

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМНОГО ИМПЕДАНСА АНТЕНН

The results of development of electrodynamic model for mutual impedance of wire antennas with arbitrary location in space and parametric representation are presented in the article.

В статье представлены результаты разработки электродинамической модели взаимного импеданса проволочных антенн, произвольным образом расположенных в пространстве и описываемых в параметрической форме.

Развитие современных беспроводных телекоммуникационных систем сдерживается в настоящее время рядом ограничений, обусловленных особенностями радиоканала. К числу таких сдерживающих факторов можно отнести: ограниченность выделяемого частотного ресурса из-за неосвоенности высокочастотной и загруженности остальной части радиодиапазона; низкая энергетическая эффективность как следствие многолучевого характера распространения радиоволн в реальных условиях, их деполяризацией. Традиционно радиоканал рассматривается на основе энергетического подхода, в рамках которого нивелируются потенциальные возможности излучения, рассеяния и поглощения электромагнитных волн, зачастую не учитываются их поляризационные свойства [1]. Перечисленные упрощения можно преодолеть на основе электродинамического подхода [2], который при всей своей сложности как в физическом, так и математическом представлении позволяет не только выявить и обосновать причины низкой энергетической эффективности радиоканала, но предложить пути ее повышения. В основе такого подхода лежит электродинамическая теория антенн и антенных систем [3].

Не затрагивая весь круг проблем, связанных с разработкой и созданием оптимальных антенных систем, выделим задачу взаимного электродинамического влияния антенн друг на друга, влияние на характеристики антенн близкорасположенных и (или) удаленных рассеивателей электромагнитных волн. Эта задача характерна для расчета внутренних характеристик антенны, таких как определение амплитудно-фазового распределения тока на излучающей поверхности при заданном ее возбуждении, вычислении входного импеданса [4]. Однако

¹ Одеська національна академія зв'язку ім. О.С. Попова

данную задачу можно обобщить также на радиоканал, включая учет эффектов деполяризации электромагнитных волн при распространении их в реальных условиях [5], рассеивающих свойств близкорасположенных и (или) удаленных антенн и других объектов. В строгой математической формулировке результат такой задачи заключается в решении интегрального (интегро-дифференциального) уравнения, где искомая функция находится под знаком интеграла. Особенности формулировки таких уравнений и их анализ приведены в [6,7], а один из алгоритмов решения на основе обобщенного метода наводимых ЭДС – в [4].

Развитие полученных результатов и обобщение их на случай многолучевого радиоканала с учетом близкорасположенных и (или) удаленных антенн и других объектов явилось целью данной работы. В статье рассматриваются особенности вычисления взаимного импеданса проволочных антенн произвольным образом расположенных в пространстве и описываемых в параметрической форме.

Вычисление взаимного импеданса $Z_{\Sigma nm}$ проволочных антенн произвольной конфигурации может быть проведено на основании метода наводимых ЭДС [8] при помощи следующего интегрального уравнения

$$Z_{\Sigma nm} = -\frac{1}{I_n I_m^*} \int \vec{E}_n I_m^*(s_m) d\vec{s}_m, \quad (1)$$

где \vec{E}_n — вектор напряженности электрического поля, создаваемого n -излучателем длиной s_n вблизи излучающего элемента $d\vec{s}_m$; $I_m^*(s_m)$ — нормированная функция амплитудно-фазового распределения тока на m -излучателем длиной s_m ; I_n, I_m — амплитудные значения токов на n - и m -излучателях; символ * означает комплексно-сопряженное значение.

При этом возможны различные способы вычисления $Z_{\Sigma nm}$, основанные на различных видах интегральных (интегро-дифференциальных) уравнений, преобразованных соответственно для вычисления \vec{E} [6], и методах их решения [7]. Здесь же рассмотрим вариант вычисления $Z_{\Sigma nm}$, основанный на геометрическом представлении элементарных излучателей с учетом их ближнего взаимодействия.

Произведем дифференцирование обеих частей выражения (1) по длине излучателей s_m и s_n . В результате преобразования, опуская ам-

плитудные значения токов I_n и I_m^* , получаем

$$\frac{\partial^2}{\partial s_m \partial s_n} (Z_{\Sigma_{nm}}) = \frac{\partial}{\partial s_n} (\vec{E}_n) I_m d\vec{s}_m. \quad (2)$$

При этом множитель $\frac{\partial}{\partial s_n} (\vec{E}_n)$ можно физически трактовать, как

поле, создаваемое электрическим диполем $d\vec{s}_n$ в заданной точке пространства.

Таким образом, в первую очередь необходимо определить поле, создаваемое излучающим элементом $d\vec{s}_n$, произвольно расположенным в пространстве. Для этого перейдем от частных производных к соответствующим дифференциалам и воспользуемся известными выражениями для определения \vec{E} электрического диполя [8]:

$$dE_\rho = dE_1 \cos \xi; \quad dE_\xi = dE_2 \sin \xi, \quad (3)$$

$$\text{где} \quad dE_1 = -j60kI \frac{\exp(-jkR)}{R} [(kR)^{-2} + j(kR)^{-1}] ds;$$

$$dE_2 = -j30kI \frac{\exp(-jkR)}{R} [(kR)^{-2} + j(kR)^{-1} - 1] ds$$

dE_ρ , dE_ξ — соответственно радиальная и угломестная составляющие поля электрического диполя (как известно [8], азимутальная составляющая электрического поля соответствующего электрического диполя равна нулю); $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число свободного пространства (λ — длина волны электромагнитного колебания); R — расстояние между источником излучения и точкой наблюдения; ξ — угол между направлением вектора $d\vec{s}_n$ и радиальным направлением на источник наблюдения.

Далее спроецируем полученные составляющие поля $d\vec{E}_n$ на ось τ , сонаправленную вектору $d\vec{s}_m$, что эквивалентно скалярному произведению соответствующих векторов

$$dE_\tau = d\vec{E}_n d\vec{s}_m. \quad (4)$$

В общем случае векторы $d\vec{E}_n$ и $d\vec{s}_m$ не являются компланарными и это необходимо учитывать при преобразовании dE_ρ , dE_ξ .

Для определения $Z_{\Sigma_{nm}}$, согласно (2), умножим полученное значе-

ние dE_r (4) на соответствующее значение тока I^* на элементе ds_m и, согласно (1), проинтегрируем по длине излучателей s_n и s_m .

Необходимо отметить, что параметры, характеризующие взаимное расположение электрических диполей и полей, создаваемых этими диполями, представлены в форме, инвариантной относительно координатной системы, так как они входят в выражения (3) только в виде функций расстояния и углов. Благодаря этому, в зависимости от задачи, в процессе вычислений может быть использована любая глобальная система координат.

В соответствии с представленной выше методикой, перейдем к вычислению $Z_{\Sigma nm}$. Так как геометрическую конфигурацию произвольно расположенных и произвольно ориентированных относительно друг друга излучателей удобно представлять в декартовой системой координат, разложим вектор $d\vec{s}_n$ по ортам данной системы

$$d\vec{s}_n = \vec{x} dx_n + \vec{y} dy_n + \vec{z} dz_n.$$

Каждая составляющая вектора $d\vec{s}_n$, с учетом заданного тока I_n , создает в заданной точке пространства поле $d\vec{E}_n$, описываемое в соответствии с (3) выражениями для dE_ρ , dE_ξ . При этом в качестве угловых параметров, определяющих направление на заданную точку будем использовать угол θ , отсчитываемый от оси Z , и угол φ , отсчитываемый в плоскости XOY от оси X . Тогда для каждой из составляющих вектора $d\vec{s}_n$ получаем:

$$\left. \begin{aligned} dE_\rho^z &= dE_1 \cos \theta; \\ dE_\rho^y &= dE_1 \sin \theta \sin \varphi; \\ dE_\rho^x &= dE_1 \sin \theta \cos \varphi; \end{aligned} \right\} \quad \text{и} \quad \left. \begin{aligned} dE_\xi^z &= dE_2 \sin \theta; \\ dE_\xi^y &= dE_2 \cos \theta \sin \varphi; \\ dE_\xi^x &= dE_2 \cos \theta \cos \varphi; \end{aligned} \right\}$$

где верхний индекс при компонентах поля обозначает соответствующую составляющую вектора $d\vec{E}_n$.

Далее проведем обратное преобразование, а именно спроецируем полученные компоненты поля в точке наблюдения на орты декартовой системы координат и просуммируем их

$$\left. \begin{aligned} dE_z &= dE_\rho^{xz} + dE_\xi^{xz} + dE_\rho^{yz} + dE_\xi^{yz} + dE_\rho^{zz} + dE_\xi^{zz}; \\ dE_y &= dE_\rho^{xy} + dE_\xi^{xy} + dE_\rho^{yy} + dE_\xi^{yy} + dE_\rho^{zy} + dE_\xi^{zy}; \\ dE_x &= dE_\rho^{xx} + dE_\xi^{xx} + dE_\rho^{yx} + dE_\xi^{yx} + dE_\rho^{zx} + dE_\xi^{zx}; \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где двойной верхний индекс при компонентах поля обозначает, ка-

кая составляющая $d\vec{E}_n$ создает данную компоненту поля и на какой орт декартовой системы координат в точке наблюдения эта компонента проецируется. (Пример: dE_ρ^{xz} — радиальная компонента поля, создаваемая составляющей dE_x и спроецированная на ось Z в точке наблюдения).

Так как уравнения, входящие в (5), однотипны, рассмотрим процедуру вычисления только одного из представленных уравнений, к примеру, для составляющей dE_z в точке наблюдения. В данном уравнении слагаемые можно представить в виде:

$$dE_\rho^{xz} = dE_\rho^x \cos\theta = dE_1 \cos\theta \sin\theta \cos\varphi;$$

$$dE_\xi^{xz} = dE_\xi^x \sin\theta = dE_2 \cos\theta \sin\theta \cos\varphi;$$

$$dE_\rho^{yz} = dE_\rho^y \cos\theta = dE_1 \cos\theta \sin\theta \sin\varphi;$$

$$dE_\xi^{yz} = dE_\xi^y \sin\theta = dE_2 \cos\theta \sin\theta \sin\varphi;$$

$$dE_\rho^{zz} = dE_\rho^z \cos\theta = dE_1 \cos^2\theta;$$

$$dE_\xi^{zz} = -dE_\xi^z \sin\theta = -dE_2 \sin^2\theta.$$

Геометрическая процедура вычисления слагаемых в уравнении для dE_z представлена на рис.1.

Далее учитывая (см. рис. 1), что

$$\cos\theta \sin\theta \cos\varphi = \frac{(z_m - z_n)(x_m - x_n)}{R^2},$$

$$\cos\theta \sin\theta \sin\varphi = \frac{(z_m - z_n)(y_m - y_n)}{R^2},$$

$$\cos^2\theta = \frac{(z_m - z_n)^2}{R^2}, \quad \sin^2\theta = 1 - \cos^2\theta = 1 - \frac{(z_m - z_n)^2}{R^2},$$

произведем перегруппировку слагаемых, в результате которой получаем:

$$\begin{aligned} dE_z = & \left[(dE_1 + dE_2) \frac{(x_m - x_n)(z_m - z_n)}{R^2} \right] dx_n + \\ & + \left[(dE_1 + dE_2) \frac{(y_m - y_n)(z_m - z_n)}{R^2} \right] dy_n + \\ & + \left[(dE_1 + dE_2) \frac{(z_m - z_n)^2}{R^2} - dE_2 \right] dz_n. \end{aligned}$$

Аналогичные выражения получаются и для dE_y , dE_x .

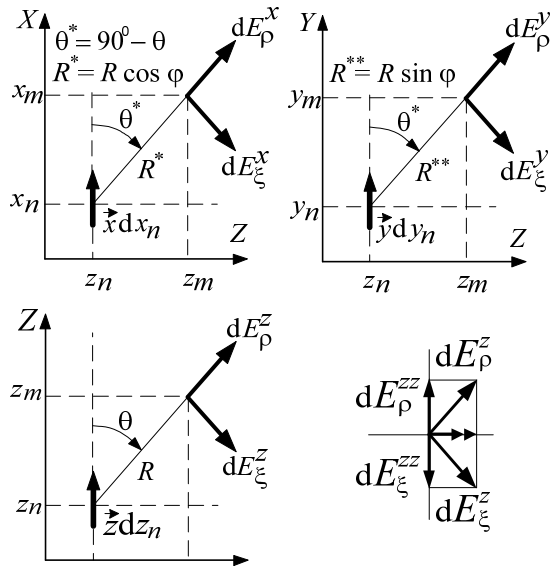


Рис.1. К задаче определения взаимного влияния излучающих элементов

С учетом разложения вектора $d\vec{s}_m$ также по ортам декартовой системы координат

$$d\vec{s}_m = \vec{x} dx_m + \vec{y} dy_m + \vec{z} dz_m$$

скалярное произведение векторов (4) может быть представлено в виде

$$d\vec{E}_n d\vec{s}_m = dE_x dx_m + dE_y dy_m + dE_z dz_m.$$

Процедура математического описания излучающих проводников длиной s в параметрическом виде заключается в следующем. В начале определяются декартовые координаты проводника в параметрическом виде $x(\alpha)$, $y(\alpha)$, $z(\alpha)$, где α — параметр. Далее вычисляются их дифференциалы $dx(\alpha) = x'(\alpha)d\alpha$, $dy(\alpha) = y'(\alpha)d\alpha$, $dz(\alpha) = z'(\alpha)d\alpha$, где символ $'$ означает производную функции по параметру α . При этом общая длина излучающего проводника равна $s = \int_{\alpha} \sqrt{(x'(\alpha))^2 + (y'(\alpha))^2 + (z'(\alpha))^2} d\alpha$.

Объединяя полученные выражения с учетом (1), а также задания геометрической конфигурации излучающих проводников в параметрическом виде, получаем

$$\begin{aligned}
Z_{\Sigma_{nm}} = & j30k^2 \int \int_{\alpha_n \alpha_m} I(\alpha_n) I^*(\alpha_m) \exp(-jkR) \times \\
& \times \left\{ \left[G_1(kR) \frac{[x_m(\alpha_m) - x_n(\alpha_n)]^2}{R^2} + G_2(kR) \right] x'_n(\alpha_n) + \right. \\
& + G_1(kR) \frac{[x_m(\alpha_m) - x_n(\alpha_n)][y_m(\alpha_m) - y_n(\alpha_n)]}{R^2} y'_n(\alpha_n) + \\
& + G_1(kR) \frac{[x_m(\alpha_m) - x_n(\alpha_n)][z_m(\alpha_m) - z_n(\alpha_n)]}{R^2} z'_n(\alpha_n) \left. \right\} x'_m(\alpha_m) + \\
& + \left\{ \left[G_1(kR) \frac{[y_m(\alpha_m) - y_n(\alpha_n)]^2}{R^2} + G_2(kR) \right] y'_n(\alpha_n) + \right. \\
& + G_1(kR) \frac{[x_m(\alpha_m) - x_n(\alpha_n)][y_m(\alpha_m) - y_n(\alpha_n)]}{R^2} x'_n(\alpha_n) + \\
& + G_1(kR) \frac{[y_m(\alpha_m) - y_n(\alpha_n)][z_m(\alpha_m) - z_n(\alpha_n)]}{R^2} z'_n(\alpha_n) \left. \right\} y'_m(\alpha_m) + \\
& + \left\{ \left[G_1(kR) \frac{[z_m(\alpha_m) - z_n(\alpha_n)]^2}{R^2} + G_2(kR) \right] z'_n(\alpha_n) + \right. \\
& + G_1(kR) \frac{[x_m(\alpha_m) - x_n(\alpha_n)][z_m(\alpha_m) - z_n(\alpha_n)]}{R^2} x'_n(\alpha_n) + \\
& + G_1(kR) \frac{[y_m(\alpha_m) - y_n(\alpha_n)][z_m(\alpha_m) - z_n(\alpha_n)]}{R^2} y'_n(\alpha_n) \left. \right\} z'_m(\alpha_m) \Big] d\alpha_n d\alpha_m,
\end{aligned} \tag{6}$$

$$\text{где } G_1(kR) = \frac{-(kR)^2 + j3kR + 3}{(kR)^3}; \quad G_2(kR) = \frac{(kR)^2 - jkR - 1}{(kR)^3};$$

$$R = \sqrt{[x_m(\alpha_m) - x_n(\alpha_n)]^2 + [y_m(\alpha_m) - y_n(\alpha_n)]^2 + [z_m(\alpha_m) - z_n(\alpha_n)]^2}.$$

Выражение (6) представляет собой ядро вычислительного алгоритма для анализа взаимного влияния разнообразных антенных элементов, включая излучатели криволинейной формы, произвольным образом расположенные в пространстве, на основе которого будут проведены исследования многолучевого радиоканала с учетом близкорасположенных и (или) удаленных антенн и других объектов.

И. Маковеева М.М. Системы связи с подвижными объектами: учебное пособие для вузов /М.М. Маковеева, Ю.С. Шинаков. — М.: Радио и связь, 2002

— 440 с. 2. Князь А.И. Электродинамика информационных систем / А.И. Князь. — М.: Радио и связь, 1994. — 392 с. 3. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ: учеб. для радиотехнич. спец. вузов. / Д.М. Сазонов. — М.: Высш. шк., 1988. — 432 с. 4. Проценко М.Б. Обобщенный метод наводимых ЭДС для анализа криволинейных проволочных антенн / М.Б. Проценко, Н.И. Мамедов // Моделювання та інформаційні технології. Зб. наук. пр. ПІМЕ НАН України. — 2009. — Вип. 54. — С. 146-153. 5. Protsenko M. B. Polarization-Structure Analysis of Receiving Antennas / M. B. Protsenko // Microwave and Optical Technology Letters, John Wiley & Sons, Inc. — 2001. — Vol.30, № 2. — P. 116 — 119. 6. Проценко М.Б. Интегральные уравнения в задачах анализа криволинейных тонкопроволочных антенн / М.Б. Проценко // Наукові праці ОНАЗ ім. О. С. Попова. — 2009. — №1. — С. 13-17. 7. Проценко М.Б. Анализ методов решения интегральных уравнений в задачах возбуждения тонкопроволочных антенн / М.Б. Проценко, Н.И. Мамедов // Наукові праці ОНАЗ ім. О. С. Попова. — 2009. — №2. — С. 43-49. 8. Коротковолновые антенны / [Айзенберг Г.З., Белоусов С.П., Журбенко Э.М. и др.]; под ред. Г.З. Айзенберга. — [2-е изд., перераб. и доп.]. — М.: Радио и связь, 1985. — 536 с.