

Математические модели широкополосных вибраторных антенн

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

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

Рассмотрены вопросы, касающиеся использования интегральных представлений электромагнитного поля для построения самодостаточных математических моделей широкополосных вибраторных антенн. Представлены результаты численного решения внутренней и внешней задачи для некоторых моделей широкополосных вибраторов, а также результаты расчета их входного сопротивления в полосе частот.

Ключевые слова: интегральные представления электромагнитного поля, метод векторного потенциала, тонкопроволочное приближение, интегральное уравнение Поплингтона, метод физической регуляризации, фрактальные антенны, поверхности с симметрией вращения, поворотная симметрия.

Введение

Как правило, строгий электродинамический анализ вибраторных антенн сводится к решению уравнений Поплингтона и Халлена, при этом вибраторы предполагаются электрически тонкими. В то же время, сегодня существует значительное разнообразие вибраторных антенн (рис. 1), строгие самодостаточные модели которых практически отсутствуют. Расчет таких антенн обычно осуществляется либо с помощью приближенных методов, не обладающих высокой точностью результатов, либо с помощью систем автоматизированного проектирования.

Сложность создания математических моделей широкополосных вибраторных антенн связана, прежде всего, со сложностью описания их геометрии. В данной статье рассматривается принцип построения математических моделей для некоторых типов широкополосных вибраторов на основе интегральных представлений электромагнитного поля (ИП ЭМП), связывающих электромагнитное поле в любой точке пространства с токами, локализованными на поверхности излучающей структуры. Основным достоинством ИП ЭМП является необходимость знания только распределения источников, что существенно снижает размерность решаемой задачи в сравнении с прямыми методами, используемыми в САПР. При этом решение внутренней задачи формулируется в виде интегрального уравнения (ИУ) или системы ИУ. Дополнительные сведения о геометрии излучающих структур (зеркальная симметрия, поворотная симметрия) позволяют

существенно сократить время их электродинамического анализа.

1. Общие интегральные представления электромагнитного поля

Основой для построения математических моделей вибраторных антенн может служить ИП ЭМП вида [1]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{W_m}{ik} \mathbf{L}_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{j}^{(e)}) - \mathbf{L}_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{j}^{(m)}); \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \frac{W_m^{-1}}{ik} \mathbf{L}_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{j}^{(m)}) + \mathbf{L}_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{j}^{(e)}), \end{aligned} \quad (1)$$

где:

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{j}) &= \int_V (\mathbf{j}(\mathbf{r}') k^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \\ &- (\nabla_q \mathbf{j}(\mathbf{r}')) \mathbf{d}B(\mathbf{r}, \mathbf{r}')) dV, \end{aligned}$$

$$\mathbf{L}_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{j}) = \int_V B(\mathbf{r}, \mathbf{r}') (\mathbf{d} \times \mathbf{j}(\mathbf{r}')) dV$$

– интегральные операторы; G , B – ядра интегральных представлений, k – волновое число среды, W_m – волновое сопротивление среды, \mathbf{r}' – радиус-вектор точки источника, \mathbf{r} – радиус-вектор точки наблюдения, $\mathbf{d} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ – вектор, проведенный из точки источника в точку наблюдения, ∇_q – оператор набла, применяющийся к источникам поля $\mathbf{j}^{(e)}$, $\mathbf{j}^{(m)}$, находящимся в объеме V , $R = |\mathbf{d}|$ (рис. 2).

Достоинством (1) является возможность легкого выделения особенностей поведения ядер и переход к сингулярным ИП ЭМП [2]. Далее рассмотрим более частные ИП ЭМП, которые можно получить на основе (1).

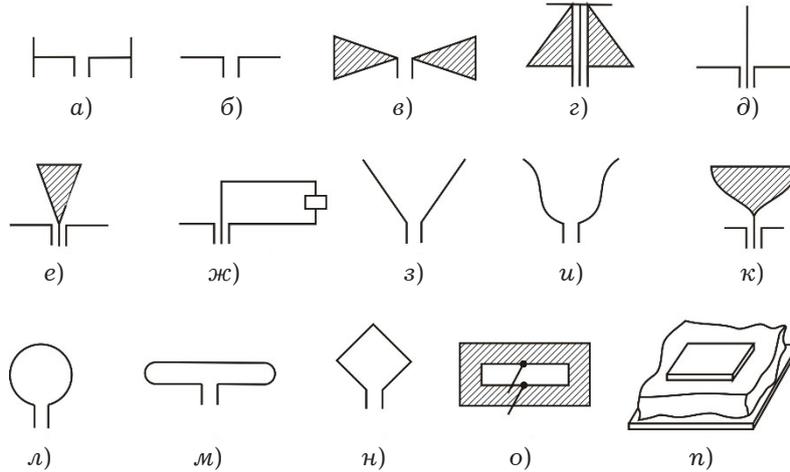


Рис. 1. Простые излучатели: а) диполь, или вибратор Герца; б) симметричный вибратор; в) конический диполь; г) диско-нусная антенна; д) вертикальный вибратор (монополь); е) конический вибратор; ж) однопроводная антенна бегущей волны с нагрузкой; з), и) уголкового вибраторы; к) чашечный излучатель; л) петлевая антенна; м) вибратор Пистолькорса; н) четырехугольная рамка; о) щелевой излучатель; п) микрополосковый излучатель

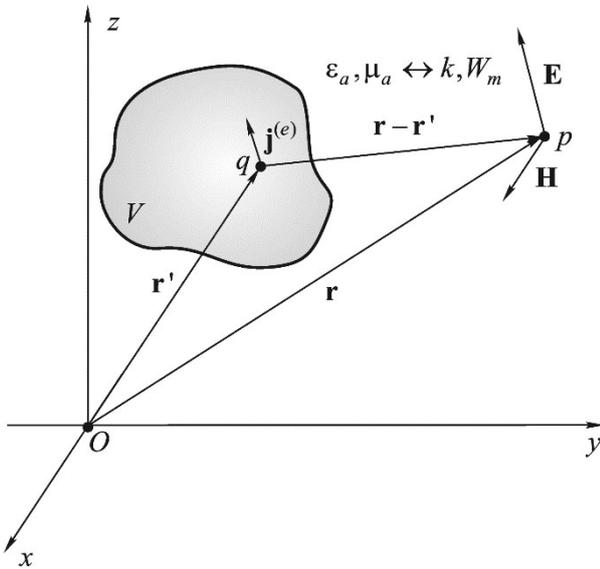


Рис. 2. К решению задач в неограниченном пространстве

2. Вибраторы с осевой симметрией

Существует большое количество вибраторных антенн, обладающих осевой симметрией (рис. 1, в, е, к), учет которой позволяет существенно упростить решение внутренней электродинамической задачи, особенно при условии равноамплитудного возбуждения. Математические модели таких структур удобно строить с помощью соответствующих ИП ЭМП, вытекающих из (1). Предполагая, что осью вращения является ось Oz (рис. 3), вводя азимутальные Фурье-гармоники ЭМП $\mathbf{e}_m(\mathbf{r})$, $\mathbf{h}_m(\mathbf{r})$ и Фурье-гармоники поверхностной плотности тока $\mathbf{J}_m(\mathbf{r})$, в самом общем виде можно записать:

$$\mathbf{f}_m(\mathbf{r}) = \int_L \mathbf{J}_m(\mathbf{r}') \hat{\mathbf{z}}_m^{(f)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dl, \quad f \equiv e, h. \quad (2)$$

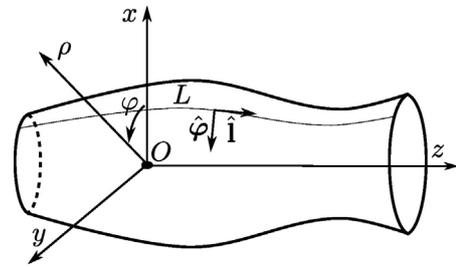


Рис. 3. Поверхность с осевой симметрией

где: $\hat{\mathbf{z}}_m^{(f)}$ – тензорные ядра для электрического или магнитного поля. Интегрирование осуществляется по образующей L поверхности вращения, $\mathbf{r} = r_0\mathbf{x} + z_0\mathbf{z}$ – радиус-вектор на образующей. Вид тензорных ядер в силу громоздкости здесь не приводится. На основе (2) можно осуществлять построение математических моделей множества излучающих структур. Подробное исследование случая осевой симметрии приведено в [3].

Разбивая образующую структуры на сегменты (кольца малой ширины) и используя метод сшивания в дискретных точках [4], из (2) можно получить СЛАУ вида:

$$-\mathbf{T}_i^T \mathbf{E}_i^{(in)} = -\mathbf{R} \mathbf{J}_{mi} + \sum_{j=1}^N \mathbf{T}_j^T \mathbf{K}_{mij} \mathbf{J}_{mj}, \quad i = 1 \dots N, \quad (3)$$

в котором \mathbf{T}^T – матрица, определяющая тангенциальные компоненты поля, \mathbf{R} – диагональная матрица сопротивлений (необходима как элемент физической регуляризации [4] внутренней задачи при электродинамическом анализе резонансных структур), \mathbf{J}_{mi} – амплитуды фурье-гармоник вектора поверхностной плотности тока на сегментах, $\mathbf{E}_i^{(in)}$ – значения фурье-гармоник

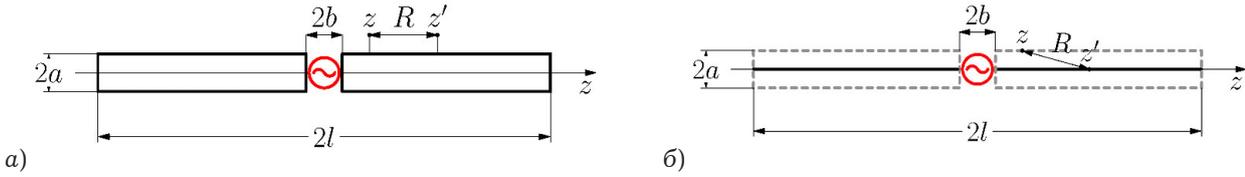


Рис. 4. Физические модели симметричного электрического вибратора: а) трубчатая; б) тонкопроволочная

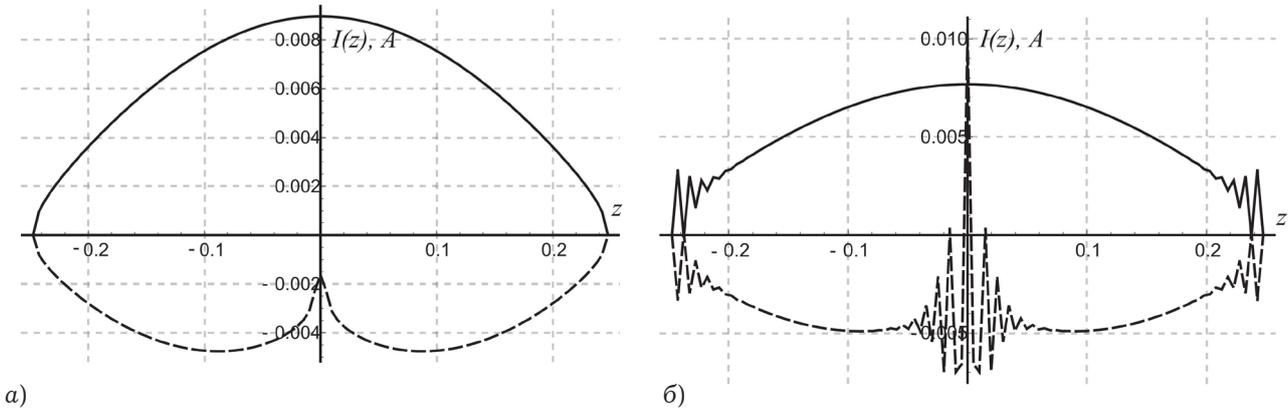


Рис. 5. Результаты расчета токов для тонкопроволочной (а) и трубчатой (б) модели вибратора

вектора стороннего электрического поля в точках коллокации, расположенных в центрах сегментов (i – номер сегмента, N – число сегментов). В качестве простейшей излучающей структуры рассмотрим трубчатую модель вибратора [5] при условии азимутально-независимого возбуждения (рис. 4, а).

В отличие от тонкопроволочной модели (рис. 4, б), трубчатая модель физически корректна, и ей соответствует сингулярное интегральное уравнение (СИУ) вида:

$$E_z^{(in)}(z) = \int_{-l}^l I(z')R(z, z')dz' + \alpha \int_{-l}^l I(z') \ln|z - z'| dz' + \beta \int_{-l}^l \frac{I(z')dz'}{(z - z')^2}, \quad (4)$$

с логарифмической и гиперсингулярной особенностями. В выражении (4) $I(z')$ – распределение основной фурье-гармоники, z – компоненты вектора поверхностной плотности тока вдоль поверхности трубки, $R(z, z')$ – регулярное ядро, α, β – константы для фиксированного $2l/\lambda$, $E_z^{(in)}$ – продольная компонента вектора стороннего электрического поля.

Рассмотрим решение (4) методом коллокаций в сравнении с решением уравнения Поклингтона при аналогичных параметрах, которому соответствует тонкопроволочная модель. На рис. 5 приведены сравнительные результаты расчетов интегральных уравнений из [5] для полуволнового вибратора: а – СИУ, б – аналога ИУ По-

клингтона: сплошные кривые – $\text{Re } I$, штриховые кривые – $\text{Im } I$; $a = \lambda / 75$, $2b = 0.01\lambda$.

Трубчатая модель физически корректна, и проблем с устойчивостью при решении СИУ (4) не возникает. Кроме этого, трубчатая модель может служить неплохим и при этом относительно простым эквивалентом широкополосных вибраторов с более сложными формами образующей L . К более сложным структурам, рассчитываемым с помощью (4), можно отнести различные варианты биконических вибраторов.

3. Планарные вибраторы

Несмотря на показанные ранее ограничения тонкопроволочного приближения, его также можно с успехом использовать для создания моделей вибраторных антенн. Тонкопроволочное ИП ЭМП можно получить из общего (1):

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

здесь $\mathbf{K}_a^{(f)}$ – ядра интегральных представлений, $I(l')$ – распределение полного тока по образующей L тонкопроволочной структуры (ТПС, рис. 6), a – ее радиус [6]. На практике более целесообразным представляется использование обобщения (5) на случай произвольного числа ТПС с учетом принципа суперпозиции. В качестве наглядного примера рассмотрим планарный тонкопроволочный вибратор [6], геометрия которого представлена на рис. 6.

Из рисунка видно, что он образован совокупностью тонких идеальных проводников $R_i(l)$

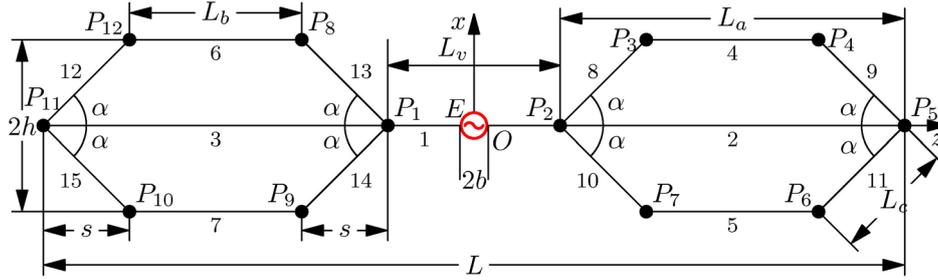
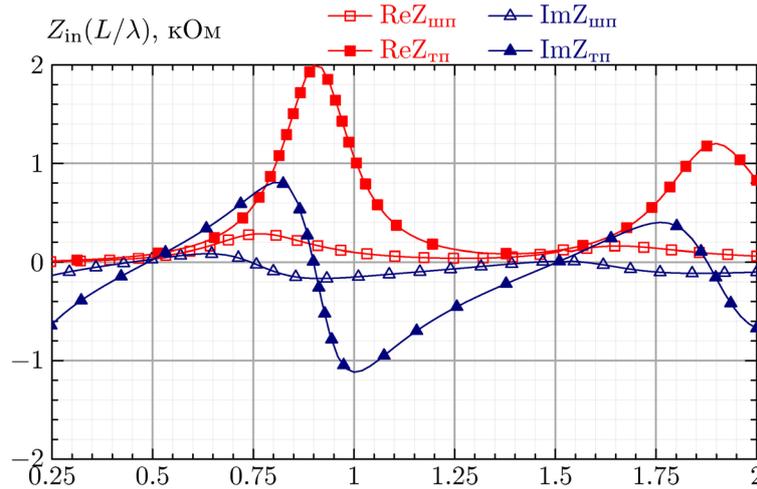


Рис. 6. Геометрия планарного широкополосного тонкопроволочного вибратора

Рис. 7. Зависимость входного сопротивления широкополосного и тонкопроволочного вибраторов от соотношения L/λ

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:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}_{pj}, \mathbf{r}_{pj}, l) = \mathbf{r}_{pj} + \hat{\mathbf{i}}_{ij} l, \quad \hat{\mathbf{i}}_{ij} = (\mathbf{r}_{pj} - \mathbf{r}_{pi}) / L_{ij}, \quad (6)$$

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

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 (6) записать параметрические уравнения $\mathbf{r}_i(l)$ всех проводников.

Вибратор условно можно разбить на три части – возбуждающий вибратор $L_y(L_1)$ 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 сторонней ЭДС амплитудой U , создающий на поверхности всех проводников стороннее электрическое поле $E^{(in)}$, равное нулю всюду, за исключением области зазора, где оно равно $U(2b)$.

Для численных расчетов была выбрана модель, определяющаяся соотношениями: $2h/l = 0.1$, $L_y/L = 0.1$, $2b/l = 0.005$, $\alpha = 60^\circ$; число сегментов возбуждающего вибратора $N_y = 51$, число сегментов осевых элементов $N_a = 6$, число сегментов боковых проводников $N_b = 3$, число сегментов торцевых проводников $N_c = 2$. График зависимости входного сопротивления от L/λ для вибратора с указанными параметрами в сравнении с тонкопроволочным вибратором аналогичных размеров показан на рис. 7.

Резонансные кривые планарного вибратора являются более пологими, области резонансов обладают большей шириной, при этом резонансы смещены в сторону более низких частот в

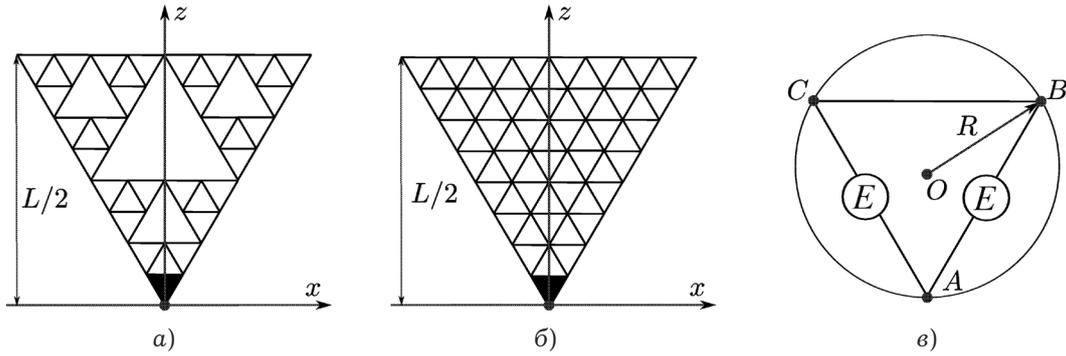


Рис. 8. Широкополосные антенны: а) антенна Серпинского; б) эквивалентный широкополосный вибратор; в) активный элемент антенн (черный треугольник на рис. а и б)

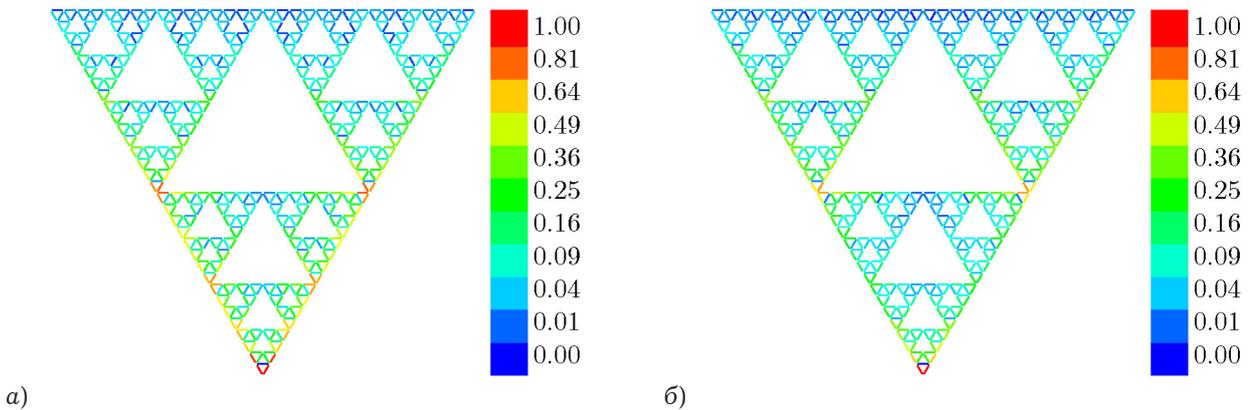


Рис. 9. Амплитудное распределение тока по антенне Серпинского: а) $L = 0.5\lambda$; б) $L = 1.0\lambda$

сравнении с кривыми для простейшего тонкопроволочного вибратора.

Интересными также представляются модели фрактального вибратора и широкополосного вибратора с треугольными плечами [8], полученные на основе ИП ЭМП (5). Причем последний, по сути, представляет собой двумерный аналог биконического вибратора. Геометрия таких структур представлена на рис. 8.

Вполне очевидным становится тот факт, что сложность геометрии фрактальных антенн делает практически невозможным их эмпирический анализ, т. к. наличие большого числа изгибов и близко расположенных взаимодействующих элементов существенно влияют на распределение тока, и уже трудно сказать, какой характер оно имеет. Также затрудняется анализ вторичных характеристик антенн, таких как диаграмма направленности или входное сопротивление. Поэтому здесь метод анализа на основе ИП ЭМП становится практически единственно возможным.

На рис. 9 представлена графическая визуализация амплитудных распределений тока по элементам фрактальной антенны для двух кратных

значений L/λ , анализируя которые можно сделать следующие выводы. Во-первых, на фрактальной антенне присутствуют достаточно быстрые пространственные изменения амплитуды тока, чего обычно не наблюдается на антеннах других типов. Во-вторых, наибольшую амплитуду ток имеет в окрестности ребер антенны, что хорошо согласуется с физическими представлениями о поведении электромагнитных полей вблизи геометрических сингулярностей. В третьих, распределения тока на кратных частотах очень похожи.

На рис. 10, а, 11, а показаны результаты расчета ДН для симметричного вибратора, плечи которого представляют собой треугольники Серпинского, полученные в результате пяти итераций (фрактальный вибратор). На рис. 10, б, 11, б приведены результаты для широкополосного вибратора с треугольными плечами аналогичных размеров. Как видно из рисунков, ДН фрактального вибратора обладает повторяемостью на кратных частотах, для широкополосного вибратора подобной повторяемости не наблюдается.

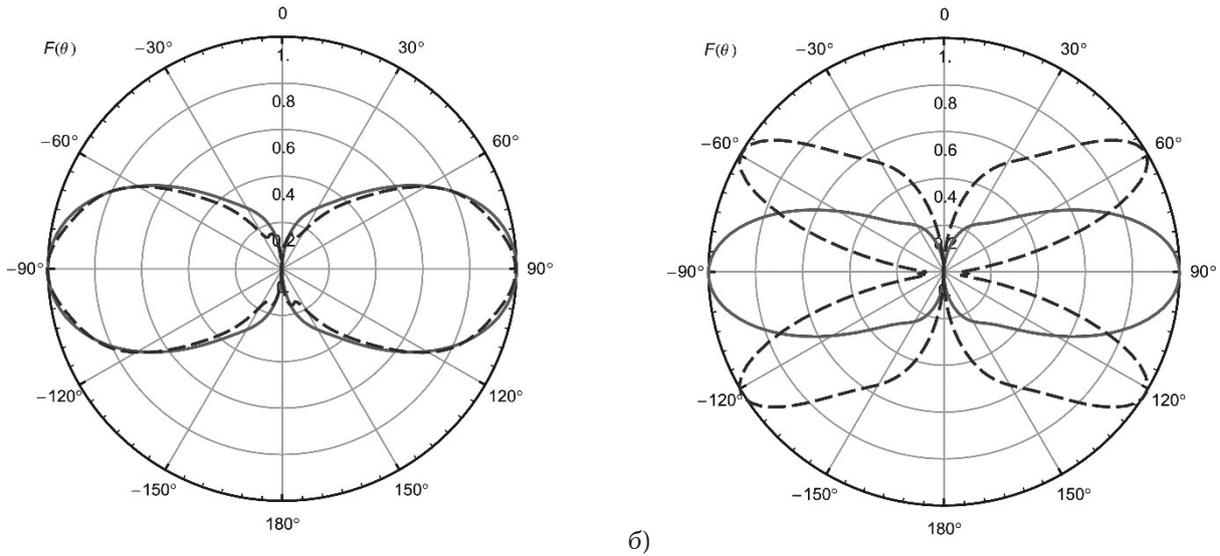


Рис. 10. Результаты расчета ДН симметричных фрактального (а) и широкополосного (б) вибраторов длиной L : сплошные линии – $L/\lambda = 1$, пунктирные – $L/\lambda = 2$

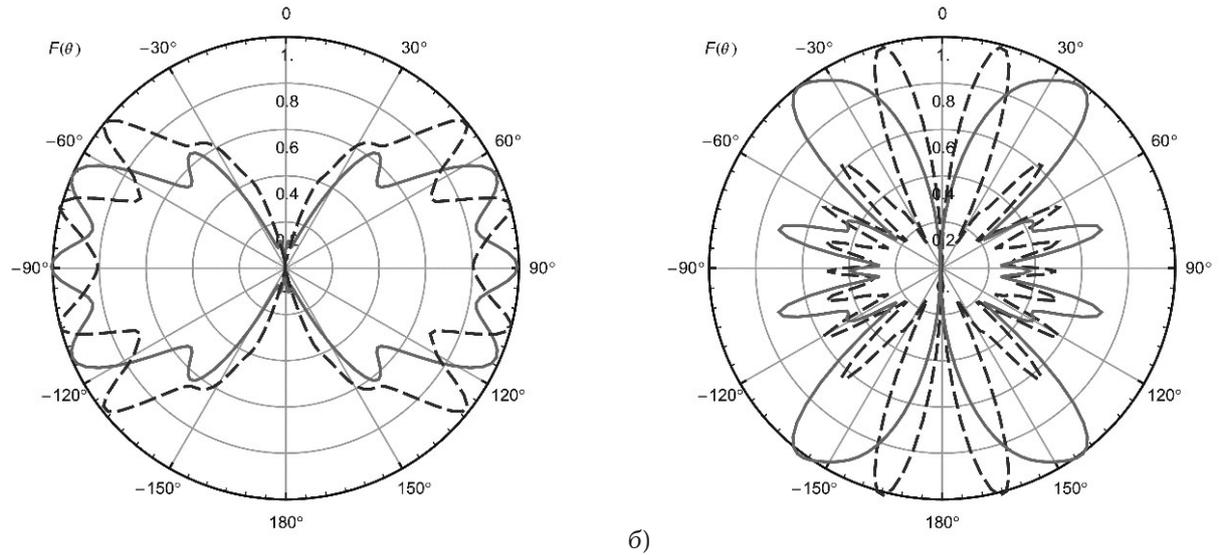


Рис. 11. Результаты расчета ДН симметричных фрактального (а) и широкополосного (б) вибраторов длиной L : сплошные линии – $L/\lambda = 4$, пунктирные – $L/\lambda = 8$

4. Объемные тонкопроволочные модели вибраторов с поворотной симметрией

Рассмотрим случай, когда ТПС, образованная совокупностью проводников, обладает поворотной симметрией. Параметрические уравнения образующих L_j проводников можно записать как:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}'_j &= \mathbf{r}_j(l') = \hat{\mathbf{R}}(\alpha_j)\mathbf{r}'(l), \\ l' &\in L, \quad \alpha_j = 2\pi(j-1)/N, \end{aligned} \tag{7}$$

здесь $\hat{\mathbf{R}}(\alpha)$ – матрица поворота, \mathbf{r}' – параметрическое уравнение основной образующей. Для такого случая из (5) можно получить систему независимых ИУ, записанных относительно неизвестных распределений нормальных волн тока $\dot{I}_m(l')$ [8]:

$$\begin{aligned} \dot{E}_m^{(in)}(l) &= \int_L \dot{I}_m(l')\dot{K}_m(l,l')dl', \\ l &\in [l_b, l_e], \quad m = 1 \dots N. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь $\dot{E}_m^{(in)}(l)$ – распределение нормальной волны стороннего электрического поля с индексом m , $\dot{K}_m(l,l')$ – соответствующие ядра.

Распределения токов на каждой ТПС связаны с $\dot{I}_m(l')$:

$$I_j(l) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m=1}^N \dot{I}_m(l) \exp\left(\frac{2\pi i}{N}(m-1)(j-1)\right). \tag{10}$$

В простейшем случае на основе данной системы ИУ можно осуществить расчет токов на структуре, показанной на рис. 12, представляющей собой совокупность тонких прямолинейных про-

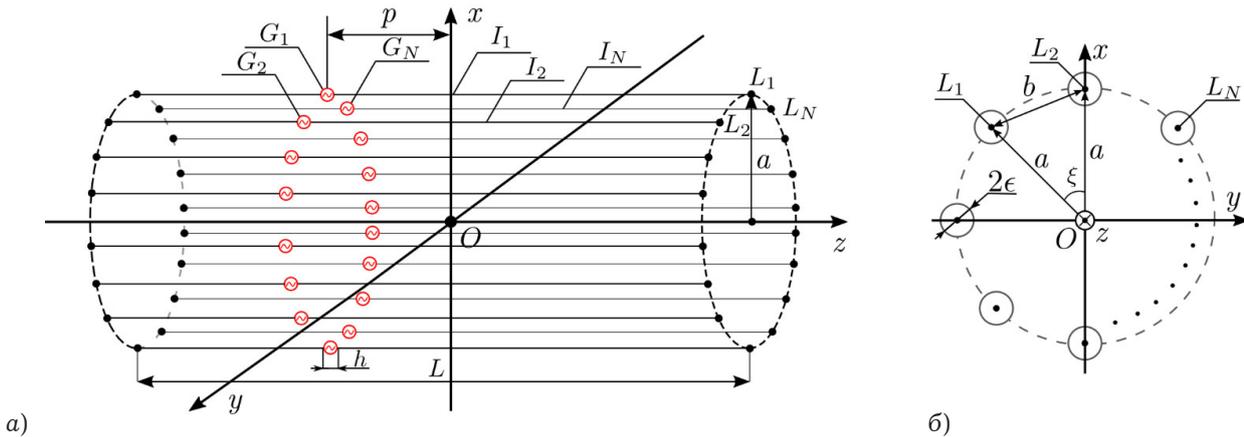


Рис. 12. Геометрия широкополосного тонкопроволочного вибратора: а) общий вид; б) проекция в плоскости xOy

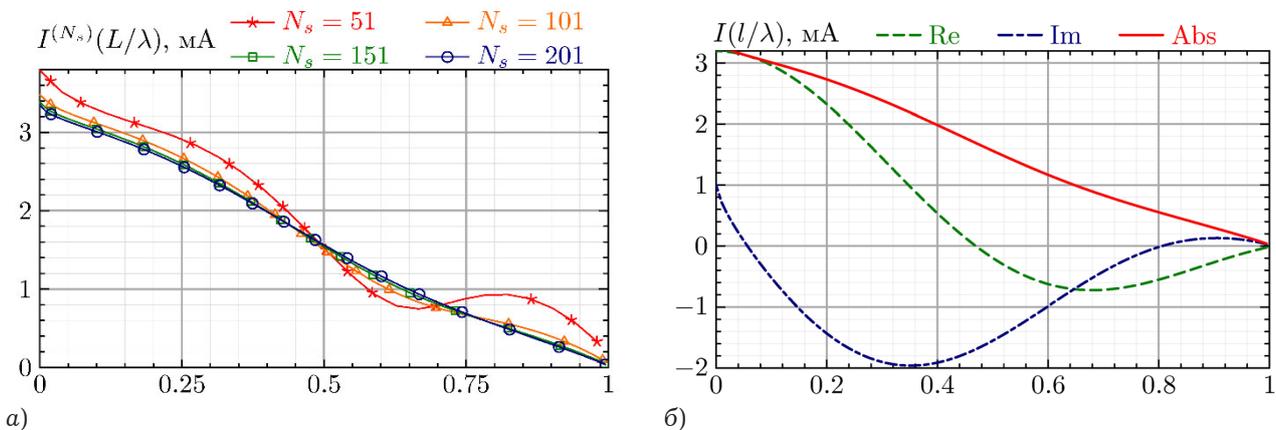


Рис. 13. Оценка сходимости решения внутренней задачи при различном числе сегментов (а), распределение тока по проводникам (б), при $L = 2\lambda$

водников, возбуждаемых соответствующими генераторами ЭДС (своего рода аналог трубчатого вибратора). Результаты расчетов представлены в [9].

Расчет был произведен в предположении, что ЭДС генераторов G_j имеют равные амплитуды. При этом правая часть совокупности независимых СЛАУ (9) будет отлична от нуля только при $m = 1$.

Моделирование осуществлялось в диапазоне $L/\lambda \in [0.2; 2.0]$ при $h/L \approx 0.005$, $\xi/L = 0.001$, $b/L = 0.1$, $a/L = 0.15$ и $N = 10$. Результаты оценки сходимости распределений тока представлены на рис. 13, а. Из данных графиков видно, что в дальнейших расчетах достаточно принять число сегментов равным 201.

Интересным также оказался результат расчета комплексного распределения тока при $L = 2.0\lambda$, показанный на рис. 13, б. Как видно из рисунка, в данном случае в проводниках вибратора реализуется режим бегущей волны тока, причем ее амплитуда падает до очень малых значений чрезвычайно быстро – практически через расстояние в одну длину волны. При мень-

шем отношении a/L для $L = 2.0\lambda$ такого эффекта не наблюдается.

Более сложной излучающей структурой, расчет которой возможен на основе ИП ЭМП с поворотной симметрией, является вибратор Надененко (рис. 14, а), для электродинамического анализа которого целесообразно введение понятия группы основных проводников (рис. 14, б). При этом необходимо с учетом принципа суперпозиции переписать соответствующим образом ИП ЭМП (5), в результате совокупность ИУ (9) перейдет в совокупность систем ИУ, записанных относительно распределений нормальных волн тока на прямолинейных проводниках.

На рис. 15 представлены результаты расчета входного сопротивления вибратора Надененко (а) и аналогичные результаты, полученные для широкополосного вибратора (б), показанного на рис. 12, а. Как видно из рисунков, соответствующие зависимости достаточно сильно отличаются. Так, например, входное сопротивление широкополосного вибратора имеет относительно большую емкостную составляющую и более пологие резонансные зависимости.

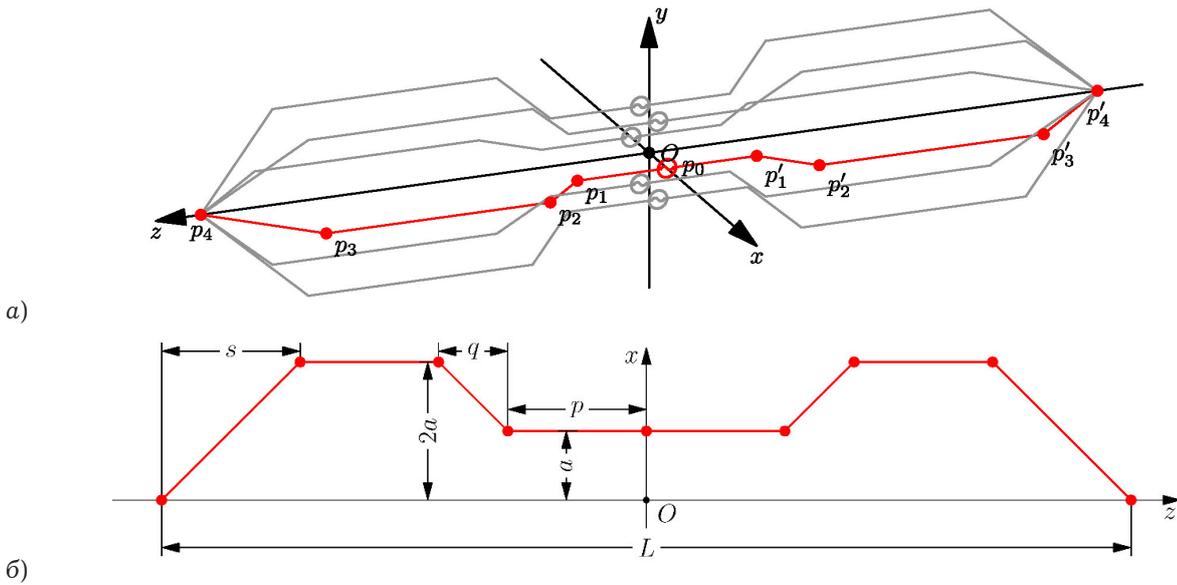


Рис. 14. Вибратор Надененко: а) общий вид; б) основная группа проводников (прямолинейные участки)

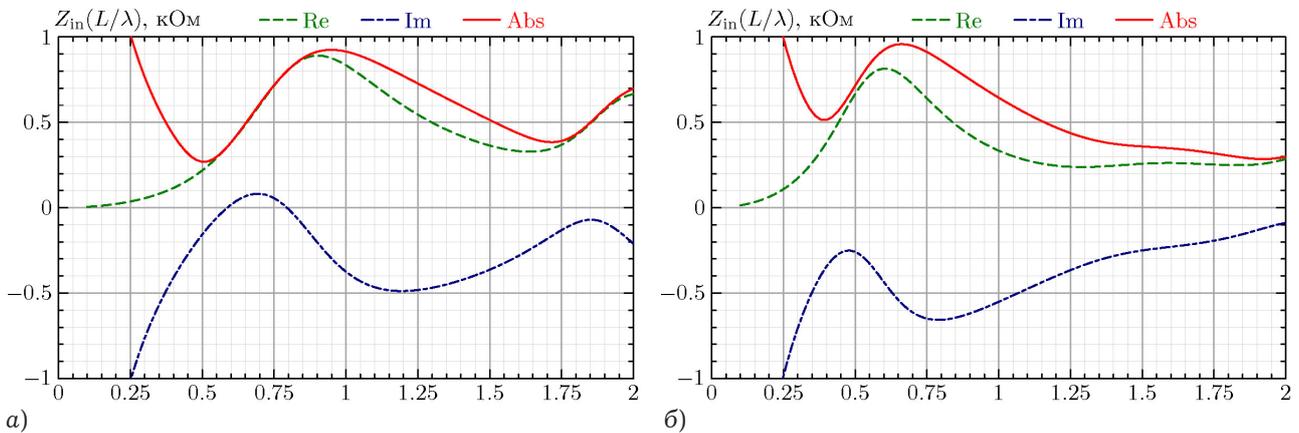


Рис. 15. Результаты расчета входного сопротивления для вибратора Надененко (а) и широкополосного вибратора аналогичных размеров, показанного на рис. 12, а

Заключение

Таким образом, в статье рассмотрена возможность создания самодостаточных математических моделей широкополосных вибраторов на основе различных форм интегральных представлений электромагнитного поля, в том числе сингулярных. Приведены результаты численного расчета распределений тока, входного сопротивления и диаграмм направленности для некоторых излучающих структур. Особое внимание уделено возможности использования тонкопроволочных ИП ЭМП для электродинамического анализа широкополосных вибраторов. Выявлено, что форма проводников существенно влияет на характеристики излучающих структур, и прежде всего на функции распределения токов и входное сопротивление. Показано, что учет симметрии излучающих структур позволяет существенно упростить их математические моде-

ли, особенно в случае равноамплитудного возбуждения.

Следует отметить, что тонкопроволочные ИП ЭМП представляют собой достаточно гибкий инструмент для построения математических моделей вибраторных антенн большого и сложного поперечного сечения с использованием совокупности тонких проводников, в результате чего получаются модели сеточного типа. При малых расстояниях между проводниками такие модели эквивалентны моделям со сплошными поверхностями. При этом в ядрах получаемых систем ИУ не возникает логарифмических и гиперсингулярных особенностей, что упрощает численное моделирование.

Список литературы

- Неганов В.А., Табаков Д.П., Яровой Г.П. Современная теория и практические применения антенн / под ред. В.А. Неганова. М.: Радиотехника, 2009. 720 с.

2. Неганов В.А. Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики: линии передачи, антенны, дифракция электромагнитных волн. М.: Сайнс-Пресс, 2008. 432 с.
3. Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения. М.: Радио и связь, 1987. 272 с.
4. Вычислительные методы в электродинамике / под ред. Р. Митры; пер. с англ. под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1977. 487 с.
5. Неганов В.А. Табаков Д.П., Клюев Д.С. Физическая регуляризация некорректных задач теории антенн // Электросвязь. 2011. № 5. С. 35–37.
6. 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.
7. Неганов В.А., Табаков Д.П., Морозов С.В. Математическая модель широкополосного тонкопроволочного электрического вибратора // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2015. Т. 18. № 4. С. 34–40.
8. Табаков Д.П. Тонкопроволочная модель фрактального симметричного вибратора на основе салфетки Серпинского // Радиотехника. 2015. № 2. С. 16–22.
9. Табаков Д.П., Морозов С.В., Неганов В.А. Применение тонкопроволочных интегральных представлений электромагнитного поля к электродинамическому анализу вибраторных антенн с большим поперечным сечением // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2017. Т. 20. № 2. С. 4–13.

Mathematical models of broadband vibrator antennas

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

Questions concerning the use of integral representations of the electromagnetic field for constructing self-sufficient mathematical models of broadband vibrator antennas are considered. The results of the numerical solution of the internal and external problem for some models of broadband vibrators are presented, as well as the results of calculating their input resistance in the frequency band.

Keywords: integral representations of the electromagnetic field, vector potential method, fine-wire approximation, Pocklington integral equation, physical regularization method, fractal antennas, surfaces with symmetry of rotation, rotational symmetry.

Неганов, В.А.

Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики: линии передачи, антенны, дифракция электромагнитных волн / В.А. Неганов. – М.: САЙНС-ПРЕСС, 2008. – 432 с., 122 ил.



ISBN 978-5-88070-161-2

УДК 537.87

ББК 32.84

Н 41

Изложены основы физической регуляризации некорректных задач электродинамики, связанной с особенностями физических и математических моделей задач (физические допущения, некорректные математические выкладки, отсутствие предельного перехода). Подход, по мнению автора, обладает большими возможностями, чем метод регуляризации Тихонова А.Н. интегральных уравнений Фредгольма первого рода, названный в книге методом математической регуляризации. Метод физической регуляризации (МФР) применен к анализу волноведущих и излучающих структур, а также задачам дифракции электромагнитных волн на некоторых телах. МФР позволил впервые корректно осуществить анализ полей в ближних зонах некоторых антенн, устранить несамосогласованное приближение Кирхгофа в задачах дифракции, установить связь поверхностной плотности тока проводимости с напряженностями электрического и магнитного полей для диполя Герца и т. п.

Для специалистов в области радиотехники и радиофизики СВЧ, электромагнитной совместимости РТС, математической теории дифракции и математического моделирования электродинамических структур самого широкого назначения. Может быть полезна преподавателям вузов, докторантам, аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.