

**ВЛИЯНИЕ ФЕРРИМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА НА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ
ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЖИГ-РЕЗОНАТОРОМ
В МЕХАНИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ**

Постановка проблемы

Известные научные разработки, направленные на создание преобразователей электромагнитной энергии СВЧ в механическую энергию, показывают, что они имеют чрезвычайно малую силу тяги, равную $4 \cdot 10^{-6}$ мН/кВт [1], 0,6 мН/кВт [2], (1,2-2) мН/кВт [3, 4], 53 мН/кВт [4]. Основными элементами таких преобразователей являются генератор СВЧ, электромагнитная волна, металлический экран, диэлектрический либо сегнетоэлектрический эллипсоид, ферритовый цилиндр либо сфера.

Этот недостаток не позволяет использовать их в промышленных условиях. Поэтому разработка новых методов преобразования электромагнитной энергии СВЧ в механическую энергию является актуальной.

Цель работы – усовершенствование метода преобразования электромагнитной энергии СВЧ в механическую энергию.

Анализ последних исследований и публикаций

Для совершенствования метода преобразования электромагнитной энергии в механическую энергию использованы результаты следующих исследований.

В работе [5] предложен метод преобразования энергии неоднородной электромагнитной волны в механическую энергию. Метод преобразования заключается в изготовлении преобразователя из ферритмагнетика и воздействия на него постоянным магнитным полем и неоднородным электромагнитным полем. При этом величина напряженности постоянного магнитного поля соответствует возникновению ферритмагнитного резонанса. Технический результат – увеличение коэффициента преобразования электромагнитной энергии в механическую энергию.

В работе [6] предложен метод преобразования энергии неоднородной электромагнитной волны в механическую энергию. Метод преобразования заключается в изготовлении преобразователя из сегнетоэлектрика и воздействия на него постоянным электрическим полем и неоднородным электромагнитным полем. При этом величина напряженности постоянного электрического поля соответствует возникновению сегнетоэлектрического резонанса. Технический результат – увеличение коэффициента преобразования электромагнитной энергии в механическую энергию.

В работе [2] в нулевом приближении получен алгоритм вычисления силы, с которой неоднородная электромагнитная волна, распространяющаяся в прямоугольном волноводе, действует на ферритовый шар. Результаты теоретических исследований сопоставлены с результатами эксперимента. Электромагнитная волна мощностью 10 Вт, распространяющаяся в прямоугольном волноводе с поперечным сечением $10 \cdot 23$ мм², действует на ферритовый шар диаметром 3,55 мм, помещенный в постоянное магнитное поле, величина которого соответствует ферритмагнитному резонансу с силой, равной $(6 \pm 0,5) \cdot \mu\text{кН}$. Недостатком этих исследований является то, что они справедливы только для ферритовых шаров малых размеров и малых величин напряженности магнитного поля электромагнитной волны.

В работе [3] исследовано силовое воздействие неоднородной электромагнитной волны на диэлектрический диск, помещенный во внутренней части замкнутого несимметричного металлического объема. Уровень силового воздействия неоднородной волны составляет 1,2 мН/кВт. В качестве преобразователя электромагнитной энергии в механическую используется диэлектрический диск. Не исследовано влияние на силовое воздействие энергии СВЧ: геометрических размеров диска, геометрической формы преобразователя (цилиндр, шар), материала из которого он изготовлен.

В работе [4] исследовано силовое действие стоячей электромагнитной волны на ферритовый цилиндр произвольного диаметра, помещенный в постоянное магнитное поле. Применение пространственного резонанса (совпадение размера диаметра цилиндра с размером длины электромагнитной волны в цилиндре) и стоячей электромагнитной волны позволило увеличить до 53 мН/кВт силу тяги ферритового преобразователя. Не исследовано силовое действие стоячей электромагнитной волны на ферритовый шар произвольного диаметра.

В работе [7] исследовано распространение электромагнитных волн в 3D-решетках магнитных цилиндрических нанопроволок в условиях магнитного резонанса. Исследования подтверждают влияние взаимной ориентации постоянного и высокочастотных магнитных полей на коэффициент распространения. Силовое действие электромагнитных волн на магнитные материалы в области магнитного резонанса не исследовано.

В работах [8, 9] разработана аналитическая теория электромагнитных явлений в резонансных сложных пространственных системах малых резонансных однородных изотропных магнитодиэлектрических сферах. Исследовано влияние явления пространственного резонанса на рассеянное электромагнитное поле. Недостаток: исследование проведено в рамках квазистационарного приближения (электромагнитное поле вдоль сечения сферы предполагается постоянным).

Из анализа известных работ следует, что для увеличения силового воздействия электромагнитной волны на ферритовый преобразователь в качестве преобразователя необходимо использовать ферритовую сферу. Поместить ее в стоячую электромагнитную волну. Создать условия, во-первых, для возникновения резонанса между движением магнитных моментов доменов феррита и движением вектора напряженности неоднородного магнитного поля электромагнитной волны и, во-вторых, – для возникновения пространственного резонанса.

Для достижения поставленной в этой работе цели необходимо:

- исследовать связь между напряженностью магнитного поля в стоячей электромагнитной волне и в середине ферритовой сферы произвольного диаметра;
- разработать алгоритм вычисления влияния ферритмагнитного и пространственного резонансов на преобразование энергии стоячей электромагнитной волны ферритовой сферой в механическую энергию;
- исследовать преобразование электромагнитной энергии СВЧ ферритовой сферой произвольного радиуса в механическую энергию.

Разработка алгоритма вычисления переменного магнитного поля внутри ферритовой сфере

Рассмотрим падение плоской поляризованной электромагнитной волны 1, на ферритовую сферу 2, что находится в постоянном магнитном поле 3 и металлический экран 4. Физическая модель этого процесса представлена на рис. 1.

Радиус сферы равен R . Металлический экран расположен в точке с координатой z равной L , а центр сферы размещен в точке с координатой z равной 0 . Вектор электрической напряженности электромагнитной волны имеет направление параллельное направлению оси y , а вектор магнитной напряженности параллельный оси x .

Среда в середине ферритовой сферы характеризуется параметрами: диэлектрическая проницаемость – $\epsilon \cdot \epsilon_0$, магнитная проницаемость – $\mu \cdot \mu_0$, постоянная распространения электромагнитной волны – $k = \omega \cdot (\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \mu \cdot \mu_0)^{1/2}$, волновое сопротивление –

$\rho = (\mu \cdot \mu_0 / \varepsilon \cdot \varepsilon_0)^{1/2}$, длина волны – $\lambda = 2\pi/k$. Внешняя среда характеризуется параметрами: диэлектрическая проницаемость – ε_0 , магнитная проницаемость – μ_0 , постоянная распространения электромагнитной волны – $k_0 = \omega \cdot (\varepsilon_0 \cdot \mu_0)^{1/2}$, волновое сопротивление – $\rho_0 = (\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/2}$, длина волны – $\lambda_0 = 2\pi/k_0$.

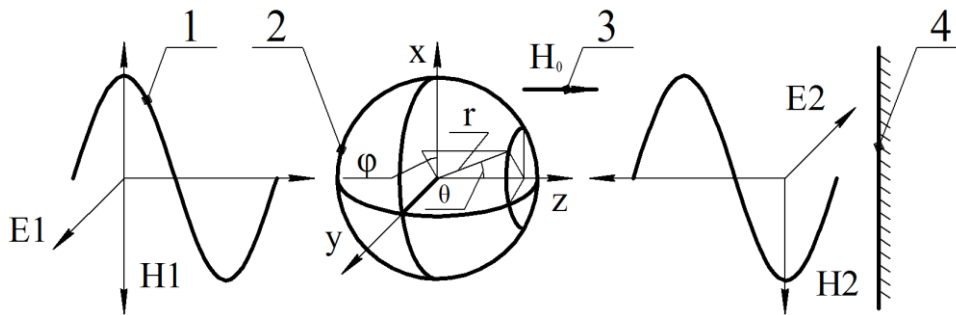


Рис. 1. Физическая модель объекта исследования

Плоско поляризованная электромагнитная волна в соответствии с принципом суперпозиции может быть представлена в виде суммы двух волн [11]:

$$HI = HI^l + HI^r, \quad (1)$$

где HI^l – вектор магнитной напряженности электромагнитной волны, которая имеет левую круговую поляризацию, HI^r – правую круговую поляризацию.

После размещения ферритовой сферы в постоянном магнитном поле B_0 магнитные моменты p_i ее доменов и вектор намагниченности J_n будут вращаться вокруг вектора магнитной индукции B_0 . $p_i = p_i \cdot (-y_0 + i \cdot z_0) \exp(\omega_0 \cdot t + \varphi_i)$ где y_0, z_0 – единичные орты направлены вдоль осей y_0, z_0 ; ω_0 – угловая частота, c^{-1} ; i – мнимая единица, ($i^2 = -1$); t – время, c ; φ_i – начальная фаза [11]:

Вектор магнитной напряженности HI^l электромагнитной волны, которая имеет левую круговую поляризацию, вращается в одном направлении с вектором намагниченности J_n . Вектор HI^r и вектор J_n вращаются в противоположных направлениях. Поэтому электромагнитная волна, которая имеет правую круговую поляризацию, слабо взаимодействует с ферритовой сферой. Ее силовым воздействием на ферритовую сферу можно пренебречь.

Электромагнитную волну, которая имеет левую круговую поляризацию в соответствии с принципом суперпозиции можно представить в виде суммы двух плоско поляризованных волн:

$$HI^l = (-x_0 + i \cdot y_0) \cdot \frac{H_0}{2} \cdot e^{i(\omega t - k \cdot x)}, \quad (2)$$

$$HI^l = x_0 \cdot HI1 + y_0 \cdot HI2. \quad (3)$$

Аналогичным образом отраженную электромагнитную волну, которая имеет левую круговую поляризацию, можно представить суммой двух плоско поляризованных волн:

$$H2^l = x_0 \cdot H21 + y_0 \cdot H22. \quad (4)$$

Отраженная от металлического экрана волна и падающая создают стоячую электромагнитную волну:

$$H^l = HI^l + H2^l. \quad (5)$$

Стоячая электромагнитная волна индуцирует электромагнитное поле в середине ферритовой сфере H^y, E^y .

Рассмотрим случай, когда металлический экран размещен на большом расстоянии от ферритовой сферы ($|L/\lambda_0 \gg 1$). В этом случае энергией отраженных от металлического экрана рассеянных электромагнитных волн сферой можно пренебречь.

Составляющие электромагнитных полей, индуцированные стоячей волной в середине ферритовой сферы можно выразить через составляющие падающей и отраженной от металлического экрана электромагнитных волн $E11_x, H12_y, E21_x, H22_y$. Эти составляющие можно представить следующими выражениями [13].

Для падающих волн:

$$E11_x = E_m \cdot e^{-i(\omega t + k \cdot (z+L))}, \quad (6)$$

$$H12_y = i \cdot H_m \cdot e^{-i(\omega t + k \cdot (z+L))}. \quad (7)$$

Для отраженных волн:

$$E21_x = -E_m \cdot e^{-i[\omega t - k(z+L)]}, \quad (8)$$

$$H22_y = i \cdot H_m \cdot e^{-i[\omega t - k(z+L)]}. \quad (9)$$

где E_m, H_m – амплитудные значения напряженности электрического и магнитного полей электромагнитной волны ($E_m = \rho_0 H_m$).

Падающая электромагнитная волна $E11_x$ создает внутри ферритовой сферы электромагнитную волну, которую можно представить следующим выражением [13]:

$$H11^c = H_m \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2 \cdot n + 1}{n \cdot (n + 1)} \left[\mathbf{r}_o i a_n N_1^E + \boldsymbol{\theta}_o (b_n M_2^E + i a_n N_2^E) + \boldsymbol{\varphi}_o (b_n M_3^E + i a_n N_3^E) \right], \quad (10)$$

$$M_2^E = -\frac{1}{\sin \theta} \cdot J_n(\rho_2) \cdot P_m^1(\cos \theta) \cdot \sin \varphi; \quad M_3^E = -J_n(\rho_2) \cdot \left[\frac{d}{d\theta} P_m^1(\cos \theta) \right] \cdot \cos \varphi;$$

$$N_1^E = \frac{n \cdot (n + 1)}{\rho_2} \cdot J_n(\rho_2) \cdot P_m^1(\cos \theta) \cdot \sin \varphi;$$

$$N_2^E = \frac{1}{\rho_2} \cdot \left[\frac{d}{d(\rho_2)} \rho_2 \cdot J_n(\rho_2) \right] \cdot \left[\frac{d}{d\theta} P_m^1(\cos \theta) \right] \cdot \sin \varphi$$

$$N_3^E = \frac{1}{\rho_2 \cdot \sin \theta} \cdot \left[\frac{d}{d(\rho_2)} \rho_2 \cdot J_n(\rho_2) \right] \cdot P_m^1(\cos \theta) \cdot \cos \varphi; \quad H_o = -i \cdot \frac{k_2}{\mu_2 \cdot \omega} \cdot E_m \cdot e^{-i \cdot \omega t}$$

$$a_n = \frac{H_n^1(\gamma_1) [\gamma_1 J_n(\gamma_1)]_{\gamma_1}^{\uparrow} - J_n(\gamma_1) [\gamma_1 H_n^1(\gamma_1)]_{\gamma_1}^{\uparrow}}{Y H_n^1(\gamma_1) [\gamma_2 J_n(\gamma_2)]_{\gamma_2}^{\uparrow} - J_n(\gamma_2) [\gamma_1 H_n^1(\gamma_1)]_{\gamma_1}^{\uparrow}}; \quad b_n = \frac{H_n^1(\gamma_1) [\gamma_1 J_n(\gamma_1)]_{\gamma_1}^{\uparrow} - J_n(\gamma_1) [\gamma_1 H_n^1(\gamma_1)]_{\gamma_1}^{\uparrow}}{N H_n^1(\gamma_1) [\gamma_2 J_n(\gamma_2)]_{\gamma_2}^{\uparrow} - G J_n(\gamma_2) [\gamma_1 H_n^1(\gamma_1)]_{\gamma_1}^{\uparrow}}$$

где r, θ, φ – сферические координаты; $\mathbf{r}_o, \boldsymbol{\theta}_o, \boldsymbol{\varphi}_o$ – единичные орты; $P_m^1(\cos \theta)$ – полином Лежандра; $J_n(\rho_1)$ – сферическая функции Бесселя; $H_n^1(\rho_1)$ – сферическая функция Ханкеля первого рода; $\rho_1 = k_1 \cdot r$; $\rho_2 = k_2 \cdot r$; $\gamma_1 = k_1 \cdot R$; $\gamma_2 = k_2 \cdot R$; $[\gamma_1 \cdot J_n(\gamma_1)]_{\gamma_1}^{\uparrow}$ – первая производная от произведения γ_1 и $J_n(\gamma_1)$ по аргументу γ_1 .

Отраженная электромагнитная волна $E21_x$ создает внутри ферритовой сферы электромагнитную волну, которую можно представить выражением

$$H21^c = H_m \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2 \cdot n + 1}{n \cdot (n + 1)} \left[\mathbf{r}_o (i \cdot a_n N_1^E) + \boldsymbol{\theta}_o (-b_n M_2^E + i \cdot a_n N_2^E) + \boldsymbol{\varphi}_o (b_n M_3^E - i \cdot a_n N_3^E) \right], \quad (11)$$

Падающая электромагнитная волна H_{12y} создает внутри ферритовой сферы электромагнитную волну, которую можно представить выражением

$$H_{12}^c = i \cdot H_m \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2 \cdot n + 1}{n \cdot (n + 1)} \left[-r_o (i \cdot a_n N_1^H) + \theta_o (b_n M_2^H - i \cdot a_n N_2^H) + \varphi_o (b_n M_3^H - i \cdot a_n N_3^H) \right], \quad (12)$$

$$M_2^H = -\frac{1}{\sin \theta} \cdot J_n(\rho_2) \cdot P_m^1(\cos \theta) \cdot \cos \varphi; \quad M_3^H = -J_n(\rho_2) \cdot \left[\frac{d}{d\theta} P_m^1(\cos \theta) \right] \cdot \sin \varphi;$$

$$N_1^H = \frac{n \cdot (n + 1)}{\rho_2} \cdot J_n(\rho_2) \cdot P_m^1(\cos \theta) \cdot \cos \varphi; \quad N_2^H = \frac{1}{\rho_2} \cdot \left[\frac{d}{d(\rho_2)} \rho_2 \cdot J_n(\rho_2) \right] \cdot \left[\frac{d}{d\theta} P_m^1(\cos \theta) \right] \cdot \cos \varphi$$

$$N_3^H = \frac{1}{\rho_2 \cdot \sin \theta} \cdot \left[\frac{d}{d(\rho_2)} \rho_2 \cdot J_n(\rho_2) \right] \cdot P_m^1(\cos \theta) \cdot \sin \varphi.$$

Отраженная электромагнитная волна H_{22y} создает внутри ферритовой сферы электромагнитную волну, которую можно представить следующим выражением:

$$H_{22}^c = i \cdot H_m \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2 \cdot n + 1}{n \cdot (n + 1)} \left[r_o (i \cdot a_n N_1^H) + \theta_o (b_n M_2^H + i \cdot a_n N_2^H) + \varphi_o (b_n M_3^H + i \cdot a_n N_3^H) \right], \quad (13)$$

Суммарное электромагнитное поле в середине ферритовой сферы можно представить уравнением:

$$H^c = H_{11}^c + H_{21}^c + H_{12}^c + H_{22}^c, \quad (14)$$

Выражения (9) – (13) удовлетворяют уравнениям Максвелла и граничным условиям на границе ферритовый шар – свободное пространство.

Исследование свойств напряженности переменного магнитного поля внутри ферритовой сферы

На рис. 2 приведены зависимости отношения модуля напряженности магнитного поля в центре ферритовой сферы H^c к напряженности падающей волны H_m в зависимости от величины ее радиуса.

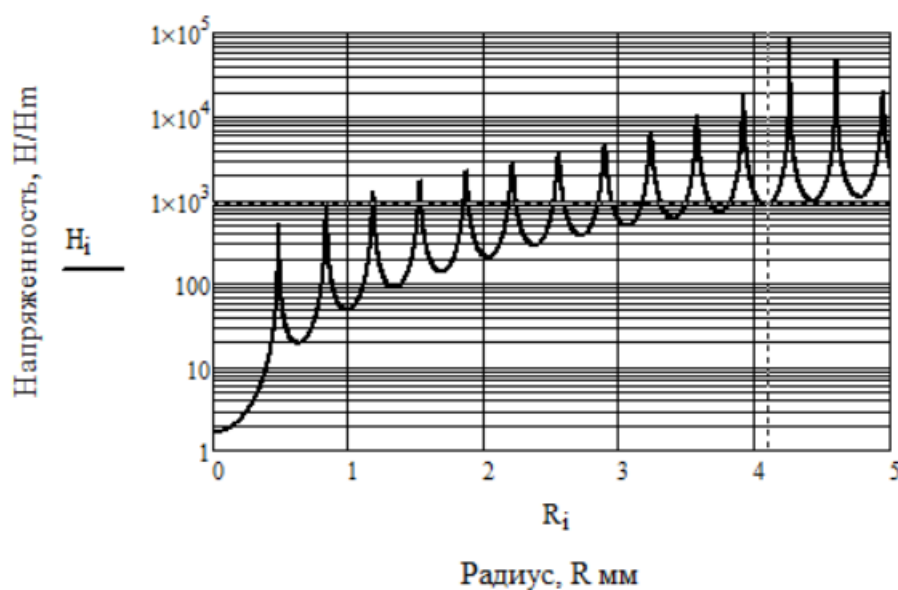


Рис. 2. Зависимость напряженности магнитного поля в середине шара от величины радиуса

Входные параметры: мощность падающей электромагнитной волны P равна 200 кВт, диаметр электромагнитного луча D равен $20 \lambda_0$; $\lambda_0 = 3,2$ см; Напряженность падающего на ферритовую сферу магнитного поля СВЧ H_m равна 28,7 А/м; феррит марки С-4256 [15]; $\epsilon = 15,1 - i \cdot 0,003$; $\mu = 143,5 - i \cdot 1,4$. Действительная часть магнитной проницаемости вычислена по методике, представленной в работе [4]. Мнимая часть вычислена методом решения уравнения движения вектора намагниченности в постоянном магнитном поле и поле СВЧ [11].

Кривая H_i построена на основании численного анализа уравнения (9) – (13). Параметры вычислений $L = \lambda_0/8$; $r = R \cdot 10^{-4}$; $\theta = 0,0001 \cdot \pi$; $\varphi = \pi/2$. Из кривой, приведенной на рис. 2, видно, что при резонансных радиусах сферы R_{1p} , R_{2p} , ... равных 0,4875 мм, 0,8406 мм, ..., и так далее до R_{12p} , равного 4,2634 мм, напряженность магнитного поля в центре ферритовой сферы резко возрастает. Дальнейшее увеличение радиуса приводит к уменьшению напряженности магнитного поля.

В центре ферритовой сферы, резонансный радиус которой равен 4,2634 мм, можно достичь увеличения напряженности магнитного поля СВЧ в 83796 раз по сравнению с напряженностью магнитного поля в падающей волне. При нерезонансном радиусе равном 4,0637 мм напряженность магнитного поля СВЧ в центре ферритовой сферы будет равна $865 \cdot H_m$. На рис. 2 эта точка выделена пересечением пунктирных линий.

На рис. 3 представлена зависимость отношения модуля напряженности магнитного поля H_i в середине ферритовой сферы к напряженности падающей плоской волны H_m от координаты r .

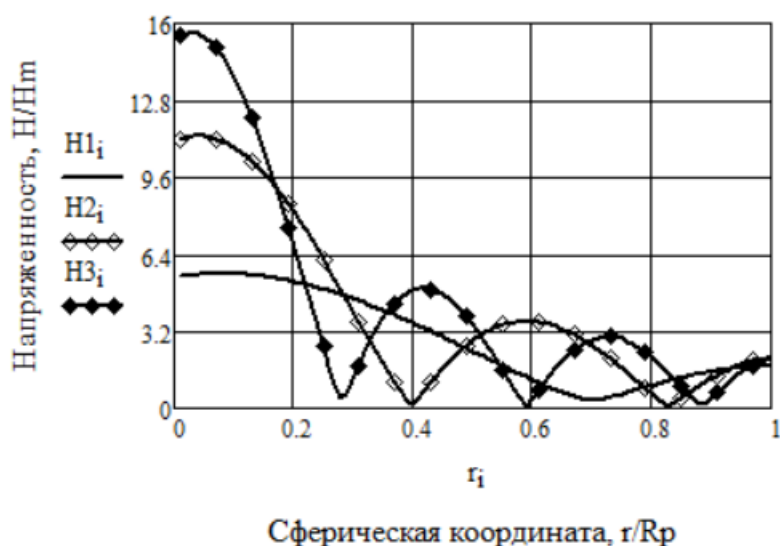


Рис. 3. Зависимость напряженности магнитного поля от сферической координаты r .

Кривые H_1 , H_2 , H_3 , соответствуют значениям сферических координат $\theta = 0$, $\varphi = \pi/2$ и резонансным радиусам R_1 , R_2 , R_3 равным соответственно 0,4875 мм, 0,8406 мм, 1,1847 мм. Кривые построены на основании численного анализа уравнения (9-13).

Ход кривых, приведенных на рис. 3, показывает, что внутри ферритовой сферы устанавливаются неоднородные электромагнитные волны.

На рис. 4 представлена зависимость отношения модуля напряженности магнитного поля H_i к напряженности падающей плоской волны H_m от координаты θ . Резонансный радиус сферы R_{1p} равен 0,4268 мм. Точки наблюдения при сферической координате r равной $0,1 \cdot R_p$. Кривые H_1 , H_2 , H_3 , H_4 и H_5 соответствуют координатным углам φ , равным соответственно 0° , 30° , 60° , 90° , 120° . Кривые, представленные на рис. 4, построены на основании численного анализа уравнений (9 -13).

При увеличении сферической координаты θ от 0° до 180° (кривые 0° , 30° , 60° , 120°) отношение амплитуд H_i/H_m имеет максимум при ($= 90$). Кривые H_2 и H_5 совпадают.

Для координаты φ равной 90° при увеличении сферической координаты θ от 0° до 180° отношение амплитуд H_i/H_m плавно изменяется от $5,6 \cdot H_m$ до $4,9 \cdot H_m$.

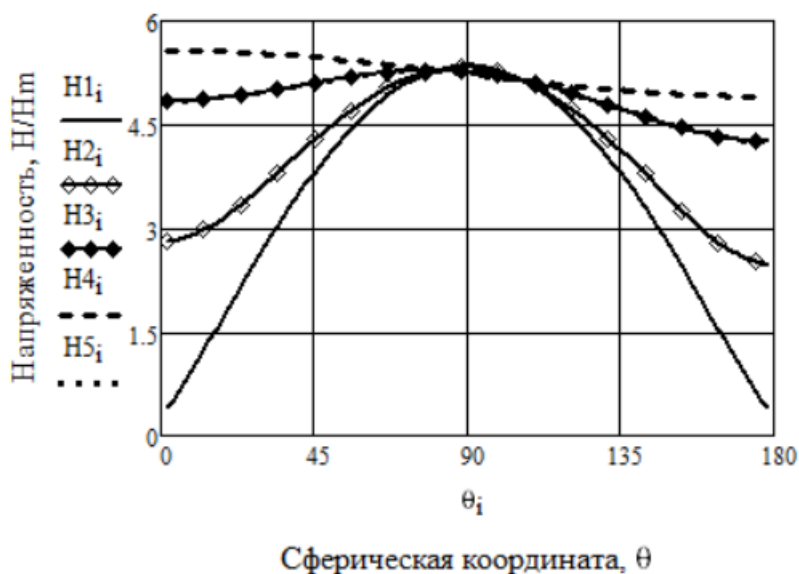


Рис.4. Зависимость напряженности магнитного поля от сферической координаты θ .

Ход кривых, приведенных на рис. 3 и 4, показывает, что внутри ферритовой сферы устанавливаются неоднородные электромагнитные волны.

Среднее квадратичное значение напряженности $H_{ср}^c$ переменного магнитного поля по объему ферритовой сферы изменяется с увеличением его резонансного радиуса. При резонансном радиусе $R1_p$, равном $0,4875$ мм, величина $H1_{ср}^c/H_m$ равна $1,5$ и при $R12_p$, равном $4,2634$ мм, $H7_{ср}^c/H_m$ равно $4,8$. При нерезонансном радиусе R_n , равном $4,08$ мм, $H7_{ср}^c/H_m$ равно $0,54$.

В таблице приведены величины коэффициента усиления амплитуды напряженности магнитного поля электромагнитной волны в середине ферритовой сферы ($\eta = H1_{ср}^c/H_m$) для всех рассматриваемых радиусов.

Исследование силового воздействия стоячей электромагнитной волны на ферритовую сферу

Средняя за период потенциальная энергия, которую получает ферритовая сфера в электромагнитном поле стоячей волны, может быть вычислена с помощью уравнения [2]:

$$U = -\frac{1}{T} \cdot \int \int \int_0V \cdot \text{Re}(J) \cdot \text{Re}(B^c) dV dt, \quad (15)$$

где $\text{Re}(J)$, $\text{Re}(B^c)$ – действительные части векторов намагниченности J и магнитной индукции B^c в середине ферритовой сферы, V – объем ферритовой сферы, T – период колебаний электромагнитной волны.

В соответствии с уравнениями (14), (15) и физической моделью объекта исследования составляющую потенциальной энергии (которая превращается в кинетическую энергию поступательного движения ферритовой сферы) можно представить выражением

$$U = -\frac{1}{T} \int_0^T \int_0^{R\pi} \int_0^{2\pi} \text{Re}[(\mu-1)H_x^c] \text{Re}[\mu_o \mu \cdot H_x^c] d\varphi \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot r^2 dr dt, \quad (16)$$

где

$$H_x^c = \sin \theta \cdot \cos \varphi \cdot H_r^c + \cos \theta \cdot \cos \varphi \cdot H_\theta + \sin \varphi \cdot H_\varphi^c, \quad (17)$$

Сила, с которой стоячая электромагнитная волна действует на ферромагнитный цилиндр, размещенный в постоянном магнитном поле, может быть вычислена с помощью уравнения

$$F = \text{grad}U. \quad (18)$$

При расстоянии от центра ферритовой сферы до металлического экрана, которое равно $(\lambda_0/8 + n \cdot \lambda_0/2)$, где $n = 0, 1, 2, 3 \dots$, наблюдается максимальная величина силы, направленная вдоль распространения падающей электромагнитной волны. При расстоянии $-(3 \cdot \lambda_0/8 + n \cdot \lambda_0/2)$ направление силы противоположно направлению распространения падающей электромагнитной волны.

Результаты анализа аналитических уравнений (16) и (18) приведены в таблице.

| R_p | Резонансный радиус, мм | Коэффициент усиления, η | Сила, действующая на уединенный шар, Н |
|----------|------------------------|------------------------------|--|
| R_1 | 0,4875 | 1,5 | $1,8 \cdot 10^{-5}$ |
| R_4 | 1,595 | 1,6 | $6,3 \cdot 10^{-4}$ |
| R_8 | 2,895 | 2,3 | $9,2 \cdot 10^{-3}$ |
| R_{11} | 3,9616 | 4,7 | $9,3 \cdot 10^{-2}$ |
| R_{12} | 4,2634 | 4,8 | 0,12 |
| | Не резонансный | | |
| R_n | 4,08 | 0,54 | $1,3 \cdot 10^{-3}$ |

Сила, действующая на ферритовую сферу, увеличивается с увеличением резонансного радиуса. Это обусловлено зависимостью величины сил от объема шара и от коэффициента усиления напряженности магнитного поля СВЧ внутри шара.

Для ферритовой сферы радиус, которой равен 4,2634 мм отношение полученной силы к плотности потока мощности СВЧ и к объему шара равно $3,6 \cdot 10^5$ Н/(Вт·м). Это же отношение, полученное в работе [5], для ферромагнитного цилиндра равно 4,3 Н/(Вт·м). Следовательно, преобразование электромагнитной энергии в механическую энергию ЖИГ-резонатором эффективнее в $8,6 \cdot 10^4$ раз по сравнению с преобразованием ферромагнитным цилиндром.

Обсуждение результатов исследований

Заменив в уравнениях (16) – (18) $\mu-1$ и μ на $\text{Re}(\mu-1)$ и $\text{Re}(\mu)$, получим численную величину для силы, действующей на ферритовый шар R_{12} , равную 0,1199. Приближенное значение силы меньше на 0,08 % от силы, вычисленной при помощи (16) – (18). Из уравнений (12) – (14) и (20) следует, что $H_{ск}^c$ пропорционально напряженности магнитного поля падающей электромагнитной волны $\eta \cdot H_m$.

С учетом сказанного выше приближенно (с погрешностью 0,08 %) сила может быть вычислена с помощью уравнений:

$$F = \mu_0 \cdot (\text{Re}(\mu-1)) \cdot \text{Re}(\mu) \cdot \text{grad}(H_{ск}^c)^2 \cdot V, \quad (19)$$

$$(H_{ск}^c)^2 = \frac{1}{V \cdot T} \int_0^T \int_0^{R\pi} \int_0^{2\pi} [\text{Re}(H_x^c)]^2 \cdot d\varphi \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot r^2 dr \cdot dt, \quad (20)$$

$$H_{ск}^c = \eta \cdot H_m, \quad (21)$$

где H_m – модуль вектора напряженности переменного магнитного поля, вращающегося вокруг оси z и подающего на ЖИГ-резонатор.

В работе [3] используются следующие параметры: $P1=10$ Вт, $S1=2,3 \cdot 10^{-4}$ м² ($2,3 \cdot 1$ см²), $V1=2,34 \cdot 10^{-8}$ м³ (диаметр шара R равен 3,55 мм), $\mu = 143,5$, $F1 = (6 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$ Н; $\eta1 = 0,69$; $H1^c_{ск} = 12,7 \cos(\pi \cdot z/a)$ А/м, размер широкой стенки волновода $a = 2,3$ см, координата размещения центра шара $z = a/4$.

В соответствии с (19) силу, действующую на ферритовую сферу, помещенную в прямоугольном волноводе, можно представить выражением

$$F1 = -\mu_0 \cdot \mu^2 \cdot \eta1^2 \cdot V1 \cdot \frac{d}{dz} (12,7 \cdot \cos(\pi \cdot z/a))^2 = 6,3 \cdot 10^{-6} \cdot H. \quad (22)$$

Совпадение результата вычисления силы по упрощенному выражению с величиной силы, измеренной экспериментально в пределах погрешности измерения, подтверждает справедливость разработанного алгоритма для исследования силового действия неоднородной электромагнитной волны на ферритовую сферу, находящейся в состоянии ферритмагнитного резонанса.

В настоящей работе используются параметры: $P2=200$ кВт; $S2=0,32$ м² (диаметр поперечного сечения луча, в котором распространяется падающая электромагнитная волна, равен 0,64 м); $V2=3,2 \cdot 10^{-7}$ м³ (радиус ферритовой сферы R12 равен 4,2634 мм); $\mu = 143,5$; $F12 = 0,12$ Н; $\eta7 = 4,8$; $H2^c_{ск} = 2 H_m \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot z/\lambda_0)$ А/м; координата размещения центра сферы $z = \lambda_0/8$;

$$F2 = -\mu_0 \cdot \mu^2 \cdot \eta2 \cdot V2 \cdot \frac{d}{dz} (40,6 \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot z/\lambda_0))^2 = 0,12 \cdot H. \quad (23)$$

Совпадение результатов исследований, полученных при помощи упрощенной методики, и результатов исследования, полученных на основании строгих математических расчетов, свидетельствует, что при анализе уравнений (10) – (16) отсутствуют ошибки.

Оценим величину силы, с которой стоячая электромагнитная волна может действовать на систему ферритовых сфер.

Выше было показано, что при расстоянии от центра ферритовой сферы до металлического экрана, которое равно $(\lambda_0/8 + n \cdot \lambda_0/2)$, где $n = 0, 1, 2, 3 \dots$, наблюдается максимальная величина силы. В объеме луча, в котором распространяется падающая электромагнитная волна (длина объема равна $\lambda_0/8 + 100 \cdot \lambda_0/2 = 1,604$ м; диаметр равен 0,64 м), можно разместить $1,257 \cdot 10^5$ ферритовых сфер на расстоянии, равном $\lambda_0/2$ одна от другой. На эти ферритовые сферы будет действовать стоячая электромагнитная волна с примерно одинаковой силой.

Без учета явления дифракции плоской электромагнитной волны на системе из ферритовых сфер и потерь на их нагревание можно оценить силу, с которой стоячая электромагнитная волна действует на систему сфер. Оценочная величина силы, действующей на $1,257 \cdot 10^5$ ферритовых сфер, составляет $1,5 \cdot 10^4$ Н (сила тяги равна $1,7 \cdot 10^3$ кг; мощность падающей электромагнитной волны равна 200 кВт). Справедливость оценочной величины силы тяги предложенного преобразователя может быть проверена после решения ряда задач:

1. Дифракция плоской электромагнитной волны на системе ферритовых сфер произвольного диаметра (до настоящего времени эта задача не решена).
2. Вычисление потерь в системе ферритовых сфер.
3. Разработка предложенного преобразователя и проведение экспериментальных исследований.

Выводы

Применение ЖИГ-резонатора, ферритмагнитного и пространственного резонансов позволило разработать преобразователь электромагнитной энергии в механическую энергию, с силой тяги, равной 0,12 Н. Полученные результаты исследований могут быть использованы разработчиками преобразователей СВЧ энергии в механическую энергию. Дальнейшее усовершенствование метода преобразования электромагнитной энергии СВЧ в механиче-

скую энергию, по-видимому, заключается: в проведении экспериментальных исследований, решении задачи дифракции плоской электромагнитной волны на системе ферритовых сфер произвольного диаметра, исследовании потерь в системе ферритовых сфер.

Список литературы:

1. Пондеромоторное действие электромагнитного поля (теория и приложения) / Р. А. Валитов, Н. А. Хижняк, В. С. Жилков [и др.] ; под ред. Р. А. Валитова. Москва : Сов. радио, 1975. 232 с.
2. Мартыненко Л. Г. Влияние ферромагнитного резонанса на преобразование электромагнитной энергии в механическую. Л. Г. Мартыненко, Г. Л. Комарова, В. В. Маличенко // Известия вузов, радиоэлектроника. 2016. Т. 59. №. 10, С 30-36. DOI: 10.3103/S0735272716100046.
3. Measurement of Impulsive Thrust from a Closed Radio-Frequency Cavity in Vacuum / H. White, P March, J. Lawrence et al. // Journal of propulsion and power. Vol. 33, No. 4, July–August 2017 P. 830 – 841. DOI: 10.2514/1.B36120.
4. Мартыненко Л. Г. Влияние ферромагнитного резонанса на преобразование энергии электромагнитной стоячей волны в механическую энергию / Л. Г. Мартыненко, Г. Л. Комарова // Известия вузов, радиоэлектроника. 2020. Т. 63. №. 5. С 290-298. DOI: 10.3103/S0735272720050039
5. Мартыненко Л. Г. Спосіб перетворення електромагнітної енергії в механічну / Л.Г. Мартыненко, Г.Л. Комарова, В.В. Маличенко. Патент на винахід України. № 117748. Бюл. № 18 від 25.09.2018.
6. Мартыненко Л.Г. Спосіб перетворення електромагнітної енергії в механічну / Л.Г. Мартыненко, Г.Л. Комарова, В.В. Маличенко. Патент на корисну модель № 1129907. від 10.01.2017. Бюл. № 1.
7. Макеева Г. С. Электродинамический анализ постоянных распространения электромагнитных волн в 3D-решетках магнитных нанопроволок в условиях магнитного резонанса в микроволновом диапазоне / Г. С. Макеева, О. А. Голованов // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. №. 1. С. 3 - 11. DOI:10.7868/S0033849415110145
8. Kozar A. I. Resonant degenerate crystal made of spheres located magnetodielectric medium // International Journal of Electromagnetics and Applications, Vol. 3, No. 2, 2013, pp. 15-19. DOI: 10.5923/j.idea.20130302.02.
9. Козар А.И. Резонансные метакристаллы из малых магнитодиэлектрических сфер : монография. Харьков : ХНУРЭ, 2014. 352 с.
10. Никольский В.В. Теория электромагнитного поля. Москва : Высш. шк. 1961. 371с.
11. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах / А.Г. Гуревич. Москва : Физматгиз, 1960. 208 с.
12. Електродинаміка та поширення радіохвиль. Ч. 1. Основи теорії електромагнітного поля / В. М. Шокало, В. І. Правда, Усін [та ін.] ; за заг. ред. В. М. Шокало та В. І. Правда. Харків : Колегіум, 2009. 208 с.
13. Стреттон Дж. А. Теория электромагнетизма. Москва : Гостехиздат. 1948. 539 с.
14. Микроволновые ферриты. [Электронный ресурс] Режим доступа: <https://www.domen.ru/mikrovolnovye-ferrity> 07.01.2018.

Поступила в редколлегию 17.10.2021

Сведения об авторах:

Комарова Анна Леонидовна – канд. техн. наук, доцент, Украинский государственный университет железнодорожного транспорта, доцент кафедры инженерии вагонов и качества продукции, Украина; e-mail: anna.kom3793@gmail.com.ua; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8597-5891>