

Математическая модель широкополосного тонкопроволочного электрического вибратора

В.А. Неганов, Д.П. Табаков, С.В. Морозов

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443010, Российская Федерация, г. Самара
ул. Л. Толстого, 23

Рассмотрен один из вариантов построения математической модели тонкопроволочного широкополосного электрического вибратора на основе интегральных представлений электромагнитного поля. Решены внешняя и внутренняя электродинамические задачи. Определена зависимость входного сопротивления от электрической длины вибратора. Представлены результаты численного моделирования.

Ключевые слова: широкополосный вибратор, интегральное представление электромагнитного поля, тонкопроволочное приближение.

Введение

Электрические вибраторы получили самое широкое распространение как в виде самостоятельных антенн, так и в сложных системах – антенных решетках. При расчете любой антенны, в том числе и электрического вибратора, предполагается, что задана ее геометрия и известны электрические параметры образующих ее проводников и диэлектриков.

Под внутренней электродинамической задачей понимается определение токов на элементах антенны при заданных граничных условиях и известных сторонних полях. Под внешней задачей следует понимать определение электромагнитного поля в любой точке пространства от токов на антенне, полученных при решении внутренней задачи. В самосогласованной постановке осуществляется последовательное решение указанных задач (полный электродинамический анализ). Знание поля позволяет определить диаграмму направленности, коэффициент направленного действия (КНД), входное сопротивление и т. д. В данной статье рассматривается полный электродинамический анализ тонкопроволочного широкополосного электрического вибратора на основе интегральных представлений электромагнитного поля. Из вторичных характеристик представлена зависимость входного сопротивления от электрической длины вибратора.

Как правило, в учебной литературе приводится простейшая модель узкополосного тонкопро-

волочного электрического вибратора (рис. 1, а), решение внутренней задачи для которого осуществляется на основе интегральных уравнений (ИУ) Поклингтона или Халлена [1], классифицируемых как ИУ Фредгольма первого рода. Решение подобных ИУ – некорректная задача [2], устойчивый результат достигается при малых значениях радиуса провода вибратора [3; 4]. Известно, что основным способом расширения рабочей полосы вибратора является увеличение его радиуса, или более обобщенно, его поперечных размеров [1]. При этом зависимость входного сопротивления от электрической длины вибратора становится более пологой. Этот способ лег в основу создания вибратора Надененко, биконического вибратора и многих других вариантов. Простейшая тонкопроволочная модель в силу указанных ограничений на радиус не может использоваться для анализа широкополосных вибраторов.

В [1] также рассматривается альтернативная физическая модель – трубчатый вибратор (рис. 1, б), решение внутренней электродинамической задачи для которого приводит к сингулярному интегральному уравнению. Для данной модели приведены сингулярные интегральные представления (СИП) ЭМП и результаты расчета ближней зоны антенны. Следует отметить, что трубчатая модель не имеет ограничения на радиус вибратора в случае его равнофазного возбуждения. Из недостатков модели можно отметить жестко определяемую геометрию – ме-

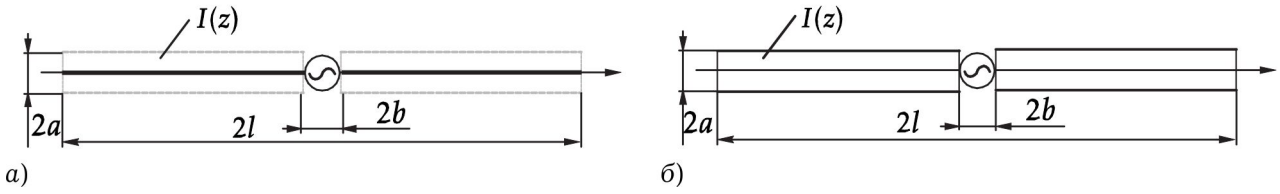


Рис. 1. Физические модели симметричного электрического вибратора: а) тонкопроволочная; б) трубчатая

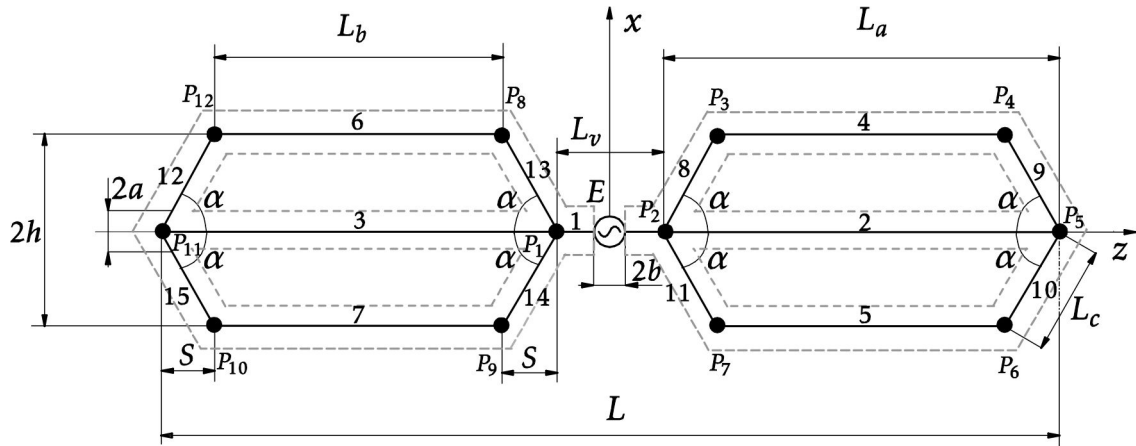


Рис. 2. Геометрия широкополосного тонкопроволочного вибратора

нять можно только длину и радиус вибратора, а также ширину зазора.

В данной статье используется иной подход к построению математической модели. Расширение рабочей полосы осуществляется за счет увеличения поперечного размера антенны, реализуемого с помощью дополнительных тонких проводников. При этом имеется возможность вариации угла расхождения проводников вблизи зазора с генератором для минимизации входной емкости антенны.

Результаты численных расчетов приводятся в сравнении с простейшей тонкопроволочной моделью, показанной на рис. 1, а при той же электрической длине вибратора.

1. Физическая модель антенны

Геометрия рассматриваемого широкополосного тонкопроволочного электрического вибратора приведена на рис. 2.

Из рисунка видно, что он образован совокупностью тонких идеальных проводников $\mathbf{r}_i(l)$ радиуса a , по образующим которых протекают токи $I_i(l)$, где $i = 1 \dots 15$ – порядковый номер проводника; $l \in [0, L_i]$ – натуральный параметр на образующей; L_i – длина i -го проводника. Под L_i мы также в дальнейшем будем понимать сам i -й проводник. Узлы соединения проводников обозначены как P_j , где $j = 1 \dots 12$ – номер узла, которому соответствует радиус-вектор \mathbf{r}_{pj} .

Все проводники расположены в плоскости xOy . Главная линия вибратора $P_{11}P_5$, имеющая длину L , образована проводниками $\mathbf{r}_3(l)$, $\mathbf{r}_1(l)$ и $\mathbf{r}_2(l)$. Она совмещена с осью Oz . Ширина вибратора равна $2h$. Таким образом, его габаритные размеры составляют $L \times 2h$.

Уравнения проводников могут быть описаны с помощью векторной функции трех переменных:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}_{pi}, \mathbf{r}_{pj}, l) = \mathbf{r}_{pi} + \hat{\mathbf{I}}_{ij}l, \quad \hat{\mathbf{I}}_{ij} = (\mathbf{r}_{pj} - \mathbf{r}_{pi})/L_{ij}, \quad (1)$$

$$L_{ij} = |\mathbf{r}_{pj} - \mathbf{r}_{pi}|, \quad l \in [0, L_{ij}],$$

здесь \mathbf{r}_{pi} , \mathbf{r}_{pj} – радиус-векторы начальной и конечной точек проводника; $\hat{\mathbf{I}}_{ij}$ – единичный вектор касательной на проводнике; L_{ij} длина проводника. Из рисунка несложно определить радиус-векторы узловых точек, а затем на основе (1) записать параметрические уравнения $\mathbf{r}_i(l)$ всех проводников.

Вибратор условно можно разбить на три части – возбуждающий вибратор L_v (L_1) и два плеча. Плечи, в свою очередь, состоят из осевых элементов L_a (L_3 и L_2), боковых элементов L_b ($L_4 \dots L_7$) и торцевых элементов L_c ($L_8 \dots L_{15}$). В центре возбуждающего вибратора имеется зазор шириной $2b$, в который помещен генератор стороны ЭДС амплитудой U , создающий на поверхности всех проводников стороннее электрическое поле $\mathbf{E}^{(in)}$, равное нулю всюду, за исключением области зазора, где оно равно $U/2b$. На поверхности каждого проводника выполняется граничное условие:

$$\mathbf{E}^{(in)} + \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

где \mathbf{E} – напряженность поля, создаваемая в данной точке поверхности токами всех проводников вибратора.

Граничное условие для ТПС ставится следующим образом:

$$\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}(l)) \cdot (\mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}(l)) + \mathbf{E}(\mathbf{r}(l))) = 0. \quad (3)$$

ИП ЭМП от тока $I(l)$, протекающего по образующей L ТПС.

2. Основные расчетные выражения

В качестве основы для построения математической модели вибратора используем интегральные представления электромагнитного поля тонкопроволочной структуры, приведенные в [1]:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_j \mathbf{F}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_j, I_j); \quad F \equiv E, H, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_j, I_j) = \int_L I_j(l') \mathbf{K}_a^F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l')) dl', \quad F \equiv E, H \quad (5)$$

– ИП ЭМП от тока $I_j(l)$, протекающего по образующей L_j ТПС,

$$\mathbf{K}_a^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l')) = \frac{W_c}{ik} \left(\hat{\mathbf{I}}(l') k^2 G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l')) + \frac{\partial}{\partial l'} ((\mathbf{r} - \mathbf{r}_j(l')) B_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l'))) \right);$$

$$\mathbf{K}_a^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l')) = ((\mathbf{r} - \mathbf{r}_j(l')) \times \hat{\mathbf{I}}(l')) B_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l')),$$

– ядра интегрального представления, W_c – волновое сопротивление среды, k – ее волновое число;

$$B = -\frac{ikR + 1}{R^2} G, \quad G = \frac{\exp(-ikR)}{4\pi R},$$

$G(R)$ имеет смысл функции Грина свободного пространства; $R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – расстояние между точкой источника и точкой наблюдения;

$$F_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l')) = F(R_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l'))), \quad F \equiv G, B$$

– компоненты ядер;

$$R_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(l')) = \sqrt{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j(l')|^2 + a^2}$$

– регуляризованное расстояние между точкой источника и точкой наблюдения; в качестве параметра регуляризации выступает радиус a провода.

Выражение (4) описывает ЭМП одиночной ТПС. Как правило, мы имеем дело с некоторой совокупностью N тонкопроволочных элементов:

$$L : L_1, L_2, \dots, L_N,$$

где L_j – образующая j -го элемента, описываемая радиус-вектором:

$$\mathbf{r}_j(l) = \hat{\mathbf{x}} X_j(l) + \hat{\mathbf{y}} Y_j(l) + \hat{\mathbf{z}} Z_j(l),$$

$$l \in [l_{b_j}; l_{e_j}], \quad j = 1, \dots, N,$$

здесь $X_j(l), Y_j(l), Z_j(l)$ – некоторые гладкие функции, зависящие от натурального параметра l ; j – порядковый номер тонкопроволочного элемента.

Таким образом, (4) представляет собой ИП ЭМП сложной тонкопроволочной структуры.

В ИП (4) входят неизвестные пока токи I_j . Для их определения используем граничное условие (3) на каждом проводнике структуры. В результате получим систему интегральных уравнений следующего вида:

$$-\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}_i) = \hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_i) \cdot \sum_j \mathbf{E}(\mathbf{r}_i; \mathbf{r}_j, I_j); \quad (6)$$

$$i, j = 1, \dots, N.$$

Данную систему можно классифицировать как систему ИУ Фредгольма первого рода [4]. Решение подобных ИУ является некорректной математической задачей, т. е. оно может быть неустойчивым. Существует множество методов решения, обладающих определенными регуляризирующими свойствами. Асимптотическая корректность и регуляризирующие свойства некоторых методов рассмотрены в [3]. Наиболее простым и естественным является метод сшива-ния в дискретных точках [5].

При численном моделировании гораздо удобнее использовать дискретизированную версию интегральных представлений (5).

Пусть $\mathbf{r}(l)$ – радиус-вектор образующей ТПС, $l \in [l_b, l_e]$; $L = l_e - l_b$ – длина образующей. Разобьем образующую на сегменты длиной Δ . Если число сегментов равно N , то $\Delta = L / (N + 1)$. Введем индексы:

$$k = 1, \dots, N; \quad k' = 1, \dots, N + 1.$$

В данных обозначениях $l_{k'} = \Delta(k' - 1)$ – значения натурального параметра на границе $k - 1$ и k -го сегментов; $\mathbf{r}'_k = \mathbf{r}(l_{k'})$ – соответствующий радиус-вектор; $l_k^* = l_k + \Delta / 2$ – значение натурального параметра в центре k -го сегмента; $\mathbf{r}_k^* = \mathbf{r}(l_k^*)$ – соответствующий радиус-вектор. Осуществляя линейаризацию образующей, уравнение сегмента можно записать следующим образом:

$$\mathbf{r}_k(l) = \mathbf{r}_k^* + \mathbf{l}_{0k} l; \quad l \in [-\Delta / 2, \Delta / 2], \quad (7)$$

здесь

$$\mathbf{r}_k^* = \frac{\mathbf{r}_{k+1} + \mathbf{r}_k}{2}; \quad \mathbf{l}_{0k} = \frac{\mathbf{r}_{k+1} - \mathbf{r}_k}{\Delta}.$$

Далее, полагая, что $\Delta \ll \lambda$, будем считать распределение тока на каждом сегменте равномерным:

$$I(l) = I_k; \quad l \in \left[l_k^* - \Delta / 2, l_k^* + \Delta / 2 \right].$$

Подставляя данное выражение и выражение (7) в интегральное представление (5), получаем дискретизированное интегральное представление ЭМП:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^N I_k \mathbf{K}_a^{\Delta, F}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k), \quad F \equiv E, H; \quad (8)$$

здесь

$$\mathbf{K}_a^{\Delta, F}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k) = \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \mathbf{K}_a^F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k(l)) dl, \quad F \equiv E, H$$

– весовые коэффициенты.

В дальнейшем дискретизированные ИП по аналогии с (5) будем записывать в компактном виде:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \mathbf{F}_a^\Delta(\mathbf{r}; \mathbf{r}_k, I_k); \quad F \equiv E, H, \quad (9)$$

где явно указываются параметры представления – координаты границ сегментов \mathbf{r}_k , значения тока I_k на сегментах, а также длина сегмента Δ и радиус провода a .

Введем дополнительные обозначения. Пусть I_{j,k_j} – значение амплитуды тока на k_j -м сегменте j -го элемента; $k_j = 1, \dots, N_j$, где N_j – число сегментов j -го элемента; Δ_j – длина сегментов j -го элемента; a_j – радиус провода j -го элемента; \mathbf{r}_{j,k_j} – радиус-вектор, проведенный в точку сопряжения k_j и $k_j + 1$ -го сегмента j -го элемента. Тогда по аналогии с (4) на основе дискретизированных ИП (9) можно записать:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \sum_{k_j=1}^{N_j} \mathbf{F}_{a_j}^{\Delta_j}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_{j,k_j}, I_{j,k_j}), \quad F \equiv E, H. \quad (10)$$

Выражение (10) описывает ЭМП, создаваемое совокупностью N излучающих элементов с сегментизированными образующими.

Для использования (10) необходимо знать неизвестные амплитуды токов I_{j,k_j} . В рамках метода сшивания в дискретных точках потребуем выполнения граничного условия типа (3) в центрах сегментов. Пусть \mathbf{r}_{i,k_i}^* – радиус-вектор, проведенный в центр k_i -го сегмента i -го элемента. Тогда из (10) с учетом граничного условия (3) получаем систему линейных алгебраических уравнений для определения I_{j,k_j} :

$$-\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{i,k_i}^*) \cdot \mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}_{i,k_i}^*) =$$

$$= \hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{i,k_i}^*) \cdot \sum_{j=1}^N \sum_{k_j=1}^{N_j} \mathbf{E}_{a_j}^{\Delta_j}(\mathbf{r}_{i,k_i}^*; \mathbf{r}_{j,k_j}, I_{j,k_j}); \quad (11)$$

$$i = 1, \dots, N, \quad k_i = 1, \dots, N_i.$$

Устойчивое решение достигается при соблюдении условия $\Delta_j \geq 4a_j$, для всех j [3].

Перепишем полученное выражение в более компактном виде:

$$\hat{\mathbf{Z}} \mathbf{I} = \mathbf{E}, \quad (12)$$

где

$$\hat{\mathbf{Z}} = \begin{pmatrix} \hat{z}_{11} & \hat{z}_{12} & \cdots & \hat{z}_{1N} \\ \hat{z}_{21} & \hat{z}_{22} & \cdots & \hat{z}_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{z}_{N1} & \hat{z}_{N2} & \cdots & \hat{z}_{NN} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} \mathbf{i}_1 \\ \mathbf{i}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{i}_N \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_1 \\ \mathbf{e}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{e}_N \end{pmatrix}$$

– соответственно обобщенные матрицы импедансов, токов и напряжений; N – количество излучателей в системе,

$$\hat{z}_{ij} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \cdots & Z_{1N_j} \\ Z_{21} & Z_{22} & \cdots & Z_{2N_j} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{N_i1} & Z_{N_i2} & \cdots & Z_{N_iN_j} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{i}_j = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{N_j} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_j = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_{N_j} \end{pmatrix}$$

– соответственно матрица взаимных импедансов i -го и j -го излучателей, матрицы проекционных функций собственных токов и собственных напряжений j -го излучателя; N_i – число проекционных функций на i -м излучателе; N_j – число проекционных функций на j -м излучателе.

Таким образом, в принятых ранее обозначениях для СЛАУ (12) из (11) получаем:

$$\hat{z}_{ij} = \frac{W_c}{ik\Delta_j} \hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{i,k_i}^*) \cdot \left(\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{j,k_j}) k^2 \times \right. \\ \left. \times \int_{-\Delta_j/2}^{\Delta_j/2} G_a(\mathbf{r}_{i,k_i}^*, \mathbf{r}_{j,k_j}(l)) dl + B_a(\mathbf{r}_{i,k_i}^*, \mathbf{r}_{j,k_j}) \right); \\ B_a(\mathbf{r}_{i,k_i}^*, \mathbf{r}_{j,k_j}) = \\ = (\mathbf{r}_{i,k_i}^* - \mathbf{r}_{j,k_j}(l)) B_a(\mathbf{r}_{i,k_i}^*, \mathbf{r}_{j,k_j}(l)) \Big|_{-\Delta_j/2}^{\Delta_j/2}; \quad (13)$$

$$\mathbf{e}_i = -\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{i,k_i}^*) \cdot \mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}_{i,k_i}^*);$$

$$i, j = 1, \dots, N, \quad k_i = 1, \dots, N_i, \quad k_j = 1, \dots, N_j.$$

3. Результаты численного моделирования

Сравним полосу излучения предложенного вибратора (рис. 2) с трубчатым электрическим вибратором. Определим величины, с помощью которых можно задавать геометрию вибратора. Главной величиной будем считать его длину (продольный размер) L , задаваемую в длинах волн. Все остальные параметры являются относительными и нормируются к L . Набор исходных параметров может быть различным. Мы будем использовать следующие параметры в качестве исходных:

- $2h / L$ – относительная ширина вибратора (поперечный размер);
- L_v / L – относительная длина возбуждающего вибратора;
- $2b / L$ – относительная ширина зазора с генератором;
- a / L – относительный радиус проводников;
- α – угол расхождения торцевых проводников.

Будем считать длину широкополосного вибратора (L на рис. 2) и тонкопроволочного вибратора ($2l$ на рис. 1, б) одинаковыми, т. е. $L = 2l$.

Остальные параметры вибратора выражаются через исходные параметры. Отметим, что ширина зазора с генератором $2b$ равна длине сегмента возбуждающего вибратора Δ_1 , а радиус проводников для обеспечения устойчивости результа-

тов должен удовлетворять условию $a \leq 4\Delta_j$ для всех j .

Для численных расчетов была выбрана модель, определяющаяся соотношениями: $2h / L = 0.1$, $L_v / L = 0.1$, $2b / L = 0.005$, $\alpha = 60^\circ$; число сегментов возбуждающего вибратора N_v составило 25; число сегментов осевых элементов $N_a = 6$; число сегментов боковых проводников $N_b = 3$; число сегментов торцевых проводников $N_c = 2$. Выбор числа сегментов диктуется двумя условиями. Первое условие заключается в электрической малости длины сегмента $\Delta \ll \lambda$, а второе условие связано с малым разбросом длин Δ_j для всех j .

Для вибратора с указанными параметрами для различных соотношений L / λ были определены входное сопротивление и нормированные диаграммы направленности (ДН) в сравнении с простейшим тонкопроволочным вибратором аналогичных размеров.

На рис. 3, а показаны ДН для случая $L = 0.5\lambda$. Как видно из рисунка, лепестки ДН исследуемого вибратора являются более широкими. На рис. 3, б показаны ДН для случая $L = 1.0\lambda$. Ширина лепестков ДН ШП-вибратора остается практически такой же, как в случае $L = 0.5\lambda$, но в из центре появляется небольшой провал. Ширина лепестков ДН ТП-вибратора сужается приблизительно в два раза в сравнении с $L = 0.5\lambda$. При увеличении L до 1.5λ (рис. 4, а) происходит сужение ДН обоих вибраторов, но у ШП-вибратора это происходит в меньшей степени, а также отсутствуют боковые лепестки. Данная тенденция сохраняется и при увеличе-

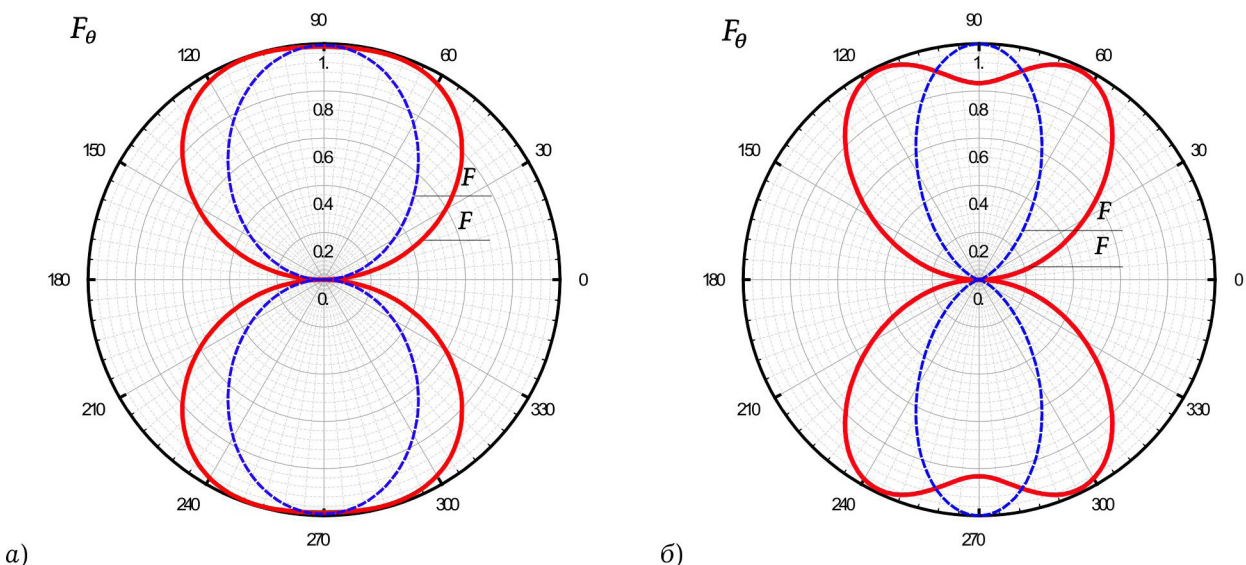


Рис. 3. Нормированные диаграммы направленности широкополосного и тонкопроволочного вибраторов: а) $L = 0.5\lambda$ и б) $L = 1\lambda$

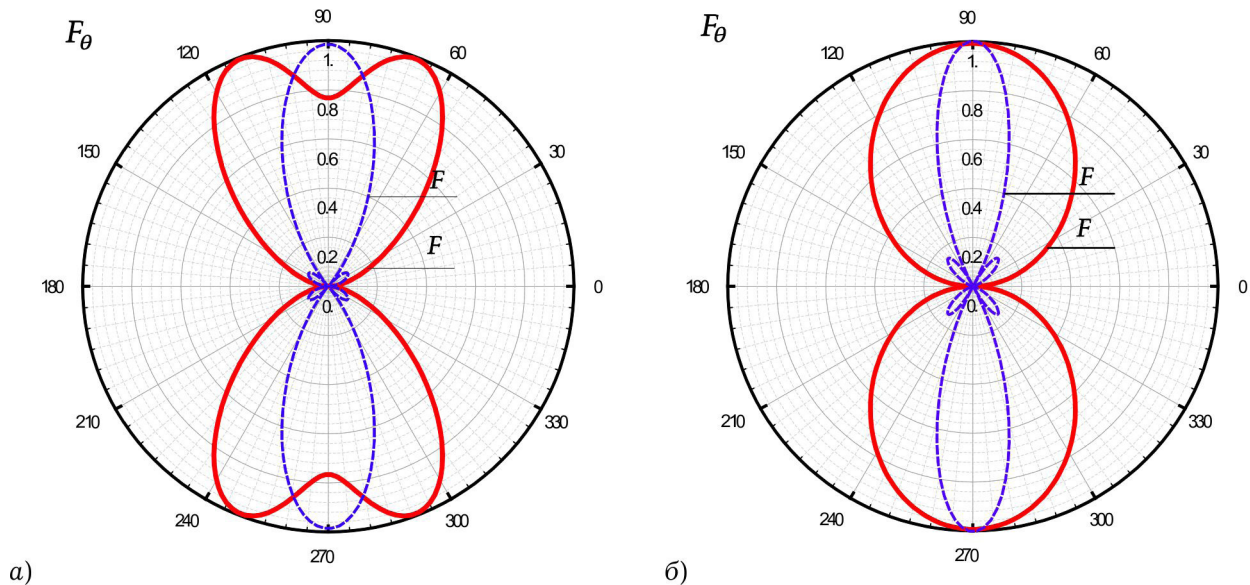


Рис. 4. Нормированные диаграммы направленности широкополосного и тонкопроволочного вибраторов: а) $L = 1.5\lambda$ и б) $L = 2\lambda$

нии L до 2λ (рис. 4, б), при этом уровень боковых лепестков ТП-вибратора начинает расти, а у ШП-вибратора боковые лепестки по-прежнему отсутствуют.

Сравнение рис. 3 и рис. 4 показывает, что вибратор на рис. 2 обладает большей широкополосностью по сравнению с тонкопроволочным вибратором примерно в два раза. Таким образом, широкополосность вибратора можно увеличить путем увеличения его поперечного размера.

На рис. 5 приведены зависимости входного сопротивления ТП- и ШП-вибраторов. Резонансные кривые ШП-вибратора являются более пологими, области резонансов обладают большей шириной, при этом резонансы смещены с сторону более низких частот в сравнении с кривыми для ТП-вибратора.

Заключение

В статье представлен один из вариантов математической модели широкополосного тонкопроволочного вибратора, построенный на основе интегральных представлений электромагнитного поля. Для конкретных геометрических параметров осуществлено численное моделирование – определены нормированные диаграммы направленности и входное сопротивление антенны для различных электрических длин вибратора. Произведено сравнение рассчитанных характеристик с характеристиками простейшего тонкопроволочного вибратора аналогичной длины. Показано, что исследуемый широкополосный вибратор в сравнении с тонкопроволочной моделью аналогичных размеров имеет более по-

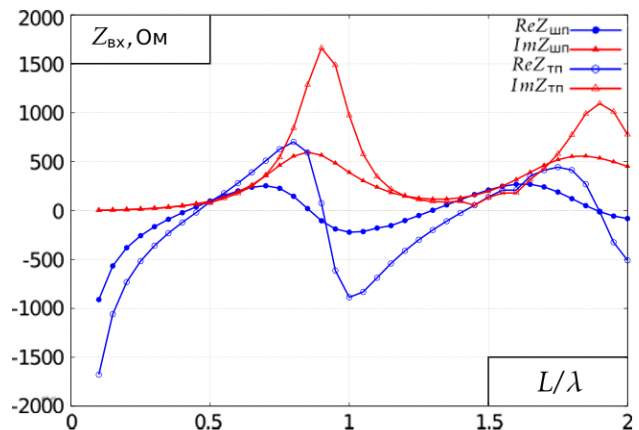


Рис. 5. Зависимость входного сопротивления широкополосного и тонкопроволочного вибраторов от соотношения L/λ

логие резонансные кривые, смещенные в область более низких частот, его ДН не так существенно меняется с увеличением частоты, и для такого вибратора характерно отсутствие боковых лепестков ДН. Разработанная модель вибратора может рассматриваться как одна из возможных альтернатив трубчатой модели, представленной в [1].

Список литературы

1. Электродинамика и распространение радиоволн: учебное пособие / В.А. Неганов [и др.]; под ред. В.А. Неганова и С.Б. Раевского. Изд. 3-е, доп. и перераб. М.: Радиотехника, 2007. 744 с.
2. Неганов В.А. Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики. М.: Сайнс-Пресс, 2008. 450 с.
3. Стрижков В.А. Математическое моделирование электродинамических процессов в сложных антенных системах // Математическое моделирование. 1989. Т. 1. № 8. С. 127–138.

4. Неганов В.А., Ключев Д.С., Табаков Д.П. Физическая регуляризация некорректных задач теории антенн // Электросвязь. 2011. № 5. С. 35–37.
5. Интегральное представление электромагнитного поля геометрически киральной структуры / В.А. Капитонов [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 15. № 4. С. 6–13.
6. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Электродинамические методы проектирования устройств СВЧ и антенн / под ред. В.А. Неганова. М.: Радио и связь, 2002. 416 с.
7. Вычислительные методы в электродинамике / под ред. Р. Митры; пер с англ. под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1977. 487 с.

Mathematical model broadband fine wire electric vibrator

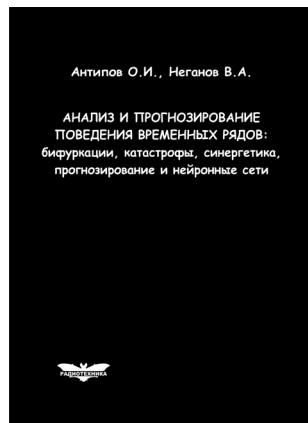
V.A. Neganov, D.P. Tabakov, S.V. Morozov

Considered one embodiment of constructing a mathematical model of the electric vibrator fine wire broadband based on the integral representations of the electromagnetic field. Have been resolved external and internal electromagnetic task. The dependence of the input impedance of the electrical length vibrator. The results of numerical simulation.

Keywords: broadband vibrator, integral representation of electromagnetic field, fine wire approximation.

Антипов, О.И.

Анализ и прогнозирование поведения временных рядов: бифуркации, катастрофы, синергетика, фракталы и нейронные сети / О.И. Антипов, В.А. Неганов. – М.: Радиотехника, 2011. – 350 с. ISBN 978-5-88070-294-7



УДК 530.1:621.372+621.396
ББК 32.96

Монография посвящена объединению нескольких направлений в науке: бифуркаций в нелинейных динамических (или детерминированных) системах, причем внимание уделяется бифуркациям-кризисам, которые отождествляются с катастрофами в синергетике – науке о самоорганизации в сложных системах, где велика роль коллективных, кооперативных эффектов, возникновения порядка – фрактальных структур в турбулентности (или хаосе). В синергетике общим является принцип подчинения, который позволяет исключать большое число переменных в сложных системах и описывать в них сложные процессы. Использование в роли одной из основных количественных характеристик катастроф фрактального показателя Херста связывает фракталы с бифуркациями. Объединение этих четырех направлений позволяет упростить проектирование прогнозирующих нейронных сетей, которое в настоящее время отчасти является искусством.

Даны авторские модификации некоторых известных фрактальных методов, позволяющие проводить более глубокий анализ хаотических процессов. Эти результаты, на наш взгляд, должны являться необходимой частью полного алгоритма построения прогностических моделей, описанного в книге. В частности, описан авторский алгоритм определения временного лага, необходимого для реконструкции аттрактора динамической системы, и модификация метода ближайших ложных соседей, которую можно использовать в качестве индикатора приближающейся катастрофы.

Приведены конкретные примеры из таких областей науки, как радиотехника, экономика и медицина.

Монография представляет интерес для научных работников, аспирантов и докторантов, работающих в области прикладных задач анализа, моделирования и прогнозирования хаотических процессов в нелинейных системах из различных отраслей науки и техники.