

Исследование проводимости импедансной сферической щелевой антенны

Ю. М. Пенкин

Украинская фармацевтическая академия
61002, г. Харьков, ул. Пушкинская, 53

Статья поступила в редакцию 16 декабря 1998 г., после переработки 1 марта 1999 г.

Задача возбуждения электромагнитных волн в бесконечном пространстве вне импедансной сферы решена посредством построения функций Грина для потенциалов Герца. Они определены в случае расположения сторонних токов возбуждения на поверхности сферы при выполнении на ней импедансных условий Щукина-Леонтовича для электромагнитных полей. С помощью функций Грина как магнитного, так и электрического типов получены выражения для проводимости кольцевой щелевой антенны на импедансной сфере в случае аксиально-симметричного возбуждения. Численно исследованы значения проводимости сферической антенны в зависимости от ее размеров и величины поверхностного импеданса.

Задачу збудження електромагнітних хвиль у нескінченному просторі зовні імпедансної сфери розв'язано за допомогою побудови функцій Гріна для потенціалів Герца. Вони визначені у випадку розташування сторонніх струмів збудження на поверхні сфери за виконанням на ній імпедансних умов Щукина-Леонтовича для електромагнітних полів. За допомогою функцій Гріна як магнітного, так і електричного типів отримано співвідношення для провідності кільцевої щілинної антени на імпедансній сфері у випадку аксіально-симетричного збудження. Кількісно досліджено значення провідності сферичної антени в залежності від її розмірів та величини поверхневого імпедансу.

Задачи возбуждения электромагнитных волн излучателями, расположенными на поверхности или вблизи объектов различной формы, являются одними из ключевых в прикладной электродинамике и привлекают постоянное внимание исследователей. Это обусловлено тем, что не существует единого метода их решения для объектов произвольной формы с произвольными свойствами при произвольной геометрии конструкций антенных элементов. Поэтому анализ электродинамических характеристик конкретных типов антенных излучателей, основанный на решении задачи возбуждения волн с учетом рассеивающего корпуса объекта, имеет как научный, так и большой практический интерес.

Эффективные математические модели таких антенн удастся построить, если корпус объекта или по крайней мере та его часть, на которой расположена антенна, могут быть с достаточным приближением аппроксимированы поверхностью правильной геометрической формы. Часто для такой аппроксимации используется сферическая поверхность (например, при описании формы искусственных спутников Земли, различных шарообразных зондов и т. д.).

В настоящем сообщении рассматривается расположенная на поверхности импедансной

сферы щелевая кольцевая антенна (рис. 1). Этот простой тип невыступающих излучателей заслужил предпочтение при размещении антенн на движущихся объектах, так как щелевые антенны не вносят существенных изменений в их массогабаритные параметры и аэродинамические свойства. Следует отметить, что с точки зрения применения квазиизотропных антенн для объектов, ориентация в пространстве которых является произвольной или изменяется в широких пределах, представляет интерес случай аксиально-симметричного возбуждения сферы узкой кольцевой экваториальной щелью [1].

1. Построение функций Грина

Задачу возбуждения электромагнитных волн в объемах с координатными границами удобнее всего решать с помощью тензорной функции Грина для векторного потенциала Герца [2]. Для ряда таких электродинамических структур компоненты тензоров Грина определены. Так, в работах [2,3] они построены для замкнутых и открытых областей, границы которых частично или полностью совпадают с координатными поверхностями ортогональных цилиндрических систем координат (в том числе прямоугольных). В работе [4] тензорные функции Грина получены

для объемов со сферическими границами. Следует отметить, что во всех случаях граничные поверхности считались идеально проводящими.

Однако при разработке и оптимизации антенных излучателей зачастую возникает необходимость учета конечных значений проводимостей материалов конструктивных элементов или корпуса объекта, на которых они расположены. Например, при учете влияния тонких защитных покрытий или сложных геометрических структур поверхностей. Это приводит к тому, что при решении соответствующих электродинамических задач необходимо применять импедансные граничные условия Шукина-Леонтовича. Так, в работе [5] определены функции Грина электрического типа для потенциала Герца в объемах с импедансными сферическими границами при их возбуждении радиально-ориентированными сторонними токами. Они получены с помощью традиционного метода построения [3,4] в виде разложения в ряды по системе трех продольных и двух поперечных векторных функций, выраженных через собственные функции уравнения Гельмгольца.

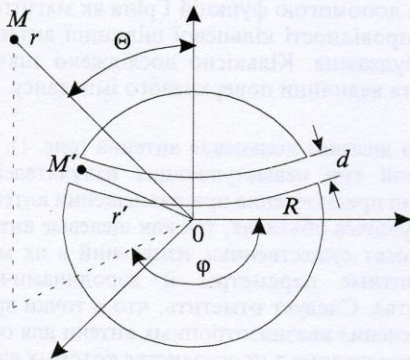


Рис. 1. Щелевая сферическая антенна

При возбуждении пространства вне импедансной сферы произвольно расположенными сторонними токами решение задачи усложняется, поскольку в этом случае при отражении от импедансной поверхности происходит взаимное преобразование волн электрического и магнитного типов. Становится невозможным использование системы независимых поперечных и продольных собственных векторных функций, аналогичных [4], а следовательно, и получение корректной формулировки граничных условий на сфере для компонент векторов Герца. И только когда сторонние токи возбуждения расположены непосредственно на импедансной поверхности сферы, оказывается возможным построение функций Грина методом, используемым в [4].

Введем сферическую систему координат, начало которой совмещено с геометрическим центром сферы радиуса R (см. рис. 1). В этой системе координат радиус-вектор \vec{r} определяет точку наблюдения, сферические координаты которой есть (r, Θ, φ) , а радиус-вектор \vec{r}' – точку источника и ее сферические координаты (r', Θ', φ') . В качестве ключевых используем выражения для компонент тензорной функции Грина из работы [4], соответствующих случаю сторонних токов, имеющих только Θ -ые и φ -ые составляющие:

$$G_{22}^{g(M)}(\vec{r}, \vec{r}') = - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{(2 - \delta_{om}) \cos m(\varphi - \varphi')}{2n(n+1)C_{mn}} \times \\ \times \left[f_{mn}^{g(M)}(r, r') m^2 P_n^m(\cos \Theta) P_n^m(\cos \Theta') + \right. \\ \left. + g_{mn}^{g(M)}(r, r') \sin \Theta \sin \Theta' \frac{dP_n^m(\cos \Theta)}{d\Theta} \frac{dP_n^m(\cos \Theta')}{d\Theta'} \right];$$

$$G_{23}^{g(M)}(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{m \sin m(\varphi - \varphi')}{n(n+1)C'_{mn}} \times \\ \times \left[\frac{f_{mn}^{g(M)}(r, r') dP_n^m(\cos \Theta)}{\sin \Theta' d\Theta} P_n^m(\cos \Theta') + \right. \\ \left. + \frac{g_{mn}^{g(M)}(r, r') P_n^m(\cos \Theta) dP_n^m(\cos \Theta')}{\sin \Theta d\Theta'} \right]; \quad (1)$$

$$G_{32}^{g(M)}(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{m \sin m(\varphi - \varphi')}{n(n+1)C_{mn}} \times \\ \times \left[\frac{g_{mn}^{g(M)}(r, r') dP_n^m(\cos \Theta)}{\sin \Theta' d\Theta} P_n^m(\cos \Theta) + \right. \\ \left. + \frac{f_{mn}^{g(M)}(r, r') P_n^m(\cos \Theta) dP_n^m(\cos \Theta')}{\sin \Theta d\Theta'} \right];$$

$$G_{33}^{g(M)}(\vec{r}, \vec{r}') = - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{(2 - \delta_{om}) \cos m(\varphi - \varphi')}{2n(n+1)C_{mn}} \times \\ \times \left[g_{mn}^{g(M)}(r, r') m^2 P_n^m(\cos \Theta) P_n^m(\cos \Theta') + \right. \\ \left. + f_{mn}^{g(M)}(r, r') \sin \Theta \sin \Theta' \frac{dP_n^m(\cos \Theta)}{d\Theta} \frac{dP_n^m(\cos \Theta')}{d\Theta'} \right].$$

Здесь $C_{nm} = \frac{2\pi}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!}$; δ_{om} – символ Кронекера; $P_n^m(\cos \Theta)$ – присоединенные функции Лежандра первого рода; функции $G^g(\vec{r}, \vec{r}')$,

$f_{mn}^{\circ}(r, r')$ и $g_{mn}^{\circ}(r, r')$ являются функциями электрического, а $G^M(\vec{r}, \vec{r}')$, $f_{mn}^M(r, r')$ и $g_{mn}^M(r, r')$ – магнитного типов. Нижние индексы компонент тензора Грина (1) соотносятся с координатами следующим образом: $1 \leftrightarrow r(r')$, $2 \leftrightarrow \Theta(\Theta')$ и $3 \leftrightarrow \varphi(\varphi')$. Поскольку в рассматриваемом случае у токов возбуждения отсутствуют радиальные составляющие, компоненты тензорных функций Грина $G_{11}^{\circ(M)}(\vec{r}, \vec{r}')$ при определении векторов Герца, а следовательно, и электромагнитных полей не используются. Универсальность выражений (1) заключается в том, что при их получении использовались только условия периодичности функции Грина по φ и ограничения амплитуд полей при всех углах Θ , а зависимости от радиальных координат они содержат в неявном виде.

Неизвестные скалярные функции $f_{mn}^{\circ(M)}(r, r')$ и $g_{mn}^{\circ(M)}(r, r')$ находятся из уравнений вида:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \left[k^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right] r^2 u = 4\pi \delta(r-r'), \quad (2)$$

с учетом граничных условий на бесконечности и на импедансной сферической поверхности. В выражении (2) $\delta(r-r')$ – дельта-функция Дирака; $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ – волновое число (ω – круговая частота; ϵ и μ – соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости среды вне сферы).

Импедансное граничное условие Щукина-Леонтовича на поверхности произвольной формы S записывается в виде [6]:

$$[\vec{n}, \vec{E}] = -\xi [\vec{n}, \vec{H}], \quad (3)$$

где \vec{E} и \vec{H} – векторы напряженностей электрического и магнитного полей; \vec{n} – вектор внешней нормали к поверхности S ; ξ – поверхностный импеданс, имеющий в общем случае комплексное значение, Ом. Поскольку граничное условие (3) на поверхности сферы для эквивалентного поверхностного магнитного тока $\vec{j}^M(R, \Theta', \varphi') = [\vec{n}, \vec{E}]$ и электрического эквивалентного поверхностного тока $\vec{j}^{\circ}(R, \Theta', \varphi') = [\vec{H}, \vec{n}]$ может быть записано в виде:

$$\vec{j}^M(R, \Theta', \varphi') = -\xi [\vec{r}^0, \vec{j}^{\circ}(R, \Theta', \varphi')], \quad (4)$$

где орт \vec{r}^0 имеет радиальное направление, электромагнитное поле, возбуждаемое ими в пространстве вне сферы может быть представлено одновременно в терминах волн и электрического, и магнитного типов. Иначе говоря, на импедансной сфере сторонние токи возбуждения могут быть заданы только “попарно” и связь между ними определяется выражением (4). Нетрудно убедиться, что в этом случае граничные условия для функций $f_{mn}^{\circ}(r, r')$ и $f_{mn}^M(r, r')$ на поверхности импедансной сферы формулируются следующим образом:

$$f_{mn}^{\circ}(r, r') = -\xi^2 \frac{\epsilon}{\mu} f_{mn}^M(r, r') \Big|_{r=R}; \quad (5)$$

$$\frac{d(f_{mn}^{\circ}(r, r'))}{dr} + \frac{f_{mn}^{\circ}(r, r') r}{i\omega \epsilon \xi} \times \left[2k^2 - \frac{n}{r^2} (n+1) \right] = \frac{d(f_{mn}^M(r, r'))}{dr} \Big|_{r=R}.$$

Как и в работе [4] функциональные коэффициенты $f_{mn}^{\circ(M)}(r, r') = g_{mn}^{\circ(M)}(r, r')$ оказываются тождественно равными, поскольку для их определения требуются также одинаковые граничные условия. Поэтому здесь сохраняются и прежние [4] соотношения между компонентами тензорной функции Грина (1):

$$G_{22}^{\circ(M)}(\vec{r}, \vec{r}') = G_{33}^{\circ(M)}(\vec{r}, \vec{r}'); \quad (6)$$

$$G_{32}^{\circ(M)}(\vec{r}, \vec{r}') = -G_{23}^{\circ(M)}(\vec{r}, \vec{r}').$$

Решения неоднородных уравнений Гельмгольца (2), полученные совместно для функций $f_{mn}^{\circ}(r, r')$ и $f_{mn}^M(r, r')$ с учетом граничных условий (5) и условия излучения на бесконечности, запишем в явном виде:

$$f_n^M(r) = 4\pi h_n^{(2)}(kr) / Q_n; \quad (7)$$

$$f_n^{\circ}(r) = -4\pi \xi^2 \frac{\epsilon}{\mu} h_n^{(2)}(kr) / Q_n.$$

Здесь

$$Q_n = \frac{2\xi k^2 R^2 + (n+1)[i\omega R(\mu + \xi^2 \epsilon) - n\xi]}{i\omega(\mu + \xi^2 \epsilon)} \times h_n^{(2)}(kR) - kR^2 h_{n+1}^{(2)}(kR);$$

$$h_n^{(2)}(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr),$$

где $H_{n+1/2}^{(2)}(kr)$ – функция Ханкеля второго рода. В выражениях (7) $f_{mn}^{(m)}(r, r') = f_n^{(m)}(r)$, так как полученные таким образом функциональные коэффициенты, а следовательно, и функции Грина справедливы только при размещении токов источников на поверхности импедансной сферы при $r' = R$.

Построенные функции Грина позволяют найти компоненты электрического и магнитного векторов Герца $\vec{\Pi}^{(m)}(r, \Theta, \varphi)$ в виде интеграла:

$$\vec{\Pi}^{(m)}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon(\mu)} \int_S \vec{j}^{(m)}(R, \Theta', \varphi') \hat{G}^{(m)}(\vec{r}, \vec{r}') dS, \quad (8)$$

где S – часть сферической поверхности, на которой распределены сторонние токи $\vec{j}^{(m)}(R, \Theta', \varphi')$ с учетом связи, определенной выражением (4). По известным соотношениям с помощью $\vec{\Pi}_{\Theta}^{(m)}(\vec{r})$ и $\vec{\Pi}_{\varphi}^{(m)}(\vec{r})$ находятся полные электрические и магнитные поля в любой точке пространства как вне импедансной сферы, так и на ее поверхности.

2. Проводимость узкой кольцевой щели на импедансной сфере

Пусть на сфере радиусом R , поверхность которой характеризуется комплексным импедансом ξ , в плоскости, параллельной плоскости экватора, расположена кольцевая щель (рис. 1) шириной d (отсчитывается по дуге) с центром, определяемым координатой Θ_0 . Таким образом, апертура щелевого излучателя занимает часть поверхности сферы S , координаты которой изменяются в интервалах $\Theta' \in [\Theta_0 - d/(2R); \Theta_0 + d/(2R)]$ и $\varphi' \in [0; 2\pi]$. Рассмотрим наиболее интересный с точки зрения практического применения, как отмечалось ранее, случай аксиально-симметричного возбуждения кольцевой щели. Предполагая щель узкой ($d \ll R$), считаем, что электрическое поле в щели $\vec{e}_{щ}$ имеет только меридиональную составляющую, а его распределение вдоль щели постоянно ($m = 0$). В этом случае линейные плотности эквивалентных токов возбуждения на апертуре щелевого излучателя могут быть представлены в следующем виде:

$$\vec{j}^m = -\frac{V_0}{d} \delta(r' - R) \vec{\varphi}^0 \quad \text{и} \quad \vec{j}^e = -\frac{V_0}{\xi d} \delta(r' - R) \vec{\Theta}^0, \quad (9)$$

где V_0 – значение амплитуды напряжения между краями щели, $\vec{\Theta}^0$ и $\vec{\varphi}^0$ – орты.

Задав таким образом возбуждающие токи, с использованием полученных в работе функций Грина определяем компоненты магнитного поля и по известному соотношению:

$$Y = - \int_S [\vec{e}_{щ} \cdot \vec{H}_{\tau}(\vec{e}_{щ})] \vec{n} dS, \quad (10)$$

где \vec{H}_{τ} – тангенциальные компоненты магнитного поля, а \vec{n} – единичный вектор внешней нормали к поверхности щели, находим собственную проводимость кольцевой щели. Выражение для проводимости Y приведем в явном виде:

$$Y = \frac{\pi R^3}{d^2} \sin^2 \Theta_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{F_n}{Q_n} \times \left[P_n \left(\cos \left(\Theta_0 + \frac{d}{2R} \right) \right) - P_n \left(\cos \left(\Theta_0 - \frac{d}{2R} \right) \right) \right]^2, \quad (11)$$

где

$$F_n = \frac{k^2 R + \xi i \omega \epsilon (n+1)}{i \omega \mu} h_n^{(2)}(kR) - \xi \frac{\epsilon}{\mu} k R h_{n+1}^{(2)}(kR), \quad \text{а}$$

Q_n – определяется формулой (7). В выражении (11) суммирование производится, начиная с $n = 1$, так как при произвольном аргументе x значение полинома Лежандра $P_0(x) = 1$. Нетрудно убедиться, что в случае рассмотрения вне сферы свободного пространства (для которого $(\epsilon \mu)^{1/2} = c$ [м/с], $(\mu/\epsilon)^{1/2} = 120\pi$ [Ом], $k = \omega/c$ [1/м]) проводимость Y является функцией безразмерных параметров (kR) и (d/R) . Эти обобщенные параметры удобно применять при расчетах и анализе значений проводимостей кольцевых щелей, чем мы и воспользуемся в дальнейшем.

Впервые проводимость узкой кольцевой экваториальной щели ($\Theta = \pi/2$), разделяющей две полусферы (эта конструкция и была названа сферической антенной), в случае аксиально-симметричного возбуждения рассмотрена в работе [7]. Здесь получены расчетные зависимости комплексного значения проводимости сферической антенны от параметра $kR \in [0; 6]$ при идеально-проводящей поверхности антенны ($\xi=0$) и бесконечно малой ширине щели

($d/R \rightarrow 0$). Для этого случая значения проводимостей, вычисленные по формуле (11), при величине параметров $d/R = 1/30$; $\Theta_0 = \pi/2$; $\xi = 0$ и изменении kR от 0.5 до 12, представлены на рис. 2. Здесь кривой 1 показаны значения активной составляющей, кривой 2 – реактивной составляющей, а кривой 3 – модуля полной проводимости щелевой антенны. Отметим, что данные расчетов из работы [7] и представленные на рис. 2 для $kR \in [0.5; 6]$ совпадают с графической точностью. Это подтверждает правильность используемых алгоритмов и достоверность полученных результатов.

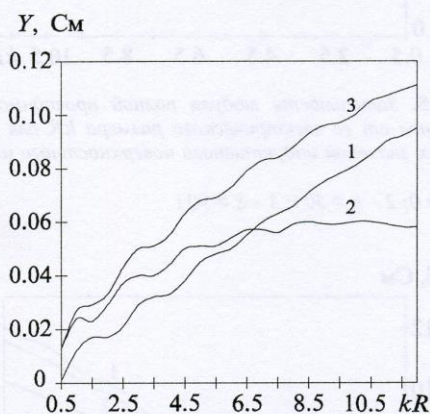


Рис. 2. Значение проводимостей антенны при изменении ее электрического размера kR : 1 – активной проводимости; 2 – реактивной проводимости; 3 – модуля полной проводимости

В работе [7] объяснения медленной сходимости ряда по n в выражении для проводимости сферической антенны основываются на том, что при бесконечно малой ширине щели естественно ожидать бесконечно большую реактивную составляющую ее проводимости. Поэтому предполагалось, что если будет учтена конечная ширина апертуры щелевого излучателя, то сходимость получаемого ряда в выражении для проводимости должна существенно улучшиться. Однако, как показали результаты дополнительных расчетов, и для конечных, но малых значений ширины щели ($30 \leq R/d \leq 10$) в выражении (11) ряд по n еще сходится медленно. Поэтому для определения модуля полной проводимости с точностью до $1 \div 5\%$ необходимо учитывать при суммировании не менее 20 членов ряда, каждый из которых представляет собой частичную проводимость Y_n колебания n -го типа.

Как видно из рис. 2, для малых размеров сферы проводимость щелевой антенны определяется в основном реактивной составляющей,

пропорциональной частоте и имеющей чисто емкостной характер. С увеличением электрического размера сферической антенны значения модулей активной и реактивной составляющей проводимости сравниваются, а при $kR > 7.5$ вклад активной составляющей в величину полной проводимости становится определяющим. Следует отметить, что активная составляющая частичной проводимости для каждого типа колебаний на высоких частотах достигает постоянной величины, а вблизи значений $kR = n$ как активная, так и реактивная составляющие Y_n колебания n -го порядка достигают максимумов. Кривая модуля полной проводимости характеризуется довольно пологими участками вблизи значений параметра $kR = 1.5; 3.5$ и т. д.

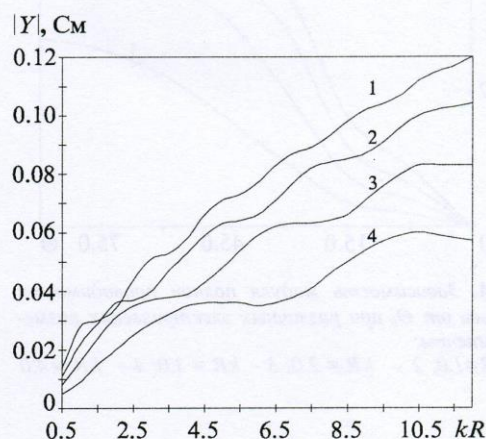


Рис. 3. Зависимость модуля полной проводимости антенны от ее электрического размера kR при различном расположении щели на сфере: 1 – $\Theta_0 = \pi/2$; 2 – $\Theta_0 = \pi/3$; 3 – $\Theta_0 = \pi/4$; 4 – $\Theta_0 = \pi/6$

На рис. 3 показаны зависимости от kR величины модуля полной проводимости кольцевых щелей при изменении их расположения на сфере. Кривая 1 соответствует случаю $\Theta_0 = \pi/2$, кривая 2 – $\Theta_0 = \pi/3$, кривая 3 – $\Theta_0 = \pi/4$, а кривая 4 – $\Theta_0 = \pi/6$ (здесь $d/R = 1/20$). Как видно, при уменьшении величины Θ_0 (удалении щели от экватора к полюсу) значение модуля проводимости уменьшается, а характер зависимостей становится более равномерным. Это подтверждается и результатами расчетов проводимостей кольцевых щелей, представленными на рис. 4, где кривая 1 соответствует значению $kR = 1$, кривая 2 – $kR = 2$, кривая 3 – $kR = 3$, кривая 4 – $kR = 4$. Отметим, что при увеличении электрического размера сферической антенны модуль проводимости при изменении Θ_0 уменьшается не монотонно. Осцилляции кривых (рис. 4) возникают из-за интерференции

волн, распространяющихся вдоль поверхности сферы в меридиональных направлениях: прямом и обратном (т. е. соответственно кратчайшим и самым длинным путем). Поэтому вместе с увеличением значения kR будет возрастать и число осцилляций в исследуемых зависимостях.

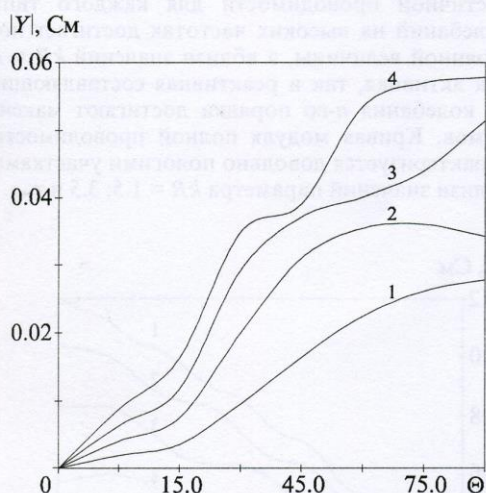


Рис. 4. Зависимость модуля полной проводимости антенны от Θ_0 при различных электрических размерах антенны:
1 - $kR=1.0$; 2 - $kR=2.0$; 3 - $kR=3.0$; 4 - $kR=4.0$

Проанализировав величины проводимости узких кольцевых щелей на идеальнопроводящих сферических поверхностях, рассмотрим их изменения при учете конечного значения поверхностного импеданса ξ . Для удобства анализа рассмотрим отдельно случаи чисто активного значения импеданса ξ и реактивного, имеющего как индуктивный ($\xi=iZ$, рис. 5), так и емкостной ($\xi=-iZ$, рис. 6) характеры. Учет чисто активного (поглощающего) импеданса не приводит к каким-либо качественным изменениям в представленных ранее зависимостях. В этом случае значения проводимостей с ростом величины ξ уменьшаются по сравнению с идеально проводящими сферами, где $\xi=0$. Очевидно, что при одинаковых ξ эти отличия в значениях проводимостей увеличиваются с ростом параметра kR , так как при этом возрастает площадь поглощающей поверхности сферической антенны. Отметим, что в рассматриваемом интервале значений $kR \in [0.5; 12]$ для $0 \leq \xi \leq 20$ величина модуля проводимости кольцевой экваториальной щели не изменяется более, чем на 5%.

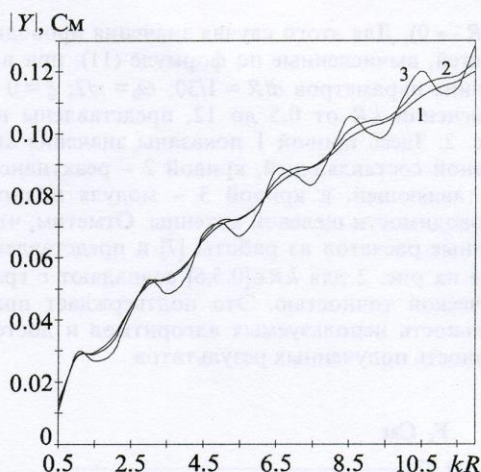


Рис. 5. Зависимость модуля полной проводимости антенны от ее электрического размера kR для различных значений индуктивного поверхностного импеданса:
1 - $\xi=0$; 2 - $\xi=30i$; 3 - $\xi=90i$

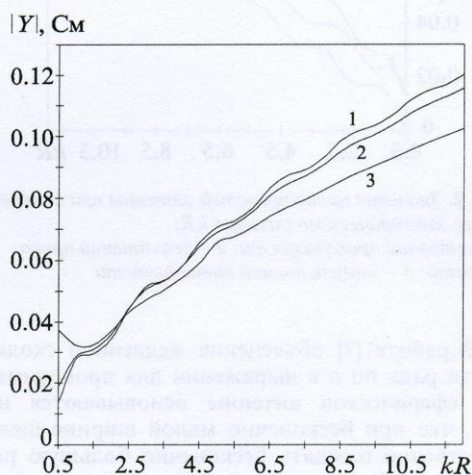


Рис. 6. Зависимость модуля полной проводимости антенны от ее электрического размера kR для различных значений емкостного поверхностного импеданса:
1 - $\xi=0$; 2 - $\xi=-30i$; 3 - $\xi=-90i$

В случае реактивного импеданса значение модуля проводимости сферической антенны, по сравнению с идеально-проводящей, может как увеличиться, так и уменьшиться. На рис. 5 и рис. 6 показаны зависимости от kR величины Y для $\Theta_0 = \pi/2$ и $d/R = 1/20$ при разных значениях поверхностного импеданса (кривые 1 соответствуют случаю $\xi=(0;0)$). На рис. 5 кривая 2 определяется значением $\xi=(0;30)$, кривая 3 - $\xi=(0;90)$, а на рис. 6 кривая 2 соответствует

значению $\xi=(0;-30)$, кривая 3 – $\xi=(0;-90)$. На основании представленных на рис. 6 результатов можно сделать вывод о том, что при $kR > 2.5$ сферическая антенна, поверхность которой характеризуется емкостным импедансом, имеет такое же значение проводимости, как и идеально проводящая с существенно меньшими электрическими размерами. Обратную тенденцию вблизи значений $kR = 4.5; 6.5; 8.5; 10.5$ для сферических антенн с индуктивным характером импеданса можно заметить анализируя рис. 5. Однако в этом случае интервалы kR , для которых значение модуля проводимости импедансной антенны больше, чем идеальнопроводящей, периодически чередуются с теми, где оно меньше. Причем с ростом величины мнимого импеданса амплитуда осцилляций этой зависимости увеличивается.

Таким образом, проведенный в данной работе численный анализ проводимости сферических антенн позволил более полно определить влияние на ее величину их геометрических размеров и поверхностного импеданса. Отметим также, что построенные функции Грина, учитывающие граничные условия Шукина-Леонтовича, позволяют расширить возможности математического моделирования при решении различных электродинамических задач в случаях расположения излучателей на импедансной сферической поверхности.

Литература

1. Г. Б. Резников. Антенны летательных аппаратов. Москва, Советское радио, 1967, 416 с.
2. Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин. Возбуждение электромагнитных волн. Москва, Радио и связь, 1983, 296 с.
3. Б. А. Панченко. Радиотехника: Межвед. научн.-техн. сб. Свердловск, 1970, №15, с. 82-91.
4. Ю. М. Пенкин, Л. П. Яцук. Радиотехника: Межвед. научн.-техн. сб. Харьков, 1991, №94, с. 83-91.
5. Ю. М. Пенкин. Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. НАН Украины. ИРЭ, Харьков, 1997, т. 2, №1, с. 43-46.
6. Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. Москва, Радио и связь, 1988, 440 с.
7. С. Рамо, Д. Уиннери. Поля и волны в современной радиотехнике. Москва; Ленинград, Гостехиздат, 1948, 631 с.

Conductivity of Impedance Spherical Slot Antenna

Yu. M. Penkin

Problem of excitation of electromagnetic waves in infinite space outside the impedance sphere is solved by means of construction of Green's functions for Hertz vectors. They are obtained in the case of external driving currents on the sphere surface provided Tshukin-Leontovich impedance boundary conditions for electromagnetic fields are fulfilled. By use of Green's functions of magnetic as well as electric type the expression is obtained for conductivity of circular slot antenna of the impedance sphere in the case of axially-symmetric excitation. The conductivity values of spherical antenna are investigated numerically depending on its size and surface impedance magnitude.