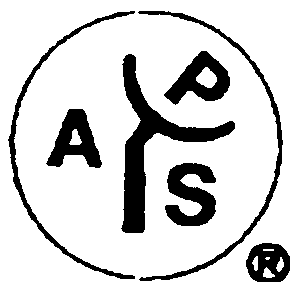
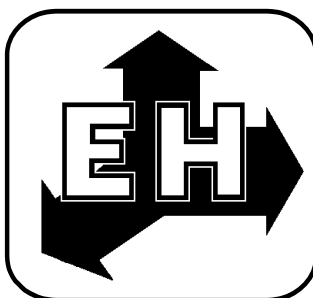


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ РАН
(ИТПЭ РАН)

IEEE-APS-LEOS-CHAPTER



ШЕСТНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ИТПЭ РАН

(Москва – 18 - 21 мая 2015 г.)

Сборник тезисов докладов

ШЕСТНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН ПРИ ПОДДЕРЖКЕ IEEE-APS-LEOS-CHAPTER

Сборник тезисов докладов.

Под редакцией д.ф.-м.н. В.Н. Киселя – М.: ИТПЭ РАН. 2015. 62 с.

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на Шестнадцатой ежегодной научной конференции ИТПЭ РАН.

Конференция посвящена обзору научных разработок и практических приложений, осуществленных в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН в 2014 году.

Цель конференции - обмен информацией, призванный дать импульс развития фундаментальным исследованиям в направлении, определяемом запросами практики, и ускорить внедрение результатов фундаментальных исследований.

Организационный комитет
академик РАН А.Н. Лагарьков
д.ф.-м.н. В.Н. Кисель
д.ф.-м.н. И.Т. Якубов
к.ф.-м.н. А.Т. Кунавин
М.Е. Жукова

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ ДЛЯ СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СЕНСОРОВ

А.Н. Лагарьков¹, И.А. Рыжиков¹, И.Н. Курочкин², А.В. Иванов¹,
А.В. Васькин¹, С.О. Бояринцев¹, К.Н. Афанасьев¹, М.В. Седова¹,
И.А. Богинская¹, Е.В. Коростылев¹, А.К. Сарычев¹

¹ИТПЭ РАН

²ИБХФ РАН

Проведено широкомасштабное исследование нового класса высокодобротных композитных метаматериалов на основе периодических, тонкопленочных, нанодисперсных структур металла и диэлектрика в оптической области электромагнитного спектра. Новые метаматериалы реализуют возможность фокусировки гигантских электромагнитных полей и дополнительного усиления эффекта гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света за счет возникновения в системе плазмонных и диэлектрических резонансов [1]. Рассмотрены случайно и периодически профилированные диэлектрические пленки на основе диоксида церия (CeO_2), периодические диэлектрические структуры на основе кремния (Si) различных форм, высокоспецифичные металл-диэлектрические структуры, состоящие из серебряных и золотых шайб, вкрапленных в диэлектрическую платформу. Коэффициент усиления комбинационного рассеяния света G в таких структурах достигает значения до 10^7 , что позволяет их использовать в сверхчувствительных системах по определению низких концентраций биологических и химических веществ.

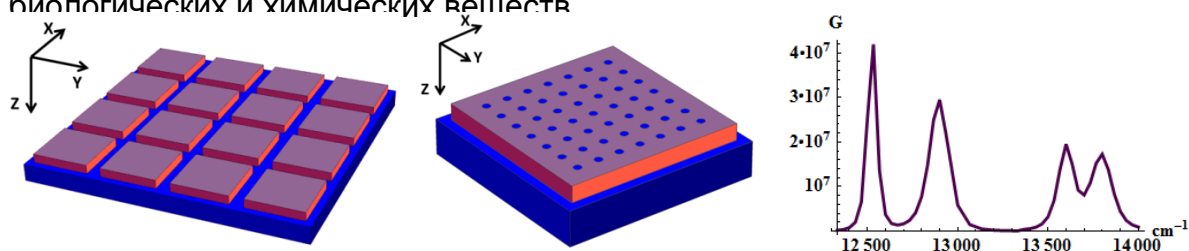


Рис.1. Коэффициент усиления комбинационного рассеяния G в металл-диэлектрической структуре, состоящей из серебряных «нанодисков», помещенных на поверхность диэлектрика

ЛИТЕРАТУРА

[1] I.Kurochkin, I. Ryzhikov, A.K. Sarychev, K. Afanasiev, I. Budashov, M. Sedova, I. Boginskaya, S. Amitonov and A.Lagarkov, New SERS-active junction based on cerium dioxide facet dielectric films for biosensing, *Advanced Electromagnetics*, vol. 3, № 1, 2014.

МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖЕК ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ВЕЩЕСТВ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

К.Н. Афанасьев¹, И.А. Богинская¹, И.А. Будашов², И.Н. Курочкин²,
С.С. Маклаков¹, А.С. Набоко¹, И.А. Рыжиков¹, А.К. Сарычев¹,
М.В. Седова¹, А.Н. Лагарьков¹

¹ИТПЭ РАН

²МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет

Метод комбинационного рассеяния для детектирования малых количеств опасных веществ является перспективным. Разработаны диэлектрические подложки на основе CeO_2 , которые прошли успешные испытания в экспериментах по усилению сигналов комбинационного рассеяния (КР). Получено дополнительное усиление SERS – сигнала более чем на два порядка. Целью работы является создание новых видов эффективных структур для усиления интенсивности спектров детектируемых веществ и детализации механизмов усиления КР на диэлектрических и металлических подложках.

Для этого проведен ряд работ по модификации поверхности CeO_2 . Проведены работы по созданию альтернативных подложек для усиления спектров КР на основе изученных принципов влияния оптических свойств подложек и их структуры на интенсивность полос колебания спектра КР. Предложены подложки на основе шероховатых пленок сложного состава: на основе напыляемых сплавов олова и серебра, серебра и алюминия. Рассмотрена возможность использования искусственно периодически микроструктурированных диэлектрических подложек микро- и нано-размерности в качестве SERS-активной подложки.

В развитие ранее использованных подходов в решении задачи усиления на диэлектрической подложке [1], травлением фокусированным ионным пучком была создана структура разновысоких элементов в диэлектрике (диоксид кремния) размером 100×100 мкм. Размер элемента структуры составляет 1 мкм. Элементы структуры отделены друг от друга резами глубиной порядка 100 нм. Полученная структура была протестирована путем измерения спектра КР дитионитробензойной кислоты (ДТНБ) при осаждении на поверхность подложки модифицированных ДТНБ наночастиц золота. Картирование спектров комбинационного рассеяния на длине волны 785 нм с помощью конфокального микроскопа Witec показало наличие высокого сигнала от ДТНБ.

Для модификации поверхности диоксида церия (CeO_2) на его поверхности была создана полунепрерывная островковая пленка золота с

пропусканием 60% и 85%. Для создания пленки использовали электронно-лучевое испарение в вакууме на подложки CeO_2 толщиной 2400 нм. После модификации поверхности были проведены эксперименты по детектированию спектра комбинационного рассеяния бриллиантовой зелени на длине волны возбуждения 785 нм. Было обнаружено отсутствие спектра комбинационного рассеяния при нанесении вещества на чистую поверхность диоксида церия и усиление спектра на островковой пленке золота на диоксиде церия.

Исследовано и продемонстрировано влияние оптических характеристик SERS-активных микроструктурированных сред на усиление спектра комбинационного рассеяния адсорбированных веществ.

Таким образом, в работе показано, что наблюдаемое дополнительное усиление интенсивности в спектрах гигантского комбинационного рассеяния [2] реализуется в разной степени на островковых пленках золота различной морфологии, на микропрофилированных различным образом диэлектрических подложках. Сформулированы подходы к разработке оптимальной конструкции металл-диэлектрических SERS-активных структур.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *A.V. Ivanov, A.V. Vaskin, A.N. Lagarkov, Andrey K. Sarychev* The field enhancement and optical sensing in the array of almost adjoining metal and dielectric nanorods // Proc. of SPIE Vol. 9163, 2014. PP.91633C-11.
- [2] *I.N. Kurochkin, A.K. Sarychev, I.A. Ryzhikov, I.A. Bydashov, S.S. Maklakov, S.O. Boyarintsev, A.N. Lagarkov* / Surface-Enhanced Raman Scattering-Based Biosensors in: Portable Biosensing of Food Toxicants and Environmental Pollutants // CRC Press. 2013. PP.97 - 123.

КАРТИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ РЕПЕРНОГО ВЕЩЕСТВА DTNB НА SERS-AКТИВНОЙ СТРУКТУРЕ

О.Р. Сафина^{1,2}, С.С. Маклаков¹, А.С. Набоко¹,

М.В. Седова¹, И.Н. Курочкин³, И.А. Будашов³, И.А. Богинская¹,
К.Н. Афанасьев¹, И.А. Рыжиков¹, А.К. Сарычев¹, А.Н. Лагарьков¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

³МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет

Усиление интенсивности сигнала комбинационного рассеяния на поверхности наночастиц благородных металлов (SERS) является перспективным, стремительно набирающим популярность методом детектирования биогенных и неорганических веществ малой концентрации. Большой интерес для современной медицины представляет создание удобных в использовании, недорогих и компактных SERS-структур, позволяющих проводить экспресс тесты на содержание в пробах ядовитых веществ, патогенных микроорганизмов и продуктов их жизнедеятельности в ультрамалых количествах (пМ). Для получения больших показателей усиления сигнала используют комплексные SERS-структуры, представляющие собой наночастицы металлов (Ag, Au) размером до 100 нм, осажденные на поверхность подложки с периодически структурированным рельефом поверхности, благодаря чему достигается дополнительное к металлу усиление сигнала КР до 200 раз [1].

В представленной работе проведена оценка усиления SERS-структурой на основе CeO_2 , сигнала комбинационного рассеяния ковалентно-привитой к наночастице золота (56 нм) тионитробензойной кислоты (TNB-Au). Для сравнения были выбраны структуры с толщиной CeO_2 1200 нм и 2400 нм, поскольку на них наблюдалось значительное отличие интенсивности сигнала в рассматриваемой области спектра [1]. Для визуализации распределения интенсивности по поверхности SERS-структуры были построены карты комбинационного рассеяния с применением фильтра, определяющего интеграл интенсивности в диапазоне частот 1320-1345 cm^{-1} , соответствующих ширине на полувысоте (FWHM) пика в спектре TNB-Au. Выбранная полоса отвечает самому интенсивному пику спектра и соответствует моде валентных колебаний ν_1 функциональной группы $[\text{NO}_2]$ в молекуле тионитробензойной кислоты. Область сканирования – участок поверхности 50×50 мкм. Картирование проводилось на конфокальном микроскопе Witec Alpha300, в качестве возбуждающего излучения использовался лазер с длиной волны $\lambda=785$ нм, разрешающая способность спектрографа обеспечивалась дифракционной решеткой с периодом

$d=1,7 \times 10^{-3}$ мм, фокусировка лазерного пучка осуществлялась объективом $\times 10$ ($NA=0.25$) и $\times 100$ ($NA=0.9$), диаметр пятна детектора составлял 2 мкм и 0.5 мкм соответственно, время накопления сигнала в каждой точке карты $t_{\text{инт}}=0.5$ сек. Сравнение яркости карт производилось построением гистограмм яркости с учетом вклада интенсивностей всех точек карты комбинационного рассеяния.

Полученные на объективе $\times 10$ карты неоднородны по интенсивности, обладают выраженной контрастностью чередующихся темных и светлых областей размером до 10 мкм, вместе с тем корреляция КР карты с фасетчатым рельефом поверхности CeO_2 не выявлена. Яркость карт SERS-структур с толщиной CeO_2 1200 нм и 2400 нм отличаются более чем в 3 раза.

Картирование участков поверхности, соответствующих ярким областям на картах при десятикратном увеличении, на объективе $\times 100$ ($NA=0.9$) при диаметре пятна детектора 0,5 мкм позволило разрешить крупные области на более мелкие размером от 0,5 до 2 мкм. В пределах ярких областей на картах высокого разрешения фиксируется высокая интенсивность анализируемого сигнала, а за пределами областей сигнал полностью отсутствует.

Показано, что интенсивность сигнала на картах, полученных с использованием объектива $\times 10$, включает в себя сумму интенсивностей отдельных участков (размером около 500 нм) поверхности SERS-структуры, попавших в область пятна детектора. Высокая локальная интенсивность сигнала наблюдается на участках поверхности, площадь и расположение которых соответствует картине распределения конгломератов наночастиц Au, полученной на сканирующем электронном микроскопе (SEM). Участки, в которых наблюдается усиление сигнала TNB-Au, распределены по поверхности произвольно и на большой площади сенсора обеспечивают равномерное усиление сигнала по всей поверхности SERS-структуры.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Kurochkin I., Ryzhikov I., Sarychev A., Afanasiev K., Budashov I., Sedova M, Boginskaya I., Amitonov S., Lagarkov A.* New SERS-active junction based on cerium dioxide facet dielectric films for biosensing // *J. Advanced Electromagnetics*. vol. 3. 2014. P.57-60.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ТРОЙНЫХ И ЧЕТВЕРНЫХ СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА В СЛАБЫХ И СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ

И.Д. Родионов¹, И.С. Титов¹, Ю.С. Кошкидько², В.Н. Прудников¹,
А.Б. Грановский^{1,3}

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

³ИТПЭ РАН

Сплавы Гейслера Ni-Mn-In вблизи стехиометрического состава Ni₅₀Mn₃₅In₁₅, а также допированные четвертым элементом Z, характеризуются сочетанием необычных свойств, связанных в первую очередь с магнитоструктурным мартенситным переходом (МП). Для данного семейства сплавов при МП одновременно с изменением кристаллической структуры практически скачкообразно изменяются и магнитные свойства, а характеристические температуры и гистерезис МП могут управляться достаточно сильным магнитным полем. Одним из наиболее ярких и перспективных для практических приложений эффектов вблизи МП является гигантский магнитокалорический эффект (МКЭ) [1,2]. В данной работе приводятся результаты исследования магнитных и магнитокалорических свойств указанных сплавов при Z = Co, Al, В, Cu, Cr, Si в полях до 1.6 Т и для состава Ni₅₀Mn₃₅In₁₅ в поле до 14 Т. Показано, что допированием можно управлять величиной и температурным интервалом МКЭ. В поле 14 Т измеренное методом экстракции образца адиабатическое изменение температуры ΔT_{ad} в окрестности МП (≈ 315 К) достигает рекордного значения -11 К, что более чем на порядок превышает соответствующее значение в поле 1.6 Т. Обнаруженные гигантские значения МКЭ связываются с подавлением антиферромагнитных корреляций в окрестности МП, что открывает новые возможности увеличения МКЭ в широком интервале полей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 15-02-02077 и 15-52-78080).

ЛАЗЕР С РАСПРЕДЕЛЁННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В.Ю. Шишков^{1,2}, А.А. Зябловский^{1,3}, Е. С. Андрианов^{1,2}, А.А. Пухов^{1,2},
А.П. Виноградов^{1,2}, А.А. Лисянский⁴

¹МФТИ (ГУ)

²ИТПЭ РАН

³ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова

⁴Department of Physics, Queens College of the City University of New York

Мы рассматриваем лазерную генерацию в одномерном фотонном кристалле, элементарная ячейка которого состоит из двух слоёв: активного и пассивного. Показано, что с началом генерации эффективная диэлектрическая структура фотонного кристалла теряет свою периодичность из-за несоизмеримости болховской длины волны и пространственного периода фотонного кристалла. Однако при генерации на краю запрещённой зоны болховская длина волны становится соизмеримой с периодом фотонного кристалла, соответственно распределение генерируемого поля также становится периодичным. Также, благодаря эффекту Боррманна энергия электромагнитного поля стремится сконцентрироваться в определённых слоях фотонного кристалла. Более того, электромагнитное поле в пассивных слоях фотонного кристалла осциллирует в фазе при генерации на краю второй запрещённой зоны. И, если предположить, что потери в пассивных слоях соответствуют потерям на выход излучения из системы, то этот свет будет обладать узкой диаграммой направленности с максимумом в направлении, перпендикулярном фотонному кристаллу. Описанный эффект может служить для качественного описания недавних экспериментов по лазерированию в активных плазмонных системах [1].

Нами было также рассмотрен лазер с распределённой обратной связью, частота перехода активной среды которого находится в запрещённой зоне. Помещение частоты активной среды в запрещённую зону, создаёт расстройку. Она приводит к немонотонному поведению порога лазерной генерации при увеличении потерь. Немонотонное поведение порога лазерной генерации не сопровождается каким-либо изменением распределения поля в лазере выше порога генерации, в отличие от работы [2], где подобное поведение лазера происходило благодаря лучшему пространственному перекрытию поля генерируемой моды и активной среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Beijnum, F., et al.*, Phys. Rev. Lett., vol. 110, 2013. P.206802.
2. *Liertz M et al*, Physical Review Letters, vol. 108, 2012. P.173901.

**ФЕРРОМАГНЕТИЗМ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.5$)
СО СТРУКТУРНОЙ САМООРГАНИЗАЦИЕЙ КРИСТАЛЛИТОВ**

**В.В. Рыльков^{1,2}, А.С. Семисалова³, С.Н. Николаев², К.Ю. Черноглазов²,
А.Л. Васильев², Е.М. Пашаев², В.В. Тугушев², Н.С. Перов³,
А.В. Зенкевич⁴, О.А. Новодворский⁵**

¹ИТПЭ РАН

²НИЦ "Курчатовский Институт"

³МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

⁴МФТИ (ГУ)

⁵ИПЛИТ РАН

$\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ сплавы с составом, близким к моносилициду MnSi , интересны своими магнитными свойствами и перспективны для применений в спинтронике [1, 2].

Ранее нами были исследованы пленки $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.52-0.55$) [1], полученные методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) в обычной геометрии, когда рабочая поверхность подложки Al_2O_3 (0001) была обращена в сторону лазерного факела осаждаемых частиц («прямое» осаждение). При $x \approx 0.52$ $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ пленки обладали $T_C \approx 330$ К и имели мозаичную структуру с размерами блоков до ~ 1 мкм. В настоящей работе представлены результаты сравнительных исследований пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$, полученных в теневой геометрии (ТГ) методом ИЛО в условиях осаждения элементов при малой энергии за счет столкновения с атомами буферного газа [3].

Пленка $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ была выращена в ТГ в присутствии газа Kr (давление $\sim 10^{-2}$ мбар) на Al_2O_3 (0001) подложке размером 10×15 мм² при температуре 340°C с использованием стехиометрической мишени MnSi . Для определения состава и толщины пленки использовался метод спектроскопии обратного резерфордского рассеяния. Толщина пленки d зависела от расстояния до мишени L и с ростом L уменьшалась от 270 до 70 нм на длине $\Delta L \approx 15$ мм. При этом в диапазоне толщин $d = 160-70$ нм ($\Delta L \approx 10$ мм) состав пленки слабо зависел от L ($x \approx 0.514-0.517$). Для магнитных и транспортных исследований полученная структура была разрезана на полоски размером $\approx 2 \times 10$ мм² с разной толщиной $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ пленок.

На рис.1 приведены температурные зависимости намагниченности насыщения $M_s(T)$ для трех образцов с толщинами $d = 70-160$ нм. Вид зависимостей свидетельствует о наличии в образцах двух магнитных фаз: высокотемпературной (ВТ) фазы с $T_C \approx 370$ К и низкотемпературной (НТ) фазы с $T_C \approx 46$ К, причем относительный вклад последней явно растет с увеличением толщины пленки. Подобное поведение не наблюдается в $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ пленках, полученных в геометрии «прямого» осаждения [3]. Необычным

для $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ пленок, полученных в ТГ, оказалось поведение аномального эффекта Холла (АЭХ). Обнаружено, что в образцах с толщиной пленки ≥ 90 нм АЭХ изменяет знак с положительного на отрицательный при $T \leq 30\text{K}$.

Результаты рентгенодифракционного анализа показывают, что в ТГ

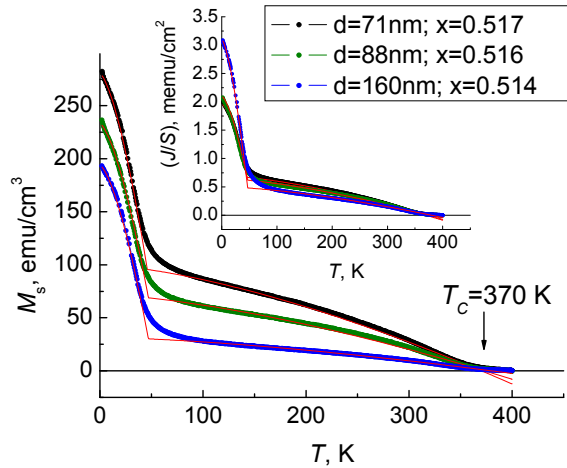


Рис.1. Температурные зависимости намагниченности насыщения M_s для ТГ пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ с различной толщиной и одинаковым значением $x \approx 0.516$. На вставке - температурные зависимости магнитного момента J , нормированного на площадь пленок. Сплошные линии – расчетные зависимости $M_s(T)$.

магнитных дефектов. Согласно [4], именно в подобном слое может иметь место значительный рост T_c , т.е. появление ВТ ФМ, связанного с размерными и деформационными эффектами.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 13-07-00477).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] V.V. Rylkov et al., Europhys. Lett., vol. 103, 2013. P. 57014.
- [2] S. Kahwaji et al., Phys. Rev. B, vol. 88, 2013. P.174419.
- [3] V.V. Rylkov et al., J. Magn. Magn. Mater., 2015 (accepted for publication).
- [4] V.N. Men'shov, V.V. Tugushev et al., Phys. Rev. B, vol. 83, 2011. P.035201.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ (ПЭВ) В ОДНОПРОВОДНОЙ ЛИНИИ

Е.Л. Рейман^{1,2}, А.С. Антонов¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

В работе рассмотрены метод возбуждения поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) и ее распространение в однопроводной линии. Актуальность исследования обусловлена перспективами использования ПЭВ для локации и передачи информации по широко развитым сетям естественных коммуникаций (линии электропередач, железные дороги, трубопроводы и т.п.). Ключевым моментом исследований явился способ возбуждения поверхностной волны, так как во многих практических приложениях неизменным условием является бесконтактное возбуждение. В самом деле, для случая ЛЭП либо рельсов железных дорог, контактные методы неприменимы по понятным причинам.

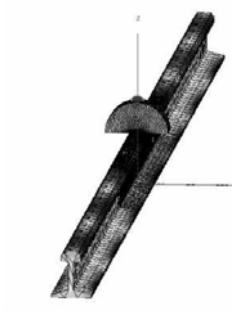


Рис.1. Результат моделирования возбуждения ПЭВ в коротком рельсе

В наших исследованиях ПЭВ возбуждалась индукционным способом, сущность которого имеет аналогию с трансформатором тока. В работе проводилось компьютерное моделирование возбуждения и распространения ПЭВ в однопроводной линии программным продуктом Feko. Результаты моделирования сравнивались с теоретическим расчетом, выполненным в работе [1]. В этой работе, на основании строгих решений уравнений Максвелла получены характеристики волны в ближней дальней зонах однопроводной

линии.

В работе приведены результаты экспериментальных исследований, проведенных в лабораторных условиях на уединенных проводах различного сечения, которые показали качественные подтверждения, как моделирования, так и теоретических расчетов.

В качестве примера перспективного применения нами исследовалось возбуждение и распространения ПЭВ в рельсах железнодорожных путей. Большое сомнение в возможности распространения ПЭВ в данном случае порождает близость поверхности, на которой уложены рельсы, поглощение в которой не позволит получить приемлемо малое затухание.

На рис.1 показан результат моделирования на Feko возбуждения модифицированной тороидальной антенной (половина тороида прямоугольного сечения) в конечном отрезке рельсового пути. Наличие стоячей волны тока частоты 450 МГц вдоль рельса доказывает факт возбуждения ПЭВ.

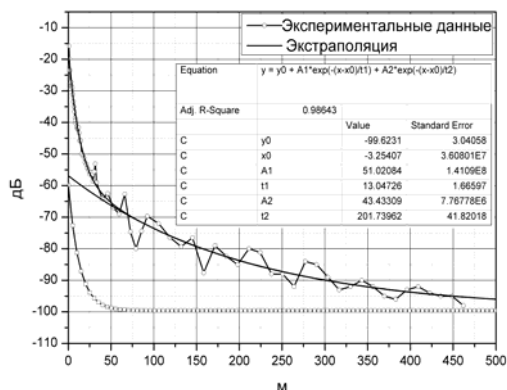


Рис.2 Результат измерения затухания ПЭВ на участке железной дороги

Наличие стоячей волны тока частоты 450 МГц вдоль рельса доказывает факт возбуждения ПЭВ. Прямые исследования затухания ПЭВ в рельсах были проведены на железнодорожном участке протяженностью до 2 км, причем в разных климатических условиях (сухо-дождь). Рис.2

иллюстрирует результаты измерения затухания сигнала частотой 450 МГц (в децибелах) в зависимости от расстояния до источника возбуждения ПЭВ, в качестве которого использовалась полутороидальная антенна, запитываемая генератором R&S SM20. Прием осуществлялся аналогичной антенной, подключенной к анализатору спектра R&N FSN8 (линия с круглым маркером). Данный сигнал хорошо аппроксимируется формулой

$$y = y_0 + A_1 \exp\left(-\frac{x-x_0}{t_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{x-x_0}{t_2}\right)$$

Константа y_0 определяет потери при возбуждении, в то время как две экспоненты отвечают за потери при излучении в ближней и дальней зонах, соответственно (линия без маркера). Нижний график (с квадратным маркером) иллюстрирует вклад ближней зоны в окончательную форму кривой.

В работе анализируется полученный результат и показаны пути уменьшения потерь в реальных рельсах, которые в данном эксперименте составляют 0.07 дБ/м. Теоретические оценки с учетом только джоулевых потерь дают 0.02 дБ/м.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Антонов А. С. Распределение полей в коаксиальной и однопроводной линиях. – М.: Естественные и технические науки, No 2(64), 2013. РР.1684-2626.

ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВ В СПАЗЕРЕ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕМ С ВНЕШНИМ КОГЕРЕНТНЫМ ПОЛЕМ

Е.С. Андрианов^{1,2}, Н.Е. Нефёдкин^{1,2}, А.А. Пухов^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2},
А.А. Лисянский³

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

³Department of Physics, Queens College of the City University of New York

Использование метаматериала, как правило, предполагает, что рабочий диапазон – это узкая область вблизи плазмонного резонанса частиц, из которых сделан этот метаматериал. Этот факт обуславливает высокие потери. Для компенсации потерь в искусственных плазмонных метаматериалах было предложено применение активных (усиливающих) сред [1]. При добавлении активной среды в метаматериал образуются спазеры [2].

В работе рассматривается динамика спазера во внешнем поле с учётом шумов, связанных с потерями в металлической наночастице. Показано, что при определённых значениях амплитуды и частоты внешнего поля происходит подавление шумов. Это проявляется в том, что ширина линии спектра фазовых флуктуаций $S(\omega) = \langle \varphi(t)\varphi(t+\tau) \rangle_\omega$ уменьшается. Такое уменьшение происходит на кривой компенсации, когда накачка компенсирует потери внешнего поля в спазере. Физическая природа сужения спектра объясняется стохастическим резонансом [3] в спазере: шумы нелинейной системы эффективно подавляются внешней силой.

Данный эффект особенно важен в связи с упомянутой возможностью применения спазеров в различных приложениях, в частности, в качестве активного элемента метаматериала. Так как режим компенсации, а следовательно, и подавление шумов, достигается при подпороговых значениях накачки, то становится реалистичным использование спазера в качестве элемента метаматериала при экспериментально достижимых значениях накачки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] А.Н. Лагарьков, А.К. Сарычев, В.Н. Кисель и Г. Тартаковский, УФН, vol. 179, 2009. P.1018.
- [2] D.J. Bergman and M.I. Stockman, Phys. Rev. Lett., vol. 90, 2003. P.027402
- [3] В.С. Анищенко, УФН, vol. 169, 1999. P.8.

МЕХАНИЗМ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ КЛАССИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ В СУБВОЛНОВОМ ОБЪЕМЕ

Н.Е. Нефедкин^{1,2}, Е.С. Андрианов^{1,2}, А.А. Пухов^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2},

А.А. Лисянский³

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

³Department of Physics, Queens College of the City University of New York

Сверхизлучение – это коллективное спонтанное излучение независимых излучателей [1]. Экспериментально явление, схожее со сверхизлучением, наблюдали лишь в протяжённых системах, линейный размер которых в одном из направлений был много больше длины волны. Интерпретация этих экспериментов неоднозначна вследствие вклада вынужденного излучения.

Развитие теории шло по пути повышения точности описания квантовой системы и разработки формализма для решения полученных уравнений. Однако изучать механизмы фазовой синхронизации, ключевого свойства сверхизлучения, по существу начали лишь тридцать лет спустя [2-3]. Несмотря на квантовый характер реальной динамики излучения атомов, некоторые важные аспекты этого явления можно понять при помощи классической модели сверхизлучения.

В настоящей работе предложен физический механизм формирования импульса сверхизлучения ансамбля излучателей, расположенных в субволновом объеме. Показано, что при наличии флуктуации на фоне равномерного распределения начальных фаз излучателей возникает ненулевое суммарное поле реакции излучения, приводящее к модуляции быстрых колебаний классического нелинейного излучателя медленной периодической огибающей, период которой зависит от начальной фазы излучателя. Благодаря конструктивной интерференции огибающих через некоторое время формируется большой суммарный дипольный момент системы, испускающий всплеск сверхизлучения. Интенсивность сверхизлучения пропорциональна квадрату числа излучателей, огибающие которых участвуют в создании пика.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *R.H. Dicke*, Phys. Rev., vol. 93, 1954. P.99.
- [2] *А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский*, Кооперативные явления в оптике, Москва, Наука, 1988.
- [3] *Л.А. Вайнштейн, А.И. Клеев*, ДАН, т. 311, 1990. С.862.

СЕНСОР НА ОСНОВЕ ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМОНОВ НА ГРАФЕНЕ

И.А. Нечепуренко^{1,2,3}, А.В. Дорофеев^{1,2,3}, Ю.Е. Лозовик^{1,4}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

³ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова

⁴Институт спектроскопии РАН

Предложено использовать генератор плазмонов, распространяющихся вдоль поверхности графена, для детектирования следовых количеств заранее известного вещества. Генератор состоит из чешуйки графена размером порядка 100 нм и активной среды, безизлучательно возбуждающей плазмоны на графене (рис. 1).

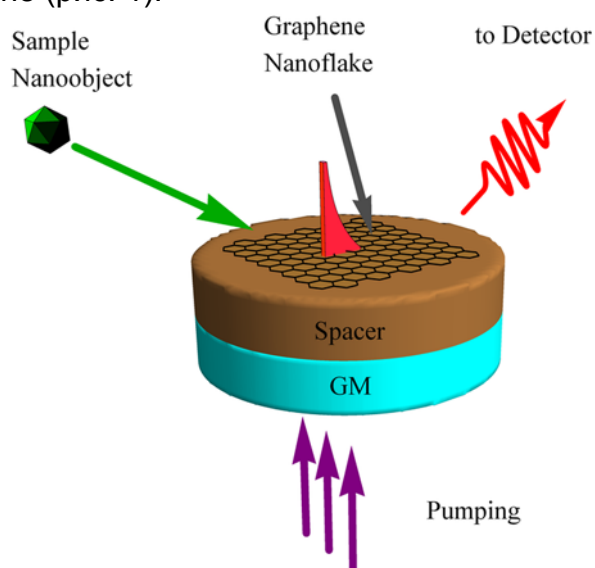


Рис. 1. Схема сенсора в виде чешуйки графена на подложке и активной среде (GM).

Для правильного описания работы сенсора необходимо учесть шум спонтанного излучения в генерируемую плазмонную моду. Это приводит к тому, что лазерная кривая не обнаруживает четкого порога (рис. 2а). Размытие порога генерации служит ограничивающим фактором для чувствительности сенсора. Определим эту чувствительность ξ как относительное изменение интенсивности генерации $\delta n/n$, вызванное появлением поглощающей частицы в резонаторе и нормированное на аналогичную величину для опорной схемы. В качестве опорной схемы выбрана однопроходная схема, в которой измеряется интенсивность поля плазмона, прошедшего вдоль листа графена через поглощающую частицу.

Расчет показал, что чувствительность метода максимальна вблизи порога генерации (рис. 2б). Использование резонатора позволяет увеличить чувствительность в десятки раз по сравнению с однопроходной схемой, и

использование усиливающей среды дает усиление еще в несколько раз.

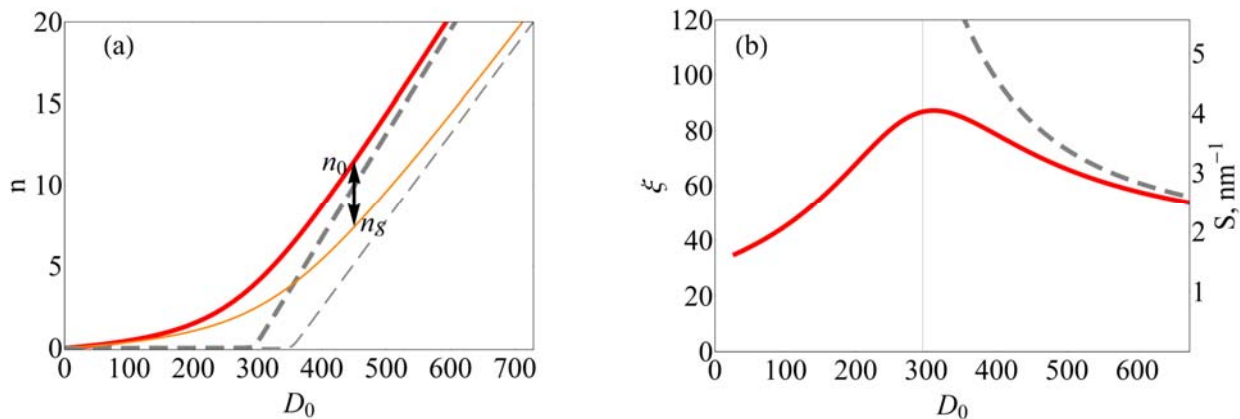


Рис. 2. а) Интенсивность генерации в зависимости от силы накачки (сплошная толстая линия) и смещение этой кривой при попадании поглощающей частицы.

б) Усиление чувствительности сенсора в зависимости от силы накачки. Максимальное усиление возникает на пороге генерации (вертикальная линия). Штриховые линии соответствуют расчетам без учета шума спонтанного излучения.

РАССЕЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ НА УПРАВЛЯЕМОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Е.В. Кузнецов¹, А.М. Мерзликин²

¹МФТИ (ГУ)

²ИТПЭ РАН

Идея применять статическое электрическое или магнитное поле для управления распространением света не нова. В частности она положена в основу создания пространственных модуляторов света (так называемых SLM и MOSLM), «свичей», магнитооптических циркуляторов и др. Управление поляризацией и/или распространением света происходит за счет изменения диэлектрической проницаемости электро- или магнито-оптических компонент среды. Например, изменение намагниченности магнитофотонного кристалла (представляющего собой систему периодических воздушных отверстий в толстом слое железиттриевого граната) может привести к изменению распространения света на 90 градусов. Однако, при рассмотрении управления светом, как правило, не используется важная особенность статических полей – возможность (благодаря безмасштабности уравнения Лапласа) концентрации больших статических полей на масштабах много меньших оптической длины волны.

В данной работе рассмотрено распространение поверхностного плазмона вдоль границы металлической плёнки и диэлектрика. В качестве металла взято золото, а в качестве диэлектрика взят 200 нм слой электрооптического материала, на поверхности которого находится металлический цилиндр 10 нм диаметра. При нулевой разнице потенциалов между цилиндром и плёнкой поверхностный плазмон распространяется практически без рассеивания. Малость рассеяния на цилиндре обусловлена с одной стороны субволновым диаметром, а с другой стороны малостью интенсивности электромагнитной волны поверхностного плазмона (экспоненциально затухающей от границы раздела золото/электрооптический материал) на поверхности цилиндра. При включении напряжения, тензор электрооптического материала меняется, в том числе непосредственно на границе раздела золото/электрооптический материал, где интенсивность плазмона наибольшая, в результате возникает рассеянная волна. Таким образом, появляется возможность управления интенсивностью рассеянной волны на субволновой неоднородности.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМОННЫХ V-ОБРАЗНЫХ ВОЛНОВОДОВ В ГЕОМЕТРИИ КРЕЧМАННА

А.М. Мерзликин¹, А.И. Игнатов²

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ

Одной из областей бурно развивающейся плазмоники является изучение плазмонных волноводов. Интерес к плазмонным волноводам вызван надеждами на их использование вместо обычных диэлектрических, что может привести к уменьшению размеров оптических интегральных схем, поскольку плазмонные волноводы имеют субволновое сечение.

В данной работе рассмотрено возбуждение плазмонных V-образных волноводов в металлической плёнке при нарушении полного внутреннего отражения (в геометрии Кречманна). Поляризация электрического поля собственной моды такого волновода направлена преимущественно вдоль поверхности плёнки, что соответствует s-поляризованной падающей волне. Показано, что погонное сечение рассеяния на одиночной канавке в геометрии Кречманна – менее одной длины волны. Таким образом, для эффективного наблюдения возбуждения плазмонного волновода в геометрии Кречманна необходимо использовать массив волноводов.

Расчет показал, что при падении на периодический массив V-образных волноводов в плоскости параллельной волноводам для s-поляризованной волны наблюдаются резонансы 2-х типов – резонанс, положение которого слабо зависит от периода системы, и резонанс, существенно сдвигающийся при изменении периода. Второй резонанс может не существовать при малом периоде.

Резонанс первого типа связан с возбуждением собственных мод V-образного волновода. Резонанс второго типа схож с аномалией Вуда, представляющие собой возбуждение поверхностного плазмона на границе металл/подложка либо металл/вакуум посредством дифракции на решетке. Найденное условие возбуждения такого резонанса оказалось отличным от классического условия Вуда, когда плоскость падения падающей р-поляризованной волны перпендикулярна решетке.

ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА: ВЛИЯНИЕ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ СЛОЕВ

А.О. Сбойчаков¹, А.В. Рожков¹, А.Л. Рахманов¹, Ф. Нори²

¹ИТПЭ РАН

²CEMS, RIKEN, Japan

Электроны в графене вблизи уровня Ферми с хорошей точностью описываются безмассовым уравнением Дирака, в котором роль спина играет номер подрешетки. Электронный спектр представляет собой два конуса Дирака расположенных в углах зоны Бриллюэна (точки Дирака). В случае, когда имеется два слоя графена, межслойная гибридизация приводит к перестройке электронного спектра. При этом вид спектра существенно зависит от взаимного расположения слоев. Всего существует три различных вида двухслойного графена: двухслойный графен с AA упаковкой, фаза Бернала (AB упаковка) и подкрученный двухслойный графен. В первых двух случаях, кристаллические оси слоев параллельны друг другу, и различие в упаковке отличается только в сдвиге одного слоя относительно другого. Подкрученный графен характеризуется ненулевым углом поворота одного слоя относительно другого. В докладе дается обзор электронных свойств двухслойного графена в зависимости от типа упаковки. Будут представлены как результаты, полученные авторами доклада[1-5], так и результаты, полученные другими группами.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.O. Sboychakov, A.L. Rakhmanov, A.V. Rozhkov, Franco Nori, 2015, submitted to PRB, arXiv:1407.2477.
- [2] R.S. Akzyanov, A.O. Sboychakov, A.V. Rozhkov, A.L. Rakhmanov, and Franco Nori, Phys. Rev. B, vol. 90, 2014. P.155415.
- [3] A.O. Sboychakov, A.V. Rozhkov, A.L. Rakhmanov, and Franco Nori, Phys. Rev. B, vol. 88, 2013, P.045409.
- [4] A. O. Sboychakov, A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, and Franco Nori, Phys. Rev. B 87, 121401(R) (2013).
- [5] A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, A. O. Sboychakov, and Franco Nori, Phys. Rev. Lett. 109, 206801 (2012).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ПИННИНГ В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ

$Pd_{99}Fe_{01}-Nb$

Л.С. Успенская¹, А.Л. Рахманов², Л.А. Доросинский³, А.А. Чугунов⁴

¹ИФТТ РАН

²ИТПЭ РАН

³TUBITAK-NUMI (Turkey)

⁴ФФФХИ МГУ

Магнитооптическим методом изучены магнитные свойства гибридных тонкопленочных структур $Pd_{99}Fe_{01}-Nb$. Показано, что при температуре ниже 14 K в образцах возникает ферромагнитное упорядочение с образованием слабо взаимодействующих ферромагнитных нанокластеров. Эффективная спиновая поляризация ионов Fe в кластерах порядка 4_B, что соответствует объемному сплаву Pd_3Fe . Близость ферромагнитного слоя не подавляет сверхпроводимость в ниобии, не изменяет критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние, но усиливает пиннинг и увеличивает критический ток примерно на 30%, что согласуется с представлениями о нанокластерной магнитной структуре ферромагнитной пленки.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Л.С. Успенская и др., Письма в ЖЭТФ, vol. 97, 2013. С.176.

[2] L.S. Uspenskaya et al., Materials Research Express, vol. 1, 2014. id 036104.

РОЛЬ ЛОКАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ В ФОРМИРОВАНИИ СПИНОВОЙ И ОРБИТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СОЕДИНЕНИЙ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

К.И. Кугель¹, Д.И. Хомский², А.О. Сбойчаков¹, С.В. Стрельцов³

¹ИТПЭ РАН

²II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Germany

³Институт физики металлов УрО РАН

Сильнокоррелированные электронные системы с орбитальным упорядочением уже многие годы являются предметом активного исследования в физике твёрдого тела. Орбитальное упорядочение не только сопровождается изменениями кристаллической структуры (или вызывается ими), но и в значительной степени определяет магнитные свойства многих материалов, например, оксидов переходных металлов. Кроме обычного решётчного (ян-теллеровского) механизма орбитального упорядочения и чисто электронный (обменный) механизм может вести как к орбитальному, так и к магнитному упорядочению, которые таким образом оказываются взаимосвязанными.

В случае двукратного орбитального вырождения в простых кристаллических решётках, например, в перовскитах AMO_3 , где октаэдры MO_6 имеют общие вершины, типичная ситуация такова, что ферро-орбитальное упорядочение приводит к антиферромагнитному обменному взаимодействию между спинами, а антиферро-орбитальное упорядочение способствует спиновому ферромагнетизму. Это утверждение стало уже чем-то вроде "фольклора", и оно часто используется для объяснения или предсказания типа магнитного упорядочения в конкретных системах. Однако оно применимо только для систем с определённым типом геометрии, а именно там, где реализуется 180-градусный сверхобмен металл-кислород-металл (М-О-М). В твёрдых телах реализуется много других ситуаций, где это общее положение (ферро-орбитали–антиферро-спины и наоборот) может не работать и действительно не работает. Одна из таких ситуаций возникает тогда, когда у соседних ионов переходного металла имеется два общих кислорода, т.е. для систем, где октаэдры MO_6 имеют общую сторону и сверхобмен М-О-М уже 90-градусного типа. Такая геометрия типична, например, для В-позиций в шпинелях, где обменное взаимодействие для e_g -электронов ферромагнитно как при ферро-, так и антиферро-орбитальном упорядочении. Обе эти ситуации, когда октаэдры MO_6 либо общую вершину, либо общую сторону, довольно хорошо изучены теоретически. Существует, однако, еще и третья, хуже изученная ситуация, когда октаэдры MO_6 имеют общую грань. Здесь сверхобмен осуществляется через три кислорода. В

этом случае ситуация с орбитальным упорядочением и с соответствующим обменным взаимодействием (спиновым и орбитальным) практически не исследовалась. Тем не менее, существует множество соединений переходных металлов с такой геометрией. Таковы, например, гексагональные кристаллы BaCoO_3 и CsCuCl_3 , содержащие бесконечные цепочки октаэдров с общими гранями, и ряд подобных систем с конечными отрезками таких цепочек, в частности, BaIrO_3 или BaRuO_3 .

Первая задача, которую следует рассмотреть для таких систем, касается возможных форм спинового и орбитального обмена при такой геометрии [1]. Этот вопрос является основным предметом обсуждения в данном докладе. Мы рассматриваем вид спин-орбитального сверхобмена для соединений переходных металлов с двукратным и трехкратным орбитальным вырождением, когда соседние ионы переходных металлов окружены кислородными октаэдрами с общими гранями. Одним удивительным результатом нашего исследования является то, что в отличие от систем с двукратным орбитальным вырождением типа перовскитов со 180° -градусными М-О-М связями, где орбитальная часть в гамильтониане имеет довольно сложную анизотропную форму, в геометрии с общими гранями для орбиталей реализуется симметричная модель гейзенберговского типа. Зачастую в такой геометрии октаэдры MO_6 имеют тригональные искажения. Эти локальные искажения ведут к расщеплению трехкратно вырожденных t_{2g} -уровней на синглет a_{1g} и дублет e_g^π . Мы демонстрируем, что для частично заполненного дублета e_g^π вид сверхобменного гамильтониана практически такой же, как и для "настоящих" e_g -электронов, но в этом случае орбитальный момент не заморожен и ненулевая спин-орбита приводит к весьма нетривиальным эффектам, которых мы также касаемся в нашем докладе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-02-00276).

ЛИТЕРАТУРА

[1] *K.I. Kugel, D.I. Khomskii, A.O. Sboychakov, S.V. Streltsov*, ArXiv:1411.3605, 2014.

ДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ЛЭМБА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МИКРОСТРУКТУРАХ

Д.С. Шапиро^{1,2}, А.А. Жуков^{1,3}, В.В. Погосов^{1,4}, Ю.Е. Лозовик^{4,5}

¹Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им.Н.Л.
Духова

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

⁴ИТПЭ РАН

⁵Институт спектроскопии РАН

Сверхпроводящие метаматериалы представляют собой ансамбли из искусственных атомов (кубитов), встроенные в систему сверхпроводящих передающих линий. Такие системы предоставляют уникальную возможность изучать в экспериментах эффекты квантовой электродинамики, которые сложно наблюдать, используя более традиционные подходы. Так, несколько лет назад впервые было экспериментально подтверждено [1] существование динамического эффекта Казимира - рождения фотонов при изменении параметров резонатора. Лэмбовский сдвиг – это другой эффект, предсказываемый квантовой электродинамикой. Он состоит в том, что главным образом под действием вакуумных флуктуаций уровни энергии атома сдвигаются. Существование этого эффекта для кубита в сверхпроводящем резонаторе также было подтверждено экспериментально [2].

Некоторое время назад было рассмотрено поведение единичного атома, помещенного в полость с изменяющимися во времени параметрами [3]. Было показано, что, в этом случае, реализуется несколько механизмов возбуждения атома и рождения фотона. Один из них связан с возможностью возбуждения атома за счет неадиабатической модуляции лэмбовского сдвига в основном состоянии атома. Это явление было названо [3] динамическим эффектом Лэмба (по аналогии с динамическим эффектом Казимира). В случае реального атома динамический эффект Лэмба оказывается довольно сложно изолировать от иного механизма возбуждения атома за счет поглощения им казимировских фотонов.

В данной работе показывается, что для наблюдения динамического эффекта Лэмба перспективно использовать искусственный «атом»-кубит, встроенный в СВЧ-резонатор. Характерную энергию взаимодействия между кубитом и резонатором можно менять во времени, что вполне осуществимо с точки зрения современного эксперимента. За счет неадиабатического изменения энергии взаимодействия можно добиться возбуждения кубита. Данный подход позволяет избежать рождения казимировских фотонов, что

является ключевым обстоятельством для реализации динамического эффекта Лэмба.

Для моделирования динамического эффекта Лэмба, а также предсказания наиболее подходящих режимов для его наблюдения была привлечена модель Джейнса-Каммингса с выходом за приближение вращающейся волны. Задача решалась как с помощью теории возмущений, так и численно. В итоге, была вычислена вероятность возбуждения кубита при однократном включении константы взаимодействия. Однако амплитуда вероятности возбуждения оказывается достаточно малой в пределе слабой связи между кубитом и резонатором. Наиболее эффективной оказывается накачка системы периодическим изменением во времени константы взаимодействия с частотой, равной удвоенной частоте моды резонатора. При этом параметры системы должны быть подобраны специальным образом: энергии изолированных фотонов и кубита должны быть равны друг другу (полный резонанс).

С точки зрения построения квантового компьютера на сверхпроводящих кубитах, данный эффект может быть как положительным, так и отрицательным, поскольку он может приводить к нежелательному возбуждению кубита. Поэтому понимание и контроль динамического эффекта Лэмба важно не только с точки зрения фундаментальной науки, но и для приложений.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *C.M. Wilson, G. Johansson, A. Pourkabirian, J.R. Johansson, T. Duty, F. Nori, P. Delsing // Nature, vol. 479, 2011. P.376.*
- [2] *A. Fragner, M. Goppl, J.M. Fink, M. Baur, R. Bianchetti, P.J. Leek, A. Blais, A. Wallraff // Science, vol. 322, 2008. P.1357.*
- [3] *A.M. Fedotov, N.B. Narozhny, Yu.E. Lozovik // Phys. Rev. A, vol. 64, 2001. P.053807.*

ПРОВОДИМОСТЬ ВЕЙЛЕВСКОГО ПОЛУМЕТАЛЛА С ДОНОРНЫМИ И АКЦЕПТОРНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Я.И. Родионов¹, С.В. Сызранов²

¹ИТПЭ РАН

²University of Colorado, Boulder, CO, USA

Мы изучаем транспорт носителей тока в вейлевском полуметалле (т.е. в материале с трехмерным дираковским спектром) с донорными и акцепторными примесями. Показано, что при достаточно высоких температурах транспорт определяется электрон-электронными взаимодействиями, в то время как низкотемпературная проводимость определяется рассеянием на экранированных примесях.

Пользуясь диаграммной техникой, мы рассчитываем проводимость σ в режиме, определенном примесным рассеянием, как функцию температуры T , частоты приложенного напряжения ω и концентрации акцепторов n_A и доноров n_D . Мы обсуждаем переход между режимами низкой и высокой температуры и концентрации примесей. Для достаточно компенсированного материала $|n_A - n_D| \ll (n_A + n_D)$ с малой эффективной постоянной тонкой структуры α мы имеем $\sigma(\omega, T) \sim T^2 / (T^2 - i\omega \text{const})$ в широком интервале температур. Для очень низких температур, а также в случае некомпенсированного материала транспорт эффективно металлический. Мы обсуждаем также экспериментальные условия, необходимые для измерения проводимости в каждом из обсуждаемых режимов.

Вейлевские полуметаллы это трехмерные материалы, в которых квазичастицы описываются гамильтонианом Вейля [1]:

$$\hat{H}_0 = \sum_{i=1}^g \int \hat{\psi}_i^\dagger(\mathbf{r}) v(\hat{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{k}}) \hat{\psi}_i(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r},$$

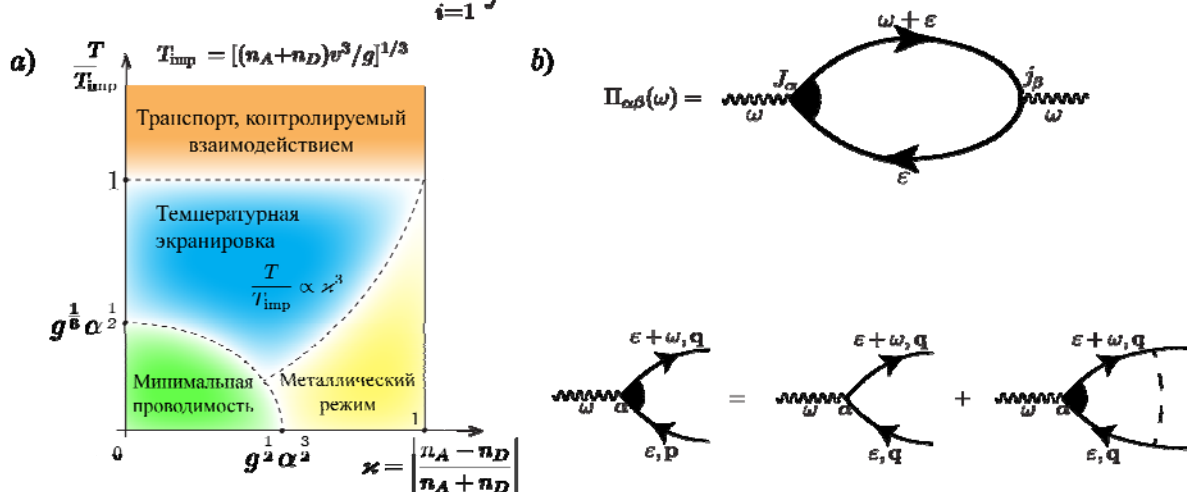


Рис 1. а) Фазовая диаграмма проводимости вейлевского полуметалла; б) Диаграммы, дающие вклад в проводимость.

где g – число типов квазичастиц в первой зоне Бриллюэна.

Кулоновские примеси – наиболее реалистичный сценарий возникновения беспорядка. Расчет проводимости позволил нам построить следующую фазовую диаграмму (см. рис. 1а) [3].

В области сильно-компенсированных полуметаллов (или низких температур) проводимость определяется так называемыми электрон-дырочными калями, возникающими в результате сильных флуктуаций электрического потенциала [2]. В области более высоких температур и дисбаланса донорных и акцепторных примесей, флуктуации потенциала подавлены и применим диаграммный расчет, представленный на рис. 1б. Он приводит к следующим зависимостям проводимости от частоты и температуры [3]. При достаточно высоких температурах,

$$(|n_D - n_A|/g)^{1/3} v \ll T \ll (n_{\text{imp}}/g)^{1/3} v,$$

где $n_{\text{imp}} = n_D + n_A$ - полное число примесей, а v – скорость Ферми. отвечает неметаллическому режиму теплового экранирования, когда кулоновские примеси экранированы частицами с длиной волны, порядка тепловой:

$$\sigma(\omega, T) = \frac{ge^2 T^2}{18v} \frac{1}{\tau_0^{-1} - i\omega}, \quad \tau_0^{-1} = \frac{10}{7} \frac{\alpha^2 n_{\text{imp}} v^3}{\pi T^2} |\ln(g\alpha)|.$$

В области низких температур и дисбаланса донорных и акцепторных примесей, проводимость имеет металлическое поведение:

$$\sigma \approx \left(\frac{g}{6\pi^2}\right)^{1/3} e^2 v \frac{|n_D - n_A|^{2/3}}{\tau_{\text{tr}}^{-1} - i\omega}, \quad \tau_{\text{tr}}^{-1} = 2\pi \left(\frac{g}{6\pi^2}\right)^{2/3} \frac{n_{\text{imp}} v}{|n_D - n_A|^{2/3}} \alpha^2 |\ln(g\alpha)|.$$

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 14-02-00276.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Z.K. Liu et al., Science, vol. 343, 2014. P.865.
- [2] B. Skinner, Phys. Rev. B, vol. 90, 2014. P.060202(R).
- [3] Ya.I. Rodionov, S.V. Syzranov, arXiv:1503.02078.

УПРАВЛЕНИЕ МАГНИТНЫМ СПЕКТРОМ МЕТАМАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

П.А. Зезюлина, А.Н. Лагарьков, А.В. Осипов, К.Н. Розанов,
С.Н. Старостенко, А.О. Ширяев, И.Т. Якубов

ИТПЭ РАН

Экспериментально и теоретически исследована ячейка перспективного метаматериала, представляющая собой магнитный сердечник в электрической цепи – медной обмотке с разрывом. В качестве сердечника использован плоско-слоистый ламинат на основе многослойных ферромагнитных пленок. Использование обмотки позволило целевым образом создавать узкую область интенсивного поглощения при частотах значительно ниже частоты ферромагнитного резонанса сердечника без обмотки. Теоретический анализ основан на условии квазистационарности магнитных полей и электрических токов в рассматриваемых образцах. Показано, что интенсивность пика магнитного поглощения определяется параметром μ'^2/μ'' , где μ' и μ'' – действительная и мнимая части магнитной проницаемости сердечника на частоте возникающего электромагнитного резонанса.

На рис. 1 представлены магнитные спектры ячеек с ламинированными сердечниками размером $5 \times 10 \text{ мм}^2$ двух видов – на основе пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ и на основе сплава $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{40}$, измеренные в полосковой ячейке. Видно, что использование обмотки позволило сдвинуть максимум поглощения ламината из пермаллоя с частоты 1 ГГц на 0,3 ГГц, а ламината из сплава FeCo – с частоты 5 ГГц на 1,7 ГГц. Интенсивность поглощения на этих резонансных частотах выросла в 5 и в 7 раз соответственно. Результаты измерений хорошо описываются разработанной теорией.

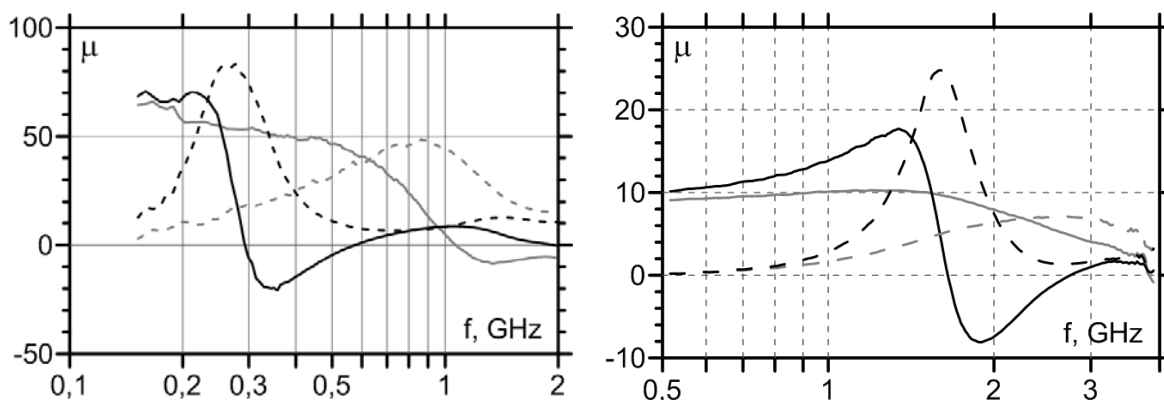


Рис. 1. Частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости ламинированных сердечников без обмотки (серые кривые) и с обмоткой (черные кривые): слева – на основе $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, справа – на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{40}$.

При увеличении толщины такого метаматериала его свойства падают вследствие размагничивания сердечника, поэтому далее были исследованы ячейки больших размеров. На рис. 2 представлен измеренный в прямоугольном волноводе сечением $584 \times 292 \text{ мм}^2$ магнитный спектр ячейки размером $40 \times 120 \text{ мм}^2$ с сердечником на основе пермаллоя. Электрическая цепь ячейки состоит из нескольких отдельных витков с разрывом. Видно, что резонансная частота этого материала сдвинулась до значения $0,47 \text{ ГГц}$, мнимая часть магнитной проницаемости в диапазоне измерений принимает значение от 50 до 60. Метаматериал из таких ячеек имеет хорошие перспективы для технических применений.

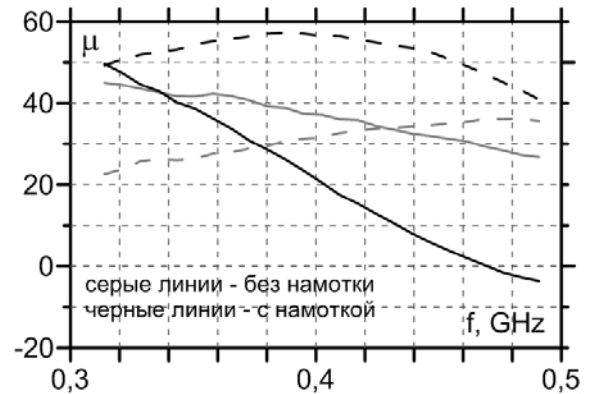


Рис. 2. Частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости ламинированных сердечников размером $120 \times 40 \text{ мм}^2$ без обмотки (серые кривые) и с обмоткой (черные кривые), действительная часть - сплошные линии, мнимая часть – пунктир

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ УВЧ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ПЕРМАЛЛОЯ: ОСОБЕННОСТИ ДИЗАЙНА И ИЗМЕРЕНИЯ

П.А. Зезюлина, А.Н. Лагарьков, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков,
А.В. Осипов, К.Н. Розанов, И.А. Рыжиков, И.Т. Якубов

ИТПЭ РАН

Актуальность разработки новых эффективных магнитных материалов для диапазона УВЧ (от 0,3 до 3 ГГц) с каждым годом растет. В докладе представлен обзор имеющихся материалов и их сравнение с перспективным материалом на основе пленок пермаллоя.

В связи с переходом в другой диапазон, из СВЧ в УВЧ, были сделаны оценки применимости используемых измерительных методов и проведены работы по разработке новых техник. Оптимальной показала себя методика измерения в прямоугольном волноводе сечением 584×292 мм². Для данного волновода была адаптирована методика измерения СВЧ магнитной проницаемости с калибровкой по одному эталонному образцу. Рабочий диапазон частот составляет от 0,3 до 0,5 ГГц.

К особенностям классического пермаллоя следует отнести его высокую чувствительность к механическим напряжениям. Поэтому магнитная проницаемость образцов, склеенных из пленок пермаллоя, существенным образом зависит от технологии склеивания. В сочетании с зависимостью от формы плиток ламината, это дает широкий разброс свойств, как это можно увидеть на рис. 1, где представлена СВЧ магнитная проницаемость исходной пленки (крестики) и ламинированных плиток (стэков) разной формы на ее основе (кружки). Показано, что оптимизация технологии склеивания, формы и взаимного расположения ламинированных плиток на основе многослойных пленок пермаллоя позволяет в широких пределах варьировать СВЧ магнитными свойствами материала на их основе.

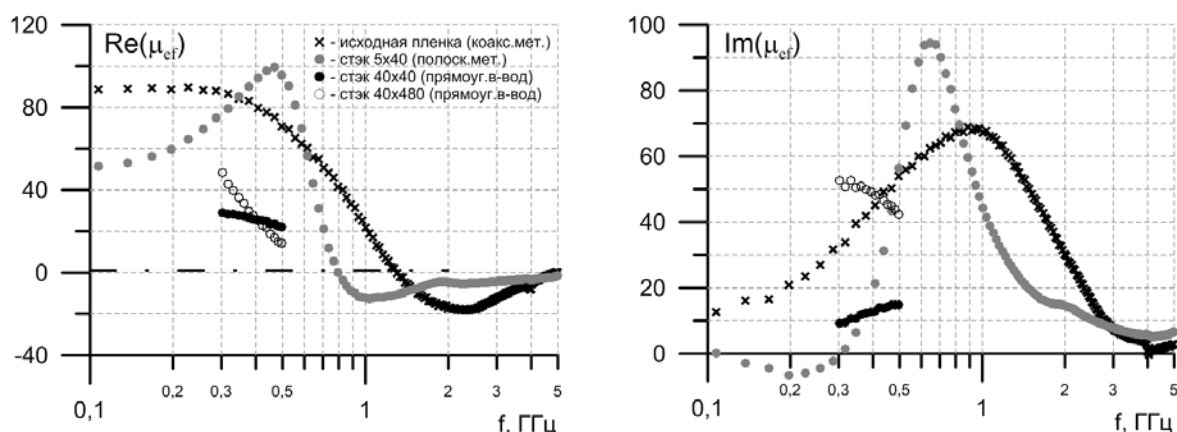


Рис. 1. Частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости материалов на основе пермаллоя.

КОМБИНИРОВАНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ АНАЛИЗА СВОЙСТВ И СТРУКТУРЫ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

П.А. Зезюлина, А.В. Осипов, Д.А. Петров, К.Н. Розанов,
А.С. Набоко, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, И.А. Рыжиков
 ИТПЭ РАН

Связь между СВЧ и магнитостатическими характеристиками тонких пленок в сильных магнитных полях описывается уравнениями Киттеля:

$\mu_{cm} = 1 + 4\pi M_0 / (H_a + H), f_{рез} = \gamma \sqrt{(H_a + H) \cdot 4\pi M_0},$	(1)
------------------------------------------------------------------------------------------	-----

где μ_{cm} и $f_{рез}$ – статическая магнитная проницаемость и частота ферромагнитного резонанса (ФМР); M_0 и H_a – намагниченность насыщения и поле анизотропии ферромагнетика; γ – гиромагнитное отношение; H – внешнее магнитное поле. Отклонение магнитных параметров от (1) в слабых полях может быть использовано для получения данных о магнитных свойствах и структуре материала.

В работе исследованы магнитостатические и динамические характеристики тонких пленок пермаллоя в слабых магнитных полях. С помощью вибрационного магнитометра получены кривые гистерезиса и перпендикулярные к внешнему полю компоненты магнитного момента, рассчитан полный магнитный момент (рис. 1).

Измерения частотной дисперсии СВЧ магнитной проницаемости под действием внешнего магнитного поля показали, что параметры ФМР в области выше поля насыщения с хорошей точностью описываются уравнением (1). Параметр Гилберта α в этой области медленно снижается (рис. 2), что может быть использовано для оценки распределения полей анизотропии (магнитной ряби). Полученная из СВЧ данных с использованием (1) величина H_a соответствует полю, в котором, согласно магнитостатическим данным, начинается формирование доменной структуры образца.

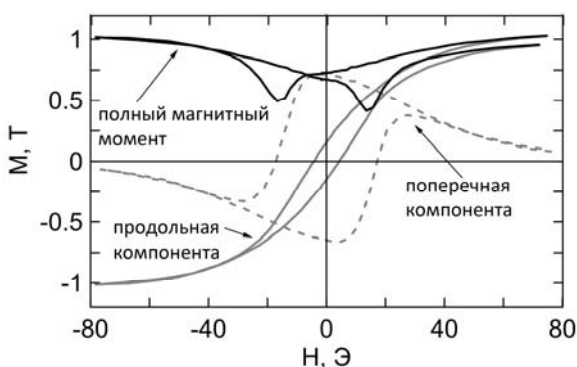


Рис. 1. Результаты магнитостатических измерений

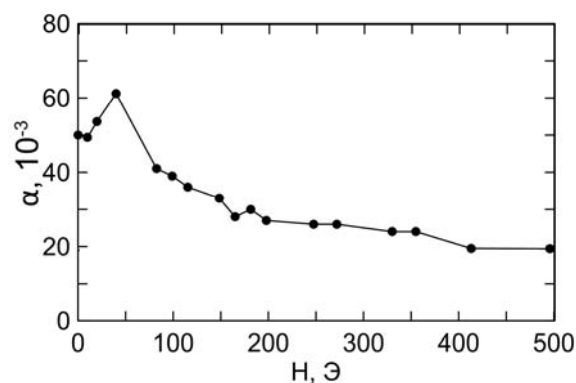


Рис. 2. Зависимость параметра затухания Гилберта от поля

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЁНОК ОКСИДА ВАНАДИЯ (IV), ПОЛУЧАЕМЫХ ХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

**В.И. Полозов^{1,2}, С.С. Маклаков¹, С.А. Маклаков¹, А.С. Набоко¹,
С.Н. Старостенко¹, А.М. Макаревич³, А.Р. Кауль³, В.Н. Кисель¹**

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

³МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет

Тонкие плёнки оксида ванадия (IV), обладающие переходом диэлектрик-металл при 67°C, являются перспективными функциональными покрытиями для технических приложений. Целевыми характеристиками при росте данных плёнок являются: максимально возможное изменение электрического сопротивления при указанном переходе, минимально достижимое сопротивление плёнок в металлическом состоянии и высокая однородность.

Проведены измерения коэффициента прохождения электромагнитных волн СВЧ диапазона через образцы тонких плёнок VO₂ и анализ однородности данного покрытия при помощи картирующей спектроскопии комбинационного рассеяния, интерференционной топографии и спектроэллипсометрии в диапазоне 190-2500 нм. Исследовали плёнки VO₂ толщиной ~ 160 нм на подложке из сапфира (R/1102 плоскость) размерами 10×15 мм. Тонкие плёнки оксида ванадия получены в лаборатории химии координационных соединений химического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Для радиофизических измерений образцы плёнок помещали в разрыв волноводной линии передачи с электрическим контактом поверхности плёнки и стенки волновода. Для полного перекрытия волновода использовали три соприкасающихся образца. Значение коэффициента прохождения электромагнитной волны частотой 9,0 ГГц через плёнку VO₂ в металлическом состоянии составляет -18,5 дБ по отношению к образцу в диэлектрическом состоянии. Данная величина показывает возможность управления коэффициентом прохождения СВЧ излучения при помощи термического воздействия.

Поверхность плёнок содержит неоднородности размером порядка 1-10 мкм. Весь объём плёнки состоит из VO₂ с характерными колебательно-вращательными полосами при 195, 225, 264, 310, 340, 390, 446, 501 и 617 см⁻¹. Неоднородности микронного размера отличаются меньшей интенсивностью полосы при 225 см⁻¹, что может свидетельствовать об отличии в текстуре плёнки на обнаруженных участках. Измерения проведены при длине волны 532 нм. В низкотемпературном – диэлектрическом – состоянии плёнки описываются эллипсометрической двухслойной моделью: слой Таутса-

Лоренца («VO₂») с толщиной 160 нм и композиционный слой («шероховатость») ««VO₂» - воздух» толщиной 10 нм. Данную модель можно интерпретировать как плёнку VO₂, содержащую неоднородности, что соответствует результатам спектроскопии КР. В высокотемпературном – металлическом – состоянии использованная модель для описания не подходит, что противоречит литературе и может свидетельствовать о неоднородности плёнки. Значение оптического пропускания данных плёнок в диэлектрическом состоянии достигает 20% с учётом шероховатой обратной стороны подложки из сапфира.

По результатам проведенных измерений, тонкие плёнки VO₂ являются перспективными для создания элементов СВЧ техники.

МАГНИТОМЯГКИЕ ПОРОШКИ Fe@SiO₂ НА ОСНОВЕ КАРБОНИЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА

**Ю.А. Адамович^{1,2}, С.С. Маклаков¹, С.А. Маклаков¹, И.А. Рыжиков¹,
Д.А. Петров¹, П.А. Зезюлина¹, К.Н. Розанов¹, Н.А. Филиппов¹,
В.А. Гаранов¹, А.Н. Лагарьков¹**

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

Магнитомягкие порошковые материалы применяют в электромагнитных приложениях, включая электродвигатели и индукторы. Используют компактированные магнитные материалы, представляющие собой композиты магнитомягкий порошок-диэлектрическая матрица. Электрические контакты между частицами порошка существенно влияют на частотную дисперсию магнитной проницаемости таких материалов. Актуальной задачей является получение магнитомягких порошков в диэлектрической оболочке. Роль оболочки заключается в предотвращении электрического контакта и уменьшении реакционной способности порошка.

Осуществлена модификация поверхности порошка карбонильного железа с исходным одномодальным распределением частиц по размерам с максимумом при 4 мкм. Покрытие поверхности металлических частиц слоем SiO₂ толщиной ~ 100-300 нм осуществляли через гидролиз тетраэтоксисилана в водно-спиртовой среде (модифицированный процесс Штобера). Толщину покрытия варьировали при помощи изменения соотношения реагентов и изменения времени проведения реакции. Покрытие микрочастиц Fe слоем SiO₂ толщиной 100 нм не изменяет исходного распределения частиц по размерам. Наличие диэлектрической плёнки показано при помощи просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии. Помимо целевого порошка Fe@SiO₂ образцы содержат сферические частицы SiO₂ с размером ~ 200 нм.

Отжиг исходного порошка карбонильного железа при 300°C в течение часа приводит к спеканию порошка в металлическую корку. Отжиг модифицированного порошка Fe@SiO₂ при тех же условиях приводит к увеличению среднего размера частиц порошка до 8 мкм а также увеличению ширины кривой, огибающей гистограмму распределения, на половине высоты от 7 мкм до 9 мкм. Образцы Fe@SiO₂, выдержанные при 300°C, сохраняют магнитомягкие свойства. При этом в результате отжига изменяется: характер частотной дисперсии магнитной проницаемости в диапазоне частот 100 МГц – 12 ГГц (исчезновение наблюдающихся максимумов мнимой части магнитной проницаемости при 2 и 13 ГГц) и происходит уменьшение величины действительной части относительной

диэлектрической проницаемости от 4,2 до 3,5. Измерения магнитной радиоспектроскопии проведены в коаксиальной ячейке через изготовление компактированного образца композита Fe@SiO₂-парафин с содержанием магнитного порошка 10 об. %.

При модификации другого магнитомягкого порошка, характеризующегося меньшим размером частиц и несферической формой, оболочка SiO₂ приводит к аналогичным результатам.

Модифицированные порошки обладают повышенной термостойкостью при неизменных значениях магнитной проницаемости относительно исходных, и являются перспективными для применения в приложениях, требующих высоких значений динамических магнитных параметров.

НОВЫЕ КОМПЛЕКСЫ ФТАЛОЦИАНИНОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

**М.М. Осипова¹, Т.В. Дубинина¹, Е.Ф. Петрусевич¹, А.Д. Косов¹,
С.С. Маклаков², С.А. Маклаков², А.С. Набоко², М.В. Седова²**

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет

²ИТПЭ РАН

Фталоцианины – гетероциклические соединения, представляющие собой практически плоские макроциклы, состоящие из четырёх изоиндольных фрагментов, объединенных 18-электронной π -системой. Фталоцианины используют в качестве красителей, в органической микроэлектронике, фотовольтаике, катализе и фотодинамической терапии раковых заболеваний. Модификация молекулы фталоцианина возможна за счет варьирования периферийных заместителей, центрального иона-комплексообразователя и расширения π -системы. Данные преобразования позволяют существенно изменять растворимость, электронный спектр поглощения, молекулярную структуру и межмолекулярные взаимодействия.

Феноксизамещённый субфталоцианин был использован в качестве фоточувствительного элемента фоторезистивной ячейки. Ячейка представляет собой планарное устройство на основе встречно-штыревой электродной структуры (расстояние между электродами 100 мкм, металлы - Pt, Al) на подложке из ситалла. Субфталоцианин играет роль поглотителя света и, одновременно, электронодонорного полупроводника p-типа. В качестве электроноакцепторного компонента использован алкокси-замещённый полимер полифенилен-винилен (МЕН-PPV). Фоточувствительный гибридный объёмный гетеропереходный слой - получали смешением насыщенных растворов компонент. Плёнки гибрида наносили накопыванием из раствора в толуоле. В качестве источника света использовали лампу накаливания (40 000 лк). Изменение электрического сопротивления ячейки достигает 8 раз и зависит от морфологии материала. Характерное время отклика составляет десятки секунд; время жизни электрона в полученном материале составляет 0,01 с.

При помощи варьирования условия получения гибрида, получены оптически однородные гетеропереходные слои и слои с ярко выраженной композитной структурой с нанометровыми агрегатами фталоцианина в качестве наполнителя. Морфология слоя определяет суммарную площадь границы p-n перехода; изменение структуры на указанном масштабе не оказывает существенного влияния на величину фотоотклика ($R_1/R_2 = 1,5$ для однородного слоя и $R_1/R_2 = 8,3$ для неоднородного слоя). Определяющую роль в эффективности ячейки играет структура молекулярных орбиталей

веществ.

Для исследования возможности варьирования ширины запрещённой зоны фталоцианинов в твердофазном состоянии использовали ряд из шести двухпалубных фталоцианиновых комплексов Lu сэндвичевого строения. Для управления электронной структурой использовали введение электронодонорных и электроноакцепторных периферийных заместителей. Несмотря на корреляцию между электронодонорными свойствами заместителя и положением максимумов в электронных спектрах поглощения, указанные молекулярные модификации не приводят к очевидным систематическим изменениям в электрофизических характеристиках тонких плёнок фталоцианинов. Введение периферийных заместителей оказывает значимое влияние на электропроводность плёнок фталоцианинов через микроструктуру. Последняя состоит из аморфной матрицы и агрегатов нанометрового размера, размеры и количество которых коррелирует с величиной межмолекулярных взаимодействий.

Работа направлена на изучение фундаментальных аспектов разработки современных элементов органической микроэлектроники. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-03-31579 мол_а, МГУ-ИТПЭ).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *T.V. Dubinina, A.D. Kosov, E.F. Petrusevich, S.S. Maklakov, N.E. Borisova, L.G. Tomilova, N.S. Zefirov* Heteroleptic naphthalo-phthalocyaninates of lutetium: synthesis and spectral and conductivity properties, Dalton transactions. 2015. (acc, in press)
- [2] *T.V. Dubinina, N.E. Borisova, M.V. Sedova, L.G. Tomilova, T. Furuyama, N. Kobayashi* Synthesis and spectral properties of nonclassical binuclear thienoporphyrazines, Dyes and Pigments, vol. 117, 2015. P.1-6.
- [3] *T.V. Dubinina, D.V. Dyumaeva, S.A. Trashin, M.V. Sedova, A.S. Dudnik, N.E. Borisova, L.G. Tomilova, N.S. Zefirov* Novel planar and sandwich-type complexes of substituted tetrathieno[2,3-b] porphyrazine: Synthesis and investigation of properties, Dyes and Pigments, vol. 96, 2013. P.699-704.
- [4] *T.V. Dubinina, S.A. Trashin, N.E. Borisova, I.A. Boginskaya, L.G. Tomilova, N.S. Zefirov* Phenyl-substituted planar binuclear phthalo- and naphthalocyanines: synthesis and investigation of physicochemical properties, Dyes and Pigments, vol. 93, 2012. P.1471-1480.
- [5] *T.V. Dubinina, D.V. Dyumaeva, S.A. Trashin, M.V. Sedova, A.B. Karpo, V.I. Krasovskii, L.G. Tomilova* Synthesis and Study of Physicochemical Properties of New Substituted Tetrathieno[2,3-b]porphyrazines, Macroheterocycles, vol. 5, 2012. P.149-156.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
РАДИОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК
КВАЗИОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ**

**А.Д. Мишин, С.С. Маклаков, А.С. Набоко, Н.А. Шурхно,
К.Н. Розанов, С.А. Маклаков, И.А. Рыжиков, К.Н. Афанасьев
ИТПЭ РАН**

Платина (Pt) обладает высокой проводимостью, механической жесткостью и температурной стойкостью, поэтому для прикладного использования представляет интерес детальное исследование ее радиофизических свойств. Платину широко применяют в качестве функционального слоя температурных датчиков, химических катализаторов, термостойких электродов, элементов лазерной оптики, гальванических покрытий и покрытий для элементов СВЧ техники, работающих при высоких температурах. Фундаментальный материаловедческий интерес представляют данные о поведении тонких слоев платины при изменении температуры, что может быть использовано при создании соответствующих покрытий.

Исследования радиофизических свойств Pt были проведены путем измерения квазиоптическим методом коэффициента пропускания S_{12} в СВЧ диапазоне для образцов тонких пленок на основе Pt (далее – образцов Pt) в зависимости от температуры их нагрева. Квазиоптическая установка состояла из векторного анализатора цепей с подключенными к нему принимающей и передающей рупорными антеннами, работающими в диапазоне 6–20 ГГц. Для проведения измерений зависимости коэффициента пропускания S_{12} образцов Pt от температуры использовалась высокотемпературная печь. Помещенный в нее экспериментальный образец можно было разогреть до 1300 °С. Исследуемые образцы были изготовлены при помощи реактивного магнетронного распыления платиновой мишени на постоянном токе в смеси Ar + O₂ (30 об. % кислорода) на подложке из ситалла. Толщина плёнок составляла ~ 30 нм, подложки из ситалла ~ 0.5 мм.

На измеренных зависимостях коэффициента пропускания S_{12} исследуемых образцов Pt от температуры наблюдался локальный минимум при температурах до 600 °С. Полученный результат сильно отличается от поведения большинства металлических пленок, для которых характерно монотонное увеличение коэффициента прохождения S_{12} с ростом температуры из-за усиления процесса окисления металла. При дальнейшем нагреве образцов Pt происходило последовательное увеличение коэффициента пропускания S_{12} до значений, характерных для диэлектрических материалов. Изначально зеркальная поверхность образцов

постепенно становилась матовой в процессе нагрева.

Обнаружено, что при быстром охлаждении экспериментальных образцов до комнатной температуры сохраняются изменения поверхности тонких пленок на основе Pt, возникшие в процессе нагрева. В связи с этим, были проведены исследования структуры пленок с помощью просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния, оптической микроскопии.

В результате проведенного структурного анализа пленок было обнаружено, что исходные плёнки обладают нанокристаллической (10–30 нм) структурой и сформированы из частично окисленного металла (PtO). Нагрев плёнок привел к разложению оксида (300–600 °C) и последующему нарушению сплошности плёнки за счёт формирования отдельных металлических островков размером ~ 10 мкм (900–1100 °C). Этими изменениями тонких пленок на основе Pt можно объяснить необычную температурную зависимость коэффициента прохождения S_{12} от температуры, регистрируемую измерительным стендом в процессе отжига образца в печи. Похожее нарушение сплошности поверхности тонких пленок, наблюдаемое в процессе отжига, описано и в других независимых работах с образцами Pt магнетронного распыления [1].

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Li Xiao, Zhan Zhao, Lidong Du, Shaohua Wu, Quimin Liu*, Proc. IEEE-NEMS 2013 Conf., 2013. P.352-355.

ИЗМЕРЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛОСКОГО ОБРАЗЦА НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

С.Н. Старостенко, К.Н. Розанов, Н.А. Шурхно

ИТПЭ РАН

Рассмотрена возможность определения диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостей по величине входного импеданса Z_{short} однородного слоя толщиной d на металлической подложке. Расчет ε и μ проводится из частотной зависимости $Z_{short}(f)$ в окрестности частоты f :

$$Z_{short} = i(\sqrt{\mu/\varepsilon}) \operatorname{Tan} [2\pi d f c^{-1} \sqrt{\varepsilon\mu}] \quad (1)$$

Формально эта задача не определена (число неизвестных превышает число уравнений); для устранения неопределенности обычно используют предположения о характере частотной дисперсии ε и μ , затем по измеренной зависимости $Z_{short}(f)$ определяют параметры линий диэлектрического и магнитного поглощения [1,2]. Несоответствие предположений реальности ведет к непредсказуемой погрешности. Известен метод поиска полюсов аналитических функций, представляющих частотные дисперсии ε и μ с использованием нелинейного регрессионного анализа [3]. Недостатком этого метода является множество локальных минимумов с отсутствием четких критериев выбора между ними.

На практике измерения входного импеданса Z_{short} обычно проводят в некотором интервале частот. В этом случае, задача с уравнением (1) может иметь одно решение в виде значений ε и μ , соответствующих минимальной оптической толщине $d\sqrt{\varepsilon\mu}$. Если линии поглощения имеют малую интенсивность и широки относительно интерференционных минимумов в спектре отражения, то частотная зависимость входного импеданса $Z_{short}(f)$ обусловлена, в основном, интерференцией на толщине образца.

Комбинируя уравнение (1) и его первую производную, можно получить уравнение с единственным неизвестным – показателем преломления $\sqrt{\varepsilon\mu}$:

$$Z_{short}^{-1} \times \partial Z_{short} / \partial f = \operatorname{Sinc} [4\pi d f c^{-1} \sqrt{\varepsilon\mu}]^{-1} \quad (2)$$

Если случайная ошибка измерений позволяет определить $\partial^2 Z_{short} / \partial f^2$, то можно получить более простые выражения для материальных параметров:

$$\varepsilon = -c(4\pi d Z_{short})^{-1} (\partial^2 Z_{short} / \partial f^2) (\partial Z_{short} / \partial f)^{-1}; \mu = -c(4\pi d X_{short})^{-1} (\partial^2 X_{short} / \partial f^2) (\partial X_{short} / \partial f)^{-1} \quad (3)$$

где $X_{short} = 1/Z_{short}$. Результаты моделирования с уравнениями (2,3) для слоя с $d=6$ мм, содержащего 20%об. молотого карбонильного железа, приведены на рис.1-3. Очевидно, что частотная дисперсия ε и μ приводит к погрешности, особенно заметной (рис.3) в случае расчета с $\partial^2 Z_{short} / \partial f^2$

Для учета этой погрешности получено выражение, позволяющее

разделить вклады интерференции и дисперсии материальных параметров в частотную зависимость $Z_{short}(f)$:

$$\frac{\partial Z_{short}}{Z_{short} \partial f} = \frac{\partial \sqrt{\mu}}{\sqrt{\mu} \partial f} - \frac{\partial \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon} \partial f} + \text{Sinc} \left(\frac{4\pi d f \sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \right)^{-1} \left(\frac{\partial \sqrt{\mu}}{\sqrt{\mu} \partial f} + \frac{\partial \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon} \partial f} + \frac{1}{f} \right) \quad (4)$$

и предложен алгоритм численного расчета ε и μ для случая $\varepsilon = const$ и произвольной дисперсии магнитной проницаемости (рис.4).

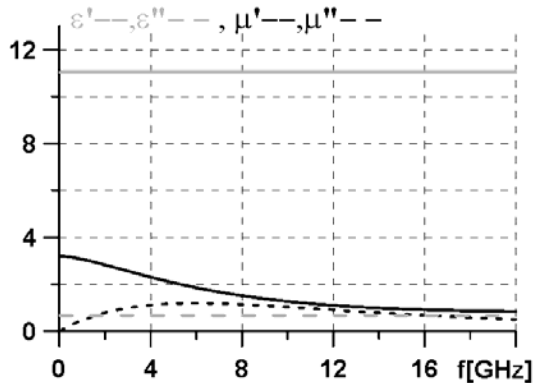


Рис. 1. Частотная зависимость ε и μ модельного образца ($d=6\text{мм}$, 20%об Fe)

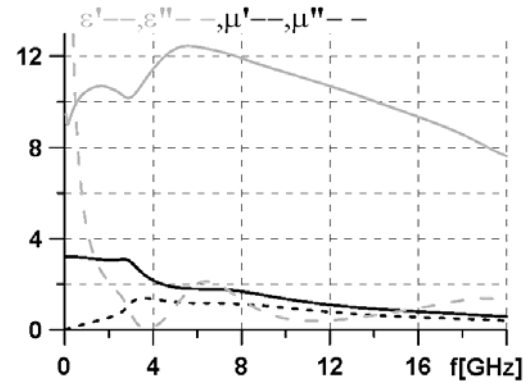


Рис. 2. Спектры ε и μ , рассчитанные по первой производной $\partial Z_{short} / \partial f$ (2)

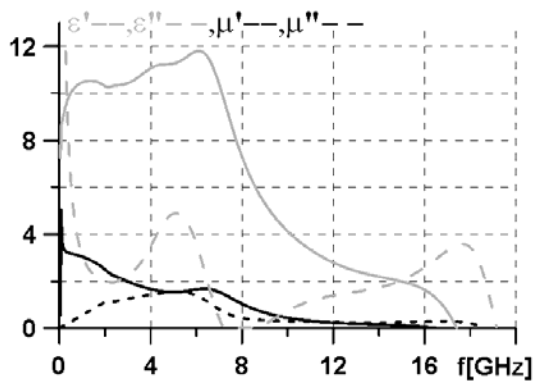


Рис. 3 Спектры ε и μ , рассчитанные по второй производной $\partial^2 Z_{short} / \partial f^2$ (3)

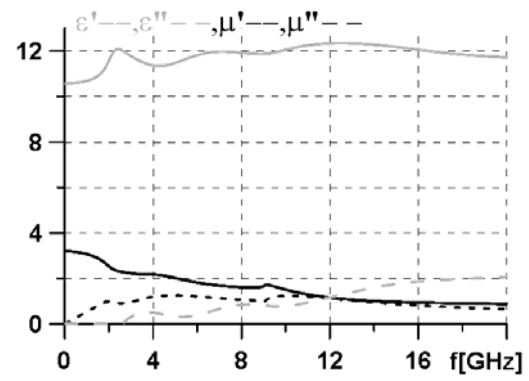


Рис. 4. Спектры ε и μ , рассчитанные по $\partial Z_{short} / \partial f$ с учетом дисперсии μ (4)

Хотя предлагаемый метод измерения ε и μ имеет существенно больше ограничений, чем методы, основанные на измерении коэффициентов прохождения и отражения с несколькими нагрузками, он открывает принципиально новые возможности. В частности, с его помощью возможно исследование хиральных материалов, а также метаматериалов, свойства которых обусловлены взаимодействием с проводящей подложкой; кроме того, этот метод может найти применение для контроля свойств магнитных РПП без снятия их с проводящей подложки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S.Starostenko, A.Vinogradov, IEEE Trans. on Instr. Meas., vol.51, 2002. 3.125.
- [2] I.Zivkovic, A.Murk., 6th ESA Workshop on Millimetre-Wave Tech.& Appl, 2011.
- [3] J.Baker-Jarvis, R.G.Geyer, IEEE Trans on Instr. Meas., vol.11, 1992. P.646.

ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В СЛОЕ МАТЕРИАЛА ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Д.А. Петров¹, К.Н. Розанов¹, С.Ф. Ломаева², К.А. Язовских²

¹ИТПЭ РАН

²ФТИ УрО РАН

При измерении материальных параметров с использованием коаксиальной воздушной линии может наблюдаться резкая частотная дисперсия диэлектрической или магнитной проницаемости, сильнее проявляющаяся для образцов с высокой оптической плотностью. Этот эффект ранее исследован в работе [1], в которой авторы исследовали возникновение высших мод в образце, помещённом в волновод с различными поперечными размерами и при различной толщине образца. В [1] был также предложен метод учёта распространения высших мод в образце, позволяющий исключать их вклад и корректно определять диэлектрическую проницаемость.

Образец, помещённый в волновод, может быть описан при помощи стандартных коэффициентов отражения и пропускания для однородного слоя с заданными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Однако этот подход не учитывает возможное возникновение резонансных эффектов в образце, которые и приводят к искажению наблюдаемой частотной зависимости материальных параметров.

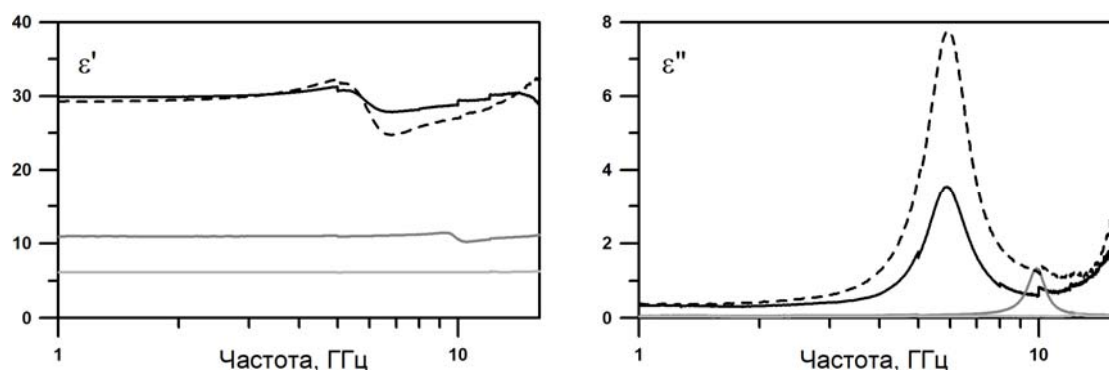


Рис. 1. Измеренная частотная зависимость действительной (слева) и мнимой (справа) частей диэлектрической проницаемости образцов с различной оптической плотностью

В данной работе исследовано влияние оптической плотности и неровности границ образца, на который падает ТЕМ волна, распространяющаяся в коаксиальном волноводе. Измерения проведены с использованием *TRL*-калибровки [2] и двух калибровочных воздушных линий разной длины для учёта неоднозначности измерений при длинах волн,

кратных удвоенной длине калибровочной линии [3]. Пример измеренных частотных зависимостей диэлектрической проницаемости для нескольких образцов, имеющих различную оптическую плотность, показан на рис. 1. Проанализированы методы, позволяющие устранить указанную ошибку измерения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *S. Lefrançois et al.*, IEEE Trans. MTT, vol. 44, 1996. P.1557.
- [2] *G.F. Engen and C.A. Hoer*, IEEE Trans. MTT., vol. 27, 1979. P.987.
- [3] *Д.А. Петров, К.Н. Розанов*, 14-я ежегодн. научн. конф. ИТПЭ РАН, Москва, 13–16 мая 2013 г., сб. тезисов докладов. С.34.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР

С.Г. Кибец, А.А. Политико, В.Н. Семенов, В.А. Чистяев

ИТПЭ РАН

В ИТПЭ РАН разработана широкополосная методика измерения электрофизических параметров листовых материалов в свободном пространстве в ближней зоне рупорных антенн [1]. В данной методике проводятся измерения образцов радиопоглощающих покрытий (РПП) при нормальных условиях при комнатной температуре без учета влияния на покрытия внешних воздействующих факторов: пониженных и повышенных температур, повышенной влажности и др. Значительный интерес с прикладной точки зрения представляет измерение коэффициента отражения (КО) покрытий при различных температурах, соответствующих условиям эксплуатации. В настоящей работе исследуется частотная зависимость модуля КО образца РПП типа РАН-6 на основе кремнийорганического связующего, наполненного мелкодисперсным карбонильным железом, при нормальном облучении в интервале температур от минус 55 °С до +170 °С и в диапазоне частот от 2 до 24 ГГц.

Для охлаждения образца до температуры минус 55 °С использовалась низкотемпературная морозильная камера. В камеру помещался образец вместе с малоотражающей термоизолированной ячейкой и металлической пластиной с впаянным температурным датчиком. При достижении требуемой температуры образец РПП вместе с пластиной в термоизолированной ячейке переносился на стенд, где производились измерения КО образца покрытия.

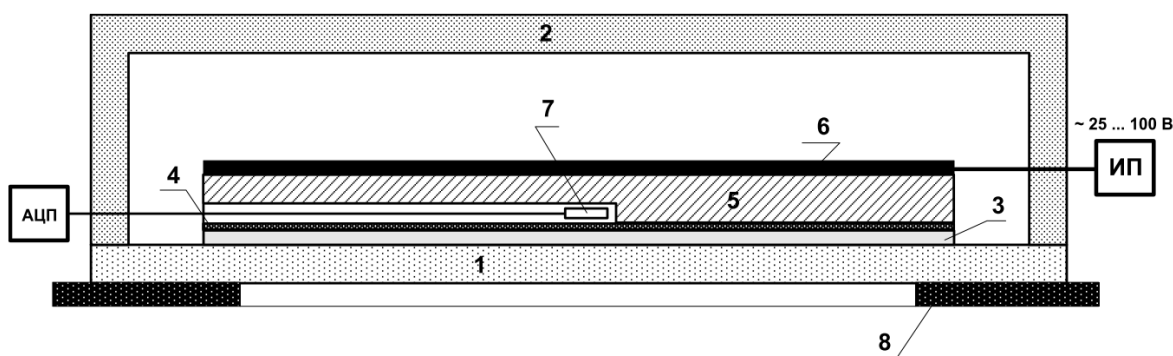


Рис. 1. Схема термоизолированной ячейки

Для термического нагрева образца покрытия (3) (Рисунок 1) использовалась более массивная по сравнению с предыдущим случаем металлическая пластина (5) с плоским нагревателем (6), которая прижималась к тыльной стороне образца – металлической подложке (4). Пластина (5) разогревалась путем подачи на ее контакты переменного напряжения от 25 до 100 В от источника питания переменного тока. Образец с пластиной и нагревателем так же, как и на этапе охлаждения, помещались в термо-

ячейку (1, 2), которая устанавливалась на измерительной диафрагме (8). Контроль температуры образца осуществлялся с помощью идентичного температурного датчика (7) и АЦП.

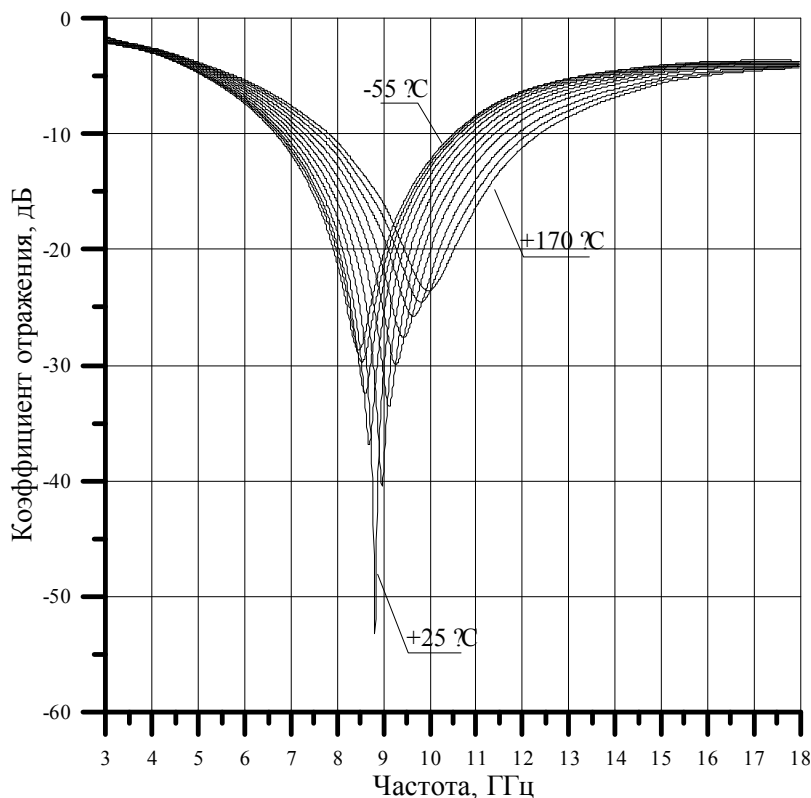


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента отражения образца РПП РАН-6 в диапазоне температур от минус 55 °C до плюс 170 °C

Результаты, представленные на Рисунке 2, свидетельствуют о том, что исследуемый образец демонстрирует сильную зависимость значений КО от рабочей температуры покрытия. Охлаждение образца РПП РАН-6 приводит к росту минимального значения КО от минус 53 дБ до минус 29 дБ, при этом частота, соответствующая локальному минимуму, смещается в область низких частот на 0,4 ГГц. При нагреве образца точно так же наблюдается сдвиг локального минимума частотной зависимости КО. Такое смещение обусловлено значительными изменениями значений магнитной и диэлектрической проницаемости материала покрытия в данном диапазоне температур.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Семененко В.Н., Чистяев В.А. Сверхширокополосная методика измерения электрофизических параметров листовых материалов в свободном пространстве // Материалы 20-й Международной крымской конференции “СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии”, Сентябрь, 2010, Севастополь, Украина, С.1091-1092.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОПРОЗРАЧНЫХ УКРЫТИЙ С РЕБРОМ

К.М. Басков
ИТПЭ РАН

Объекты, выполненные с применением “Стелс” технологий, обладают оребрѐнными формами, что позволяет снизить их радиолокационную заметность. Оребрѐнная форма таких объектов приводит к необходимости использовать для защиты их радиолокационных систем радиопрозрачные укрытия (РПУ), также имеющие рѐбра. Наличие ребра у РПУ, как и любой другой неоднородности, приводит к искажению фронта электромагнитной волны. Исследование влияния ребра на радиотехническое качество РПУ является важной задачей для разработчиков радиолокационных систем.

Исследование дифракции электромагнитной волны на диэлектрическом клине было посвящено достаточно много работ, но точного решения этой задачи пока не найдено [1]. Поэтому исследования рассеяния на диэлектрических объектах – как на клине, так и на имеющих более сложную геометрию, - проводятся численно как методами в точной постановке, так и методами, основанными на принципах физической оптики (ФО). В настоящей работе влияние ребра на радиотехническое качество РПУ также исследуется численно – как в строгой постановке методом интегральных уравнений (ИУ) с использованием пакета программ электродинамического моделирования FEKO, так и с помощью методики расчѐта радиотехнических характеристик системы антенна – РПУ [2], которая основана на принципах ФО. В последней методике учитывается преломление волны при прохождении стенки. Хотя, казалось бы, РПУ, которое далее рассматривается, имеет слишком маленькие размеры и толстую стенку, чтобы рассчитывать её электродинамические свойства в приближении ФО, однако оказывается, что методика [2] позволяет исследовать основные процессы прохождения электромагнитной волны через диэлектрическую стенку РПУ вблизи ребра.

Для численного исследования была выбрана модельная система антенна - РПУ, представленная на Рисунке 1. Расчѐты проводились на частоте 5 ГГц для случая поляризации электрического поля перпендикулярно ребру (в этом случае минимизируется влияние стенки РПУ на характеристики антенны). Антенна моделировалась круглой апертурой диаметром 0,32 мм.

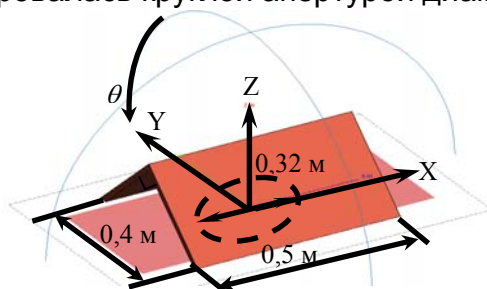


Рис. 1. Система антенна РПУ

Проведённые расчёты показали, что наличие ребра у РПУ приводит к образованию “тёмной” зоны у фронта волны, которая становится более выраженной при увеличении диэлектрической проницаемости стенки. Эта “тёмная” зона образуется в результате преломления волны при прохождении стенки РПУ вблизи ребра (Рисунок 2). Из геометрических соображений ширину S “тёмной” зоны можно рассчитать по формуле:

$$S = \frac{2l_c}{\cos \theta_{\Pi}} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_{\Pi} - \frac{\varphi_P}{2}\right), \quad (1)$$

где θ_{Π} – угол преломления волны, φ_P – угол раскрыва ребра.

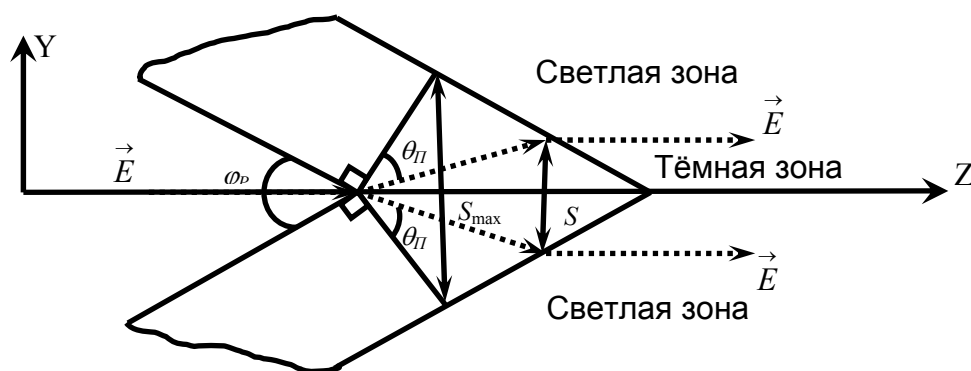


Рис. 2. Преломление фронта волны при прохождении стенки РПУ вблизи ребра

Предлагаются некоторые способы устранения негативного влияния ребра. Если это возможно, нужно выполнять РПУ с геометрически тонкими стенками или со стенками с низкой диэлектрической проницаемостью. Можно ввести поправки в исходное распределение токов на аппретуре антенны таким образом, чтобы минимизировать искажения фронта волны, связанные с ребром. Поправки в распределение токов можно рассчитать с помощью корректирующих коэффициентов по методике, описанной в [3]. Более универсальным способом устранить ухудшение радиотехнического качества РПУ является скругление ребра. При этом радиус скругления должен быть больше толщины стенки и соизмерим с длиной волны.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Комаров А.А., Пермяков В.А. Дифракция плоской электромагнитной волны на прямоугольном диэлектрическом клине. Анализ численных результатов // Журнал радиоэлектроники. № 9, 2011.
- [2] Басков К.М., Федоренко А.И. Методика расчёта радиотехнических характеристик системы “антенна-обтекатель” // Доклады 2-й Всероссийской Микроволновой конференции. Москва, 26-28 ноября 2014, с.215-220.
- [3] Басков К.М., Бобков Н.И., Краснолобов И.И., Семенов В.Н. Моделирование сверхширокополосной зеркальной антенны, Журнал радиоэлектроники, № 4, 2013.

**УМЕНЬШЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ГРАНИЦЕЙ ОБЛАСТИ
НАНЕСЕНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ
НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ПУТЁМ ХАОТИЗАЦИИ ГРАНИЦЫ**

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

Протяжённая граница области под радиопоглощающим покрытием (РПП), нанесённым с постоянной толщиной на металлическую поверхность, сама является центром рассеяния. Так, в предельном случае идеального РПП его граница является линией обрыва физико-оптических токов, наводимых на металлической поверхности и, следовательно, заметным источником дифракционных лучей.

Исследовался вопрос о минимизации обратного рассеяния границей РПП в плоскости, перпендикулярной этой границе, путём хаотизации границы. Делалось также предположение, что изначально РПП нанесено на металлическую поверхность в виде полос, зубцов, или иным способом, но так, что обратное рассеяние формируется как суперпозиция вкладов достаточно протяжённых (относительно длины волны λ_0), параллельных друг другу и разнесённых на одно и то же расстояние d прямых участков границы.

При такой геометрии параллельные участки границы РПП образуют дифракционную решётку. При $d > 0.5 \cdot \lambda_0$, а тем более при $d \gg 0.5 \cdot \lambda_0$ существуют углы визирования, в которых вклады всех границ в обратное рассеяние складываются синфазно, и, соответственно, формируются дифракционные максимумы ЭПР, величина которых растёт пропорционально квадрату амплитуды общей длины параллельных участков границы.

Если, наоборот, расстояние между параллельными участками границы небольшое $d < 0.25 \cdot \lambda_0$, то вклады от параллельных участков границы, представленные как векторная сумма вкладов, начинают складываться по законам спирали, с выделением вкладов первой и последней зон Френеля для области с параллельными границами РПП.

Хаотизация границ позволяет устранить возможность упорядоченного сложения вкладов отдельных границ в поле рассеяния, и, следовательно, исключить возможность формирования значительных по величине полей обратного рассеяния.

Хаотизирование суммирования вкладов границ можно обеспечить, случайным или квазислучайным образом смещая их на расстояние до половины периода d , на который исходно были разнесены границы, если $d > 0.5 \cdot \lambda_0$. Дополнительную хаотизацию можно получить за счёт дробления парциального вклада каждой границы, если каждый край разбить на

сегменты и случайным образом сместить сегменты вперёд-назад на расстояние вновь до половины периода d .

Величина рассеянного поля, образованного суммированием вкладов с хаотично меняющейся фазой, ведёт себя как случайная величина: наблюдение строго нулевых значений ЭПР практически невероятно, но наблюдаемые ЭПР практически наверняка существенно меньше максимальных, формирующихся в случае параллельных и эквидистантных границ РПП. Максимум интервала ожидаемых ЭПР медленно растёт с увеличением суммы длин хаотизированных границ.

Если же $d < 0.25 \cdot \lambda_0$, то уменьшения результирующего ЭПР области нанесения полос РПП можно добиться плавным укорочением полос с приближением к передней и задней границам области.

ПОДАВЛЕНИЕ ПЕРВИЧНОЙ И ВТОРИЧНОЙ ДИФРАКЦИИ НА КРАЯХ МАКЕТОВ В ВИДЕ 5- И 6-УГОЛЬНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

Развитие численной версии физической теории дифракции (ФТД) приводит к задаче расчёта обратного рассеяния элементом конструкции в составе макета. Классическая ФТД представляет собой гибрид физической оптики и аналитического решения задачи рассеяния плоской волны на клине с полубесконечными гранями – последние вводятся для исключения влияния краёв модели. Здесь предлагается гибрид физической оптики и численного решения в строгой постановке для задач рассеяния на некоторых сложных по составу фрагментах объекта, которые должны быть, так же, как и в классической ФТД, дополнены полубесконечными границами. Размещение элемента конструкции на макете, а не в свободном пространстве, как правило, необходимо, поскольку позволяет не вводить несуществующих обрывов и учесть переотражения от окружающей поверхности. К тому же, многие элементы, такие как край и шов, не могут быть определены вне макета.

Становящиеся всё более доступными вычисления на многопроцессорных комплексах дают возможность обчислять достаточно большие элементы конструкции в составе макетов.

Имитацию полубесконечности границ макета обеспечивают носики. Отсюда приходим к макету в виде 6-угольной металлической пластины-лодки для расчёта диаграммы обратного рассеяния (ДОР) элементов, помещаемых на центральную часть пластины. Для измерения ДОР края используется макет в виде 5-угольной металлической пластины.

Первичная дифракция падающей волны на носиках и вторичная дифракция поверхностных токов также на носиках, при генерации поверхностных токов на элементе конструкции, приводит к появлению нежелательных дополнительных максимумов обратного рассеяния в направлениях, близких к скользящему вдоль поверхности макета. Примеры на Рисунке 1 иллюстрируют заметные искажения некоторых известных ДОР элементов, помещённых на макет. Во-первых, здесь представлена ДОР самой 6-угольной пластины: рост уровня ЭПР в направлениях, близких к скользящим, обусловлен первичной дифракцией на носиках. Во-вторых, узкий шов-канавка излучает однородно по углу в плоскости, ему перпендикулярной, а отличия от постоянного уровня обусловлены вторичной дифракцией поверхностных токов, возбуждаемых в окрестности шва и набегающих далее на носики. В-третьих, для края 5-угольной металлической

пластинки отклонения от ДОР, рассчитанной по ФТД, в угловой области $\theta \rightarrow 90^\circ$ обусловлены вторичной дифракцией на носике тех поверхностных токов, которые были сгенерированы при первичной дифракции падающей волны на краю. Отклонения же в угловой области $\theta \rightarrow -90^\circ$ вызваны преимущественно вторичной дифракцией рёберной волны.

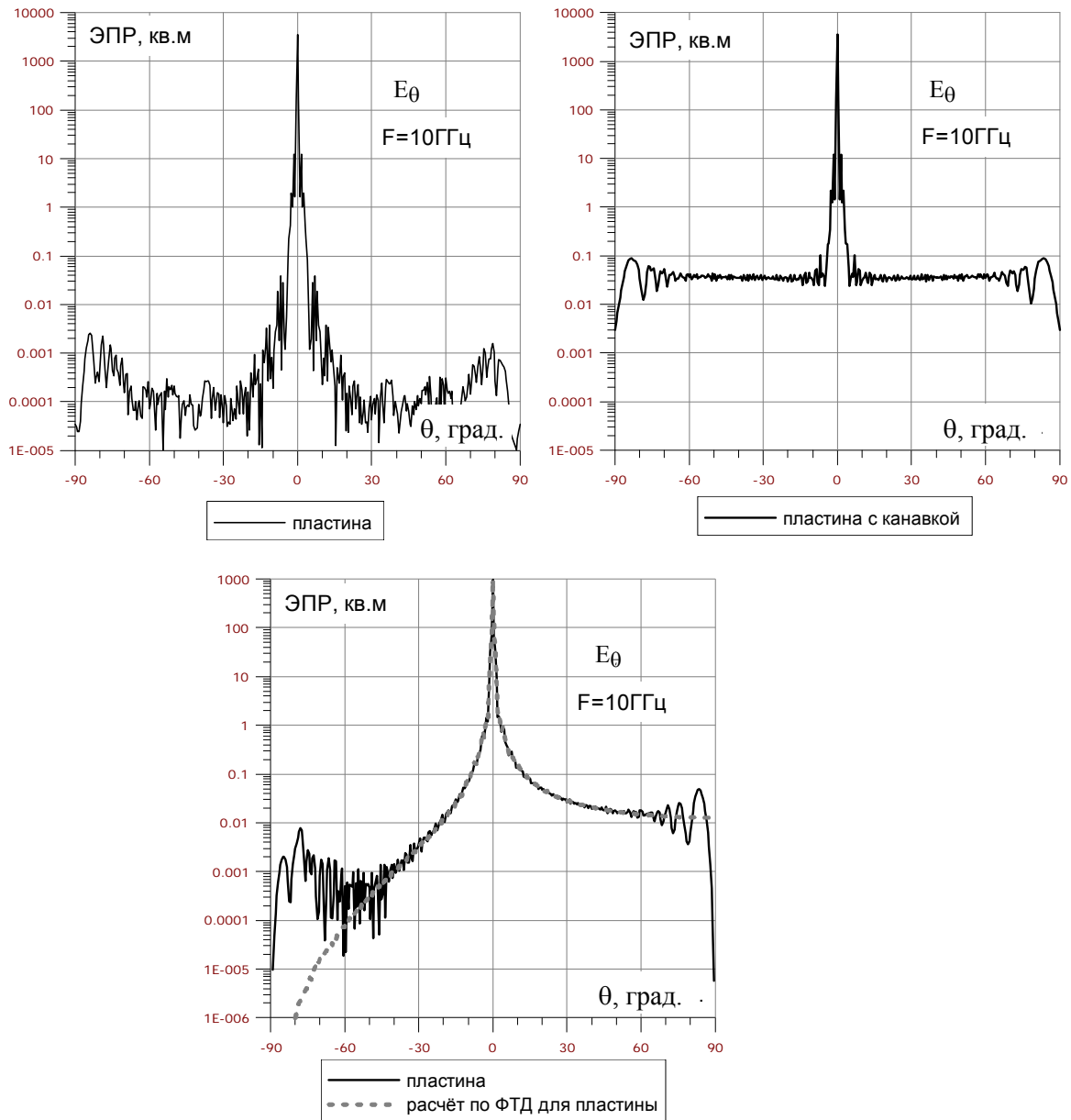


Рис. 1. Диаграммы обратного рассеяния

6-угольной пластины, 6-угольной пластины с канавкой, 5-угольной пластины

Для предотвращения явлений первичной и вторичной дифракции предлагается маскировать носики макета путём нанесения на них радиопоглощающего покрытия (РПП), а также наносить на поверхность макета отдельно стоящие ловушки из РПП для перехвата поверхностных и рёберных токов.

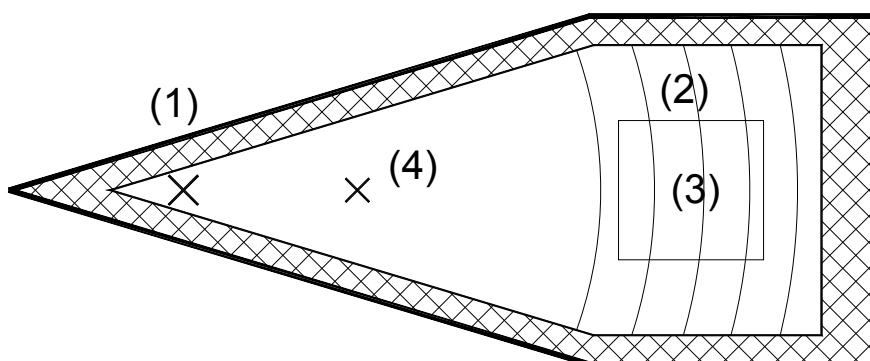
НОВЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ ДЛЯ РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЫ

Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин

ИТПЭ РАН

В данной работе представлен новый облучатель для рупорной безэховой камеры. Приведен расчет распределения поля в рабочей зоне.

Рупорные безэховые камеры (РБЭК) более полувека используются для проведения измерений электромагнитных характеристик антенн и объектов в области низких частот [1,2]. В последнее время для расширения полосы частот в РБЭК стали применять линзы [3], которые выравнивают фазовый фронт но при этом несколько ухудшают амплитудное распределение поля, уменьшая и без того небольшой поперечник рабочей зоны. Схематично вид рупорной БЭК показан на рис.1. Для обеспечения стабильного распределения поля в рабочей зоне (3) большое значение имеет расположение и тип возбуждающей антенны – облучателя (1) [4]. В рупорной части камеры, покрытой радиопоглощающим материалом, формируется близкая к сферической волна (2), амплитуда которой спадает к внутренней поверхности стенок по практически косинусоидальному закону. Из этого следует, что на размере в 1/3 апертуры поле спадает на 1 дБ и на половине



апертуры на 2 дБ.

Рис.1. БЭК рупорного типа.

В настоящей работе предложен новый облучатель для РБЭК в котором к традиционному облучателю (1) добавлен дополнительный источник (4) дипольного типа. Дополнительный источник расположен на оси камеры на расстоянии примерно 2-3 длины волны от облучателя (1). Фаза дополнительного источника сдвинута относительно источника (1) таким образом, что лучи идущие по центру камеры складываются противофазно, уменьшая результирующее поле, а изменение сдвига фаз к стенкам компенсирует падение амплитуды поля облучателя (1).

Процесс был смоделирован в свободном пространстве, выбраны положения источников, их амплитуды и фазы. Однако, в реальных условиях,

возникают дополнительные потери и переотражения волн со стенками камеры. Поэтому для учета этих факторов был выполнен расчет распределения поля в рабочей зоне РБЭК на вычислительном комплексе ИТПЭ РАН с использованием программы ФЕКО. Результаты представлены на рис.2.

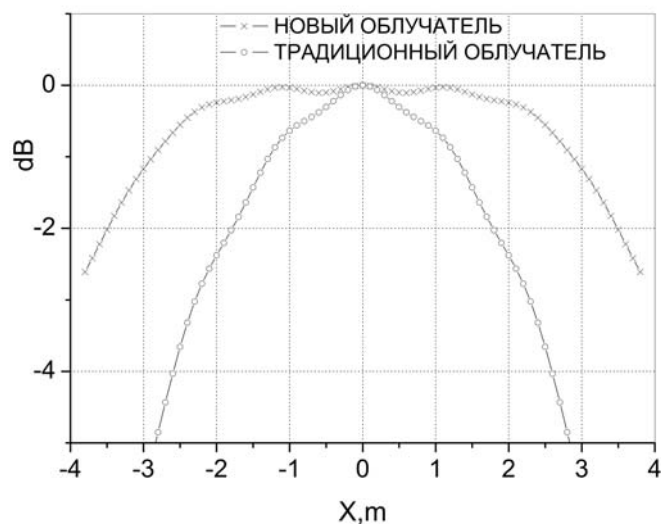


Рис. 2. Распределение амплитуды поля в центральном сечении рабочей части РБЭК, на частоте 400 МГц.

Из рисунка видно, что предложенный вариант облучателя обладает значительным преимуществом с точки зрения расширения рабочей зоны РБЭК (увеличивает поперечник рабочей зоны в 2 раза) и, следовательно, при тех же габаритных размерах РБЭК исследовать значительно большие объекты.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов, А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007.
- [2] Hemming L. H., Electromagnetic Anechoic Chambers A Fundamental Design and Specification Guide. J.Wiley&Sons Inc., Publication, 2002.
- [3] Matitsine S., Lagoiski P., Matytsine L., Matytsine M., Chia T.-T., Tan P.-K., Rodriguez V. Extension of Tapered Chamber Quiet Zone with Large RF Lens. AMTA, 2012, A12, 0081.
- [4] Lee K.-H., Chen C.-C., Lee R, Burnside W.D. Numerical analysis of a novel tapered chamber feed antenna design. AMTA, 2002.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ С ЛИНЗОЙ

Н.П. Балабуха¹, Н.Л. Меньших^{1,2}, В.С. Солосин¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

Безэховые камеры (БЭК) рупорного типа имеют ряд преимуществ по сравнению с прямоугольными камерами [1], особенно при измерениях на низких частотах. Вид рупорной БЭК показан на рис. 1.

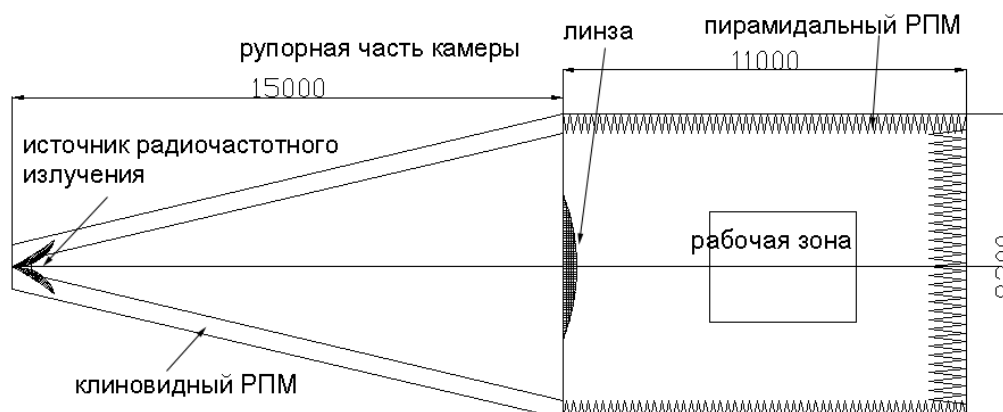


Рис.1. БЭК рупорного типа

Рупорная часть камеры имеет 15 м в длину. В этой части камера покрыта клиновидным РПМ. В устье камеры расположен источник излучения. Исследуемый объект помещается в прямоугольной части БЭК с поперечным сечением 8.3×8.3 м и длиной 10 м в центре рабочей зоны. Эта часть БЭК покрыта пирамидальным РПМ. Рабочая зона БЭК представляет собой горизонтально расположенный цилиндр диаметром 3 м. и длиной 4 м.

Ранее [2] нами исследовалось поле в рабочей зоне этой рупорной камеры, где указывалось на необходимость использования линзы для измерений на частотах выше 400 МГц. Целью данной работы является исследование поля в рабочей зоне рупорной камеры, сформированного линзой.

Расчет распределения поля в рабочей зоне рупорной БЭК был выполнен на вычислительном комплексе ИТПЭ РАН с использованием программы FEKO. При расчетах РПМ заменялся слоем диэлектрика с эффективной диэлектрической проницаемостью, которая определялась методом плоскостлоистого приближения. Были использованы результаты вычисления коэффициента отражения от клиновидного РПМ из работы [3], а потом определялась эффективная диэлектрическая проницаемость материала. В расчете моделировалась вся БЭК целиком.

В апертуре рупорной части камеры установлена линза для коррекции

фазы. Линза выполнена из композитного материала с диэлектрической проницаемостью 1.8, материал не магнитный. Линза двояковыпуклая, радиусом 2 метра и с фокусом 15 метров (фокус находится в устье камеры).

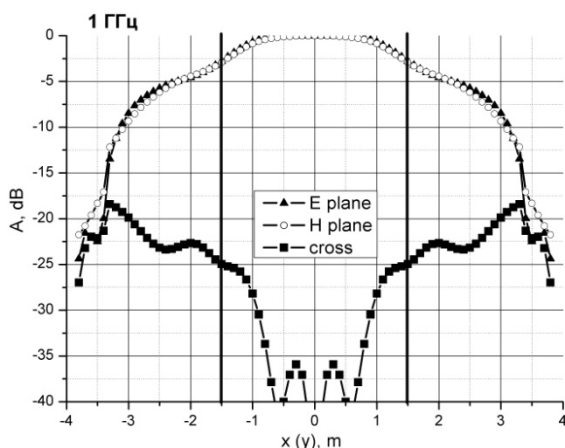


Рис. 2. Распределение амплитуды поля в горизонтальном и вертикальном сечениях камеры в центре рабочей зоны, на частоте 1 ГГц.

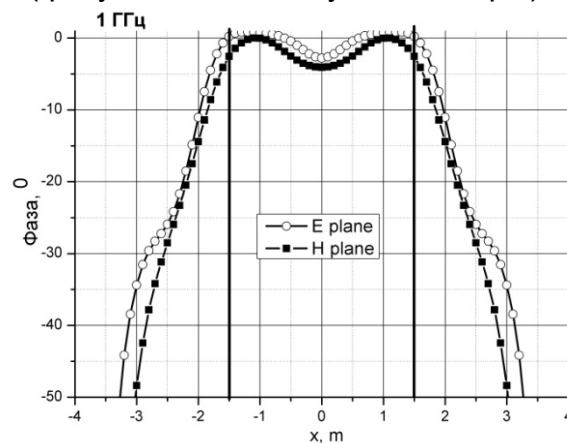


Рис. 3. Распределение фазовой характеристики поля в горизонтальном и вертикальном сечениях камеры в центре рабочей зоны, на частоте 1 ГГц.

Результаты расчета распределения амплитуды и фазы поля на частоте 1 ГГц представлены на рис. 2 – 3. Амплитуда поля в рабочей зоне изменяется на 3 дБ, а фаза – на 5° . Без линзы амплитуда поля и фаза в рабочей зоне менялись соответственно на 2 дБ и 55° . Кроссовая компонента поля на примерно 25 – 35 дБ меньше основной компоненты.

По результатам расчета можно заключить, что использование линзы позволяет существенно улучшить распределение фазы поля в рабочей зоне рупорной БЭК.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007.
- [2] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Электромагнитное моделирование низкочастотной рупорной безэховой камеры. Четырнадцатая ежегодная конференция ИТПЭ РАН. Москва, 12-15 мая 2014.
- [3] Никитенко А.В., Зубов А.С., Шапкина Н.Е. Оценка влияния отражения от поглощающего материала, размещенного вблизи облучателя коллиматора, на поле, измеряемое на апертуре коллиматора. Двенадцатая ежегодная конференция ИТПЭ РАН. Москва, 4-7 апреля 2012.

**МЕТОДИКА КАЛИБРОВКИ И АВТОМАТИЗАЦИЯ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ**
**Н.А. Шурхно, И.Н. Беляйков, В.А. Гаранов,
А.Д. Мишин, К.Н. Розанов, С.Н. Старостенко**
ИТПЭ РАН

В ИТПЭ РАН введена в эксплуатацию установка для высокотемпературных измерений (до 1250°С) в свободном пространстве СВЧ свойств листовых образцов в полосе частот 6–20 ГГц. В течение 2014–2015 гг. установка и методика калибровок были существенно усовершенствованы, что значительно повысило точность измерений. Также было разработано программное обеспечение для автоматизации процесса измерений, позволяющее полностью в автоматическом режиме проводить большинство измерений (исследование температурной зависимости материальных параметров неизвестных образцов, многослойных структур, отжиг нанесенного слоя до заданных значений материальных параметров и проч.). В докладе описано устройство установки, рассмотрены используемые методики калибровок и процедуры автоматизации, приведены примеры измерений температурных зависимостей материальных параметров некоторых из исследованных образцов.

ДЛЯ ЗАМЕТОК

СОДЕРЖАНИЕ

1.	ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ ДЛЯ СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СЕНСОРОВ А.Н. Лагарьков, И.А. Рыжиков, И.Н. Курочкин, А.В. Иванов, А.В. Васькин, С.О. Бояринцев, К.Н. Афанасьев, М.В. Седова, И.А. Богинская, Е.В. Коростылев, <u>А.К. Сарычев</u> ИТПЭ РАН, ИБХФ РАН	3
2.	МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖЕК ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ВЕЩЕСТВ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ К.Н. Афанасьев, <u>И.А. Богинская</u> , И.А. Будашов, И.Н. Курочкин, С.С. Маклаков, А.С. Набоко, И.А. Рыжиков, А.К. Сарычев, М.В. Седова, А.Н. Лагарьков ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет	4
3.	КАРТИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ РЕПЕРНОГО ВЕЩЕСТВА DTNB НА SERS-АКТИВНОЙ СТРУКТУРЕ <u>О.Р. Сафина</u> , С.С. Маклаков, А.С. Набоко, М.В. Седова, И.Н. Курочкин, И.А. Будашов, И.А. Богинская, К.Н. Афанасьев, И.А. Рыжиков, А.К. Сарычев, А.Н. Лагарьков ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ), МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет	6
4.	МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ТРОЙНЫХ И ЧЕТВЕРНЫХ СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА В СЛАБЫХ И СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ И.Д. Родионов, И.С. Титов, Ю.С. Кошкидько, В.Н. Прудников, <u>А.Б. Грановский</u> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша, ИТПЭ РАН	8
5.	ЛАЗЕР С РАСПРЕДЕЛЁННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ <u>В.Ю. Шишков</u> , А.А. Зябловский, Е. С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.А. Лисянский МФТИ (ГУ), ИТПЭ РАН, ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, Department of Physics, Queens College of the City University of New York ...	9
6.	ФЕРРОМАГНЕТИЗМ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.5$) СО СТРУКТУРНОЙ САМООРГАНИЗАЦИЕЙ КРИСТАЛЛИТОВ <u>В.В. Рыльков</u> , А.С. Семисалова, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, А.Л. Васильев, Е.М. Пашаев, В.В. Тугушев, Н.С. Перов, А.В. Зенкевич, О.А. Новодворский ИТПЭ РАН. НИЦ "Курчатовский Институт", МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, МФТИ (ГУ), ИПЛИТ РАН	10
7.	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ (ПЭВ) В ОДНОПРОВОДНОЙ ЛИНИИ <u>Е.Л. Рейман</u> , А.С. Антонов ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ)	12

8. **ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВ В СПАЗЕРЕ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕМ С ВНЕШНИМ КОГЕРЕНТНЫМ ПОЛЕМ** Е.С. Андрианов, Н.Е. Нефёдкин, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.А. Лисянский ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ), Department of Physics, Queens College of the City University of New York ... 14
9. **МЕХАНИЗМ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ КЛАССИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ В СУБВОЛНОВОМ ОБЪЕМЕ** Н.Е. Нефедкин, Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.А. Лисянский ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ), Department of Physics, Queens College of the City University of New York ... 15
10. **СЕНСОР НА ОСНОВЕ ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМОНОВ НА ГРАФЕНЕ** И.А. Нечепуренко, А.В. Дорофеенко, Ю.Е. Лозовик ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ), ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова, Институт спектроскопии РАН 16
11. **РАССЕЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ НА УПРАВЛЯЕМОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ** Е.В. Кузнецов, А.М. Мерзликин МФТИ (ГУ), ИТПЭ РАН 18
12. **ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМОННЫХ V-ОБРАЗНЫХ ВОЛНОВОДОВ В ГЕОМЕТРИИ КРЕЧМАННА** А.М. Мерзликин, А.И. Игнатов ИТПЭ РАН, МФТИ 19
13. **ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА: ВЛИЯНИЕ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ СЛОЕВ** А.О. Сбойчаков, А.В. Рожков, А.Л. Рахманов, Ф. Нори ИТПЭ РАН, CEMS, RIKEN, Japan 20
14. **МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ПИННИНГ В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ $Rd_{99}Fe_{01}-Nb$** Л.С. Успенская, А.Л. Рахманов, Л.А. Доросинский, А.А. Чугунов ИФТТ РАН, ИТПЭ РАН, TUBITAK-NUMI (Turkey), ФФХИ МГУ 21
15. **РОЛЬ ЛОКАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ В ФОРМИРОВАНИИ СПИНОВОЙ И ОРБИТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СОЕДИНЕНИЙ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ** К.И. Кугель, Д.И. Хомский, А.О. Сбойчаков, С.В. Стрельцов ИТПЭ РАН, II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Germany, Институт физики металлов УрО РАН 22
16. **ДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ЛЭМБА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МИКРОСТРУКТУРАХ** Д.С. Шапиро, А.А. Жуков, В.В. Погосов, Ю.Е. Лозовик Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им.Н.Л. Духова, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», ИТПЭ РАН, Институт спектроскопии РАН 24
17. **ПРОВОДИМОСТЬ ВЕЙЛЕВСКОГО ПОЛУМЕТАЛЛА С ДОНОРНЫМИ И АКЦЕПТОРНЫМИ ПРИМЕСЯМИ** Я.И. Родионов, С.В. Сызранов ИТПЭ РАН, University of Colorado, Boulder, CO, USA 26

18. УПРАВЛЕНИЕ МАГНИТНЫМ СПЕКТРОМ МЕТАМАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК П.А. Зезюлина, А.Н. Лагарьков, А.В. Осипов, К.Н. Розанов, С.Н. Старостенко, А.О. Ширяев, И.Т. Якубов ИТПЭ РАН 28
19. МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ УВЧ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ПЕРМАЛЛОЯ: ОСОБЕННОСТИ ДИЗАЙНА И ИЗМЕРЕНИЯ П.А. Зезюлина, А.Н. Лагарьков, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, А.В. Осипов, К.Н. Розанов, И.А. Рыжиков, И.Т. Якубов ИТПЭ РАН 30
20. КОМБИНИРОВАНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ АНАЛИЗА СВОЙСТВ И СТРУКТУРЫ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК П.А. Зезюлина, А.В. Осипов, Д.А. Петров, К.Н. Розанов, А.С. Набоко, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, И.А. Рыжиков ИТПЭ РАН 31
21. ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЁНОК ОКСИДА ВАНАДИЯ (IV), ПОЛУЧАЕМЫХ ХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ В.И. Полозов, С.С. Маклаков, С.А. Маклаков, А.С. Набоко, С.Н. Старостенко, А.М. Макаревич, А.Р. Кауль, В.Н. Кисель ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ), МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет 32
22. МАГНИТОМЯГКИЕ ПОРОШКИ $Fe@SiO_2$ НА ОСНОВЕ КАРБОНИЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА Ю.А. Адамович, С.С. Маклаков, С.А. Маклаков, И.А. Рыжиков, Д.А. Петров, П.А. Зезюлина, К.Н. Розанов, Н.А. Филиппов, В.А. Гаранов, А.Н. Лагарьков ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ) 34
23. НОВЫЕ КОМПЛЕКСЫ ФТАЛОЦИАНИНОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ М.М. Осипова, Т.В. Дубинина, Е.Ф. Петрусевич, А.Д. Косов, С.С. Маклаков, С.А. Маклаков, А.С. Набоко, М.В. Седова МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет, ИТПЭ РАН 36
24. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАДИОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК КВАЗИОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ А.Д. Мишин, С.С. Маклаков, А.С. Набоко, Н.А. Шурхно, К.Н. Розанов, С.А. Маклаков, И.А. Рыжиков, К.Н. Афанасьев ИТПЭ РАН 38
25. ИЗМЕРЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛОСКОГО ОБРАЗЦА НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ С.Н. Старостенко, К.Н. Розанов, Н.А. Шурхно ИТПЭ РАН 40
26. ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В СЛОЕ МАТЕРИАЛА ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ Д.А. Петров, К.Н. Розанов, С.Ф. Ломаева, К.А. Язовских ИТПЭ РАН, ФТИ УрО РАН 42

27.	ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР С.Г. Кибец, <u>А.А. Политико</u> , В.Н. Семенов, В.А. Чистяев ИТПЭ РАН ..	44
28.	ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОПРОЗРАЧНЫХ УКРЫТИЙ С РЕБРОМ К.М. Басков ИТПЭ РАН	46
29.	УМЕНЬШЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ГРАНИЦЕЙ ОБЛАСТИ НАНЕСЕНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ПУТЁМ ХАОТИЗАЦИИ ГРАНИЦЫ <u>А.М. Лебедев</u> , Т.А. Фурманова ИТПЭ РАН	48
30.	ПОДАВЛЕНИЕ ПЕРВИЧНОЙ И ВТОРИЧНОЙ ДИФРАКЦИИ НА КРАЯХ МАКЕТОВ В ВИДЕ 5- И 6-УГОЛЬНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН <u>А.М. Лебедев</u> , Т.А. Фурманова ИТПЭ РАН	50
31.	НОВЫЙ ОБЛУЧАТЕЛЬ ДЛЯ РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЫ Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, Н.Л. Меньших, <u>В.С. Солосин</u> ИТПЭ РАН	52
32.	МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ С ЛИНЗОЙ Н.П. Балабуха, <u>Н.Л. Меньших</u> , В.С. Солосин ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ)	54
33.	МЕТОДИКА КАЛИБРОВКИ И АВТОМАТИЗАЦИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ <u>Н.А. Шурхно</u> , И.Н. Беляйков, В.А. Гаранов, А.Д. Мишин, К.Н. Розанов, С.Н. Старостенко ИТПЭ РАН	56

**ШЕСТНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ИТПЭ РАН**

Сборник тезисов докладов

Подписано в печать 04.14		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд.л. 2,25	Усл.-печ.л 2,09
Тираж 100 экз.	Заказ № 109	

ОИВТ РАН 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2