативы транзистору из GaN, предложено использование S-диодов на основе GaAs, который может выдавать высоковольтные электрические импульсы длительностью порядка 1 нс, а также на несколько порядков меньший размер по сравнению с транзисторами. Однако классическая методика производства S-диодов не позволяла получить большого выхода готовых приборов с одинаковыми характеристиками с одной пластины.

В работе описан новый техпроцесс для изготовления S-диодов на основе GaAs применяемых для накачки полупроводниковых лазерных диодов. Рассмотрено влияние состава и толщины легированных областей в изготовленных приборах на предельные токовые характеристики. Показано сравнение электрических характеристик *S*-диодов, произведенных по эпитаксиально-диффузионной технологии и с классической диффузионной.

Методики изготовления *S*-диодов

1. Классическая диффузионная технология [1, 2] проводилась в несколько этапов. Исходные пластины представляли собой GaAs (100) полученные из слитка, выращенного методом вертикальной направленной кристаллизации, исходная концентрация электронов $n = 5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. На одну, из стороны которых электронно-лучевым испарением наносили пленку Fe толщиной ~30 нм. В печи диффузионных отжигов УДО–3 в потоке осушенного Ar проводилась диффузия Fe в объем GaAs температура варьировалась от 800 до 1100 °С. Время проведения диффузионного отжига варьировалось от 1 до 11 часов. Для создания приконтактных слоев использовалась легирующая примесь Si (n^+-типа проводимости) [2]. Для этого после основной диффузии пластины помещались в кварцевые ампулы с навеской Si, а также добавлялась навеска мышьяка для предотвращения разложения GaAs во время проведения диффузии. Масса мышьяка рассчитывалась для создания парциального давления паров мышьяка в ампуле равном 1 атмосфере. Затем ампула вакуумировалась при помощи вакуумного поста фирмы Pfeiffer Vacuum и запаивалась газовой горелкой. Диффузионный отжиг проводился в промышленной диффузионной печи СДО-125/А. Время проведения диффузии варьировалось от 1 до 2 часов, при температурах 900–1100 °С. Для создания омических контактов напылялась пленка AuGe с обеих сторон структуры. Завершающим этапом была резка пластины на дискретные S-диоды.

Совершенствующийся техпроцесс изготовления S-диодов в течение нескольких десятилетий позволил получать большой выход рабочих диодов с пластины [2], но в них наблюдается большой разброс по электрическим характеристикам. Это предположительно связано либо с перераспределением легирующей примеси Fe при проведении диффузии для создания приконтактных слоев, либо с неоднородностью исходных пластин GaAs. Для решения этой проблемы предложено использовать многослойные структуры GaAs выращенные методом газофазной эпитаксии.

2. Эпитаксиально-диффузионная технология состояла из следующих этапов. Сначала проводился рост эпитаксиальных слоев *n*-GaAs хлорид-гидридным методом из газовой фазы на установке ЭТР-100. Рост проводился на подложках АГЧТ с направлением (100), в качестве легирующей примеси использовалась сера. Технологический процесс газофазной эпитаксии выглядит следующим образом: исходными веществами являются жидкий легколетучий $AsCl_3$ и кристаллический GaAs (источник). В потоке H_2 (газ-носитель) пары AsCl3 преобразуются в хлористый водород и свободный мышьяк. Эти вещества поступая в зону источника и взаимодействуя с ним образуют газовую смесь, состоящую из GaCl, As_4 и H_2, которая переносится в зону осаждения, где на исходную подложку осаждался GaAs. Главная особенность применённой технологии роста – получение высококачественных структур с заданным профилем легирования. Следующим этапом была диффузия Fe в потоке аргона, используемые режимы и оборудование аналогичны описанным для классической диффузионной технологии. Далее создавались омические контакты и проводилась резка на дискретные S-диоды. Предложено два типа эпитаксиальных структур: 1) многослойные эпитаксиальные структуры, выращенные за

один цикл с верхним n^+-слоем (n = $1.5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$). Большая концентрация донорной примеси использовалась, чтобы при проведении диффузии Fe в приконтактном слое не поменялся тип проводимости в результате компенсации примесями разного типа проводимости; 2) эпитаксиальные структуры выращенные без n^+-слоя, который выращивался после проведения диффузии Fe.

Экспериментальное исследование *S*-диодов

S-диод – полупроводниковый прибор на обратной ветви вольт-амперной характеристики наблюдается участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Наличие этого участка связано с развитием лавинных процессов под действием сильного электрического поля [3]. Измерение импульсной электрических характеристик осуществлялось при помощи осциллографа Tektronix TDS-3052B (полоса пропускания 500 МГц). Сигнал снимался с эквивалентной нагрузки лазерного диода. Соединение S-диода и эквивалентной нагрузки проводилось по кротчайшему пути для минимизации паразитных индуктивностей, которые влияют на форму электрического импульса в цепи диод – нагрузка [4].

На *рис.1* представлены зависимости напряжений от времени. Из рисунка видно, что у эпитаксиального диода спад напряжения по времени происходит быстрее, это означат что длительность импульса на нагрузке будет меньше по сравнению с диодами, выполненными по эпитаксиальной технологии.

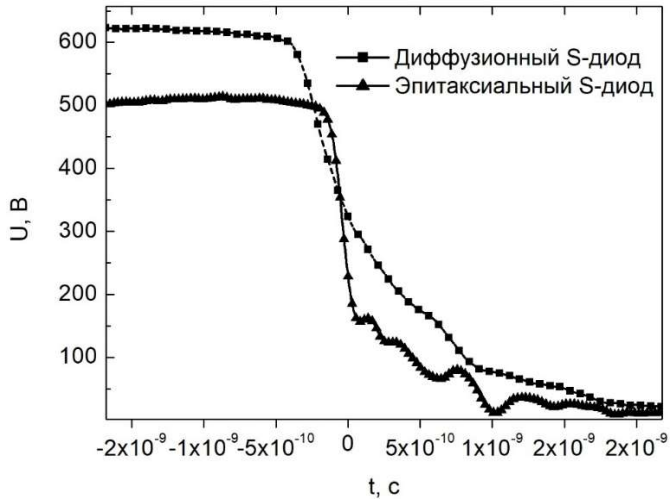


рис.1 Зависимость напряжения от времени для S-диодов изготовленных по разным технологиям

Сравнение толщины легированных слоев показало увеличение предельного напряжения на S-диоде с увеличением толщины слоя. Напряжения для разных партий варьировались от 100 до 550 В, при толщинах слоев от 15 до 40 мкм. Диоды произведенные по эпитаксиально-диффузионной технологии показали больший выход рабочих S-диодов с меньшим разбросом напряжений из одной пластины, по сравнению с классической технологией.

Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда № 23-29-00053, https://rscf.ru/project/23-29-00053/.

Список публикаций:

[1] Полупроводниковые приборы на основе арсенида галлия с глубокими примесными центрами / С. С. Хлудков, О. П. Толбанов, М. Д. Вилисова, И. А. Прудаев; под ред. О. П. Толбанова; Нац. исслед. Том. гос. ун-т. – Томск : Издательский Дом ТГУ. – 2016. – С. 258.

[2] Диффузия примесей и собственных точечных дефектов в арсениде галлия / С. С. Хлудков, И. А. Прудаев, О. П. Толбанов, И. В. Ивонин; науч. ред. И. В. Ивонин; Нац. исслед. Томский гос. ун-т. – Томск : Издательство ТГУ, – 2022. – С. 248.

[3] Prudaev I.A// IEEE Transactions on Electron Devices. 2018. V. 65. № 8. P. 3339.

[4] Патент на полезную модель №204986. Российская Федерация, МПК H01L 29/86 (2006.01). Устройство импульсного электрического питания полупроводникового лазера // Прудаев И.А., Скакунов М.С., Копьев В.В., Олейник В.Л. – Заявка № 2021108112 от 26.03.2021. – Опубликован 22.06.2021

Специализированная интегральная схема для регистрации сигналов с координатного детектора рентгеновского излучения

1,2,3,4Глушак Анастасия Андреевна

[1]Аульченко Владимир Михайлович, [1,2]Жуланов Владимир Викторович, [1,2,3]Шехтман Лев Исаевич

[1]Институт ядерной физики СО РАН,

[2]Новосибирский государственный университет

[3]Томский государственный университет

[4]Центр коллективного пользования СКИФ Института катализа им. Г. К. Борескова

e-mail: A.A.Glushak@inp.nsk.su

Для исследования относительно медленных физических процессов с помощью пучка синхротронного излучения используют однокоординатные рентгеновские детекторы, работающие в режиме прямого счета фотонов. Их задача состоит в регистрации фотонов, попавших в детектор, с энергиями, выше установленных значений.

Основным регистрирующим элементом детектора является микрополосковый сенсор из кремния или арсенида галлия с шагом полосок 50 мкм. Каждая полоска сенсора подключается к регистрирующему каналу специализированной интегральной микросхемы (ASIC). Управление регистрирующими каналами и съем данных осуществляется с помощью программируемой логической интегральной микросхемы (ПЛИС).

Электронный канал ASIC состоит из зарядо-чувствительного усилителя, формирующего усилителя, четырех дискриминаторов с управляемыми порогами, четырех счетчиков, считающих число срабатываний дискриминаторов в течение заданного интервала (времени экспозиции кадра). По окончании времени экспозиции кадра информация со счетчиков переписывается в выходной сдвиговый регистр и далее сохраняется во внешней памяти. В микросхеме используется два типа управляемых порогов для осуществления тонкой настройки каждого канала.

Для прототипа рентгеновского счетного детектора была разработана и изготовлена 8-канальная интегральная микросхема SICOD8A. По результатам испытания прототипа был обнаружен по сравнению с моделированием повышенный уровень шума. Одной из причин тому является недостаточная фильтрация низкочастотных шумов в источниках опорного напряжения, что можно исправить подключением внешних емкостей. Вторая причина заключается в неоптимальном способе формирования временных параметров сигнала в усилительном тракте. Для этого в схеме ЗЧУ канала необходимо использование более длинного времени интегрирования, а формирование требуемой длительности осуществлять схемами после ЗЧУ.

Все необходимые изменения были внесены при разработке принципиальных схем и топологии полномасштабной микросхемы на 64 регистрирующих канала счетного координатного рентгеновского детектора SciCODE64.

Собственные волны металлизированной полупроводниково-диэлектрической структуры

Алексей Александрович Левицкий
Михаил Сергеевич Кравцов
Сибирский федеральный университет
E-mail: ALevitskiy@sfu-kras.ru

Интерес к исследованию волновых процессов в полупроводниках наблюдается начиная примерно с 60-х годов до настоящего времени. В частности, практический и научный интерес представляет изучение эффектов оптического возбуждения, оптического излучения и параметрического взаимодействия волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах с отрицательной дифференциальной проводимостью [1 – 5].

В данной работе рассматривается двухмерная модель металлизированной полупроводниково-диэлектрической структуры, учитывающая дрейф и диффузию носителей заряда в полупроводнике (*рис. 1*). На практике, такая структура реализуется, как правило, когда полупроводниковый эпитаксиальный слой расположен на изолирующей подложке при наличии металлического экрана над структурой и сформированного снизу теплоотвода.

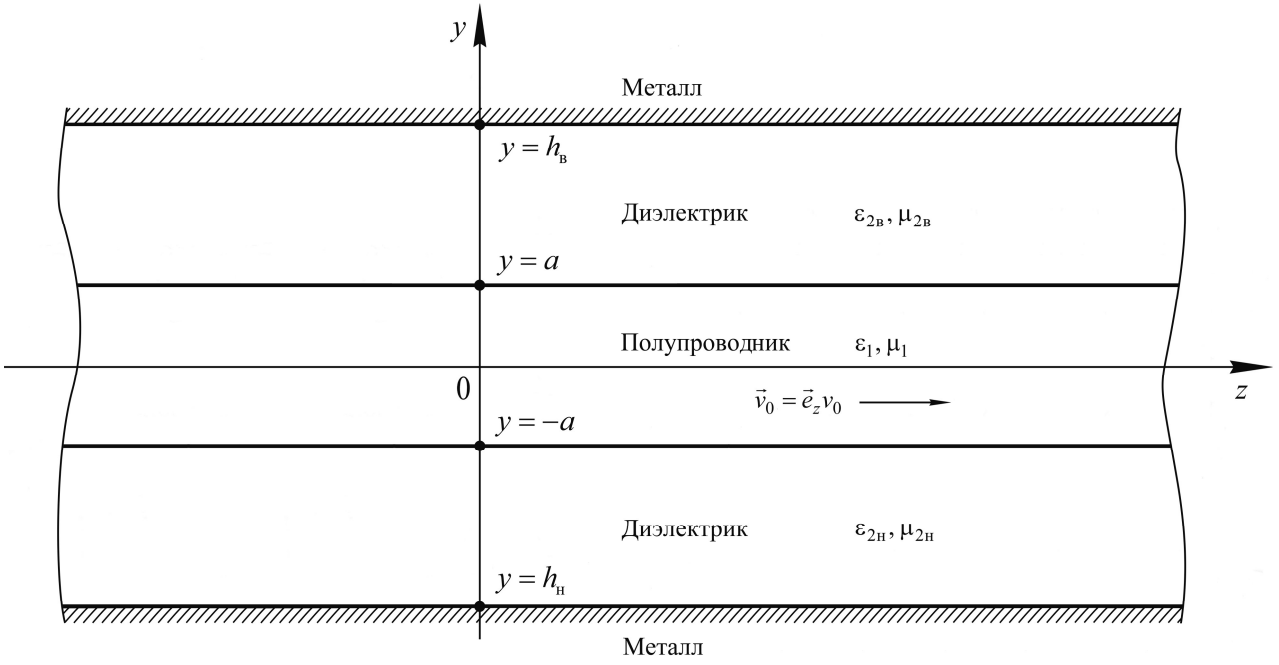


Рис. 1. Модель полупроводниково–диэлектрической структуры

Анализ собственных волн такой структуры выполним путем решения краевой задачи для системы уравнений Максвелла без использования квазиэлектростатического приближения [1]. Электрофизические параметры диэлектрических слоев и полупроводника будем полагать однородными, но с учетом анизотропии свойств полупроводника, обусловленной дрейфом носителей заряда в однородном статическом электрическом поле E = const(z) направленном вдоль оси Z. Линеаризованное выражение для плотности переменного тока $\vec{j}_\sim$ запишем в виде

$$\vec{j}_\sim = \hat{\sigma}_d \, \vec{E}_\sim - D_e \operatorname{grad} \rho_\sim + \rho_\sim \, \vec{v}_0 \,, \qquad (1)$$

где $\hat{\sigma}_d$ – диагональный (в выбранной системе координат) тензор дифференциальной проводимости полупроводника, $E_\sim$ – напряженность электрического тока, D_e – коэффициент диффузии носителей заряда, $\rho_\sim$ – плотность пространственного заряда, $\vec{v}_0$ – дрейфовая скорость носителей заряда (знаком "~" отмечены переменные величины с произвольным изменением во времени).

Полагая задачу двухмерной ($\partial/\partial x \equiv 0$), на основании исходных уравнений Максвелла и (1) получим представляющую практический интерес систему уравнений для электрических $E_{y\sim}$, $E_{z\sim}$, и магнитной $H_{x\sim}$ компонент поля и заряда $\rho_\sim$ в полупроводнике.

$$\frac{\partial E_{z\sim}}{\partial y}-\frac{\partial E_{y\sim}}{\partial z}=-\mu_1\frac{\partial H_{x\sim}}{\partial t},\quad -\frac{\partial H_{x\sim}}{\partial y}=\varepsilon_1\frac{\partial E_{z\sim}}{\partial t}+j_{z\sim},\quad \frac{\partial H_{x\sim}}{\partial z}=\varepsilon_1\frac{\partial E_{y\sim}}{\partial t}+j_{y\sim},$$
$$j_{y\sim}=\sigma_e E_{y\sim}-D_e\frac{\partial \rho_\sim}{\partial y},\quad j_{z\sim}=\kappa_0\sigma_e E_{z\sim}-D_e\frac{\partial \rho_\sim}{\partial z}+\rho_\sim v_0. \tag{2}$$

где μ_1, ε_1 – магнитная и диэлектрическая проницаемости полупроводника, σ_e – проводимость полупроводника в слабом электрическом поле, $\kappa_0=(dv/dE)/(v/E)$ – коэффициент анизотропии дифференциальной подвижности носителей заряда при напряженности поля E_0 в полупроводнике с полескоростной характеристикой $v(E)$.

Переменные в верхнем и нижнем диэлектрических слоях описываются аналогичными уравнениями, которые получаются из системы (2) при $\vec{j}_\sim=0$, $\rho_\sim=0$:

$$\frac{\partial E^d_{z\sim}}{\partial y}-\frac{\partial E^d_{y\sim}}{\partial z}=-\mu_2\frac{\partial H^d_{x\sim}}{\partial t},\quad -\frac{\partial H^d_{x\sim}}{\partial y}=\varepsilon_2\frac{\partial E^d_{z\sim}}{\partial t},\quad \frac{\partial H^d_{x\sim}}{\partial z}=\varepsilon_2\frac{\partial E^d_{y\sim}}{\partial t},\quad \frac{\partial E^d_{z\sim}}{\partial y}+\frac{\partial E^d_{y\sim}}{\partial z}=0. \tag{3}$$

Верхний индекс "*d*" отмечает поле в диэлектрике.

Краевыми условиями на границах металл-диэлектрик являются равенства

$$E^d_{z\sim}=0,\quad y=h_{\text{в}},h_{\text{н}}. \tag{4}$$

Условия на границе диэлектрик-полупроводник имеют вид

$$\varepsilon_1 E_{y\sim}=\varepsilon_{2\text{в,н}}E^d_{y\,\text{в,н}\sim},\quad E_{z_\sim}=E^d_{z\,\text{в,н}\sim},\quad j_{y_\sim}=0,\quad y=\pm a, \tag{5}$$

где индексы "в" и "н" отмечают, соответственно, величины в верхнем и нижнем диэлектриках.

Вводя вектор-функцию $\vec{u}_\sim(y,z,t)=(E_{y\sim},E_{z\sim},H_{x\sim},\rho_\sim)$, запишем систему уравнений (2), описывающую волновой процесс в полупроводнике, в матричной форме

$$A\frac{\partial \vec{u}_\sim}{\partial y}+B\frac{\partial \vec{u}_\sim}{\partial t}+C\,\vec{u}_\sim+\frac{\partial \vec{u}_\sim}{\partial z}=0, \tag{6}$$

где

$$A=\begin{bmatrix}0&-1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&D_e\\0&0&-1/D_e&0\end{bmatrix},\quad B=\begin{bmatrix}0&0&-\mu_1&0\\0&0&0&0\\-\varepsilon_1&0&0&0\\0&-\varepsilon_1/D_e&0&0\end{bmatrix},\quad C=\begin{bmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&-1/\varepsilon_1\\-\sigma_e&0&0&0\\0&-\kappa\sigma_e/D_e&0&-\sigma_e/D_e\end{bmatrix}.$$

Уравнения (3) и (6) совместно с граничными условиями (4), (5) задают двумерное электромагнитное поле интересующей нас поляризации в структуре. Решение задачи (3), (6), (4), (5) будем искать в форме

$$\begin{aligned} \vec{u}_{\sim} &= \mathrm{Re}\left[e^{i(\omega t-k_z z)}\vec{Y}(y)\right], & E^d_{y\sim} &= \mathrm{Re}\left[e^{i(\omega t-k_z z)}E^d_y(y)\right], \\ E^d_{z\sim} &= \mathrm{Re}\left[e^{i(\omega t-k_z z)}E^d_z(y)\right], & H^d_{x\sim} &= \mathrm{Re}\left[e^{i(\omega t-k_z z)}H^d_x(y)\right], \end{aligned} \tag{7}$$

где ω – частота, $i=\sqrt{-1}$, k_z – продольное волновое число, $\vec{Y}(y)=\left[E_y(y),E_z(y),H_x(y),\rho(y)\right]$ – вектор-функция, описывающая распределение динамических переменных по толщине полупроводника, $E^d_y(y)$, $E^d_z(y)$, $H^d_x(y)$ – распределения переменных по толщине диэлектриков.

Подставив (7) в уравнения (6) и (3), приходим к краевой задаче в поперечном сечении структуры:

$$A\frac{\partial\vec{Y}}{\partial y}+\left(i\omega B+C-ik_z I\right)\vec{Y}=0, \tag{8}$$

$$\frac{\partial^2 E^d_z}{\partial y^2}+\left(\omega^2\varepsilon_2\mu_2-k_z^2\right)E^d_z=0, \tag{9}$$

где I – единичная матрица.

С учетом (8) и (9) граничные условия (4), (5) принимают вид:

$$E_z=0,\quad y=h_{\text{в}},h_{\text{н}}, \tag{10}$$

$$\varepsilon_1E_y=\varepsilon_2E^d_y,\quad E_z=E^d_z,\quad y=\pm a, \tag{11}$$

$$\sigma_eE_y-D_e\frac{\partial\rho}{\partial y}-0,\quad y=\pm a. \tag{12}$$

Для диэлектрических слоев решение (9) запишем в форме $E^d_z=C_1e^{p_1y}+C_2e^{p_2y}$, где $p_{1,2}=\pm i\sqrt{k_2^2-k_z^2}$, $k_2=\omega\sqrt{\mu_2\varepsilon_2}$. Используя условие $E_z=0$, при $y=h_{\text{в}},h_{\text{н}}$, получаем $C_{2\text{в,н}}=-C_{1\text{в,н}}e^{\pm p_{\text{в,н}}h_{\text{в,н}}}$ ($p_{1,2}=\pm p_1$), откуда

$$E^d_z=C_{1\text{в}}e^{p_{\text{в}}y}\left[1-e^{2p_{\text{в}}(h_{\text{в}}-y)}\right]\ \text{при}\ y>a;\qquad E^d_z=C_{1\text{н}}e^{p_{\text{н}}y}\left[1-e^{2p_{\text{н}}(h_{\text{н}}+y)}\right]\ \text{при}\ y<-a. \tag{13}$$

Поскольку в диэлектрике согласно (3) справедливо $E^d_z=\dfrac{ik_z}{k_z^2-k_2^2}\dfrac{\partial E_z}{\partial y}$ и, используя (10) и (13), для компонент поля в полупроводнике запишем

$$\begin{aligned}
&\frac{E_y}{E_z}=\frac{\varepsilon_{2в}}{\varepsilon_1}\frac{ik_z p_в}{k_z^2-k_{2в}^2}\frac{1+e^{2p_в(h_в-a)}}{1-e^{2p_в(h_в-a)}}=A_в \quad \text{или} \quad E_y-A_в E_z=0 \quad \text{при} \quad y=a,\\
&\frac{E_y}{E_z}=\frac{\varepsilon_{2н}}{\varepsilon_1}\frac{ik_z p_н}{k_z^2-k_{2н}^2}\frac{1+e^{2p_н(h_н-a)}}{1-e^{2p_н(h_н-a)}}=A_н \quad \text{или} \quad E_y-A_н E_z=0 \quad \text{при} \quad y=-a.
\end{aligned} \tag{14}$$

Равенства (14) совместно с (12) являются граничными условиями для слоя полупроводника к системе обыкновенных дифференциальных уравнений четвертого порядка, представленной в (8) с использованием четырехкомпонентной вектор-функцией.

Характеристическое уравнение для системы (8)

$$\det\left(-ik_y A+i\omega B+C-ik_z I\right)=0 \tag{15}$$

или

$$\begin{aligned}
&k_y^4+k_y^2\left[2k_z^2-ik_z\beta_D+\frac{ik_1^2}{\beta_e}\left(\kappa_0\beta_M+i\beta_e\right)+\beta_D\left(\beta_M+i\beta_e\right)\right]+k_z^4-ik_z^3\beta_D+\\
&+k_z^2\left[\beta_D\left(\kappa_0\beta_M+i\beta_e\right)+\frac{ik_1^2}{\beta_e}\left(\beta_M+i\beta_e\right)\right]+k_1^2k_z\frac{\beta_D}{\beta_e}\left(\beta_M+i\beta_e\right)+ik_1^2\frac{\beta_D}{\beta_e}\left(\beta_M+i\beta_e\right)\left(\kappa_0\beta_M+i\beta_e\right)=0,
\end{aligned} \tag{16}$$

где k_y – поперечное волновое число, $k_1=\omega\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}$, $\beta_D=\omega_D/v_0=v_0/D_e$, $\omega_D=v_0{}^2/D_e$ – «диффузионная» частота, $\beta_e=\omega/v_0$, $\beta_M=\omega_M/v_0=\sigma_e/v_0$, $\omega_м=\sigma_e/\varepsilon_1=en_0\mu_e/\varepsilon_1$ – максвелловская частота релаксации.

Из (15), (16) следует, что вектор-функция $\vec{Y}(y)$ равна

$$\vec{Y}(y)=\sum_{m=1}^{4}A_m\vec{\alpha}_m e^{-ik_{ym}y}, \tag{17}$$

где k_{ym} – четыре различных корня характеристического уравнения (m=1, ..., 4), $\vec{\alpha}_m=\left(\alpha_{ym},\alpha_{zm},\alpha_{xm},\alpha_{\rho m}\right)$ – векторы коэффициентов распределения компонент $\vec{Y}(y)$, A_m –постоянные.

Граничные условия для полупроводника налагаются на заряд ρ и комбинацию $E_y + AE_z$ (см. (14)), поэтому, полагая $\alpha_{ym}=E_y/E_z$, $\alpha_{zm}=E_z/E_z\equiv1$, $\alpha_{xm}=H_x/E_z$, $\alpha_{\rho m}=\rho/E_z$, компоненты $\vec{\alpha}_m$ можно найти из систем уравнений, составленных на основе (1):

$$\begin{aligned}
&-ik_z\alpha_{ym}-i\omega\mu_1\alpha_{xm}=-ik_{ym},\\
&-ik_{ym}\alpha_{ym}-\frac{1}{\varepsilon_1}\alpha_{\rho m}=ik_{zm},\\
&\left(\sigma_e+i\omega\varepsilon_1\right)\alpha_{ym}-ik_z\alpha_{xm}-ik_{ym}D_e\alpha_{\rho m}=0.
\end{aligned}$$

Подставляя (17) в (14) и в (12) и приравнивая определитель получившейся системы алгебраических уравнений относительно A_m (m = 1, ..., 4) нулю, получаем дисперсионное уравнение

$$\det\left(b_{lm}\right)=0, \qquad l,m=1,\ldots,4, \tag{18}$$

где

$$b_{1m}=\left(\sigma_e\alpha_{ym}+ik_{ym}D_e\alpha_{\rho m}\right)e^{-ik_{ym}a}, \qquad b_{2m}=\left(\sigma_e\alpha_{ym}+ik_{ym}D_e\alpha_{\rho m}\right)e^{ik_{ym}a},$$
$$b_{3m}=\left(\alpha_{ym}-A_{\text{в}}\right)e^{-ik_{ym}a}, \qquad b_{4m}=\left(\alpha_{ym}-A_{\text{н}}\right)e^{ik_{ym}a}.$$

Неизвестные постоянные A_m в (17) могут быть определены с помощью (18).

Решение дисперсионного уравнения (18) совместно с (15) дает бесконечный спектр продольных волновых чисел $k_{zn}(\omega), \quad n=1,2,\ldots.$ Из уравнения (8) следует, что ik_{zn} являются собственными числами краевой задачи и, следовательно, соответствующие этим числам вектор-функции $\vec{Y}_m$ являются собственными функциями решения краевой задачи. Поэтому решения

$$\vec{u}_{\sim}\left(y,z,t\right)=\text{Re}\left[e^{i(\omega t-k_{zn}z)}\sum_{m=1}^{4}A_m\vec{\alpha}_m e^{-ik_{ym}y}\right] \tag{19}$$

описывают собственные волны полупроводниковой структуры.

Полученные волновые числа k_{zn} соответствуют волнам различных типов. Основными являются волны, для которых два корня удовлетворяют условию $|k_z| \sim \beta_e$ и два других корня $|k_z| \sim k_1$. Первая пара корней соответствует «медленным» квазистатическим волнам (волнам пространственного заряда). Волна для одного из этих корней может быть нарастающей в условиях отрицательной дифференциальной подвижности носителей заряда в таких полупроводниках, например, как GaAs или InP. Вторая пара корней решения дисперсионного уравнения отвечающие «быстрым» вихревым волнам. Остальные решения в зависимости от знака и величины Rek_z и Imk_z могут быть отнесены к высшим типам волн или отождествлены с исчезающими волнами.

Таким образом, линейная электродинамическая задача для металлизированной полупроводниково-диэлектрической структуры может быть сведена к обобщенной задаче на собственные значения, описываемой дифференциальным оператором четвертого порядка в пространстве вектор-функций, компонентами которых являются компоненты электромагнитного поля и плотность пространственного заряда в полупроводнике. Спектр собственных волн рассмотренной структуры включает в себя волну, нарастающую в условиях отрицательной дифференциальной подвижности носителей заряда вдоль статического дрейфа, а также сильно затухающие волны, распространяющиеся вдоль дрейфа и в противоположном направлении.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ФГАОУ ВО Сибирский федеральный университет (номер FSRZ-2023-0008).

Список публикаций

[1] Барыбин, А.А. Волны в тонкоплёночных полупроводниковых структурах с горячими электронами / А.А. Барыбин. – Москва : Наука, 1986.

[2] Барыбин, А.А. Параметрическое взаимодействие волн пространственного заряда в тонкоплёночных полупроводниковых структурах / А.А. Барыбин, А.И. Михайлов // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70. – С. 48-52.

[3] Брыксин В.В., Кляйнерт П., Петров М.П. Теория волн пространственного заряда в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью // Физика твердого тела, 2003, том 45, вып. 11. – С. 1946-1953.

[4] Брыксин В.В., Петров М.П. Электрические токи, обусловленные волнами пространственного заряда в высокоомных полупроводниках // Физика твердого тела, 2006, том 48, вып. 7. – С. 1167-1176.

[5] Дадоенкова Ю.С., Золотовский И.О., Паняев И.С., Санников Д.Г. Моделирование режимов генерации оптического излучения в полупроводниковом волноводе с распределённой обратной связью, создаваемой волной пространственного заряда // Компьютерная оптика, 2020, том 44, № 2. – С. 183-188.

Моделирование эффективности сбора заряда и фоточувствительности карбид кремниевых и сапфировых сенсоров рентгеновского излучения

Чаштанов Кирилл Александрович
А.Н. Зарубин, О.П. Толбанов, А.В. Шемерянкина, И.Д. Щербаков, А.Е. Винник, Л.К. Шаймерденова, М.С. Скакунов, О.П. Толбанов, А.В. Тяжев, А.В. Жидиков
Томский государственный университет
E-mail: kirillchashtanov@gmail.com

В работе представлены результаты расчета эффективности сбора заряда и величины фототока сенсоров на основе объемного нелегированного карбида кремния и монокристаллического сапфира при облучении полихроматическим потоком рентгеновских квантов с энергией в диапазоне 10–80 кэВ.

Эффективность сбора заряда (CCE – «charge collection efficiency») рассчитывалась с помощью формулы (1):

$$\eta(\xi)=\frac{\overline{N}}{N_0}=\frac{eN}{eN_0}=\frac{\overline{Q}}{Q_0}=\frac{1}{d}\left[L_n(\xi)\left(1-\exp\left(-\frac{d-x}{L_n(\xi)}\right)\right)+L_p(\xi)\left(1-\exp\left(-\frac{x}{L_p(\xi)}\right)\right)\right], \quad (1)$$

где Q – средний заряд носителей, дошедших до контактов; Q_0 - заряд свободных носителей в треке единичной частицы; d – толщина сенсора; x – произвольная точка от катода; L_n, L_p – дрейфовые длины электронов и дырок, соответственно. Дрейфовые длины определяют длину пробега носителей, вносящих вклад в наведённый ток:

$$L_n(\xi)=v_n(\xi)\tau_n=\mu_n\xi\tau_n,\ L_p(\xi)=v_p(\xi)\tau_p=\mu_p\xi\tau_p, \quad (2)$$

где v_n , v_p – усредненные дрейфовые скорости; τ_n , τ_p – времена жизни электронов и дырок, соответственно, ξ – напряженность электрического поля. Из выражения (2) можно сделать вывод, что CCE зависит от величины напряженности электрического поля, возникающей в сенсоре при подаче напряжения смещения.

Итоговая эффективность сбора заряда была рассчитана как средняя величина CCE по всей толщине сенсоров.

Далее было рассчитано число электронно-дырочных пар в сенсоре, приходящаяся на единичную интенсивность потока гамма-квантов с энергией с энергией E при напряжении на сенсоре U по формуле (3):

$$Q_\gamma(E,\xi)=\int_0^h K(E)-\exp\left(-K(E)x\right)\left(\frac{E}{E_i}\right)\eta(\xi)\,dx, \quad (3)$$

где h – толщина сенсора, $K(E)$ – линейный коэффициент преобразования исходного потока гамма-квантов в поглощенную энергию в сенсоре в зависимости от энергии квантов в диапазоне 1-200 кэВ, E – энергия гамма-квантов, E_i – энергия образования электронно-дырочной пары в материале сенсора.

Зная заряд, сгенерированный в сенсорах и спектральное распределение собранного заряда с учетом спектра излучения трубки с W анодом было рассчитано суммарное значение собранного заряда и из него расчетная величина фототока в сенсорах при напряжении и токе трубки 60 кВ и 100-500 мкА, соответственно.

Параметрами расчета являлись энергетическая зависимость коэффициента поглощения рентгеновских квантов в материале сенсоров [1], величина подвижности и времени жизни носителей заряда, размеры сенсоров, напряжение смещения на сенсоре, интенсивность и энергетический спектр потока рентгеновских квантов.

Список источников:
[1] X-Ray Mass Attenuation Coefficients NIST Standard Reference Database 126 : сайт. – URL: https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients (дата обращения: 03.05.2023)

Исследования выполнены при поддержке:

- гранта по Постановлению Правительства Российской Федерации № 220 от 09 апреля 2010 г. (Соглашение № 075–15-2022-1132 от 01.07.2022 г.) в части моделирования эффективности сбора заряда и фототока сенсоров из объемного нелегированного карбида кремния и монокристаллического сапфира;

- программы развития ТГУ («Приоритет-2030») в части экспериментальных исследований зависимости фототока сенсоров при воздействии рентгеновского излучения.

Исследование крупномасштабных неоднородностей в n-GaAs и их влияние на однородность и характеристики HR GaAs:Cr сенсоров ионизирующего излучения

Шаймерденова Лейла Калитаевна

Новиков Владимир Александрович, Тяжев Антон Владимирович, Толбанов Олег Петрович, Шемерянкина Анастасия Владимировна

Томский государственный университет

E-mail: shaimerdenova.l@gmail.com

Под крупномасштабными неоднородностями понимаются дислокационная решетка и сопутствующие локальные неоднородности с вложенной структурой типа «пузырь» (в англоязычной научной литературе «bubbles»). Локальные неоднородности типа «пузырь» (дефекты) имеют диаметр до 1 мм. Наличие и характеристики подобных дефектов определяются технологией и условиями выращивания кристаллов n-GaAs, а также параметрами постростового высокотемпературного отжига кристаллов.

К моменту опубликования доклада локальные неоднородности типа «пузырь» обнаружены в n-GaAs выращенных методом Чохральского (LEC, liquid encapsulated Czochralski) и отсутствуют в кристаллах, выращенных методом вертикального замораживания (VGF, vertical gradient freeze).

Локальные неоднородности типа «пузырь» могут быть выявлены:

- Разрушающим методом — травление поверхности пластины травителем Сиртла (DSL – diluted Sirtl light etching) (*рис. 1*).
- Неразрушающим методом — картирование пластины в ближнем инфракрасном (ИК) излучении (1030-1150 нм).
- Картированием скорости счета квантов сенсорами, изготовленными из соответствующих HR GaAs:Cr пластин (HR – high resistivity, высокоомный).

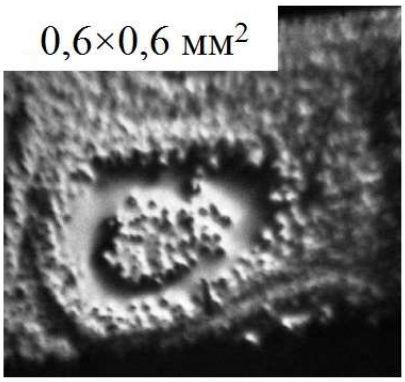


рис. 1 Локальная неоднородность с вложенной структурой типа «пузырь»

Дефект типа «пузырь» имеет сложную структуру, включающую центральную, периферийную и промежуточную области. В центральной и периферийной областях присутствуют объекты в виде бугорков с диаметром основания 10-20 мкм. Промежуточная область имеет вид кольца, в котором бугорки отсутствуют. Кроме того, промежуточная область характеризуется более высокой скоростью травления в DSL травителе по сравнению с центральной и периферийной областями. С учетом результатов картирования в ИК излучении можно отметить, что промежуточная область имеет более высокий коэффициент пропускания в ближнем ИК. Повышенное поглощение ИК излучения в центральной и периферийной областях обусловлено более высокой концентрацией электрически активных дефектов и глубоких примесных уровней хрома по сравнению с центральной частью ячейки.

Дефекты оказывают влияние на свойства HR GaAs:Cr материала, который получается в процессе компенсации n-GaAs хромом, и характеристики детекторов ионизирующего излучения, изготовленных из HR GaAs:Cr пластин. Наиболее сильное влияние крупномасштабные неоднородности оказывают на скорость счета и пространственное разрешение детекторов. В областях детектора, где в материале обнаружены дефекты типа «пузырь», значение скорости счета уменьшается от 2 до 4 раз.

Для уменьшения количества дефектов возможно использование постростового отжига кристаллов и дополнительного высокотемпературного отжига пластин n-GaAs перед процессом компенсации пластин хромом. Дополнительный высокотемпературный отжиг пластин приводит к уменьшению концентрации макроскопических дефектов и снижению их контрастности в проходящем ИК излучении.

Исследования выполнены при поддержке:

– Гранта по Постановлению Правительства Российской Федерации № 220 от 09 апреля 2010 г. (Соглашение № 075-15-2022-1132 от 01.07.2022 г.) в части изготовления структур высокоомного арсенида галлия, компенсированного хромом.

– Программы развития ТГУ («Приоритет-2030») в части изготовления матричного HR GaAs:Cr сенсора.

– В рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2022-0018 в части исследования энергетического и пространственного разрешения спектральных рентгеновских изображений, регистрируемых HR GaAs:Cr HEXITEC детектором.

Исследование фоточувствительности к рентгеновскому излучению сенсоров на основе карбида кремния и монокристаллического сапфира

Жидиков Алексей Витальевич

А.Н. Зарубин, О.П. Толбанов, А.В. Шемерянкина, И.Д. Щербаков, А.Е. Винник, Л.К. Шаймерденова, М.С. Скакунов, О.П. Толбанов, А.В. Тяжев, К.Г. Чаштанов

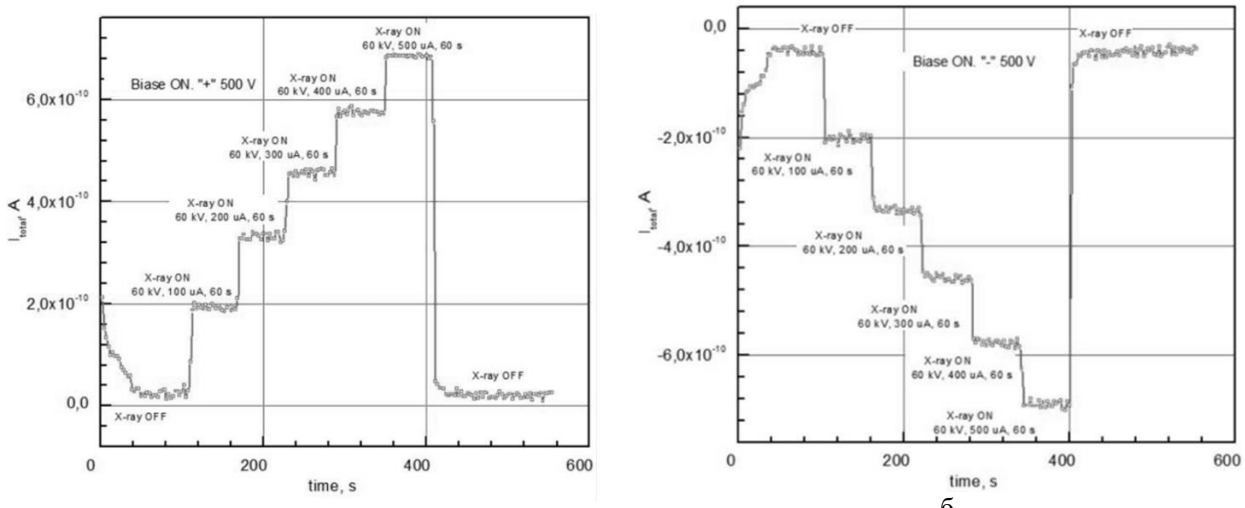
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: davit1213@gmail.com

В работе представлены результаты экспериментальных исследований фоточувствительности сенсоров на основе объемного нелегированного карбида кремния (SiC) и монокристаллического сапфира к рентгеновскому излучению в диапазоне энергий 10-80 кэВ.

Экспериментальные образцы SiC и сапфировых сенсоров были изготовлены из пластин диаметром 50 мм толщиной 320 мкм (SiC), 150 мкм и 100 мкм (сапфир). На каждую из сторон пластин методом магнетронного распыления были нанесены пленки из алюминия толщиной 1 мкм. Затем на одной из сторон пластин с наносилась фоторезистивная маска с последующим травлениям слоя алюминия для формирования контакта в виде квадрата с размерами 4.7 мм ×4.7 мм и 2.5 мм ×2.5 мм для SiC и сапфировых сенсоров, соответственно. На заключительном этапе пластины разрезались дисковой резкой на отдельные кристаллы с размерами 6.0 мм ×6.0 мм (SiC) и 3.0 мм ×3.0 мм (сапфир).

Измерение силы фототока сенсоров при облучении потоком рентгеновских квантов проводилось с использованием источника-измерителя Keithly 2410 при напряжении на сенсорах «+» 500 В и «-» 500 В на облучаемом контакте. В качестве источника рентгеновского излучения использовалась микрофокусная рентгеновская трубка с вольфрамовым анодом. Диапазоны регулировки напряжения и тока трубки составляли 35-80 кВ и 1-700 мкА, соответственно.

На рисунке 1 представлены экспериментальные зависимости фототока SiC сенсоров от времени при изменении тока трубки в диапазоне 100-700 мкА и напряжении на трубке 60 кВ. Толщина сенсора 320 мкм.



а б

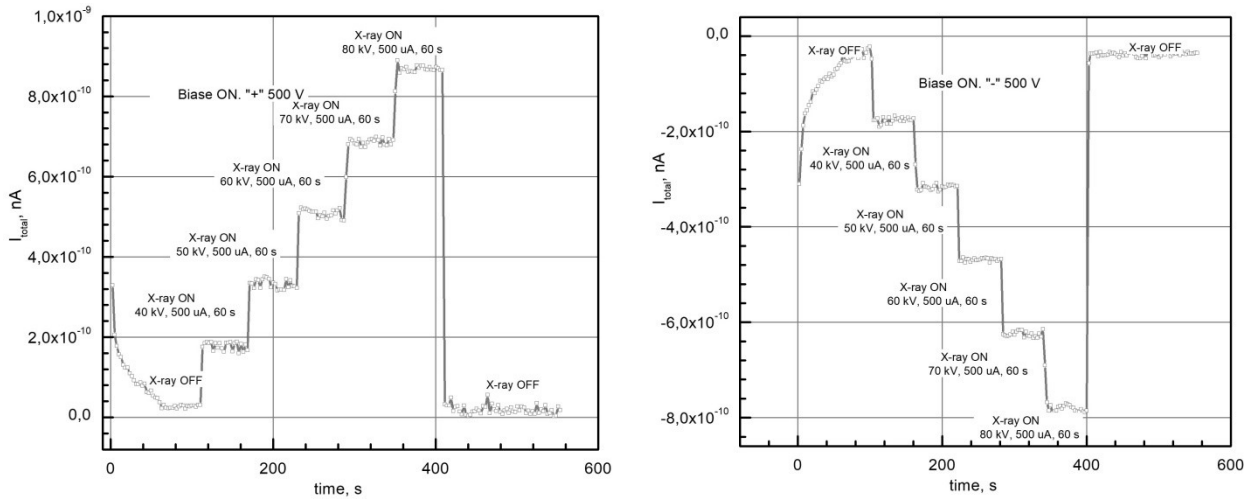
рис. 1 Зависимость величины фототока SiC сенсоров от времени при изменении тока трубки в диапазоне 100-700 мкА и напряжении на трубке 60 кВ при облучении катода (а) и анода (б).

На рисунке 2 представлены экспериментальные зависимости фототока сапфировых сенсоров от времени при изменении напряжения на трубке в диапазоне 100-700 кВ и постоянном токе трубки 500 мкА. Толщина сенсора 150 мкм

Анализ экспериментальных результатов позволяет сделать выводы:

- сенсоры характеризуются линейной зависимостью фоточувствительности, как от интенсивности потока рентгеновских квантов, так и от напряжения на сенсоре;

- при облучении низкоинтенсивными потоками рентгеновских квантов в сенсорах отсутствуют выраженные поляризационные эффекты, а время реакции на изменение интенсивности потока квантов не превышает 1 с;



а б

рис. 2 Зависимость величины фототока сапфирового сенсоров от времени при изменении напряжения на трубке в диапазоне 100-700 кВ и постоянном токе трубки 500 мкА при облучении катода (а) и анода (б).

Исследования выполнены при поддержке:

- гранта по Постановлению Правительства Российской Федерации № 220 от 09 апреля 2010 г. (Соглашение № 075-15-2022-1132 от01.07.2022 г.) в части экспериментальных исследований фоточувствительности сенсоров к рентгеновскому излучению;
- Программы развития ТГУ («Приоритет-2030») в части изготовления экспериментальных образцов сенсоров.

Сенсоры водорода для аппаратов ВДТ на основе ПМО

Корчемагин Александр Олегович
Яковлев Никита Николаевич
Томский государственный университет
E-mail: alexandr.korchemagin@gmail.com

Введение

Водородный дыхательный тест (ВДТ) – современный неинвазивный метод диагностики заболеваний пищеварительного канала. Помогает в определении мальабсорбции углеводов и синдрома избыточного бактериального роста.

В работе исследована возможность применения ПМО в качестве сенсоров в аппаратах для проведения ВДТ.

Оксид индия-олова (ITO) применяется для газовых сенсоров. Он характеризуется высокой электропроводностью, оптической прозрачностью и лёгкостью в изготовлении в виде тонких плёнок.

ITO – это твёрдый раствор оксидов индия (III) (In_2O_3) и олова (IV) (SnO_2), наиболее часто используемое соотношение между In_2O_3 и SnO_2 составляет 90% и 10% по весу, соответственно. Газовая чувствительность тонких плёнок ITO зависит от способа их получения. Например, плёнки ITO с 5 – 10 at. % содержания Sn, полученные методом плоттерной печати, демонстрировали наиболее высокие отклики на CO при T = 200 ºC в сравнении с откликами на другие газы, методом импрегнирования – на H_2 при T = 320 ºC, а плёнки, полученные методом магнетронного распыления, характеризовались высокими откликами на NH_3 при T = 150 ºC и NO_2 при T = 300 ºC. Метод магнетронного распыления, в отличии от других, позволяет при получении плёнок варьировать множество параметров, которые влияют на их электропроводящие и газочувствительные свойства, добиваясь тем самым оптимального соотношения между номинальным сопротивлением плёнки и её чувствительность к газам. Таким образом, тонкие плёнки ITO, полученные методом магнетронного распыления, представляют интерес для разработки высокочувствительных сенсоров газов с низким номинальным сопротивлением.

Необходимо подобрать сенсоры, отвечающие следующим требованиям: чувствительность к водороду в концентрациях от 1 до 100 ppm, чувствительности к водороду не должно мешать присутствие в газовой смеси углекислого газа и высокой влажности.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1) Разработать методику проведения эксперимента.

2) Определить рабочую температуру исследуемых образцов (температуру максимальной чувствительности к целевому газу).

3) Исследовать влияние углекислого газа и высокой влажности на характеристики сенсоров.

4) Исследовать чувствительность сенсоров к низким концентрациям водорода в присутствии углекислого газа и высокой влажности.

Методика

В работе были исследованы сенсоры на основе ITO на подложке из AlN.

Тонкие пленки ITO были получены методом DC магнетронного распыления на постоянном токе оксидной мишени в кислородно-аргоновой плазме, на установке Edwards A-500. В качестве подложки использовались пластины сапфира и AlN с толщиной 150 мкм, полированная с двух сторон. Толщина пленок ITO составляла 180 нм. Для измерения электрических и газочувствительных свойств всех исследуемых образцов на их поверхности были сформированы Pt плоскопараллельные контакты методом вакуумного напыления через маску. Межэлектродное расстояния составляло 150 мкм. Образцы отжигались при температуре 500 °C.

Чувствительность исследуемых образцов определялась по формуле (1):

$$S_I = \left(\frac{I_{gas}}{I_{air}} - 1\right) * 100\%, \quad (1)$$

где I_{gas}– квазистационарное значение тока, протекающего через образец при воздействии газа; I_{air}– квазистационарное значение тока, протекающего через образец в атмосфере чистого воздуха.

Для измерения временных зависимостей тока использовалась герметическая металлическая камера с зондовой установкой, оснащённая предметным столиком с нагревателем керамического типа. Для исследования воздействия газов на свойства сенсоров через камеру установки пропускалась смесь чистого сухого воздуха и целевых газов. В качестве целевых газов использовались водород и углекислый газ. Влажность в камере задавалась путём пропускания чистого сухого воздуха через барботер.

Измерения и результаты

На первом этапе работы определялась температура максимальной чувствительности образцов к водороду. Для образцов ITO на AlN она составила 450 °C. Концентрация целевого газа составляла 100 ppm.

На следующем этапе работы была смоделирована газовая смесь выдыхаемого человеком воздуха: чистый сухой воздух + RH + 4% CO_2 + 100 ppm H_2 – для условно больного, и без включения водорода в газовую смесь

для условно здорового. Образцы ITO на подложке AlN: более 50% для условно больного и порядка -15% для условно здорового человека. Также данные структуры в атмосфере чистого сухого воздуха восстанавливают свои изначальные параметры (рисунок 1).

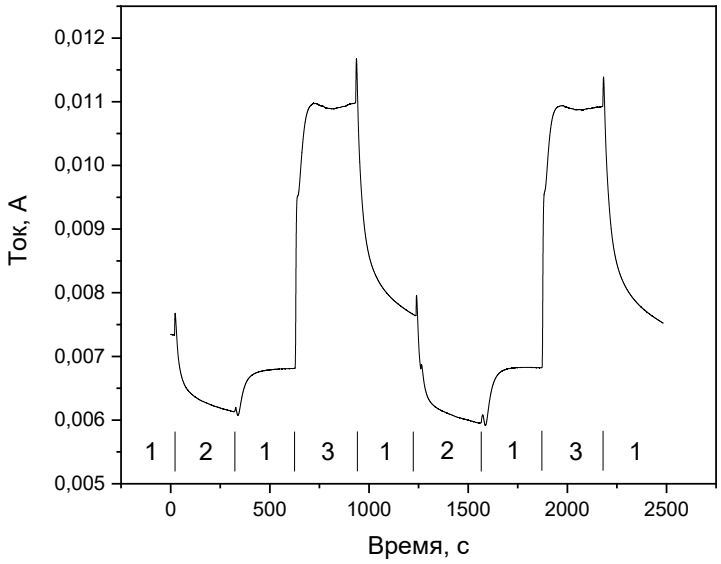


Рисунок 1 – График временной зависимости тока для образцов ITO на AlN 1 – чистый сухой воздух; 2 – воздух + 4 % CO_2 + RH; 3 – воздух + 4 % CO_2 + RH + 100 ppm H_2

Затем исследовалось влияние влажности на чувствительность к водороду. Чувствительность сенсоров на основе ITO на поликристаллическом AlN к водороду снижается в условиях высокой влажности относительно условий чистого сухого воздуха (рисунок 2).

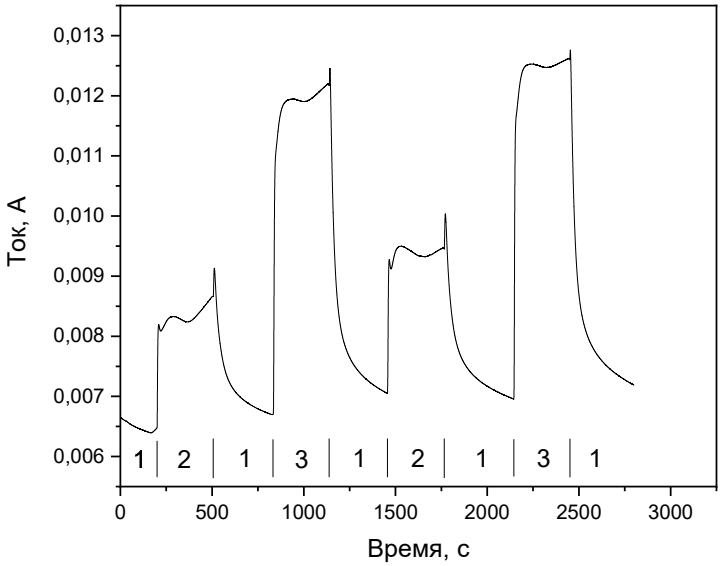


Рисунок 2 – График временной зависимости тока для образцов ITO на поликристаллическом AlN 1 – чистый сухой воздух; 2 – воздух + RH + 100 ppm H_2; 3 – воздух + 100 ppm H_2

В следующей части работы было исследовано, что влияет на уменьшение тока через образцы на основе ITO на поликристаллическом AlN в атмосфере воздуха с добавлением углекислого газа и высокой влажности. Было выяснено, что ток через образцы на основе ITO на поликристаллическом AlN уменьшается в результате воздействия влажности. Добавление CO_2 никак не влияет на изменение тока. Воздействие CO_2 без влажности приводит к увеличению тока через образцы (рисунок 3). При воздействии большой концентрации влажности

образуется плёнка на поверхности и большие молекулы CO_2 не могут проникнуть через неё, а маленькие молекулы H_2 могут, но они будут конкурировать с молекулами H_2O за центры адсорбции.

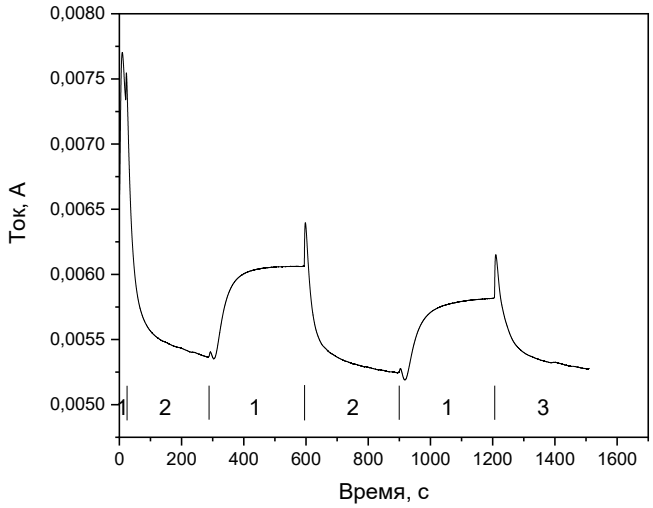


Рисунок 3 – График временной зависимости тока для образцов ITO на поликристаллическом AlN 1 – чистый сухой воздух; 2 – воздух + RH; 3 – воздух + RH + 4% CO_2

Воздействие CO_2 без влажности приводит к увеличению тока.

Заключение

Молекулы O_2 хемосорбируются на поверхности полупроводникового оксида, захватывая электроны из зоны проводимости и на поверхности накапливаются ионы кислорода. Захват электронов хемосорбированным кислородом приводит к образованию области пространственного заряда (ОПЗ), обеднённой носителями заряда, ширина этой области зависит от свойств материала. При воздействии восстановительного газа, молекулы восстановительного взаимодействуют с ионами кислорода, что приводит к уменьшению ОПЗ, так как электроны возвращаются в зону проводимости, в результате проводимость полупроводникового резистивного сенсора возрастает.

Отклик на водород снижается в атмосфере влажности по причине того, что поверхность ITO подвергается воздействию влажного воздуха, молекулы воды могут хемосорбироваться на доступных участках поверхности покрытия слоя ITO молекулами H_2O не полностью. При наличии электрического поля (постоянного напряжения) ионизация межслоевых молекул воды в пленках ITO приводит к преимущественному разделению ионов (H^+, OH^-): $H_2O \leftrightarrow H^+ + OH^-$. Таким образом, на поверхности плёнки водород будет хемосорбироваться и за счёт влажности, и за счёт присутствия молекулярного водорода в газовой смеси, RH и H_2 конкурируют за центры адсорбции.

Выводы:

Плёнки ITO на подложке AlN являются перспективным материалом для использования в аппаратах для проведения ВДТ. Данные сенсоры показывают отрицательный отклик на условно здорового и более 50 % на условно больного.

Спектральные детекторы рентгеновского излучения для неразрушающего контроля объектов из полимерных композитных материалов

Космачев Павел Владимирович

Зарубин Андрей Николаевич, Новиков Владимир Александрович, Шемерянкина Анастасия Владимировна, Щербаков Иван Дмитриевич, Винник, Александр Евгеньевич, Шаймерденова Лейла Калитаевна, Скакунов Максим Сергеевич, Хорохорин Вадим Станиславович, Толбанов Олег Петрович, Тяжев Антон Владимирович, Степанов Дмитрий Юрьевич

Томский государственный университет

kosmachev@mail.tsu.ru

В работе представлены результаты исследований характеристик лабораторного образца спектрального детектора рентгеновского излучения на основе матричного полупроводникового сенсора, обеспечивающего прямое преобразование энергии рентгеновских квантов в электрический сигнал.

Матричные сенсоры изготовлены из высокоомного арсенида галлия, компенсированного хромом (HR GaAs:Cr) [1-3]. Размерность сенсора 256×256 пикселов с шагом 55 мкм, размер пиксела 50×50 мкм^2, толщина чувствительного слоя сенсора 500 мкм. Считывание сигналов с пикселов сенсора обеспечивала специализированная матричная интегральная микросхема, работающая в счетном режиме. В качестве тест-объектов различной плотности использовали образцы из ПЛА-пластика в форме цилиндров, напечатанных на 3D принтере.

Изменение средней плотности тест-объектов достигалось путем варьирования степени заполнения пластиком внутреннего объема цилиндров. Диапазон изменения плотности тест-объектов, усредненной по объему цилиндра, составлял 0.3 – 2.4 г/см^3.

Экспериментально установлено, что в диапазоне энергий рентгеновских квантов 10 - 40 кэВ лабораторный образец детектора обеспечивает:
- выявление различий в плотности пластиковых объектов в диапазоне 0.3 – 2.4 г/см^3;
- пространственное разрешение на уровне 7-8 пар линий/мм.

В ходе дальнейшего этапа работы предполагается разработка алгоритмов формирования цифровых изображений различных объектов и динамических процессов с высоким пространственно-временным и спектральным разрешением.

Исследования выполнены в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2022-0018.

Список публикаций:

[1] Зарубин А.Н., Новиков В.А., Шемерянкина А.В. и др. // Современные проблемы машиностроения. Сборник трудов XV Международной научно-технической конференции. Томск, 2022. С. 170

[2] Tsigaridas, S., Ponchut, C., Tolbanov, O. et al. // Journal of Instrumentation. 2021. No 16, P01032.

[3] S. Chiriotti, Barten R., Bergamaschi A. et al. // Journal of Instrumentation. 2022. No 17. P04007.

Физические основы работы лавинного S-диода

Прудаев Илья Анатольевич
Копьев Виктор Васильевич, Олейник Владимир Леонидович, Петрова Юлианна Сергеевна
Томский государственный университет
E-mail: funcelab@gmail.com

Многолетние исследования и разработки структур на основе арсенида галлия с глубокими центрами привели к созданию уникального прибора силовой импульсной электроники – лавинного S-диода. Прообраз данного прибора впервые был описан исследователями из Японии [1]. Тогда было показано, что диод из арсенида галлия, p-область которого легирована примесью железа, создающей глубокие акцепторные центры, имеет нелинейность S-типа на обратной вольт-амперной характеристике. Такие структуры были использованы в качестве замыкающих ключей, переходящих из закрытого состояния в открытое за субнаносекундные времена. Однако, физические причины сверхбыстрого переключения в работе [1] не были представлены.

Позднее, в 80-ых годах прошлого века, были разработаны и выпускались серийно лавинные S-диоды, имеющие характеристики и конструкцию, подобные изложенным в работе [1]. Разработка лавинных S-диодов проводилась в Сибирском физико-техническом институте при ТГУ (г. Томск) и Научно-исследовательском институте полупроводниковых приборов (г. Томск). Приборы успешно использовались в схемах генерации сверхширокополосных импульсов, схемах развертки быстродействующих осциллографов и накачки полупроводниковых излучателей. Предложенные механизмы переключения лавинных S-диодов связывались с перезарядкой глубоких центров во время лавинного пробоя либо прохождением волн ударной ионизации. (Последний из упомянутых невероятен в силу того, что волна ударной ионизации требует отсутствия свободных носителей в обратно-смещенном электронно-дырочном переходе на стадии обострения [2]).

Стоит подчеркнуть, что механизм переключения лавинного S-диода за счет перезарядки глубоких центров был заимствован из работы Кузьмина и Кюрегяна, в которой представлена теория формирования статической вольт-амперной характеристики S-типа для p-i-n структур из кремния [3]. Такие структуры практически невозможно изготовить из GaAs, используя примесь Fe (это связано с тем, что высокоомная область всегда имеет ярко выраженный дырочный тип проводимости, но не i-тип). Однако, вполне возможно изготовить подобные p-i-n-структуры, используя примесь хрома. Тем не менее, до сих пор не были проведены расчеты времени переключения лавинных S-диодов по механизму, описанному в работе [3].

В настоящей работе проведено моделирование переключения лавинных S-диодов в предположении механизма из [3]. Для моделирования использованы самые общие физические представления, заложенные в связи электростатического потенциала с плотностью заряда (уравнение Пуассона) и законах сохранения (уравнения непрерывности для электронов и дырок в нестационарном виде). Впервые показано, что время переключения лавинных S-диодов по механизму «Кузьмина-Кюрегяна» должно быть много больше экспериментальных значений (лежать в диапазоне от нескольких единиц до нескольких сотен наносекунд).

Кроме механизма из публикации [3] в настоящей работе рассмотрен альтернативный механизм сверхбыстрого переключения – механизм коллапсирующих доменов (МКД). МКД впервые обнаружен в работе [4] в ходе моделирования сверхбыстрого переключения лавинных биполярных транзисторов из GaAs. Позднее он был подтвержден и применен для объяснения переключения коммутаторов субтерагерцового диапазона из GaAs, силовых переключателей мегаваттного уровня HG PCSS из GaAs [5] и обострительных диодов из GaAs [6].

В настоящей работе показано, что в слаботочном режиме, когда уровень коммутируемого тока не превышает нескольких единиц ампер, привлечение МКД позволяет добиться согласия экспериментальных и расчетных времен переключения лавинного S-диода с предсказательной точностью. Для удовлетворительного описания динамики переключения лавинного S-диода в сильноточном режиме (при коммутируемых токах в несколько десятков ампер) требуется усложнять численную модель, а именно:

- учитывать разогрев носителей заряда (использовать гидродинамическую модель),

- учитывать разогрев кристаллической решетки,

- учитывать влияние температуры носителей заряда и кристаллической решетки на коэффициенты ударной ионизации и подвижности.

Список публикаций:

[1] Yamashita S., Hosokawa Y., Anbe T., Nakano T. // Proc. IEEE. 1970. V. 58. N 8. P. 1279.
[2] Кюрегян А.С. // ФТП, 2007, Т. 41, Вып. 6, С. 761.
[3] Кузьмин В.А., Кюрегян А.С. // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20. N 7. С. 1449.
[4] Vainshtein S.N., Yuferev V.S., Kostamovaara J.T. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. N 2. P. 024502.
[5] L. Hu, J. Su, Z. Ding, Q. Hao, X. Yuan // J. Appl. Phys., 2014, V. 115, N 9, P. 094503.
[5] A. Rozhkov, M. Ivanov, P. Rodin // Solid State Commun., 2022, V.354, P.114895.

Аппаратная реализация системы управления и сбора данных для счетных детекторов рентгеновского излучения

Стрельников Сергей Евгеньевич
Голубев Михаил Сергеевич, Косухин Константин Михайлович,
Тяжев Антон Владимирович, Щербаков Иван Дмитриевич,
Толбанов Олег Петрович
Лаборатория детекторов синхротронного излучения
Центра «Перспективные технологии в микроэлектронике»
Томского государственного университета
E-mail: kleon422@bk.ru

В работе представлены результаты по разработке архитектуры специализированного цифрового устройства, выполняющего процедуру управления, счета и сбора данных с многоэлементных сенсоров рентгеновского излучения. Показано, что производительность разработанного устройства в режиме реального времени способна обеспечить обработку цифровых импульсов для ограниченного числа детекторов.

На сегодняшний день на отечественном рынке рентгеновских систем для медицины и неразрушающего контроля оборудования присутствуют, в основном, зарубежные варианты оборудования, производимые в странах Западной Европы, США и Японии. Базовым компонентом подобных систем, определяющим основные технические характеристики, являются многоэлементные детекторы рентгеновского излучения. В свою очередь характеристики детектора обеспечиваются свойствами его ключевых элементов – многоэлементными сенсорами рентгеновского излучения и специализированными интегральными микросхемами (СИМС). В настоящее время в России подобные сенсоры производятся Центром «Перспективные технологии в микроэлектронике» ТГУ. К сожалению, отечественные аналоги СИМС отсутствуют, а зарубежные микросхемы, в настоящее время, недоступны. С учетом перспектив развития и потребностей отечественного научного приборостроения Центром «Перспективные технологии в микроэлектронике» было принято решение о разработке прототипа СИМС, оптимизированной для считывания сигналов с многоэлементных сенсоров на основе арсенида галлия, компенсированного хромом (HR GaAs:Cr).

Как уже известно, специализированная интегральная микросхема для многоэлементных сенсоров состоит из аналоговой части, выполняющей функции усиления и фильтрации сигнала, и цифровой части, которая оцифровывает сигнал и выполняет различную цифровую обработку, например, подсчет количества импульсов, зарегистрированных аналоговой частью (*рис. 1.*). Обе эти части представляют собой функциональную ячейку или канал СИМС. Таких каналов может быть от десятков до миллионов, в зависимости от количества единичных чувствительных элементов (пикселов) сенсора рентгеновского излучения. При наличии большого количества каналов и требований по работе детектора в режиме реального времени возникает и, как следствие, передачи большого объема данных, возникает необходимость разработки модели цифровой части канала СИМС и цифровой части интерфейса детектора с целью оптимизации их функциональной структуры.

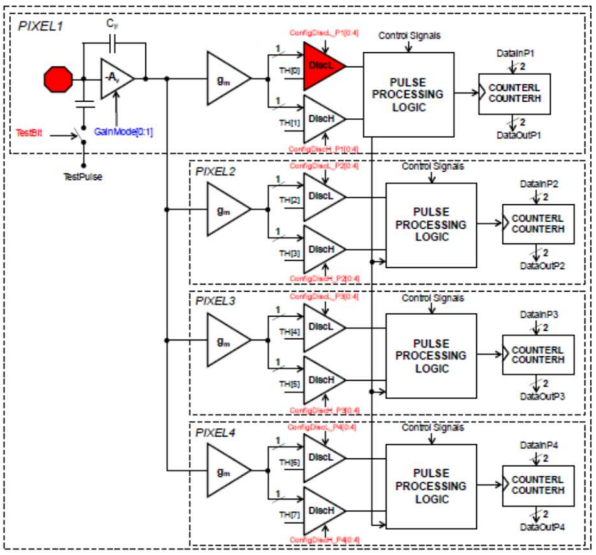


рис. 1. Структура единичной ячейки (пиксела) СИМС Medipix3RX(CERN, EU)

Аналоговая часть представляет собой предусилитель сигнала с сенсора, формирователь и компаратор. Цифровая часть состоит из модулей конфигурации аналоговых компонентов, подсчета количества импульсов и

интерфейсного модуля, который обеспечивает прием и передачу данных, используя последовательный или параллельный интерфейс согласно заданному протоколу приема-передачи (*рис. 2.*).

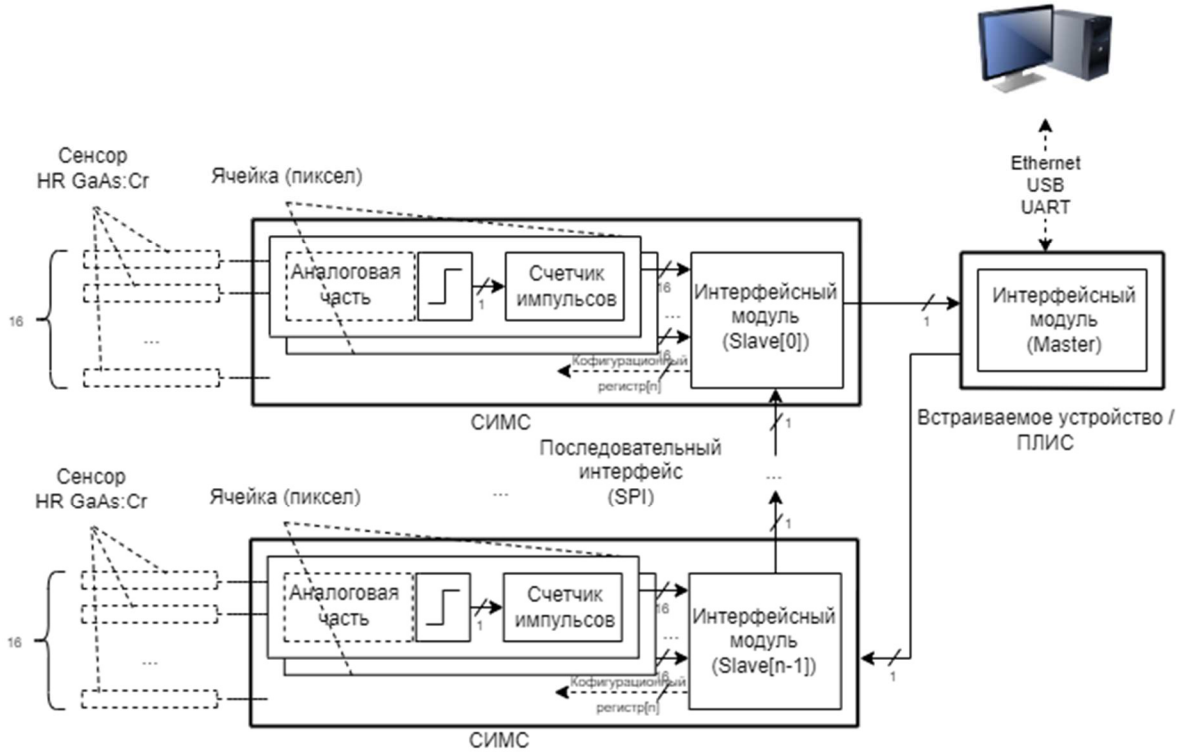


рис. 2. Каскадная структура СИМС для сбора данных

Современные технологии проектирования интегральных микросхем позволяют разработать, как прототип цифровой части канала СИМС, так и моделировать его окружение, используя язык описания аппаратуры (Hardware Description Language — HDL). Под окружением понимается эмуляция цифровых импульсов заданной формы, выполняющих роль сенсора и аналоговой части, и интерфейсная часть, позволяющая передать накопленные данные от множества каналов и детекторов к пользователю в режиме реального времени. Для приема-передачи данных был выбран последовательный периферийный интерфейс (Serial Peripheral Interface – SPI), как наиболее распространённый и широко используемый для встраиваемых систем и специализированных интегральных микросхем. Интерфейс SPI во встраиваемых микропроцессорных системах способен работать на частоте 25 МГц и обеспечивать пропускную способность 25 Мбит/с при чтении и записи одновременно. Помимо его универсальности и простоты, является возможность его аппаратной реализации и поддержка в каскадном режиме работы для множества цифровых детекторов (или топология «кольцо»).

Возможно, что при значительном увеличении числа каналов сенсоров потребуется увеличение пропускной способности интерфейса. Для этого придется увеличить тактовую частоту, на которой будет работать интерфейс, одновременно с использованием дифференциальных линий или использовать дополнительное число линий для параллельной передачи данных. Средства разработки HDL и последующая имплементация в ПЛИС, позволит решить и эту проблему, хотя с некоторым удорожанием и обязательным требованием использования ПЛИС для сбора данных для детекторов. В свою очередь этот интерфейс может быть использован как дополнительный к основному SPI интерфейсу.

рис. 3. Временная диаграмма счета и сбора данных каскадной системы СИМС

В зависимости от типа сенсора и параметров аналоговой части СИМС длительность импульсов может варьироваться в диапазоне от единиц наносекунд до сотен микросекунд. В нашей работе мы взяли за точку отсчета длительность в 10 наносекунд. Соответственно модуль счета импульсов должен работать на частоте с периодом меньшим, чем длительность, а именно 5 наносекунд, что соответствует частоте 200 МГц. При экспозиции 1 миллисекунда потребуется 16-ти разрядный счетчик, который не переполнится в течение этого периода времени при подсчете импульсов с указанной длительностью. Таким образом, при размещении в СИМС 16-ти каналов обработки импульсов теоретически данная система способна обеспечить обработку данных для 97 сенсоров в режиме реального времени. Другими словами, время, за которое будет считано 256 бит с одной СИМС, должно составлять 10.3 микросекунды при пропускной способности 25000 бит за 1000 микросекунд (*рис.3*).

Практическая аппаратная реализация каскадной системы СИМС на языке HDL с последующей симуляцией показала, что время чтения одной СИМС составляет 13 микросекунд. Таким образом, практически, можно обеспечить обработку данных в режиме работы реального времени для 1216 каналов, что эквивалентно 76 сенсоров по 16 каналов каждый. Было установлено, что основные задержки вносятся во время инициализации транзакции SPI интерфейса, являющиеся спецификой его работы. Эти и другие условия необходимо учитывать при проектировании систем сбора данных для детекторов.

Исследование выполнены при поддержке:

- гранта по Постановлению Правительства Российской Федерации № 220 от 09 апреля 2010 г. (Соглашение № 075-15-2022-1132 от01.07.2022 г.) в части аппаратной реализации и моделирования каскадной системы СИМС;

- Программы развития ТГУ («Приоритет-2030») в части изготовления многоканальных HR GaAs:Cr сенсоров.

Исследование прототипа специализированной интегральной микросхемы для считывания сигналов многоканальных сенсоров рентгеновского излучения

Тяжев Антон Владимирович

Зарубин Андрей Николаевич1, Толбанов Олег Петрович1, Шемерянкина Анастасия Владимировна1, Щербаков Иван Дмитриевич1, Винник Александр Евгеньевич1, Шаймерденова Лейла Калитаевна1, Скакунов Максим Сергеевич1, Стрельников Сергей Евгеньевич1, Аткин Эдуард Викторович2, Азаров Денис Александрович2, Норманов Дмитрий Дмитриевич2, Сераэтдинов Артур Рафикович2

[1] *Национальный исследовательский Томский государственный университет*

E-mail: antontyazhev@mail.ru

[2] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"*

Основным компонентом современных систем визуализации рентгеновского излучения является многоэлементный детектор, обеспечивающий преобразование пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения в соответствующий электрический сигнал с последующей оцифровкой и передачей данных в персональный компьютер. Базовыми элементами детектора, определяющими его основные технические характеристики, являются многоэлементные твердотельные сенсоры и специализированные интегральные микросхемы (СИМС или ASIC в англоязычной литературе).

В настоящее время в России имеется собственная технология создания многоэлементных полупроводниковых сенсоров рентгеновского излучения, в частности, на основе арсенида галлия, компенсированного хромом (HR GaAs:Cr), но, к сожалению, отсутствуют готовые к использованию отечественные СИМС.

В работе представлены результаты исследования аналоговой части - зарядочувствительного усилителя (ЗЧУ) и усилителя-формирователя (УФ) прототипа отечественной СИМС, предназначенной для считывания и предварительной обработки сигналов многоканальных сенсоров рентгеновского излучения, работающих в режиме счета единичных квантов.

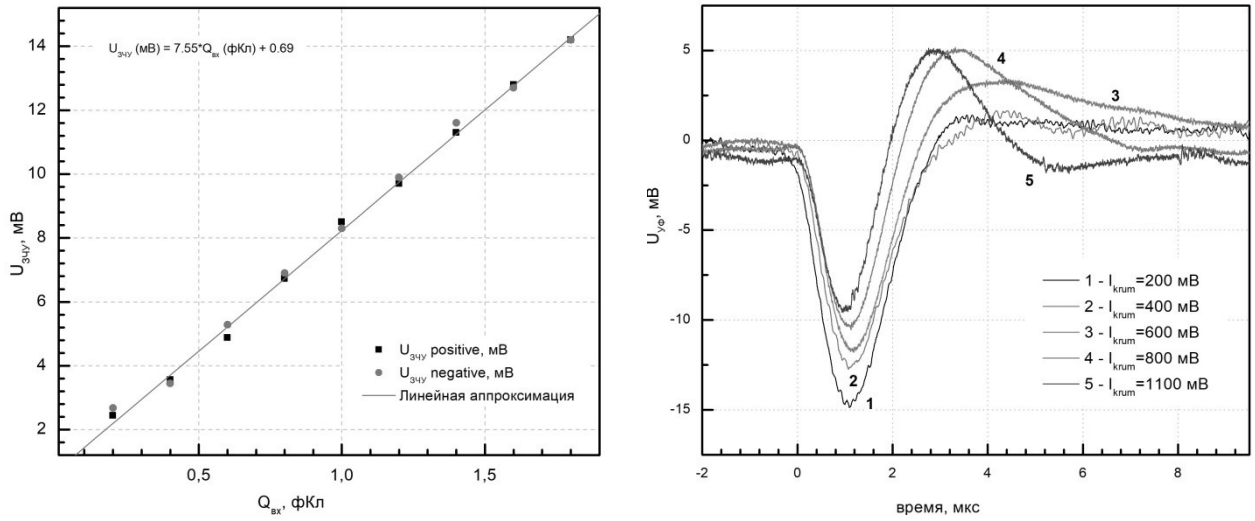
Прототип СИМС содержит 16 входных каналов, каждый из которых обеспечивает регистрацию, усиление и подсчет токовых импульсов, формируемых чувствительными элементами (пикселами) сенсора при регистрации рентгеновских квантов, заряд которых превышает заданный уровень сигнала (порог). Каждый канал СИМС содержит зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ), усилитель формирователь (УФ) и три аналоговых компаратора, обеспечивающих три независимых уровня (порога) дискриминации входных импульсов по амплитуде. Регистрация и подсчет токовых импульсов производятся асинхронно и независимо для каждого канала. Максимальная частота регистрируемых импульсов составляет 1 МГц/канал. СИМС обеспечивает вывод на внешнюю шину данных о количестве импульсов, превысивших заданный порог за время экспозиции. Предусмотрена компенсация темнового тока пиксела и автоматическая подстройка под его температурный дрейф, а также проверка работоспособности СИМС и ее технических характеристик при помощи встроенной схемы калибровки и тестирования без подключения к сенсору.

Исследования коэффициента усиления ЗЧУ и времени формирования УФ проводились с использованием встроенной в СИМС калибровочной емкости 30 фФ путем подачи прямоугольных импульсов с амплитудой в диапазоне 10 – 90 мВ, соответствующей входному заряду 0.2 – 1.8 фКл. С учетом энергии образования электронно-дырочной пары в GaAs равной 4.2 эВ этот заряд соответствует диапазону энергий квантов 5 – 45 кэВ. Амплитуда и форма сигнала на выходе ЗЧУ и УФ записывались с помощью цифрового осциллографа Tektronix с полосой пропускания 500 МГц.

Экспериментально установлено, что коэффициент преобразования ЗЧУ линеен в диапазоне входного заряда 0.1 – 2 фКл и составляет 7.6 мВ/фКл (*рис.1а*). Показано, что оптимальная величина тока разряда (Ikrum) цепи обратной связи УФ находится в диапазоне 200 – 400 мВ при этом на выходном импульсе отсутствуют выбросы обратной полярности (*рис.1б*).

Исследования выполнены при поддержке:

- гранта по Постановлению Правительства Российской Федерации № 220 от 09 апреля 2010 г. (Соглашение № 075-15-2022-1132 от01.07.2022 г.) в части исследования характеристик ЗЧУ и УФ, а также изготовления системы сбора данных СИМС;
- Программы развития ТГУ («Приоритет-2030») в части изготовления многоэлементных HR GaAs:Cr сенсоров.



а б

рис. 1 Зависимость амплитуды сигнала на выходе ЗЧУ (а) от входного заряда и формы импульса на выходе УФ (б) от тока разряда (Ikrum) в цепи обратной связи УФ

Влияние типа подложки на фотоэлектрические характеристики структур Ga2O3/GaAs

Цымбалов Александр Вячеславович

Калыгина Вера Михайловна, Киселева Ольга Сергеевна, Алмаев Алексей Викторович, Копьев Виктор Васильевич

Томский государственный университет

E-mail: zoldmine@gmail.com

Одним из перспективных направлений развития детекторов коротковолнового излучения являются устройства, способные работать в автономном режиме [1]. Такие фотоприемники имеют простую конструкцию и, что особенно важно, требуют прямой интеграции с технологией изготовления структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) [2, 3].

Тонкие пленки оксида галлия толщиной 120–150 нм были получены ВЧ-магнетронным распылением мишени Ga_2O_3 в газовой смеси Ar/O_2 на подложках GaAs: *n*-GaAs, HR-GaAs:Cr и *p*-GaAs. (*Рис. 1*). Контакты наносились на поверхность Ga_2O_3 и на тыльную сторону полупроводниковой подложки: электрод к полупроводнику создавался в виде сплошной металлической пленки (Au:Ge), а электрод к оксиду галлия – методом напыления Pt через маски диаметром 1 мм. Источником УФ-излучения служила Kr-Ф лампа VL-6.C с фильтром 254 нм. Расстояние между лампой и образцом 1 см, интенсивность падающего излучения 780 мкВт/см^2.

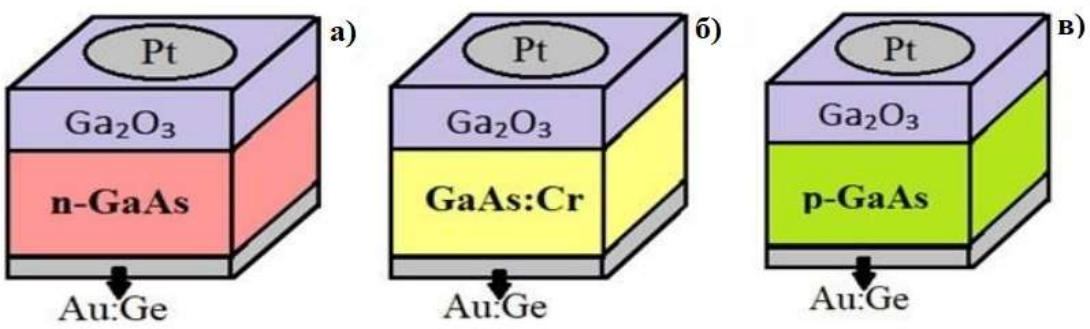


рис. 1 Схематическое изображение исследуемых структур.

Исследованные структуры M/Ga_2O_3/*n*-GaAs обнаруживают свойства фотодиодов, работающих в фотовольтаическом режиме. Воздействие излучением с λ = 254 нм и напряжением U = -5 мВ увеличивает обратный ток более чем на два порядка, что позволяет использовать такие структуры в качестве детекторов УФ-излучения в диапазоне длин волн 200–280 нм (*рис. 2*).

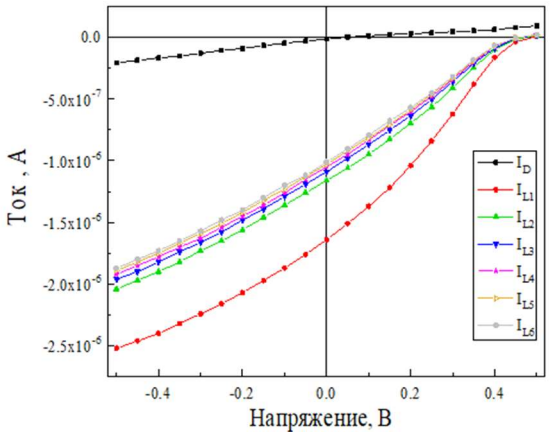


рис. 2 Вольт-амперные характеристики образцов GaAs при положительном и отрицательном потенциалах на затворе: темновой ток I_D и при УФ-облучении с λ = 254 нм (I_L).

В структурах Ga_2O_3/HR-GaAs:Cr (в отличие от образцов Ga_2O_3/*n*-GaAs) фототоки возрастают при длительном УФ-воздействии, а затем стабилизируются. В структурах также наблюдается фотовольтаический эффект, но напряжение холостого хода наблюдается при отрицательных потенциалах на затворе и составляет 0.8 В; ток короткого замыкания составляет $(2–5)\cdot10^{-9}$ А, поэтому подложка проявляет свойства полупроводника *p*-типа.

Структуры на основе Ga_2O_3/GaAs:Zn имеют высокие значения темнового тока: 8.3 мА при 2 В. Воздействие УФ-облучения приводит к небольшому увеличению тока в пленке до 25.7 мА. Структуры стабилизируются повторным воздействием УФ, но в структурах отсутствует фотовольтаический эффект.

Время отклика t_{res} и время восстановления t_{rec} Ga_2O_3/GaAs:Cr не превышают 1-2 секунд; время восстановления 1-2 секунды (*рис. 3*). Таким образом, временные параметры лучше, чем у УФ-детекторов на основе барьерных структур с встречно-штыревыми электродами [4].

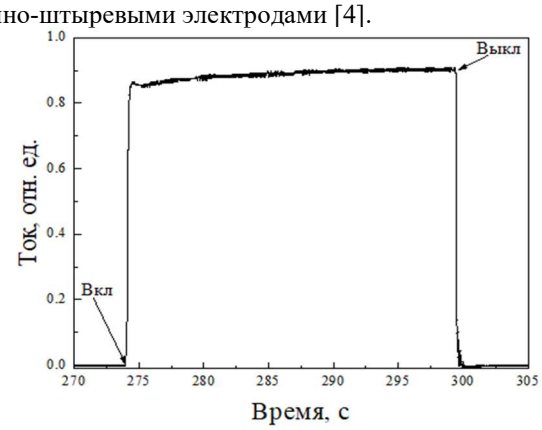


рис. 3 Временная зависимость тока фотодетектора на основе GaAs:Cr при освещении λ = 254 нм.

Исследуемые в настоящей работе структуры чувствительны к глубокому УФ-диапазону. Образцы Ga_2O_3/n-GaAs и Ga_2O_3/HR-GaAs:Cr проявляют свойства фотодиодов, способных работать в автономном режиме. Времена отклика t_{res} и восстановления t_{rec}, определяемые уровнем 0,9 и 0,1 соответственно, не превышают 1-2 секунд.

[1] B. Zhang et al., ACS Applied Nano Materials, 2022, 5(8), 11956.
[2] Y. Qin, et al., ACS Photonics, 2020, 7(3), 812.
[3] Y. Qin, et al., Chinese Phys. B, 2019, 28, 018501.
[4] H. Akazawa et al., Vacuum, 2016, 123, 8.

Влияние пространственной неоднородности проводимости генерирующих структур Ганна на широкополосность генерируемых сигналов.

Юрченко Василий Иванович
Томский государственный университет
Email: yur_med@mail.ru

В настоящее время в мире интенсивно создается научная и промышленная инфраструктура от выпуска пластин до проектирования, изготовления и испытания СВЧ систем, в том числе источников сверхширокополосного излучения. Таким образом, исследования нелинейных динамических систем с хаотическим поведением, как источников широкополосных сигналов, представляют научный и практический интерес. Одной из таких систем являются генерирующие структуры на эффекте Ганна (ГСГ), однако недостаточен объем исследований роли структурно-геометрических факторов для работы генерирующих структур Ганна, как элементов радиофизических систем.

Генератор шума на диоде Ганна состоит из активного элемента ДГ подключенного через согласующее устройство к нагрузке. Исследованы конструкции коаксиального типа, в виде коаксиальной камеры с включенным диодом у отрезка коаксиальной линии подключенной через согласующий переход к нагрузке. Согласующий переход выполнен в виде ступенчатого перехода (ступеньки выполнены на внешнем проводнике) с СВЧ коаксиальным разъемом на конце для подключения к нагрузке.

Предварительно выбирались наиболее пригодные для исследования три варианта конструкции, отличающихся размещением диодов и согласованием с нагрузкой. Первый 1 и второй 2 варианты включали диод между внутренним и внешним проводником, в третьем 3 варианте диод включался между торцевой короткозамыкающей стенкой и центральным проводником. Во второй конструкции использовался плавный переход для согласования с диода с нагрузкой. Для оценки влияния частотной зависимости импеданса для всех конструкций проводились измерения СПМШ и входного сопротивления от частоты. Измерянные импедансные характеристики в диапазоне частот 2-4 ГГц показали, что лучшее согласование обеспечивает третья камера. Для этой камеры наблюдается более равномерная частотная зависимость СПМШ (меньше 3 дБ). В камерах 1 и 2 получены большие интегральные мощности до 10 мвт и при большей неравномерности СПМШ 6-10 дБ. Для третьего генератора в большем диапазоне напряжения смещения (до 2**Uпор**) наблюдается шумовая генерация без переходов в многочастотную генерацию. Измерения импедансных характеристик подтверждает предположение, что зависимость СПМШ от частоты определяется частотной зависимостью импеданса. Также проведена последовательная оценка влияния геометрической конфигурации контура, возможных паразитных резонансов в конструкции контура и корпуса диода. Для этого использовались три измерения: 1- вместо диода корпус закороченный проволочным выводом, вместо активного элемента, 2-измерения с диодом, но без напряжения смещения, 3-измерения диода с напряжением смещения.

Полученные зависимости $\mathbf{R_{вх}(f)}$ без диодных измерений показывают повышенные входные сопротивления для 1 конструкции на частотах 3,22 и 3,6 ГГц, а для 3 конструкции на частотах 2,5 и 3,0 ГГц. Включение активного элемента приводит к увеличению числа резонансов**,** с расширением их полосы и сдвигом резонансов в сторону более низких частот. Подача напряжения смещения еще сильнее увеличивает неравномерность и лишь для третьей конструкции сохраняется плавная зависимость $\mathbf{R_{вх}(f)}$ и обеспечиваются 80 – 100 Ом необходимые для согласования диода. Для первой и второй конструкции сопротивление нагрузки изменяется от 10 до 300 Ом. Таким образом, наиболее приемлемая конструкция с торцевым включением диодов, как по уровню согласования, так и по неравномерности СПМШ. Для обеспечения устойчивой работы необходимо учитывать более высокое сопротивление диода в рабочем состоянии, примерно в 3-4 раза выше сопротивления в слабом поле.

Таким образом для дальнейших исследований влияния неоднородностей проводимости использовалась третья камера. По величине неоднородности все структуры подразделялись на три группы: малой неоднородностью меньше 10%, средней неоднородностью от 10 до 30%, большой неоднородностью более 30%. Классификация на три группы по величине неоднородности обусловлена следующими соображениями.

Большие знакопеременные неоднородности концентрации и следовательно полей определяют зарождение и гашение большого числа доменов даже при малых скоростях изменения поля в активной области и для достаточно высоких напряжений. В этом случае полоса генерации шума максимальна с минимальной ее неравномерностью, а уровень СПМШ и интегральной мощности шума малы.

Средние знакопеременные неоднородности приводят к зависимости плотности тока от их величины. В этом случае уровень интегральной мощности шума выше, полоса генерации шума меньше. В этом случае интересен характер профиля проводимости с точки зрения получения шумов в заданной полосе частот.

Для различных величин неоднородностей характерны различные величины сопротивлений в слабом поле (три типа) и характеристики режимов генерации шума. Для диодов с $\mathbf{R_0 < 10}$ Ом ШГ существует в интервале напряжений от порогового $\mathbf{U_п}$ до двух пороговых $\mathbf{2U_п}$, для диодов с $10 < \mathbf{R_0} < 20$ Ом интервал сужался до 1,3 $\mathbf{U_п}$, а для диодов с $\mathbf{R_0}$ больше 20 Ом получается лишь многочастотная генерация (МЧГ). Такая картина расположения интервалов напряжения для ШГ в большей степени определяется при изменении напряжения изменением роли

механизмов в формировании сильной нерегулярности в колебаниях за счет случайного формирования и гашения доменов на неоднородностях и за счет процессов лавинного пробоя.

Первый механизм преобладает при напряжениях близких к пороговому напряжению, а второй при значительно более высоких напряжениях. Напряжение лавинного пробоя уменьшается с увеличением удельной проводимости активной области. Нерегулярность колебаний увеличивается с увеличением отношения сопротивления нагрузки $R_н$ к сопротивлению диода R_0. Кроме того, для диодов с низким сопротивлением характерно более равномерное распределение средней величины неоднородностей проводимости в активной области. Происходит непрерывный переход от первого механизма ко второму механизму генерации шума.

Для диодов с характерным наличием в объеме нескольких резко выраженных неоднородностей, в которых преобладающим механизмом образования шумовых колебаний будут процессы лавинообразования в доменах при прохождении доменов через эти области и их рассасывание на этих неоднородностях. Данное предположение подтверждается тем, что для первого типа характерны наиболее низкие, а для третьего типа более высокие пороговые напряжения. Для диодов третьего типа характерно наличие одной протяженной области, в которой образуется статический домен с малой напряженностью поля

Таким образом, по сопротивлению, форме и параметрам ВАХ можно устанавливать характер профиля у катодного участка. Анализ уровня СПМШ для диодов изготовленных из структур с различным профилем прикатодного участка показывает лишь незначительное в среднем увеличение этого уровня для диодов из 2 группы. Существует значительный разброс этого уровня внутри диодов всех групп, что затрудняет этот анализ.

Более резкая зависимость наблюдается для напряжения гашения шумовых колебаний. Увеличение величины неоднородности ведет к резкому уменьшению напряжения смещения до $1{,}1U_{пор}$ для диодов из структур 3 группы, тогда как для диодов из структур 1 группы генерация шумовых колебаний наблюдалась до $2U_{пор}$. Кроме того, полученные из структур 3 группы диоды в большинстве своем имеют низкую электрическую устойчивость и малый процент выхода работоспособных диодов.

Домен зарождается на неоднородности с концентрацией меньшей средней по образцу и разрушается на неоднородностях с повышенной концентрацией, где поле ниже значения достаточного для поддержания стабильного движения домена. Если в образце имеют несколько знакопеременных неоднородностей различной величины, то домены должны случайным образом зарождаться и гаситься, то на одной, то на другой неоднородности. Колебания тока в этом случае представляют последовательность импульсов со случайным изменением амплитуды, периода и формы импульсов. Рассмотрим процессы гашения и зарождения, так как для зарождения домена достаточно незначительного понижения концентрации, принимаем ее равной n_0 средней по образцу. Для гашения домена в арсениде галлия необходимо поле подержания $\mathbf{E_{rmin} = E_{пор}/2\text{-}2{,}5}$ и домен будет рассасываться в области с повышенной концентрацией **n** и шириной **x** , если $\mathbf{n_1/n > E_{пор}/E_{rmin} = 2\text{-}2{,}5}$ при условии, что $\mathbf{x/n << L/n_0}$. Следовательно, для арсенида галлия при $\mathbf{n_1 = 2\text{-}2{,}5\ n_0}$ величина неоднородности $\mathbf{n = n_1 - n_0 = (1\text{-}1{,}5)}$, а $\mathbf{n/n_0 = 100\text{-}150\%.}$ Следовательно, для арсенида галлия подобный режим может быть преобладающим для диодов изготовленных из структур 3 группы (большой неоднородностью).

Напряжение, при котором происходит гашение доменов на неоднородностях повышенной концентрации, зависит от n_1 по формуле $\mathbf{U_{шг} = E_{rmin}\ L(n_1/\ n_0).}$ Следовательно, чем выше неоднородность, тем больше напряжение (интервал генерации шума). Однако экспериментальные данные показывают обратную зависимость и, следовательно, режим гашения не является механизмом ответственным за наблюдаемую зависимость.

Вместе с тем шумовая генерация наблюдается при неоднородности больше 30% и при этом не наблюдается полного гашения доменов. Происходит глубокая случайная модуляция тока при прохождении домена через неоднородности профиля легирования. Причем именно в этом случае происходит снижение интервала напряжений, при которых наблюдается шумовая генерация при увеличение неоднородности. Наличие значительных неоднородностей повышенной концентрации приводит к образованию статических доменов и как следствие к прекращению колебаний тока. При значительных неоднородностях повышенной концентрации наблюдается электрический пробой этого участка области приводящий пробою диода. Пробой может наблюдаться и в статическом домене, в этом случае возможно генерация шума, но она достигается при значительно больших напряжениях, а не вблизи порогового напряжения.

Выводы.

Многократное зарождение и рассасывание высоко полевых неоднородностей в случайно-неоднородной среде, состоящей из множества геометрических и электрических неоднородностей проводимости, описывает механизм шумовой и многочастотной генерации в генерирующих структурах Ганна для длин активной области от 1 до 100 мкм. Отношение размера неоднородности к длине L активной области определяет интервал напряжений, при которых наблюдается шумовая генерация.

Характеристики пространственной неоднородности проводимости ГСГ незначительно увеличивают уровень СПМШ и существенно изменяют напряжение гашения шумовой генерации. Увеличение неоднородности увеличивает интервал напряжений, при которых наблюдается генерация шума. Зависимость СПМШ от частоты определяется частотной зависимостью импеданса камеры и диода.

Исследование технологии изготовления перспективных ТГц устройств на основе магнитных жидкостей

Юрченко Василий Иванович
Зятьков Денис Олегович
Светличный ВалерийАлекссеевич
Черепанов Виктор Николаевич
Томский государственный университет
Email: yur_med@mail.ru

Массивы частиц в магнитной жидкости (МЧМЖ) вызывают повышенный интерес, обусловленный возможностью их применения в среды для управления терагерцовым излучением. При этом интересны с фундаментальной точки зрения МЧМЖ источники структурированного магнитного поля и возможного изменение их состояния на субмикронном уровне.

Параметры частиц существенно зависят от размеров (соотношения поверхностных и объемных характеристик). При уменьшении размера частицы от 1мкм до 10 нм увеличивается удельная площадь в 10^6 раз. Увеличение удельной площади влияет на реакционную способность, в том числе склонность к агломерации. Кроме того минимальный размер частиц, которые способны сохранять магнитоэлектрические свойства зависит от вида и состава вещества. Нужно учитывать, что поверхностная и внутренняя структура часто многофазная, многокомпонентная и многослойная, в том числе со случайным или упорядоченным расположением параметров. На все это влияют способы получения частиц.

Мало работ по исследованию механизмов структурирования магнитных частиц (широкого диапазона размеров от 100 мкм до 10 нм и конфигураций) в жидкой матрице с учетом магнитодипольного межчастичного взаимодействия под действием слабого магнитного поля ($B = 10^{-6} – 10^{-9}$ Тл).

Исследовались технология: механическое измельчение, абляция, взрыв проволочек. В независимости от метода получении и размера частиц все частицы управляются магнитным полем. Наибольшее изменение наблюдается для элементов на основе частиц 5 БДСР.

В экспериментах МЖ получали на основе полиметилфенилсилоксана (ПФМС-4) с частицами порошка сплава марки 5 БДСР полученного механическим способом . Концентрация магнитного порошка в ПФМС 4 составляла 10 объемных процента. Для образования магнитной жидкости использовали механическое и ультразвуковое перемешивание.

Проводилось исследования материалов и технологии электронной компонентной базы ТГц электроники а именно

1. Синтез магнитодиэлектрических и магнитных жидкостей на основе материалов с большой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \approx 10^6$ (сегнетоэлектрики) и магнитной проницаемостью $\mu \approx 10^5$-10^6 (нанокристаллические сплавы).
2. Полимеризация магнитореологических жидкостей (жидкость с микрометровыми частицами из нанокристалического сплава 5БДСР) под воздействием внешнего магнитного поля.
3. Синтез магнитной жидкости с наночастицами с уникальными магнитными свойствами из сплава NiTi и нанокристаллического сплава 5БДСР.
3.Экспериментальное исследование спектров пропускания/поглощения жидких носителей различной вязкости, а также магнитных и магнитодиэлектрических жидкостей в диапазоне 0.3-3.0 ТГц.
4. Анализ пространственной кластеризация полученных магнитных жидкостей в зависимости от состава, размеров входящих в нее частиц и состава жидкого носителя.
5. Создание на основе полученных магнитных и магнитодиэлектрических жидкостей моделей спектральных ТГц устройств: поляризатор, частотный фильтр, модулятор, затвор, сенсор.

Сенсоры магнитного поля для оптоволоконных систем на основе магнитных частиц

Юрченко Василий Иванович
Юрченко Алексей Васильевич
Зятьков Денис Олегович
Томский государственный университет
Email: yur med@mail.ru

Исследования обусловлены назревшей необходимостью улучшения параметров средств контроля магнитных полей естественного и техногенного происхождения на основе точных портативных магнитометров. Наномагнитометрические элементы являясь высокочувствительными датчиками имеющие малые размеры находят все большее применение в системах охраны протяженных периметров. Благодаря возможности непрерывного контроля могут стать основой умных технологий в промышленности.

Цель работы**:** тестирование новых преобразователей магнитного поля для оценки их параметров, в том числе чувствительности. Объекты различные конструктивные образцы чувствительных элементов на основе магнитной жидкости в том числе с порошками аморфных сплавов. Методы исследования анализ и выбор исходных магнитных частиц и экспериментальное исследование плоскостных емкостных элементов и магнитометров на их основе. В последнее время использование магнитных частиц (МЧ) становятся интенсивным в различных областях науки и промышленности. Были предложены различные оптические устройства на основе МЧ, модуляторы, оптические переключатели, оптические решетки, ограничитель, датчик тока и сенсоры магнитного поля.

Магнитные жидкости имеют многочисленные интересные оптические характеристики, такие как настраиваемый показатель преломления, перестраиваемый коэффициент пропускания, двулучепреломление и т.д. Обычно компоненты магнитной жидкости представляют собой магнитные частицы, жидкость-носитель и поверхностно-активные вещества. Когда к магнитным жидкостям приложено внешнее магнитное поле, показатель преломления магнитной жидкости изменяется с изменением магнитного. Недавно были предложены различные структуры оптического волокна с магнитной жидкостью для сенсора магнитного поля, используемые структуры включают полость Фабри-Перо, полимерную волоконно-оптическую структуру, брэгговскую решетку, многомодовые оптоволоконные структуры, интерферометр Майкельсона, интерферометр Саньяка.

Магнитооптические эффекты, возникающие в результате взаимодействия излучения с веществом, приводят не только к изменению дисперсионных кривых коэффициента поглощения и показателя преломления, но и к появлению или изменению оптической анизотропии среды (изменяется структура магнитной жидкости). Проведенный анализ данных работ позволил выявить круг неохваченных проблем, касающихся магнитной жидкости в качестве чувствительного элемента к внешнему магнитному полю. В данных работах авторы использую готовые коммерческие жидкости на основе оксида железа, в то время как синтез новых магнитных жидкостей открывает новые возможности эффективного управления электромагнитными волнами и улучшения характеристик существующих систем для применений в любом диапазоне частот в качестве чувствительного элемента для сенсора магнитного поля. В качестве чувствительной системы используются сложные оптоволоконные конструкции, сложная система излучения и приема ИК излучения. Использование ИК источника излучения приводит к нагреву магнитной жидкости и изменению ее магнитных свойств. Чувствительность оптоволоконных структур составляет 0.19 Дб/мТл в области от 10 мТл до 200 мТл. Полимеризованный тонкий слой магнитной жидкости или магниточувствительный эластомер обладает хорошей чувствительностью к магнитному полю, но имеет ряд существенных недостатков, таких как: сложная система регистрации отклонения пленки в магнитном поле, чувствительность к вибрациям и потокам воздуха.

Современный взгляд на неинвазивный непрерывный многоточечный волновой метод монитора глюкозы

Юрченко Василий Иванович
Беличенко Виктор Петрович
Томский государственный университет
E-mail: yur med@mail.ru

Наряду с разработкой инновационных сахароснижающих препаратов совершенствование способов контроля гликемии и поиск информативных маркеров - важнейшие ключевые моменты эффективного управления СД, позволяющие оценить адекватность компенсации углеводного обмена и свести к минимуму колебания уровня глюкозы крови. *Непрерывное мониторирование уровня глюкозы в режиме реального времени (НМГрв)* предоставляет информацию о текущем уровне глюкозы, направлении и скорости его изменений в реальном времени причем *вариабельность гликемии* характеризуется амплитудой, частотой и длительностью колебаний. *Сахарный диабет* - нарушение регуляции сахарного гомеостаза, который может служить примером построения моделей систем регулирования высших организмов, а именно **пространственное разделение взаимодействующих компонентов**.

Модель гуморальной регуляции содержания глюкозы в крови включает в себя следующие семь основных стадий.

1. Выработка инсулина и глюкагона поджелудочной железой
2.Выработка инсулина в печени стимулируется глюкозой
3. Выработка в печени крахмала гликогена
4. Расщепление гликогена протекает в две стадии
5. Поступление глюкозы из печени в кровь.
6. Всасывание глюкозы из крови в ткани с помощью инсулина.
7.Распад инсулина и глюкагона в ткани (питание клеток):

Исследования показали, что у здоровых людей наблюдается колебательный процесс авторегуляции содержания глюкозы самим организмом. Полученные зависимости свидетельствуют о том, что содержание глюкозы у здоровых людей постепенно снижается до нормального уровня - порядка 1 г/л. При наличии патологии происходит медленный рост концентрации глюкозы в крови и еще более медленное ее снижение.

Исследования последних десятилетий, проведенные во многих лабораториях и центрах США, Германии, Словакии, Чехии, Швейцарии, России, Японии показали, что клетки, ткани и органы являются структурами, обладающими точными электрическими характеристиками. Удалось экспериментально доказать, что они могут быстро и глубоко изменяться при патологических процессах. Являясь своего рода «горючим» для всех жизненных процессов, электромагнитное поле поддерживает нормальное физиологическое состояние клеток – состояние гомеостаза. Жизненные процессы, происходящие в организме, находят свое отражение в известных уже давно электрокардиограмме, электроэнцефалограмме, электромиограмме.

Наиболее информативными для целей диагностики следует считать ткани или органы, которые вовлечены в процессы «хранения» (депонирования) и аккумуляции (концентрирования) элементов. Степени отклонения элементов отражены в их концентрации в жидких средах организма, тогда как твердые ткани (волосы, ногти, кости) формируются в течение длительного времени (месяцы, годы) и более пригодны для целей клинической и гигиенической донозологической диагностики.

За последние 50 лет мировой наукой накоплены многочисленные данные об элементном составе различных биологических тканей и жидкостей. К сожалению, к большому количеству результатов, полученных в различных лабораториях за это продолжительное время, следует относиться с большой осторожностью. Это во многом обусловлено сложностью биологического материала как объекта исследования: биологические образцы характеризуются низким содержанием большинства химических элементов, требуют особой стандартизации процессов сбора и пробоподготовки, учета нестрогой однородности проб, матричных эффектов.

В настоящее время не вызывает сомнений наличие избирательной чувствительности ряда физиологических и патологических процессов к длине волны воздействующего излучения. Установлена эффективность спектрального воздействия (от ИК до СВЧ) через кожные покровы тела при воздействии на биологически активные зоны (БАЗ). Также установлено, что каждая БАЗ отвечает определенному органу и наиболее эффективно реагирует на воздействие спектром одного элемента. Облучение источником с линейчатым спектром, в составе которого имеются спектральные линии определенных элементов (например глюкозы), способно каким-то образом изменять их концентрацию в в соответствующем органе организма.

Самым последним передовым достижением в области неинвазивной глюкометрии является разработка микроволнового метода, на основе пары микрополосковых антенн, позволяющий с точностью 82% неинвазивно определять концентрацию глюкозы в крови. На наш взгляд наиболее перспективным представляется применение автодинных методов ближнепольного зондирования в широкой полосе частот.

Биофизических аспекты, влияющие на достоверность определения глюкозы

Электрические механизмы формирования сигнала

- локализация измерительных электродов

- размеры измерительных электродов
- удельное сопротивление покоящейся крови
- удельное сопротивление движущейся крови

Гемодинамические аспекты глюкодинамики

- определение времени гомеостаза (равновесия глюкозы в системе крови)
- форма динамики поступления глюкозы в кровеносную систему и подкожу
- индивидуальная вариабельность глюкодинамики

Использование много точечной микроволновой системы, разработанной с учетом электрофизических аспектов распределения глюкозы в различных БАЗ, минимизирует эти аспекты

Важно разработать алгоритм поиска момента времени отражающего окончание фазы эффективного равновесия глюкозы в крови. Поиск решения проблемы стабильного определения глюкозы привел к пониманию необходимости использования аналогичной реокардиомониторной системе съема сигнала ЭКГ и разработке алгоритмов её привязки к временным зонам контроля глюкозы. Установлено, что контурный параметр глюкограммы и его величина позволяет оценить степень влияния других процессов и учесть их вклад в изменение импеданса и учесть факт вариабельности удельного сопротивления крови. Индивидуальная вариабельность глюкодинамики лимитирует точность любых методов, в том числе и прямых инвазивных.

Характеристики антенн терагерцового диапазона частот при маштабирование геометрических размеров

Юрченко Василий Иванович
Трубачев Анатолий Андреевич
Томский государственный университет
Email: yur_med@mail.ru

Сейчас является актуальным вопрос о доступных и простых в исполнении систем ближней радиолокации в терагерцовом диапазоне частот, а следовательно, и оптимизации топологии антенн в таких системах. Использование в радиолокационном устройстве автодина - автоколебательной системы, совмещающей функции генерирования зондирующего и обработки отражённого сигналов в одном каскаде - позволяет не только сформировать сигнал и обеспечить необходимое управление его параметрами (мощностью, частотой, фазой, спектром), но и произвести начальную обработку (регистрацию) переотражённого сигнала для выделения необходимой информации.

Задача состоит в выборе наиболее оптимальной геометрии антенны для улучшения ее характеристик. Для терагерцового диапазона частот наиболее подходящими являются апертурные антенны. Но исходя из последних данных института инженеров электротехники и электроники (IEEE), секции Антенны и распространение радиоволн (Antennas and Propagation), в терагерцовом диапазоне длин волн активно ведется освоение микрополосковых антенн различного вида. Хотя и антеннами, обладающими наиболее узким лучом, являются, опять же, апертурные, но их размеры, по сравнению с остальными, слишком велики. После анализа вышеперечисленных пунктов была выбрана микрополосковая антенна. Также в пользу этого решения выступали такие факторы как относительная простота изготовления, достаточно небольшими потерями, высокая интеграция микрополосковой части с активным элементом и невысокая стоимость.

Из всего многообразия форм, предоставляемых микрополосковыми антеннами, были выбраны для численного моделирования три варианта исполнения антенны: прямоугольная патч-антенна, решетка из четырех прямоугольных антенн и треугольная двухплечевая антенна на которых ранее проведено моделирование на программном продукте CST Microwave Studio.

Наряду с одиночными излучателями широкое применение получили печатные антенные решетки. Моделирование простейшей 4х элементной печатной антенной решетки из излучателей резонаторного типа показало, что при увеличении количества элементов, значительно улучшаются характеристики антенны. Так, коэффициент направленного действия антенны увеличился до 17.2 dBi, а ширина главного лепестка на диаграмме направленности в Е - плоскости уменьшилась до 19 град. Безусловно весомым минусом является тот факт, что габариты датчика значительно увеличиваются.

Треугольная двух плечевая микрополосковая антенна представляет собой два треугольника, обращенные друг к другу вершинами и возбуждаемые в центре между ними. Что в свою очередь является симметричным вибратором, который часто используются в СВЧ диапазоне длин волн.

Поэтому микрополосковая антенна для дальнейшего исследования выбрана в виде двухэлементной патч-антенны с треугольными плечами, и в дальнейшем предполагается оптимизация ее параметров и проведена оценка ее параметров в нижней части терагерцового диапазона длин волн.

Важным обстоятельством, которое облегчает создание антенн ТГц диапазона, является свойство электродинамического подобия, которое проявляется в том, что собственные частоты субволновых резонансных элементов обратно пропорциональны их геометрическим размерам (при сохранении геометрических пропорций). Методом масштабного моделирования рассмотрим диаграммы, коэффициенты отражения антенн в частотном диапазоне 0,1-1 ТГц экспериментально исследованных мм диапазоне .

При используемых в экспериментах размерах 2-3 мм и резонансе в сантиметровом диапазоне порядка 8 ГГц, то в нижней части терагерцового диапазона получается много резонансов от 40 до 130 ГГц. Для получения одночастотного диапазона по принципу маштабирования нужно уменьшить размеры до 0,2-0,3 мм

Лазерные и оптико-электронные системы: разработка, создание, применение

АПР 2023
26-29 сентября 2023
Томск, Россия

Анализ фотоэлектрических свойств различных конструкций кремниевых p-n-структур путем разработки единого многоцелевого алгоритма

Абдувохидов Муроджон Комилжонович
Алиев Райимжон Усманович, Хонбутаева Дилноза Алижоновна
Андижанский государственный университет
E-mail: murodjonabduvohidov1980@gmail.com

Быстрое развитие информационных технологий привело к созданию нового метода проектирования и исследования полупроводниковых микроэлектронных приборов –приборно-технологического моделирования. Новый метод, в отличие от экспериментального, позволяет существенно сокращать материальные и трудовые ресурсы, а также продолжительности исследований по разработке новых приборов или усовершенствования их свойств. С возрастающим со временем уровнем внедрения достижений нанотехнологии в микроэлектронику более ярко выявляется актуальность применения таких новых исследовательских методов. Развитие третьего поколения полупроводниковых солнечных элементов (СЭ), для создания которых интенсивно внедряются нанотехнологические операции, требует расширения возможностей приборно-технологического моделирования с целью успешного их внедрения в отрасли фотовольтаики. Преимущественно такое расширение возможностей приборно-технологического моделирования достижимо с точки зрения усовершенствования функциональных алгоритмов более подходящих для поставленных задач программных систем.

За последние две десятки годов появились весьма различные цифровые технологические платформы по моделированию полупроводниковых приборных структур: симулятор “PV Lighthouse”, система “Silvaco TCAD”, пакет “COMSOL Multiphysics®” система “Sentaurus TCAD” и другие. Среди них симулятор “PV Lighthouse” является более подходящим инструментом для моделирования конструкции СЭ. Однако, возможности данной системы существенно ограничены по сравнению с другими вышеперечисленными программными системами. Например, используя симулятор “PV Lighthouse” можно моделировать только классическую конструкцию СЭ с плоским *p-n* переходом, а более сложные, например, многопереходные СЭ, тем более с возможностями нанотехнологии практически невозможно.

Сопоставительный анализ возможностей вышеуказанных методов приборно-технологического моделирования свидетельствовал о явном преимуществе системы “Sentaurus TCAD” для моделирования СЭ, содержащих нанотехнологических конструкционных элементов. Поэтому в данной работе с целью кремниевых СЭ с *p-n* переходом использована лицензированная программная система «Sentaurus TCAD» [1, 2].

С целью построения (алгоритма) последовательности моделирования простой конструкции СЭ с *p-n* переходом на основе кремния (рис. 1). Для этого формируется список составляющих СЭ: кремний; *p*-тип; *n*-тип; контакт. А также, определяется ширину (*fc_l, bc_l, d_l*) и толщину (*fc_th, n_th, p_th, bc_th*) солнечного элемента на основе его координаты в декартовой системе на плоскости.

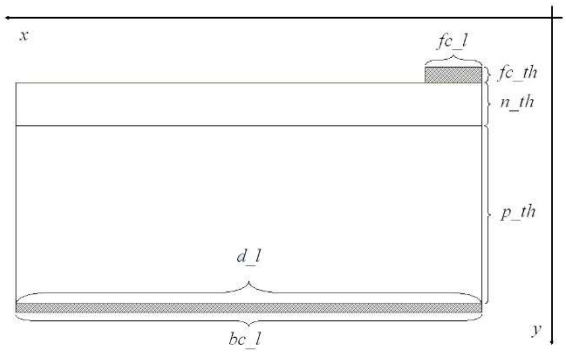


Рис. 1. Упрощенная структурная конструкция солнечного элемента с *p-n* переходом.

Чтобы формировать *p-n* переход, вводится концентрация трехвалентных химических элементов в поле *p* и пятивалентных элементов в поле *n* с помощью диалогового окно “Constant Profile Placement” в меню “Device”. Для обеспечения точности вычислительных процессов в областях, где выполняются основные процессы, формируется более плотная сеть, а в остальных областях - разреженная сеть. Для этого используется команда “Refinement Placement” в меню “Mesh”. Все вышеуказанные процессы также можно выполнить с помощью специальных команд. Для этого используется окно “Scheme Command”. Хотя этот процесс не является сложным, но он может занять много времени.

Для расширения практических возможностей создаваемого технологического моделирования требуется решение более сложной задачи (рис 2). Целесообразно принимать следующие конструкционные структуры СЭ: с локальными участками *p*-типа проводимости на тыльной стороне (рис. 2; *г*), с чередованием *n*- и *p*- типных

локальных участков на тыльной стороне (рис. 2, *е*), с синусоидальным фронтом *p-n* перехода на фронтальной или тыльной сторонах (рис. 2; *д*) и с другими структурными строениями участков *n*- и *p*- типов (рис. 2; *б, в*).

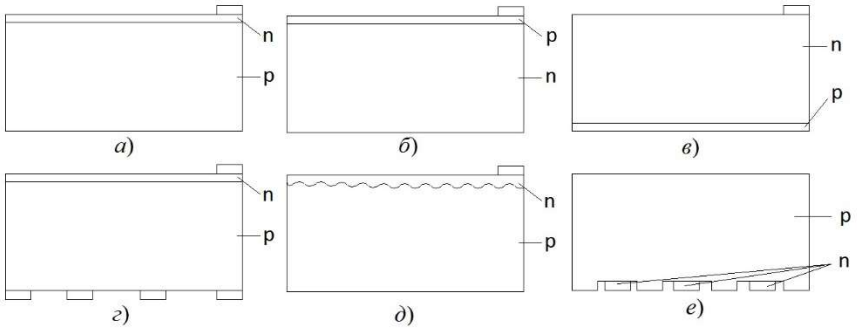


Рис. 2. Конструкционные модели солнечных элементов с различной p-n-структурой.

Создание структуры в графической среде SDE относительно сложно для решения этой проблемы. Поэтому можно использовать окно кодирования инструмента SDE среды “Sentaurus WorkBech”. Для построение алгоритм определяется начальные параметры, для этого сначала определяется переменные, используемые в структуре (рис 1). *fc_l* – длина фронтального контакта, *fc_th* – толщина фронтального контакта, *n_th* – толщина *n* type, *p_th* – толщина *p*-type, *d_l* – длина элемента, *bc_l* – длина тыльного контакта. Кроме того, вводится ряд других переменных для создания элемента. Они *fc_n* - количество фронтальных контактов, *bc_n* - количество тыльных контактов, *ordr* - порядок размещения типов *n* и *p*, *project* - порядковый номер проекта, *mesh* - относительность сетки, *b_clp* - - относительная пропорция ширины *n* и *p* областей в структурах (рис. 2; *е*), *deltax* и *deltay* - разница в шагах по осям *X* и *Y* в структурах (рис. 2. *д*), *fnum* - частоты в структурах (рис 2, *д*). Отметим, что в этой структуре ось *X* системы координат расположена справа налево, а ось *Y* - сверху вниз.

Чтобы определить переменные, показанные на рис. 1, необходимо вводить следующие строки:

```
(define fc_th @Front_Contact_thickness@) ;        толщина фронтального контакта
(define bc_th @Back_Contact_thickness@) ;         толщина тыльного контакта
(define fc_l @Front_Contact_length@)              ;        ширина фронтального контакта
(define bc_l @Back_Contact_length@)               ;        ширина тыльного контакта
(define fc_n @Front_contacts@)                    ;        количество фронтальных контактов
(define bc_n @Back_contacts@)                     ;        количество тыльных контактов
(define n_th @n_type_thickness@)                  ;        толщина n-типа
(define p_th @p_type_thickness@)                  ;        толщина p-типа
(define d_l  @Device_length@)                     ;        ширина солнечного элемента
(define ordr @Order_p_n@)                         ;        порядок размещения типов n и p
(define project "@ProjectNo@")                    ;        порядковый номер проекта
(define mesh @Mesh@)                              ;        относительность сетки
(define b_clp @CPercent@)                         ;        относительная пропорция ширины n и p
(define deltax @dx@)                              ;        разница в шагах по осям x
(define deltay @dy@)                              ;        разница в шагах по осям y
(define fnum @Frequency@)                         ;        количество циклов
```

Теперь можно рассмотреть процесс создания геометрической формы конструкций. Как видно из рис. 2, чтобы нарисовать фронтальный контакт, нужно создать пересечения, соединяющие точки (0,0) (0, fc_th), (fc_l, fc_th) и (fc_l, 0). Эти пересечения образуют прямоугольник. Чтобы нарисовать прямоугольник, необязательно вводить все точки. Достаточно взять две точки, соответствующие диагонали поперечного сечения, например, (0,0) и (fc_l, fc_th). Это облегчит работу. Теперь, чтобы сформировать *n* тип, нужно получить следующие точки: (0, fc_th) и (d_l, fc_th + n_th). Также, введя координаты участка p-типа (0, fc_th + n_th) и (d_l, fc_th + n_th + p_th) и тыльного контакта (0, fc_th + n_th + p_th) и (d_l, fc_th + n_th + p_th + bc_th)) формируется структура. Геометрическая форма, образованная этими координатами, выражает конструкцию СЭ (рис. 2 а).

Также можно создать модел другие структуры в том же порядке. Типы *n* и *p* генерируются аналогичным образом. Отличия только в фронтальном и тыльном контактах. Поэтому формируется алгоритм генерации фронтальных и тыльных контактов. Обозначается количество фронтальных и тыльных контактов переменными *fc_n* и *bc_n* соответственно. Для формирования числа вводится параметр *i* с увеличивающимся значением от 0 до *fc_n*-1 по единицы. Для ввода координат фронтального контакта необходимо делить длину устройства на количество контактов и вычислять координаты контактов следующим образом:

$$x_1 = d_l / fc_n \cdot i;$$

$$x_2 = x_1 + fc_l;$$

и задается координаты контакта (x_1, 0) (x_2, *fc_th*) с точками.

Если выбрать значение *fc_n* равным 1, тогда количество фронтальных контактов будет 1, тогда значение *i* примет только значение 0. Помещая значение *i* в формулу, получается $x_1 = d_l / fc_n \cdot 0 = 0$, $x_2 = x_1 + fc_l = 0 + fc_l = fc_l$. Отсюда можно получить (0, 0) (*fc_l, fc_th*), если установит координаты контакта с значениями x_1 и x_2. Из этого видно, что координаты фронтального контакта, указанные в первом проекте, были получены.

Теперь необходимо вводить координаты тыльного металлического контакта. Расстояние между контактными полосами должно быть одинаковым. Например, в случае моделирования четырех контактных полос по ширине пластины, межполосное расстояние определяется делением ширины пластины на три.

Расстояние между контактами можно рассчитать по формуле $dx=(d_l - bc_n \cdot bc_l)/(bc_n - 1)$. Здесь следует учитывать, что если количество контактов равно одному, в этой формуле происходит деление на ноль. В таком случае формула не работает. Поэтому нужно добавить условие, то есть $bc_n>1$. В этом случае тоже создается повторяющийся процесс, вводится параметр *i* и определяется координаты контактов по следующей формуле:

$$x_1 = (bc_l+dx)\cdot i;$$
$$x_2 = x_1 + bc_l;$$

Поскольку *dx* присутствует в формуле, его нельзя применить к $bc_n = 1$. Поэтому дополнительно вводится систематическая формула:

$$dx = \begin{cases} \dfrac{d_l - bc_n \cdot bc_l}{bc_n - 1}, & bc_n > 1 \\ 0, & bc_n = 1 \end{cases}$$

Таким образом, для любого случая, когда bc_n больше нуля, можно получить координаты их местоположения по количеству тыльных контактов.

Следующая задача - определить центры контактов. Для этого можно использовать приведенные выше формулы. Получив 0 от оси y фронтального контакта, можно определить точку x_3 по оси x по следующей формуле: $x_3 = x_1 + fc_l / 2$. Аналогично, чтобы найти центр тыльных контактов, нужна определить точку с формулой $y_1=fc_th+n_th+p_th+bc_th$ по оси y и $x_3=x_1+bc_l/2$ по оси x. Поскольку фронтальный и тыльный контакты здесь рассчитываются отдельно, формулы применимы только к самим фронтальным и тыльным контактам соответственно.

Нет необходимости создавать отдельный цикл для координат контакта. Таким образом, команды для рисования геометрической структуры написаны в модуле SDE.

Результаты, полученные в среде SDE могут быть легко переданы в виде tdr файлов в симулятор “Sentaurus Device”. Используя “Sentaurus Device” - симулятора кремниевых и составных полупроводниковых приборов можно моделировать электрические, тепловые и оптические характеристики кремниевых и много-составных полупроводниковых приборов в 2D и 3D форматах. Он поддерживает разработку и оптимизацию современных и функциональных полупроводниковых технологий, включая наноразмерные СЭ и т.п. Другой инструмент “SVisual” – это визуализация TCAD, которая предоставляет пользователям современную интерактивную 1D, 2D и 3D среду визуализации и исследования данных. Он поддерживает сценарии TCL, позволяя постобработку выходных данных для генерации новых кривых и извлеченных параметров.

Разработанный алгоритм позволяет исследовать комплекса СЭ, представляющих собой многоструктурных проектов с возможными частными конструкционными конфигурациями.

Таблица 1.

Некоторые физические особенности моделированных в системе SDE кремневых СЭ с различной конфигурацией p-n-структуры и условий фоточувствительности (или освещенности) фронтальной и тыльной сторон

Сответствие со схемами, приведенными на рис. 2	**Структура *p-n*-перехода и локальных областей сильного легирования**	**Одно- или двухсторонно чувствительный (освещенный) СЭ**
Рис. 2, *а*	металл / *p* – *n* / металл	Односторонно чувствительный СЭ
Рис. 2, *б*	металл / *n* – *p* / металл	
Рис. 2, *в*	металл / *p* – *n* / металл	
Рис. 2, *г*	металл / *p* – *n* / металл	Двухсторонно чувствительный СЭ
Рис. 2, *д*	металл / *p* – *n* / металл (с синусоидальным фронтом *p-n* перехода)	Односторонно чувствительный СЭ
Рис. 2, *е*	$n^+ - n - p - p^+$ / металл (тыльная мульти-структура)	Двухсторонно чувствительный СЭ

Как следует из таблицы, разработанный алгоритм позволяет выполнит анализ характеристик различных конфигураций СЭ. Причем, структуры показаны в рисунке 1, а) б) в) и д) представляют СЭ с односторонним освещением, а г) и е) СЭ с двухсторонним освещением. Согласно работе [3] с целью повышения выходной мощности СЭ используются двухсторонно чувствительные структуры в которых плотность фототока к. з. могут

иметь удвоенные значения. Односторонно освещаемые СЭ имеют сплошные контактные (металлические) слои на тыльной стороне. Двухсторонно освещаемые СЭ имеют сеточные контактные (металлические) слои как на фронтальной, так и тыльной стороне. Среди разновидностей двухсторонно чувствительных СЭ имеет достойное место мульти структуры на тыльной стороне [4]. Авторами данной работы была предложена и разработана высоковольтный СЭ с мульти структурой на тыльной стороне [5]. Выполнение эксперименты свидетельствуют о высоких преимуществах кремниевых СЭ с мульти структурой на тыльной стороне как в качестве односторонно, так и двухсторонно чувствительных фотоэлектрических устройств [6]. Мульти-структурные СЭ и, особенно, высоковольтные имеют преимущества в создании высокоэффективных СЭ для преобразования концентрированного солнечного излучения [7].

Единым подходом комплексного алгоритмического моделирования можно построить ВАХ как при освещении, так и при отсутствии освещения, а также спектральные характеристики различных конструкций СЭ. Следовательно, комплексно и сопоставительно можно исследовать различных конструкций СЭ. Возможность варьирования как геометрическими (размеры и количество микро и макро элементов), так и физическими параметрами (уровень легирования, температуры, время жизни и диффузионной длины носителей заряда) построенных конструкций СЭ позволяет еще многократно увеличить разновидности решаемых при исследовании задач.

Таким образом показано, что путем создания универсального алгоритма можно моделировать единым алгоритмом целый комплекс различных конструкций СЭ с p-n переходом. Другими словами, знание алгоритмического языка в компьютерном моделировании СЭ на основе кремния позволяет использовать широкий спектр возможностей конструкционного моделирования.

Варьируя команды и элементы комплексного алгоритмического языка, многие конструкционные элементы, показанные на рисунке 1, могут быть пристроены в один проект с различными целенаправленными управляемыми физическим параметрами и их значениями. Это удобно как для разработчика моделей, так и для системы программирования для существенного сокращения продолжительности расчета.

Комплексный подход алгоритмического моделирования СЭ позволяет построить их ВАХ при освещении и отсутствии освещения, а также спектральные характеристики различных конструкций СЭ. Сопоставительно можно исследовать различные конструкции СЭ. Варьированием геометрическими (размеры микро и макро элементов) и физическими параметрами (уровень легирования, время жизни и диффузионной длины носителей заряда, температуры) моделированных конструкций СЭ можно многократно увеличить разновидности решаемых задач.

Список публикаций:

[1] Sentaurus™ Device User Guide. Version O-2018.06, June 2018.

[2] Индришенок В.И., Певцов Е.Ф. Основы приборно-технологического моделирования в Sentaurus TCAD. М.: МИРЭА, 2018. -140 с.

[3] Жураева З.И. Обзорный анализ основных видов солнечных элементов и выявление путей повышения эффективности их работы и применения. // Universum: технические науки Архив выпусков журнала "Технические науки", 2018, № 10 (55). https://7universum.com/ru/tech/archive/item/6460

[4] Заддэ В.В., Пинов А.Б., Тимербулатов Т.Р. и др. Конструкция и способ изготовления кремниевого фотопреобразователя с двусторонней фоточувствительностью. Патент RU 2 432 639, Опубликовано: 27.10.2011 Бюл. № 30.

[5] Алиев Р. и др. Полупроводниковый фотоэлектрический преобразователь. Патент РУз, FAP№ 01806 от 24.01.2022.

[6] William P. Mulligan, Michael J. Cudzinovic, Thomas Pass et all. Solar cell and method of manufacture. Patent No.: US 7897867. Mar. 01, 2011.

[7] Д.С.Стребков Матричные солнечные элементы. Москва: ГНУ ВИЭСХ, 2010, Т.3. -348 с.

Обнаружение в облаках верхнего яруса матричным поляризационным лидаром локальных областей горизонтально ориентированных ледяных частиц и исследование их характеристик

***Самохвалов И.В.*[1]**

Брюханова В.В.,[1] Брюханов И.Д., [1,2] Дорошкевич А.А.,[1] Животенюк И.В.,[1] Волков С.Н., [2] Кириллов Н.С.,[1] Ни.Е.В.,[1] Стыкон А.П.,[1] Локтюшин О.Ю.[1]

[1]Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

[2]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

lidar@mail.tsu.ru, leo@mail.tsu.ru, plyton@mail.tsu.ru

Ключевые слова: ориентация кристаллов, перистые облака, конденсационные следы самолётов, поляризационный лидар, матрица обратного рассеяния света

Обсуждаются результаты многолетних исследований матричным поляризационным лидаром Национального исследовательского Томского государственного университета пространственно – временных геометрических и оптических характеристик облаков верхнего яруса (включая конденсационные следы самолётов), содержащих кристаллические частицы льда. Показано, что при определённых метеоусловиях в естественных перистых облаках и в конденсационных следах самолётов, образуются локальные области с преимущественной горизонтальной ориентацией ледяных частиц.

Изучению радиационных свойств облаков верхнего яруса (ОВЯ) в последнее время уделяется большее внимание в связи с их важной ролью в процессах формировании теплового баланса нашей планеты. Исследования климаторегулирующей роли перистых облаков основаны на теоретическом моделировании переноса радиации в атмосфере с использованием идеализированных макрофизических и микрофизических моделей ОВЯ [1-3]. Учет оптических свойств облаков осуществляется путем вычисления их оптической толщины [4,5]. Поскольку точно описать параметры частиц в кристаллических или смешанных облаках невозможно, то введено понятие «эффективного радиуса» частиц [6]. Например, за «эффективный» радиус кристаллической частицы принимается радиус частицы сферической формы, площадь поверхности которой равна площади поверхности кристаллической частицы.

Формирование кристаллических частиц перистых облаков происходит в процессе охлаждения восходящих потоков теплого воздуха. На форму образующихся ледяных кристаллов оказывают существенное влияние влажность, температура, наличие аэрозоля, играющего роль центров формирования кристаллов, скорость восходящих потоков, распределение по размерам жидкой фазы в облаке. Энергия турбулентного и ламинарного движения облачных масс также участвует в процессе формообразования кристаллических частиц облаков. В результате этих взаимодействий в кристаллических облаках часто наблюдаются оптические эффекты типа гало, на возникновение которых влияют как форма, так и ориентированность кристаллических частиц в облаке.

Источником неточности в расчетах радиационного баланса является оптическая анизотропия кристаллических облаков, вызванная пространственной ориентацией частиц льда. Ориентация вызвана в первую очередь воздействием на несферические частицы облаков аэродинамических сил, возникающих при их падении в свободной атмосфере [7]. Непосредственное экспериментальное определение ориентации кристаллов в облаках затруднено ввиду отсутствия инструментальных методов и технических средств.

С развитием дистанционного метода лазерного поляризационного зондирования [8] стало возможным определение характеристик ориентации частиц в облаках. Лидарные измерения матриц обратного рассеяния света (МОРС) позволяют оценить состояние ориентации ансамбля облачных частиц через соотношение элементов матриц, получаемых экспериментально. Метод реализован на уникальном высотном матричном поляризационном лидаре (ВМПЛ) Национального исследовательского Томского государственного университета, где в настоящее время ведутся работы по изучению оптических характеристик ОВЯ как естественного, так и антропогенного происхождения

Лидар построен по моностатической схеме с разнесенными оптическими осями приемника и передатчика. Зондирование осуществляется в зенит. В качестве источника зондирующего излучения используется Nd:YAG лазер с рабочей длиной волны 532 нм, частой следования импульсов 10 Гц и энергией в импульсе до 400 мДж. Приёмной антенной служит зеркальный объектив Кассегрена с диаметром 0,5 м и эффективным фокусным расстоянием 5м. В его фокальной плоскости установлена диафрагма, определяющая поле зрения приёмной системы, затем – собирающая линза, передний фокус которой совмещён с задним фокусом объектива. Пучок рассеянного назад излучения после объектива и линзы становится квазипараллельным, проходит интерференционный фильтр и призму Волластона, формирующую два пучка со взаимно ортогональными поляризациями. Они направляются на фотоэлектронные умножители (ФЭУ), работающие в режиме счёта фотонов (фирмы Hamamatsu), и оцифровываются счётчиком фотонов производства Becker & Hickl GmbH. Перед

ФЭУ установлены электрооптические затворы, «подавляющие» помеху обратного рассеяния из ближней зоны лидара и устраняющие негативное влияние засветки на характеристики фотокатодов. Это особенно важно при работе лидара в дневное время, когда для повышения отношения сигнал/шум энергию зондирующих импульсов лазера необходимо увеличивать до максимального значения. Для уменьшения погрешности оценки лидарного сигнала ведётся накопление по 100–500 зондирующим импульсам во временном стробе, соответствующем пространственному разрешению 37,5–150 м.

Отличительной особенностью ВМПЛ НИ ТГУ являются блоки трансформации состояния поляризации посылаемого и принимаемого излучения, позволяющие поочерёдно направлять в атмосферу излучение с четырьмя состояниями поляризации и определять для каждого вектор-параметр Стокса обратно рассеянного излучения. Так в каждом приёмном канале измеряются интенсивности 16 лидарных сигналов, необходимых для определения полной МОРС облака. Используется «параллельное» накопление 16 массивов одноэлектронных импульсов, выгодно отличающееся от «последовательного», применяемого нами ранее [9], при котором сигналы для определения каждой компоненты вектора-параметра Стокса рассеянного назад излучения накапливаются поочерёдно. «Параллельный» режим позволяет получать массивы одноэлектронных импульсов для оценки 16-ти лидарных сигналов, необходимых для определения всех элементов МОРС практически за один и тот же промежуток времени. Это существенно уменьшает ошибку определения МОРС, вызванную смещением облака за время измерений при последовательном определении её элементов. Кроме того, «параллельное» накопление позволяет непрерывно вести длительный эксперимент и, затем, выбирать для обработки наиболее интересные интервалы времени.

При зондировании в направлении «зенит» основным параметром, характеризующим полярную ориентацию частиц, является элемент m_{44} нормированной МОРС независимо от наличия или отсутствия азимутальной ориентации частиц [8,9]. Дополнительным признаком «зеркальности» облака является отношение рассеяния в облаке на высоте h, определяемое как $R(h) = (\beta_\pi^m + \beta_\pi^a) / \beta_\pi^m$, где β_π^m и β_π^a – коэффициенты обратного молекулярного и аэрозольного рассеяния, соответственно. При значениях параметров облака $m_{44} < (-0{,}4)$ и $R(h) > 10$ его можно считать «зеркальным».

Для интерпретации результатов лазерного зондирования ОВЯ использовались вертикальные профили метеовеличин, измеряемых на ближайших к Томску аэрологических станциях в гг. Колпашево и Новосибирск (Толмачёво). Актинометрические измерения потоков Солнечной радиации проводились в автоматическо режиме ежедневно на площадке ИМКЭС СО РАН, удалённой от места расположения лидара на 5 км.

Анализ результатов экспериментов по зондированию ОВЯ за многолетний период (более 5 лет) показывает, что в 30% случаев наблюдаются ОВЯ с признаками зеркальности, что согласуется с результатами ранних экспериментов в Томске. По нашим данным, зеркальные ОВЯ часто наблюдались на высотах 6–7 и 10–11 км при значениях температуры и точки росы –60…–50°С и –70…–60°С, соответственно, и при относительной влажности воздуха 30–40%. Характерные сезоны наблюдения – зима и осень, несмотря на то, что весной и летом лидарные измерения выполнялись чаще [10].

«Параллельный» режим накопления массивов одноэлектронных импульсов позволил установить очень важное свойство «зеркального» облака, а именно: пространственная структура зеркальных ОВЯ неоднородна. Она включает зеркальные и незеркальные локальные области, размеры которых лежат в пределах от единиц до 30 км.

На рисунке 1 представлен пример временной динамики вертикального профиля интенсивности лидарного сигнала от переносимого ветром протяжённого облака. Вертикальными линиями обозначены границы интервалов времени, в течение которых регистрировались зеркальные (А, В, Д) и незеркальные (Б, Г) локальные области.

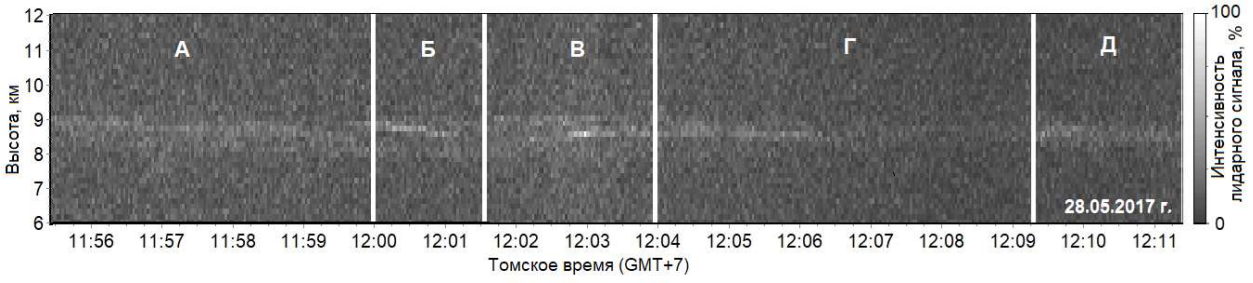


Рисунок 1 - Временна́я динамика вертикального профиля интенсивности лидарного сигнала

Методика исследования характеристик ОВЯ антропогенной природы (конденсационные следы самолётов) наземным стационарным вертикально ориентированным лидаром базируется на том, что в радиусе 100 км от места расположения лидара ТГУ находится ряд трасс регулярного гражданского авиасообщения. Время пролёта самолёта известно. При благоприятных метеорологических условиях самолётные следы перемещаются ветром к месту расположения лидара, что позволяет изучать их геометрические и оптические характеристики. Идентификация следов основана на совместном анализе траекторий самолётов с метеорологическими и лидарными данными. Оценка времени существования следов к моменту регистрации лидаром позволяет исследовать их эволюцию [11].

Выявлено, что 61% следов, сформировавшихся в радиусе 100 км от Томска с сентября 2019 г. по апрель 2020 г., дрейфовали в направлении Томска. Доля зеркальных следов составила 75%; на высотах их дрейфа воздух имел температуру от –67 до –52°С и относительную влажность 22–50%. Зеркальные следы регистрировались спустя время от 12 минут до 1 часа 58 минут с момента выброса отработанных газов двигателями самолёта. Незеркальные следы регистрировались при температуре от –50 до –36°С и относительной влажности 44–57% и существовали к моменту регистрации от 50 минут до 1 часа 45 минут. Таким образом, самолётные следы с большей вероятностью становятся зеркальными на начальных стадиях формирования и при более низкой температуре по сравнению с незеркальными.

Для оценки влияния «зеркальных» ОВЯ на потоки солнечной радиации в приземном слое атмосферы проведена серия экспериментов, в которых с помощью актинометра измерялся поток прямой и рассеянной радиации при одновременном контроле состояния ориентации кристаллических частиц в перистых облаках [12]. Результаты комплексных экспериментов показывают, что поток суммарной солнечной радиации измеряемой у поверхности Земли заметно отличается для ОВЯ, состоящих из хаотически ориентированных частиц льда и зеркальных облаков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, Грант № 21-72-10089.

Литература:

1. Кондратьев К.Я. Неопределенности данных наблюдений и численного моделирования климат // часто Метеорология и гидрология. 2004. № 4. С. 93–119.

2. Толстых М.А. Глобальная полулагранжева модель численного прогноза погоды. – М.; Обнинск: ОАО ФОП, 2010. – 111 с..

3. Stassen K., Campbell J.R. A Multitude Cirrus Cloud Climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing. Part I: Macrophysical and Synoptic Properties // J. Atm. Sci. 2001. V. 58. P. 481–496.

4. Шатунова М.В., Рублев А.Н., Дмитриева-Арраго Л.Р. Метод расчета потоков солнечного излучения в системе Земля–атмосфера // Труды гидрометеорологического научно-исследовательского центра Российской Федерации. 2010. Вып. 344. С. 21–36.

5. Дмитриева-Арраго Л.Р., Трубина М.А., Толстых М.А. Роль фазового состава облаков в формировании потоков коротковолновой и длинноволновой радиации // Труды гидрометеорологического научно-исследовательского центра Российской Федерации. 2017. Вып. 363. С. 19–34.

6. Ou S.C., Liou K.N. Ice microphysics and climatic temperature feedback // Atm. Research. 1995. V. 35. P. 127–138.

7. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Ориентация частиц кристаллических облаков Ci: Ч.1. Ориентация при падении // Оптика атмосферы и океана. – 2005. Т.18. – №11. С.963–967

8. Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Volkov S.N. Investigating of particle orientation in cirrus clouds by measuring backscattering phase matrices with lidar // Appl. Opt. – 2004. – V.43. – №36. P.6620–6628.

9. Самохвалов И.В., Брюханов И.Д., Насонов С.В., Животенюк И.В., Стыкон А.П. Исследование оптических характеристик перистых облаков с аномальным обратным рассеянием// Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 8. С. 63–67

10. Самохвалов И.В., Брюханова В.В., Брюханов И.Д., Животенюк И.В., Ни Е.В., Зуев С.В., Чередько Н.Н. Оптические и радиационные характеристики перистых облаков по данным трёхлетних лидарных и актинометрических исследований в Томском государственном университете // Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. Т. 63. № 4. С. 77–83.

11. Брюханов И.Д., Локтюшин О.Ю., Самохвалов И.В. Оценка повторяемости образования зеркальных конденсационных следов самолётов по данным поляризационного лазерного зондирования // Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского. 2020. Вып. 674. С. 123–127.

12. Брюханов И.Д., Зуев С.В., Самохвалов И.В. Влияние зеркальных облаков верхнего яруса на потоки рассеянной солнечной радиации в зените // Оптика атмосферы и океана. 2021. Т. 34. № 4. С. 272–279.

Флуоресценция водного аэрозоля родамин 6ж возбужденного наносекундными лазерными импульсами

Рямбов Роман Владимирович

Землянов Александр Анатольевич, Донченко Валерий Алексеевич, Землянов Алексей Анатольевич, Кочетов Денис Иванович

Томский государственный университет

e-mail: ryambovroman@mail.ru

Анализ аэрозолей в приземном слое воздуха относится к числу актуальных проблем экологического мониторинга, поскольку в аэрозоле могут содержаться патогенные микроорганизмы, способные вызывать аллергические реакции и заболевания человека. Измерение сигналов флуоресценции и упругого рассеяния позволяет выделять потенциально опасные биологические частицы в условиях переменного собственного фона атмосферы как неорганического, так и биологического происхождения, маскирующего наличие патогенных микроорганизмов [1].

Применение фемтосекундных лазеров позволяет еще больше увеличить дальность зондирования благодаря снижению дифракционных потерь при распространении лазерного излучения. Это достигается при получении филаментов в лазерном пучке.

Перед тем как использовать сверхкороткие фемтосекудные импульсы в аэрозольной среде была проведена серия экспериментов с использованием наносекундных лазерных импульсов с целью получения углового распределения флуоресценции раствора красителя в водном аэрозоле, имитирующего патогенные микроорганизмы в атмосфере, так как они способны флуоресцировать.

Для решения поставленной задачи была собрана экспериментальная установка (рис.1)

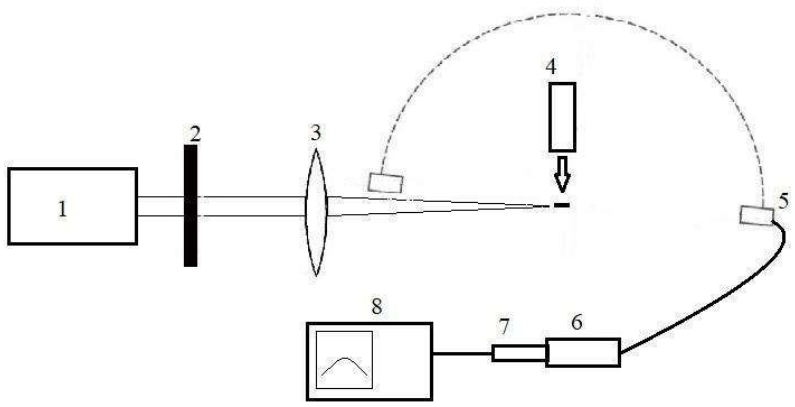


рис. 1 Схема экспериментальной установки. 1- Nd:YAG –лазер (1,06 мкм), 2 – светофильтр ИКС-1, 3 – линза, 4 – генератор аэрозоля, 5 – оптоволокно, 6 – монохроматор УМ-2, 7 – ФЭУ-75, 8 – осциллограф Agilent Technologies DSO6052A

В качестве источника использовался твердотельный лазер Lotis TII с длиной волны генерации 1,06 мкм. Излучение лазера проходило через светофильтр ИКС-1 для излучения с длиной волны 1,06 мкм. Излучение, пройдя объектив с фокусным расстоянием 40 см, направлялось в струю жидко-капельного аэрозоля водного раствора красителя Родамин 6Ж. Для реализации измерения углового распределения флуоресценции от аэрозоля с красителем, был создан гониометр, представляющий собой измерительный прибор для высокоточного измерения углов. На нем размещался световод под различными углами (5◦, 45◦, 90◦, 135◦, 175◦). По световоду излучение флоуресценции от аэрозоля с красителем поступало на входную щель монохроматора УМ-2. Монохроматор использовался в качестве оптического фильтра и настраивался на длину волны максимума флуоресценции раствора красителя Родамин 6Ж с концентрацией 10-2 моль/л. Излучение флуоресценции регистрировалось ФЭУ-79. Сигнал с ФЭУ регистрировался осциллографом Agilent Technologies DSO6052A.

В результате проведенных экспериментов были получены импульсы ФЭУ, пропорциональные интенсивности флуоресценции от аэрозоля под различными углами. На основе полученных данных с осциллографа с помощью программного обеспечения «Scilab» были построены графики углового распределения двухфотонно-возбужденной флуоресценции раствора красителя Родамин 6ж в водном аэрозоле (рис. 2,3).

Полученное угловое распределение двухфотонно-возбужденной флуоресценции раствора красителя Родамин 6ж в водном аэрозоле в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации падающего излучения (рис.2).

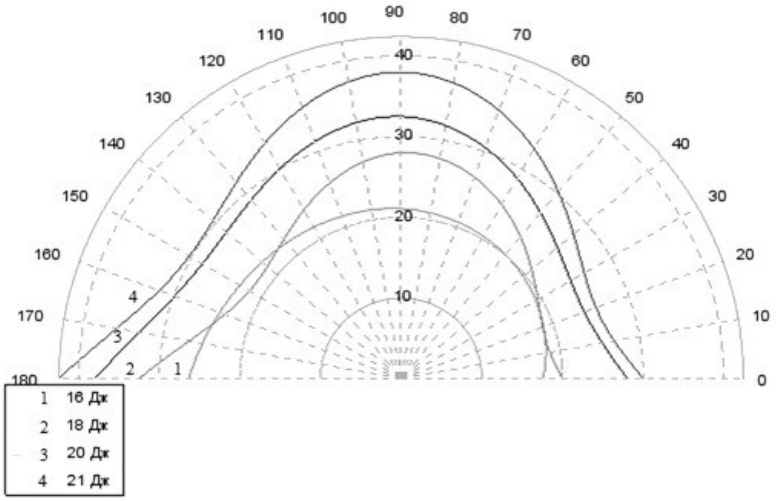


рис. 2 Угловое распределение двухфотонно-возбужденной флуоресценции раствора красителя в водном аэрозоле в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации падающего излучения

Можно видеть, что значения величины флуоресценции в направления назад в полтора – два раза превышают величину флуоресценции в направлении вперед. Однако также наблюдаются достаточно, большие величины флуоресценции в направлении вбок. Это можно объяснить тем, что не растворенные частицы красителя в воде приводят к рэлеевскому рассеянию излучения флуоресценции внутри аэрозоля.

Каждую молекулу можно рассматривать как колебательный контур — элементарный осциллятор, который способен поглощать и испускать излучение не только вполне определенной частоты, но и с определенной плоскостью колебания. Если на вещество действует поляризованный свет, он преимущественно возбуждает молекулы, в которых направление колебания осциллирующих диполей совпадает с направлением электрического вектора возбуждающего светового пучка. При этом осцилляторы, ответственные за флуоресцентное излучение, ориентированы в той же плоскости, в которой они были ориентированы в момент поглощения, так что флуоресцентное излучение оказывается частично поляризованным. Тогда частично поляризованное излучение флуоресценции будет рассеиваться на находящихся в аэрозоле неоднородностях по законам рэлеевского рассеяния.

Для подтверждения данного объяснения были проведены угловые измерения флуоресценции в плоскости, параллельной вектору поляризации возбуждающего лазерного излучения (рис.3).

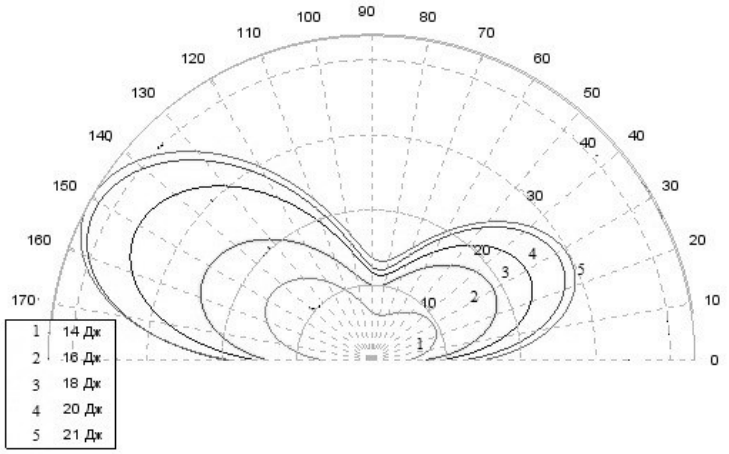


рис.3 Угловое распределение двухфотонно-возбужденной флуоресценции раствора красителя в водном аэрозоле в плоскости вектора поляризации падающего излучения

Видно, что интенсивность флуоресценции от аэрозольных частиц в направлении вбок при измерениях флуоресценции в плоскости вектора поляризации падающего излучения значительно уменьшилась. Частично

поляризованное излучение флуоресценции рассеивалось по законам рэлеевского рассеяния на не растворённых кристалликах красителя родамин 6Ж.

В результате проведенных измерений были получены угловые распределения двухфотонно-возбужденной флуоресценции раствора красителя в водном аэрозоле. Показано, что флуоресценция аэрозоля с красителем в полтора – два раза больше в направлении назад, чем в направлении вперёд. Полученные угловые распределения флуоресценции аэрозоля с красителем хорошо согласуются с результатами расчётов, выполненных в [2].

Список публикаций:

[1]Ермаков С. М., Рукавишникова А. И., Волчек А. О., Кочелаев Е. А. // Научное приборостроение. 2015. Т. 25. № 2. С. 27–33.

[2]Землянов А.А., Гейнц Ю.Э., Панина Е.К. // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т.17. №10. С.835-840.

Экспериментальное исследование спектральных функций флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в мелкодисперсных снегопадах

Вострецов Николай Арсеньевич
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
E-mail: vna@iao.ru

1.Введение

Приведены результаты исследования влияния скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе, коэффициента рассеяния на спектральные функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземной атмосфере в мелкодисперсных снегопадах. В [1] проводилось исследование спектральной функции во время выпадения дождя, мороси и дымки. Установлено, что форма спектральной функции флуктуаций рассеянного излучения при близких значениях коэффициента рассеяния существенно отличается в дымке, дожде и мороси. Спектральная функция в дожде более высокочастотная, чем мороси, дымке. Частота гидрометеорного максимума увеличивается с ростом коэффициента рассеяния в дожде и мороси и уменьшается в дымке. Частота гидрометеорного максимума слабо зависит от скорости ветра. Величина частоты гидрометеорного максимума существенно зависит от вида осадков. Величина высокочастотного наклона спектральной функции после гидрометеорного максимума увеличивается с ростом коэффициента рассеяния и скорости ветра в дожде, мороси. В дымке величина высокочастотного наклона увеличивается с ростом коэффициента рассеяния и уменьшается с ростом скорости ветра. Величина низкочастотного наклона спектральной функции до гидрометеорного максимума уменьшается с ростом коэффициента рассеяния в дожде и дымке, а в мороси увеличивается. Величина низкочастотного наклона увеличивается с ростом скорости ветра в дожде, мороси и дымке. Часть спектральных функций в мороси, дымке и реже в дожде спадают по экспоненте. В [2] проведен предварительный анализ результатов измерений флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка на трассе длиной 130м в мелкодисперсных снегопадах. Была обработана лишь часть измеренных спектральных функций. Установлено, что величина наклона спектральной функции до снегового максимума не зависит от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей к трассе и изменяется в пределах 0.65–1.4. Величина наклона спектральной функции после гидрометеорного (снегового) максимума линейно увеличивается с ростом скорости ветра и коэффициента рассеяния и не зависит от перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе. Наклоны в спектральной функции до и после гидрометеорного (снегового) максимума описываются соответственно положительной и отрицательной степенной функцией. Часть спектральных функций после гидрометеорного (снегового) максимума спадает по экспоненте.

2. Эксперимент

Кратко опишем эксперимент. Он подробно описан в [3]. Измерения проводилась в фокусированном лазерном пучке на трассе длиной 130м. В эксперименте использовался гелио–неоновый лазер типа ЛГН–215. Длина волны излучения 0.63 мкм. Лазер работал в одномодовом режиме. Пучок имел гауссово распределение интенсивности и линейную поляризацию, приблизительно перпендикулярную поверхности земли. Мощность излучения не превышала 70 мВт. Диаметр пучка на входе в атмосферу около 16 см. Диаметр пучка в плоскости приема пучка составлял не более 3–4 мм. Прием излучения проводился в фокальной плоскости лазерного пучка. Фотоприемник устанавливался в области рассеянного излучения на расстоянии 10 мм по горизонтали в сторону от центра фокуса. Измерения проводились вне пучка в рассеянном излучении. Измерялись флуктуации лазерного излучения рассеянного на снежинках, а не флуктуации излучения в пучке. Излучение принималось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-38, перед которым устанавливалась приемная диафрагма диаметром 0.1 мм. Полный угол поля зрения приемника равен 2.7×10^{-2}рад (около 2 градусов). Электрический сигнал с фотоприемника усиливался и поступал на анализатор спектра FSP–80. Измерялась прозрачность атмосферы, скорость ветра и ее направление. По прозрачности атмосферы измеренной на измерители дальности видимости РДВ–3 рассчитывались оптическая толща (τ) на трассе и коэффициент рассеяния (α_p). Скорость ветра и направление ветра измерялись метеостанцией М63–1м. Максимальный размер снежинок оценивался с помощью масштабной линейки после их улавливание на меховую подложку. Спектральная функция флуктуаций интенсивности излучения U(f) рассчитывалась по данным полученным на анализаторе спектра FSP-80, который имел 38 фильтров в диапазоне частот от 2 Гц до 20 кГц. Спектральная функция U(f) – это функция, в которой спектральная плотность W(f) умножена на частоту и нормирована на дисперсию.

$U(f) = f \times W(f) / \int W(f)\, df$, где W(f) – спектральная плотность на частоте f.

3. Результаты измерений и анализ

Измерения проведены в мелкодисперсных снегопадах, когда максимальный размер снежинок не превышал 3 мм. Скорость ветра изменялась от 0 до 5 м/с, её перпендикулярная составляющая к трассе скорости ветра от 0 до 2.8 м/с. Коэффициент рассеяния ($\alpha_р$) от 0.08 до 3.4. Для анализируемого максимального размера снежинок и формы снежинок гравитационная скорость падения снежинок была примерно 1 м/с [4]. Форма спектральной функции определяется гравитационной скоростью падения частиц (собственной скоростью падения частиц), скоростью ветра, распределением частиц по размерам, диаметром частиц, увлекаемостью частиц скоростью ветра, турбулентностью воздуха, плотностью снежинки, коэффициентом рассеяния.

Наклон спектральной функции рассеянного излучения определяется полной скоростью движения частиц $V_{дв}$. В реальных условиях скорость движения частиц осадков $V_{дв} = (V_г^2+C_xV_в^2)^{1/2}$ [5] определяется скоростью гравитационного падения $V_г$ и скоростью ветра $V_в$ с учетом коэффициента гидродинамического сопротивления частиц C_x, зависящего от размера частиц. В этой статье изучалась зависимость наклона спектральной функции рассеянного излучения от скорости ветра, ее перпендикулярной составляющей к трассе и коэффициента рассеяния.

В результате проведенного анализа спектральных функций флуктуаций рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземном слое атмосферы в мелкодисперсных снегопахах. Установлено, что спектральные функции имеют один гидрометеорный максимум. Далее будем называть его снеговым максимумом. В области самых низких частот при f < 10Гц в спектральной функции имеется не большой подъем в спектральной функции. (Рис.2) По-видимому он вызван турбулентностью атмосферы.

Для проведения исследований спектральных функций U(f) в зависимости от ветра и коэффициента рассеяния была проведена нормировка значений U(f) на их значения в максимуме $U_{макс}$ и частот f на частоту снегового максимума $f_{макс}$. Поскольку измерения флуктуаций были проведены в разные дни и при различных условиях распространения излучения. При такой нормировке происходит сближение значений U(f) и совмещаются снеговые максимумы (Рис.1). Разброс значений U(f) значительно уменьшается при разных скоростях ветра. Такие спектральные функции будем далее называть нормированными спектральными функциями и обозначим $U_н = U(f)/U_{макс}$, а отношение частот $f/f_{макс} = f_н$.

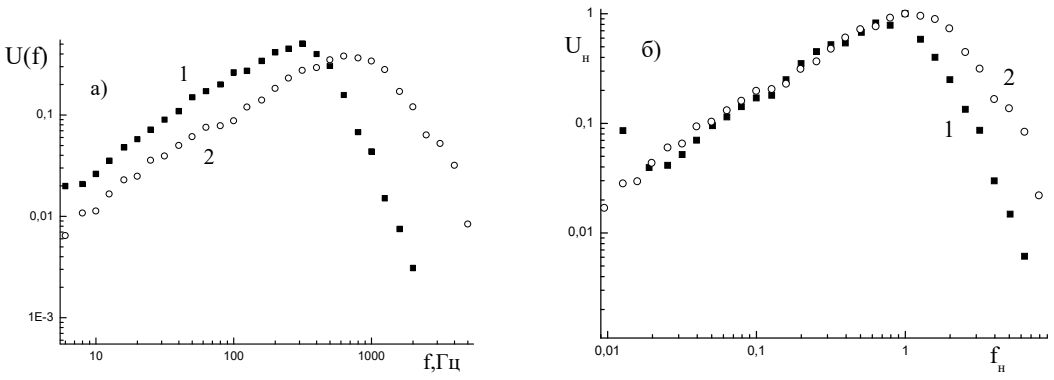


Рис. 1. Спектральные функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в мелкодисперсных снегопадах при разных скоростях ветра.

1. V=0;$a_р$ =1.2; $l_{макс}$=1–3 мм; $f_{макс}$ =315Гц

2. V=4.6 м/с ;$a_р$ =1.3; $l_{макс}$=1–3 мм; $f_{макс}$ =630Гц

На рис.1 показано, что значения U(f) при разных скоростях ветра сближаются и максимумы совпадают при проведении такой нормировки.

На рис.2 представлены примеры нормированных спектральных функций. Из рисунка видно, что спектральные функции имеют характерные участки. Спектральные функции ($U_н$) до снегового максимума ($f/f_{макс}$ =1) описывается положительной степенной зависимостью вида $U_i(f_i) = B \times 10^{g_i f_i}$. После снегового максимума $U_н(f_н)$ в большинстве случаев отрицательной степенной зависимостью вида $U_i(f_i) = B1 \times 10^{-g_a f_i}$, а также экспоненциальной зависимостью вида $U_i(f_i) = B2\exp(-(\frac{f_i - c}{d}))$. Вблизи снегового максимума

спектральные функции также имеет линейные участки, которые описываются наклоны спектральных функций до и после максимума положительной и отрицательной степенной зависимостью соответственно.

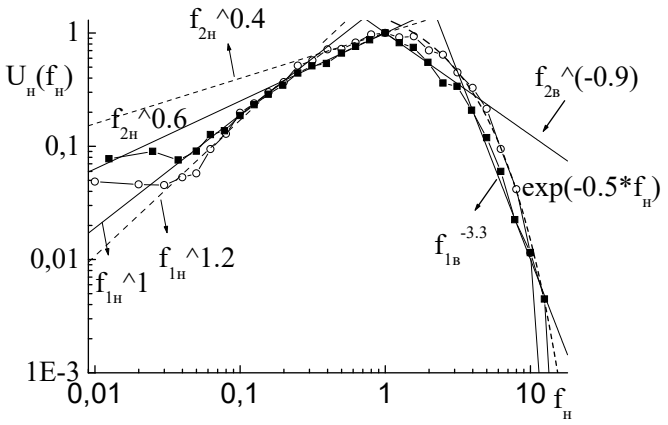


Рис. 2. Нормированные спектральные функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в мелкодисперсных снегопадах

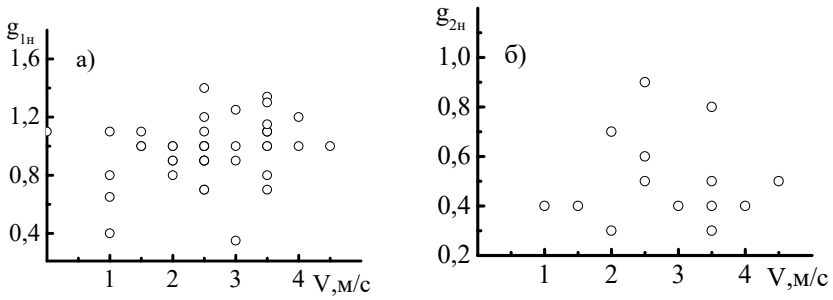


Рис. 3. Зависимость величин низкочастотных наклонов($g_н$) спектральных функций от скорости ветра(V,м/с)

На рис.3 и 4 показаны результаты исследования зависимости низкочастотных и высоко частотных наклонов спектральных функций от скорости ветра. Из рис.3и4 видно, что величины низкочастотных ($g_н$) и высокочастотных ($g_в$) наклонов $U_н(f_н)$ наклонов спектральных функций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка лазерного пучка не зависят от скорости ветра *V*, м/с. На рисунках 2–8: $g_{1н}$ обозначен основной низкочастотный наклон; $g_{2н}$–наклон вблизи максимума; $g_{1в}$ – основной высокочастотный наклон; $g_{2в}$ – высокочастотный наклон вблизи максимума.

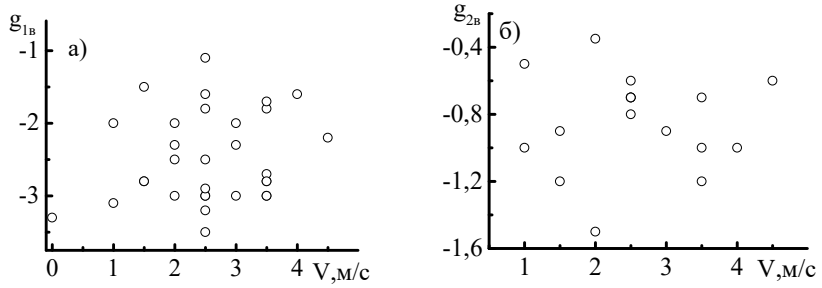


Рис. 4. Зависимость величин высокочастотных наклонов($g_в$) спектральных функций от скорости ветра(V,м/с)

На рис.5 и 6 приведены результаты исследования зависимости наклонов от перпендикулярной составляющей к трассе скорости ветра.

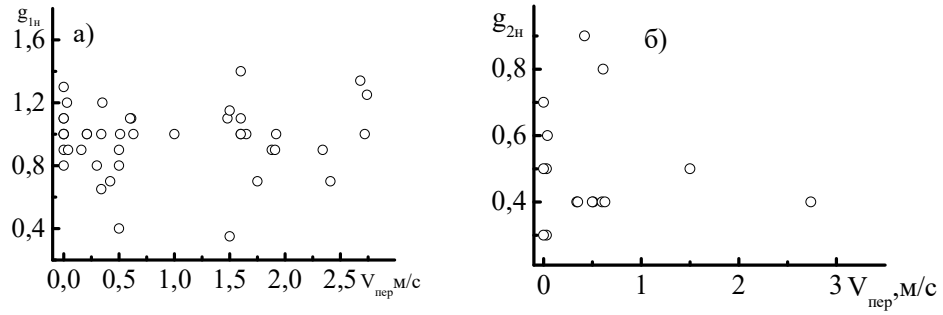


Рис. 5. Зависимость величин низкочастотных наклонов спектральных функций от перпендикулярной составляющей скорости ветра

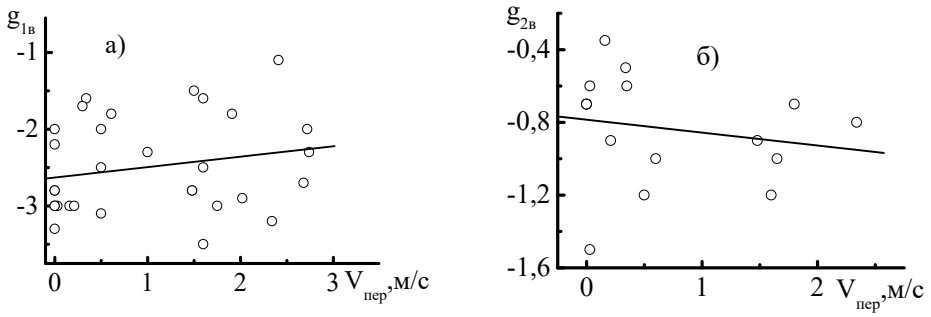


Рис. 6. Зависимость величин высокочастотных наклонов спектральных функций от перпендикулярной составляющей скорости ветра

Из рисунков 5 и 6 видно:
1. Величина низкочастотного наклона не зависит от $V_{пер}$.
2. Величина основного высокочастотного наклона линейно увеличивается с ростом $V_{пер}$ и описывается аналитической зависимостью вида

$g_{в1} = -2.62+0.13\times V_{пер.}$

Коэффициент корреляции равен 0.21. Среднеквадратичное отклонение равно 0.61.
3.Высокочастотный наклон вблизи максимума слабо зависит от $V_{пер}$.
Описывается аналитической зависимостью вида

$g_{в2} = -0.78-0.07\times V_{пер.}$

Коэффициент корреляции равен 0.21. Среднеквадратичное отклонение равно 0.30.

Были проведены исследования зависимости величин наклонов спектральных функций от коэффициента рассеяния ($\alpha_р$). Результаты этого исследования показаны рис.7. Из рис.7 и 8 видно, что величины низкочастотных $g_{1н}$, $g_{2н}$ и основного высокочастотного наклона $g_{1в}$ наклонов $U_н$ ($f_н$) не зависят от коэффициента рассеяния $\alpha_р$. А в случаи высоко частотных наклонов вблизи максимума ($g_{2в}$) увеличивается по экспоненте с ростом $\alpha_р$. Описывается аналитической зависимостью вида

$g_{2в} = -0.7-\exp(-3\times\alpha_р)$

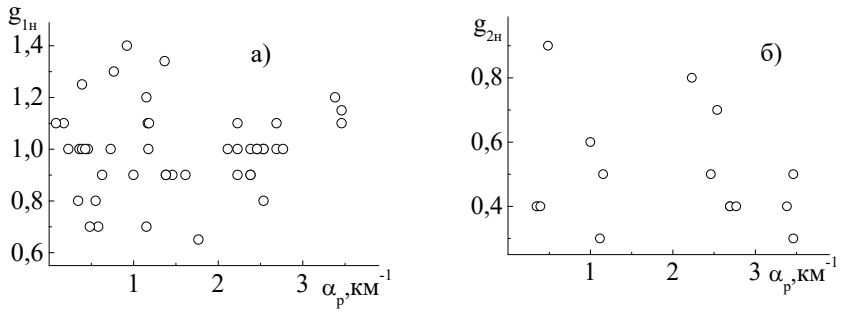


Рис. 7 Зависимость величин низкочастотных наклонов спектральных функций от коэффициента рассеяния

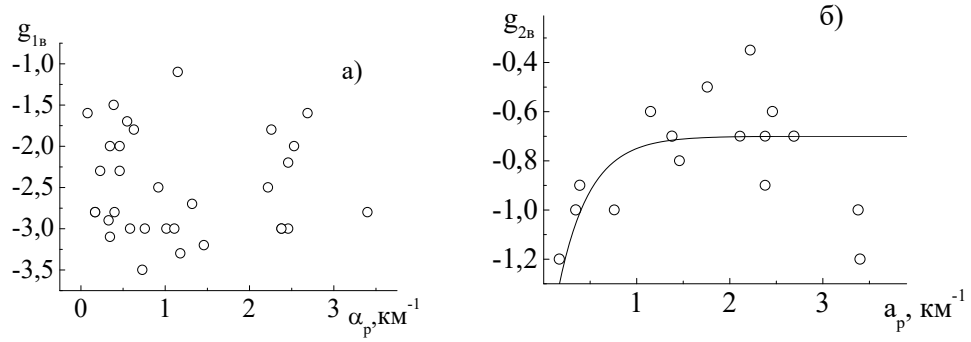


Рис. 8 Зависимость величин высокочастотных наклонов спектральных функций от коэффициента рассеяния

Проведено исследование зависимости величины гидрометеорного максимума от скорости ветра ее перпендикулярной составляющей к трасс и коэффициента рассеяния.
На рис.9 приведены результаты исследования зависимости $f_{макс}$ от V и $V_{пер}$.

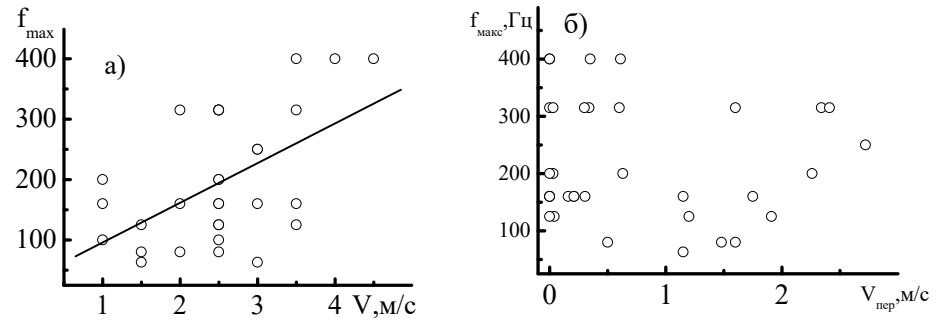


Рис9. Зависимость величины снегового максимума($f_{макс}$) от V и $V_{пер}$

Из рис.9 видно, что с ростом скорости ветра величина гидрометеорного максимума линейно растет и не зависит от перпендикулярной составляющей скорости ветра. Зависимость $f_{макс}$ от V описывается следующей аналитической зависимостью $f_{макс} = 30.2+65.7\times V$.
Коэффициент корреляции равен 0.54 и среднеквадратичное отклонение 89.2.

На рис.10 приведены результаты исследования зависимости $f_{макс}$ от коэффициента рассеяния α_p.

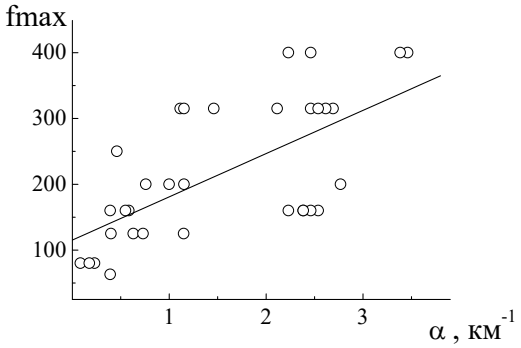


Рис10. Зависимость величины снегового максимума(fмакс) от коэффициента рассеяния α_p

Их рис.10 видно, что с ростом коэффициента рассеяния увеличивается величина $f_{макс}$ и описывается следующей зависимостью $f_{макс}=115.2+65.7\times\alpha_p$

Коэффициент корреляции равен 0.65 и среднеквадратичное отклонение 79.8.

Не большая часть спектральных функций после гидрометеорного (снегового) максимума спадает по экспоненте и описывается экспоненциальной зависимостью. Из за малого количества таких спектральных функцийв нет возможности провести исследования зависимости их форм от скорости ветра.

Выводы

Спектральные функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения в мелкодисперсных снегопадах имеет один снеговой максимум. Установлено, что величины низкочастотных ($g_н$) и высокочастотных($g_в$) наклонов $U_н$ ($f_н$) наклонов спектральных функций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка лазерного пучка не зависят от скорости ветра *V*, м/с. Величина низкочастотного наклона не зависит от$V_{пер}$. Величина высокочастотного наклона линейно увеличивается с ростом $V_{пер}$ и описывается аналитической зависимостью вида

$g_{1в} = -2.62+0.13\times V_{пер.}$

Коэффициент корреляции равен0.21. Среднеквадратичное отклонение равно 0.61.

Высокочастотный наклон вблизи максимума слабо зависит от $V_{пер}$. Описывается аналитической зависимостью

$g_{2в} = -0.78-0.07*V_{пер.}$

Коэффициент корреляции равен 0.21. Среднеквадратичное отклонение равно 0.30.

Величины низкочастотных $g_{1н}$ и $g_{2н}$ и основных высокочастотных($g_{2в}$) наклонов $U_н$ ($f_н$) не зависят от коэффициента рассеяния α_p. А в случаи высоко частотных наклонов вблизи максимума ($g_{1в}$) увеличивается по экспоненте с ростом α_p. Описывается аналитической зависимостью вида

$g_{в1} = -0.7-\exp(-3\times\alpha_p)$.

Установлено, что с ростом скорости ветра величина гидрометеорного максимума линейно растет и не зависит от перпендикулярной составляющей скорости ветра. Зависимость $f_{макс}$ от V описывается следующей аналитической зависимостью

$f_{макс} = 30.2+65.7\times V$

Коэффициент корреляции равен 0.54 и среднеквадратичное отклонение 89.2.

Величина гидрометеорного максимума линейно растет с увеличением коэффициента рассеяния $\alpha_р$.

Зависимость $f_{макс}$ от $\alpha_р$ описывается следующей аналитической зависимостью

$f_{макс}=115.2+65.7\times\alpha_р$

Коэффициент корреляции равен 0.65 и среднеквадратичное отклонение 79.8.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН

Список публикаций:

[1] Вострецов Н.А. Спектральная функция флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в дожде, мороси и дымке // Актуальные проблемы радиофизики: IX Международная научно-практическая конференция, г.Томск, 20-22 октября 2021г. Сборник трудов. – Томск: Издательский дом ТГУ, 2021 – С.193-197.

[2] Вострецов Н.А., Жуков А.Ф. (ИОА) Спектральная функция флуктуаций интекнсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в мелкодисперсных снегопадах. // Оптика атмосферы

и океана. Физика атмосферы [Электронный ресурс]: Материалы XXVIII Международного симпозиума, г.Томск, 4-8 июля 2022 г. – Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2022. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). С. А141-А144. ISBN 978-5-94458-190-7.
[3] Вострецов Н. А., Жуков А. Ф. Флуктуации интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземном слое атмосферы. Ч. 1. Снегопад // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 08. С. 689-693.
[4] Снег. Справочник под ред. Грея Д.М. и Мэйла Д.Х. Л.: Гидрометеоиздат 1986. 751 с.
[5] Архипов В.А., Устинова А.С. Движение аэрозольных частиц в потоке. Томск.: Изд. Дом ТГУ 2013.90 с.

Классификация облачных структур на изображениях с применением алгоритмов глубокого обучения

Гальцев Иван Игоревич[1]
Елизаров Алексей Игоревич[1,2]
[1]*Томский государственный университет*
[2]*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН*
E-mail: e1.galtsev@gmail.com

В современном мире информация имеет высокую ценность, поэтому важно научиться не только правильно её получать и хранить, но и обрабатывать. С увеличением объёмов информации, становится необходимо использование подходящих методов обработки данных, которые позволяют эффективно структурировать, обобщать и представлять её для дальнейшего анализа. При анализе информации важным этапом является выявление общих принципов, по которым можно классифицировать данные и формировать однородные группы (классы). В дальнейшем, исследование части классифицированных данных из одного класса позволят сделать выводы о классе данных в целом. Для этого используются различные методы, включая кластерный анализ, который позволяет группировать объекты по схожести параметров в отдельные кластеры. Естественно, что, перед тем, как приступить к анализу конкретного объекта, необходимо получить определённую и упорядоченную информацию о нём, используя соответствующие методы. В связи с этим, одной из важнейших задач в области распознавания образов является вычисление признаков по изображению.

Каждый объект на изображении может быть описан несколькими наборами признаков, которые представляются в виде векторов и служат компактным способом представления данных. Однако, при анализе различных изображений, важно учитывать контекстную информацию, которая может быть выражена внутри самого изображения через определенные правила пространственной организации его элементов. В этом случае, является целесообразным применение методов текстурного анализа изображений, так как текстура является универсальным признаком, которая присутствует на всех типах изображений, начиная от аэрокосмических снимков и заканчивая микроскопическими изображениями в биомедицинских исследованиях. Учет текстурной информации является важным компонентом алгоритмов, которые позволяют повысить качество распознавания и классификации, и улучшить точность получаемых результатов.

Текстура является значимым элементом, который люди используют для интерпретации и анализа различных типов изображений. Она представляет собой характеристику, которая применяется для сегментации изображений на области интереса и классификации этих областей. Текстура описывает специфическое пространственное распределение цветов или значений интенсивности на изображении.

Одной из областей применения текстурного анализа является обработка изображений облачности, получаемых различными способами. Определение текстуры, а, следовательно, и структуры облачности, может использоваться для анализа изменений в облачности, которые могут быть связаны с климатическими перепадами. Текстурный анализ может использоваться для определения типов облаков и их характеристик, что позволит более точно предсказывать вероятность осадков, гроз и других погодных явлений. Изменения в текстуре облаков могут указывать на наличие турбулентности в атмосфере, или способствовать обнаружению и анализу атмосферных явлений, таких как торнадо, ураганы и другие стихийные бедствия.

Сложная и динамичная природа облачных образований вызывает определенные сложности при анализе текстуры с помощью методов компьютерного зрения, при этом классические методы обработки могут оказаться неэффективными [1,2,3]. Для кластеризации объектов из изображений целесообразно использовать нейронные сети, которые обладают способностью к обобщению, что позволит распознавать варианты текстур на основе предыдущего опыта обучения. Кроме этого, они могут работать с неоднородными и зашумленными данными, что характерно для изображений облаков. Нейронные сети способны игнорировать шум и сфокусироваться на наиболее информативных признаках.

Выбор конкретной архитектуры нейронной сети для классификации изображений облачности достаточно сложен, из-за невозможности точной оценки правильности этой классификации. Это связано с тем, что некоторые классы облаков имеют малозаметные отличия, которые могут отметить только опытные специалисты. Для исследования были выбраны пять моделей нейронных сетей с разными архитектурами. Эти модели были обучены и протестированы на различных изображениях, выбранных случайным образом из интернета. Изображения представляли различные классы облаков и имели разное разрешение. Каждая модель была протестирована на 100 тестовых изображениях. В результате тестирования было принято решение о выборе наиболее подходящей архитектуры модели нейронной сети. Это модель сверточной нейронной сети, состоящей из 8 сверточных слоев, 4 слоев пулинга, 5 слоев отсева, 2 полносвязных, и выходного слоя. Входные изображения были приведены к разрешению 64x64 пикселей.

После того, как была выбрана архитектура нейросети, была определена структура набора изображений облаков. Набор содержит 10 классов облаков, которые соответствуют международной классификации [4]:

слоистые облака (Stratus (St));

кучевые облака (Cumulus (Cu)):

слоисто-кучевые облака (Stratocumulus (Sc)):

кучево-дождевые облака (Cumulonimbus (Cb)):

слоисто-дождевые облака (Nimbostratus (Ns));

высокослоистые облака (Altostratus (As));

высококучевые облака (Altocumulus (Ac));

перистые облака (Cirrus (Ci));

перисто-слоистые облака (Cirrostratus (Cs));

перисто-кучевые облака (Cirrocumulus (Cc)).

Из открытых источников интернета было собрано 1627 изображений облаков различного разрешения для использования в обучении нейронной сети. Для проведения тестирования сети было отобрано 124 изображения, по крайней мере 10 изображений в каждом классе, с явно указанной принадлежностью к определенному классу. Количество изображений в каждом классе облаков варьировалось от 114 до 260. Однако такое количество изображений недостаточно для обучения нейросети. В связи с этим было принято решение увеличить количество изображений путем применения зеркального отражения исходных изображений относительно горизонтальной и вертикальной осей, а также полного поворота исходных изображений вокруг центральной точки с шагом 10, 15 или 20 градусов. Благодаря этому удалось увеличить количество изображений до 44824. Для обучения модели было проведено 150 эпох обучения.

В процессе обучения нейронной сети применяется метод обучения с учителем. Этот метод заключается в том, что модель обучается на определенном наборе данных, известных как тренировочные данные, и затем оценивается на другом наборе данных, называемом валидационными данными. Это позволяет измерить качество работы модели на новых данных, которые не были использованы в процессе обучения. Важно, чтобы валидационные данные были независимыми от тренировочных данных и имели схожее распределение и характеристики с данными, на которых модель будет применяться в реальном мире. Графики процесса обучения нейросети и оценка обучения нейросети будут приведены ниже.

При текстурной сегментации изображений для описания текстуры применяются текстурные признаки. Для каждого оригинального изображения используются текстурные признаки Роберта М. Харалика [5] и формируются соответствующие текстурные изображения:

контраст (Contrast);

энтропия (Entropy);

различие (Variance);

однородность (Homogeneity);

энергия (Energy).

Кроме этого, используются дополнительные методы сегментации изображений:

фильтры Габора;

LBP (локальные бинарные шаблоны);

средняя интенсивность уровня серого (GrayMean);

оттенки серого (GrayOrig);

метод K-средних (K-Means);

метод водораздела (Threshold).

На текущий момент реализованы некоторые текстурные признаки и методы сегментации, такие как контраст, энтропия, фильтры Габора и метод K-средних. Оригинальное и сегментированные различными методами изображения приведены на следующем рис. 1:

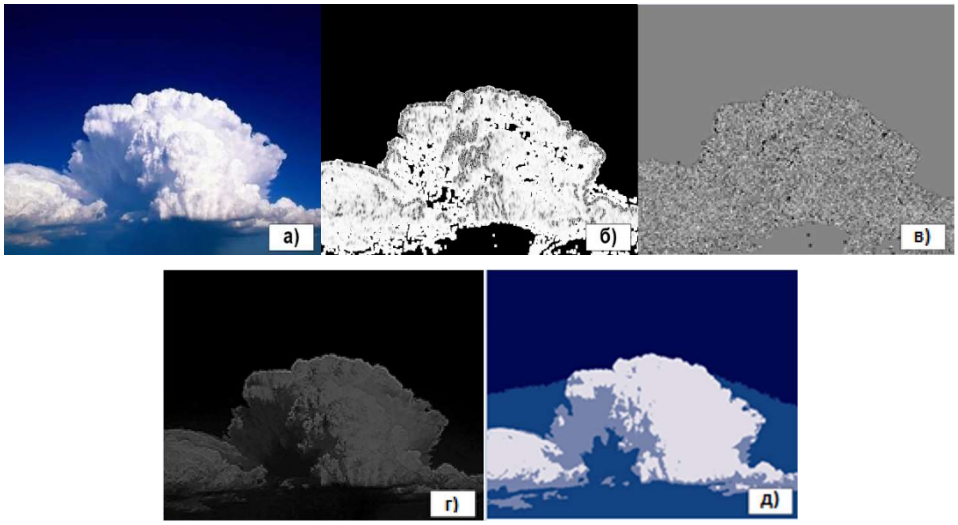
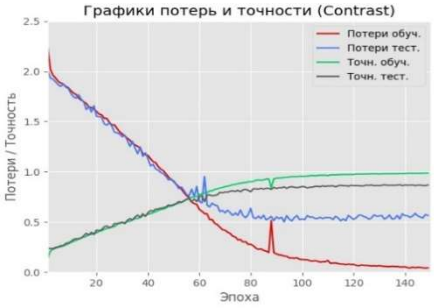


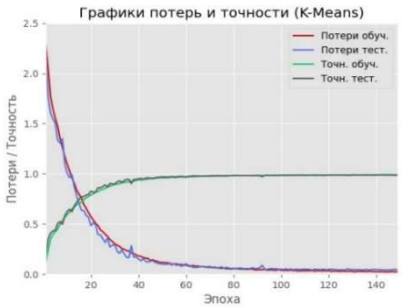
Рис. 1 - Изображения: оригинальное (а), контраст (б), энтропия (в), фильтры Габора (г), метод K-средних (д)

Для каждой группы изображений, полученных после сегментации оригинальных изображений с использованием выбранных признаков, были разработаны и обучены отдельные нейронные сети. Все сети имеют одинаковую архитектуру и одинаковые периоды обучения (150 эпох). Графики основных метрик обучения и оценки нейросетей приведены ниже (рис.2).



[Инфо] Оценка нейросети (Contrast)
Скор. обуч.:0.0100, кол-во эпох:0150, размер блока:0064

Класс облаков	Точность	Полнота	F1-мера	Поддержка
Ac	0.87	0.90	0.88	1022
As	0.91	0.92	0.91	1059
Cb	0.84	0.81	0.82	1142
Cc	0.84	0.81	0.83	1198
Ci	0.81	0.88	0.84	1179
Cs	0.92	0.92	0.92	1271
Cu	0.87	0.86	0.87	1187
Ns	0.90	0.83	0.87	1157
Sc	0.80	0.80	0.80	958
St	0.92	0.96	0.94	1031
Точность			0.87	
Среднее	0.87	0.87	0.87	11204
Средневзвеш.	0.87	0.87	0.87	11204



[Инфо] Оценка нейросети (K-Means)
Скор. обуч.:0.1000, кол-во эпох:0150, размер блока:0064

Класс облаков	Точность	Полнота	F1-мера	Поддержка
Ac	0.97	0.99	0.98	1022
As	0.99	0.99	0.99	1059
Cb	0.99	0.97	0.98	1142
Cc	0.99	0.98	0.98	1198
Ci	1.00	1.00	1.00	1179
Cs	1.00	1.00	1.00	1271
Cu	0.98	0.99	0.99	1187
Ns	0.98	0.98	0.98	1157
Sc	0.99	0.99	0.99	958
St	1.00	1.00	1.00	1031
Точность			0.99	
Среднее	0.99	0.99	0.99	11204
Средневзвеш.	0.99	0.99	0.99	11204

Рис. 2 - Графики метрик обучения и оценка нейросети Contrast и K-means

В процессе обучения нейронной сети обычно используются несколько метрик, которые позволяют оценить качество модели на тренировочных и валидационных данных:

потери обучения (train_loss) – функция потерь на тренировочных данных. Она измеряет, насколько хорошо модель справляется с задачей обучения;

точность обучения (train_accuracy) – точность на тренировочных данных. Эта метрика измеряет, насколько часто модель правильно предсказывает метки классов на тренировочных данных;

потери тестовые (val_loss) – это значение функции потерь на проверочной выборке. Функция потерь - это мера того, насколько хорошо модель предсказывает правильный ответ. Цель обучения нейронной сети –

минимизировать функцию потерь. val_loss используется для оценки качества модели на данных, которые она не видела во время обучения. Если val_loss слишком высокий, это может быть признаком того, что модель переобучилась на обучающих данных;

точность тестовая (val_accuracy) – это процент правильных предсказаний на проверочной выборке. Это метрика, которая показывает, насколько хорошо модель классифицирует данные на проверочной выборке. Цель обучения нейронной сети – максимизировать точность. Точность (val_accuracy) используется для оценки качества модели на данных, которые она не видела во время обучения. Если тоность (val_accuracy) слишком низкая, это может быть признаком того, что модель переобучилась на обучающих данных.

Среднее – это среднее арифметическое точности, полноты и f1-меры для всех классов. В этой мере каждый класс имеет одинаковый вес, независимо от размера выборки каждого класса.

Средневзвешенное – это среднее арифметическое точности, полноты и f1-меры для всех классов с учетом веса каждого класса, пропорционального размеру выборки каждого класса. Эта мера учитывает несбалансированность классов, что может быть полезно, если размер выборки для каждого класса значительно отличается.

Рассмотрим для примера модель нейросети K-means. Чтобы понять, как хорошо работает эта модель, рассмотрим каждую из метрик.

точность (precision) – это мера того, насколько точно модель определяет предсказанный объект. Значения точности для каждого класса находятся выше 0.97, что говорит о том, что модель точно определяет каждый класс.

полнота (recall) – это мера того, насколько хорошо модель находит все предсказанные объекты. Значения полноты для каждого класса находятся выше 0.97, что говорит о том, что модель находит почти все предсказанные объекты.

f1-score – это среднее гармоническое между точностью и полнотой, которое учитывает обе метрики. Значения f1-score для каждого класса находятся выше 0.97, что говорит о том, что модель имеет высокую точность и полноту для каждого класса.

поддержка (support) – это количество объектов в каждом классе. Количества объектов для каждого класса различаются, но все классы имеют достаточно объектов для обучения модели.

точность (accuracy) – это мера того, насколько точно модель классифицирует все объекты. Значение точности равно 0.99, что говорит о том, что модель правильно классифицирует 99% объектов.

Результаты работы программы классификации изображений приведены на рис.3.

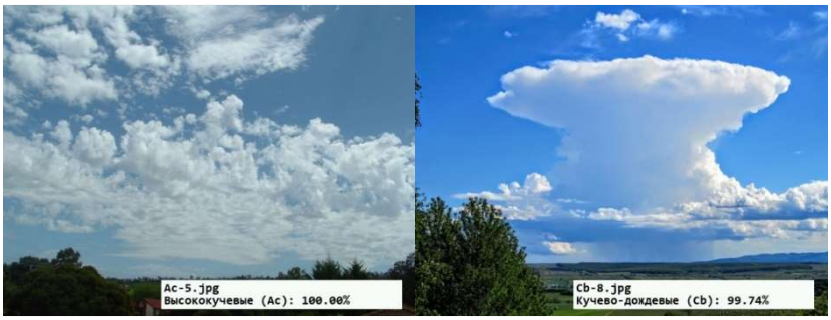


Рис. 3 - Результат классификации изображений облаков

В целом, оценка обучения этой модели говорит о том, что модель работает хорошо и точно классифицирует объекты в каждом классе. Однако, как и для любой модели, необходимо проводить тестирование на новых данных, чтобы оценить ее обобщающую способность. Модель нейросети Contrast работает плохо. Главная причина тому – наборы изображений этих моделей, при формировании которых использовались, в том числе, текстурные признаки Роберта М. Харалика [5]. Модель нейросети не может определить существенные признаки для изображений каждого класса набора, поэтому значения функций потерь на проверочной выборке велика и эта модель будет плохо предсказывать правильные ответы.

В дальнейшем будут реализованы и протестированы методы текстурной сегментации, упомянуты ранее. Будут разработаны и обучены нейронные сети для каждой группы изображений, полученных после сегментации исходных изображений с использованием выбранных характеристик, для выбора наиболее подходящей архитектуры сети и типа текстурных признаков. Кроме того, планируется улучшение моделей нейронных сетей с низкой точностью.

Список публикаций:

[1] Обзор алгоритмов кластеризации данных – URL: https://habr.com/ru/articles/101338/ (дата обращения: 21.11.2022).

[2] A Beginner's Guide to Clustering Algorithms in Machine Learning – URL: https://www.projectpro.io/article/clustering-algorithms-in-machine-learning/842 (дата обращения: 23.11.2022).

[3] Венцов Н.Н., Долгов В.В., Подколзина Л.А. Обзор алгоритмов кластеризации, используемых в задачах поиска изображения по содержанию // Инженерный вестник Дона. - 2016. - №3. - С. 1-20.

[4] Международная классификация облаков – URL: https://studfile.net/preview/9141157/page:6/ (дата обращения: 12.03.2023)

[5] Haralick R. M., Shanmugan K., Dinstein I. Textural Features for Image Classification // IEEE Trans. Systems, Man and Cybernetics. 1973, vol. 3, no. 6, pp. 610-621.Клетте Р. Компьютерное зрение. Теория и алгоритмы – М.: ДМК Пресс. 2019. – 506 с.

Оценки яркости натриевой лазерной опорной звезды при формировании поляризованным излучением

Ермаков Сергей Александрович[1]
Больбасова Лидия Адольфовна[1,2]
Лукин Владимир Петрович[2]
[1]Национальный исследовательский Томский государственный университет
[2]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
E-mail: ermakov_s98@mail.ru, sla@iao.ru, lukin@iao.ru

Атмосферная турбулентность ограничивает предельно достижимые характеристики и возможности наземных телескопов оптического диапазона. Адаптивные оптические (АО) системы предназначены для устранения негативного влияния атмосферы, посредством активного управления фазовым профилем оптического излучения в приемном и/или передающем трактах в реальном масштабе времени. Для работы АО системы необходима информация о турбулентных флуктуациях в канале распространения излучения, получить эту информацию можно путем анализа волнового фронта от опорного источника достаточной яркости расположенного в изопланарной с наблюдаемым объектом области.

Наиболее перспективным для наземных телескопов является использование искусственно созданного источника опорной волны, на основе резонансного рассеяния на атомах натрия в мезосфере на высотах 85–95 км, получившего название натриевой лазерной опорной звезды (ЛОЗ). При этом для измерения волнового фронта необходимо обеспечить достаточный уровень сигнала от ЛОЗ. Это означает, что яркость ЛОЗ является одним из ключевых параметров при создании и функционировании АО системы телескопа. Решение задачи оптимизации яркости натриевой ЛОЗ, связано с физикой взаимодействия лазерного излучения с атомами натрия мезосферы.

Величина обратного потока фотонов от натриевой ЛОЗ зависит от характеристик натриевого слоя мезосферы, пропускания атмосферы, размера пятна ЛОЗ в мезосфере, мощности лазерного излучения. При этом увеличение мощности лазерного излучения ограничено эффектом насыщения.

Величину обратного потока фотонов от натриевой ЛОЗ на приемнике можно оценить как:

$$\Phi = \frac{P T_a^{2X} C_{Na} S_{CE}}{H^2} \quad (1)$$

где P - мощность лазерного излучения, T_a - пропускание атмосферы, C_{Na} - концентрация натрия мезосферы, S_{CE} – эффективность взаимодействия лазерного излучения с атомами натрия, H - высота натриевого слоя мезосферы.

В работах [1-3] теоретически и экспериментально было показано, что при формировании ЛОЗ поляризованным излучением на величину излучения обратного рассеяния мезосферных атомов натрия оказывает влияние геомагнитное поле Земли. При переключении поляризации лазерного излучения с линейной на круговую, величина обратного потока фотонов увеличивалась, что являлось результатом взаимодействия с геомагнитным полем. Максимальное число фотонов проявлялось при совпадении направления лазерного луча и направлений силовых линий геомагнитного поля.

Величина и направление магнитного поля значительно варьируется по всему земному шару. Значения плотности атмосферных молекул и температуры мезосферы тоже имеют сезонные вариации в зависимости географического местоположения, также как высота мезосферного слоя натрия. Поэтому оптимизация параметров лазерной системы для максимизации яркости натриевой ЛОЗ, должна решаться с учетом атмосферных условий месторасположения телескопа, и остается первоочередной задачей при разработке АО с ЛОЗ. Практическое внедрение систем ЛОЗ в обсерваториях РФ требует определений оптимальных параметров лазерного источника для формирования ЛОЗ, в том числе требуемой мощности и состояний поляризации лазерного излучения.

Целью данной работы являлась оценка яркости натриевой лазерной опорной звезды при формировании поляризованным лазерным излучением для условий обсерваторий РФ. Рассмотрено два случая формирования искусственного опорного источника лазерным излучением с круговой и линейной поляризациями.

Численное моделирование было выполнено с помощью программы LGSBloch для атмосферных условий обсерваторий РФ. Программа LGSBloch, написана на языке Mathematica и основана на общедоступном пакете Atomic Density Matrix (ADM), разработанном для численного решения уравнений Блоха любых видов атомов, и содержащая наиболее полное описание взаимодействия лазерного излучения с мезосферными атомами натрия [4].

Для вычисления ожидаемого обратного потока на приемнике Φ (в единицах фотон/с/м^2) на расстоянии L от слоя флуоресцирующих атомов натрия (L - разность высоты слоя и высоты расположения телескопа),

рассчитывается поток при нескольких уровнях освещенности, затем выполняется интегрирование по освещенной площади в мезосфере, ортогональной лучу при концентрации натрия (в единицах атомов/м^2), с учетом пропускания атмосферы. При этом важным фактором становиться величина пропускания атмосферы T_a в данном спектральном диапазоне, и зависимость этой величины от зенитного угла.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования величины потока фотонов, детектируемые приемником при формировании натриевой ЛОЗ различной мощностью для атмосферных условий средних широт РФ для зимних и летних условий при работе в зенит.

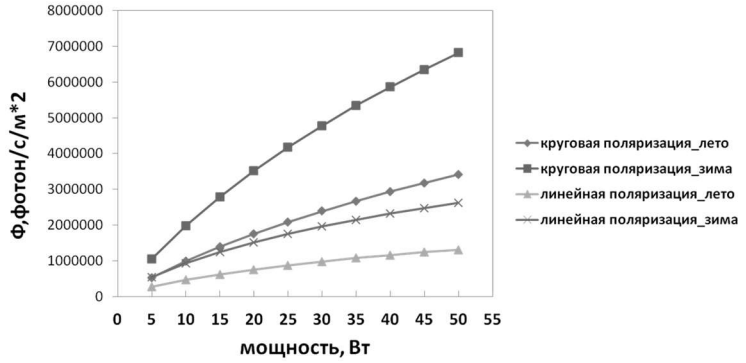
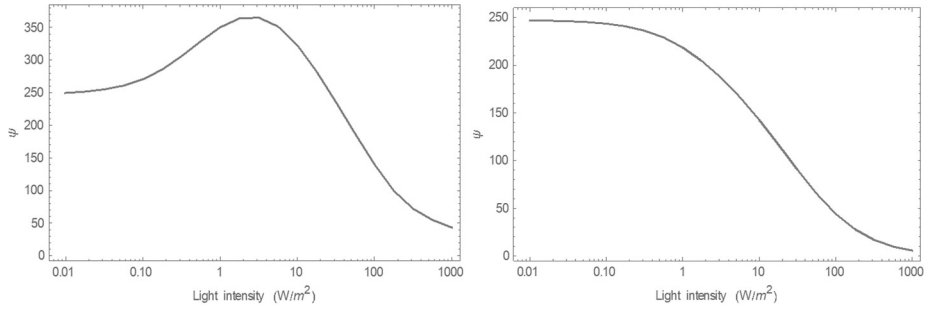


рис.1 Поток фотонов Ф на приемнике в зависимости от мощности лазерного излучения при формировании натриевой ЛОЗ излучением с круговой и линейной поляризацией

Полученный результат подтверждает преимущество использования лазерного излучения с круговой поляризацией для создания натриевой ЛОЗ. Яркость ЛОЗ увеличивается с увеличением мощности лазерного излучения, а сезонная зависимость изменений параметров слоя натрия, характерная для средних широт, приводит к максимально достижимым значениям яркости ЛОЗ в зимние месяцы.

При этом выбор мощности лазерного излучателя для создания ЛОЗ должен осуществляться с учетом эффекта насыщения. Насыщение — важный эффект, ограничивающий возврат фотонов от натриевой ЛОЗ. С увеличением плотности энергии доля атомов в верхних состояниях возрастает до предельного значения. При большей освещенности атомарная среда становится прозрачной для излучения. На рис.2 представлены результаты численного моделирования обратного потока Ψ от ЛОЗ на телесный угол как количество фотонов на атом и в единицу времени, спонтанно испускаемых в направлении телескопа, в мезосфере, в единицах измерения - число фотонов/сек/срад/атом для оценки эффекта насыщения.



а б

рис.2 Обратный поток Ψ в мезосфере, при формировании натриевой ЛОЗ лазерным излучением с круговой (а) и линейной поляризациями(б)

Сравнение рис.2а и рис.2б показывает, что при одинаковой плотности мощности 1 Вт/м^2 поток фотонов в 1.5 раза больше при круговой поляризации, по сравнению с линейной. При плотности мощности 10 Вт/м^2 эффект насыщения существенен для излучения с линейной поляризацией, в отличие от круговой, это дает возможность увеличить время экспозиции или использовать более мощное лазерное излучении для достижения большей яркости опорного источника, формируемого лазерным излучением с круговой поляризацией.

Полученные результаты представляют интерес для оптимизации параметров лазерного излучателя для создания натриевых ЛОЗ АО систем телескопов.

Список литературы:

[1] Dependence of sodium laser guide star photon return on the geomagnetic field / N. Moussaoui, R. Holzlöhner, W. Hackenberg, D. Bonaccini Calia // A&A. 2009. Vol. 501, No. 2. P. 793–79.

[2] Optimization of cw sodium laser guide star efficiency / R. Holzlöhner, S. M. Rochester, D. Bonaccini Calia, D. Budker, J. M. Higbie, W. Hackenberg // A&A. 2010. Vol. 510. P. A20.
[3] Comparison between observation and simulation of sodium LGS return flux with a 20W CW laser on Tenerife / R. Holzlöhner, D. Bonaccini Calia, D. Bello, D. Budker, M. Centrone, I. Guidolin, W. Hackenberg, S. Lewis, G. Lombardi, I. Montilla, F. Pedichini, F. Pedreros Bustos, T. Pfrommer, M. Reyes Garcia Talavera, S. Rochester // Proc. SPIE. 2016. Vol. 9909. P. 99095E.
[4] Rochester Scientific. AtomicDensityMatrix and LGSBloch packages. URL: https://www.rochesterscientific.com/ADM/.

Определение влияния магнитореологической полировки рабочих поверхностей монокристалл $ZnGeP_2$ на изменение порога оптического пробоя

Кальсин Андрей Юрьевич[1],

Юдин Николай Николаевич[1], Зиновьев Михаил Михайлович[1], Подзывалов Сергей Николаевич[1], Слюнько Елена Сергеевна[1], Худолейн Андрей Леонидович[2], Городкин Геннадий Рафаилович[2], Кумейша Павел Николаевич[2]

[1]Национальный исследовательский Томский государственный университет

[2]Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси

e-mail: andrejkalsin@gmail.com

В настоящее время мощные импульсно-периодические когерентные источники излучения среднего ИК-диапазона находят широкое применение во многих областях науки и техники. Наиболее мощные параметрические генераторы света (ПГС) в диапазоне длин волн 3,5–5 мкм разрабатываются на основе нелинейно-оптических кристаллов $ZnGeP_2$. Они способны генерировать излучение со средней мощностью до 160 Вт и энергией импульса до 200 мДж при длительности импульса 20–60 нс. На длительную и безотказную работу ПГС на основе $ZnGeP_2$ наиболее сильное ограничение накладывает порог оптического пробоя поверхности материала. Улучшение полировки рабочих поверхностей и уменьшение или полное удаление приповерхностного изломного слоя приводит к повышению порога разрушения. В связи с эти возникает необходимость совершенствования методов обработки поверхностей кристаллов.

В последнее время магнитореологическая полировка (МРП) все чаще используется при обработке лазерных кристаллов для повышения порога радиационной стойкости и снижения уровня шероховатости. Поэтому было предложено мспользовать данный метод обработки для удаления дефектного слоя после тонкой полировки и снижения уровня шероховатости поверхности монокристаллического $ZnGeP_2$. Под определением дефектного слоя после тонкой полировки понимался изломанный слой, образующийся при механической полировке оптических материалов. Как правило, глубина этого слоя примерно вдвое превышает размер используемого абразива.

В ходе исследования использовались образцы монокристалла $ZnGeP_2$ с размерами 6 × 6 × 20 мм. Полировка поверхности которых производилась посредством магнитореологической обработки, с применением неводной жидкости с магнитными частицами карбонильного железа и наноалмазами. В результате это привело к значительному улучшению параметров шероховатости поверхности в 1,37–1,42 раза (среднее арифметическое отклонение профиля - R_a 1,54 Å) по сравнению с традиционной методикой полировки кристаллов (R_a 2,27 Å) где используется водная суспензия алмазного порошка. Удаление материала с поверхности кристалла после МРП составило от 6,95 до 9,5 мкм. Также, использование МРП позволило более точно охарактеризовать возможные структурные дефекты, возникающие на поверхности монокристалла и имеющие размер 0,5–1,5 мкм. Однако полезное время обработки образца 6 × 6 составляло всего 8,2% от общего времени обработки. В связи с этим рекомендуется использовать групповой тип обработки кристаллов при МРП, для минимизации затраиваемого времени на холостой ход и реверс рабочего инструмента, что должно значительно повысить эффективность использования промышленного оборудования. Таким образом, оба метода полировки позволили получить ангстремный уровень шероховатости поверхности, сравнимый по порядку величины с параметрами элементарной ячейки кристаллической решетки $ZnGeP_2$, что свидетельствует о том, что качество поверхности после МРП близко к максимально возможному.

Были проведены измерения параметров порога оптического пробоя. Среднее значение плотности энергии после классической полировки составило 3,1±0,3 Дж/см^3, а плотности мощности 88±9 МВт/см^2, после МРП 3,2±0,2 Дж/см^3 и 91±9 МВт/см^2 соответственно. Как видно результаты определения порога оптического пробоя для разных образцов укладываются в погрешность измерения.

Несмотря на то, что образец, подвергнутый МРП, показал значительное улучшение параметров шероховатости поверхности по сравнению с образцом, отполированным по традиционной технологии, порог оптического пробоя практически не изменился. Отсутствие разницы в величине порога оптического пробоя для двух образцов, скорее всего, связано с тем, что на него больше всего влияют дислокации или объемные дефекты, «всплывающие» на полированной поверхности, а не уровень шероховатости. Таким образом, при ангстремовском уровне шероховатости решающим фактором для пробоя, является концентрация объемных дефектов, «выходящих» на поверхность кристалла. Исходя из чего, можно предположить, что одними из возможных путей увеличения порога разрушения является дальнейшее совершенствование технологии синтеза и выращивания кристаллов с целью минимизации дефектов кристаллической структуры.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-10193, https://rscf.ru/project/23-79-10193/

Применение метода Виолы-Джонса для обучения сверточной нейронной сети на выделение *Daphia Magna* из результатов цифрового голографического эксперимента по регистрации планктонного биоценоза

Курков Михаил Михайлович
Томский государственный университет
E-mail: kurkov190801@mail.ru

Аннотация

В работе представлены результаты исследования нейросетевого алгоритма Виолы-Джонса в применении к задаче распознавания изображений зоопланктона, восстановленных из цифровых голограмм. Для выделения признаков на изображениях используются примитивы, а также расширенные признаки Хаара. Нейросеть была обучена на выборке, состоящей из 900 изображений *Daphnia Magna Straus*. Алгоритм Виолы-Джонса показал высокую точность (80% и более) выделения представителей этого таксона в валидационном датасете. В ходе экспериментов выявлена устойчивость результата к остаточной дефокусировке изображений некоторых особей, что позволяет надеяться на построение алгоритма распознавания *Dafnia Magna Straus* по цифровой голограмме, минуя процесс цифрового восстановления и фокусировки изображения.

Ключевые слова: цифровая голография, цифровая голографическая камера, 2D - картирование при воспроизведении цифровых голограмм, цифровая фокусировка, нейросетевые алгоритмы, глубокое обучение, классификация и распознавание зоопланктона, биотестирование качества воды.

Изучение планктона как биоиндикатора имеет большое значение для понимания состояния морских экосистем и их реакции на изменения в окружающей среде. Основными биоиндикационными параметрами является численность и видовое распределение планктона [[1]]. Информация об их изменении свидетельствует об изменении в морской или лимнологической экосистеме, а также помогает разрабатывать меры по сохранению и охране водных ресурсов и природы. Метод регистрации биоиндикационных параметров должен удовлетворят основным критериям: высокая точность, малые ресурсозатраты, скорость получения искомых параметров, неинвазивность и невмешательство в биоценоз. Такими свойствами обладает погружная цифровая голографическая камера (DHC) [[2],[3]], рассматриваемая в данной работе в качестве средства регистрации. В отличие от известных методов [[4],[5]], DHC технология позволяет получить детальные характеристики формы, размера, концентрации планктона в исследуемом объёме in sutu, а также о его динамических характеристиках. Зарегистрированные изменения этих параметров различных низших гидробионтов, естественным образом присутствующих в изучаемой среде, интерпретируются как показатель качества и токсичности среды обитания. Таксон Cladocera, к которому принадлежит вид *Daphnia Magna Straus* — важный компонент зоопланктона практически любой акватории и традиционно используется для целей биоиндикации. Дафниды населяют большинство типов континентальных вод, включая пресные и соленые, и встречаются более часто как во временном, так и в постоянном застое воды. По характеру питания они являются фильтраторами, поэтому, если в воде присутствует вредные вещества даже маленькой концентрации, это сказывается на характеристиках дафний. Отсюда следует важность задачи выделения именно этого таксона на фоне естественного биоценоза для целей биоиндикации.

При проведении обзора литературы было выявлено, что исследований по распознаванию планктона ведётся в отношении исключительно сфокусированных изображений [[7] - [9]]. Переход от голограммы к сфокусированным изображениям в цифровой голографии производится цифровым способом, когда дистанция для восстановления задается дискретно, через заданное расстояние. В этих плоскостях выбираются резкие изображения, которые помещаются в визуализацию- 2D образ объема с частицами. По определению 2D образ содержит только сфокусированные частицы, которые и предъявляются для распознавания. Известные алгоритмы, обеспечивающие виртуальную фокусировку, имеют физические ограничения, связанные с дифракцией [[6]]. Поэтому, а также по причине дискретного характера цифровой фокусировки, на изображение 2D образа, могут попадать и частицы с остаточной дефокусировкой.

Целью работы является рассмотрение алгоритма Виолы-Джонса в применении к задаче распознавания зоопланктона на восстановленных изображениях цифровых голограмм, представленных в виде 2D образа. Алгоритм Виолы-Джонса основан на создании классификатора из большого количества простых признаков Хаара (*рис.1*), вычисленных на изображении.

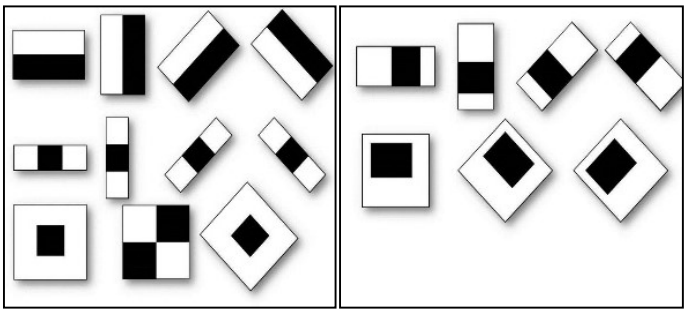


рис.1 Примитивы(слева) и расширенные(справа) признаки Хаара

Признаки Хаара позволяют описать характерные особенности объектов, связанные с перепадами яркости. Значение признаков Хаара вычисляется как разность сумм пикселей областей изображения внутри черных и белых прямоугольников равного размера.

Алгоритм был предложен Полом Виолой и Майклом Джонсом в 2001 году и изначально разрабатывался для поиска лиц на изображениях в режиме реального времени. В настоящее время его различные модификации активно применяются в задачах поиска на изображениях множества других объектов [10, 11]. Использование алгоритма и по сей день объясняется тем, что алгоритм показывает отличные результаты и высокую стабильность к геометрическим искажениям и яркостным изменениям. Именно эти свойства позволяют надеяться на его устойчивость к дефокусировкам.

Для обучения алгоритма использовался датасет размеченный для сфокусированых особоей и состоящий из 880 изображений восстановленных цифровых голограмм *Daphnia Magna* полученных в лабораторных условиях с помощью цифровой голографической камеры [[12]], 65 из которых была составлена валидационная выборка. Примеры изображений, вошедших в датасет приведены на (*рис.2)*.

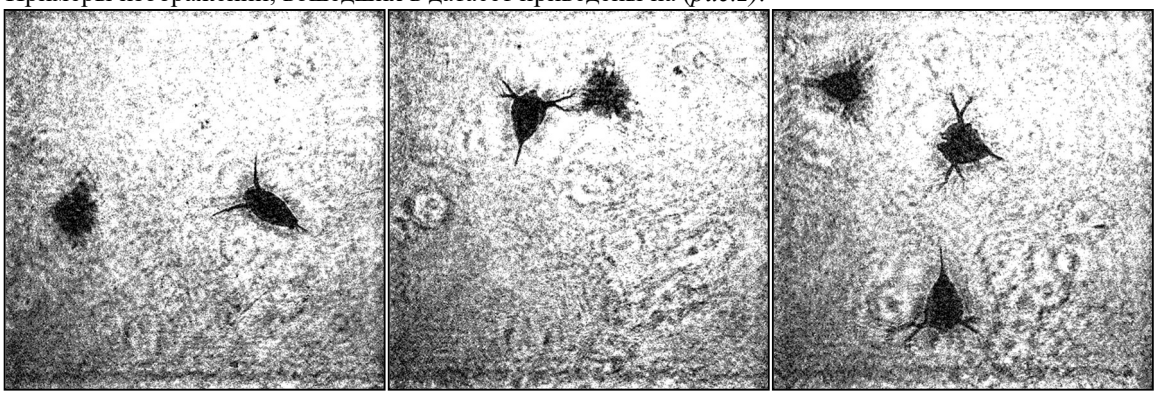
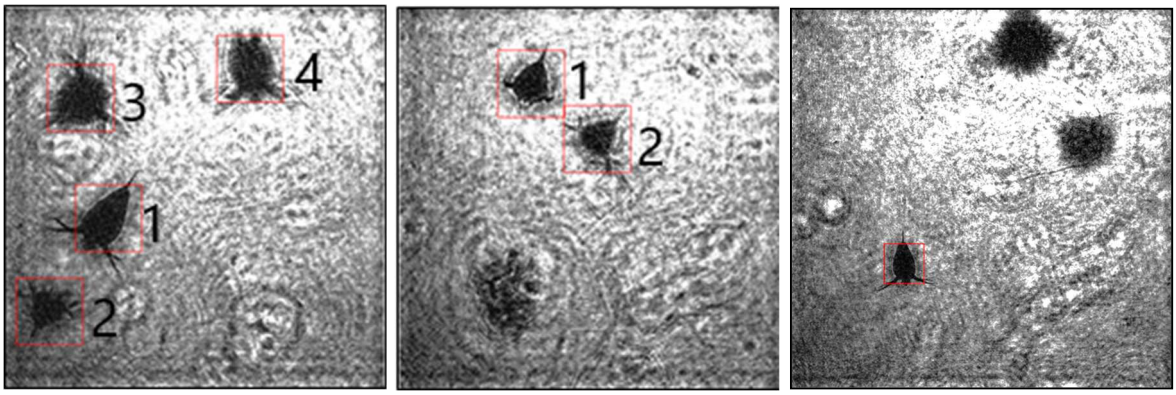


рис.2 Примеры восстановленных голограмм, вошедших в обучающий датасет

В ходе работы разработано оконное приложение на языке программирования C# с использованием библиотек winforms и openCV, алгоритм обучен с помощью встроенных инструментов в библиотеке openCV. Пример работы приложения на примерах валидационной выборки можно увидеть на (*рис.3)*.



а) б) в)

рис.3 Пример роботы нейронной сети по методу Виолы- Джонса по распознаванию Daphnia Magna

На *(рис.3 а)* только планктон 1 находится в фокусе, 2,3 и 4 представлены с остаточной дефокусировкой разной степени, также на (*рис.3 б)* в центре 1 – сфокусированное изображение, 2 – с остаточной дефокусировкой. На (*рис.3 в)* справа также представлена особь в фокусе и расфокусированная, но поскольку дефокусировка очень большая, алгоритм, как видно, не распознаёт такие частицы планктона, поскольку обучение производилось на сфокусированных. Для оценки работы обученного классификатора принято использовать следующие метрики [**Ошибка! Источник ссылки не найден.**]: точность(TPR) в пределах класса и полнота системы(REC). TPR – это доля объектов действительно принадлежащих данному классу относительно всех объектов, которые система отнесла к этому классу. REC – это доля найденных классификатором объектов, принадлежащих классу относительно всех объектов этого класса в тестовой выборке. После статистической обработки были получены значения: TPR = 40%±15% и REC = 98±2%. Количество примеров распознавания, в том числе с остаточной дефокусировкой, представленных для статистической обработки 65, уровень значимости p=0,05.

Низкий результат по TPR обусловлен высокой устойчивостью алгоритма к остаточной дефокусировке. Если обработать тот же валидационный датасет в соответствии с задачей распознания любых *Daphnia Magna* не зависимо от плоскости фокуса, то результат окажется следующим: TPR = 80%±12% и REC = 98±2%, это при условии, что датасет составлен на сфокусированые частицы. Высокое значение полноты в обоих случаях говорит, что способность алгоритма в определении *Daphnia Magna* на изображении высок.

Выявленная в ходе исследования особенность алгоритма Виолы-Джонса распознавать расфокусированные изображения искомого зоопланктона является очень важной для цифровой голографии, что позволяет исправить ошибки алгоритмов обработки голограмм при формировании 2D образа. Кроме того, данная особенность позволяет надеятся на построение алгоритма, работающего непосредственно с голограммами объема, минуя процесс восстановления, но это предполагает другие принципы разметки датасета при создании обучающей выборки.

Список цитированной литературы.

[1] Арефьева И.В. Планктон как биоиндикатор экологического состояния водоемов, Научные труды НГТУ, 2017, Т. 2, С. 63.

[2] Dyomin V. V., Polovtsev I. G., Davydova A.Yu., Olshukov A. S., Kirillov N.S. Underwater holographic sensors for plankton studies in situ, Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2020, V. 11420, pp. 1-19.

[3] Dyomin V.V., Olenin A. L., Polovtsev I. G., Kamenev D. V. Marine Tests of a Digital Holographic Module Using a Measuring Technological Platform, Oceanology 58, 2018, p. 749-759.

[4] Чуйко Г.М., Томилина И.И., Холмогорова Н.В. Методы биодиагностики в водной экотоксикологии, Токсикологический вестник, 2022, с. 315-322.

[5] Thompson CRS, Bron JE, Bui S, Illuminating the planktonic stages of salmon lice, A unique fluorescence signal for rapid identification of a rare copepod in zooplankton assemblages. J Fish Dis, 2021, pp. 1– 17.

[6] Демин В. В., Давыдова А. Ю., Половцев И. Г., Юдин Н. Н., Зиновьев М. М. Точность определения продольных координат частиц методом цифровой голографии, Оптика атмосферы и океана, 2022, Т. 35, № 12, С. 979–986.

[7] Anith N., Uma. M. Query Details Machine Learning-Based Binary Regression Task of 3D Objects in Digital Holography, Futuristic Communication and Network, 2023.

[8] MacNeil, L.; Missan, S.; Luo, J.; Trappenberg, T.; LaRoche, J. Plankton classification with high-throughput submersible holographicmicroscopy and transfer learning. BMC Ecol. E, 2021, vol. 21, pp. 1–11.

[9] Y. Li. Toward in situ zooplankton detection with a densely connected YOLOV3 model, Applied Ocean Research, 2021, vol. 114, pp. 102783.

[10] Escalera S., Radeva P. Fast greyscale road sign model matching and recognition, Recent Adv. Artif. Intell. Res. Dev, 2004, pp. 69–76 p.

[11] Усилин, С.А. Аралазаров В.В. Шоломов Д. Распознавание гильоширных элементов: определение страниц паспорта РФ, Труды Института системного анализа РАН, Обработка информационных и графических ресурсов, 2013, Т. 63, № 3, С. 106–110.

[12] Паспорт Э2.ПО.01 ПС

[13] Saito T., Rehmsmeier M. The Precision-Recall Plot Is More Informative than the ROC Plot When Evaluating Binary Classifiers on Imbalanced Datasets // PLoS ONE, – 2015. –№10(3). – p. 1 – 21.

Программное обеспечение для совместной обработки данных поляризационного лидара и спутникового радиометра MODIS

***Локтюшин Олег Юрьевич*[1]**
Брюханов Илья Дмитриевич[1,2], Пустовалов Константин Николаевич[1,3]
[1]*Национальный исследовательский Томский государственный университет*
[2]*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*
[3]*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск*
olegloktyushin@gmail.com

Изменения климата требуют повышения точности их прогнозирования. К настоящему моменту влияние оптических и микрофизических характеристик облаков верхнего яруса на погоду и климат не учитывается. Известно, что ОВЯ существенно влияют на радиационный баланс Земли. Так, они способны задерживать уходящее в космос длинноволновое излучение (парниковый эффект) и отражать коротковолновое солнечное (эффект альбедо) [1]. Радиационное воздействие таких облаков связано с совместным влиянием этих эффектов и определяется микроструктурой облаков, а также свойствами облачных слоёв (толщина, высота и температура) [2]. Пропускание солнечной радиации облаками существенным образом зависит от ориентации несферических ледяных частиц в них [3].

Конденсационные следы самолётов, существующие дольше 10 минут признаны Всемирной метеорологической организацией единственным типом искусственных кристаллических облаков [4]. Как и в естественных ОВЯ, несферические ледяные частицы в таких аэрозольных образованиях могут иметь преимущественную пространственную ориентацию. Самолётные следы, как и перистые облака естественного происхождения, воздействуют на пропускание атмосферой излучения, однако имеют иную микроструктуру [5]. Они отличаются от перистых облаков формой и большей концентрацией кристаллов льда [6]. По мере увеличения интенсивности коммерческого воздушного движения конденсационные следы становятся более распространенным явлением в небе промышленно развитых стран.

Дисбаланс, создаваемый ОВЯ и конденсационными следами самолётов между излучением, приходящим от Солнца и уходящим от поверхности Земли, требует особого внимания на Северном и Южном полюсах, так как в течение всего года они покрыты снегом и имеют высокую отражательную способность. При появлении самолётного следа происходит многократное отражение от поверхности Земли к следу и обратно, что приводит к нагреву воздушных масс и может быть одной из причин таяния многолетних льдов и ледников в полярных широтах. В феврале 2023 г. учёные зафиксировали самый низкий показатель площади льда вокруг Антарктиды за последние 44 года [7]. Таяние льда грозит повышением уровня мирового океана, а также ускорением глобального изменения климата.

Проблема корректного учёта свойств ОВЯ в существующих моделях атмосферы вызвана сложностью теоретического описания взаимодействия оптического излучения с несферическими ледяными частицами, а также сложностью и дороговизной их экспериментальных исследований. Кроме того, пространственная ориентация частиц в облаках, имеющая определяющее значение, контактными методами вовсе не может быть исследована, поскольку она нарушается при заборе проб исследуемой среды. Вместе с тем, оценка преимущественной ориентации частиц наряду с остальными параметрами микроструктуры облака (параметры распределений ледяных частиц в них по форме и размерам) возможна на основе анализа свойств экспериментально полученной матрицы обратного рассеяния света (МОРС). Она является оператором преобразования вектора-параметра Стокса излучения, описывающего состояние поляризации оптического излучения при его взаимодействии с исследуемым облаком. Физически же эта матрица содержит в себе информацию о микроструктуре рассеивающего объёма (параметры распределений частиц льда в нём по форме, размерам и пространственной ориентации). Идея экспериментального получения МОРС облаков положена в основу метода поляризационного лазерного зондирования [8], реализованном в высотном матричном поляризационном лидаре (ВМПЛ) НИ ТГУ [9]. Этот лидар позволяет производить зондирование до 15 км. Наличие блоков трансформации состояния поляризации в передающей и приёмной системах ВМПЛ обеспечивает полный цикл измерений для получения всех 16 элементов МОРС облаков. Облака с преимущественной горизонтальной ориентацией частиц льда (зеркальные) идентифицируются [9–11] согласно критерию: отношение рассеяния $R \geq 10$, лидарная оптическая толща $\tau_h \leq 1$ и элемент МОРС $m_{44} \leq -0{,}4$ [12].

Для интерпретации результатов лидарных измерений выполняется оценка метеорологической обстановки на высотах регистрируемых ОВЯ. Для этого используются результаты аэрологических измерений, выполняемых на ближайших к Томску станциях (Колпашево и Новосибирск); эти данные доступны на сайте [13]. Указанные станции находятся на расстоянии около 230–250 км от точки стояния ВМПЛ, а кроме того выполняют измерения вертикальных профилей метеорологических величин только дважды в сутки. В силу указанных причин для интерпретации результатов лидарных экспериментов в настоящее время используются данные реанализа ERA5 Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF), доступные на сайте [14].

Для исследования радиационного воздействия ОВЯ на характеристики радиационного баланса выполняется совместный анализ результатов одновременных измерений с применением ВМПЛ и спутникового спектрорадиометра MODIS, установленного на спутниках Terra (на орбите с 1999 г.) и Aqua (на орбите с 2002 г.). Данные MODIS для координат Томска могут быть получены 1–2 раза в дневное время и столько же раз в ночное. MODIS состоит из двух приборов, один из которых (MODIS-N) снимает в надир, а ось съемки другого (MODIS-T) может быть отклонена. Траектория движения носителя (высота орбиты 705 км) и угол обзора системы 110° (ширина полосы обзора 2330 км) позволяют с помощью MODIS за сутки получать изображение почти всей поверхности Земли, за исключением узких промежутков между полосами сканирования в низких широтах [15]. Для совместного анализа с результатами лидарных экспериментов использовались наборы данных MODIS уровня обработки 1B (MOD021KM/MYD021KM), содержащие информацию о зарегистрированном радиометром излучении с пространственным разрешением 1×1 км. Для оценки воздействия ОВЯ на радиационный баланс атмосферы Земли анализировались данные 8 спектральных каналов видимого диапазона и одного инфракрасного. Предварительная обработка данных измерений обоими приборами автоматизирована. В таблице представлены примеры значений спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ) отражённого излучения по данным MODIS для координат ВМПЛ во время около- и послеполуденных пролётов спутников Aqua и Terra, а также соответствующие характеристики ОВЯ по данным лидарных измерений:

Дата и время лидарных измерений / измерений MODIS	СПЭЯ отражённого излучения (Вт/(м^2·мкм·ср)) по данным MODIS для точки стояния лидара НИ ТГУ (в ближайшем пикселе)									Лидарные данные		
	Номер спектрального канала											
	8	9	3	10	11	4	12	1	26			
	Спектральный диапазон (мкм)											
	0,405–0,420	0,438–0,448	0,459–0,479	0,483–0,493	0,526–0,536	0,545–0,565	0,546–0,556	0,620–0,670	1,360–1,390	τ	R	m_{44}
8.01.2018 г. 11:37–11:54 / 11:55	61,2	26,6	69,3	63	51,6	47,7	49,7	41	30,5	0,8	58,1	–0,97
8.01.2018 г. 13:36–14:10 / 13:45	61,2	25,6	69,3	64,3	55,0	51,3	53,5	44,0	31,3	0,7	31,7	–0,84
8.08.2018 г. 11:34–11:51 / 11:30	98,5	36,2	82,2	68,4	54,2	49,4	52,2	27,2	35,9	0,3	34,5	–0,95
8.08.2018 г. 14:49–15:06 / 15:00	90,99	32,09	76,67	65,21	55,95	55,33	55,49	32,62	31,4	0,2	74,1	–0,71
21.09.2020 г. 11:40–11:57 / 11:35	90,4	37,6	80,9	68,8	54,6	49,9	52,3	32,2	35,4	0,5	63,0	–0,86

Как видно из таблицы по данным за 8 января 2018 г., значения СПЭЯ для около- и послеполуденных пролётов спутников близки, хотя после полудня облако меньше проявляло зеркальные свойства (R было меньше, элемент m_{44} МОРС был больше). Другими словами, естественный вклад в значения СПЭЯ после полудня был больше, в то время как вклад от зеркальных облаков был меньше. Глядя на результаты измерений 8 августа 2018 г., однозначно сказать, было ли проявление зеркальных свойств больше около полудня или после, нельзя: отношение рассеяния было больше в обеденное время, но элемент m_{44} МОРС был меньше утром. Тем не менее, примечательно, что при сопоставимых значениях времени суток около- и после полудня значения СПЭЯ по данным MODIS почти со всех каналах были больше в августе, если сравнивать соответственно данные около- и после полуденных измерений. Это наблюдение ожидаемо, поскольку в августе (среди рассматриваемых месяцев) в Томске теплее. Сравнивая результаты околополуденных измерений января, августа и сентября, отметим, примерно одно и то же время, в которое они выполнялись. При этом значения СПЭЯ почти во всех каналах MODIS в сентябре были больше, чем в январе, но меньше, чем в августе, что тоже ожидаемо.

Представленные результаты показывают перспективность применения программного обеспечения, разработанного для совместной обработки и анализа одновременных измерений, выполняемых поляризационным лидаром НИ ТГУ и спутниковым спектрорадиометром MODIS. В дальнейшем такая обработка будет выполнена для всего массива измерений на ВМПЛ, систематически выполняемых с 2009 г.

Список публикаций:

[1] Тарасова Т.А. Расчёт потоков солнечного излучения при перистой облачности и сравнение с экспериментами // Радиационные свойства перистых облаков. М.: Наука, 1989. С. 169–176.

[2] Seifert P., Ansmann A., Müller D., Wandinger U., Althausen D., Heymsfield A.J., Massie S.T., Schmitt C. Cirrus optical properties observed with lidar, radiosonde, and satellite over the tropical Indian Ocean during the aerosol-polluted northeast and clean maritime southwest monsoon // J. Geophys. Res. 2007. V. 112, No. D17.

[3] Takano Y., Liou K. Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part II: Theory and computation of multiple scattering in an anisotropic medium // J. Atm. Sci. 1989. V. 46, No. 1. P. 20–36.
[4] Kärcher B. Formation and radiative forcing of contrail cirrus // Nat. Commun. 2018. No. 9. P. 1824.
[5] Gayet J.F., Febvre G., Brogniez G., Chepfer H., Renger W., Wendling P., Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: Cloud field study on 13 October 1989 // J. Atmos. Sci. 1996. No. 53. P. 126–138.
[6] Bock L., Burkhardt U. The temporal evolution of a long–lived contrail cirrus cluster: Simulations with a global climate model // J. Geophys. Res.: Atm. 2016. P. 3548–3565.
[7] Арктический и антарктический научно-исследовательский институт [Электронный ресурс] URL: https://www.aari.ru (датаобращения: 19.08.2023 г.)
[8] Кауль Б.В. Оптико-локационный метод поляризационных исследований анизотропных аэрозольных сред: дис. докт. физ.-мат. наук. Томск, 2004. 219 с.
[9] Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д. // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 403–411.
[10] Кауль Б.В., Волков С.Н., Самохвалов И.В. Результаты исследований кристаллических облаков посредством лидарных измерений матриц обратного рассеяния света // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16, № 4. С. 354–361.
[11] Самохвалов И.В., Брюханов И.Д., Насонов С.В., Животенюк И.В., Стыкон А.П. Исследование оптических характеристик перистых облаков с аномальным обратным рассеянием // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 5, № 8. С. 63–67.
[12] Брюханов И.Д. Оптические свойства облаков верхнего яруса естественного и антропогенного происхождения, содержащих ориентированные кристаллы льда, по данным поляризационного лазерного зондирования: дис. канд. физ.-мат. наук. Томск, 2022. 138 с.
[13] University of Wyoming [Электронный ресурс]. URL: http://weather.uwyo.edu (дата обращения: 19.08.2023 г.).
[14] Climate Data Store [Электронный ресурс]. URL: https://cds.climate.copernicus.eu (дата обращения: 19.08.2023 г.).
[15] MODIS [Электронный ресурс]. URL: https://modis.gsfc.nasa.gov/about (дата обращения: 19.08.2023 г.).

Исследование влияния амплитудных флуктуаций на фазовые измерения

Казаков Денис Вадимович
Томский государственный университет
Лукин Владимир Петрович
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
E-mail: kdv@iao.ru

В последние годы появилось достаточно много публикаций, посвященных работе атмосферных систем на протяженных трассах. В частности, появились заявления о невозможности получения хорошей коррекции при применении систем адаптивной оптики (АО). Однако при проведении анализа работы систем АО при сильных флуктуациях интенсивности объяснения причины этому практически не приводилось. Чаще всего предполагается, что причиной плохой коррекции является невозможность эффективной работы датчика волнового фронта (ДВФ) системы АО. Для анализа влияния проявлений амплитудных флуктуаций на работу ДВФ были выполнены исследования поведения модовых составляющих фазовых флуктуаций, восстановленных по данным измерений при различных режимах работы. Было обнаружено, что по мере роста уровня амплитудных флуктуаций, в первую очередь, подвергаются искажениям амплитуды низших мод разложения фазовых флуктуаций – наклонов, дефокусировки и астигматизма. И поведение этих мод начинает сильно отличаться от классического, соответствующего режиму слабых флуктуаций.

Однако, прежде всего, следует выполнить анализ предельных возможностей макета фазовой системы АО, исходя из параметров компонентов, входящих в нее. Как правило, на протяженных горизонтальных атмосферных трассах (для видимого диапазона длин волн) уже при протяженности порядка 1 км параметр Фрида становится меньше радиуса первой зоны Френеля. А известно, что при распространении оптической волны ее дифракционные свойства определяется минимальным размером, определяющим форму пучка излучения. И таким размером дифракции в области сильных флуктуаций становится параметр Фрида. При этом в волне начинают проявляться амплитудные флуктуации [1-6]. В таких условиях фазовые системы АО теряют свою эффективность и какого-либо улучшения при использовании фазовой коррекции достичь уже невозможно. Зависимость фазовых систем от уровня флуктуаций интенсивности проявляется в первую очередь в изменении яркости (мерцании) изображений в каждой из суапертур матрицы Гартмана. При этом измерения фазы становятся некорректными [7].

Чтобы понять как это начинается с точки зрения проявления дифракции, были выполнены расчеты спектральных фильтрующих функций для амплитуды и для фазы оптической волны, распространяющейся в турбулентной среде [8]. Были рассчитаны спектральные фильтрующие функции для корреляционных амплитуды и фазы, которые даются следующими формулами:

$$f_{\chi,S}(\rho,\kappa)1 = J_0(\kappa\rho)[1 \pm \cos(\kappa^2 L/k)]. \quad (1)$$

Также анализировались спектральные фильтрующие функции для структурных функций амплитуды и фазы, которые выражаются как:

$$f_{\chi,S}(\rho,\kappa)2 = [1 - J_0(\kappa\rho)][1 \pm \cos(\kappa^2 L/k)]. \quad (2)$$

Здесь $J_0(\kappa\rho)$ - функций Бесселя нулевого порядка первого рода. Далее можно сделать преобразование, введя замену переменных: $t = \kappa^2 L/k$, тогда

$$\kappa\rho = t^{1/2}\Omega^{1/2}, \quad (3)$$

где $\Omega = k\rho^2/L$, так называемое волновое число апертуры, становится параметром задачи.

И теперь расчетные формулы выглядят как

$$f_{\chi,S}(\Omega,t)1 = J_0(t^{1/2}\Omega^{1/2})[1 \pm \cos(t)], \quad (4)$$

$$f_{\chi,S}(\Omega,t)2 = [1 - J_0(t^{1/2}\Omega^{1/2})][1 \pm \cos(t)]. \quad (5)$$

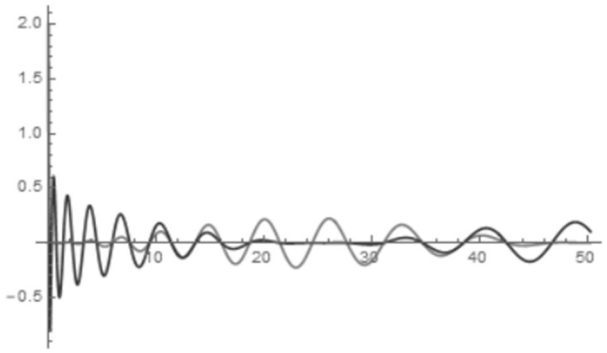
Будем проводить расчеты функций (4) и (5) и строить их графики в зависимости от аргумента t для набора значений параметра Ω. При этом переменная t изменяется от 0 до 4π с шагом $\pi/8$. Параметр

$\Omega = k\rho^2 / L$ будем задавать равным 100, 50, 10, 5, 2, 1. Таким образом будут рассмотрены узкие, дифракционные и широкие волновые пучки.

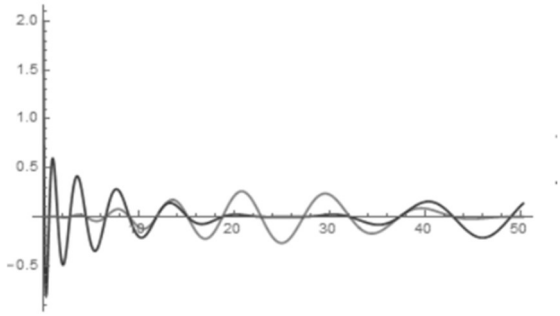
В первую очередь рассчитаем графики (рисунок 1) для корреляционных функций амплитуды и фазы (4). Все графики построены при значениях t от 0 до 4π с шагом $\pi/8$ и с различными значениями Ω.

Тонкие линии на графикам соответствуют кривым, описывающим поведение функций для амплитудных флуктуаций, более толстые – для фазовых.

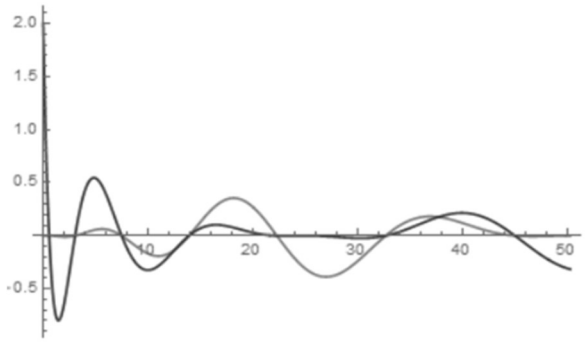
При Ω =100



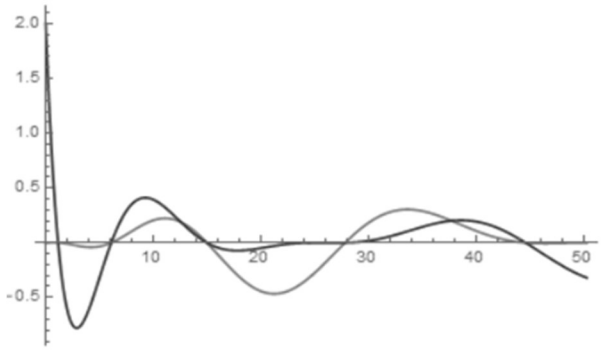
При Ω =50



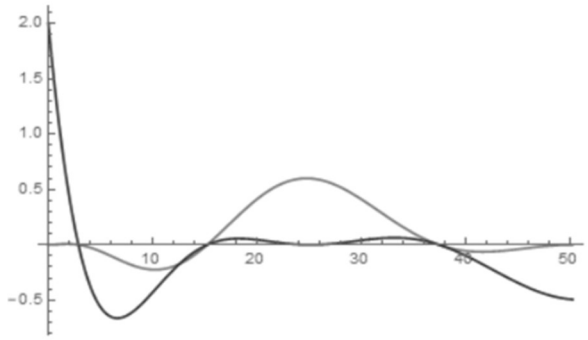
При Ω =10



При Ω =5



При Ω =2



При Ω =1

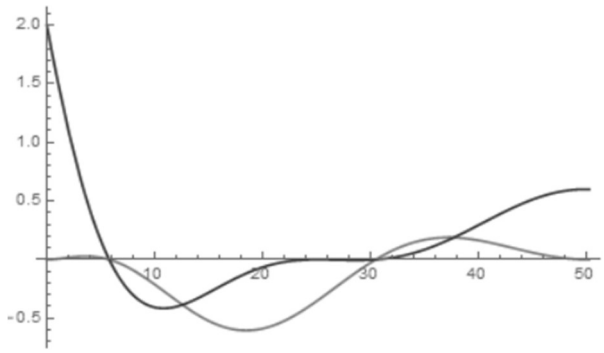
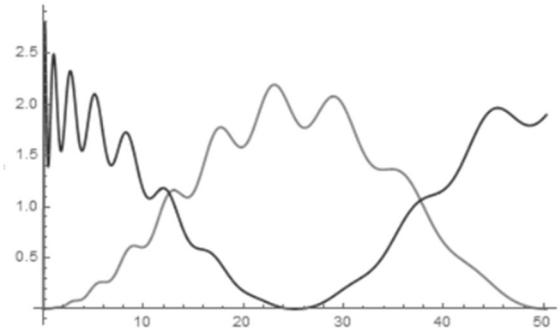


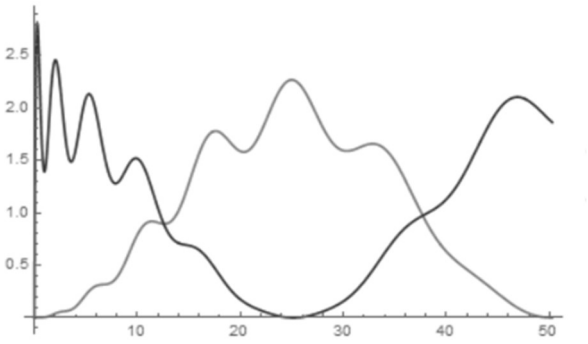
Рисунок 1 – Спектральные фильтрующие функции для корреляционных функций флуктуаций фазы и амплитуды

Далее представлены графики (рисунок 2) спектральных фильтрующих функций для структурных функций амплитуды и фазы (5). Все графики построены при значениях t от 0 до 4π с шагом $\pi/8$ и с различными значениями Ω.

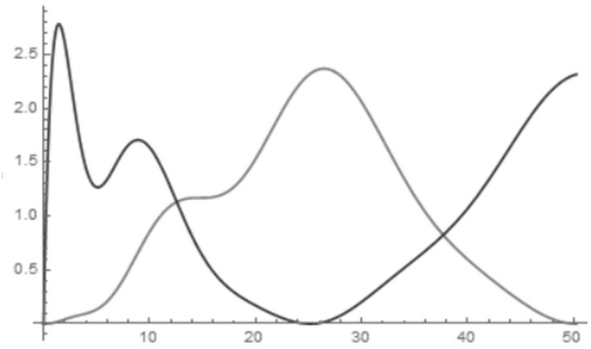
При Ω =100



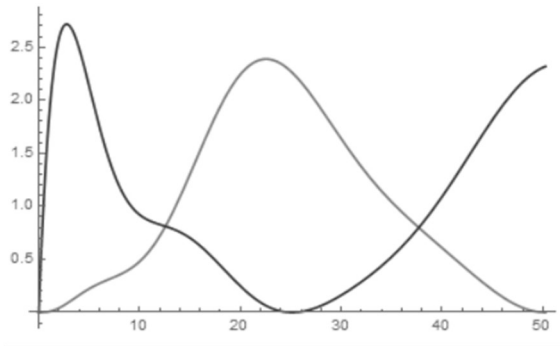
При Ω =50



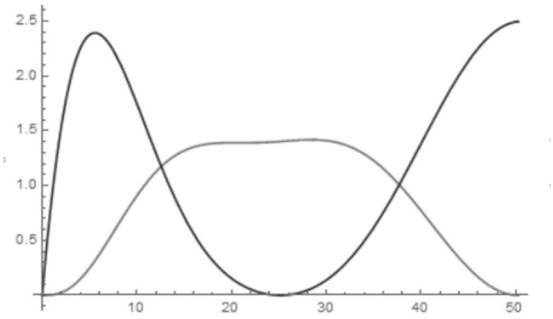
При Ω =10



При Ω =5



При Ω =2



При Ω =1

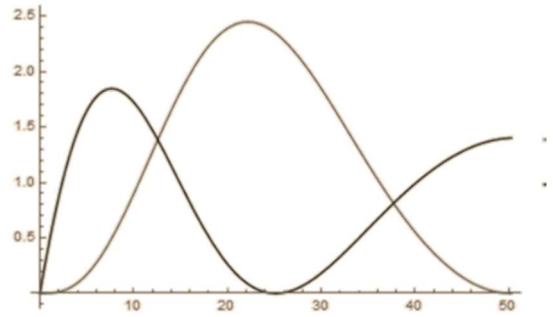


Рисунок 2 – Спектральные фильтрующие функции для структурных функций фазы и амплитуды

Анализ семейств графиков (рис.1 и рис.2) этих функций показывает, что область пространственных частот неоднородностей показателя преломления атмосферы, влияющих как на фазовые флуктуации, так и на амплитудных флуктуации, зависит от дистанции, длины волны и от исходных параметров оптического пучка излучения или размера приемной апертуры.

Перекрытия спектральных фильтрующих функций для амплитудных и фазовых флуктуаций показывает области неоднородностей, которые будут оказывать взаимное влияние и негативно влиять на работу ДВФ. Следует отметить, что корреляционные функции, как фазы, так и амплитуды в меньшей степени подвержены этому по сравнению со структурными функциями.

Работа выполнялась в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

Список цитируемых публикаций:

[1] Лукин В.П., Чарноцкий М.И. // Квантовая электроника. 1982. Т.9. №5. С. 952-958.
[2] Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере //Издательство СО РАН. Новосибирск. 1999. 212 с.
[3] Lukin V.P., Fortes B.V. // Applied Optics. 2002. V.41. №27. p.5616-5624.
[4] Лукин В.П., Канев Ф.Ю., Сенников В.А., Макенова Н.А., Тартаковский В.А., Коняев П.А. // Квантовая электроника. 2004. Т.33. №9. С.825-832.
[5] Barchers J.D. //J. Opt. Soc. Am. A. 2001. V.18. №12. p.3098-3109.
[6] Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Коняев П.А., Кулагин О.В., Горбунов И.А. // Компьютерная оптика. 2020. Т.44. №4. С.519-532.
[7] Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н. // Квантовая электроника. 2020. Т.50. №9. С.866–875.
[8] Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. Москва: Наука. 1976. 277 с.

Отработка алгоритмов коррекции волнового фронта при работе по сигналу отраженному от диффузного объекта

Лукин Владимир Петрович
Борзилов Александр Григорьевич
Коняев Петр Алексеевич
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
E-mail: lukin@iao.ru

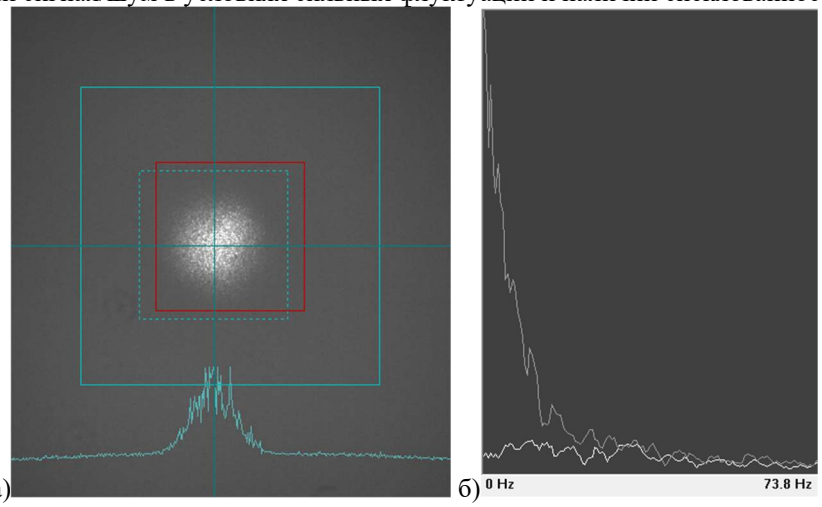
В докладе приводятся результаты работы на стенде адаптивной оптики (АО), расположенном в двух помещениях 3-его этажа главного корпуса ИОА СО РАН и блока А. Между этими помещениями имеется горизонтальная атмосферная трасса прямой видимости протяжённостью 105 м (высота над подстилающей поверхностью 10 м). Для проведения экспериментальных исследований по разработке систем АО и распространению лазерного излучения в турбулентной атмосфере в течение марта-мая 2023 был проведён конструкторский анализ и была скомпонована мобильная рабочая станция на базе мощного многоядерного процессора Intel i7-12700, позволяющего проводить параллельные вычисления со скоростями, необходимыми для управления и цифровой обработки оптических сигналов на стенде АО в реальном времени.

В июне 2023 были проведены дневные эксперименты по распространению лазерного излучения на трассе стенда в условиях применения АО. В качестве источников излучения применялись два лазера 0.532 и 0.630 мкм и светодиод «белого» света. Использовались варианты формирования пучков с помощью коллиматоров (с апертурой D = 1 см), а также телескопов (Meade LX90, D = 256 мм и Celestron, D =150 мм). Регистрация изображения производилась камерой Mako G-030B с частотой 311 к/с (при разрешении 640x480 пиксель) и 590 к/с (при разрешении 320x240 пиксель).

Среди ряда научно-технических проблем здесь рассматривались несколько задач, непосредственно связанных со спецификой использования оптического излучения отраженного от диффузной поверхности. В серии экспериментов на стенде была осуществлена коррекция дрожания пучка, прошедшего трассу общей длиной (105 + 105) м с отражением от диффузного экрана.

Измерение углов прихода волнового фронта от источника осуществлялось путём регистрации изображения объекта высокоскоростной цифровой видеокамерой с последующим измерением смещений координат области интереса (ROI) корреляционным датчиком слежения (трекером). Алгоритм работы корреляционного трекера разработан в лаборатории ЛКАО специально для высокоскоростного слежения в условиях слабоконтрастных изображений с высокой частотой дрожания. Он основан на методе нормировки опорного кадра, а также использовании функций параллельных алгоритмов для ускорения вычислений (библиотеки Intel MKL и IPP). Для управления зеркалом наклонов (tip-tilt) во всех экспериментах применялся алгоритм ПИД-регулирования [1, 2] в классическом варианте (интегратор) с линейным прогнозом.

1. Были выполнены эксперименты по коррекции положения изображений фокусированных лазерных пучков, в частности, было показано, что в условиях турбулентности от слабой до умеренной, коррекция наклонов в волновом фронте снижает энергию дрожания изображения пучка примерно на порядок. На рисунке 1а видны мелкомасштабные спеклы в распределении пучка отраженного от диффузного экрана (в экспериментах использован лист офисной бумаги). В процессе измерений выявлялись практические преимущества и недостатки метода корреляционного слежения (корреляционного трекера) в сравнении с методом анализа центра тяжести при малом отношении сигнал/шум в условиях сильных флуктуаций и наличии спеклованности изображения.



а) б)

Рисунок 1 - а) распределение интенсивности и продольное сечение пучка на диффузном экране, б) амплитуды спектров дрожания без коррекции (верхний) и с коррекцией (нижний), линейный масштаб

По результатам этих экспериментов можно сформулировать предварительные выводы:

- показано, что основная доля энергии флуктуаций случайных наклонов волнового фронта сосредоточена в полосе частот до 30 Гц, её большая часть – даже до 15 Гц. Стабилизация не является абсолютной, имеются остаточные колебания, которые распределены практически равномерно во всей полосе частот управления (нижняя кривая на рис.1б),

- частота работы корректора наклонов в экспериментах была равна частоте камеры и принимала значения 310 Гц и 590 Гц. При увеличении частоты остаточные колебания становятся меньше, а сама коррекция оказывалась более устойчивей к усилению флуктуаций скорости ветра. По сути, запас по полосе частот нужен для обеспечения устойчивости системы при порывах ветра и усилении турбулентности, которое может происходить мгновенно (за секунды) непосредственно в процессе управления,

- основную роль в недостаточной коррекции дрожания могут играть: ошибки отработки (реакции) зеркала, ошибки датчика измерения смещения изображения, ошибки в коэффициентах ПИД-регулятора, задержка управления (интервал между измерением смещения и его корректировкой). Последние три фактора могут быть минимизированы путём тщательной настройки и калибровки, а также применением прогнозирующего алгоритма управления (последний фактор).

2. Были также выполнены исследования влияния контраста изображения оптического источника на работу алгоритмов слежения и измерения его положения. Известно, что шумы оптических сенсоров могут существенно ограничивать эффективность работы адаптивных систем, и в частности алгоритмов измерения дрожания зашумлённых изображений. В данном разделе рассматриваются временные и пространственные шумы цифровых матричных фотосенсоров. Вклад шумов каналов обработки сигналов с фоточувствительных пикселей, таких как шум усилителя, квантования АЦП и др., в обычных условиях является незначительным и им можно пренебречь [3].

Нами было показано влияние шумов на работу алгоритмов слежения и измерения положения изображения оптического источника. На четырех фрагментах рисунка 2 в качестве иллюстрации приведены последовательно кадры работы системы слежения в режиме без усреднения при уменьшающейся яркости источника.

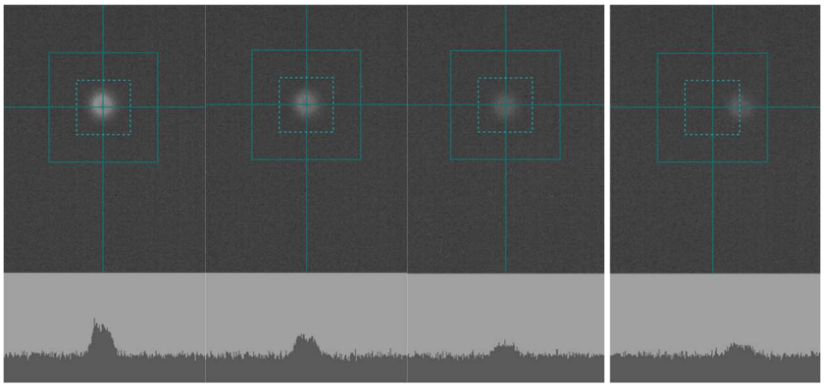


Рисунок 2 - Слабоконтрастный пучок излучения на шумовом фоне сигнала с цифровой видеокамеры

Выполненные эксперименты показали, что по мере снижения яркости пучка лазерного излучения (на рисунке уменьшение происходит слева направо) ошибка определения трекером координат пятна увеличивается и на последнем кадре слежение за пучком практически срывается. Такие сравнительные расчеты позволяют определить требуемый уровень отношения сигнал/шум, при котором еще возможны измерения с использованием корреляционного ДВФ Шэка-Гартмана, использующего информацию о положении системы локальных изображений в пределах субапертур.

3. Следующим шагом стало создание алгоритмов подавления помех. Для повышения эффективности метода корреляционного слежения были разработаны алгоритмы подавления шумов с целью расширения области применения метода в условиях слабоконтрастных зашумлённых изображений. В частности, была предложена модификация метода корреляционного слежения и алгоритма измерения центра тяжести (рисунок 3) с целью расширения их области применения в условиях слабоконтрастных зашумлённых изображений.

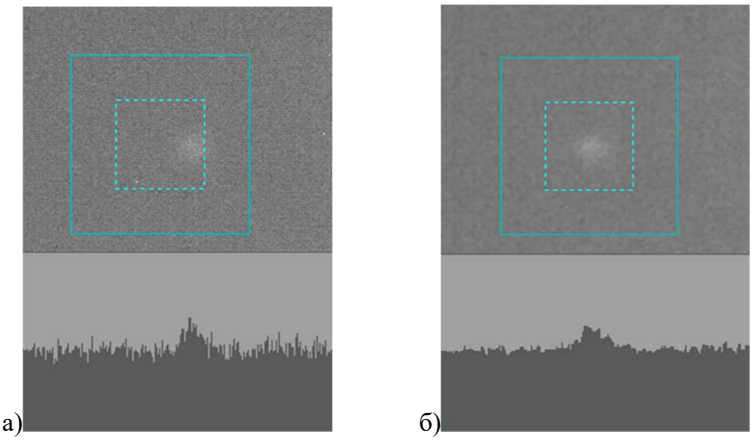


Рисунок 3 - Пример подавления дробового шума цифровой видеокамеры алгоритмом медианной фильтрации при слежении за слабоконтрастным пятном лазерного источника: а) срыв трекера без применения фильтра; б) слежение трекером в процессе обработки медианным фильтро.

4. Изложенные выше методы повышения отношения сигнал/шум путём усреднения, пространственного либо временного, обладают одним существенным недостатком – они сглаживают пространственный спектр, приводя к ликвидации не только шумов, но и контрастных деталей на исходном изображении. Этот недостаток является основным препятствием для применения стандартного метода пространственного усреднения в алгоритме слежения корреляционным трекером.

В то же время, существует алгоритм медианной фильтрации, который решает задачу устранения пространственных шумов, в частности ярких пикселей на цифровом изображении. Причем амплитуда помехи не влияет на результат медианной фильтрации в отличие от реакции линейного фильтра [4]. И хотя удаление из оптического сигнала коротких импульсных помех является наиболее известным применением метода медианной фильтрации, устранение обычного дробового шума этим алгоритмом также эффективно.

Была также поставлена задача научиться обеспечивать разделение спектров мощности дрожания анализируемого изображения объекта и окружающего его фона. Это было сделано и экспериментах на стенде был опробован алгоритм стабилизации изображения на слабоконтрастном структурном фоне методом двойного слежения. При этом в одном окне корреляционного слежения осуществляется расчет корреляционного слежения за движением картинки фона, а во втором – их суммарное движение, т.е. фон + сигнал.

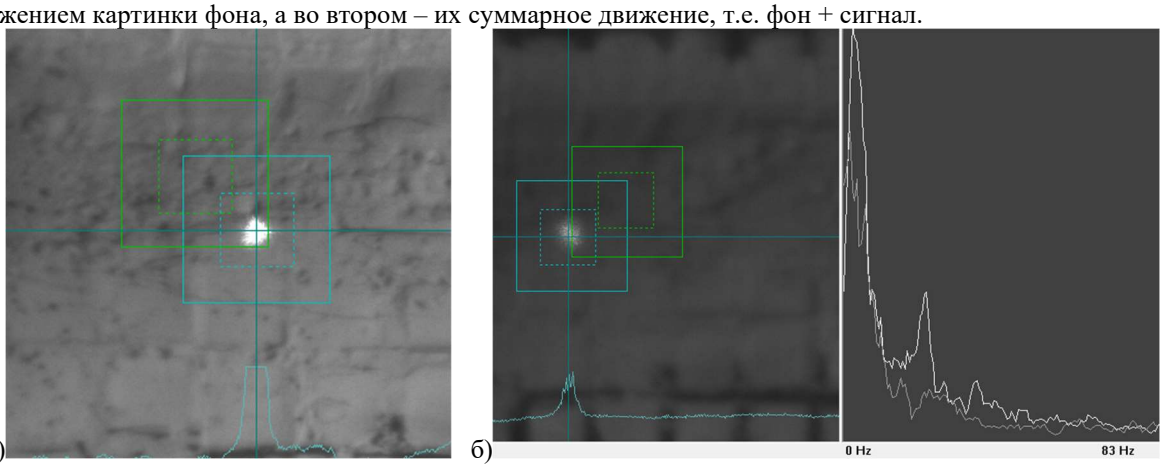


Рисунок 4 - Пример пространственного усреднения дробового шума цифровой видеокамеры алгоритмом медианной фильтрации при слежении за слабоконтрастным пятном лазерного источника: а) срыв трекера без применения фильтра; б) захват и слежение за пятном после обработки медианным фильтром

Пример пространственного усреднения шума цифровой видеокамеры алгоритмом медианной фильтрации при слежении за слабоконтрастным пятном лазерного источника приведён на рисунке 4. До применения медианного фильтра корреляционный трекер не захватывает слабоконтрастное пятно, так как не видит его на фоне сильных шумов камеры (рисунок 4а). Сглаживание медианным фильтром 9х9 пикселей удаляет из сигнала фрагменты с размерами, меньшими чем половина размера окна фильтра, и при этом практически не искажает остальные участки сигнала. В результате, трекер захватывает пятно и следит за ним без срыва (рисунок 4б).

В результате выполненных исследований были сформулированы следующие выводы:

1. В качестве основного алгоритма измерения смещений изображения слабоконтрастных объектов может быть использован двумерный корреляционный трекер.

2. Наиболее эффективный алгоритм снижения шумов на цифровом изображении – пространственная медианная фильтрация. В схеме управления обработка видеосигнала этим алгоритмом применяется до подачи цифрового сигнала на корреляционный трекер. Рекомендуем для использования быстрый алгоритм медианной фильтрации, особенно актуальный для обработки двумерных оптических изображений в реальном времени, приведённый в работе [4].

3. Увеличение контраста оптического сигнала путём предварительной цифровой обработки (нормировки кадра) повышает эффективность работы корреляционного трекера на слабоконтрастных деталях изображения.

4. Сравнительные расчеты, приведённые в разделе, позволяют оценить требуемый уровень отношения сигнал/шум, при котором еще возможны измерения с использованием корреляционного ДВФ Шэка-Гартмана, использующего информацию о положении системы локальных изображений в пределах субапертур.

В целом эти эксперименты позволили предложить новые алгоритмы как для измерения, так и для коррекции случайных наклонов волнового фронта, обусловленных действием атмосферной турбулентности, в том числе, при использовании этих алгоритмов в системах коррекции изображения в крупноапертурных солнечных телескопах [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ №23-42-00043.

Список используемых публикаций:

[1] Шанин О.И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика. М.: Техносфера. 2013. 296 с.

[2] Саблина Г.В., Маркова В.А. // Автометрия. 2022. Т.58. №4. 110-117.

[3] Евтихиев Н.Н. и др. // Вестник РУДН. Серия Математика. Информатика. Физика. № 4. 2012. С. 122–136.

[4] Бардин Б.В. // Научное приборостроение. 2011. Т. 21, № 3. С. 135–139.

[5] Botygina N.N., Kolobov D.Yu., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Chuprakov S.A., Shikhovtcev A.Yu. // Proc. SPIE. 2018. V.10833. 10833-351.

Дистанционное возбуждение флуоресценции PO-фрагментов органофосфатов

Мурашко Сергей Николаевич

Бобровников Сергей Михайлович, Горлов Евгений Владимирович, Жарков Виктор Иванович, Сафьянов Алексей Дмитриевич

Томский государственный университет

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

E-mail: msn_17@mail.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования возможности дистанционного обнаружения органофосфатов в воздухе в аэрозольном состоянии и на различных поверхностях в капельно-жидком состоянии по флуоресценции их характеристических PO-фотофрагментов (молекул оксида фосфора).

Известно, что в УФ и видимом диапазонах спектры поглощения многоатомных молекул, как правило, характеризуются наличием широких и бесструктурных полос, что препятствует обнаружению этих молекул спектроскопическими методами. Однако, при взаимодействии сложных многоатомных молекул с излучением высокой интенсивности или с фотонами высокой энергии возможна их диссоциация с образованием более простых молекул (фрагментов). Последующее эффективное возбуждение флуоресценции фрагментов может сигнализировать о наличии исходного вещества. Таким образом, применение лазерной фрагментации позволяет свести задачу обнаружения сложных соединений к задаче обнаружения более простых молекул, характеризующихся сильными и хорошо разрешаемыми переходами. Метод, предполагающий совместное использование лазерной фрагментации (ЛФ) и лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ), был впервые предложен в [1] для *in situ* обнаружения малых газовых составляющих атмосферы. Экспериментально подтвержденная высокая чувствительность ЛФ/ЛИФ-метода (менее ppb) [2,3], сделала его привлекательным для решения задач обнаружения низких концентраций веществ в атмосфере.

Возможность использования метода ЛФ/ЛИФ для обнаружения органофосфатов была продемонстрирована в работах [4,5], где в качестве характеристического фрагмента использовалась функциональная группа PO. Несмотря на глубокую проработку метода, расчеты и результаты экспериментов свидетельствуют о принципиальной возможности дальнейшего повышения его эффективности. Очевидным направлением на пути достижения максимальной эффективности метода ЛФ/ЛИФ является определение оптимальных условий фрагментации и возбуждения флуоресценции. В настоящей работе приводятся результаты оценки эффективности двухимпульсного лазерного возбуждения PO-фрагментов в зависимости от значения временной задержки между фрагментирующим и зондирующим импульсами.

Блок-схема лабораторного стенда для экспериментальных исследований представлена на (*рис. 1)*.

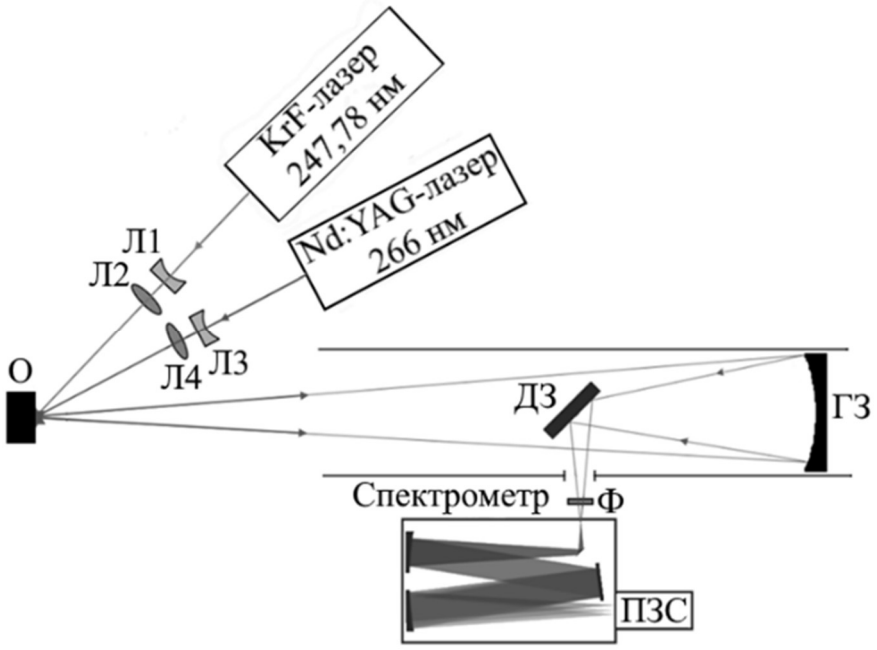


Рис.1 Блок-схема стенда для исследований динамики накопления продуктов диссоциации молекул органофосфатов в процессе ЛФ/ЛИФ: Л1–Л4 – линзы; О – объект с нанесенными на его поверхность следами органофосфатов; ГЗ – главное зеркало приемного телескопа; ДЗ – диагональное зеркало; Ф – оптический фильтр; ПЗС – фотоприемник.

Для фрагментации молекул органофосфвтов использовалось излучение четвертой гармоники Nd:YAG-лазера Q-Smart 850 (QUANTEL LASER (LUMIBIRD)). В качестве источника зондирующего излучения использовался эксимерный KrF-лазер с узкой линией генерации (FWHM 5 пм) на краю контура усиления в области расположения канта ветви P_{12} перехода $A^2\Sigma^+(v'=0) \leftarrow X^2\Pi(v''=0)$ молекулы PO.

Аэрозольная камера или тест-объект с нанесенными на его поверхность следами органофосфатов, располагались на расстоянии 10 метров от приемо-передающей части стенда. Часть оптического отклика, возникающего в объеме кюветы или на поверхности тест-объекта под действием лазерного излучения, собиралась приемной системой и направлялась во входную щель спектрометра Shamrock SR-500i. Для дополнительного подавления помехи несмещенного рассеяния и выделения слабых сигналов ЛИФ PO-фрагментов совместно со спектрометром использовался интерференционный фильтр Semrock LP02-248RS-25. Фотодетектирование и анализ формы огибающей выделенного участка спектра осуществлялось с помощью стробируемой ПЗС-камеры Andor iStar DH-712.

В качестве примера на (*рис. 2)* представлен спектр оптического отклика при двухчастотном импульсном воздействии на следы триэтилфосфата (ТЭФ) на черной бумаге лазерными импульсами с длинами волн 266 и 247,78 нм при задержке между моментами воздействия равной 5 мкс. На рисунке показано распределение интенсивности в γ(0, 1)-полосе флуоресценции (переход $A^2\Sigma^+(v'=0) \rightarrow X^2\Pi(v''=1)$) PO-фрагментов в области 253–256 нм на выходе спектрографа в плоскости фотокатода ПЗС-камеры. Регистрация оптического отклика велась в режиме счета фотонов при накоплении сигнала по 100 лазерным импульсам. Плотность энергии фрагментирующего и зондирующего излучения на поверхности тест-объекта поддерживалась на уровне 670 и 170 мДж/см^2 соответственно. Частота следования импульсов – 10 Гц. В последующих экспериментах для увеличения интенсивности оптических откликов сигнал интегрировался по всей полосе флуоресценции в интервале длин волн 253–256 нм.

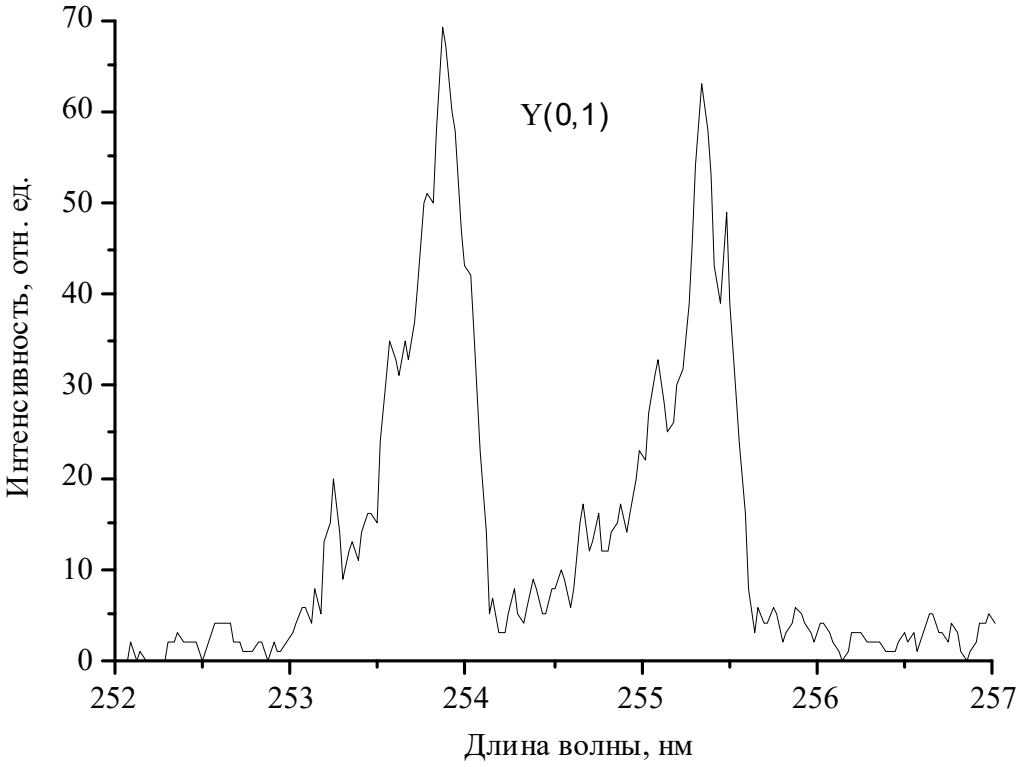


Рис.2 γ(0, 1)-полоса спектра ЛИФ PO-фрагментов ТЭФ

В экспериментах по исследованию динамических характеристик процесса ЛФ/ЛИФ при синхронизированном двухимпульсном воздействии задержка между фрагментирующим и зондирующим импульсами последовательно изменялась от 50 нс до 10 мкс с переменным шагом для следов вещества и от 10 до 200 нс для его аэрозоля. Полученные данные для ТЭФ представлены на (*рис. 3)*. Как видно из рисунков, максимальная интенсивность ЛИФ PO-фрагментов органофосфатов достигается при задержке ~20 нс для аэрозоля и ~2 мкс для следов на поверхности. Полученные результаты показывают, что при обнаружении органофосфатов в капельно-жидком состоянии на поверхностях для достижения максимальной интенсивности ЛИФ-откликов PO-фрагментов необходима организация оптимальной временной задержки зондирующего импульса относительно импульса фрагментации. В случае с аэрозолями органофосфатов увеличение задержки не приводит к росту интенсивности регистрируемого сигнала.

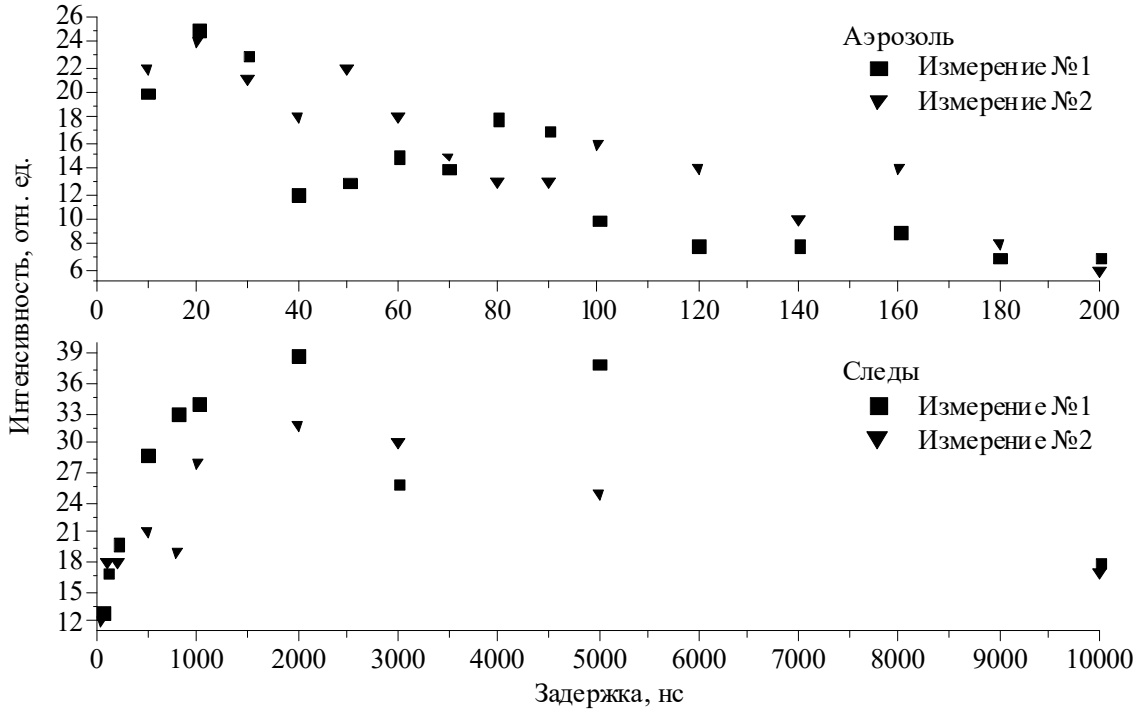


Рис.3 Зависимость интенсивности ЛИФ PO-фрагментов от величины временной задержки зондирующего импульса относительно импульса фрагментации

Список используемой литературы:

[1] Rodgers M.O., Asai K., Davis D.D. Photofragmentation-laser induced fluorescence: a new method for detecting atmospheric trace gases // Appl. Opt. 1980. V. 19, N 21. P. 3597–3605.

[2] Rodgers M.O., Davis D.D. A UV-Photofragmentation/Laser-Induced Fluorescence Sensor for the Atmospheric Detection of HONO // Environ. Sci. Technol. 1989. V. 23, N 9. P. 1106–1112.

[3] Sandholm S.T., Bradshaw J.D., Dorris K.S., Rodgers M.O., Davis D.D. An Airborne Compatible Photofragmentation Two-Photon Laser-Induced Fluorescence Instrument for Measuring Background Tropospheric Levels of NO, NO_x, and NO_2 // J. Geophys. Res. 1990. V. 95, N D7. P. 10,155–10,161.

[4] Long S.R., Sausa R.C., Miziolek A.W. LIF studies of PO produced in excimer laser photolysis of dimethyl methyl phosphonate // Chem. Phys. Lett. 1985. V. 117, N 5. P. 505–510.

[5] Bisson S.E., Headrick J.M., Reichardt T.A., Farrow R.L., Kulp T.J. A two-pulse, pump-probe method for short-range, remote standoff detection of chemical warfare agents // Proc. SPIE. 2011. V. 8018. P. 80180Q-1–7.

Оптика голографического визуализатора фитопланктона

Пфайф Анастасия Андреевна
Томский государственный университет
E-mail: nastya.pfayff17@mail.ru

Планктоном являются мельчайшие частицы, обитающие в водной толще и не способные противостоять течениям, поэтому перемещаются они за счет движения водных масс. Планктон является основой жизни в океане и занимает важнейшее место в круговороте химических веществ. Его разделяют на две группы: фитопланктон и зоопланктон. Первые представляют собой одноклеточные микроскопические растения. Именно они в значительной степени определяют структуру и динамику морских сообществ. Последние — это планктонные животные, которые делятся на травоядных, питающихся фитопланктоном, и хищников, чьей пищей становятся травоядные организмы [1]. Обе группы также подразделяются на множество классов.

Для регистрации планктонных организмов используется цифровая голографическая камера (*DHC*), которая позволяет получить информацию о каждой исследуемой частице в заданном объеме водной среды [2].

Разделение наблюдаемых организмов на классы (таксоны) производится с помощью классификации изображений частиц, восстановленных численным методом из зарегистрированных голограмм. Для микроорганизмов с малыми размерами – одноклеточных водорослей, такие признаки сформулировать технически сложно из-за того, что эти размеры находятся на пределе оптического разрешения. Поэтому различить изображения одноклеточных водорослей (фитопланктона различных видов) между собой и от изображений неживых взвешенных частиц можно с помощью явления рамановского рассеяния света. В этом случае используется способность высокомолекулярных веществ (хлорофилла и пигментов), содержащихся в водорослях, к флуоресценции, индуцированным лазерным излучением. При этом, наблюдается селективное преобразование изучаемым объектом коротковолнового излучения в длинноволновое – рамановское рассеяние. Спектральные свойства такой лазерно-индуцированной флуоресценции строго зависят от разновидности фитопланктона, поэтому рамановская спектроскопия лежит в основе приборов, называемых флуориметры, которые выполняют количественный спектральный анализ принятого излучения флуоресценции. Концентрация клеток фитопланктона определяется косвенно, с учетом калибровки, которая достаточно сложна [3].

Среди биологических видов одноклеточных водорослей содержатся такие, которые способны вызвать экологическую катастрофу в биоценозе акватории. Поэтому очень важно не просто наблюдать такие объекты, а выделять те, которые способны нанести ущерб при достижении летальных концентраций для обитателей биоценоза. В настоящей работе рассматривается возможность использования *DHC* для прямого определения количества светящихся флуоресцирующих частиц в фиксированном объеме камеры. В этом случае для выполнения спектральной селекции предлагается дискретный набор оптических элементов, выполняющих спектрально-селективные функции.

Для определения спектральных свойств оптических компонентов цифровой голографической камеры была составлена таблица, характеризующая лазерно-индуцированную флуоресценцию различных водорослей, на основании литературных данных [3]:

Вид водорослей и флюоресцирующее вещество для диагностики	**Длина волны возбуждения (максимум поглощения для возбуждения флуоресценции)**	**Длина волны, соответствующая максимуму флуоресценции**	**Длинноволновая граница пропускания для обрезающего фильтра**
Зеленые водоросли, хлорофилл *a, b* и ксантофил	450 нм	660 нм	650 нм
Синие водоросли (цианобактерии), фикоцианин	610 нм	650 нм	650 нм
Коричневые водоросли, фукоксантин и перидинин	525 нм	655 нм	650 нм
Смешанная группа водорослей, фикоэритрин	570 нм	575 нм	650 нм

Анализ таблицы и обзор компонентов позволяет сделать следующие выводы:

Для возбуждения флуоресценции зеленых, синих и коричневых групп водорослей могут использоваться источники света имеющие три длины волны излучения: 450, 610 и 525 нм соответственно Смешанная группа водорослей, содержащих фикоэритрин, возбуждается длиной волны 570 нм.

Максимум флуоресценции для всех групп водорослей наблюдается при длине волны более 650 нм.

Источники

Указанные выше длины волн имеются у диодного лазера *Cobolt MLD/DPL* 375–975 нм. Его особенностями являются: компактный и прочный корпус; мощность в непрерывном режиме до 400 мВт с идеальным качеством луча; возможность модуляции интенсивности излучения [4]. В этом случае важным моментом является очень высокая мощность излучения, но отсутствует волоконный вывод.

Особый вариант источников света составляют лазерные диоды с волоконным выводом. Лазерный диод *LP450-SF*15 имеет длину волны излучения 450 нм, мощность 15 мВт, рабочий ток 85 мА, одномодовое оптоволокно, *FC*/*PC* соединение [4]. Лазерный диод *LP*520-*SF*15*A* длину волны излучения 520 нм, мощность 15 мВт, одномодовое оптоволокно, *FC*/*PC* соединение [4]. Одномодовый лазерный диодный модуль 445 нм имеет мощность 10–20 мВт, *FC*/*PC* соединение [5]. Волоконный лазерный модуль МЛ150–1550 имеет мощность до 200 кВт [6].

Наличие волоконного вывода позволяет решать задачи фильтрации когерентных шумов в распределении энергии по сечению пучка и объединения разных излучателей в один оптический канал. В *DHC* лазеры с разными длинами волн объединяются с помощью оптического мультиплексора. Подобная конструкция сильно упрощает возможность объединения излучателей в одном оптическом канале, однако мощность этих излучателей более чем на порядок меньше, чем у лазера *Cobolt*.

Приемники и фильтры

Приемником в *DHC* служит монохромная камера *Mako G*-507*B* [4].

Основу камеры составляет *CMOS*-матрица, от характеристик которой зависит качество изображений. Чем больше пикселей в матрице, тем выше разрешение будет у камеры. Так матрица камеры *Mako G*-507*B* содержит 5,1 Мпкс, минимальный элемент разрешения составляет 3,45x3,45 мкм. Размер клеток водорослей составляет 5–10 мкм, так что в изображении одной клетки содержится 1,5–3 пикселя.

Кривая спектральной чувствительности матрицы этой камеры приведена на *рис.1* [7].

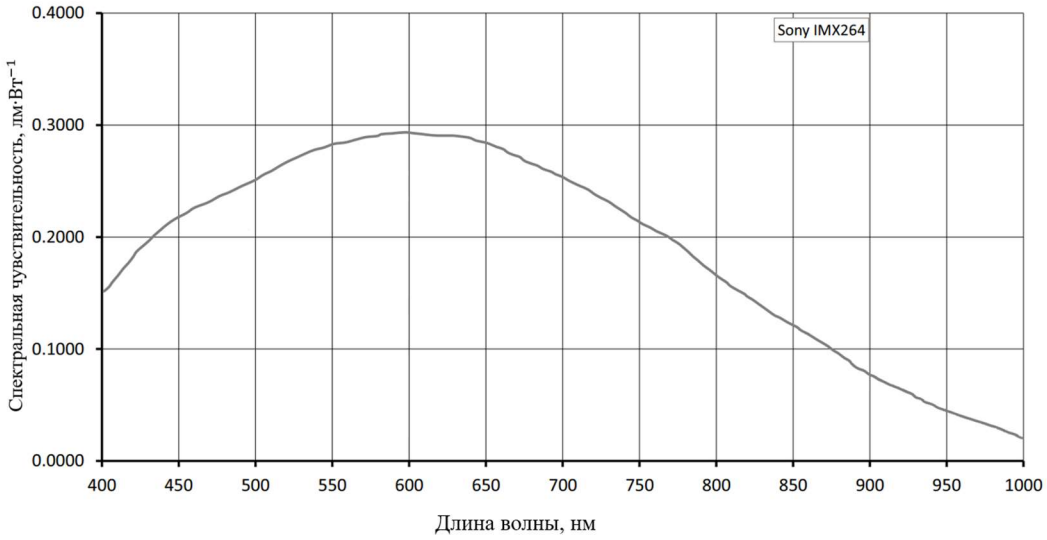
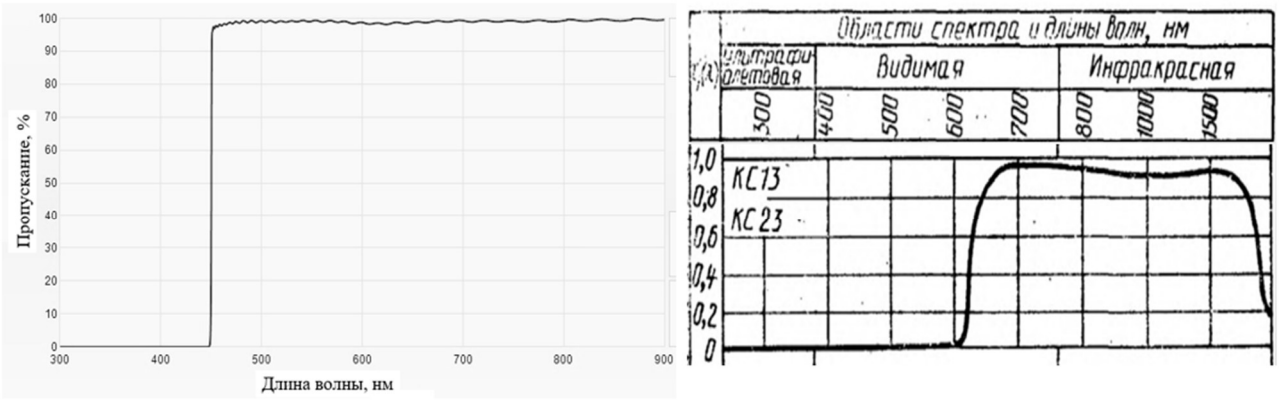


Рис. 1 Кривая спектральной чувствительности матрицы Sony IMX264 [7]

Для блокировки излучения может быть использован обрезающий фильтр, пропускание которого реализует спектральную селекцию излучения, необходимого для визуализации. Фильтры подобного типа имеют ступенчатую характеристику с длинноволновой границей, значение которой приведено в таблице. Там же граница пропускания обрезающего фильтра по каталогу [8].

На *рис.2(а)* представлена кривая пропускания краевого фильтра *BLP*01-442*R*-25 на основе многослойного диэлектрического покрытия, который необходим для обнаружения клеток с хлорофиллом [9]. В качестве обрезающего фильтра можно использовать оптическое стекло КС-13 (*рис.2(б)*) [8].



(а) (б)

Рис. 2 Кривые пропускания краевого фильтра BLP01-442R-25 [9] *и оптического стекла КС-13* [8]

Как видно из данных таблицы, для селекции флуоресцирующего света может быть использован только один фильтр. Поэтому вся диагностика и спектральный таксономический анализ одноклеточных водорослей может быть построена на основе управления системой излучателей, дифференцированно возбуждающих флуоресценцию.

В соответствии с приведенными данными по хлорофиллу был поставлен эксперимент по обнаружению клеток зеленой водоросли хлорелла. В качестве источника использован лазерный волоконный модуль МЛ150-450/520/660 (синий, красный и зеленый лазеры) и *CMOS*-камера *Mako G*-507. Для блокировки возбуждающего излучения используется обрезающий фильтр *BLP*01-442*R*-25. Камера подключается к компьютеру, и с помощью программ *Vimbe Viewer* и *Holo Disp* происходит настройка управления, режимами освещения и регистрации и обработки данных. Схема установки для эксперимента представлена на *рис.3*. Через кювету, наполненную раствором с клетками хлореллы пропускают излучение.

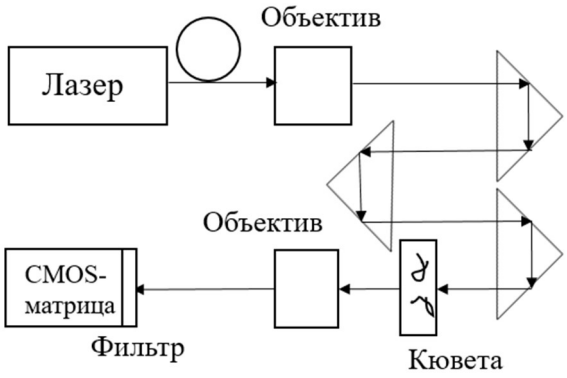


Рис. 3 Схема установки

Расчетная приготовленная концентрация исследуемых клеток хлореллы, в растворе ~$0{,}2 \cdot 10^6$ шт. /мл. Перед экспериментом он длительное время выдерживался в темноте, что вызвало гибель части клеток.

Красный лазер позволяет записать голограммы в режиме регистрации голограмм. Синий лазер используется для возбуждения флуоресценции. Светящиеся под его действием клетки после обработки представлены на *рис.4*.

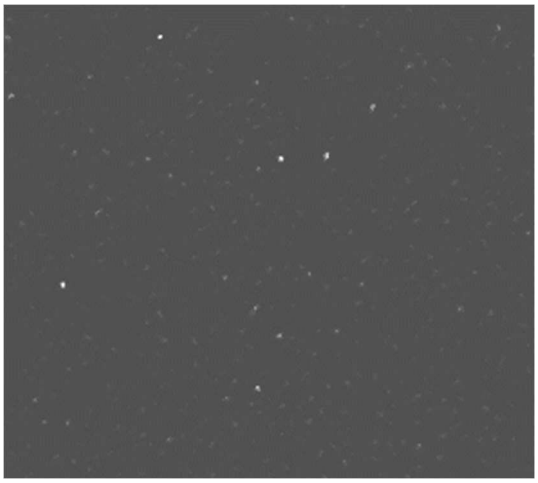


Рис. 4 Светящиеся клетки хлореллы под действием фиолетового излучения

Посчитанная концентрация светящихся (выживших) точек составила $0{,}002 \cdot 10^6$ шт. /мл.

Таким образом, на основании проведенного исследования можно сделать следующие выводы:

Анализ спектральных свойств таксонов одноклеточных водорослей показал, что их распознавание может быть построено со стороны возбуждения флуоресценции посредством управления излучателями *DHC*. Необходимые компоненты для оснащения *DHC* выпускаются промышленностью.

Эксперимент по обнаружению таких клеток доказывает возможность применения технологии лазерно-индуцируемой флуоресценции для целей определения природных концентраций фитопланктона в контексте видового разнообразия без существенного изменения конструкции и оптической схемы *DHC*.

Список публикаций:

[1] Кренке А. Н. Моделирование динамики численности планктоновых сообществ с помощью модели «хищник-жертва» с учетом эффекта ограниченного перемещения хищника / А. Н. Кренке, В. Л. Чернышев, Д. С. Коломенский // Москва: изд-во ФГБОУ ВПО «МГТУ им. М. Э. Баумана», 2012. – с. 1.

[2] Камера цифровая голографическая погружная DHC-0,65-60A-1,0L. Паспорт, Э2.ПО.01 ПС – Томск: Национальный исследовательский Томский государственный университет, 2020. – 64 с.

[3]. A fluorometric method for the differentiation of algal populations in vivo and in situ / M. Beutler, K. H. Wiltshire, B. Meyer [et al.] // Photosynthesis Research 72. – 2002, P. 41-43.

[4] Диодные и DPSS лазеры [Электронный ресурс] – URL: https://vk.com/away.php?to=https%3A%2F%2Fazimp.ru%2Fcatalogue%2Fcompact_diode_lasers%2F38756%2F&cc_key (дата обращения 07.04.2023).

[5] Лазерный диод 445 нм [Электронный ресурс] – URL: http://nolatech.ru/products/fabry-perot-lasers (дата обращения 26.04.23).

[6] Серия модулей МЛ150 [Электронный ресурс] - URL: https://ltt.by/modul-lazernyij-ml150?tab=1 (дата обращения 26.04.23).

[7] Mako User GuideV4.6.2 [Электронный ресурс] - URL: https://cdn.alliedvision.com/fileadmin/content/documents/products/cameras/Mako/techman/Mako_TechMan (дата обращения 11.05.23).

[8] ГОСТ 9411-91. Стекло оптическое цветное. Технические условия. – Взамен ГОСТ 9411-81; введ. 1993-01-01. – Москва; Комитет стандартизации и метрологии СССР, 1993. – 45 с.

[9] BLP01-442R-25 - Краевой длинноволновый фильтр 442 нм серии EdgeBasic [Электронный ресурс] – URL: https://lenlasers.ru/product/blp01-442r-25-kraevoy-dlinnovolnovyy-filtr-442-nm-serii-edgebasic/#props (дата обращения 12.03.2023).

Просветляющие оптические покрытия нелинейных кристаллов ZnGeP2

Слюнько Елена Сергеевна

Юдин Николай Николаевич, Зиновьев Михаил Михайлович, Кузнецов Владимир Сергеевич, Подзывалов Сергей Николаевич, Власов Денис Васильевич, Лысенко Алексей Борисович, Кальсин Андрей Юрьевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

E-mail:elenohka266@mail.ru:

Технологии создания лазерных источников среднего ИК диапазона за последние несколько десятков лет получили существенный прогресс. Мощные твердотельные лазеры среднего ИК диапазона на сегодня представлены нелинейно-оптическими кристаллами KTP, KTA, $ZnGeP_2$, GaSe и др. Так как показатель преломления материалов, работающих в ИК области велик (например для $ZnGeP_2$ n~3,15 @2μm), то без просветляющих покрытий присутствует большое отражение от рабочих граней (для $ZnGeP_2$ R≈25% от одной грани). Поэтому для существенного повышения эффективности к таким системам предъявляются достаточно жесткие требования по величине остаточного отражения и порога оптического пробоя как самого кристалла, так и оптического просветляющего покрытия.

Целью данной работы было исследование и отработка режимов распыления слоев Nb_2O_5, SiO_2 и Al_2O_3 методом ионно-лучевого распыления (IBS), разработка оптического просветляющего покрытия для монокристаллической подложки $ZnGeP_2$ с высоким порогом оптической стойкости.

В работе был использован метод ионно-лучевого распыления (IBS) мишени чистых материалов с подачей реактивного газа через источник распыления. Напыление диэлектрических слоев производилось на вакуумно-напылительной машине Aspira-200. Распыляемые мишени представляли собой диски из чистого материала, Si чистотой 99,999 (5N), Nb чистотой 99,95 (3N), Al чистотой 99,999 (5N).

Перед процессом напыления подложки предварительно очищались от всякого рода загрязнений и пыли на поверхности. Для разработки и нанесения интерференционного просветляющего покрытия первоочередным этапом является получение информации о дисперсии показателя преломления и поглощения в монослоях из которых это покрытие будет конструироваться. Таким образом, были проведены исследования по получению оптических характеристик пленок указанных материалов. Толщина монослоев составляла порядка 1 мкм для их корректного описания в ИК и видимой областях спектра. Контроль толщины осаждения – одноволновой, оптический, с выбранной длиной волны 550 нм. Монослои напылялись на подложки из чистого кремния и оптического стекла. После напыления монослои измерялись на пропускание и отражение на спектрофотометре. Типичный спектр пропускания монослоя представлен на (рис. 1) измерения, проведенные для монослоя Al_2O_3.

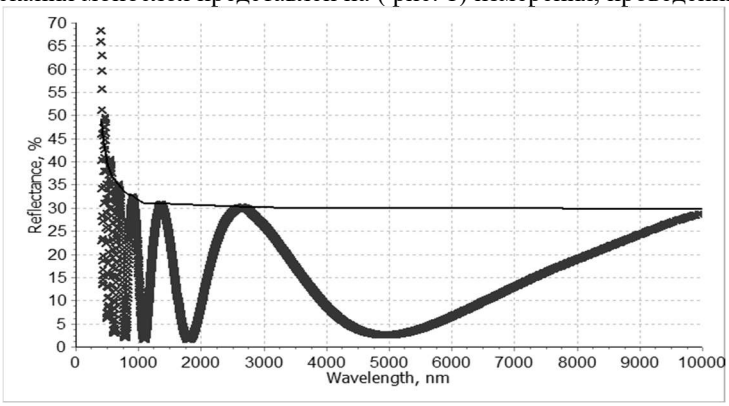


Рис.1. Спектр пропускания низкопреломляющего слоя Al_2O_3 напыленного на подложку из оптического стекла

Рассчитанные дисперсии показателя преломления и коэффициента поглощения исследованных монослоев были использованы в дальнейшем для конструирования двух разных AR покрытий на основе пар слоев N2O5/SiO2 и Nb2O5/Al2O3. В качестве подложки были использованы три элемента монокристалла ZnGeP2 с размерами 6×6×20 мм3. На элемент 1 просветляющее покрытие не наносилось. На элемент 2 было нанесено четырехслойное просветляющее покрытие на основе соединений Nb2O5 и Al2O3 толщиной 2133 нм. На элемент 3 было нанесено многослойное просветляющее покрытие на основе чередования слоев соединений Nb2O5 и SiO2 общей толщиной ~ 2900 нм. При помощи сканирующего электронного микроскопа производился анализ морфологии интерференционных покрытий и состава исследуемых образцов. Как показали анализ, в элементе 3 в слоях интерференционного покрытия были обнаружены конгломераты кремния субмикронного размера, а в втором элементе дефектов интерференционного просветляющего покрытия обнаружено не было.

Для исследования оптической стойкости образцов использовался Ho:YAG лазер генерирующий излучение на длине волны 2,097 мкм. Ho:YAG лазер работал в режиме активной модуляции добротности с длительностью импульсов τ = 35 нс и частотой следования импульсов 10 кГц. Для определения порога оптического пробоя образцов использовалась методика “R-on-1”.

Определен порог оптического пробоя для исследуемых элементов, данные приведены в таблице .

Интерференционное покрытие $ZnGeP_2$	Порог оптического пробоя, Дж/см^2
Без покрытия	2,23
Nb2O5/SiO2	1,8
Nb2O5/Al2O3	2,35

Наличие в втором исследуемом элементе ZnGeP2 конгломератов кремния в интерференционном просветляющем покрытие приводит к уменьшению порога оптического пробоя нелинейного кристалла. Уменьшение порога оптического пробоя происходит за счет локальных механических напряжений и рассеивания падающего лазерного излучения, даже при отсутствии объемных и линейных дефектов самого кристалла. В свою очередь элемент 3 с покрытием на основе чередования слоев Nb2O5 и Al2O3 приводит к хорошей адгезии многослойного покрытия к полированной поверхности кристалла, и как следствие к увеличению порога оптического пробоя по сравнению с непросветленным образцом за счет закрытия оборванных химических связей и объемных дефектов, выходящих на полированную поверхность.

Автоматизация измерений при активном поляризационном фотографировании кожи человека

Стыкон Александр Петрович
Томский государственный университет
E-mail: stikon@yandex.ru

В настоящее время есть тенденция развития нового направления в изучении биологических тканей, связанного с использованием параметров взаимодействия оптического излучения с биологическими объектами. Это может быть установление личности по папиллярному рисунку, рисунку вен в инфракрасном диапазоне, определение концентрации меланина в коже [1] и т.д. Использование поляризованного света и анализ состояния поляризации света, рассеянного от биологических тканей предоставляет новые возможности, которые не доступны для обычных методов. Результат взаимодействия поляризованного света с кожей отличается от взаимодействия неполяризованного (естественного света). Поляризованный свет, проникая на небольшую глубину в кожу человека, рассеивается и несёт информацию о внутренней структуре вещества. Эту особенность, например, используют при диагностике онкологических кожных заболеваний, которые проявляются в поверхностных слоях кожи [2].

Глаз человека устроен так, что не может различать поляризованный свет, который окружает нас почти повсюду, в отличии от некоторых животных и насекомых. Человеческий глаз различает свет по интенсивности и длине волны. Различать различные состояния поляризации света между собой человек не может. Именно таким зрением наградила человека природа (известный эффект Хайдингера [3] слишком слабоконтрастный, да и не каждый человек способен «различить» этот эффект).

Поляризационное фотографирование может служить инструментом, с помощью которого можно компенсировать «недостатки» человеческого глаза, связанного с поляризацией. Импульс в развитии поляризационного фотографирования дало появление цифровых фотокамер и их доступности для широкого круга исследователей. Используя различные поляризационные устройства (линейные поляризаторы, фазовые пластинки, ЖК ячейки, маски из поляризаторов [4], которые устанавливают на сенсор камеры), стало возможным не только делать фотографии различных предметов и природных ландшафтов, но и возможность рассчитать состояние поляризации света для каждого пикселя сенсора фотокамеры. Фотокамера в таком случае выступает в качестве измерительного прибора. А каждый пиксель сенсора как независимый фотодетектор, который линейно откликается на световой сигнал. Процесс получения фотоснимков, где для каждого пикселя сенсора, последовательно или параллельно, могут быть рассчитаны 4-ре параметра Стокса, можно назвать «Стокс-фотографированием». «Стокс-фотографирование» может быть пассивным (предмет освещается естественным светом с разных сторон) или активным, когда предмет съёмки освещают принудительно поляризованным светом как на рисунке 1).

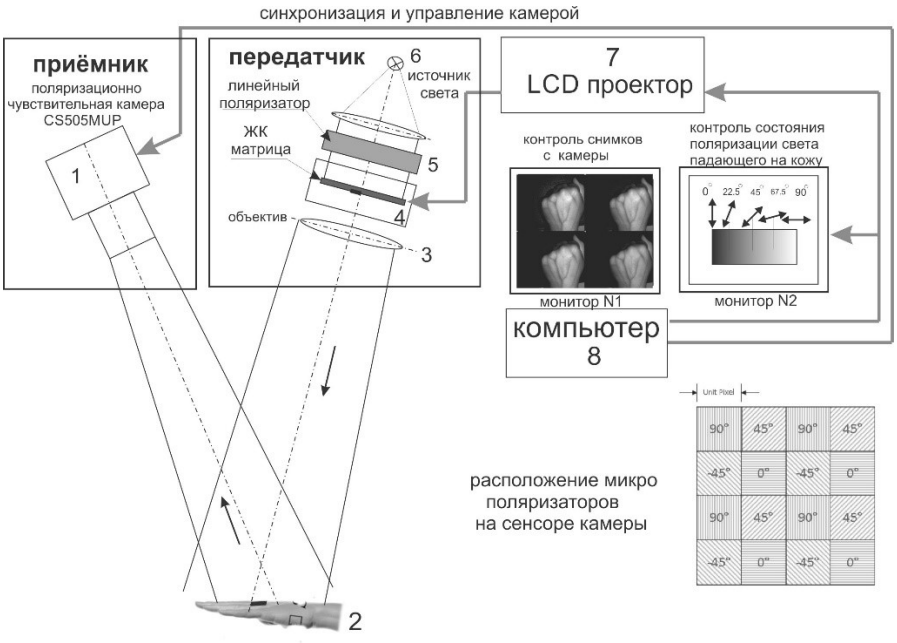


Рис.1 Автоматизация измерений и функциональная схема активного «Стокс-фотографирования».

1 – Поляризационно-чувствительная камера. 2 – Объект сьемки.3 – Объектив.
4 – ЖК матрица LCD проектора.5 – линейный поляризатор.6 – Источник света.7 – LCD проектор.

Свет от источника (6) проходит через линейный поляризатор (5), ЖК матрицу (4) и объектив (3) попадает на поверхность кожи (2). Падающий на поверхность кожи поляризованный, свет частично диффузно отражается от поверхности, частично проникает в глубь кожи и рассеивается во все стороны в том числе и в сторону камеры (1) приёмника. На сенсоре поляризационной чувствительной камеры расположена маска из линейных поляризаторов, как показано на рисунке 1. Каждый из 4 линейных поляризаторов формирует своё изображение. Это позволяет получать исходные данные для расчёта 3-х из 4-х параметров Стокса. Процесс активного фотографирования заключается в программном управлении ЖК матрицей, которая может поворачивает плоскость поляризации света от 0 до 90 градусов и управлении синхронизацией камеры. Для контроля получаемых результатов, данные полученные с камеры выводятся на «монитор N1» в виде 4-х полученных снимков. Контроль поляризации света падающего пучка света можно получить на «мониторе N2» который задублирован с LCD проектором. Чем ярче изображение на «мониторе N2» тем больше поворот плоскости поляризации падающего пучка света на объект съёмки. Использование ЖК матрицы позволяет программировать различные распределения линейной поляризации света по сечению пучка что что даёт новые возможности управления.
Отдельные результаты активного поляризационного фотографирования кисти руки рассмотрены на рисунке 2.

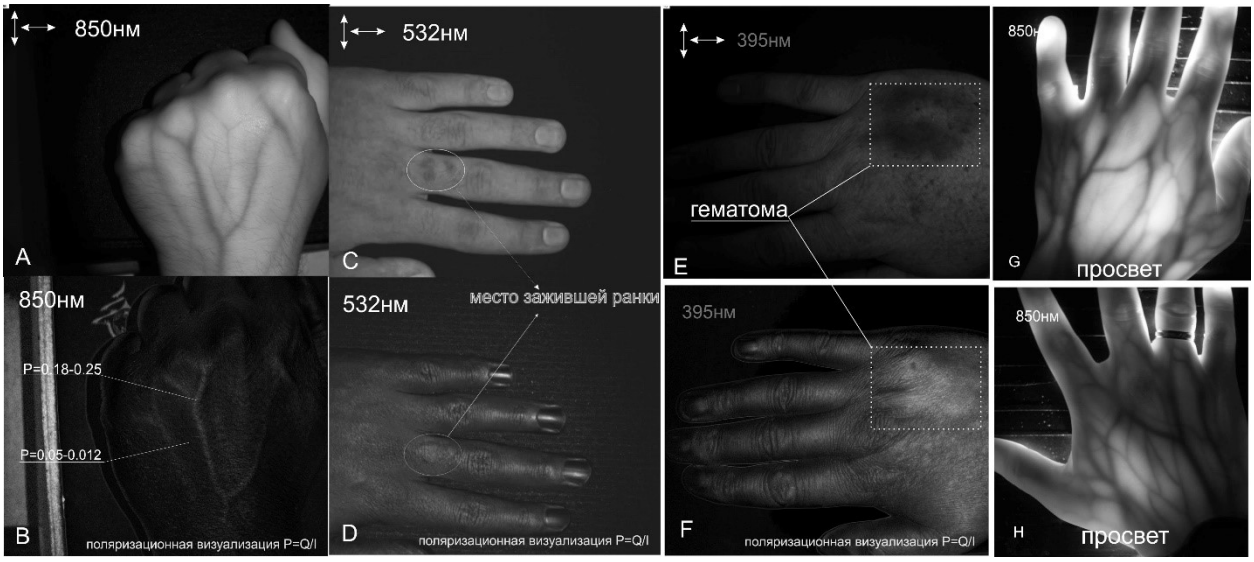


Рис.2 Результаты активного поляризационного фотографирования тыльной части кисти руки человека. A – снимок получен при скрещенном положении линейных поляризаторов в приёмнике и передатчике (длина волны 850нм). B – поляризационная визуализация степени поляризации P=Q/I. Кисть руки освещалась линейно поляризованным светом (850нм).
C – зажившая ранка на среднем пальце при скрещенном положении поляризаторов приёмника и передатчика (длина волны 532нм).
D – поляризационная визуализация степени поляризации света P=Q/I.
E – гематома после взятия крови из вены на второй день, скрещенное положение поляризаторов приёмника и передатчика (длина волны 395нм).
F – поляризационная визуализация гематомы (степень поляризации света P=Q/I).
G и H – просвет кисти руки линейно поляризованным светом (длина волны 850нм).

P – степень поляризации света ($P = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} / I$). *Q – второй параметр Стокса. I – полная интенсивность света. Так как параметры Стокса U и V почти равны нулю, то степень поляризации света равна* $P = |Q| / I$.

Рисунок 2(B) показывает, что линейно поляризованный свет доходит до некоторых наиболее близких к поверхности кожи вен и рассеиваясь назад, остаётся частично поляризованным. На рисунке приведена разница между степенью поляризации света от тех участков кожи где расположены крупные вены и там, где крупных вен нет. Рисунок 2 (C и D) - давно зажившая ранка на среднем пальце. Так как гемоглобин, входящий в состав крови, является одним из хромофоров кожи [1], можно предположить, что в этом месте повышенная концентрация крови и это вызывает увеличенную степень поляризации света, рассеянного назад в таком месте. Рисунок 2 (E и

F) - по все видимости степень поляризации света P, рассеянного назад, от гематомы зависит от площади, которую перекрывает гематома. Этим можно объяснить почему на визуализациях для степени поляризации света, рисунок 2(B), не видно мелких сосудов (их площадь незначительна хотя они и находятся у поверхности кожи). Рисунок 2 (G и H) снимки получены при просвечивании линейно-поляризованным светом кисти правой и левой руки одного и того же человека (850нм). Прошедший сквозь кисть руки линейно-поляризованный свет стал естественным (неполяризованным), в результате многократного рассеяния внутри на неоднородностях. Тем не менее, поверхностные тыльные сосуды видны очень контрастно. Можно отметить уникальность рисунка вен у каждого человека и то что у разных людей контраст при просвечивании может сильно отличаться.

Приведённая функциональная схема (рисунок 1) стенда до конца не реализована, так как требуется написание управляющей программы. Используя технические характеристики ЖК матрицы LCD проектора совместно с поляризационно-чувствительной камерой CS505MUP можно существенно сократить время измерения (до долей секунды) при получении исходных данных для расчёта не только параметров Стокса, но и матрицы рассеяния света. Программное управление состоянием поляризации светового пучка может позволить получать пучки света с плавно регулируемой степенью поляризации света т.е. можно получать плавно регулируемый частично линейно-поляризованный свет и таким образом влиять на глубину проникновения поляризованного света в кожу.

Список публикаций:

[1] Зимняков Д.А., Синичкин Ю.П., Тучин В.В. Поляризационная отражательная спектроскопия биотканей: диагностические приложения // Известия Вузов. Радиофизика. –2004. – № 47 – С.10-36.

[2] Louie DC, Phillips J, Tchvialeva L, Kalia S, Lui H, Wang W, Lee TK. Degree of optical polarization as a tool for detecting melanoma: proof of principle. J Biomed Opt. 2018 Dec;23(12):1-7. doi: 10.1117/1.JBO.23.12.125004. PMID: 30554501.

[3] Шерклифф У. Поляризационный свет. – М.: Мир, 1965. – 264 с.

[4] Hsu W.-L., Myhre G., Balakrishnan K., Brock N., Ibn-Elhaj M., Pau S. Full-Stokes imaging polarimeter using an array of elliptical polarizer // Opt. Express. – 2014. – V. 22. – P. 3063-3074.

Разработка электростатического энергоанализатора для анализа потоков заряженных частиц в межпланетном пространстве

Камбарова Жанар Турсыновна[1]
Саулебеков Арман Ормашович[2]
[1] *Карагандинский университет им. академика Е.А.Букетова, г. Караганда, Казахстан*
[2] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Казахстанский филиал, г. Астана, Казахстан*
E-mail: kambarova@bk.ru

Межпланетное пространство - это очень большая лаборатория физики плазмы, и с помощью приборов in-situ можно наблюдать и учиться понимать физические явления в плазме. Измерение заряженных частиц с энергиями от единиц эВ до десятков кэВ составляет заметную долю в составе космических экспериментов. Плазма такой энергии населяет солнечный ветер, ионосферы планет, межпланетное пространство, земную ионосферу и магнитосферу. Изучение состава и характеристик космической плазмы играет важную роль в понимании процессов, происходящих в космической среде.

Электростатические анализаторы используются для измерения энергетического распределения заряженных частиц в космической плазме. В исследованиях космической плазмы, когда анализатор заряженных частиц устанавливается в движущемся космическом аппарате, необходимо, чтобы получаемый спектр был максимально информативным. В некоторых космических приборах, предназначенных для исследования плазмы, используют электростатические анализаторы в сочетании с другими устройствами, такими как дефлекторы и позиционно-чувствительные детекторы для получения функции трехмерного распределения энергии (скорости) заряженных частиц в плазме.

Электростатические анализаторы типа топ-хэт нашли широкое применение в натурных наблюдениях за плазмой. Топ-хэт анализаторы определяют распределение энергии частиц в направлениях, охватываемых полем зрения прибора [1-5]. Некоторые приборы содержат блоки масс-анализаторов для определения видов плазмы с различной массой на заряд [6-10]. Для измерений состава плазмы в космосе обычные магнитные спектрометры все чаще заменяются времяпролетными приборами [11-13].

Энергоанализатор типа цилиндрическое зеркало нашел широкое применение при исследовании резонансных явлений в газах, в спектроскопии для химического анализа, для получения спектров вторичных электронов, фотоэлектронов, автоэлектронов, оже-электроонов, а также в космических исследованиях, при исследовании взаимодействия атомных частиц с поверхностью твердого тела и диагностике плазмы. Цилиндрический зеркальный анализатор стал базовым элементом разнообразных по своему назначению электронных спектрометров, выпускаемых в странах ближнего и дальнего зарубежья ведущими приборостроительными фирмами [14].

Ранее авторами работы предложена электронно-оптическая схема аксиально-симметричного электростатического зеркального энергоанализатора для анализа потоков заряженных частиц на основе мультипольной электродной системы [15]. Поле энергоанализатора является суперпозицией базового цилиндрического поля и кругового октуполя при значениях весовых вкладов кругового октуполя $\omega = 1$ и цилиндрического поля $\mu = 2$. Схема обеспечивает острую угловую фокусировку заряженных частиц 3-го порядка типа «кольцо-кольцо» вблизи 36° при угле расходимости $\Delta\alpha = \pm 6°$. Относительное энергетическое разрешение на полувысоте аппаратной функции энергоанализатора с выходной диафрагмой радиуса 0,012 r_0 составляет 0,5% при светосиле $\Omega/2\pi = 12{,}3\%$.

В работе [16] предложена схема зеркального энергоанализатора частиц, построенного на основе электростатического октупольно-цилиндрического поля, обладающего большим фокусным расстоянием при значениях весовых вкладов кругового октуполя $\omega = 1$ и цилиндрического поля $\mu = 2$. Предложенная схема обеспечивает режим угловой фокусировки 2-го порядка типа "ось-кольцо". Относительно высокое энергетическое разрешение для случая точечного удаленного источника равна 0,59 % при светосиле прибора $\Omega/2\pi = 5{,}67$ %. Данная схема с большим фокусным расстоянием может быть применена для пространственного совмещения с приборами для обеспечения альтернативных методов исследования.

В работе предложена электронно-оптическая схема на базе октупольно-цилиндрического поля при значениях весовых вкладов кругового октуполя $\omega = 0{,}001$ и цилиндрического поля $\mu = 1$.

Моделирование схемы энергоанализатора проводилось с помощью численной программы «Фокус» моделирования аксиально-осесимметричных электронно-оптических систем [17].

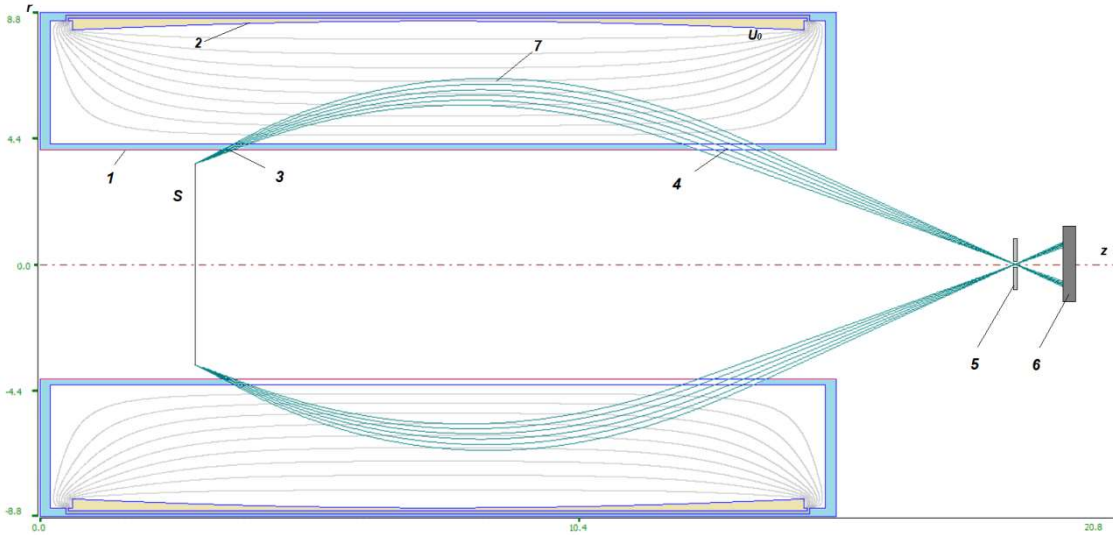
Потенциал октупольно-цилиндрического поля описывается в системе координат r, z следующим выражением:

$$U(r,z) = \mu \ln r + \omega U_{oct}(r,z)$$

где $\ln r$ - потенциал цилиндрического поля, μ - коэффициент, задающий весовой вклад цилиндрического поля $\ln r$, $U_{oct}(r,z) = r^4 - 8r^2\xi^2 + \frac{8}{3}\xi^4$ - потенциал кругового октуполя, ω - весовой вклад кругового октуполя.

Рис. 1 представляет ход траекторий заряженных частиц в предложенной электронно-оптической схеме энергоанализатора. Электростатическое октупольно-цилиндрическое поле формируется в пространстве между двумя осесимметричными коаксиальными электродами, внутренний (2) из которых имеет цилиндрическую форму и находится под нулевым потенциалом, на внешний криволинейный электрод, подается отклоняющий потенциал U_0.

Профиль внешнего отклоняющего криволинейного электрода совпадает с одной из эквипотенциалей октупольно-цилиндрического поля. Радиус внутреннего цилиндрического электрода (1) равен 4,0. Внутренний цилиндрический электрод под нулевым потенциалом. Отношение энергии заряженной частицы к потенциалу электрода E/V=1,25. Положение источника – x = 3; y = 3,5. Все размеры выражены в условных единицах. Заряженные частицы формируют кольцевой виртуальный источник S (электронно-оптических источник) вблизи внутреннего цилиндрического электрода.



1 – цилиндрический электрод, 2 – внешний отклоняющий электрод с криволинейным профилем, S – кольцевой источник, 3 – входная щель, 4 – выходная щель, 5 - выходная диафрагма, 6 – позиционно-чувствительный детектор, 7 – траектории частиц

Рис.1. Траектории движения частиц в энергоанализаторе при ω = 0,001 и μ=1
(режим фокусировки «кольцо-ось»)

Согласно рисунку 1, из тонкого кольцевого электронно-оптического источника S в интервале полярных углов от 34 до 44^0 вылетает пучок частиц и под действием потенциала на внешнем электроде с криволинейным профилем (2) отклоняется от поля, и фокусируется в точечное изображение на оси симметрии, где помещена выходная диафрагма с отверстием малого диаметра 0,00925 r_0 (где r_0 - радиус внутреннего цилиндрического электрода). Далее пучок через проходит через выходную диафрагму и регистрируется позиционно-чувствительным детектором. Таким образом, в системе выполняется угловая фокусировка второго порядка типа «кольцо-ось».

Результаты численного расчета фокусирующих свойств октупольно-цилиндрического при ω = 0,001 и μ=1 для режима фокусировки типа «кольцо-ось» представлены в таблице:

Параметры	**значения**
Порядок фокусировки	2
Центральный угол фокусировки, α	40°
X_{foc} координата точки фокуса	19
Y_{foc} координата точки фокуса	0
Параметр отражения, P	1

Из расчетов фокусирующих свойств установлено, что в данной электронно-оптической схеме для

широкого интервала изменения входных углов (34°-44°) реализуется режим угловой фокусировки второго порядка с центральным углом 40°.

Для расчета аппаратной функции энергоанализатора запускаются частицы из кольцевого источника в диапазоне начальных углов 34°-44° и в диапазоне начальных энергий 1,23÷1,25. На рис. 2 представлена аппаратная функция энергоанализатора при ω = 0,001 и μ=1 для режима угловой фокусировки типа «кольцо-ось». Относительное энергетическое разрешение на полувысоте аппаратной функции энергоанализатора с радиусом выходной диафрагмы 0,00925 r_0 (где r_0 - радиус внутреннего цилиндрического электрода) составляет 0,5 % при светосиле Ω/2π=10 %.

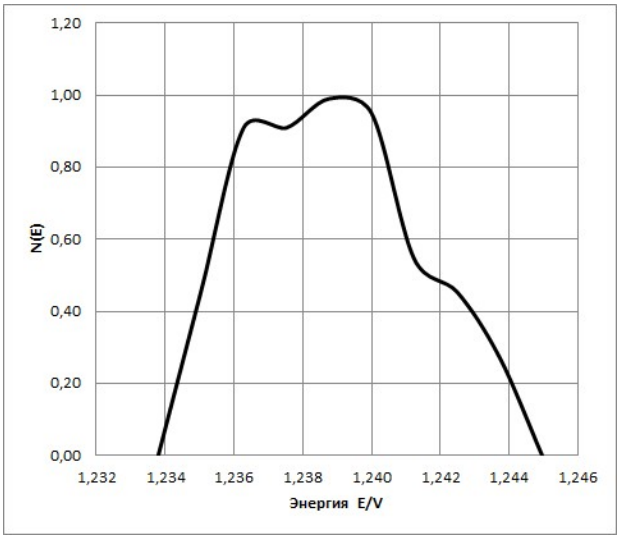


Рис.2. Аппаратная функция энергоанализатора

Таким образом, предложен электростатический энергоанализатор для анализа потоков заряженных частиц. Рассчитаны фокусирующие свойства системы, построена аппаратная функция прибора. Сочетание высокой разрешающей способности по энергии, простой конструкции и компактности делает этот прибор очень перспективным для космических технологий.

Эта работа была выполнена в рамках грантового финансирования молодых ученых по научным и (или) научно-техническим проектам Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (ИРН проекта AP09058188)

Список публикаций:

[1] Paschmann G., Loidl H., Obermayer P., Ertl M., et. al. // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 1985.- Vol. GE-23, No. 3. pp. 262-266.
[2] Kazama Y. // An Introduction to Space Instrumentation, Edited by K. Oyama and C. Z. Cheng, 2013. pp. 181–192.
[3] Li C., Wang Y., Zhang H., Li S., Liu Z., Zhao C. // Journal of Instrumentation. 2018. Vol.13. pp: P12027-P12027.
[4] Clark G., Allegrini F., McComas D.J., Louarn P. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2016. Vol. 121. pp. 5121–5136. doi:10.1002/2016JA022583.
[5] Victor A.L., Zurbuchen T.H., Gallimore A.D. // Rev. Sci. Instrum. 2006. Vol.77, 013505. pp. 1-7.
[6] Nilsson H., Lundin R., Lundin K., Barabash S., Borg H., Norberg O., et al. RPC-ICA: // Space Sci. Rev. 2007. Vol.128. pp. 671–695. doi:10.1007/s11214-006-9031-z
[7] Barabash S., Lundin R., Andersson H., Brinkfeldt K., et al. // Space Sci. Rev. 2006. Vol. 126. pp. 113–164.
[8] Barabash S., Sauvaud J.-A., Gunell H., Andersson H., et al. // Planet. Space Sci. 2007. Vol. 55. pp. 1772–1792.
[9] Johnstone A. D., Alsop C., Burge S., Carter P. J., et al. // Space Sci. Rev. 1997. Vol. 79. pp. 351–398.
[10] McComas D.J., Alexander N., Allegrini F., Bagenal F., et al. // Space Sci. Rev. 2013. Vol. 213. pp. 547–643.
[11] Wiley W.C., McLaren I.H. // Rev Sci Instrum. 1955 . Vol. 26(12). pp. 1150- 1157.
[12] Mamyrin B.A., Karataev V.I., Shmikk D.V., Zagulin V.A. // Zh Eksp Teor Fiz. 1973. Vol. 64(1). pp. 82- 89.
[13] Kissel J., Altwegg K., Clark B.C., et al. // Space Sci Rev. 2007. Vol. 128(1). pp. 823- 867.
[14] Зашквара В.В., Ашимбаева Б.У., Былинкин А.Ф. // ЖТФ. 1988. Т.58, Вып.10. С.2021-2025.
[15] Kambarova Zh.T., Saulebekov A.O., Kopbalina K.B. // Proceedings of 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2022), October 2 - 8, 2022, Tomsk, Russia. R5-P-003102. pp.1228-1232.
[16] Saulebekov A.O., Kambarova Zh.T., Omarova G.S. // Eurasian Physical Technical Journal. 2023. Vol.20, No. 2(44). pp.112-117.

Распределение когерентности частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка

Лукин Игорь Петрович
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Российская Федерация
E-mail: lukin_ip@iao.ru

Современные лазерные технологии позволяют генерировать (пассивными или активными методами) пучки с любым распределением амплитуды и фазы излучения, которые требуются на практике [1, 2]. В работах [3, 4] впервые были рассмотрены бездифракционные бесселевы оптические пучки. Работы [4-10] были посвящены различным аспектам формирования бездифракционных бесселевых оптических пучков. В этих работах было показано, что можно реализовать как пассивные [4-8], так и активные [9, 10] методы генерации бездифракционных бесселевых оптических пучков. На самом деле, как правило, можно говорить об интерференционной технике формирования бесселевых оптических пучков. Поскольку на практике может использоваться для формирования бесселева пучка частично когерентное оптическое излучение, то естественно ожидать существенного влияния когерентности оптического излучения на структуру генерируемого в этом случае бесселева оптического пучка.

В данной работе представлены результаты теоретического исследования особенностей распределения когерентности в поперечном сечении частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка, распространяющегося в однородной среде. Анализ задачи основывается на аналитическом выражении для поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля частично когерентного безвихревого бессель-гауссова пучка оптического излучения, полученном в параксиальном приближении с использованием принципа Гюйгенса–Френеля. Изучена зависимость степени когерентности таких пучков от параметров оптического излучения и характеристик случайных неоднородностей источника оптического излучения.

Для коллимированного частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка, распространяющегося в направлении оси координат Ox, функцию взаимной когерентности второго порядка поля оптического источника $U_0(\boldsymbol{\rho})$ при $x=0$ зададим гауссовой моделью Шелла частично когерентного источника, т.е. в виде произведения полей в точках наблюдения на коррелятор гауссова вида, зависящий от разности этих точек наблюдения, [11-14]:

$$\Gamma_2^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2)=\overline{U_0(\boldsymbol{\rho}_1)U_0^*(\boldsymbol{\rho}_2)}=E_0^2 g_{\mathrm{g}}(\boldsymbol{\rho}_1)g_{\mathrm{g}}^*(\boldsymbol{\rho}_2)g_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{\rho}_1)g_{\mathrm{b}}^*(\boldsymbol{\rho}_2)\exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2)^2}{4l_c^2}\right], \tag{1}$$

где черта сверху обозначает усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций источника оптического излучения; E_0 – амплитуда пучка на его оптической оси; $\rho_i=\sqrt{y_i^2+z_i^2}$, $\varphi_i=\arctan(y_i/z_i)$ – модули и аргументы поперечных к направлению распространения оптического излучения координат $\boldsymbol{\rho}_i=\{y_i,z_i\}=\{\rho_i,\varphi_i\}$; $i=1,2$; $g_{\mathrm{g}}(\boldsymbol{\rho}_i)=g_{\mathrm{g}}(\rho_i,\varphi_i)=\exp\left[-\rho_i^2/(2a_0^2)\right]$ – гауссов фактор оптического пучка; a_0 – начальный радиус гауссова фактора оптического пучка; $g_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{\rho}_i)=g_{\mathrm{b}}(\rho_i,\varphi_i)=J_0(\beta\rho_i)$ – бесселев фактор оптического пучка; β – параметр бесселева фактора оптического пучка; $J_0(\cdot)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; l_c – ширина корреляции поля оптического источника [14].

Описание когерентных свойств частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка проведём с использованием поперечной (к направлению распространения оптического излучения) функции взаимной когерентности второго порядка [11-13] поля пучка $U(x,\boldsymbol{\rho}_i)$:

$$\Gamma_2(x,\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2)=\overline{U(x,\boldsymbol{\rho}_1)U^*(x,\boldsymbol{\rho}_2)}\cong\overline{E(x,\boldsymbol{\rho}_1)E^*(x,\boldsymbol{\rho}_2)}, \tag{2}$$

где черта сверху, также как в выражении (1), обозначает усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций источника оптического излучения; $U(x,\boldsymbol{\rho}_i)\cong E(x,\boldsymbol{\rho}_i)\exp(ikx)$; $E(x,\boldsymbol{\rho}_i)$ – комплексная амплитуда пучка в точке наблюдения $\{x,\boldsymbol{\rho}_i\}$; $i=1,2$; $k=2\pi/\lambda$ – волновое число оптического излучения; λ – длина волны оптического излучения в вакууме; $\{x,\boldsymbol{\rho}_1\}$ и $\{x,\boldsymbol{\rho}_2\}$ – точки наблюдения; x – длина трассы распространения оптического излучения.

Выражение для поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля частично когерентного пучка (2) в однородной среде, когда распространение этого пучка происходит вдоль его оптической оси от начальной плоскости к плоскости наблюдения и обе плоскости параллельны друг другу и

перпендикулярны этой оптической оси, при произвольном виде начального значения функции взаимной когерентности $\Gamma_2^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2)$ можно записать в параксиальном приближении с использованием принципа Гюйгенса–Френеля [12, 13]:

$$\Gamma_2(x,\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2)=\Gamma_2(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})\cong\overline{E(x,\boldsymbol{\rho}_1)E^*(x,\boldsymbol{\rho}_2)}=\overline{E(x,\mathbf{R}+\boldsymbol{\rho}/2)E^*(x,\mathbf{R}-\boldsymbol{\rho}/2)}$$
$$=\frac{k^2}{4\pi^2x^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}\boldsymbol{\rho}_1'\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}\boldsymbol{\rho}_2'\Gamma_2^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1',\boldsymbol{\rho}_2')\exp\left\{\frac{ik}{x}\mathbf{R}\left[\boldsymbol{\rho}-(\boldsymbol{\rho}_1'-\boldsymbol{\rho}_2')\right]-\frac{ik}{2x}\boldsymbol{\rho}(\boldsymbol{\rho}_1'+\boldsymbol{\rho}_2')+\frac{ik}{2x}\left(\rho_1'^2-\rho_2'^2\right)\right\}, \tag{3}$$

где $\mathbf{R}=(\boldsymbol{\rho}_1+\boldsymbol{\rho}_2)/2$ и $\boldsymbol{\rho}=\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2$ – суммарная и разностная координаты точек наблюдения $\boldsymbol{\rho}_1$ и $\boldsymbol{\rho}_2$. В дальнейшем понадобится другое представление для этих переменных: $\mathbf{R}=\{R,\varphi_R\}$ и $\boldsymbol{\rho}=\{\rho,\varphi_\rho\}$ – полярные координаты суммарного и разностного векторов точек наблюдения.

В данной работе основное внимание посвящено исследованию степени когерентности пучка частично когерентного оптического излучения, которая является модулем комплексной степени когерентности частично когерентного оптического излучения, [11-13]:

$$\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})=\sqrt{\left\{\mathrm{Re}\left[\gamma_2(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})\right]\right\}^2+\left\{\mathrm{Im}\left[\gamma_2(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})\right]\right\}^2}, \tag{4}$$

где $\gamma_2(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})=\Gamma_2(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})\Big/\sqrt{\overline{I(x,\mathbf{R}+\boldsymbol{\rho}/2)}\cdot\overline{I(x,\mathbf{R}-\boldsymbol{\rho}/2)}}$ – нормированная функция взаимной когерентности второго порядка (комплексная степень когерентности) частично когерентного оптического пучка [12], рассчитывается с использованием формулы (3); $\overline{I(x,\mathbf{R})}=\Gamma_2(x,\mathbf{R},0)$ – средняя интенсивность частично когерентного оптического пучка [12]. Для удобства в дальнейшем при анализе степени когерентности оптического пучка (4) будем использовать следующие безразмерные величины: $q_c=x\Big/\left(kl_c^2\right)$ – параметр, который однозначно характеризует условия распространения частично когерентного оптического излучения на однородной трассе, и $\Omega_0=ka_0^2/x$ – число Френеля передающей апертуры оптического пучка [13].

Степень когерентности частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка, распространяющегося в однородной среде, представлена на *рис.1–3* для различных областей поперечного сечения пучка: данные на *рис.1* соответствуют оптической оси пучка ($R=0$), *рис.2* – первому минимуму интенсивности бесселева пучка ($\sqrt{k/x}R=2,40$), а *рис.3* – второму максимуму интенсивности бесселева пучка ($\sqrt{k/x}R=3,83$). *Рис.1–3* представляют собой линейные графики степени когерентности $\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})$ частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка для нормированного параметра бесселева пучка $\sqrt{x/k}\beta=1,0$ и числа Френеля $\Omega_0\to\infty$ как функции от переменной $\sqrt{k/x}\rho$ и параметра q_c.

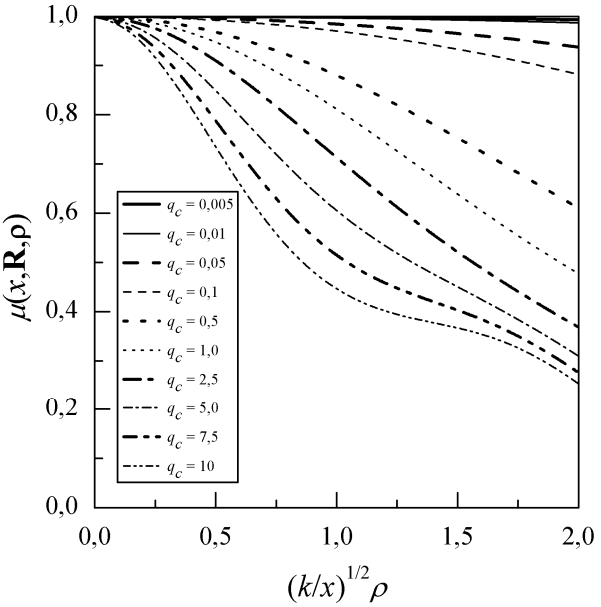


рис.1 Степень когерентности частично когерентного безвихревого бесселева пучка на его оптической оси

Если безвихревой бессель-гауссов оптический пучок обладает свойством аксиальной симметрии, то таким же свойством обладает и степень когерентности этого пучка на его оптической оси. Поэтому степень когерентности $\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})$ частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка на его оптической оси ($R=0$) не зависит от взаимной ориентации векторов суммарной и разностной координат точек наблюдения, т.е. от величин φ_R и φ_ρ. Отметим также, что (см. *рис.1*) степень когерентности $\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})$ частично когерентного безвихревого бесселева ($\Omega_0 \to \infty$) оптического пучка на его оптической оси ($R=0$) монотонно спадает при увеличении безразмерной переменной $\sqrt{k/x}\rho$.

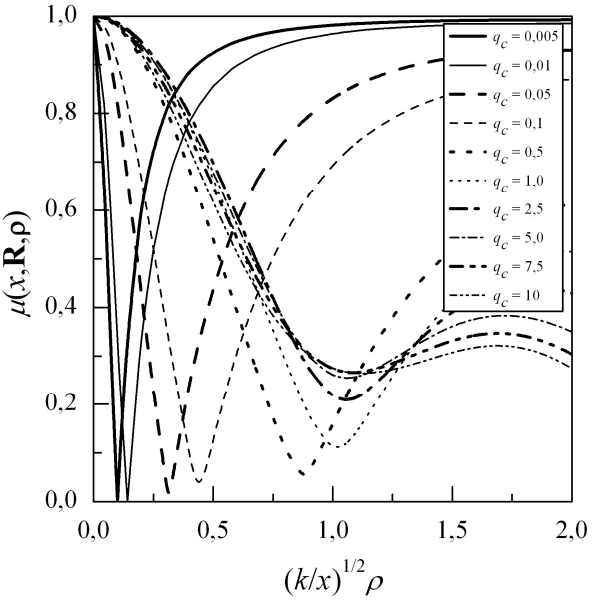


рис.2 Степень когерентности частично когерентного безвихревого бесселева пучка в первом минимуме

Степень когерентности $\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})$ частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка вне его оптической оси ($R>0$) зависит как от взаимной ориентации векторов суммарной и разностной координат точек наблюдения (т.е. от величин φ_R и φ_ρ), так и от положения точек наблюдения в поперечном сечении пучка (т.е. от величины $\sqrt{k/x}R$). Степень когерентности $\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})$ частично когерентного безвихревого бесселева ($\Omega_0 \to \infty$) оптического пучка в первом минимуме интенсивности безвихревого бесселева оптического пучка ($\sqrt{k/x}R = 2{,}40$) при $\varphi_\rho = \varphi_R$ представлена на *рис.2*. В области малых пространственных разносов точек наблюдения $\sqrt{k/x}\rho \le 1{,}2$ наблюдается область низкой когерентности, внешне напоминающая кольцевую дислокацию вихревых оптических пучков [15]. Отличие этой области низкой когерентности от кольцевой дислокации степени когерентности вихревых оптических пучков состоит в том, что в данном случае когерентность никогда не принимает нулевое значение. Напомним, что определением кольцевой дислокации для аксиально-симметричного вихревого бесселева оптического пучка является выполнение условия: $\mu(x,\mathbf{R}=0,\rho_{\text{ring}})=0$, где ρ_{ring} – координата кольцевой дислокации [15]. Расчёты показывают, что при $\varphi_\rho = \varphi_R + \pi/2$ степень когерентности $\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})$ частично когерентного безвихревого бесселева ($\Omega_0 \to \infty$) оптического пучка в первом минимуме интенсивности безвихревого бесселева оптического пучка ($\sqrt{k/x}R = 2{,}40$) в области малых пространственных разносов точек наблюдения (для $\sqrt{k/x}\rho \le 1{,}2$) монотонно спадает при увеличении безразмерной переменной $\sqrt{k/x}\rho$.

Степень когерентности $\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})$ частично когерентного безвихревого бесселева ($\Omega_0 \to \infty$) оптического пучка во втором максимуме интенсивности безвихревого бесселева оптического пучка ($\sqrt{k/x}R = 3{,}83$) при $\varphi_\rho = \varphi_R$ представлена на *рис.3*. Для малых пространственных разносов точек наблюдения $\sqrt{k/x}\rho \le 1{,}5$ можно заметить область низкой когерентности при больших значениях безразмерного параметра q_c, что принципиально отличается от поведения степени когерентности безвихревого бесселева оптического пучка в первом минимуме

интенсивности безвихревого бесселева оптического пучка, представленной на *рис.2*. При $\varphi_\rho = \varphi_R + \pi/2$ степень когерентности $\mu(x,\mathbf{R},\boldsymbol{\rho})$ частично когерентного безвихревого бесселева ($\Omega_0 \to \infty$) оптического пучка во втором максимуме интенсивности безвихревого бесселева оптического пучка ($\sqrt{k/x}R = 3{,}83$) в области малых пространственных разносов точек наблюдения (для $\sqrt{k/x}\rho \le 1{,}5$) монотонно спадает при увеличении безразмерной переменной $\sqrt{k/x}\rho$.

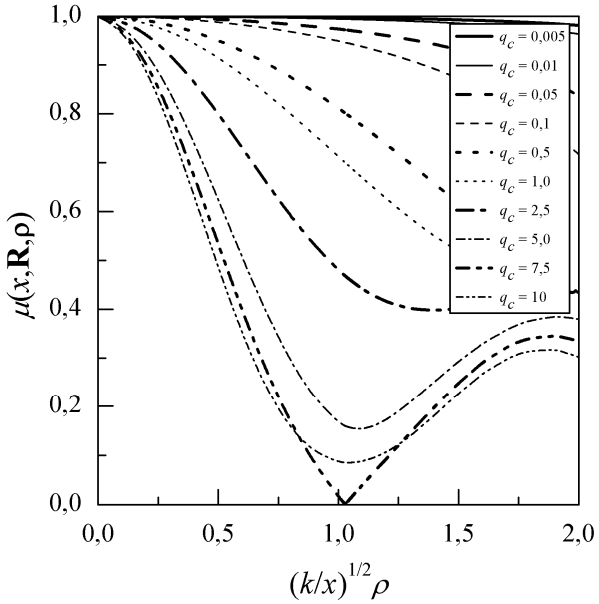


рис.3 Степень когерентности частично когерентного безвихревого бесселева пучка во втором максимуме

В работе показано, что если безвихревой бессель-гауссов пучок обладает свойством аксиальной симметрии, то таким же свойством обладает и степень когерентности этого пучка на его оптической оси. Однако, по мере смещения суммарной координаты точек наблюдения с оптической оси безвихревого бессель-гауссова оптического пучка аксиальная симметрия степени когерентности такого пучка исчезает. Вместо этого обнаруживается существенная зависимость характеристик когерентности безвихревого бессель-гауссова оптического пучка как от величины суммарной координаты точек наблюдения, так и от взаимной ориентации векторов суммарной и разностной координат точек наблюдения. Было установлено, что в области малых пространственных разносов точек наблюдения может наблюдаться область низкой когерентности, внешне напоминающая кольцевую дислокацию вихревых оптических пучков [15]. Максимально такая область проявляет себя в точках минимумов интенсивности безвихревого бесселева пучка, а минимально – в точках максимумов (кроме первого на оптической оси пучка) интенсивности безвихревого бесселева пучка. В отличие от кольцевой дислокации в этой области низкой когерентности степени когерентности частично когерентного безвихревого бессель-гауссова оптического пучка когерентность никогда не принимает нулевое значение.

Список публикаций:

[1]. Абрамочкин Е. Г., Волостников В. Г. // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. № 12. С. 1273.
[2]. Andrews D. L. Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces. N.Y.: Academic press, 2008. 341 p.
[3]. Durnin J. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1987. V. 4. № 4. P. 651.
[4]. Durnin J., Miceli J. J., Eberly J. H. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1986. V. 3. № 13. P. P128.
[5]. Vasara A., Turunen J., Friberg A. T. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1989. V. 6. № 11. P. 1748.
[6]. Agura T. // Appl. Opt. 1997. V. 36. № 16. P. 3762.
[7]. Пятницкий Л. Н. // Успехи физ. наук. 2010. Т. 180. № 2. С. 165.
[8]. Котляр В. В., Ковалёв А. А. Ускоряющиеся и вихревые лазерный пучки. М: Физматлит, 2018. 256 с.
[9]. Ling D., Li J., Chen J. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2006. V. 23. № 4. P. 912.
[10]. Ling D., Li Ch., Li J. // Appl. Opt. 2006. V. 45. № 17. P. 4102.
[11]. Beran M. J., Parrent G. B. Theory of partial coherence. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 1964. 193 p.
[12]. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
[13]. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 278 с.
[14]. Ricklin J. C., Davidson F. M. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2002. V. 19. № 9. P. 1794.
[15]. Лукин И. П. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 4. С. 298.

Методы обработки изображений для улучшения детализации и четкости

Шалеев Артем Викторович
Елизаров Алексей Игоревич
Томский государственный университет
E-mail: artem.shaleev@mail.ru

Введение

На сегодняшний день ни одно производство не обходится без применения цифровой обработки данных. Компьютерная обработка изображений представляет собой быстро развивающееся самостоятельное направление исследования. Во многих, как цифровых, так и аналоговых, системах регистрации не удается получить идеального качества изображения, поэтому предварительная обработка становится важным этапом в компьютерном зрении. На этом этапе необходимо выбрать некоторые методики, позволяющие повысить качество изображения, приемлемого для дальнейшего анализа и обработки. Предварительная обработка может включать в себя такие методы, как фильтрация шума, устранение искажений, улучшение контрастности и яркости, а также повышение разрешения и масштабирования. В зависимости от конкретных задач, предварительная обработка может использоваться как самостоятельная технология, так и в составе более сложных систем обработки изображений. К задачам предварительной обработки можно отнести как «стандартные» методы улучшения визуального качества изображения по определенным параметрам, так и специальные преобразования, существенно изменяющие изображения. В статье рассмотрены искажения, возникающие при регистрации изображений, и описаны некоторые подходы к их устранению. Кроме этого, рассмотрены критерии, используемые для оценки качества обработки изображений.

При регистрации изображений возникает ряд искажений, затрудняющий или усложняющий их дальнейшую обработку. В процесс получения изображения всегда присутствуют искажения, обусловленные свойствами среды распространения, ее изменениями, перемещением устройства регистрации, параметрами оптической системы, характеристиками и шумом системы формирования изображения и каналов передачи. Основные причины искажений, в зависимости от природы их происхождения, принято разделять на пространственные и. яркостные

Пространственные искажения связаны с геометрическими искажениями изображения, такими как искажения перспективы, искажения линейных пропорций, искажения углов и искажения формы объектов. Эти искажения могут возникать из-за неправильной калибровки оптической системы, нелинейности объектива, изменения взаимного положения объектов сцены, и устройства регистрации изображения. Пространственные искажения могут сильно влиять на точность измерений и анализа объектов на изображении. Для устранения пространственных искажений используются либо методы адаптивной (оптической) коррекции, применяемой на этапе регистрации изображения, либо методы постдетекторной (компьютерной) коррекции. В случае постобработки, наиболее часто применяются методы ректификации, реконструкции и методы основанные на калибровке камеры.

Яркостные искажения связаны с изменениями яркости и контраста изображения и могут привести к потере деталей, и часто затрудняют анализ и обработку изображений. Данный тип искажений может быть обусловлен техническими помехами, систематическими погрешностями и случайными сбоями аппаратуры как при регистрации, так и при передаче и хранении изображений. Другим источником искажений может стать изменение освещенности сцены, связанное с перемещением источников света, изменением их числа и характеристик. При неравномерной яркости или контрасте могут теряться детали в темных или ярких областях. Некорректный баланс белого может привести к смещению цветов на изображении. Яркостные искажения могут создавать артефакты, которые приводят к искажению формы объектов или текстуры и деталей изображения.

Для того чтобы оценить результаты работы методов устранения яркостных искажений необходимо использовать некоторые критерии качества изображений. Они представляют собой объективные инструменты для сравнения различных методов и подходов, и позволяют оценить, насколько хорошо изображение соответствует требованиям или ожиданиям конкретного приложения или задачи.

Критерии оценки качества изображений

Существует несколько методов оценки качества изображения, которые могут быть использованы для измерения визуальных характеристик изображения. Методы можно разделить на две основные категории: качественные (субъективные) и количественные (объективные) методы. С помощью качественных методов (экспертные оценки) оценивают визуальные аспекты изображения, основываясь на восприятии изображения человеком. Количественные методы оценки качества изображения используют математические и статистические алгоритмы для измерения определенных атрибутов изображения., их классификация представлена на *(рис.1)*.

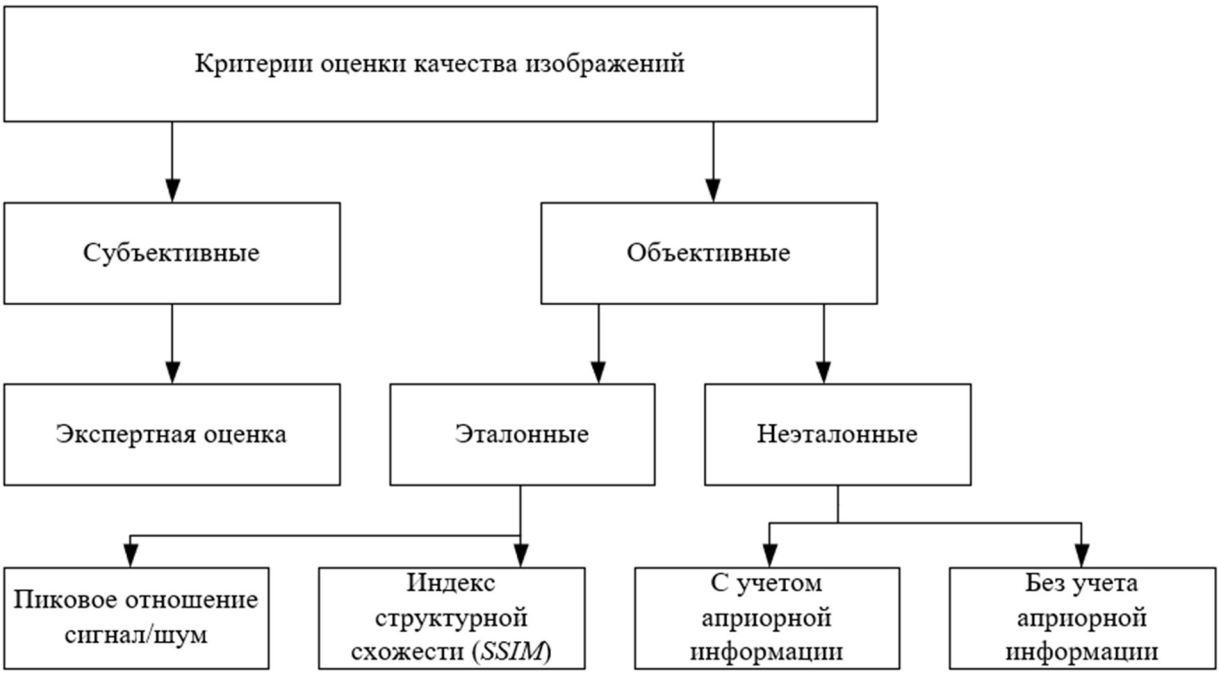


рис. 1 Методы оценки качества изображений

Количественные методы оценки качества изображения предназначены для измерения определенных характеристик изображения, таких как резкость, контраст, текстура, шум и другие. Эти метрики дают количественные значения, которые можно сравнивать между собой. Наиболее часто для оценки качества применяются PSNR (Peak Signal-to-Noise Ratio), SSIM (Structural Similarity Index), MSE (Mean Squared Error). Такие метрики удобно использовать при эталонном сравнении/определении качества («синтетические тесты»). Для безэталонных оценок (реальные условия) можно рассмотреть такие метрики как MTF (Modulation Transfer Function), NIQE (Naturalness Image Quality Evaluator), BRISQUE (Blind/Referenceless Image Spatial Quality Evaluator) и другие.

Наиболее качественной метрикой оценки качества, в случае наличия эталона для сравнения, считается индекс структурной схожести (SSIM). В этой оценке используются три составляющие качества изображения – яркость, контрастность и структура. Яркость измеряется средним значением яркости на изображении. Контрастность измеряется как разница между наибольшим и наименьшим значениями яркости на изображении. Структура оценивается как корреляция между двумя изображениями (эталонным и обработанным), а также между их локальными окнами, которые масштабируются на основе яркостного и контрастного сходства. Индекс SSIM может быть представлен как число от 0 до 1, где 1 означает, что обработанное изображение идентично оригинальному, а 0, что изображения сильно отличаются друг от друга. Эта метрика оценивает структурное сходство между двумя изображениями, учитывая восприятие человеком, что делает ее более точной в сравнении с другими метриками, такими как MSE или PSNR. Методы, алгоритмы и область применения критериев качества подробно рассмотрены во многих публикациях [1-5], поэтому перейдем к рассмотрению методов устранения яркостных искажений.

Методы обработки изображений

В общем случае, при разработке методов и алгоритмов обработки изображений, проблему яркостных искажений решают либо с помощью поэлементного преобразования шкалы яркости (гистограммы), либо применением различных пространственных фильтров. Методы повышения резкости помогают улучшить четкость, детализацию и разрешение изображения, применяя фильтры для выделения краев и удаления шума. Алгоритмы маскирования применяются для улучшения определенных областей, таких как лица на портретах или текст в документах. Обе эти группы методов имеют свои преимущества и недостатки, и могут использоваться как вместе, так и по отдельности, в зависимости от соотношения светлых и темных участков изображения, его размера и разрешения, а также конечной цели обработки.

Одной из важных характеристик изображения является его гистограмма, которая представляет статистическое распределение интенсивностей на изображении. Поэтому методы эквализации (преобразования) гистограммы являются способом изменения яркостного распределения пикселей на изображении с целью улучшения контрастности и распределения яркости. Методы эквилизации гистограммы изображения являются одними из наиболее распространенных и простых методов обработки изображений. Несмотря на простоту и

эффективность глобальных методов, обрабатывающих все изображение сразу, они обладают некоторыми недостатками, такими как потеря информации, появление артефактов, не учет локального контекста, не универсальность, недостаток контроля, влияние на цветовую информацию.

Для устранения проблем, присущих глобальным алгоритмам, разработаны алгоритмы адаптивной фильтрации с ограничением контраста – CLAHE *(рис.2)*. Метод CLAHE (Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization) [6, 7] является улучшенной версией метода эквилизации гистограммы изображения, который решает некоторые из его недостатков.

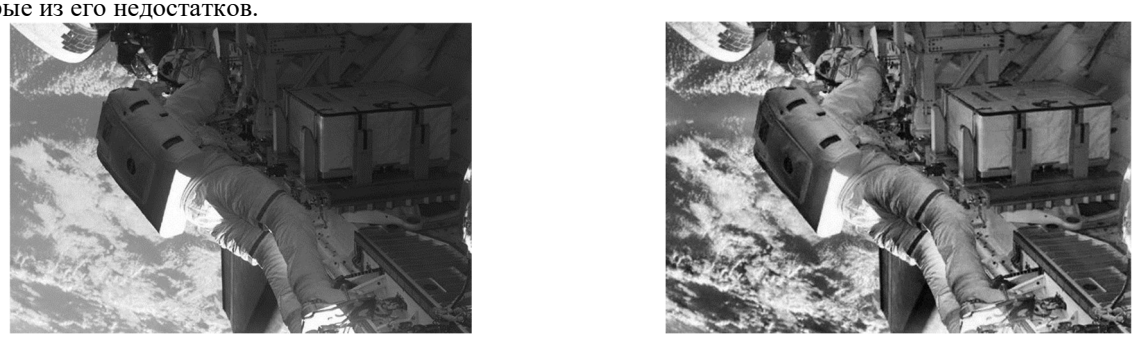


рис.2 Пример работы алгоритма адаптивной эквилизации гистограммы с ограничением контраста.

К преимуществам адаптивных методов можно отнести возможность сохранять локальные особенности и детали, такие как края и текстуры, устойчивость к шумам и адаптивное ограничение контраста.

На основе локальных алгоритмов эквилизации были разработаны методы улучшения изображения, базирующиеся на теории цветовой константности зрения – ретинекс (Retinex). Ретинекс алгоритмы [8] разработаны для устранения локальных неоднородностей освещенности различных объектов на изображении. Такие объекты на изображении становятся более различимыми, становится возможным восстановить их детали и цвет. Основная цель алгоритма – компенсировать локальные неоднородности освещения с сохранением контраста.

Многомасштабная функция (Multi-Scale Retinex) [9] представляет из себя взвешенную сумму одномерных функций, рассчитанных с различными коэффициентами размытия. В общем случае рекомендуется вычислять функцию не менее чем с тремя масштабами. Весовой вектор определяется экспериментально, и как правило, элементы вектора равные по значению. Примеры обработки изображений представлены на *(рис.3)*.

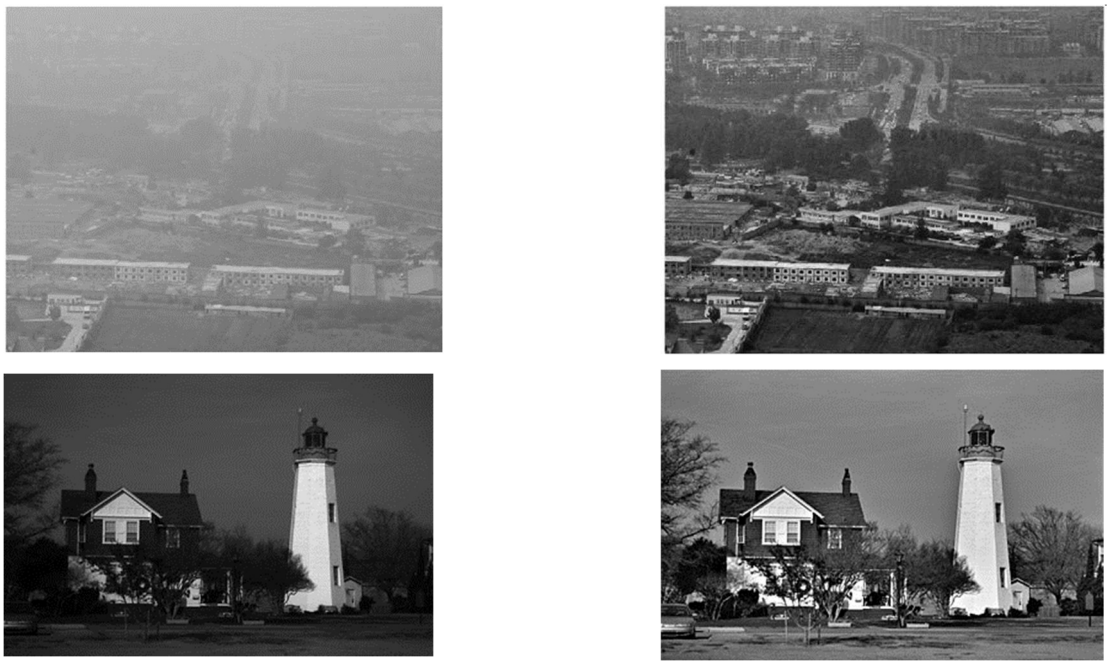


рис.3 Некоторые результат работы MSR алгоритма. Слева представлены исходные изображения, справа – обработанные.

Более сложными методами минимизации яркостных искажений являются методы, основанные на формировании изображений с широким динамическим диапазоном (HDR - High Dynamic Range). Изображения HDR [10, 11] иногда называют изображениями с мультиэкспозицией, поскольку они создаются путем

объединения нескольких экспозиций одной и той же сцены с разными уровнями яркости. Это означает, что при формировании HDR-изображения используются несколько снимков одной и той же сцены с различным временем экспозиции, чтобы запечатлеть как можно больше деталей в светлых и темных областях изображения. Естественно, что при регистрации изображений важно минимизировать межкадровое смещение, поскольку это будет оказывать влияние на конечный результат. В динамических системах фиксация регистрирующей техники практически невозможна, поэтому необходимо использовать методы оценки и компенсации движений для последующего объединения изображений с узким динамическим диапазоном.

В некоторых случаях, на этапе предварительной обработки изображение может быть обработано с помощью различных линейных масочных фильтров, применяемых, например для подавления шумов (сглаживания), увеличения резкости изображения или подчеркивания границ, для лучшего визуального восприятия. Некоторые изображения должны быть отмасштабированы, для анализа отдельных участков сцены. В этом случае необходимо решать задачу увеличения разрешения и детализации изображений. При этом возможно два варианта решения, первый – аппаратный, заключается в увеличении регистрируемого изображения путем изменения параметров оптической системы устройства регистрации. Но это не всегда возможно, и, кроме этого, существует предел разрешения любой оптической системы (дифракционный предел), а цифровой камере накладываются и эффекты регистрирующей матрицы. Второй вариант – программный, позволяет увеличить разрешение уже полученного изображения с помощью методов цифровой обработки масштабирования.

Масштабированное изображение должно максимально сохранять контраст и высокочастотные компоненты. В теории обработки цифровых изображений методы улучшения качества разделяют на линейные, нелинейные и суперразрешающие (superresolution) [12]. К линейным методам относятся методы, основанные на интерполяции, когда новые значения интенсивностей вычисляются относительно известных значений. Линейные методы, в силу их простоты и вычислительной эффективности, используются наиболее часто. Нелинейные методы являются адаптивными, и позволяют устранять недостатки (артефакты изображений) линейных методов. В этих методах ядро свертки (функция усреднения) задается независимыми пикселями. Методы суперразрешения основаны комбинации информации с нескольких изображений, часто низкого разрешения, регистрируемых с небольшим сдвигом относительно друг друга. Оценить качество масштабирования можно как визуально, в результате регистрации тестовых изображений различных мир, так и с помощью упомянутых ранее критериев.

Использование различных линейных методов масштабирования, в том числе и интерполяционных, позволяет повысить разрешение изображения, но информативность (детализация) при этом не увеличивается. При этом, при интерполяции на изображении могут возникать различные виды артефактов, например волновые (Ringing), ступенчатые (Aliasing), снижение резкости (Unsharpening) или субпиксельные сдвиги (Subpixel shift). Для обеспечения высокого разрешения изображений, сохранения и повышения уровня детализации необходимо использовать другие методы и алгоритмы. Класс методов, позволяющих увеличить или улучшить разрешение изображений, называются сверхразрешающими или методами суперразрешения. В таком случае, изображение формируется по результатам обработки серии изображений более низкого качества, но регистрируемых с некоторым, субпиксельным смещением относительно друг друга. Среди методов сверхразрешения, в общем случае, можно выделить два основных направления – это группа методов, основанная на применении нейронных сетей [13] и методы, основанные на восстановлении [14]. Известные методы, основанные на использовании одного изображения, с применением технологий нейронных сетей представляются на данный момент менее надежными, а качество результата в большей степени определяется надежность и правильностью обучения.

В заключении следует отметить, что, качественное проектирование оптико-электронной системы может позволить решить некоторые проблемы, препятствующие дальнейшей обработке регистрируемых изображений. Так же, как и некоторые алгоритмические решения могут упростить Применение реализуемых программно-технических решений требует итоговой оценки качества изображений с использованием как экспертной оценки, так и оценки на основе некоторых информативных критериев с применением решающих правил.

Список публикаций:

[1] Старовойтов В. В. Уточнение индекса SSIM структурного сходства изображений // Информатика. 2018. Т. 15. № 3. С. 41-55.

*[2]***Ошибка! Источник ссылки не найден.** *Wang Z., Bovik A. C., Sheikh H. R. Simoncelli E. P.Image quality assessment: From error visibility to structural similarity // IEEE Transactions on Image Processing. 2004. vol. 13. №. 4. P. 600-612.*

*[3]***Ошибка! Источник ссылки не найден.** *Avcibas I., Sankur B., Sayood K. Statistical evaluating of image quality measures // Journal of Electronic Imaging. 2002. vol.11. № 2. P. 206-223.*

[4]Ошибка! Источник ссылки не найден. Shahid M., Rossholm A., Lövström B., Zepernick H. No-reference image and video quality assessment: a classification and review of recent approaches // EURASIP Journal on Image and Video Processing. 2014. vol. 40. DOI:10.1186/1687-5281-2014-40.

[5]Ошибка! Источник ссылки не найден. Mittal A., Soundararajan R., Bovik A. Making a "Completely Blind" Image Quality Analyzer Making a "Completely Blind" Image Quality Analyzer // IEEE Signal Processing Letters. 2013. vol. 20. № 3. P. 209-212.

[6] Pizer S.M., Amburn E.P., Austin J.D., et al.: Adaptive Histogram Equalization and Its Variations // Computer Vision, Graphics, and Image Processing. 1987. vol. 39. № 3. P. 355-368.

[7] Ma J., Fan X., Yang S.X., Zhang X., Zhu X. Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization Based Fusion for Underwater Image Enhancement. Preprints 2017, 2017030086 (DOI: 10.20944/preprints 201703.0086.v1).
[8] Land E.H. The Retinex // American Scientist. 1964. vol.52, no.2. P.247–264.
[9] Jobson D., Rahman Z., Woodell G. A Multiscale Retinex for Bridging the Gap between Color Images and the Human Observation of Scenes // IEEE Trans. Image Processing. 1997. Vol. 6, № 7. P. 965–976.
[10] Debevec P.E., Malik J. Recovering high dynamic range radiance maps from photographs // SIGGRAPH '97: Proceedings of the 24th annual conference on Computer graphics and interactive techniques. 1997. P. 369-378.
[11] Mann S., Picard R. Being 'undigital' with digital cameras: Extending dynamic range by combining differently exposed pictures // Proceedings of IS&T 46th annual conference. 1995. P. 422-428.
[12] Костяшкин Л.Н., Логинов А.А., Никифоров М.Б. Проблемные аспекты системы комбинированного видения летательных аппаратов // Известия Южного федерального университета. Технические науки. 2013. №5 (142). С. 61-65.
[13] C. Dong, C. C. Loy, K. He and X. Tang, "Image super-resolution using deep convolutional networks // in IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. 2016. vol. 38, no. 2, P. 295-307.
[14] Костров Б.В., Костров В.В., Саблина В.А. Алгоритм восстановления изображений с периодическими низкочастотными искажениями // Радиотехника. 2009. № 11. С. 92–95.

Квантовая электроника и фотоника

АПР 2023
26-29 сентября 2023
Томск, Россия

Фотовозбуждаемый органический лазерный сенсор

Бердыбаева Ширин Тальгардовна
Тельминов Евгений Николаевич, Солодова Татьяна Александровна
Томский государственный университет
sheirn@mail.ru

Среди большого разнообразия люминесцентных химических датчиков в последнее время всё большее внимание уделяется применению оптических тонкопленочных сенсоров с использованием в них органических лазерно-активных сред. Осуществление режима вынужденного излучения в люминесцентном сенсоре позволяет многократно повысить чувствительность устройства. Для этого необходимо обеспечить некоторые условия: 1) уровень накачки должен быть выше порога возникновения генерации, 2) должна быть сформирована определенная геометрия излучения накачки для распространения и взаимодействия излучения генерации с аналитом. Оба эти условия соблюдаются в планарном диэлектрическом волноводе, в которых распространение излучения происходит за счет явления полного внутреннего отражения (ПВО). При ПВО необходимо учитывать эффект Гуса-Хенхена, поскольку он играет основную роль в работе сенсорной поверхности, контактирующей с аналитом. При этом сама волноводная структура, являясь органической лазерно-активной средой, определяет чувствительность и эффективность химического сенсора.

Исследования твердотельных органических сред показали возможность создания на их основе, тонкопленочных фотовозбуждаемых сенсоров, способных работать в режиме лазерного излучения [1, 2]. Особенность таких тонкопленочных лазерных сенсоров заключается в чувствительности активного волновода к окружающей среде.

Целью исследования является выяснение роли физических процессов, происходящих в лазерно-активных планарных волноводах оптического диапазона. Исследованные планарные волноводы имеют размеры по толщине сравнимые с длиной волны излучения видимого диапазона и активной длиной до 1 см. Возбуждение такого волновода осуществляется внешним источником накачки оптического диапазона с параметрами, обеспечивающими возникновение генерации в активном слое.

Активная среда, состоящая из полимера, допированного органическим красителем, проявляет сенсорные свойства к некоторым химическим соединениям. В присутствии аналита происходит взаимодействие с возбужденными молекулами на поверхности активного волновода и изменения условий распределения эванесцентного поля, что приводит к отклику сенсора (увеличению или уменьшению интенсивности волноводной генерации).

В общем случае, волноводные моды являются сложными электромагнитными волнами, специфичными для геометрии данного волновода. Поэтому важно понимать влияние модового состава излучения планарного волновода на формирование сигнала отклика при взаимодействии сенсорного слоя с аналитом для тонкопленочных органических структур в режиме лазерного излучения. В работе сформулированы принципы создания эффективных тонкопленочных органических активных волноводных структур. Выявлены оптимальные условия накачки лазерных сенсоров, что непосредственно связано с их чувствительностью и ресурсом работы. Реализован органический волноводный лазерный сенсор на основе активного планарного волновода с лазерно-активной средой состоящей из ПММА, допированного красителем Нильский красный. Исследованы генерационные характеристики лазерного сенсора и показана его чувствительность в режиме пороговой генерации к хлористому водороду и аммиаку с эффектом затухания генерации вплоть до срыва и к CO_2 и N_2O с эффектом увеличения интенсивности генерации. Обнаружено возрастание интенсивности пороговой генерации до 300% при детектировании CO_2 и до 400% при детектировании N_2O. Рассмотрены возможные процессы, приводящие к эффекту роста интенсивности пороговой генерации лазерного сенсора при детектировании аналитов.

Список публикаций:

[1] Telminov E. N., Nikonova E. N., Solodova T. A., Kopylova T. N., Berdybaeva Sh. T., Semaan R. // Russian Physics Journal.. 2019. V. 61. № 12. P. 2293-2299.
[2] Berdybaeva Sh. T., Telminov E. N., Solodova T. A., Nikonova E. N., Samsonova L. G., Kopylova T. N. // Quantum Electronics. 2021. V. 51. C.35. № 3. P. 206-210.

Исследование электрических и оптических параметров алмазных образцов

Васильева Людмила Александровна[1]

Бородулин Захар Игоревич[1], Липатов Евгений Игоревич[1,2], Гермогенов Валерий Петрович[1]

[1]НИ Томский государственный университет, 634050, г. Томск, пр-кт Ленина, 36

[2]ИСЭ СО РАН, 634055, г. Томск, пр-кт Академический, 2/3

wassil_93@mail.ru

Создание алмазных светоизлучающих структур крайне востребовано для задач квантовой сенсорики, интегральной фотоники и радиационно-стойких лазерных систем. Поэтому актуально проведение исследований электрических и оптических характеристик для подбора параметров, которые необходимо знать для изготовления токопроводящих структур, являющихся основой алмазных светоизлучающих приборов.

На рисунках 1 и 2 приведены изображения алмазных образцов, выращенных методом температурного градиента в условиях высоких давлений и высоких температур. Из рисунков видно, что образцы неоднородны: есть сколы, вкрапления и графитная фаза.

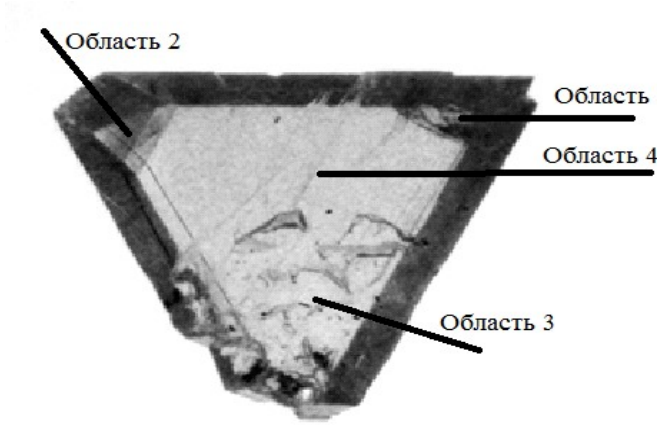


Рисунок 1 – Образец 1

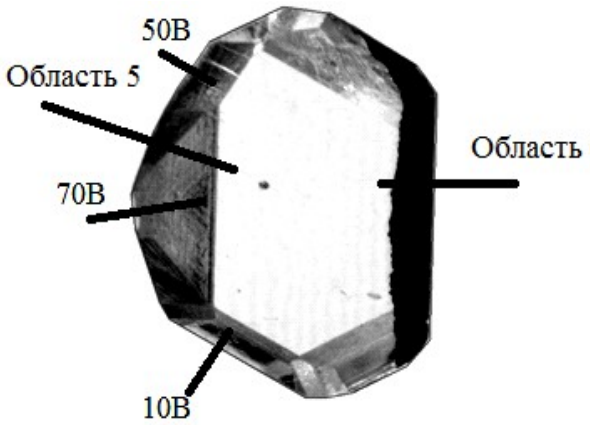


Рисунок 2 – Образец 2

Образцы отличаются своими характеристиками: первый образец легирован бором и азотом, второй – азотом и никелем. Концентрация примесей неизвестна. У первого образца отмечается наличие графитной фазы, напыленные контакты отсутствуют. У второго образца графитной фазы нет, но на основание с большей площадью напылены медные контакты.

Для изучения электрических свойств данных образцов были измерены ВАХ, приведенные на рисунках 3-6. Так как структуры образцов неоднородны, то ВАХ были измерены для нескольких характерных областей. Измерения ВАХ в каждой из областей проводили несколько раз.

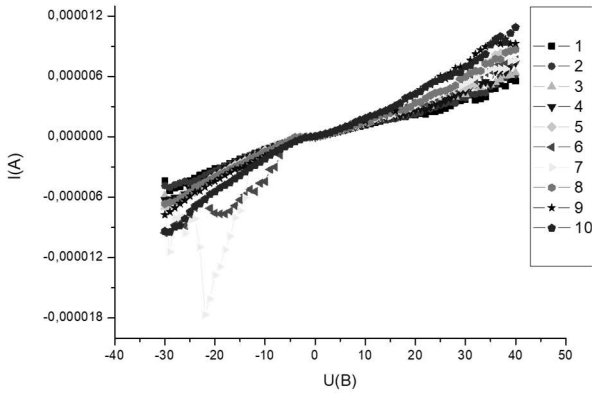


Рисунок 3 – ВАХ во второй области первого образца (10 измерений в одной точке)

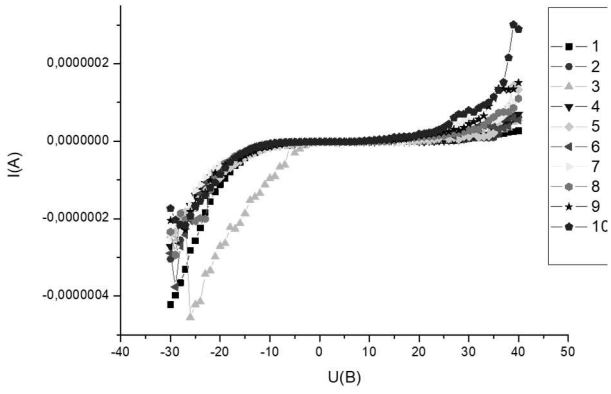


Рисунок 4 – ВАХ в переходной области от графитной фазы к алмазу (10 измерений в одной точке)

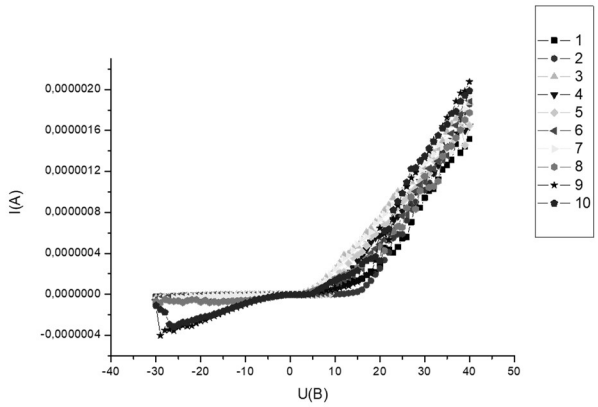


Рисунок 5 – ВАХ в 3 области первого образца (10 измерений в одной точке)

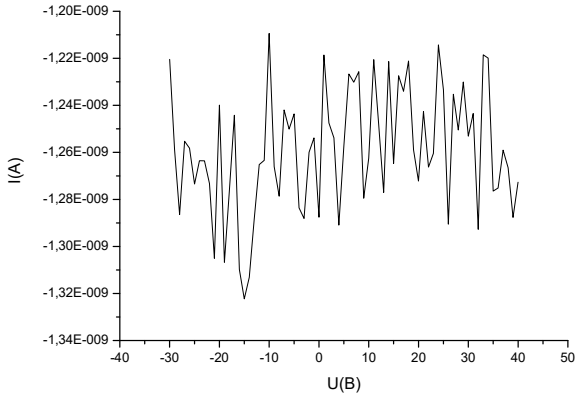


Рисунок 6 – ВАХ в 4 области первого образца

Как видно из приведенных ВАХ, характер протекание тока в разных областях образцов значительно отличается. В графитизированной области, ВАХ имеет практически линейную зависимость, за исключением небольшой барьерной области, возникающей при смене полярности (См. рис. 3). При переходе от графитной фазы к алмазной, на ВАХ четко видна барьерная область (См. рис. 4). Наличие барьера показано и на рисунке 5, на котором представлена ВАХ, измеренная в неоднородной области. ВАХ на рисунке 6 характеризует протекание тока в однородной области и свидетельствует о том, что ток в данной части образца практически отсутствует. Наличие небольшого тока можно объяснить фототоком, который возник вследствие ионизации азота под воздействием света. Все ВАХ были измерены по 10 раз в каждой области, без изменения внешних условий и смещения электродов. Из представленных ВАХ видно, что ток протекает неоднородно. При проведении в одинаковых условиях, одна ветвь ВАХ может сильно отклоняться от другой. Данные отклонения сильно ощутимы и их нельзя объяснить погрешностью приборов. Закономерности данных отклонений установить не удалось. Точного объяснения физики данного явления нет, но можно предположить, что на протекание тока влияют какие либо дефекты, и при протекании тока у них происходит перезарядка.

Для проверки данной гипотезы были измерены ВАХ от -40 В до 40 В и обратно. При проведении эксперимента, была обнаружена закономерность: ток при изменении напряжения от -40 В до 40 В всегда меньше, чем при изменении напряжения от 40 В до -40В, т.е. образуются петли гистерезиса. При этом одна петля не ложится на другую (См. рис. 7).

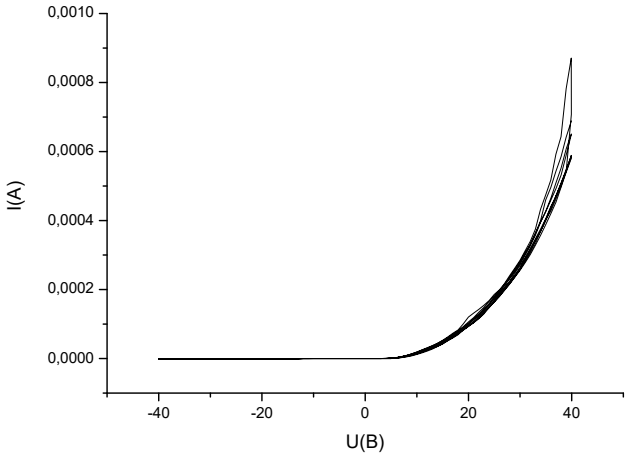


Рисунок 7 – ВАХ пятой области второго образца

Данные ВАХ имеют характерный вид для ВАХ p-n-перехода. При изучении тока в области 6, было обнаружено, что ток там не протекает.

При изучении оптических параметров, в первом образце было обнаружено слабое нестабильное свечение при подаче на образец напряжения более 200В. Интенсивность свечения была настолько слабой, что не удалось измерить спектр электролюминесценции. У второго образца свечение наблюдалось уже при 50 В, при увеличении напряжения начинали светиться соседние области (См. рис. 2). Спектр данного образца показан на рисунке 8.

Следует отметить, что свечение, как и в предыдущем случае было нестабильным. При неподвижном контакте свечение угасает в течение нескольких секунд. Для измерения спектра электролюминесценции, приходилось смещать положение игольчатого электрода по поверхности образца. При сравнении измеренного спектра, со спектром поглощения NV^- центров, можно сделать вывод, что спектр свечения второго образца полностью укладывается в фононное крыло поглощения NV^- центров. Следовательно, источник излучения с подобным спектром подходит для управления квантовыми сенсорами и кубитами на основе NV^- центров.

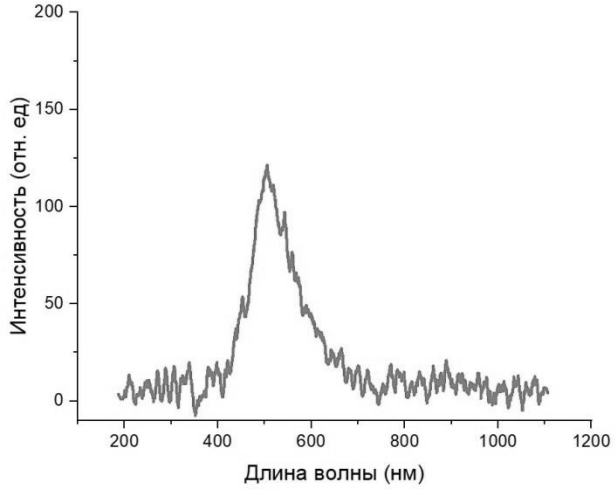


Рисунок 8 – Спектр электролюминесценции второго образца

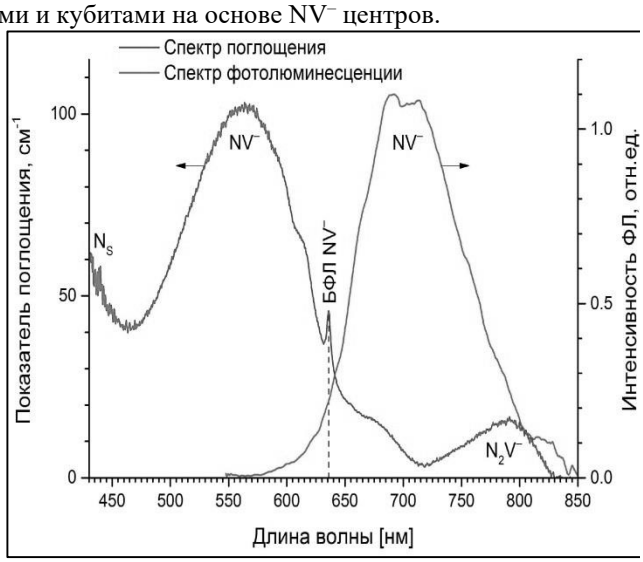


Рисунок 9 – Спектры поглощения (слева) и фотолюминесценции (справа) NV^- центров

Темновые токи nB(SL)n – структур на основе HgCdTe в широком диапазоне смещений

Войцеховский Александр Васильевич,
Дзядух Станислав Михайлович,
Горн Дмитрий Игоревич,
Дворецкий Сергей Алексеевич,
Михайлов Николай Николаевич,
Якушев Максим Витальевич,
Сидоров Георгий Юрьевич
Томский государственный университет
E-mail:vav43@mail.tsu.ru

Детектирование ИК излучения в спектральных диапазонах окон прозрачности атмосферы используется в различных областях науки и техники, а также при решении широкого ряда задач как гражданского, так и военного назначения. Использование для детектирования ИК излучения униполярных барьерных структур на основе МЛЭ HgCdTe позволяет отказаться от дефектообразующей процедуры ионной имплантации. Теоретически использование униполярной барьерной *nBn*- структуры на основе HgCdTe должно способствовать уменьшению компонент темнового тока, повышающих пороговые характеристики приемников [1–3]. Сообщения о результатах практической реализации и исследования подобных структур в литературных источниках пока не многочисленны, например, в работах [4, 5] приводятся результаты исследования MWIR *nBn*- структур, выращенных методом МЛЭ на подложках из GaAs(013), у которых темновой ток в диапазоне температур от 180 К до 300 К ограничен диффузионными процессами. Однако, более перспективно использование сверхрешётки в качестве барьерного слоя, что позволяет устранять энергетический барьер для неосновных носителей заряда, причем впервые данное решение предложено использовать в 2015 году [6]. В этой работе теоретически б*ыло продемонстрировано, что варьирование толщиной квантовых ям сверхрешётки позволяет управлять положениями краёв энергетических зон в барьере и свести к нулю величину разрывов энергетических зон в валентной зоне на гетерограницах «барьер-поглощающий слой» и «коллекторный слой-барьер».* В работах [7, 8] приведены результаты измерения темнового тока структуры со сверхрешёткой HgTe/CdTe в качестве барьерного слоя при температуре 155 К. *На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что использование сверхрешётки в качестве барьера является перспективным методом устранения потенциального барьера для неосновных носителей заряда в приемниках излучения на основе униполярных барьерных структур HgCdTe.*

Эпитаксиальные пленки $Hg_{1-x}Cd_xTe$ выращивались на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Обь-М» в ИФП СО РАН (г. Новосибирск). Типичная послоевая структура исследованных эпитаксиальных пленок изображена на рисунке 1. Рабочая область структуры представляет собой последовательность из поглощающего n-слоя с содержанием CdTe в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ x=0.32 толщиной около 4 мкм, барьерного слоя со сверхрешеткой, содержащего 11 барьеров и 10 ям и контактный n-слой толщиной около 300 нм. Содержание CdTe в контактном слое варьировалось от x=0.32 до x=0.45, дополнительно в процессе роста в контактный слой внедрялась легирующая примесь индия с концентрацией $1{,}0\cdot10^{17}$ $см^{-3}$. Толщина барьеров для всех изготовленных образцов составляла величину около 2.5 нм. Ширины ям для одного типа образцов составляли величину 10.0 нм, а для другого типа 3.2 нм. Физические параметры эпитаксиальных пленок приводятся в таблице 1.

Таблица 1 — Физические параметры эпитаксиальных пленок

Номер пленки	Примерное содержание CdTe в слоях			Легирующая примесь In (контактный слой)	Ширина ямы / барьера / СР, нм
	Контактный и поглощающий	Барьеры	Ямы		
1	0.32	0.7	0.05	$1*10^{17}$ $см^{-3}$	10 / 2.5 / 127.5
2	0.32	0.75	0.05		3.2 / 2.5 / 59.5
3	0.32	0.7	0.00		3.2 / 2.5 / 59.5
4	0.32	0.72	0.05		10 / 2.5 / 127.5

В работе представлены результаты исследований темновых токов *nB(SL)n* - структур со сверхрешеткой в барьерной области на основе МЛЭ $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Темновые токи измерялись в широком диапазоне температур для структур с диаметрами поперечного сечения 0.50 мм-0.02 мм. На рисунке 2 приведены зависимости плотности тока от напряжения структур №1-№4 измеренные при температуре 80 К для. Диаметры всех структур в данном случае составляли 0.50 мм. При температуре 200 К строились зависимости плотности тока *nB(SL)n* - структур от отношения периметра к площади структуры (рисунок 3). При напряжении 0.2 В плотность тока поверхностной

утечки для различных структур находилась в диапазоне ($4.7\cdot10^{-4}$–$6.6\cdot10^{-4}$) А/см при плотности объемной составляющий тока в одной из структур $8.1\cdot10^{-3}$ А/см^2.

Из зависимости плотности тока от температуры для структур № 1-4 построены графики Аррениуса при напряжении смещения 0.5 В, приведенные на рисунке 4. Из рисунка видно, что для структур 2-4 зависимости хорошо спрямляются в диапазоне температур 200-275 К, и лишь зависимость для структуры 1 имеет изогнутый вид. По углу наклона аппроксимирующей прямой данных зависимостей определены энергии активации процесса, участвующего в увеличении плотности тока с ростом температуры. Для всех исследованных образцов величины энергий находились в диапазоне 288-353 мэВ, характерной для ширины запрещенной зоны (E_g) образцов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с x≈0,32.

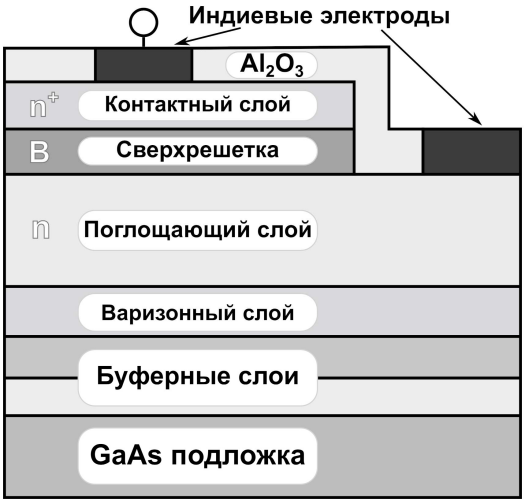


Рисунок 1 — Схематическое представление расположения слоев nB(SL)n - структуры со сверхрешеткой в барьерной области

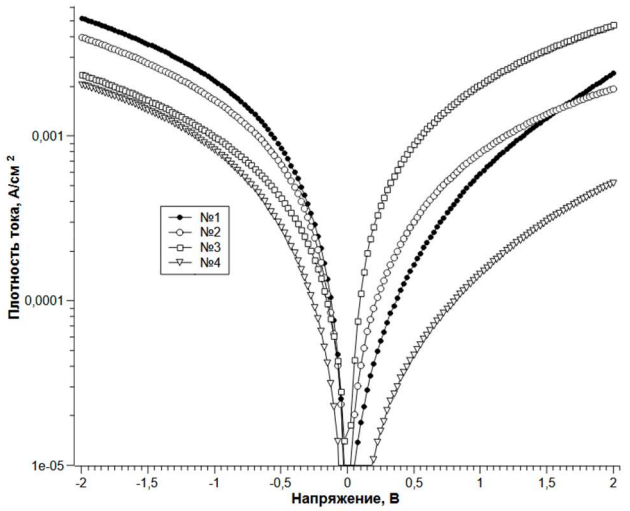


Рисунок 2 — Зависимости плотности тока от напряжения для структур №1-№4 измеренные при температуре 80 К

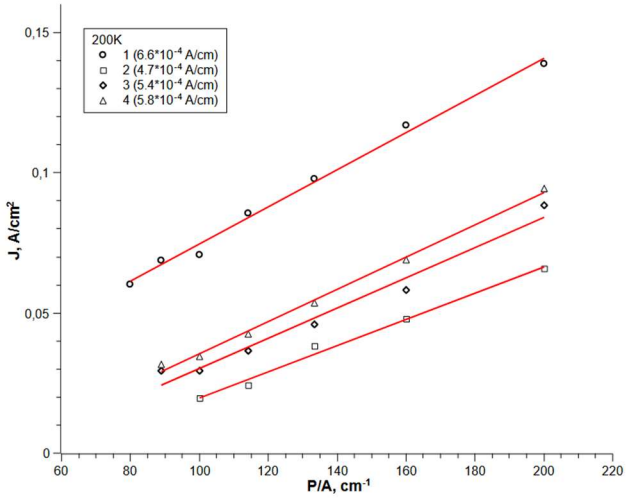


Рисунок 3 — Зависимости плотности тока nB(SL)n - структур от отношения периметра к площади структуры при температуре 200 К.

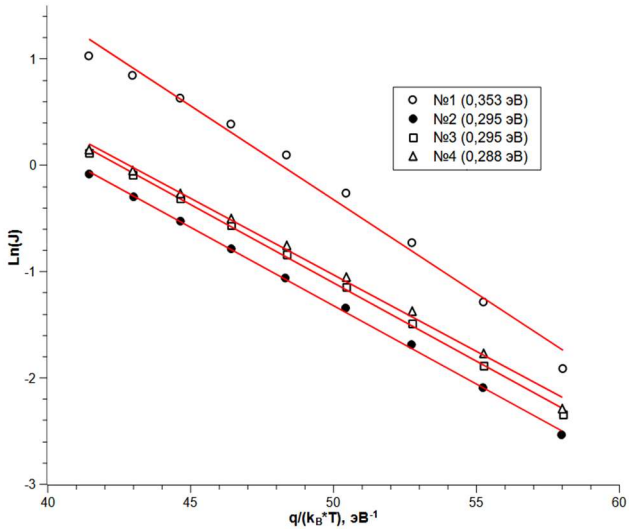


Рисунок 4 — Графики Аррениуса для структур №1-№4 при напряжении смещения 0.5 В

В результате проделанной работы в широком диапазоне температур проведены исследования nB(SL)n - структур на основе эпитаксиальных пленок МЛЭ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ со сверхрешеткой в барьерном слое. Показано, что исследованные структуры характеризуются ВАХ как объемной, так и поверхностной составляющими в зависимости от напряжения смещения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-62-10021

Список публикаций:

[1] Akhavan N. D., Jolley G., Umana-Membreno G. A., et al. // J. Electron. Mater. 2015. V. 44. No. 9. P. 3044.

[2] Uzgur F., Kocaman S. // Infrared Phys Technol. 2019. V. 97. P. 123.
[3] He J., Wang P., Li Q., et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2020. V. 67. No. 5. P. 2001-2007.
[4] Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 53. No. 5. P. 055107.
[5] Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M. et al. // Infrared Phys. Technol. 2019. V. 102. P. 103035.
[6] Kopytko M., Wrobel J., Jozwikowska K. et al. // J. of Electron. Mater., 2015, Vol. 44, No. 1, P. 158-166
[7] Benyahia D., Martyniuk P., Kopytko M. et al. // Opt. Quant. Electron. (2016) 48:215
[8] Benyaya J., Martyniuk P., Kopytko M. et al. // Conf. Num. Sim. Optoel. Dev. 2015, DOI: 10.1109/NUSOD.2015.7292881

Электрофизические свойства MI - nB(SL)n – структуры на основе HgCdTe в широком температурном диапазоне

Дзядух Станислав Михайлович,
Войцеховский Александр Васильевич,
Горн Дмитрий Игоревич,
Дворецкий Сергей Алексеевич,
Михайлов Николай Николаевич,
Якушев Максим Витальевич,
Сидоров Георгий Юрьевич
Томский государственный университет
E-mail:vav43@mail.tsu.ru

Трехкомпонентный полупроводник HgCdTe является одним из перспективных материалов для создания высокочувствительных фотонных приемников ИК излучения действующих в окнах прозрачности атмосферы [1, 2]. Создание униполярных барьерных приборов на основе гетероэпитаксиальных структур HgCdTe позволит избавиться от дефектообразующих технологических операций имплантации и отжига, а также снизить требования к рабочим температурам фотодетекторов [3]. При этом возникающий в структуре небольшой барьер для неосновных носителей заряда пагубно влияющий на характеристики фотодетекторов предлагается устранять созданием вместо монолитного барьерного слоя, барьерного слоя на основе сверхрешетки [4]. Несмотря на все неоспоримые преимущества подобных структур, по данной теме в литературе преобладают работы теоретического характера, показывающие перспективность использования их для детектирования ИК излучения, а работы направленные на практическое изготовление и экспериментальные исследования подобных структур не многочисленны [5-7]. Поэтому проведение экспериментальных исследований тестовых структур с целью сформировать комплекс технологических требований к процессу создания данных структур является актуальной задачей. Одними из хорошо зарекомендовавшими себя методами исследования экспериментальных полупроводниковых структур являются адмитансные методы [8-10]. Данная группа методов позволяет определять широкий спектр свойств полупроводниковых структур.

В работе приводятся результаты исследования параметров МДП - структур в которых в качестве полупроводникового слоя используется униполярная барьерная nB(SL)n - структура со сверхрешеткой в барьерной области созданная на основе гетероэпитаксиальных слоев HgCdTe. Распределение содержания CdTe, а также концентрации легирующей примеси, представлено на рисунке 1. Сверхрешетка состоит из чередующихся 18 барьеров с содержанием CdTe X_{CdTe}=0,8 толщиной 9 нм и ям HgTe слоев толщиной 2 нм. Скорости роста варьировались при выращивании различных участков, также присутствовали технологические остановки в процессе выращивания для перестройки режимов роста.

На рисунке 2 приведены зависимости от напряжения обратной величины от квадрата удельной емкости МДП-структуры в режиме обеднения, построенные по измерениям ВФХ при 77 К на частотах 10 кГц и 2 МГц. Из рисунка видно, что при оценке концентрации основных носителей заряда по наклону зависимостей измеренных на различных частотах, значительное влияние оказывают плотности медленных и быстрых поверхностных состояний (ПС), которые приводят к более пологой зависимости емкости МДП-структуры от напряжения (вне зависимости от частоты переменного тестового сигнала). Поэтому концентрация определенная по измерениям на частоте 10 кГц оказывается существенно завышенной по сравнению с концентрацией определенной по измерениям на частоте 2 МГц. Также есть существенная разница в величинах концентраций определенных по прямой и обратной развертке напряжения. Согласно [11] для структур с n - типом проводимости оценку плотности быстрых ПС и концентрации основных носителей заряда следует проводить при обратной развертке напряжения, что даст минимальный завышенный результат.

На рисунке 3 приведены ВФХ МДП - структуры при прямой и обратной развертке измеренные на частоте 2 МГц и расчетные низкочастотные кривые, полученные для концентрации основных носителей $2.79 \cdot 10^{15}$ $см^{-3}$, определенной на наклону зависимости $1/C^2$ в режиме обеднения для обратной развертки по напряжению на частоте 2 МГц (рисунок 2). Емкость диэлектрика для прямой и обратной развертки определялись отдельно из соответствующих измерений. На данной частоте измеряемые ВФХ не имеют строго высокочастотного вида зависимости относительно времени формирования инверсионного слоя и наблюдается незначительный подъем емкости в режиме инверсии. Из рисунка также видно, что для данной концентрации имеется хорошее согласование между минимумами емкости расчетных характеристик и характеристик полученных в результате измерения, что указывает на близкий к высокочастотному вид ВФХ относительно времени перезарядки ПС.

На рисунке 4 приведена зависимость дифференциальной проводимости данной МДП - структуры при температуре 77 К. Дифференциальная проводимость в режиме обогащения практически отсутствует. Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения имеют классический вид. Особенностью данных зависимостей является наличие максимумов проводимости связанных с большой плотностью ПС на границе раздела диэлектрик — полупроводник. Значения проводимости в данных максимумах (вставка к рисунку 4) увеличивается с ростом температуры образцов, а постоянная времени перезарядки ПС уменьшается.

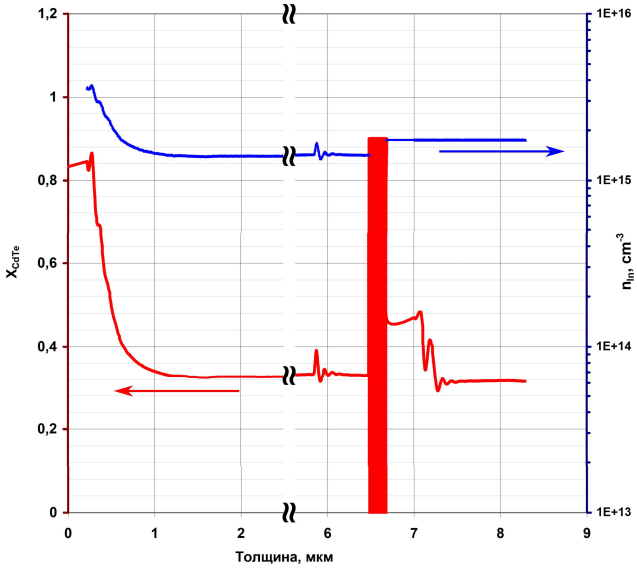


Рисунок 1 — Распределение содержания CdTe и концентрации легирующей примеси индия по толщине эпитаксиальной пленки

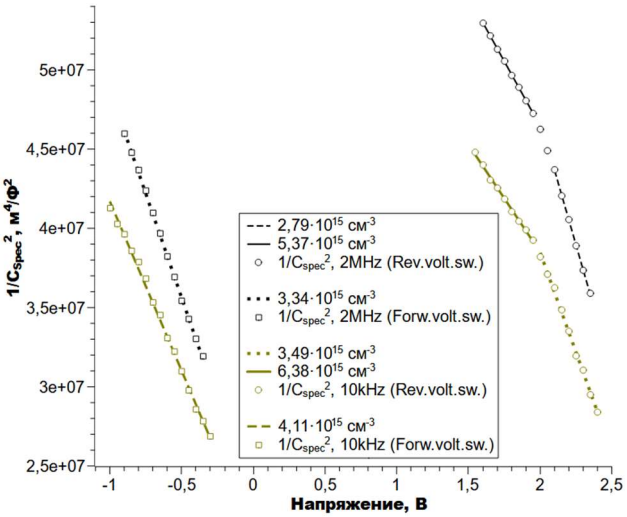


Рисунок 2 — Зависимость от напряжения обратной величины от квадрата удельной емкости МДП - структуры в режиме обеднения при температуре 77 К

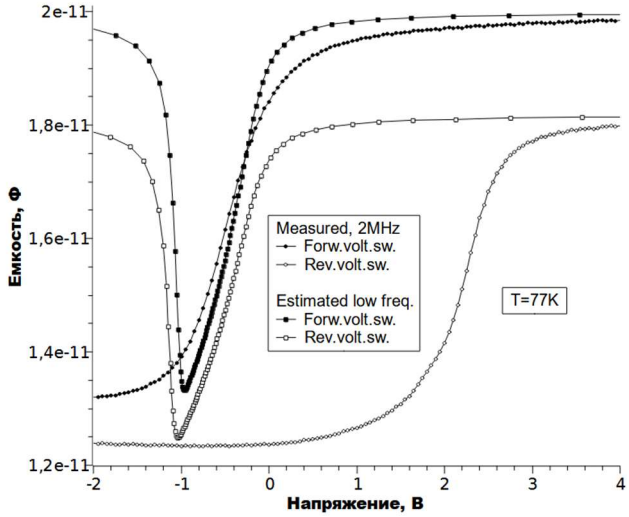


Рисунок 3 — ВФХ МДП - структуры при прямой и обратной развертке измеренные на частоте 2 МГц, и расчетные низкочастотные кривые, полученные для концентрации основных носителей 2.79·10^{15} см$^{-3}$

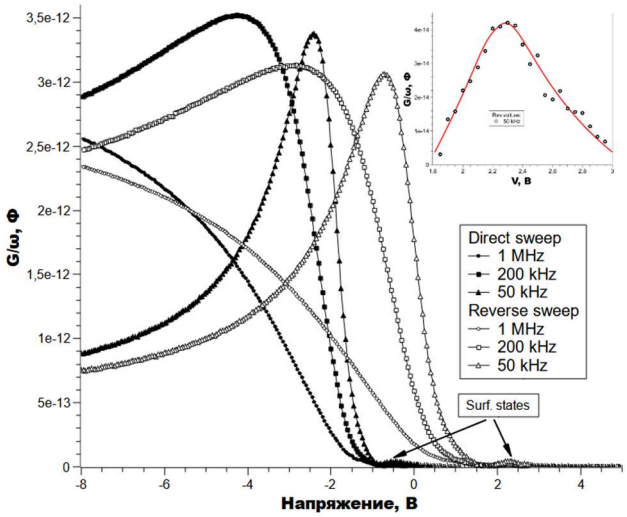


Рисунок 4 — Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения при температуре 77 К. На вставке к рисунку изображен фрагмент G(V)/ω при обратной развертке на частоте 50 кГц

В результате проделанной работы была проведена оценка концентрации легирующей примеси, плотности и характерного времени перезарядки быстрых ПС на границе раздела $Al_2O_3/Hg_{0,68}Cd_{0,32}Te$ MI-nB(SL)n– структуры.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-62-10021

Список публикаций:

[1] Chu J. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors / New York: Springer, 2010. – 506 p.
[2] Rogalski A. Infrared and Terahertz Detectors: 3rd. ed. / Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2019. – 1044 p.
[3] Войцеховский А.В., Горн Д.И. // Прикладная физика (2016) No 4, с. 83-86.
[4] M. Kopytko,J. Wrobel, K. Jozwikowska, et al. // Journal of Electronic Materials, 2015, Vol. 44, No. 1, 158-166
[5] D. Benyahia, P. Martyniuk, M. Kopytko, et al. // Opt Quant Electron (2016) 48:215
[6] J. Benyaya, P. Martyniuk, M. Kopytko, et al. // IEEE Xplore, 2015 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD) 2015, DOI: 10.1109/NUSOD.2015.7292881
[7] I.I. Izhnin, K.R. Kurbanov, A.V. Voitsekhovskii, et al. // Applied Nanoscience (2020) 10: 4571-4576
[8] Zubkov VI, Yakovlev IN, Litvinov VG, et al. // Semiconductors (2014) 48:917–923
[9] А. В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С. М. Дзядух, и др. // Известия ВУЗов. Физика (2020) Т. 63, № 3 с. 76-86.
[10] А. В. Войцеховский, С. М. Дзядух, Д. И. Горн, и др. // Прикладная физика (2022) № 4, с. 40-45.
[11] А. В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С. М. Дзядух, и др. // Известия ВУЗов. Физика (2017) Т. 60, № 12/2 с. 202-206.

Зависимости коэффициента умножения и полосы пропускания лавинного фотодиода на основе Ge/Si от степени легирования и толщины слоя умножения

Диб Хазем
Хомякова Кристина Игоревна, Коханенко Андрей Павлович
Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск
E-mail: deeb.hazem.syr@gmail.com

Инфракрасная фотоэлектроника является одной из технологически продвинутых и быстроразвивающихся областей современной оптоэлектроники. Особый интерес представляют исследования в области создания высокочувствительных и высокоскоростных детекторов для области оптоволоконной связи [1–3], спектроскопии [4] и изображений [5]. Так, лавинные фотодетекторы (ЛФД) оказались очень привлекательными для систем с высокой чувствительностью благодаря их внутренней способности усиления сигнала за счет внутреннего лавинного усиления [6].

Лавинный фотодиод на основе германия и кремния представляет собой сложную структуру фотодетектора, объединяющего свойства германия и кремния для эффективного обнаружения света и усиления сигнала [7–9]. В фотодиоде на основе Ge/Si с раздельными областями поглощения и умножения оптимизировано поглощение падающего света и умножение носителей заряда. Область поглощения эффективно преобразует фотоны в электронно-дырочные пары, тогда как область умножения создает необходимое электрическое поле для ускорения носителей заряда и инициирования процесса лавинного умножения.

Последние исследования и разработки направлены на дальнейшее улучшение производительности Ge/Si лавинных фотодиодов. Это включает в себя повышение эффективности умножения заряда, снижение уровней тёмного тока и оптимизацию времени отклика устройства [10–14]. В данной работе основное внимание уделяется исследованию рабочих характеристик лавинных фотодиодов на основе Ge/Si, в частности зависимости от толщины слоя умножения. Толщина и концентрация легирующего вещества в умножающем слое отвечают за получение внутреннего усиления за счет ударной ионизации, которое сильно влияет на характеристики производительности лавинного фотодиода. Изучение рабочие характеристики ЛФД, а также анализ их зависимостей от толщины слоя умножения нацелены на оптимизацию и проектирование лавинных фотодиодов на основе Ge/Si.

Моделирование лавинных фотодиодов предполагает использование программного обеспечения TCAD, которое основано на уравнении Пуассона, уравнении непрерывности и уравнении переноса носителей. В данной работе были спроектированы планарные структуры германия на кремниевых лавинных фотодиодах с различной толщиной слоя умножения. На рисунке 1 представлено поперечное сечение структуры лавинного фотодиода на основе Ge/Si. Эти устройства имеют цилиндрическую структуру диаметром 30 мкм. Характеристики лавинных фотодиодов были смоделированы при освещении оптической входной мощностью -20 дБм при длине волны 1310 нм.

Рис. 1 Поперечное сечение структуры лавинного фотодиода на основе Ge/Si

Для исследования влияния толщины слоя умножения и концентрации примесей на характеристики лавинного фотодиода был проведен ряд симуляций с использованием десяти различных структур. Симуляция включала изменение толщины слоя умножения от 0.5 мкм до 1.5 мкм с шагом 0.25 мкм. Одновременно для слоев поглощения и умножения были выбраны два различных значения концентрации легирования: 1×10^{15} см$^{-3}$ и 5×10^{15} см$^{-3}$.

На рисунке 2 показаны зависимости коэффициента умножения (M) от разности между напряжениями пробоя и смещения для разных значений толщины слоя умножения для структур лавинных фотодиодов с различной концентрацией легирования.

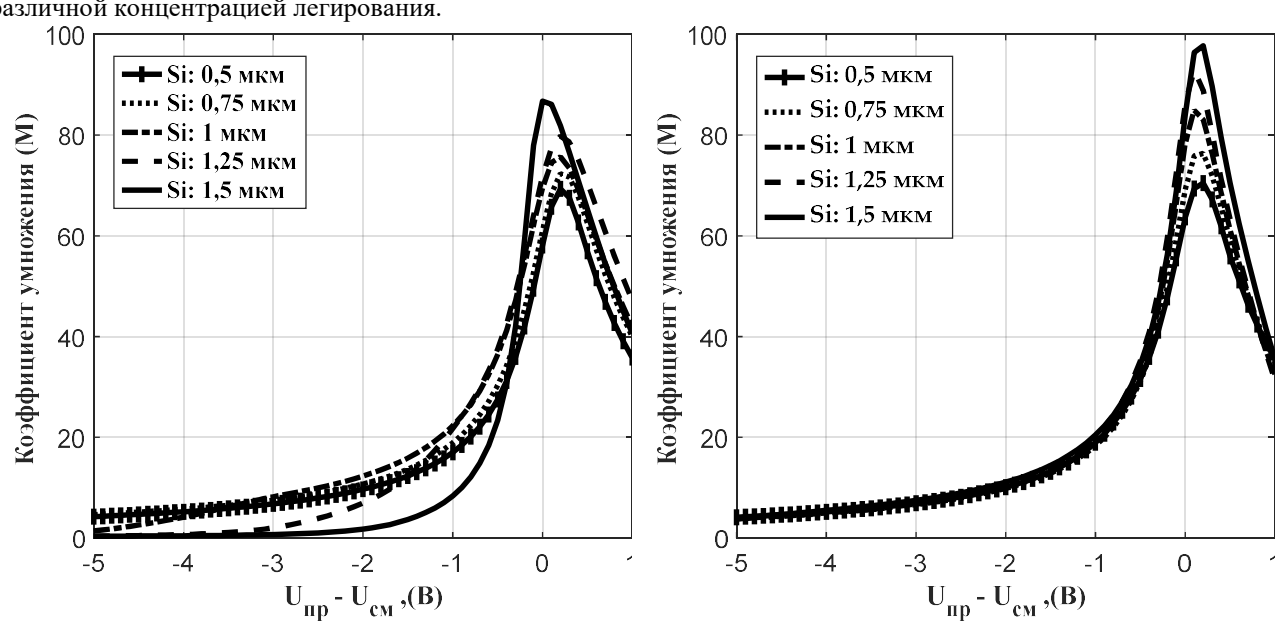


Рис. 2 Зависимости коэффициента умножения M от разности между напряжениями пробоя и смещения для разных значений толщины слоя умножения с различной концентрацией легирования слоев умножения и поглощения: (а) 1×10^{15} $см^{-3}$; (б) 5×10^{15} $см^{-3}$

В области линейного режима, для структур с низкой концентрацией легированных слоев поглощения и умножения (1×10^{15} $см^{-3}$), коэффициент умножения зависит от напряжения смещения и скорости генерации электрон-дырочных пар при лавинном процессе, которые определяются толщиной слоя умножения и соответствующей напряженностью электрического поля внутри структур (рисунок 2а). С другой стороны, если рассматривать концентрацию легирования (5×10^{15} $см^{-3}$) в области линейного режима, более высокая концентрация легирования приводит к росту электрического поля в определенных областях, что приводит к неоднородному распределению поля. В этом случае уменьшается общий коэффициент умножения. Следовательно, даже при увеличении толщины слоя умножения, как показано на рисунке 2б, коэффициент умножения остается относительно неизменным в области линейного режима.

Вблизи области пробоя, за счет увеличения толщины слоя умножения, лавинная область внутри лавинного фотодиода расширяется. Эта расширенная область позволяет большему числу носителей участвовать в процессе умножения, что приводит к более высокому коэффициенту умножения вблизи напряжения пробоя. Следовательно, увеличение толщины слоя умножения приводит к увеличению коэффициента умножения умножения вблизи напряжения пробоя, как показано на рисунке 2.

На рисунке 3 представлены зависимости полосы пропускания от разности между напряжениями пробоя и смещения для разных значений толщины слоя умножения с различной концентрацией легирования. Можно видеть, что полоса пропускания уменьшается с увеличением толщины слоя умножения. Более толстый слой умножения представляет собой более длинный путь для носителей заряда до достижения области сбора. При прохождении через этот слой время транзита носителей увеличивается. Это приводит к более медленному времени отклика устройства, что ограничивает полосу пропускания. Однако, необходимо учитывать и зависимость скорости движения носителей от приложенного электрического поля. Для структур с низким уровнем легирования поглощающих и умножающих слоев (1×10^{15} $см^{-3}$) увеличение толщины слоя умножения свыше 1 мкм приводит к уменьшению скорости дрейфа носителей через слой умножения. В результате время перемещения увеличивается, а полоса пропускания уменьшается (рисунок 3а), в сравнении с структурами с более высоким уровнем легирования поглощающих и умножающих слоев (5×10^{15} $см^{-3}$) (рисунок 3б). В последнем случае профиль электрического поля позволяет получать максимальную скорость дрейфа носителей. Это приводит к более высокой полосе пропускания. Однако, и в этом случае, с увеличением толщины слоя умножения, время пролета увеличивается, что приводит к сокращению полосы пропускания.

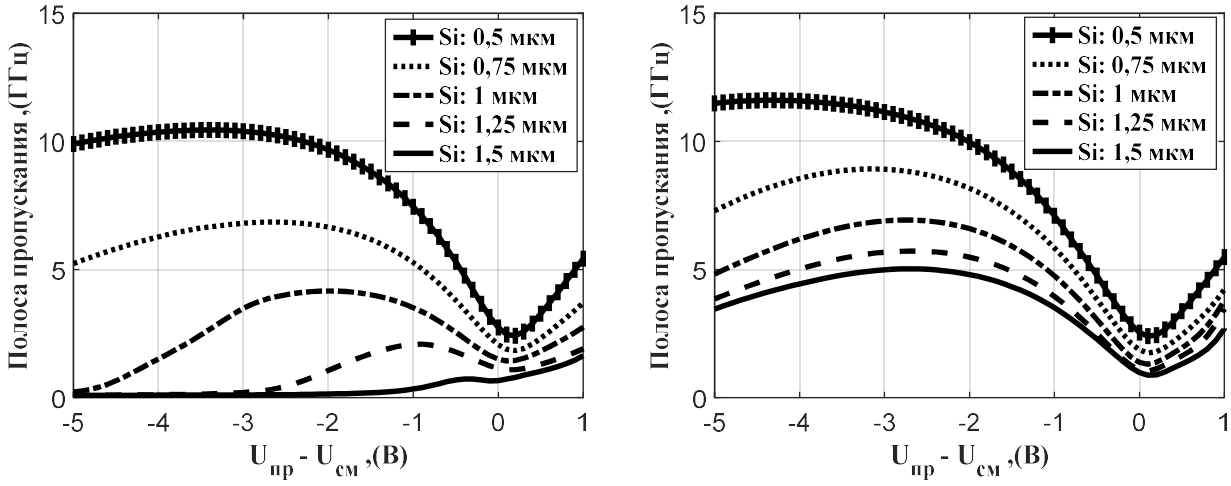


Рис. 2 Зависимость полосы пропускания от разности между напряжениями пробоя и смещения для разных значений толщины слоя умножения с различной концентрацией легирования слоев умножения и поглощения: (а) 1×10^{15} $см^{-3}$; (б) 5×10^{15} $см^{-3}$

Таким образом, увеличение толщины слоя умножения приводит к увеличению коэффициента умножения. Однако, пропускная способность фотодиода уменьшается с увеличением толщины слоя умножения из-за увеличения времени переноса носителей. В общем, оптимизация толщины слоя умножения и поглощения в лавинном фотодиоде требует достижения компромисса между коэффициентом умножения и пропускной способностью, чтобы сбалансировать характеристики устройства. Выбор конкретных параметров структуры лавинного фотодиода на основе Ge/Si зависит от конкретных требований к устройству и условий эксплуатации.

Список публикаций:

[1] Benedikovic, D.; Aubin, G.; Haetmann, J.-M.; Amar, F.; Le Roux, X.; Alonso-Ramos, C.; Cassan, É.; Marris-Morini, D.; Boeuf, F.; Fédéli, J.-M.; et al. Silicon-Germanium Avalanche Receivers with fJ/bit Energy Consumption. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2022, 28, 3802508. https://doi.org/10.1109/JSTQE.2021.3112494.

[2] Izhnin, I.I.; Lozovoy, K.A.; Kokhanenko, A.P.; Khomyakova, K.I.; Douhan, R.M.H.; Dirko, V.V.; Voitsekhovskii, A.V.; Fitsych, O.I.; Akimenko, Y.N. Single-photon avalanche diode detectors based on group IV materials. Appl. Nanosci. 2022, 12, 253–263. https://doi.org/10.1007/s13204-021-01667-0.

[3] Douhan, R.; Lozovoy, K.; Kokhanenko, A.; Deeb, H.; Dirko, V.; Khomyakova, K. Recent Advances in Si-Compatible Nanostructured Photodetectors. Technologies 2023, 11, 17. https://doi.org/10.3390/technologies11010017.

[4] Hakkel, K.D.; Petruzzella, M.; Ou, F.; van Klinken, A.; Pagliano, F.; Liu, T.; van Veldhoven, R.P.J.; Fiore, A. Integrated near-infrared spectral sensing. Nat. Commun. 2022, 13, 69. https://doi.org/10.1038/s41467-021-27662-1.

[5] Liu, D.; Li, T.; Tang, B.; Zhang, P.; Wang, W.; Liu, M.; Li, Z. A Near-Infrared CMOS Silicon Avalanche Photodetector with Ultra-Low Temperature Coefficient of Breakdown Voltage. Micromachines 2022, 13, 47. https://doi.org/10.3390/mi13010047.

[6] Campbell, J.C.; Demiguel, S.; Ma, F.; Beck, A. Recent Advances in Avalanche Photodiodes. J. Light. Technol. 2016, 34, 278–285. https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2453092.

[7] Duan, N.; Liow, T.-Y.; Lim, A.E.-J.; Ding, L.; Lo, G.Q. 310 GHz gain-bandwidth product Ge/Si avalanche photodetector for 1550 nm light detection Opt. Express 2012, 20, 11031–11036. https://doi.org/10.1364/OE.20.011031.

[8] Warburton, R.E.; Intermite, G.; Myronov, M.; Allred, P.; Leadley, D.R.; Gallacher, K.; Paul, D.J.; Pilgrim, N.J.; Lever, L.J.M.; Ikonic, Z.; et al. Ge-on-Si single-photon avalanche diode detectors: Design, modeling, fabrication, and characterization at wavelengths 1310 and 1550 nm. IEEE Trans. Electron Devices 2013, 60, 3807–3813. https://doi.org/10.1109/TED.2013.2282712.

[9] Huang, Z.; Li, C.; Liang, D.; Yu, K.; Santori, C.; Fiorentino, M.; Sorin, M.; Palermo, S.; Beausoleil, R.G. 25 Gbps low-voltage Waveguide Si-Ge Avalanche Photodiode. Optica 2016, 3, 793–798. https://doi.org/10.1364/optica.3.000793.

[10] Zeng, X.; Huang, Z.; Wang, B.; Liang, D.; Fiorentino, M.; Beausoleil, R.G. Silicon–germanium avalanche photodiodes with direct control of electric field in charge multiplication region. Optica 2019, 6, 772–777. https://doi.org/10.1364/optica.6.000772.

[11] Wang, B.; Huang, Z.; Yuan, Y.; Liang, D.; Zeng, X.; Fiorentino, M.; Beausoleil, R.G. 64 Gb/s low-voltage waveguide SiGe avalanche photodiodes with distributed Bragg reflectors. Photonics Res. 2020, 8, 1118–1123. https://doi.org/10.1364/prj.390339.

[12] Samani, A.; Carpentier, O.; El-Fiky, E.; Jacques, M.; Kumar, A.; Wang, Y.; Guenin, L.; Gamache, C.; Koh, P.-C.; Plant, D.V. Highly Sensitive, 112 Gb/s O-band Waveguide Coupled Silicon-Germanium Avalanche Photodetectors. In Proceedings of the 2019 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), San Diego, CA, USA, 3–7 March 2019; pp. 1–3.

[13] Carpentier, O.; Samani, A.; Jacques, M.; El-Fiky, E.; Alam, S.; Wang, Y.; Koh, P.-C.; Calvo, N.A.; Plant, D. High Gain-Bandwidth Waveguide Coupled Silicon Germanium Avalanche Photodiode. In Proceedings of the 2020 Conference on Lasers and Elec-tro-Optics (CLEO), San Jose, CA, USA, 10–15 May 2020; pp. 1–2.

[14] Kim, G.; Kim, S.; Kim, S.A.; Oh, J.H.; Jang, K.-S. NDR-effect vertical-illumination-type Ge-on-Si avalanche photodetector. Opt. Lett. 2018, 43, 5583–5586. https://doi.org/10.1364/ol.43.005583.

Исследование дифракции света на мультиплексированных двухслойных голографических дифракционных структурах в фотополимеризующихся композициях

Долгирев Виктор Олегович
Шарангович Сергей Николаевич, Растрыгин Даниил Сергеевич
Томский Государственный Университет Систем Управления и радиоэлектроники (ТУСУР)
E-mail: vitial2@mail.ru

Аннотация. В данной работе представлена теоретическая модель и схема экспериментальной установки по дифракции света на мультиплексированных многослойных неоднородных голографических дифракционных структурах, сформированных в фотополимеризующихся композициях. Путем численного моделирования и экспериментального исследования получены дифракционные характеристики мультиплексированных двухслойных голографических дифракционных структур, демонстрирующие возможность кратного уширения угловой селективности и спектральной полосы пропускания по сравнению с обычными многослойными структурами.

Ключевые слова: многослойные голографические дифракционные структуры, фотополимеризующиеся композиции

Введение

В настоящий период времени дифракционная оптика приобретает особое значение в сфере развития оптических коммуникационных систем. Её значимость обуславливается в способности улучшить характеристики оптических сетей, внести существенный рост скорости передачи информации и добиться экономической эффективности для оборудования. Развитие дифракционной оптики ведет также к эволюции новых оптических инструментов, в числе которых оказываются оптические вычислители и мультиплексоры, способные обрабатывать огромные объемы данных с высокой скоростью.

В последнее время, ученые все больше обращают внимание на многослойные дифракционные структуры [1-7]. Отличительной особенностью этих структур является их угловая селективность, которая состоит из определенного набора локальных максимумов. Если интерпретировать каждый локальный максимум как полосу пропускания, то данные структуры интересны с точки зрения построения на их основе оптических спектральных фильтров, которые могут быть применены оптических сетях связи с волновым уплотнением каналов.

Вместе с тем, применение фоточувствительных материалов [8-11] и голографического метода записи позволяет создавать различной сложности фотонные структуры, обладающих дифракционной эффективностью до 90 процентов. Кроме этого, множество возможных составов фоточувствительных сред, таких как фотополимерные материалы (ФПМ) с интегрированными жидкими кристаллами (ЖК), предоставляют уникальные возможности для манипуляции дифракционными характеристиками при помощи электрических полей [1, 9, 12-14].

Так, например, ранее в работах [1-7] были представлены результаты исследования дифракционных свойств многослойных неоднородных голографических дифракционных структур (МНГДС), записанных в фотополимеризующихся композициях, включая их комбинацию и с жидкими кристаллами. В этих исследованиях было выявлено, что возможность изменения количества локальных максимумов и их ширины зависит как от количества дифракционных слоев, так и от соотношения толщин промежуточного и дифракционного слоев. Кроме этого, при наличии ЖК в составе дифракционных слоев возможно также было под воздействием электрического поля не только трансформировать вид угловой селективности, но и смещать его [1].

Однако, в данных работах не было уделено внимание рассмотрению случая считывания МНГДС, в которой могли бы быть последовательно записаны несколько дифракционных решеток (ДР) под разными углами. Такая мультиплексированная запись МНГДС могла бы позволить улучшить дифракционные характеристики стандартных многослойных структур путем уширения угловой селективности и спектральной полосы пропускания.

Таки образом, целью данной работы является исследование дифракции света на мультиплексированных МНГДС, сформированных при последовательной записи в фотополимеризующихся композициях.

Теоретическая часть

Для описания процесса дифракции будет использована математическая модель, представленная ранее в работе [1]. Для данной модели будем считать, что считывание мультиплексированной МНГДС происходит плоской световой волной, все процессы записи на голографической дифракционной структуре (ГДС) завершены, апертура считывающего пучка много больше толщины МНГДС. На рисунке 1 приведена схема дифракции света на мультиплексированной МНГДС в апертурных координатах.

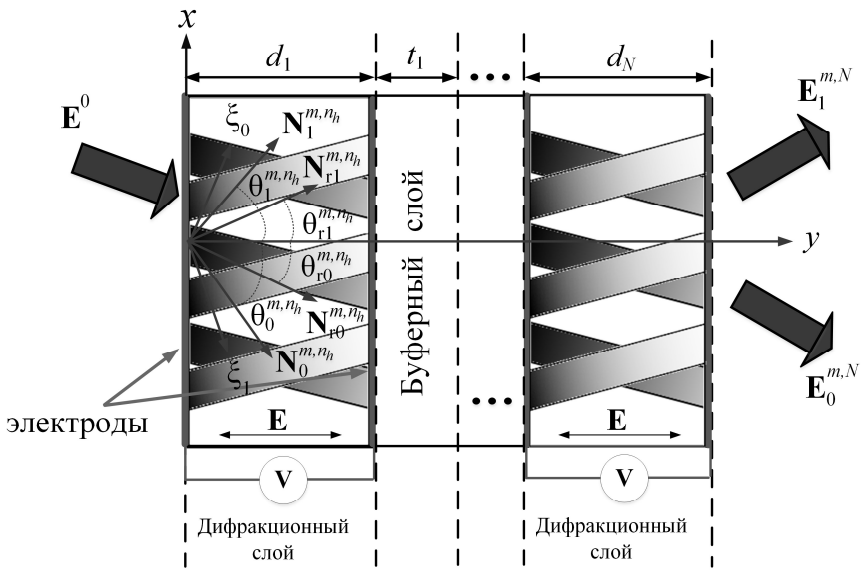


Рис. 1 Схема дифракции света на мультиплексированной МНГДС

Световое поле для дальней зоны дифракции на выходе мультиплексированной МНГДС в результате процесса преобразования частотно-угловых спектров взаимодействующих световых пучков представляется в виде перемножения суммы передаточных матричных функций каждой записанной МНГДС и входного оптического поля [1]:

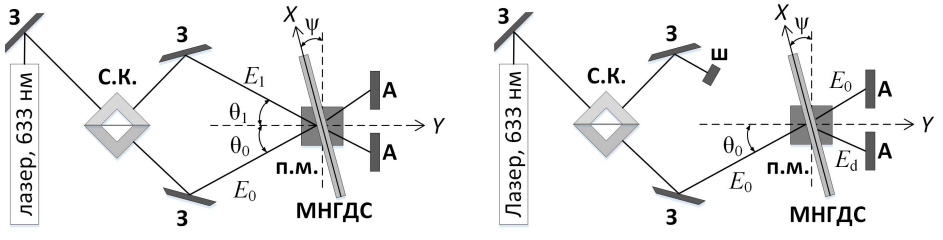
$$\mathbf{E}^{m,N} = \left(\mathbf{T}^{m,N,1} + ...\mathbf{T}^{m,N,n_h} + ... + \mathbf{T}^{m,N,N_h}\right)\cdot\mathbf{E}^{0}, \quad (1)$$

где $\mathbf{T}^{m,N,n_h} = \mathbf{T}^{m,N,n_h}\cdot\mathbf{A}^{m,N-1}\cdot\mathbf{T}^{m,N-1,n_h}\cdot....\cdot\mathbf{A}^{m,1}\cdot\mathbf{T}^{m,1,n_h}$ – матричная передаточная функция МНГДС, $\mathbf{E}^{m,n} = \begin{bmatrix} E_0^{m,n}(\omega,\Delta K) \\ E_1^{m,n}(\omega,\Delta K) \end{bmatrix}$, $\mathbf{T}^{m,n,n_h} = \begin{bmatrix} T_{00}^{m,n,n_h}(\omega,\Delta K) & T_{10}^{m,n,n_h}(\omega,\Delta K) \\ T_{01}^{m,n,n_h}(\omega,\Delta K) & T_{11}^{m,n,n_h}(\omega,\Delta K) \end{bmatrix}$ – матричная передаточная функция, $\mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} E_0(\omega,\Delta K) \\ 0 \end{bmatrix}$, $\mathbf{A}^{m,n}$ – матрица перехода для промежуточного слоя из [1, 7], N_h и n_h – количество и номер записанной голограммы, ω – частота считывающего пучка, ΔK – фазовая расстройка, $m = o,e$ – индекс, соответствующий обыкновенным и необыкновенным волнам, N и n – количество и номер дифракционных слоев. Компоненты матрицы $\mathbf{T}^{m,n,n_h}$ определены ранее в работе [1].

Кроме этого, компоненты матрицы $\mathbf{T}^{m,n,n_h}$ при отсутствии ЖК переходят в известные с учетом [7] и без учета [3] неоднородности профиля показателя преломления вдоль глубины решетки.

Экспериментальная часть

На рисунке 2 проиллюстрированы разработанные схемы экспериментальных установок по голографической записи и считывании мультиплексированных МНГДС в ФПМ.



а *б*

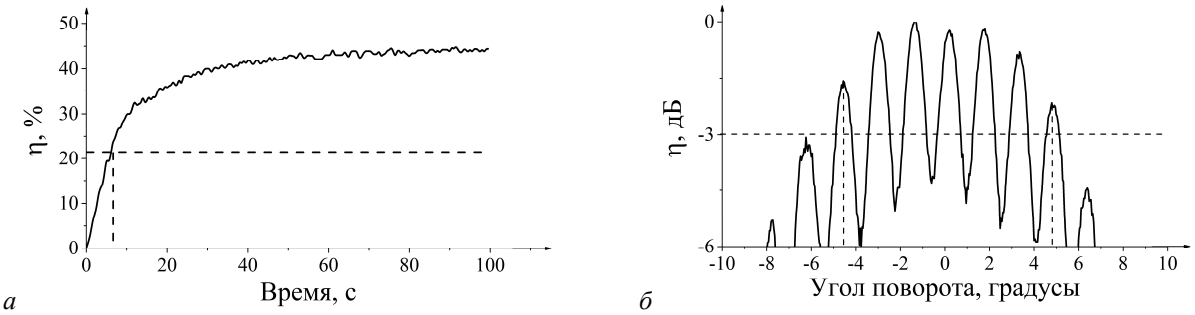
Рис. 2 Схема (а) формирования и (б) считывания мультиплексированной МНГДС в ФПМ

Для формирования ГДС в образце с ФПМ была использована классическая схема двухпучковой записи. Для данной схемы гелий-неоновый лазер с мощностью светового пучка 0.5 мВт, апертурой 3 мм излучает на длине волны 633 нм. Далее световой пучок разделяется на 2 пучка с помощью светоделительного кубика (с.к.),

после чего они падают в центр оси вращения МНГДС, образуя тем самым интерференционную картину. В процессе засвечивания происходит полимеризация мономера в светлых областях, тем самым образуется ДР. Угол между двумя падающими пучками составлял 16 градусов. Для создания мультиплексированной МНГДС, после записи первой ДР, через определенное время t_1, образец подвергался вращению вокруг своей оси на угол Ψ. Таким образом, была произведена последовательная запись двух голограмм. Структура образца включала две тонкие пленки с «Bayfal HX 200» с толщиной ФПМ-слоя 16±2 мкм, которые были разделены буферным слоем с толщиной не менее 80 мкм. Проходящие через образец пучки попадали на анализаторы (А) светового излучения для фиксации их интенсивности. Для исследования селективных свойств сформированной мультиплексированной МНГДС шторкой (ш) перекрывался один из пучков и поворотным механизмом происходило вращение образца.

Результаты эксперимента и численного моделирования

Для исследования дифракционных и селективных характеристик мультиплексированных МНГДС была экспериментально записана одиночная МНГДС с целью определения необходимых времен записи нескольких ГДС, а также углов поворота Ψ. На рисунке 3 приведена кинетика формирования дифракционной эффективности (ДЭ) двухслойной ГДС и ее зависимость от угла поворота относительно оси вращения.



а *б*

Рис. 3 Кинетика формирования ДЭ (а) и зависимость угловой селективности одиночной двухслойной ГДС

Исходя из кинетики формирования (рис. 3*а*) было определено, что для формирования мультиплексированной двухслойной ГДС с равномерным уровнем ДЭ для двух ДР время записи первой решетки должно составлять $t_1 = 7$ секунд, а для второй $t_2 = 100$ секунд. Вместе с тем, исходя из селективных свойств (рис. 3*б*), необходимый угол поворота образца, относительно уровня ДЭ для локальных максимумов не ниже -3 дБ, должен составлять $\Psi_1 = 5$ и $\Psi_2 = -5$ градусов.

Далее, согласно полученным параметрам одиночной двухслойной ГДС и схемам экспериментальных установок, приведенных на рисунке 2, была произведена запись мультиплексированной двухслойной ГДС и ее считывание. На рисунке 4 приведен нормированный график угловой селективности мультиплексированной двухслойной ГДС, полученный экспериментальным путем и с помощью численного расчета, согласно выражению (1). При численном моделировании считалось, что дифракция света происходит только на основной пространственной гармонике на обыкновенных волнах, внешнее электрическое поле отсутствует. Также, были подобраны коэффициенты аппроксимации для профилей показателя преломления, влияющие на искажение дифракционных характеристик МНГДС, а именно – увеличение уровня локальных минимумов. Другие параметры при моделировании: λ=633 нм – длина волны записи и считывания; θ=8 градусов – угол Брэгга; d_n=14 мкм – толщина дифракционного слоя; t_n=95 мкм – толщина буферного слоя; n_p=1.5 – показатель преломления фотополимера; $\Psi = \{5, -5\}$ градусов.

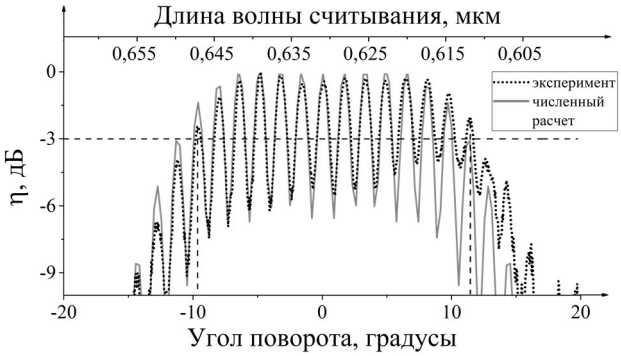


Рис. 4 Угловая селективность мультиплексированной двухслойной ГДС

Как видно из рисунка 4, при мультиплексированной записи нескольких решеток в МНГДС возможно уширение угловой селективности и спектральной полосы пропускания, которое кратно числу записанных ГДС. В данном случае коэффициент уширения равен двум относительно уровня ДЭ в -3 дБ для локальных максимумов. Вместе с тем, при экспериментальных исследованиях наблюдались искажения дифракционных свойств, а именно увеличение уровня локальных минимумов. Также, стоит отметить, что искажения имеют различия для двух разных записанных ГДС, что свидетельствует о влиянии фотоиндуцированного поглощения материала на процесс формирования каждого отдельного профиля решетки по глубине слоя [15].

Из рисунка 4 также видно, что разработанная математическая модель дифракции хорошо согласуется с полученными экспериментальными результатами и может быть применена как для расчета дифракционных характеристик стандартных и мультиплексированных МНГДС, сформированных с фотополимеризующихся композициях с ЖК и без. Небольшая неточность в определении искажений дифракционных характеристик здесь обусловлена подбором самих коэффициентов аппроксимации для профилей решеток. Следовательно, более тщательный их подбор может позволить более точно определять дифракционные и селективные свойства мультиплексированных МНГДС.

Заключение

Таким образом, в данной работе проведено исследование дифракционных характеристик мультиплексированных многослойных неоднородных голографических дифракционных структур, сформированных при последовательной записи в фотополимеризующихся композициях. В ходе исследования было установлено, что путем последовательной записи нескольких решеток с определенным шагом возможно уширение угловой селективности и спектральной полосы пропускания по уровню в -3 дБ, которое кратно числу записанных ГДС.

В ходе исследования было также выявлено, что при последовательной записи нескольких решеток, наблюдались различные искажения дифракционных характеристик многослойных голографических дифракционных структур. Уровень локальных минимумов мог отличаться в разных точках угловой селективности, что обусловлено влиянием фотоиндуцированного поглощения материала на процесс формирования профиля каждой решетки в каждом слое.

Вместе с тем, результаты эксперимента были сопоставлены с численным расчетом, произведенным по разработанной математической модели дифракции света на мультиплексированных многослойных голографических дифракционных структурах, учитывающей влияние неоднородности профиля решеток. Полученные результаты свидетельствуют о возможности применения данной модели для расчета дифракционных и селективных характеристик мультиплексированных многослойных структур, сформированных в фотополимеризующихся композициях.

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

Список публикаций:

[1] Dolgirev V.O., Sharangovich S.N. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 12.
[2] Malallah R. et al. // J. Opt. Soc. Am. A. 2019. V. 36. No. 3. P. 320.
[3] Pen E.F., Rodionov M.Yu. // Quantum Electron. 2010. V. 40. No. 10. p. 919.
[4] Yan X. et al. // Appl. Phys. B. 2019. V. 125. Art. No. 67.
[5] Kazanskiy N.L. et. al. // Quantum Electron. 2020. V. 50. No. 7. P. 629.
[6] Pavlov D. // Opt. Lett. 2019. V. 44. No. 2. P. 283.
[7] Дудник Д.И., Шарангович С.Н. // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 1. С. 14.
[8] Vorzobova N., Sokolov P. // Polymers. 2020. V. 11. No. 12. P. 1.
[9] Semkin A.O., Sharangovich S.N. // Physics Procedia. 2017. V. 86. P. 187.
[10] Sakhno O.V., Goldenberg L.M., Stumpe J., Smirnova T.N. // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2009. V. 11. No. 2. P. 024013.
[11] Hagen R. et al. // Proc. SPIE, Digital Optical Technologies. 2017. V. 10335. P. 103350D.
[12] Hadjichristov G.B., Marinov Y.G., Petrov G. // Proceedings of the 10th European Conference on Liquid Crystals ECLC. 2010. V. 525. No. 1. P. 128.
[13] Meng S. et al. // Macromolecules. 2007. V. 40. No. 9. P. 3190.
[14] Zharkova G. et al. // Microelectronic Engineering. 2005. V. 81. No. 2-4. P. 281.
[15] Dolgirev V.O., Sharangovich S.N. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2022. V. 86. No. 1. P. 18.

Research of light diffraction on multiplexed two-layer holographic diffraction structures in photopolymerizing compositions

Dolgirev Viktor Olegovich
Sharangovich Sergey Nikolaevich, Rastrygin Daniil Sergeevich
Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR)
E-mail: vitial2@mail.ru

Annotation. This paper presents a theoretical model and scheme of an experimental installation for light diffraction on multiplexed multilayer inhomogeneous holographic diffraction structures formed in photopolymerizing compositions. Diffraction characteristics of multiplexed two-layer holographic diffraction structures have been obtained by numerical modeling and experimental research, demonstrating the possibility of multiple broadening of angular selectivity and spectral bandwidth compared with conventional multilayer structures.

Keywords: multilayer holographic diffraction structures, photopolymerizing compositions

Равновесная концентрация изломов на S_B ступенях поверхности Si(100)

Михаил Юрьевич Есин
Сергей Александрович Тийс
Александр Иванович Никифоров
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
E-mail: yesinm@isp.nsc.ru

После произвольного отжига, поверхность Si(100) имеет неравновесную структуру ступеней. Для достижения равновесной структуры необходима определенная процедура подготовки поверхности. Как известно, на поверхности Si(100), по причине анизотропной реконструкции (2x1) и впоследствии отличного тензора поверхностного натяжения на соседних террасах, существует отталкивающе упругое взаимодействие между ступенями [1]. В предположении достаточно сильного потенциала взаимодействия ступеней, их прямые столкновения маловероятны. Отталкивающие взаимодействие стремится ограничить извилистость ступеней, делая невыгодным их близкое расположение. Таким образом, распределение ширины террас определяется балансом между энтропией, возникшей в результате извилистости ступеней, и упругим отталкиванием между соседними ступенями. Для установления зависимость извилистости ступени от температуры отжига и расстояния между ступенями необходимы измерения сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) с высоким атомарным разрешением поверхности. Для детального анализа поведения шероховатости ступеней поверхности Si(100) в данной работе были получены изображения СТМ S_A и S_B ступеней при различных условиях отжига. Точность и корректность определения «прочности края ступени» и (среднего) потенциала взаимодействия между ступенями связано с достижением равновесной структуры ступеней. Одним из важных вопросов остается определение равновесной концентрации S_B ступеней поверхности Si(100). Цель данной работы – поиск оптимальных условий формирования равновесной концентрации изломов S_B ступеней на поверхности Si(100).

Представлены результаты исследований температурных и временных зависимостей концентрации изломов на ступенях, перпендикулярных к димерным рядам верхней террасы поверхности Si(100) с отклонением 0,5° (*рис.1*). Изображения ступенчатой поверхности Si(100) с атомным разрешением были получены методом СТМ. По изображениям определялось количество изломов на ступенях. Зависимость количества изломов от температуры имеет минимум при 650°C. Вероятно, что при низких температурах активнее происходит процесс «выглаживания» ступеней (исчезновение изломов ступеней), а при высоких температурах – «разрушение» ступеней (формирование большого количества изломов ступеней). Концентрация изломов уменьшается и выходит на стационарный уровень с увеличением длительности отжига. Равновесная концентрация изломов ступеней определяется температурой и длительностью отжига поверхности.

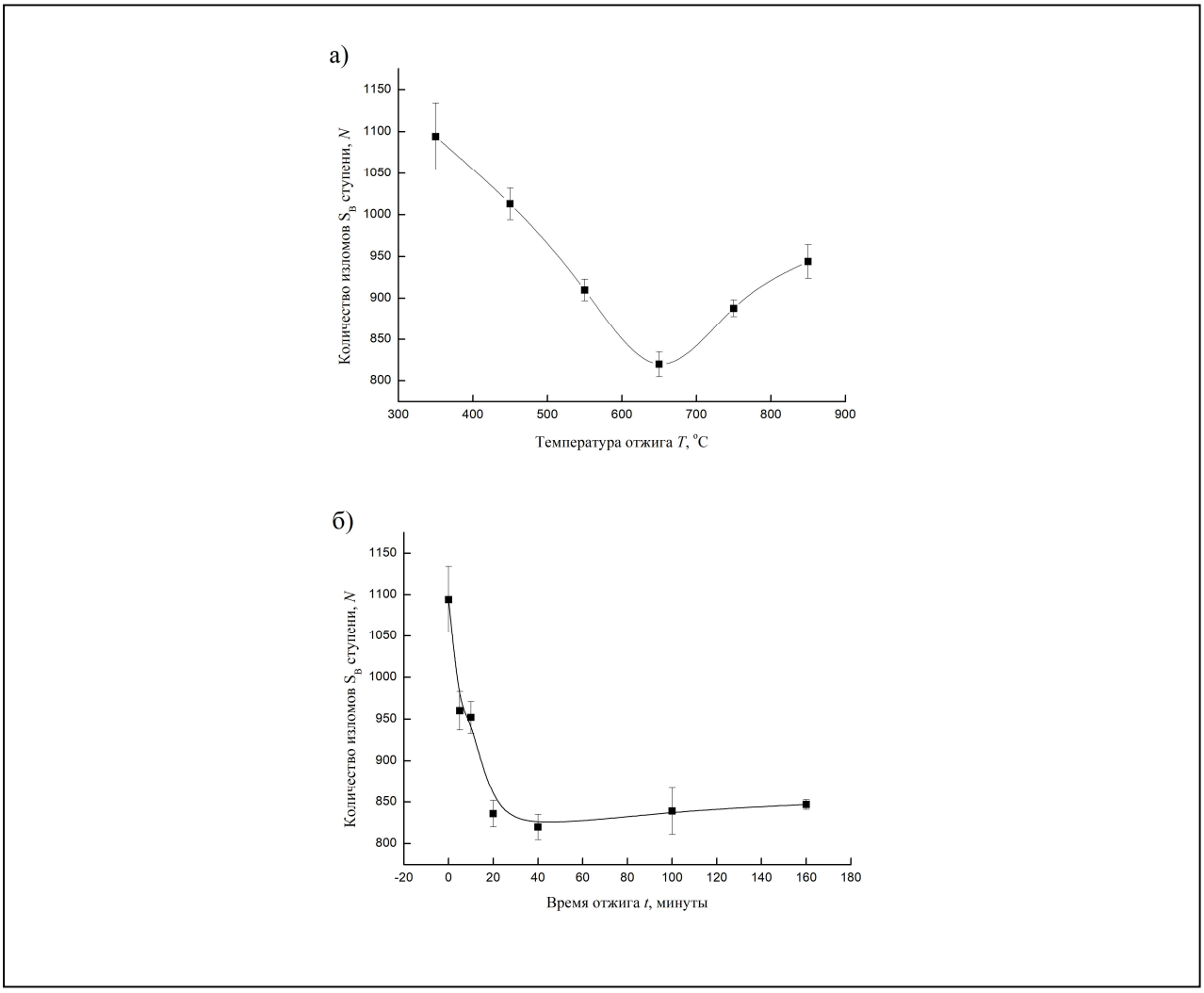


Рис.1 а) Зависимость количества изломов S_B ступеней поверхности Si(100) от температуры отжига, б) Зависимость количества изломов S_B ступеней поверхности Si(100) от длительности отжига при температуре 650°C

Выпрямление ступеней связано с доминирующим упругим отталкиванием над энтропией ступеней (термическими флуктуациями ступеней). Упругое отталкивающее взаимодействия между ступенями, вероятно, реализуется посредством обменного поток атомов между изломами на ступени.

Список публикаций:

[1] Марченко В.И., Паршин А.Я. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 1(7). С. 257.

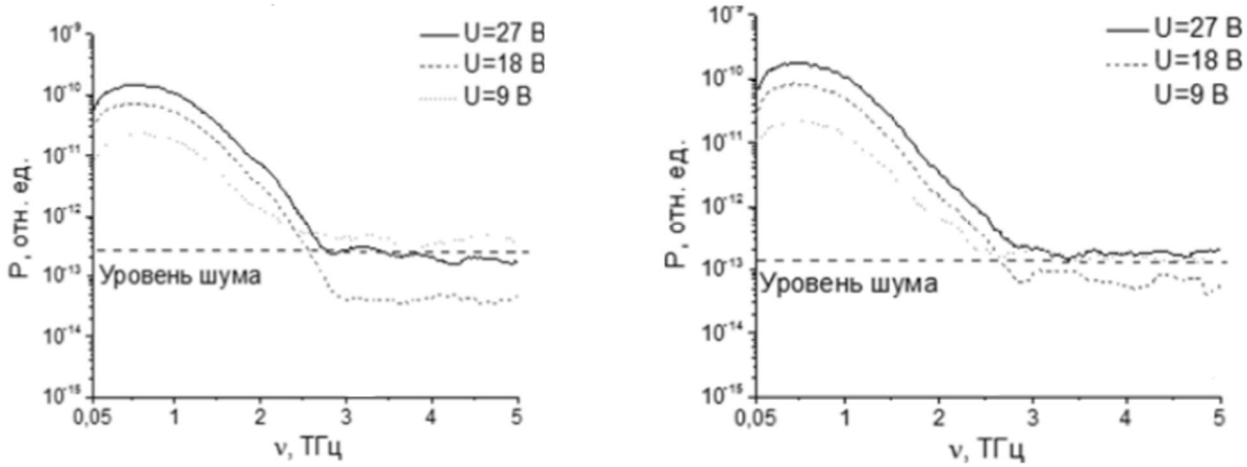
Фотопроводящие дипольные антенны терагерцового диапазона на основе высокоомных арсенид галлиевых структур

Кобцев Даниил Александрович
Томский государственный университет
E-mail: danbers27@gmail.com

Фотопроводящая дипольная антенна (ФДА) является наиболее эффективным устройством для генерации и регистрации терагерцового излучения. Благодаря своим параметрам и характеристикам ФДА используется в системах терагерцовой спектроскопии, беспроводной передачи данных, безопасности и т. д. Процессы, от которых зависят характеристики антенны, являются быстротекущими и зависят от набора параметров [1].

Наилучшим сочетанием параметров фотопоглощающего слоя является минимальное время жизни и максимальная подвижность носителей заряда, а для обеспечения возможности подачи высоких напряжений смещения и снижения шумов материал фотоактивной среды должен иметь высокое темновое сопротивление. Поскольку малое время жизни связано с наличием в кристаллической структуре рекомбинационных дефектов, снижающих подвижность носителей заряда, эти характеристики обычно сложно реализовать в одном материале. Для получения эффективного устройства необходим баланс всех параметров фотопоглощающего слоя [2].

В настоящей работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование влияния параметров полупроводниковой основы, а также влияния формы и размеров металлической конструкции на спектр генерации терагерцового излучения. Исследования проводились на антеннах на полупроводниковых основах HR-GaAs:Cr и LT-GaAs. Фотовозбуждение осуществлялось импульсными и непрерывными лазерными источниками на длине волны 780 нм, что позволяло получать импульсное и непрерывное терагерцовое излучение. Оба материала при различии в параметрах активной среды продемонстрировали способность к генерации импульсного терагерцового излучения *(рис.1)*.



a) b)

Рис. 1. Спектры терагерцового излучения, генерируемого ПФДА на основе HR-GaAs:Cr (a) и LT-GaAs (b) длиной 33 мкм, при возбуждении лазерными импульсами длительностью 100 фс, при различных приложенных напряжениях.

Проведено модельное исследование генерационных процессов, происходящих в ФДА, при различных сочетаниях параметров активной среды. Представлена методика улучшения характеристик ФДА путем облучения готовой антенны электронами высокой энергии. Облучение электронами снижает темновое удельное сопротивление, однако при этом улучшает спектр генерации терагерцового излучения и повышает пиковые значения фототока. Кроме того, вследствие экранировки внешнего поля диполем фотовозбужденных электронов и дырок возникает изменяющееся во времени напряжение смещения, которое индуцирует дополнительный высокочастотный ток между контактами. Получаемые дополнительные радиационных дефекты действуют как центры рекомбинации и приводят к перезарядке уровней ловушек, снижая время жизни носителей заряда. Высокое удельное сопротивление ($10^7 \div 10^9$ Ом·см) и хорошая фоточувствительность повышает КПД преобразования оптического излучения *(рис.2)*

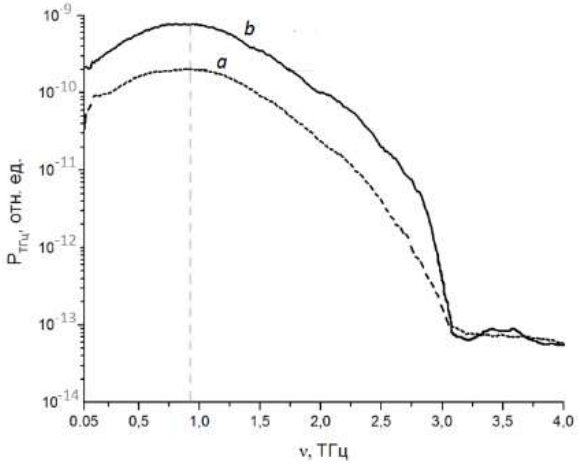


Рис. 2. Спектры терагерцовых импульсов, генерируемых тестовой ПСФДА до облучения электронами с энергией 1 МэВ (кривая *a*) и после облучения (кривая *b*).

Анализ экспериментальных и модельных данных позволил определить механизм генерации терагерцового излучения фотопроводящими антеннами на основе материала с большим временем жизни носителей заряда (10 нс). Изготовленные антенны позволили получить импульсное терагерцовое излучение с шириной спектра до 3 ТГц. Облучение готовой антенны электронами привело к увеличению мощности генерации до 200% в различных частях спектра генерации.

Список публикаций:

[1] Auston D. H., Smith P. R. Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 43. P. 631–633.

[2] A Comparison of Photoconductive SemiconductorswithLong andShortChargeCarrierLifetimesfor Pulsed andCWTerahertzGeneration andDetection /D.A.Kobtsev,I.I.Kolesnikova, R.A.Redkin,Yu. S. Sarkisov //IEEEConference onLasers andElectro-OpticsEurope&European QuantumElectronicsConference. (Munchen, Germany,Jun. 23–26, 2019). 2 p. URL: 10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8872412 (date of access: 27.02.2022).

Реконструкция поверхности Ge 2xN на Si(100) в широком температурном диапазоне

Кукенов Олжас Игоревич
Соколов Арсений Сергеевич, Коханенко Андрей Павлович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: okukenov@mail.ru

В современном мире прогресс в области наноэлектроники связан с созданием полупроводниковых наноструктур со строго заданными параметрами. Кремний является самым распространённым полупроводниковым материалом в мире, поэтому структурам на его основе уделяют большое внимание. Интеграция германия на кремниевую подложку меняет свойства получаемого образца в зависимости от параметров его синтеза. Метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяет синтезировать совершенные наноструктуры с минимальным количеством дефектов. В МЛЭ реализуется метод дифракции быстрых отражённых электронов (ДБОЭ), в котором при отражении потока высокоэнергетичных электронов от поверхности исследуемого образца на флуоресцентном экране формируются дифракционные картины, по которым можно определять морфологию выращиваемой наноструктуры [1]. Правильный подбор таких ростовых параметров как температура синтеза, скорость роста, ориентация кристалла относительно плоскости среза и др., позволяет синтезировать полупроводниковые наноструктуры с требуемыми параметрами. Несмотря на то, что исследования эпитаксиального роста Ge на Si ведутся уже давно, всё ещё остаются неисследованные особенности роста. Работа посвящена исследованию роста Ge на Si(100) при разных температурах в диапазоне от 200 °C до 550 °C.

В работе напыление эпитаксиальных слоев Ge на Si(100) проводилось на установке МЛЭ «Катунь – 100». Перед началом работы проводилась стандартная химическая очистка подложки с последующим высоковакуумным отжигом при температуре 1000°C. Скорость роста Ge составляла 0,02 МС/сек. Исследования проводились методом ДБОЭ при использовании пучка электронов с энергией до 28 кэВ под малыми скользящими углами (1-2°) к подложке. В результате того, что длина волны электрона соизмерима с параметрами кристаллической решётки, при отражении от подложки на люминесцентном экране возникают характерные картины дифракции [2–3]. Изменение дифракционных картин регистрируется на камеру высокого разрешения с последующей обработкой на компьютере (*рис. 1*).

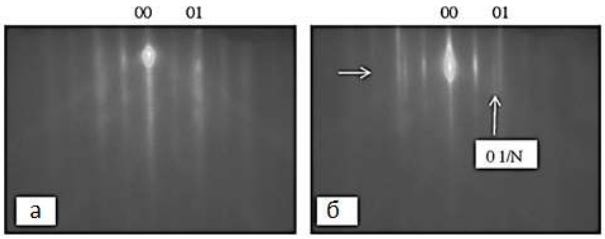


Рис. 1 Дифракционная картина в направлении [110] а) в случае чистого Si(100) и б) при росте Ge на Si(100)

На рисунке 1а изображена картина дифракции до начала напыления. На ней различимы рефлексы от атомов элементарных ячеек: центральный рефлекс «00» и рефлексы «01», а также между «00» и «01» наблюда.тся рефлексы «1/2» от сверхструктур 1x2 и 2x1. Начальной стадией формирования квантовых точек Ge на Si(100) является возникновение сверхструктуры 2xN. Встраивание Ge в матрицу Si приводит к тому, что димеры объединяются в димерные ряды с разделяющими их вакансиями димера. Благодаря упорядоченному расположению вакансий, на картине дифракции формируются рефлексы 1/N (рисунок 1б), по которым можно судить о длине димерного ряда [4]. Результат компьютерной обработки профиля интенсивности, в поперечном направлении, указанном горизонтальной стрелкой на рисунке 1б, представлен на рисунке 2.

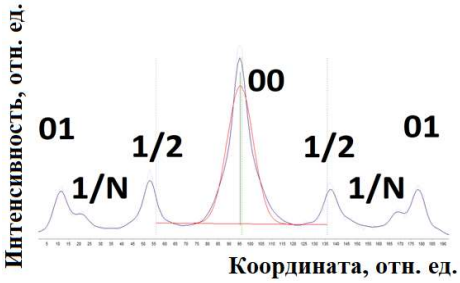


Рис. 2 Распределение интенсивности по картине дифракции

Положение рефлекса «1/N» относительно рефлексов «00» и «01» изменяется в процессе напыления при фиксированной температуре до определённого максимального значения, определяемого как дифракционный параметр 1/N. Изменение профиля интенсивности по картине дифракции во времени, полученное с помощью компьютерных программ, показано на рисунке 3.

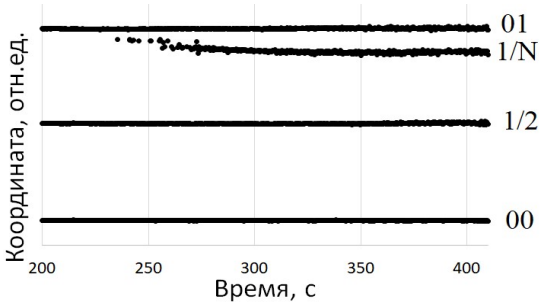


Рис. 3 Зависимость положения рефлексов от времени на картине дифракции

Дифракционный параметр 1/N определяется как отношение расстояния от «01» до «1/N» к расстоянию от «01» до «00» в момент времени максимального отдаления от рефлекса «01» [5]. Влияние температуры на величину дифракционного параметра N показано на рисунке 4.

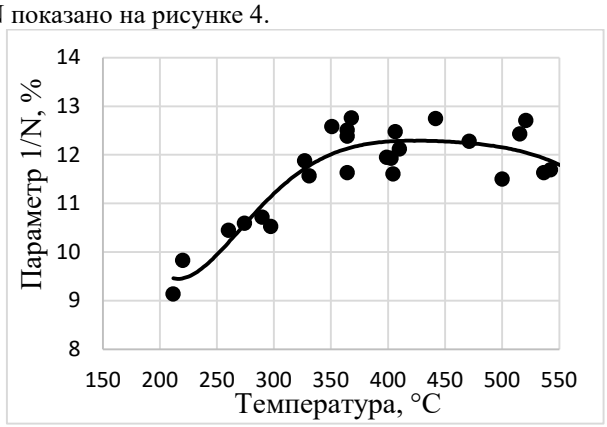


Рис. 4. Зависимость параметра 1/N от температуры

При повышении температуры от 200 °C до 350°C происходит увеличение параметра 1/N. Увеличение 1/N до уровня 11,5% говорит о том, что с ростом температуры осуществляется более полная релаксация упругих напряжений в системе за счет появления большего числа димерных вакансий. Далее от 350°C до 550°C параметр 1/N практически не меняется.

В результате исследования методом ДБОЭ при молекулярно-лучевой эпитаксии германия на кремний (100), получена зависимость величины N в температурном диапазоне 200–550 °C. В работе обнаружено изменение длины димерного ряда при росте Ge на Si(100) от времени и от температуры роста. Увеличение длины димерного ряда говорит о росте упругих напряжений в системе, а значит, может влиять на критическую толщину слоя Ge на Si(100) [5]. Результаты полезны при разработке технологии создания квантовых ям Ge/Si(100) и квантовых точек Ge/Si(100) с требуемыми параметрами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10031.

Список публикаций:

[1] Hafez M. A., Zayed M. K., Elsayed-Ali H. E. Review: Geometric interpretation of reflection and transmission RHEED patterns // Micron. – 2022. – Vol. 159. – P. 103286-1 – 103286-21.

[2] David T., Aqua JN., Liu K., Favre L., Ronda A., Abbarchi M. New strategies for producing defect free SiGe strained nanolayers // Scientific reports. – 2018. – Vol. 8. – P. 2891.

[3] Dirko V. V., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Voitsekhovskii A. V. Thickness-dependent elastic strain in Stranski–Krastanow growth // Russian Physics Journal. – 2020. – Vol. 22. – P. 19318–19325.

[4] Voigtlaender B. Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studies by scanning tunnelling microscopy during // Surf. Sci. Rep. – 2001. – Vol. 43. – P. 127–254.

[5] Dirko V. V., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Voitsekhovskii A.V. High-resolution RHEED analysis of dynamics of low-temperature superstructure transitions in Ge/Si(001) epitaxial system // Nanotechnology. – 2021. – Vol. 33, is. 22. – P. 115603-1–115603-8.

ОДМР: основной метод измерений в работе квантовых сенсоров и кубитов на центрах окраски в алмазе

[1,2]Липатов Евгений Игоревич

[1,2]Шулепов Михаил Александрович, [3]Рябцев Игорь Ильич,
[3]Подлесный Сергей Николаевич, [3]Карташов Игорь Анатольевич
[1]Томский государственный университет, г. Томск
[2]Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск
[3]Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: evl@mail2000.ru

В алмазе NV- и SiV-центры в отрицательном зарядовом состоянии (NV^- и SiV_2^- центры) характеризуются тонкой структурой электронных уровней за счёт спин-спинового взаимодействия. Наличие тонкой структуры позволяет инициализировать и измерять спиновое состояние одиночных центров или их кластеров методом оптически детектируемых магнитных резонансов (ОДМР). Для этого используется лазерное излучение с длиной волны возбуждения в области фононного крыла соответствующего центра и СВЧ излучение с частотой, соответствующего переходам между спиновыми подуровнями. На рис. 1 приведена диаграмма электронных уровней и их тонкой структуры (спиновых подуровней) NV^- центра.

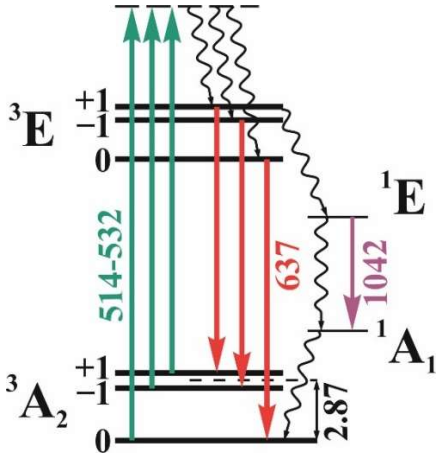


рис.1 Структура энергетических уровней NV-центра в алмазе в отрицательном зарядовом состоянии

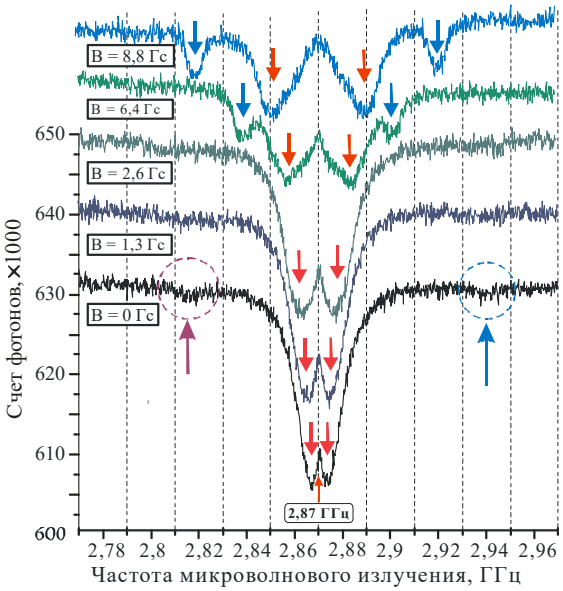


рис.2 Спектры ОДМР в алмазном образце при различных величинах магнитной индукции

При оптическом возбуждении NV^- центров оптическим излучением в диапазоне от 480 до 640 нм за счёт электронных переходов наблюдается электронно-колебательная система фотолюминесценции с бесфононной линией на $\lambda = 637$ нм и фононным крылом от 640 до 740 нм. Основное и возбужденно триплетные состояния $^3A_2$ и ^3E NV^- центра расщеплено по энергии на три подуровня с проекциями спина $m_s = 0, \pm1$. Переходы вверх (оптическое поглощение) и вниз (фотолюминесценция) между триплетными состояниями происходят с сохранением спина. Однако для спиновых подуровней $m_s = \pm1$ уровня ^3E имеется дополнительный канал релаксации через безизлучательный переход в синглетное возбужденное состояние ^1E. С уровня ^1E происходят излучательный или безызлучательный переход в состояние $^1A_1$ и окончательная безизлучательная релаксация на основной уровень $^3A_2$. При таком канале релаксации заселяется только подуровень $m_s = 0$ основного $^3A_2$, что позволяет инициализировать (поляризовать) все NV^- центры за несколько таких циклов возбуждения-релаксации.

Для возбуждения подуровней $m_s = \pm1$ используется микроволновое излучение с резонансной частотой 2.87 ГГц. Сканирование частоты возбуждения в окрестностях резонансной частоты приводит к появлению провала интенсивности люминесценции NV^- центров за счёт переходов в синглетные состояния (см. рис. 2). При наложении внешних магнитных полей спиновые резонансы начинают расщепляться в соответствии с величиной индукции внешнего поля за счёт снятия вырождения подуровней $m_s = \pm1$.

В докладе сообщается о применении данного метода оптического детектирования магнитных резонансов для задач квантовой сенсорики и квантовых вычислений на основе центров окраски алмаза.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0048.

Синтетический алмаз в электронике, фотонике и квантовых технологиях

Липатов Евгений Игоревич
Томский государственный университет, г. Томск
E-mail: evl@mail2000.ru

Синтетический алмаза является переспективным широкозонным полупроводником на основе которого разрабатываются и создаются теплоотводящие подложки для мощных СВЧ-приборов (в том числе на основе GaN), высоковольтных коммутатров больших мощностей для задач сильноточной электроники, СВЧ-транзисторы, ультрафиолетовые фотодиоды, датчики и детекторы высокоэнергетических частиц и рентгеновского излучения, выходные окна гиротронов и лазеров инфракрасного диапазона, лазеры на центрах окраски, ВКР-лазеры, квантовые сенсоры (магнитометры, термометры, акселерометры, гироскопы) и в перспективе квантовые ускорители и процессоры.

Переход от оптической накачки к инжекционным алмазным лазерам на центрах окраски в алмазе приведёт к разработке и созданию фотонных интегральных схем, способных работать в условиях высоких температур и радиационного воздействия, факторов космического пространства и вблизи ядерных реакторов, а также реализовать полезный квантовый компьютер, не требующий охлаждения до криогенных температур.

Гибридные устройства на основе интерфейсов алмаза и графена предполагают дополнительные возможности в создании быстродействующих электронных и оптоэлектронных устройств на основе кристаллического углерода.

Развитие газохимического синтеза монокристаллических алмазных пластин диаметром 55 мм на иридиевых подложках создаёт предпосылки для широкого внедрения алмаза в электронику и фотонику.

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030) (проект № 2.4.4.23 ИГ)

Гетероструктуры на основе соединений GeSiSn

Никифоров Александр Иванович

Тимофеев Вячеслав Алексеевич, Машанов Владимир Иванович, Скворцов Илья Владимирович

[1]Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

E-mail:nikif@isp.nsc.ru

Соединения GeSiSn представляют интерес их использования в системах мультиспектральной визуализации [1, 2], поскольку они демонстрируют сигнал фотолюминесценции в инфракрасном диапазонах длин волн различных диапазонов. Изменяя содержание олова в слое твердого раствора GeSiSn, можно регулировать ширину запрещенной зоны материала и изменять оптические свойства от ближнего вплоть до дальнего инфракрасного диапазона [9-11].

Для того, чтобы продвинуться в инфракрасную область можно использовать материалы на основе элементов IV группы (Ge, Si и Sn). Добавление Sn в матрицу GeSi позволяет проводить зонный инжиниринг. Увеличение содержания олова уменьшает ширину запрещенной зоны и, таким образом, происходит увеличение рабочей длины волны от ближнего до дальнего инфракрасного диапазона. Оптические свойства многослойных гетероструктур GeSn/Ge с деформациями сжатия в слоях GeSn проявляют увеличение чувствительности во всем диапазоне от 0.75 до 2.4 мкм в сравнении с фотоприемником на основе Ge. Увеличение фотоотклика в инфракрасном диапазоне наблюдалось в p-i-n диодах на основе многослойных структур с псевдоморфными слоями GeSiSn при увеличении содержания Sn от 0 до 14 %. Wirths с коллегами сообщил о создании макетного образца оптически накачиваемого лазера на основе GeSn [3], а в работе [4] впервые получен электрически накачиваемый лазер на основе GeSn, работающий на длине волны 2.3 мкм вплоть до 100 К.

Материал на основе соединений GeSiSn был получен методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) «Катунь». Он включает многослойную периодическую структуру. Каждый период состоит из слоя Si и слоя GeSiSn. Слои GeSiSn находятся в псевдоморфном состоянии. Камера МЛЭ оснащена электронно-лучевым испарителем (ЭЛИ) для Si и эффузионными ячейками Кнудсена для Sn и Ge для синтеза тройныхсоединений GeSiSn с разным составом. После предварительной очистки поверхности кремния от тонкого слоя окисла, на подложку Si(100) наносился буферный слой Si толщиной 150 нм при скорости осаждения Si 0.2 Å/c и при температуре роста 700 °C для выглаживания поверхности. Далее формировалась многослойная периодическая структура, в которой период состоял из слоя Si толщиной от 7 до 23.5 нм и слоя GeSiSn толщиной 2 нм. Морфология и структура поверхности в течение роста контролировались методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ).

Изучен рост многослойных структур с квантовыми ямами GeSiSn и установлены 2D-3D переходы для пленок GeSiSn с высоким содержанием олова 14 и 18 %. Методом рентгеновской дифрактометрии проведен анализ отожженных образцов и определена область термически стабильных соединений. Этот диапазон температур занимает от 300-550 °C. Продемонстрирован сигнал фотолюминесценции в инфракрасной области от структуры с псевдоморфными слоями GeSiSn. Спектры ФЛ получены возбуждением образца, содержащего структуру из 10 периодов, фиолетовым лазером с длиной волны возбуждения 405 нм и инфракрасным лазером с длиной волны возбуждения 785 нм. Период структуры состоял из слоя $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$ толщиной 2 нм и слоя Si толщиной 7 нм. В случае фиолетового лазера излучение проходит примерно на 250 нм, что в точности соответствует толщине эпитаксиальной пленки, выращенной на подложке Si и содержащей многослойную периодическую структуру. Поэтому наблюдается сигнал ФЛ в области 3 мкм, связанный с многослойной периодической структурой, а сигнал от кремниевой подложки в области 1.1 мкм отсутствует. Увеличение длины возбуждения до 785 нм приводит к увеличению глубины поглощения излучения, излучение проникает в подложку. На спектре ФЛ помимо сигнала в области 3 мкм появляется сигнал ФЛ от кремния в области 1.1 мкм. Однако, в этом случае снижается интенсивность ФЛ в длинноволновой инфракрасной области в максимуме ФЛ при около 3 мкм.

Перечисление публикаций:

1. S. Kong, J. Heo, F. Boughorbel, Y. Zheng, B. Abidi, A. Koschan, M. Yi, and M. Abidi, Int. J. Comput. Vis. 71, 215 (2007).

2. A.L. Chan and S.R. Schnelle, Opt. Eng. 52, 017004 (2013).

3. S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonic, M. Luysberg, S. Chiussi, J.M. Hartman, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grutzmacher, Nature Photonics 9, 88 (2015).

4. Y. Zhou, Y. Miao, S. Ojo, H. Tran, G. Abernathy, J.M. Grant, S. Amoah, G. Salamo, W. Du, J. Liu, J. Margetis, J. Tolle, Y.-H. Zhang, G. Sun, R.A. Soref, B. Li, and S.-Q. Yu, Optica 7, 924 (2020).

Температурное тушение катодолюминесценции синтетических алмазных образцов с различным примесно-дефектным составом

Переседова Дарья Александровна

Рипенко Василий Сергеевич, Бураченко Александр Геннадиевич, Крылов Александр Александрович, Липатов Евгений Игоревич

Томский государственный университет

E-mail: dasha.d4@mail.ru

В данной работе исследованы спектры катодолюминесценции синтетических алмазных образцов с различными NV центрами. Спектры были получены при помощи экспериментальной установки *(рис.1)*, с максимальной энергией электронов в пучке 300 кэВ.

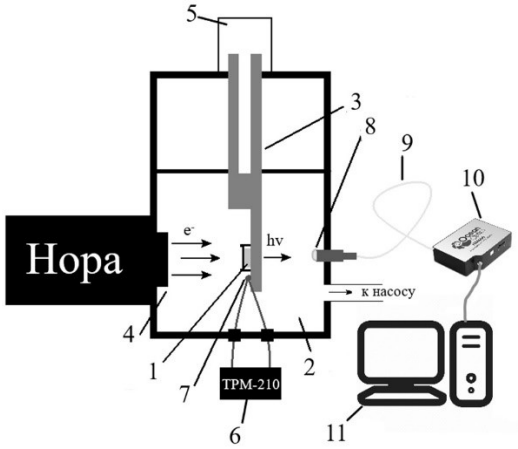


рис.1 Экспериментальная установка. 1-образец, 2-вакуумная камера, 3-отпаянная электронная трубка ИМА-3 150Э, 4-ускоритель электронов НОРА, 5-резервуар для жидкого азота, 6-измеритель-регулятор ТРМ-210, 7-хромель-алюмелевая термопара ТХА (тип К), 8-коллиматор, 9-световод, 10-спектрометр, 11-персональный компьютер

Эксперименты проводились при температурах от 93 до 300 К. Спектры регистрировались спектрометрами Ocean Optics HR2000 в спектральном диапазоне 200-1100 нм. Было проведено разложение полученных спектров на компоненты в программе MathCad. На *(рис.2)* представлен декомпозированный спектр алмазного образца с содержанием NV^0 центров при температуре 93 К.

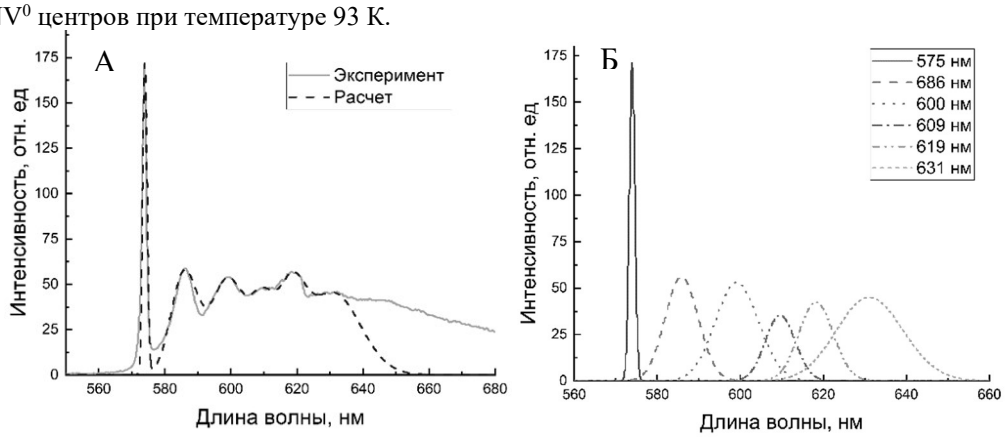


рис.2 А) Расчетные и экспериментальные спектры катодолюминесценции алмазного образца при температуре 93 К. Б) Компоненты разложения спектра катодолюминесценции при температуре 93 К

Полученные расчетные спектры позволят исследовать температурные зависимости интенсивности каждой из компонент разложения в отдельности.

Перенормировка зонной структуры беспримесного алмаза при возбуждении ультрафиолетовым излучением на 222 нм

[1] ***Попова Алина Сергеевна,***
[1,2] *Липатов Евгений Игоревич*
[1] *Томский государственный университет, пр. Ленина;*
[2] *Институт сильноточной электроники СО РАН*
popova_31_03@mail.ru

При интенсивном наносекундном воздействии на алмаз ультрафиолетовым излучением с энергией фотона больше/равной ширине его запрещенной зоны и плотностью возбуждения единицы-десятки МВт/см^2 происходит генерация высокой концентрации электронно-дырочных пар и при температурах ниже 200 К формирование свободных экситонов (СЭ) [1]. Высокая концентрация СЭ приводит к расщеплению экситонного состояния в запрещенной зоне, формирует «экситонную подзону» и при конденсации СЭ фактически уменьшает ширину запрещенной зоны за счёт перенормировки зонной структуры.

Конденсированное состояние СЭ называют электронно-дырочной жидкостью (ЭДЖ), которая существует в виде капель с поверхностным натяжением и поверхностным зарядом. Концентрация носителей в капле ЭДЖ превышает 10^{20} см$^{-3}$ [2]. На рисунке 1 приведены спектры фотолюминесценции алмазного образца С10 при возбуждении наносекундным лазерным излучением на 222 нм различной интенсивности при комнатной температуре (рисунок 1, а) и при охлаждении жидким азотом (рисунок 1, б).

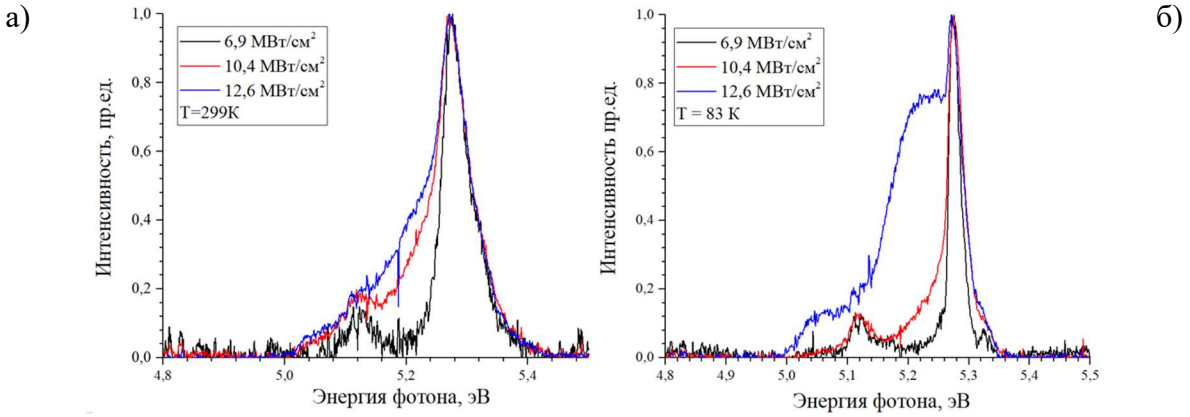


Рисунок 1 – Спектры ФЛ образца С10 а) при комнатной температуре Т = 299 К, б) при охлаждении жидким азотом до Т = 83 К.

Фононные компоненты излучательной рекомбинации СЭ и ЭДЖ демонстрируют спектральные максимумы при энергиях фотонов, приведенных в формулах (1) и (2):

$$h\nu_{\text{СЭ}} = E_{33} - (E_{\text{СЭ}j} \pm hw_i), \quad (1)$$

$$h\nu_{\text{ЭДЖ,}} = E_{33_1}(N) \pm hw_i, \quad (3)$$

где $h\nu_{\text{СЭ}}$ – энергия фотона при излучательной рекомбинации СЭ, $h\nu_{\text{ЭДЖ}}$ – энергия фотона при излучательной рекомбинации ЭДЖ, E_{33} – ширина запрещенной зоны, E_{xj} – энергия связи СЭ с учетом уровней тонкого расщепления [3], hw_i – энергия фонона с учетом различных фононных мод (TO, TA, LO, LA), $E_{33_1}(N)$ – ширина перенормированной запрещенной зоны, зависящая от концентрации неравновесных носителей заряда.

В данной работе сообщаются результаты исследования процессов перенормировки зонной структуры алмаза в условиях интенсивного ультрафиолетового лазерного излучения на 222 нм на основе измерений импульсной фотолюминесценции малопримесных образцов с концентрацией азота менее 100 ppb (~ 10^{16} см$^{-3}$).

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0048.

Список публикаций:

[1] Тиходеев С.Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках // Успехи физических наук.- 1985. - Vol.28.- № 1, с. 1-30.

[2] Jeffries C.D., Keldysh L.V. Electron-hole droplets in semiconductors // North-Holland Publishing Company. – 1983. - p. 656.

[3] Hazama Y., Naka N., Stolz H. Mass-anisotropy splitting of indirect excitons in diamond // Physical review B. – 2014. – 9.- 045209. - p. 1-7.

Влияние термического отжига и водородной плазмы на оптические свойства множественных квантовых ям GeSiSn/Ge/Si

Скворцов Илья Владимирович[1]

Тимофеев Вячеслав Алексеевич[1], Машанов Владимир Иванович[1], Петрушков Михаил Олегович[1], Никифоров Александр Иванович[1], Коляда Дмитрий Владимирович[2], Фирсов Дмитрий Дмитриевич[2], Комков Олег Сергеевич[2]

[1]Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И.Ульянова

E-mail: i.skvortsov@isp.nsc.ru

Материал GeSiSn совместим с кремниевой технологией и обладает меньшей шириной запрещенной зоны по сравнению с Si и Ge, что делает его перспективным для создания устройств фотоники ближнего и среднего инфракрасного диапазона [1]. В данной работе было проведено исследование влияния различных методов термического отжига на оптические свойства множественных квантовых ям (МКЯ) GeSiSn/Ge/Si.

Множественные квантовые ямы GeSiSn/Ge/Si формировались методом молекулярно-лучевой эпитаксии в условиях сверхвысокого вакуума. Контроль изменения морфологии поверхности во время роста проводился методом дифракции быстрых электронов, а для оценки степени сегрегации Sn из слоев GeSiSn при формировании многослойных структур использовались фазовые диаграммы изменения сверхструктуры при отжиге пленки Sn на Si [2]. МКЯ GeSiSn/Ge/Si включали 10 периодов квантовых ям GeSiSn различного состава шириной до 1 нм. Толщина барьерных слоев Si составляла 7 нм. Поверх слоев твердого раствора GeSiSn осаждался дополнительный слой Ge толщиной до 0.5 нм для уменьшения сегрегации Sn. Также включение слоев Ge приводило к увеличению ширины квантовых ям, о чем свидетельствовал сдвиг положения пика фотолюминесценции (ФЛ) МКЯ. Сформированные структуры подвергались продолжительному высокотемпературному отжигу в кварцевой печи, а также быстрому отжигу галогеновыми лампами в атмосфере аргона. До послеростового отжига сигнал ФЛ МКЯ GeSiSn/Ge/Si наблюдается в широком диапазоне энергий 0.3–0.6 эВ и может быть связан с излучательной рекомбинацией с участием вакансионных комплексов, возникающих при низкотемпературном росте. При длительном отжиге в кварцевой печи в течение 10 минут при температуре 600 °C проявляется сигнал от МКЯ GeSiSn/Ge/Si около 0.6 эВ, который связан с межзонными оптическими переходами электронов из X долины в Si в подзону тяжелых дырок в слое твердого раствора GeSiSn. Быстрый отжиг галогеновыми лампами в течение 1 минуты при той же температуре приводит к увеличению сигнала ФЛ как от вакансионных комплексов, так и от МКЯ GeSiSn/Ge/Si, почти на порядок, что может быть связано с отжигом центров безызлучательной рекомбинации. Обнаружено, что быстрый отжиг МКЯ GeSiSn/Ge/Si позволяет уменьшить сдвиг положения пика ФЛ по сравнению с медленным отжигом образцов, что свидетельствует о меньшей диффузии олова из слоев квантовых ям GeSiSn в результате послеростового отжига. Также было изучено влияние отжига в плазме водорода на ФЛ МКЯ GeSiSn/Si, предварительно отожженных в кварцевой печи в течение 10 минут при температуре 600 °C (*рис.1*). Показано,

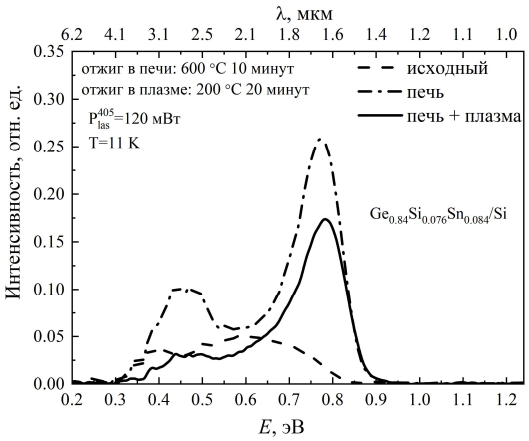


Рис.1- Фотолюминесценция МКЯ GeSiSn/Si после отжига в плазме водорода

что отжиг МКЯ в водородной плазме в течение 20 минут при температуре 200 °C приводит к неравномерному снижению интенсивности всего сигнала ФЛ. Сигнал ФЛ МКЯ уменьшается в 1.3 раза, а сигнал от вакансионных комплексов – более чем в 3 раза.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 20-79-10092.

Список публикаций:

[1] D. Grützmacher et al. // Appl. Phys. A. 2023. V. 129. P. 235.

[2] V. Timofeev et al. // Semicond. Sci. Technol. 2019. V. 34. P. 014001.

Анализ дифракционных картин при эпитаксиальном росте Si на Si(001) в направлениях пучка электронов [110] и [100]

Соколов Арсений Сергеевич
Кукенов Олжас Игоревич, Дирко Владимир Владиславович, Лозовой Кирил Александрович, Коханенко Андрей Павлович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: ars856570@gmail.com

Повышение качества полупроводниковых структур является важной задачей современной опто- и наноэлектроники. При этом возможность эффективного создания наноразмерных структур сильно зависит от состояния поверхности подложки, а процессы при эпитаксиальном росте в основном определяются температурным режимом. Поэтому для получения качественных структур важна правильная предэпитаксиальная подготовка пластины. Подготовка пластины заключается в химической очистке и отжиге в высоком вакууме при 1000°C с последующим нанесением буферного слоя Si толщиной около 100 нм. В этом случае для получения качественной поверхности необходимо заранее знать ростовые параметры напыляемого материала. Таким образом, методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в условиях сверхвысокого вакуума можно получать тонкие эпитаксиальные слои высокой чистоты с малым количеством дефектов. В методе МЛЭ реализуется метод дифракции быстрых отраженных электронов (ДБОЭ), который позволяет получить информацию о морфологии поверхности и используется в процессе эпитаксиального роста «in situ» [1].
В работе после предэпитаксиальной подготовки подложки Si (001) проводилось напыление Si на установке МЛЭ «Катунь-100». Исследование процесса напыления осуществлялось методом ДБЭО. Электронная пушка ДБЭО направляет пучок высокоэнергичных электронов (до 28 кэВ) на подложку под малым скользящим углом. Поскольку длина волны электронов соизмерима с параметрами кристаллической решетки, при отражении от структуры на люминесцентном экране формируются дифракционные картины. По виду дифрактограмм можно судить о состоянии поверхности и качестве кристаллического слоя.

В работе показана зависимость механизмов роста Si на Si (001) от температуры подложки. Поверхность подложки Si (001) состоит из ступеней с чередующейся ортогональной ориентацией димеров [2]. В процессе осаждения кремния на поверхности ступеней формируются кластеры атомов в виде двумерных островков, которые увеличиваются в латеральном размере и объединяются в один слой. В этом случае осаждающимся атомам кинетически выгодно заполнять ступени по очереди. Показано, что в диапазоне температур подложки от 200°C до 500°C колебания интенсивности рефлекса «00» на дифракционных картинах в направлении [110] носят бимодальный характер. На рис. 1 представлен график с бимодальным характером колебаний интенсивности рефлекса «00», что соответствует двумерному островковому механизму роста при низких температурах.

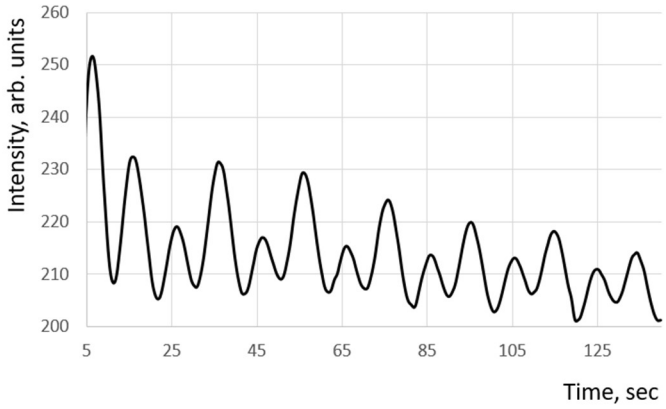


Рис. 1 Бимодальный характер колебаний интенсивности рефлекса «00» на дифрактограммах в направлении [110] при температуре роста Si на Si(100) – 300°C

В интервале температур 500–600°C колебания интенсивности дифракционной картины одной из ступеней затухают, что свидетельствует о переходе к смешанному типу роста. При этом реализуются два механизма роста одновременно: рост двумерных островков и рост за счет внедрения атомов на краю ступеней (рост со сдвигом ступени). Важно отметить, что в интервале температур 500–550°C в смешанном типе роста преобладает двумерный островковый рост, и слабо наблюдается бимодальных характер осцилляций интенсивности. Это показано на рис. 2, где температура подложки составляла 535°C. В диапазоне 550–600°C преобладает механизм движения ступеней, а колебания одной из интенсивностей осцилляций практически полностью исчезают (рис. 3, температура подложки – 590°C).

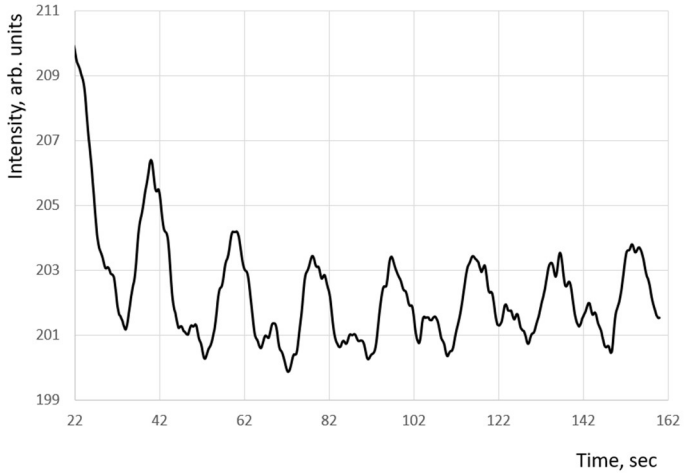


Рис. 2 Осцилляции интенсивности дифракционных картин рефлекса «00» для смешанного механизма роста в направлении [110] при температуре роста Si на Si(100) – 535°C

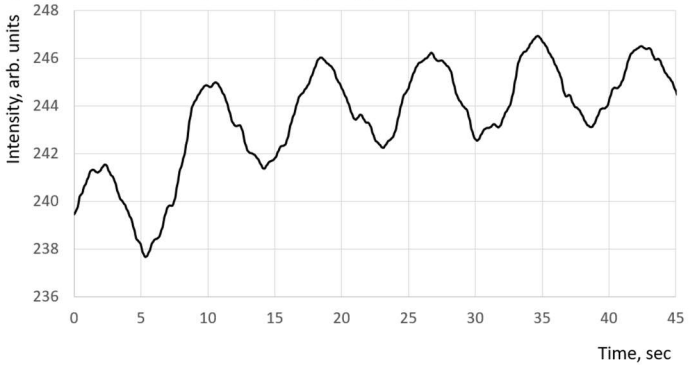


Рис. 3 Осцилляции интенсивности дифракционных картин рефлекса «00» для смешанного механизма роста в направлении [110] при температуре роста Si на Si(100) – 590°C

При более высоких температурах осаждаемые атомы всегда достигают края ступени и внедряются в нее. Двумерного механизма роста островков не наблюдается при температурах выше 600°C и рост происходит только по ступенчатому сдвигу. В этом случае обе ступеньки растут одновременно и осцилляции интенсивности отсутствуют.

Таким образом, в работе выявлена зависимость механизма роста Si на подложке Si(100) от температуры. Двумерный механизм роста островков в интервале температур 200–500°C; смешанный механизм роста в интервале 500 – 600°C; рост ступенчатым сдвигом при температуре 600°C и выше. Полученные данные способствуют выбору параметров роста при нанесении буферного слоя. Так, например, при 600°C и выше за счет встраивания атомов в край ступенек получается очень гладкая бездефектная поверхность. Температуры 500 – 600°C позволяют формировать ступени двухатомной толщины, что представляет интерес для получения квантовых точек для структур Ge-на-Si. Температуры 200–500°C имеют низкую диффузию атомов, что позволяет получать двумерные структуры [3].

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030), проект № 2.0.6.2022 ЛМУ.

Список публикаций:

[1] Hafez M. A., Zayed M. K., Elsayed-Ali H. E. Review: Geometric interpretation of reflection and transmission RHEED patterns // Micron. – 2022. – Vol. 159, – P. 10.

[2] A. V. Latyshev, A. L. Aseev Monatomic steps on silicon surfaces // UFN. - 1998. – Vol. 168, – P. 1117–1127.

[3] Dirko V. V., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Voitsekhovskii A.V. High-resolution RHEED analysis of dynamics of low-temperature superstructure transitions in Ge/Si(001) epitaxial system // Nanotechnology. – 2021. – Vol. 33, is. 22. – P. 115603-1–115603-8.

К вопросу о дефектообразовании под действием мягкого рентгеновского излучения в структурах на основе антимонида индия

В.Г. Средин[1]

А.В. Войцеховский[2], Степаненко А.А.[3], А.П. Мелехов[3], Р.Ш.Рамакоти[3], В.А. Юрчак[3], С.М. Дзядух[2], Андрейчиков К.С.[4]

1. Военная академия РВСН им. Петра Великого, г. Балашиха МО

2. Томский национальный исследовательский государственный университет

3. Национальный ядерный исследовательский университет (МИФИ)

4. АО «МЗ «Сапфир», Москва

E-mail:sredinvg@rambler.ru

Проблема взаимодействия мягкого рентгеновского излучения (МРИ) с полупроводниковыми материалами в последнее время привлекает внимание в связи с разработкой технологических процедур фотолитографии в пограничном диапазоне коротковолнового ультрафиолетового излучения - МРИ [1]. Известно, что процесс распада электронных возмущений, вызванных поглощением рентгеновских квантов в таких материалах, может сопровождаться генерацией точечных дефектов [2,3]. Энергии кванта мягкого рентгеновского излучения (0,4 – 10 кэВ) достаточно для возбуждения электронов *L, M, N* оболочек ионного остова кристаллов полупроводников. При этом МРИ полностью поглощается в тонком приповерхностном слое материала атомами, расположенными как в узлах кристаллической решетки, так и межузельными атомами, в результате чего может произойти генерация точечных дефектов различных типов.

Ранее было показано, что облучение МРИ, генерируемое лазерной плазмой, приводит к изменению поверхностных свойств структур полупроводник- окисный слой для материалов, используемых для создания ИК фотоприемников - $Cd_xHg_{1-x}Te$ [4] и InSb [5], что было обнаружено, в частности, при исследовании вольт-фарадных характеристик этих структур. Причем при исследовании монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x \approx 0.23$ образование дефектов наблюдалась как после облучения его непасивированной поверхности, так и при облучении образца, покрытого окисным слоем. Образование дефектов связывалось с появлением вакансий ртути в приповерхностной области кристалла в связи с рядом обстоятельств: энергия связи ионов Hg – Te для рассматриваемого состава твердого раствора составляет 0.048 эВ, в то время как эта же энергия для связи Cd–Te – 0.94эВ [6], кроме того количество ионов Hg для этого состава в 4 раза больше, чем ионов Cd. Следует также учитывать, что вероятность возбуждение именно ионов Hg МРИ выше, чем ионов Cd и Te из-за спектрального состава использовавшегося в наших экспериментах излучения. При этом вся совокупность наблюдаемых эффектов допускает появление зарядов и в окисном слое, что связывалось нами с ионизацией внутренних оболочек приповерхностных атомов (преимущественно *M* оболочек ионов Hg по нашим предположениям) с последующим захватом фотоэлектронов центрами на границе раздела окисел – полупроводник.

В случае антимонида индия облучались структуры, покрытые поверхностным окисным слоем, что не позволяет установить наличие эффекта поверхностного дефектообразования полупроводника по аналогии с приведенным выше материалом. Для оценки такой возможности нами была предпринята попытка вычисления энергии связи In–Sb в кристаллах антимонида индия. С этой целью моделировался потенциал парного взаимодействия $\varphi(\mathbf{r})$ для иона индия, расположенный в центре тетраэдрической ячейки, образованной ионами сурьмы, в виде, предложенном в [7,8]. Трехчастичное взаимодействие ионов не учитывалось, как следующий по порядку малости эффект. Полный потенциал взаимодействия иона индия с ионами сурьмы брался в виде суммы потенциалов по всем парам взаимодействий:

$$\Phi(\boldsymbol{r}) = \sum \varphi(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|) \qquad (1)$$

где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор, проведённый в точку наблюдения, $\mathbf{r}_i$ – радиус-вектор, проведённый в точку, где располагается ион сурьмы, i = 1…4. Система координат выбрана таким образом, что ион индия располагался в начале отсчёта, который совпадал с геометрическим центром элементарного тетраэдра, в вершинах которого располагались неподвижные ионы сурьмы. Длина ребра тетраэдра – постоянная решётки – составляла 6.48 ˚A. Полученный таким образом потенциал подставлялся в стационарное уравнение Шредингера для расчёта спектра связанных состояний индия внутри элементарной ячейки InSb:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{In}} \cdot \nabla^2 \Psi + \Phi\Psi = E\Psi \qquad (2)$$

где m_{In} – масса иона индия. Уравнение решалось численно. На *рис.1* показаны поверхности постоянного потенциала взаимодействия, полученные в расчётном случае без приложенного электрического поля. Видно, что эквипотенциали образуют систему вложенных поверхностей, при этом минимуму U отвечают области, расположенные в непосредственной близости от ионов сурьмы.

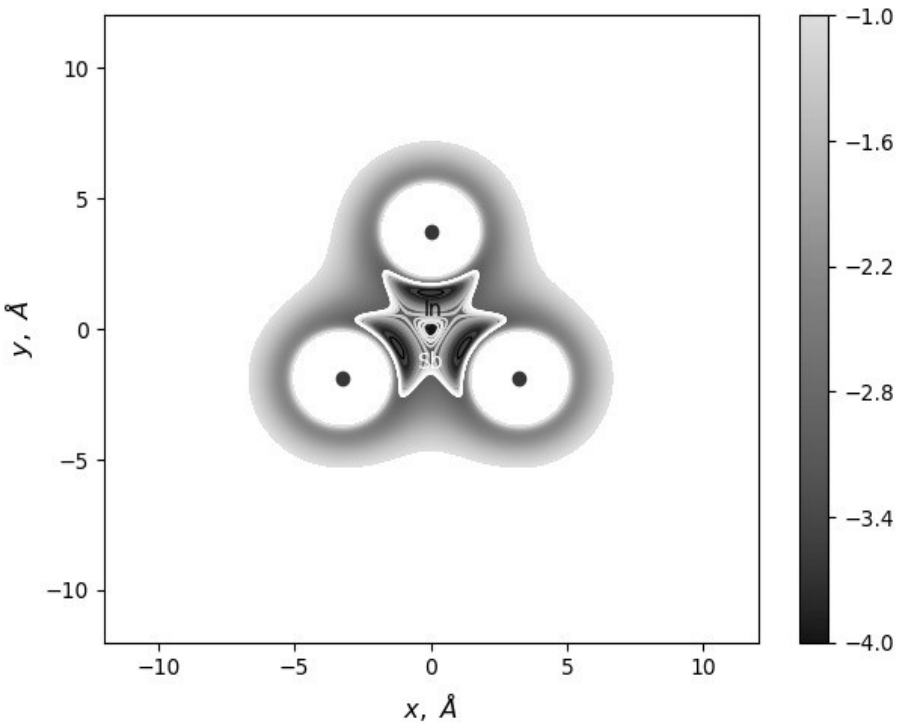


Рис.1. Эквипотенциальные поверхности для потенциала взаимодействия иона In с тетраэдрическим окружении ионов Sb в InSb

Таким образом мы рассматриваем положение иона индия в ближайшем окружении как частицу в потенциальной яме, глубина которой по нашим расчетам составляет 3.4 эВ. Эту величину мы рассматриваем как энергию связи иона In в антимониде индия. Отметим, что существуют другие оценки этого параметра, так в [2] приведены значения 5.7эВ и 6.4эВ для «энергии смещения иона In», что для нашей задачи совпадает с понятием энергии связи. Имеются также и другие данные по этому параметру. В связи с этим вероятность выхода иона In из своей потенциальной ямы ничтожно мала, т.е. вероятность образования точечных дефектов In при облучении МРИ крайне мала. Поэтому эффекты, наблюдавшиеся нами ранее [5]. связаны, как мы полагаем. с зарядкой центров в слое окисла и (или) на границе раздела окисел – полупроводник за счет захвата ими электронов, которые образуются при поглощении квантов МРИ поверхностью кристалла. Отметим, что эффекты, подобные тем, которые наблюдались нами при облучении структур на основе InSb МРИ, отмечены на фотодиодных структурах на основе того же материала при освещении их излучением с длиной волны менее 1 мкм [9]. Авторы [9]также связывают наблюдаемые деградационные процессы при освещении с генерацией фотоэлектронов с последующим смещением их к границе раздела.

Список публикаций:

[1] T.Manouras, P.Argitis. // Nanomaterials.2020.v.10. 1593.
[2] Вавилов В. С. // УФН. 1997. Т. 167. № 4. С. 407-417.
[3] Клингер М.И., Лущик Ч.Б., Машовец Т.В. и др. // УФН.1987. Т.147.№ 3.С.523-558.
[4] Средин В.Г., Войцеховский А.В., Ананьин О.Б., Мелехов А.П., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. // Прикладная физика. 2018. №4. С.54 – 60.
[5] Средин В.Г., Андрейчиков К.С., Астахов В.П., Чишко В.Ф., Рамакоти Р.Ш., Мелехов А.П., Макаров А.А., В сборнике: Лазерные, плазменные исследования и технологии. Лаплаз -2022.Сборник научных трудов VIII международной конференции, посвященной 100-летию со дня рождения лауреата Нобелевской премии по физике Басова Николая Геннадиевича. Москва 2022. С,269.
[6] J.Chn, A.Sher, W.E.Spicer, Shin C-K // J .Vac. Sci. Technol. 1985, A3,№3.P.105-111.
[7] Costa, P. Pizani, and J. Rino, Physical Review B 66, 214111 (2002).
[8] J. P. Rino, G. de Oliveira Cardozo, and A. Picinin, Computers, Materials & Continua (CMC) 12, 145 (2009).
[9] Андрейчиков К.С., Астахов В.П., Соловьева Г.С., Чеканова Г.С. Тезисы докладов XXVI международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва ФГУП «НПО «Орион».2022г.С.318-319.

Влияние внеполевой помехи на оптоэлектронные системы на основе матричных полупроводниковых приемников излучения

В.Г. Средин[1]
Д.С. Конради,[1] М.В. Сахаров[2]
1. Военная академия РВСН им. Петра Великого, г. Балашиха МО
2. 12 ЦНИИ Министерства обороны РФ, г. Сергиев Посад, МО

Ряд работ посвящен оценке влияния интенсивного оптического излучения на фоточувствительные материалы и функционирование полупроводниковых матричных фотоприемников (МФП) на их основе, причем рассматривались случаи расположения источника света как в поле зрения оптической системы [1-5], так и случаи засветки излучением при расположении источника вне его [6,7]. В последнем варианте в фокальной плоскости не формируется изображение источника, однако происходит изменение структуры изображения фона подстилающей поверхности рассеянным излучением, что влияет на функционирование МФП. Обычно воздействие оптической помехи моделируется с использованием лазерного излучения, формирующего в фокальной плоскости, в которой расположена матрица фотоприемников, квазиточечное изображение. При этом в зависимости от мощности падающего излучения могут наблюдаться как эффекты нагрева в области оптического изображения [8], так и потеря чувствительности значительной частью матрицы [5]. При наличии внеполевой засветки ситуация сложнее.

В настоящей работе приводится оценка такого воздействия с помощью модели функционирования МФП, предложенной в [9]. Указанная модель позволяет определить отношение сигнал/шум при изменении облученности чувствительных элементов матрицы, а также определить дальность обнаружения квазиточечного источника –цели. Облученность чувствительного элемента зависит от излучения фона, характеризуемого определенной температурой и коэффициентом серости, что дает возможность учитывать изменение яркости фона, а также накладывать на фоновое излучение дополнительную составляющую внеполевой засветки с различной интенсивностью, а также учитывать возможную неоднородность ее плотности распределения. Очевидно, что внеполевая засветка изменяет отношение сигнал/шум, и, как следствие, – удельную обнаружительную способность фотоприемника.

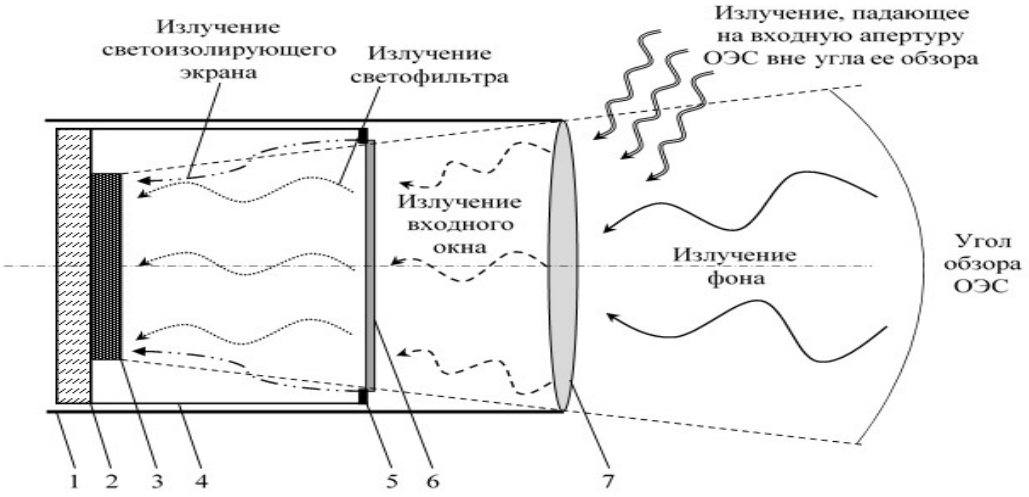


Рис.1. Модель оптической схемы МФП: 1 – корпус оптической системы, 2 – мультиплексор, 3 – матричный фотоприемник, 4 – светоизолирующий экран, 5 – диафрагма, 6 – светофильтр, 7 – входное окно

На рис.1 показана модель МФП, предложенная в [9], в рамках которой облученность, создаваемая фоном, определяется соотношением:

$$L_{Ф} = K_{ВхО} K_{Сф} K_{Д} \varepsilon_{Ф} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi c}{\lambda^4 \left(\exp\left(\frac{ch}{\lambda k_B T_{Ф}} \right) - 1 \right)} d\lambda , \quad (1)$$

где $K_{ВхО}$, $K_{Сф}$, $K_{Д}$ – коэффициенты пропускания входного окна, светофильтра и диафрагмы; $\varepsilon_{Ф}$ –коэффициент черноты фона; $T_{Ф}$ – температура фона, К; λ_1, λ_2 – нижний и верхний пределы чувствительности МФП в диапазоне длин волн, м. Зависимость облученности, создаваемой фоном, от температуры фона носит линейный характер и увеличивается с ее ростом. Это приводит к увеличению полной облученности:

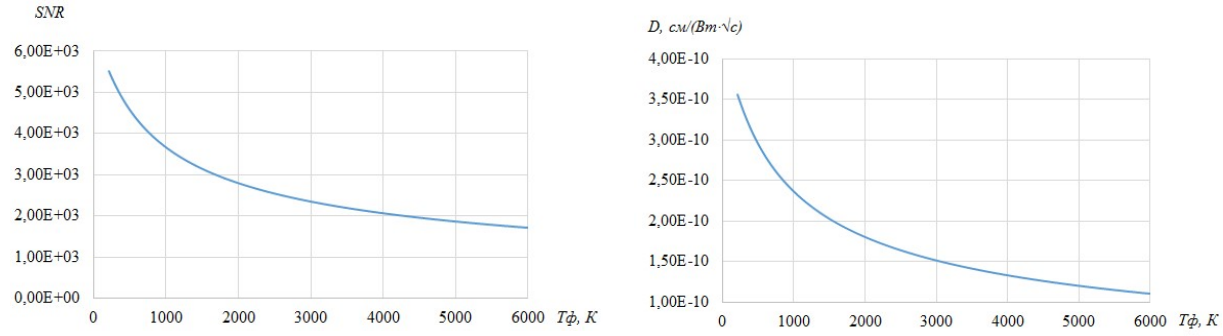
$$L_{П} = L_{Ф} + L_{ВхО} + L_{СЭ} + L_{Сф} , \quad (2)$$

где L_{BxO} – облученность, создаваемая входным окном, фотон/(см^2·с); $L_{СЭ}$ – облученность, создаваемая светофильтром, фотон/(см^2·с); $L_{Сф}$ – облученность, создаваемая светоизолирующим экраном, фотон/(см^2·с); что приводит к возрастанию полного тока, поступающего в накопительную емкость:

$$I_{П} = L_{П}\eta A_s + \frac{I_d}{q}, \quad (3)$$

где η – среднее значение квантовой эффективности чувствительного элемента в спектральном диапазоне его чувствительности.

Расчеты, выполненные в рамках этой модели для МФП среднего спектрального диапазона, позволили выявить зависимость отношения сигнал/шум от температуры фона, показанной на рис. 2а, то есть от яркостной температуры размещенных на нем объектов, которыми являются в том числе и помехи, возникающие в результате внеполевой засветки. В результате происходит снижение удельной обнаружетельной способности МФП из-за увеличения интенсивности помехового воздействия (рис. 2б).



а б

Рис. 2. График зависимости а) отношения сигнал/шум МФП и б) удельной обнаружительной способности от температуры фона

Анализ приведенных графиков показывает, что с увеличением температуры фона отношение сигнал/шум уменьшается по логарифмическому закону. При этом максимальная скорость уменьшения наблюдается в диапазоне температур фона 213-1000 К, что с оответствует низкоэнергетической внеполевой засветке. С увеличением температуры фона темп падения удельной обнаружительной способности МФП снижается.

Список публикаций:

[1] Л.А.Головань, П.К. Кашкаров, Лакеенков М.В., Ю.В.Тимошенко. // ФТП. 1997. Т. 31, С.931
[2] О.Ю. Гаврилюк, О.Ю. Семенчук. // Укр. фіз. журн. 2017.т .62, С.20
[3] В.Г. Средин, М.В. Сахаров. // Прикладная физика. 2011. № 2. С.5-11.
[4] М.В.Сахаров, В.Г.Средин, Й.И.Астраускас, Ю.В.Васильева. // Известия вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 9-2. С. 98-101
[5] В.И. Стафеев, И.Д. Бурлаков, К.О. Болтарь, В.Г. Средин, М.В. Сахаров, С.Б. Суховей. // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2007. № 2. С. 31-34.
[6] С.В.Асанов, М.С.Егоров, Ю.А.Резунков, В.В.Степанов. // Оптический журнал. 2014. Т. 81, С. 62-67.
[7] Н .И. Павлов, Резунков Ю.А. // Оптический журнал, 2021. Т.8, №1. С.37-43.
[8] H.M.A. Schleijpen, S.R.Carpenter, B.Mellier, A. Dimmeler. Proc. of SPIE, 6397, 63970E-1 (2006).
[9] А.И. Патрашин, И.Д. Бурлаков, М.Д.Корнеева , В.В. Шабаров // 2014. Прикладная физика. № 1. С. 38-46.

Стримеры плазменных диффузных струй и красных спрайтов

Тарасенко Виктор Федотович
Институт Сильноточной электроники СО РАН, Томский государственный университет
Виноградов Никита Петрович
Институт Сильноточной электроники СО РАН
Бакшт Евгений Хаимович
Институт Сильноточной электроники СО РАН
E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Изучение плазмы атмосферных разрядов на высотах 20–100 км от уровня моря последние годы привлекает внимание учёных [1–5]. Эти разряды были названы транзиентными световыми явлениями (ТСЯ). К ТСЯ относят красные спрайты, голубые струи, эльфы, гало и другие. Исследования проводятся как в наземных лабораториях, так и с помощью аппаратуры, размещаемой на самолётах, спутниках и Международной космической станции. Создаются теоретические модели для определения физических процессов, которые имеют место в различных ТСЯ. Установлено, что в формировании части ТСЯ, например, красных «столбчатых» спрайтов и голубых струй, основную роль играет стримерный механизм пробоя, см., например, статьи [1,4]. Кроме того, проводятся исследования аналогов высотных атмосферных разрядов проводятся в лабораторных условиях [6-8].

Цель данной работы – создать и исследовать в лабораторных условиях плазменные диффузные струи (ПДС), которые состоят из стримеров и имеют аналогичные наблюдаемым в «столбчатых» спрайтах спектры, скорости распространения фронта свечения, а также цвет и форму. Кроме того, в докладе будет сделано сравнение ПДС с аналогами голубых струй, которые наблюдаются при более высоких давлениях.

Проведённые исследования показали, что при низких давлениях воздуха и азота (0.01–3 Торр), создавая плазму импульсно-периодического барьерного разряда с различными генераторами и конструкциями внешних электродов, можно формировать плазменные диффузные струи цилиндрической формы. Установлено, что получаемые ПДС состоят из стримеров и имеют форму близкую к форме спрайтов «столбчатого» типа. Показано, что струя может состоять из двух стримеров, а в ряде случаев, в месте её окончания, формируется третий стример малого диаметра. Установлено, что в широком диапазоне давлений и напряжений цилиндрические стримеры имеют красный цвет, который обусловлен излучением 1+ системы азота.

Показано, что длина стримеров при напряжении генераторов 7 кВ и давлении воздуха 0.4 Торр и менее, может превышать 1 метр. Установлено, что на цвет стримеров влияет величина приведённой напряженности электрического поля *E/p*. При высоких значениях *E/p*, в области которая находится у внешних электродов, а также в конце ПДС, цвет разряда изменяется, и становится голубым. Соответственно изменяются и спектры излучения плазменных диффузных струй. Голубой цвет определяется в первую очередь излучением полос молекулярного иона азота (1- система). В ближней УФ области спектра доминируют полосы молекулы азота (2+ система). При малых давлениях 0.04 Торр и ниже ПДС в воздухе могут иметь белый цвет. Цвет плазменных диффузных струй и стримеров при низких давлениях воздуха становится белым за счёт увеличения *E/p* и диссоциации частиц воздуха, в том числе, паров воды, примесь которой находится в атмосферном воздухе. За счет молекулярных и атомарных переходов новых нейтральных частиц и ионов появляется широкополосное излучение в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, которое изменяет цвет разряда. Замена воздуха на азот высокой чистоты снова сохраняет у ПДС при малых давлениях красный цвет. Часть результатов, полученных в 2022 - 2023 годах при изучении аналогов красных спрайтов, опубликована в работах [6–8].

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Соглашение №075-15-2021-1026 от 15.11.2021.

Литература.

[1]. Pasko V. P., Inan U. S., Bell T. F., Taranenko Y. N. // Journal Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 4529.
[2]. Rodger C. J. // Reviews of Geophysics. 1999. V. V. 37(3). P. 317.
[3]. Jehl A., Farges T., Blanc E. Journal of Geophys. Res.: Space Physics. 2013. V. 118(1). P. 454.
[4]. Chanrion O., Neubert T., Mogensen A., Yair Y., Stendel M., Singh R., Siingh D. // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. P. 496.
[5]. Neubert T., Chanrion O., Heumesser M., Dimitriadou K., Husbjerg L., Rasmussen I. L., Østgaard N., Reglero V. // Nature. 2021. V. 589(7842). P. 371.
[6]. Tarasenko V., Vinogradov N., Baksht E., Sorokin D. // J. of Atmospheric Science Research. 2022. V. 5(4). P. 26.
[7]. Тарасенко В. Ф., Бакшт Е. Х., Виноградов Н. П., Сорокин Д. А. // Оптика и спектроскопия. 2022. Т. 130(12). С. 1769.
[8]. Тарасенко В. Ф., Бакшт Е. Х., Панарин В. А., Виноградов Н. П. // Физика плазмы. 2023. Т. 49(6). С. 590.

Усиление фотоотклика множественных квантовых ям GeSiSn/Si, сопряженных с плазмонными и фотонно-кристаллическими структурами

Тимофеев Вячеслав Алексеевич[1],

Скворцов Илья Владимирович,[1] Машанов Владимир Иванович[1], Блошкин Алексей Александрович[1], Никифоров Александр Иванович[1], Коляда Дмитрий Владимирович[2], Фирсов Дмитрий Дмитриевич[2], Комков Олег Сергеевич[2]

[1]Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И.Ульянова

E-mail: Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Класс материалов Ge-Si-Sn позволяет регулировать рабочую длину волны устройств нанофотоники в диапазоне от 1.55 мкм вплоть до 8 мкм [1, 2]. На основе соединений GeSiSn станет возможным расширение рабочего спектрального диапазона устройств нанофотоники, в том числе элементов интегральной фотоники, систем полностью оптической обработки информации, систем формирования изображения и волоконно-оптических линий связи нового поколения. Для достижения характеристик устройств, удовлетворяющих современным требованиям, необходимо создание новых подходов и технологий, которые повысят эффективность взаимодействия света с веществом. Перспективным решением этой проблемы является интеграция новых материалов на основе Ge-Si-Sn с фотонно-кристаллическими и плазмонными структурами. Нами разработан дизайн фотонно-кристаллических, плазмонных, а также гибридных систем на основе наногетероструктур GeSiSn/Si для усиления их фотолюминесценции и фотоотклика. Было проведено комплексное исследование оптических свойств метаповерхностей с помощью численного моделирования и отработана технология их изготовления. Геометрия структур выбиралась таким образом, чтобы добиться локализации и усиления электромагнитного поля в области множественных квантовых ям, сформированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Метаповерхности на основе алюминиевых и золотых крестов, как на поверхности, так и внедренных в полупроводниковую матрицу, позволили усилить электрическое поле в активной области в 2-5 раз вследствие возбуждения локализованного плазмонного, а также поверхностного решеточного резонанса. Были численно рассчитаны спектры пропускания фотонно-кристаллических структур на основе подложек кремний на изоляторе (КНИ). Оптимизирована геометрия цилиндрических отверстий, позволяющая эффективно возбуждать квазиволноводные моды и не затрагивать активный слой, включающий множественные квантовые ямы (МКЯ) GeSiSn/Si. Исследованы электромагнитные характеристики метаповерхностей на основе алюминиевых крестов, расположенных на подложке КНИ. При помощи оптимизации геометрии металлических крестов резонансный отклик был достигнут в диапазоне 1.5 – 2 мкм. Показано, что спектральное и пространственное перекрытие локализованного плазмона в крестах и волноводных мод в полупроводниковой пленке приводит к образованию гибридных мод, обладающих резонансным профилем типа Фано. Продемонстрировано усиление сигнала фотолюминесценции (ФЛ) в структуре с метаповерхностью, представленной массивом алюминиевых крестообразных структур, более чем в 2.5 раза на длине 1.77 мкм за счет возбуждения локализованных плазмонов. Для всех фотонно-кристаллических структур с МКЯ GeSiSn/Si наблюдается явное увеличение ФЛ от области с фотонным кристаллом относительно области исходного образца почти на порядок в узком интервале длин волн на резонансных частотах. Удалось показать возможность существенного усиления фотолюминесценции МКЯ $Ge_{0.84}Si_{0.076}Sn_{0.084}$/Si за счет использования гибридных структур. Коэффициент усиления фотолюминесценции составил до 250% на длине волны 1.9 мкм, совпадающей с максимумом спектра коэффициента отражения гибридной структуры. Изучен фотоотклик p-i-n фотодиодов на основе МКЯ $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$/Si и $Ge_{0.84}Si_{0.076}Sn_{0.084}$/Si. Экспериментально установлено, что сопряжение гетероструктур на основе МКЯ GeSiSn/Si с фотонным кристаллом приводит к увеличению фототока таких структур в широком диапазоне длин волн. Длинноволновая граница чувствительности составила 1.4 мкм для МКЯ $Ge_{0.3}Si_{0.63}Sn_{0.07}$/Si. Увеличение содержания Ge и Sn в слоях твердого раствора приводит к смещению длинноволновой границы чувствительности до 1.8 мкм для МКЯ $Ge_{0.84}Si_{0.076}Sn_{0.084}$/Si. Продемонстрировано максимальное усиление фототока более чем в 4 раза на длине волны около 1.3 мкм для p-i-n диодов, включающих фотонный кристалл, совмещенный с МКЯ $Ge_{0.84}Si_{0.076}Sn_{0.084}$/Si. Разработаны p-i-n фотодиоды, включающие гибридную систему, представленную массивом плазмонных наноантенн на структуре с МКЯ $Ge_{0.84}Si_{0.076}Sn_{0.084}$/Si, выращенными на подложке кремний на изоляторе. Усиление фототока составило примерно 7 раз на длинах волн 1.73 мкм и 1.8 мкм. Гибридная структура в сравнении с фотонным кристаллом позволила получить многократное усиление фототока в длинноволновой инфракрасной области спектра.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 20-79-10092.

Список публикаций:

[1] C. Xu et al. // Chemistry of Materials 2019. V. 31. P. 9831.

[2] D. Grützmacher et al. // Applied Physics A. 2023. V. 129. P. 235.

Ge/Si avalanche photodiodes dark current

Khomyakova Kristina Igorevna
Douhan Rahaf M.H, Deeb Hazem, Kokhanenko Andrey Pavlovich, Lozovoy Kirill Aleksandrovich
National Research Tomsk State University
E-mail: rahaf.douhan@gmail.com

This work presents the findings of a series of analytical calculations conducted on a silicon avalanche photodiode with multiple layers of germanium quantum dots. The aim was to determine the photodiode's characteristics, with a focus on key parameters that impact its performance, including tunneling current, photosensitivity, multiplication factor, noise spectral density, and avalanche noise factor. The study also compares the germanium silicon avalanche photodiode's results with those of other avalanche photodiodes made from different materials. The model used for the calculations operates under various conditions ranging from classical to Geiger mode and features separate absorption and multiplication regions.

A tunneling current phenomenon arises when charge carriers traverse a barrier that is traditionally considered impassable [1]. Essentially, charge carriers lack the necessary energy to surmount the barrier. In the context of an avalanche heterophotodiode (AHPD) featuring separate absorption and multiplication regions (SAMRs), the tunneling current can be determined under classical conditions, which was performed during the calculation while applying the appropriate equations from [2], the dependence of tunnel current on concentration results reveal a decrease in tunnel current as concentration increases highlighting the impact of an increased electric field on tunneling current.

When evaluating the characteristics of an avalanche photodiode, it is crucial to calculate the photosensitivity of the photodiode. Photosensitivity quantifies the responsiveness of an object to incident photons To compute this characteristic, it is necessary to determine the quantum efficiency η of the avalanche photodiode, which denotes the photon flux contributing to the photocurrent in the photodiode. Additionally, the noise spectral density and effective noise factor were assessed [3, 4].

All in all, the calculations revealed superior performance of GeSi materials in various aspects. GeSi-based avalanche photodiodes exhibited lower tunneling current values and higher detectivity compared to materials like InP and InGaAs under similar conditions. Furthermore, GeSi materials demonstrated better quantum efficiency, making them more suitable for avalanche photodiode manufacturing.

Additionally, the study highlights the importance of optimizing the thickness and doping concentration of the Ge layers to achieve high responsivity and low noise in the photodiode. The results suggest that this type of avalanche heterophotodiode has great potential for use in high-speed communication systems, optical sensing, and other applications that require high sensitivity and low noise. Further research is needed to explore the full potential of this technology and to optimize its performance for specific applications. Overall, this study provides valuable insights into the design and optimization of avalanche heterophotodiodes based on multilayers of Ge on Si quantum dots.

This research was funded by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, grant number FSWM-2020-0048.

References:

[1] Izhnin I. I., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Khomyakova K. I., Douhan R. M. H., Dirko V. V., Voitsekhovskii A.V., Fitsych O.I., Akimenko N. Yu. // Applied Nanoscience. 2022. V. 12. P. 253.
[2] Hirano Y., Okamoto K., Yamazaki S., Koshida N. // Applied Physics letters. 2009. V. 95. P. 063109.
[3] Burlakov I. D., Filachev A. M., Kholodnov V. A. // Journal of Communication Technologies and Electronics. 2018. V. 63. P. 1093.
[4] Kholodnov V. A., Burlakov I. D., Ilyasov A. K. // Journal of Communication Technologies and Electronics. 2021. V. 66. P. 362.
[5] Ando H., Kanbe H. // Solid-State Electronics. 1981. V.24. P. 629.
[6] Grant W. N. // Solid-State Electronics. 1973. V. 16. P. 1189.

О роли адсорбированных димеров кремния в кинетике движения атомных ступеней на поверхности Si(100)

Эрвье Юрий Юрьевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: ervye@mail.tsu.ru

Исследованию механизмов эпитаксиального роста на поверхности Si(100), являющейся базовой поверхностью полупроводниковой электроники, посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ [1]. В частности, установлено, что на поверхности Si(100) с реконструкцией 2x1 одновременно могут присутствовать два вида подвижных адсорбированных частиц кремния – одиночные атомы (адатомы) и димеры (аддимеры). Излом моноатомной ступени на данной поверхности может завершаться либо восстановленным (rebounded) димером, либо несвязанным (nonbonded) димером [1], так что структурная единица в изломе представляет собой два димера. Образование димера в изломе может происходить как в результате последовательных актов присоединения двух адатомов, так и в результате присоединения аддимера (рис. 1). Существенно, что при наличии обратных процессов отрыва атомов и димеров из излома исходы отдельных актов присоединения (сохранится ли частица в изломе в процессе роста, или покинет его в результате отрыва) не являются статистически независимыми. Однако указанные особенности не учитываются в имеющихся теоретических моделях, рассматривающих движение ступеней в результате присоединения и отрыва лишь одного вида адсорбированных частиц (адатомов), что может иметь следствием некорректные выражения для скоростей перемещения ступеней.

В настоящей работе получены выражения для необратимых потоков адатомов и аддимеров в изломы, необходимые для формулировки краевой задачи поверхностной диффузии. Полагается, что ввиду относительно слабой энергии связи димера с краем ступени [1] разрушение структурной единицы в изломе происходит в результате отрыва димера на террасу (рис. 1), без диссоциации димера на атомы.

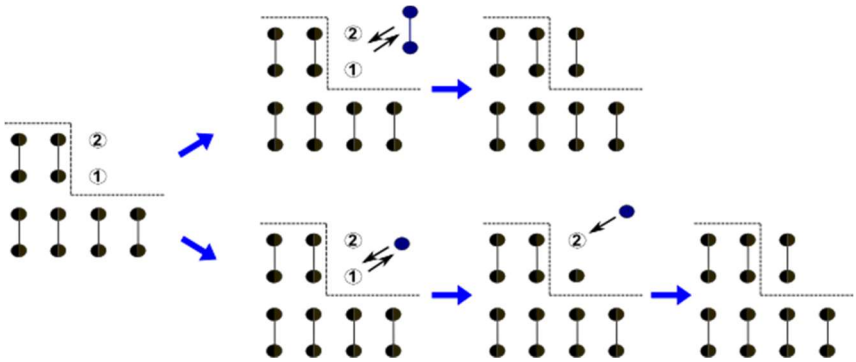


Рис. 1 Возможные механизмы формирования димера в изломе

Скорость перемещения излома, выраженную в числе необратимо формирующихся димеров за единицу времени, можно записать в виде:

$$g = \tau_n(\omega_r^+ - \omega_n^-) + \tau_r(\omega_n^+ - \omega_r^-), \qquad (1)$$

где ω_r^+ и ω_n^+ - частоты формирования восстановленных и несвязанных димеров (r и n димеров, соответственно), ω_r^- и ω_n^- - частоты отрыва r и n димеров, τ_r и τ_n - доли времени, в течение которого излом завершается r и n димером. Частота формирования димера равна: $\omega_\alpha^+ = \omega_{d,\alpha}^+ + W_{m,\alpha}^+$ ($\alpha = n, r$), где $\omega_{d,\alpha}^+$ - частота присоединения аддимера, а $W_{m,\alpha}^+$ частота формирования димера за счет последовательного присоединения адатомов: $W_{m,\alpha}^+ = \omega_{m,\alpha}^+ p_{m,\alpha}$, где $p_{m,\alpha} = \omega_{m,\alpha}^+ / (\omega_{m,\alpha}^+ + \omega_{m,\alpha}^-)$ - вероятность того, что адатом не покинет излом до момента присоединения следующего адатома ($\omega_{m,\alpha}^+$ и $\omega_{m,\alpha}^-$ - частоты присоединения (+) и отрыва (-) адатомов). Заметим, что поскольку r и n димеры формируются в строгой последовательности, то должно выполняться равенство $\tau_n\omega_r^+ - \tau_r\omega_r^- = \tau_r\omega_n^+ - \tau_n\omega_n^-$. Кроме того, должно выполняться условие нормировки $\tau_r + \tau_n = 1$. Тогда для долей времени имеем:

$$\tau_n = \frac{\omega_n^+ + \omega_r^-}{\omega_r^+ + \omega_n^- + \omega_n^+ + \omega_r^-}, \qquad \tau_r = \frac{\omega_r^+ + \omega_n^-}{\omega_r^+ + \omega_n^- + \omega_n^+ + \omega_r^-}. \tag{2}$$

С учетом (2), выражение (1) для скорости перемещения излома можно записать в виде:

$$g = 2\frac{\omega_n^+\omega_r^+ - \omega_n^-\omega_r^-}{\omega_n^+ + \omega_r^- + \omega_r^+ + \omega_n^-}. \tag{3}$$

Согласно (3), скорость перемещения излома представляет собой нелинейную комбинацию частот формирования димеров в изломе и отрыва димеров от излома. Указанная нелинейность является следствием статистических корреляций между исходами отдельных актов встраивания частиц в излом со сложной структурой [2]. В общем случае это приводит к нелинейным краевым условиям для уравнений поверхностной диффузии, что существенным образом усложняет описание динамики ступеней. Однако в важных частных случаях можно сформулировать линейную краевую задачу поверхностной диффузии и получить приближенные аналитические выражения для скоростей перемещения A и B ступеней. Заметим, что если пренебречь возможностью отрыва адатома из излома до момента поступления в излом следующего адатома и возможным различием потенциальных барьеров для присоединения адатомов и димеров к n и r изломам, то $\omega_r^+ = \omega_n^+ = \omega^+ = \omega_m^+ + \omega_d^+$, где ω_m^+ и ω_d^+ - частоты присоединения адатомов (мономеров) и димеров, соответственно. Поток адатомов в излом в этом случае равен $g_m = \tau_n\omega_m^+ + \tau_r\omega_m^+ = \omega_m^+ = k_l^+ n_m^{(l)} + k_u^+ n_m^{(u)}$, где $k_{l(u)}^+$ - константы скоростей присоединения адатомов к излому с нижней (l) и верхней (u) террас, $n_m^{(l)}$ и $n_m^{(u)}$ концентрации адатомов на нижней и верхней террасах вблизи ступени. Для потока димеров с учетом выражений (2) имеем: $g_d = \omega_d^+ - \omega_d^-$, где $\omega_d^- = [(\omega^+ + \omega_r^-)\omega_n^- + (\omega^+ + \omega_n^-)\omega_r^-]/(2\omega^+ + \omega_n^- + \omega_r^-)$. Поток g_d можно представить в виде $g_d = k_{d,l}^+(n_d^{(l)} - \tilde{n}_d) + k_{d,u}^+(n_d^{(u)} - \tilde{n}_d)$, где $k_{d,j}^+$ и $n_d^{(j)}$ ($j = l,u$) - константы скоростей присоединения димеров к излому и концентрации димеров, соответственно, и

$$\tilde{n}_d = \frac{(\omega^+ + \omega_r^-)\tilde{n}_{d,n} + (\omega^+ + \omega_n^-)\tilde{n}_{d,r}}{2\omega^+ + \omega_n^- + \omega_r^-}. \tag{4}$$

Здесь $\tilde{n}_{d,n} = k_{n,l}^-/k_{d,l}^+ = k_{n,u}^-/k_{d,u}^+$ и $\tilde{n}_{d,r} = k_{r,l}^-/k_{d,l}^+ = k_{r,u}^-/k_{d,u}^+$, где $k_{\alpha,j}^-$ - константы скоростей отрыва r и n димеров из излома на нижнюю и верхнюю террасы. Величины $\tilde{n}_{d,n}$ и $\tilde{n}_{d,r}$ имеют смысл концентраций димеров, при которых результирующий поток димеров в излом данного типа равен нулю: $\tilde{n}_{d,n} = e^{-\Delta E_n/k_BT}$ и $\tilde{n}_{d,r} = e^{-\Delta E_r/k_BT}$, где ΔE_n и ΔE_r - энергии связи n и r димеров в изломе относительно энергий связи на террасе. Величину $\tilde{n}_d$ можно рассматривать как квазиравновесную концентрацию аддимеров, в общем случае зависящую от суммарной частоты присоединения к излому адатомов и аддимеров, ω^+. Согласно (4), $\tilde{n}_d$ не зависит от ω^+, если $\omega_n^- = \omega_r^-$ или $\omega^+ >> \omega_n^- + \omega_r^-$. В первом случае $\tilde{n}_d = e^{-\Delta E/k_BT}$, где $\Delta E = \Delta E_n = \Delta E_r$, а во втором случае $\tilde{n}_d = (e^{-\Delta E_n/k_BT} + e^{-\Delta E_r/k_BT})/2$ (заметим, что в обоих случаях $\tau_r = \tau_n$).

С учетом рассмотренных ограничений, можно сформулировать линейную краевую задачу поверхностной диффузии адатомов и аддимеров. Будем полагать, что аддимеры образуются, в основном, вследствие отрыва от изломов, вклад образования аддимеров на террасах несуществен. В отсутствие десорбции концентрации адатомов и аддимеров на A и B террасах, n_i и $n_{d,i}$ ($i = a,b$), удовлетворяют уравнениям непрерывности:

$$D_i\frac{d^2n_i}{dx^2} + F = 0, \qquad D_{d,i}\frac{d^2n_{d,i}}{dx^2} = 0, \tag{5}$$

где x - координата вдоль оси перпендикулярной ступеням, F - плотность потока адсорбирующихся атомов, D_i и $D_{d,i}$ - коэффициенты поверхностной диффузии адатомов и аддимеров по A и B террасам. Краевые условия для уравнения непрерывности адатомов имеют вид (здесь и далее все расстояния выражены в межатомных расстояниях):

$$D_a \frac{dn_a}{dx}\bigg|_{x=0} = k^+_{l(a)} n_a(0), \qquad -D_a \frac{dn_a}{dx}\bigg|_{x=L_a} = k^+_{u(a)} n_a(L_a) + \beta_p [n_a(L_a) - n_b(0)], \tag{6}$$

$$-D_b \frac{dn_b}{dx}\bigg|_{x=L_b} = k^+_{u(b)} n_b(L_b), \qquad D_b \frac{dn_b}{dx}\bigg|_{x=0} = k^+_{l(b)} n_b(0) + \beta_p [n_b(0) - n_a(L_a)],$$

где (a) и (b) в обозначениях констант скоростей относятся к А и В террасам, L_a и L_b - ширины А и В террас, $\beta_p = \theta_k k^+_{l(a)} k^+_{u(a)} \big/ (k^+_{l(a)} + k^+_{u(a)})$ - коэффициент проницаемости А ступени для адатомов (θ_k - относительная концентрация изломов) [4]. Для аддимеров краевые условия записываются в виде:

$$D_{d,a} \frac{dn_{d,a}}{dx}\bigg|_{x=0} = k^+_{d,l(a)} [n_{d,a}(0) - \tilde{n}_{d(b)}], \qquad -D_{d,b} \frac{dn_{d,b}}{dx}\bigg|_{x=L_b} = k^+_{d,u(b)} [n_{d,b}(L_b) - \tilde{n}_{d(b)}], \tag{7}$$

$$-D_{d,a} \frac{dn_{d,a}}{dx}\bigg|_{x=L_a} = k^+_{d,u(a)} [n_{d,a}(L_a) - \tilde{n}_{d(a)}] + \beta_{d,p} [n_{d,a}(L_a) - n_{d,b}(0)],$$

$$D_{d,b} \frac{dn_{d,b}}{dx}\bigg|_{x=0} = k^+_{d,l(b)} [n_{d,b}(0) - \tilde{n}_{d(a)}] + \beta_{d,p} [n_{d,b}(0) - n_{d,a}(L_a)],$$

где обозначения величин имеют тот же смысл, что и в краевых условиях (6). Как и в моделях [2,3], решение краевой задачи (5)-(7) позволяет найти выражение для разности скоростей А и В ступеней:

$$\Delta V = V_B - V_A = \left(\frac{L_a (l_{au} - l_{bl})}{L_a + l_{au} + l_{bl}} + \frac{L_b (l_{al} - l_{bu})}{L_b + l_{bu} + l_{al}} + (L_a + L_b) M_p \right) \frac{F}{1 + M_p} - \tag{8}$$

$$- \left(\frac{D_{d,a}}{L_a + l_{d,au} + l_{d,bl}} + \frac{D_{d,b}}{L_b + l_{d,bu} + l_{d,al}} \right) \frac{\tilde{n}_{d,b} - \tilde{n}_{d,a}}{1 + M_{d,p}}$$

где $l_{ij} = D_i \big/ k^+_{j(i)}$ и $l_{d,ij} = D_{d,i} \big/ k^+_{d,j(i)}$ $(i = a,b; j = l,u)$ - характерные длины, связанные с дополнительными барьерами для присоединения частиц к А и В ступеням с верхней и нижней террас,

$$M_p = \frac{(1 - \theta_k) l_{au} l_{al}}{\theta_k (L_a + l_{au} + l_{bl})(L_b + l_{bu} + l_{al})} \left(1 + \frac{D_a (L_b + l_{bu}) + D_b (L_a + l_{al})}{D_a l_{bl} + D_b l_{au}} \right)$$

- параметр проницаемости А ступени для адатомов (параметр проницаемости для димеров $M_{d,p}$ определяется аналогичным выражением), $\tilde{n}_{d,a}$ и $\tilde{n}_{d,b}$ - концентрации аддимеров в равновесии с А и В ступенями.

Выражение (8) схоже с выражениями для ΔV, полученными в [3,4] с помощью “однокомпонентных” моделей. Основное отличие состоит в том, что второе слагаемое учитывает обусловленный упругим отталкиванием между ступенями перенос вещества между А и В ступенями путем отрыва и поверхностной диффузии аддимеров, а не адатомов, как в [3,4]. Ввиду относительно слабой связи димеров со ступенями [1], такой перенос может быть более эффективным, чем перенос вещества за счет адатомов, даже при большей энергии активации поверхностной диффузии аддимеров. Это позволяет объяснить отсутствие сближения А и В ступеней, наблюдаемое в эксперименте при сравнительно низких температурах [5].

Список публикаций:

[1] Dabrovski J., Mussig H.-J. / Silicon Surfaces and Formation of Interfaces: Basic Science in the Industrial World. – World Scientific, 2000. – 576 p.
[2] Hervieu Yu.Yu., Ruzaikin M.P. // Growth of Crystals. 2002. V.21. P.1.
[3] Hong W., Zhang Z., Suo Z // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 235318.
[4] Эрвье Ю.Ю. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 6. С. 3.
[5] Эрвье Ю.Ю., Есин М.Ю., Дерябин А.С., Колесников А.В., Никифоров А.И. // Изв. вузов. Физика. 2023. Т. 66. № 4. С. 85.

Расчёт средней скорости распределения ключа по протоколу BB84 между беспилотными авиационными системами

Якименко Филипп Александрович
Каширский Данила Евгеньевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: filipp.yakimenko.98@mail.ru

Системы распределения ключа по протоколу BB84 в основном используют оптоволоконные каналы связи [1]. Но проводная связь применима не всегда. Существуют такие системы, которые в качестве среды распространения сигнала используют атмосферный канал связи [2]. Они имеют стационарное размещение с топологией точка-точка, предполагают отсутствие препятствий в прямой зоне видимости. Между тем, практические сети требуют реализации более сложных топологий. В частности, развертывание связи в полевых условиях. Одним из решений этих задач является применение Беспилотная авиационная система (БАС) [3]. В долгосрочной перспективе такая мобильная сеть, построенная на платформе БАС, может соединяться с оптоволоконными наземными сетями и спутниковой связью для дальнейшего расширения сети, что в конечном итоге сформирует практичную многофункциональную глобальную телекоммуникационную сеть.

В отличие от наземных систем распределения ключа, приемо-передающие устройства, размещаемые на БАС, должны быть компактными и иметь как можно меньшую массу, что ограничивается несущей способностью БАС. В свою очередь это ведет к уменьшению средней скорости распределения ключа (ССРК) и ограничению дальности связи. В данной работе предпринята попытка оценить ССРК по протоколу BB84 между БАС с учетом требования компактности системы распределения ключа при различных погодных условиях. Расчет ССРК проводился по формуле из [4] для длин волн, использованных в [5-8]. Учитывались потери в канале связи, вызванные расходимостью пучка, поглощением и турбулентностью атмосферы, туманом, дождем, снегом [9-11].

На *рис.1* показаны результаты расчёта ССРК в зависимости от диаметров апертур приемо-передающих блоков при расстоянии между БАС 500 м. Кривые с не закрашенными точками соответствуют случаю, учитывающему расходимость пучка и поглощение атмосферы в летнее время года. В случае кривых с закрашенными точками кроме этого учитывались потери в канале связи, вызванные слабой дымкой. Частота следования ослабленных лазерных импульсов составляла 50 МГц, а вероятность детектирования фотона детектором – 0,2.

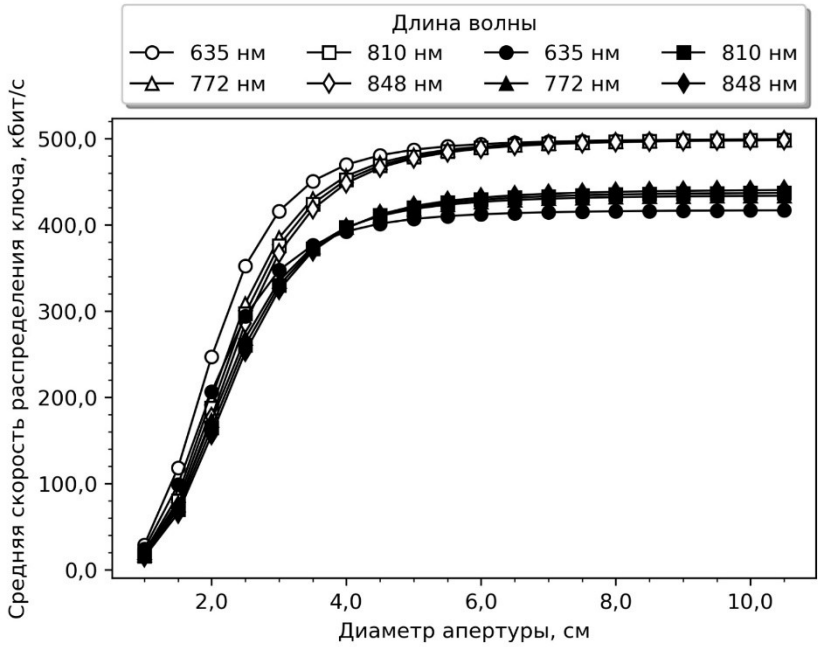


Рис.1 Зависимость ССРК от диаметра апертур приемо-передающих устройств

Как видно из *рис.1*, с увеличением диаметра апертур приемо-передающих устройств от 1 до 4 см скорость распределения ключа увеличивается, а при больших значениях диаметра апертур – практически не меняется. Наибольшая ССРК наблюдается для дины волны 635 нм. При наличии слабой дымки происходит уменьшение ССРК. В диапазоне диаметров апертур от 1 до 4 см наибольшая ССРК наблюдается для длины волны 635 нм, а для диаметров апертур в диапазоне от 4 до 10 см – для длины волны 848 нм.

На *рис.2* приведены результаты расчета ССРК по протоколу BB84 при фиксированной длине волны 810 нм для других погодных условий – дождя и снега. Скорость выпадения осадков варьировалась в диапазоне от 1 до 3 мм/ч.

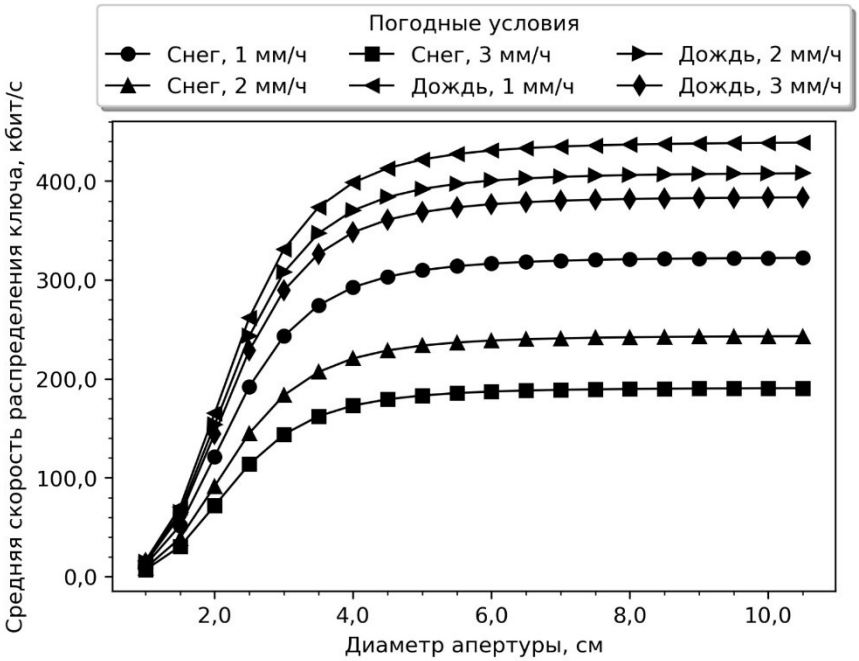


Рис.2 Зависимость ССРК от диаметра апертур приемо-передающих устройств при наличии в атмосфере осадков

Кривые приведенные на *рис.2* качественно выглядят также, как и на *рис.1*. Увеличение скорости выпадения осадков ведет к уменьшению ССРК. При одинаковых скоростях выпадения дождя и снега, последний сильнее уменьшает ССРК.

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030), проект № 2.0.6.2022 ЛМУ.

Список публикаций:

[1] T. Zhaxalykov // Scientific Journal of Astana IT University. 2022. № 10. P. 4–14.
[2] R. Ursin, F. Tiefenbache, T. Schmitt-Manderbach et al. // Nature Physics. 2006. № 3. P. 481–486.
[3] E. Marris // Nature. 2013. № 498. P. 156–158.
[4] Третьяков Д. Б., Коляко А. В., Плешков А. С. и др. // Автометрия. 2016. № 5. С. 44–54.
[5] H. -Y. Liu, X. -H. Tian, C. Gu et al // National Science Review. 2020. № 7. P. 921–928.
[6] J. G. Rarity, P. R. Tapster, P. M. Gorman // Journal of Modern Optics. 2001. № 48. P. 1887–1901.
[7] S. –K. Liao, W. –Q. Cai, W. –Y. Liu // Nature. 2017. № 549. P. 43–47.
[8] W. T. Buttler, R. J. Hughe, P. G. Kwiat et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. № 81. P. 3283–3286.
[9] Z. Ghassemlooy, W.O. Popoola // Mobile and Wireless Communications Network Layer and Circuit Level Design. 2010. P. 355–391.
[10] M.A. Naboulsi, H. Sizun, F. de Fornel // J. SPIE Opt. Eng. 2004. № 43. P. 319–329.
[11] Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. // Оптика турбулентной атмосферы. 1988. №5. P. 1–271.

Современные измерительные средства и технологии

АПР 2023
26-29 сентября 2023
Томск, Россия

Онтология адресных волоконных брэгговских структур как новых датчиков радиофотонных многосенсорных сетей

Аглиуллин Тимур Артурович
Морозов Олег Геннадьевич
Сахабутдинов Айрат Жавдатович
Нуреев Ильнур Ильдарович
Мисбахов Ринат Шаукатович
Мисбахов Рустам Шаукатович
Кузнецов Артем Анатольевич
Артемьев Вадим Игоревич
Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ
E-mail: ogmorozov@kai.ru

Главной проблемой традиционных методов опроса в волоконно-оптических и радиофотонных многосенсорных сетях является отсутствие адресности волоконных брэгговских решеток (ВБР) – основного типа их датчиков, что приводит к ошибкам опроса, например, при перекрытии спектров двух или более решеток. Чтобы смягчить эту проблему, были предложены методы опроса ВБР с оптическим кодированием спектра [1, 2], в которых датчики опрашиваются в реальном времени в соответствии с функцией корреляции между спектрами датчиков и их кодовой сигнатурой, что позволяет различать несколько ВБР в одном и том же спектральном диапазоне.

Нами был предложен другой подход, в котором ВБР выполняет тройную функцию: кроме сенсора (аналогично классической ВБР), она выступает также в качестве формирователя двухчастотного излучения, по спектральным параметрам компонент которого, прошедшего через фильтр с заданной наклонной линейной характеристикой можно судить о положении ее центральной длины волны в ходе измерения (технология опроса), а по уникальной разностной частоте между компонентами – об адресе (адресное мультиплексирование). Такие ВБР мы назвали адресными волоконными брэгговскими структурами (АВБС) [3, 4]. Они и являются основными нижнеуровневыми компонентами онтологии.

АВБС – это более сложная, чем ВБР структура, спектральный отклик которой состоит из двух узких отражающих ВБР-компонент – 2λ-АВБС (АВБС волнового типа), или двух окон прозрачности внутри одной ВБР – 2π-АВБС (АВБС фазового типа). Таким образом, АВБС как нижнеуровневые компоненты онтологии можно далее разделить на два класса. При определенном подключении АВБС обоих классов к широкополосному оптическому источнику формируется ее выходное излучение, состоящее из двух узкополосных частот, разность между которыми называется адресной частотой и находится в микроволновом диапазоне (ГГц). Адресная частота не зависит от смещения центральной длины волны АВБС (средняя частота между ВБР-компонентами или окнами прозрачности), когда она подвергается внешним воздействиям. Поэтому адресная частота используется как отличительный параметр, позволяющий опрашивать несколько АВБС даже при совпадении их центральных длин волн. Таким образом адресная частота – это атрибут АВБС.

Впоследствии понятие АВБС было расширено за счет включения в него структур с тремя и более спектральными компонентами, образующими две и более адресные частоты, которые также известны как многоадресные волоконные брэгговские структуры (МАВБС) [5, 6]. Увеличенное количество адресных частот позволяет повысить точность определения центральной длины волны, а также расширить сенсорные возможности системы.

Следующие уровни онтологии рассматривают МАВБС с тремя спектральными компонентами. Было предложено два подхода к формированию МАВБС: введение двух и более фазовых π-сдвигов в периодическую структуру ВБР (*N*π-АВБС, где *N* — число фазовых сдвигов) [7] и последовательная запись нескольких сверхузкополосных ВБР с разными центральными длинами волн (*N*λ-АВБС) [8]. Для первого типа для опроса используется прошедшее излучение, а для второго типа используется отраженный свет. Таким образом, отражающие и пропускающие МАВБС составляют классификацию нового, более развитого уровня *N*π-типа и *N*λ-типа.

Вторая классификация онтологии слоя МАВБС синтезируется по атрибуту нового уровня – количеству адресов: одноадресная, представляющая собой двухкомпонентную АВБС (ОАВБС); двухадресная, представляющая собой симметричную трехкомпонентную МАВБС (ДАВБС) с боковыми адресными компонентами, разнесенными на одну адресную частоту от центральной адресной компоненты; трехадресная, представляет собой асимметричную трехкомпонентную МАВБС (ТАВБС) с боковыми адресными компонентами, разнесенными на разные адресные частоты от центральной адресной компоненты.

Третья классификация онтологии слоя МАВБС синтезируется по новому атрибуту – классификация по совпадению центральной длины волны адресной компоненты и центральной (брэгговской) длины волны всей

структуры в целом. Возможность определения брэгговской длины волны для всей структуры в целом следует из неизменности положения адресных компонент при воздействии на МАВБС физических полей. Длину волны Брэгга можно определить, как находящуюся посередине между длинами волн боковых адресных компонент, совпадающую с длиной волны центральной адресной компоненты, либо не совпадающую. В качестве альтернативы длину волны Брэгга можно определить через положение любой из адресных компонент, поскольку структура МАВБС, как уже говорилось, известна и откалибрована.

Использование МАВБС любого типа значительно упрощают схему опроса по сравнению с традиционными оптико-электронными методами, так как требует только широкополосного источника света, оптического фильтра с заданной наклонной линейной частотной характеристикой и фотоприемника. Поскольку обработка сенсорной информации ведется на компонентах адресной частоты, лежащей в СВЧ-диапазоне, мы назвали схему опроса – радиофотонным адресным интеррогатором (РАИ).

РАИ работает следующим образом. Лазерный источник генерирует широкополосное оптическое излучение, полоса пропускания которого перекрывает весь диапазон сдвигов длин волн компонент МАВБС. Излучение проходит через N адресных структур, соединенных либо параллельно с помощью волоконно-оптических разветвителей и сумматоров (в случае МАВБС $N\pi$-типа), либо последовательно (в случае МАВБС $N\lambda$-типа). На выходе каждой МАВБС формируется излучение с двумя и более спектральными составляющими, разнос между которыми соответствует одной или более адресным частотам. Измеряя амплитуду выходного сигнала фотоприемника на адресной частоте, которая будет изменяться из-за внешнего воздействия, можно определить величину последнего, как сдвиг центральной длины волны МАВБС (или любой из ее компонент) относительно наклонной линейной АЧХ оптического фильтра.

Одной из основных проблем применения МАВБС является появление межадресных искажений (возникновение ложных адресов при взаимном движении структур) при различном возможном положении центральных длин волн Брэгга по длине волокна сенсорной сети. Разработанная онтология предназначена для решения этой проблемы. Еще одна из задач применения онтологии – поиск путей улучшения метрологических характеристик сенсорных систем на рассматриваемых структурах. МАВБС $N\lambda$-типа позволяют строить простейший РАИ, но ширина полосы пропускания их частотных компонент не может быть ниже 1 ГГц. МАВБС $N\pi$-типа используют окна прозрачности с шириной полосы 50 МГц, но топология объединения их в сеть (параллельная шина) оставляет желать лучшего. Соответственно в первом случае разрешающая способность будет хуже в 20 раз. Один из выходов из сложившейся ситуации, диктуемый онтологией, – построение комбинированных МАВБС $N(\lambda*\pi)$-типа, где * – это оператор определяющий тип комбинации.

Для решения указанных проблем в докладе впервые вводится новый уровень онтологии МАВБС комбинированного типа и представляется один из ее примеров – двухкомпонентная волновая АВБС с фазовым π-сдвигом ($2\lambda/\pi$-АВБС). Она представляет собой две ВБР-компоненты с фазовым π-сдвигом. $2\lambda/\pi$-АВБС – это квазипериодическая структура, сформированная в сердцевине оптического волокна, спектральный отклик отражения которой в оптическом диапазоне представляет собой четырехчастотный сигнал, локализованный в «узкой» части спектра, разностные частоты между составляющими которого, названные нами дополнительными адресными частотами, много меньше, чем частоты между ее окнами прозрачности (основная адресная частота). Характерной особенностью $2\lambda/\pi$-АВБС является инвариантность всех указанных адресных частот при наложении на структуру деформационных или температурных полей, что позволяет использовать их в качестве чувствительных элементов измерительных систем с обеспечением адресных свойств, при этом дополнительные адресные частоты могут быть как одинаковыми так и разными. Спектральный отклик $2\lambda/\pi$-АВБС на пропускание достаточно сложен в силу наличия диапазона засветки между двумя ВБР-компонентами, который однако может быть закрыт при соответствующем выборе наведенного показателя преломления при записи последних. При анализе спектров первых записанных $2\lambda/\pi$-АВБС получены основная адресная частота 23 ГГц и дополнительные адресные частоты 7 и 9 ГГц. Дополнительно показано, что использование $2\lambda/\pi$-АВБС при работе на отражение позволяет избежать все межадресные коллизии при соблюдении правила применения разных дополнительных адресных частот. Данный факт является существенным отличием разработанных радиофотонных многосенсорных на базе $2\lambda/\pi$-АВБС от аналогичных систем на основе ОАВБС, ДАВБС и ТАВБС только волнового или только фазового типа.

Список публикаций:

[1] Triana C. A. et al. // Sensors. 2017. V. 17. P. 2508.
[2] Triana C. A. et al. // Opt. Pura Apl. 2016. V. 49. P. 17.
*[3] Морозов О. Г., Сахабутдинов А. Ж. // Компьютерная оптика. 2019. Т. **43. С.** 535.*
[4] Agliullin T. A. et al. // Sensors. 2020. V. 20. P. 6191.
[5] Morozov O.G. et al. // Sensors. 2020. V. 20. P. 2693.
[6] Аглиуллин Т. А. и др. // Труды учебных заведений связи. 2020. V. 6. P. 6.
[7] Morozov O.G. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1368. P. 022048.
[8] Morozov O.G. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1368. P. 022049.

Система контроля дефектности полупроводниковых пластин и структур

Винник Александр Евгеньевич
Тяжев Антон Владимирович, Толбанов Олег Петрович, Шаймерденова Лейла Калитаевна, Скакунов Максим Сергеевич
Томский государственный университет
E-mail: evg2v@mail.ru

На данный момент актуальным методом контроля дефектности полупроводниковых пластин, является метод выявления структур при помощи химического травления. Метод является разрушающим и, как следствие, используется для контроля ограниченного количества пластин, вырезанных преимущественно из начала и конца слитка. Следует отметить, что в монокристаллических полупроводниковых слитках присутствует градиент концентрации дефектов от начала к концу кристалла, что обусловлено технологией выращивания. Следовательно, дефектность пластин может существенно изменятся в зависимости от места ее расположения в кристалле. В случае необходимости контроля дефектности каждой пластины слитка, использование химического травления неприемлемо, что и приводит к поиску альтернативных и неразрушающих методов контроля.

Одним из перспективных является метод контроля, использующий проходящее ИК излучение. Данный метод предоставляет информацию не только о дефектах, находящихся на поверхности, но и о дефектах, находящихся во всем объеме пластины. При этом пластины не подвергается никаким разрушающим воздействиям и может быть использована для дальнейшего производства.

В работе представлены результаты тестирования системы контроля дефектности полупроводниковых пластин и структур, предназначенной для автоматического бесконтактного неразрушающего контроля объемных и поверхностных дефектов в полупроводниковых пластинах и структурах диаметром до 150 мм, а также для контроля топологии элементов интегральных микросхем на полупроводниковых подложках.

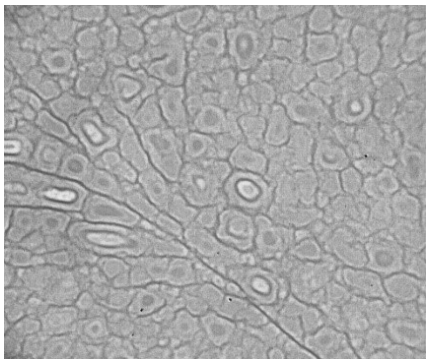


рис. 1 Изображение фрагмента HR GaAs:Cr пластины в проходящем ИК излучении.

Принцип работы системы основан на измерении пространственного распределения интенсивности инфракрасного излучения ближнего диапазона (SWIR), проходящего через контролируемый объект. В качестве приемника ИК излучения используется камера на основе многоэлементных InGaAs сенсоров. Источником излучения служит оптическая система на основе полупроводникового ИК лазера. Картирование по площади подложки осуществляется путем ее перемещения по XY координатам в пространстве между источником и приемником излучения посредством шаговых двигателей.

Управление работой системы осуществляется оригинальным программным обеспечением, поддерживающим функции выбора алгоритма сканирования, «сшивки» изображений отдельных областей в целое, анализ изображений и хранение данных.

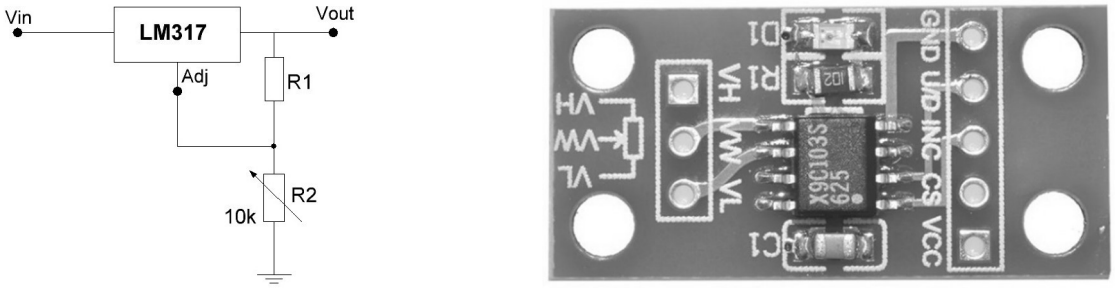
Показано, что система обеспечивает пространственное разрешение не хуже 20 мкм и позволяет выявлять структуру дислокационной сетки, а также локальные дефекты с размерами 100-800 мкм (*рис.1*) в пластинах арсенида галлия, компенсированного хромом (HR GaAs:Cr) диаметром до 100 мм.

Регулируемый источник напряжения на LM317 с возможностью удаленного доступа

Духанов Александр Сергеевич
Томский государственный университет
Email: sanya.dukhanov@mail.ru

Интегральная микросхема LM317 представляет собой регулируемый линейный стабилизатор напряжения и тока. Она имеет три вывода: вход (Vin), выход (Vout) и управляющий вывод (Adj). Микросхема позволяет поддерживать постоянное напряжение на выходе, независимо от изменений входного напряжения и нагрузки. LM317 может работать с входным напряжением от 3 до 40 В и выдавать регулируемое выходное напряжение в диапазоне от 1,2 до 37 В. Схема включения LM317, как источника напряжения приведена на *рис.1а*. Микросхема также обладает защитой от перегрузки, перегрева и короткого замыкания, что обеспечивает безопасность работы. Основное применение LM317 – это создание стабильного и регулируемого источника питания для электронных устройств [1-3].

Для установки регулируемого выходного напряжения используются резистор R1 и потенциометр R2, подключенные к микросхеме (*рис 1а*). Для программного управления выходным напряжением можно использовать цифровой потенциометр, например, X9C103 (*рис.1б*). Данный потенциометр представляет собой электронное устройство, которое позволяет регулировать сопротивление от 100 Ом до 10 кОм с помощью цифрового сигнала. Он может работать с напряжением питания от 2,5 до 5,5 В и имеет разрешение 100 шагов. Цифровой потенциометр X9C103 обладает низким потреблением энергии и может работать в широком диапазоне температур. Он обеспечивает точное и стабильное управление сопротивлением, что делает его полезным компонентом в электронике [4].



а б

Рис.1 Источник напряжения на интегральной микросхеме LM317 (а) и цифровой потенциометр X9C103 (б)

На аппаратно-программной платформе (станции) NI ELVIS III [5] реализован встроенный прибор, с помощью которого обучающиеся могут получить напряжение на выходе до 15 В. Однако применение цифрового потенциометра совместно с интегральной микросхемой LM317 позволяет расширить этот предел до 37 В.

Была поставлена задача: разработать управляемый источник напряжения на стабилизаторе LM317. Управление выходным уровнем напряжения осуществлять с помощью цифрового потенциометра X9C103. Для управления потенциометром использовать программно-аппаратный комплекс LabView-NI ELVIS III.

NI ELVIS III – это универсальная платформа для обучения и разработки в области электроники и автоматики. Она предоставляет широкие возможности для проведения экспериментов с различными электронными компонентами и схемами.

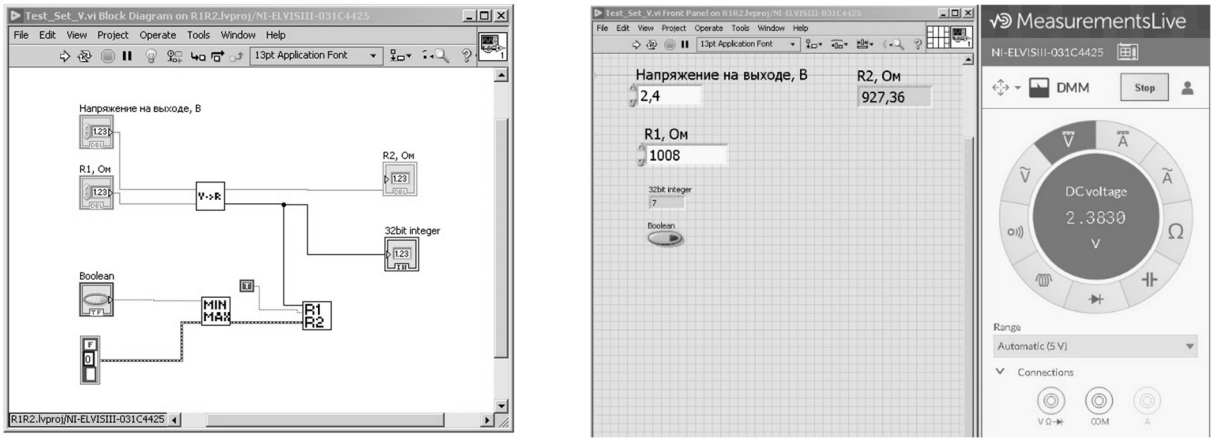
NI ELVIS III может работать с аналоговыми и цифровыми линиями ввода-вывода и комплектом измерительных приборов таких, как функциональный генератор, осциллограф, мультиметр, источник регулируемого напряжения, анализаторы Боде и вольтамперных характеристик, и устройства ввода-вывода цифровых данных. Это позволяет студентам и инженерам проводить различные эксперименты и тестировать работу электронных устройств, а также разрабатывать и отлаживать электронные схемы. Этот комплект приборов широко используется в учебном процессе [6-9]. Отличительной чертой данной платформы от более ранних моделей является возможность удаленного доступа к измерительным приборам, что позволяет организовывать лабораторные практикумы по электронике и радиотехническим дисциплинам в дистанционном формате [10,11].

LabVIEW [12,13] – это система программирования, разработанная фирмой National Instruments. Эта система является средой программирования, с помощью которой можно создавать приложения, используя графическое представление всех элементов алгоритма, что отличает ее от обычных языков программирования,

таких как C, C++ или Java, где программируют, используя текст. Языком графического программирования LabVIEW является язык «G».

На базе аппаратно-программной платформы (станции) NI ELVIS III и среды графического программирования LabVIEW 2019 автором был разработан виртуальный прибор (ВП), предназначенный для программного управления выходным напряжением источника питания с помощью линейного стабилизатора LM317 и цифрового потенциометра X9C103.

Изначально пользователем задается требуемое напряжение и сопротивление резистора R1. Затем программа устанавливает минимальное значение сопротивления цифрового потенциометра, а далее по известной формуле [1] вычисляется и программно устанавливается сопротивление, необходимое для получения заданного значения напряжения. Важно отметить, что у данного потенциометра имеется дискретный набор значений сопротивлений, поэтому программа устанавливает ближайшее к требуемому значению напряжения. На *рис. 2а* приведена блок-диаграмма созданного ВП, а на *рис. 2б* пример работы программы.



а б

Рис.2 Блок диаграмма ВП (а) и лицевая панель ВП и DDM NI ELVIS III (б), предназначенные для управления выходным напряжением цифрового потенциометра X9C103

Автором разработан регулируемый источник напряжения на стабилизаторе LM317, где программная регулировка уровня выходного напряжения осуществляется с помощью цифрового потенциометра *X9C103*. Потенциометр управляется программно-аппаратным комплексом LabView-NI ELVIS III, который позволяет осуществлять управление измерительным оборудованием в режиме удаленного доступа.

Список публикаций:

[1] LM317, NCV317. URL: https://static.chipdip.ru/lib/159/DOC000159839.pdf (дата доступа 24.06.2023).

[2] Павловская В.А. Линейные стабилизаторы напряжения на микросхемах LMXXX // Информационные технологии, энергетика и экономика. XVIII Международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов. В 3 т. Смоленск, 2021. Т. 2., С. 197-202.

[3] Башинов Е.В., Сухарев А.А. Лабораторный регулируемый источник напряжения постоянного тока // Международная молодежная научная конференция "XXII Туполевские чтения. 2015. С. 507-509.

[4] Datasheet X9C103. URL: https://www.micro-semiconductor.com/datasheet/ef-X9C104PIZ.pdf (дата доступа 24.06.2023)

[5] About the NI ELVIS III // Официальный сайт National Instrument ni.com. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.ni.com/docs/en-US/bundle/ni-elvis-iii-feature/page/about-ni-elvis-iii.html – (дата доступа: 24.06.2023).

[6] Парфенова Е.С., Новиков Ю.Н., Устинов А.Б. // Неделя науки ИФНиТ. Сборник материалов Всероссийской конференции. – СПб: Изд-во: Политех-Пресс, 2020. – С. 68-71.

[7] Туктаров А.М., Гергет К.А. // Восемнадцатая всероссийская конференция студенческих научно-исследовательских инкубаторов. – Томск: Изд-во СТТ, 2021. – С. 256–260.

[8] Mayzel A., Medvedev A., Temkina V., Pankova L., Sivolenko E. // Springer Proceedings in Physics. Сер. "International Youth Conference on Electronics, Telecommunications and Information Technologies - Proceedings of the YETI 2021", 2022. P. 77-83.

[9] Доценко О.А., Жуков А.А., Булахов Н.Г. // Современные технологии в науке и образовании – СТНО-2023 сб. тр. VI междунар. науч.-техн. форума: в 10 т. – Рязань: Рязан. гос.радиотехн. ун-т, 2023, Т.9., С.53-57.

[10] Жуков А.А., Булахов Н.Г. // Актуальные проблемы радиофизики АПР-2021. Сборник трудов IX Международной научно-практической конференции. – Томск, 2021. – С. 301–303.

[11] Жуков А.А., Булахов Н.Г. // Методические, технологические и организационные аспекты электронного обучения. Сборник статей по результатам научно-методической конференции. – Томск, 2021. – С. 8-13.

[12] Трэвис Д., Кринг Д. LabVIEW для всех. – 4-е изд., перераб. и доп. – М: ДМК Пресс, 2015. – 904 с.

[13] Жуков А.А. Система программирования LabVIEW. Основы работы: Учебно-методическое пособие. – Томск: СТТ, 2020. – 150 с.

Программно-аппаратный комплекс Agilent E4285A-LabVIEW для измерения магнитной проницаемости материалов с возможностью удаленного доступа

Жуков Андрей Александрович
Журавлев Виктор Алексеевич
Атамасов Василий Викторович
Маленко Григорий Игоревич
Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
E-mail: gyk@mail.tsu.ru

Современная измерительная аппаратура позволяет проводить измерение магнитных параметров материалов в широких частотных и температурных диапазонах. Обычно, для измерения спектров магнитной проницаемости материалов используются универсальные измерители, такие как LCR Agilent E4980A [1], LCR-78101G [2] и Актаком АМ-3001 [3].

В данной работе приведено описание программно-аппаратного комплекса LabVIEW-Agilent E4285A для измерения магнитной проницаемости материалов в широком диапазоне частот. В качестве аппаратной части программно-аппаратного комплекса использовался измеритель LCR Agilent E4285A из центра коллективного пользования ТГУ. Программирование аппаратуры осуществлялось в системе LabVIEW, которая широко используется для автоматизации измерений [4].

Прецизионный измеритель LCR Agilent 4285A позволяет проводить высокоточные и высокоскоростные измерения электрофизических параметров материалов и компонентов. Прибор обеспечивает широкий диапазон частот испытательного сигнала от 75 кГц до 30 МГц. Данный прецизионный измеритель позволяет проводить измерения импеданса при решении широкого круга задач, а также входного контроля компонентов и обеспечения качества готовых изделий [5]. Для измерений магнитной проницаемости образцов тороидальной формы с помощью прецизионного измерителя LCR Agilent E4285A необходимо использовать измерительную ячейку Keysight 16454A.

В качестве объектов исследования использовались образцы LiTiZn ферритов тороидальной формы с различным процентным содержанием ZrO_2 [6]. Геометрические размеры образцов составляли: внешний диаметр 7 мм, внутренний диаметр 3 мм, толщина тороида 2 мм.

Для измерения магнитной проницаемости использовался индуктивный метод измерения, который основан на измерении электродвижущей силы, возбуждаемой в измерительной обмотке исследуемого образца при изменении в нём магнитного потока.

Процедура измерения включала измерение действительной и мнимой частей импеданса ячейки без образца и с образцом. Перед измерениями, измерительное устройство было откалибровано при коротком замыкании и при разомкнутой цепи для компенсации остаточного импеданса подводящей линии передачи, к которой была подключена измерительная ячейка. Далее измерялись первичные параметры, необходимые для расчета магнитной проницаемости. Вначале измерялся импеданс $Z_0=R_0+i\cdot X_0$ пустой ячейки (R_0 – действительная и X_0 – мнимая части импеданса). Затем образец помещался в измерительную ячейку и проводились измерения импеданса ячейки с образцом $Z_S=R_S+i\cdot X_S$. После измерения первичных параметров и их усреднения по 32 измерениям значения действительной и мнимой частей магнитной проницаемости рассчитывались по формулам:

$$\mu = \mu' - i\mu'' = 1 + \frac{Z_S - Z_0}{if\mu_0 h \ln(D/d)}, \quad (1)$$

$$\mu' = i\frac{X_0 - X_S}{f\mu_0 h \ln(D/d)}, \quad (2)$$

$$\mu'' = 1 + \frac{R_S - R_0}{f\mu_0 h \ln(D/d)}, \quad (3)$$

где μ' – действительная, μ'' – мнимая части магнитной проницаемости, i – мнимая единица, f – частота измерений, μ_0 – магнитная постоянная. h – высота, D – внешний, d – внутренний диаметры образца тороидальной формы.

За основу программы расчета магнитной проницаемости образцов тороидальной формы взят виртуальный прибор (ВП) LabVIEW для работы с прецизионным измерителем Agilent E4285A, который становится доступным в списке примеров программ этой системы при выборе работы с указанным LCR измерителем. Для проведения измерений частотной зависимости исследуемых образцов в эту программу были внесены изменения и добавления. В программу добавлены: блок для выбора состояния измерительной ячейки (с образцом и без

образца), раздел для выбора имени файла, сохраняющего результаты измерений (имя файла включает либо номер образца с указанием даты и времени проведения измерения, либо номер образца и состояние ячейки). Также в ВП добавлен раздел для создания на устройстве долговременного хранения папки для записи файлов с результатами измерений. Лицевая панель полученного виртуального прибора приведена на *рис. 1*.

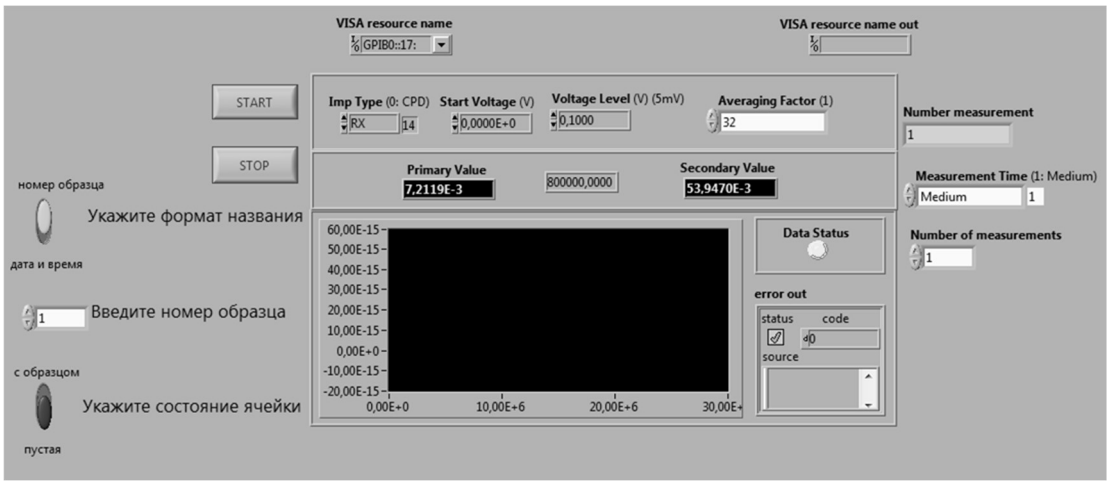


Рис.1 Виртуальный прибор для измерения частотной зависимости импеданса исследуемых образцов

Вычисление спектров действительной и мнимой частей магнитной проницаемости реализовано в виде отдельного ВП. Эта программа считывает результаты измерений их файла, созданного ВП, измеряющим частотную зависимость импеданса образца и после задания его геометрических размеров вычисляет действительную и мнимую части магнитной проницаемости по формулам (2) и (3). Лицевая панель этого виртуального прибора приведена на *рис. 2*.

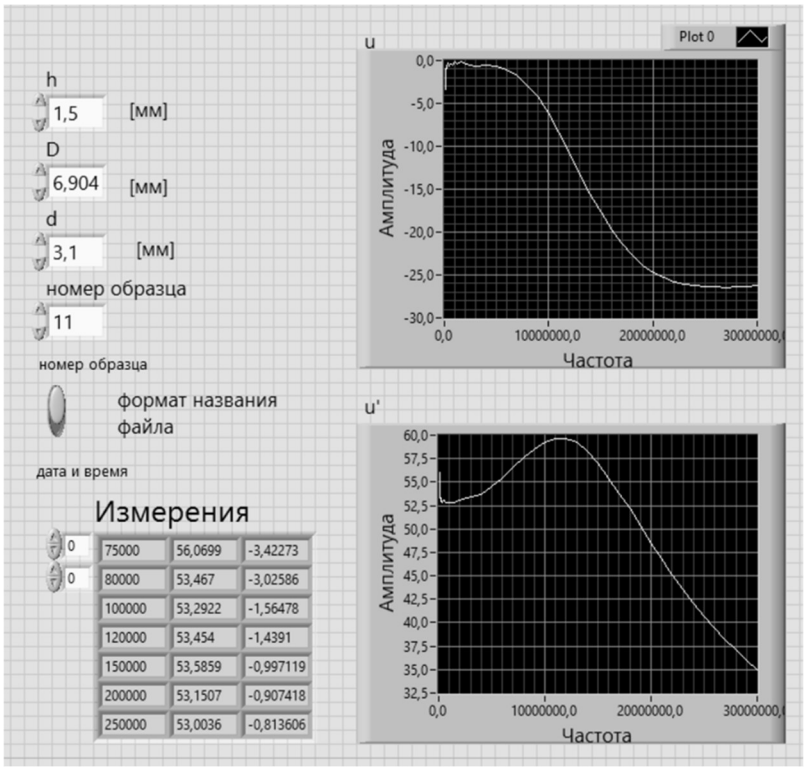


Рис.2 Виртуальный прибор для измерения спектров действительной и мнимой частей магнитной проницаемости

Система LabVIEW позволяет создавать web-сервер для работы с ВП в режиме удаленного доступа [7]. Поэтому работа с рассмотренными виртуальными приборами может проводиться и в удаленном режиме.

Блок-схема алгоритма измерений и расчета магнитной проницаемости приведена на *рис. 3*.

Рис.3 Блок-схема алгоритма измерений и расчета магнитной проницаемости

Рассчитанные с помощью рассмотренных ВП, спектры действительной и мнимой частей магнитной проницаемости были сравнены результатами исследования этих же образцов с помощью программно-аппаратного комплекса LabVIEW-E4980A [8,9]. Сравнение показало хорошее совпадение результатов, полученных разными программно-аппаратными комплексами.

Разработанный программно-аппаратный комплекс для автоматизированного измерения спектров магнитной проницаемости в широком диапазоне частот на базе прецизионного измерителя LCR Agillent E4285A с измерительной ячейкой Keysight 16454A и среды программирования LabVIEW значительно сокращает время проведения измерений.

Анализ полученных результатов показал возможность внедрения рассмотренного комплекса в реальный измерительный процесс.

Список публикаций:

[1] Прецизионный измеритель LCR Agilent Technologies E4980A. – URL: https://www.protehnology.ru/precizionnyy-izmeritel-lcr-agilent-technologies-e4980a (дата обращения 05.07.2023)

[2] Измеритель RLC LCR-78101G. – URL: https://prist.ru/catalog/izmeriteli_rlc_laboratornye/lcr_78101g/ (дата обращения 05.07.2023)

[3] АМ-3001 Измеритель иммитанса. – URL: https://www.aktakom.ru/kio/index.php?SECTION_ID=2116&ELEMENT_ID=11289662#:~:text=%D0%98%D0%B7%D0%BC%D0%B5%D1%80%D0%B8%D1%82%D0%B5%D0%BB%D1%8C%20%D0%B8%D0%BC%D0%BC%D0%B8%D1%82%D0%B0%D0%BD%D1%81%D0%B0%20%D0%90%D0%9C%2D3001%20%D0%BF%D1%80%D0%B5%D0%B4%D1%81%D1%82%D0%B0%D0%B2%D0%BB%D1%8F%D0%B5%D1%82,05%25%20%D0%B8%205%20%D0%B8%D0%B7%D0%BC%D0%B5%D1%80%D0%B8%D1%82%D0%B5%D0%BB%D1%8C%D0%BD%D1%8B%D1%85%20%D1%87%D0%B0%D1%81%D1%82%D0%BE%D1%82 (дата обращения 05.07.2023)

[4] Жуков А.А. Система программирования LabVIEW. Основы работы: Учебно-методическое пособие. – Томск: Изд-во СТТ, 2020. – 150 с.

[5] Прецизионный измеритель LCR Agilent Technologies 4285A. – URL: https://www.protehnology.ru/precizionnyy-izmeritel-lcr-agilent-technologies-4285a (дата обращения 05.07.2023)

[6] Lysenkova E.N., Nikolaeva S.A., Surzhikova A.P., Gyngazova S.A., Plotnikova I.V., Zhuravlev V.A., Zhuravleva E.V. // Ceramics International. – 2019. – V. 45. – P. 20148–20154

[7] Трэвис, Д. LabVIEW для всех : справочник / Д. Трэвис, Д. Кринг. — М.: ДМК Пресс, 2015. — 904 с.

[8] Атамасов В.В., Маленко Г.И. // Сборник трудов семнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов, Томск. – 2020. – С. 130–134.

[9] Atamasov V.V., Malenko G.I. // Journal of Physics: Conference Series. Сер. "International Scientific Conference on Electronic Devices and Control Systems, EDCS 2019" 2020. С. 012022.

Методы и средства повышения разрешающей способности РЛС непрерывного действия с ВБР дискриминатором мгновенных частот

Иванов Александр Алексеевич
Степура Аскольд Валентинович
Мальцев Андрей Владимирович
Морозов Олег Геннадьевич
Денисенко Павел Евгеньевич
Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ
E-mail: ogmorozov@kai.ru

При разработке радиофотонных систем для измерения мгновенных микроволновых частот предъявляются все более высокие требования к их диапазону, точности и разрешению, которые могут быть удовлетворены только путем создания новых устройств и принципов работы [1]. Одной из проблем указанных радиофотонных систем является их малое разрешение в области низких частот (для диапазона УВЧ), что вызвано наличием достаточно плоской спектральной характеристики избирательного элемента, например, волоконной брэгговской решетки (ВБР), применяемой как дискриминатор в симметричных схемах. Ранее нами были предложены варианты устранения этого недостатка, связанные с применением ВБР с фазовым сдвигом [2] и предварительным разнесением несущей, умножением измеряемой частоты [3]. Некоторые авторы [4] использовали для устранения указанного недостатка нелинейные волокна с четырехволновым смешением в них.

В настоящей работе предложено использовать умножение и полигармоническое преобразование измеряемой мгновенной частоты, основанные на особенностях поведения функций Бесселя первого рода в амплитудных электрооптических модуляторах Маха-Цендера. При этом в первом случае повышение разрешения будет кратно коэффициенту умножения, а во втором – числу используемых гармоник измеряемой мгновенной частоты.

Умножение измеряемой мгновенной частоты. Спектрально чистое двухчастотное излучение с разностной частотой, равной измеряемой микроволновой частоте, было получено нами с использованием последовательного радиофотоного звена на основе лазерного диода и тандемного амплитудно-фазового модулятора (ТАФМ) [5].

Амплитудный электрооптический модулятор Маха-Цендера модулятор (АМ) работает в точке квадратуры, фазовый модулятор (ФМ) коммутирует фазу полученного АМ-излучения на 180° при каждом прохождении его огибающей минимума. На выходе звена получены составляющие, с амплитудами, определяемыми функциями Бесселя первого рода 1-го и 3-го порядков $J_1(z)=0{,}64$, $J_3(z)=0{,}06$, где z это модуляционный параметр. Максимальный коэффициент преобразования первой полезной составляющей равен 0,64. Если $J_1(z)=0{,}58$ третью гармонику можно не учитывать. Есть еще два важных момента, которые необходимо отметить, равенство амплитуд спектральных составляющих и противоположность их фаз, вне зависимости от расположения рабочей точки, и простота перестройки частоты, что объясняется использованием одного модулирующего сигнала.

Поэтому на выходе второго каскада будет получена частота, умноженная на два, при компенсации внутренних составляющих за счет разности их фаз, а амплитуды внешних составляющих будут равны. Для генерации более высоких разностных радиочастот может быть использована конфигурация с применением большего числа каскадов ТАФМ.

Микроволновый сигнал измеряемой частоты подается на каждый каскад с некоторой фазовой задержкой $\Delta\varphi$, связанной с распространением света в модуляторах и преобразованием поляризации внутри них. Таким образом, каскады ТАФМ с поляризатором-анализатором обеспечивают реализацию безфильтрового умножения частоты на базе амплитудного модулятора интенсивности, условие смещения рабочей точки которого может быть определено углом поляризации поляризатора-анализатора и состоянием угла поляризации входного света, и фазового коммутатора, в котором созданы условия для подавления внутренних частот излучаемой пары оптических компонент с заданной разностной частотой, лежащей в радиодиапазоне.

Реализация каскадов на фотонных интегральных схемах представляет собой достаточно компактное устройство с высокой устойчивостью к изменениям внешней температуры.

Основное назначение модуляторов на основе ниобата лития $LiNbO_3$ – работа в полосе частот до 40-60 ГГц, частотный диапазон работы можно оценить, как до 100 ГГц для GaAs и свыше 100 ГГц для InP. Таким образом, с использованием схемы умножения на $LiNbO_3$ или его тонких пленках можно получить разностные частоты соответственно 12, 24 и 32 ГГц для исходных частот 1,25, 3 и 4 ГГц (при умножении на 8). Погрешность измерения частоты по принципу работы частотомера для полученных частот будет в 8 раз меньше, чем для исходных.

Кроме того, увеличение коэффициента умножения может быть найдено при использовании отличных от $J_1(z)$ и $J_3(z)$ компонент. Например, из характеристик функций Бесселя для $J_4(z)$, $J_{12}(z)$ и $J_{20}(z)$, можно отметить, что при $m<4{,}9$ и $m>7{,}5$ оптическими боковыми полосами 12-го и больше порядка можно пренебречь. Оптические боковые полосы ± 4-го порядка имеют эффективные амплитуды при значениях индекса модуляции в диапазоне $1{,}5<m<7{,}5$ и достигают максимального значения при $m=5{,}318$. Этот случай позволяет достичь 16-кратного умножения частоты.

Полигармоническое преобразование измеряемой мгновенной частоты. Для полигармонического преобразования измеряемой мгновенной частоты выберем следующие параметры, показанные в таблице:

Параметры модуляции и амплитуда	**Количество нечетных спектральных составляющих**	**Параметры модуляции и амплитуда**	**Количество четных спектральных составляющих**
	$N=8$		$N=7$
z	7,90	z	6,59
$\mathbf{J_1(z)}$	0,220	$\mathbf{J_0(z)}$	0,27
$\mathbf{J_3(z)}$	–0,289	$\mathbf{J_2(z)}$	–0,31
$\mathbf{J_5(z)}$	0,210	$\mathbf{J_4(z)}$	0,27
$\mathbf{J_7(z)}$	0,314	$\mathbf{J_6(z)}$	0,31

Максимальное число возможных к получению гармоник в соответствии с таблицей может достигать 7 плюс составляющая на частоте несущей. Полученные полигармонические излучения характеризуются неравномерностью амплитуд и уровнем подавления боковых составляющих.

Для широкополосных измерений нами в [6] предложена двухкаскадная схема модуляции на АММЦ, позволяющая избежать ошибок, вызванных неравномерностью отклика любого из двух модуляторов, реализовать самокалибровку, увеличить диапазон измерения. В применении к нашей задаче будут последовательно будет формироваться АМ излучение с несущей (четные гармоники) и двухполосное излучение с подавленной несущей (нечетные гармоники), полученные на каждом из каскадов по методу Ильина-Морозова [7] в варианте его реализации на базе АММЦ, что позволит минимизировать структуру специального канала для измерения мгновенной частоты в низкочастотном диапазоне. При измеряемой частоте в 0,43 ГГц общая полоса полигармонического излучения составит 6,02 ГГц, при частоте в 2 ГГц – 28 ГГц. Таким образом в данном канале может рассматриваться избирательный элемент-дискриминатор типа ВБР с полосой пропускания по уровню 0,1, равной 30 ГГц. Зачастую такая же ВБР используется и в одноканальных измерителях мгновенной частоты.

Полигармоническое излучение позволяет использовать любую пару сформированных гармоник для анализа в контуре ВБР, даже если частота несущей расстроена относительно ее центральной частоты. Возможно три вида анализа: анализ каждой составляющей в отдельности (дифференциальный анализ), анализ огибающей каждой двухчастотной пары (интегрально-дифференциальный анализ), и анализ по всем компонентам (интегральный анализ). Все эти методы реализуемы и соответствуют одно-, двух- и полигармоническому зондированию ВБР с применением ограниченного числа оптических полосовых фильтров.

По результатам сравнительного анализа было показано, что проблема повышения разрешающей способности РЛС непрерывного действия для измерения мгновенной частоты микроволновых сигналов в симметричных схемах на избирательных элементах типа ВБР может быть решена с использованием радиофотонного умножения и полигармонического преобразования измеряемой частоты на ТАФМ. В числе преимуществ таких решений возможность повышения разрешения измерения частоты микроволновых сигналов в число раз, равное числу каскадов умножения (каждый каскад позволяет умножить частоту в 2 раза) или используемого числа гармоник.

Работа выполнена в рамках программы «Приоритет-2030».

Список публикаций:

[1] Ivanov A. A. et al. // Photonics. 2022. V. 9. P. 754.
[2] Ivanov A. A. et al. // Proc. SPIE. 2017. V. 10342. P. 103421.
[3] Ivanov A. A. et al. // IEEE Proc. of 11th International Conference on Antenna Theory and Techniques. 2017. P. 425.
[4] Bui L. A. // Progress in Quantum Electronics. 2020. V. 69. P. 100237.
[5] Морозов О. Г. и др. // Фотон-экспресс. 2019. № 157. С. 16.
[6] Морозов О. Г. и др. // Фотон-экспресс. 2022. № 184. С. 11.
[7] Il'in G. I. et al. // Proc. SPIE. 2014. V. 9156. P. 91560M.

Разработка инерциальной системы позиционирования для реабилитации пациентов с нарушениями функций верхних конечностей

Кузовова Анжела Евгеньевна
Росляков Сергей Николаевич, Жданов Дмитрий Сергеевич
Томский государственный университет
E-mail: Ang_kuz93@mail.ru

Инерциальные измерительные системы обладают рядом преимуществ: автономность, небольшие размеры, низкая стоимость. Однако, данные системы обладают таким недостатком как накопление погрешностей с течением времени при интегрировании. Это обусловлено неизбежной погрешностью (дрейфом) показаний инерциальных чувствительных элементов. При рассмотрении выходных данных с акселерометра наблюдается большое количество помех, а выходной сигнал с гироскопа имеет дрейф нуля. Для снижения влияния накапливаемых ошибок применяются различные методы фильтрации выходных данных с акселерометра и гироскопа. Наиболее распространенные методы фильтрации выходных данных с акселерометра и гироскопа являются альфа-бета фильтр, фильтр Калмана [1, 2], фильтр Махони, фильтр Маджевика [3, 4].

Широкое применение инерциальные измерительные системы нашли в навигации летательных аппаратов, позиционировании и в медицинских приложениях для реабилитации пациентов. Разработка инерциальных систем захвата движений человека является перспективным для оценки и контроля корректности выполнения движений пациентом в медицинской реабилитации.

В данной работе осуществляется разработка инерциальной системы позиционирования для захвата движений верхних конечностей человека. Система будет применяться в составе роботизированного комплекса для восстановления функции верхней конечности пациентов после перенесенных мозговых катастроф. Она основана на чипе LSM6DS3 представляющем собой комбинацию 3х-осевого цифрового акселерометра и 3х-осевого цифрового гироскопа. Его выбор обусловлен высокой чувствительностью и низкой шумовой помехой. Он может быть настроен на различные уровни чувствительности ускорения и диапазон измерения угловой скорости.

Модуль LSM6DS3 подключается к плате STM32F429I-DISC1 по интерфейсу I2C. Управление модулем осуществляется с помощью отправки команд и считывания из регистров необходимых данных. После отправки модулю команды о начале измерений происходит оцифровка показаний со всех осей гироскопа и акселерометра. Частота оцифровки данных с акселерометра и гироскопа составляет 104 Гц. Для гироскопа установлен диапазон измерений угловой скорости ±500 dps, для акселерометра диапазон измерения линейного ускорения: ±2 g. На рис. 1 показан изготовленный датчик на чипе LSM6DS3, а на рис.2. показано подключение датчика к плате STM32F429I-DISC1.

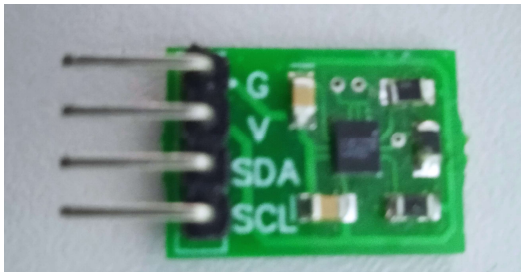


рис. 1 Изготовленный датчик на чипе LSM6DS3

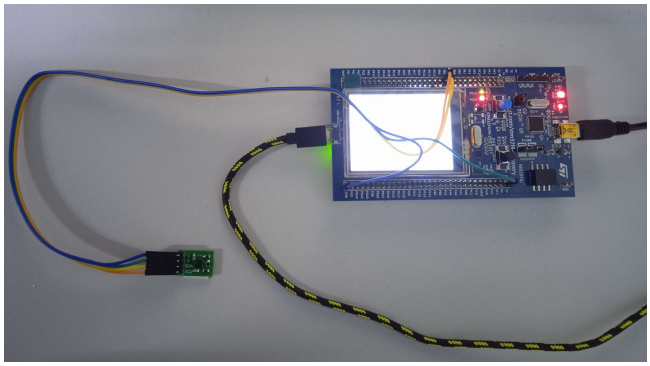


рис.2 Подключение датчика к плате STM32F429I-DISC1.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2022-0008.

Список публикаций:

[1] Федоров Д.С., Ивойлов А.Ю., Жмудь В.А., Трубин В.Г. Автоматика и программная инженерия. 2015. №1(11). С. 75-80.
[2] Жмудь В.А., Кузнецов К.А., Кондратьев Н.О., Трубин В.Г., Трубин М.В. Автоматика и программная инженерия. 2018 , № 3(25) С. 9-22.
[3] Ludwig S. A. IEEE Congress on Evolutionary Computation (CEC). 2018. P. 1-8.
[4] Dong H., Gao Y. IEEE Sens. J. 2017. 17(13). 4052–4055.

Комплекс контроля устойчивости бортов карьера с использованием волоконно-оптического датчика

Мади Перизат Шаймуратовна[1],
Алькина Али Даулетхановна[2], Мехтиев Али Джаваншировичч[1]
[1]Казахский агротехнический исследовательский университет имени С.Сейфуллина
[2]Карагандинский технический университет имени Абылкаса Сагинова
E-mail: perizat@tpu.ru

Разработанный комплекс контроля устойчивости бортов карьеров с использованием волоконно-оптического [1,2] датчика был представлен на заседаниях технологических служб карьеров Карагандинской области. Устойчивость бортов зависит не только от месторождения, в первую очередь устойчивость бортов карьера зависит от правильности ведения горных работ. Но в ходе разработки плана горных работ могут быть не учтены такие моменты, которые не определила геологическая разведка, топологическая съемка, предварительные наблюдения не определили эти проблемные моменты, зоны геологических разломов. На поверхности зон геологических разломов не видно, не каждая сетка бурения может это выявить, так как скважины бьются по определенной сетке.

Есть разрезы, где буровзрывные работы просто невозможны или нет надобности. Так где нет надобности породы мягкие, относятся к среднеустойчивой категории, соответственно устойчивость борта будет ниже. Поэтому в любом случае ни один метод все не учтет, но конретно в данном случае буровзрывных работ нет. В проведении горных работ ведутся определенные расчеты, закладывается определенный объем взрывчатки, но при взыве в любой породе образуется трещиноваость. Эти трещины визуально не наблюдаются и где то внутри породы они образовываются. И эта трещину будет шевелить во первых само ведение горных работ, так как после бурения работы экскаватора, происходят определенные вибраци. И во вторых это давление грунта сверху. На какой глубине образовалась трещина никто не знает и сколько она выдержит тоже никто конкретно не может знать. Вот основная проблема карьеров, разрезов в настоящее время, которая существует. Разрушение породы только определяет бурение. Но по факту наблюдения за трещинами на бортах карьера можно производить и вести контроль за поведением поверхностных трещин, от которых зависит состояние устойчивости бортов.

При развитии горных работ предусматривается производить реконструкцию старых наблюдательных станций и закладку новых реперов в рабочей части разреза при неизменном положении исходных и опорных реперов, наблюдательных и контрольных пунктов датчиками на основе оптического волокна. При любом механическом воздействии на датчик происходит изменения свойств света, проходящего по датчику, возникают дополнительные потери и изменение фазы световой волны, что и фиксирует фотоприемник [3]. Далее микропроцессорное устройство производит анализ полученных данных и выдает решение о срабатывании комплекса. Важным моментом является разработка программного обеспечения, позволяющего эффективно бороться с помехами.

Разработанная принципиальная схема и комплекс контроля с использованием волоконно-оптических датчиков доказали свою работоспособность. Новый метод контроля является полностью взрывобезопасным и пригоден для использования в опасных горных предприятиях по внезапному обрушения бортов карьера. На примере разреза представлено геологическое строение разреза, представлены горно-геологические и инженерно-геологические условия, гидрогеологическая характеристика, а также анализ нарушений устойчивости бортов карьера. Анализ мониторинга устойчивости бортов карьера, который показал, что в настоящее время устойчиове состояние бортов карьера является одной из основных проблем при разработке месторождений полезных ископаемых открытым способом. Результаты практического применения разработанного комплекса контроля показали, что при использовании увеличения длины волны от 650 нм до 1625 нм дополнительные потери возрастают. В связи с этим рекомендуется использовать оптическое волокно с длиной волны 1310 нм. Разработанное программное обеспечение обеспечивает многоканальную обработку данных, полученных от волоконно-оптических датчиков. Разработанный комплекс контроля устойчивости бортов карьеров с использованием волоконно-оптических датчиков позволяет контролировать дистанционно смещение прибортового массива. По результатам практического применения рекомендуется использовать оптическое волокно с длиной волны 1310 нм. Полученные научные результаты применимы в маркшейдерских и геотехнических службах горнопромышленных предприятий, о чем свидетельствуют акты рассмотрения и внедрения.

Список публикаций:

[1] Alkina, A., Mekhtiyev, A., Neshina, Y., ...Sansyzbay, K., Yurchenko, A. // Journal of Theoretical and Applied Information Technology, 2022, 100(7), p. 1983–1995.
[2] Yugay, V., Mekhtiyev, A., Madi, P., ...Afanaseva, O., Ilyashenko, S. // Sensors, 2022, 22(5), 1735.
[3] П. Ш. Мади, С. Б. Ожигина, А. Д. Алькина, Р. А. Мехтиев // Ресурсосберегающие технологии в контроле, управлении качеством и безопасности, Томск, 09–11 ноября 2021 года. – Томск: НИ ТПУ, 2022. – С. 152-155

Мониторинг почвенно-климатических параметров в сельском хозяйстве с использованием автономной системы

Минин Илья Николаевич

Бадьин Александр Владимирович, Ситников Серафим Александрович, Перевалов Александр Владимирович, Южаков Михаил Сергеевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

E-mail: ilya.kirit@gmail.com

Сельское хозяйство играет важную роль в жизни человечества, обеспечивая его продуктами питания, необходимыми для выживания. Однако в последние десятилетия, в связи с резким ростом населения Земли, проблема обеспечения продовольственной безопасности становится особенно актуальной. С 1950 года по настоящее время численность населения Земли выросла с 2,5 миллиарда до более чем 7,8 миллиарда человек, и по прогнозам, она продолжит расти, достигнув от 7,9 миллиарда человек к 2050 году и, возможно, даже до 11,9 миллиарда человек *[1]*. Это создает потребность в увеличении производства сельскохозяйственных продуктов, чтобы обеспечить всех обитателей планеты достаточным количеством пищи.

Сельскохозяйственное производство по-прежнему остается главным и наиболее доступным источником продовольственной безопасности *[2]*. Однако для его улучшения и устойчивости необходимо учитывать микроклиматические характеристики окружающей среды. Решение этой задачи заключается в цифровизации сельского хозяйства - инновационном подходе, основанном на сборе и анализе данных, использовании современных технологий и автоматизации процессов.

Цифровизация сельского хозяйства позволяет использовать информацию о климатических условиях, температуре почвы, уровне влажности, температуре воздуха, атмосферном давлении и даже концентрации углекислого газа, измеряемой новыми устройствами. С использованием датчиков, сетей интернета вещей (IoT) и систем непрерывного мониторинга можно получать точные данные о экологических параметрах. Эти данные помогают сельскохозяйственным предприятиям делать точные прогнозы о времени посадки и сбора урожая, принимать обоснованные решения по оптимизации производственных процессов и внедрению систем орошения и удобрения, что приводит к экономии ресурсов и сокращению негативного воздействия на окружающую среду *[3]*.

Таким образом, цифровизация сельского хозяйства становится ключевым фактором для решения проблемы перенаселения планеты и обеспечения стабильного продовольственного снабжения. С этой целью была разработана сеть зондов, которая непрерывно собирает и передает информацию о микроклиматических условиях окружающей среды, позволяя анализировать ее и принимать решения о дальнейших шагах, связанных с сельскохозяйственными культурами.

Для измерения микроклиматических показателей использовались модифицированные автономные устройства (зонды) *[3]* с датчиками, измеряющими температуру почвы и воздуха, атмосферное давление, влажность воздуха, и новая версия устройства с датчиком концентрации углекислого газа.

При проектировании системы сбора параметров микроклимата использовался шаблон сети LPWAN, в которой присутствуют конечные устройства, станция LPWAN, сервер и приложение *[4]*. Система состоит из зондов, базовой станции, сервера и веб-интерфейса.

Конструкция зонда в данной работе по сравнению с предыдущими версиями *[3]* предусматривала использование датчика концентрации углекислого газа. В связи с потребностью постоянного поступления воздуха к датчику, необходимо было сделать хорошо проветриваемый корпус, при этом защищенным от дождя, листьев и других природных явлений, способных повредить устройство. Для корпуса был выбран экран Стивенсона *[5]*, имеющим хорошую продуваемость и защищенность от дождя за счет наклонённых лопастей. Отсек с датчиком концентрации CO_2 способен навинчиваться на корпус прошлой версии зонда, что позволяет производить быструю модификацию. В базовую комплектацию зонда входят датчики атмосферного давления, влажности, температуры почвы и воздуха, датчик углекислого газа (*рис. 1)*.

Рис. 1. Блок-схема зонда

Внутри самой сети используется метод разделения каналов по времени и частоте, который спроектирован для предотвращения взаимных помех между зондами во время их взаимодействия с базовой станцией. Расстояние связи между базовой станцией и зондами может варьироваться в пределах 3-7 км, в зависимости от выбранной антенны и рельефа местности. Информация из базы данных передается в сетевой веб-интерфейс для отображения конечным пользователям. В этом веб-интерфейсе реализован следующий набор функций: система аутентификации, карта с отображением местоположения зондов и базовых станций, возможность загрузки данных, а также представление данных от зондов в текстовом и графическом форматах.

Базовая станция использует микроконтроллер ESP-8266, который использует процессор Tensilica L106 32-bit. Внешняя флэш-память микроконтроллера составляет 16 Мб, достаточно для хранения пользовательской программы и небольших веб-страниц. Процессор может работать с тактовой частотой 80 МГц или 160 МГц.

Базовая станция выполняет не только сбор данных с агрозондов и их последующую передачу на сервер, но также функционирует как зонд, то есть на ней установлены датчики для сбора агроклиматических параметров.

Питание реализовано от аккумуляторной батареи, обеспечивающей беспрерывную работу круглосуточно, и поликристаллической солнечной панели.

Тестирование сети проводилось на двух сельскохозяйственных полях Томской области. Поля расположены на удаленности 2 км друг от друга, имеют похожий равнинный рельеф. Местоположение базовой станции, поле №2. На *рис. 2* приведены графики измерения температуры почвы на глубине 10 *(рис. 3)* концентрация углекислого газа в окружающей среде. Временной диапазон был взят июль 2023 года.

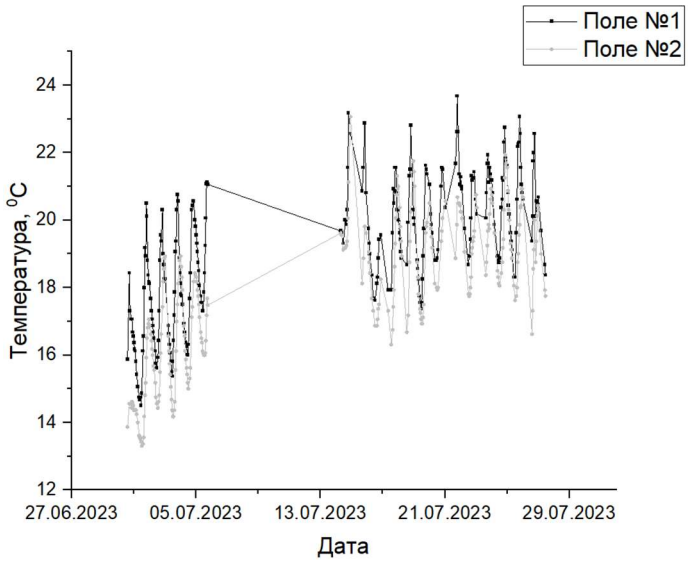


Рис. 2. Динамика изменения температуры почвы

Сравнивая данные, наблюдаем, что температура грунта на поле №1 выше на 2-3 °C относительно поля №2. Общая тенденция изменения температуры почвы со временем совпадает.

Тестирование зонда с датчиком концентрации углекислого газа проводилось на улице и в помещении *(рис. 3)*. В помещении в разное время были включены компьютеры, находились люди, в некоторое время проводилось проветривание помещение. Благодаря этому показание уменьшается и увеличивается в разное время.

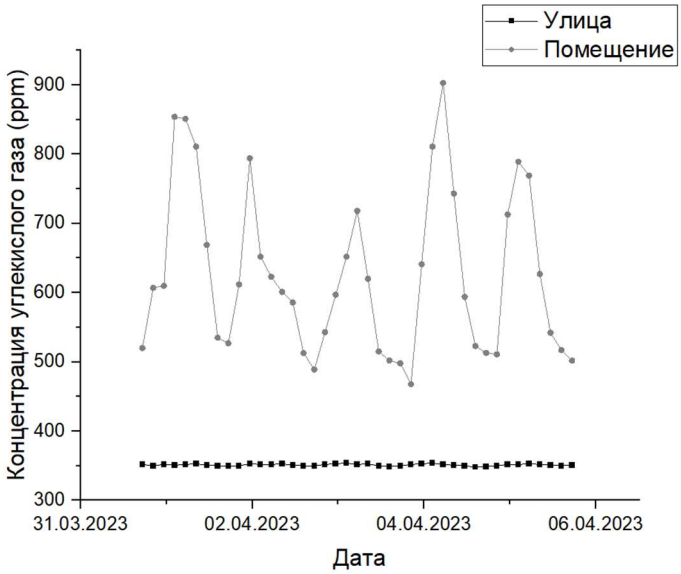


Рис. 3. Динамика изменения концентрации углекислого газа

Сравнивая данные концентрации углекислого газа в помещении и на улице, наблюдаем, что на улице значения находятся в одном диапазоне с небольшими отклонениями, а в помещении в разные промежутки времени он увеличивается и уменьшается в следствии проветривания помещения.

Таким образом внедрение данной сети на сельскохозяйственных предприятиях позволит оперативно принимать решения относительно моментов посева и сбора урожая, учитывая особенности каждого поля. Это, в свою очередь, повысит эффективность использования ресурсов, включая горюче-смазочные материалы, и увеличит экономическую выгоду предприятия.

Работа выполнена в рамках проекта "Разработка информационной системы непрерывного мониторинга процессов осаждения и эмиссии углерода и оценки сельскохозяйственного потенциала почв Сибири" в рамках программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030).

Список публикаций:

[1] Доклад Международной конференции по народонаселению и развитию: Международная конференция по народонаселению и развитию, Каир, Египет, 5-13 сентября 1994 г. / Distr. General A/CONF.171/13, 18 октября 1994 г.

[2] Степановских А.С. Общая экология. Москва. Издательский дом: Юнити-Дана, 2012

[3] Yuzhakov M.S., Filchenko D.I., Berzin A.K., Badin A.V. "Hardware and Software Complex for Monitoring Soil and Climatic Parameters," 2021 XV International Scientific-Technical Conference on Actual Problems Of Electronic Instrument Engineering (APEIE), Novosibirsk, Russian Federation, 2021, pp. 483-488, doi: 10.1109/APEIE52976.2021.9647556.

[4] Смольянинов И. Новая технология связи для беспроводной АСКУЭ // Энергетика и промышленность России. 2016. N. 01-02. P. 28

[5] Burt S. Measurements of natural airflow within a Stevenson screen, and its influence on air temperature and humidity records. Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems, 11 (2). P. 263-277.

Сличение шкал времени NTP-серверов РГП «КазСтандарт» и ФГУП «ВНИИФТРИ»

Смагулов Султанбек Берикулы[1,2]
Мишагин Константин Геннадьевич[3,4],
Семёнов Сергей Александрович[5], *Каган Семён Наумович*[5],
Болсынов Максат Ыдрысулы[1], *Жумагали Асылбек Кайратулы*[1,2]
[1] *РГП «КазСтандарт», Астана, Казахстан*
[2] *Томский политехнический университет, Томск, Россия*
[3] *АО «Время-Ч», Н. Новгород, Россия*
[4] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия*
[5] *ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Россия*
E-mail: s.smagulov@ksm.kz

Введение

Использование протокола NTP – классический способ синхронизации времени на сетевых устройствах. Он широко применяется во всем Интернете. Протокол NTP обеспечивает точность синхронизации времени порядка десятков миллисекунд, чего может вполне хватить, например, для регистрации системных событий. Но обычно такой точности недостаточно для мониторинга чувствительных ко времени сетевых сервисов и приложений.

В Казахстанском институте стандартизации и метрологии (КазСтандарт) в период с 01.12.2021 года по 01.02.2023 года проводились регулярные сличения шкал времени посредством NTP-серверов национальных служб времени стран-членов КООМЕТ [1]. Главным результатом сличений является определение реальной неопределенности измерений времени потребителем с использованием NTP-серверов [2].

Работа проводилась в рамках темы КООМЕТ 605/RU/13 «Сличение шкал времени NTP-серверов с использованием сети INTERNET» с публикацией текущих результатов на сайте ТК 1.11 Время и частота. Аналогичная работа проводилась и другими участниками КООМЕТ, например, [3].

Для проведения сличений в КазСтандарте использовался вспомогательный компьютер на базе операционной системы Linux, который работал непрерывно и был синхронизирован относительно основного NTP-сервера КазСтандарта, выполняя при этом роль резервного NTP-сервера.

Сличения производились круглосуточно, с интервалом 20 минут, со следующими NTP-серверами точного времени:

- ntp1.ksm.kz, ntp2.ksm.kz, ntp3.ksm.kz (КазСтандарт, г. Астана);
- ntp1.vniiftri.ru, ntp2.vniiftri.ru, ntp3.vniiftri.ru, ntp4.vniiftri.ru (ВНИИФТРИ, Московская обл. п. Менделеево);
- ntp1.niiftri.irkutsk.ru, ntp2.niiftri.irkutsk.ru (ВНИИФТРИ, г.Иркутск);
- vniiftri.khv.ru, vniiftri2.khv.ru (ВНИИФТРИ, г.Хабаровск).

Для сравнения шкалы системного времени компьютера пункта контроля с NTP-серверами точного времени, использовалась программа-демон ntpd, являющаяся на данный момент наиболее распространенным NTP-клиентом в Linux.

Принцип определения смещения шкал времени, контролируемых NTP-серверов, в месте расположения пункта контроля от UTC(k) заключается в следующем [3]:

1) системное время компьютера пункта контроля синхронизируется от собственного NTP-сервера, работающего от сигналов национального эталона, реализующего шкалу времени UTC(k);

2) средствами ntpd регистрируются значения смещения шкал времени контролируемых NTP-серверов относительно шкалы системного времени компьютера пункта мониторинга;

3) с помощью специального программного обеспечения рассчитывается неопределенность измерений смещения шкал времени.

Протокол NTP позволяет определить следующие величины: смещение шкалы системного времени компьютера (clock offset), полную (круговую) задержку в канале связи (round trip time – RTT) и дисперсию. Все они вычисляются по отношению к выбранным эталонным часам. В данной работе анализируется главным образом смещение времени часов, то есть поправка, которую необходимо внести в показания местных часов, чтобы результат совпал с показанием эталонных часов.

По результатам измерений рассчитывается расширенная неопределённость измерений для оценки разности шкал времени контролируемого и собственного NTP-серверов U [3], при коэффициенте охвата k = 2, в соответствии с формулой (1):

$$U = 2 \cdot \sqrt{u_a^2 + u_b^2}\,, \tag{1}$$

где u_a – стандартная неопределенность измерений, оцененная по типу А;

Стандартная неопределенность измерений по типу А для усредненной оценки, определяется формулой (2):

$$u_a = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{m}\left(M_j - \overline{M}\right)^2}{m \cdot (m-1)}}\,, \tag{2}$$

где M_j – измеренное значение разности шкал времени контролируемого и собственного NTP-серверов, полученное при j-ом измерении;

$M_j = \Delta T_x - \Delta T_y$;

ΔT_x – разность между шкалой системного времени компьютера контрольного пункта и шкалой времени собственного NTP-сервера;

ΔT_y – разность между шкалой системного времени компьютера контрольного пункта и шкалой времени контролируемого NTP-сервера;

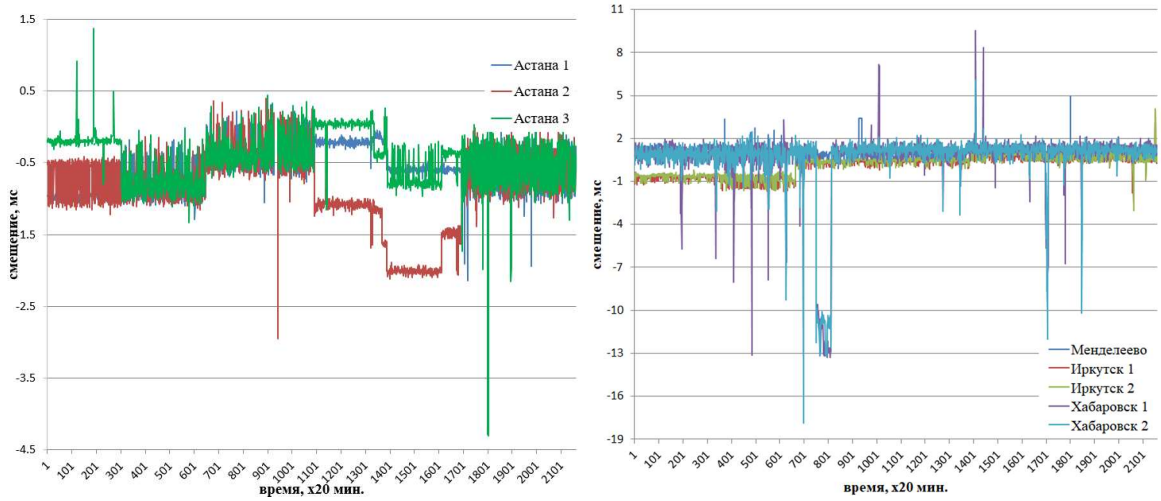
$\overline{M} = \frac{1}{m}\sum_{j=1}^{m} M_j$ – среднее значение результатов измерений в серии (действительное значение разности шкалы времени контролируемого NTP-сервера и шкалы времени собственного NTP-сервера национальной службы времени);

m – количество измерений в серии; (m ≥ 100);

$u_b = \frac{\left|\Delta t_+ - \Delta t_-\right|}{2\sqrt{3}}$ – стандартная неопределенность измерений, оцененная по типу В;

$\left|\Delta t_+ - \Delta t_-\right|$ – разность между максимальным и минимальным значением результатов измерений разности между шкалой времени UTC(k) и шкалой времени собственного NTP-сервера.

На рис. 1 представлен пример результата удаленного мониторинга шкал времени КазСтандарт (пункт наблюдения Менделеево) и ВНИИФТРИ (пункт наблюдения Астана). На графике представлено измеренное в течение месяца значение M_j для трех NTP-серверов, расположенных в Астане и привязанных к UTC(KZ), а также значение M_j для пяти NTP-серверов, расположенных в филиалах ВНИИФТРИ (Менделеево, Иркутск, Хабаровск) и привязанных к UTC(SU).



а) пункт наблюдения Менделеево *б) пункт наблюдения Астана*

Рис. 1. Разность шкал времени NTP-серверов КазСтандарт и ВНИИФТРИ

Рис. 2 иллюстрирует круговую задержку и разность шкал времени между серверами в Менделеево и Астане. На графиках видна согласованность взаимных результатов в пункте наблюдения Менделеево и пункте наблюдения Астана. Необходимо отметить, что измеренные разности шкал времени, достигающие 50 мс, вероятно связаны асимметрией времени прохождения NTP пакетов по каналам связи в сети Интернет. Из графика

видно, что при увеличении времени задержки в канале связи приблизительно на 100 мс разность шкал времени увеличилась на вдвое меньшую величину – 50 мс. Это свидетельствует о том, что задержка увеличилась только в одном направлении и привела к асимметрии в ~100 мс. Точность, обеспечиваемая протоколом NTP, изменяется в зависимости от нагрузки на сеть. Гарантировать более высокую точность синхронизации шкал времени по протоколу NTP не представляется возможным из-за непредсказуемых сетевых задержек.

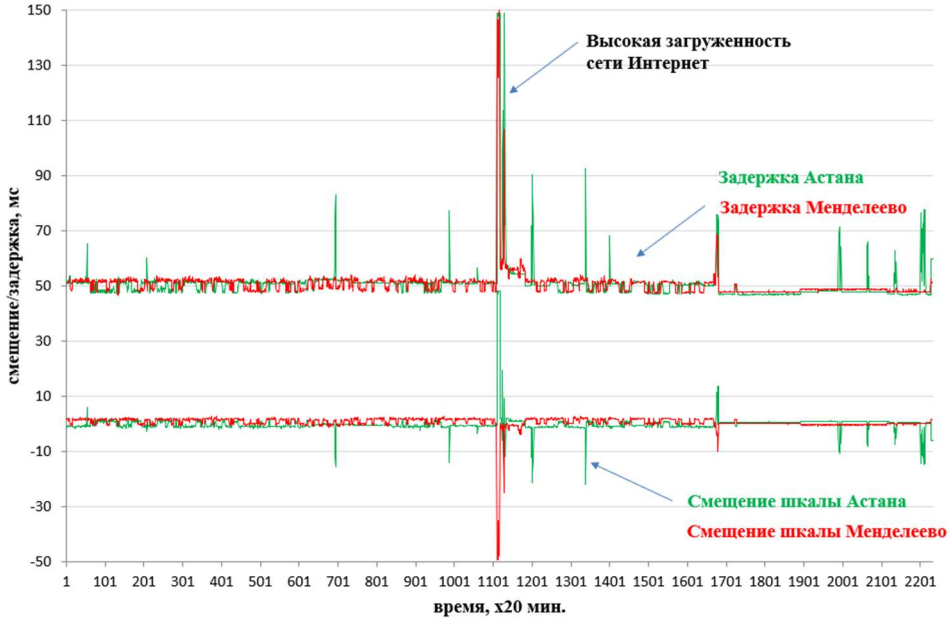


Рис. 2. Смещения шкал времени и задержки прохождения NTP пакетов по каналам связи относительно пунктов в Менделеево и Астане

Нужно отметить, что в расширенную неопределенность измерений основной вклад вносит неопределенность измерений, оцененная по типу А, которая связана с задержками в сети Интернет и составляет от 0,2 до 9,5 мс (таблица 1). Неопределенность измерений, оцененная по типу В составляет от 0,2 до 0,4 мс.

Табл. 1 Бюджет неопределенности измерений

Период измерений	u_a (СКО), мс					u_b, мс	Расширенная неопределенность измерений при коэффициенте охвата k=2, U, мс				
	Менделеево 1	Иркутск 1	Иркутск 2	Хабаровск 1	Хабаровск 2		Менделеево 1	Иркутск 1	Иркутск 2	Хабаровск 1	Хабаровск 2
январь	0,2	1,3	1,3	1,2	1,3	0,2	0,5	2,6	2,6	2,5	2,5
февраль	1,1	1,9	1,8	6,3	6,5	0,3	2,4	3,9	3,6	12,7	12,9
март	1,3	2,1	2,1	6,8	6,9	0,3	2,6	4,3	4,3	13,6	13,7
апрель	6,5	2,2	2,2	2,1	2,1	0,3	13,0	4,4	4,4	4,3	4,3
май	3,2	5,1	9,5	8,2	4,1	0,2	6,5	10,1	19,0	16,5	8,2
июнь	0,7	2,4	2,4	1,8	2,0	0,2	1,4	4,9	4,9	3,6	4,0
июль	5,2	8,0	8,3	5,4	5,4	0,4	10,5	15,9	16,7	10,8	10,8
август	0,7	4,3	5,0	5,1	5,2	0,4	1,7	8,7	10,0	10,2	10,5
сентябрь	2,1	4,9	4,9	5,4	5,0	0,2	4,1	9,9	9,8	10,8	10,1
октябрь	2,9	6,5	7,0	3,5	3,5	0,2	5,9	13,0	13,9	7,1	7,0
ноябрь	4,5	7,0	6,7	2,5	2,5	0,4	8,9	14,0	13,4	5,1	5,2
декабрь	2,9	5,7	5,7	1,1	1,1	0,2	5,8	11,4	11,4	2,1	2,2
2022 год	**2,6**	**4,3**	**4,7**	**4,1**	**3,8**	**0,3**	**5,3**	**8,6**	**9,5**	**8,3**	**7,6**

На рис. 3 представлено сравнение результатов измерений шкал времени NTP серверов Менделеево, Иркутска и Хабаровска относительно шкалы времени КазСтандарт. Задержка и разность шкал времени NTP

серверов Иркутска и Хабаровска имеют большую дисперсию (от 1,1 до 9,5 мс), наблюдаются значительные смещения времени по сравнению с Менделеево и Астана. На графиках видна согласованность только взаимных результатов сравнения шкал времени серверов времени Менделеево и Астаны.

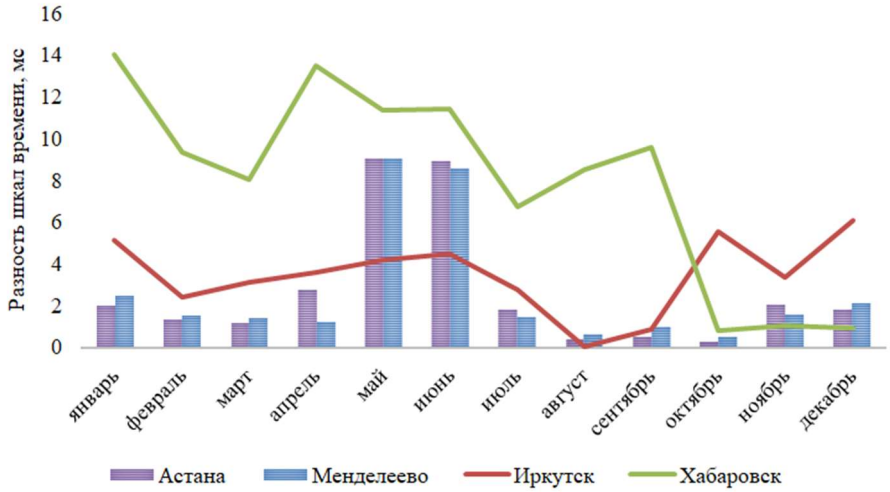


Рис. 3. Сравнение результатов измерений разности шкал времени NTP-серверов ВНИИФТРИ и КазСтандарт (пункт наблюдения Астана)

Результаты двухстороннего сличения

За время сличений с января 2022 года по декабрь 2022 года включительно среднемесячные значения разности шкал времени контролируемых удаленных NTP серверов КазСтандарт в месте контроля (Менделеево) относительно UTC(SU) составили:

- для NTP сервера Астана 1 – (-2,1÷9,1) мс;
- для NTP сервера Астана 2 – (-2,9÷9,1) мс;
- для NTP сервера Астана 3 – (-2,8÷10,6) мс.

При этом расширенная неопределенность измерений составляет:

- для NTP сервера Астана 1 – (2,1÷20,1) мс;
- для NTP сервера Астана 2 – (1,7÷20,4) мс;
- для NTP сервера Астана 3 – (2,3÷20,1) мс.

Среднемесячные значения расхождения шкал времени контролируемых удаленных NTP серверов ВНИИФТРИ в месте контроля (Астана) относительно UTC(KZ) не превышали:

- для NTP сервера Менделеево 1 – (-9,1÷2,5) мс;
- для NTP сервера Иркутск 1 – (-6,1÷5,2) мс;
- для NTP сервера Иркутск 2 – (-5,7÷5,1) мс;
- для NTP сервера Хабаровск 1 – (0,8÷14,0) мс;
- для NTP сервера Хабаровск 2 – (0,8÷14,2) мс.

При этом расширенная неопределенность измерений составляет:

- для NTP сервера Менделеево 1 – (0,5÷13,0) мс;
- для NTP сервера Иркутск 1 – (2,6÷15,9) мс;
- для NTP сервера Иркутск 2 – (2,6÷19,0) мс;
- для NTP сервера Хабаровск 1 – (2,1÷16,5) мс;
- для NTP сервера Хабаровск 2 – (2,2÷13,7) мс.

Выводы

На данном этапе сличения шкал времени между NTP-серверами закончились. В процессе сличений определены разности шкал времени удаленных NTP-серверов в точках контроля относительно UTC(k) и реальная неопределенность выполняемых измерений для каждой лаборатории, участвующей в сличениях. Наблюдались значительные вариации результатов измерений разности шкал времени до 10 мс при расширенной неопределенности измерений до 20 мс.

В процессе измерений наблюдалось кратковременное увеличение до 50 мс ошибки определения разности шкал времени, вызванное возникновением асимметрии времени прохождения NTP прокола в канале связи порядка 100 мс.

Список публикаций:

[1] Технический протокол проекта 605/RU/13 «Сличение шкал времени NTP-серверов с использованием сети INTERNET» (URL: http://www.coomet.org).

[2] NTP Project: [Электронный ресурс]. URL: http://www.ntp.org.

[3] Рарог Р. Н. Сличение шкал времени NTP-серверов с использованием сети Internet // Ukrainian Metrological Journal. – 2015. – №. 2. – С. 17-20.

[4] Minar N. A Survey of the NTP Network / MIT Media Lab, Cambridge, MA, USA, December 9, 1999 // http://www.media.mit.edu/~nelson/

[5] Mills D. L. Computer Network Time Synchronization: The Network Time Protocol. – Poca Raton, Fl.: CRC Press, 2006.

[6] Миллс Д. Л. Сличение времени в компьютерных сетях. Протокол сетевого времени на земле и в космосе // Киев. – 2011.

Одноосевой ультразвуковой анемометр-термометр на базе Arduino Nano

Шерстобитов Артем Михайлович
Томский государственный университет, Институт оптики атмосферы
E-mail:shrarm@iao.ru

Ультразвуковые анемометры уже несколько десятилетий успешно используются для исследования полей ветра в атмосфере. Существует множество вариантов их коммерческого и любительского исполнения [1,5-8]. В Лаборатории распространения волн ИОА СО РАН Ростовым А.П. разработана конструкция одноосевых термометров-анемометров [2-4], которые можно дешево изготовить в количестве нескольких десятков штук. Основные преимущества данной конструкции перед аналогичными [1,6,8] – использование портов микроконтроллера вместо микросхем-селекторов и применение встроенного в микроконтроллер аналогового компаратора для вычисления времени распространения зондирующих импульсов. Конструкция хорошо себя показала в экспериментах [4], однако использование аналогового усилителя заметно усложняло конструктив и настройку.

В данной работе предлагается упрощенный вариант электрической схемы одноосевого термометра-анемометра Ростова А.П. *(рис. 1),* и модифицированный алгоритм обработки её сигнала. Конструкция очень простая, основные её отличия от [2] –отсутствие схемы усиления принимаемого сигнала и использование широко распространенной платформы Arduino Nano вместо микроконтроллера.

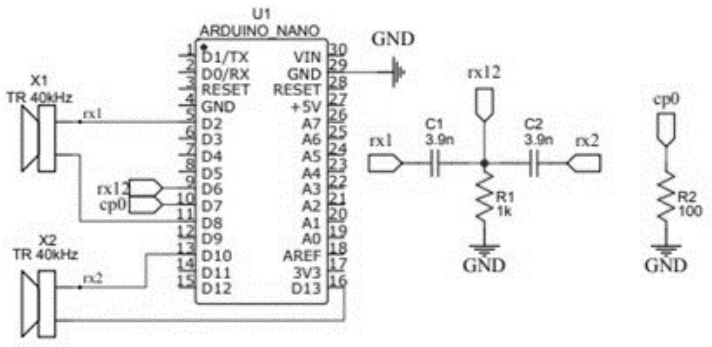


рис. 1 Схема одноосевого анемометра-термометра на базе Arduino Nano

Термометр-анемометр оценивает продольную скорость ветра и температуру по времени задержки ультразвуковых импульсов, распространяющихся между датчиками X1 и X2 (см. рисунок 1). При известном расстоянии между датчиками d, времени распространения звука от первого датчика до второго– $\hat{t}_1$,и $\hat{t}_2$ – в обратную сторону, можно получить оценки температуры воздуха $\hat{T}$ и продольной скорости его перемещения $\hat{V}_{//}$ по следующим формулам [1]:

$$\hat{T} = \frac{1}{201.16}\frac{d^2}{(\hat{t}_1+\hat{t}_2)} - 273.15 \ [^{\bullet}C] \tag{1}$$

$$\hat{V}_{//} = \frac{\hat{t}_1-\hat{t}_2}{d}c^2, c \approx 331{,}5 \quad [\text{м/с}] \tag{2}$$

Согласно (1,2) при d = 150 мм точность оценки продольной скорости $\Delta V_{//} = \pm 0.25$ м/с достигается при погрешности оценок Δt не более 170 нс. Следует отметить, что на точность оценок (1, 2) также будет влиять влажность и поперечная компонента скорости ветра.

Вычисление задержек $\hat{t}_1$ и $\hat{t}_2$ в новой реализации алгоритма [2] проводится с помощью аппаратных средств микроконтроллера, что позволяет снизить погрешность Δt с четырех до одного периода тактирующего сигнала (Δt =62.5 нс для Arduino Nano V3).

Как показал эксперимент, построенные за 1-2 секунды гистограммы оценок $\hat{t}_1$ и $\hat{t}_2$ содержат 2 и более пиков, причем корректные оценки сосредоточены в пике с максимальной амплитудой. Поэтому было решено вычислять оценки $\hat{t}_1'$ и $\hat{t}_2'$ по центру тяжести самого большего пика в соответствующих гистограммах и использовать их для расчетов по формулам (1,2). Такой подход, в отличие от простого усреднения, позволяет отфильтровывать корректные оценки от некорректных.

С целью тестирования макета одноосевого термометра-анемометра проведен эксперимент, результаты которого представлены на (рис. 2) и (рис. 3). Во время эксперимента в качестве X1 и X2 использовались MA40B7.

Датчики X1 и X2 были расположены на расстоянии d = 150 мм. Планка с датчиками, платой Arduino Nano и точечным температурным сенсором BMP280 была закреплена горизонтально на расстоянии около двух метров от ультразвуковой метеостанции АМК-03, и ориентирована на восток. Таким образом можно было непосредственно сравнивать оцениваемую термометром-анемометром скорость $\hat{V}_{//}$ с восточной компонентой скорости, оцениваемой АМК-03.

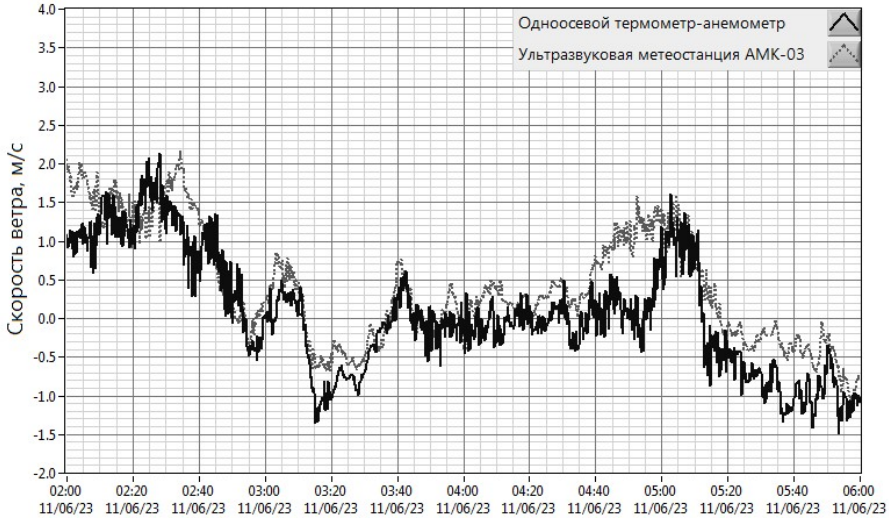


рис. 2 Результаты совместных измерений восточной компоненты скорости ветра анемометром АМК-03 и одноосевым термометром-анемометром на основе Arduino Nano.

Коэффициент корреляции между оценками ветра в промежутке с 2:00 до 6:00 составил 0,84, далее он снизился менее чем до 0,5. Это может быть связано с плохими аэродинамическими свойствами креплений датчиков X1 и X2 и наличием сложных движений воздуха вблизи места крепления термометра-анемометра (он был установлен на высоте 0,5 м от крыши здания). Коэффициент корреляции между оценками ультразвукового термометра-анемометра и датчика BMP280 – 0,64, а между оценками термометра-анемометра и ультразвуковой метеостанцией АМК-03 корреляция была несколько выше – 0,76.

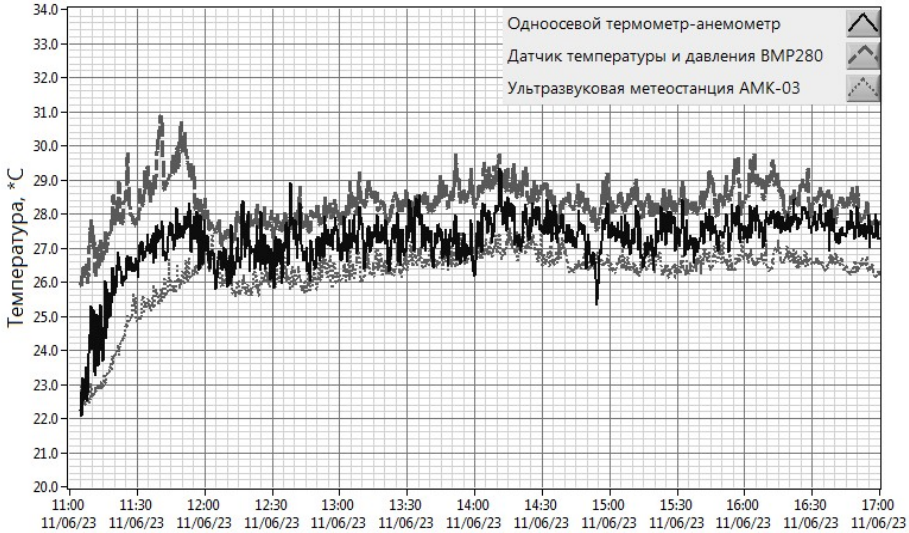


рис. 3 Результаты совместных измерений температуры анемомтером АМК-03, датчиком температуры BMP280 и одноосевым термометром-анемометром на основе Arduino Nano.

Проведенные сравнительные эксперименты показали, что одноосевой ультразвуковой анемометр-термометр на базе Arduino Nano с использованием нового алгоритма может давать удовлетворительные оценки скорости ветра и температуры.

Автор выражает благодарность Ростову Андрею Петровичу. Он подробно объяснил алгоритм работы созданных им анемометров и предоставил качественные ультразвуковые приемопередатчики для экспериментов.

Список публикаций:

[1] Hardy Lau - Development of a precision measuring ultrasonic wind sensor: [Электронный ресурс] –URL: https://www.dl1glh.de/ultrasonic-anemometer.html (дата обращения 16.07.2023)

[2] Патрушев Г. Я., Ростов А. П., Иванов А. П. Автоматизированный ультразвуковой анемометр-термометр для измерения турбулентных характеристик в приземном слое атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т7, N11-12. с.1636 - 1638.
[3] Ростов А.П. Массив одномерных акустических анемометров – термометров // Восьмое Сибирское совещание по климато-экологическому мониторингу // Материалы конференции под ред. М.В. Кабанова. Томск: аграф-Пресс, 2009. С. 368-370.
[4] Афанасьев А.Л., Банах В.А., Ростов А.П. Определение скорости ветра в атмосфере по турбулентным искажениям видеоизображений лазерного пучка // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т.23. №8. С.723-729.
[5]Метеостанция АМК-03 [Электронный ресурс] –URL: http://www.imces.ru/index.php?rm=news&action=view&id=402 (дата обращения 16.07.2023)
[6]Ультразвуковой датчик ветра WMT700 WINDCAP https://trasscom.ru/produkty/ultrazvukovoj-datchik-vetra-wmt700-windcap/
[7]Ультразвуковой анемометр XF200A[Электронный ресурс] –URL: https://aliexpress.ru/item/1005002541143815.html?sku_id=12000021064559855&spm=a2g2w.productlist.search_results.0.76694aa6m1nNXD (дата обращения 16.07.2023)
[8]Любительский анемометр с открытым кодом [Электронный ресурс] –URL: https://hackaday.com/2013/08/21/ultrasonic-anemometer-for-an-absurdly-accurate-weather-station (дата обращения 16.07.2023)

Разработка программно-аппаратного комплекса для исследования оптического метода экспресс – диагностики гематом мозга

Юрченко Екатерина Алексеевна
Томский государственный университет
E-mail: kattifi@mail.ru

Как известно, повреждение мозга является одной из главных причин смертности и инвалидности населения. В случае летальных исходов от всех видов травм – 30-50% приходится на черепно-мозговые травмы. При тяжелых формах черепно-мозговой травмы с наличием внутричерепных гематом, очагов ушиба головного мозга летальность возрастает до 41-85 %. Ежегодно в России травматические повреждения головного мозга получают около 600 000 человек. Из них 50 000 умирают, а еще 50 000 страдают тяжелым неврологическим дефицитом и инвалидностью. Таким образом, при получении черепно-мозговой травмы необходимо выявить характеристики внутричерепной гематомы и вторичные повреждения от нее.

На сегодняшний день основными точными инструментальными методами выявления травматических повреждений головного мозга являются компьютерная томография (КТ) и магниторезонансная томография (МРТ), однако возможность проведения такого обследования пациента сразу после травмы практически отсутствует. В связи с этим, создания прибора, оперативно выявляющего наличие внутричерепных повреждений, является актуальной задачей.

Ближняя ИК-спектроскопия является современным экспресс методом мониторинга различных объектов и состояния биологических объектов. В основе данного метода лежит способность биологических тканей пропускать и поглощать электромагнитное излучение на определённой длине волны (в частности, от 780 до 2500 нм). Используя данным метод для диагностики и определения характеристик (плотность, размер, глубина залегания) гематом мозга, основываемся на поглощении света дезоксигемоглобином и высокой проницаемости черепа, кожи и фасции. При использовании излучения в диапазоне от 700 до 900 нм большая часть излучения будет поглощена гематомой (при ее наличии), а малая – отразится.

Был разработан и смоделирован программно-аппаратный комплекс для проведения исследований оптического метода *(рис. 1)*. Данный комплекс необходим для проведения экспериментов, с помощью которых будет получена зависимость изменения излучения от характеристик гематом. В программно-аппаратный комплекс входит: ПК (с разработанным ПО) для управления процессами эксперимента и получения данных; микроконтроллер, с помощью которого осуществляется управление источником излучения, обрабатываются данные с приемника излучения и осуществляется программа управления системой 3D позиционирования; источник и приемник ИК излучения; система 3D позиционирования для перемещения аналога гематомы в пространстве, что позволит регулировать глубину залегания в фантоме головы; фантом головы, который включает в себя аналоги тканей человека, такие как кожа, кости, мозг; аналог гематомы – пробирка с кровью.

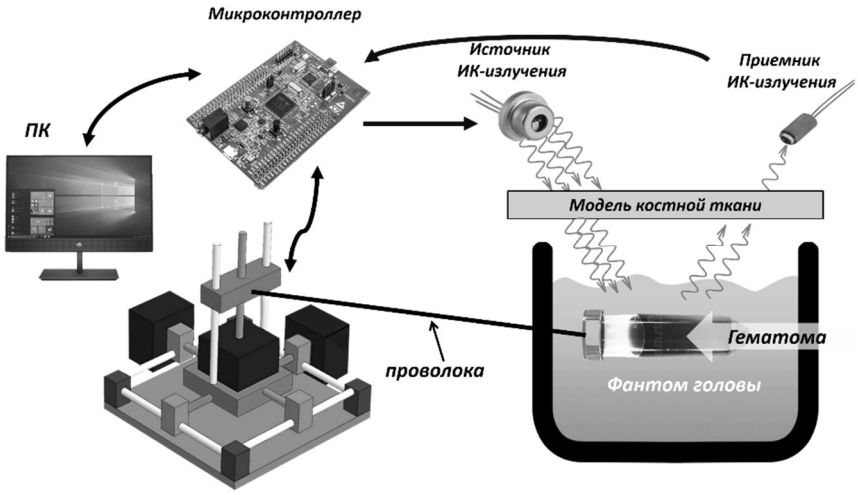


рис. 1 Программно-аппаратный комплекс

Принцип работы данного программно-аппаратного комплекса с использованием инфракрасного излучения основан на обработке изображения молекулы гемоглобина, полученного с помощью облучения волнами ближнего диапазона ИК-спектра. Через источник ИК-излучения посылается инфракрасное излучение с необходимыми количеством фотонов и частотой, которое индуцируется сквозь ткани с помощью оптоволокна. Кремниевый приемник сигнал (детектор) принимает отраженный сигнал. Далее, сигнал претерпевает обработку с помощью микроконтроллера и поступает на ПК, программа на котором преобразует полученные данные для

наглядного представления результатов. В результате экспериментов будут получены данные (наборы данных) для дальнейшего анализа влияния характеристик внутричерепных гематом на ИК-излучение. Также, на основе полученных данных можно будет разработать метод анализа и обработки, в том числе и с привлечением алгоритмов машинного обучения, позволяющие эффективно определять пространственную локализацию, плотность тканей и геометрические параметры внутричерепных гематом.

В дальнейшем планируется усовершенствование данного комплекса, в частности проведение экспериментов для определения количество датчиков (источников и приемников излучения).

Список публикаций:

[1] Бывальцев, В.А. // Черепно-мозговая травма: учебное пособие / 2018.

[2] Юрченко Е.А. Разработка системы для диагностики гематом мозга. // Двадцать седьмая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных 2006. № 1. С. 178-179.

[3] Юрченко Е.А. Устройство автоматизации процесса исследования метода ик-спектроскопии для диагностики внутречерепных гематом // Новые информационные технологии в исследовании сложных структур материалы четырнадцатой международной конференции. 2022. С. 34-35.

Современные проблемы и технологии подготовки специалистов в области радиофизики, радиотехники и оптики

АПР 2023
26-29 сентября 2023
Томск, Россия

УДК 681.883.484.024

Изучение пассивных маяков для навигации быстро двигающихся судов в техническом вузе

Белова Дарья Дмитриевна
Комарова Ольга Сергеевна, Лентовский Вадим Валентинович,
Федоров Дмитрий Леонидович
Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова
E-mail: belova_dd@voenmeh.ru

Были исследованы пассивные маяки оптического диапазона. Показано, что дальность действия катафотов более 10 км, при угловом разрешение цели для мощных полупроводниковых лазеров составляет не менее 200 мрад. Была создана модель моностатической биаксиальной лазерной локационной системы с матричным приемником прямого фотодетектирования. Она была реализована на базе персонального компьютера с подключенной к нему камерой и лазера, излучающего в красном спектре на длине волны 650 нм.

Рост скорости движения, а также количества высокоскоростных судов ставит новые задачи, направленные на обеспечения безопасности судоходства. При перемещении судов в узкостях, под мостами, в водоемах со сложным рельефом дна требуется, по возможности, исключить или свести к минимуму влияние «человеческого фактора». Решить такую задачу могут автоматические системы управления судном, обеспечивающие его безопасное движение, базируясь на ориентирах, координаты которых определены с высокой точностью.

В данной работе предлагается один из вариантов решения поставленной задачи, как нам кажется, достаточно легко реализуемый и малозатратный.

Несмотря на то, что перед плаванием проводится тщательная подготовка и оценка предстоящего маршрута прохождения закрытых вод с учетом всей имеющейся информации – навигационных и справочных карт, навигационных рекомендаций и других гидрографических публикаций, реальная ситуация может осложняться наличием других плавательных средств или другими причинами. В этом случае точное знание своего положения относительно береговой черты или других препятствий может позволить ввести коррективы в управление судном и избежать аварийных ситуаций.

В качестве источника точных данных предлагается использовать световозвращатели (маяки), работающие в оптическом диапазоне, установленные, например, на навигационных знаках, опорах мостов или вблизи других, осложняющих проводку судов, объектах, а также, приемо-передающую систему с полупроводниковым лазером и матричным приемником.

Достоинством котофотов, в частности, оптических уголковых отражателей, является то обстоятельство, что свет, отраженный отражателем, направлен в сторону излучателя, что позволяет определить угловое положение объекта (маяка). При этом точность определения направления в основном определяется расходимостью лазерного излучения, поэтому при использовании твердотельных лазеров составит тысячные доли радиан, а для полупроводниковых – единицы градусов [1,2]. Отраженный от маяка сигнал, поступает на матричный приемник, сигнал с которого, обработанный соответствующим образом, дает истинное положение объекта, если координаты маяка имеются в атласе или относительное его положение.

Дальность действия такой системы зависит от мощности используемого лазера и чувствительности матричного приемника, и составляет, для предлагаемых в продажу образцов от 2.5 до 15 км.

Для оценки работоспособности предлагаемой системы и отработки программного обеспечения был создан и исследован лабораторный макет, схема которого приведена на рис. 1. Элементы макета: 1 – полупроводниковый лазер; 2 – мобильный телефон, камера которого служит в качестве приемника излучения; 3, 4 – дорожные световозвращатели (катафоты); 5 – белый лист формата А4, играющий роль диффузного отражателя, для наглядного представления эффективности использования световозвращателей.

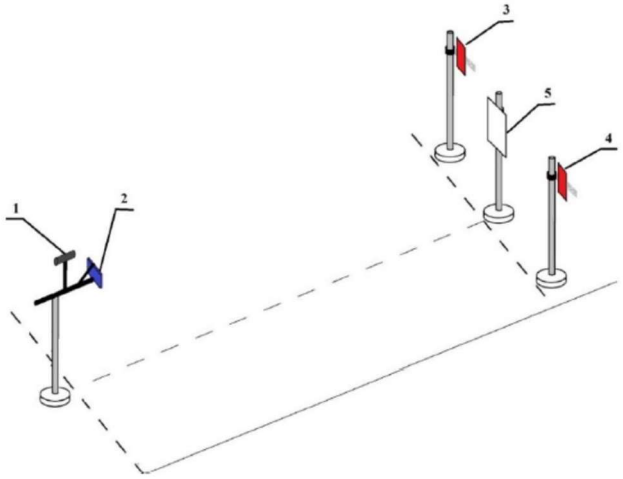


рис.1. Схема лабораторного макета

Была проведена имитация вращающегося корабельного локатора, лазер наводился сначала на правый световозвращатель, затем на лист бумаги и левый отражатель. Отраженный от них луч попадает в объектив камеры, даже визуально интенсивность, отражённого луча от бумаги значительно меньше. Были проведены, расчёты показывающие, что интенсивность излучения от бумаги во много раз меньше, чем от светвозовращателей. Были проведены повторные эксперименты на расстояниях 13.7 м, 31.6 м и 42.6 м, и оценена возможная дальность использования установки. В не идеальных условиях заметной дымки дальность действия световозвращателя при мощности источника в 1кВт составляет примерно 158 км, что в 60 раз больше, чем для бумаги.

Дальнейшая работа проводилась в направлении определения положения световозвращателя в пространстве. На рис. 2 приведено схематичное изображение используемого макета. Данная система состоит из полупроводникового лазера (1), который закреплен на штативе и направлен на произвольно расположенный в пространстве катафот (2), матричного приемника (3), который зафиксирован вблизи лазера, и системы обработки данных (4), к которой подключен матричный приемник. В качестве матричного приемника используется камера на базе CMOS матрицы разрешением 640×480, в качестве системы обработки данных – персональный компьютер.

Была написана программа, позволяющая обработать полученные с приемника данные и выделить искомый сигнал, определив его координаты. Извлечение данных о координатах происходит по методу прямого фотодетектирования, т.е. прямо с экрана камеры можно получить координаты световозвращателя. Полученное изображение делится сообразно разрешающей способности матричного приемника координатной сеткой. На экран выводятся главное окно программы и окно маски. Главное окно программы включает в себя исходное изображение, настраиваемые параметры и итоговые значения координат. Маска представляет собой растровое изображение, в котором пикселям, подходящим под заданные в главном окне программы параметры, задается значение, соответствующее белому цвету, тогда как всем остальным – соответствующее черному цвету. Параметры настраиваются с целью отсеять шумы, что позволяет программе определить искомый сигнал, соответствующий подходящему под заданные параметры белому пятну в окне маски, и определить его координаты относительно координатной сетки. Полученные значения координат в пикселях по осям X и Y выводятся в нижнем левом углу главного окна программы (рис. 3).

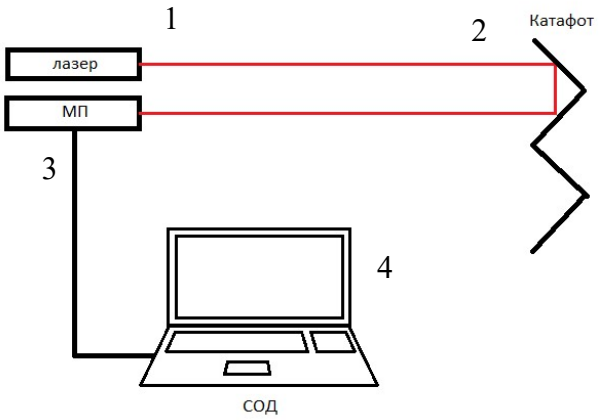
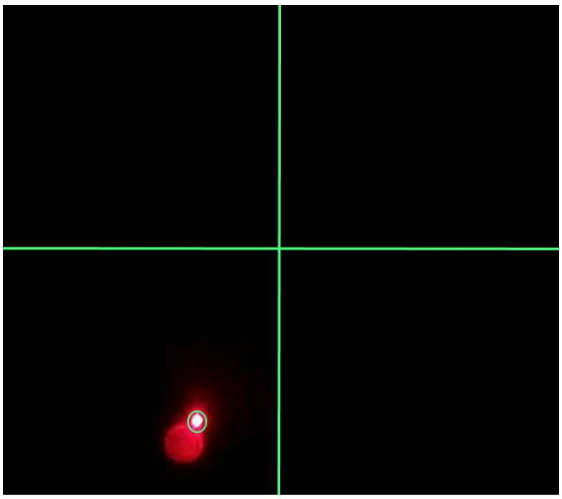


рис. 2. Схематичное изображение макета с матричным приемником



x = -91 y = -198

рис. 3. Окно программы и координаты искомого изображения

В результате аппроксимации экспериментальных данных, полученных при исследовании макета, были сделаны оценки возможного поведения судов в реальной обстановке. В частности, для судна, движущегося со скоростью 60 км/час и обнаруживающего маяк на расстоянии 15 км, время для корректировки курса составит более 10 минут. При этом импульсная мощность лазера может составлять не более 100 Вт, что доступно даже современным полупроводниковым лазерам. Обнаружение маяка на опоре моста на дальности менее километра, дает возможность автоматике скорректировать курс за десятки секунд.

Список используемой литературы:

[1]. Копьев П.С., Комарова О.С., Лентовский В.В., Федоров Д.Л. / Разработка и исследование макетных образцов мощных полупроводниковых лазеров на основе твердых растворов GaAs/AlGaAs/InIaAs; Труды двенадцатой Общерос. Науч.-Практ. Конф. Инновационные технологии и технические средства специального назначения: Т. 1. / Балт. Гос. Техн. Ун-т. – СПб., 2020. С. – 91-94.

[2]. Копьев П.С., Комарова О.С., Лентовский В.В., Федоров Д.Л. / Исследование макетных образцов мощных полупроводниковых лазеров; IX международная конференция по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2020. – С. 531-532.

УДК 32.012.7

Изучение теплопеленгаторов в техническом вузе с учетом ретроспективы

Белова Дарья Дмитриевна
Комарова Ольга Сергеевна, Лентовский Вадим Валентинович,
Федоров Дмитрий Леонидович
Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова
E-mail: belova_dd@voenmeh.ru

В этой статье рассматривается опыт обучения студентов в техническом вузе. Было показано, что в век цифровизации работа с аналоговыми приборами не теряет актуальности. При собственноручной сборке упрощенных макетов пеленгующих устройств, позволяет студенту приобрести более глубокие знания о работе данных устройств.

При подготовке специалистов в техническом высшем учебном заведении кроме передачи им теоретических знаний и навыков работы с измерительной и специализированной техникой, с нашей точки зрения, полезным является знакомство студентов с историей развития техники по тем или иным направлениям, а также с причинами, обусловившими конкретные технические решения.

Наиболее полезным для повышения качества образования представляется экспериментальная работа студентов по созданию и исследованию упрощенных макетов устройств, которые хорошо зарекомендовали себя на практике.

Когда речь заходит об оптико-электронных системах большой интерес представляет группа устройств, которую относят к оптическим, в том числе, инфракрасным локаторам и пеленгаторам. Относительная простота конструкции и понятность назначения делает эти приборы удобными для исследования некоторых оптических методов получения и обработки информации, а также для макетирования.

Наиболее яркими представителями указанных систем являются инфракрасные пеленгаторы с модулирующими дисками, широко применяемые в пятидесятых годах прошлого века, а также современные системы с матричными приемниками и электронным сканированием. Макеты именно этих устройств были созданы в учебной лаборатории для исследования и доработок в рамках студенческих исследовательских работ.

Представляем созданную при минимуме материальных затрат адекватную лабораторную модель теплопеленгатора, пригодную для исследования студентами. Напомним, что теплопеленгационные приборы – это приборы предназначены для обнаружения и пеленгации, т. е. определения угловых координат оптически контрастных объектов за счет использования их собственного теплового излучения. Теплопеленгационный прибор принимает тепловое излучение и преобразовывает его в электрические сигналы, позволяющие фиксировать положение обнаруженного объекта. Эти сигналы или преобразуются в видимое глазом изображение объекта, или поступают на регистрирующий прибор для дальнейшей обработки и автоматического управления.

Основными элементами таких приборов являются: оптическая система, обеспечивающая улавливание теплового излучения предмета и его фокусировку; приемник излучения, преобразующий падающую на него лучистую энергию в электрические сигналы; анализатор, предназначенный для анализа просматриваемой плоскости (поля зрения) и модуляции теплового излучения. Конструктивно все эти элементы объединяются в единое устройство – пеленгатор, общий вид лабораторной установки представлен на рис. 1.

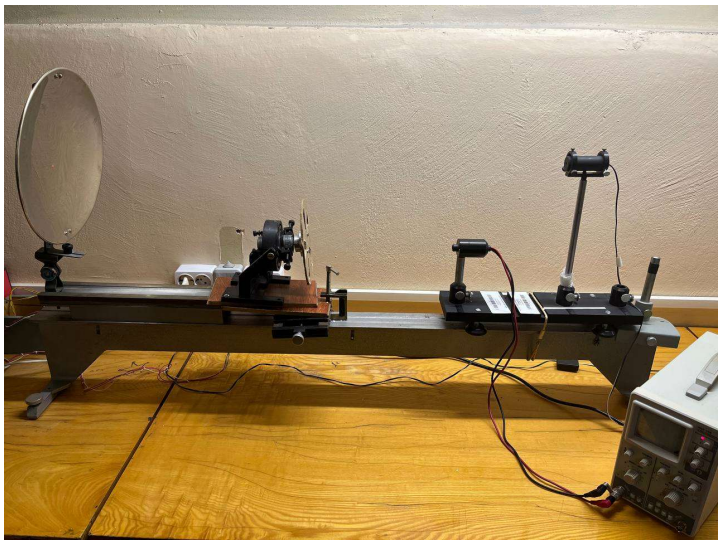


рис. 1. Макет теплового пеленгатора

В состав макета входят: полупроводниковый лазер и сферическое зеркало, которые совместно являются имитаторами протяженной цели, анализатор, фотоприемник и осциллограф в качестве видеоконтрольного устройства. Анализатор является одним из основных элементов данного прибора. Он выполняет три задачи: последовательно просматривает поле зрения прибора в фокальной плоскости; анализирует попадающие в поле зрения теплоизлучающие предметы (в нашем случае излучение лазера, отраженное от сферического зеркала), модулирует тепловой поток, приходящий от цели.

Анализатор представляет собой вращающийся плоский тонкий диск в виде прозрачного круга, на который нанесен определенный рисунок (растр). В ходе исследований растровых анализаторов студенты собирают экспериментальную установку, настраивают оптическую схему, добиваются необходимого сигнала на осциллографе. Смещением лазера имитируют автоматическое наведение на цель. Повторяют измерения для различных растров.

В качестве примера рассмотрим секторно-радиальный растр. По мере приближения к центру ширина прозрачных и непрозрачных полос уменьшается и становится меньше диаметра изображения. На краях диска ширина прозрачных секторов равна или несколько больше диаметра изображения. В этой области при вращении диска достигается 100%-ная модуляция потока, а величина сигнала, снимаемого с приемника, максимальна. На выходе приемника появляется короткий импульс фототока (напряжения). Фаза (время) следования импульсов будет зависеть от положения изображения в фокальной плоскости (рис.2). Такой вид модуляции называется время-импульсной модуляцией. На рис. 3 представлена полученная на практике осциллограмма.

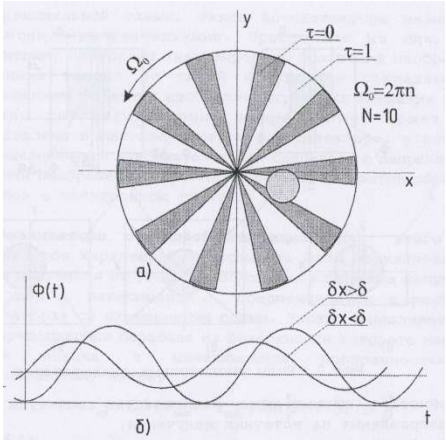


Рис. 2. Секторно-радиальный растр и теоретическое изображение на осциллографе

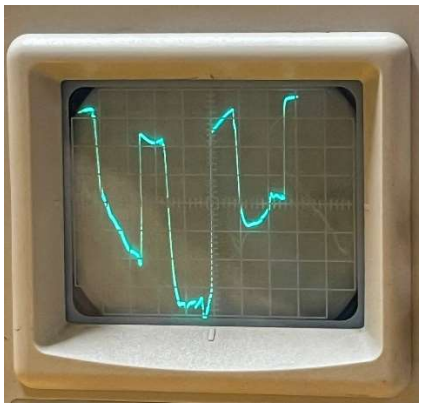


Рис. 3. Получаемый импульс напряжения на осциллографе

Как видно из приведенных осциллограмм, смещение источника сигнала приводит к изменению времени задержки, которое связано с направлением на цель.

Также на кафедре исследуются оптические пеленгаторы и создаются их макеты. В качестве приемного устройства служит матричный приемник, а в качестве имитатора цели полупроводниковый лазер и световозвращатель.

Несмотря на то, что исследование механических анализаторов в настоящее время, в связи с появлением многоплощадочных приемников и ПЗС матриц, потеряло свою актуальность, работа руками и головой, остается актуальной всегда. Кроме того, в условиях мощного радиоэлектронного противодействия, в интеллектуальных системах для управляемого оружия, возможно, снова придется использовать механические и аналоговые системы, конечно, на качественно новом уровне.

Список используемой литературы:

[1]. Копьев П.С., Комарова О.С., Лентовский В.В., Федоров Д.Л. / Разработка и исследование макетных образцов мощных полупроводниковых лазеров на основе твердых растворов GaAs/AlGaAs/InIaAs; Труды двенадцатой Общерос. Науч.-Практ. Конф. Инновационные технологии и технические средства специального назначения: Т. 1. / Балт. Гос. Техн. Ун-т. – СПб., 2020. С. – 91-94.

[2]. Копьев П.С., Комарова О.С., Лентовский В.В., Федоров Д.Л. / Исследование макетных образцов мощных полупроводниковых лазеров; IX международная конференция по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2020. – С. 531-532.

Программно-аппаратный комплекс LabVIEW-NI ELVIS III для измерения передаточных и выходных вольтамперных характеристик n-канальных МОП-транзисторов

Седов Никита Сергеевич
Томский государственный университет
Email: nikita.sedov2016@gmail.com

В сравнении с другими типами транзисторов, полевые МОП-транзисторы отличаются более высокой скоростью работы и более эффективными показателями по энергопотреблению. Ввиду таких имеющихся преимуществ их популярность только растёт, а потому измерение и изучение их характеристик является всё более актуальной задачей при подготовке специалистов в области радиофизики и электроники [1,2].

На лабораторно-технической платформе (станции) NI ELVIS III [3] реализован встроенный прибор, с помощью которого обучающиеся могут измерять выходные вольтамперные характеристики (ВАХ) биполярных транзисторов, но в ней нет соответствующего прибора для полевых транзисторов.

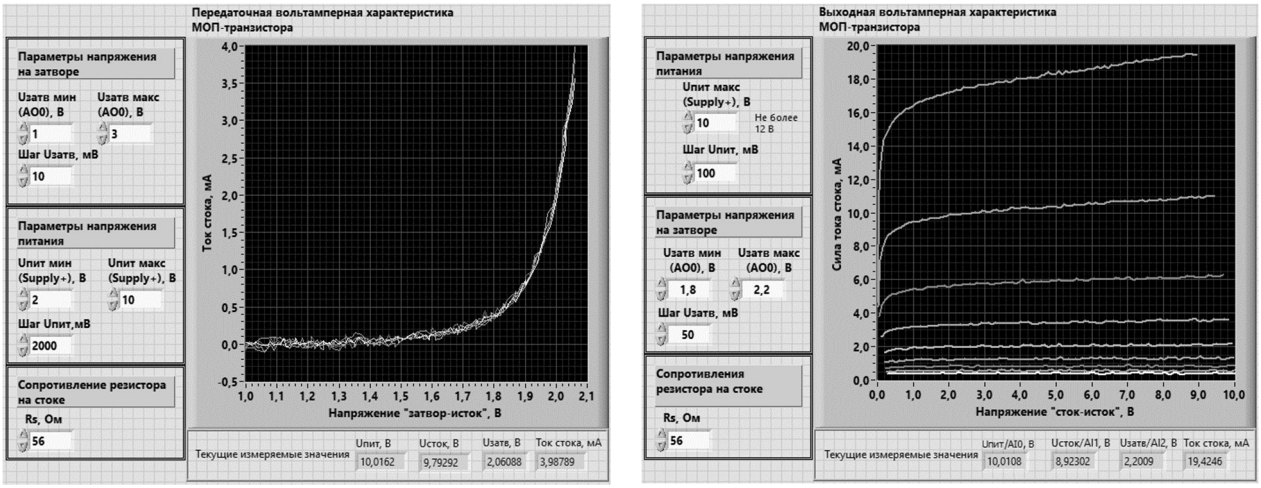
Платформа NI ELVIS III – это инженерное устройство, предназначенное для обучения на основе проектов в рамках лабораторного практикума. Она содержит в себе инструментарий и встроенный дизайн с веб-интерфейсом для создания активной среды обучения.

Комплекс измерительных приборов NI ELVIS III позволяет работать несколькими измерительными устройствами: функциональным генератором, осциллографом, анализаторами вольтамперных и частотных характеристик, мультиметром и другими приборами. Этот комплект приборов широко используется в учебном процессе [4-6]. Характерной особенностью комплекта является возможность удаленного доступа к измерительным приборам, что позволяет организовывать лабораторные практикумы по электронике и радиотехнике в дистанционном формате [7,8].

LabVIEW [9,10] – это среда разработки программ, созданных на графическом языке программирования «G». Она в совокупности с платформой NI ELVIS III позволяет студентам освоить разработку программ для сбора и обработки данных, при этом им не нужно обладать знаниями в области привычных текстовых языков программирования.

На базе лабораторно-технической платформы (станции) NI ELVIS III и среды программирования LabVIEW 2019 автором были разработаны виртуальные приборы (ВП), предназначенные для получения передаточных и выходных ВАХ n-канальных МОП-транзисторов, и в разделе электронно-учебного курса в системе Moodle была описана лабораторная работа с использованием данного комплекса.

Лицевые панели приборов содержат элементы управления для задания параметров и графическое представление ВАХ транзистора (*рис. 1*).



а б

Рис.1Лицевые панели виртуальных приборов, предназначенных для получения передаточных (а) и выходных (б) ВАХ n-канальных МОП-транзисторов, с отображёнными на них характеристиками транзистора IRF540N

Алгоритмы работы ВП для измерения передаточной и выходной ВАХ МОП-транзистора заключаются в задании и измерении напряжений на определённых участках схемы и в вычислении силы тока, протекающего через резистор R1 (*рис. 2*). При этом измерение на каждом шаге начинается с некоторой задержкой ввиду

наличия переходных процессов при установлении напряжений. Наличие токоограничивающего резистора R1 необходимо также для того, чтобы не допустить работы схемы в области предельных значений силы тока, заданных производителем платформы NI ELVIS III.

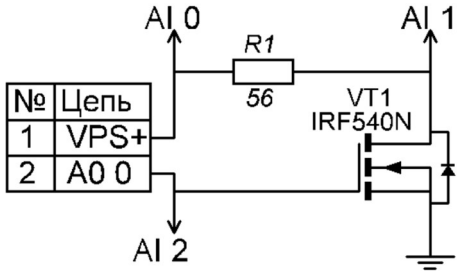
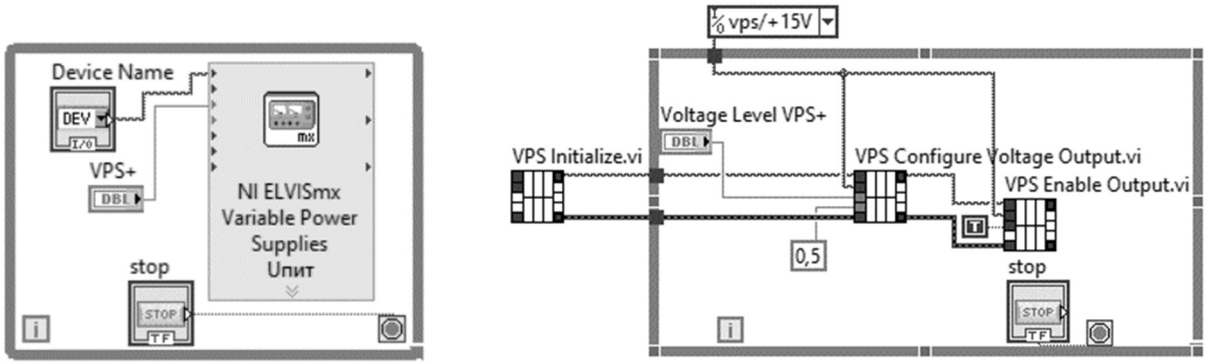


Рис.2 Схема подключения n-канального МОП-транзистора к платформе NI ELVIS III

На радиофизическом факультете Томского государственного университета несколько лет студентам предоставляется возможность получать ВАХ только математических моделей МОП-транзисторов в программах схемотехнического моделирования Multisim [11] или Micro-Cap [12]. В апреле 2023 года автором в учебный процесс был введён программно-аппаратный комплекс LabVIEW-NI ELVIS II+, предназначенный для измерения выходных и передаточных ВАХ реальных n-канальных МОП транзисторов. Но платформа NI ELVIS III даёт больше преимуществ в проведении учебных занятий, позволяя проводить измерения ВАХ в режиме удаленного доступа.

Станция NI ELVIS III имеет отличительные особенности в способе подключения к среде программирования LabVIEW. Например, если для работы с платформой NI ELVIS II+ к среде LabVIEW достаточно установить расширения «NI ELVISmx» [13] и «DAQmx» [14], содержащие экспресс-приборы, которые обеспечивают простое управление выводами платформы, то для программирования NI ELVIS III в системе LabVIEW необходимо установить специальный пакет «LabVIEW ELVIS III Toolkit» [15], который содержит главным образом низкоуровневые узлы функций для работы с приборами. Это приводит к необходимости составления более сложных программ для работы с измерительными приборами (*рис. 3*).



а б

Рис. 3 Блок-диаграммы, предназначенные для управления аналоговым выходом VPS+ платформ NI ELVIS II+ (а) и NI ELVIS III (б)

В электронном учебном курсе в системе Moodle автором был разработан раздел (*рис. 4*), содержащий материалы, необходимые для использования программно-аппаратного комплекса в учебном процессе. Этот раздел включает:

– теоретические материалы по работе полевых транзисторов;

– методические рекомендации по подключению платформы NI ELVIS III к персональному компьютеру, сборке разработанного программно-аппаратного комплекса и его использованию для измерения ВАХ n-канальных МОП-транзисторов;

– описание лабораторной работы для студентов с вариантами заданий;

– файлы ВП, необходимые для выполнения лабораторной работы.

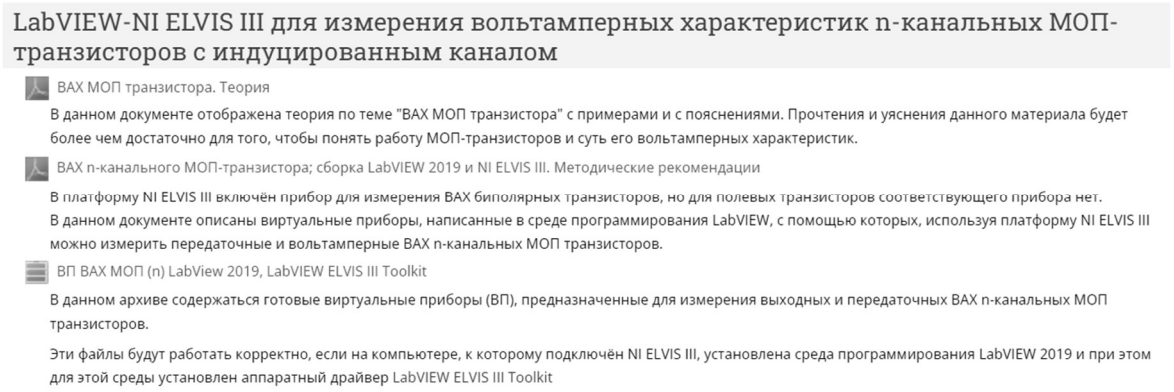


Рис. 4 Фрагмент раздела в системе Moodle

Таким образом, автором разработан программно-аппаратный комплекс, предназначенный для измерения передаточных и выходных ВАХ n-канальных МОП-транзисторов, создан электронный учебный ресурс, содержащий подробное описание данного комплекса, методические указания по его сборке и использованию, а также варианты заданий для выполнения студентами лабораторной работы. Описанные комплекс и электронный раздел нацелены на улучшение качества обучения студентов в рамках инженерных образовательных программ.

Список публикаций:

[1] Новикова М.С. // Информационные технологии, энергетика и экономика: сб. тр. XVIII Междунар. науч-техн. конф. студентов и аспирантов: в 3 томах.– Смоленск, 2021. – Т 2. – С. 179-182.
[2] Патент на полезную модель № 196597 U1 Российская Федерация, МПК G01R 31/26. / Д. Ч. Ким, А. С. Семенов, П. С. Татаринов. – № 2019141328: заявл. 13.12.2019, опубл. 06.03.2020.
[3] About the NI ELVIS III // Официальный сайт National Instrument ni.com. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.ni.com/docs/en-US/bundle/ni-elvis-iii-feature/page/about-ni-elvis-iii.html – (дата доступа: 14.06.2023).
[4] Парфенова Е.С., Новиков Ю.Н., Устинов А.Б. // Неделя науки ИФНиТ. Сборник материалов Всероссийской конференции. – СПб: Изд-во: Политех-Пресс, 2020. – С. 68-71.
[5] Туктаров А.М., Гергет К.А. // Восемнадцатая всероссийская конференция студенческих научно-исследовательских инкубаторов. – Томск: Изд-во СТТ, 2021. – С. 256–260.
[6] Mayzel A., Medvedev A., Temkina V., Pankova L., Sivolenko E. // Springer Proceedings in Physics. Сер. "International Youth Conference on Electronics, Telecommunications and Information Technologies - Proceedings of the YETI 2021", 2022. P. 77-83.
[7] Жуков А.А., Булахов Н.Г. // Актуальные проблемы радиофизики АПР-2021. Сборник трудов IX Международной научно-практической конференции. – Томск, 2021. – С. 301–303.
[8] Жуков А.А., Булахов Н.Г. // Методические, технологические и организационные аспекты электронного обучения. Сборник статей по результатам научно-методической конференции. – Томск, 2021. – С. 8-13.
[9] Трэвис Д., Кринг Д. LabVIEW для всех. – 4-е изд., перераб. и доп. – М: ДМК Пресс, 2015. – 904 с.
[10] Жуков А.А. Система программирования LabVIEW. Основы работы: Учебно-методическое пособие. – Томск: СТТ, 2020. – 150 с.
[11] Multisim Download – NI // Официальный сайт National Instrument ni.com. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.ni.com/ru-ru/support/downloads/software-products/download.multisim.html#452133 – (дата доступа: 14.06.2023).
[12] Micro-Cap // Сайт ru.freedownloadmanager.org. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://ru.freedownloadmanager.org/Windows-PC/Micro-Cap.html – (дата доступа: 14.06.2023).
[13] NI-ELVISmx Download – NI // Официальный сайт National Instrument ni.com. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.ni.com/ru-ru/support/downloads/drivers/download.ni-elvismx.html#305452 – (дата доступа: 14.06.2023).
[14] NI-DAQmx Download – NI // Официальный сайт National Instrument ni.com. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.ni.com/ru-ru/support/downloads/drivers/download.ni-daq-mx.html#480879 – (дата доступа: 14.06.2023).
[15] LabVIEW ELVIS III Toolkit Download - NI // Официальный сайт National Instrument ni.com. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.ni.com/ru-ru/support/downloads/software-products/download.labview-elvis-iii-toolkit.html#460236

Разработка банка тестовых вопросов по работе с измерительными приборами комплекта NI ELVIS II+

Черкашин Михаил Анатольевич
Черкашина Алина Александровна
Духанов Александр Сергеевич
Томский государственный университет
E-mail: cherkashin.tolya.85.sos@gmail.com

Контроль знаний студентов в форме компьютерного тестирования широко используется в настоящее время при изучении различных дисциплин. Такая форма контроля позволяет непредвзято и оперативно оценить знания студентов. Современные системы тестирования допускают включение в тесты различные виды контрольных вопросов, что позволяет формировать тесты различного уровня сложности [1,2].

Авторами разработан банк тестовых вопросов по работе с приборами комплекта NI ELVIS II+. Этот комплект позволяет работать с 12 измерительными приборами и позиционируется как учебное оборудование [3]. NI ELVIS II+ широко используется в учебных заведениях нашей страны и мира при подготовке технических специалистов и инженеров. На радиофизическом факультете ТГУ этот комплект широко используется в лабораторных практикумах по радиотехническим дисциплинам [4-10].

Банк тестовых вопросов по работе с комплектом измерительных приборов NI ELVIS II+ реализован в рамках ранее созданного авторами электронного учебного курса по основам работы с этим комплектом приборов [11]. Он включает в себя различные типы вопросов: верно/неверно, множественный выбор, вопросы на соответствие и др.

При создании базы контрольных вопросов особое внимание авторами уделялось вопросам, которые связаны с демонстрацией самого комплекта приборов NI ELVIS II+ и конкретных измерительных устройств из рассматриваемого комплекта, так как именно они позволяют наиболее полно проверить знания, которые были усвоены студентами для работы с данным оборудованием. Пример вопроса с демонстрацией передней панели мультиметра из комплекта приборов NI ELVIS II+ приведен на *рис.1*. Рассматриваемый вопрос относится к типу «перетащить на изображение». Для ответа на этот вопрос студенту необходимо перетащить в конкретное место изображения лицевой панели прибора текст с названием его конкретной составной части. В данном случае тексты «смена режима», «сопротивление», «емкость конденсатора», «проверка работоспособности диода» и «переменное напряжение» размещены ниже лицевой панели мультиметра.

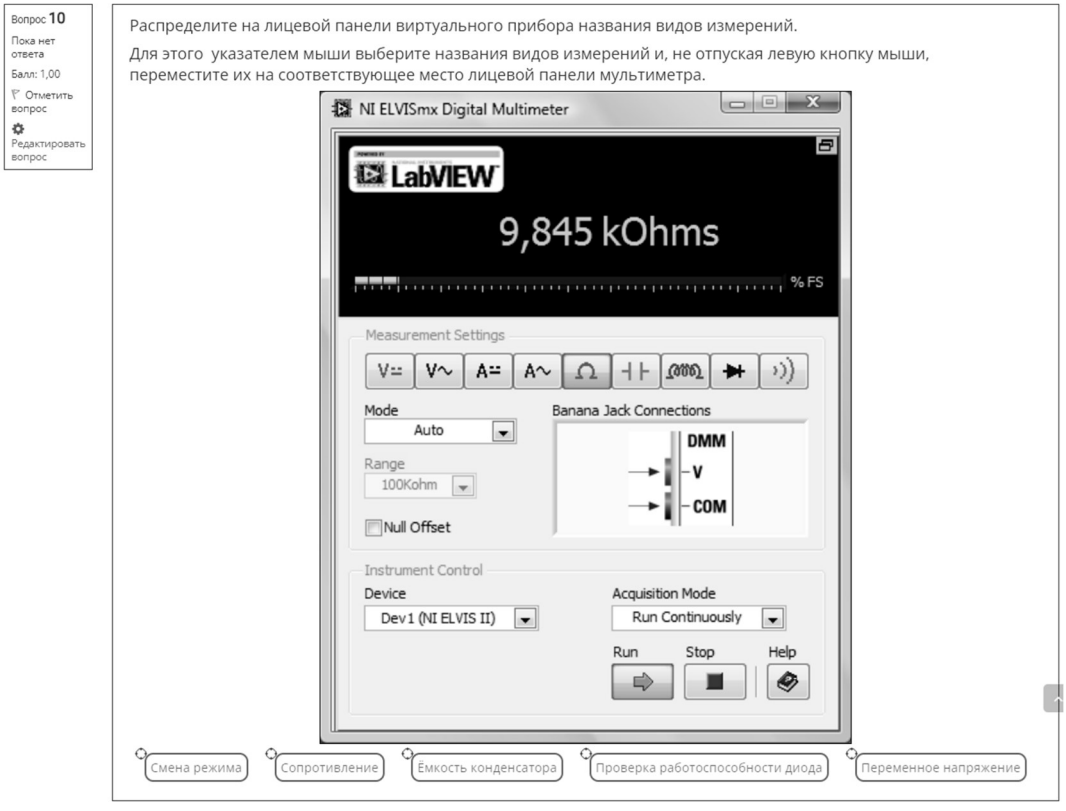


рис.1 Пример вопроса типа «перетащить на изображение»

На *рис. 2* приведен пример вопроса, относящегося к типу «перетаскивание в текст». Для ответа на этот вопрос студенту необходимо заполнить пропущенные слова в тексте с помощью перетаскивания в конкретное место в рассматриваемом фрагменте текста предлагаемых вариантов ответа.

рис.2 Пример вопроса типа «перетаскивание в текст»

Кроме вопросов указанных типов созданы вопросы, относящиеся к типу «выбор пропущенных слов». Для ответа на эти вопросы студенту необходимо выбрать с помощью выпадающих меню пропущенные слова в тексте вопросов. Также авторами включены в банк вопросы и других типов.

Разработанный банк включает более двухсот вопросов и сгруппирован по типам вопросов для их удобного поиска при создании тестов. На основе разработанного банка вопросов авторами, в рамках электронного курса, создано несколько тестов по работе с конкретными измерительными приборами рассматриваемого комплекта: цифровым мультиметром, источником регулируемого напряжения, функциональным генератором и осциллографом.

В настоящее время электронный курс по работе с измерительными приборами комплекта NI ELVIS II+ используется студентами 2 и 3 курсов радиофизического факультета ТГУ в качестве дополнительного информационного и контрольного ресурса при изучении дисциплин «Радиоэлектроника», «Виртуальные приборы LabView» и «Схемотехника аналоговых электронных устройств».

В рамках самостоятельной работы по этим дисциплинам студенты изучают методические материалы по работе с измерительными устройствами и отвечают на вопросы тестов. Результаты тестирования учитываются при выставлении оценок по изучаемым дисциплинам.

По окончанию тестирования студентов авторами, на основе известной методики [12], планируется проведение анализа его результатов с целью выяснения какие вопросы оказались наиболее простыми для студентов, а какие наиболее сложными.

Авторами разработан банк контрольных вопросов по работе с измерительными приборами комплекта NI ELVIS II+, включающий широкий набор контрольных вопросов различных типов. Подготовлен и внедрен в учебный процесс набор тестов по работе с измерительными приборами из этого комплекта. Планируемый сравнительный анализ контрольных вопросов позволит повысить качество тестов.

Список публикаций:

[1] Потемкина С.В., Миндрина А.А. // Системный анализ в науке и образовании. – 2019. – № 2. – С. 38–44.
[2] Мельникова А.Я., Кириллова И.К., Ваганова О.И. // Вестник Оренбургского государственного университета. – 2020. – № 3 (226). – С. 99–105.
[3] NI ELVIS II. Учебный курс [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://training-labview.ru/templates/standard/opencore/coreElVIS/, свободный (дата обращения: 01.08.2023)
[4] Жуков А.А. // Компьютерные измерительные технологии: Материалы I Международного симпозиума. – М.: ДМК Пресс, 2015. – С. 179–182.
[5] Дорофеев И.О., Доценко О.А., Кочеткова Т.Д., Кулешов Г.Е., Новиков С.С., Павлова А.А. // Известия вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 10/3. – С. 183–187.
[6] Жуков А.А., Дейкова Г.М., Ващенко Д.А., Сахарчук О.В., Сорокин М.А. // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 8/3. – С. 231–232.
[7] Дейкова Г.М., Жуков А.А. // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9/3. – С. 291–292.
[8] Жуков А.А. // Современное образование: содержание, технологии, качество. – 2017. – Т. 1. – С. 224–226.
[9] Жуков А.А. // Инновационные, информационные и коммуникационные технологии. – 2016. – № 1. – С. 66–69.
[10] Zhukov A.A., Dotsenko O.A., Kochetkova T.D., Novikov S.S., Pavlova A.A. // 2015 International Siberian Conference on Control and Communications, SIBCON 2015 - Proceedings. – 2015. – С. 7147045.
[11] Черкашин М.А., Духанов А.С. // Восемнадцатая всероссийская конференция студенческих научно-исследовательских инкубаторов. – 2021. – С. 261–265.
[12] Протасова И.В., Толстобров А.П., Коржик И.А. // Вестник ВГУ, серия: Системный анализ и информационные технологии. – 2014. – № 3. – С. 61–72.

Возможности «метода микрокейсов» в преподавании естественно-научных дисциплин

Вячистая Юлия Валерьевна
Томский государственный университет
E-mail: julvv@mail.tsu.ru

Беспокойная преподавательская натура провоцирует нас на поиск новых форм обучения не только с целью повышения качества усвоения учебного материала, но и как вариант борьбы со студенческой скукой и профессиональным выгоранием педагога.

В современном образовательном пространстве мы наблюдаем множество обучающих элементов (подразумеваются некие, хотя и разнородные, но общеизвестные базовые объекты и процедуры с ними, на которые можно условно «разложить» образовательный процесс, к примеру: «задача», «дискуссия», «тест», «упражнение», «монологическая лекция» и пр.). Они могут быть адаптированы под конкретные образовательные цели как в самостоятельном виде, так и формируя образовательную технологию (как целостную совокупность логически связанных и взаимно обусловленных элементов).

Автором на базе дисциплины «Химия» (модуль по выбору «Твердотельная электроника», ООП «Радиофизика, электроника и информационные системы», направление 03.03.03 Радиофизика, радиофизический факультет Томского госуниверситета,) был использован сокращенный и адаптированный вариант технологии «case study», который можно условно назвать «**учебным микрокейсом**».

Цель: оперативно повторить и закрепить материал пройденной темы в части как понимания предметной области, так и использования основных закономерностей и выражений.

Описание: каждое задание представляет некую ситуацию, демонстрирующую необходимость воспользоваться изученным материалом в некотором контексте.

Особенности

• Наличие нарратива и героев. Они могут быть частью знакомого слушателям сюжета (к примеру, литературные или персонажи массовой культуры) либо быть полностью вымышленными и действовать в ситуации, обусловленной их известными признаками (Тони Старк – инженер и изобретатель, Северус Снейп – зельевар и алхимик и пр.), но неожиданной (в том числе и откровенно фантастической). Отсылки к знакомым историям и невольное отождествление слушателями себя с героями задают эмоциональную вовлеченность и формируют ассоциации, улучшающие запоминание материала. А вымышленные объекты и процессы избавляют от соблазна подсмотреть ответы в справочной литературе и пр.

• Допустима избыточность начальных условий и известных параметров, что позволяет выбирать оптимальный способ решения из нескольких, исходя, к примеру, из возможных потребностей героев.

• Допустима неполнота исходных данных, что позволяет это обнаружить и порассуждать о способах получения необходимой информации.

• Некоторая «информационная зашумленность» (детали ситуации, имена собственные и пр.) вынуждает «фильтровать» информацию, позволяет тренировать внимание, навыки выделения значимого в ситуации.

• Желательно «вывести» цель выполнения задания за пределы предметной области. Например, в виде необходимости принятия неких решений (Пример №1) или оценку выгоды/расходов (Пример №3) на основе полученных результатов, что дополнительно демонстрирует реальные последствия использования изученного материала.

Предполагаемый микрокейс может решаться:

- небольшой группой учащихся с некоторым общим письменным или устным отчетом;

• персонально с возможностью участия учебной группы в обсуждении (по аналогии с «решением задач у доски») в ходе аудиторного занятия;

- в виде варианта самостоятельной работы студента.

Микрокейс может быть представлен с помощью средств мультимедиа: портреты героев, крохотные фрагменты музыкальных тем из фильмов и пр., что дополнительно активирует образное мышление и делает учебный материал для студентов более ярким и запоминающимся.

Ниже приведены примеры микрокейсов для некоторых закрепляемых тем.

1. Уравнение состояния идеального газа. Сомнительные личности, представившиеся как Фокс Малдер и Дана Скалли и утверждающие, что торгуют вибраниумом, склоняют Тони Старка к многомиллионной сделке, предъявляя в качестве доказательства некие металлические образцы.

В ходе опытов с поспешно раздобытым оборудованием образец массой 500 мг при нагревании до 2000^{O} С перешел в пар объема 500 мл под давлением 0,112 ГПа.

Известно, что в состав настоящего вибраниума входит никель, а также не более 3% от общего числа атомов – бор.

Каков неизвестный металл? Не обманывают ли Тони уже на начальном этапе? Как вы считаете, стоит ли ему продолжать вести переговоры дальше?

2. Параметры компонентов раствора. Для увеличения срока действия аконитового зелья профессор Северус Снейп планирует добавить в готовый продукт порцию магически активированной серы (согласно рекомендациям Дамокла Белби – изобретателя состава).

Источник необходимой серы - гранулированный порошок из скорлупы яиц пикси, массовая доля S в к-ром - 0,01.

Однако, гранулы заранее следует замочить в огневинном уксусе для получения 0,5% (c, моль/л) экстракта как основы для будущего зелья. При этом экстрагируется не более половины всех атомов S.

Коэффициент активности серы, определяющий его количество исходя из массы объекта и необходимой продолжительности действия, составляет 10^{-7} моль/(кг×час).

Каковы требуемые масса гранул и объем экстракта, если действие зелья должно продлиться 3 суток, а масса профессора Римуса Люпина - 85 кг?

3. Расчет термодинамических потенциалов. Для предновогоднего релиза пробной партии магических светлячков (200 подарочных наборов по 25 штук в каждом) магазину «Всевозможные Волшебные Вредилки» необходимо закупить ингредиенты.

Известно, что светлячки заряжаются особой энергией, выделяемой в виде тепла в ходе некоторых волшебных химических реакций.

Ноу-хау Фреда и Джорджа Уизли - использование реакции окисления углерода, содержащегося в древесине сосны жутколипучей, до углекислого газа.

Какую минимальную сумму предстоит потратить на закупку древесины, если для зарядки одного светлячка требуется 50 кДж тепла, массовая доля углерода в древесине – 40%, ее плотность – 500 кг/м^3, а предпраздничная стоимость кубометра сосны – 400 галеонов?

Основные отличия от традиционных задач

- Наличие контекста, истории, подчеркивающих роль, смысл, реализацию интересов участников процесса вследствие использования решений на основе пройденного учебного материала.

- Эмоциональное вовлечение слушателей. С этой целью предлагается также в начале курса пообщаться со студентами и, например, с помощью опроса, выяснить, каких персонажей они ассоциируют с тематикой изучаемой дисциплины («Пожалуйста, предложите пример контента (герои, история/ситуация, иллюстрации) со ссылкой на источник (книги, комиксы, фильмы, песни, мемы и пр.), которым на ваш взгляд можно воспользоваться для разбора материала в рамках изучаемой дисциплины или составления задач»).

Основные отличия от технологии Case study

- относительно малый объем необходимого для использования материала;

- неизбежная «учебность», т.е. упрощение задачи в сравнении с реальными ситуациями;

- намеренно допускаемая вымышленность контекста (фантастические герои, объекты и их характеристики), но требующая тем не менее вполне реалистичных действий (самый, пожалуй, спорный момент, но Автор на нем настаивает) призвана компенсировать традиционный минимализм и сухость учебных заданий естественно-научных дисциплин, раскрепостить мышление и придать дополнительной смелости;

- возможно решение непосредственно в ходе учебного занятия (обусловлено все тем же малым объемом).

Разработка собственного микрокейса (с любимыми героями!) может также выступать как одна из форм самостоятельной работы студентов в рамках изучаемой дисциплины.

Использование системы Moodle для организации междисциплинарных проектов по робототехнике и программированию в LabView

Жуков Андрей Александрович
Доценко Ольга Александровна
Вагнер Дмитрий Викторович
Томский государственный университет
Email: gyk@mail.tsu.ru

Жизнь современного общества невозможна без цифровых технологий и искусственного интеллекта. Бурное развитие Индустрии 4.0 приводит к появлению новых пользовательских навыков. Например, способность получать, обрабатывать и использовать на практике большой объём данных, взаимодействовать во всех областях жизни с большим набором интерактивных радиоэлектронных устройств с элементами искусственного интеллекта. Робототехнические комплексы и средства, состоящие из программно-алгоритмических и аппаратных решений, позволяют обеспечить полную автоматизацию соответствующего технологического процесса. При этом появляется задача – программным способом соединить используемое оборудование с выбранной системой управления.

Все перечисленное требует подготовки специалистов, умеющих разрабатывать программное обеспечение, позволяющее обычному пользователю взаимодействовать с интерактивными радиоэлектронными устройствами, технологическому оборудованию – с оператором или работать в автономном режиме. Для того, чтобы программное обеспечение выполняло поставленные задачи корректно, необходимо обучать студентов не только программированию, но и основам работы радиоэлектронных устройств, которые они будут программировать. На данный момент российская промышленность остро нуждается в профессионалах такого класса [1, 2].

Инженер-электроник, хорошо зная аппаратную часть радиоэлектронных устройств, не всегда может воспользоваться классическим текстовым языком программирования. Проблема в том, что при классическом обучении программированию на практике ставятся абстрактные числовые задачи, которые сложно применить к реальным устройствам.

Одним из способов решения данной проблемы является использование языка программирования LabView [3], широко применяемого на разных предприятиях и в университетах мира. Отличие языка программирования G, используемого в LabView, заключается в применении интуитивно понятных пользователю обозначений, чем код, основанный на текстовой записи. Это позволяет достаточно эффективно и быстро соединять между собой разнообразные электронные устройства [4].

Известно, что Arduino является мощной платформой электронного прототипирования, используемой миллионами людей по всему миру для создания разнообразных проектов. Она позволяет пользователям легко подсоединять разнообразные датчики и физические объекты к микроконтроллеру, даже если они не являются специалистами в электронике. Но использование Arduino требует знание языка программирования высокого уровня C/C++, изучение которого не всегда является легкой задачей. И здесь на помощь может прийти LabVIEW [5, 6].

Цель статьи – познакомить читателя с междисциплинарным подходом при обучении робототехнике и программированию студентов радиофизического факультета Томского государственного университета с учетом требований настоящего времени.

Целью освоения дисциплины «Основы робототехнических систем и комплексов» является формирование у студентов знаний, умений и компетенций по конструированию и программированию робототехнических систем и комплексов; ознакомление студентов с областями применения, историей и современными направлениями развития робототехнических систем и комплексов.

Для успешного прохождения курса студенты должны иметь знания в области электроники и программирования. Основой курса являются лабораторные работы, на которых студенты, используя контроллеры Arduino, аналоговые и цифровые датчики, двигатели постоянного тока, сервоприводы, ЖК дисплеи и семисегментные индикаторы конструируют и программируют различные цифровые устройства.

Лабораторные работы поделены на несколько разделов: работа с многофункциональным шилдом Arduino, работа с цифровыми и аналоговыми датчиками, работа с устройствами вывода информации, работа с двигателем постоянного тока и сервоприводами, управление Arduino через ИК-интерфейс. По каждой лабораторной работе студенты предоставляют письменный отчёт с подробным описанием проделанной ими работы. В качестве итогового задания, каждый студент выполняет индивидуальный проект – разрабатывает и программирует робототехническое устройство или комплекс.

Далее студенты защищают свои проекты с практической демонстрацией его работоспособности. Внешний вид одного из комплексов, разработанного в рамках индивидуального проекта, и его структурная схема представлены на *рис. 1* и *2*, соответственно. Разрабатываемый комплекс представляет собой прототип автономного робота с возможностью мониторинга окружающей среды на основе платы Arduino UNO. Устройство позволяет измерять расстояние до препятствия при помощи лазерного дальномера, основанного на чипе VL53L0X. Функцию контроля параметров окружающей среды выполняет датчик AHT10. Конечным результатом является модель робототехнического комплекса, способного обнаруживать и объезжать препятствия, параллельно производя замеры температуры и влажности окружающей среды [7].

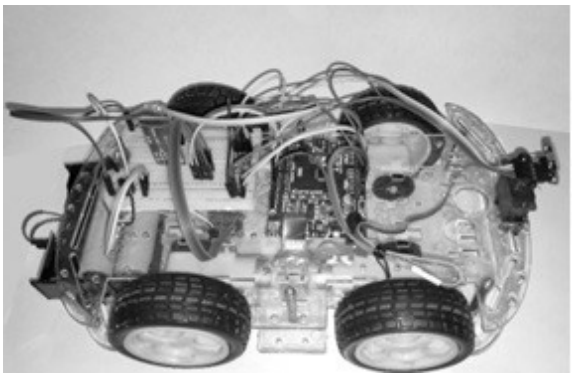


Рис. 1 Внешний вид прототипа автономного робота на основе микроконтроллера ATmega 328 для сбора климатических параметров [7]

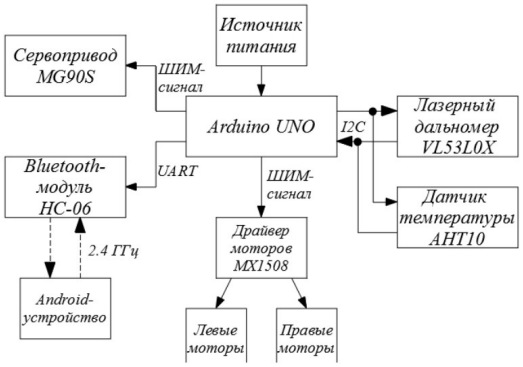


Рис. 2 Структурная схема прототипа автономного робота на основе микроконтроллера ATmega 328 для сбора климатических параметров [7]

Стоит отметить, что реализация курса «Основы робототехнических систем и комплексов» возможна и в дистанционном формате обучения. Особенности ведения курса и выполнения лабораторных работ студентами представлены в работе [8].

После изучения курса «Основы робототехнических систем и комплексов» студенты изучают дисциплину «Технологии организации приборных интерфейсов», в которой знакомятся с использованием системы программирования LabView для сбора данных, управления работой внешнего оборудования и обработки результатов измерений [9]. Эта система может работать и с контроллерами Arduino. Взаимодействие LabView с Arduino может быть организовано несколькими способами: на основе драйвера VISA или дополнительных модулей LIFA или LINX [10, 11].

Все эти способы широко используются при создании программно-аппаратных комплексов LabView+Arduino для автоматизации измерений. Например, программы на основе способа LabView+VISA используются для получения данных от термодатчика DS18b20 [12] и при работе с интегральными датчиками и преобразователями, имеющими последовательные интерфейсы I2C и SPI [13].

Для реализации способа LabView+LIFA необходимо сначала установить модуль LIFA [14]. Программы на основе способа LabView+LIFA применяются для фотоплетизмографических измерений [15] и в задачах имитационного моделирования технологических процессов [16].

Реализация способа LabView+LINX подробно изложена в работе [4]. Этот способ используется для работы с модулем часов реального времени DS1307 [17] и программирования генераторов на основе устройств прямого цифрового синтеза [18].

В системе Moodle для студентов создан электронный учебный курс, в котором им предлагается выбрать проект по программированию системы сбора данных, обработки результатов измерений и управления работой измерительного оборудования. За основу такого проекта студенты могут взять проект (или его часть), выполненный ранее в курсе «Основы робототехнических систем и комплексов», реализовав его в виде программно-аппаратного комплекса LabView+Arduino. Кроме разработанного комплекса в качестве отчета по проекту студентам предлагается подготовить презентацию о работе комплекса и разместить ее в элементе «семинар» электронного ресурса, чтобы оценить их работу мог не только преподаватель, но и другие студенты.

В электронном ресурсе представлены презентации проектов, выполненные в предшествующие годы. Например, на *рис. 3а* представлена лицевая панель виртуального прибора (ВП) для вывода текста на двухстрочный дисплей. Результаты работы этой программы представлены на *рис. 3б*. Для создания этого ВП был использован драйвер VISA.

Также в качестве примеров представлены отчеты студентов по созданию программно-аппаратных комплексов LabView+Arduino для работы с семисегментным индикатором, датчиком температуры LM35, сервоприводом, шаговым двигателем, датчиком Холла, лазерным модулем KY-008 и ИК приемником KY-022 и другие проекты.

а *б*

Рис.3 Лицевая панель виртуального прибора для вывода текста на двухстрочный дисплей (а) и результат работы этого ВП (б)

Реализация междисциплинарных проектов позволяет сформировать у студентов навыки использования современных программных средств и измерительного оборудования для создания автоматизированных комплексов по сбору данных, управлению работой измерительных устройств и обработке полученных результатов.

Список публикаций:

[1] Гагарина Д.А., Гагарин А.С. // Современная аналитика образования. 2019. № 6 (27). С. 5-101.
[2] Гагарина Д.А., Косарецкий С.Г., Гагарин А.С., Гошин М.Е. // Современная аналитика образования. 2019. № 6-2 (28). С. 5-88.
[3] Трэвис, Д. LabVIEW для всех: справочник / Д. Трэвис, Д. Кринг. — М.: ДМК Пресс, 2015. — 904 с.
[4] Schwartz M., Manickum O. Programming Arduino with LabVIEW. –UK, Birmingham: Packt Publishing Ltd, 2015. – 90 p.
[5] Евдокимова Т.С., Фаткуллина Л.Ф., Валиева Д.З. // XXV Туполевские чтения (школа молодых ученых). Материалы конференции. Сборник докладов. В 6-ти томах. Казань, 2021. С. 223-228.
[6] Kuan W.-H., Tseng C.-H., Chen S., Wong Ch.-Ch. // J. Sci. Educ. Technol. 2016. V. 25. P. 427–438.
[7] Косарев, Г. И. // Восемнадцатая Всероссийская конференция студенческих научно-исследовательских инкубаторов, Томск, 05–07 мая 2021 года. – Томск: Изд-во СТТ, 2021. – С. 48-52.
[8] Вагнер Д.В., Доценко О.А., Долгов Г.А., Косарев Г.И // Современное образование: повышение конкурентоспособности университетов: материалы междунар. науч.-метод. конф. Томск: Изд-во Томск. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники, 2021. В 2. ч., Ч.2., С. 68–72.
[9] Жуков А.А. Система программирования LabVIEW. Основы работы: Учебно-методическое пособие. – Томск: Изд-во СТТ, 2020. – 150 с.
[10] Жуков А.А., Ткачёв М.А. // Сборник трудов конференции NI Academic Days 2017. - М., 2017. - С. 150-153.
[11] Духанов А.С., Черкашин М.А. // Девятнадцатая всероссийская конференция студенческих научно-исследовательских инкубаторов. Томск: Изд-во СТТ, 2022. С. 130-135.
[12] Ромашихин М.Ю., Лебедева Е.Д., Брысин А.Н. // Инновационные технологии в электронике и приборостроении. Сборник докладов Российской научно-технической конференции с международным участием. Москва, 2021. С. 277-282.
[13] Тимохин П.А., Копытов С.М. // Производственные технологии будущего: от создания к внедрению. Материалы VI Международной научно-практической конференции молодых ученых. В 2-х частях. Часть 1. Комсомольск-на-Амуре, 2023. С. 286-289.
[14] Installing LabVIEW Interface for Arduino Toolkit Using VI Package Manager // knowledge.ni.com. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://knowledge.ni.com/KnowledgeArticleDetails?id=kA03q000000YHdSCAW&l=ru-RU – (дата доступа: 10.07.2023)
[15] Гренков В.Л. // Российская научно-техническая конференция с международным участием. Информатика и технологии. Инновационные технологии в промышленности и информатике. Сборник докладов конференции. 2019. С. 79-83.
[16] Киктев Н.А., Мирошник В.А., Лендел Т.И., Иваненко В.И. // Инновации в сельском хозяйстве. 2020. № 2 (35). С. 51-61.
[17] Савина Л.Ю., Соловьев П.Р., Масанов Д.В., Захаркина С.В. // Сборник научных трудов кафедры автоматики и промышленной электроники. Москва, 2021. С. 111-114.
[18] Жуков А.А., Ткачёв М.А.// Современные технологии в науке и образовании - СТНО-2018. Сборник трудов международного научно-технического форума: в 11 томах. Т.9. Рязань, 2018. С. 73-76.

Опыт организации текущего контроля в теоретической части курса

Кочеткова Татьяна Дмитриевна
Доценко Ольга Александровна
Томский государственный университет
E-mail: tdk@mail.tsu.ru

Согласно ст. 43 Федерального закона «Об образовании в Российской Федерации» от 29.12.2012 года №273-ФЗ с изменениями 2021 года [1], обучающиеся обязаны добросовестно осваивать образовательную программу, выполнять индивидуальный учебный план, в том числе посещать предусмотренные учебным планом или индивидуальным учебным планом учебные занятия. Разработанные на основе закона «Правила внутреннего распорядка обучающихся НИ ТГУ» [2] устанавливают обязательность посещения студентами лекционных и практических занятий, предусмотренных учебным планом. Порядок проведения контроля посещаемости занятий закреплен в «Положении о промежуточной аттестации в НИ ТГУ» [3], которое также устанавливает следующие формы текущего контроля успеваемости обучающихся: устный опрос, коллоквиум, проверка индивидуального задания (в том числе – доклада, эссе, реферата), групповой проектной работы, тестирование, защита курсовой работы (курсового проекта). В целях стимулирования активности обучающихся допускается использование при реализации ООП / ОПОП балльно-рейтинговой системы.

Эффективное оценивание и систематический текущий контроль являются важными для планирования сроков обучения студентов по отдельным темам в рамках соответствующей дисциплины.

Согласно работе [4], формы контроля успеваемости студентов высших учебных заведений претерпевают изменения. Происходит изменение концепции обучения с «объяснение – повторение – закрепление» на «самостоятельное изучение – решение – проверка – исправление». В связи с этим изменяется и фонд оценочных средств, и в настоящий момент времени на смену традиционным коллоквиумам и устным опросам приходят разнообразные интерактивные формы контроля. К таким формам относится он-лайн тестирование.

Чаще всего для проверки достижений обучающихся используют промежуточное тестирование, которое проводится после прохождения большой темы, и итоговое тестирование по всему пройденному материалу дисциплины. В некотором смысле промежуточное тестирование заменяет традиционный коллоквиум. Проведение он-лайн тестирования возможно при наличии у 100% обучающихся устройств с выходом в сеть Internet, и в данный момент времени это не является препятствием для такой формы контроля.

В работе [5] авторы отмечают, что текущее оценивание, в зависимости от поставленных задач, может включать несколько типов оценки достижений студентов. Оно может быть диагностирующим, формирующим, суммирующим, или стандартизированным (т.е. критериальным), должно соответствовать возможностям обучающегося, а также содержанию и уровню подготовки. С другой стороны, текущее оценивание может быть формальным (например, тестирование), неформальным (наблюдение за выполнением заданий, опросы) или смешанным. Формальное и неформальное оценивания помогают преподавателю определить пробелы в знаниях и целенаправленно планировать задания.

Авторы работы [6] отмечают, что «несмотря на то, что количество часов контактной работы в высших учебных заведениях постоянно уменьшается, лекция остается основной формой учебного процесса. Необходимо обеспечить контроль усвоения полученной информации, в том числе, путем тестирования обучающихся. В этом случае удается добиться перехода от пассивного фиксирования содержания лекции в студенческом конспекте к его активному восприятию, оптимизировать обратную связь между лектором и слушателями, наконец, просто повысить посещаемость лекций».

При контактной работе на лекциях нами предлагается подход экспресс-тестирования по окончанию микротемы непосредственно после изложения материала. Тест состоит из 3-5 вопросов на 5-7 минут Это позволит понять, что студент услышал во время взаимодействия с преподавателем, а также получить обратную связь по материалу. Другой вариант – проводить тестирование в начале занятия по пройденному материалу предыдущих лекций по 10 вопросов на 15 минут.

Этот метод текущего контроля использовался нами при преподавании дисциплин: «Радиоэлектроника», «Устройства приема и обработки сигналов», «Основы конструирования и технологии производства радиоэлектронных систем».

Были проведены итоговые опросы студентов для обратной связи и анализа эффективности такого подхода.

Результаты опросов приведены на рисунках.

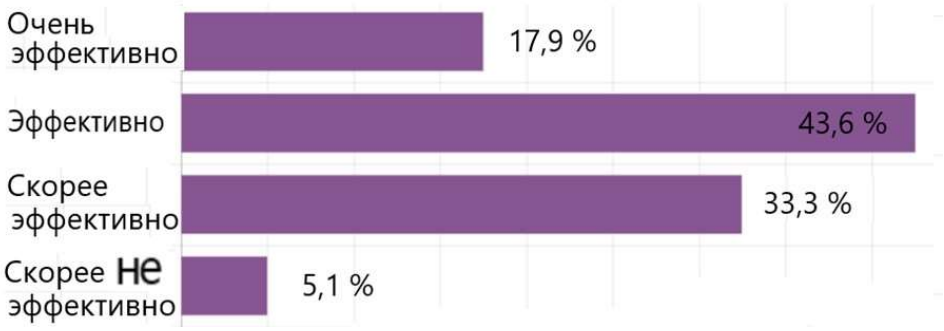


Рисунок 1 – Распределение ответов на вопрос «Насколько эффективно, по Вашему мнению, проведение тестирования во время лекций для усвоения материала?»

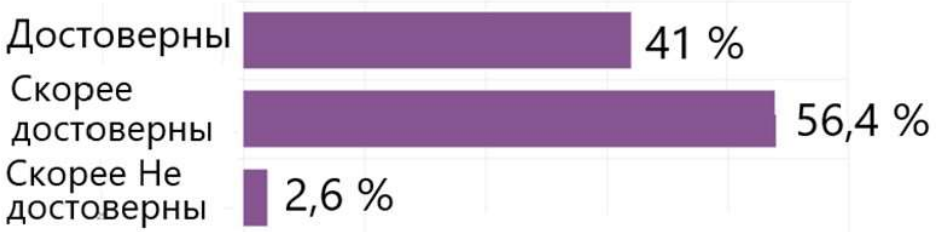


Рисунок 2 – Распределение ответов на вопрос «Насколько достоверны, по Вашему мнению, результаты тестирования?»

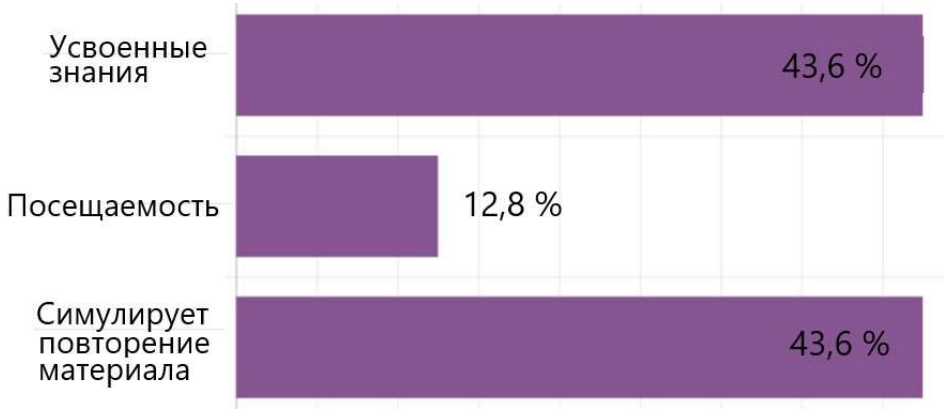


Рисунок 3 – Распределение ответов на вопрос «Что более всего отражает тестирование во время лекции?»

Видно, что в целом студенты положительно относятся к такой форме текущего контроля. Это доказывает и выборка отзывов в форме эссе. Особенно приятно и показательно, что студенты были откровенны и отзывчивы в своих ответах.

Таблица 1 – Отзывы студентов о тестировании во время лекций

Вопрос	Ответы
Что даёт тестирование и что отражает более всего: усвоенные знания, посещаемость,	Заставляет лучше запомнить материал и пошевелить серыми клеточками Проверку своей памяти по прошедшей лекции. Закрепляется материал, и всегда интересно узнать, сколько баллов набрал твой товарищ, чтобы самоутвердиться. Даёт обязательное изучение материала к каждой последующей лекции

стимулирует повторение?	Дает возможность оценить, как понял новый материал. Мотивацию присутствия на лекции + проверка насколько студент запомнил материал Даёт информацию по материалу и указывает важные аспекты информации Дает возможность структурировать информацию после лекции Понимание сути процесса, усвоение материала, получение доп. знаний Понять, какую часть из материалов плохо усвоил. Позволяет повторно вспомнить материал. Повышает процент информации, усвоившейся после лекции Тестирования больше отражают зазубривание студентом информации, чем ее понимание. Тесты полностью соответствует пройденному материалу, помогают лучше усвоить и отработать пройденный материал То, что отмечают посещаемость, заставляет не пропускать занятия. Тесты не сложные, нацелены на восполнение и усвоение пройденного материала Не люблю тесты, но как средство контроля остаточных знаний вполне допустимо. Тесты оцениваю на 5. Помогают повторить пройденный материал, вопросы практически всегда соответствуют лекциям Тест по пройденному материалу позволяет вспомнить и восполнить материал лекций. Это хороший способ освежить знания. Внезапный тест дает студенту возможность быстро вспомнить материал, но иногда это играет злую шутку Тесты были полезны, так как позволяли закрепить пройденный материал. Удобный способ изучения материала Тесты безусловно помогают структурировать все знания, полученные на данной лекции. Считаю, что введение тестов положительно сказывается на качестве обучения. Более эффективным на мой взгляд является все же отработка на практике, чем тестирования. Тестирования больше отражают зазубривание студентом информации, чем ее понимание.
Как Вы оцениваете количество и решаемость тестов по лекционному материалу?	Оцениваю на 4 из 5, задания эффективны. Нормальное количество тестов; есть вопросы, над которыми нужно подумать; Количество и решаемость тестов считаю приемлемыми. Тесты полностью соответствует пройденному материалу Если студент ознакомился с материалом лекций, то ему не составит труда решить данные тесты. Количество оптимальное. Тесты полностью соответствует лекция, довольно просты в понимании вопроса Тесты довольно не сложные. По делу. Удобно, что все вопросы были конкретно по той теме, которую изучаем. Порой тесты бывают сложноваты, но вроде бы решаемы Еще с курса радиоэлектроники, выполнение тестов во время занятия довольно трудно. Например, если вопрос включает в себя подсчет задач или расположение блоков, то просто недостаточно времени на прохождение теста с телефона.

	Тесты нормальные, но можно было бы и без них.
Ваши пожелания по применению текущего тестирования на лекции	Чтоб была возможность просмотра своих ошибок (хотя бы после окончания общего времени тестирования) Заранее сообщать, когда будет тест ☺ Все восхитительно Сделать как можно меньше задач, а так же увеличить погрешность в них Проводить тесты не в конце лекции по текущей теме, а в начале следующей лекции по предыдущей теме Форма тестирования понравилась, было очень интересно Все круто! Увеличить время на тесты Возможность переписать тест, но уже с другими вопросами, например как в курсе ЧМИМ Для лучшего усваивания материала, я бы добавил тесты, которые студенты должны проходить дома, уже после лекции Мне кажется, что делать тест в конце лекции по только что пройденному материалу не совсем эффективно. Стоит проводить их в самом начале следующей лекции. У меня иногда вызывали затруднения вопросы Как я считаю, лучше сделать один тест каждые 3-5 лекций, чтобы этот тест включал в себя вопросы по этим лекциями, а не тест после каждой лекции, ведь тест даётся прямо на паре без возможности по максимуму усвоить материал, и вероятность написания теста на удовлетворительную оценку осень высока.

Полученный опыт мы оцениваем как положительный. С учетом пожеланий студентов мы будем продолжать использовать экспресс-тесты на лекциях и рекомендуем лекторам применять этот метод текущего контроля.

Список публикаций:

[1] Об образовании в Российской Федерации: Федеральный закон №273-ФЗ: от 29.12.2012: с изм. на 14 июля 2022 г.
[2] Правила внутреннего распорядка обучающихся НИ ТГУ: утверждены Приказом ректора НИ ТГУ от 12.05.2005, 33 с.; с изменениями от 01.04.2022 № 253/ОД. 3 с.
[3] Положении о промежуточной аттестации в НИ ТГУ: утверждено Приказом ректора НИ ТГУ от 31.05.2021 №519/ОД. 20 с.
[4] Гельман В. Я. // Современное образование. 2019. № 2. С. 52.
[5] Rivera M. O., McKeithan G. K. // Learning Disabilities Research & Practice. 2022. V. 37(3). P. 216.
[6] Балашова О.М., Брагазина О.А., Курдюмов Г.М. // Известия вузов. Химия и химическая технология. 2013. Т. 56, № 1. С. 107.

УДК 658.5.012

Сохранение научного и инженерного наследия Ярковского в ТГУ

Горст Илья Владимирович
Мещеряков ВладимирАлексеевич
Дунаевский Григорий Ефимович
Томский государственный университет
mva@mail.tsu.ru

Оценка параметров гравитационного взаимодействия масс Солнца, Земли, Луны и других планет - предмет пристального внимания ученых прошлых столетий. Теоретические и практические результаты, полученные мировыми светилами за это время, позволили человечеству заглянуть в удаленные уголки солнечной системы. Не обошли стороной эти исследования и ученых Томского Императорского университета. В связи с решением таких задач в университете была создана и активно работала с 1911 по 1913 годы сейсмическая станция, которая располагалась на территории Ботанического сада. Для практического определения параметров гравитационного взаимодействия применялись различные устройства. Одним из таких устройств являлся маятник Ярковского [1,2]. В конце девятнадцатого столетия И. О Ярковский разработал устройство, напоминающего маятник, для демонстрации вертикального перемещения земной коры под действием гравитационных сил планет. Это устройство напоминало рычаг с центральным упором, установленным на массивное основание. На одном конце рычага располагался массивный груз (его можно было перемещать при настройке устройства), на другом - пружина, прикрепленная к основанию. Устройство (*рис. 1*), в честь изобретателя, называли гравитоскоп (или просто маятник) Ярковского. Под действием масс планет груз совершал вертикальные колебания (перемещения). Для фиксации колебаний использовалась шкала или лента бумаги, на которой чернильное перо, прикрепленное к концу свободного плеча рычага, отображало относительную величину гравитационного воздействия планет (в первую очередь Луны, Солнца, и так далее).

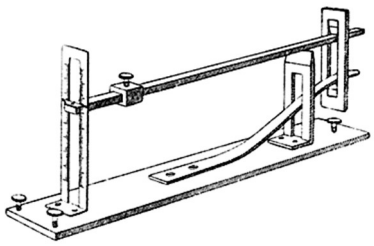


Рис.1 – Гравитоскоп Ярковского [1].

Измерения, проводимые с помощью такого прибора, были утомительны и обладали большой погрешностью. Это было скорее устройство для демонстрации явления, нежели измерительный прибор.

В современном мире задача измерения параметров гравитационного взаимодействия остается актуальной и требует современных решений. Таких решений немало, но целью данной работы является не создание еще одного типа гравиметра, а восстановление использованного в Томском университете в начале прошлого столетия, но затем утраченного маятника Ярковского. Наша группа попыталась это сделать, сопроводив маятник простой, понятной и современной схемой регистрации его перемещений.

В основу устройства взят принцип рычага, предложенный Ярковским. Чертеж устройства с измерительным датчиком представлен на рисунке 2. На рисунке 3 приведена фотография датчика. Главной задачей модернизации маятника было создание чувствительного электронного датчика перемещения с возможностью превращения его показаний в цифровой формат для индикации и хранением результатов на сайте факультета (в дальнейшем университета) в текущем формате времени.

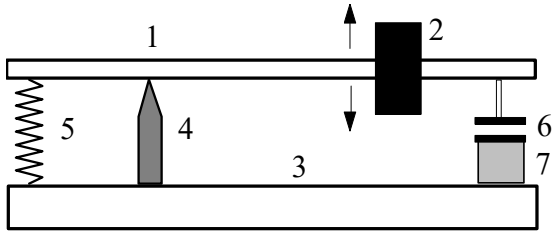


Рис. 2 – Конструкция маятника. 1– рычаг маятника, 2 – груз, 3 – основание маятника,

4 – упор для рычага, 5 – пружина, 6 – пластины плоского конденсатора, 7 – датчик перемещения.

Для измерения амплитуды вертикальных колебаний груза разработан емкостной датчик. Датчик представляет собой колебательный контур, возбуждаемый генератором гармонического сигнала.

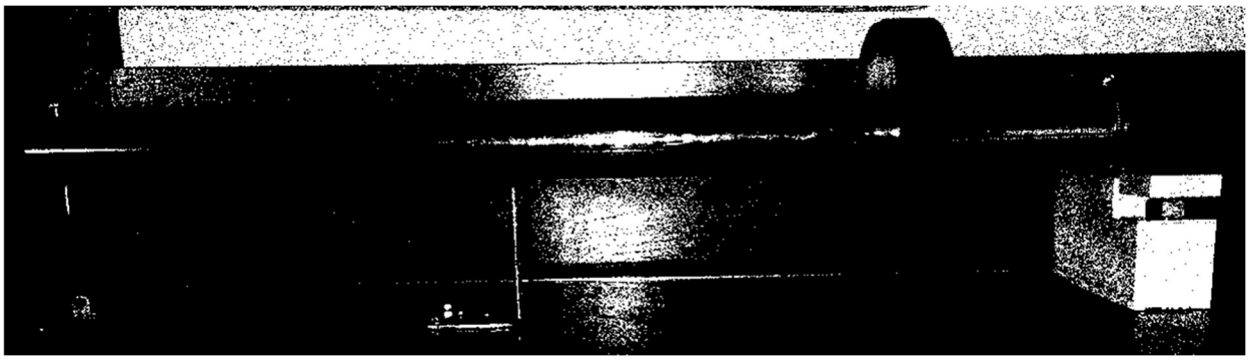


Рис. 3 – Фотография действующего, модифицированного маятника Ярковского.

Изменяемым параметром контура являлась емкость конденсатора, одна из пластин которого установлена в фиксированном положении на поверхности измерительного датчика (на основании маятника), а вторая закреплена на конце рычага маятника. В качестве генератора накачки колебательного контура применена программируемая микросхема генератора сигналов AD 9833. Подстройка частоты генератора осуществлялась программно с помощью среды разработки ArduinoUno по протоколу интерфейса SPI. Собственная частота созданного контура равна 350 Кгц, когда рычаг маятника находился в среднем (условно среднем) положении. Частота генератора подстраивалась к середине левого линейного участка резонансной характеристике контура. Калибровка частотной шкалы в единицах веса осуществлялась с использованием гирь аналитических измерительных весов. Амплитуда вынужденных колебаний определялась на сопротивлении в цепи контура. Для увеличения чувствительности датчика был рассчитан и сконструирован усилитель с детектором в качестве нагрузки. Напряжение с детектора поступал на вход аналого-цифрового преобразователя микроконтроллера среды разработки ArduinoUno. Результат преобразования, посредством протокола UART, передавался на радиоканальный передатчик NodeMCU и по протоколу TCP/IP в проводные линии связи для дальнейшего использования. Программирование датчика и его интерфейса проводилось в среде LabVIEW.

Первые натурные измерения работы модернизированного маятника Ярковского проводились в 2022 году, когда в солнечной системе наблюдались интересные явления: солнечное затмение; суперполнолуние; лунное затмение; осеннее равноденствие. На рисунке 4 представлены два интервала наблюдений.

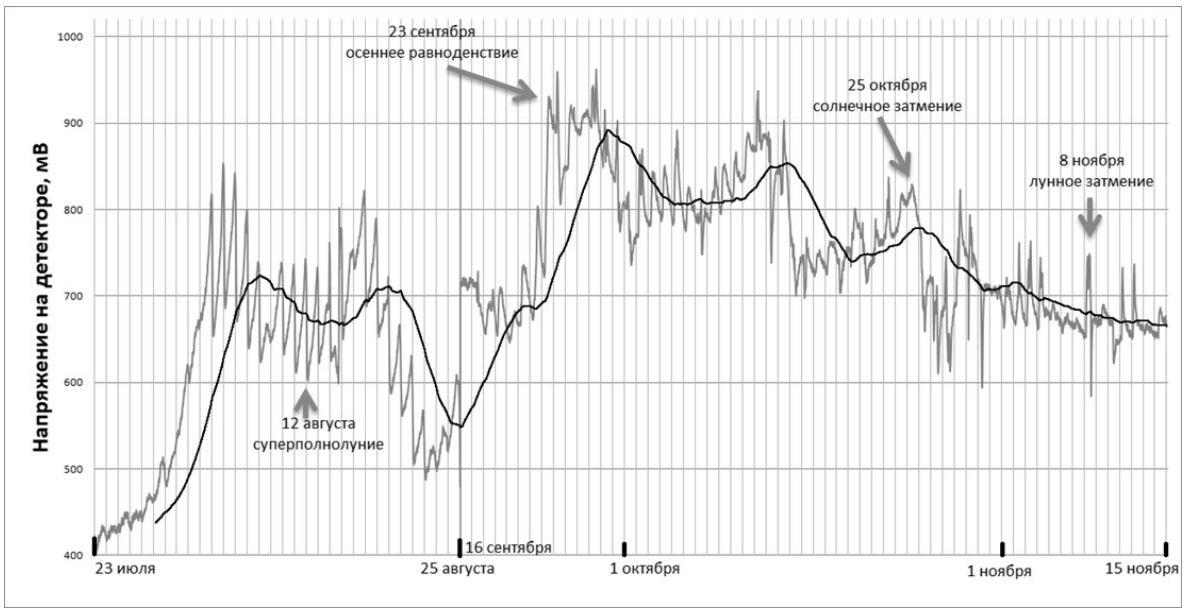


Рис. 4 – Показания измерений маятника в период с 25 июня по 15 ноября.

На рисунке хорошо прослеживаются все перечисленные астрономические события. Особенно ярко видны суточные вращения Земли (мелкомасштабные во времени, но значительные по амплитуде). Усредненная кривая выявляет фазы Луны. Спектральный анализ полученных результатов должен выявить и другие вариации планет солнечной системы, но для этого необходимы большие интервалы времени наблюдения.

В заключение можно отметить, что научное и инженерное наследие исследователей ТГУ сохраняется и приобретает современное звучание. Информация о маятнике, работе датчика и его показания располагаются на созданном для демонстрации данного прибора локальном сервере. В дальнейшем планируется вывод ее на сайты ТГУ. На рисунке 5 приведен фрагмент страницы сайта.

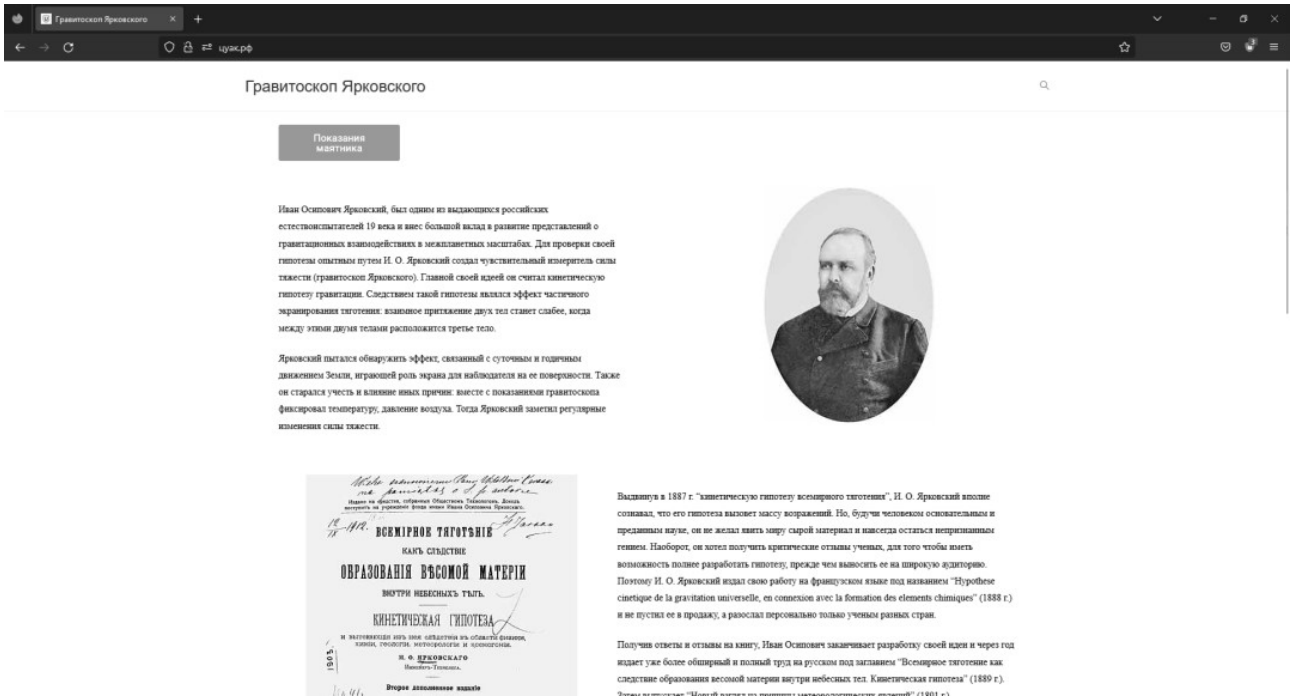


Рис. 5 – Фрагмент страницы сайта.

Список публикаций:
[1] Ессеев М. К., Матвеев В. И // Физический вестник Поморского университета. Архангельск: Изд-во Поморского ун-та. 2006. № 4. С.35.1 Иван Осипович Ярковский. URL:https://elib.bsu.by/bitstream/123456789/94773/1/%D0%AF%D1%80%D0%BA%D0%BE%D0%B2%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9.pdf (дата обращения 10.01.2021).
[2] Ярковский И. О. Всемирное тяготение как следствие образования весомой материи внутри небесных тел. Кинетическая гипотеза и вытекающие из нее следствия в области физики, химии, геологии, метеорологии и космогонии /. И. О. Ярковский. СПб: Изд-во, типография журнала «Строитель», 1912. –268 с.

К возможности построения инженерного образования в классическом университете

Павлова Александра Андреевна
Вячистая Юлия Валерьевна, Доценко Ольга Александровна,
Кочеткова Татьяна Дмитриевна,
Томский государственный университет
E-mail: sandy.surname@gmail.com

Радиофизический факультет (РФФ) был открыт в 1953 г. – первый из технических факультетов в ТГУ. При организации факультета в качестве системы обучения на РФФ была взята система «ФизТеха», внедрённая также при открытии радиофизических факультетов в четырех классических университетах СССР: Нижегородском ГУ (1945), Киевском ГУ (1952), Харьковском ГУ (1952) и Владимирском ГУ (1958).

Система «ФизТеха» обладает следующими отличительными особенностями:

- подготовка студентов по специальности проводится непосредственно научными работниками базовых институтов на новом техническом оборудовании этих учреждений;
- подготовка в базовых институтах предусматривает индивидуальную работу с каждым студентом;
- каждый студент должен участвовать в научной работе, начиная со второго-третьего курса;
- учебные задания на практических и лабораторных работах имеют исследовательский характер, а не только простое решение типовых задач;
- при окончании института студент должен владеть современными методами теоретических и экспериментальных исследований, иметь достаточные инженерные знания для решения современных технических задач [1].

Еще до перехода на Болонскую систему образования в России на РФФ реализовывалась система обучения, которую в современных терминах можно охарактеризовать как 2+2+1. Независимо от направления подготовки, на которое поступили, первые два года студенты изучают одинаковые базовые фундаментальные предметы, в числе которых математические, физические дисциплины и программирование с упором на алгоритмизацию (фактически – это система общего бакалавриата). Следующие два года, после распределения по кафедрам и появления специальных предметов, соответствующих выбранному направлению обучения, общие специальные дисциплины продолжаются до 4 курса, не зависимо от выбранной специализации, что позволяет развить у студентов кросс-компетентность. В течение заключительного года обучения, студенты проходили преддипломную практику и написание диплома на предприятии соответствующего профиля. С переходом в Болонскую систему последний этап изменился – в течение двух лет магистранты занимаются научной деятельностью.

Программа подготовки инженеров в классическом университете имеет ряд преимуществ:

1. «Классичность», т.е. подготовка по широкому набору дисциплин, которая ведется профессионалами в каждой из областей;
2. Традиции и инфраструктура проведения исследований: руководителями ВКР на всех уровнях являются практикующие специалисты-учёные;
3. Широкие возможности мульти- и кросс-дисциплинарных работ, т.к. в вузе есть большой набор факультетов разных специальностей. Примером может служить совместный грант с филологами по созданию виртуального банка данных диалектов.

Несмотря на острую нехватку инженерных кадров в РФ, количество желающих поступать на технические факультеты и, соответственно, сдавать ЕГЭ по физике неуклонно падает. Авторами статьи разработаны стратегические проекты по привлечению абитуриентов на радиофизический факультет:

1. Создание «Института радиофизики, электроники и фотоники» на базе радиофизического факультета (кафедры и лаборатории), малых инновационных предприятий (результаты проектов «УМНИК на СТАРТ»), при поддержке Центров и Лабораторий НИЧ, занимающихся исследованиями и разработками высокотехнологичной электронной продукции, в которых работают совместителями ППС. Здесь также необходима поддержка промышленных партнеров, которые войдут в Экспертно-аналитический совет по радиоэлектронике и фотонике.

Такая структурная перестройка позволит соединить науку и образование и разработать межкафедральные, межфакультетские, межвузовские проекты, что соответствует программе «Приоритет 2030». Через занятие совместной научно-образовательной деятельностью студентов и молодых научных сотрудников появляется возможность привлечения молодежи к педагогической деятельности.

Для реализации «Третьей миссии» университета, направленной на ускоренное социально-экономическое развитие региона и для привлечения абитуриентов необходимо разработать сетевые программы с колледжами, занимающимися подготовкой по профессиям и специальностям из УГПС 11.00.00 и 12.00.00. С нашей стороны можно предоставить квалифицированные кадры, с их стороны – возможность обучения студентов на современном оборудовании, которым в настоящее время оснащены колледжи.

Также необходимо воспользоваться возможностями СУОС ТГУ и разработать ОПОП по трехлетнему обучению выпускников колледжей профильных специальностей, что позволит увеличить выпуск востребованных специалистов.

Быстрый проект «Радиофизический класс», являющийся результатом совместной инициативы МАОУ СОШ № 58 города Томска и факультета, уже начал реализовываться. Он ориентирован на контактную работу со школьниками на площадках факультета – потенциальными абитуриентами и также вписывается в третью миссию университета.

2. Создание экспертно-аналитического совета по направлению «Электроника и фотоника» из сотрудников факультета, университета и представителей предприятий-партнеров для анализа текущей ситуации в промышленности и формирования фронтирной научной и образовательной повестки факультета, соответствующей Программе научно-технологического развития Российской Федерации [2], программе Приоритет 2030 [3] и ее стратегической цели достижения прорыва по ключевым направлениям реализации СНТР РФ и национальных целей для обеспечения опережающего развития Российской Федерации.

В ТГУ есть достаточно много подразделений, относящихся к электронике. Но эти подразделения разрознены, каждый занимается своим направлением. Горизонтальные связи очень тонкие, либо их нет. Создание Совета позволит консолидировать совместные усилия и получить инструмент взаимодействия ТГУ с партнерами в рамках разнообразных Ассоциаций.

Совет может работать как на достаточно высоком уровне, так и на уровне факультета. Например, в данный момент для поступления на направление подготовки 03.03.03 «Радиофизика» основным предметом является физика. Но известно, что физику с каждым годом сдает все меньше потенциальных абитуриентов, и все больше сдают предмет «Информатика и ИКТ». Причина кроется в престижности у молодежи профессий программиста, а не инженера. И сдать экзамен по предмету «Информатика и ИКТ» намного легче. Поэтому одной из задач Совета во взаимодействии с Ассоциациями вузов и консорциумами, является выработка запроса в Министерство науки и высшего образования РФ сделать предметы по выбору для всех УГСН: физика, ИКТ, химия.

Также Совет во взаимодействии с учебно-методической комиссией факультета сможет быстро адаптировать программы магистратуры для работников предприятий.

Члены Совета также будут подключены к разработке критериев оценки качества образования в рамках реализации проекта трансформации образования на факультете.

3. Разработка новых модульных ОПОП и программ ДПО для направлений электроники, испытывающих санкционное давление, позволит очень быстро реагировать на запросы промышленности и пересобирать образовательные треки по подготовке требующихся специалистов и разрабатывать программы ДПО и ДПП. Это также дает возможность студентам самостоятельно выстраивать индивидуальные образовательные траектории.

Проект предназначен для координация образовательной деятельности и сетевого взаимодействия в рамках Ассоциации вузов ЭКБ. Появляется возможность укрупнения части дисциплин, налаживания горизонтальных связей между вузами в рамках Большого Университета Томска.

В рамках перестройки модели образования и возрождения инженерного образования в Российской Федерации представленная на факультете модель «ФизТеха» является перспективной для рассмотрения. Широкий бакалавриат, который предполагает изучение Организационного, Физико-математического, IT и Социогуманитарного модуля, дополняется научной работой, начинающейся с первого курса. Научная работа на первом-втором курсах проводится в рамках проектной деятельности, но темы всех проектов формулируются согласно специализации факультета. На третьем курсе все студенты изучают специальные дисциплины радиофизического модуля и выбирают свою будущую специализацию: разработка аппаратной части электронных устройств, разработка программной части электронных устройств, интернет 5G, квантовые технологии, оптические технологии и т.д. На четвертом и выше курсе студенты прикрепляются к соответствующим кафедрам только для выполнения научной работы. Узкоспециальные дисциплины, которые требуются для выполнения научных исследований, им даются в рамках научных школ посредством проведения семинаров академическими тьюторами.

Такой подход позволяет сформировать у студентов soft- и self-skills путем ведения ими научных исследований.

Необходимо также ввести в учебные планы педагогику, системный анализ и учебную практику на профильных предприятиях. Эти дисциплины необходимы для формирования специалиста типа «инженер-исследователь-преподаватель».

4. Для совершенствования практической подготовки студентов необходимо создать Центр технологической поддержки студентов БУТ в области электроники (20 мест) и провести апробацию принципов движения рационализаторов в учебном процессе. Для этого имеется опыт: на факультете представлены три компетенции бывшего WorldSills (в настоящее время Движение рационализаторов), два сертифицированных эксперта, экспертный опыт у части преподавателей, победы и призовые места на чемпионатах.

Подобные Центры технологической поддержки являются необходимым условием, входят в стандарт концепции CDIO. Вузы, принявшие на вооружение эту концепцию, имеют у себя такие центры, работающие 7 дней в неделю и открытые для студентов.

Этот проект хорошо вписывается в последние решения о внедрении цифровых кафедр в вузах – участниках программы Приоритет 2030.

Количество имеющегося на данный момент учебного оборудования и аудиторий не позволяет провести масштабирование проекта «Радиофизический класс» при условии контактной работы со школьниками. Поэтому его можно трансформировать в Цифровой радиофизический класс (по аналогии с Цифровыми кафедрами). Но в этом случае, чтобы школьники почувствовали, что такое работа инженера и работа руками, необходимы контактные занятия. Наличие такого Центра позволит проводить интенсивы во время каникул для школьников, обучающихся в Цифровом радиофизическом классе.

Наличие Центра технологической поддержки позволит оформить Студенческое конструкторское бюро (СКБ) и пространство для совместной работы студентов. В данный момент на факультете СКБ фактически имеется, но оно распределено по достаточно большому количеству помещений корпуса, и студентам приходится перемещаться между ними.

Результатом работы такого Центра будет возможность трансформации образовательных программ, и организация самостоятельной работы студентов.

На оборудовании Центра можно осуществлять обучение студентов, и не только, рабочим профессиям (например, радиомонтажник) в рамках факультативных дисциплин или ДПО, чтобы они могли уже на втором-третьем курсе подрабатывать на профильных предприятиях, что является востребованным среди молодежи.

Дальнейшим развитием данного проекта является создание Специализированной виртуальной платформы для очно-дистанционного инженерного образования (минимум 20 мест, максимум – как позволят серверные возможности ТГУ), включающей в себя серверные компьютеры, специализированное инженерное лицензионное программное обеспечение, поддержку системных администраторов 24/7, которая позволит студентам выполнять удаленно задания и проводить виртуальные научные эксперименты, даже не имея у себя мощных компьютеров и лицензий. А школьникам – изучать возможности специализированного программного обеспечения удаленно.

Рабочие программы дисциплин, реализующихся с использованием виртуальной платформы, можно будет переводить в программы ДПО и ДПП, что позволит факультету участвовать в программе «Демография» и «Цифровые кафедры».

Таким образом предлагаемая программа преобразования факультета позволит повысить престиж и привлекательность наших специальностей у абитуриентов, привлечь новые силы и выжить в тяжёлых условиях перемен.

Литература:

[1] Система Физтеха https://mipt.ru/about/general/overall.php

[2] Об утверждении государственной программы Российской Федерации "Научно-технологическое развитие Российской Федерации". Постановление Правительства РФ от 29 марта 2019 г. № 377. http://static.government.ru/media/files/AAVpU2sDAvMQkIHV20ZJZc3MDqcTxt8x.pdf

[3] Приоритет 2030. Лидерами становятся. https://priority2030.ru

Преимущества локально-временного описания и ограниченность спектрального подхода для изучения и понимания радиофизических процессов

Саввин Александр Демьянович
Томский государственный университет, г. Томск
E-mail: savvin208@mail.ru

Полное рассмотрение любого радиофизического процесса, связанного с возбуждением и распространением нелинейных колебаний и волн возможно только с использованием локального в пространстве и временного языка описания. Спектральные представления могут быть только вспомогательным инструментом, упрощающим математическое рассмотрение в простых задачах, связанных с решением систем линейных дифференциальных уравнений.

Неустойчивости колебательных процессов в нелинейном резонансном контуре

Муромцев Ставр Андреевич
Новиков Сергей Сергеевич
Томский государственный университет
E-mail: zic_bog@mail.ru, nss@mail.tsu.ru

1.ВВЕДЕНИЕ

Колебательные контуры с нелинейной емкостью – варикапом широко используется в электронной аппаратуре для автоматического управления резонансными характеристиками. Свойства таких цепей достаточно широко освещены в учебной и технической литературе. Вместе с тем, их динамические характеристики, в том числе переходные процессы и нестабильности различного типа часто остаются за пределами внимания разработчиков и экспериментаторов. Известно [1-3], что в нелинейно-параметрическом контуре кроме вынужденных движений могут возникать различные виды колебательных процессов. Резонансная характеристика колебательного контура с варикапом, в зависимости от вида смещения, имеет характерный несимметричный вид с наклоном как выше резонансной частоты, так и ниже. При достаточно больших сигналах на скатах резонансной характеристики могут возникать гистерезисные явления, которые обычно (на практике) рассматриваются как нестабильности. Характерным свойством указанных цепей является также параметрическое возбуждение колебаний; число частот этих колебаний может быть значительным, а их частоты отличными от частоты внешнего сигнала. Известны также работы [4,5], в которых описывается возможность получения хаотических колебаний. Разработка источников колебаний, работающих в режиме динамического хаоса, по-прежнему является актуальной проблемой.

Таким образом, простая на первый взгляд, резонансная схема является достаточно сложной многочастотной системой. В классической теории нелинейных колебаний рассмотрение нелинейных - силового и параметрического резонансов обычно искусственно разделено [2,3]. Это позволяет простыми аналитическими средствами осуществить математическое описание указанных резонансов. Вместе с тем, эти резонансы могут существовать одновременно в одной и той же схеме, поэтому в каждом конкретном случае приходится применять меры для стабилизации или подавления тех или иных колебаний.

В настоящем сообщении представлены результаты численного моделирования колебательных процессов в нелинейном контуре с варикапом в среде multisim. Показано, что в зависимости от параметров (частоты и амплитуды) внешнего возбуждения и способа смещения нелинейного элемента в контуре может возбуждаться большой набор силовых и параметрических резонансов, обусловливающих нестабильности статического (гистерезис) и динамического (автомодуляция) типов. Целью работы являлась также разработка методики проведения вычислительных экспериментов, позволяющая наблюдать и идентифицировать тонкие эффекты в поведении нелинейной резонансной системы.

2. СИЛОВЫЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

Как известно, наличие в колебательном контуре нелинейной реактивности приводит к трансформации формы резонансной характеристики. Нелинейная зависимость емкости варикапа от напряжения $C(u)$ приводит к тому, что средняя за период емкость $C_1 = \overline{C(\mathrm{u})}$ оказывается функцией амплитуды переменного напряжения на диоде U_1. Поэтому при приближении частоты внешнего воздействия ω к области резонанса происходит сдвиг резонансной частоты $\omega_\mathrm{p} = 1/\sqrt{LC_1(U_1)}$.

Известен также другой вариант поведения нелинейного контура с варикапом. На резонансной частоте в контуре могут развиваться колебания большой амплитуды. За счет нелинейности вольтамперной характеристики p-n перехода в цепи возникает постоянная составляющая тока. Выделяемое фильтром нижних частот постоянное напряжение создает на диоде зависящее от амплитуды U_1 постоянное напряжение $U_{\mathrm{ср}}(U_1)$. Это напряжение называется напряжением автоматического смещения. Напряжение автосмещения сдвигает рабочую точку варикапа влево, что приводит к сдвигу резонанса в сторону большей частоты.

Связь указанных переменных описывается вольтамперной $i(u)$ и вольт-фарадной $C(u)$ характеристиками полупроводникового диода. Наиболее известная модель p-n перехода описывается следующими выражениями:

$$C(u) = \frac{C_0}{\sqrt{1-u/\varphi_k}} \qquad (1)$$

$$i(u) = i_s[\exp(\alpha u) - 1] \qquad (2)$$

В общем случае дифференциальное уравнение колебательного контура с нелинейной емкостью приводится к виду:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q}\frac{dq}{dt} + \omega_0^2 U(q) = \omega_0^2 \left(\frac{E}{\varphi_k}\right) \cos\omega t \quad (3)$$

Здесь $\omega_0 = 1/\sqrt{LC_0}$, $Q = 1/\omega_0 r C_0$ - резонансная частота и добротность контура для случая малого сигнала.

Наличие периодического (гармонического) слагаемого в правой части уравнения (3) описывает силовое воздействие. Нелинейная функция *U(q)* в левой части опосредованно описывает нелинейную связь напряжения и заряда *q* нелинейного конденсатора (или индуктивного элемента). Такая связь обязательно приводит к появлению постоянной составляющей заряда, а значит, и напряжения. Так, например, наличие квадратичной зависимости напряжения от заряда, подобно классическому квадратичному детектору, дает постоянную составляющую напряжения. Это напряжение смещает рабочую точку на характеристике нелинейной емкости, что вызывает сдвиг резонанса по оси частот. Такой эффект находится в полном соответствии с понятием о детектировании, при оговорке – «детектируется» заряд. Указанный сдвиг по частоте возможен как влево, так и вправо, что определяется профилем функции U(q), то есть схемой смещения.

Существуют различные варианты схем смещения. Если нелинейные свойства p-n перехода используются для преобразования частотного спектра сигналов, то необходимое постоянное напряжение может задаваться от внешнего источника, такое смещение можно назвать **принудительным**. Для электрической перестройки частоты гетеродинов в схемах автоподстройки в резонансный контур вводится варикап, емкость которого изменяется путем изменения постоянного напряжения. Для достижения максимально эффективного управления характеристиками цепей с варикапами, обычно обеспечивают их максимально возможное включение в резонансные системы устройств. Это естественно приводит к тому, что на нелинейном элементе развиваются колебания большой амплитуды. В результате мгновенное напряжение, как уже сказано, может заходить в положительную область характеристик p-n перехода; через диод начинает протекать прямой ток. Это вызывает появление на диоде постоянного отрицательного смещения, величина которого зависит от амплитуды колебаний. Такой режим называют **автосмещением**.

Таким образом, независимо от способа смещения, нелинейные свойства варикапов обуславливают зависимость частотных характеристик устройств на их основе от амплитуды колебаний. (Подобные свойства иногда называют амплитудно-частотной конверсией.) В конечном итоге это вызывает нестабильности работы электронных цепей с частотным управлением; крайним случаем таких нестабильностей являются гистерезисные явления.

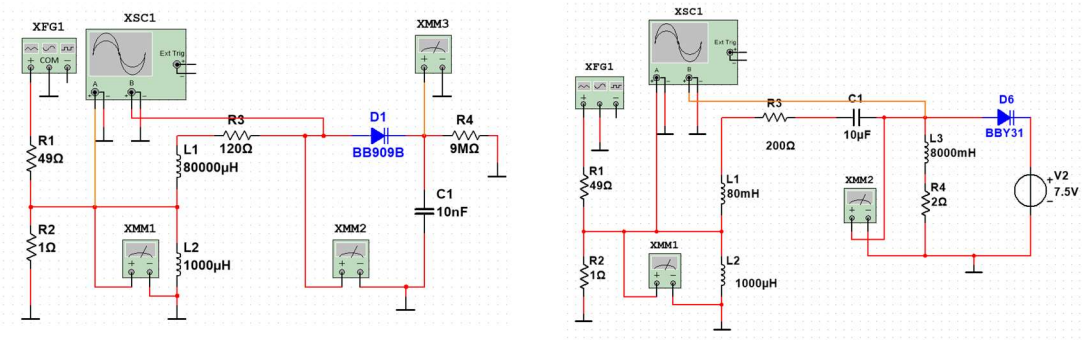
Описанные выше эффекты не исчерпывают свойства нелинейных колебательных систем с варикапами. Как известно [2,3], в резонансных системах с нелинейными реактивностями могут возбуждаться параметрические колебания. Возбуждение этих колебания обусловлено модуляцией реактивных параметров резонансной системы. Главным отличием параметрического резонанса от силового является то, что частоты воздействий (модуляции) *p*, которые стимулируют параметрическое возбуждение колебаний и частота ω_0 этих колебаний не находятся в кратных соотношениях, и удовлетворяют соотношению

$$p \approx \frac{2\omega_0}{m}, m = 1,2,3$$

Знак приближения означает, что параметрический резонанс реализуется в некоторой полосе частот, которая зависит от глубины модуляции параметра. Основной резонанс при m=1 соответствует вложению энергии дважды за период, при m=2 – один раз за период, при m=3 – дважды за три периода, m=4 – один раз за два периода и т.д.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рисунках (1а,б) изображены схема нелинейного контура с цепью автосмещения *(рис.1а)* и схема с внешним смещением *(рис.1б)* на платформе Multisim. Контур состоит из индуктивных элементов *L*1, *L*2 и нелинейной дифференциальной емкости *p-n*-перехода (варикапы *D*1, *D*6). Элементы *C*1, *R*4 на рис.1а образуют фильтр нижних частот; автоматическое смещение создается на сопротивлении R4 постоянной составляющей тока через диод. Элементы *L*3 *и R*4 на рис. 1б образуют цепь постоянной составляющей тока диода,



а) Схема с цепью автосмещения *б) Схема с внешним смещением*

Рис.1 Схемы нелинейного контура на платформе Multisim

*V*2 – источник напряжения смещения. Возбуждающий сигнал от генератора XFG1 кондуктивно вводится в контур через низкоомный делитель *R*1-*R*2; это обеспечивает малые потери, вносимые в контур со стороны генератора. Регулировка добротности производится путем изменения величины сопротивления *R*3. При *R*3=50 Ом добротность контура равна примерно 150. Этого достаточно, чтобы амплитуда напряжения на варикапе в резонансе достигала величин, необходимых для эффективного автосмещения.

На *(рис.2)* приведены расчетные АЧХ колебательного контура с автосмещением *(рис.1а)* при изменении R4 в диапазоне 1-9 МОм и при амплитуде возбуждения 40В.

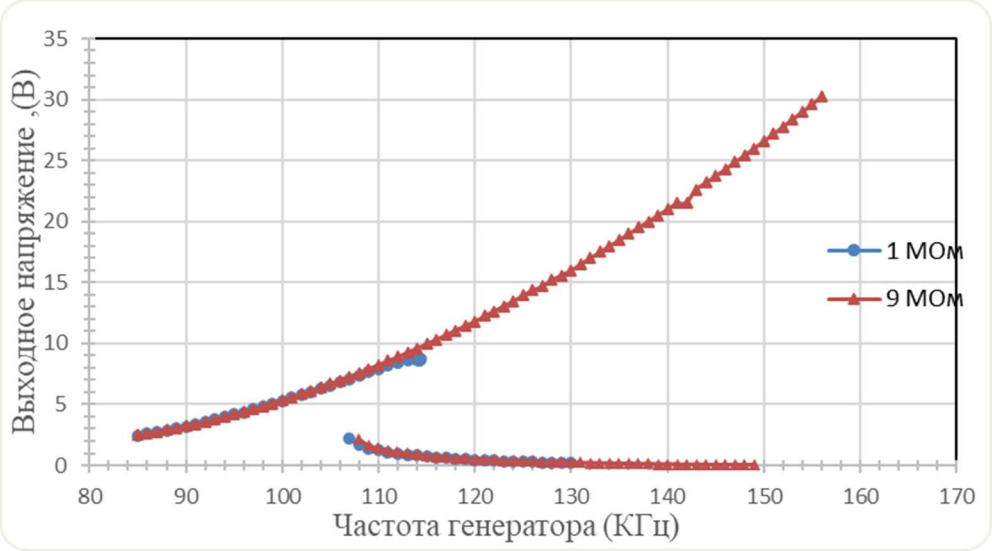


Рис.2 АЧХ нелинейного колебательного контура с цепью автосмещения для сопротивлений R4 = 1 и 9 МОм.

Все АЧХ в указанном диапазоне параметров имеют гистерезисные области. Как видно, ширина петли гистерезиса и смещение резонансной частоты зависят от: уровня возбуждающего сигнала, добротности контура и сопротивления автосмещения. Ширина петли для R4=9 Мом достигает большой величины, порядка 50%. В пределах областей гистерезиса амплитуда вынужденные колебаний, в зависимости от начальных условий, может принимать одно из двух значений. Нестабильность такого типа имеет статический характер. Так, в численном эксперименте для построения АЧХ частоту генератора следует изменять весьма мелким шагом. В противном случае переход на другую ветвь гистерезиса может происходить спонтанно.

Амплитудно-частотные характеристики контура с принудительным смещением *(рис.1б)* отличаются существенно большим разнообразием. Это связано с возможностью параметрического возбуждения в такой системе при различных частотах внешнего воздействия *p*.

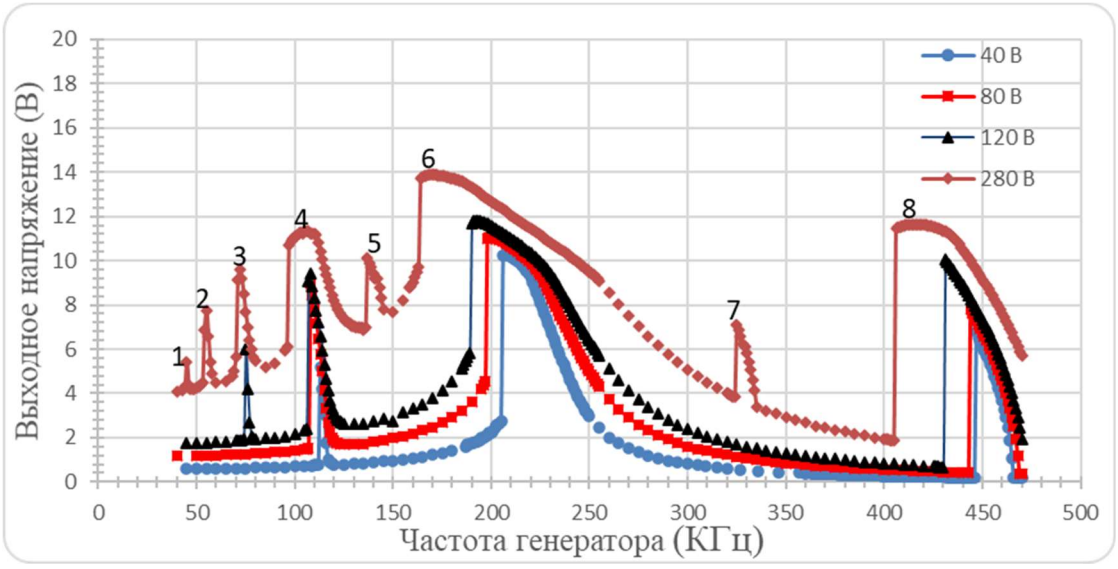


Рис.3 АЧХ нелинейного колебательного контура с цепью внешнего смещения при различных амплитудах напряжения возбуждения

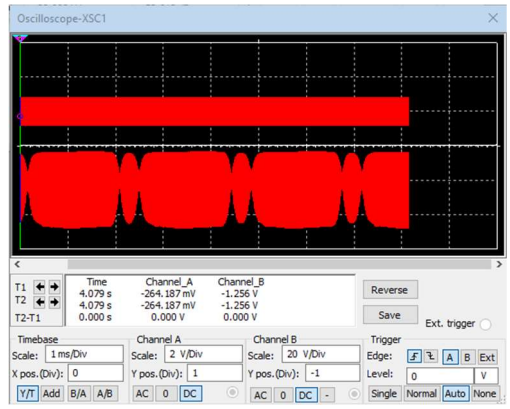
Построенное семейство АЧХ, приведенных на *(рис. 3)*, представляет собой зависимости амплитуды напряжения на варикапе от частоты внешнего воздействия p для различных амплитуд этого воздействия. АЧХ построены при смещении 7,5 В. Собственная (малосигнальная) частота f_0 равна $f_0 = 230$ кГц.

Как видно из графиков, число наблюдаемых резонансов достигает значительной величины. В литературе эти резонансы называют параметрическими или силовыми. В выбранном диапазоне частот наблюдаются восемь нелинейных резонансов, пронумерованных от 1 до 8. Из теории нелинейных колебаний, частоты силовых нелинейных резонансов определяются соотношением вида $\frac{p}{f_0} = 1/n$ (n = 1,2,3,…), а частоты нелинейных параметрических резонансов $\frac{p}{f_0} = 2/m$ (m = 1,2,3,…). Кроме того в системе возможны силовые резонансы высоких порядков на частотах $\Omega_{nm} = n/m$.

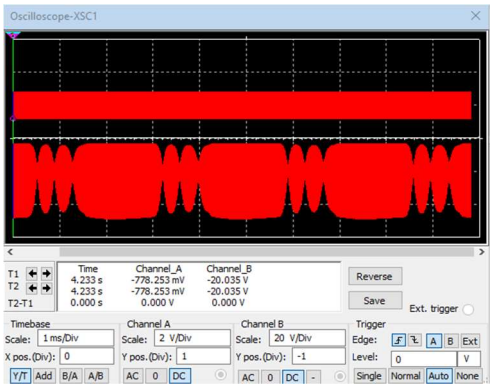
Первый и седьмой резонансы АЧХ *(рис.3)* можно отнести к нелинейным силовым резонансам при $n/m = 1/4$ и $n/m = 3/2$. Резонансы 3,5,8 являются нелинейными параметрическими резонансами с m= 5, 3, 1 соответственно. Резонансы 2 (n=3, m=6), 4 (n=2, m=4), 6 (n=1, m=2) являются результатом проявления одновременно силовых и параметрических явлений.

При изменении частоты p сверху вниз, в окрестностях резонансных частот наблюдались гистерезисные явления, с наклоном кривых влево. При этом ширина гистерезиса сравнительно мала – 5-10 КГц. Следует обратить внимание на важную особенность проведенного эксперимента: параметрические резонансы высокого порядка удается обнаружить только при весьма больших амплитудах внешнего возбуждения. Это объясняется тем, что частоты указанных резонансов лежат далеко за пределами полосы собственного резонанса $f_0 = 230$ кГц. При этом уровень колебаний на варикапе и глубина модуляции его емкости могут быть недостаточными для параметрического возбуждения.

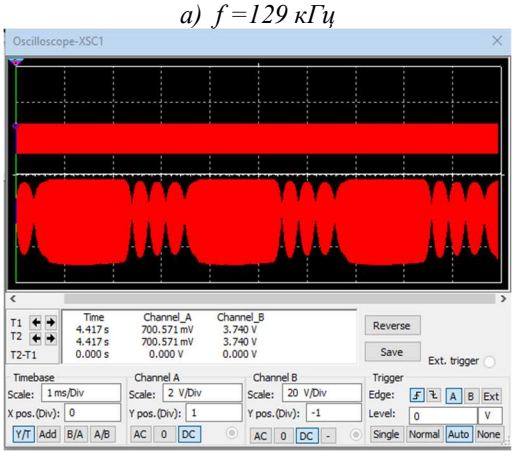
Теоретическое и экспериментальное исследования [1,6] показывают, что налевом (пологом) склоне частотной характеристики схемы с автосмещением возникает динамическая неустойчивость, которая имеет автомодуляционный характер. Действительно, при определенном подборе параметров цепи автосмещения, добротности контура и частоты возбуждения в схеме на *рис.1а* могут наблюдаться автомодуляционные незатухающие колебания со сложными огибающими *(рис.4,5)*. (Верхние осциллограммы показывают уровень вводимого в контур сигнала).



а) f =129 кГц



б) f =130 кГц

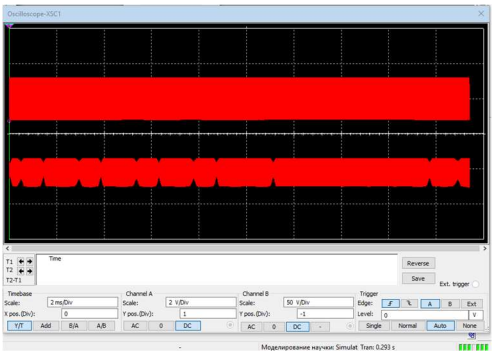


в) f =131кГц

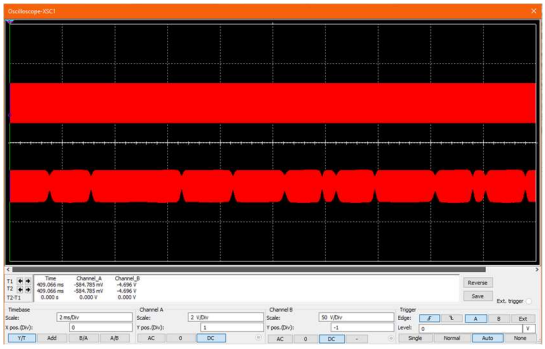
г) f =132 кГц

Рис.4 Периодическая автомодуляция при различных частотах возбуждения f, R3= 50 Ом, R4= 9МОм, C1= 0.01мкФ, $U_в$ = 40В

Огибающие могут быть периодическими *(рис.4)* и непериодической *(рис.5)*. Очевидно, что спектр колебаний в последнем случае должен быть шумоподобным.



в) f= 125 кГц, $U_в$=60В, C1=0.005 мкФ, R3=50 Ом



б) f= 126 кГц, $U_в$=50В, C1=0.01 мкФ, R3=50 Ом

Рисунок (5) – Варианты непериодической автомодуляции при R4=9 МОм.

По итогам работы можно сделать следующие выводы. На базе программного обеспечения Multisim построены модели нелинейного колебательного контура при различных видах смещения. Исследования моделей позволяют изучить нелинейные колебательные процессы, имеющие силовую и параметрическую природу. Построено семейство амплитудно-частотных характеристик с силовыми и параметрическими резонансами. Показано, что при определенном наборе параметров в нелинейном колебательном контуре возникают нестабильности статического и динамического типов. Разработана методика проведения вычислительных экспериментов, позволяющая наблюдать и идентифицировать тонкие эффекты в поведении нелинейной резонансной системы. Данная методика может быть использована при проведении лабораторных практикумов учебных курсов на кафедре радиоэлектроники Томского государственного университета.

Список литературы

[1] Нелинейные параметрические явления в радиотехнике: лабораторный практикум. – Владимиров С.Н., Дейкова Г.М., Журавлев В.А., Майдановский А.С., Мещеряков В.А., Новиков С.С. – Под ред. А.С. Майдановского. – Томск: Изд-во НТЛ, 2009. – 276 с.

[2] Мигулин В.В. Основы теории колебаний – Мигунлин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. – Под ред. В.В. Мигулина. –М.: Наука, 1978. – 392 с.
[3] Андреев В.С. Теория нелинейных электрических цепей: Учебное пособие для вузов – М.: Радио и связь, 1982. – 280 с.
[4] Владимиров С.Н., Перфильев В.И. – Нелинейно-параметрические эффекты и динамический хаос в неавтономной колебательной системе с нелинейной емкостью. 2003. – 12 с.
[5] Мир физики и техники: «Генерация хаоса» – Дмитриев А.С., Ефремов Е.В., Максимов Н.А., Панас А.Н., – Под общ.ред. Дмитриева А.С. –М.: Техносфера, 2012. – 424с.
[6] Ящук С.А., Новиков С.С. Актуальные проблемы радиофизики 2021: «Статистические и динамические неустойчивости в нелинейном колебательном контуре». Международная научно-практическая конференция, г.Томск, 20-22 октября 2021 г. Сборник трудов. – Томск: Издательский дом ТГУ, 2021. – 306 с.

Мобильные технологии для диагностики глазных болезней

Булембаев Тлеуберген Даулетович[1]
Юрченко Алексей Васильевич[2]
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Товарищество ограниченной ответственностью «Инновационный центр ARTSCIENCE"
Национальный исследовательский Томский государственный Университет[2]
2019315@mail.ru

За последние несколько лет произошли огромные успехи в области сотовых телефонов и других мобильных технологических устройств. Врачи не должны остаться в стороне в этом технологическом прорыве, и в наши дни сотовые телефоны часто являются такой же стандартной вещью для всех людей, как градусник и тонометр для врачей. Офтальмология не исключение[5].

На базе смартфонов предлагают ряд так называемых медицинских и офтальмологических «приложений», и их использование будет исследовано в этом обзоре. Был проведен интернет-анализ для выявления доступных медицинских «приложений» и оценки их использования. Поисковые системы, веб-сайты разработчиков и интернет-магазины сканировались по ключевым словам, таким как: «смартфон», «медицинские приложения» и «проверка зрения». «Приложения» были оценены на предмет удобства использования и с соответствующими опубликованными отзывами. Кроме того, в ходе международного опроса офтальмологов были заданы вопросы об использовании смартфона и предпочтениях в «приложениях». Были предприняты прямые запросы к разработчикам по избранным многообещающим новым «приложениям». Более 70 идентифицированных исследованных «приложений» были разделены на различные категории: А) функция проверки, Б) фото- и видеозаписи, В) кабинет, Г) обучение пациентов и информированное согласие, а также Д) функции дополнительного медицинского образования и поиск литературы. Опрос определил, что iPhone является самым популярным смартфоном среди опрошенных офтальмологов во всем мире. Многие популярные «приложения» стали доступны только недавно и, следовательно, частично страдают некоторыми первоначальными техническими проблемами. Некоторые офтальмологические «приложения» очень полезны в отделении неотложной помощи или во время консультаций. Только несколько «приложений» были одобрены в качестве медицинских продуктов и поэтому не могут заменить полное офтальмологическое обследование. Растущее распространение «приложений» для смартфонов в офтальмологии может потенциально облегчить лечение пациентов, управление данными и общение. Д) обучение пациентов и информированное согласие, а также Е) функции непрерывного медицинского образования и поиск литературы. [2] В следующем исследований Jay Chhablani с соавт. [4] выделили следующие основные направления используемых офтальмологических программ: тестирование (комплекс инструментов клинико-функциональной оценки), образование врача и пациента (схемы, видеоматериалы, результаты рандомизированных исследований и т.п.), рабочие инструменты врача (стандарты, классификации и т.п.) и различные калькуляторы.

Согласно опросу, проведенному American Society of Cataract and Refractive Surgery в 2014 г., 83% офтальмологов используют смартфоны или веб-совместимые устройства [3]. По данным Manhattan Research [6] более 20% медиков интегрировали и применяют платформы для безопасного обмена сообщениями с целью общения со своими больными. Более 20% врачей удаленно отслеживают состояние здоровья пациентов, при этом в среднем в месяц один специалист таким способом следит за самочувствием 22 обратившихся за помощью. Исследование Taking the Pulse, проведенное в 2014 г., показывает, что 40% врачей уверены, что использование цифровых технологий для отслеживания состояния здоровья пациентов и коммуникации с ними приведет к улучшению показателей здоровья населения. Примерно столько же опрошенных также заявили, что они используют такие устройства для общения со своими больными.

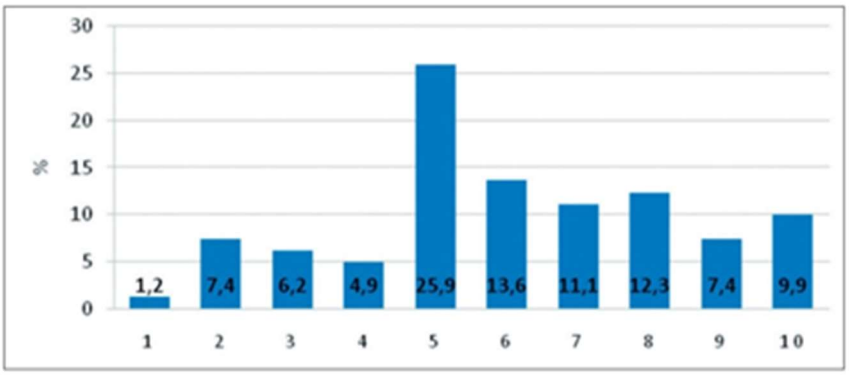


рис.1. Вероятность использования персонального мобильного приложения по 10-балльной шкале [1]

По результатам опроса 89,3% врачей желали бы иметь мобильное приложение, позволяющее контролировать процесс диагностического осмотра и постановки диагноза, 89,5% – с информацией о актуальных образовательных программах, 92,9% – с образовательной информацией для пациентов, 84,9% – с набором диагностических тестов для оценки состояния здоровья пациента за пределами рабочего кабинета (при условии, что они предусмотрены для специальности респондента).

Визуальные проявления являются первостепенными в диагностике и мониторинге глазных заболеваний, их фото- и/или видеорегистрация является мощным дополнением к клинической документации и продолжает оставаться важным элементом клинической и научной офтальмологии. Однако получение качественных снимков без использования дополнительного оборудования предполагает высокую вероятность получения материала с нулевой информативностью. Для получения качественных снимков с помощью смартфона следует иметь специальный адаптер, который создает оптимальные условия съемки – исключает дрожания рук при работе с щелевой лампой, обеспечивает дополнительное освещение с возможностью крепления широкоугольных линз для осмотра глазного дна и др. На сегодня разработано порядка 40 видов адаптеров, каждый из которых имеет свои преимущества и явные недостатки.

По анализу платформы AppStore и GooglePlay выявлены следующие популярные приложения для проверки зрения, фото сьемки глаза и диагностики заболеваний:

Smart Optometry- Eye test

EyeCos EYE Selfie

Проверка зрения

Eye Handbook

iКулист

Optometry eye

Анализ мировой литературы демонстрирует высокий интерес зарубежного офтальмологического сообщества к мобильным технологиям, способным значительно расширить возможности практической деятельности врача-офтальмолога. Результаты проведенных в рамках данной работы опросов демонстрируют высокий интерес к мобильным технологиям и представителями отечественной медицины, что актуализирует активное изучение данного направления, разработку и совершенствование программного обеспечения и комплектующих к используемым мобильным устройствам с целью улучшения качества оказания медицинской помощи.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00389, https://rscf.ru/project/22-19-00389/

Список публикаций:

[1] Демчинский А.М., Мушкова И.А., Майчук Н.В., Демчинская Е.М.// Современные технологии в офтальмологии № 4 2016, XI Всероссийская научная конференция молодых ученых «Актуальные проблемы офтальмологии». Стр. 80-83.

[2] Stanzel B.V., Meyer C.H. Smartphones in der Augenheilkunde. Erleichterung oder Spielerei fur den Augenarzt? // Der Ophthalmologe. 2012. – Vol. 109, Is. 1. – P. 8-20.

[3] Davis E.A., Hovanesian J.A., Katz J.A. et al. Professional life and the smartphone // Cataract & Refractive Surgery Today. – 2010. – Sept. – 21-22.

[4] Jay Chhablani, Simon Kaja, Vinay A Shah, Smartphones in ophthal-mology // Ophthalmology practice. – 2012. – Vol. 60, Is. 2. – P. 127-131.

[5] Tahiri R. Joutei Hassani, Sanharawia M. El, Dupont-Monoda S. et al. Les smartphones en ophtalmologie // J. Francais d'Ophtalmologie. – 2013. – Vol. 36, Is. 6. – P. 499-525.

[6] 47% of Doctors Use Digital Technologies, Smartphones at Work [Электронный ресурс] // http://mhealthintelligence.com (дата обращения: 03.01.2016).

Оптический метод измерения концентрации глюкозы в биологических жидкостях

Жексенбаев Ернур Курмашевич[1]
Юрченко Алексей Васильевич[2]
Национальный исследовательский Томский политехнический университет[1] *Национальный исследовательский Томский государственный Университет*[2]

Сахарный диабет входит в тройку заболеваний, наиболее часто приводящих к инвалидизации населения и смерти. Способом борьбы с болезнью является соблюдение строгой диеты с постоянным самостоятельным контролем уровня глюкозы в крови. Однако, современные инвазивные глюкометры обладают рядом недостатков, таких как: болезненность процедуры прокола пальца, опасность попадания инфекции при проведении процедуры в нестерильных условиях, а также высокая стоимость расходных материалов. Все эти недостатки привели к необходимости разработки нового типа глюкометров, которым не будет требоваться образец крови для определения уровня глюкозы. Данный тип приборов получил название неинвазивный глюкометр. Наиболее известными неинвазивными методами измерения уровня глюкозы в крови являются: рамановская спектроскопия, импедансная спектроскопия, ближняя инфракрасная спектроскопия, фотоакустическая спектроскопия и другие. Рамановская спектроскопия [1] основана на измерении рассеянного света. Импедансная спектроскопия основанная на измерении сопротивления при изменении частоты излучения. Для измерения уровня глюкозы необходимо нескольких датчиков расположенных в области вен на руках человека [2]. Ближняя инфракрасная спектроскопия основана на передаче ближнего инфракрасного излучения через сосудистую область тела (палец, мочка уха и т. д.). При этом концентрация глюкозы рассчитывается на основе полученной спектральной информации [3]. Все измерения в ближней инфракрасной спектроскопии основаны на прохождении светового излучения через или вглубь образца и измерении интенсивности (прошедшего или отраженного) луча. Спектрометры для измерений в ближней инфракрасной спектроскопии имеют подходящий источник света (такой как высокостабильная кварцево-вольфрамовая лампа), монохроматор или интерферометр и детектор. Обычные монохроматоры представляют собой акустооптические перестраиваемые фильтры, дифракционные решетки или призмы. Спектроскопия в средней инфракрасной области основана на поглощении света молекулами глюкозы [4].

Было проведено определение поглощения раствора глюкозы в бидистиллированной воде 20 ммоль/литр, 10 ммоль/литр, 5 ммоль/литр и 0 ммоль/литр. Концентрация растворов выбирается таким образом, чтобы значение плотности на максимуме полосы попадало в оптимальный диапазон фотометрических измерений (0,3-1,5 оптической плотности). Растворы готовят в мерных колбах в соответствии с точным весом образца. Для стандартных кювет (l = 1 см) и значений $\varepsilon=10^3$-10^4 обычные концентрации растворов составят порядка 10^{-2} моль/л.

В результатах измерения получены поглощения растворов глюкозы в диапазонах с 190 до 1,000 нм, с 190 до 450 нм и с 600 до 1,000 нм. При проведении серии измерений спектров поглощения на растворах глюкозы выявлена зависимость уровня поглощения на длине волны 825.5нм (пик 3) на всех остальных пиках изменения не обнаружены. На рисунке 1. представлено изменения спектра поглощения при изменения концентрации глюкозы. Видно, что с увеличением концентрации глюкозы увеличивается уровень поглощения.

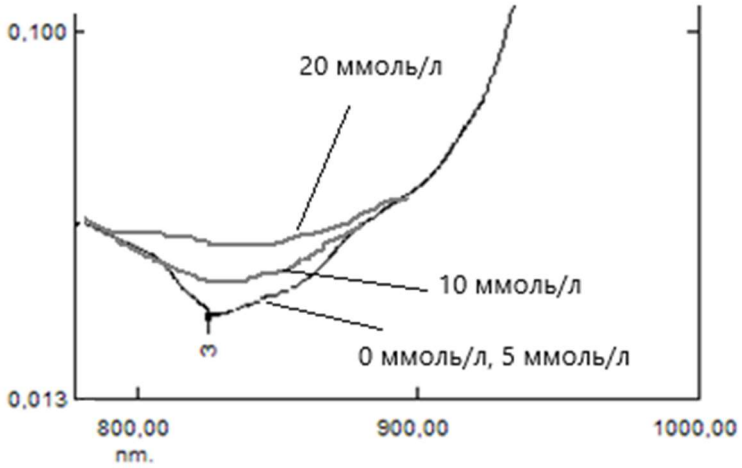


Рисунок 1. Спектры поглощения растворов с концентрациями глюкозы 0 ммоль/литр, 5 ммоль/литр, 10 ммоль/литр, 20 ммоль/литр

В таблице 1. представлены результаты оптических измерений уровня поглощения на пиках глюкозы (3) и воды (1). Выявленный пик поглощения глюкозы позволил провести исследования уровня поглощения в растворах глюкозы тех же концентраций при облучении монохромные светодиодом с длиной волны 830 нм (что необходимо для создания портативного измерителя уровня глюкозы).

Прибор	Концентрация / Длина волны, нм	0 ммоль/литр	5 ммоль/литр	10 ммоль/литр	20 ммоль/литр
Светодиод I/Io	825,5	0,036	0,037	0,053	0,067
Спектро-фотометр	976	0,247	0,255	0,255	0,255
	825,5	0,033	0,035	0,039	0,052

Таблица 1. – Поглощение растворов глюкозы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00389, https://rscf.ru/project/22-19-00389/

Список литературы

[1] Forst T. et al. Impact of environmental temperature on skin thickness and microvascular blood flow in subjects with and without diabetes //Diabetes Technology & Therapeutics. – 2006. – Т. 8. – №. 1. – С. 94-101.

[2] Caduff A. et al. First human experiments with a novel non-invasive, non-optical continuous glucose monitoring system //Biosensors and Bioelectronics. – 2003. – Т. 19. – №. 3. – С. 209-217.

[3] Khalil O. S. Spectroscopic and clinical aspects of noninvasive glucose measurements //Clinical chemistry. – 1999. – Т. 45. – №. 2. – С. 165-177.

[4] Roychoudhury P., Harvey L. M., McNeil B. At-line monitoring of ammonium, glucose, methyl oleate and biomass in a complex antibiotic fermentation process using attenuated total reflectance-mid-infrared (ATR-MIR) spectroscopy //Analytica chimica acta. – 2006. – Т. 561. – №. 1-2. – С. 218-224.

Мониторинг физических свойств мохово-лишайникового покрова средствами дистанционного зондирования

Кочеткова Татьяна Дмитриевна,

Мироньчев Александр Сергеевич, Запасной Андрей Сергеевич, Колесниченко Лариса Геннадьевна, Волкова Мария Андреевна, Шаврина Ульяна Юрьевна

Томский государственный университет
E-mail: tdk@mail.tsu.ru

Оценка физических свойств, таких как теплопроводность, влажность, температура, мхов и лишайников, покрывающих огромные пространства торфяников Западной Сибири, является неотъемлемой частью исследований климатических изменений. Эффективным методом для решения задачи непрерывного мониторинга больших территорий является дистанционное зондирование. Для его реализации в микроволновом диапазоне были проведены исследования отражательных свойств лишайников рода *Cladonia* и сфагновых мхов в диапазоне 2-12 ГГц.

Образцы были отобраны в районе Тимирязевского лесничества Томской области. Образцы представляют собой фрагмент мохово-лишайникового покрова с минимальными нарушениями его структуры. Измерение коэффициента отражения проводилось на установке «Wave cube» для измерения электрофизических параметров плоских образцов материалов, разработанной на кафедре радиофизики радиофизического факультета ТГУ. Она представляет собой приёмо-передающую систему на основе рефлектометра Caban 140R производства ООО «Планар», расположенную внутри куба из пенополистирола. Излучающая сверхширокополосная комбинированная антенна в сочетании с параболическим отражателем создают узконаправленную плоскую волну на поверхности куба. Исследуемый образец материала размещается в области падения плоской волны с фронтом, параллельным плоскости образца.

Были измерены коэффициенты отражения для трёх образцов мха и двух образцов лишайника. Многократные измерения ($n = 8 \div 12$) были усреднены. Результаты измерений приведены на рисунке 1.

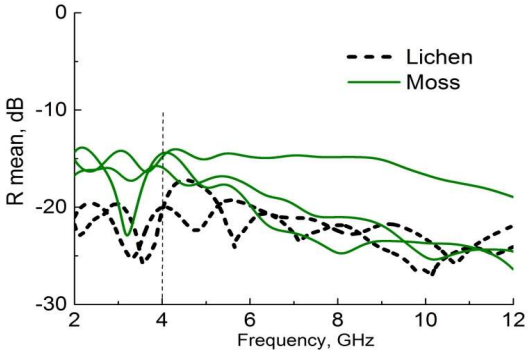
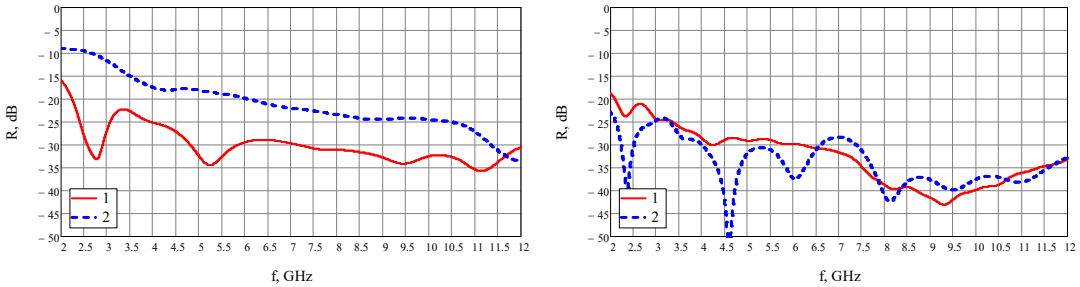


Рисунок 1 – Усредненные частотные зависимости коэффициента отражения для лишайника и мха.

На графике частотной зависимости коэффициента отражения выделена область 2 – 4 ГГц, где значения отличаются на величину порядка 50 %. Эта область частот была выбрана как наиболее перспективная для проведения мониторинга средствами дистанционного зондирования.

Далее был проведен натурный эксперимент в Тимирязевском лесничестве Томской области. Были выбраны точки с преимущественным покрытием мхом рода *Sphagnum* или лишайником *Cladonia stellaris*. Приемо-передающая система, аналогичная работающей в установке «Wave Cube», была использована для зондирования поверхности земли с высоты 2 м и 1 м. Результаты представлены на рисунке 2.



Слева – мох рода *Sphagnum*, справа – лишайник *Cladonia stellaris*

1, 2 – две различные точки на местности

Рисунок 2 – Частотная зависимость коэффициента отражения в натурном эксперименте

Из полученных результатов следует, что лишайниковый покров более однороден и показывает лучшую повторяемость. Моховой покров имеет больше слоёв и содержит неоднородные включения, которые могли быть причиной расхождения коэффициента отражения в разных точках. Причиной могут быть также вариации влажности.

Следующим этапом исследования было измерение диэлектрической проницаемости отобранных образцов и слоёв, лежащих под ними – органической прослойки из полуразложившихся частей растительности и почвы. Измерение проводилось методом коаксиальной линии с использованием векторного анализатора цепей PNA E8663B Agilent Technologies. Оборудование предоставлено ЦПК ТГУ «Центр измерения и исследования электрофизических характеристик природных и искусственных материалов». Блок-схема измерительной установки приведена на рисунке 3. Методика измерения и расчета диэлектрической проницаемости по теории распространения волн в слоистых средах широко применяется и многократно описана в литературе, например [1, 2].

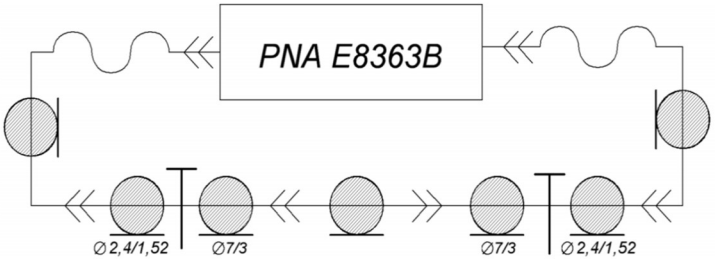
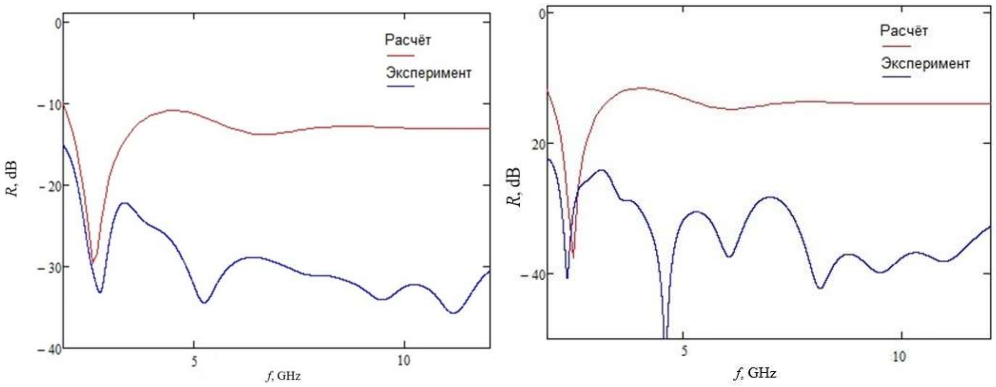


Рисунок 3 – Схема измерительной установки

Полученные результаты были использованы в моделировании слоистой среды, структура которой приведена на рисунке 4. Значения влажности были получены сухо-весовым способом для проб, отобранных на местах проведения натурного эксперимента.

Рисунок 4 – Структура подстилающей поверхности

Моделирование проведено в среде MathCad с использованием формул теории распространения волн в слоистых средах [3]. Результаты расчета и сравнение с натурным экспериментом приведены на рисунке 5.



Слева – мох рода *Sphagnum*, справа – лишайник *Cladonia stellaris*

Рисунок 4 – Сравнение расчёта слоистой среды и натурного эксперимента

Расчет по полученной модели совпадает с данными эксперимента в нижней области частот 2 – 4 ГГц. Можно использовать предложенную структуру мохово-лишайникового покрова для решения обратной задачи по определению диэлектрической проницаемости и влажности.

В заключение, из проведенных исследований можно сделать следующие обнадеживающие выводы:

1. Отражательные свойства разных видов мохово-лишайникового покрова отличаются на значительную величину (~ 50%) в области частот 2 – 4 ГГц.
2. Зондирующая система на основе рефлектометра Caban 140R позволяет измерить коэффициент отражения от мохово-лишайникового покрова с удовлетворительной повторяемостью и достоверностью.
3. Согласие экспериментальных данных и расчетов по теории слоистых сред можно признать удовлетворительным в нижней части диапазона зондирования.

Исследование поддержано проектом РНФ№ 23-27-00249 «Физические свойства мохово-лишайникового покрова торфяников криолитозоны Западной Сибири: изменения под влиянием природных и антропогенных факторов».

Список публикаций:

[1] Dielectric spectroscopy of oil-bearing rocks at 0.05–16 GHz / M.I. Epov, V.L. Mironov, P.P. Bobrov, I.V. Savin [etc] // Russian Geology and Geophysics. 2009. No. 5. P. 462-466.
[2] Kochetkova T.D., Suslyaev V.I., Shheglova A.S. Dielectric properties of marsh vegetation // Proceedings of SPIE. 2015. V. 9637. P. 1-8.
[3] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах.– М.: Наука, 1973. 343 с.