

УДК 621.396.67

ЩЕЛЕВАЯ СФЕРИЧЕСКАЯ АНТЕННА С МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ДИАФРАГМОЙ В ВОЛНОВОДЕ

С.Л. Бердник, В.С. Васильковский, В.А. Катрич, М.В. Нестеренко, Ю.М. Пенкин

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, пл. Свободы, 4, Харьков, Украина

E-mail: beserbox@gmail.com

Поступила в редакцию 27 марта 2014 г.

В строгой самосогласованной постановке обобщенным методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС) решена задача об излучении электромагнитных волн из волноводной секции в пространство над идеально проводящей сферой. Излучение реализовано через апертуру узкой щели, прорезанной в торце полубесконечного прямоугольного волновода, в котором размещен проходной резонатор со щелями связи. Численно исследованы электродинамические характеристики щелевого сферического излучателя.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: щелевая сферическая антенна, резонансная диафрагма, проходной резонатор, обобщенный метод наведенных МДС.

У строгій самоузгодженій постановці узагальненим методом наведених магніторушійних сил (МРС) розв'язано задачу про випромінювання електромагнітних хвиль із хвилевідної секції в простір над ідеальною провідною сферою. Випромінювання реалізоване через апертуру вузької щілини, прорізаної в торці напівнескінченного прямокутного хвилеводу, у якому розміщено прохідний резонатор із щілинами зв'язку. Чисельно досліджено електродинамічні характеристики щілинного сферичного випромінювача.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: щілинна сферична антена, резонансна діафрагма, прохідний резонатор, узагальнений метод наведених МРС.

The problem about radiation of electromagnetic waves from waveguide sections into a space outside a perfectly conducting sphere is solved by the generalized method of induced magnetomotive forces (MMF) using a rigorous self-consistent formulation. Radiation is implemented through the aperture of the narrow slot which has been cut through in an end-wall of a semi-infinite rectangular waveguide in which the transmission resonator with coupling slots has been located. The electrodynamic characteristics of a spherical slot radiator was investigated numerically.

KEY WORDS: spherical slot radiator, resonant diaphragm, transmission resonator, generalized method of induced MMF.

В настоящее время невыступающим щелевым излучателям на практике отдают предпочтение при размещении антенн на мобильных объектах, поскольку щелевые антенны не вносят существенных изменений в их массогабаритные параметры и аэродинамические свойства [1]. Диапазон применения таких антенн очень широк: от космических летательных аппаратов [1] до автономных микроустройств [2]. Обычно при моделировании корпус мобильного объекта (или его конструктивную часть) аппроксимируют сферической поверхностью, радиус которой соизмерим с рабочей длиной волны антенны. Поэтому среди разработчиков антенн интерес к щелевым сферическим излучателям, имеющих резонансные размеры, не исчезает уже на протяжении нескольких десятилетий. Достаточно подробно в литературных источниках исследованы характеристики кольцевых и секториальных узких щелей, расположенных на сферических рассеивателях [3–11]. Не проводя здесь сравнительного анализа особенностей постановок задач и методов их решения, заметим, что наряду с идеально проводящими сферами в [9,11] рассмотрены сферические антенны с импедансными поверхностями. Дифракция плоской волны на полой проводящей оболочке, имеющей кольцевую щель или отверстие с круговой апертурой, изучалась соответственно в [12,13]. Характеристики сферических антенн со щелевыми излучателями прямоугольной формы исследовались в [5,14–16]. При этом в [5,16] были рассмотрены только внешние электродинамические характеристики щелевых антенн в предположении заданного косинусоидального распределения эквивалентного магнитного тока вдоль оси узкого щелевого излучателя полуволновой длины. В [14,15] с использованием метода моментов проанализированы характеристики узких прямоугольных щелей, прорезанных в проводящей бесконечно тонкой сферической оболочке. Конструктивное объединение резонаторов, обладающих выраженными частотно-избирательными свойствами, со щелевыми излучателями дает возможность формирования требуемых частотно-энергетических и пространственных характеристик антенн подобного типа [17–20]. Следует однако отметить, что результаты, приведенные в данных публикациях, ограничены рассмотрением случаев возбуждения щели в резонаторе δ -генератором напряжения.

В [21] авторами представлено решение обобщенным методом наведенных МДС задачи об излучении электромагнитных волн в пространство над идеально проводящей сферой через щель в торце полубесконечного прямоугольного (магистрального) волновода (щелевая сферическая антенна (ЩСА)). Целью данной статьи является решение задачи и исследование электродинамических характеристик ЩСА в случае, когда в магистральном волноводе размещена одно- или двух-щелевая резонансная диафрагма, образующая вместе с торцом волноводной секции проходной резонатор.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ТОКОВ

Рассматриваемая резонаторно-щелевая структура и принятые в задаче обозначения представлены на рис.1. Три электродинамических объема с идеально проводящими стенками, представляющие собой соответственно полубесконечный прямоугольный волновод сечением $a \times b$ (индекс области "Wg"), прямоугольный резонатор с размерами $a \times b \times H$ (индекс области "R") и пространство над идеально проводящей сферой с радиусом R (индекс области "Sp") связаны между собой прямолинейными щелями S_1, S_2, S_3 , прорезанными в общих стенках. В магистральном волноводе из области $z = \infty$ распространяется волна основного типа H_{10} (рис. 1). Декартова система координат, связанная с волноводом, представлена на рис. 1а. Сферическая система координат, связанная со сферическим рассеивателем (фланцем), показана на рис. 1в. Геометрический центр внутренней апертуры щелевого излучателя в декартовой системе координат определяется координатами $a/2, y_{03}, 0$, центр внешней апертуры в сферической системе координат – координатами $R, \pi/2, 0$. Длина внешней апертуры щели по дуге в сферической системе координат составляет $2L_3^e$.

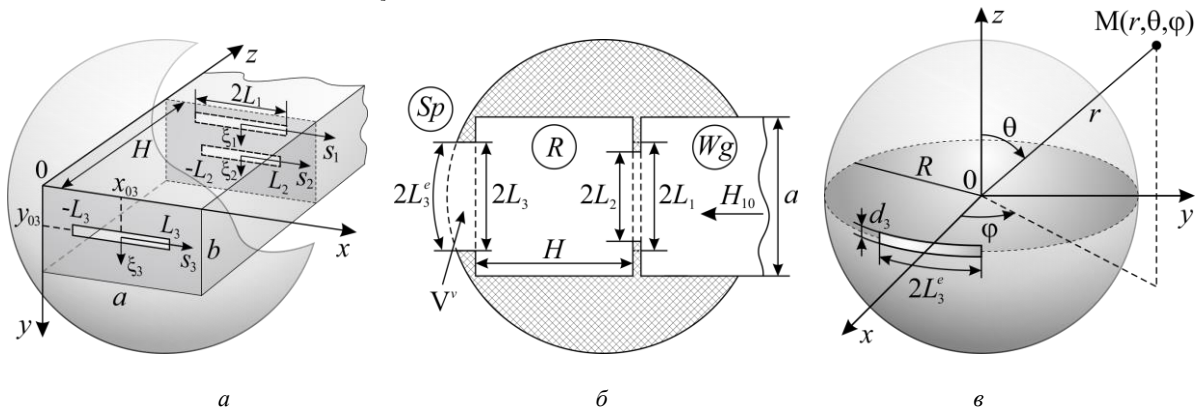


Рис. 1. Геометрия щелевой сферической антенны и принятые обозначения.

Геометрические размеры всех щелей удовлетворяют следующим условиям

$$\frac{d_m}{2L_m} \ll 1, \quad \frac{d_m}{\lambda} \ll 1, \quad m=1,2,3, \quad (1)$$

где $2L_m$ и d_m – соответственно длина и ширина щелей, λ – длина волны в свободном пространстве. Тогда эквивалентные магнитные токи в щелях можно представить в виде (\vec{e}_{s_m} – единичные орты, s_m и ξ_m – локальные координаты, связанные со щелями (оси $\{0\xi_m\}$ расположены в плоскости $x = a/2$), J_{0m} – амплитуды токов):

$$\vec{J}_m(s_m) = \vec{e}_{s_m} J_{0m} f_m(s_m) \chi_m(\xi_m), \quad (2)$$

при этом функции $f_m(s_m)$ должны удовлетворять краевым условиям $f_m(\pm L_m) = 0$, а функции $\chi_m(\xi_m)$ – условиям на ребрах щелей и условиям нормировки: $\int_{\xi_m} \chi_m(\xi_m) d\xi_m = 1$.

В качестве функциональных зависимостей $f_m(s_m)$ от продольных координат магнитных токов в щелях выберем функции, получающиеся в результате приближенного решения интегрального уравнения для тока в щелевой резонансной диафрагме в прямоугольном волноводе [22], возбуждаемой волной типа

$H_{10} - \{ f_{1,2}(s_{1,2}) \}$, и для тока в щели в идеально проводящей сфере при падении на нее плоской электромагнитной волны, вектор \vec{H} которой параллелен вектору $\vec{e}_{s_3} - \{ f_3^e(\varphi) \}$:

$$\begin{aligned} f_{1,2}(s_{1,2}) &= \cos ks_{1,2} \cos \frac{\pi L_{1,2}}{a} - \cos kL_{1,2} \cos \frac{\pi s_{1,2}}{a}, \\ f_3(s_3) &= \cos ks_3 - \cos kL_3, \quad f_3^e(\varphi) = \cos kR\varphi - \cos kL_3^e. \end{aligned} \quad (3)$$

Исходя из граничных условий непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля на поверхностях щелей и следуя методу наведенных МДС для многощелевой структуры, получаем систему алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд токов J_{0m} (при временной зависимости $e^{i\omega t}$):

$$\begin{cases} J_{01}(Y_{11}^{Wg} + Y_{11}^R) + J_{02}(Y_{12}^{Wg} + Y_{12}^R) + J_{03}Y_{13}^R = -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L_1}^{L_1} f_1(s_1)H_{0s_1}(s_1)ds_1, \\ J_{02}(Y_{22}^{Wg} + Y_{22}^R) + J_{01}(Y_{21}^{Wg} + Y_{21}^R) + J_{03}Y_{23}^R = -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L_2}^{L_2} f_2(s_2)H_{0s_2}(s_2)ds_2, \\ J_{03}(Y_{33}^R + Y_{33}^{Sp}) + J_{01}Y_{31}^R + J_{02}Y_{32}^R = 0. \end{cases} \quad (4)$$

В системе уравнений (4) введены обозначения

$$Y_{mm}^{Wg,R} = \frac{1}{2k} \int_{-L_m}^{L_m} f_m(s_m) \left[\left(\frac{d^2}{ds_m^2} + k^2 \right) \int_{-L_m}^{L_m} f_m(s'_m) G_{s_m}^{Wg,R}(s_m, s'_m) ds'_m \right] ds_m \quad (5)$$

— собственные проводимости щелей;

$$Y_{mn}^{Wg,R} = \frac{1}{2k} \int_{-L_{m,n}}^{L_{m,n}} f_{m,n}(s_{m,n}) \left[\left(\frac{d^2}{ds_{m,n}^2} + k^2 \right) \int_{-L_{n,m}}^{L_{n,m}} f_{n,m}(s'_{n,m}) G_{s_{m,n}}^{Wg,R}(s_{m,n}, s'_{n,m}) ds'_{n,m} \right] ds_{m,n} \quad (6)$$

— взаимные проводимости щелей;

$G_s^{Wg,R,Sp}$ — s -компоненты квазиодномерных ($|\xi_m - \xi'_m| \approx d_m/4$) функций Грина для векторного потенциала соответствующих объемов, $H_{0s_{1,2}}(s_{1,2})$ — проекции поля сторонних источников на оси первой и второй щелей, $k = 2\pi/\lambda$.

Используя выражения для магнитных функций Грина полубесконечного прямоугольного волновода, прямоугольного резонатора и полупространства над бесконечной идеально проводящей плоскостью, находим согласно (3), (5), (6) выражения для собственных и взаимных проводимостей щелей:

$$\begin{aligned} Y_{mn}^{Wg}(kL_m, kL_n) &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} \cos k_y y_{0m} \cos k_y (y_{0n} + \frac{d_n^e}{4}) I_1(kL_m) I_1(kL_n), \\ Y_{mn}^R(kL_m, kL_n) &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} \coth k_z H \cos k_y y_{0m} \cos k_y (y_{0n} + \frac{d_n^e}{4}) I_1(kL_m) I_1(kL_n), \\ Y_{m3}^R(kL_m, kL_3) &= Y_{3m}^R(kL_3, kL_m) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{k_z \operatorname{sh} k_z H} \cos k_y y_{0m} \cos k_y (y_{03} + \frac{d_3^e}{4}) I_1(kL_m) I_2(kL_3), \\ & \quad m = 1, 2, \quad n = 1, 2; \\ Y_{33}^R(kL_3) &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n k}{k_z (k^2 - k_x^2)} \coth k_z H \cos k_y y_{03} \cos k_y (y_{03} + \frac{d_3^e}{4}) I_2^2(kL_3), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} Y_{33}^{Sp}(kL_3^e, kR) &= \frac{4R}{k(d_3^e)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} \times \frac{1}{(n+1) - kR h_{n+1}^{(2)}(kR) / h_n^{(2)}(kR)} \times \\ & \quad \times \left[kR^2 C_0^2 A_n^0 - 2 \sum_{m=1}^n C_m^2 \left[m^2 \left(n(n+1) - kR^2 \right) B_n^m - kR^2 A_n^m \right] \right], \end{aligned}$$

В (6) приняты обозначения:

$$I_1(kL_m) = 2 \left\{ \frac{k \sin kL_m \cos k_x L_m - k_x \cos kL_m \sin k_x L_m}{k^2 - k_x^2} \cos \frac{\pi L_m}{a} - \frac{\left(\frac{\pi}{a} \right) \sin \frac{\pi L_m}{a} \cos k_x L_m - k_x \cos \frac{\pi L_m}{a} \sin k_x L_m}{(\pi/a)^2 - k_x^2} \cos kL_m \right\},$$

$$I_2(kL_3) = 2 \frac{k_x \sin kL_3 \cos k_x L_3 - k \cos kL_3 \sin k_x L_3}{k_x},$$

$k_x = \frac{m\pi}{a}$, $k_y = \frac{n\pi}{b}$, $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$, m и n — целые числа; $\varepsilon_n = (2 - \delta_{0n})$ — множитель Неймана; y_{0m} — координаты осевых линий щелей;

$$A_n^m \approx \sin \theta \left[\bar{P}_n^m \left(\cos \left(\frac{\pi}{2} + \frac{d_3^e}{2R} \right) \right) - \bar{P}_n^m \left(\cos \left(\frac{\pi}{2} - \frac{d_3^e}{2R} \right) \right) \right]; \quad B_n^m = \int_{\frac{\pi}{2} - \frac{d_3^e}{2R}}^{\frac{\pi}{2} + \frac{d_3^e}{2R}} \bar{P}_n^m(\cos \theta) d\theta;$$

$$C_m = \frac{1}{m^2 - (kR)^2} \left[m \sin \frac{mL_3^e}{R} \cos kL_3^e - kR \cos \frac{mL_3^e}{R} \sin kL_3^e \right] - \frac{\cos kL_3^e}{m} \sin \frac{mL_3^e}{R} = C_m^I - C_m^{II},$$

$$C_m^I \Big|_{m \rightarrow kR} = \frac{L_3^e}{2R} + \frac{\sin(2kL_3^e)}{4kR}; \quad \bar{P}_n^m \cos \theta = \sqrt{\frac{2n+1}{2} \frac{n-m!}{n+m!}} P_n^m \cos \theta \quad - \text{нормированные присоединенные функции Лежандра первого рода;}$$

$h_n^2 kr = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} H_{n+1/2}^2 kr$ — сферические функции Ханкеля второго рода; $H_{n+1/2}^2 kr$ — функции Ханкеля второго рода с полуцелым индексом.

Решая систему уравнений (4) с учетом того, что для волны типа H_{10} в полубесконечном прямоугольном волноводе $H_{0s_{1,2}}(s_{1,2}) = 2H_0 \cos \frac{\pi s_{1,2}}{a}$, (H_0 — амплитуда волны), находим токи в каждой из щелей и коэффициенты отражения по полю S_{11} и излучения по мощности $|S_\Sigma|^2$:

$$S_{11} = \left\{ 1 - \frac{8\pi\gamma}{iabk^3} [\tilde{J}_{01} F(kL_1) + \tilde{J}_{02} F(kL_2)] \right\} e^{-i2\gamma z}, \quad (7)$$

$$|S_\Sigma|^2 = 1 - |S_{11}|^2. \quad (8)$$

Здесь $\tilde{J}_{0m} = J_{0m} / \left(-\frac{i\omega}{k^2} H_0 \right)$ — нормированные амплитуды токов в щелях, $\gamma = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$ — постоянная распространения,

$$F(kL_m) = 2 \cos \frac{\pi L_m}{a} \frac{\sin kL_m \cos \frac{\pi L_m}{a} - \frac{\pi}{ka} \cos kL_m \sin \frac{\pi L_m}{a}}{1 - (\pi/ka)^2} - \cos kL_m \frac{\sin \frac{2\pi L_m}{a} + \frac{2\pi L_m}{a}}{(2\pi/ka)}.$$

Величину эквивалентной ширины щели d_3^e для торца волноводной секции, согласно [21] рассчитываем по формуле $d_3^e \approx d_3 \exp \left(-\frac{\pi h_e}{2d_3} \right)$, где $h_e = V^v / S_3$, V^v — объем полости щели, S_3 — площадь внутренней апертуры щели, при выполнении условия $(\tilde{h} d_3 / \lambda^2) \ll 1$, где \tilde{h} — максимальный размер туннельной полости щели в радиальном направлении. Учет толщины h металлических стенок диафрагмы производится по аналогичной формуле при условии $h_e = h$.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2–4 представлены зависимости коэффициента излучения по мощности $|S_{\Sigma}|^2$ от длины волны в одномодовом диапазоне стандартного прямоугольного волновода сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$ для трех вариантов волноводно-резонаторно-щелевой структуры: «1 щель» – излучающая щель S_3 в торце полубесконечного прямоугольного волновода, «2 щели» – щель S_1 в диафрагме и излучающая щель S_3 , «3 щели» – щели S_1 и S_2 в диафрагме и щель S_3 . При этом $2L_1 = 2L_3 = 16 \text{ мм}$, $d_1 = d_2 = d_3 = 0.8 \text{ мм}$, $y_{01} = b/8$, $y_{03} = b/2$, толщина диафрагмы $h = 1.0 \text{ мм}$, радиус сферы $R = 80/\pi \text{ мм}$.

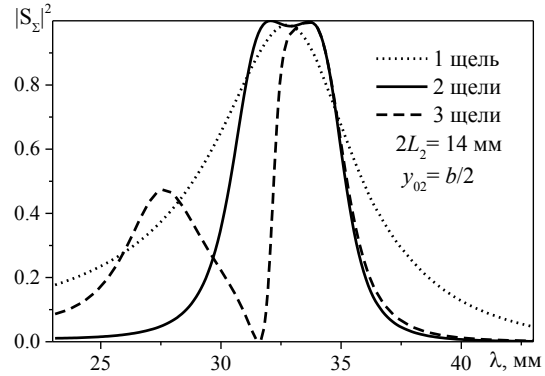


Рис. 2. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны.

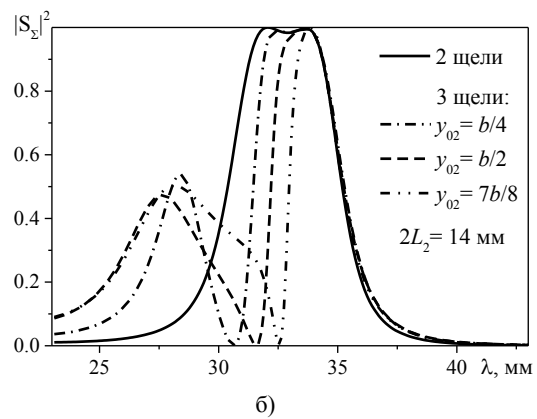
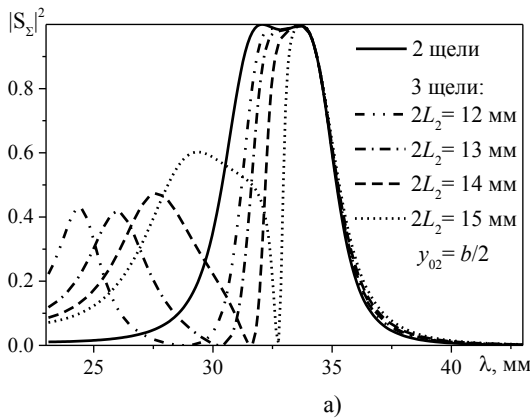


Рис. 3. Зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны с проходным резонатором длины $H = a/2$ от длины волны при изменении длины щели $2L_2$ (а) и ее положения y_{02} (б) в стенке диафрагмы.

Размещение в волноводном тракте проходного резонатора ($H = a/2$) существенно повышает добротность системы, при этом резонансная кривая обладает большой крутизной, а ее форма приближается к прямоугольной (рис. 2). Наличие в диафрагме второй щели приводит к тому, что на определенной длине волны λ_{sc} , зависящей от длины щели $2L_2$ и ее положения y_{02} , в системе происходит полное отражение ($|S_{11}| = 1.0$, $|S_{\Sigma}|^2 = 0$) падающей на диафрагму волны типа H_{10} (рис. 3). При этом полоса пропускания по уровню $0.5 |S_{\Sigma}|^2_{\max}$ существенно сужается по сравнению со случаями одно- и двухщелевых структур, а в области более коротких длин волн имеет место возрастание коэффициента излучения, положение максимума которого также зависит от геометрических размеров и положения щели S_2 в стенке диафрагмы.

Варьированием длины H проходного резонатора можно добиться максимального излучения на одной или нескольких длинах волн (рис. 4: $2L_2 = 14.0 \text{ мм}$, $y_{02} = 7b/8$), при этом значение λ_{sc} практически не зависит от размеров проходного резонатора.

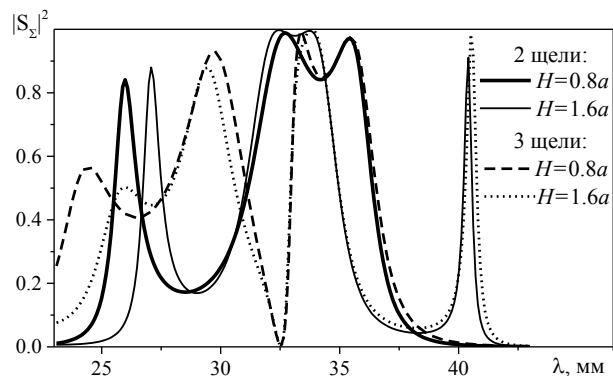


Рис. 4. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны с проходным резонатором.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обобщенным методом наведенных МДС решена задача об излучении электромагнитных волн в пространство вне идеально проводящей сферы через узкую щель, прорезанную в торце полубесконечного прямоугольного волновода, в котором размещен проходной резонатор со щелевыми отверстиями связи. Особенностью решения задачи является применение в качестве базисных функций в методе наведенных МДС функциональных зависимостей аналитических решений интегральных уравнения для токов в щелях, предварительно полученных асимптотическим методом усреднения. Использование понятия эквивалентной ширины щели позволяет исключить необходимость определения полей во внутренних полостях щелей. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании и разработке щелевых сферических антенн с заданными диапазонными характеристиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Резников Г. Б. Антенны летательных аппаратов / Г. Б. Резников – М.: Сов. радио, 1967. – 416 с.
2. Schantz H. Nanoantennas: a concept for efficient electrically small UWB devices // IEEE International Conference ICU 2005. – 2005. – P. 264-268.
3. Ramo S. Fields and Waves in Communication Electronics, 3rd edition / Ramo S., Whinnery J. R., Van Duzer T. – Wiley, 1994. – 864 p.
4. Karr P. R. Radiation properties of spherical antennas as a function of the location of the driving force / Karr P. R. // J. Res. Nat. Bur. Stand. – 1951. – Vol. 46. – P. 422-436.
5. Mushiakie Y. Radiation characteristics with power gain for slots on a sphere / Mushiakie Y., Webster R. F. // IRE Trans. Antennas and Propagat. – 1957. - Vol. AP-5 – P. 47-55.
6. Liepa V. V. Modification to the scattering behavior of a sphere by reactive loading / Liepa V. V., Senior T. B. A. // Proc. IEEE. – 1965. – P. 1004-1011.
7. Lin C. C. Radiation from a spherical antenna covered by a layer of lossy hot plasma / Lin C. C., Chen K. M. // Proc. IEEE. – 1971. - Vol. 118. – P. 36-42.
8. Towaij S. J. Diffraction by a multilayered dielectric-coated sphere with an azimuthal slot / Towaij S. J., Hamid M. A. K. // Proc. IEEE. – 1971. - Vol. 119. – P. 1209-1214.
9. Пенкин Ю. М. Исследование проводимости импедансной сферической щелевой антенны / Пенкин Ю. М. // Радиофизика и радиоастрономия. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 341-347.
10. Jang S. O. Radiation of a hertzian dipole in a slotted conducting sphere / Jang S. O., Hyo J. E. // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2009. - Vol. AP-57. – P. 3847-3851.
11. Пенкин Ю. М. Возбуждение электромагнитных волн в объемах с координатными границами / Пенкин Ю. М., Катрич В. А. – Харьков: Факт, 2003. – 231 с.
12. Gavris B. Plane wave diffraction by a sphere loaded with a circular slot / Gavris B. // Radiophys. Quant. Electron. – 1992. – Vol. 35. – P. 126-130.
13. Rothwell E. Natural frequencies of a conducting sphere with a circular aperture / Rothwell E., Cloud M. // J. of Electromagn Waves and Applicat. – 1999. – Vol. 13. – P. 729-755.
14. Leung K. W. Theory and experiment of a rectangular slot on a sphere / Leung K. W. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1998. – Vol. MTT-46. – P. 2117-2123.
15. Kwok W. L. Rectangular and zonal slots on a sphere with a backing shell: theory and experiment / Kwok W. L. // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2003. – Vol. AP-51. – P. 1434-1442.
16. Пенкин Ю. М. Собственные и взаимные проводимости щелевых излучателей на идеально проводящей сфере / Пенкин Ю. М., Климович Р. И. // Радиотехника : Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 75-80.
17. Гринев А. Ю. Машинный метод анализа и частичного параметрического синтеза резонаторно-щелевых структур / Гринев А. Ю., Котов А. Ю. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1978. – Т. 21, № 2. – С. 30-35.
18. Lee J. Y. Analysis of cavity-backed aperture antennas with a dielectric overlay / Lee J. Y., Horng T. Sh., Alexopoulos N. G. // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1994. – Vol. AP-42, No. 11. – P. 1556-1562.
19. Электродинамический синтез и анализ широкополосных волноводных фильтров на резонансных диафрагмах / Кириленко А. А., Рудь Л. А., Сенкевич С. Л., Ткаченко В. И. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1997. – Т. 40, № 11. – С. 54-62.
20. Нестеренко М. В. Метод наведенных магнитодвижущих сил для резонаторно-щелевых излучателей и ответствий связи / Нестеренко М. В., Катрич В. А. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2004. – Т. 47, № 1. – С. 12-20.
21. Electromagnetic waves radiation into the space over a sphere by a slot in the end-wall of a semi-infinite rectangular waveguide / S.L. Berdник, Y.M. Penkin, V.A. Katrich, M.V. Nesterenko and V.I. Kijko // Electromagnetic waves: Progress In Electromagnetics Research B, EMW Publishing, Cambridge, Massachusetts, USA. – 2013. – Vol 46. – P. 139-158.
22. Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamical Volumes / Nesterenko M. V, Penkin Yuriy M., Katrich V. A., Berdник S. L – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p.