

УДК 621.396.67

ИССЛЕДОВАНИЕ АНТЕНН, РАЗМЕЩЕННЫХ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД, МЕТОДОМ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

С. Л. Рашковский

Излагается методика решения интегрального уравнения антенны, образованной набором тонких проводников произвольной конфигурации, при наличии отражений от поверхности раздела двух сред. Уравнение решается численно на ЭВМ. Приводятся примеры применения методики к расчетам вертикального вибратора.

Исследование характеристик антенн, размещенных вблизи границы раздела двух сред, является весьма важной задачей теории электромагнитного поля, не решенной полностью до настоящего времени. Основную трудность при этом составляет отыскание распределения токов. Чаще всего оно считается синусоидальным. Но если это приближение для антенны в свободном пространстве изучено достаточно хорошо, то применимость его вблизи границы раздела практически не исследована.

С учетом границы распределение токов в антенне может быть получено строго решением интегрального уравнения с ядром, учитывающим отражение волн. К настоящему времени известны четыре работы, посвященные этой проблеме. В [1, 2] исследовался вертикальный вибратор и вертикальный вибратор с противовесом, в [3, 4] — рамочная антенна. Очевидно, что эти частные решения не исчерпывают проблемы. Есть работы, где при решении интегрального уравнения вводились различные эвристические приближения (например, замена строгих выражений для отраженного поля справедливым лишь в дальней зоне представлением через коэффициенты Френеля [5, 6]). Такие приближения ограничены определенными рамками, и область их применимости требует обоснования.

В связи с этим была разработана методика, пригодная для определения токов в антенне вблизи границы раздела двух сред. При разработке методики ставились две основные цели:

- 1) пригодность для достаточно сложных многопроводочных антенн самых различных конфигураций,
- 2) эффективность при реальном счете на ЭВМ.

Первая цель потребовала отказа от уравнения Халлена, удобного лишь для антенн из прямых проводов (развитие метода Халлена на непрямолинейные антенны, данное в [7], сильно усложняет расчеты). В тех случаях, когда антенна может включать криволинейные проводники, рамки и их различные комбинации, предпочтительнее оказалось интегральное уравнение для электрического поля типа Поклинтона. Поскольку уравнение Поклинтона при алгебраизации дает худшую сходимость, чем уравнение Халлена, был разработан метод регуляризации распределения тока, основанный на кусочно-квадратичном его сглаживании. Этот и другие приемы, описанные в статье, позволили получить весьма высокую эффективность алгоритма.

В настоящей работе описана методика определения распределения тока в антенне, размещенной вблизи границы раздела, а также результаты расчетов для самых простых систем.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТОНКОЙ АНТЕННЫ

Как указывалось выше, при расчете распределения токов будем предполагать, что антенна может быть представлена набором тонких идеальных проводников. Эти проводники могут иметь произвольную конфигурацию, и некоторые из них могут соединяться между собой, образуя в отдельных случаях замкнутые петли.

Используемое упрощение, введенное Р. Кингом, состоит в том, что для цилиндрического проводника вместо объемной плотности тока (при скин-эффекте практически сводящейся к поверхностной) рассматривается линейный ток, текущий по оси, а поле, им созданное, определяется на одной из образующих (все равно какой).

В рассматриваемом случае, когда у всех проводников, образующих антенну, их радиус $a \ll 1^*$, поверхностная плотность тока практически не зависит от выбора образующей, а полный ток равен введенному нами осевому току. Если условие $a \ll 1$ не выполняется, поверхность цилиндра заменяется набором из нескольких тонких проводников, совпадающих с образующими.

В точке t на поверхности проводника граничное условие для тангенциальных компонент электрического поля имеет вид

$$E_{\tau}^{\text{стоп}}(t) = -E_{\tau}^i(t) - E_{\tau}^r(t), \quad (1)$$

где E^i — поле без учета поверхности раздела, E^r — отраженное поле, учитывающее граничные условия на поверхности раздела, $E^{\text{стоп}}$ — стороннее поле, τ — индекс, обозначающий касательные компоненты поля.

Поля E^i и E^r в (1) связаны с током $I(s)$ (текущим по контуру L , образованному осями проводников) соотношением**

$$E^{i,r}(t) = -i30(1 + \nabla \nabla \cdot) \left\{ \int_L I(s) G^{i,r}(t, s) ds \right\}. \quad (2)$$

Здесь s — расстояние по оси проводника от точки, выбранной за начало отсчета, G^i, G^r — тензоры Грина для свободного пространства и отражений соответственно.

Падающее поле, следуя [8], удобно представить несколько иначе:

$$\frac{iE_{\tau}^i(t)}{30} = \int_L I(s) \langle t, s \rangle G^i(t, s) ds + \int_L \frac{dI(s)}{ds} \frac{\partial G^i(t, s)}{\partial t} ds, \quad (3)$$

где $\langle t, s \rangle$ — косинус угла между направлениями проводников в точках t и s ;

$$G^i(t, s) = \frac{e^{-iR_i}}{R_i}; R_i = \sqrt{[x(t) - x(s)]^2 + [y(t) - y(s)]^2 + [z(t) - z(s)]^2}. \quad (4)$$

В уравнении (3) в отличие от (2) нет второй производной ядра G^i , что удобнее для численных расчетов.

Для отраженного поля E^r соотношение (2) перепишем в виде

$$E^r(t) = -i30 \int_L I(s) F(t, s) ds \quad (5)$$

* Ниже подразумевается, что все линейные размеры домножены на $2\pi/\lambda$ (λ — длина волны в вакууме).

** Временная зависимость взята $e^{i\omega t}$.

и для тензора $F(t, s)$ воспользуемся разложением Вейля сферической волны в спектр плоских волн:

$$F(t, s) = \iint_{-\infty}^{\infty} (1 + \nabla \nabla \cdot) \left\{ R \frac{e^{-i(\alpha x + \beta y + \gamma z)}}{\gamma} \right\} d\alpha d\beta, \quad (6)$$

где R — тензор отражений плоских волн вектора-потенциала от поверхности раздела. Он получен из условия непрерывности касательных полей на границе раздела и имеет вид

$$R = \begin{bmatrix} R_{\perp} & 0 & \frac{\alpha\gamma}{\alpha^2 + \beta^2} (R_{\parallel} + R_{\perp}) \\ 0 & R_{\perp} & \frac{\beta\gamma}{\alpha^2 + \beta^2} (R_{\parallel} + R_{\perp}) \\ 0 & 0 & R_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$R_{\perp} = \frac{\gamma - \gamma_2}{\gamma + \gamma_2}$, $R_{\parallel} = \frac{\gamma n^2 - \gamma_2}{\gamma n^2 + \gamma_2}$ — коэффициенты Френеля, $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}$, $\gamma_2 = \sqrt{n^2 - \alpha^2 - \beta^2}$ ($\text{Im } \gamma, \text{Im } \gamma_2 < 0$), n — коэффициент преломления нижнего полупространства, $x = x(t) - x(s)$, $y = y(t) - y(s)$, $z = z(t) + z(s)$.

В (6) дифференциальный оператор действует в точке t . Раскрывая его, получим

$$(1 + \nabla \nabla \cdot) \left\{ R \frac{e^{-i(\alpha x + \beta y + \gamma z)}}{\gamma} \right\} = f \frac{e^{-i(\alpha x + \beta y + \gamma z)}}{\gamma}, \quad (8)$$

где

$$f = \begin{bmatrix} \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} (\beta^2 R_{\perp} - \alpha^2 \gamma^2 R_{\parallel}) & -\frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} (R_{\perp} + \gamma^2 R_{\parallel}) & \alpha\gamma R_{\parallel} \\ -\frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} (R_{\perp} + \gamma^2 R_{\parallel}) & \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} (\alpha^2 R_{\perp} - \beta^2 \gamma^2 R_{\parallel}) & \beta\gamma R_{\parallel} \\ -\alpha\gamma R_{\parallel} & -\beta\gamma R_{\parallel} & (\alpha^2 + \beta^2) R_{\parallel} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Интегрируя по полярному углу в координатах (α, β) , приведем тензор F к зоммерфельдовскому виду:

$$F = \begin{bmatrix} \frac{y^2 - x^2}{r^3} I_3 + \frac{y^2 I_1 - x^2 I_2}{r^2} & -\frac{xy}{r^2} \left(I_1 + I_2 + \frac{2I_3}{r} \right) & \frac{x}{r} I_4 \\ -\frac{xy}{r^2} \left(I_1 + I_2 + \frac{2I_3}{r} \right) & \frac{y^2 - x^2}{r^3} I_3 + \frac{x^2 I_1 - y^2 I_2}{r^2} & \frac{y}{r} I_4 \\ -\frac{x}{r} I_4 & -\frac{y}{r} I_4 & I_5 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

где $r^2 = x^2 + y^2$, I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 — интегралы типа Зоммерфельда.

Для иллюстрации приведем один из них:

$$I_2 = i \int_0^{\infty} [R_{\parallel} \sqrt{v^2 - 1} v] e^{-iz\sqrt{1-v^2}} J_0(vr) dv. \quad (11)$$

В интегральном уравнении антенны существенны поля при весьма малых r и z , когда интегралы типа (11) сходятся плохо. В связи с этим из множителей вида, заключенного в квадратные скобки в (11), выделим слагаемые, растущие или медленно убывающие при $\nu \rightarrow \infty$, что эквивалентно выделению полей ближней зоны. В соответствии с этим интегралы $I_1 - I_5$ приводятся к виду

$$I_1 = -i \int_0^{\infty} R_{\perp} \frac{\nu}{\sqrt{1-\nu^2}} e^{-z\nu\sqrt{1-\nu^2}} J_0(\nu r) d\nu; \quad (12)$$

$$I_2 = -i \int_0^{\infty} [(R_{\parallel} - q_1)(1-\nu^2) + q_2] \frac{\nu e^{-iz\nu\sqrt{1-\nu^2}}}{\sqrt{1-\nu^2}} J_0(\nu r) d\nu + \\ + q_1 \left(b - \frac{q_3}{R_r} \right) e^{-iR_r}; \quad (13)$$

$$I_3 = i \int_0^{\infty} [R_{\parallel}(1-\nu^2) + R_{\perp} + \nu^2 q_1] \frac{e^{-iz\nu\sqrt{1-\nu^2}}}{\sqrt{1-\nu^2}} J_1(\nu r) d\nu + \\ + q_1 \frac{r}{R_r^2} \left(i + \frac{1}{R_r} \right) e^{-iR_r}; \quad (14)$$

$$I_4 = - \int_0^{\infty} [(R_{\parallel} - q_1)\nu^2 - q_2] e^{-iz\nu\sqrt{1-\nu^2}} J_1(\nu r) d\nu + \\ + q_1 z r \left[\frac{1}{R_r^3} - \frac{3i}{R_r^4} - \frac{3}{R_r^5} \right] e^{-iR_r} - q_2 \frac{z}{r} \left[\frac{e^{-iz}}{z} - \frac{e^{-iR_r}}{R_r} \right]; \quad (15)$$

$$I_5 = -i \int_0^{\infty} [(R_{\parallel} - q_1)\nu^2 - q_3] \frac{\nu e^{-iz\nu\sqrt{1-\nu^2}}}{\sqrt{1-\nu^2}} J_0(\nu r) d\nu + \\ + q_1 \left[\frac{1+q_3}{R_r} - b \right] e^{-iR_r}, \quad (16)$$

где

$$R_r = \sqrt{z^2 + r^2}, \quad q_1 = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}, \quad q_3 = \frac{n^2}{n^2 + 1}, \quad q_2 = q_1 q_3, \\ b = \frac{i}{R_r^2} + \frac{1+z^2}{R_r^3} - i \frac{3z^2}{R_r^4} - \frac{3z^2}{R_r^5}.$$

При анализе реальных антенн обычно необходимо вычислять зоммерфельдовские интегралы для r и z , не превышающих нескольких длин волн. В этом случае вклад сингулярных членов велик, а интегральные члены сравнительно малы и изменяются достаточно монотонно. Поэтому для точного и быстрого вычисления поля диполя, размещенного у границы раздела, оказалось удобным заранее просчитать таблицы этих интегралов в зависимости от R_r и $\varphi = \text{arctg } z/R_r$, а значения полей при промежуточных R_r и φ находить интерполированием.

ДИСКРЕТИЗАЦИЯ ЗАДАЧИ

Для алгебраизации интегрального уравнения разобьем контур на N прямолинейных элементов длиной Δ ($\Delta \ll 2\pi$, $a < \Delta$) и определим электрическое поле на поверхности k -го элемента как сумму полей, создаваемых токами всех элементов, включая данный.

Будем полагать, что запитка вибратора осуществляется от внешних генераторов, подключенных к концам участка. Так как Δ мало, то

$$E_{\tau}^{\text{стоп}} = E_k^{\text{стоп}} = -\frac{U_k}{\Delta}, \quad (17)$$

U_k — подводимое к k -му участку напряжение.

Модель запитки является самым неопределенным местом в теории антенн. Истинное распределение сторонних полей сильно зависит от конструкции узла питания и практически не поддается строгому математическому описанию. Поскольку область приложения сторонних полей обычно мала сравнительно с длиной волны, распределение сторонних полей влияет в основном на статические реактивности антенны в точке питания, из-за чего, как правило, при расчете входных проводимостей вибраторов активные составляющие воспроизводятся значительно лучше, чем реактивные.

При переходе к алгебраической системе граничные условия (1) будем учитывать только в центрах элементов (метод коллокации), пользуясь соотношениями (3) и (5) с учетом (17).

Для дискретизации правой части (1) введем в рассмотрение токи в центрах элементов и выразим ток $I(s)$ (и его производную в (3)) через эти значения токов с помощью полинома второй степени:

$$I(s) = \left(-\frac{p}{2} + \frac{p^2}{2}\right)I_- + (1 - p^2)I_l + \left(\frac{p}{2} + \frac{p^2}{2}\right)I_+, \quad (18)$$

где $p = \frac{s - s_l}{\Delta}$, s_l — координата центра l -го элемента, I_l — ток в центре l -го элемента, I_+ и I_- — токи в соседних элементах (рис. 1а).

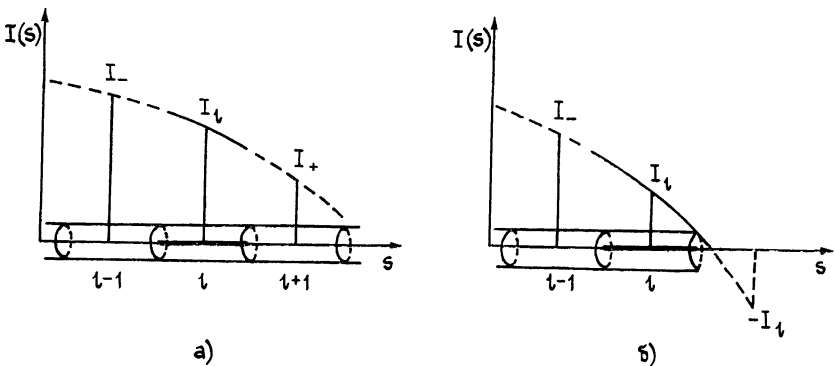


Рис. 1.

Использование в качестве аппроксимирующего выражения полинома именно второй степени обусловлено следующими соображениями.

Рассмотрим линейный вибратор длиной L . В этом случае (3) можно преобразовать (взяв по частям второй интеграл в нем) к виду

$$\frac{iE_c^i(t)}{30} = \int_{-L/2}^{L/2} I(s) G^i(t, s) ds - \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d^2 I(s)}{ds^2} G^i(t, s) ds + \dots \quad (3')$$

Ток $I(s)$ задается каким-то аппроксимирующим выражением. Но так как аппроксимация ведется только в пределах одного элемента, то на его концах возникают скачки тока (чего, впрочем, можно избежать, аппроксимируя единым полиномом ток по всей длине проводника, но получающиеся расчетные формулы оказываются очень громоздкими). Скачки тока физически соответствуют тому, что в этих точках резко возрастает поле (за счет второго интеграла в (3')). Для уменьшения этих полей, являющихся следствием погрешностей метода и приводящих к погрешностям в определении токов, можно поступать следующим образом:

1) уменьшать длину каждого участка, а чем он короче (т. е. чем ближе друг к другу точки согласования), тем меньше отличия токов соседних участков и, как следствие, меньше скачки,

2) интерполировать ток таким выражением, чтобы вторая производная имела минимальные выбросы на границах участка, а на остальной его длине достаточно точно передавала бы истинное значение этой производной. Квадратичная интерполяция хорошо удовлетворяет этим требованиям, не приводя к чрезмерно сложным расчетным формулам.

Представление (18) несколько изменится, если l -й участок является концом проводника. Для обеспечения равенства нулю тока в концевой точке принимается $I_+ = -I_l$ (или $I_- = -I_l$) (рис. 16). При этом условие равенства тока нулю выполняется хотя и приближенно, но с достаточной на практике точностью.

Для случая разветвления проводников вместо токов $I_+(I_-)$ подставляется сумма токов, вытекающих из узла, со знаками, соответствующими направлению обхода петель, образующих вибратор.

Подставим (18) в интегральные уравнения (3) и (5), причем интегрирование по s будем вести отдельно для каждого участка. Таким образом, мы выразим поле в центре k -го элемента через N токов I_l . Составив такие соотношения для полей в центрах всех N участков с учетом (18), получим линейную систему

$$U_k = \sum_{l=1}^N Z_{lk} I_l, \quad l = 1, 2, \dots, N, \quad k = 1, 2, \dots, N. \quad (19)$$

Этой же методикой можно рассматривать и режим приема (в том числе в ближней зоне). Для этого напряжения U_k задаются через величины сторонних полей, падающих на элементы, образующие антенну. Таким образом, мы использовали тот факт, что, как априори известно, ток по проводам антенны меняется существенно медленнее, чем ядро интегрального уравнения ($\sim R^{-3}$) или левая часть (1) (последняя могла быть даже δ -функцией).

Решив систему (19) относительно I_l , получим распределение тока вдоль проводов вибратора, а входной импеданс для k -го элемента равен

$$Z_{вх k} = \frac{U_k}{I_k}.$$

Зная распределение тока, не составляет труда определить и все остальные характеристики вибратора: диаграмму направленности, коэффициенты направленного и полезного действия и т. п.

Для ряда случаев, используя симметрию излучателя, удастся существенно снизить порядок системы (19). Если, исходя из формы излучателя, заранее известно, что $I_m = I_n$, то в системе делается замена

$Z'_{m\sim} = Z_{ml} + Z_{nl}$ и n -я строка матриц U и Z исключается — порядок системы снижен на единицу. Эту операцию можно повторять, пока не исчерпаются столбцы с одинаковыми токами.

Более подробно переход от интегрального уравнения в алгебраической системе рассмотрен в работе [9]. Там же проанализирована устойчивость метода. Например, для $L = \frac{\pi}{2}$ (первый резонанс) и $a = \frac{L}{250}$

ошибки в определении Z_{hh} на 0,1% дают ошибки рассчитанных токов 1,5%. Там же проведена проверка разработанной методики на ряде примеров (конический вибратор, круглые и эллиптические рамки, линейный вибратор и т. д.) в свободном пространстве и над идеальным экраном. Во всех случаях наши расчеты хорошо совпадали с известными данными.

Сравнение с результатами [10], полученными при использовании других базисных функций, показало более быструю сходимость описанного выше метода.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕРТИКАЛЬНОГО ВИБРАТОРА

Результаты применения описанной методики проиллюстрируем на примере простейшей системы — вертикального вибратора с симметричным и несимметричным питанием (это единственный случай, для которого данные можно сравнить с имеющимися в литературе [1]). Распределение токов и входные импедансы вычислялись на мини ЭВМ М-6000, программа была двухэтапной. На первом этапе по (12) — (16) табулировались интегралы $I_1 - I_5$. При этом для ускорения счета значения интегралов при $\varphi = \arctg(z/R_r) = 0$ не вычислялись, а экстраполировались от $\varphi = 2, 4$ и 6° . Таблицы для каждого значения n сохранились на перфолентах и использовались при расчетах вибраторов иных конфигураций.

На втором этапе определялось распределение тока по вибратору. Для вертикального вибратора оказалось достаточным разбить его на 9 элементов, при этом практически достигалась сходимость результатов и совпадение с [1].

Результаты расчетов входных импедансов для вертикальных вибраторов (рис. 2) длиной $0,1\lambda \leq L \leq 0,8\lambda$ при радиусах проводника $a = \frac{L}{71,4}$ при симметричном питании для почвы с $n^2 = 10 - i10$ приведены на рис. 3.

Кривая 1 соответствует случаю, когда $h = \frac{L}{25}$, кривая 2 — $h = \frac{L}{4}$ и 3 — $h \rightarrow \infty$ (свободное про-

странство). В качестве параметра указана величина L/λ . Такие же расчеты проводились для почвы с $n^2 = 4 - i2$ и идеального экрана. При этом полученные импедансы настолько близки к данным рис. 3, что приводить их здесь не представляется целесообразным.

На рис. 4 приведены полученные распределения токов для $L = 0,4\lambda$ (рис. 4а) и $L = 0,8\lambda$ (рис. 4б). Реальная компонента тока обозначена сплошной линией, мнимая — пунктиром. По горизонтальной оси отложен номер точки коллокации k . На рис. 4 $h = 0,04L$.

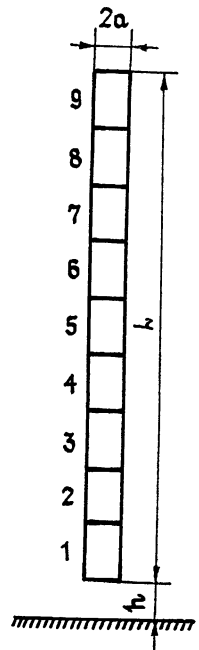


Рис. 2.

Из этого рисунка отчетливо видна асимметрия токораспределения, вызванная наличием отражающей поверхности.

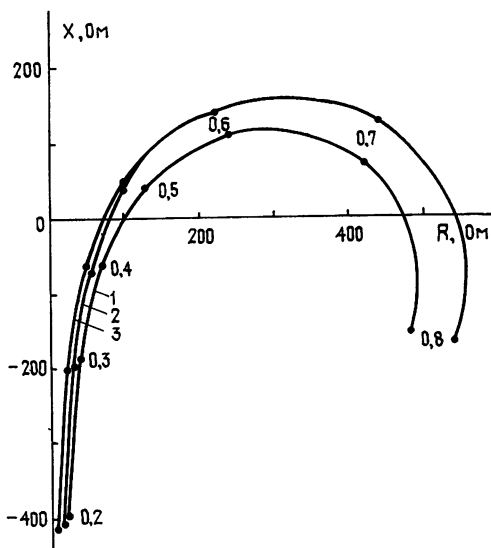


Рис. 3.

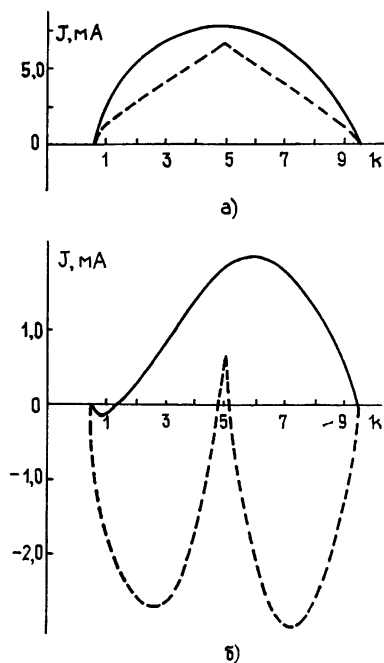


Рис. 4.

Были выполнены расчеты импедансных характеристик и при асимметричном питании. Эти результаты при запитке второго элемента приведены на рис. 5. Кривая 1 соответствует свободному пространству, $2 - n^2 = 10 - i 10$ с $h = \frac{L}{25}$. Как и следовало ожидать,

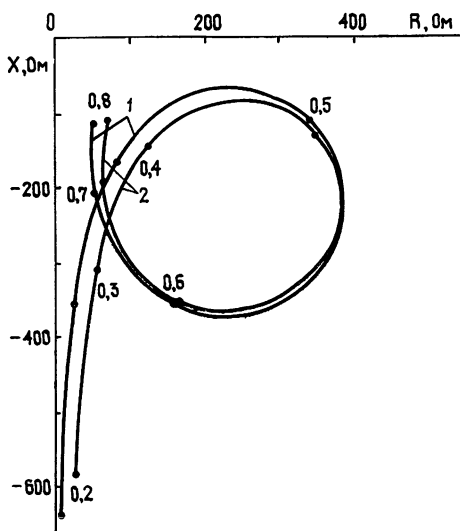


Рис. 5.

влияние границы раздела оказывается в этом случае сильнее, чем при симметричном питании.

Определенный интерес представляют приведенные на рис. 6 зависимости активной (сплошная линия) и реактивной (пунктирная) частей входного импеданса при запитке различных элементов. При малых размерах вибратора (рис. 6а, $L = 0,1 \lambda$) с приближением точки питания к отражающей поверхности $R_{вх}$ растет. По-видимому, это связано с увеличением потерь, так как при снижении точки питания в почве будут наводиться большие токи.

С увеличением размера вибратора (рис. 6б, $L = 0,45\lambda$ и рис. 6в, $L = 0,7\lambda$) начинает сказываться трансформирующее действие проводника, как отрезка длинной линии.

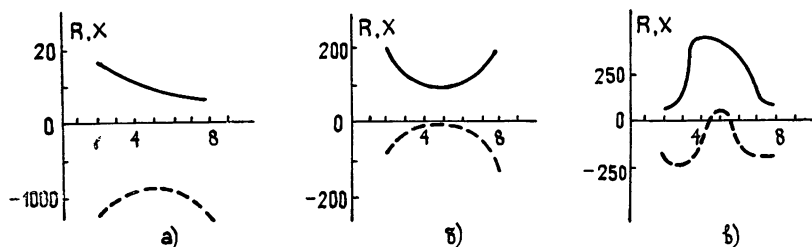


Рис. 6.

Одновременно проводились расчеты сопротивления излучения и КПД вибраторов. В табл. 1 приведены значения КПД при $n^2 = 10 - i 10$ и симметричной запитке.

Таблица 1

L/λ	0,2	0,4	0,7	0,2	0,4	0,7
h/L	1/4	1/4	1/4	1/25	1/25	1/25
КПД, %	23,9	21,	32,2	20,3	21,8	18,3

Расчеты КПД, выполненные для вибратора в свободном пространстве и над идеальным экраном, позволили оценить точность определения активной части входного импеданса. Дело в том, что при расчете сопротивления излучения фактически определяется мощность излученного поля в дальней зоне. В силу закона сохранения энергии в среде без потерь она должна быть в точности равна мощности, отдаваемой источником, т. е. $\text{КПД} = 100\%$.

Полученные при расчетах цифры КПД показывают, что погрешности определения реальной части входного импеданса не более 2% при $L \leq 0,8\lambda$ и падают с уменьшением L .

Так, при $L = 0,2\lambda$ погрешность получается $\approx 0,2\%$.

Особенностью описанной выше методики, отличающей ее от применяемых в других известных работах, является возможность расчета с ее помощью антенн сложной конфигурации, притом произвольным образом размещенных вблизи границы раздела двух сред. Сложность рассматриваемых систем ограничивается лишь объемом оперативной памяти. Так, на ЭВМ М-222 удается рассчитывать системы, содержащие до 60 элементов с различными токами, что соответствует полной длине образующих антенну проводников до 5λ . Универсальность и высокая вычислительная эффективность методики достигнута благодаря использованию следующих приемов и приближений:

- 1) применению приближения Кинга для функции Грина (4),
- 2) использованию метода коллокации,
- 3) квадратичной интерполяции тока в пределах одного элемента антенны (18), что эквивалентно сплайн-аппроксимации,
- 4) предположению, что токи через торцы проводника равны нулю,
- 5) заданию сторонних полей, возбуждающих антенну, через сосредоточенные ЭДС, включенные между концами отдельных элементов (17),

6) различному представлению для членов интегрального уравнения, учитывающих «падающее» и «отраженное» поля (3) и (5),

7) предварительному выделению сингулярных членов из интегралов Зоммерфельда и табулированию регулярных членов на подходящей сетке с последующей их интерполяцией.

Хотя отдельные из перечисленных приемов и встречались в известных работах, особенно эффективной оказалась их комбинация.

Отметим, что данной методике свойствен ряд ограничений, присущих и другим подобным методам решения интегрального уравнения антенн:

1) радиус проводника должен быть много меньше длины участка Δ ,
2) сплошные проводящие поверхности в рамках методике не могут быть непосредственно учтены — их надо представлять в виде проволочной сетки,

3) количественные ограничения на память и быстродействие ЭВМ ограничивают сложность рассчитываемых систем.

Тем не менее, эта методика позволяет рассчитывать практически любые применяемые вибраторы. В нашей работе [9] описаны многочисленные результаты применения методике к проволочным антеннам, размещенным в свободном пространстве и над идеальным экраном. В настоящее время проводятся расчеты ряда антенн, размещенных у границы раздела. Их результаты будут предметом последующих публикаций.

В заключение автор выражает благодарность Л. Г. Содину за полезные обсуждения и замечания, сделанные при выполнении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. C. Chang, J. R. Wait, IEEE Trans Antennas and Propagation, AP-18, № 2, 182 (1979).
2. E. K. Miller et al, Electronic Letters, 14, № 19, 627 (1978)
3. S. C. Moorthy, Bell System Technical J, 49, № 6, 1215 (1970).
4. D. C. Chang, IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-21, № 5, 871 (1973).
5. E. K. Miller et al, Canad. J. Phys, 50, № 9, 879 (1972).
6. E. K. Miller et al, Canad J Phys, 50, № 21, 9614 (1972).
7. K. K. Mei, IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-13, № 3, 374 (1965).
8. R. F. Harrington, Field Computation by Moment Methods, Macmillan, N. Y., 1968
9. С. Л. Рашковский, Препринт № 122, ИРЭ АН УССР, Харьков, 1979.
10. Вычислительные методы в электродинамике, под ред. Р. Митры, изд. Мир, М, 1977.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
19 июня 1979 г.

INVESTIGATION OF ANTENNAS LOCATED CLOSE TO THE BOUNDARY OF TWO MEDIA BY THE METHOD OF AN INTEGRAL EQUATION

S. L. Rashkovskij

A method is suggested for solution of an integral equation of an antenna formed by a set of thin conductors of an arbitrary configuration in the presence of reflections from the surface of two media separation. The equation is computed numerically. Examples are given of the method application for calculation of a vertical vibrator.