С Т А Т Ь И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Исследование электромагнитных полей в рупорных безэховых камерах конической и пирамидальной форм

Н.П. Балабуха,^{1, а} Н.Л. Меньших,^{1, б} Н.Е. Шапкина^{1, 2, в}

¹ Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН (ИТПЭ РАН).

Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13.

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

Поступила в редакцию 25.01.2021, после доработки 23.02.2021, принята к публикации 24.02.2021.

Методом математического моделирования анализируются два типа рупорных безэховых камер: конической и пирамидальной форм. Радиопоглощающее покрытие внутренней поверхности обеих камер моделируется слоем диэлектрика. Электромагнитное поле внутри рупорных камер рассчитывается методом интегральных уравнений при помощи программного вычислительного комплекса FEKO. Проводится анализ и сравнение распределения электромагнитного поля в рабочей зоне каждой камеры, исследуется влияние положения источника излучения на распределение амплитуды и фазы поля на различных частотах.

Ключевые слова: рупорная безэховая камера, рабочая зона, метод моментов, диапазон метровых волн.

УДК: 537.876. РАСS: 41.20.Jb.

введение

На современном этапе развития радиолокации наблюдается тенденция к использованию низких частот радиочастотного диапазона. Поэтому сегодня актуальна разработка различных высокоточных стендов для проведения радиофизических измерений характеристик объектов в диапазоне метровых и дециметровых длин волн. Среди низкочастотных измерительных стендов важное место занимают рупорные безэховые камеры (РБЭК) различной формы [1].

Актуальной задачей является предварительная оценка характеристик и выбор наиболее подходящих параметров камеры на этапе проектирования [2]. Оптимальная геометрия камеры [3] позволяет расширить возможности измерительного стенда.

Пирамидальная рупорная безэховая камера впервые была предложена более полувека назад [4]. Такая конфигурация позволяет сформировать электромагнитное поле в рабочей зоне с приемлемой неравномерностью (не более 2 дБ по амплитуде и 22.5° по фазе) при относительно невысоком качестве используемого радиопоглощающего материала (РПМ) [3, 5]. В 1970-х гг. появляется новое назначение для рупорной камеры: разрабатываются компактные камеры для исследования на электромагнитную совместимость [6], причем используются как камеры конической [7], так и пирамидальной геометрии [8].

Была предложена модификация камеры [9], где источник помещается непосредственно в устье так, чтобы камера являлась естественным продолжением облучателя. Это позволило уменьшить неравномерность распределения поля в рабочей зоне. Авторы работы [10] продолжили исследование и предложили помещать излучатель частично внутри РПМ,

расположенного на стенках камеры. Данный метод хотя и позволил уменьшить неравномерность распределения поля в рабочей зоне камеры, но также привел к уменьшению энергетического потенциала измерительной установки. Позже этими же авторами изучались различные положения и типы источника излучения РБЭК [11]; было показано, что в рассматриваемой камере можно сформировать электромагнитное поле с приемлемой неравномерностью в достаточно большом диапазоне частот (250 МГц-3 ГГц). Для формирования области с приемлемой неравномерностью распределения фазы поля можно использовать линзу радиочастотного диапазона [12]. Использование линзы с нанесенным просветляющим слоем [13] может уменьшать влияние дифракционных эффектов на ее краях.

Современное развитие вычислительной техники и численных методов позволяет проводить численное моделирование параметров больших объектов, в частности рупорных камер [14–16]. Проводятся и экспериментальные исследования распределения поля в РБЭК различной геометрии [17]. Численное моделирование распределения поля в рабочей зоне пирамидальной РБЭК проводилось в работе [18].

Цель данной работы — численное моделирование распределения электромагнитного поля в рабочих зонах конической и пирамидальной РБЭК и исследование зависимости полученного распределения от положения источника излучения для двух типов безэховых камер.

1. ПАРАМЕТРЫ АНАЛИЗИРУЕМЫХ РУПОРНЫХ КАМЕР

Рассматриваемые безэховые камеры состоят из рупорной части и части постоянного сечения (рис. 1). Рупорная часть представляет собой либо конус, либо пирамиду с квадратным основанием. Анализируются камеры близкого размера: длина рупорной части

^a E-mail: n_bala@mail.ru

⁶ E-mail: n.menshikh@gmail.com

^{*e*} E-mail: neshapkina@mail.ru



Рис. 1. Модель рупорной безэховой камеры

в обоих случаях 15 м, радиус апертуры конической камеры равен полусумме радиусов описанной и вписанной окружностей для апертуры пирамидальной камеры, что составляет примерно 5.4 м. Апертура пирамидальной камеры представляет собой квадрат со стороной 9 м. На стенках обеих камер размещен одинаковый РПМ.

Рупорная часть камеры переходит в секцию постоянного сечения, в случае конической камеры она имеет форму цилиндра, а в случае пирамиды параллелепипеда. Длина этой секции в обоих случаях составляет 10 м. В этой секции стены, пол и потолок камеры обычно покрываются пирамидальным РПМ [19]. Исследуемый диапазон частот составляет от 100 МГц до 1 ГГц. Центр рабочей зоны располагается на расстоянии 19 м от вершины рупора [18]. Вид камеры представлен на рис. 1.

В качестве источника излучения в рупорных камерах обычно используются вибраторные антенны [20]. Размеры таких низкочастотных антенн не позволяют установить их непосредственно в вершине рупорной части камеры. Из-за этого могут наблюдаться интерференционные эффекты от взаимодействия с зеркальными источниками, описанные в [1]. Отметим, что для перекрытия всей рабочей полосы частот может потребоваться несколько антенн разного диапазона. Проанализируем связь между появлением этих эффектов и формой рупорной части камеры.

С этой целью исследуется распределение поля в рупорных камерах двух типов с источником в виде диполя. Диаграмма направленности излучателя в секторе углов, определяемых раскрывом камеры, мало отличается от диаграммы диполя [12], поэтому такое приближение оправдано. Для каждой конфигурации источник перемещается относительно своего первоначального положения по направлению от вершины рупора на расстояние до двух длин волн. Моделирование производится на двух частотах: 300 МГц и 800 МГц. Первоначальное положение источника выбирается разное для разных частот: для 300 МГц это 3 м от вершины, для 800 МГц — 1.6 м.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим гармоническую монохроматическую волну, распространяющуюся в рупорной камере и удовлетворяющую уравнениям Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = i\omega\varepsilon\mathbf{E} \qquad \operatorname{div} \mathbf{E} = \rho,$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H}, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0.$$
 (1)

Для поля этой волны на поверхности РПМ (обозначим S_1 с нормалью \mathbf{n}_1) задаются граничные условия равенства тангенциальных компонент поля внутри камеры, т.е. в воздухе, (\mathbf{E}_1 , \mathbf{H}_1) и в материале на ее стенках (\mathbf{E}_2 , \mathbf{H}_2). На поверхности металла (обозначим S_2 с нормалью \mathbf{n}_2) тангенциальные компоненты поля в материале приравниваются к нулю:

$$E_{1t}|_{s_1} = E_{2t}|_{s_1}, \quad H_{1t}|_{s_1} = H_{2t}|_{s_1}, \quad E_{2t}|_{s_2} = 0.$$

Используя граничные условия и уравнения Максвелла, можно ввести фиктивные токи на поверхностях камеры, составить для них систему интегродифференциальных уравнений и решить ее методом моментов. Ниже приведем модель расчета численными методами и обсудим полученные результаты.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РПМ

Радиопоглощающий материал в расширяющейся части рупорной камеры моделируется слоем диэлектрика постоянной толщины, расположенном на идеально проводящей поверхности рупорной секции. В этой секции обычно используется клиновидный РПМ, имеющий более приемлемые характеристики при падении волны на материал под скользящими углами. Однако характеристики такого РПМ вблизи источника излучения уже не являются оптимальными из-за взаимодействия с антенной [10]. В данной работе исследуется вариант покрытия стенок рупорных секций камер плоским РПМ в виде слоя диэлектрика со следующими параметрами: $\varepsilon = \varepsilon_0(1.51+1.23i)$ для 300 МГц и $\varepsilon = \varepsilon_0(1.37+0.65i)$ для 800 МГц, толщина 300 мм.

Расчет коэффициента отражения от слоя диэлектрика, находящегося на металле, проводится по формулам Френеля [21]:

$$R = \frac{(z_{\rm in} + z)e^{i\phi} + (z_{\rm in} - z)e^{-i\phi}}{(z_{\rm in} + z)e^{-i\phi} + (z_{\rm in} - z)e^{i\phi}},$$
(2)

где $z = \sqrt{1/\varepsilon}$ — импеданс среды РПМ; z_{in} — поверхностный входной импеданс; $\phi = knd\cos\theta_1$ — фаза, приобретенная волной при прохождении через слой РПМ толщиной d с коэффициентом преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$; θ_1 — угол между нормалью к поверхности РПМ и лучом внутри РПМ; k — волновое число в свободном пространстве. Для поляризации, при которой вектор **E** лежит в плоскости падения, $z_{in} = z_0 \cos\theta$, для ортогональной поляризации в формулу (2) подставляется $z_{in} = z_0/\cos\theta$, где z_0 — импеданс вакуума. Угол падения волны связан с углом θ_1 по закону Снеллиуса: $\theta_1 = \arcsin(\frac{1}{n}\sin\theta)$.

Коэффициенты отражения плоской волны, падающей нормально на рассматриваемый диэлектрический слой, составляют 14 дБ для частоты 300 МГц и 15 дБ для частоты 800 МГц. За счет формы камеры угол падения волны на материал быстро меняется вблизи источника излучения, но на большей части рупорной секции он меняется слабо. Этот характерный угол составляет примерно 75°.

При численном моделировании РПМ в прямоугольной или цилиндрической частях камеры необходимо учесть несколько факторов. Волны от источника на эти стенки камеры также падают под скользящими углами, как в рупорной секции. Однако в этой части камеры присутствуют также лучи, падающие почти по нормали к поверхности РПМ, — это волны, рассеянные на стыке конической и цилиндрической (или на стыке пирамидальной и прямоугольной) поверхностей. Падение под почти нормальными углами является существенным фактором, влияющим на точность измерений изза наличия переотражений между стенками камеры и объектом измерения. Поэтому РПМ в части камеры с постоянным поперечным сечением должен обеспечивать поглощение в широком диапазоне углов падения. Описанным критериям удовлетворяет аппроксимация РПМ в виде слоя диэлектрика с конечным комплексным импедансом. В данной работе используется слой с поверхностным импедансом $z = z_0 (0.98 - 0.06i)$, обеспечивающим коэффициент отражения плоской волны при нормальном падении на данный материал -30 дБ. В отличие от моделирования РПМ слоем диэлектрика коэффициент отражения от слоя диэлектрика, характеризуемого поверхностным импедансом, не зависит от частоты.

На задней стенке камеры всегда располагается РПМ наилучшего качества, обеспечивающий при нормальном падении на него плоской волны коэффициент отражения порядка —40 дБ. Это очень низкие уровни отражения, которые слабо влияют на неравномерность распределения поля в РБЭК, поэтому для упрощения расчета при моделировании камеры отражение от задней стенки не учитывалось.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РБЭК

Рассмотренные выше приближения используются в построении компьютерных моделей рупорных камер двух геометрических конфигураций. Распределение поля внутри камер рассчитывается с использованием строгого метода интегральных уравнений.

Используя вторую формулу Грина для векторного случая, можно получить общий вид решения векторных уравнений (1) в заданной области V без источников, ограниченной замкнутой поверхностью S [22]:

$$\int_{V} (\mathbf{Q} \cdot \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{P} - \mathbf{P} \cdot \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{Q}) dv =$$
$$= \oint_{S} (\mathbf{P} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{Q} - \mathbf{Q} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{P}) \mathbf{n} dS. \quad (3)$$

В качестве функции **Q** возьмем **Q** = $\mathbf{a}\psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathbf{a} \frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$. При этом **a** — единичный произвольный вектор, k — волновое число. В качестве **P** возьмем напряженность электрического поля **E**. Тогда из формулы (3) вытекает следующее представление электромагнитного поля, удовлетворяющего системе уравнений Максвелла вне замкнутой поверхности *S*:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \oint_{S} \left(-i\omega\mu \left[\mathbf{n}, \mathbf{H} \right] \psi - \left[\operatorname{grad} \psi, \left[\mathbf{n}, \mathbf{E} \right] \right] + \\ + \left(\mathbf{n}, \mathbf{E} \right) \operatorname{grad} \psi \right) ds',$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \oint_{S} \left(i\omega\varepsilon \left[\mathbf{n}, \mathbf{E} \right] \psi - \left[\operatorname{grad} \psi, \left[\mathbf{n}, \mathbf{H} \right] \right] + \\ + \left(\mathbf{n}, \mathbf{H} \right) \operatorname{grad} \psi \right) ds'.$$
(4)

В рупорной камере рассматриваются две области: область полости внутри камеры (воздух) V_1 и область внутри диэлектрика (РПМ) V_2 . Область V_2 окружена двумя замкнутыми поверхностями: поверхностью диэлектрика, S_1 , и поверхностью металла, S_2 . Чтобы область V_1 не содержала источник излучения, его нужно окружить замкнутой поверхностью. Тогда часть интеграла (4) по данной поверхности можно обозначить падающее поле (\mathbf{E}_i , \mathbf{H}_i).

Для дальнейшего решения системы уравнений введем магнитные и электрические токи на рассматриваемых поверхностях:

$$\begin{aligned} \mathbf{[n_1, E_1]} \Big|_{S_1} \stackrel{\text{def}}{=} -\mathbf{K}_1, \\ \mathbf{[n_1, H_1]} \Big|_{S_1} \stackrel{\text{def}}{=} \mathbf{J}_1, \quad \mathbf{[n_2, H_2]} \Big|_{S_2} \stackrel{\text{def}}{=} \mathbf{J}_2. \end{aligned}$$
 (5)

Расчет и анализ результатов проводился с помощью специализированного вычислительного пакета FEKO [23]. Используя (4) для каждой из рассматриваемых областей, поля могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{1} &= \mathbf{E}^{i} - \oint_{S_{1}} \left\{ i\omega[\mathbf{n}_{1}, \mathbf{H}_{1}]\psi_{1} + \left[\operatorname{grad}\psi_{1}, [\mathbf{n}_{1}, \mathbf{E}_{1}] \right] - \right. \\ &- \left. (\mathbf{n}_{1}, \mathbf{E}_{1} \right) \operatorname{grad}\psi_{1} \right\} ds', \\ \mathbf{H}_{1} &= \mathbf{H}^{i} + \oint_{S_{1}} \left\{ i\omega[\mathbf{n}_{1}, \mathbf{E}_{1}]\psi_{1} - \left[\operatorname{grad}\psi_{1}, [\mathbf{n}_{1}, \mathbf{H}_{1}] \right] + \right. \\ &+ \left. (\mathbf{n}_{1}, \mathbf{H}_{1} \right) \operatorname{grad}\psi_{1} \right\} ds', \\ \mathbf{E}_{2} &= \oint_{S_{1}} \left\{ i\omega\mu[\mathbf{n}_{1}, \mathbf{H}_{2}]\psi_{2} + \left[\operatorname{grad}\psi_{2}, [\mathbf{n}_{1}, \mathbf{E}_{2}] \right] - \right. \\ &- \left. (\mathbf{n}_{1}, \mathbf{E}_{2} \right) \operatorname{grad}\psi_{2} \right\} ds' - \\ &- \oint_{S_{2}} \left\{ i\omega\mu[\mathbf{n}_{2}, \mathbf{H}_{2}]\psi_{2} - (\mathbf{n}_{2}, \mathbf{E}_{2}) \operatorname{grad}\psi_{2} \right\} ds', \\ \mathbf{H}_{2} &= -\oint_{S_{1}} \left\{ i\omega\varepsilon[\mathbf{n}_{1}, \mathbf{E}_{2}]\psi_{2} - \left[\operatorname{grad}\psi_{2}, [\mathbf{n}_{1}, \mathbf{H}_{2}] \right] + \\ &+ \left. (\mathbf{n}_{1}, \mathbf{H}_{2} \right) \operatorname{grad}\psi_{2} \right\} ds' - \oint_{S_{2}} \left[\operatorname{grad}\psi_{2}, [\mathbf{n}_{2}, \mathbf{H}_{2}] \right] ds', \end{aligned}$$

$$\tag{6}$$

где $\psi_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и $\psi_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — фундаментальные решения уравнения Гельмгольца в средах 1 и 2 (отличаются волновыми числами в воздухе и в диэлектрике).

Для перехода к системе уравнений с неизвестными в виде функций токов [24] векторно умножим (6) на вектор нормали к соответствующим поверхностям. Используя введенные ранее токи (5), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{split} [\mathbf{n}_{1}, \mathbf{E}^{i}] &= \mathbf{n}_{1} \times \oint_{S_{1}} \left\{ i\omega(\psi_{1} + \mu\psi_{2})\mathbf{J}_{1} - \right. \\ &- \left[\operatorname{grad}(\psi_{1} + \psi_{2}), \mathbf{K}_{1} \right] + \\ &+ \frac{1}{i\omega} \operatorname{div}_{S} \mathbf{J}_{1} \cdot \operatorname{grad} \left(\psi_{1} + \frac{\psi_{2}}{\varepsilon} \right) \right\} ds' - \\ &- \mathbf{n}_{1} \times \oint_{S_{2}} \left\{ i\omega\mu\psi_{2}\mathbf{J}_{2} + \frac{1}{i\omega\varepsilon} \operatorname{div}_{S} \mathbf{J}_{2} \cdot \operatorname{grad} \psi_{2} \right\} ds', \end{split}$$

$$\begin{split} [\mathbf{n}_{1},\mathbf{H}^{i}] &= \mathbf{n}_{1} \times \oint_{S_{1}} \left\{ i\omega(\psi_{1}+\varepsilon\psi_{2})\mathbf{K}_{1} + \right. \\ &+ [\operatorname{grad}(\psi_{1}+\psi_{2}),\mathbf{J}_{1}] + \\ &+ \frac{1}{i\omega}\operatorname{div}_{S}\mathbf{K}_{1} \cdot \operatorname{grad}\left(\psi_{1}+\frac{\psi_{2}}{\mu}\right) \right\} ds' - \\ &- \mathbf{n}_{1} \times \oint_{S_{2}} [\operatorname{grad}\psi_{2},\mathbf{J}_{2}] ds', \\ \mathbf{0} &= \mathbf{n}_{2} \times \oint_{S_{1}} \left\{ i\omega\mu\psi_{2}\mathbf{J}_{1} - \\ &- \left[\operatorname{grad}\psi_{2},\mathbf{K}_{1} \right] + \frac{1}{i\omega\varepsilon}\operatorname{div}_{S}\mathbf{J}_{1} \cdot \operatorname{grad}\psi_{2} \right\} ds' - \\ &- \mathbf{n}_{2} \times \oint_{S_{2}} \left\{ i\omega\mu\psi_{2}\mathbf{J}_{2} + \frac{1}{i\omega\varepsilon}\operatorname{div}_{S}\mathbf{J}_{2} \cdot \operatorname{grad}\psi_{2} \right\} ds'. \end{split}$$

Полученная система интегро-дифференциальных уравнений содержит под поверхностными интегралами по поверхностям S_1 и по S_2 токи, а в левой части — падающее поле, созданное диполем в точке наблюдения. Такая система решается стандартными методами решения СЛАУ [25].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИ ЧАСТОТЕ 300 МГЦ

Рассмотрим распределение амплитуды поля в центре рабочей зоны камеры, то есть на расстоянии 19 м от вершины рупора.

Расчет проводился при различных положениях источника, начиная от исходного значения 3 м заканчивая 5 м с шагом $\lambda/2$. Как видно из рис. 2, а, б, в Е-плоскости при исходном положении диполя, а также при выдвижении диполя на $\lambda/2$ полученные распределения амплитуд полей в раскрыве двух типов камер имеют косинусоидальный вид. В конической камере уже при перемещении источника излучения вдоль оси на расстояние длины волны от исходного положения наблюдается интерференция волн от зеркальных источников, в то время как для пирамидальной камеры этот эффект начинает наблюдаться на большем расстоянии. Существенное влияние зеркальных источников в конической камере можно увидеть при выдвижении источника на полторы длины волны: помимо основного, центрального максимума появляются еще два максимума примерно той же мощности. Для пирамидальной РБЭК только при выдвижении диполя на 2λ косинусоидальное распределение поля трансформировалось в интерференционную картину с двумя пиками.

В H-плоскости характер колебания распределения амплитуды поля в зависимости от положения источника для пирамидальной РБЭК остается таким же, но уменьшение амплитуды в центре наблюдается уже при выдвижении диполя на 1.5λ . Для конической камеры при выдвижении диполя на длину волны от начального положения в результате интерференции источников появляется картина с двумя максимумами.

Теперь рассмотрим изменение фазы поля в зависимости от положения источника для двух типов геометрий. На рис. 2, *в*, *е* представлены распределения

фазы поля в центре рабочей зоны каждой из камер в сечении, перпендикулярном оси камеры. На графиках можно проследить следующую тенденцию изменения распределения фазы поля: при исходном положении диполя распределение фазы поля очень близко к распределению фазы сферической волны. При небольшом выдвижении источника изменение фазы у краев рабочей зоны уменьшается, поле волны становится ближе к полю плоской волны. В плоскости Е для конической камеры эта трансформация фронта волны происходит при выдвижении источника на расстояние, немногим большее длины волны, для пирамидальной — примерно на две длины волны. В плоскости Н аналогичная трансформация фронта волны происходит при выдвижении источника на одну и полторы длины волны для конической и пирамидальной камер соответственно. При дальнейшем выдвижении источника излучения сначала наблюдается уменьшение значения фазовой характеристики в центре рабочей зоны, а потом формируется четкая дифракционная картина с несколькими максимумами и минимумами. Следовательно, дальнейшее движение источника по направлению от устья камеры не имеет смысла.

На рис. 3 представлены двумерные картины распределения поля в центре рабочей зоны конической и пирамидальной безэховых камер. В первоначальном положении источника излучения уровни одинаковой амплитуды поля имеют вид, близкий к концентрическим окружностям, при этом диаметр рабочей зоны — 3 м как для конической, так и для пирамидальной камер.

Исходя из полученных амплитудно-фазовых характеристик полей в рабочих зонах камер можно заключить, что для камеры конического типа оптимальным является положение источника, выдвинутого примерно на 0.95λ от изначального положения, для пирамидальной — на 1.45*\lambda*. При таких положениях диполя наблюдается формирование двух дополнительных максимумов на краях апертуры, что обеспечивает расширение области в центральной части камеры с неравномерностью распределения амплитуды поля не более 2 дБ и неравномерностью фазы не более 22.5°. Распределения фазы поля при выбранных оптимальных положениях источника в каждой камере представлены на рис. 3. При этом область с приемлемой неравномерностью распределения поля для обеих камер сильно вытянута вдоль одной оси (в Н-плоскости). Размер зоны для конической камеры составляет 5.6 × 3.2 м, для пирамидальной камеры — 5.8 imes 3.6 м. Размеры указаны по минимальному расстоянию для приемлемой амплитуды и фазы. Отметим, что для пирамидальной камеры определяющим является размер области приемлемой неравномерности по фазе, а для конической камеры размер области определяется в Н-плоскости амплитудой, в Е-плоскости — фазой.

Таким образом мы видим, что на данной частоте форма рассматриваемых камер не оказывает существенного влияния на неравномерность распределения поля в рабочей зоне. Камера пирамидального типа имеет несколько большие размеры рабочей зоны.



Рис. 2. Распределение амплитуды и фазы поля в центре рабочей зоны камеры в *E*- и *H*-плоскостях при частоте 300 МГц: *a* — амплитуды для конической геометрии камеры, *б* — амплитуды для пирамидальной камеры, *в* — фазы для конической геометрии камеры, *г* — фазы для пирамидальной камеры

6. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИ ЧАСТОТЕ 800 МГЦ

На частоте 800 МГц в качестве источника излучения используется другая антенна, меньших размеров, следовательно, ее можно разместить ближе к устью камеры [10]. Проанализируем выдвижение источника излучения от исходного положения (1.69 м от вершины рупора) на расстояние до двух длин волн для конической и пирамидальной камер. На рис. 4, a, δ представлены срезы распределения амплитуды поля в главных сечениях в апертуре рупорной камеры обоих типов. Для пирамидальной камеры в E-плоскости распределение амплитуды поля меняется слабо, в то время как в конической камере распределение поля претерпевает более существенные изменения. При выдвижении источника на расстояние до одной длины волны амплитуда поля спадает к стенкам камеры все быстрее, уменьшая тем самым область минимальной неравномерности.



Рис. 3. Двумерная картина распределения поля в центре рабочей зоны РБЭК: *a* — амплитуды в конической камере, диполь в исходном положении; *б* — амплитуды в пирамидальной камере, диполь в исходном положении; *в* — амплитуды в конической камере, диполь выдвинут на 0.95 λ ; *e* — амплитуды в пирамидальной камере, диполь выдвинут на 1.45 λ ; *д* — фазы в конической камере, диполь выдвинут на 1.45 λ . Частота 300 МГц

При дальнейшем выдвижении источника появляется интерференционная картина примерно такого же типа, как и на частоте 300 МГц, в апертуре наблюдаются три максимума. В Н-плоскости распределения поля в пирамидальной и конической камерах имеют больше общего. В обеих камерах при выдвижении источника наблюдается сначала сужение области с минимальной неравномерностью амплитуды поля в апертуре, а потом начинается формирование интерференционной картины из трех максимумов. Но в пирамидальной камере три максимума формируются при выдвижении источника на две длины волны, в то время как в конической камере похожая картина начинает формироваться уже при перемещении источника на одну длину волны.

На рис 4, *в*, *г* представлены фазовые характеристики поля в центре рабочей зоны камер каждой геометрии. Распределение фазы поля для обеих камер близки друг другу. Они соответствуют распределениям фазы сферической волны, слабо меняющимся при выдвижении источника. Однако для конической камеры при выдвижении источника на две длины волны распределение фазы содержит несколько максимумов в *E*-плоскости и провал в центре в *H*-плоскости, то есть вид фазового распределения начинает меняться существенно. В пирамидальной камере при рассмотренных положениях источника такого изменения не наблюдается.

Проанализируем двумерные картины распределения полей в апертуре конической и пирамидальной камер (рис. 5). При исходном положении диполя



Рис. 4. Распределение амплитуды и фазы поля в центре рабочей зоны камеры в *E*- и *H*-плоскостях при частоте 800 МГц: *a* — амплитуды для конической геометрии камеры, *б* — амплитуды для пирамидальной камеры, *в* — фазы для конической геометрии камеры, *г* — фазы для пирамидальной камеры

уровни одинаковой амплитуды поля в пирамидальной камере имеют вид, близкий к концентрическим окружностям, в конической камере — эллипса, вытянутого в *E*-плоскости. При выдвижении источника происходит трансформация распределения поля, для обеих РБЭК появляются дополнительные максимумы распределения поля в *H*-плоскости, сдвинутые к стенкам камеры. В камере конического типа эти максимумы появляются при выдвижении источника чуть больше, чем на длину волны от исходного положения диполя, а уже при сдвиге на 1.5λ уровень значения амплитуды поля в этих максимумах превышает уровень центрального максимума. При этом три максимума остаются локализованными каждый в своей области. Таким образом, максимальная область с приемлемой неравномерностью распределения амплитуды поля наблюдается при помещении источника в устье камеры и составляет 5.2×3.6 м.



Рис. 5. Двумерная картина распределения поля в центре рабочей зоны РБЭК: *a* — амплитуды в конической камере, диполь в исходном положении; *б* — амплитуды в пирамидальной камере, диполь в исходном положении; *в* — амплитуды в конической камере, диполь выдвинут на 1.2λ; *е* — амплитуды в пирамидальной камере, диполь выдвинут на 2λ; *д* — фазы в конической камере, диполь выдвинут на 2λ. Частота 800 МГц

В пирамидальной камере, напротив, максимумы распределения амплитуды поля соединяются в единую область при выдвижении источника на расстояние порядка двух длин волн. Область с приемлемой неравномерностью распределения амплитуды поля при этом составляет 7.8 × 4.8 м.

С ростом частоты все большее влияние на параметры рабочей зоны оказывает распределение фазы поля. На рис. 5 показаны двумерные картины распределения фазы поля по уровню 45°. Сразу отметим, что по сравнению с распределением амплитуды поля области с приемлемой неравномерностью по фазе заметно меньше по размеру. Для конической камеры область с приемлемой неравномерностью распределения фазы поля составляет 3.0×2.8 м, для пирамидальной — 3.4×2.8 м. На высоких частотах форма камеры еще сильнее влияет на амплитудно-фазовые распределения поля. Камера пирамидального типа имеет несколько большие размеры рабочей зоны по фазе и особенно по амплитуде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, анализ распределения поля в рабочей зоне двух типов рупорных камер показал влияние геометрии рупорной части камеры на формирование поля при положении источника, выдвинутом из устья камеры по сравнению с исходным. Две камеры, имеющие близкие распределения полей при исходном положении источника, формируют также похожие по структуре распределения поля при выдвинутом положении источника. В обеих камерах при выдвижении источника вперед возникают дополнительные максимумы распределения амплитуды поля в H-плоскости. За счет формирования этих максимумов на низких частотах (300 МГц) удается получить зону с приемлемой неравномерностью по амплитуде (2 дБ) и фазе (22.5°), сильно вытянутую в плоскости H, имеющую размеры для конической камеры 5.6 × 3.2 м, для пирамидальной камеры — 5.8 × 3.6 м. При этом диполь выдвинут на расстояние 1.45 λ в пирамидальной камере и на 0.95 λ в конической камере.

На высоких частотах (800 МГц) происходит примерно такая же трансформация поля, но в конической камере все три максимума распределения амплитуды поля остаются локализованными каждый в своей области. Поэтому для конической камеры максимальная зона (5.2 × 3.6 м) с приемлемой неравномерностью амплитуды (2 дБ) поля соответствует исходному положению источника. В пирамидальной камере при выдвижении источника на две длины волны наблюдается формирование единой области с приемлемым амплитудным распределением (2 дБ) в очень широкой зоне (4.8 × 7.8 м). На частоте 800 МГц фаза поля меняется в центре обеих камер значительно сильнее, потому области с неравномерностью распределения фазы 45° составили для конической камеры 3.0×2.8 м, для пирамидальной — 3.4×2.8 м.

В конической рупорной камере вдоль ее оси не наблюдаются сильные провалы амплитуды и фазы поля, хоть сама область может быть небольшой. Благодаря этому такие камеры часто используются именно при исследовании на электромагнитную совместимость. В пирамидальной камере вдоль оси бывают существенные провалы, но зато при оптимальном положении источника можно получить рабочую зону больших размеров, что очень полезно при исследовании характеристик рассеяния и излучения объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Hemming L. H.* Electromagnetic Anechoic Chambers a Fundamental Design and Specification Guide. NY: IEEE Press and Wiley Interscience, 2002.
- Campbell D., Gampala G., Reddy C.J. et al. // Proc. 34th Annu. Symp. Antenna Meas. Techn. Assoc. 2012. P. 157.
- 3. *Emerson W. H.* // Antennas and Propagations, IEEE Transactions on. 1973. **21**, N 4. P. 484.
- Emerson W. H., Sefton H. B. // Proc. IEEE. 1965. 53, N 8. P. 1079.
- King H., Shimabukuro T., Wong J. // IEEE Trans. 1967. AP-15, N 3. P. 488.

- 6. *Holloway A.L.* // Anechoic chamber. US 3,806,943. Patented 1974.
- 7. *Hemming L. H., Leonard C. P. //* Anechoic test chamber and method of determining a loss characteristic of a material specimen. US 6,859,047. Patented 2005.
- 8. *Meloling J. H., Hurdsman D. E., Massey W. M. //* Dual chambered anechoic chamber. US 6,784,670. Patented 2004.
- 9. Hemming L. H., Sanchez G. A. // RF absorber test system. US 5,039,949. Patented 1991.
- Lee K. H., Chen C. C., Lee R., Burnside W. D. // Proc. Conf. 24th AMTA. 2002. N.Y.: IEEE, 2002. P. 10.
- 11. Lee K. H., Chen C. C., Lee R. // IEEE Trans. Antennas and Prop. Mag. 2005. **47**, N 4. P. 214.
- Балабуха Н. П., Меньших Н. Л., Солосин В. С. // Антенны. 2017. № 2. С. 42. (Balabukha N. P., Menshikh N. L., Solosin V. S. // Antennas. 2017. 236, N 2, P. 42. (In Russian).)
- 13. Балабуха Н. П., Меньших Н. Л., Солосин В. С. // Журнал радиоэлектроники. 2017. № 9. (Balabukha N. P., Menshikh N. L., Solosin V. S. // Journal of Radio Electronics. 2017. N 9.)
- Xiong Z., Chen Z. // Proc. Conf. AMTA. Williamsburg, VA, USA. Nov. 4–9, 2018. N.Y.: IEEE, 2018. P. 13.
- Kuzmich T. // 2019 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW). IEEE. 2019.
- 16. Кузьмич Т. А., Шапкина Н. Е., Балабуха Н. П. // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации. 2019. С. 26. (Kuzmich T. A., Shapkina N. E., Balabukha N. P. // Acoustooptic and radar methods for information measurements and processing. 2019. P. 26.)
- Rodriguez V.A. // Proc. Conf. Antennas and Propagation Society International Symposium. 2012. N.Y.: IEEE. 2012. P. 1321.
- Балабуха Н. П., Меньших Н. Л., Солосин В. С. // Антенны. 2015. № 9. С. 61. (Balabukha N. P., Menshikh N. L., Solosin V. S. // Antennas. 2015. 220, N 9. P. 61. (in russian))
- 19. Aubin J., Winebrand M., Vinogradov V. // N.Y.: Proceedings of the IEEE APS, 2011.
- Shang J.-P., Sun L.-C., Xu P. et al. // The 10th International Symposium on Antennas Propagation & EM Theory. N.Y.: IEEE. 2012. P. 198.
- 21. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 2-е изд., 1973.
- 22. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991 г.
- 23. https://www.altair.com/feko/
- 24. Medgyesi-Mitschang L.N., Eftimiu C. // Appl. Phyc. 1979. 19, I.3. P. 275.
- Вычислительные методы в электродинамике. Под ред. Р. Митры. М.: Мир, 1977.

A Study of Electromagnetic Fields in Conical and Pyramidal Tapered Anechoic Chambers

N. P. Balabukha^{1,a}, N. L. Menshikh^{1,b}, N. E. Shapkina^{1,2,c}

¹Institute of Theoretical and Applied Electrodynamics of the Russian Academy of Sciences. Moscow 125412, Russia.

²Department of mathematics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia. E-mail: ^an_bala@mail.ru, ^bn.menshikh@gmail, ^cneshapkina@mail.ru.

Two types of tapered anechoic chambers have been analyzed by the method of mathematical modeling: conical and pyramidal types. The radar-absorbing coating of the inner surface of both chambers is modeled by a dielectric layer. The electromagnetic field inside the tapered chambers has been calculated by the method of integral

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

equations using the FEKO software. The analysis and comparison of the electromagnetic field distribution in the quiet zone of each chamber have been carried out and the influence of the radiation source position on the distribution of the amplitude and phase of the field has been investigated at different frequencies.

Keywords: tapered anechoic chamber, quiet zone, method of moments, microwave range. PACS: 41.20.Jb.

Received 25 January 2021.

English version: Moscow University Physics Bulletin. 2021. 76, No. 3. Pp. 126-135.

Сведения об авторах

- 1. Балабуха Николай Павлович канд. техн. наук, доцент, зав. лабораторией; тел.: (495) 483-23-62, e-mail: n_bala@mail.ru.
- 2. Меньших Николай Леонидович канд. техн. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 485-95-44, e-mail: n.menshikh@gmail.com.
- 3. Шапкина Наталья Евгеньевна канд. физ.-мат. наук, доцент, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-13-51, e-mail: neshapkina@mail.ru.