

УДК 621 372 852

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТОНКИМИ ПРОВОДНИКАМИ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

В. А. Петленко, Н. А. Хижняк

Рассмотрено решение задачи о рассеянии электромагнитных волн тонкими проводниками, произвольно расположенными в прямоугольном волноводе. На основе принципов усреднения получено асимптотическое выражение для тока в тонком проводнике любой, в том числе резонансной длины. Рассчитаны резонансные частоты тонкого проводящего стержня в зависимости от его длины и угла наклона.

Основным элементом многих резонансных антенных и волноводных устройств СВЧ техники служит тонкий стержнеобразный проводник различной геометрии и длины или система таких проводников. Существенно важным моментом при нахождении электродинамических характеристик этих устройств является знание действительного распределения тока, наведенного сторонним полем на поверхности проводника. В строгой постановке оно определяется решением соответствующей краевой задачи математической физики, что обычно требует применения методов интегральных уравнений или исследования бесконечных систем уравнений. Значительный прогресс в решении этой задачи достигнут при изучении тонких проволочных антенн в свободном пространстве на основе уравнений Максвелла в интегральной форме. В связи с тем, что точное решение интегрального уравнения для тока в замкнутом виде получить не удается, разработаны приближенные аналитические методы его анализа [1]. Однако непосредственное обобщение этих методов для проводников в ограниченном пространстве, строго говоря, затруднительно, поскольку краевая задача становится внутренней, а следовательно, ядро интегрального уравнения, которое учитывает влияние границы области, заметно усложняется. Поэтому для волноводных задач наибольшее распространение получили методы, которые, минуя решение интегрального уравнения, используют априорную информацию о функции распределения тока, наведенного в проводнике [2-10]. Эти методы носят либо частный, либо весьма приближенный характер и не позволяют рассмотреть задачу о рассеянии (излучении) электромагнитных волн тонкими проводниками при произвольном их возбуждении и положении в волноводе: известно лишь численное ее решение для плоскопараллельного волновода [11]. Предлагаемое здесь строгое аналитическое решение данной задачи базируется на интегральных уравнениях и принципах усреднения.

При выводе уравнения для тока используем аппарат интегральных уравнений макроскопической электродинамики, представляя функцию Грина для векторного потенциала вблизи поверхности проводника в прямоугольном волноводе следующим образом [12]:

$$\hat{G}(\mathbf{r} | \mathbf{r}') = \hat{T} e^{i k |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} / (|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) + \hat{G}_0(\mathbf{r} | \mathbf{r}'), \quad (1)$$

где \hat{I} — единичный аффинор, а \hat{G}_0 удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца и обеспечивает выполнение граничных условий на стенках волновода. Тогда уравнение относительно функции распределения тока вдоль тонкого проводника, произвольно расположенного в прямоугольном волноводе, получим в виде [12]

$$\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2\right) \int_0^L J(s') \frac{e^{ikR}}{R} ds' = -i\omega E_{0s}(s) - F[J(s)]. \quad (2)$$

Данное уравнение аналогично известному уравнению Поклингтона с приближенным ядром и отличается от него дополнительным слагаемым

$$F[J(s)] = (d^2/ds^2 + k^2) \int_0^L J(s') G_{0s}(s|s') ds', \quad (3)$$

учитывающим влияние стенок волновода. Здесь $E_{0s}(s)$ — осевая составляющая стороннего поля вблизи поверхности проводника, $G_{0s}(s|s')$ — компонента регулярной части электрической функции Грина вдоль продольной местной координаты s , $R = \sqrt{(s-s')^2 + r_e^2}$ — расстояние между точками наблюдения и интегрирования, r_e — эквивалентный радиус ($r_e/\lambda \ll 1$), L — длина проводника ($r_e/L \ll 1$), а $J(s)$ — ток в проводнике, подчиняющийся нулевым условиям на его концах

$$J(0) = J(L) = 0. \quad (4)$$

Выделяя главную часть интеграла в (2), с точностью до членов порядка r_e/L находим

$$\int_0^L J(s') \frac{e^{ikR}}{R} ds' = -2\ln(r_e/L)J(s) + \int_0^L \frac{J(s')e^{ikR} - J(s)}{R} ds'. \quad (5)$$

Первое слагаемое в (5) логарифмически велико по сравнению со вторым регулярным членом. С учетом этого, уравнение для тока в проводнике приобретает вид интегродифференциального уравнения с малым параметром

$$d^2 J(s)/ds^2 + k^2 J(s) = \alpha \{i\omega E_{0s}(s) + F_0[J(s)] + F[J(s)]\}, \quad (6)$$

где $\alpha = 1/2\ln(r_e/L)$ — логарифмический параметр малости ($|\alpha| \ll 1$), $F_0[J(s)]$ — собственное поле проводника как в свободном пространстве, а $F[J(s)]$ — собственное поле, многократно отраженное от стенок волновода (под собственным полем понимается поле рассеяния или излучения проводника вдоль его оси за вычетом квазистационарного поля). После несложных преобразований получим следующие выражения для этих полей:

$$F_0[J(s)] = \left[J(s) \frac{d}{ds} \left(\frac{1}{R} \right) + 2 \frac{dJ(s)}{ds} \frac{1}{R} - \frac{dJ(s')}{ds'} \frac{e^{ikR}}{R} \right] \Big|_0^L + \int_0^L \left\{ \left[\frac{d^2 J(s')}{ds'^2} + k^2 J(s') \right] \frac{e^{ikR}}{R} - \left[\frac{d^2 J(s)}{ds^2} + k^2 J(s) \right] \frac{1}{R} \right\} ds'; \quad (7)$$

$$F[J(s)] = - \frac{dJ(s')}{ds'} G_{0s}(s|s') \Big|_0^L + \int_0^L \left[\frac{d^2 J(s')}{ds'^2} + k^2 J(s') \right] \times \times G_{0s}(s|s') ds'. \quad (8)$$

Приближенное решение уравнения (6) можно построить с помощью метода малого параметра в виде ряда по степеням этого параметра [12]. Как всегда, при решении задач теории колебаний таким способом получаются разные аналитические выражения для тока в случае резонансного (частота возбуждающего поля мало отличается от собственной частоты проводника) и нерезонансного проводников (когда имеется обратное соотношение). Резонансная формула для тока в ряде случаев является слишком упрощенной и не позволяет определить его амплитуду непосредственно из (4). Поэтому в работе [12] для нахождения тока использовались нерезонансные формулы, что физически означает пренебрежение собственным полем проводника по сравнению со сторонним. Такое приближение не оправдывает себя вблизи резонанса, поскольку собственное поле в этом случае оказывает существенное влияние на распределение тока в проводнике. Однако учет этого влияния рассматриваемым способом весьма труден.

В связи с этим решение уравнения для тока проведем на основе более эффективного асимптотического метода усреднения, развитого в работах [13, 14]. Считая поля (7) и (8) в уравнении (6) дополнительной собственной ЭДС, действующей в проводнике, заметим, что ее отдельные части дают не одинаковый вклад в распределение тока в нем, хотя с математической точки зрения все слагаемые в правой части (6) одного порядка малости. В частности, квазистационарное (локальное) поле, определяемое функцией Грина $1/R$, оказывает, очевидно, гораздо меньшее действие на ток в проводнике, чем поле, учитывающее нелокальные эффекты, связанные с запаздыванием, и определяемое функцией Грина e^{ikhR}/R . Поэтому из физических соображений квазистационарные слагаемые в правой части (6) можно не учитывать.

Этим рассуждениям нетрудно придать более обоснованную форму, используя принципы усреднения. Чтобы воспользоваться ими, уравнение (6) приведем к стандартному виду, выполняя следующую замену переменных [13]:

$$J(s) = A(s) \cos ks + B(s) \sin ks, \quad (9)$$

$$dJ(s)/ds = -A(s)k \sin ks + B(s)k \cos ks.$$

Тогда уравнение относительно неизвестной функции $J(s)$ превращается в систему двух уравнений относительно неизвестных функций $A(s)$ и $B(s)$:

$$\frac{dA(s)}{ds} = -\frac{\alpha}{k} \left\{ i\omega E_{0s}(s) + F_p \left[s, A(s), \frac{dA(s)}{ds}, B(s), \frac{dB(s)}{ds} \right] \right\} \sin ks, \quad (10)$$

$$\frac{dB(s)}{ds} = +\frac{\alpha}{k} \left\{ i\omega E_{0s}(s) + F_p \left[s, A(s), \frac{dA(s)}{ds}, B(s), \frac{dB(s)}{ds} \right] \right\} \cos ks,$$

в которой

$$F_p \left[s, A(s), \frac{dA(s)}{ds}, B(s), \frac{dB(s)}{ds} \right] \equiv F_0[A(s) \cos ks + B(s) \sin ks] + F[A(s) \cos ks + B(s) \sin ks] \quad (11)$$

представляет собой суммарное собственное поле проводника как результат подстановки (9) в (7) и (8).

Полученные уравнения полностью эквивалентны уравнению (6) и являются системой интегродифференциальных уравнений стандартного вида, не разрешенных относительно производной [14]. Системы стандартного вида характеризуются тем, что их правые части пропорциональны малому параметру, поэтому естественно считать функции

$A(s)$ и $B(s)$, стоящие под знаком производной медленно меняющимися величинами. Последнее обстоятельство существенно облегчает дальнейший анализ, позволяя в частности от уравнений (10) перейти в первом приближении по α к упрощенной системе [14], а затем к усредненным уравнениям, которые могут быть представлены в форме

$$\frac{d\bar{A}(s)}{ds} = -\frac{\alpha}{k} M_s \langle \{i\omega E_{0s}(s) + F_p[s, \bar{A}(s), 0, \bar{B}(s), 0]\} \sin ks \rangle, \quad (12)$$

$$\frac{d\bar{B}(s)}{ds} = +\frac{\alpha}{k} M_s \langle \{i\omega E_{0s}(s) + F_p[s, \bar{A}(s), 0, \bar{B}(s), 0]\} \cos ks \rangle,$$

где M_s — оператор усреднения по явно содержащейся переменной s при постоянных $\bar{A}(s)$ и $\bar{B}(s)$ [13]. Поскольку к уравнениям в стандартном виде применимы различные варианты частичного усреднения, т. е. усреднению подвергаются только некоторые слагаемые или отдельные уравнения в заданной системе [14], действие оператора M_s распространяем лишь на квазистационарные слагаемые в операторных скобках. Эти слагаемые образованы квазистационарной частью F_p , умноженной на $\sin ks$ или $\cos ks$. Обозначая их в дальнейшем $f_h(s)$, заметим, что, как следует из (11), функции $f_h(s)$ являются почти-периодическими, поэтому при достаточно больших значениях L/r_e на основании теоремы о среднем для таких функций имеем

$$|M_s \langle f_h(s) \rangle - (1/L) \int_0^L f_h(s) ds| < \alpha^2, \quad (13)$$

где $M_s \langle \dots \rangle \equiv \lim_{L \rightarrow \infty} (1/L) \int_0^L \langle \dots \rangle ds$ и предел существует. Тогда соглас-

но теореме Боголюбова разность решений исходных уравнений стандартного вида и соответствующих усредненных может быть сделана сколь угодно малой на некотором интервале. В первом приближении по α эти решения отличаются на величины второго порядка малости

$$|A(s) - \bar{A}(s)| < \alpha^2, \quad |B(s) - \bar{B}(s)| < \alpha^2. \quad (14)$$

Основным условием такой асимптотической близости является отсутствие в правых частях исходной системы членов, обращающихся в бесконечность. В нашем случае выполнение этого условия гарантировано использованием в интегральном уравнении (2) приближенного ядра, принимающего везде конечные значения.

Производя в (12) частичное усреднение, получим уравнения первого приближения

$$d\bar{A}(s)/ds = -\alpha \{(i\omega/k) E_{0s}(s) + \bar{F}_p[\bar{A}, \bar{B}]\} \sin ks, \quad (15)$$

$$d\bar{B}(s)/ds = +\alpha \{(i\omega/k) E_{0s}(s) + \bar{F}_p[\bar{A}, \bar{B}]\} \cos ks,$$

в которых усредненное собственное поле проводника в волноводе с точностью до величин порядка малости α^2 имеет вид

$$\bar{F}_p[\bar{A}, \bar{B}] = [\bar{A}(s') \sin ks' - \bar{B}(s') \cos ks'] \{e^{ihR}/R + G_{0s}(s|s')\} |_0^L. \quad (16)$$

Суть принципов усреднения заключается в замене точных уравнений (10) усредненными уравнениями (15), решения которых аппроксимируют решения (10) с некоторой погрешностью. Скажем несколько слов об оценке этой погрешности. Из того факта, что получаемое при-

ближенное решение удовлетворяет исходным уравнениям с ошибкой порядка α^2 (эта ошибка наибольшая из всех допускаемых) можно установить [13], что максимальная погрешность такого решения будет, вообще говоря, величиной первого порядка малости, т. е. не хуже α .

Решая уравнения (15) и подставляя согласно принципам усреднения найденные значения $\bar{A}(s)$ и $\bar{B}(s)$ в качестве аппроксимирующих функций вместо $A(s)$ и $B(s)$ в (9), получим самое общее асимптотическое выражение для тока в тонком проводнике при произвольном его возбуждении и положении в волноводе:

$$J(s) = \bar{A}(s_0) \cos ks + \bar{B}(s_0) \sin ks + \alpha \int_{s_0}^s \{ (i\omega/k) E_{0s}(s') + \bar{F}_p[\bar{A}, \bar{B}] \} \sin k(s-s') ds'. \quad (17)$$

При определении постоянных интегрирования остается лишь удовлетворить граничным условиям для тока и условиям симметрии, которые однозначно связаны со способом возбуждения проводника.

Полагая для определенности возбуждение симметричным, с точностью до членов порядка α^2 найдем следующие выражения для тока в тонком проводнике, произвольно расположенном в прямоугольном волноводе, когда концы проводника не касаются стенок волновода:

$$J(s) = -\alpha \{ (i\omega/k) / [\sin kL + \alpha W_s(kr_e, kL)] \} \times \{ \sin k(L-s) \int_0^s E_{0s}(s') \sin ks' ds' + \sin ks \int_s^L E_{0s}(s') \times \sin k(L-s') ds' \}; \quad (18)$$

$$W_s(kr_e, kL) = \int_0^L [G_s(s|L) + G_s(s|0)] \sin k(L-s) ds, \quad (19)$$

или касаются их одним из концов:

$$J(s) = -\alpha \{ (2i\omega/k) / [\sin 2kL + \alpha W_s(kr_e, 2kL)] \} \times \quad (20)$$

$$\times \{ \sin k(L-s) \int_{-L}^s E_{0s}(s') \sin k(L+s') ds' +$$

$$+ \sin k(L+s) \int_s^L E_{0s}(s') \sin k(L-s') ds' \};$$

$$W_s(kr_e, 2kL) = \int_{-L}^L [G_s(s|L) + G_s(s|-L)] \sin k(L-s) ds. \quad (21)$$

Выражения (19) и (21), в которых G_s — компонента электрической функции Грина прямоугольного волновода (1) вдоль координаты s , определяют функцию собственного поля проводника, зависящую от его формы и положения в волноводе. Именно благодаря этой комплексной функции найденные выражения для тока конечны при любых, в том числе резонансных значениях kL .

Таким образом, применение метода усреднения для решения уравнения (6) дало возможность в строгой постановке сравнительно просто учесть собственное поле проводника, которое, как легко видеть, оказывает существенное влияние на распределение тока вблизи резонанса и мало сказывается вдали от него.

В работе [12] показано, что в одномоловом диапазоне тонкий проводник в виде прямого кругового стержня (полоски), ось которого перпендикулярна широкой стенке прямоугольного волновода, является резонансным, если один из концов проводника касается стенки волновода. Условие резонанса приближенно записано как $\sin 2kL = 0$, т. е. резонансная длина стержня $L_{\text{рез}} = \lambda/4$. Хорошо известно также, что при настройке в резонанс проволочного вибратора в свободном пространстве его длину необходимо уменьшить по сравнению с длиной, кратной целому числу полуволн, а величина укорочения зависит от формы вибратора. Это явление исследовано вариационным методом и для проводящего стержня в прямоугольном волноводе, однако соотношения, полученные в работах [4, 8], дают значения резонансных частот, заметно отличающиеся от экспериментальных для относительно длинных стержней [4]. Предлагаемый ниже расчет ставит своей целью уточнение условия резонанса и устранение указанного несоответствия между теорией и экспериментом.

Определим комплексное сопротивление проводника в волноводе. Формула (20), рассматриваемая как произведение некоторой интегральной ЭДС на величину обратную характеристическому импедансу позволяет сразу же получить для него соответствующее выражение. Наибольший интерес представляет значение импеданса по отношению к току при $s = 0$:

$$Z_p = R_p + iX_p = (1/J(0)) \int_{-L}^L E_{0s}(s) \sin k(L - |s|) ds, \quad (22)$$

где R_p — активное сопротивление проводника, а X_p — его реактанс. Полагая $X_p = 0$, получим дисперсионное уравнение

$$\sin 2kL + \alpha W'_s(kr_e, 2kL) = 0, \quad (23)$$

в котором W'_s — действительная часть W_s . Приближенное решение дисперсионного уравнения с точностью до членов порядка α^2 представим в виде

$$kL_{\text{рез}} = (\pi/2) - |\alpha| W'_s(kr_e, \pi). \quad (24)$$

В общем случае функция W'_s достаточно громоздка, поэтому для наклонного стержня, ось которого расположена в плоскости поперечного сечения волновода под некоторым углом к широкой стенке, ограничимся лишь графическим анализом.

На рис. 1 показаны частотные кривые $f_{\text{рез}}/f_{\text{кр}}$ ($f_{\text{кр}}$ — критическая частота H_{10} волны) для различных углов наклона стержня при $a/b = 2,3$, $x_0/a = 0,5$, $r_e/b = 0,025$. В зависимости от знака W'_s в (24) получаются разные условия резонанса. Для $\varphi = 90^\circ$ анализ показывает, что если $L \leq 0,6b$, то $W'_s > 0$, а при $L \geq 0,6b$ $W'_s < 0$. Таким образом, для настройки в резонанс относительно коротких стержней необходимо укорочение, тогда как для более длинных требуется удлинение по сравнению с четвертьволновым стержнем (которому соответствует пунктирная кривая на рис. 1). Здесь имеется принципиальное отличие от резонансных свойств проволочного вибратора в свободном пространстве.

Наклон стержня приводит к заметному изменению его резонансной частоты, причем с увеличением отклонения оси стержня от нормали к широкой стенке волновода его резонансная частота понижается для относительно длинных стержней и увеличивается для коротких. Следовательно, чем меньше угол φ , тем меньше удлинение относительно длинных стержней и укорочение относительно коротких по сравнению с четвертьволновым стержнем.

В случае, когда стержень расположен перпендикулярно к широкой стенке волновода, функция собственного поля (21) после интегрирования приобретает следующую форму:

$$W_s(kr_e, 2kL) = 2\sin kL W(kr_e, kL), \quad (25)$$

где

$$W(kr_e, kL) = 4\pi \sum_{m,n} \frac{\epsilon_m \epsilon_n}{ab k_z} \sin k_x x_0 \sin k_x(x_0 + r_e) \cos k_y L \times \\ \times (k \sin kL \cos k_y L - k_y \cos kL \sin k_y L) / (k^2 - k_y^2), \quad (26)$$

а ряд W' получается из (26) вычитанием слагаемого с индексами $m = 0, n = 1$.

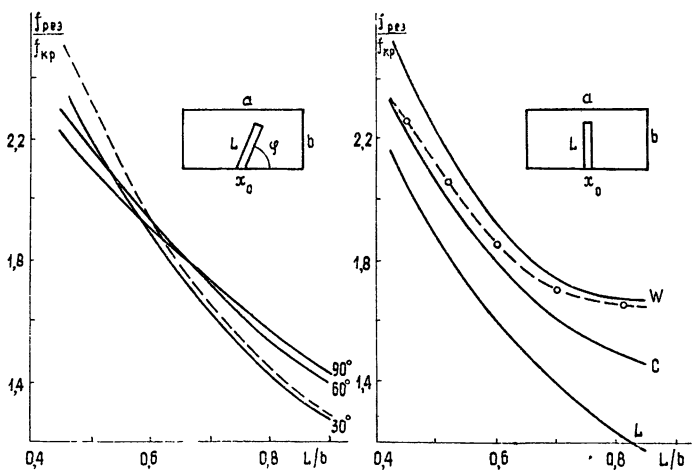


Рис. 1.

Рис. 2.

Получим более удобное для расчетов выражение для W' . Суммирование рядов выполним на основании соотношения [8]

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{k_z} \sin \frac{n\pi}{a} x_0 \sin \frac{n\pi}{a} (x_0 + r_e) \approx \frac{a}{2\pi} [K_0(r_e k'_z) - K_0(2x_0 k'_z)], \quad (27)$$

где K_0 — модифицированная функция Бесселя. При $m \geq 1, k'_z \approx m\pi/b$ и $K_0(r_e k'_z) \gg K_0(2x_0 k'_z)$, поэтому вторым слагаемым в правой части (27) можно пренебречь. Используя также соотношение [9]

$$\sum_{m=1}^{\infty} K_0(mx) \cos mxt \approx \frac{1}{2} \left(0,577 + \ln \frac{x}{4\pi} \right) + \frac{\pi}{2x\sqrt{1+t^2}}, \quad (28)$$

после его однократного и двукратного интегрирования по t на интервале $[0, t]$ получим

$$\sum_{m=1}^{\infty} K_0(mx) \frac{\sin mxt}{m} \approx \frac{tx}{2} \left(0,577 + \ln \frac{x}{4\pi} \right) + \frac{\pi}{2} \ln(t + \sqrt{1+t^2}); \quad (29)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} K_0(mx) \frac{\cos mxt}{m^2} \approx -\frac{t^2 x^2}{4} \left(0,577 + \ln \frac{x}{4\pi} \right) - \frac{\pi x}{2} \times \quad (30)$$

$$\times [t \ln(t + \sqrt{1+t^2}) - \sqrt{1+t^2} + 1] + K_0(x) + (1/4)K_0(2x).$$

Учитывая (27), (29) и (30), сумму двойного ряда можно приближенно вычислить с помощью выражения

$$W'(kr_e, kL) = \left[\frac{4L}{b} \left(0,577 + \ln \frac{r_e}{4b} \right) + 2 \ln \left(\frac{2L}{r_e} + \sqrt{1 + \frac{4L^2}{r_e^2}} \right) \right] \cos kL + \\ + k \left\{ \frac{4L^2}{b} \left(0,577 + \ln \frac{r_e}{4b} \right) + 2r_e \left[\frac{2L}{r_e} \ln \left(\frac{2L}{r_e} + \sqrt{1 + \frac{4L^2}{r_e^2}} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \sqrt{1 + \frac{4L^2}{r_e^2}} + 1 \right] - \frac{8b}{\pi^2} \left[K_0 \left(r_e \frac{\pi}{b} \right) + \frac{1}{4} K_0 \left(r_e \frac{2\pi}{b} \right) \right] \right\} \sin kL. \quad (31)$$

Тогда из (24) найдем следующую формулу для резонансной длины тонкого проводящего стержня в прямоугольном волноводе:

$$L_{\text{рез}} = \frac{\lambda}{4} - \left\{ \frac{\lambda^2}{4b} \left(0,577 + \ln \frac{r_e}{4b} \right) + 2r_e \left[\frac{\lambda}{2r_e} \ln \left(\frac{\lambda}{2r_e} + \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{4r_e^2}} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{4r_e^2}} + 1 \right] - \frac{8b}{\pi^2} \left[K_0 \left(r_e \frac{\pi}{b} \right) + \frac{1}{4} K_0 \left(r_e \frac{2\pi}{b} \right) \right] \right\} / 2 \ln \frac{\lambda}{2r_e}. \quad (32)$$

Формула для частоты аналогична (32) и позволяет точнее, чем ранее, рассчитывать резонансные частоты стержней в волноводе.

На рис. 2 представлены теоретические кривые, рассчитанные вариационным методом (кривые L [8] и C [4]) и с помощью формулы (32) (кривая W), а также экспериментальные точки по данным работы [4] при $a/b = 2,143$, $x_0/a = 0,5$, $r_e/b = 0,0514$. Как видно из графиков, совпадение кривой W с экспериментальными значениями частот более хорошее, чем кривых L и C для относительно длинных стержней, и тем хуже, чем стержень короче. Объясняется это тем, что при выводе формулы (32) последовательно использовалось то обстоятельство, что радиус проводника мал по сравнению с его длиной, поэтому при прочих равных условиях результаты расчетов для длинных проводников всегда точнее, чем для коротких.

В заключение отметим, что при переходе к свободному пространству исчезает поле $F[J(s)]$, существующее благодаря присутствию стенок волновода, что влечет за собой изменение функции собственного поля $W_s \rightarrow P_s$ [15], а в остальной формулы для тока остаются прежними. Это обстоятельство позволяет с единой точки зрения рассматривать определенный круг как внутренних, так и внешних задач прикладной электродинамики.

Авторы глубоко признательны Ю. А. Митропольскому за полезные советы по обоснованию применимости принципов усреднения к изучаемому классу краевых задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. King R. W. P., Harrison C. W. Antenna and Waves: A Modern Approach. MIT Press, 1969.
2. Collin R. E. Field Theory of Guided Waves Mc Graw-Hill 1960
3. Саблин Е. С — Радиотехника, 1966, 21, № 2, с. 12.
4. АИ-Наккак М. J.—Electron. Lett., 1969, 5, № 21, p. 513.
5. Юров Ю. Я., Лавренко К. Ф.—Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1970, 8, № 9, с. 1045.
6. Eisenhart R. L., Khan P. J.—IEEE Trans., 1971, MTT-19, № 8, p. 706.
7. Chang K., Khan P.—IEEE Trans., 1974, MTT-22, № 5, p. 536.
8. Lewin L. Theory of Waveguides. London: 1975.
9. Модель А. М., Стужин В. А., Бер Ю. А.—Радиотехника, 1975, 30, № 1, с. 45.

10. Joshi J. S., Cornick J. A.— IEEE Trans., 1977, MTT-25, № 3, p. 169.
11. Tesche F. M.— IEEE Trans., 1972, AP-20, № 4, p. 482.
12. Петленко В. А., Хижняк Н. А.— Изв вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 9, с. 1325
13. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний — М: Наука, 1974.
14. Митропольский Ю. А., Филатов А. Н. — УМЖ, 1972, 24, № 1, с. 30.
15. Петленко В. А.— Вестник Харьк. ун-та, Радиофизика и электроника, 1979, № 180, вып. 8, с. 24.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
28 сентября 1979 г.,
после переработки
16 июня 1980 г

RESONANCE SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY THIN CONDUCTORS IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE

V. A. Petlenko, N. A. Khizhnyak

A problem solution is considered on scattering of electromagnetic waves by thin conductors arbitrary located in a rectangular waveguide. Based on averaging principle an asymptotic expression has been derived for the current in a thin conductor of any length including resonance one. Resonance frequencies have been calculated of a thin conducting rod depending on its length and a sloping angle.

И Н Ф О Р М А Ц И Я

(продолжение)

Н. А. Потапов. Об особенностях дальномерного шума в зоне Френеля линейной антенны (Воронежский государственный университет).

А. Б. Шмелев. Оптимальная интерполяция пространственно-временных сигналов (Радиотехнический институт АН СССР).

Ю. В. Готовский, А. Е. Коробов. Алгоритмы адаптивной пространственной фильтрации сигналов, оптимизирующие полную мощность (Московский энергетический институт).

А. Г. Храмов. Сравнительный анализ алгоритмов цифровой фильтрации трехмерных полей (Куйбышевский авиационный институт).

В. Г. Хромых, С. А. Зуев. Оптимизация иерархических схем цифровой обработки пространственно-временных сигналов (Воронежский государственный университет).

П. М. Южно. Квазиоптимальная оценка пространственных параметров поля изображения.

С. А. Галун, А. В. Зюльков. Характеристики обнаружения оптического изображения с неизвестным масштабом (Воронежский государственный университет).

В. А. Сычев. Пространственно-временная корреляционная матрица случайного электромагнитного поля (Воронежский государственный университет).

В. А. Чулюков. Об одном алгоритме оценки дисперсии неоднородного случайного поля (Воронежский государственный университет).

В. Ф. Ляхов, Э. Н. Хомяков. Потенциальная точность оценки углов положения и ориентации линейного пространственного сигнала

А. П. Решетов. Влияние априорного распределения на корреляцию значений апостериорной плотности вероятности (Северо-Западный заочный политехнический институт).

(окончание см. на стр. 516)