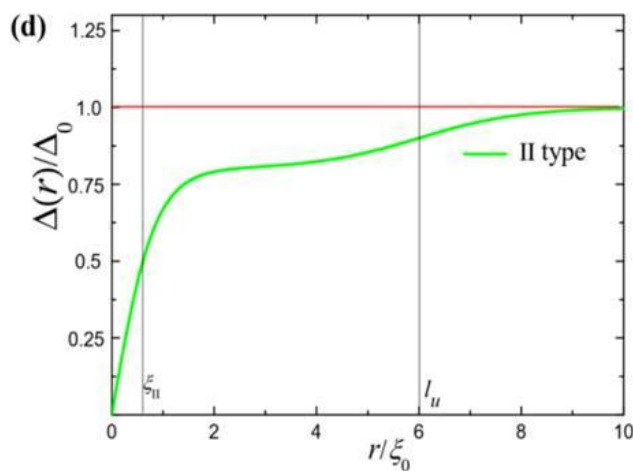
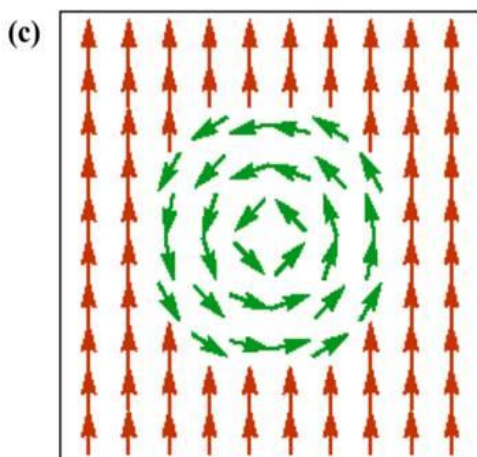
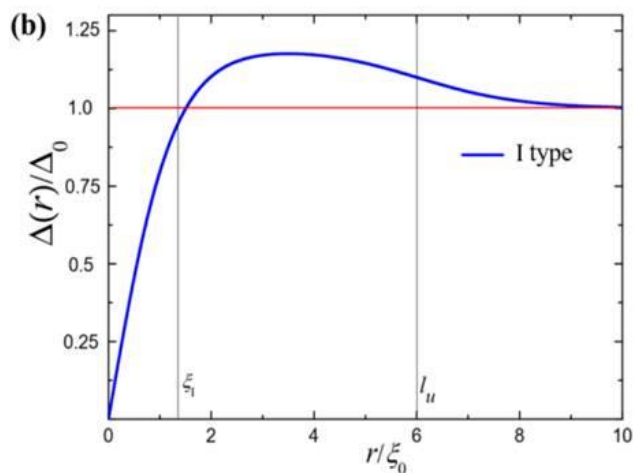
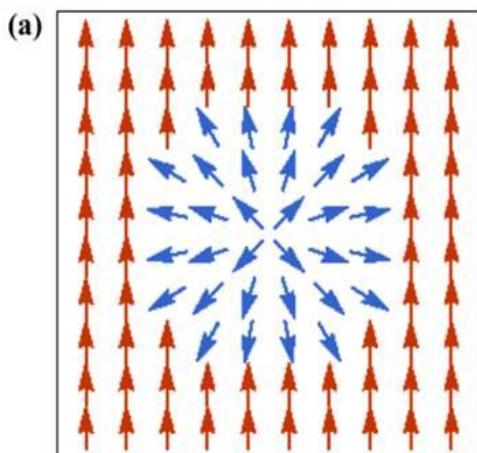




СОВРЕМЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

научный рецензируемый журнал



СПИНОВЫЕ ВИХРИ И МАЙОРАНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ДОПИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ
ИЗОЛЯТОРАХ С НЕМАТИЧЕСКОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ

Р.Ш. Акзянов, А.В. Капранов, А.Л. Рахманов

2022 декабрь -
январь 2023

№ 2 (2)

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики
Российской академии наук

Журнал основан в 2022 году

Выпуск № 2 (2)

Современная электродинамика

научный рецензируемый журнал

Под редакцией академика РАН А.Н. Лагарькова

Москва, 2022

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук

ISSN 2949-0553

Современная электродинамика

Научный рецензируемый журнал. Издаётся с октября 2022 года.

Выходит один раз в два месяца.

№ 2 (2)

декабрь 2022 - январь 2023

Главный редактор академик РАН А.Н.Лагарьков

Редакционная коллегия: к.т.н. Н.П. Балабуха, к.т.н. К.М. Басков, к.т.н. А.А. Башарин, д.ф.-м.н. А.П. Виноградов, д.ф.-м.н. А.А. Дорофеев, д.ф.-м.н. В.Н. Кисель, к.ф.-м.н. К.И. Кугель, д.ф.-м.н. А.М. Мерзликин, д.ф.-м.н. А.А. Пухов, д.ф.-м.н. А.Л. Рахманов, д.ф.-м.н. А.В. Рожков, д.ф.-м.н. К.Н. Розанов, к.т.н. И.А. Рыжиков, д.ф.-м.н. А.К. Сарычев, к.ф.-м.н. В.С. Солосин

Адрес редакции:

125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр. 6

тел., факс 8 (495) 484-26-33

эл.почта electrodynamics@mail.ru

Свидетельство о регистрации Эл № ФС77-83666 от 26.07.2022 г.

Подписано в печать 28.12.2022. Тираж 30 экз.

© ИТПЭ РАН, 2022

Содержание номера

1	Вопросы экспериментальной электродинамики	4
	Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Сахно А.Д., Шалкина Н.Е. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РУПОРНЫХ БЕЗЭХОВЫХ КАМЕРАХ	4
	Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. ВЛИЯНИЕ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ МЕЖДУ ЛИНЗОЙ И ОБЪЕКТОМ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЕГО ЭПР В РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ	10
	Букин В.В., Долматов Т.В., Ефанов М.В., Лебедев Е.Ф., Осташев В.Е., Ульянов А.В., Федоров В.М., Шурупов М.А. ПОЛЕВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ОБОСНОВАНИЕ УСЛОВИЙ ЮСТИРОВКИ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЯ И ПРИЕМНИКА ПРИ ИЗУЧЕНИИ ДЕФОРМАЦИИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АТМОСФЕРЕ НА ДИСТАНЦИЯХ В ДЕСЯТЬ И БОЛЕЕ КИЛОМЕТРОВ	16
	Старостенко С.Н., Петров Д.А., Ширяев А.О. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СВЧ МАГНИТНЫЙ СПЕКТР КОМПОЗИТА С ПОРОШКОМ ГАДОЛИНИЯ	23
2	Вычислительная электродинамика	32
	Лебедев А.М., Семененко В.Н., Фурманова Т.А., Краснолобов И.И. РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В МЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН ПРИ МАСКИРОВКЕ ПОВЕРХНОСТИ ПИРАМИДАЛЬНЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ	32
3	Взаимодействие электромагнитного поля с материалами	38
	Акзянов Р.Ш., Капранов А.В., Рахманов А.Л. СПИНОВЫЕ ВИХРИ И МАЙОРАНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ДОПИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ С НЕМАТИЧЕСКОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ	38

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РУПОРНЫХ БЕЗЭХОВЫХ КАМЕРАХ

Балабуха Н.П.¹, Меньших Н.Л.¹, Сахно А.Д. *², Шапкина Н.Е.^{1,2}

¹ *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия*

² *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Статья поступила в редакцию 01.09.2022

Одобрена после рецензирования 27.10.2022

Принята к публикации 28.12.2022

Аннотация

Методом математического моделирования анализируются два типа рупорных безэховых камер: конической и пирамидальной форм, которые часто используются при измерениях на низких частотах. Для того, чтобы сравнение имело смысл, необходимо, чтобы камеры были в какой-то мере эквивалентными. В работе эквивалентность достигается путем выбора одинаковых углов раскрытия и площадей апертур раскрытов безэховых камер. Радиопоглощающий материал внутренней поверхности обеих камер моделируется однородным слоем диэлектрика. Сравняются характеристики поля в рабочей зоне в камерах при использовании линзы. В обоих случаях линзы гиперболические, имеют одинаковый диаметр и параметры материала, устанавливаются в апертуре рупорной части камеры. При этом у каждой линзы подбиралось оптимальное фокусное расстояние, позволяющее исправлять фазу в максимальном объеме. Электромагнитное поле внутри рупорных камер рассчитывается методом моментов при помощи программного вычислительного комплекса FEKO. Результаты моделирования показали, что обе камеры имеют схожие размеры рабочей зоны на выбранных частотах. Диаметр рабочей зоны в камерах с линзой составил около 3 м. При этом линза в обоих случаях хорошо исправляет фазу, но увеличивает неравномерность распределения амплитуды поля.

Ключевые слова: безэховая камера, линза, линзовый коллиматор, рупорные безэховые камеры, коническая безэховая камера, пирамидальная безэховая камера

Введение

Безэховая камера (БЭК) – это специальное помещение, стенки которого покрыты радиопоглощающим материалом, имеющим в широкой полосе частот и углов низкий коэффициент отражения при падении плоской электромагнитной волны. Первые безэховые камеры появились в начале 50-х годов. С тех пор интерес к ним только возрастал, так как БЭК имели ряд преимуществ по сравнению с открытыми полигонами [1].

Для измерения электромагнитных характеристик исследуемых объектов на разных частотах используются различные БЭК. Так, для низкочастотных измерений используются рупорные безэховые камеры (РБЭК), а для исследования рассеивающих характеристик объектов и параметров антенн на более высоких частотах используются компактные полигоны с зеркальным коллиматором [2, 3].

В настоящее время в задачах радиолокации все чаще используют низкочастотный диапазон, что значительно повышает интерес к исследованию характеристик электромагнитного поля в рупорных безэховых камерах [4].

На данном этапе развития измерительных комплексов существует целый ряд проблем, возникающих при измерениях на низких частотах: высокая стоимость строительства, существенные краевые эффекты на элементах конструкции и т.п. В силу этого перед строительством компактных полигонов на основе рупорных БЭК необходимо заранее проводить математическое моделирование формирования квазиплоской волны и исследовать характеристики электромагнитного поля в рабочей зоне [5].

* Автор, ответственный за переписку: Артём Дмитриевич Сахно, sakhno.ad18@physics.msu.ru

Камера в форме рупора впервые была предложена Эмерсоном (Emerson) в 1965 году [6]. Эта конфигурация была необходима для уменьшения влияния отраженных от стенок прямоугольной камеры лучей. Такие БЭК позволяли получать приемлемое распределение электромагнитного поля (отклонение амплитуды и фазы от поля плоской волны не более 2 дБ и 22,5° соответственно) в рабочей зоне [2]. Практически одновременно появилось две формы РБЭК: коническая и пирамидальная [7, 8].

Современный подход к проектированию БЭК предполагает использование компьютерного моделирования для уточнения деталей конструкции и предсказания ряда характеристик будущего измерительного стенда. Математические модели процессов рассеяния волны в камере предлагались почти сразу после появления рупорных камер [7] и были основаны на методе геометрической оптики. Сегодня все чаще используют строгие методы расчета [9] и гибридный подход к расчету [10] полей в камере, что позволяет повысить точность получаемых результатов.

Распределение поля в рупорной БЭК пирамидального типа исследовалось в работе [9] с использованием строгого метода интегральных уравнений. Аналогичные исследования были проведены и для конической камеры [11]. Эти исследования позволили оценить размеры рабочей зоны камеры заданной геометрии и выявить некоторые требования, предъявляемые к РПМ на стенках камеры. В частности, в работе [9] было показано, что для покрытия широкого диапазона частот необходима коррекция фазы. Обычно это делается с помощью диэлектрической линзы [4].

В [13] была исследована линза диаметром 2 метра с фокусным расстоянием равным 10 м и весом всего 35 кг благодаря использованию композитного материала. Применение такой линзы позволило получить поле с приемлемой неравномерностью распределения амплитуды 1 дБ и фазы 10° в области диаметром 140 см для диапазона частот 2-8 ГГц. Авторы работы [14] исследовали влияние линзы с диаметром 4 м и фокусным расстоянием 17 м на распределение поля внутри рупорной безэховой камеры для частот 100-800 МГц. Как оказалось, на низкой частоте (100 МГц) линза не вносит значимого вклада в изменение поля, при более высоких частотах заметно улучшается фазовое распределение поля, однако амплитудное распределение несколько ухудшается.

В работе [15] было проведено сравнение характеристик распределения поля в рабочей зоне эквивалентных (эквивалентность достигается равенством углов раскрытия и площадей апертур безэховых камер) конической и пирамидальной камер. Электромагнитное поле, прошедшее через линзу, рассчитывалось методом геометрической оптики. При использовании линзы неравномерность распределения поля в конической камере меньше.

Помимо использования линзы, уменьшить неравномерность распределения электромагнитного поля в рабочей зоне камеры можно при помощи оптимального расположения источника. В [14] было показано, что диаграмма направленности излучателя в секторе углов, определяемых раскрытием камеры, мало отличается от диаграммы диполя, поэтому при моделировании РБЭК реальный источник излучения можно заменить диполем с достаточно высокой точностью. Так, в работе [16] оценивалось влияние выдвижения источника на характеристики электромагнитного поля в рабочей зоне конической и пирамидальной РБЭК. Было показано, что на низкой частоте (300 МГц) при выдвижении источника на некоторое расстояние от устья камеры можно получить значительное увеличение размера рабочей зоны в Н-плоскости.

Данная работа является продолжением исследований, начатых нами в работе [15]. Целью работы является проведение сравнения характеристик двух эквивалентных камер: конической и пирамидальной формы. В отличие от предыдущих работ, для исследования характеристик электромагнитного поля, прошедшего через линзу, в рабочей полосе частот камеры выбран более строгий метод моментов.

Параметры рассматриваемых рупорных безэховых камер

Рассматриваемые безэховые камеры состоят из рупорной части и области с постоянной площадью поперечного сечения (рисунок 1). В данной работе углы раскрытия конической и пирамидальной частей камер одинаковы. Также одинаковы и площади апертур поперечных сечений конической и пирамидальной частей камер.

Рупорная часть камеры представляет собой либо конус, либо пирамиду с квадратным сечением. Углы раскрытия рупорных частей камер одинаковы и равны 33,4°. Так как угол раскрытия рупора определяет изменение фазы поля в апертуре рупорной части камеры, а площадь апертуры определяет размеры области с квазиплоским полем, то можно говорить об адекватном сравнении двух камер.

Поперечное сечение пирамидальной камеры представляет собой квадрат со стороной 9 м, а сечение конической камеры представляет собой круг радиуса R , равного 5,08 м. Высота h пирамидальной камеры равна 15 м, в то время как высота h конической камеры равна 16,93 м. Такая разница в длине

необходима, чтобы сохранить равенство углов раскрыва и площадей апертур. Камеры с близкими углами раскрыва и близкими апертурами назовем эквивалентными. Области камеры с постоянным поперечным сечением имеют одинаковую длину 10 м.

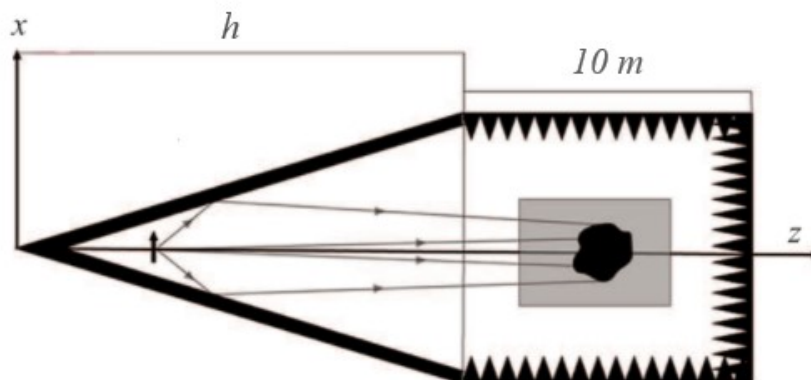


Рисунок 1 – Модель рупорной безэховой камеры

Модели камер

Для расчета характеристик камер использовался вычислительный пакет FEKO. В обеих моделях рупорная часть – идеально проводящая и покрыта радиопоглощающим материалом, который в модели представлен однородным диэлектрическим слоем с потерями. Толщина слоя диэлектрика равна 300 мм. Моделирование проводилось на отдельных частотах, представлены результаты для 250 и 800 МГц. Диэлектрическая проницаемость составляет $\varepsilon = 1,54 + 1,39i$ для частоты 250 МГц и $\varepsilon = 1,37 + 0,65i$ для частоты 800 МГц. Моделируется реальный материал с частотной дисперсией, параметры которого в данной задаче считаются известными с хорошей точностью. Боковая и задняя стенки секции постоянного сечения также покрыты РПМ и обеспечивают коэффициент отражения по нормали не менее -20 и -40 дБ соответственно.

Источником излучения служит диполь. Первоначальное положение источника выбирается разное для разных частот: для 250 МГц это 4,4 м от вершины, для 800 МГц – 1,6 м. Положение определяется фазовым центром антенны соответствующего диапазона при ее размещении максимально близко к устью камеры [2].

В качестве корректора фазы в обеих исследуемых РБЭК применялась гиперболическая линза как наиболее простая линза с одной преломляющей поверхностью. В обеих моделях камер рассматривалась линза из однородного диэлектрика с $\varepsilon = 1,6$. Диаметр линзы $d = 4$ м, фокусное расстояние $F = 17$ м для пирамидальной камеры и $F = 20$ м для конической.

Так как моделируются камеры реальных размеров, задача является очень ресурсоемкой. Поэтому в данной работе были предложены несколько упрощений. Линза находится в свободном пространстве, на нее падает электромагнитное поле, заданное на плоскости перед ней. Это поле соответствует полю в апертуре рупорной части камеры. Ранее было показано, что предложенный метод пересчета не вносит существенной погрешности в результаты расчетов.

Результаты расчетов

Итак, анализ распределения поля в конической и пирамидальной камерах показал, что в диапазоне частот 100 – 400 МГц камеры дают схожие результаты.

Рабочие зоны в обеих камерах при частоте 250 МГц оказались примерно одинаковыми (3,2×2,9 м в конической камере, 3,3×2,8 м в пирамидальной). Так как размеры рабочей зоны в обеих камерах примерно равны трем метрам в обеих плоскостях, фазовая коррекция на этой частоте не требуется.

На частотах выше 400 МГц фазовое распределение в обеих камерах значительно ухудшается. Хотя амплитуда поля и становится более равномерной, но из-за того, что фаза быстро спадает от центра к краю, размеры рабочей зоны в обеих камерах заметно уменьшаются. Размер рабочей зоны при частоте 800 МГц составил 1,8×1,8 м в обеих камерах. Как видно, распределение поля в обеих РБЭК на частоте 800 МГц нуждается в фазовой коррекции.

На рисунке 2 представлены распределения амплитуды поля в центре рабочей зоны в камерах с линзой. Как можно заметить, амплитудное распределение значительно ухудшается в обеих камерах. В центре графиков есть некоторые колебания, которых не было при моделировании камеры без линзы. Данный эффект связан в основном с дифракцией на краях линзы. Видно, что в конической камере неравномерность амплитуды меньше, чем в пирамидальной, как при расчетах с линзой, так и без нее.

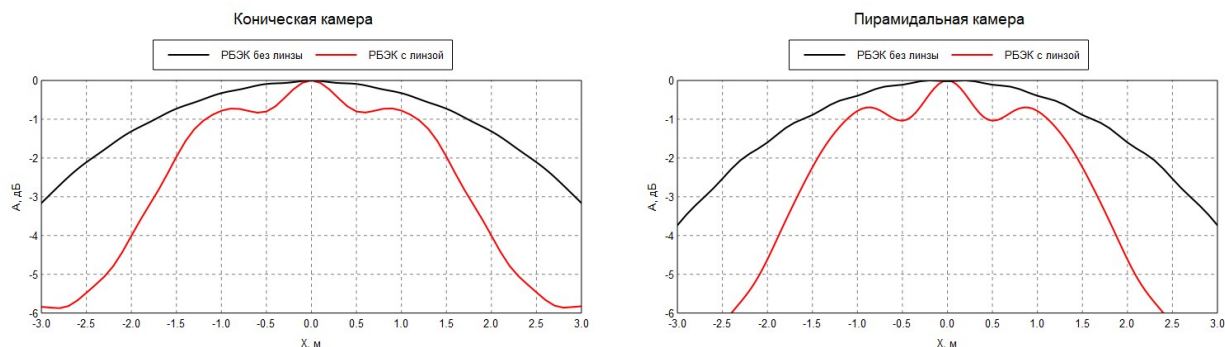


Рисунок 2 – Распределение амплитуды электромагнитного поля в E-плоскости в центре рабочей зоны конической и пирамидальной камер с линзой и без нее

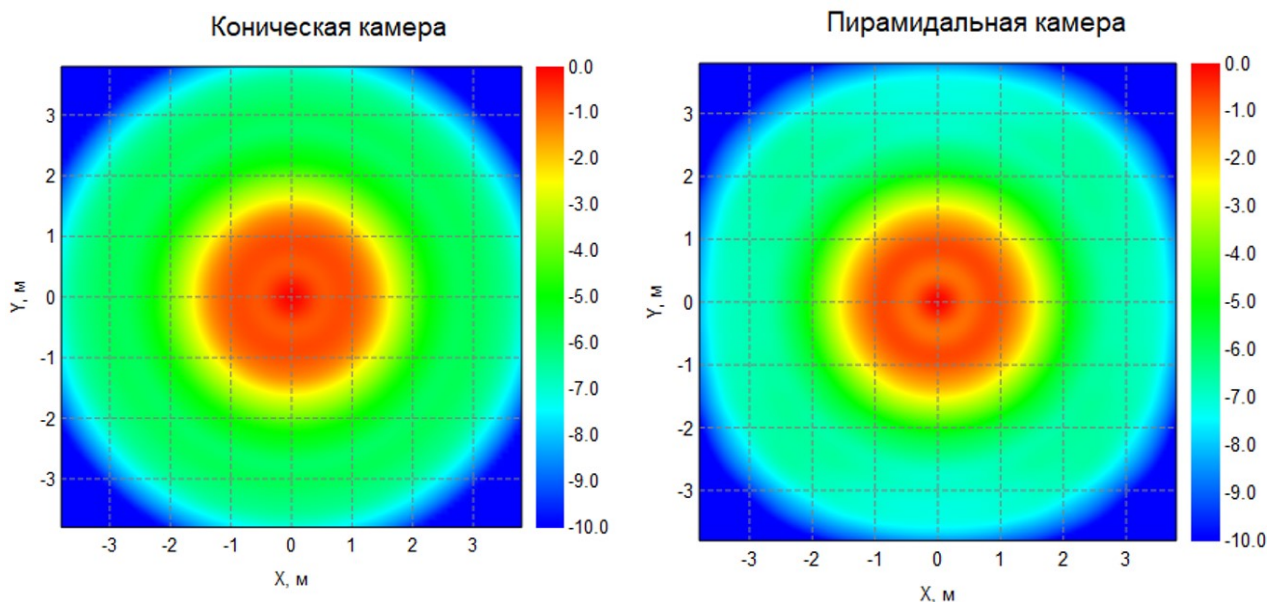


Рисунок 3 – Распределение амплитуды электромагнитного поля в центре рабочей зоны конической и пирамидальной камер с линзой и без нее

Если же рассмотреть поперечное сечение, проходящее через центр рабочей зоны (рисунок 3), то можно заметить, что распределение амплитуды в конической и пирамидальной камерах очень схожи. Приемлемая неравномерность распределения поля в рабочей зоне занимает область, очень близкую к кругу для обеих камер.

Фаза же при использовании линзы исправляется практически полностью. Размеры рабочей зоны теперь определяются исключительно амплитудным распределением электромагнитного поля. Как видно из рисунка 4, при удалении на 1,5 метра от центра неравномерность фазы составляет менее 15° , что является очень хорошим результатом.

Заключение

Как видно из графиков, линзы в обеих камерах увеличивают неравномерность распределения амплитуды поля в рабочей зоне, но при этом существенно исправляют фазу. Схожесть результатов подтверждает предположение о корректности подхода к эквивалентности рассматриваемых камер. С помощью линзы удалось увеличить размеры рабочей зоны до $3,0 \times 3,0$ м в конической камере и $2,9 \times 2,8$ м

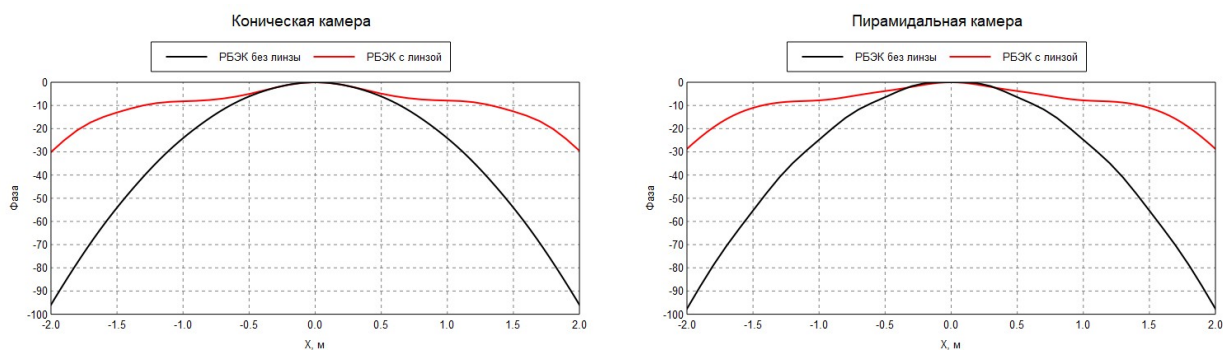


Рисунок 4 – Распределение фазы электромагнитного поля в Е-плоскости в центре рабочей зоны конической и пирамидальной камер с линзой и без нее

в пирамидальной на частоте 800 МГц. Фаза исправляется хорошо в обеих камерах. Из этого можно заключить, что фазовая коррекция положительно сказывается на распределении поля в рабочей зоне обеих камер.

Размер рабочей зоны конической РБЭК оказался немного больше, чем пирамидальной. Однако при проектировании конической камеры и моделировании не учитывается ряд сложностей, связанных с формой поверхности стенок и изгибом РПМ, поэтому данные результаты пока не позволяют заключить, что коническая камера имеет преимущество по сравнению с пирамидальной.

Список литературы

- [1] Appel-Hansen J. Reflectivity level of radio anechoic chambers // Trans. On Anten. And Prop. – 1973.– Vol. 21, N.4.– pp. 490–498.
- [2] Electromagnetic Anechoic Chambers. Hemming L.H. - NY, USA: IEEE Press and Wiley Interscience. – 2002. – p. 239.
- [3] Компактные полигоны для измерений характеристик рассеяния объектов. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. – М.: Наука, 2007. 266 с.
- [4] Shang J.-P., Sun L.-C., Xu P. et al. A novel lower frequency dual-polarized broadband horn antenna for use as a source in tapered anechoic chambers// The 10th International Symposium on Antennas Propagation & EM Theory. N.Y.: IEEE. – 2012. – p. 198.
- [5] Campbell D., Gampala G., Reddy C. J. et al. Modeling and analysis of anechoic chamber using CEM tools// Proc. 34th Annu. Symp. Antenna Meas. Techn. Assoc. 2012. P. 157.
- [6] Emerson W., Sefton H. An improved design for indoor ranges // Proceedings of the IEEE. – 1965. – Vol. 53, № 8.– pp. 1079-1081.
- [7] King H., Shimabukuro F. and Wong J. Characteristics of a Tapered Anechoic Chamber// IEEE Trans. on Anten. and Prop., - 1967. – Vol. 15, No. 3. – pp. 488-490.
- [8] Holloway A. L. Anechoic chamber. US 3,806,943 – Patented 1974.
- [9] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Математическое моделирование электромагнитных характеристик рупорной безэховой камеры // Антенны. – 2015. - №9, с.61-66.
- [10] Xiong Z. and Chen Z. Modeling of tapered anechoic chambers // Proceedings of the Conference of Antenna Measurement Techniques Association, Williamsburg, VA. – Nov. 4–9, 2018 (IEEE, New York, 2018). – p. 13.
- [11] T. A. Kuz'mich, N. E. Shapkina, and N. P. Balabukha. Analysis of the tapered anechoic chamber applying mathematical modeling// In Proceedings of the Conference on Acousto-optic and Radar Methods for Information Measurements and Processing (Moscow, 2019). – p. 26.
- [12] Zhi Ning Chen. Handbook of Antenna Technology, Springer 2016.
- [13] 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. – p.81.

- [14] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Моделирование распределения электромагнитного поля в рабочей зоне рупорной безэховой камеры с линзой // Антенны. – 2017. – №2. – с. 42-49.
- [15] N. P. Balabuha, N. L. Menshikh, A. D. Sakhno and N. E. Shapkina. Mathematical Simulating of Electromagnetic Field in the Quiet Zone of Pyramidal and Conical Tapered Anechoic Chambers: Comparison of Results // 2021 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS). – 2021. – pp. 2552-2561.
- [16] N. P. Balabukha, N. L. Men'shikh, and N. E. Shapkina. Study of electromagnetic fields in conical and pyramidal tapered anechoic chambers // Moscow University Physics Bulletin. – 2021. – Vol. 76. – No. 3. – pp. 126–135.

Mathematical modeling of characteristics of electromagnetic field in tapered anechoic chambers

Balabukha N.P.¹, Menshikh N.L.¹, Sakhno A.D.^{2*}, Shapkina N.E.^{1,2}

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

² Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

* sakhno.ad18@physics.msu.ru

Abstract

Two types of tapered anechoic chambers are analyzed by mathematical modeling: conical and pyramidal, which are often used in measurements at low frequencies. For the comparison to be meaningful, the chambers need to be somewhat equivalent. In the work, equivalence is achieved by choosing the same flare angles and aperture areas of anechoic chambers. The radio-absorbing material of the inner surface of both chambers is modeled by a uniform dielectric layer. The characteristics of the field in the quiet zone in both chambers are compared when using a lens. Lenses in both cases are hyperbolic, have the same diameter and material parameters, and are installed in the aperture of the tapered part of the chamber. In this case, for each lens, the optimal focal length was selected, which made it possible to correct the phase to the maximum extent. The electromagnetic field inside the tapered chambers is calculated by the method of moments using the FEKO software package. The simulation results showed that both chambers have similar quiet zone sizes at the selected frequencies. The diameter of the quiet zone in the chambers with a lens was about 3 m. In both cases, the lens corrects the phase very well, but increases the uneven distribution of the field amplitude.

Key words: anechoic chamber, lens, lens collimator, tapered anechoic chambers, conical anechoic chamber, pyramidal anechoic chamber

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ МЕЖДУ ЛИНЗОЙ И ОБЪЕКТОМ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЕГО ЭПР В РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ

Балабуха Н.П.¹, Меньших Н.Л. *¹, Солосин В.С.¹

¹ *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия*

Статья поступила в редакцию 01.09.2022

Одобрена после рецензирования 25.10.2022

Принята к публикации 28.12.2022

Аннотация

Статья посвящена численному исследованию одной из важнейших характеристик измерительного стенда – погрешности измерения ЭПР объекта. Исследуется низкочастотный измерительный стенд на основе рупорной безэховой камеры с линзой. Моделирование характеристик данного стенда проводилось ранее методом моментов в программе FEKO. В данной статье рассмотрено моделирование измерения ЭПР диска в рупорной безэховой камере с линзой. Проведено сравнение «измерения» ЭПР диска при использовании линзы с просветлением и без. Для нормировки в качестве эталонного объекта рассматривался этот же диск. Это сделано специально для того, чтобы максимально скомпенсировать погрешности измерения ЭПР диска, связанные с неравномерностью распределения поля в рабочей зоне камеры. Таким образом, в рассматриваемом случае основным фактором, вызывающим погрешности измерения ЭПР объекта, является наличие переотражения между диском и линзой. Результаты исследования показали, что просветленная линза может существенно снижать погрешность определения ЭПР объекта, причем в полосе частот, а не только на частоте просветления. При частоте просветления 600 МГц просветленная линза обеспечивает существенное увеличение точности измерения ЭПР объекта в полосе частот 400 – 800 МГц.

Ключевые слова: рупорная безэховая камера, метровые длины волн, эффективная площадь рассеяния, метод моментов, моделирование измерения

Введение

Для проведения экспериментальных исследований характеристик рассеяния объектов и параметров антенн в диапазоне метровых длин волн используются рупорные безэховые камеры (РБЭК) [1]. За счет своей формы эти камеры позволяют сформировать распределение поля, близкое к полю плоской волны, в рабочей зоне с поперечным размером примерно треть от размера апертуры РБЭК [2]. С ростом частоты размер рабочей зоны будет быстро уменьшаться, если не выполнить коррекцию фазы с помощью коллимирующего устройства типа зеркала или линзы [3]. Для геометрии РБЭК предпочтительнее использовать линзу [4].

В литературе почти не обсуждаются рупорные камеры с линзами, хотя в целом интерес исследователей к низкочастотным измерительным стендам заметен, в том числе по части моделирования их характеристик.

Исследование линз радиочастотного диапазона началось еще в середине XX века [5], но в составе измерительного стенда линзы используются и по сей день редко. Главная причина в том, что технически создать линзу большого размера, удовлетворяющую требованиям по однородности, не деформирующуюся под собственным весом [4], довольно трудно. Активно применяются линзы только в миллиметровом диапазоне длин волн, где исследования и сравнения разных типов линз проводятся довольно давно [6, 7]. Однако с появлением современных материалов ситуация меняется. Из композитного материала можно сделать линзу большого диаметра, при этом достаточно легкую, так что ее можно установить в измерительном стенде. Такая линза из метаматериала была разработана и установлена в Сингапуре [8]. Масса линзы диаметром 2 м составила всего 35 кг. Материал линзы можно считать однородным для частот, далеких от частоты резонанса метаматериала.

* Автор, ответственный за переписку: Николай Леонидович Меньших, n.menshikh@gmail.com

Для уменьшения взаимодействия с линзой в оптике часто используют просветляющий слой [9]. Это четвертьволновый согласованный слой, позволяющий на данной частоте избавиться от многократных переотражений [10]. Линзы с просветлением также активно исследуются теоретически и используются в настоящее время в антенной технике [11, 12].

Современные вычислительные мощности позволяют провести численную оценку некоторых параметров измерительного стенда еще на этапе его проектирования. Разрабатываются математические модели РБЭК, которые позволяют оценить распределение поля в рабочей зоне камеры с использованием строгих методов расчета [13, 14].

РБЭК с линзой с просветлением уже исследовалась нами ранее с точки зрения формирования поля в рабочей зоне, близкого к полю плоской волны [15, 16]. В этих работах была рассмотрена РБЭК заданной геометрии, и для нее выполнена оптимизация ряда параметров линзы. Результаты оптимизации параметров гиперболической линзы использованы в данной работе.

Целью данной работы является определение погрешностей измерения ЭПР объектов в рупорной камере с линзой, связанных главным образом с переотражениями между объектом и линзой. Оценка проводилась путем численного моделирования параметров системы формирования поля с рассматриваемой линзой. Для этого были созданы компьютерные модели рупорной камеры с линзой, в одной из которых рассматривалась линза с нанесенным на обе ее поверхности просветляющим слоем, а в другой – эта же линза без просветления. Сравнение полученных в результате численного эксперимента характеристик рассеяния эталонного объекта позволяет оценить погрешность измерения ЭПР объектов в РБЭК с обеими линзами.

Геометрия камеры

Размеры рассматриваемой рупорной камеры определены размерами помещения и тех объектов, которые в ней предполагается измерять. Поэтому геометрию компьютерной модели камеры тоже считаем заданной.

Схема РБЭК представлена на рисунке 1. Длина рупорной части камеры составляет 15 м, длина части с постоянным сечением – 10 м. Стенки камеры покрыты радиопоглощающим материалом (РПМ), который моделируется плоским слоем диэлектрика с заданными параметрами. Параметры диэлектрика выбираются для каждой исследуемой частоты, чтобы соответствовать примерным характеристикам реального РПМ. Данный подход к моделированию РБЭК использовался нами в работе [13].

Диапазон рабочих частот камеры: 0,1 ГГц – 1 ГГц.

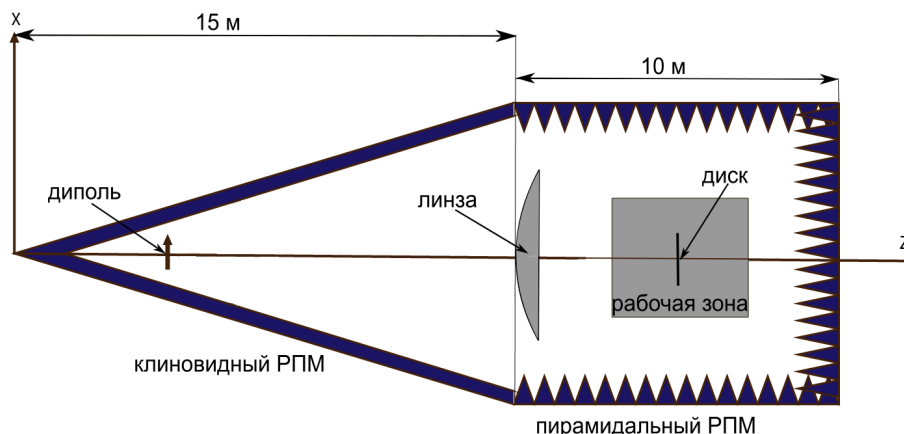


Рисунок 1 – Геометрия рупорной камеры с линзой, в рабочей зоне которой установлен объект измерения – проводящий диск

В апертуре рупорной части камеры установлена гиперболическая линза плоской поверхностью к рабочей зоне. Диэлектрическая проницаемость материала линзы – 1,6, диаметр линзы – 4 м, фокусное расстояние – 17 м. Просветление выполнено для частоты 600 МГц, толщина просветляющего слоя составляет 111 мм, диэлектрическая проницаемость 1,265. Диаметр линзы по просветляющему слою составляет 4,5 м. На рисунке 2 представлена схема и геометрические размеры линзы с просветлением.

Как было показано в работах [15, 16], наличие слоя просветления, оптимизированного для частоты 600 МГц, позволяет существенно уменьшить неравномерность распределения амплитуды и фазы поля в рабочей зоне рупорной безэховой камеры. В настоящей работе рассмотрено влияние

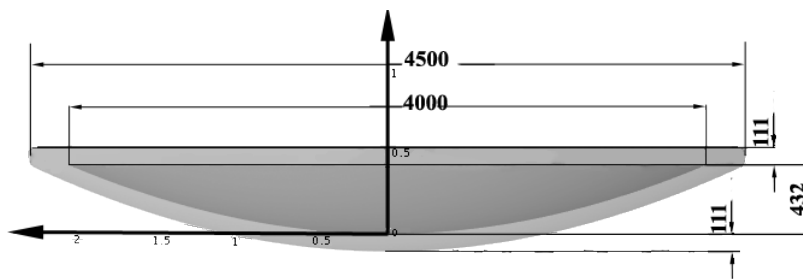


Рисунок 2 – Линза с просветляющим слоем на обеих сторонах

переотражений между объектом и линзой на точность измерения его ЭПР. В качестве объекта выбран плоский проводящий диск диаметром 1 м (треть размера рабочей зоны).

Модель расчета

Расчеты проводились в программе FEKO строгим методом моментов. Для всех металлических тел ставились граничные условия для идеального проводника. Рассматривалось поле в двух областях: внутри камеры, где среда считается вакуумом, и внутри диэлектрика с заданными для каждой частоты параметрами среды. В качестве источника излучения используется диполь. Диапазон исследуемых частот: 400 – 800 МГц.

Задача решалась в несколько этапов. На первом этапе рассчитывалось поле в апертуре рупорной части камеры при нескольких частотах. На втором этапе полученные поля использовались в качестве источника излучения и рассматривалась система линза + диск в свободном пространстве, где диск стоит на расстоянии, соответствующем его положению в рабочей зоне камеры. Для учета фонового сигнала рассматривалась линза в свободном пространстве без диска.

В измерениях ЭПР важно сделать корректную нормировку поля. В статье предложена следующая процедура. Рассматривается линза в свободном пространстве, на которую падает поле, получившееся в рупорной части камеры. На небольшом расстоянии после линзы получаем новое распределение поля. Это поле используется как источник излучения волны, падающей на исследуемый диск (используем калибровку на сам объект), стоящий нормально к оси камеры. В этой части задачи линза и остальные элементы камеры отсутствуют. Результатом расчета является распределение рассеянного диском поля в сечении, близком к положению поля излучения. Снова используем это поле как источник излучения проходящей через линзу волны, чтобы получить значение поля в дальней зоне, которое можно пересчитать в ЭПР диска.

Такая нормировка позволяет оценить погрешность измерения ЭПР диска в идеализированном случае при нормировке на сам этот же диск. В этом случае неравномерность распределения поля в области расположения диска практически полностью компенсируется, и вся погрешность измерения обуславливается именно переотражением между линзой и диском.

Результаты расчета

На рисунке 3 представлена частотная зависимость ЭПР диска. Сплошной линией показаны результаты расчета ЭПР диска в свободном пространстве строгим методом. Линиями с метками показаны результаты моделирования измерения ЭПР диска в камере с просветленной (РБЭК, линза с просв.) и обычной линзой (РБЭК с линзой) в зависимости от частоты излучения.

Диск установлен перпендикулярно оси камеры в центре рабочей зоны. В данном моделировании диск стоит неподвижно, изменяется только частота излучения.

Из графика видно, что колебания на кривой ЭПР диска при моделировании измерения в РБЭК с обычной линзой существенно сильнее, чем на кривой для РБЭК с просветленной линзой. В области частот около 600 МГц результаты измерения ЭПР диска с просветленной линзой практически совпадают с точным расчетом. Но и на крайних частотных точках, на 400 и 800 МГц, погрешность определения ЭПР диска при использовании просветленной линзы существенно ниже, т.е. просветление обеспечивает более высокую точность измерений в широком диапазоне частот.

Однако результаты моделирования при одном положении диска не дают всей полноты картины. Поэтому для трех частотных точек было проведено моделирование измерения ЭПР диска при разных его положениях. Диск сдвигался на максимальное расстояние $\pm\lambda/4$ от центра рабочей зоны, где λ –

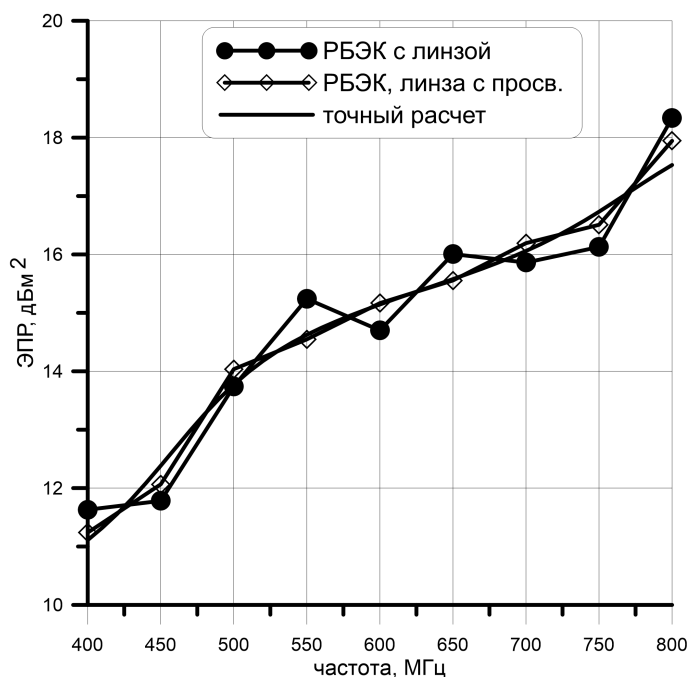


Рисунок 3 – ЭПР диска в зависимости от частоты

длина волны на заданной частоте. «Измерение» ЭПР диска в зависимости от его положения в рабочей зоне проводилось с шагом $\lambda/20$. Понятно, что, в зависимости от положения диска, переотражения между ним и линзой могут как увеличивать, так и уменьшать полученные значения его ЭПР.

Оценим максимальные колебания измеренных значений ЭПР диска и их среднее отклонение от точного значения. В таблице 1 приведены результаты моделирования измерения ЭПР диска при его установке в разных положениях вдоль оси камеры. Среднее значение будем считать как среднее арифметическое – при достаточном количестве точек это будет вполне правильный результат.

Таблица 1 – Погрешности «измерения» ЭПР диска

Частота, МГц	Усредненные погрешности, дБ		Максимальные погрешности ЭПР, дБ	
	Линза обычная	Линза с просветлением	Линза обычная	Линза с просветлением
400	0,27	0,16	1,25	0,86
600	0,36	0,02	1,02	0,06
800	0,14	0,10	1,74	0,96

Из данных таблицы 1 видно, что просветленная линза дает значительно более низкие погрешности измерения ЭПР диска по сравнению с линзой без просветления, причем не только на частоте просветления, 600 МГц, но и во всем исследуемом диапазоне частот.

Заключение

Наличие переотражений между гиперболической линзой и объектом может существенно влиять на точность измерения его ЭПР. Для диска диаметром 1 м погрешность измерения его ЭПР, вызванная наличием переотражения между ним и линзой, оценивается как 0,5 – 1 дБ в полосе частот 400 – 800 МГц.

Использование просветления на линзе позволяет снизить переотражения между объектом и линзой, уменьшить неравномерность распределения амплитуды поля в рабочей зоне камеры, и, как следствие, уменьшить погрешность измерения характеристик рассеяния объекта. Результаты проведенных исследований показали, что просветление эффективно в достаточно широком диапазоне частот.

Список литературы

- [1] Emerson W.H., Sefton H.B. An improved design for indoor ranges // J. Proceedings of the IEEE. – 1965. – Vol. 53, no. 8. – P. 1079-1081.
- [2] Electromagnetic Anechoic Chambers. Hemming L.H. - NY, USA: IEEE Press and Wiley Interscience, 2002. – p. 239.
- [3] Линзовые антенны. Зелкин Е.Г., Петрова Р.А. - М.: Советское радио, 1974. – с. 280.
- [4] Компактные полигоны для измерений характеристик рассеяния объектов. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. - М.: Наука, 2007. 266 с.
- [5] Mentzer J.R. The Use of Dielectric Lenses in Reflection Measurements // Proc. IRE. - 1953. - vol. 41, no. 2. - pp. 252-256.
- [6] Piksa P., Zvanovec S., Cerny P. Elliptic and Hyperbolic Dielectric Lens Antennas in mm-Waves // Radioengineering. – 2011. –Vol. 20, no. 1. – pp. 270-275.
- [7] Silveirinha M.G.M.V., Fernandes Shaped C.A. Double-Shell Dielectric Lenses for Wireless Millimeter Wave Communications // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – 2000. – V.3, P.1674.
- [8] 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. October 2012, pp. 153-156.
- [9] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Изд. 2-е., исправленное. М.: Наука 1973 г. (перевод 4-го издания от 1968 г.)
- [10] Modern antenna design. T. Milligan, 2nd ed. - New Jersey, USA: Wiley, 2005.
- [11] Costa J.R., Silveirinha M.G., Fernandes C.A. Evaluation of a Double-Shell Integrated Scanning Lens Antenna // IEEE Antenna and Wireless Propagation letters. – 2008. - Vol.7. - P.781.
- [12] Garcia N.C., Chisum J.D. High-Efficiency, Wideband GRIN lenses with intrinsically matched unit cells // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2020. –Vol. 68, no. 8 - p.5965.
- [13] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Математическое моделирование электромагнитных характеристик рупорной безэховой камеры // Антенны.–2015.- №9, с.61-66.
- [14] Xiong Z. and Chen Z. Modeling of tapered anechoic chambers // Proceedings of the Conference of Antenna Measurement Techniques Association, Williamsburg, VA, Nov. 4–9, 2018 (IEEE, New York, 2018), p. 13.
- [15] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Моделирование распределения электромагнитного поля в рабочей зоне рупорной безэховой камеры с линзой // Антенны. – 2017. - №2. - с. 42-49.
- [16] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Оптимизация линзового коллиматора, расположенного в рупорной безэховой камере // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep17/5/text.pdf>.

EFFECT OF RE-REFLECTIONS BETWEEN A LENS AND AN OBJECT ON THE ACCURACY OF MEASURING ITS RCS IN A TAPERED ANECHOIC CHAMBER

Balabukha N.P, Menshikh N.L.*, Solosin V.S.

Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

* n.menshikh@gmail.com

Abstract

The article is devoted to the numerical study of one of the most important characteristics of the measuring facility - the error in measuring the RCS of an object. A low-frequency measuring facility based on an anechoic tapered chamber with a lens is investigated. Modeling of the characteristics of this facility was carried out earlier by the method of moments in the FEKO program. This article discusses the simulation of measuring the RCS of a disk in a tapered anechoic chamber with a lens. A comparison was made of the "measurement" of the RCS of the disk when using a lens with and without matching layer. For normalization, the same disk was considered as a reference object. It was done specifically in order to maximally compensate for errors in measuring the RCS of the disk associated with the nonuniformity distribution of the field in the quiet zone of the chamber. Thus, in the case under consideration, the main factor causing errors in measuring the RCS of an object is the presence of re-reflection between the disk and the lens. The results of the study showed that a coated lens can significantly reduce the error in determining the RCS of an object, moreover, in the frequency band, and not only at the frequency of matching. At a matching frequency of 600 MHz, the coated lens provides a significant increase in the accuracy of measuring the RCS of an object in the frequency band of 400–800 MHz.

Key words: tapered anechoic chamber, microwave range, radar cross-section, method of moments, simulations of measurements

ПОЛЕВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ОБОСНОВАНИЕ УСЛОВИЙ ЮСТИРОВКИ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЯ И ПРИЕМНИКА ПРИ ИЗУЧЕНИИ ДЕФОРМАЦИИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АТМОСФЕРЕ НА ДИСТАНЦИЯХ В ДЕСЯТЬ И БОЛЕЕ КИЛОМЕТРОВ

Букин В.В.¹, Долматов Т.В.¹, Ефанов М.В.², Лебедев Е.Ф. *², Осташев В.Е.²,
Ульянов А.В.², Федоров В.М.², Шурупов М.А.²

¹ ФГБУН Институт общей физики РАН имени академика А.М. Прохорова, Москва, Россия

² ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 25.10.2022

Одобрена после рецензирования 26.12.2022

Принята к публикации 28.12.2022

Аннотация

Проведены полевые эксперименты с целью обоснования допустимых углов рассогласования главных осей диаграмм направленности антенн излучателя и приемника при постановке прямых опытов по деформации сверхширокополосных субнаносекундных сигналов на дистанциях около десяти километров в свободной от влияния земной поверхности атмосфере. Установленные допустимые значения углов рассогласования до 5 градусов, а также данные о положениях помеховых сигналов, отраженных от земли, позволили принять необходимые конструктивные и организационные решения при проведении прямого эксперимента в атмосфере.

Ключевые слова: сверхширокополосный, прохождение сквозь атмосферу, влияние отраженного сигнала

Введение

В подготовленных прямых экспериментах по деформации (изменению формы) сверхширокополосных (СШП) субнаносекундных импульсов при распространении в свободной от влияния земной поверхности атмосфере запланирован подъем приемника и излучателя на высоты до 100 и 1000 метров при дистанциях десять и более километров соответственно. Предварительные обоснования постановки такого эксперимента изложены в работе [1].

Кроме того, на результативность выполнения поставленной задачи влияют допустимые углы взаимной юстировки (рассогласования главных осей) диаграмм направленности излучателя и приемника сигналов. Также в связи с разными высотами их подъема необходимо экспериментально смоделировать и подкрепить расчетом формирование и положение на временной оси отраженного от земной поверхности импульса, который может помешать верной регистрации прямого сигнала.

Самые общие сведения о распространении субнаносекундных электромагнитных импульсов вдоль атмосферных трасс содержатся, в частности, в классических работах [2, 3, 4]. Некоторые разработки изложены в расчетных работах [5] - [8]. Однако они не имеют экспериментального подтверждения. Наиболее близкой по постановке к подготовленному эксперименту является расчетная работа [7], в которой после учета всех линий поглощения в стандартной атмосфере констатируется, что импульсы длительностью 50 пс начинают увеличивать свою длительность на дистанции 5-10 км и более из-за наличия линии поглощения на частоте 22 ГГц. Проверку этого важного для ряда практических приложений результата (в том числе измерения толщины ледового покрова и радиолокации высокого разрешения) предстоит провести в подготовленном высотном прямом эксперименте с постепенным увеличением дистанции с единиц до десятка километров.

* Автор, ответственный за переписку: Евгений Фёдорович Лебедев, lebedev@ihed.ras.ru

Постановка экспериментов и влияние земли

Описываемые в данной статье модельные полевые эксперименты проводились на ровном поле размером 100 x 60 м с редкой растительностью. Поверхность земли представляла собой относительно ровный практически горизонтальный участок, заросший разнородной травяной растительностью, скошенной на высоте 5-10 см от земли. Земля и растительность были достаточно влажными, так как накануне прошли небольшие дожди, а температура ночью и днем не поднималась выше точки росы. Излучатель с полушириной длительности импульса 70 пс и датчик импульсного электрического поля (измерительный преобразователь на основе полосковой линии – ИППЛ) вместе с осциллографическим приемником, имеющим полосу 16,5 ГГц, устанавливались на высоты до 3 метров.

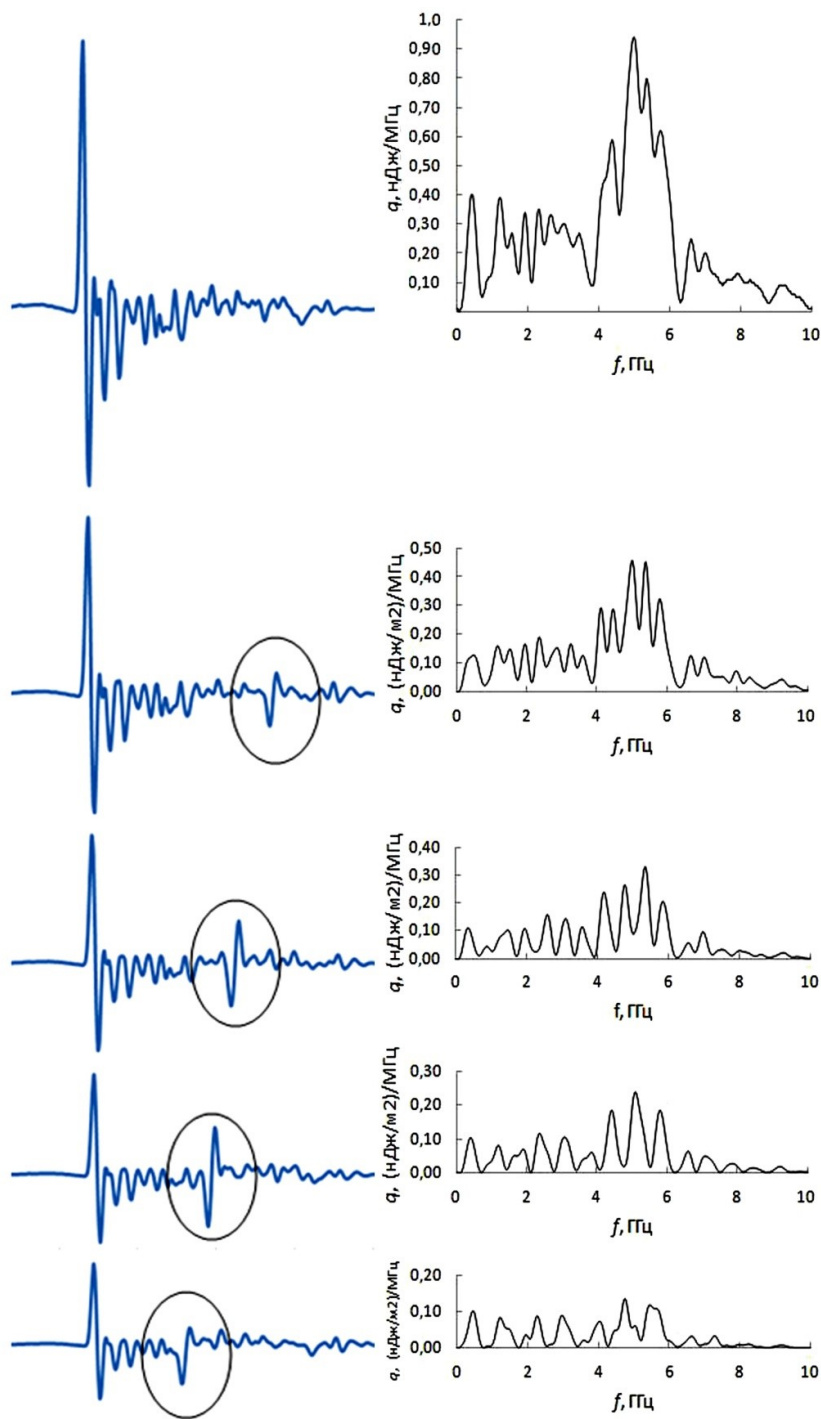
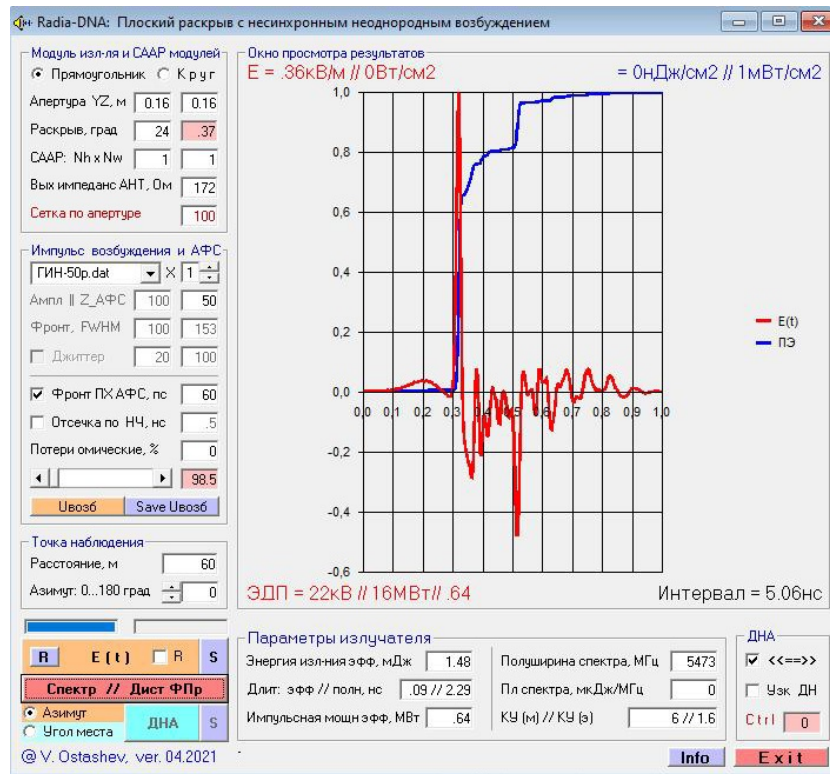


Рисунок 1 – Динамика формирования отраженного сигнала в импульсе излучения и соответствующие изменения в спектральной плотности энергии излучения с увеличением расстояния от 20 м последовательно до 30, 40, 50 и 60 м между излучателем и приемником при высоте их подъема над уровнем земли 3 м (выделен отраженный сигнал, временные и амплитудные масштабы для каждой осциллограммы одинаковы)

Дистанция между приемником и излучателем менялась от 20 до 60 метров с шагом 10 метров. Это позволило получить наглядную демонстрацию взаимного расположения на оси времени интересующего нас прямого сигнала и сигнала, отраженного от поверхности земли (рисунок 1). Из этих опытов следует, что на дистанции 20 метров отраженный импульс едва различим среди малых пульсаций общего сигнала, на 30 метрах он отчетливо регистрируется, а далее с ростом дистанции приближается к прямому сигналу и может помешать полезной регистрации.

Обработка полученных осциллограмм и сравнение с результатами расчетов доработанного компьютерного кода «Radia-DN», созданного В.Е. Осташевым для работы [1] на основе представлений геометрической оптики, показала хорошее совпадение. Данный код предназначен для расчета характеристик СШП-излучений, генерируемых плоскими апертурными раскрытиями с неоднородным и несинхронным возбуждением, в том числе многоэлементными синхронными антенными решетками. Проведенная доработка касалась введения блока расчета излучений с учетом отражения от поверхностей с коэффициентом относительной диэлектрической проницаемости ϵ больше единицы. Этот блок учитывает особенности формирования отраженных СШП-сигналов и оценки их влияния на сигналы, регистрируемые по оси диаграммы СШП-излучения.



(а)



(б)

Рисунок 2 – Окна программы для ввода исходных данных для расчета и вывода результата вычислений напряженности электрического поля импульса излучения по оси диаграммы направленности на расстоянии 60 м (а) и окно учета отражений при высоте подъема излучателя и сенсора 3 м и $\epsilon = 10$

Для верификации достоверности результатов вычислений с использованием вышеописанного блока программы расчета параметров сверхширокополосного излучения было проведено сравнение части экспериментальных данных натуральных измерений СШП-излучений от макета будущего излучателя, запланированного к использованию в летном эксперименте с аэростатом (воздушным шаром). Экспериментально на местности были зарегистрированы осциллограммы импульсного электрического поля на дальности от 20 до 60 м с шагом 10 м. При этом оси излучателя и приемника системы регистрации совпадали по направлению, были нацелены друг на друга и располагались на высоте 3 м от поверхности земли.

Ниже приведены основные результаты численного моделирования одного их сверхширокополосных сигналов, создаваемых СШП-излучателем на дальности 60 м при высоте 3 метра подъема излучателя и приемника. На Рис. 2 приведены рабочие окна программы расчета, на Рис. 3 – результаты расчета с различными значениями относительной диэлектрической проницаемости подстилающей поверхности $\varepsilon = 1, 7, 10$ и 30, на Рис. 4 – сравнение результатов расчета с отражением от поверхности с $\varepsilon = 10$ и экспериментальных данных.

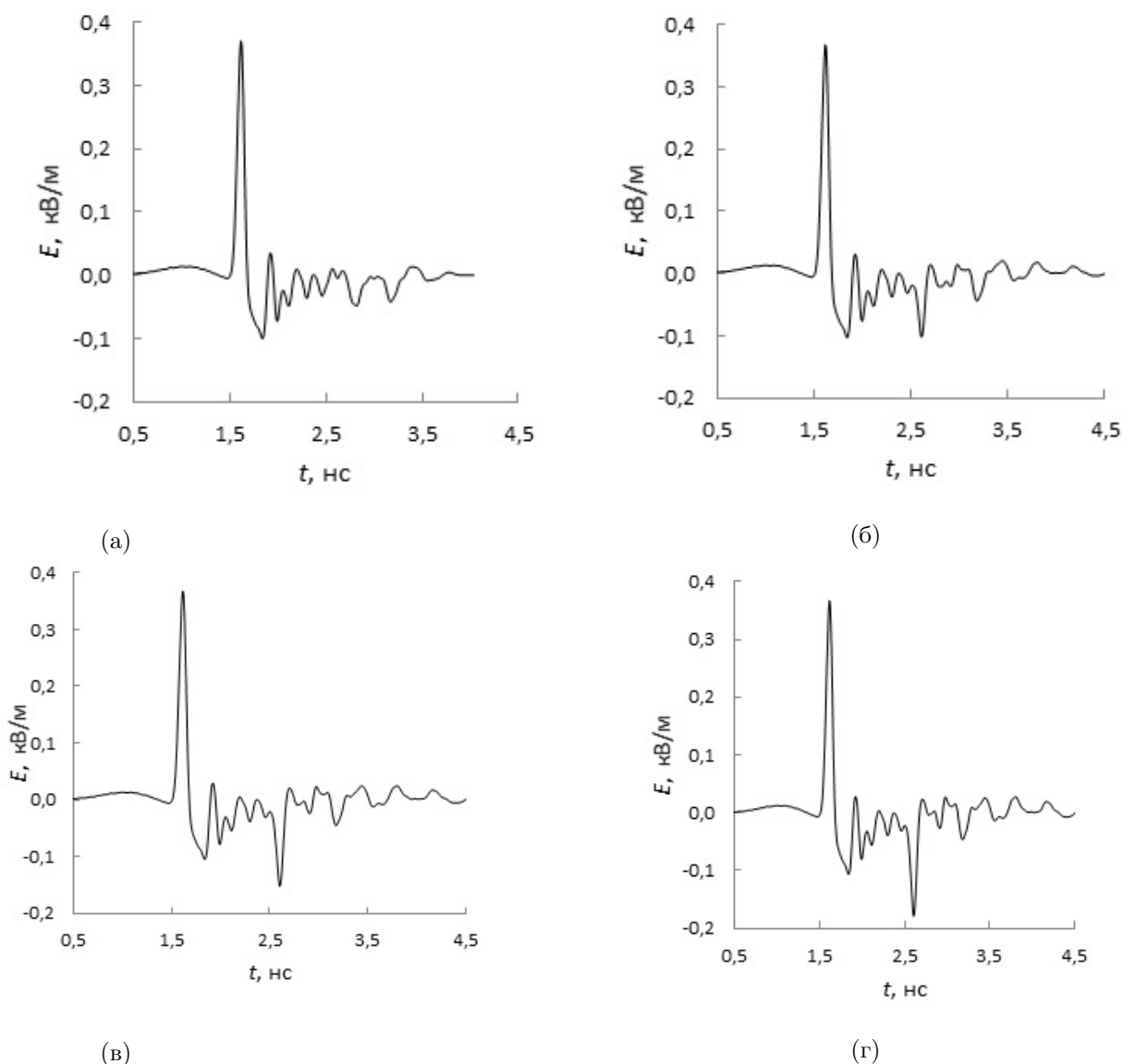


Рисунок 3 – Расчетная форма напряженности электрического поля импульса излучения по оси ДНА на расстоянии 60 м при высоте подъема излучателя и сенсора 3 м (а) – без отражения; (б) – с отражением, $\varepsilon = 7$; (в) – с отражением, $\varepsilon = 10$; (г) – с отражением, $\varepsilon = 10$

В окне учета отражений сообщаются сведения о коэффициенте отражения, времени задержки отраженного сигнала, местоположении и размерах пятна проекции излучающей апертуры на отражающей поверхности.

Из сравнительного анализа приведенных расчетных и экспериментальных данных можно сделать

следующие выводы:

- время появления отраженного сигнала на соответствующих шкалах и характер этого сигнала как в расчетных вариантах, так и в эксперименте практически совпадают;

- наиболее близким к эксперименту по критерию равенства соотношения амплитуд первой (положительной) полуволны прямого сигнала и отраженного сигнала можно считать расчеты со значениями коэффициента относительной диэлектрической проницаемости земли от 10 до 15, что соответствует нижнему порогу для табличных величин коэффициента относительной диэлектрической проницаемости влажной почвы (10...30), а также соответствует реальным условиям эксперимента.

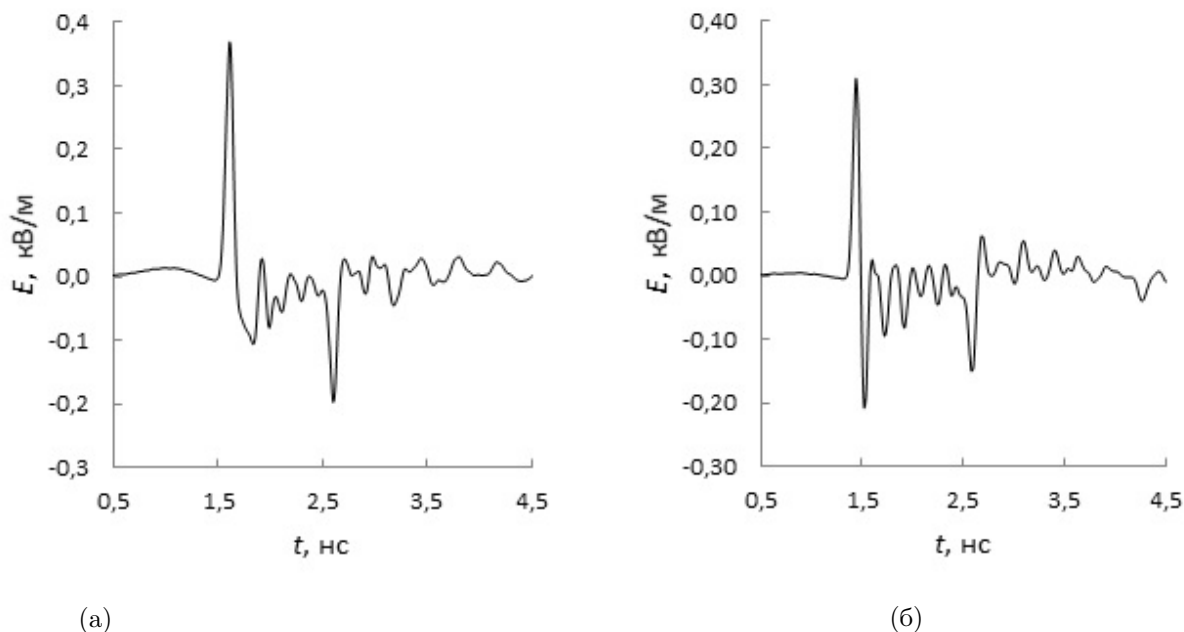


Рисунок 4 – Расчетная (а) для $\epsilon = 15$ и зарегистрированная экспериментально (б) формы напряженности электрического поля импульса излучения по оси ДНА на расстоянии 60 м при высоте подъема излучателя и приемника 3 м

В дальнейших расчетах для почвенного слоя земли принято $\epsilon = 12$. Некоторые различия в амплитудных значениях и форме расчетных и экспериментальной кривых на Рис. 3 и Рис. 4 объясняются тем, что в модели не в полной мере учитываются потери в антенно-фидерном тракте. Модель дает завышенные примерно на 10 % значения величины электродинамического потенциала ($E \times R$) излучателя по сравнению с экспериментом, где E – амплитуда напряженности импульсного электрического поля, а R – расстояние между излучателем и приемником. Также не в полной мере учитывается реальный профиль электродов рупора.

Представленные данные позволили дать обоснование постановке прямого эксперимента по выявлению истинной деформации импульса длительностью 70 пс на дистанции 10 км и более. Выбран вариант подъема приемника на высоту 100 метров и излучателя до 1000 метров (с шагом 100 метров на каждый километр дистанции), обеспечивающие условия свободного от влияния земной поверхности прохождения СШП-сигнала.

Допустимые расхождения осей диаграмм направленности антенн излучателя и приемника

Представленные выше результаты позволили поставить специальный дополнительный эксперимент и получить обоснованный ответ на ключевой для экспериментов в реальной атмосфере вопрос о допустимом угле расхождения между осями диаграмм направленности излучателя и приемника. Он решался прямым измерением изменения амплитуды сигнала при отклонении антенн по горизонтали и по вертикали. Установлено, что при рассогласовании осей на углы до 5 градусов изменения формы сигналов и их амплитуды на осциллографе не были зарегистрированы, в связи с чем в полетных экспериментах применялись простые визирные трубы с углом разрешения 3 градуса.

Заключение

В данной работе рассмотрены вопросы подготовки к проведению прямого полетного эксперимента с двумя воздушными шарами для проверки влияния приземной атмосферы на прохождение сверхширокополосных сигналов сверхкороткой длительности (около 60-70 пс на полувывоте от максимальной амплитуды). За основу взяты результаты полевых наземных измерений сигналов СШП-излучения на высотах размещения излучателя и приемника 3 м и дальностях от 20 до 60 м.

Было установлено, что при рассогласовании осей диаграмм направленности излучателя и приемника на углы не более 5 градусов, изменения формы сигналов и их амплитуды не были зарегистрированы. Такое же условие, обеспечивающее необходимую точность прицеливания, должно быть реализовано в подготавливаемом прямом эксперименте на дальность 10 км.

Полученные в представленных экспериментах данные позволяют обосновать решение о проведении прямых опытов при следующих условиях:

- расстояние между излучателем и приемником излучения от 1 км до 10 км;
- высота размещения осциллографического приемника – до 100 м;
- высота подъема шара с СШП-излучателем с удалением от шара с осциллографией должна пропорционально увеличиваться от 100 м до 1000 м для уменьшения влияния отраженного от земли сигнала;
- для юстировки осей диаграмм направленности излучателя и приемника можно использовать простейшие визирные трубы.

Финансирование работы

Работе оказана финансовая поддержка грантом Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2020-790.

Список литературы

- [1] Ефанов М.В., Лебедев Е.Ф., Ульянов А.В., Федоров В.М., Шурупов М.А. Излучательно-измерительный комплекс для исследования прохождения сверхширокополосных сигналов в атмосфере и ионосфере Земли // Теплофизика высоких температур, 2021, том 59, вып.6, С. 877-884.
- [2] Розенберг В.И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. М.: Росгидромет, 1972. 348 с.
- [3] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. К вопросу о расплывании импульсов в диссипативных и неравновесных средах // Известия Вузов, Радиофизика, т. 22, вып. 10, 1999. С. 1223.
- [4] Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 223 с.
- [5] Наумов Н.Д., Никольский В.А. Влияние дождя на распространение радиоимпульсов // Успехи прикладной физики, 2017, вып.5 (общая физика), №1. С. 41-44.
- [6] Вечерук Г.В., Кондранин Т.В., Журавлев А.В. Исследование взаимодействия сверхширокополосных электромагнитных импульсов с вертикально стратифицированной атмосферой // Исследовано в России. Электр. журн. 2002. С. 1489.
- [7] Стадник А.М., Ермаков Г.В. Искажения сверхширокополосных электромагнитных импульсов в атмосфере Земли // Радиотехника и электроника, 1995, том 40, вып.7. С.1009 – 1016.
- [8] Иванченко В.А., Николаев В.В. Особенности распространения сверхкоротких импульсов в среде загрязнитель–атмосфера // Письма в ЖТФ, 2000, том 26, вып.19. С. 96.

Field experiments to substantiate the conditions of adjusting the radiation patterns of the radiator and receiver for studying of the deformation of ultra-wide-band subnanosecond pulses in the atmosphere at distances of ten kilometers or more

Bukin V.V.¹, Dolmatov T.V.¹, Efanov M.V.², Lebedev E.F.^{2*}, Ostashev V.E.², Ulianov A.V.², Fedorov V.M.², Shurupov M.A.²

¹ Academician A.M. Prokhorov Institute of General Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

² Joint Institute of High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

* lebedev@ihed.ras.ru

Abstract

Field experiments have been carried out to substantiate the permissible mismatch angles of the radiation patterns of the emitter antennas and the receiver. These data are needed when direct experiments on the deformation of ultra-wide-band subnanosecond signals at distances of tens of kilometers in an atmosphere free from the influence of the Earth's surface will be conducted. The set values of the permissible mismatch angles up to 5 degrees, as well as data on the positions of interference signals reflected from the ground, make it possible to make the necessary design and organizational solutions .

Key words: ultra-wideband pulses, propagation through atmosphere, reflected signal influence

Founding source

This work was supported by Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, project No 075-15-2020-790.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СВЧ МАГНИТНЫЙ СПЕКТР КОМПОЗИТА С ПОРОШКОМ ГАДОЛИНИЯ

Старостенко С.Н. *¹, Петров Д.А.¹, Ширяев А.О.¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 06.12.2022

Одобрена после рецензирования 26.12.2022

Принята к публикации 28.12.2022

Аннотация

Материальные параметры модельного композита на основе парафина, содержащего 30% об. порошка гадолиния, измерены в интервале частот 0.01 – 15 ГГц при температурах от $\sim 0^\circ\text{C}$ до 35°C . Диэлектрическая проницаемость композита не зависит от частоты и температуры. Температура Кюри композита близка к 15.5°C , а фазовое превращение происходит в интервале температур $15.5^\circ\text{C} \pm 10^\circ$. Материальные параметры композита измерены в охлаждаемых коаксиальных ячейках методами отражения - прохождения, а квазистатическая магнитная восприимчивость на частотах ниже 100 МГц измерена методом короткого замыкания. Полученная экстраполяцией на нулевую частоту температурная зависимость квазистатической магнитной восприимчивости близка к оценкам из опубликованных кривых намагничивания, измеренных при различных температурах. Влияние отклонения температуры от точки Кюри на спектры отражения и прохождения от слоя композита исследовано методом компьютерного моделирования и подтверждено измерениями. Это влияние описано в рамках модели кластерного намагничивания, основанной на формуле смещения Винера. Модель применена для расчета СВЧ экрана с управляемым ослаблением. Показано, что понижение температуры с 25°C до 5°C ведет к уменьшению коэффициента отражения от 4.5 мм слоя композита на частоте 3.5 ГГц с минус 2 до минус 20 дБ. Результаты измерений согласуются с расчетом.

Ключевые слова: СВЧ восприимчивость, температура Кюри, кластерное намагничивание, модель смещения, управляемый экран

Введение

Превращение ферромагнетик – парамагнетик является фазовым переходом. Обычно равновесные фазовые переходы происходят при бесконечно малом отклонении от температуры Кюри (t_c), что позволяет управлять магнитными свойствами за счет малых отклонений температуры от t_c . По литературным данным гадолиний (Gd) имеет t_c , близкую к комнатной (20.4°C), что облегчает по сравнению с другими ферромагнетиками исследование свойств композитов в окрестности t_c , открывает возможность создания СВЧ экрана с управляемым температурой ослаблением и дает дополнительные возможности для уточнения моделей смещения.

Анализ литературных данных показал, что исследованию зависимости намагниченности гадолиния от температуры $M(T)$ посвящено много работ [2] - [6], но зависимость высокочастотной или хотя бы статической магнитной проницаемости μ_{stat} гадолиния от температуры до последнего времени не изучалась. Поэтому на основе опубликованных различными авторами кривых намагничивания (Рисунок 1) образцов с указанными размерами была проведена оценка статической магнитной проницаемости гадолиния.

Из представленных на Рис. 1 данных были выбраны те, которые соответствуют минимальным внешним полям H , эти кривые оцифровывались и численно дифференцировались. Статическая магнитная проницаемость μ_{stat} оценивалась как

$$\mu_{stat} \underset{H \rightarrow 0}{\approx} 1 + M / [(1 - N) \times H]. \quad (1)$$

* Автор, ответственный за переписку: Сергей Николаевич Старостенко, ssn@itae.ru

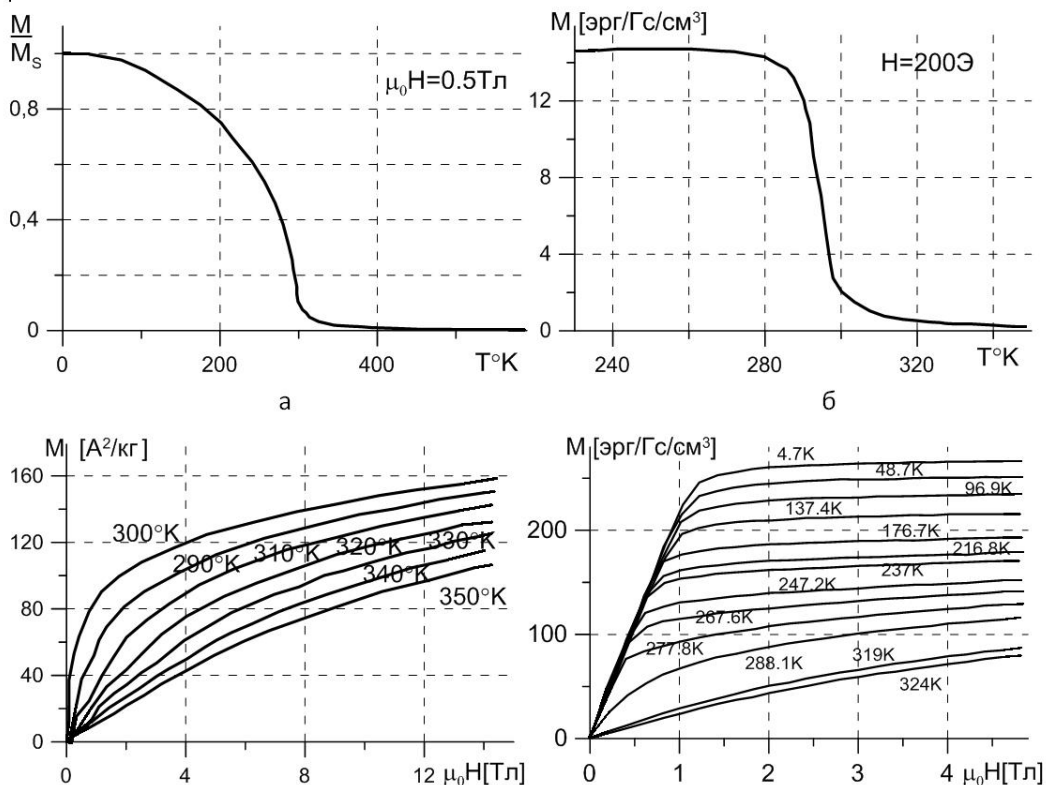


Рисунок 1 – Оцифрованные зависимости намагниченности гадолиния от температуры (графики а, б) и напряженности внешнего поля (графики в, г). Данные с сохранением размерностей, приведенных в первоисточниках, взяты из работ а - [1], б - [2], в - [3], г - [4]

В этом выражении M – намагниченность образца, H – напряженность внешнего магнитного поля, N – форм-фактор, определяемый размерами образца.

Результаты такой оценки приведены на Рис. 2 в виде кривых зависимости магнитной восприимчивости $\chi_{stat} = \mu_{stat} - 1$ от температуры ($^{\circ}K$). Напряженности внешнего поля H , при которых проводилось дифференцирование, указаны у соответствующих кривых.

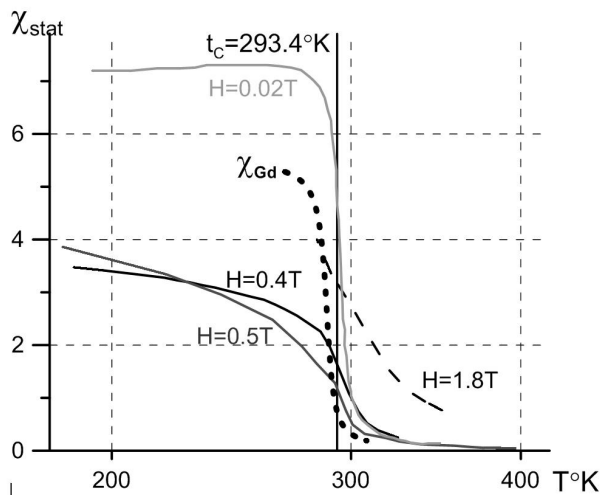


Рисунок 2 – Результаты оценки зависимости статической магнитной восприимчивости гадолиния χ_{stat} от температуры из приведенных на Рис. 1 кривых намагничивания. Точками представлена оценка статической восприимчивости из свойств исследуемого композита (см. раздел Результаты измерений). Тонкой черной линией отмечена температура Кюри массивного металла ($293.4^{\circ}K$).

Техника эксперимента

В работе исследуется модельный композит с 30 об.% порошка Gd, синтезированного механохимически. В качестве связующего выбран парафин. Частицы порошка имеют форму чешуек диаметром около 5 мкм и толщиной порядка 1 мкм, порошок содержит около 10% об. гидрида гадолиния. Подробности синтеза, анализ фазового состава порошка и электронные микрофотографии частиц Gd приведены в работе [7].

Материальные параметры композита ϵ и μ измерялись в полосе частот от 0.01 до 15 ГГц методом отражения-прохождения в охлаждаемой проходной коаксиальной ячейке сечением 3 x 7мм. Измерения проводились в интервале температур t 0° - 35°C. Толщина тороидальных образцов составляла 1 - 2 мм. На частотах от 10 до 100 МГц магнитная восприимчивость композита измерялась на образцах толщиной 58 мм в короткозамкнутой ячейке того же сечения 3 x 7мм, погружаемой в охлажденную водно-спритовую смесь.

Результаты измерений

Полученные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей магнитной восприимчивости $\chi_{comp} = \mu - 1$ от частоты f приведены на Рис. 3. Диэлектрическая проницаемость композита не зависит от частоты и температуры и равна $\epsilon \approx 15$.

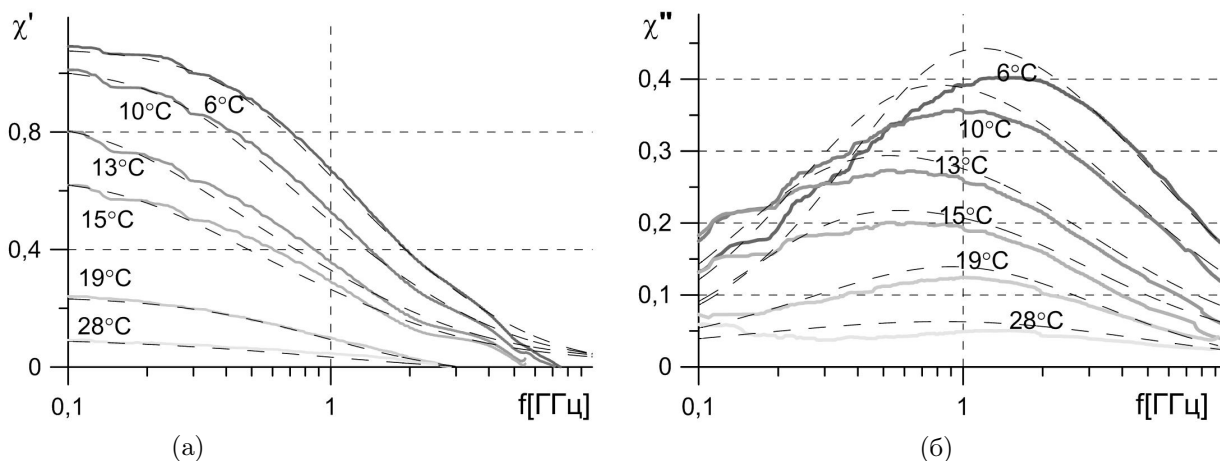


Рисунок 3 – Спектры магнитной восприимчивости χ композита с 30% об. Gd при $t = 6, 10, 13, 15, 19, 28^\circ\text{C}$; более темная линия соответствует меньшей температуре. Сплошными линиями представлены результаты измерений, пунктирными - аппроксимация релаксационным спектром Коул-Коула

На Рис. 4 показана полученная зависимость статической восприимчивости (крестами представлены данные измерений в проходной ячейке, кружками – в короткозамкнутой), зависимость частоты пика магнитных потерь (частоты максимума мнимой части восприимчивости) и тангенса потерь восприимчивости (отношения мнимой части восприимчивости к действительной) на этой частоте от температуры. Черными линиями представлена полиномиальная интерполяция измеренных данных.

Предполагая, что зависимости диэлектрической и магнитной восприимчивостей композита от объемной доли частиц гадолиния ($p_{incl} = 0.3$) описываются моделью Максвелла-Гарнетта, из измеренной (рисунок 3) зависимости магнитной восприимчивости композита $\chi_{comp}(f, t)$ от частоты f и температуры t и его статической диэлектрической проницаемости ($\epsilon \approx 15$) можно оценить форм-фактор частицы гадолиния: $N_{incl} \approx 0.07$, а далее по этой же модели оценить магнитную восприимчивость этой частицы χ_{Gd} :

$$\chi_{Gd}(f, t) = \chi_{comp}(f, t) / [p_{incl} - N_{incl} \chi_{comp}(f, t) (1 - p_{incl})] \approx \chi_{comp}(f, t) / p_{incl}. \tag{2}$$

Полученная экстраполяцией на нулевую частоту зависимость величины статической магнитной восприимчивости частицы гадолиния $\chi_{Gd}(t)$ от температуры представлена на Рис. 2 точками. Эта зависимость близка к оценкам по опубликованным кривым намагничивания, измеренным при различных температурах.

В то же время из Рис. 2, 3 видно, что температура Кюри частицы порошка ($t_c = 15.5^\circ\text{C}$) заметно ниже, чем массивного Gd ($t_c = 20.5^\circ\text{C}$), при этом фазовый переход происходит в интервале температур $\Delta t \approx 10 - 12^\circ$, ширина которого превышает теоретическую оценку $\Delta t \leq 5^\circ$ [5].

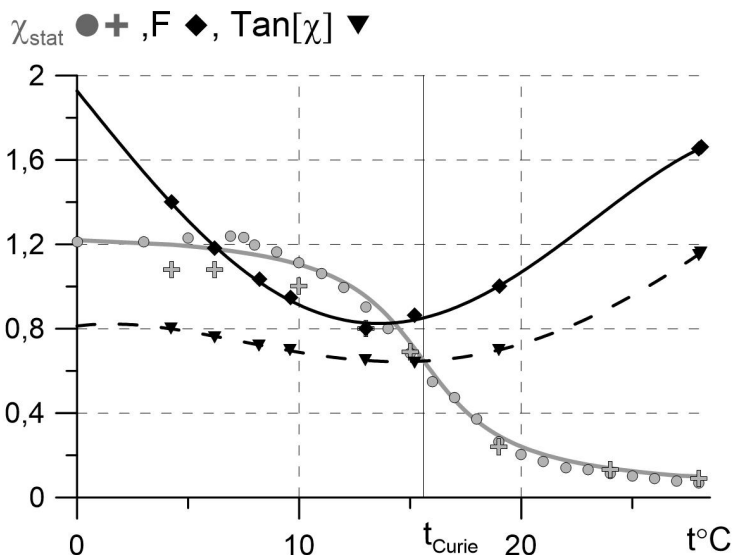


Рисунок 4 – Зависимость квазистатической проницаемости композита χ_{stat} (серая линия, кресты и точки), частоты пика магнитных потерь F (черная линия и ромбы) и тангенса потерь магнитной восприимчивости $tg[\chi_{comp}]$ (пунктирная черная линия и треугольники) композита на этой частоте от температуры

Измеренная зависимость статической восприимчивости композита от температуры $\chi_{stat}(t)$ хорошо аппроксимируется (серая линия на Рис. 4) распределением Коши (3):

$$\chi_{stat}(t) = \frac{w}{2} + \frac{w}{\pi} \operatorname{arctg} \left[-\frac{1}{\sigma} \ln \left[\frac{t+t_0}{t_c+t_0} \right] \right]. \tag{3}$$

В этом выражении t – текущая температура °С, $t_c = 15.5^\circ\text{C}$ – температура Кюри, $t_0 = 273^\circ\text{C}$, σ - параметр ширины функции распределения Коши, а w - множитель, нормирующий функцию распределения на низкотемпературную величину статической восприимчивости композита.

Кластерная модель намагничивания

Влияние температуры на комплексную магнитную восприимчивость $\chi_{comp}(t, f)$ композита в окрестности t_c описывается в рамках модели кластерного намагничивания [9, 10], полученной из обобщения формулы Винера на бесконечное количество компонентов смеси (включений, отличающихся и формой, и восприимчивостью). В рамках этой модели предполагается, что массивный металл или его частица являются диамагнитной матрицей, в которой находятся невзаимодействующие магнитные кластеры. Их концентрация p , форм-фактор N_{cl} и восприимчивость χ_{cl} зависят от температуры. Аргументом функции распределения может являться как температура t , так и объемная концентрация кластеров p , функционально связанная с температурой: $\frac{t+t_0}{t_c+t_0} = \frac{p}{1-p}$. При выбранных аргументах функции распределения формулу Винера можно записать в виде интегрального уравнения (4), а его решение выразить в терминах и концентрации, и температуры:

$$\begin{aligned} \chi_{Gd}(p_1) &= \int_0^{p_1} \frac{\chi_{cl}(p) dp}{1+N_{cl}(p)\chi_{cl}(p)} = \frac{p \times \chi_{cl}(p)}{1+N_{cl}(p)\chi_{cl}(p)} = \\ &= \chi_{Gd}(t_1) = \int_0^{t_1+273} \frac{\chi_{cl}(t) dt}{1+N_{cl}(t)\chi_{cl}(t)} = \frac{\chi_{cl}(t)}{[1+N_{cl}(t)\chi_{cl}(t)]} \times \frac{t_0+t_c}{2t_0+t+t_c} \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь t_1 или p_1 – текущая температура или концентрация, t или p - средняя (в интервале $0 - t_1$ или $0 - p_1$) температура или концентрация кластеров в объеме металлической частицы, соответственно, а N_{cl} и χ_{cl} - форм-фактор и восприимчивость магнитного кластера. Необходимо подчеркнуть, что концентрация, форм-фактор и восприимчивость кластеров близки по смыслу, но отличаются по величине от концентрации, форм-фактора и восприимчивости частиц гадолиния в композите.

Измеренная частотная зависимость магнитной восприимчивости композита при температурах выше $\sim 0^\circ\text{C}$ аппроксимирована (штриховые линии на Рис. 3) формулой Коул-Коула (5), описывающей дисперсионную зависимость восприимчивости с распределением частот релаксации.

$$\begin{aligned}\chi_{comp}(f, t) &= \frac{\chi_{comp}(0, t)}{1 + \left(i \frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta} = \frac{\chi_{comp}(0, t)}{1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta + i \sin \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta} = \\ &= \chi_{comp}(0, t) \frac{1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta - i \sin \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta}{\left[1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta\right]^2 + \left[\sin \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta\right]^2}.\end{aligned}\quad (5)$$

В этом выражении f - частота, F_{comp} - наивероятнейшая частота релаксации композита (максимум плотности распределения), δ - показатель степени, характеризующий ширину функции распределения частот релаксации, $\chi_{comp}(0, t)$ - статическая ($f = 0$) восприимчивость композита при температуре t .

Используя формулы (2, 5), можно оценить из измеренной зависимости восприимчивости композита от частоты и температуры $\chi_{comp}(f, t)$ (рисунок 3) соответствующую зависимость восприимчивости частицы гадолия $\chi_{Gd}(f, t)$, а далее связать её, используя формулу (4) с зависимостью форм фактора магнитного кластера N_{cl} и его внутренней статической восприимчивости χ_{cl} и частоты релаксации F_{cl} от температуры:

$$\begin{aligned}\chi_{Gd}(f, t) &= \frac{\chi_{comp}(0, t)/p_{incl}}{1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta + i \sin \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta} = \\ &= \frac{\chi_{comp}(0, t)/p_{incl}}{1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \frac{1}{(1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t))} \left(\frac{f}{F_{cl}}\right)^\delta + i \sin \frac{\pi\delta}{2} \frac{1}{(1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t))} \left(\frac{f}{F_{cl}}\right)^\delta}.\end{aligned}\quad (6)$$

Формула (6) связывает зависящие от температуры неизвестные параметры магнитного кластера $N_{cl}(t)$ и $\chi_{cl}(0, t)$ с параметрами частотной дисперсии магнитной восприимчивости композита $\chi_{comp}(f, t)$, измеренной при различных температурах.

В отличие от публикации [7], где параметры магнитного кластера находились численной минимизацией невязки с экспериментальными данными, здесь предлагается решение, позволяющее аналитически определить форм-фактор и внутреннюю восприимчивость магнитного кластера из зависимости параметров магнитного спектра композита от температуры.

Для нахождения $N_{cl}(t)$ и $\chi_{cl}(0, t)$ формулу (6) можно переписать, учитывая формулы (2, 4), а именно, связать измеренную температурную зависимость магнитной восприимчивости композита (рисунок 3) с параметрами магнитного кластера (7):

$$\chi_{Gd}(f, t) = \frac{\chi_{cl}(f, t)}{[1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(f, t)]} \times \frac{t_0 + t_C}{2t_0 + t + t_C} \approx \chi_{comp}(f, t)/p_{incl}.\quad (7)$$

Полученное выражение позволяет связать с параметрами кластера температурную зависимость тангенса потерь магнитной восприимчивости. В случае симметричной полосы релаксационного поглощения (спектра Коул-Коула) (5) ширина полосы (ширина функции распределения частот релаксации) однозначно связана с тангенсом потерь магнитной восприимчивости [6]:

$$\tan[\delta_\chi]_{measured} = \frac{\text{Im}[\chi_{comp}(f, t)]}{\text{Re}[\chi_{comp}(f, t)]} = \frac{\frac{\sin \frac{\pi\delta}{2}}{(1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t))} \left(\frac{f}{F_{cl}}\right)^\delta}{1 + \frac{\cos \frac{\pi\delta}{2}}{(1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t))} \left(\frac{f}{F_{cl}}\right)^\delta} \stackrel{f=F_{rel}}{=} \frac{\sin \frac{\pi\delta}{2}}{1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t) + \cos \frac{\pi\delta}{2}}.\quad (8)$$

Решение системы уравнений (7, 8) дает

$$N_{cl}(T) = \frac{t_0 + t_C}{2t_0 + t_C + t} \frac{p_{incl}}{\chi_{comp}(0, t)} \left[1 - \left(\frac{\text{Im}[\chi_{comp}(F_{comp}, t)]}{\text{Re}[\chi_{comp}(F_{comp}, t)]} \right)^\delta \right]\quad (9)$$

$$\chi_{cl}(0, T) = \frac{2t_0 + t_C + t}{t_0 + t_C} \frac{\chi_{comp}(0, t)}{p_{incl}} \left(\frac{\text{Re}[\chi_{comp}(F_{comp}, t)]}{\text{Im}[\chi_{comp}(F_{comp}, t)]} \right)^\delta.\quad (10)$$

Рассчитанные по формулам (9, 10) температурные зависимости форм-фактора N_{cl} и внутренней статической восприимчивости кластера χ_{cl} приведены на Рис. 5 черной сплошной и пунктирной линиями соответственно. Можно заметить, что полученные аналитически кривые зависимости форм-фактора и внутренней восприимчивости магнитного кластера от температуры (рисунок 5) близки по форме к кривым, приведенным в публикации [7], но не повторяют их в точности. Это объясняется погрешностями экспериментальных данных, погрешностями аппроксимации сложного резонансного

спектра магнитного поглощения симметричным релаксационным спектром Коул-Коула [6] и различиями численной минимизации и аналитического расчета.

И численный [7], и приведенный выше аналитический расчет зависимости форм-фактора от температуры $N_{cl}(t)$ являются приближенными. Например, на краю диапазона температур форм-фактор оказывается меньше нуля, что обусловлено погрешностью измерений малых величин восприимчивости при температурах выше t_C . Тем не менее, на полученных зависимостях можно отметить три характерных точки: при $t \rightarrow t_C$ форм-фактор максимален и равен $N_{cl}(t_C) \approx 0.5$, а вдали от температуры Кюри (на краях температурного диапазона) $N_{cl}(t \gg t_C) = N_{cl}(t \ll t_C) \rightarrow 0$. То есть зависимость $N_{cl}(t)$ похожа по форме на плотность функции распределения относительно температуры Кюри t_C . Для количественного определения зависимости $N_{cl}(t)$ необходимо существенно повысить точность СВЧ измерений малых величин магнитной восприимчивости.

Собственная магнитная восприимчивость кластера вблизи t_C достигает максимума, что является проявлением эффекта Гопкинсона [8], а при температуре много ниже t_C восприимчивость кластера стремится к восприимчивости частицы Gd.

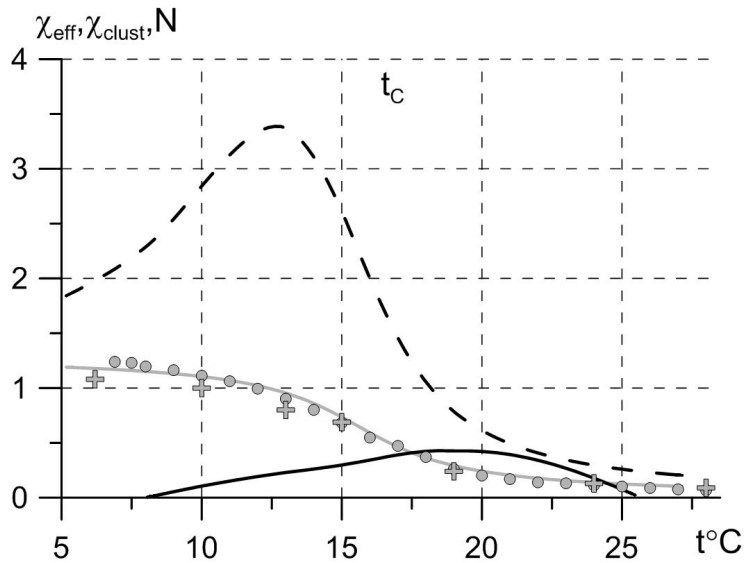


Рисунок 5 – Зависимость квазистатической восприимчивости композита χ_{comp} (серая линия), форм-фактора кластера N_{cl} (сплошная черная линия) и собственной восприимчивости кластера χ_{cl} (черная штриховая линия) от температуры

Полученная зависимость статических параметров магнитного кластера от температуры (9, 10) и описание частотной дисперсии магнитной восприимчивости композита $\chi_{comp}(f, t)$ формулой Коул-Коула (5) позволяют связать зависимость частоты релаксации магнитного кластера от температуры $F_{cl}(t)$ с измеренной частотой максимума потерь композита (рисунок 3), при этом отношение релаксационных частот композита и кластера определяется только свойствами кластера и от температуры не зависит:

$$F_{cl}(t) = F_{comp}(t) \times [1 + N_{cl}(t) \chi_{cl}(0, t)]^{1/\delta}. \tag{11}$$

Таким образом, модель кластерного намагничивания (6, 8 - 10) описывает зависимость параметров магнитного спектра частицы гадолиния от температуры.

С учетом того, что диэлектрическая проницаемость композита ($\epsilon \approx 15$) практически не зависит ни от частоты, ни от температуры, по формулам Френеля (12, 13) можно рассчитать зависимость коэффициента отражения R слоя композита заданной толщины на металлической подложке и коэффициента прохождения сквозь этот слой композита T от частоты f и температуры t :

$$R(d, f, t) = \frac{\sqrt{\mu(f, t)/\epsilon} \times th \left[\frac{2\pi i f}{c} d \sqrt{\epsilon \mu(f, t)} \right] - 1}{\sqrt{\mu(f, t)/\epsilon} \times th \left[\frac{2\pi i f}{c} d \sqrt{\epsilon \mu(f, t)} \right] + 1}, \tag{12}$$

$$T(d, f, t) = \frac{\text{Exp} \left[\frac{2\pi i f}{c} d \left(1 - \sqrt{\varepsilon \mu(f, t)} \right) \right] \times \left[1 - \left(\frac{\sqrt{\mu(f, t)/\varepsilon - 1}}{\sqrt{\mu(f, t)/\varepsilon + 1}} \right)^2 \right]}{1 - \left[\text{Exp} \left[-\frac{2\pi i f}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu(f, t)} \right] \times \frac{\sqrt{\mu(f, t)/\varepsilon - 1}}{\sqrt{\mu(f, t)/\varepsilon + 1}} \right]^2}. \quad (13)$$

В этих выражениях d - толщина слоя композита, c - скорость света, а $\varepsilon = \text{const}$ и $\mu(f, t) = 1 + \chi_{\text{comp}}(f, t)$ - диэлектрическая и магнитная проницаемости композита.

Так, для слоя композита толщиной 4.5 мм и частоты 3.5 ГГц расчетные зависимости $R(t)$ и $T(t)$ представлены на Рис. 6а. Нагрев от 5°C до 25°C увеличивает модуль коэффициента отражения R от слоя на металле от - 20 до - 2 дБ (рисунок 6а). Модуль коэффициента прохождения T изменяется с увеличением температуры значительно слабее: от минус 9 дБ до минус 2 дБ, что обусловлено одновременным уменьшением и характеристического импеданса слоя, и магнитных потерь. На Рис. 6б представлены измеренные в короткозамкнутой коаксиальной ячейке при температурах 5, 10, 20, 25°C спектры отражения 4.5 мм образца композита.

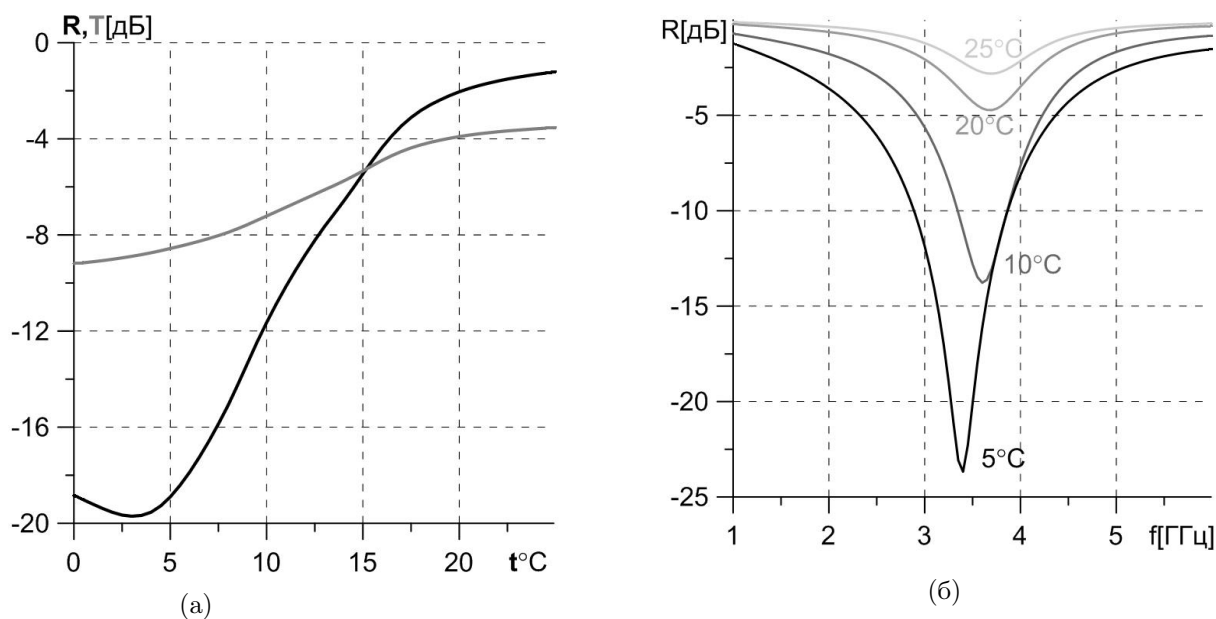


Рисунок 6 – а - расчетные температурные зависимости коэффициентов прохождения и отражения на металле 4.5 мм композита на частоте 3.5 ГГц); б- измеренная частотная зависимость коэффициента отражения образца 4.5 мм композита на металле при температурах 5 - 25°C

Заключение

Полученная температурная зависимость квазистатической восприимчивости частицы гадолия близка к оценке, полученной из опубликованных температурных зависимостей намагничивания массивного гадолия, но измеренная температура Кюри композита на 5° ниже, чем по литературным данным по массивному металлу. Различие может быть обусловлено как примесями и механическими напряжениями в частицах гадолия, так и ограничением длины магнитных кластеров размерами частиц порошка.

Квазистатическая восприимчивость композита падает с увеличением температуры постепенно, основные изменения происходят в переходной области $\pm 10^\circ$ от точки Кюри. Ширина этой переходной области заметно превосходит теоретическую оценку. Эффект объясняется в рамках разработанной модели кластерного намагничивания, которая также описывает зависимости частоты и интенсивности пика магнитного поглощения от температуры.

Модель показывает, что максимальная величина форм-фактора магнитного кластера близка к 0.5, она достигается вблизи температуры Кюри. При температурах, много меньших и много больших температуры Кюри, форм-фактор близок к 0. Собственная магнитная восприимчивость кластера вблизи температуры Кюри достигает максимума, что является проявлением эффекта Гопкинсона. При

температуре много ниже температуры Кюри восприимчивость кластера стремится к макроскопической восприимчивости частицы, а при температуре много выше – стремится к нулю.

Модель кластерного намагничивания позволяет рассчитать зависимость параметров СВЧ спектра магнитной восприимчивости композита от температуры и оценить эффективность слоя композита в качестве СВЧ поглотителя с управляемым температурой ослаблением.

Измеренная температурная зависимость коэффициента отражения от слоя композита на металле близка к рассчитанной по кластерной модели.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №21-19-0013

Список литературы

- [1] Egolf P., Rosensweig R., Magnetic Refrigeration at Room Temperature, *Annals of telecommunications*, vol.58, 2003, No 11-12, p.45.
- [2] Quantum Design GmbH, Spectrum, Product & Application News, Magnetic Measurements on Gd and Dy. Available online: <https://qd-europe.com/nl/en/news/product-application-news-spectrum/lanthanides-magnetic-measurements-on-gadolinium-and-dysprosium/>
- [3] Gottschall, T.; Kuz'min, M.D.; Skokov, K.P.; Skouriski, Y.; Fries, M.; Gutfleisch, O.; Zavareh, M.G.; Schlagel, D.L.; Mudryk, Y.; Pecharsky, V.; et al. Magnetocaloric effect of gadolinium in high magnetic fields. *Phys. Rev. B*2019, 99, 134429.
- [4] Dan'kov, S.Y.; Tishin, A.M.; Pecharsky, V.K.; Gschneidner, K.A., Jr. Magnetic phase transitions and the magnetothermal properties of gadolinium. *Phys. Rev. B*1998, 57, 3478–3490.
- [5] В.И. Зверев, Магнитные и термомагнитные свойства Gd, Tb и Ho вблизи магнитных фазовых переходов, Дисс. к.ф.-м.н, МГУ, Москва 2012.
- [6] Yu.I. Yurasov , A.V. Nazarenko, Parameter of dielectric loss distribution in the new model for complex conductivity, *J. Advanced Dielectrics*, Vol.10, n0.2, 2060006, 2020.
- [7] S.N. Starostenko, D.A. Petrov, K.N.Rozanov, A.O. Shiryaev, S.F. Lomaeva, Effect of temperature on microwave permeability of an air-stable composite filled with gadolinium powder, *Sensors* 2022, 22, 3005.
- [8] J. Sláma, M. Ušáková, M. Šoka, R. Dosoudil, V. Jančárik, Hopkinson Effect in Soft and Hard Magnetic Ferrites, *Acta Physica Polonica A*, No.4, v.131, p.762-764, 2017.
- [9] Dos Santos G.; Aparicio R.; Linares D.; Miranda E.N.; Tranchida J.; Pastor G.M.; Bringa E.M., Size and temperature dependent magnetization of iron nanoclusters. *Phys. Rev. B* 2020, 102, 184426.
- [10] Furrer, A.; Waldmann, O. Magnetic cluster excitations. *Rev. Mod. Phys.* 2013, 85, 367–420.

EFFECT OF TEMPERATURE ON MICROWAVE PERMEABILITY SPECTRUM OF COMPOSITE WITH GADOLINIUM POWDER

Starostenko S.N.*, Petrov D.A., Shiryaev A.O.

Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

*ssn@itae.ru

Abstract

The constitutive parameters of a paraffin bound composite filled with 30% vol. of gadolinium powder are measured within the frequency range from 0.01 to 15 GHz and the temperature range from $\sim 0^\circ\text{C}$ до 35°C . The permittivity is constant within the measured ranges. Curie temperature of the composite is close to 15.5°C , the phase transition is shown to take place within a temperature range about $15.5^\circ\text{C} \pm 10^\circ$. Constitutive parameters of the composite are measured in cooled coaxial lines applying reflection-transmission technique and additionally permeability is measured at the frequency below 100MHz applying short-circuit technique. The temperature dependence of quasistatic permeability obtained by extrapolation to zero frequency is in agreement with the values retrieved from the published magnetization curves measured in temperature range. The effect of temperature deviation from Curie point on reflection and transmission of the composite is studied experimentally and via simulation. The effect of temperature is described in frame of cluster magnetization model based on Wiener mixing formula. The model is applied to design a microwave screen with variable attenuation, the attenuation of 4.5 mm-thick screen increases from about -2 dB to -20 dB at 3.5 GHz if the temperature decreases from 25°C до 5°C .

Key words: microwave permeability, Curie temperature, cluster magnetization, mixing model, tunable screen

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В МЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН ПРИ МАСКИРОВКЕ ПОВЕРХНОСТИ ПИРАМИДАЛЬНЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

Лебедев А.М. *¹, Семенов В.Н.¹, Фурманова Т.А.¹, Краснолобов И.И.¹

¹ *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия*

Статья поступила в редакцию 22.11.2022
Одобрена после рецензирования 16.12.2022
Принята к публикации 28.12.2022

Аннотация

Пирамидальный поглотитель из пористого материала с потерями широко используется для радиолокационной маскировки элементов конструкций при проведении измерений характеристик рассеяния объектов. Размерный эффект проявляется как значительно меньшее снижение рассеяния от поверхности в результате маскировки путём помещения поглотителя на поверхность, чем это имело бы место для поверхности много больших размеров. Поэтому размерный эффект определяет нижнюю границу интервала по размерам маскируемой поверхности, в котором сохраняется эффективность использования поглотителя. Задача ослабления проявлений размерного эффекта для пирамидального поглотителя наиболее актуальна в низкочастотной части радиолокационного диапазона (дециметровые, метровые волны), где эффективная маскировка многих достаточно больших поверхностей не может быть выполнена именно из-за этого эффекта. В данной работе на электродинамических моделях численно исследовалась ситуация, характерная для проявления размерного эффекта при метровой длине волны, когда маскируемая поверхность имеет размеры порядка длины волны, сторона основания пирамид много меньше длины волны, высота пирамид составляет долю длины волны, а тангенс диэлектрических потерь материала пирамид возрастает до значений порядка единицы и более. Исследовано влияние размерного эффекта на уменьшение эффективной поверхности обратного рассеяния квадратной и круглой металлических пластин в направлении нормали к поверхности при маскировке пластин пирамидальным поглотителем. Сделан вывод о том, что основной причиной усиления проявления размерного эффекта для пирамидального поглотителя, по сравнению с поглотителем постоянной толщины, является дифракционный эффект вследствие неполного усреднения вкладов в поле рассеяния от отдельных пирамид. По результатам исследований выявлены два способа существенно понизить порог проявления размерного эффекта для пирамидального поглотителя: уменьшение размеров оснований пирамид и введение магнитного подслоя в состав поглотителя.

Ключевые слова: пирамидальный поглотитель, размерный эффект, нижняя граница интервала, дифракционный эффект, основание пирамиды, магнитный подслой

Введение

Пирамидальный поглотитель, представляющий двумерную решётку пирамид из пористого материала с потерями, находящуюся на основании постоянной толщины из того же материала, широко применяется для радиолокационной маскировки поверхностей при проведении измерений характеристик рассеяния объектов. Такой поглотитель помещают на стены безэховой камеры, его используют для маскировки элементов конструкции измерительного стенда, а при необходимости - и для маскировки отдельных поверхностей объекта измерений.

Размерный эффект имеет место для поглотителя любого типа и состоит в значительно меньшем снижении рассеяния от поверхности малых размеров в результате помещения на неё поглотителя, чем это имело бы место для поверхности много больших размеров. Таким образом, при маскировке поверхности достаточно больших размеров поглотитель продолжает “работать” практически так, как и при маскировке поверхности с размерами, стремящимися к бесконечности, а размерный эффект

* Автор, ответственный за переписку: Андрей Михайлович Лебедев, lebedev_am@mail.ru

определяет нижнюю границу интервала по размерам маскируемой поверхности, в котором закрытие поверхности поглотителем сохраняет свою эффективность.

В данной работе рассматривается маскировка поверхности металлического объекта помещением на неё пирамидального поглотителя. Есть все основания полагать, что проявления размерного эффекта при применении пирамидального поглотителя имеют свою специфику, по сравнению с размерным эффектом при применении поглотителя постоянной толщины. Особенностью данной работы является анализ проявлений размерного эффекта для волн метровой длины – вблизи низкочастотной границы радиолокационного диапазона. Здесь неизбежно ухудшаются свойства пирамидального поглотителя как такового из-за уменьшения толщины покрытия в длинах волн, а также роста тангенса диэлектрических потерь в материале пирамид вплоть до значений порядка единицы и более. Размерный эффект дополнительно ухудшает ситуацию. Так, в метровом диапазоне он не позволяет эффективно маскировать даже, казалось бы, большие поверхности с размерами порядка метра.

Постановка задачи исследования размерного эффекта для пирамидального поглотителя в метровом диапазоне длин волн

В данной работе было выполнено исследование проявлений размерного эффекта для пирамидального поглотителя при маскировке квадратной и круглой идеально проводящих пластин, рисунок 1. Путём численного решения значительного числа задач дифракции плоской волны на замаскированных и незамаскированных пластинах с использованием программы электродинамического моделирования ФЕКО [1] была исследована ситуация, характерная для проявления размерного эффекта в метровом диапазоне волн. А именно, маскируемые пластины имели размеры порядка длины волны и более, размеры основания пирамид были много меньше длины волны, высота пирамид составляла долю длины волны, а материал пирамид был взят практически металлоподобным. Далее под размером пластины понимается либо длина стороны квадратной пластины, либо диаметр круглой пластины. Приведённые на рисунке 1 характерные размеры пирамиды в составе поглотителя и значение комплексной диэлектрической проницаемости материала пирамид были взяты такими же, как для реального образца поглотителя, в соответствии с необходимостью интерпретации проявлений размерного эффекта в метровом диапазоне длин волн на частоте 0.2 ГГц (длина волны 1.5 м) при проведении серии измерений. Указанная частота и была зафиксирована в расчётах.

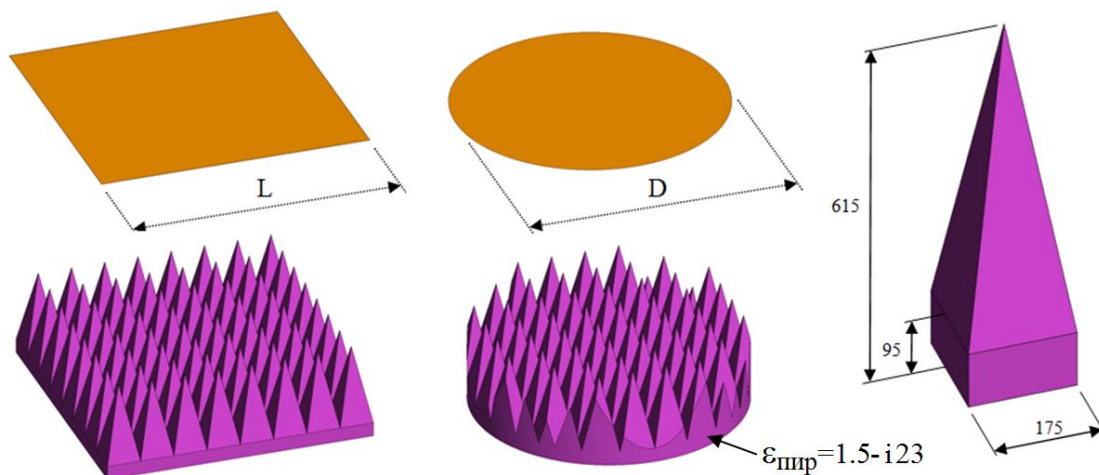


Рисунок 1 – Электродинамические модели, использованные при исследованиях размерного эффекта

В данной работе прослеживалось изменение обратного рассеяния плоской волны в направлении нормали к пластине. Снижение интенсивности обратного рассеяния пластиной с пирамидальным поглотителем характеризовалось отношением эффективных поверхностей рассеяния (ЭПР, смотри определение в [2, 3]) пластин с поглотителем и без. Это отношение для краткости будем называть коэффициентом отражения по мощности от пластины $R_P = \sigma / \sigma_{\text{мет}}$, здесь σ и $\sigma_{\text{мет}}$ – ЭПР замаскированной и незамаскированной пластины. В отдельной серии расчётов с помощью программы ФЕКО рассчитывался также коэффициент отражения по мощности $R_{P\infty}$ от бесконечной плоской границы идеального проводника с пирамидальным покрытием на ней.

Дифракционные эффекты, связанные с конечностью размеров поверхности, маскируемой пирамидальным поглотителем, как причина размерного эффекта

Причиной размерного эффекта для маскируемых пластин являются дифракционные эффекты (ДЭ), связанные с конечностью размеров пластин – при маскировке плоскости эти ДЭ отсутствуют. Тогда судить о наличии ДЭ, как и о степени проявления размерного эффекта, следует по отклонению R_P от $R_{P\infty}$. Выделим следующие два ДЭ. Во-первых, это ДЭ, обусловленный влиянием краёв маскируемой пластины, он существует и при маскировке поглотителем постоянной толщины. Во-вторых, это ДЭ вследствие неполного усреднения вкладов в поле рассеяния от отдельных пирамид.

На ход зависимости коэффициента отражения R_P от размеров пластины влияют также дифракционные эффекты при рассеянии волны на непокрытой металлической пластине. Действительно, ЭПР пластины входит в знаменатель выражения для R_P . Расчёты показывают, что при размерах пластин менее половины длины волны ДЭ при рассеянии на пластине приводят к существенным отклонениям ЭПР пластины от значений, вычисленных по физической оптике (ФО), но при размерах пластин порядка и более длины волны они почти не проявляются. Для исключения влияния ДЭ на отдельно взятой пластине сотрудниками ИТПЭ РАН Зубовым А.С. и Солосиным В.С. было предложено при вычислении R_P подставлять в знаменатель отношения значение ЭПР пластины $\sigma_{мет_ФО}$, вычисленное в приближении ФО, – этот приём был апробирован в данной работе.

Количественные оценки размерного эффекта для пирамидального поглотителя

На рисунке 2 представлены зависимости коэффициента отражения R_P от размеров пластины при её маскировке пирамидальным поглотителем: красным цветом показана зависимость для квадратной пластины, синим – для круглой. Синим пунктиром показан уровень коэффициента отражения $R_{P\infty}$ от плоскости с пирамидальным поглотителем. Для сравнения на рисунке 2 зелёным цветом показана также зависимость R_P от размеров для круглой пластины с поглотителем постоянной толщины. Этот поглотитель имеет близкий к пирамидальному поглотителю коэффициент отражения от замаскированной плоскости, который на рисунке представлен пунктирной прямой зелёного цвета.

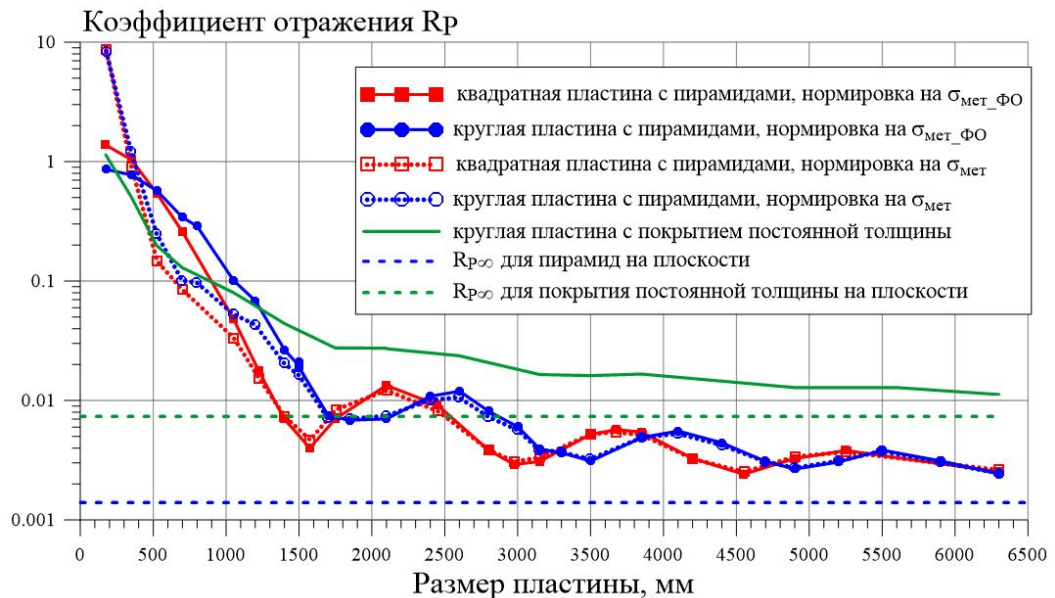


Рисунок 2 – Зависимость коэффициентов отражения R_P от квадратной и круглой металлических пластин с поглотителем, как пирамидальным, так и постоянной толщины, от размеров пластины

Полученные результаты показывают, что ДЭ вследствие неполного усреднения вкладов в поле рассеяния от отдельных пирамид существенно усиливает проявления размерного эффекта. Так, наблюдавшееся превышение R_P над $R_{P\infty}$ для круглой пластины с пирамидальным поглотителем составило 12 дБ при размерах пластины, равных длине волны, 5 дБ при двух длинах волн, 3 дБ при четырёх длинах волн.

На рисунке 2 графики зависимостей коэффициентов отражения R_P от размеров пластин с пирамидальным поглотителем представлены в двух вариантах: сплошными линиями в случае, когда при

вычислении R_P выполняется деление на ЭПР пластины, вычисленную в приближении ФО, и показанными точками линиями в случае деления на ЭПР пластины, определённую из численного решения дифракционной задачи. Сравнение показывает целесообразность использования оценки коэффициента отражения от пластины с поглотителем именно при нормировке на физико-оптическое значение ЭПР пластины: тогда R_P остаётся на уровне единицы при уменьшении размеров пластины до значений много меньше длины волны.

Приёмы сдвигания порога заметного проявления размерного эффекта в сторону меньших размеров пластин

В работе было выявлено два приёма, позволяющие сдвинуть порог заметного проявления размерного эффекта для пластин, замаскированных пирамидальным поглотителем, в сторону меньших размеров пластин. Полученные результаты показали, что уменьшение размеров оснований пирамид и введение магнитного подслоя в состав пирамид приводят к ускорению сходимости R_P к $R_{P\infty}$ с увеличением размеров маскируемой поверхности.

Как показывает сравнение зависимостей коэффициентов отражения R_P от размера круглой пластины на рисунке 3, действие ДЭ вследствие неполного усреднения вкладов в поле рассеяния от отдельных пирамид действительно заметно ослабляется при более частом следовании пирамид, как это имеет место при уменьшении размеров оснований пирамид со 175 x 175 мм до 90 x 90 мм.

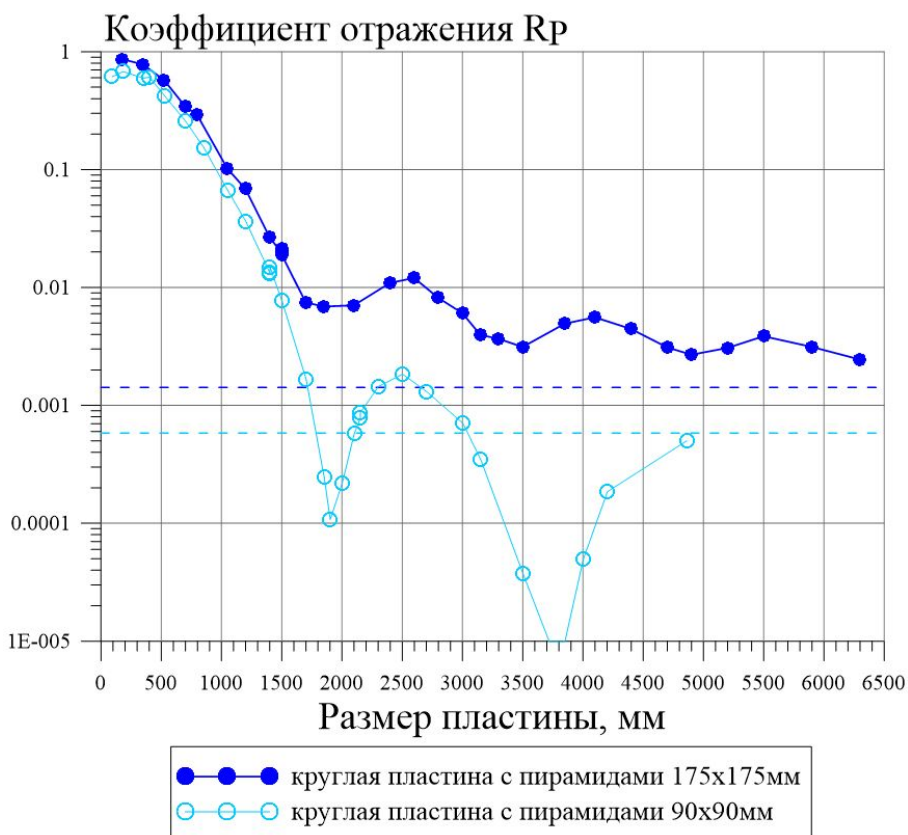


Рисунок 3 – Сдвиг границы размерного эффекта в сторону меньших размеров пластины при уменьшении размеров основания пирамид

Из практики применения магнитного подслоя известно, что его введение до некоторой степени подавляет размерный эффект при использовании поглотителей постоянной толщины. Таким образом, этот приём ослабляет действие ДЭ, связанного с наличием краёв маскируемой пластины. Расчёты показали, что для случая применения пирамидального поглотителя описанной выше геометрии введение магнитного подслоя под основанием выбранной толщины практически не оказывает никакого действия на ход зависимости коэффициента отражения R_P от размеров пластины. Однако при уменьшении толщины основания до нескольких миллиметров, смотри изображение пирамид в правой части рисунка 4, ослабление размерного эффекта было получено. Это видно из сопоставления скоростей выхода представленных на рисунке 4 зависимостей R_P для круглой пластины с пирамидальным поглотителем, не имеющим и имеющим магнитный подслой, на уровне коэффициентов отражения от плоскости с соответствующими поглотителями, показанные пунктирными прямыми. Полученный результат, по-видимому, объясняется

значительным увеличением длин краёв участков оснований отдельных пирамид, применительно к которым после введения магнитного подслоя подавляется соответствующий дифракционный эффект.

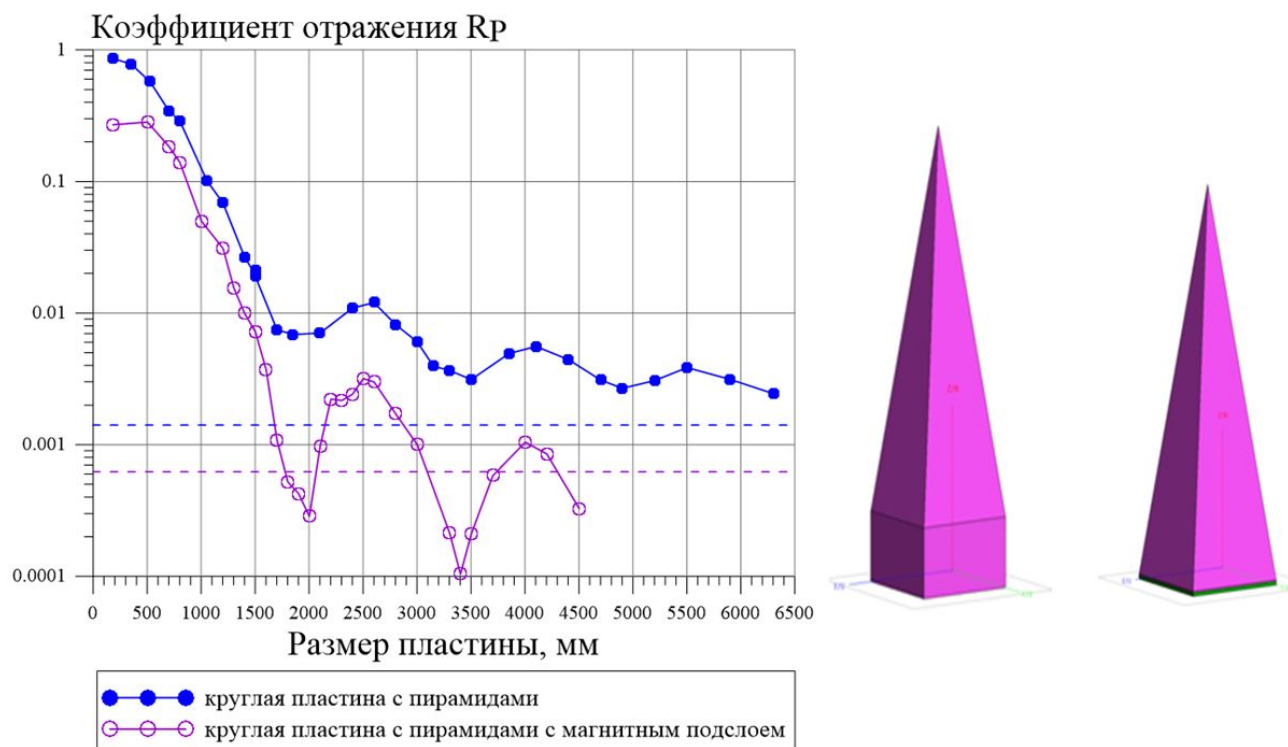


Рисунок 4 – Сдвиг границы размерного эффекта в сторону меньших размеров пластины при уменьшении размеров основания пирамид

И уменьшение размеров оснований пирамид, и введение магнитного подслоя привели к улучшению качества пирамидального поглотителя - в обоих случаях заметно, приблизительно в два раза, падает коэффициент отражения от плоской металлической поверхности с таким поглотителем $R_{P\infty}$. Более существенно, однако, то, что выход зависимости R_P от размеров пластины на уровень $R_{P\infty}$ приобретает осциллирующий характер. В результате в отдельных, достаточно значительных интервалах размеров пластины R_P становится меньше, чем $R_{P\infty}$, а порог заметного проявления размерного эффекта, соответствующий минимальному размеру пластины, при котором R_P совпадает с $R_{P\infty}$, наблюдается при размерах пластины, приблизительно равных длине волны.

Заключение

Апробирован более информативный способ оценки коэффициента отражения по мощности R_P от металлической пластины с помещённым на неё поглотителем как отношения ЭПР пластины с поглотителем к ЭПР пластины, вычисленной в приближении физической оптики. Этот приём даёт методическую основу для отработки мер подавления размерного эффекта при малых размерах пластины до половины волны и менее.

В работе также показано, что уменьшение размеров оснований пирамид и введение магнитного подслоя в состав пирамид приводят к ускорению сходимости R_P к $R_{P\infty}$ с увеличением размеров маскируемой пластины. Фактически это позволяет эффективно использовать пирамидальный поглотитель в метровом диапазоне при заметно меньших размерах маскируемой поверхности – вплоть до размеров порядка длины волны.

Список литературы

- [1] Feko, <https://www.altair.com>.
- [2] Кобак В.О. Радиолокационные отражатели. - М.: Советское радио, 1975. - 248 с.
- [3] 3. Radar Cross Section / E.F. Knott, J.F. Shaeffer, M.T. Tuley. - 2nd ed., SciTech Publishing, Inc., USA. 2004. - 637 p.

DIMENSIONAL EFFECT IN CONCEALMENT WITH PYRAMYD-SHAPED ABSORBERS

Lebedev A.M.*, Semenenko V.N., Furmanova T.A., Krasnolobov I.I.

Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

* lebedev_am@mail.ru

Abstract

A pyramid-shaped absorber made of porous material with losses is widely used for radar concealment of structural elements in measuring of object's scattering characteristics. Dimensional effect manifests itself as a much smaller reduction of scattering from the surface as a result of masking it through the absorber application, than that would be the case for a surface of much larger sizes. So the effect determines the lower limit of the masked surface dimension interval, in which the efficiency of the absorber usage is maintained. The task to weaken the manifestation of the dimensional effect for a pyramidal absorber is most relevant in the low-frequency part of the radar frequency band (decimeter, meter waves), where effective masking of many rather big surfaces cannot be performed due to the dimensional effect. Using electrodynamic models, characteristic situation of the dimensional effect manifestation in case of a meter order wavelength was numerically investigated: the masked surface had dimensions of the wavelength order, the side of the absorbing pyramid's base was much smaller than wavelength, the pyramid's height was a fraction of wavelength, and the tangent of dielectric losses of the pyramid's material was up to values of order one or more. Influence of the dimensional effect on the backscattering radar cross section of square and round metal plates, masked with the pyramid-shaped absorber, in normal to the plate's surface direction was investigated. The conclusion was made that the main reason for the increased manifestation of the dimensional effect for the pyramid-shaped absorber, when compared with the absorber of constant thickness, is the diffraction effect due to incomplete averaging of contributions from separately taken pyramids into the scattered field. The research resulted in identification of two ways to lower the threshold of the dimensional effect manifestation for the pyramid-shaped absorber: reducing the size of the pyramid's base and insertion of a magnetic sublayer into the absorber.

Key words: pyramid-shaped absorber, dimensional effect, lower limit of the interval, diffraction effect, pyramid's base, magnetic sublayer

СПИНОВЫЕ ВИХРИ И МАЙОРАНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ДОПИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ С НЕМАТИЧЕСКОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ

Акзянов Р.Ш.^{1,2}, Капранов А.В.^{2,3}, Рахманов А.Л. *¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

² ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

³ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)», Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 01.09.2022

Одобрена после рецензирования 08.11.2022

Принята к публикации 28.12.2022

Аннотация

Так называемые топологические сверхпроводники проявляют множество необычных свойств, которые представляются интересными для приложений в области спинтроники и квантовых вычислений. В частности, в этих материалах предсказано и экспериментально подтверждено существование возбуждений типа фермионов Майораны. В нашей работе мы предложили один из возможных способов создать фермионы Майораны в топологических сверхпроводниках. В качестве конкретной системы, в которой реализуется топологическая сверхпроводимость, нами рассмотрены допированные топологические изоляторы типа $A_xBi_2Se(Te)_3$ (где $A = Cu, Sr, Ba, \dots$). На основе этих материалов уже созданы высококачественные монокристаллы, в которых надежно установлено существование топологической сверхпроводимости с векторным нематическим параметром порядка. Используя подход Гинзбурга-Ландау, мы показали, что деформация топологического нематического сверхпроводника может генерировать специфическую (нематическую) завихренность. В случае допированных топологических изоляторов эта завихренность образует спиновый вихрь. Мы показали, что возможно существование двух типов топологически различных спиновых вихрей. Были использованы уравнения микроскопической теории (обобщенные на случай топологической сверхпроводимости уравнения Боголюбова-де Жена) для изучения электронных состояний в нематическом сверхпроводнике со спиновыми вихрями. Получено, что в случае вихря типа I состояния с нулевой энергией локализованы вблизи кора вихря. Эти состояния можно идентифицировать как пары Майорана-Краммерса. В случае вихря типа II локализованных состояний с нулевой энергией нет.

Ключевые слова: топологический диэлектрик, сверхпроводимость, спиновый вихрь, фермион Майораны, теория Гинзбурга-Ландау, уравнения Боголюбова-де Жена

Введение

Нематическая сверхпроводимость в допированных топологических изоляторах типа $A_xBi_2Se(Te)_3$ (где $A = u, Sr, Ba, \dots$) в настоящее время привлекает большое внимание [1]. В этих системах сверхпроводящий параметр порядка соответствует двумерному представлению E_u группы симметрии D_{3h} , которое сохраняет симметрию по отношению к обращению времени, но нарушает инверсионную симметрию. В куперовские пары здесь связываются электроны с одинаковыми проекциями спина, но с разных орбиталей [2, 3]. Это утверждение нашло прямое подтверждение в ЯМР экспериментах [4]. В нематических сверхпроводниках могут возникать экзотические возбуждения с неабелевой статистикой, фермионы Майораны [5]. Эти квазичастичные состояния локализуются, как правило, на «топологических» дефектах, то есть там, где обращается в нуль сверхпроводящий параметр порядка (например, в корах вихрей Абрикосова, на поверхности образца, \dots). Фермионы Майораны обладают топологической защищенностью, поскольку могут возникать только парами. Это свойство делает их привлекательными для квантовых вычислений, так как позволяет увеличить на порядки время декогеренции приготовляемых квантовых состояний [5]. В настоящее время предложен ряд систем, в которых возможно возникновение фермионов Майораны. Однако эксперименты, в которых фиксируются эти состояния, весьма сложны,

* Автор, ответственный за переписку: Александр Львович Рахманов, alrakhmanov@mail.ru

и до настоящего времени нет экспериментов, в которых была бы показана возможность ими управлять. Поэтому актуален поиск новых вариантов систем, где могут существовать майорановские состояния. В этом докладе мы излагаем результаты, опубликованные в нашей работе [6].

Параметр порядка в нематических топологических сверхпроводниках, как уже говорилось, соответствует классу симметрии DIII, которой, например, также обладает сверхтекучий гелий ^3He в В-фазе. Как показывает и эксперимент, и теория, в этой фазе сверхтекучего гелия существуют спиновые вихри [7]. Важной особенностью нематической сверхпроводимости является ее сильная связь с деформацией [8, 9]. В рассматриваемом здесь нематическом сверхпроводнике спиновый вихрь может быть индуцирован именно деформацией образца. При этом от знака деформации (растяжение или сжатие) зависит тип спинового вихря и появление или исчезновение майорановских фермионов.

Спиновый вихрь в приближении Гинзбурга-Ландау

В этом разделе мы опишем структуру спинового вихря в приближении Гинзбурга-Ландау (ГЛ). Для изучаемых здесь сверхпроводников свободная энергия в приближении ГЛ может быть представлена в виде [6, 8]: $F = F_0 + F_D + F_u$, где

$$F_0 = A (\Delta_1^2 + \Delta_2^2) + B_1 (\Delta_1^2 + \Delta_2^2)^2, \quad (1)$$

свободная энергия однородного недеформированного образца, $\vec{\Delta} = (\Delta_1, \Delta_2) = \Delta (\cos \alpha, \sin \alpha)$ - действительный векторный параметр порядка, $A < 0$ и $B_1 > 0$ - феноменологические коэффициенты ГЛ, F_D - вклад в свободную энергию, связанный с неоднородностью параметра порядка, F_u - слагаемое, обусловленное взаимодействием сверхпроводящего параметра порядка и деформации кристаллической решетки. Величину F_u удобно записать как:

$$F_u = g [(u_{xx} - u_{yy}) (\Delta_1^2 - \Delta_2^2) + 4u_{xy} \Delta_1 \Delta_2], \quad (2)$$

где u_{ik} - соответствующие компоненты тензора деформации, g - феноменологический коэффициент. Мы не выписываем здесь слагаемое F_D ввиду его громоздкости, отсылая читателя к работам [6, 8].

Для простоты мы рассмотрим цилиндрический образец. Тогда в цилиндрических координатах (r, φ, z) можно записать [10]:

$$u_{xx} - u_{yy} = u(r, z) \cos(2\varphi), \quad 2u_{xy} = u(r, z) \sin(2\varphi). \quad (3)$$

Величина $u(r, z)$ зависит от распределения приложенной нагрузки и граничных условий. Характерный масштаб изменения u порядка размера образца l_u . Параметр порядка изменяется в пространстве на длине когерентности ξ , которая, естественно, много меньше l_u . Поэтому вдали от кора вихря (его размер порядка ξ) мы можем пренебречь вкладом F_D , который связан с изменением сверхпроводящего параметра порядка, а вблизи кора на масштабе ξ можем пренебречь координатной зависимостью деформации, что существенно упрощает задачу.

Следуя стандартной процедуре, мы минимизируем свободную энергию и получаем два уравнения ГЛ на компоненты параметра порядка. Процедура решения этих уравнений подробно описана в нашей работе [6]. В результате мы приходим к выводу, что в системе могут существовать спиновые вихри двух типов. Вихрь типа I возникает, если $gu > 0$ и имеет структуру

$$\vec{\Delta}_I = \Delta(r, z) (\cos \varphi, \sin \varphi). \quad (4)$$

Вихрь второго типа возникает, если $gu < 0$, при этом

$$\vec{\Delta}_{II} = \Delta(r, z) (-\sin \varphi, \cos \varphi). \quad (5)$$

Величина $\Delta(r, z)$ обращается линейно в нуль при $r \rightarrow 0$ и выходит на равновесное значение $\Delta_0(r, z) = \sqrt{[|A| + gu(r, z)]/2B_1}$ при $r \gg \xi$. Конфигурации вихрей двух типов схематически показаны на рисунке 1. Такие вихри называются спиновыми [7], поскольку они соответствуют векторной структуре параметра порядка, что отличает их от так называемых массовых вихрей, которые образованы вращением жидкости (сверхтекучей в случае ^3He или электронной в случае обычных вихрей Абрикосова в сверхпроводниках). Заметим, что мы не можем определить из общих соображений знак

феноменологического коэффициента g . Однако полученный результат показывает, что тип спиновое вихря меняется в зависимости от знака деформации u , то есть при смене сжатия ($u < 0$) на растяжение ($u > 0$). Спиновые вихри можно охарактеризовать топологическим инвариантом $P = \oint \vec{\Delta} ds / 2\pi\Delta$ (здесь интегрирование ведется по замкнутому контуру единичного радиуса вокруг центра вихря). Этот инвариант называется завихренностью (vorticity). Он равен нулю для вихря типа I и единице для вихря типа II.

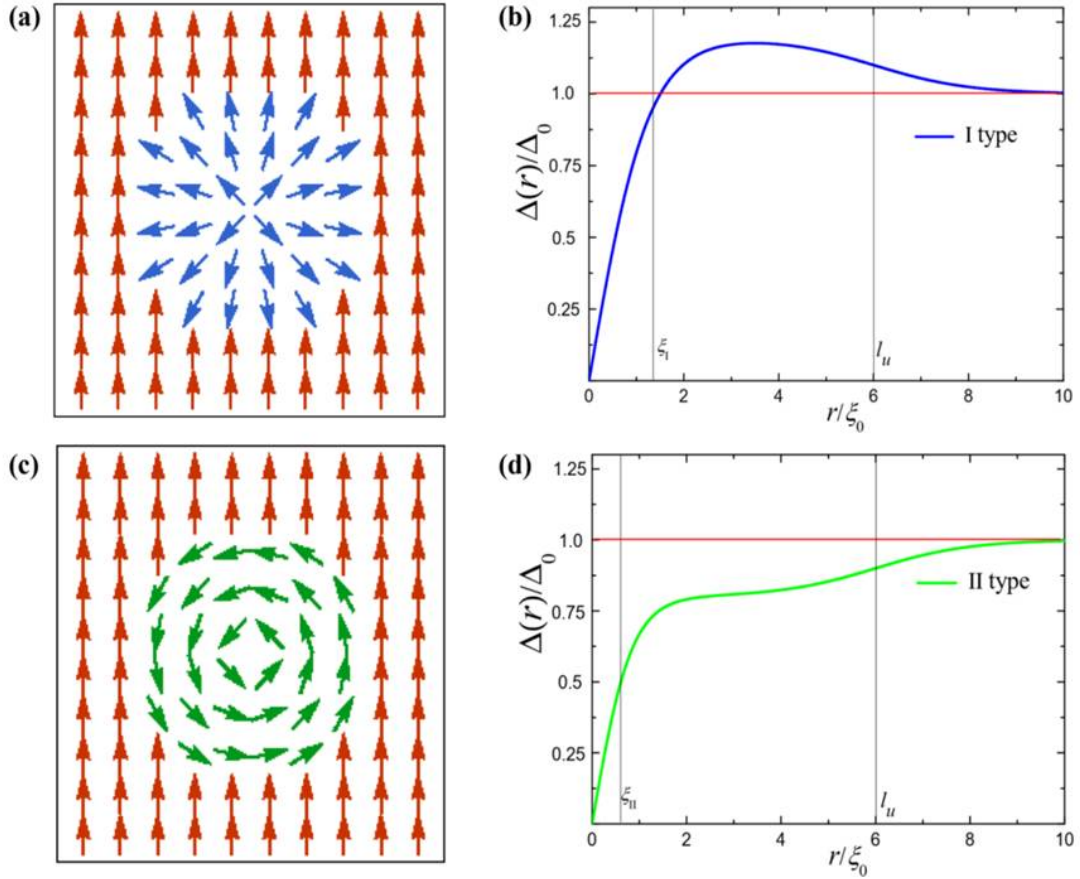


Рисунок 1 – Схематическая конфигурация векторного параметра порядка для спиновое вихря типа I (a, b) и II (c, d). Схема лишь иллюстрирует принципиальные топологические отличия вихрей разных типов. Здесь ξ_0 – длина когерентности в недеформированном образце. Для наглядности на периферии рисунков a и c показано распределение векторного параметра порядка в недеформированном сверхпроводнике.

Рисунок взят из работы [6].

Уравнения Боголюбова-де Жена

Итак, мы нашли структуру спиновых вихрей. Для того, чтобы найти локализованные состояния вблизи кора вихря, мы можем воспользоваться уравнениями микроскопической теории сверхпроводимости (уравнениями Боголюбова-де Жена). В нашем случае эти уравнения имеют вид [2]:

$$[H_0(\mathbf{k})\tau_z + \hat{\Delta}\tau_x]\Psi = \varepsilon\Psi, \quad (6)$$

где Ψ - волновая функция (восьмикомпонентный спинор), $\hat{\Delta} = \vec{\Delta}(r)\sigma_y\vec{s}$, ε - энергия, которую мы далее отсчитываем от химического потенциала, $H_0(\mathbf{k})$ - одноэлектронный гамильтониан топологического изолятора рассматриваемого типа:

$$H_0(\mathbf{k}) = -\mu + m\sigma_z + v\sigma_x(s_xk_y - s_yk_x) + v_zk_z\sigma_y, \quad (7)$$

$\mathbf{k} = -i\nabla$ - оператор импульса электрона ($\hbar = 1$), τ, σ, \mathbf{s} - векторы матриц Паули, действующих в пространстве электронов и дырок, орбиталей и спина, μ - химический потенциал, m - щель в электронном спектре в объеме недопированного образца, ν и ν_z - компоненты скорости Ферми в базальной

плоскости и поперек слоистой структуры материала. Отметим, что линейность гамильтониана по компонентам импульса обусловлена сильным спин-орбитальным взаимодействием. Структура сверхпроводящего параметра порядка $\vec{\Delta}(r)$ в уравнении (6) имеет вид (4) или (5). Приближенное аналитическое решение уравнения (6) в пределе $l_u \gg \xi$ было получено в нашей работе [6]. Оно выражается в виде квадратур от функций Бесселя.

Фермионы Майораны

Фермионы Майораны – это квантовые состояния, в которых частицы тождественны своим античастицам. В случае конденсированных сред это состояния, в которых тождественны электроны и дырки. Отсюда очевидно, что майорановские состояния находятся на уровне Ферми, то есть имеют нулевую энергию, $\varepsilon = 0$. Заметим, что в случае рассматриваемых здесь систем инвариантных относительно обращения времени эти эквивалентные электрон-дырочные состояния называются парами Майораны-Краммерса.

В рассматриваемом случае оператор, переводящий частицу в дырку, имеет вид $is_y K$ (K – оператор комплексного сопряжения), в чем можно убедиться непосредственной подстановкой. В случае вихря типа I мы имеем набор решений с нулевой энергией, которые локализованы вблизи кора вихря. Каждое решение из этого набора $\Psi(l, \rho)$ характеризуется полуцелым орбитальным числом $l = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \dots$ и спин-орбитальным индексом $\rho = \pm 1$. Прямая подстановка показывает, что $\Psi(l, \rho) = is_y K \Psi(-l, -\rho)$ [6]. То есть эти решения образуют набор парных состояний Майораны-Краммерса. В случае вихря типа II такие локализованные вблизи кора вихря состояния отсутствуют.

Системы с симметрией класса DIII (которые, в частности, обладают симметрией относительно обращения времени, имеют электроны и дырки) могут характеризоваться топологическим инвариантом Z_2 [11]. Величина такого инварианта характеризует геометрические свойства фазы Берри соответствующих решений. Нами получено, что $Z_2 = 1$ для вихря типа I и $Z_2 = -1$ для вихря типа II. Отметим, что спиновые вихри с локализованными парами Майорана-Краммерса могут существовать в ряде других физических систем с симметрией класса DIII (например, в упомянутой выше В-фазе сверхтекучего ${}^3\text{He}$, сверхпроводниках с другой нетривиальной симметрией параметра порядка), если $Z_2 = 1$ [11]. Эти системы имеют разную физическую природу, они описываются гамильтонианами разного вида. Но у них общий класс симметрии и значение инварианта Z_2 .

Заключение

Установлена нетривиальная связь между деформацией и состояниями Майораны в допированных топологических изоляторах. Мы показали, что осесимметричная деформация может генерировать спиновые вихри при переходе топологических диэлектриков в сверхпроводящее состояние. Спиновые вихри могут быть двух топологически различных типов, I или II. Тип вихря зависит от знака деформации (растяжение или сжатие). Сверхпроводимость вблизи кора вихря подавлена. Спиновый вихрь типа I генерирует локализованные вблизи его центра майорановские состояния, в то время как спиновый вихрь типа II не имеет состояний с нулевой энергией локализованных вблизи кора.

Список литературы

- [1] Yonezawa, S. Nematic superconductivity in doped Bi₂Se₃ topological superconductors // Condensed Matter. – 2018. – v. 4. – С. 2.
- [2] Fu, L. Odd-parity topological superconductor with nematic order // Phys. Rev. B– 2014. – v90. – id100509(R).
- [3] Akzyanov, R.S., Khokhlov, D.A., Rakhmanov, A.L. Nematic superconductivity in topological insulators induced by hexagonal warping // Phys. Rev. B– 2020. – v. 102. – id 094511.
- [4] Matano, M., et al. Spin-rotation symmetry breaking in the superconducting state of $Cu_xBi_2Se_3$ // Nature Phys. – 2016. – v. 12. – С. 852.
- [5] Qi, X.-L., Zhang S.-C. Topological insulators and superconductors // Rev. Mod. Phys. – 2011. – v. 83. – С. 1057.
- [6] Akzyanov, R.S., Rakhmanov, A.L. Strain induced spin vortex and Majorana Kramer’s pairs in doped topological insulators with nematic superconductivity // Phys. Rev. B– 2021. – v. 104. – id 094511.
- [7] Volovik, G. The Universe in a Helium Droplet. – Clarendon (Oxford), 2003.

- [8] Venderbos, J.W.F., Kozii, V., Fu, L. Identification of nematic superconductivity from the upper critical field // Phys. Rev. B – 2016. – v. 94. – id 094522.
- [9] Kuntsevich, A.Y., Bryzgalov, M.A., Akzyanov, R. S., Martovitskii, V.P., Rakhmanov, A.L., Selivanov, Y.G. Strain driven nematicity of odd-parity superconductivity in $Sr_xBi_2Se_3$ // Phys. Rev. B – 2019. – v. 100. – id 224509.
- [10] Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М. Теория упругости. – Наука (Москва), 1987.
- [11] Chiu, C.-K., Teo, J. C. Y., Schnyder, A. P., Ryu, S. Classification of topological quantum matter with symmetries // Rev. Mod. Phys. – 2016.- v. 88, id 035005.

Spinvortices and Majorana fermions in doped topological insulators with nematic superconductivity

Akzyanov R.S.^{1,2}, Капранов А.В.^{2,3}, Rakhmanov A.L.^{1*}

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

² VNIIA, Moscow, Russia

³ Moscow institutes of physics and technology, Moscow region, Russia

* alrakhmanov@mail.ru

Abstract

So-called topological superconductors exhibit many unusual properties that are of interest for applications in spintronics and quantum computing. In particular, the existence of Majorana fermion-type excitations was predicted and experimentally confirmed in these materials. In our work, we proposed one of the possible ways to create Majorana fermions in topological superconductors. As a specific system in which topological superconductivity is realized, we considered doped topological insulators of the type $A_xBi_2Se(Te)_3$ (where $A = Cu, Sr, Ba, \dots$). Based on these materials, high-quality single crystals have already been created, in which the existence of topological superconductivity with a vector nematic order parameter has been reliably established. Using the Ginzburg-Landau approach, we have shown that the deformation of a topological nematic superconductor can generate a specific (nematic) vorticity. In the case of doped topological insulators, this vorticity forms a spin vortex. We have shown that the existence of two types of topologically different spin vortices is possible. The equations of the microscopic theory (the Bogolyubov–de Gennes equations generalized to the case of topological superconductivity) were used to study the electronic states in a nematic superconductor with spin vortices. It is found that, in the case of a type I vortex, zero-energy states are localized near the vortex core. These states can be identified as Majorana-Kramers pairs. In the case of a type II vortex, there are no localized states with zero energy.

Key words: topological insulator, superconductivity, spin vortex, Majorana fermion, Ginzburg-Landau theory, Bogoliubov-de Genn equations