

15 - Радиофизика

Агаркова Диана Сергеевна, 6 курс
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Поглощение электромагнитной СВЧ энергии сегнетомягкой пьезокерамикой различного синтеза
Сидоренко Евгений Никифорович, к.ф.-м.н.
e-mail: alexander_shloma@mail.ru стр. 443

Андреев Виктор Викторович, магистрант 2 года обучения
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
Расчет характеристик градиентных волноводов
Болецкая Татьяна Константиновна, к.ф.-м.н.
e-mail: vit1992max@yandex.ru стр. 444

Бамбуца Эльфрида Евгеньевна, магистрант 2 года обучения
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Высоковольтный модулятор с твердотельной коммутацией для питания электронной пушки и системы накала
Воскобойников Ренат Владимирович
e-mail: bambytsa@mail.ru стр. 446

Ворончихин Сергей Сергеевич, курсант
Краснодар, Военная академия связи имени маршала Советского Союза С.М. Буденного (филиал г. Краснодар), защиты информации
Радиопоглощающие материалы на основе наноструктуры
Вызулин Сергей Александрович, д.ф.-м.н.
e-mail: voronchikhins@live.com стр. 447

Губарев Алексей Александрович, доцент
Омск, Омский государственный технический университет, радиотехнический
Исследование устойчивости двухчастотного режима автоколебаний кварцевых генераторов
e-mail: guber@list.ru стр. 448

Дереча Евгений Вадимович, 4 курс
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
Сингулярные функции нестационарных каналов связи
Болецкая Татьяна Константиновна, к.ф.-м.н.
e-mail: neytrinoskvant@yandex.ru стр. 451

Зейде Кирилл Михайлович, вед. инженер
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, институт радиоэлектроники и информ-х технологий
Рассеяние плоской ЭМВ от вращающегося цилиндра с метапокрытием
e-mail: zeidek@yandex.ru стр. 451

Коркина Валентина Николаевна, 4 курс
Якутск, Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, физико-технический институт
Вариации радишума и солнечная активность по наблюдениям в Якутске в 2009-2014
Козлов Владимир Ильич, к.ф.-м.н.
e-mail: vkozlov@ikfia.sbras.ru стр. 453

Крошка Елена Сергеевна, аспирант 1 года обучения
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
О диэлектрической проницаемости почвы антенных полигонов
Бобров Павел Петрович, д.ф.-м.н.
e-mail: smallermoon@mail.ru стр. 454

Кузнецов Владимир Александрович, 4 курс
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
Дискретная масштабно-временная модель канала связи
Болецкая Татьяна Константиновна, к.ф.-м.н.
e-mail: volodya_KZ55@mail.ru стр. 456

Лонкина Дарья Владимировна, 3 курс
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Компьютерное моделирование полосно-пропускающего фильтра на круглом волноводе с двумя Т-гребнями
Земляков Вячеслав Викторович, к.ф.-м.н.
e-mail: lonkina.daria@yandex.ru стр. 458

Павлов Айсен Афанасьевич, 5 курс
Якутск, Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, физико-технический институт
Ослабление ультракоротких волн на реальных трассах
Мельчинов Виктор Петрович, к.ф.-м.н.
e-mail: aisen-pavlov@mail.ru стр. 459

Плетнев Дмитрий Алексеевич, 5 курс
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Разработка квазипланарных фильтров с улучшенными характеристиками
Кобрин Константин Васильевич, к.ф.-м.н.
e-mail: 79043499463@yandex.ru стр. 460

Пшеничный Кирилл Александрович, магистрант 1 года обучения
Волгоград, Волгоградский государственный университет, физико-технический институт
Оперативный метод измерения частоты и амплитуды сигналов с медленно меняющимися параметрами
Никитин Андрей Викторович, к.ф.-м.н.
e-mail: pshcyrill@mail.ru стр. 462

Свистунов Герман Викторович, аспирант
Омск, Омский государственный технический университет, радиотехнический
О выборе сигнально-кодовой конструкции для обеспечения заданной информационной скорости передачи данных
Хазан Виталий Львович, д.т.н.
e-mail: g.v.svistunov@gmail.com стр. 463

Синицын Олег Игоревич, 4 курс
Хабаровск, Дальневосточный государственный университет путей сообщения, институт управления, автоматизации и телекоммуникаций
Формирователь коротких импульсов на основе диода с накоплением заряда и короткозамкнутой полосковой линии
Окишев Константин Николаевич, к.ф.-м.н.
e-mail: sinizyn@gmail.com стр. 464

Сутакова Яна Григорьевна, 4 курс
Якутск, Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, физико-технический институт
Суточные вариации спектральной плотности мощности радишума в г. Якутске
Козлов Владимир Ильич, к.ф.-м.н.
e-mail: vkozlov@ikfia.sbras.ru стр. 466

Танская Татьяна Николаевна, инженер, н.с.
Омск, Омский государственный университет, Омский научно-исследовательский институт приборостроения
Материалы для тонкопленочного СВЧ резонатора с Брэгговским отражателем
e-mail: tanskaya-89@mail.ru стр. 467

Толстолуцкий Иван Сергеевич, 3 курс
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Анализ цилиндрической антенной решетки щелевых излучателей
Мануилов Михаил Борисович, д.ф.-м.н.
e-mail: tis0894@gmail.com стр. 469

Поглощение электромагнитной СВЧ энергии сегнетомягкой пьезокерамикой различного синтеза

Агаркова Диана Сергеевна

Шлома Александр Владимирович

Южный федеральный университет

Сидоренко Евгений Никифорович, к.ф.-м.н.

alexander_shloma@mail.ru

Исследованы семь сортов пьезокерамики системы цирконата титаната свинца $Pb_{0,95}Sr_{0,05}Zr_{0,53}Ti_{0,47}O_3 + 1\%$ вес. Nb_2O_5 (ЦТС-19). Для сегнетомягкой пьезокерамики этого типа характерны высокие значения пьезомодулей, коэффициентов электромеханической связи и пьезочувствительности, средние значения диэлектрической проницаемости, низкая механическая добротность, относительно высокая температура точки Кюри, наибольшая устойчивость к длительному действию механической и электрической нагрузок. Эта пьезокерамика широко применяется в качестве высокочувствительных приемников звуковых и ультразвуковых колебаний, актюаторов, различных пьезодатчиков. Применение пьезокерамики системы ЦТС в качестве радиопоглощающих материалов [1] и слабые знания ее СВЧ свойств явились основанием для исследования способности ЦТС-19 поглощать энергию в сантиметровом диапазоне длин волн, где, как известно, наблюдается дисперсии диэлектрической проницаемости всех полидоменных сегнетоэлектриков.

Пьезокерамика синтезирована в НИИ Физики ростовского ЮФУ различными способами. Порошок для шести образцов пьезокерамики был приготовлен с использованием метода химического соосаждения и деагломерирован в планетарной мельнице. Образцы №1-6 получены при разных температурах спекания: $T_{СП} = 1000, 1050, 1100, 1150, 1200$ и $1250^\circ C$, соответственно [2]. Образцы пьезокерамики № 7 синтезированы по обычной керамической технологии с применением твердофазного синтеза при температуре спекания $T_{СП} = 1240^\circ C$. Все образцы имели цилиндрическую форму диаметром 10 мм и высотой 1 мм. Спектры поглощения пьезокерамики (без электродов) получены с помощью установки, состоящей из широкополосной микрополосковой линии, трех сменных генераторов качающейся частоты частот, перекрывающих диапазон частот 3,2-12 ГГц, и индикатора КСВН и ослабления. Микрополосковая линия использовалась в качестве измерительной ячейки. Установка работала в режиме «пропускания» электромагнитных волн. Получены следующие результаты.

В спектрах поглощения энергии $L(F)$ неполяризованных образцов пьезокерамики №1-6 наблюдалось небольшое приблизительно равномерное поглощение энергии на уровне 2-7 дБ во всем диапазоне частот без явно выраженных максимумов. Поляризация пьезокерамики изменила доменную структуру образцов. В спектрах на частотах приблизительно равных 4 ГГц для всех образцов появились максимумы поглощения энергии тем большей величины (43–18) дБ и меньшей размытости, чем больше температура спекания образцов. Некоторые образцы имеют спектры с раздвоенными максимумами в области частот (3,5-4,5) ГГц. Для образцов с большими $T_{СП}$ на более высоких частотах в спектрах наблюдались еще 1-2 дополнительные максимумы с поглощением энергии до 15 дБ. Для пьезокерамики с меньшими $T_{СП}$ они были сильно размыты или отсутствовали.

Как для поляризованных, так и для неполяризованных образцов пьезокерамики №7, спектры поглощения энергии содержали 2 острых максимума величиною $L_{max1} \approx 38$ дБ и $L_{max2} \approx 25$ дБ на частотах 3,6 ГГц и 5,6 ГГц.

Острые большие максимумы поглощения действительно указывают на поглощение энергии и ни как не связаны с отражением от образца на микрополосковой линии. Чтобы убедиться в этом измерительную установку перестраивали с режима «пропускания» на режим «отражения» электромагнитных волн. При этом на частотах максимумов поглощения наблюдались минимумы КСВН величиною 1,05-1,15.

Источником сильного поглощения СВЧ энергии в спектрах сегнетоэлектриков, как показали исследования кристаллов титаната бария [3], могут быть группы мелких a - и c - доменных клиновидных двойников, резонирующих в переменном электрическом поле. С уменьшением $T_{СП}$ керамики №1-6 размер кристаллитных зерен уменьшается от 2,1 до 0,76 мкм [2]. Концентрация и подвижность двойников, вероятно, уменьшается, что приводит к уменьшению поглощения энергии, размытию максимумов в спектрах или даже их полному исчезновению. Причиной наличия нескольких максимумов в спектрах может быть существование в кристаллитных зернах керамики нескольких групп отличающихся по размерам a - и c - доменных клиновидных двойников с различными резонансными частотами. Для керамики №7 с большим размером кристаллитных (зерен 5 мкм и более) выше подвижность двойников, больше их концентрация, а, следовательно, больше и поглощенная энергия.

Для керамики типа ЦТС на частоте $\sim 10^{10}$ Гц коэффициент диэлектрической дисперсии k уже меньше 0,5 (где $k = (\epsilon^{НЧ} - \epsilon^{СВЧ}) / \epsilon^{НЧ}$, $\epsilon^{НЧ}$ и $\epsilon^{СВЧ}$ – диэлектрические проницаемости пьезокерамики на частотах $\sim 10^3$ Гц и $\sim 10^{10}$ Гц [4]). Поэтому факт малого поглощения энергии неполяризованной керамика №1-6 в исследованном диапазоне

частот указывает на то, что центр дисперсии диэлектрической проницаемости этой керамики располагается в области частот меньших 3,2 ГГц. Таким образом, способ получения и температура спекания пьезокерамики влияют на свойства керамики.

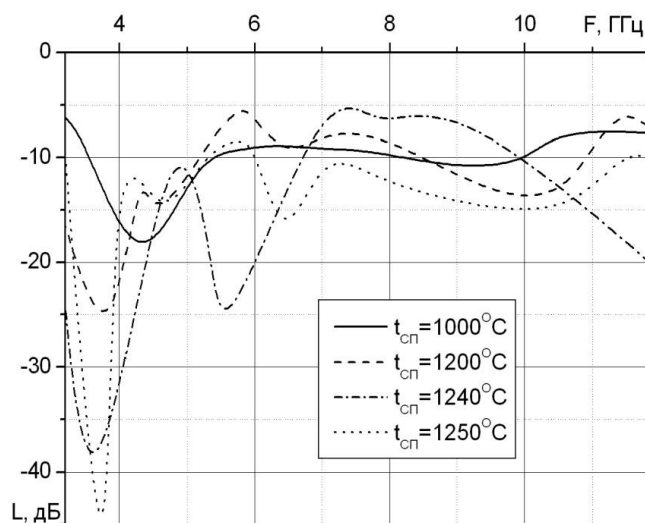


рис. 1. Спектры поглощения энергии для поляризованной пьезокерамики с различной температурой спекания

Список публикаций:

- [1] Yamamoto T.J. // *Journal of the Society of Materials Science (Japan) Mater. Sci. Soc. Japan.* 1990. V.27. P.153.
- [2] Еремкин В.В., Гусенко И.В., Нагаенко А.В., Панич А.А., Смотраков В.Г., Филиппов С.Е., Шилкина Л.А. // *Материалы международной научно-технической конференции INTERMATIC-2011. Москва. 2011. Ч. 2. С.117.*
- [3] Сидоренко Е.Н., Гавриляченко В.Г., Турик А.В., Семенов А.Ф., Натхин И.И. // *Электромагнитные волны и электронные системы.* 2013. Т.18. №9. С.51.
- [4] Турик А.В., Сидоренко Е.Н., Жестков В.Ф., Комаров В.Д. // *Известия АН СССР. Сер. физ.* 1970. Т.34. №12. С.2590.

Расчет характеристик градиентных волноводов

Андреев Виктор Викторович

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

Болецкая Татьяна Константиновна, к.ф.-м.н.

vit1992max@yandex.ru

Диэлектрические волноводы представляют собой структуры, которые служат для направления и ограничения света в устройствах интегральной оптики. У градиентных волноводов распределение показателя преломления неоднородно в направлении, перпендикулярном оси волновода. Такой градиент показателя преломления возникает в процессе изготовления [1]. Цель настоящей работы – расчёт постоянных распространения планарного и полоскового градиентных волноводов с экспоненциальным профилем показателя преломления.

Пусть показатель преломления покрывного слоя планарного волновода равен n_3 , показатель преломления волноводной пленки зависит от координаты x по закону (ось x перпендикулярна к поверхностям пленки):

$$n^2 = n_1^2 \left[1 - 2\Delta \left(1 - e^{-x/a} \right) \right], \quad (1)$$

где a и Δ – постоянные, $2n_1^2\Delta = n_1^2 - n_2^2$, n_2 – величина n при больших x . $2a$ можно считать шириной пленки, а n_2 – показателем преломления подложки.

Будем рассматривать ТЕ-моды. Решения волнового уравнения для пленки запишутся в виде:

$$H_x = AJ_{2w} \left(2ve^{-\frac{x}{2a}} \right), \quad (2)$$

где H_x – проекция напряженности магнитного поля на ось x , ν – нормированная частота: $\nu^2 = 2a^2k^2n_1^2\Delta = a^2k^2(n_1^2 - n_2^2)$, $w^2 = a^2(\beta^2 - n_2^2k^2)$, k – волновое число для вакуума, β – постоянная распространения, A – константа.

При большом параметре асимметрии $c^2 = (n_2^2 - n_3^2)/(n_1^2 - n_2^2)$ можно считать, что поле не проникает в покровный слой. Тогда постоянные распространения находятся из уравнения

$$J_{2w}(2\nu) = 0. \quad (3)$$

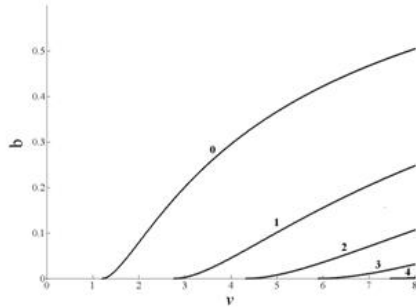


рис. 1. Зависимости нормированных постоянных распространения $b^{(M)} = (w^{(M)})^2 / \nu^2$ от нормированной частоты ν для мод планарного градиентного волновода

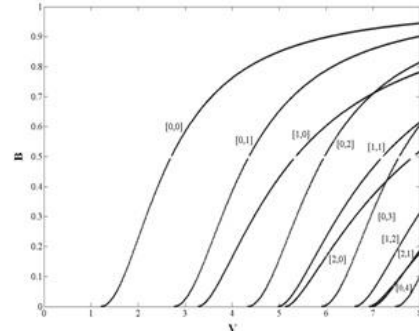


рис. 2. Зависимости нормированных постоянных распространения $B^{(M,N)}$ от нормированной частоты ν для мод полоскового внедренного градиентного волновода без боковой диффузии

Расчёты выполнялись для $n_3 = 1$ (воздух), $n_2 = 2.214$ (ниобат лития) и $n_1 = 2.234$ (ниобат лития с примесью титана)). Результаты представлены на рис.1. Номер моды M совпадает с номером корня $w^{(M)}$ уравнения (3) при данном ν . $M = 0, 1, 2, \dots$

Полученные результаты были использованы для расчета ТЕ-мод внедренного полоскового волновода без боковой диффузии. В области волноводной полоски с размерами $2a$ и $2d$ показатель преломления меняется по закону (1). Воспользуемся методом эффективного показателя преломления [2], который заключается в том, что сначала решается задача для планарного волновода, с толщиной пленки, равной $2a$, в котором область распределения полей направляемой волны ограничена в направлении x . По найденным постоянным распространения вычисляются эффективные показатели преломления $n_{эфф}^{(M)} = \beta^{(M)} / k = b^{(M)}n_1^2 + (1 - b^{(M)})n_2^2$ и решаются дисперсионные уравнения для симметричных планарных волноводов, в которых область распределения полей направляемой волны ограничена в направлении y :

$$\operatorname{tg}\left(2V^{(M)}\sqrt{1 - B^{(M,N)}}\right) = \frac{2\sqrt{B^{(M,N)}(1 - B^{(M,N)})}}{(n_{эфф}^{(M)})^2 - n_2^2}, \quad (4)$$

где $V^{(M)}$ – нормированная частота, соответствующая эффективному показателю преломления с номером M : $(V^{(M)})^2 = d^2k^2[(n_{эфф}^{(M)})^2 - n_2^2]$, $B^{(M,N)}$ – нормированная постоянная распространения:

$$B^{(M,N)} = \frac{(\beta^{(M,N)} / k)^2 - n_2^2}{(n_{эфф}^{(M)})^2 - n_2^2}.$$

Индекс N нумерует корни уравнения (4) при данных $n_{эфф}^{(M)}$ и $V^{(M)}$. Двойной индекс (M,N) нумерует моды полоскового волновода. Полученные результаты приведены на рис. 2. Расчёты выполнялись для показателей преломления, указанных ранее.

Список публикаций:

- [1] Д.Дж. Стерлинг. Волоконная оптика. М.: “Лори”, 277 с. (1998)
 [2] М. Адамс. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 512 с. (1984).

Высоковольтный модулятор с твердотельной коммутацией для питания электронной пушки и системы накала.

Бамбуца Эльфрида Евгеньевна

Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН

Воскобойников Ренат Владимирович

bambytsa@mail.ru

В 2014 году ученые Института ядерной физики сибирского отделения РАН получили рекордную энергию плазмы - 400 электрон-вольт. Для последующего увеличения данного результата была предложена концепция “вихревого удержания”, использующая поток электронов с инжектора вместо положительно-заряженных электродов. Предполагается, что в газо-динамической ловушке (ГДЛ) будет получена плазма с электронной температурой до 2 кэВ, с относительным давлением до 40%, плотностью быстрых ионов до $3.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и энергетическим временем жизни 1 с. Достижение этих параметров позволит обеспечить эффективность DT реакции синтеза на уровне 10% и продемонстрировать возможность строительства термоядерного реактора на основе ловушки открытого типа.

Для успешной реализации данного проекта предварительно необходимо решить следующую задачу: разработка и изготовление источника электронов с большей длительностью импульса, чем предыдущие поколения источников. Планируемые параметры электронной пушки для установки ГДЛ: ток 40А, выходное напряжение 45кВ, длительность импульса 15мс.

Реализация такого источника питания была выполнена в виде высоковольтного модулятора. Его импульсная мощность достаточно большая - 1,8 МВт, поэтому, чтобы не создавать помехи в электросети, было решено использовать энергию, накопленную в конденсаторах. Кроме того, такое решение позволит создать крутой передний фронт, а сам импульс будет стабилен по амплитуде с формой, не меняющейся в зависимости от фазы питающей сети. Для запаса энергии используется накопительная ёмкость на конденсаторах с параметрами 100мкФ 3000В. Для увеличения энергии конденсаторы соединяются параллельно, а для увеличения рабочего напряжения блоки конденсаторов соединяются последовательно.

Формирование выходного импульса происходит за счёт быстрых полупроводниковых ключей, выполненных в виде биполярных транзисторов с изолированным затвором (IGBT). Благодаря совместному использованию с тиристорными коротителями фронты импульса имеют почти идеальную прямоугольную форму. Для увеличения выходного напряжения транзисторы соединены последовательно. Для выравнивания напряжения, приложенного к отдельным транзисторам составного ключа, используются варисторы, подключаемые между выходными электродами транзисторов параллельно.

Наиболее жесткие требования предъявляются по отношению защиты элементов схемы от пробоев. Для контроля выходного напряжения используется компенсированный высоковольтный делитель, а измерение выходного тока осуществляется с помощью бесконтактного датчика тока. Система защиты по току, для обеспечения большей отказоустойчивости, помимо сигнала с датчика тока, использует сигнал с шунта, отключая выходное напряжение при превышении уровня любого из датчиков.

Питание электронной пушки также включает в себя источник питания накала, имеющий изоляцию на напряжение 50кВ и служащий для разогрева борид-лантанового катода пушки. Передача энергии в этот источник осуществляется через высокочастотный изолирующий трансформатор.

Недостатками подобных устройств являются достаточно большие геометрические размеры. К достоинствам стоит отнести неограниченный ресурс переключений высоковольтных ключей. Основное отличие от систем, где роль ключей выполняют тиратроны или подобные им ламповые элементы, состоит в том, что у транзисторов есть возможность генерировать импульсы произвольной длительности (начиная от 1мкс) и с произвольным заполнением. Срок службы таких модуляторов увеличивается в разы.

Технический результат данного проекта заключается в снижении массогабаритных характеристик при повышении надежности. Так же в работе представлены схемотехнические решения, позволяющие улучшить параметры формируемых импульсов, расширить диапазоны изменения их частот повторения и длительностей.

Список публикаций:

[1] Бамбуца Э. Система питания электронной пушки для бесконтактного метода “вихревого удержания” плазмы в открытой ловушке, МНСК (2014).

Радиопоглощающие материалы на основе наноструктуры

Ворончихин Сергей Сергеевич

Филиал военной академии связи в г. Краснодаре

Вызулин Сергей Александрович, д.ф.-м.н.

voronchikhins@live.com

С развитием технологий передачи информации возникла острая проблема защиты источников информации и, в частности, защиты технических средств от несанкционированного доступа через беспроводные каналы связи. Основным каналом утечки информации является побочное электромагнитное излучение. Решить проблему экранирования помещения можно путем установки громоздких и тяжелых пластин из различных радиопоглощающих материалов. В случае, с негабаритной аппаратурой необходимо руководствоваться не только соображениями качества покрытия, но и его весом и размерами. В отдельных случаях (например: беспилотные летательные аппараты) вес имеет критическое значение.

Целью исследования является сравнительный анализ существующих радиопоглощающих покрытий и перспективных пленочных композитных наноматериалов с магнитными кластерами по техническим характеристикам - диапазону рабочих частот и массо-габаритным параметрам.

Сравнительные характеристики материалов, используемых на данный момент указаны в таблице [1].

№ п/п	Наименование материала	Масса 1 м ² (КГ)	Вид	Диапазон раб. частот
1	МОХ-П400	4,1	Конструкции в виде блоков из четырёхгранных пирамид	0,3-3 ГГц
2	Терновник-ТГ-2МО	1,35	Ковровый тип	1-100 ГГц
3	ОСОКА 1-37	25	Блоки прямоугольной формы, собираемые из скошенных трубчатых элементов	200-1000 ГГц

Радиопоглощающим материалом нового поколения, могут стать композитные наногранулированные магнитные пленки. Основное преимущество тонкопленочных радиопоглощающих покрытий на основе наноструктурированных пленок перед традиционными материалами заключаются в легкости - масса покрытия 1–1,5 кг/м². Пленки обеспечивают достаточно эффективное поглощение электромагнитного излучения в диапазоне частот от 7 до 300 ГГц, что сопоставимо с «Терновником-ТГ-2МО». Толщина радиопоглощающего покрытия будет порядка сотен нанометров, а износостойкость и невосприимчивость к агрессивным воздействиям внешней среды будет на порядок выше чем, например, покрытия коврового типа [3].

Применение достижений нанотехнологии позволяет создавать радиопоглощающие покрытия в виде гибкой ткани. Процесс создания такой «ткани» представляет собой напыление радиопоглощающего покрытия на волокна арамидной нити [3]. Полученное покрытие имело высокую гибкость, прочность и обладало хорошей адгезией. Данный тип покрытия может использоваться в боевых условиях, где нет времени на долгое развертывание специальных помещений или же в случаях, когда требуется экстренно закрыть аппаратуру от технических средств вражеской разведки.

Радиопоглощающие материалы на основе наноструктуры обладают более высоким показателями по прочности, теплостойкости, экологичности и устойчивости к внешним воздействиям, по сравнению с аналогами из массивных материалов, при этом, не уступая им в поглощении электромагнитного излучения. Меньшая масса и толщина покрытий на основе наноструктуры позволяют использовать их в беспилотных летательных аппаратах, существенно не снижая их грузоподъемность, при этом эффективно справляясь с задачей экранирования. По этим причинам следует предпринимать шаги к разработке радиопоглощающих покрытий на основе наноструктур.

Список публикаций:

[1] НПП «Радиострим» // официальный сайт. URL: <http://www.radiostrim.ru/200-absorb.htm> (дата обращения: 14.02.2015)

[2] Луцев Л. В., Яковлев С. В., Алексеев А. Г., Старостин А. П., Козырев С. В. // Микроволновые поглощающие покрытия на основе гидрогенизированного углерода с наночастицами кобальта. Сб. трудов 1 Всерос. конф. по наноматериалам. Москва, 16-17 декабря 2004 г.

[3] Алексеев А. Г., Старостин А. П., Яковлев С. В., Луцев Л. В., Козырев С. В. // Патент на изобретение RU 222 8565 C1 «Радиопоглощающее покрытие и способ его получения». 19 декабря 2002 г.

Исследование устойчивости двухчастотного режима автоколебаний кварцевых генераторов

Губарев Алексей Александрович

Омский государственный технический университет

Guber@list.ru

Изменения температуры являются главным дестабилизирующим фактором, влияющим на стабильность частоты автоколебаний в кварцевом генераторе. Задачу повышения стабильности частоты решают путем термостабилизации или термокомпенсации. Дальнейшему росту стабильности частоты препятствует проблема точного измерения температуры кварцевого резонатора. Применение внешнего термодатчика приводит к возникновению статической и динамической погрешности измерения, особенно в условиях неравномерного нагрева или резких изменений температуры окружающей среды. Одним из наиболее перспективных направлений повышения точности измерения температуры резонатора является использование в качестве датчика температуры самого резонатора – термочувствительной моды колебаний, чаще всего моды В в резонаторах двухповоротного SC среза [1].

Однако одновременный двухчастотный режим возбуждения кварцевого резонатора не нашел широкого практического применения из-за сложностей обеспечения устойчивости автоколебаний. Колебания взаимодействуют друг с другом на нелинейности активного элемента и рост амплитуды более активного колебания приводит к ухудшению условий самовозбуждения для менее активного, его подавлению. Режим одновременного двухчастотного возбуждения возможен в довольно узкой области параметров автогенераторной системы, которая, в то же время, может быть значительно расширена путем определенных практических схемотехнических решений [2]. Но, несмотря на значительное количество теоретических работ, посвященных динамике и устойчивости стационарных режимов многочастотных кварцевых генераторов, в них отсутствуют пригодные для инженерной практики количественные оценки зон устойчивости. Трудность состоит в том, что анализ устойчивости будет адекватным только при точной аппроксимации нелинейности активного элемента и нелинейном моделировании процесса установления колебаний, что возможно только при применении компьютерных методов анализа. Таким образом, задача создания компьютерной инженерной методики количественного описания зон устойчивости двухчастотного режима автоколебаний в кварцевых генераторах является актуальной.

Методика основана на предложенном автором [3] численно-аналитическом методе нелинейного моделирования кварцевых генераторов, реализуемом средствами распространенных программ схемотехнического моделирования (Microcap, Microwave office).

Двухчастотный кварцевый генератор представляется моделью в виде двух автогенераторных колец, работающих на частотах возбуждаемых колебаний, каждое из которых представляет собой электрический эквивалент резонатора, нагруженный на эквивалент схемы возбуждения в виде комплексного нелинейного отрицательного сопротивления. Реальная и мнимая часть этого сопротивления, соответственно $R_g(I_1, I_2)$ и $X_g(I_1, I_2)$, представлены в виде функциональной зависимости от амплитуды колебаний I_1 и I_2 (рис. 1).

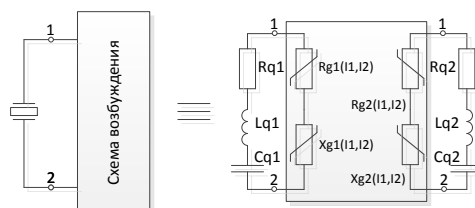


рис.1. Модель двухчастотного кварцевого генератора

Нелинейные функциональные зависимости $R_g(I_1, I_2)$ и $X_g(I_1, I_2)$ для конкретной схемы рассчитываются численно, средствами программ схемотехнического моделирования.

Представленная модель описывается простой системой дифференциальных уравнений в частных производных, решение которой во временной области позволяет получить картину переходного процесса установления колебаний. Условия локальной устойчивости колебаний для данной системы могут быть получены с использованием метода Ляпунова и критерия устойчивости Рауса-Гурвица и имеют вид:

$$\frac{I_1 w_{q1}}{Q_1 R_{q1}} \cdot \frac{\partial R_{g1}}{\partial I_1} + \frac{I_2 w_{q2}}{Q_2 R_{q2}} \cdot \frac{\partial R_{g2}}{\partial I_2} > 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial R_{g1}}{\partial I_1} \cdot \frac{\partial R_{g2}}{\partial I_2} - \frac{\partial R_{g1}}{\partial I_2} \cdot \frac{\partial R_{g2}}{\partial I_1} > 0$$

где Q - добротность, R_q - сопротивление резонатора на частоте соответствующей моды колебаний w_q .

Применяя полученные критерии к численно найденной функциональной зависимости $R_g(I_1, I_2)$ можно найти область активных входных сопротивлений схемы возбуждения резонатора, для которых режим двухчастотного возбуждения будет устойчив. Т.к. стационарный режим автоколебаний колебаний соответствует условию, когда потери в резонаторе R_q полностью компенсируются отрицательным сопротивлением R_g : $-R_g = R_q$, то полученная область устойчивости будет фактически являться областью сопротивлений мод резонатора, для которой данная схема способна поддерживать устойчивое двухчастотное возбуждение. По размерам данной области (зоны) можно количественно сравнивать способность разных схем поддерживать двухчастотное возбуждение и заниматься оптимизацией схемы. Процесс получения зон устойчивости был автоматизирован путем транслирования зависимостей $R_g(I_1, I_2)$ из программы схемотехнического моделирования в математический пакет.

Список публикаций:

- [1] Shodovsky S. Resonator self-temperature sensing using a dual-harmonic mode crystal oscillator // Proc. 43rd A.F.C.S. – 1989. - P. 2-7.
 [2] Завьялов С.А. Повышение устойчивости двухмодового возбуждения в двухчастотных кварцевых генераторах с цифровой термокомпенсацией: Дис. канд. тех. наук: 05.12.04 / ОмГТУ. – Омск., 2002. – 186 с.
 [3] Губарев А.А. Анализ схем кварцевых генераторов и расчет их параметров методом численно-аналитического моделирования: Дис. канд. техн. наук: 05.12.04 / ОмГТУ - Омск, 2004. - 159 с.

Сингулярные функции нестационарных каналов связи

Дереча Евгений Вадимович

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

Болецкая Татьяна Константиновна, к.ф.-м.н.

neytrinoskvant@yandex.ru

Во всех системах связи сигналы подвергаются преобразованиям. Математически преобразование можно описать как действие оператора \mathbf{H} канала связи на входной сигнал $x(t)$:

$$y(t) = (\mathbf{H}x)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t, \tau)x(t - \tau)d\tau, \quad (5)$$

где $h(t, \tau)$ - импульсная характеристика канала.

В общем случае оператор \mathbf{H} , который ставится в соответствие нестационарному каналу, может не иметь собственных функций, но может иметь левые $u_i(t)$ и правые $v_i(t)$ сингулярные функции, которые определяются следующим образом [1]:

$$(\mathbf{H}v_i)(t) = \sigma_i u_i(t) \quad (6)$$

$$(\mathbf{H}^* u_i)(t) = \sigma_i v_i(t) \quad (7)$$

где \mathbf{H}^* – оператор, сопряженный оператору \mathbf{H} , σ_i – сингулярные значения оператора.

Знание сингулярных функций операторов имеет практическое значение при построении систем связи [2]. Цель настоящей работы – вычисление сингулярных функций многоручевых каналов с функциями рассеяния, имеющими ограниченные области определения методом ВКБ (метод Вентцеля, Крамерса, Бриллюэна). Предложенный в [3] для решения интегральных уравнений этот метод, примененный для решения уравнений (6) и (7), дает следующие результаты для левых сингулярных функций:

$$u_i(t) = \sum_m A_{i,m}(t) e^{j\varphi_{i,m}(t)}, \quad (8)$$

$$A_{i,m}(t) = \left| \frac{\partial}{\partial f} |H(t, f)|^2 \right|_{f=\dot{\varphi}_{i,m}(t)/(2\pi)}^{-1/2}, \quad (9)$$

где $H(t, f)$ – передаточная функция канала, равная Фурье-преобразованию импульсной характеристики по переменной τ .

Сингулярные собственные значения равны:

$$\sigma_i = \left| H \left(t, \frac{\dot{\varphi}_{i,m}(t)}{2\pi} \right) \right|. \quad (10)$$

$\varphi_{i,m}(t)/2\pi$ называются мгновенными фазами, а производные от этих величин по времени – мгновенными частотами.

Для двулучевого канала с малым рассеянием сингулярные функции могут быть найдены аналитически. Импульсная характеристика двулучевого канала равна:

$$h(t, \tau) = h_0 e^{j2\pi\nu_0 t} \delta(\tau - \tau_0) + h_1 e^{j2\pi\nu_1 t} \delta(\tau - \tau_1), \quad (11)$$

где h_0 и h_1 – коэффициенты ослабления, τ_0 и τ_1 – задержки, ν_0 и ν_1 – доплеровские сдвиги.

Нестационарная передаточная функция вычисляется по формуле:

$$H(t, f) = h_0 e^{j2\pi(f_0 t - f\tau_0)} + h_1 e^{j2\pi(f_1 t - f\tau_1)} = e^{j2\pi(f_0 t - f\tau_0)} (h_0 + h_1 e^{j2\pi(t\Delta f - f\Delta\tau)}), \quad (12)$$

где $\Delta f = f_1 - f_0$, $\Delta\tau = \tau_1 - \tau_0$.

Модуль передаточной функции принимает постоянные значения на прямых

$$t\Delta\nu - f\Delta\tau = \alpha_i, \quad (13)$$

где α_i – константы.

На рис. 1 представлены кривые постоянного значения модуля передаточной функции. Сингулярные функции находятся из уравнения:

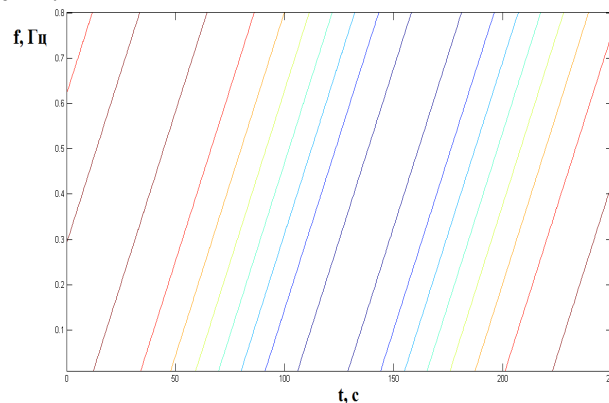


рис. 1. Кривые постоянного значения модуля передаточной функции двулучевого канала

$$\sigma_i u_i(t) = h_0 v_i(t - \tau_0) e^{j2\pi\nu_0 t} + h_1 v_i(t - \tau_1) e^{j2\pi\nu_1 t}. \quad (14)$$

Вводя обозначение $\theta = t - \tau_0$, получаем уравнение:

$$\sigma_i u_i(\theta + \tau_0) = e^{j2\pi\nu_0(\theta + \tau_0)} [h_0 v_i(\theta) + h_1 v_i(\theta - \Delta\tau) e^{j2\pi\Delta\nu(\theta + \tau_0)}]. \quad (15)$$

Можно поверить непосредственной подстановкой, что в случае слабо рассеивающего канала уравнению (15) удовлетворяют функции

$$v_i(t) = e^{j2\pi\alpha_i t / \Delta\tau} e^{j\pi\Delta v t^2 / \Delta\tau}, \quad (16)$$

$$u_i(t) = e^{j2\pi f_i \tau_0} e^{j\arg|H(t, f_i)|} v_i(t - \tau_0), \quad (17)$$

где $f_i = \frac{\Delta v}{\Delta\tau} t - \frac{\alpha_i}{\Delta\tau}$.

Сингулярные значения σ_i

$$\sigma_i = \left| h_0 + h_1 e^{-j2\pi\alpha_i} \right| \quad (18)$$

равны постоянным значениям модуля передаточной функции.

Сингулярные функции $v_i(t)$ в этом случае являются chirp-сигналами, то есть сигналами, мгновенная частота которых линейно растет со временем. Скорость возрастания частоты равна $\Delta v / \Delta\tau$.

Список публикаций:

- [1] Barbarossa S., Tsitsvero M. "Eigenfunctions of Underspread Linear Communication System" in "Time Frequency Signal Analysis and Processing". Ed. by B. Boashash, Elsevier Ltd. (2014)
 [2] Barbarossa S.. Multiantenna Wireless Communication Systems. ISBN 1580536344. (2005)
 [3] Sirovich L., Knight B.W. Quarterly of Applied Mathematics, 3, 469. (1980).

Рассеяние плоской ЭМВ от вращающегося цилиндра с метапокрытием

Зейде Кирилл Михайлович

Уральский федеральный университет

Князев Сергей Тихонович, д.т.н.

k.m.zeyde@urfu.ru

Физическая система, изучаемая в работе представлена, в [1]. Покрытие цилиндра – периодическая двухмерная структура из метаматериала, пример которой показан в [2]. Важной особенностью системы, помимо равномерного вращения рассеивателя вокруг своей оси, является свободный выбор параметров покрытия (любое отрицательное или положительное значение диэлектрической и магнитной проницаемости, индекса рефракции). Главной целью исследования, является проследить влияние механического вращения рассеивателя, на типовые снимаемые данные (ДР, ФД, ЭПР). Кроме сравнения результатов для неподвижного и вращающегося цилиндра с метапокрытием, интерес также представляет сравнение результатов для вращающихся цилиндров с одинаковыми по модулю индексами рефракции.

Математический аппарат был получен строгим решением уравнения Максвелла для заданных граничных условий, с применением принципа неподвижного участка облучения [3]. Полученные соотношения были расширены до диапазона стабильности, в который включается метапокрытие, применением расчетов описанных в [4], для предельных значений радиуса внутреннего цилиндра. Наличие покрытия у рассеивателя указывает на его многослойную структуру. Для анализа физических процессов, исключительно на укрывающей поверхности, цилиндр принимается проводящим, с заметно малой глубиной проникновения ЭМВ в него (Δ). Для допустимого условия расчетов, толщина покрывающей поверхности должна быть не менее Δ . В этом случае наличием внутреннего цилиндра можно пренебречь.

Рис. 1 – 3 представляют полученные результаты расчетов. В них: τf – коэффициент соотносимости по частоте (оценка стабильности); $\tau f = \Omega / 2\pi f$ (Ω – угловая скорость вращения цилиндра, f – частота падающей волны); ka – электрический радиус рассеивателя (a – радиус цилиндра с покрытием), $\beta = \Omega a / c$, τ – суммарный коэффициент соотносимости (оценка стабильности); $\tau = \tau f + |N| + \beta$, N – индекс рефракции, σ – проводимость внутреннего цилиндра.

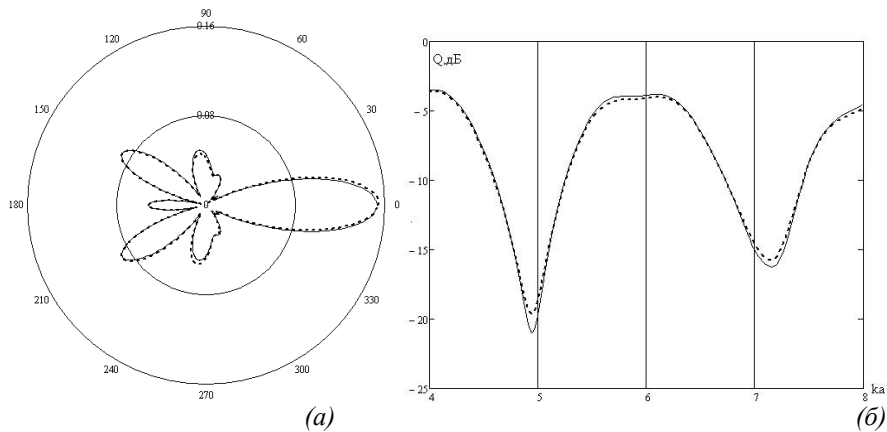


рис.1. Цилиндр с метапокрытием $\epsilon=-5, \mu=-1, \Delta=0.025\text{м}$
 (а) Диаграмма рассеяние $\tau f=0.0028, \tau/\sigma=5.73, ka=6.3$ (б) Обратное рассеяние
 (—) неподвижный цилиндр; (---) вращающийся цилиндр ($\beta=0.0175$)

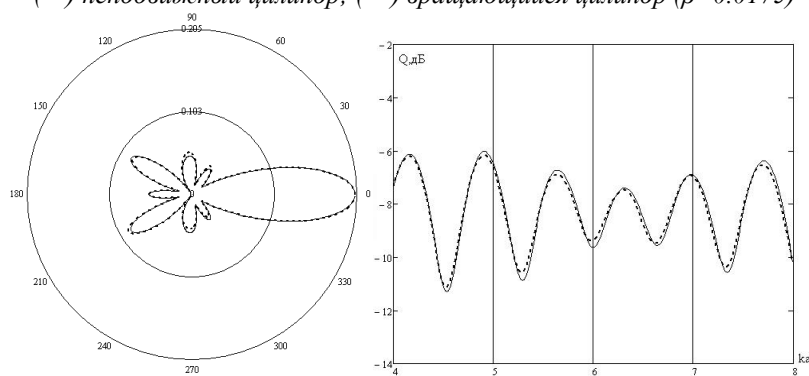


рис.2. Цилиндр без метапокрытия $\epsilon=5, \mu=1, \Delta=0.025\text{м}$
 (а) Диаграмма рассеяние $\tau f=0.0028, \tau/\sigma=5.73, ka=6.3$ (б) Обратное рассеяние
 (—) неподвижный цилиндр; (---) вращающийся цилиндр ($\beta=0.0175$)

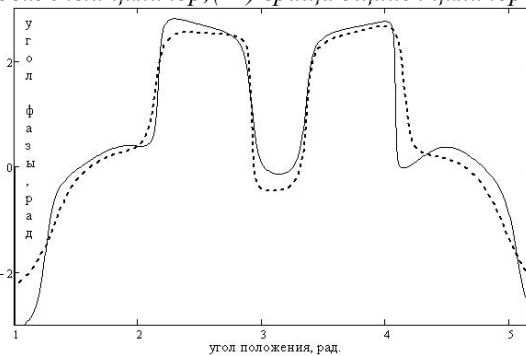


рис.3. Фазовые диаграммы для вращающегося цилиндра $\beta=0.0175, \tau f=0.0028, \tau/\sigma=5.73, ka=6.3, \Delta=0.025\text{м}$
 (—) $\epsilon=-5, \mu=-1$ (---) $\epsilon=5, \mu=1$

Ожидаемое различие между результатами для цилиндров с метаматериальным покрытием и без него, полностью подтвердилось и не являются новыми – они проводились во многом, для учета критерия истинности расчетов. Результаты, полученные для вращающегося цилиндра с метапокрытием, представляют наибольший интерес для изучения. Главным выводом исследования является заключение о том, что цилиндр с метапокрытием более чувствителен к механическому вращению для рассеянной волны, чем идентичный цилиндр с положительным индексом рефракции, при прочих равных условиях. Количественная оценка может быть выражена статистическим методом, путем расчета максимального отклонения функции разности для полученных данных (S). S для рис. 1а равно 0.01, S для рис. 2а принимает значение 0.009503.

Список публикаций:

- [1] Зейде К.М., // Материалы конференции ВНКФ-20,(2014).
- [2] Vakili I., Gustafsson M., Sjöberg D. // IEEE 6th EUCAP,(2012).
- [3] D. De Zutter. // IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. AP-31(1983).
- [4] Muhammad A. Mushref, // Optics communications, (2006).

Вариации радишума и солнечная активность по наблюдениям в Якутске в 2009-2014

Коркина Валентина Николаевна

Корсаков Алексей Анатольевич

Северо-Восточный федеральный университет им. М. К. Аммосова

Козлов Владимир Ильич, к.ф.-м.н.

vkozlov@ikfia.ysn.ru

Основным природным источником очень низкочастотного излучения (ОНЧ: 3 – 30 кГц) являются грозовые разряды, порождающие радиоимпульсы – атмосферерики. Эти радиоимпульсы распространяются на большие расстояния с малым затуханием. Ряд работ [1,2] указывает на зависимость атмосферных помех от активности Солнца (СА). В г. Якутске с 2009 г по 2014 г в непрерывном режиме ведётся регистрация сигналов станций радиотехнической системы дальней навигации (РСДН – 20), расположенных вблизи Новосибирска и Хабаровска. В промежутках между импульсами радионавигационных сигналов на тех же частотах регистрируется радишум. Осуществляется выделение (с помощью решётчатых функций преобразования Фурье) амплитуды и фазы на трёх частотах 14,88 кГц, 12,649 кГц и 11,904 кГц. Это позволяет рассмотреть, как вариации величины радишума, так и затухания при распространении [3].

По данным Мировой сети локализации молний (World Wide Lightning Location Network) [4], в которую входит Якутский пункт, выделяются два максимума плотности грозовых разрядов, вносящих большой вклад в местную послеполуденную (3-7 UT) грозовую активность в летний период. Один максимум находится западнее Новосибирска, а второй – южнее Хабаровска. Вариации распространения атмосферерики из этих областей до Якутска и оцениваются с помощью регистрации сигналов станций Новосибирск и Хабаровск. Проведено сравнение вариаций мощности радишума, зарегистрированного в декабре-феврале 2009-2014 гг., с вариациями мощности сигналов радиостанций (РС) на этих частотах. Зимний сезон (рис.1) выбран из-за отсутствия ближних грозовых разрядов, с большими междугодовыми флуктуациями. С 2009 г (минимум СА) по 2013-2014 гг. (максимум СА) мощность радишума увеличилась на +10 дБ, а для сигналов РС: Новосибирской на +8 дБ и Хабаровской на +7 дБ.

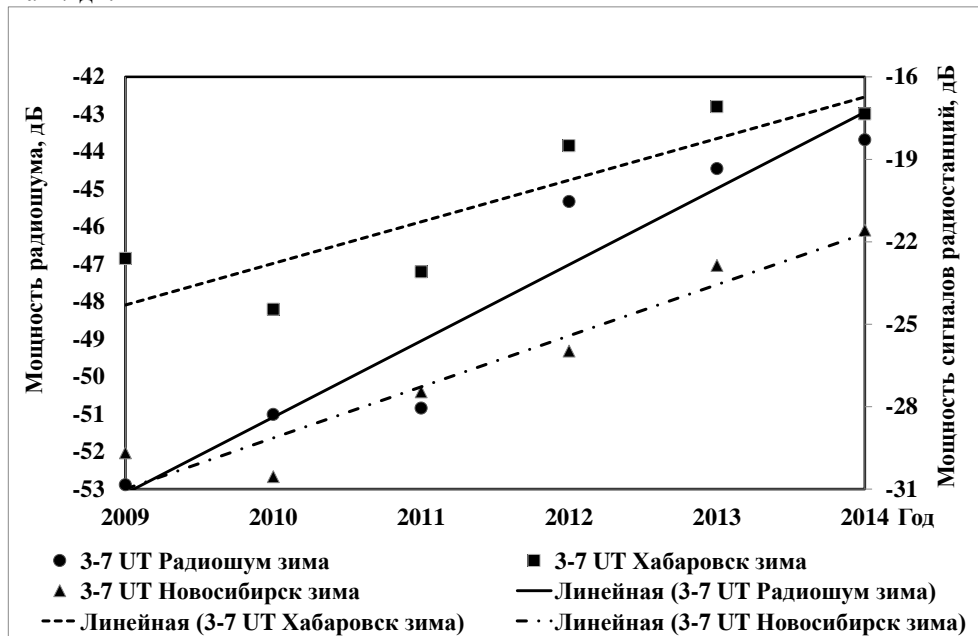


рис.1. Вариации спектральной мощности радишума и сигналов радиостанций на частоте 14,88 кГц. 3-7 UT, февраль 2009-2014 гг. Нормировка к уровню сигнала р.ст. Хабаровск (15:30 UT) июль

Для лета (рис.2) радишум от мин. СА к макс. СА увеличился на +1,5 дБ (и велики межгодовые 3 дБ флуктуации из-за местной молниевой активности), а сигналы РС уменьшились на 0,6-1,5 дБ. Осенью ход радишума от мин. СА к макс. СА (+1,2 дБ) похож на зимний, сигналы РС +4 дБ (Новосибирск) и 6 дБ (Хабаровск). Весной от мин. СА к макс. СА радишум +3 дБ, а сигналы РС +0,8 дБ (Новосибирск) и -0,5 дБ (Хабаровск).

Как видно представленных данных изменения как функции распространения, определяемой вариациями электронной концентрации в слоях Д и Е, так и в мощности радишума при переходе от солнечного минимума к солнечному максимуму малы и флуктуируют по сезонам.

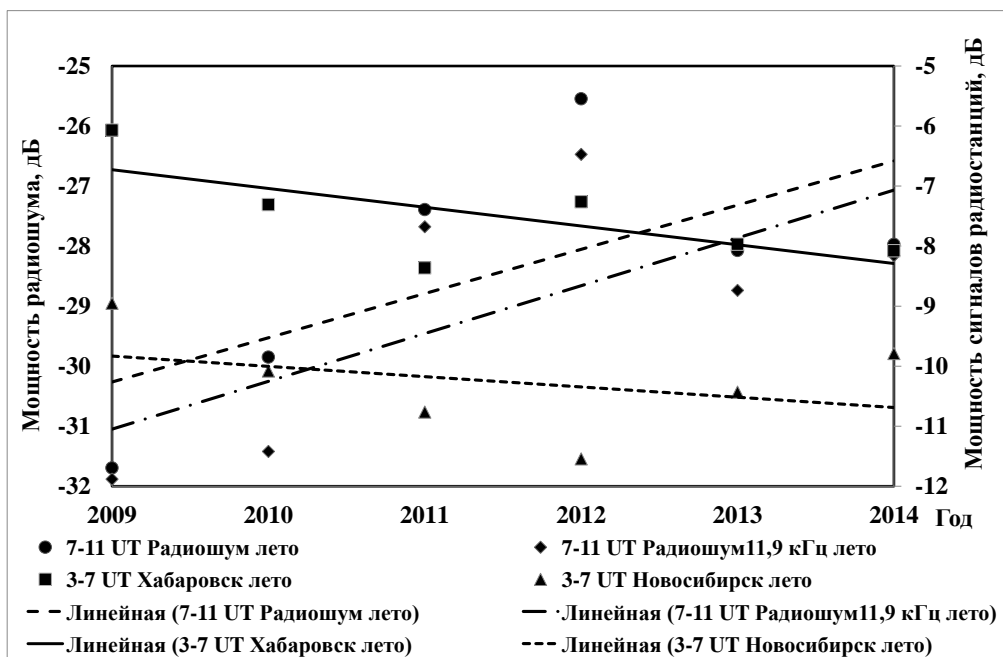


рис.2. Вариации спектральной мощности радиощума и сигналов радиостанций на частотах 11,9 и 14,88 кГц. 3-7 UT, летом 2009-2014 гг. Нормировка к уровню сигнала р.ст. Хабаровск (15:30 UT) июль

Работа поддержана грантами РФФИ 15-45-05005-р_восток_a и 15-45-05017- р_восток_a.

Список публикаций:

- [1] Лихтер Я.И. // *Геомагнетизм и астрономия*. 1966. Т.6. №4. С. 795-796.
 [2] Клейменова З.П. // *Метрология и гидрология*. 1967. № 8. С.64-68.
 [3] Каримов Р.Р., Козлов В.И., Корсаков А.А., Муллаяров В.А., Мельчинов В.П. // *Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса*. 2012. Т. 9. № 4. С. 57-62.
 [4] Dowden R.L., Brundell J.B., Rogder C.J. // *J. Atmos. Solar-Ter. Phys.* 2002. V.64, №7. P. 817-879.

О диэлектрической проницаемости почвы антенных полигонов

Крошка Елена Сергеевна

Омский государственный университет

Бобров Павел Петрович, д.ф.-м.н.

smallermoon@mail.ru

При исследовании и разработке новых типов антенн большую пользу приносит метод моделирования, в основе которого лежит принцип электродинамического подобия [1]. Моделирование предполагает одновременное уменьшение размеров антенны и увеличение частоты в N раз. Уменьшение размеров антенны в 100-1000 раз упрощает экспериментальное исследование их электрических параметров. Поскольку на форму диаграммы направленности и КПД приземных антенн существенное влияние оказывает диэлектрическая проницаемость и проводимость почвы, постольку необходимо на высокой частоте обеспечивать те же значения коэффициента отражения от поверхности почвы, что и на основной частоте.

Как правило, при расчете диаграмм направленности принимают во внимание средние значения диэлектрической проницаемости. Но с точки зрения влияния на характеристики антенных устройств, параметры почвы оказываются зависящими от частоты. При увеличении частоты в 100-1000 раз действительная ϵ' и мнимая ϵ'' части диэлектрической проницаемости наиболее распространенных влажных почв с массовой долей глины 0,3–0,6 уменьшаются в 10–100 раз (см. рис. 1). Это приводит к значительному уменьшению коэффициента отражения (см. рис. 2).

Целью нашей работы явилось измерение в широком диапазоне частот диэлектрической проницаемости натуральных почв и модельных грунтов, обладающих более высокими значениями ϵ' и ϵ'' . Измерения проводились по методике, описанной в [2]. В качестве модельного грунта был выбран бентонит, обладающий высокой удельной поверхностью и повышенными значениями диэлектрической проницаемости вследствие межслойной поляризации на границе вода-твердая фаза. Дополнительно для повышения коэффициента

отражения бентонит увлажнялся соевым раствором. Наши измерения [3] показали, что присутствие солей во влажном грунте приводит также к увеличению действительной части диэлектрической проницаемости.

На рис. 1 приведены результаты измерения ϵ' и ϵ'' почвы с массовой долей глины, равной 0,6, и бентонита с содержанием соли NaCl 5% от массы (сухой остаток) при двух значениях влажности. Видно, что за счет засоления удалось существенно повысить не только мнимую, но и действительную часть диэлектрической проницаемости бентонита.

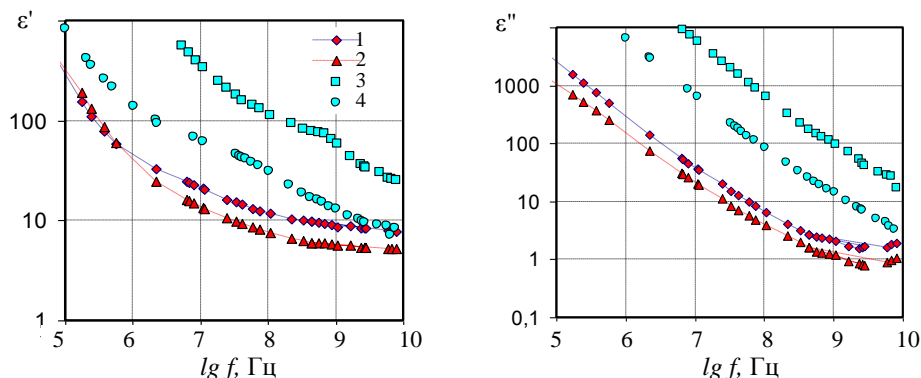


рис. 1. Частотные зависимости действительной ϵ' и ϵ'' засоленного бентонита и почвы. Значения объёмной влажности: 1 - почва $W=0,24$; 2 - почва $W=0,17$; 3 - бентонит $W=0,26$; 4 - бентонит $W=0,18$

Комплексный коэффициент отражения рассчитывался по формуле Френеля для горизонтальной поляризации:

$$r_H = \frac{\cos \varphi - \sqrt{\dot{n}} \cdot \sqrt{\dot{n} - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\dot{n}} \cdot \sqrt{\dot{n} - \sin^2 \varphi}}, \quad (1)$$

где φ – угол падения, \dot{n} – комплексный показатель преломления:

$$\dot{n} = \sqrt{\epsilon' - i\epsilon''}, \quad (2)$$

где i – мнимая единица.

На рис. 2 приведены значения модуля коэффициента отражения, рассчитанные для образцов, диэлектрические характеристики ϵ' и ϵ'' которых приведены на рис. 1. Видно, что при выбранной степени засоления бентонита удастся получить на частотах 0,1–1 ГГц почти такие же значения коэффициента отражения, как на частотах 1–10 МГц для естественных почв при почти одинаковых влажностях. Из этого можно сделать вывод о возможности использования засоления грунтов для увеличения комплексной диэлектрической проницаемости, а следовательно, и комплексного коэффициента отражения на высоких частотах при моделировании приземных антенн.

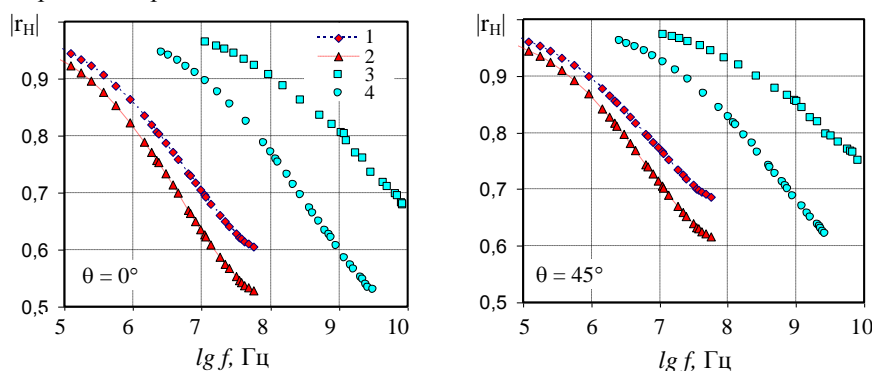


рис. 2. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения от поверхности почвы (1,2) и бентонита (3,4) при углах падения 0° и 45° . Значения влажностей те же, что и на рис. 1

Список публикаций:

- [1] Лебедев Г.А., Лавров А.С. Приземные и подземные антенны. М.: Сов. радио. 472 с.(1965)
- [2] Bobrov P. P., Repin A. V., Rodionova O. V. // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. Vol. 53, № 5. P. 2366–2372.(2015)
- [3] Семенова Е.С. Влияние засоления на комплексную диэлектрическую проницаемость связанной воды в бентоните // ВНКФ-20, Ижевск. с.443-445 (2014).

Дискретная масштабно-временная модель канала связи
Кузнецов Владимир Александрович
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского
Болецкая Татьяна Константиновна, к.ф.-м.н.
volodya_KZ55@mail.ru

Для описания многолучевых каналов обычно используется частотно-временная модель, но область ее применимости ограничена узкополосными системами связи. Для широкополосных систем наиболее подходящей является масштабно-временная модель. Широкое практическое применение находят дискретные модели каналов связи. Например, они используются при конструировании РАКЕ-приемников для многолучевых каналов с замираниями [1]. Цель настоящей работы – вывести формулу дискретного представления масштабно-временной модели канала.

Частотно-временная модель многолучевого канала представляет его выход в виде серии взвешенных дискретных запаздывающих и смещенных по частоте версий входного сигнала:

$$y(t) = \iint S(\theta, \tau) x(t - \tau) e^{j2\pi\theta t} d\tau d\theta, \quad (19)$$

где $S(\theta, \tau)$ – узкополосная функция рассеяния канала, θ и τ – доплеровское смещение частоты сигнала и задержка соответственно.

Для того чтобы использовать эту модель необходимо выполнение некоторых условий [2]. Во-первых, должно выполняться неравенство:

$$2v/c \leq 1/(TW), \quad (20)$$

где v – скорость движения объекта, рассеивающего сигнал, c – скорость распространения сигнала, T – его длительность, W – ширина полосы частот, содержащихся в сигнале.

То есть в течение длительности сигнала относительное движение в системе – передатчик, приемник, окружающая среда – происходит медленно. Во-вторых, относительная ширина полосы частот (отношение ширины полосы частот к центральной частоте f_c) должна быть меньше 0.1, тогда можно считать, что каждая составляющая сигнала смещается на одинаковую величину. Эти условия нарушаются, если система работает при высоких относительных полосах частот или больших значениях произведений TW , или когда отношение v/c велико. Тогда нельзя использовать частотно-временную модель, но можно использовать масштабно-временную модель.

Широкополосную систему можно рассмотреть как систему, состоящую из быстро движущихся рассеивателей. Выход такой системы можно представить в виде суперпозиции временных сдвигов b и доплеровского масштабирования a входного сигнала. Данная модель многолучевого канала называется масштабно-временной и определяется формулой:

$$y(t) = \iint L(a, b) \frac{1}{\sqrt{|a|}} x\left(\frac{t-b}{a}\right) da db, \quad (21)$$

где $L(a, b)$ – широкополосная функция рассеяния канала.

Дискретную частотно-временную модель можно представить в виде [1]:

$$y(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} x\left(t - \frac{n}{W}\right) e^{j2\pi kt} \hat{S}\left(\frac{k}{T}, \frac{n}{W}\right), \quad (22)$$

где

$$\hat{S}(\theta, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\theta', \tau') \text{sinc}(T(\theta - \theta')) \text{sinc}(W(\tau - \tau')) e^{-j\pi(\theta - \theta')T} d\theta' d\tau'. \quad (23)$$

Для вывода формулы дискретной масштабно-временной модели было использовано преобразование Меллина [3]:

$$\mathcal{M}[x](\beta) = \int_0^{\infty} x(t) t^{2\pi j\beta + r} dt, \quad (24)$$

где $x(t)$ – функция, определенная в $L^2(\mathbb{R}^+, t^{2r+1} dt)$, β – масштаб Меллина. Пусть $x(t)$ – сигнал, ограниченный по частоте $f \in \left[-\frac{1}{2b_0}, \frac{1}{2b_0}\right]$ и по масштабу Меллина $\beta \in \left[-\frac{1}{2\ln a_0}, \frac{1}{2\ln a_0}\right]$.

Подобно тому, как преобразование Фурье используется для восстановления функции с ограниченным спектром по ее равномерно распределенным отсчетам, преобразование Меллина позволяет восстановить функцию $x(t)$ с ограниченной областью определения в пространстве Меллина по ее отсчетам, расположенным в геометрической прогрессии

$$x(t) = t^{1/2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_0^{-n/2} x(a_0^n) \operatorname{sinc}\left(n - \frac{\ln t}{\ln a_0}\right) \quad (25)$$

Так как сигнал $x(t)$ ограничен по частоте, то, используя теорему Котельникова-Найквиста, можно записать:

$$x\left(\frac{t-b}{a}\right) = \sqrt{a} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_0^{-m/2} x\left(\frac{t-nb_0 a_0^m}{a_0^m}\right) \operatorname{sinc}\left(n - \frac{b}{ab_0}\right) \operatorname{sinc}\left(m - \frac{\ln a}{\ln a_0}\right) \quad (26)$$

Таким образом, получаем:

$$y(t) = \sum_{m,n} \hat{L}_{m,n} a_0^{m/2} x\left(\frac{t-nb_0 a_0^m}{a_0^m}\right), \quad (27)$$

где

$$\hat{L}_{m,n} = \iint L(a,b) \operatorname{sinc}\left(m - \frac{\ln a}{\ln a_0}\right) \operatorname{sinc}\left(n - \frac{b}{ab_0}\right) da db. \quad (28)$$

При выводе предполагалось, что входной сигнал одновременно ограничен по частоте и по масштабу Меллина. В реальности таких сигналов не существует, как и сигналов одновременно ограниченных по времени и частоте, однако (27) совпадает с формулой, полученной в [4] при предположениях, что передатчик ограничивает сигнал по частоте, а приемник по масштабу Меллина.

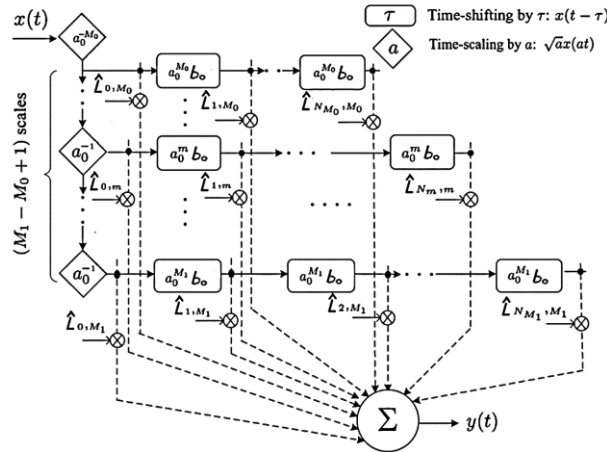


рис. 1. Масштабно-временная модель широкополосной системы

Широкополосная характеристика $L(a,b)$ ограничена по доплеровскому масштабу и области временной задержки, поэтому суммы в (27) имеют ограниченное число членов. Если $L(a,b)$ обращается в нуль вне интервалов $A_l \leq a \leq A_u$, $0 < b < T_d$, то суммирование по m проводится в пределах $M_0 \leq m \leq M_1$, где

$M_0 = \left[\frac{\ln A_i}{\ln a_0} \right]$, $M_1 = \left[\frac{\ln A_u}{\ln a_0} \right]$, а суммирование по n – в пределах $0 \leq n \leq N_m$, где $N_m = \left[\frac{T_d}{a_0^m b_0} \right]$, T_d – задержка вследствие многолучевого распространения.

На рис. 1 графически представлена масштабно временная модель: сигнал представляется как совокупность линий задержки с отводами и весовыми коэффициентами. Линии задержки отличаются масштабными множителями.

Список публикаций:

- [1] Прокис Дж.. “Цифровая связь”, М.: Радио и связь, 800 с, (2000).
 [2] Jiang Y., Papandreou-Suppappola A. // IEEE Transactions on signal processing, 54, 1364, (2006).
 [3] Betrand J., Betrand P., Ovarlez J. “The Mellin transform” in “The transforms and applications handbook”, A.D. Poularikas, Ed. Boca-Raton, FL: CRC, ch. 11, pp. 829-885, (1996).
 [4] Rickard S. T., Balan R. V., Poor H. V., Verdu S. // Communication in information and systems, 5, 197, (2005).

Компьютерное моделирование полосно-пропускающего фильтра на круглом волноводе с двумя Т-гребнями

Лонкина Дарья Владимировна
 Южный федеральный университет
 Земляков Вячеслав Викторович, к.ф.-м.н.
lonkina.daria@yandex.ru

Волноводные СВЧ-устройства активно применяются в современной радиоэлектронной аппаратуре, особенно в приложениях, где требуются большие передаваемые мощности, малые потери, высокие добротности.

Применение волноводов со сложной формой поперечного сечения вместо стандартных круглых и прямоугольных волноводов позволяет добиться улучшения многих технических характеристик. В первую очередь, уменьшить массогабаритные показатели, а также расширить рабочий диапазон частот одномодового режима работы волновода. Так, например, известно, что введение прямоугольных продольных регулярных металлических гребней в структуру прямоугольного волновода (так называемые П- и Н-волноводы) позволяет расширить рабочий диапазон до соотношения 4:1, и уменьшить поперечный размер на 20%.

Реализация волноводов сложного сечения возможна не только на прямоугольных, но и на круглых волноводах [1], где расширение полосы одномодового режима еще более актуально, поскольку полый круглый волновод имеет рабочий диапазон порядка 1.3:1. Из анализа волноводов сложного сечения на базе прямоугольных волноводов можно сделать вывод, что наибольшую широкополосность обеспечивают металлические гребни Т-образной формы.

В данной работе проводится компьютерное моделирование и анализ модового состава и картин электромагнитных полей круглого волновода с двумя Т-образными гребнями. Рассматриваются возможности применения данного волновода для создания компактных узкополосных полосно-пропускающих фильтров.

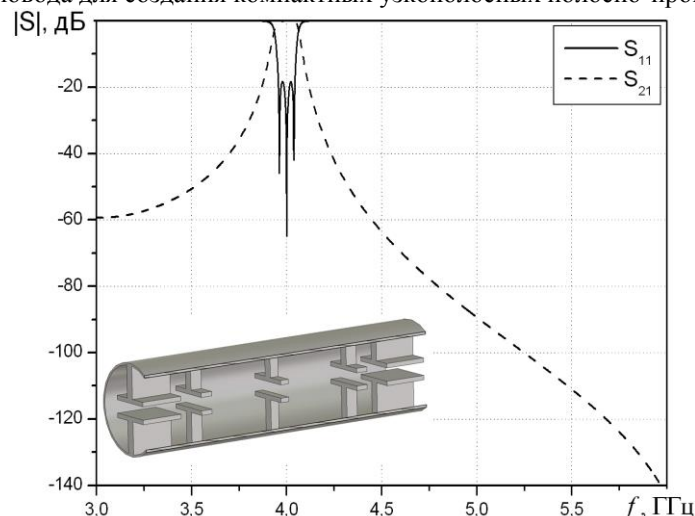


рис.1. Конструкция и зависимость модуля S-параметров от частоты полосно-пропускающего фильтра

Так, в качестве примера рассмотрена конструкция фильтра на запердельных волноводах [2], где в качестве резонаторов использованы отрезки круглого волновода с двумя Т-образными гребнями, а в качестве согласующих запердельных волноводов отрезки круглого волновода того же радиуса, критическая частота которого лежит существенно выше рабочей частоты фильтра (рис. 1). Анализ амплитудно-частотной характеристики фильтра показывает, что его полоса пропускания составила 3.5 %, при длине всего 60 мм.

Список публикаций:

[1] Qiu D. // *Int. J. RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, 2, 190197(2002).

[2] Земляков В.В., Заргано Г.Ф. // *Известия ВУЗов. Радиофизика*, 3, 206217(2014).

Ослабление ультракоротких волн на реальных трассах

Павлов Айсен Афанасьевич

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова

Мельчинов Виктор Петрович, к.ф.-м.н.

aisen-pavlov@mail.ru

Ультракороткие волны (УКВ) в отличие от более длинных волн отличаются тем, что они распространяются преимущественно прямолинейно, без огибания препятствий на пути их распространения. На распространение УКВ, особенно дециметровых сантиметровых и миллиметровых большое влияние оказывают рельеф местности, различные препятствия, а также и метеоусловия. Расчеты напряженности поля УКВ волн на открытой поверхности производятся по отражательной формуле Введенского, где модуль коэффициента отражения от земли принимается равной 1. Для достаточно высоких антенн формула Введенского не зависит от поляризации радиоволн и имеет одинаковый вид, как для вертикальных так и для горизонтальных антенн [1]:

$$E = \frac{245\sqrt{PG_1}}{r} \left| 2 \sin \frac{h_1 h_2}{\lambda r} \right| \quad (1)$$

где P – мощность излучения, G - коэффициент усиления антенны, r - расстояние до точки наблюдения, h_1 и h_2 - высоты поднятия антенн передающей и приемной антенн над землей, λ - длина волны.

Причем под синусом размерность всех величин длины должна быть одной или в метрах или в км. А в основной формуле P в кВт, расстояние r в км, тогда напряженность поля будет выражаться в мВ/м.

Для больших расстояний аргумент синуса становится малой величиной и формула принимает вид:

$$E_D \approx \frac{2,18\sqrt{PG_1}}{r^2} \frac{h_1 h_2}{\lambda} \quad (2)$$

Здесь P в кВт, r в км, все другие размерные величины в м.

Если одна из антенн находится на поверхности $h \approx 0$, то из формулы (2) следует, что напряженность поля также равна 0. Это результат того, что для УКВ при малых углах падения коэффициент отражения принимается равной 1. В действительности даже при нулевой высоте приемника возможен прием электромагнитных волн.

В натуральных экспериментах измерения напряженности поля в УКВ диапазоне проводились в условиях городской застройки с высотными зданиями преимущественно в 5 этажей. Для измерения напряженности поля использовался радиоизмерительный комплекс Stabilock -4015 с калиброванной РА-101, которая при измерениях устанавливалась на высоту 3 м над поверхностью земли.

В условиях городской застройки расчеты напряженности поля проводились согласно работе [2]. Вначале определялась интенсивность поля, которая определяется по приближенной формуле [2]:

$$\langle J \rangle = \frac{\Gamma}{8\pi} \frac{\lambda_B}{\lambda^2 + \left[2\pi l_B \frac{1}{\rho_0} (h - z_1) \right]^2} \cdot \sqrt{\frac{\lambda d}{4\pi^2} + (z_2 - h)} \cdot \frac{1}{d^2}, \quad (3)$$

где Γ -коэффициент отражения от зданий, l_B – вертикальные размеры, h - средняя высота застройки, z_1 и z_2 – высоты приемника и передатчика.

При расчетах по формуле (3) необходимо знать расстояние прямой видимости ρ_0 , которое определяется согласно формуле:

$$\rho_0 = \frac{\pi}{2\nu \bar{L}} \quad (4)$$

Здесь ν - плотность застройки L - средняя длина экранов (зданий). Большинство строений, которые могут создавать препятствия распространению радиоволн в Якутске - 5-этажные крупнопанельные дома, длина L такого дома около 100м. Средняя плотность застройки ν определялась по карте Якутска путем подсчета количества строений в 1 км². Плотность застройки оказалось равной $\nu \sim 90$ км⁻² отсюда зная L по (1.27) находим расстояние прямой видимости для условий города Якутска $\rho_0 = \frac{\pi}{2 \cdot 90 \text{ км}^{-2} \cdot 0.1 \text{ м}} = 175 \text{ м}$.

При выводе (3) считалось, что для излучателя мощностью 1 Вт интенсивность поля находится, как $J \ll E \cdot E^* \gg E^2$. Напряженность поля отсюда можно получить по следующей формуле:

$$E[\text{мВ/м}] = \sqrt{\langle J \rangle \cdot P_{\Sigma}[\text{Вт}]} \cdot 10^3 \quad (5)$$

В качестве примера на *рис. 1* приведены графики сравнения экспериментальных данных с расчетами по формулам Введенского для открытого пространства (1) и по формуле для городской застройки (5) для телевизионного передатчика на частоте 93,25 МГц и мощностью 100 Вт.

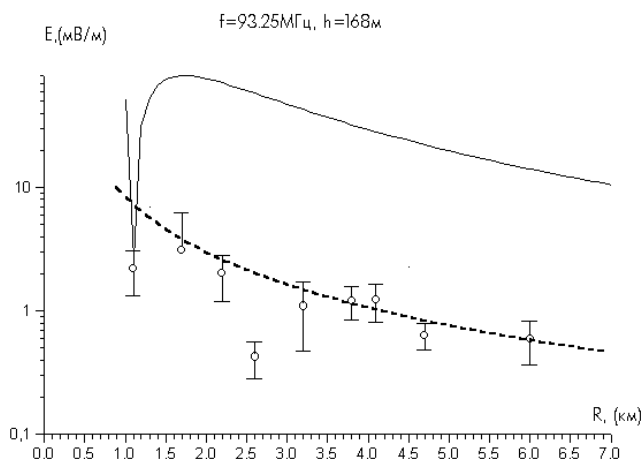


рис.1. Сравнение экспериментальных значений E с расчетными: --- по формуле (5), — по формуле Введенского

Как видно из *рис.1*, наилучшее совпадение наблюдается при использовании расчетов с учетом рассеяния радиоволн зданиями даже в условиях невысокой застройки.

Список публикаций:

[1] Черный Ф.Б. *Распространение радиоволн*. М.: Сов. Радио, 1972, 464 с.

[2] Пономарев Г.А., Куликов А.Н., Тельпуховский Е.Д. *Распространение УКВ в городе*. Томск: МП Раско 1991. 223 с.

Разработка квазипланарных фильтров с улучшенными характеристиками

Плетнев Дмитрий Алексеевич

Южный федеральный университет

Кобрин Константин Васильевич, к.ф.-м.н.

79043499463@yandex.ru

Современный подход при проектировании пассивных СВЧ компонентов для радиоэлектронных систем выражается в достижении высокого качества характеристик при одновременном снижении массы и габаритов устройств. Для полосно-пропускающих квазипланарных фильтров достаточно широко используются E -плоскостные гребневые секции (отрезки Н-волновода) или индуктивные E -плоскостные диафрагмы [1], выполненные в виде вставок из фольги в широкую стенку прямоугольного волновода.

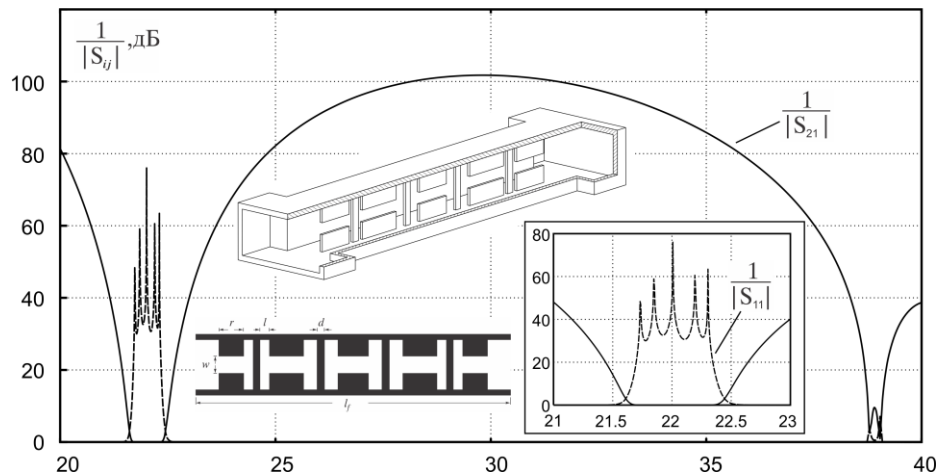


рис. 1. Трехмерный прототип фильтра, топология вставки из фольги и частотные характеристики квазипланарного фильтра на отрезках H -волновода и E -плоскостных диафрагмах

Для улучшения электрических и массогабаритных характеристик квазипланарных фильтров предложены их модифицированные конструкции [2]. Модифицированные фильтры реализованы на запердельном волноводе, высота которого, как правило, совпадает с высотой входного волновода. Это позволяет увеличить размер зазоров w у гребневых секций и уменьшить вносимые потери фильтров в полосе пропускания, что особенно существенно в миллиметровом диапазоне. Фильтры выполненные только на одних гребневых секциях имеют две отдельные вставки из фольги, образующие верхние и нижние гребни, и характеристики этих фильтров весьма критичны к изменению вертикального зазора между гребнями.

Введение в конструкцию фильтра индуктивных E -плоскостных диафрагм, чередующихся с гребневыми секциями, позволяет сделать конструкцию более технологичной, поскольку вместо двух вставок из фольги здесь используется односвязная вставка. Таким образом, снимается проблемы выравнивания двух вставок относительно друг друга.

Строгий электродинамический анализ таких фильтров показывает улучшение частотных характеристик, а именно, расширение верхней полосы заперения с одновременным увеличением в ней уровня заграждения по сравнению с конструкцией на гребневых секциях. Еще одним положительным изменением является уменьшение продольного размера таких фильтров.

Анализ фильтров проводился с использованием собственных программных средств, реализующих строгий электродинамический метод. Алгоритм базируется на высокоэффективном подходе к решению задачи на собственные значения для гребневого волновода, основу которого составляет метод Галеркина. Решение же дифракционной задачи построено на методе модового шивания. Для анализа фильтров потребовалось решение дифракционных задач для трех типов неоднородностей: переход с прямоугольного волновода на гребневый (для гребневых секций), переход двух прямоугольных волноводов разного сечения (для перехода на запердельную секцию фильтра) и раздвоение прямоугольного волновода (для индуктивных E -плоскостных диафрагм).

Изложенный эффективный алгоритм анализа фильтров является ядром разработанной процедуры численной многопараметрической оптимизации. Постановка задачи на разработку данного класса фильтров включает задание полосы пропускания (f_{1P} , f_{2P}), граничных частот нижней и верхней полос заграждения f_{1S} , f_{2S} , а также минимальный допустимый уровень заграждения в полосах заграждения (S_{21S}) и максимальный уровень потерь в полосе пропускания (S_{21P}) в дБ.

На рис. 1 представлена оптимизированная конструкция фильтра K -диапазона с полосой пропускания 21.75 – 22.3 ГГц и уровнем заграждения не хуже 30 дБ при частотах выше 22.8 ГГц и ниже 21.25 ГГц. Этот пятирезонаторный фильтр реализован на гребневых и индуктивных секциях в запердельном волноводе, высота которого совпадает с высотой входного волновода. Расчетный коэффициент отражения в полосе пропускания достигает 30 дБ, при этом продольный размер фильтра составляет 35 мм, что примерно в 1.6 раза меньше размера фильтра на гребневых секциях. Аналогичный фильтр, состоящий только из гребневых секций, имеет паразитные полосы пропускания ($|S_{21}|$ в дБ близок к 0) уже на частотах вблизи 28.2 ГГц. Тогда как данный фильтр – на частотах вблизи 39 ГГц, что существенно расширяет полосу заграждения.

Список публикаций:

[1] Budimir D. // *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, vol. 45, N. 2, February 1997, pp. 212–220.

[2] Kirilenko A., Rud L., Tkachenko V., Kulic D. // *IEEE Trans. on Microw. Theory and Tech.*, 2002, vol. MTT-50, N.5, p. 1324–1328.

Оперативный метод измерения частоты и амплитуды сигналов с медленно меняющимися параметрами

Пшеничный Кирилл Александрович
Волгоградский государственный университет
Никитин Андрей Викторович, к.ф.-м.н.
pshcyrill@mail.ru

В настоящее время применяется все больше параметрических методов оценивания параметров сигналов различных типов. В данной работе рассматривается новый скоростной метод оценивания частоты и амплитуды сигналов с медленно меняющимися параметрами, обладающий высокой точностью и статистической устойчивостью.

Рассмотрим квазигармонический сигнал следующего вида:

$$x(t) = u(t) \cos[\theta(t)], \quad (1)$$

где частота $\omega(t) = d\theta(t)/dt$ и амплитуда $u(t)$ – положительные непрерывные функции, удовлетворяющие условиям медленности изменения [1].

Рассмотрим сигнал (1) на интервале $[t - 3\tau, t]$, где τ удовлетворяет условиям:

$$\tau \leq \pi/(2P), \quad \tau \ll 1/\omega_B.$$

Здесь ω_B – максимальная частота спектра мгновенной частоты $\Omega(p)$:

$$\omega(t) = \int_{\omega_B}^{\omega_B} \Omega(p) e^{jpt} dt, \quad P = 2 \int_0^{\omega_B} |\Omega(p)| dp.$$

Построим из отсчетов сигнала следующие соотношения:

$$\begin{aligned} c_1(t) &= x^2(t - \tau) + x^2(t - 2\tau) - x(t)x(t - 2\tau) - x(t - \tau)x(t - 3\tau), \\ c_2(t) &= x(t - \tau)x(t - 2\tau) - x(t)x(t - 3\tau). \end{aligned}$$

Можно показать, что оценки частоты и амплитуды имеют следующий вид:

$$\hat{\omega} = \frac{1}{\tau} \arccos\left(\frac{c_2}{c_1}\right) = \omega + \Delta_\omega + \delta_\omega, \quad \hat{u} = \sqrt{\frac{c_1(t)}{2 \sin^2(\hat{\omega}\tau)}} = u + \Delta_u + \delta_u. \quad (2)$$

Здесь Δ_ω и Δ_u – систематические, δ_ω и δ_u – случайные погрешности оценок частоты и амплитуды соответственно.

Рассмотрим отсчеты сигнала (1), дискретизированного с шагом Δ , полагая, что $\tau = Q\Delta$ (коэффициент прореживания Q – целое число) в рамках скользящего окна $[n - L + 1, n]$ длительностью $L = 3Q + M$ ($M > 1$ – количество усреднений в рамках окна). После применения метода наименьших квадратов оценки амплитуды и частоты (2) примут вид:

$$\hat{u} = \frac{1}{\sqrt{2M}} \frac{\sqrt{\sum_{k=n-M+1}^n c_1[m]}}{|\sin(\omega Q\Delta)|} = \frac{1}{\sqrt{2M}} \frac{\sqrt{S_3[n]}}{|\sin(\omega Q\Delta)|}, \quad (3)$$

$$\hat{\omega} = \frac{1}{Q\Delta} \arccos\left(\frac{\sum_{k=n-M+1}^n c_1[m]c_2[m]}{\sum_{k=n-M+1}^n c_1^2[m]}\right) = \frac{1}{Q\Delta} \arccos\left(\frac{S_2[n]}{S_1[n]}\right), \quad (4)$$

где

$$c_1[m] = x^2[m - Q] + x^2[m - 2Q] - x[m]x[m - 2Q] - x[m - Q]x[m - 3Q],$$

$$c_2[m] = x[m-Q]x[m-2Q] - x[m]x[m-3Q].$$

С учётом этих обозначений суммы в выражения (3) и (4) можно вычислять рекурсивно:

$$S_1[n] = S_1[n-1] + c_1[n]c_2[n] - c_1[n-M]c_2[n-M],$$

$$S_2[n] = S_2[n-1] + c_1^2[n] - c_1^2[n-M],$$

$$S_3[n] = S_3[n-1] + c_1[n] - c_1[n-M].$$

По данным соотношениям можно построить рекурсивную структурную схему вычисления величин $S_i[n]$, которая представлена на рис. 1.

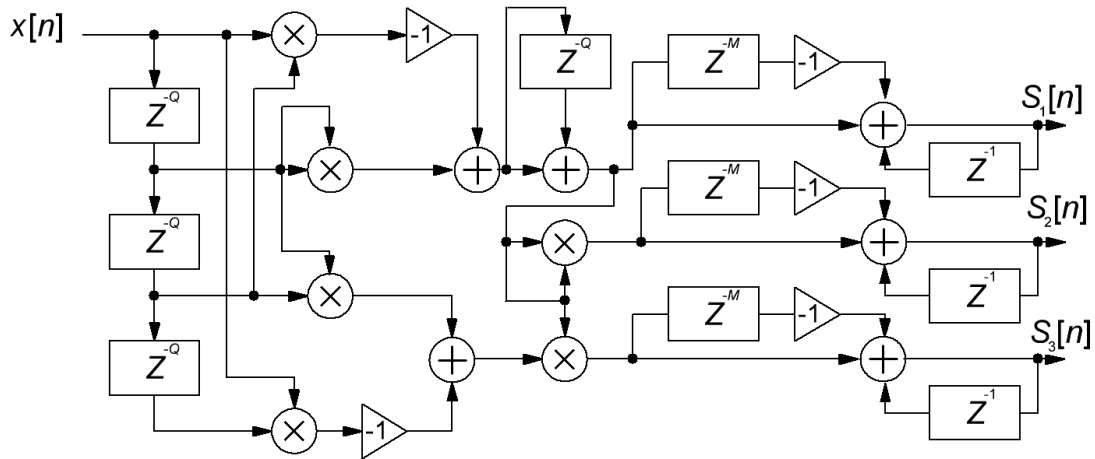


рис. 1. Структурная схема алгоритма

Видно, что весь алгоритм требует 6 операций сложения и 6 операций умножения. Расчёт частоты и амплитуды по формулам (3) и (4) требует еще трех функциональных операций – синуса, квадратного корня и арккосинуса, которые могут быть реализованы в виде таблиц.

Численное моделирование показало, что данный метод обладает малой погрешностью из-за изменения амплитуды при постоянной её первой производной в пределах окна измерения. Проведены также исследования его статистических характеристик.

Список публикаций:

[1] Игнатъев В.К., Никитин А.В., Юшанов С.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2010. Т. LIII. № 2. С. 145 – 159.

О выборе сигнально-кодовой конструкции для обеспечения заданной информационной скорости передачи данных

Сви́стун Герман Викторович

Омский государственный технический университет

Хазан Виталий Львович, д.т.н.

g.v.svistunov@gmail.com

Современные стандарты цифровой связи и медиавещания отражают в себе основные тенденции развития как спутниковых, так и наземных цифровых систем передачи данных. По-прежнему основной задачей разработчиков является обеспечение уверенного приёма сигнала даже в самых отдалённых районах, а также снижение необходимой мощности излучения передатчика. Наиболее перспективным путём решения данной задачи является совершенствование методов помехоустойчивого кодирования.

Во многих случаях, впрочем, помеховая обстановка допускает использование довольно простых кодов для достижения требуемой помехоустойчивости. Критерием выбора может выступать максимально возможная информационная скорость при заданном отношении сигнал/шум и заданной вероятности ошибки. Тогда задача выбора сигнально-кодовой конструкции (СКК) становится эквивалентной поиску оптимального соотношения информационной скорости, самой сигнально-кодовой конструкции и требований к надёжности передачи сообщения.

Целью данной работы являлся поиск методики выбора сигнально-кодовой конструкции для передачи OFDM-сигнала в полосе стандартного телефонного канала, обеспечивающей заданную информационную скорость при наименьшем отношении сигнал/шум.

В статье [1] рассмотрен вопрос выбора оптимального расстояния между поднесущими в различных условиях распространения OFDM-сигнала в канале связи. Полагая ширину полосы канала равной 3100 Гц и используя 10% поднесущих в качестве пилот-сигналов, целесообразно выбрать для наихудшего состояния канала длительность OFDM-символа 25 мс (что соответствует расстоянию в 40 Гц между поднесущими), а длину защитного интервала – 2 мс. Тогда информационная скорость S в канале определяется по формуле

$$S = \Delta F(1-p)M \frac{T_u}{T_u + T_g} R,$$

где ΔF – ширина полосы, p – доля пилот-сигналов из числа поднесущих, M – основание модуляции, T_u – длительность OFDM-символа, T_g – длина защитного интервала, R – кодовая скорость.

Для адаптации модема по скорости к условиям канала было взято пять скоростных режимов передачи данных: 1200 бит/с, 2400 бит/с, 4800 бит/с, 7200 бит/с, 9600 бит/с. Были рассчитаны информационные скорости для различных СКК, при основаниях модуляции от 1 до 8 и различной кодовой скорости. На основании полученных значений отбирались СКК, обеспечивающие информационную скорость, близкую к выбранным скоростным режимам.

В среде Matlab были получены кривые помехоустойчивости выбранных СКК в сочетании с систематическим кодом Рида-Соломона в канале с аддитивным белым гауссовым шумом. Полученные результаты, как и ожидалось, показали, что использование более простых сигнальных созвездий даже в сочетании с большей кодовой скоростью позволяет добиться лучшей помехоустойчивости в канале АБГШ, чем могут обеспечить более сложные СКК, пусть и с большей избыточностью корректирующего кода.

Описанный метод исследования, без потери общности, можно использовать для любых сочетаний типов модуляции, кодовых скоростей и помехоустойчивых кодов, а также с любыми моделями каналов передачи данных. Он может быть положен в основу системы адаптивной подстройки параметров модема к ухудшению помеховой обстановки.

Список публикаций:

[1] Хазан В.Л., Дулькейт И. В., Землянов И. С., Чащин Е. А. // Динамика систем, механизмов и машин, № 4, 2014, с. 59-65. Омск, 2014.

Формирователь коротких импульсов на основе диода с накоплением заряда и короткозамкнутой полосковой линии

Синицын Олег Игоревич

Доронин Иван Сергеевич

Дальневосточный государственный университет путей сообщения

Окишев Константин Николаевич, к.ф.-м.н.

sinizzyn@gmail.com

Формирователи коротких импульсов напряжения находят широкое применение в новых и перспективных областях науки и техники: измерительных устройствах, приборах ядерной и физической электроники, видеоимпульсных радарах, георадарах, оптических и импульсных рефлектометрах, лазерных дальномерах и локаторах, высокоскоростных линиях связи и др [1,2]. В представляемой работе рассматривается вопрос создания генератора пикосекундных электрических импульсов для работы в составе стробоскопического преобразователя. Стробоскопические преобразователи позволяют исследовать и наблюдать быстропротекающие процессы. Время стробоскопического преобразования определяется длительностью стробирующего импульса.

В основу устройства была положена схема генератора коротких импульсов (рис. 1) на основе диода с накоплением заряда [2,3]. Диод с накоплением заряда имеет следующую внутреннюю структуру: концентрация примеси в базе уменьшается при приближении к р-п переходу, следовательно, концентрация электронов также неравномерна. Диффузия электронов в сторону р-п перехода вызывает образование нескомпенсированных ионов вдали от него. Под действием поля ионов, в базе у границы р-п перехода накапливаются дырки, инжектируемые при прямом включении. При изменении полярности прикладываемого напряжения накопленные дырки быстро покидают базу и обратное сопротивление восстанавливается.

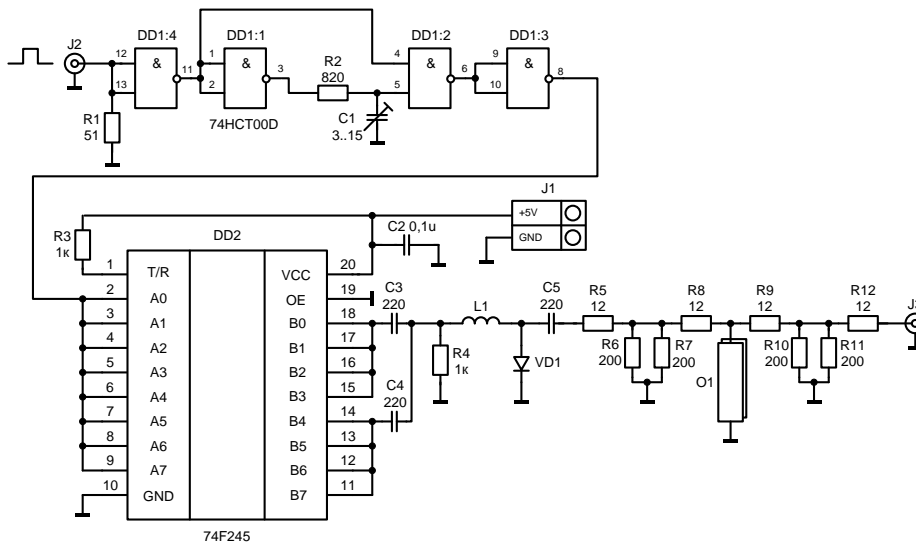


рис.1. Генератор сверхширокополосных импульсов

В начальный момент времени на выводах 11-18 буферного элемента DD2 формируется импульс накачки положительной полярности, конденсаторы C2 и C3 начинают заряжаться через цепь открытого диода VD1 и индуктивности L1. Длительность импульса накачки выбирается с помощью конденсатора C1 таким образом, чтобы, в момент времени, когда напряжение на конденсаторах достигает максимального значения, импульс накачки обрывался. После обрыва импульса конденсаторы начинают разряжаться через ту же цепь, что и при заряде. При максимальном токе разряда диод восстанавливает обратное сопротивление и вся накопленная энергия переходит в нагрузку, в результате чего формируется отрицательный импульс с крутым передним фронтом и затянутым спадом. В короткозамкнутом участке полосковой линии O1 формируется задержанный импульс противоположной полярности, который суммируется с исходным, в результате чего получается короткий выброс с крутым передним и задним фронтами.

Наблюдение сигнала на выходе генератора производилось с помощью цифрового осциллографа LeCroy WaveSurfer 104MXs с полосой частот 1 ГГц, временем нарастания 300 пс и частотой выборки 5 ГВыб./с. В результате проведенных экспериментов на нагрузке 50 Ом получены эпюры импульсов напряжением 600 мВ и длительностью 380 пс (рис. 2). Измеренное время спада импульса 220 пс. Производитель приводит время нарастания переходной характеристики осциллографа LeCroy WaveSurfer 104MXs как 300 пс. Полученное наблюдаемое время нарастания (спада) импульса (220 пс) меньше приведенной величины. Это не позволяет сделать вывод об истинной длительности формируемого импульса. Диод 2Д528А позволяет формировать перепады напряжения длительностью 60 пс. Длина короткозамкнутой линии в разработанном генераторе соответствует формированию импульса длительностью 100 пс. Учитывая недостаточную для наблюдения процесса полосу пропускания осциллографа, можно оценить напряжение импульса на входе осциллографа как 2,3 В.

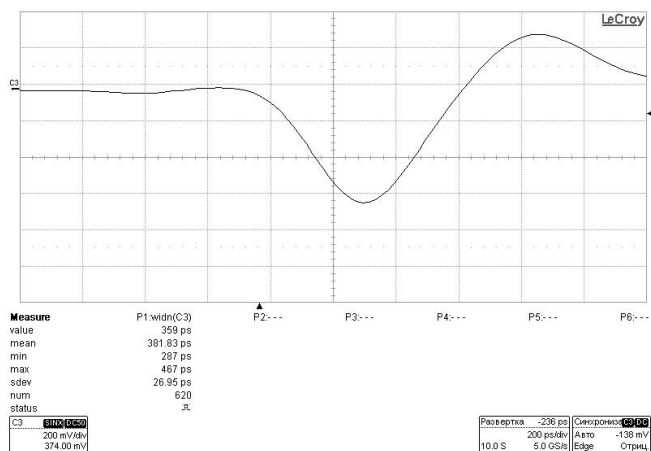


рис.2. Эпюра напряжения на выходе генератора (200 мВ/дел, развертка 200 пс/дел)

В дальнейшем, для уточнения характеристик импульса будет использована схема стробоскопического преобразователя с аналогичным генератором.

Список публикаций:

[1] Песин М.С., Фабелинский И. Л. Пикосекундная спектроскопия и изучение быстропротекающих процессов // Успехи физических наук. М: Наука. 1976. Т. 120. Вып. 2. С.273-350.

[2] Дьяконов, В.П. Сверхскоростная твердотельная электроника. Т. 1: Приборы общего назначения / В.П. Дьяконов. –М.: ДМК Пресс, 2013.-600с

[3] Генератор коротких видеоимпульсов на основе диода с режимом восстановления обратного сопротивления // Режим доступа: <http://uwb.freesevers.com/FIRST/index3.html>.

Суточные вариации спектральной плотности мощности радишума в г. Якутске

Сутакова Яна Григорьевна

Корсаков Алексей Анатольевич

Северо-Восточный федеральный университет им. М. К. Аммосова

Козлов Владимир Ильич, к.ф.-м.н.

vkozlov@ikfia.sbras.ru

Одним из основных способов дистанционного зондирования состояния нижних слоев ионосферы (Д и Е) является регистрация вариаций параметров естественных радишумов и сигналов радионавигационных станций в диапазоне 3 – 30 кГц. Поведение параметров этих слоев носит сложный характер и до конца не изучено. В г. Якутске с 2009 г по 2014 г в непрерывном режиме ведётся регистрация сигналов станций радиотехнической системы дальней навигации (РСДН – 20), расположенных вблизи Новосибирска и Хабаровска. Осуществляется выделение (с помощью решётчатых функций преобразования Фурье) амплитуды и фазы на трёх частотах 14,88 кГц, 12,649 кГц и 11,904 кГц [1]. В промежутках между сигналами радионавигационных станций на тех же частотах регистрируется радишум. Для всех этих частот сопоставление усредненной за июль (самый длинный день и максимум местных гроз) 2009-2014 гг. суточной вариации мощности радишума с вариациями сигналов радиостанций (затухание на трассе распространения) [2] и числом молний в радиусе 400 км, показало, что вариация радишумов определяется вариацией числа молний в ближней зоне (рис.1).

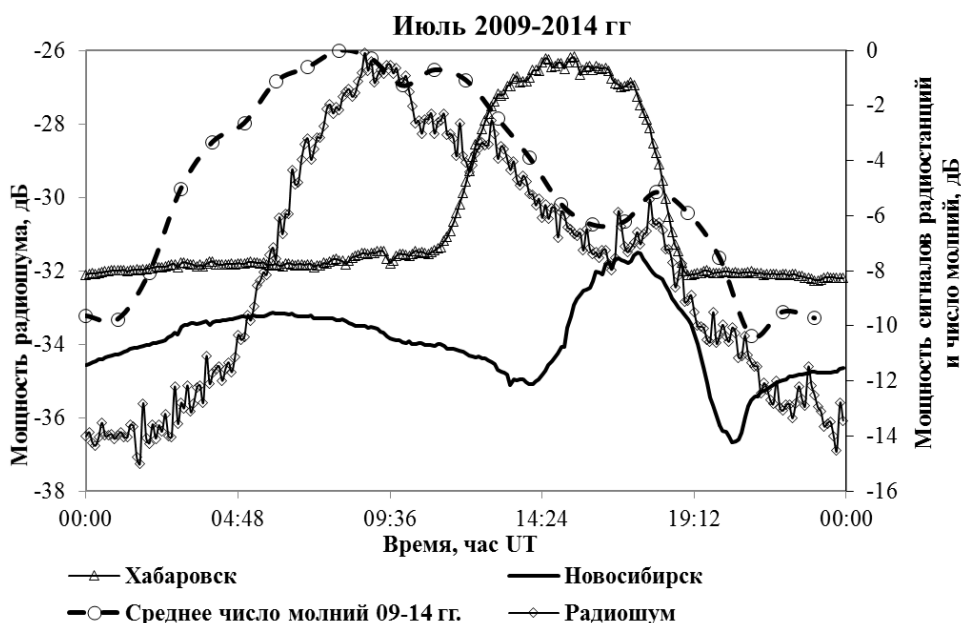


рис.1. Суточные вариации спектральной плотности мощности сигналов радишума, радиостанций на частоте 14,88 кГц и числа молний в радиусе 400 км вокруг г. Якутск. Июль 2009-2014 гг. Нормировка к уровню р.ст. Хабаровск 15:30 UT

С 11 до 20 UT спад мощности радишумов несколько замедлен из-за уменьшения ослабления при распространении в ночных условиях. Суточные вариации, принимаемых в Якутске, составляют для радишума 10 дБ, числа молний тоже 10 дБ и сигналов радиостанций: Новосибирской 4 дБ, а Хабаровской 8 дБ.

Суточная вариация амплитуды шума на частоте 14,88 кГц для других сезонов (рис.2) составляет: для марта – 9 дБ, максимум на 4,6 дБ ниже июньского; для сентября – 12 дБ максимум на 8 дБ ниже июньского; для декабря – 15 дБ, максимум на 9 дБ ниже июньского. Максимальные значения амплитуды шума приходятся на июль, что соответствует максимуму местной грозовой активности. Электромагнитные сигналы естественного происхождения принимаемых в Якутске радиосуммов от более дальних источников летом определяются двумя мощными очагами в Западной Сибири и на территории между хребтами Большой, Малый Хинган и Бурецкий и Становой. Эти очаги распространяются по сходным трассам, что и сигналы новосибирской и хабаровской радиостанций [3]. Зимой, осенью и весной, при отсутствии местной грозовой активности, как видно из представленных данных (рис.2), максимум радиосуммов регистрируется в 16-18 UT, что соответствует распространению по ночным трассам. А сигналы по ночной трассе распространяются с меньшим затуханием, как видно из данных о принимаемой мощности радиостанций на этих же частотах, что и шум (рис.1).

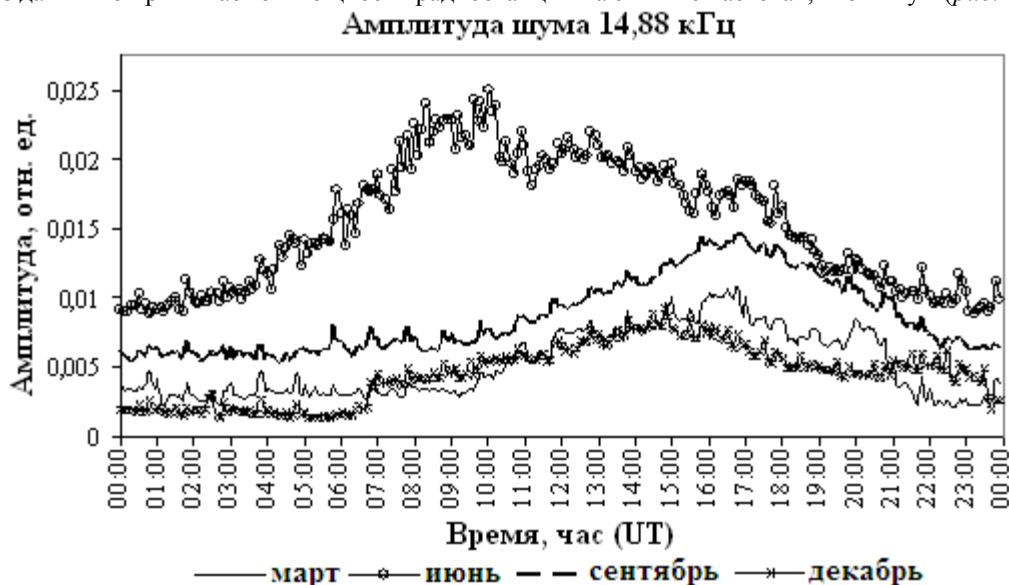


рис.2. Вариации медианных средних значений амплитуды радиосумма, регистрируемого на частоте 14,88 кГц

Работа поддержана грантами РФФИ 15-45-05005-р_восток_a и 15-45-05017- р_восток_a.

Список публикаций:

- [1] Козлов В.И., Каримов Р.Р., Муллаяров В.А. // Приборы и техника эксперимента. 2007. № 5. С. 153-154.
 [2] Каримов Р.Р., Козлов В.И., Корсаков А.А., Муллаяров В.А., Мельчинов В.П. // Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. 2012. Т. 9. № 4. С. 57-62.
 [3] Козлов В.И., Муллаяров В.А., Каримов Р.Р. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2011. Т.8. №3. С. 257-262.

Материалы для тонкопленочного СВЧ резонатора с Брэгговским отражателем

Танская Татьяна Николаевна

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

Омский научно-исследовательский институт приборостроения

tanskaya-89@mail.ru

Тонкопленочный СВЧ резонатор с Брэгговским отражателем является важным элементом для создания частотно-избирательных устройств на частоты 2-20 ГГц. Резонатор состоит из тонкопленочного акустоэлектрического преобразователя со структурой металл-пьезоэлектрик-металл, Брэгговского отражателя и диэлектрической подложки. Брэгговский отражатель представляет собой стопку чередующихся четвертьволновых слоев с разными значениями акустических импедансов ($Z_{ак1}/Z_{ак2}$). Чем больше величина $Z_{ак1}/Z_{ак2}$, тем требуется меньшее количество слоев Брэгговского отражателя. Целью работы является анализ и выбор материалов для тонкопленочного СВЧ резонатора с Брэгговским отражателем.

Акустоэлектрический преобразователь формируется на основе пьезоэлектрических пленок оксида цинка (ZnO) и нитрида алюминия (AlN). Выбор этих материалов обусловлен возможностью получения пленок с пьезоэлектрическими свойствами, технологической совместимостью с другими элементами и доступной технологией их изготовления. У пленок оксида цинка коэффициент электромеханической связи больше, чем у

нитрида алюминия. Но у нитрида алюминия лучшие диэлектрические свойства. Поэтому выбор пьезоэлектрической пленки будет определяться конкретными требованиями, предъявляемыми к СВЧ резонатору. Верхний и нижний электроды формируют на основе пленок алюминия, а иногда и пленок молибдена.

Главным требованием при выборе материалов для Брэгговского отражателя является большая разность значений их акустических импедансов. В таблице приведены значения акустических импедансов материалов.

Материал	Ir	W	Pt	Ru	Au	Mo	Ta	Ti	Al	SiO ₂	AlN	ZnO
$Z_{ак} \times 10^{-6}$, кг/м ² ·с	120	101	86,4	73,4	63,8	63,1	54,8	27,3	17,7	10-13	34,0	36,0

По величине $Z_{ак}$ все материалы можно классифицировать на две группы: с большим и малым значениями акустического импеданса. К первой группе материалов относятся: иридий (Ir), вольфрам (W), платина (Pt), рутений (Ru), золото (Au), молибден (Mo) и тантал (Ta). Иридий, платина и рутений в виде тонкопленочных слоев практически не используются в тонкопленочной технологии. Наиболее подходящими являются вольфрам, золото, молибден и тантал. Хотя вольфрам имеет большое значение $Z_{ак}$, получить его пленки достаточно проблематично (большие механические напряжения). Необходимо отработать технологию получения пленок вольфрама с малыми механическими напряжениями в широком диапазоне толщин 0,065-0,65 мкм. Пленки золота имеют большой коэффициент затухания акустической волны и не могут быть использованы в качестве высокоимпедансного слоя. Следовательно, интерес представляют молибден и тантал. Пленки молибдена имеют больший акустический импеданс, чем пленки тантала и поэтому они более предпочтительны в качестве высокоимпедансных слоев Брэгговского отражателя.

Ко второй группе относят материалы: алюминий (Al) и диоксид кремния (SiO₂), у которых акустический импеданс имеет малое значение. Другие электропроводящие и диэлектрические материалы имеют значительно больший акустический импеданс. Эти пленки технологичны, относительно легко формируются напылением в вакууме и поддаются процессу фотолитографии. Следует отметить и их недостатки. При вакуумном напылении пленки алюминия имеют развитую поверхность. Среднеквадратичное отклонение шероховатости поверхности (S_q) алюминиевых пленок составляет 30-50 нм. Основной недостаток пленок диоксида кремния – необходимо использовать растворы химических травителей на основе плавиковой кислоты в процессе фотолитографии.

Использование Брэгговского отражателя в тонкопленочном СВЧ резонаторе позволяет расширить номенклатуру материалов для диэлектрических подложек. Главное требование для подложек – хорошая полировка рабочей поверхности ($S_q \sim 1$ нм) подложки.

Исходя из проведенного анализа, молибден и алюминий были выбраны для тонкопленочных слоев Брэгговского отражателя. Акустоэлектрический преобразователь изготавливали на основе пленки оксида цинка. Верхний и нижний электроды формировали из пленок алюминия, как наиболее электропроводящего материала. На основе этих материалов были изготовлены тонкопленочные СВЧ резонаторы с Брэгговским отражателем на основе 5 пар слоев Mo и Al. Частота последовательного резонанса составляла ~ 3 ГГц. На рис. 1 представлены электрические характеристики полученных СВЧ резонаторов. Добротность резонаторов составила 300-320 единиц.

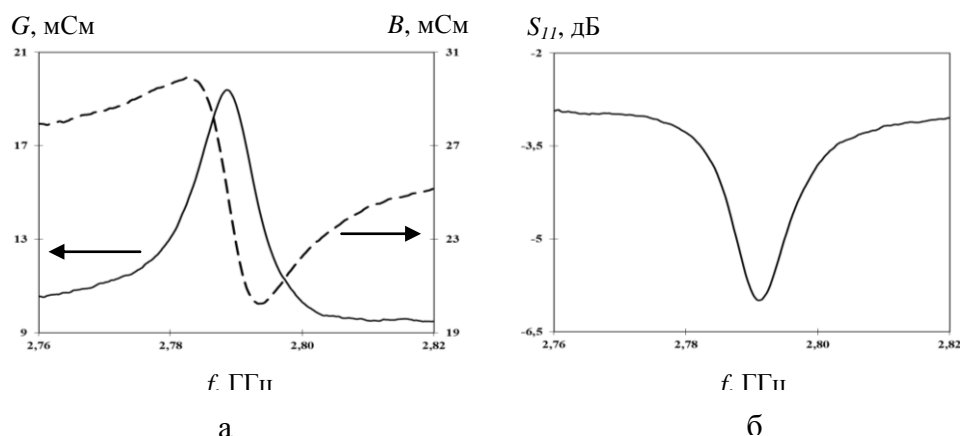


рис. 1. Частотная зависимость активной (G) и реактивной (B) проводимости (а) и коэффициента отражения (S_{11}) (б) СВЧ резонатора с Брэгговским отражателем

В работе проведен анализ и выбор материалов для изготовления СВЧ резонаторов с Брэгговским отражателем. Показана перспективность использования пленок молибдена и алюминия. Изготовлены тонкопленочные СВЧ резонаторы с Брэгговским отражателем на основе пленок молибдена, алюминия и оксида цинка. Измерены электрические характеристики тонкопленочных СВЧ резонаторов на частоту ~ 3 ГГц с добротностью $Q = 300-320$ единиц.

Анализ цилиндрической антенной решетки щелевых излучателей

Толстоуцкий Сергей Иванович
Южный федеральный университет
Мануилов Михаил Борисович, д.ф.-м.н.
tis0894@gmail.com

Развитие современных бортовых радиоэлектронных систем приводит к необходимости многолучевой работы, расширения сектора сканирования, выполнения ряда функций (совмещенная работа систем связи, радиолокации, госопознавания, радиоэлектронной борьбы и др.). Перспективной с этой точки зрения является разработка различных выпуклых антенных решеток (АР), в т.ч. цилиндрических [1]. Большой практический интерес представляет разработка эффективных методов электродинамического анализа конечных АР на круговом цилиндре [2].

Рассмотрим решетку продольных щелей на бесконечном идеально проводящем круговом цилиндре (рис. 1). Радиус цилиндра равен a , длина и ширина щелей равны соответственно L и w . Полагаем, что $w \ll \lambda$, а щели являются раскрытиями полубесконечных прямоугольных волноводов, которые возбуждаются волнами основного типа H_{10} . Координаты центра раскрытия i -го излучателя (φ_i, z_i) , вообще говоря, могут задаваться произвольно, что позволяет включить в рассмотрение широкий класс АР, в т.ч. и с неэквидистантным расположением излучателей (цилиндрические, кольцевые, дуговые). В частности, при рассмотрении цилиндрических АР полагаем, что АР состоит из N колец, каждое из которых содержит M излучателей. Излучатели расположены с шагом H вдоль оси z и с шагом $\Delta\varphi$ по азимуту решетки.

Решение задачи в предположении узких щелей ($w \ll \lambda$) позволяет ограничиться учетом только продольной компоненты магнитных токов на раскрытиях щелей, а также пренебречь высшими затухающими типами волн в волноводах. Введем эквивалентные магнитные токи на щелях $\mathbf{J}_{\mu l} = [\mathbf{e}_r, \mathbf{E}_{\mu l}]$, $(\mu=1, 2, \dots, M; l=1, 2, \dots, N)$. Воспользовавшись принципом эквивалентности, сведем задачу к системе интегральных уравнений относительно продольных компонент эквивалентных магнитных токов на раскрытиях излучателей. Во внешней по отношению к цилиндру области аналогично [3] представим поле в виде суммы падающего (первичного) и отраженного (вторичного) полей. Апертуры щелей закрываем электрической стенкой, по обе стороны которой размещаем эквивалентные магнитные токи с противоположными знаками.

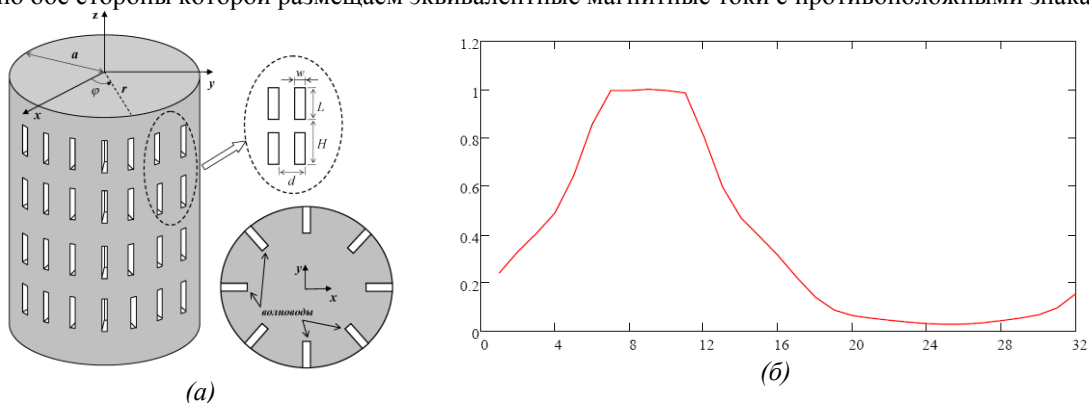


рис. 1. Антенная решетка продольных щелей на идеально проводящем круговом цилиндре (а), нормированное амплитудное распределение для кольцевой 32-элементной антенной решетки (б)

Для функции Грина свободного пространства воспользуемся представлением в виде бесконечного спектра цилиндрических волн, распространяющихся в радиальном направлении и модулированных по оси z [3]

$$G(p, q) = \frac{1}{8\pi j} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-jn(\varphi-\varphi')} \int_{h=-\infty}^{\infty} e^{-jh(z-z')} \times \begin{cases} H_n^{(2)}(vr') \cdot J_n(vr) dh & \text{при } r < r' \\ J_n(vr') \cdot H_n^{(2)}(vr) dh & \text{при } r > r' \end{cases}$$

где $H_n^{(2)}(vr)$ - функции Ганкеля второго рода, $J_n(vr)$ - функции Бесселя первого рода, $v^2 = k^2 - h^2$.

Воспользовавшись непрерывностью компоненты поля H_z на апертурах щелей, получим систему интегральных уравнений относительно неизвестных магнитных токов на раскрывах излучателей. Решение системы интегральных уравнений выполним методом Галеркина. При этом магнитные токи ищем в виде функций, учитывающих асимптотику поля на ребрах щели, что обеспечивает высокую точность результатов. В результате система интегральных уравнений сводится к итоговой системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Решив СЛАУ, далее находим матрицу рассеяния антенной решетки и ее диаграмму направленности (ДН).

Точность полученных результатов подтверждается сравнением с известными из литературы данными. На рис. 2 приведена ДН 32-элементной кольцевой антенной решетки с амплитудным распределением, изображенным на рис. 1(б). Длина и ширина щелей равны соответственно $L=0.6\lambda$, $w=0.1\lambda$, шаг расположения излучателей $d=0.5\lambda$. Главный луч ДН ориентирован в заданном направлении $\varphi_0=100^\circ$. Уровень боковых лепестков составляет -16 дБ.

Таким образом, предложен эффективный электродинамический метод анализа АР продольных щелей на круговом цилиндре, который позволяет получать достаточно быструю и точную оценку характеристик АР с учетом всех электродинамических эффектов, включая взаимную связь излучателей. При решении системы интегральных уравнений методом Галеркина неизвестные магнитные токи аппроксимировались функциями, учитывающими асимптотику поля на ребрах структуры, что обеспечило высокую точность алгоритма.

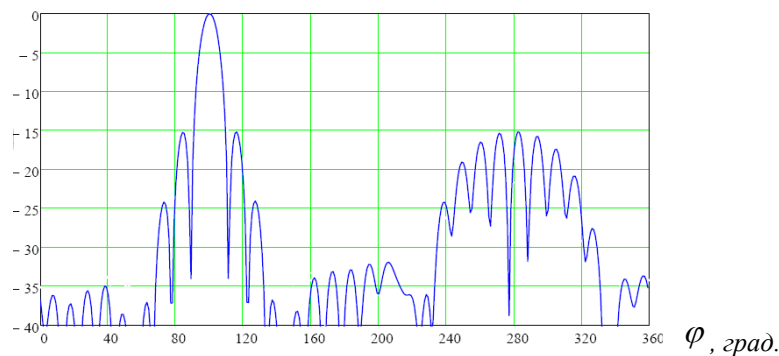


рис. 2. Диаграмма направленности (в дБ) кольцевой АР с амплитудным распределением на рис. 1(б)

Список публикаций:

- [1] Воскресенский Д.И., Котов Ю.В., Харланов Ю.Я., Овчинникова Е.В. // Антенны, вып.9(112), 2006, с.5-23.
- [2] Manuilov M.B., Manuilov B.D., Bashly P.N. Field Theory Analysis and Matrix Synthesis of Cylindrical Array with Multi-Lobe Pattern // Proc. of 38th European Microwave Conference, (EuMC'08), 27-31 October, 2008, Amsterdam, The Netherlands, pp. 1346-1349.
- [3] Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. - М.: Радио и связь, 1983, 296 с.