KFTI

ХФТИ 92-48

Харьковский
физико-технический институт

С.Д.Прийменко, Н.А.Хижняк

ИМПЕДАНСНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ ВИБРАТОР ПРИ НАЛИЧИИ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЭКРАНА

Препринт

Харьков - 1992

УДК 621.372.822:621.384.64

ПРИЙМЕНКО С.Д., ХИЖНЯК Н.А. Импедансный линейный вибратор при наличии кругового цилиндрического экрана: Препринт ХФТИ 92-48. Харьков: ХФТИ, 1992. - 15 с.

Выведено уравнение импедансного линейного вибратора в присутствии кругового цилиндрического экрана. Методом усреднения получено решение этого уравнения для симметричной и антисимметричной компонент тока с учетом их взаимной связи. Найденные асимптотические выражения позволяют в единой форме описывать случай как резонансного, так и нерезонансного рассеяния при произвольном режиме возбуждения. Полученные результаты могут найти применение при расчете устройств СВЧ, атенной и ускорительной техникой, использующих цилиндрические экраны, нагруженные импедансным линейным вибратором.

Список лит. - 12 назв.

Публикуемые результаты получены в рамках научно-исследовательской работы "Интегральные уравнения макроскопической электродинамики и их использование в задачах стационарной и нестационарной дифракции", финансируемой ГКНТ Украины.

Одной из ключевых задач электродинамики является задача рассеяния электромагнитных волн на линейном вибраторе. Вибратор в свободном пространстве изучен достаточно полно. Вибратор же при наличии экрана, в частности цилиндрического экрана, нуждается в обширных исследованиях. Основополагающие результаты для идеально проводящего линейного вибратора в прямоугольном цилиндрическом экране приведены в [I]. Импедансный линейный вибратор в экране такой же формы исследован в [2]. Идеально проводящий вибратор в присутствии кругового цилиндрического экрана, в режиме как внутреннего, так и внешнего возбуждения последнего рассмотрен в [3]. В работе [4] для идеально проводящего вибратора в прямоугольном и круговом цилиндрических экранах обобщенным методом последовательных приближений учтена связь между симметричной и антисимметричной компонентами тока. В настоящей публикации выведено уравнение импедансного линейного вибратора в цилиндрическом экране, которое в [2] использовалось без надлежащего обоснования. Методом усреднения получено решение этого уравнения для симметричной и антисимметричной компонент тока с учетом их взаимной связи.

Рассмотрим рассеяние электромагнитной волны на импедансном вибраторе при наличии кругового цилиндрического экрана. На внутренней и внешней поверхности экрана касательная составляющая напряженности электрического поля равна нулю. Импедансный вибратор представляет собой тело с регулярной поверхностью, на которой заданы импедансные граничные условия [5]. Уравнение для напряженности электрического поля в рассматриваемой системе записывается в виде [I]

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{(-1)}{i\omega}\left(grad\,div + k^2\right)\int\limits_{V'} \hat{G}_3(\vec{r},\vec{r}\,')\vec{j}(\vec{r}\,')\,d\vec{r}\,', \qquad (I)$$

где $\vec{E}(\vec{r})$ – результирующая напряженность электрического поля в точке $\vec{r}$; $\vec{E}_0(\vec{r})$ – напряженность стороннего электрического поля; $\vec{j}(\vec{r}\,')$ –

— объемная плотность электрического тока, наводимого в вибраторе; $\hat{G}_э(\vec{r},\vec{r}')$ — электрическая тензорная функция Грина для векторного потенциала кругового цилиндрического экрана.

В системе координат, связанной с поверхностью вибратора, допускаем следующее представление для $\vec{j}(\vec{r}')$:

$$\vec{j}(\vec{r}') = \vec{j}(\vec{r}_s'(x^2,x^3))\cdot\mathcal{L}(\xi), \tag{2}$$

где x^2, x^3 — криволинейные координаты поверхности; ξ — координата, направленная по нормали к поверхности; $\vec{r}_s'(x^2,x^3)$ — радиус-вектор, определяющий текущую точку; $\vec{j}(\vec{r}_s'(x^2,x^3))$ — вектор, лежащий в плоскости, касательной к поверхности в точке $\vec{r}_s'$.

С учетом (2) записываем (I) в виде

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_o(\vec{r}) + \frac{(-1)}{i\omega}(grad\,div + k^2)\int\limits_S \hat{G}_э(\vec{r},\vec{r}_s')\vec{j}(\vec{r}_s')d\vec{r}_s', \tag{I.I}$$

где

$$\vec{j}(\vec{r}_s') = \int\limits_0^{-\Xi}\vec{j}(\vec{r}')d\xi,$$

а Ξ определяется формой вибратора.

$\hat{G}_э(\vec{r},\vec{r}')$ можем записать в виде [6] ÷ [8]

$$\hat{G}_э(\vec{r},\vec{r}') = \hat{I}\,\frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} + \hat{G}_э^{(o)}(\vec{r},\vec{r}'), \tag{3}$$

где $\hat{I}$ — единичный тензор; $\hat{G}_э^{(o)}(\vec{r},\vec{r}')$ — регулярная тензорная функция.

Подставим (3) в (I.I) и разобьем интеграл, включающий функцию Грина свободного пространства, на два интеграла: интеграл по поверхности S_o и интеграл по поверхности $S - S_o$ (S_o — участок поверхности в окрестности точки $\vec{r}_s$). Область S_o выбираем столь малой, чтобы ее можно было заменить соответствующей областью касательной (в точке $\vec{r}_s$) плоскости. Обозначим через $\vec{n}(\vec{r}_s)$ нормаль к S_o в точке $\vec{r}_s$ и введем единичный вектор $\vec{n}(\vec{r}) = \vec{n}(\vec{r}_s, \Delta)$, который совпадает по направлению с $\vec{n}(\vec{r}_s)$ и получается из него смещением на расстояние Δ от S_o по нормали $\vec{n}(\vec{r}_s)$ (Δ намного меньше размеров рассеивающего тела и длины волны)

Умножим векторно (I.I) на $\vec{n}(\vec{r})$ и перейдем к пределу при $\vec{r}\to\vec{r}_s$, т.е. $\Delta\to 0$ и $S_o\to 0$

$$\vec{n}(\vec{r}_s)\times\vec{E}(\vec{r}_s)=\vec{n}(\vec{r}_s)\times\vec{E}_o(\vec{r}_s)+\frac{(-1)}{i\omega}\vec{n}(\vec{r}_s)\times grad_s(\vec{r}_s)\oint\limits_S\frac{\partial}{\partial n(\vec{r}_s)}\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\frac{e^{ik|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}}{|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}(\vec{n}(\vec{r}_s)\cdot\vec{j}(\vec{r}_s'))d\vec{r}_s'+\frac{(-1)}{i\omega}\vec{n}(\vec{r}_s)\times grad_s(\vec{r}_s)div_s(\vec{r}_s)\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\oint\limits_S\frac{e^{ik|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}}{|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}\hat{I}_s\cdot\vec{j}(\vec{r}_s')d\vec{r}_s'+\frac{(-1)k^2}{i\omega}\vec{n}(\vec{r}_s)\times\oint\limits_S\frac{e^{ik|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}}{|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\hat{I}_s\cdot\vec{j}(\vec{r}_s')d\vec{r}_s'+\frac{(-1)}{i\omega}\vec{n}(\vec{r}_s)\times\oint\limits_S(grad_s(\vec{r}_s)div(\vec{r}_s)+$$

$$+k^2)\hat{G}_э^{(0)}(\vec{r}_s,\vec{r}_s')\cdot\vec{j}(\vec{r}_s')d\vec{r}_s',\tag{4}$$

где $\oint$ – символ двухмерного поверхностного интеграла в смысле главного значения; $grad_s$, div_s – операторы $grad$ и div , действующие на поверхностные координаты; $\hat{I}_s$ – единичный тензор в поверхностных координатах.

Используя импедансные граничные условия [5]

$$\vec{n}(\vec{r}_s)\times\vec{E}(\vec{r}_s)=\vec{n}(\vec{r}_s)\times\hat{Z}(\vec{r}_s)\cdot\vec{j}(\vec{r}_s),\tag{5}$$

где

$$\hat{Z}(\vec{r}_s)=\begin{bmatrix} Z^{22}(\vec{r}_s) & Z^{23}(\vec{r}_s)\\ Z^{32}(\vec{r}_s) & Z^{33}(\vec{r}_s)\end{bmatrix},\tag{6}$$

получаем в тензорных обозначениях

$$g^{\bar{\varepsilon}\alpha}\sqrt{|g|}\,e_{\alpha 1\bar{\gamma}}n^1 Z^{\bar{\gamma}\bar{\alpha}}g_{\bar{\alpha}\bar{\delta}}j^{\bar{\delta}}=g^{\bar{\varepsilon}\alpha}\sqrt{|g|}\,e_{\alpha 1\bar{\delta}}n^1E_o^{\bar{\delta}}+$$

$$+\frac{(-1)}{i\omega}g^{\bar{\varepsilon}\tau}\sqrt{|g|}\,e_{\tau 1\gamma}n^1 g^{\gamma\bar{\beta}}\frac{\partial}{\partial x^{\bar{\beta}}}\oiint\limits_S\frac{\partial}{\partial x^1}\frac{e^{ik|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}}{|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}\Rightarrow$$

$$\Rightarrow n^{\bar{x}'}g_{\bar{x}'\bar{\xi}'}j^{\bar{\xi}'}\sqrt{g_{2'2'}g_{3'3'}-g_{2'3'}^2}\,dx^{2'}dx^{3'}+\frac{(-1)}{i\omega}g^{\bar{\varepsilon}\tau}\Rightarrow$$

$$\Rightarrow \sqrt{|g|}\, e_{\varepsilon 1 \varsigma} n^{1} g^{\varsigma\beta} \frac{\partial^2}{\partial x^{\beta}\partial x^{\tau}} \iint\limits_{S} \frac{e^{ik|\vec r_s-\vec r_s'|}}{|\vec r_s-\vec r_s'|} I^{\tau\varkappa'} g_{\varkappa'\xi'} j^{\xi'} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \sqrt{g_{2'2'}g_{3'3'}-g_{2'3'}^{2}}\, dx^{2'}dx^{3'} + \frac{(-1)}{i\omega} g^{\bar\varepsilon\tau}\sqrt{|g|}\, e_{\tau 1\varsigma} n^{1} g^{\varsigma\beta} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \left[\frac{\partial \Gamma^{\bar\iota}_{k\bar\iota}}{\partial x^{\beta}} + \Gamma^{\bar\iota}_{k\bar\iota}\frac{\partial}{\partial x^{\beta}}\right] \iint\limits_{S} I^{k\varkappa'} g_{\varkappa'\xi'} j^{\xi'} \sqrt{g_{2'2'}g_{3'3'}-g_{2'3'}^{2}}\, dx^{2'}dx^{3'} +$$

$$+ \frac{(-1)k^2}{i\omega} g^{\bar\varepsilon\tau}\sqrt{|g|}\, e_{\tau 1\xi} n^{1} \iint\limits_{S} \frac{e^{ik|\vec r_s-\vec r_s'|}}{|\vec r_s-\vec r_s'|}\left[I^{\xi\varkappa'} + G_{э}^{(0)\xi\varkappa'}\right] \Rightarrow$$

$$\Rightarrow g_{\varkappa'\xi'} j^{\xi'} \sqrt{g_{2'2'}g_{3'3'}-g_{2'3'}^{2}}\, dx^{2'}dx^{3'} + \frac{(-1)}{i\omega} g^{\bar\varepsilon\tau}\sqrt{|g|}\, e_{\tau 1\varsigma} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow n^{1} g^{\varsigma\beta} \iint\limits_{S} \frac{\partial^2}{\partial x^{\beta}\partial x^{i}} G_{э}^{(0)i\varkappa'} g_{\varkappa'\xi'} j^{\xi'} \sqrt{g_{2'2'}g_{3'3'}-g_{2'3'}^{2}}\, dx^{2'}dx^{3'} +$$

$$+ \frac{(-1)}{i\omega} g^{\bar\varepsilon\tau}\sqrt{|g|}\, e_{\tau 1\varsigma} n^{1} g^{\varsigma\beta} \iint\limits_{S} \left[\frac{\partial \Gamma^{\bar\iota}_{k\bar\iota}}{\partial x^{\beta}} + \Gamma^{\bar\iota}_{k\bar\iota}\frac{\partial}{\partial x^{\beta}}\right] \Rightarrow$$

$$\Rightarrow G_{э}^{(0)k\varkappa'} g_{\varkappa'\xi'} j^{\xi'} \sqrt{g_{2'2'}g_{3'3'}-g_{2'3'}^{2}}\, dx^{2'}dx^{3'}. \qquad (7)$$

В вышезаписанном соотношении индексы вида $\bar\varepsilon$ относятся к точке $\vec r_s$, $\bar\varepsilon = 2,3$; $\bar\xi'$ относятся к $\vec r_s'$, $\bar\xi' = 2',3'$; индексы вида $\varkappa$ могут принимать значения от I до 3 и относятся к точке $\vec r_s$; $\varkappa'$ изменяются от I' до 3' и относятся к точке $\vec r_s'$; $n^{\bar\varkappa'}$ – компоненты единичного вектора $\vec n(\vec r_s)$ в базисе $\vec e_{2'}$, $\vec e_{3'}$, который связан с $\vec r_s'$; g_{ik} – компоненты метрического тензора, заданного в подвижной системе координат на поверхности вибратора; e_{ijk} – компоненты тензора Леви-Чивита; Γ^{i}_{jk} – символы Кристоффеля второго рода.

Согласно (7) импедансный вибратор при наличии кругового цилиндрического экрана описывается системой двух скалярных интегральных уравнений Фредгольма второго рода, в отличие от идеально проводящего вибратора, которому соответствует система скалярных интегральных уравнений Фредгольма первого рода [3].

Рассмотрим первое уравнение полученной системы ($\bar\varepsilon = 2$) в случае импедансного криволинейного вибратора круглого сечения. Поверхность S разбиваем на боковую и торцевую поверхность. Боковая поверхность представляет собой трубчатую поверхность [9], которая образована движением круга постоянного радиуса вдоль оси криволинейного вибратора, когда центр круга совмещен с осью. В отношении торцевой поверхности полагаем, что торцы имеют плоскую форму и что кромки у торцов скруглены. Считаем, что радиус вибратора намного меньше длины волны

$$\frac{a}{\lambda} \ll 1, \tag{8}$$

ось вибратора изгибается достаточно плавно

$$\frac{a}{\rho_k} \ll 1, \tag{9}$$

где ρ_k – радиус кривизны оси.

В силу (8) и (9), пренебрегая вкладом в результирующее поле в точке $\vec{r}_s$ торцевых токов по сравнению с аксиальным током, учитывая соотношение

$$j^2(\vec{r}_s{}') \ll j^3(\vec{r}_s{}'), \tag{10}$$

можем первое уравнение системы (7) записать в виде

$$Z^{33}_{(ф)}(x^3) j^3(x^2, x^3) = E^3_{o(ф)}(x^2, x^3) + \frac{(-1)}{i\omega}\left[g^{33}\frac{\partial^2}{\partial (x^3)^2} + k^2\right] \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \int_{-L'}^{+L'} dx^{3'} \sqrt{g_{3'3'}} \int_0^{2\pi} a \cdot dx^{2'} G^{33'}_{э(ф)}(x^2, x^3; x^{2'}, x^{3'}) j^{3'}_{(ф)}(x^{2'}, x^{3'}), \tag{11}$$

где

$$G^{33'}_{э(ф)}(x^2, x^3; x^{2'}, x^{3'}) = \frac{e^{ik|\vec{r}_s(x^2, x^3) - \vec{r}_s{}'(x^{2'}, x^{3'})|}}{|\vec{r}_s(x^2, x^3) - \vec{r}_s{}'(x^{2'}, x^{3'})|} I^{33'}_{(ф)}(x^3, x^{3'}) + G^{(o)33'}_{э(ф)}(x^2, x^3; x^{2'}, x^{3'}),$$

$$L' = \frac{L}{\sqrt{g_{3'3'}}},$$

а $j^i_{(ф)}$, $I^{ij}_{(ф)}$ – *физические компоненты вектора и тензора.*

Благодаря (8)÷(10) импедансные граничные условия (5) для тонкого вибратора переходят в независимые граничные условия [2] и в (11) используется только компонента $Z^{33}_{(ф)}(x^3)$ тензора $\hat{Z}(x^2, x^3)$, взятая в электростатическом приближении.

Считая $j^3(\vec{r}_s)$, $E^3_o(\vec{r}_s)$ величинами неизменными в азимутальном направлении и аппроксимируя поверхностный аксиальный ток линейным током на оси, приходим к уравнению импедансного криволинейного вибратора при наличии кругового цилиндрического экрана

$$\mathcal{Z}(\ell)\mathcal{J}_{\ell}(\ell)=E_{0\ell}(\ell)+\frac{(-1)}{i\omega}\left[\frac{\partial^2}{\partial\ell^2}+k^2\right]\int_{-L}^{+L}d\ell' G_{\text{э}\ell\ell'}(\ell,\ell')\mathcal{J}_{\ell'}(\ell'), \qquad (12)$$

где

$$G_{\text{э}\ell\ell'}(\ell,\ell')=\int_0^{2\pi}dx^{2'}\frac{e^{ik|\vec r_s(0,\ell)-\vec r_s{}'(x^{2'},\ell')|}}{|\vec r_s(0,\ell)-\vec r_s{}'(x^{2'},\ell')|}\cdot I_{\ell\ell'}(\ell,\ell')+G^{(0)}_{\text{э}\ell\ell'}(\ell,\ell'), \qquad (13)$$

$$\mathcal{J}_{\ell}(\ell)=2\pi a\cdot j_{\ell}(\ell), \qquad (14)$$

$$\mathcal{Z}(\ell)=\frac{Z_{\ell\ell}(\ell)}{2\pi a}, \qquad (15)$$

а $\mathcal{J}_{\ell'}(\ell')$, $G_{\text{э}\ell\ell'}(\ell,\ell')$ – аксиальные физические компоненты вектора и тензора, в которых в качестве аргумента используется натуральный параметр осевой линии вибратора ℓ.*

Для линейного импедансного вибратора (12) переходит в интегральное уравнение вида

$$\mathcal{Z}(\ell)\mathcal{J}_{\ell}(\ell)=E_{0\ell}(\ell)+\frac{(-1)}{i\omega}\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int_{-L}^{+L}G_{\text{э}\ell\ell}(\ell,\ell')\mathcal{J}_{\ell}(\ell')d\ell', \qquad (16)$$

где

$$G_{\text{э}\ell\ell}(\ell,\ell')=\frac{e^{ikR(\ell,\ell')}}{R(\ell,\ell')}\cdot I_{\ell\ell}+G^{(0)}_{\text{э}\ell\ell}(\ell,\ell'), \qquad (17)$$

а $R(\ell,\ell')=\sqrt{(\ell-\ell')^2+a^2}$.

Регулярное слагаемое $\frac{(-1)}{i\omega}\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int_{-L}^{+L}G^{(0)}_{\text{э}\ell\ell}(\ell,\ell')\mathcal{J}_{\ell}(\ell')d\ell'$ в (16) учитывает влияние стенок кругового цилиндрического экрана. При $G^{(0)}_{\text{э}\ell\ell}(\ell,\ell')=0$ и $\mathcal{Z}(\ell)=0$ (16) преобразовывается в известное уравнение Поклингтона линейного идеально проводящего вибратора в свободном пространстве.

Выделим в (16) симметричные (s) и антисимметричные (a) функции [10]

$$E^{(s)}_{0\ell}(\ell)=\frac{1}{2}\left[E_{0\ell}(\ell)+E_{0\ell}(-\ell)\right], \qquad (18.1)$$

$$E^{(a)}_{0\ell}(\ell)=\frac{1}{2}\left[E_{0\ell}(\ell)-E_{0\ell}(-\ell)\right], \qquad (18.2)$$

$$\mathcal{J}^{(s)}_{\ell}(\ell)=\frac{1}{2}\left[\mathcal{J}_{\ell}(\ell)+\mathcal{J}_{\ell}(-\ell)\right], \qquad (18.3)$$

$$\mathcal{J}^{(a)}_{\ell}(\ell)=\frac{1}{2}\left[\mathcal{J}_{\ell}(\ell)-\mathcal{J}_{\ell}(-\ell)\right], \qquad (18.4)$$

---

* Отметим, что соотношения (3),(4) работы [3] должны быть записаны в виде выражений (4),(12) настоящей публикации, взятых с нулевой левой частью.

$$G^{(s)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')=\frac{1}{2}[G_{\text{э}ee}(\ell,\ell')+G_{\text{э}ee}(-\ell,-\ell')]=\frac{e^{ikR(\ell,\ell')}}{R(\ell,\ell')}+{}^{(s)}G^{(0)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell'),\tag{18.5}$$

$$G^{(a)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')=\frac{1}{2}[G_{\text{э}ee}(\ell,\ell')-G_{\text{э}ee}(-\ell,-\ell')]={}^{(a)}G^{(0)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell').\tag{18.6}$$

Согласно (18.5) и (18.6) симметричная компонента функции Грина $G^{(s)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')$ в уравнении линейного импедансного вибратора обусловлена как функцией Грина свободного пространства $e^{ikR(\ell,\ell')}/R(\ell,\ell')$, так и симметричной компонентой регулярной функции Грина кругового цилиндрического экрана ${}^{(s)}G^{(0)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')$, антисимметричная же компонента $G^{(a)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')$ описывается только ${}^{(a)}G^{(0)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')$, т.е. целиком связана с наличием экрана.

Опуская индекс ℓ для тока и напряженности электрического поля, полагая импеданс постоянным вдоль вибратора, переписываем (16) в виде системы двух связанных интегральных уравнений относительно симметричной $J^{(s)}(\ell)$ и антисимметричной $J^{(a)}(\ell)$ компонент тока:

$$\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}\frac{e^{ikR(\ell,\ell')}}{R(\ell,\ell')}J^{(s)}(\ell')d\ell'=i\omega E_0^{(s)}(\ell)+F^{(s)}[\ell|J^{(s)}]+$$
$$+(-1)i\omega Z\cdot J^{(s)}(\ell)+F^{(s)}[\ell|J^{(a)}],\tag{19.1}$$

$$\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}\frac{e^{ikR(\ell,\ell')}}{R(\ell,\ell')}J^{(a)}(\ell')d\ell'=i\omega E_0^{(a)}(\ell)+F^{(a)}[\ell|J^{(a)}]+$$
$$+(-1)i\omega Z J^{(a)}(\ell)+F^{(a)}[\ell|J^{(s)}],\tag{19.2}$$

где $F[\ell|J]$ – зависящие от переменной ℓ функционалы:

$$F^{(s)}[\ell|J^{(s)}]=(-1)\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}{}^{(s)}G^{(0)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')J^{(s)}(\ell')d\ell',\tag{20.1}$$

$$F^{(s)}[\ell|J^{(a)}]=(-1)\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}{}^{(a)}G^{(0)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')J^{(a)}(\ell')d\ell',\tag{20.2}$$

$$F^{(a)}[\ell|J^{(a)}]=(-1)\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}{}^{(s)}G^{(0)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')J^{(a)}(\ell')d\ell',\tag{20.3}$$

$$F^{(a)}[\ell|J^{(s)}]=(-1)\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}{}^{(a)}G^{(0)}_{\text{э}ee}(\ell,\ell')J^{(s)}(\ell')d\ell'.\tag{20.4}$$

Отметим, что при отсутствии экрана, когда функционалы вида

$F^{(s)}[\ell|J]$, $F^{(a)}[\ell|J]$ равны нулю, (I9.I)÷(I9.2) переходят в систему двух несвязанных интегральных уравнений

$$\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}\frac{e^{ikR(\ell,\ell')}}{R(\ell,\ell')}J^{(s)}(\ell')d\ell'=i\omega E_0^{(s)}(\ell)+(-1)i\omega Z\cdot J^{(s)}(\ell), \tag{21.1}$$

$$\left(\frac{d^2}{d\ell^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}\frac{e^{ikR(\ell,\ell')}}{R(\ell,\ell')}J^{(a)}(\ell')d\ell'=i\omega E_0^{(a)}(\ell)+(-1)i\omega Z\cdot J^{(a)}(\ell), \tag{21.2}$$

т.е. взаимное влияние симметричной и антисимметричной компонент тока линейного импедансного вибратора определяется присутствием экрана и в свободном пространстве места не имеет.

Принимая во внимание, что вблизи поверхности тонкого импедансного вибратора особенность ядер интегральных уравнений (I9.I), (I9.2) носит квазистационарный характер, выделим ее в явном виде [2]. Тогда система уравнений (I9.I),(I9.2) для тока в линейном импедансном вибраторе, произвольно расположенном относительно кругового цилиндрического экрана, сводится к системе интегродифференциальных уравнений с малым параметром

$$\frac{d^2J^{(s)}(\ell)}{d\ell^2}+k^2J^{(s)}(\ell)=\alpha\Big\{i\omega E_0^{(s)}(\ell)+F_0^{(s)}[\ell|J^{(s)}]+\tilde F_0^{(s)}[\ell|J^{(s)}]+$$
$$+F^{(s)}[\ell|J^{(s)}]+F^{(s)}[\ell|J^{(a)}]+(-1)i\omega Z\cdot J^{(s)}(\ell)\Big\}, \tag{22.1}$$

$$\frac{d^2J^{(a)}(\ell)}{d\ell^2}+k^2J^{(a)}(\ell)=\alpha\Big\{i\omega E_0^{(a)}(\ell)+F_0^{(a)}[\ell|J^{(a)}]+\tilde F_0^{(a)}[\ell|J^{(a)}]+$$
$$+F^{(a)}[\ell|J^{(a)}]+F^{(a)}[\ell|J^{(s)}]+(-1)i\omega Z\cdot J^{(a)}(\ell)\Big\}, \tag{22.2}$$

где $\alpha=\frac{1}{2}\left[\ln(2L/a)\right]^{-1}$ – малый параметр ($\alpha \ll 1$).

В (22.I) $F_0^{(s)}[\ell|J^{(s)}]$, $\tilde F_0^{(s)}[\ell|J^{(s)}]$, $F^{(s)}[\ell|J^{(s)}]$ – функционалы, зависящие от переменной ℓ и представляющие собой симметричную компоненту собственного поля вибратора, которое обусловлено симметричной компонентой тока $J^{(s)}$. $F_0^{(s)}[\ell|J^{(s)}]$ носит локальный характер и определяется функцией Грина уравнения Лапласа $\frac{1}{R(\ell,\ell')}$; $\tilde F_0^{(s)}[\ell|J^{(s)}]$ – нелокальное поле, связанное с эффектом запаздывания и определяемое функцией Грина уравнения Гельмгольца $e^{ikR(\ell,\ell')}/R(\ell,\ell')$; $F^{(s)}[\ell|J^{(s)}]$–

- поле вибратора, многократно отраженное от стенок экрана; $F^{(s)}[\ell|J^{(a)}]$ описывается (20.2), является симметричной компонентой собственного поля вибратора, отраженного от стенок экрана и возбуждаемого антисимметричной компонентой тока.

В случае несвязанного вибратора, т.е. вибратора, который не касается экрана, вышеупомянутые функционалы имеют вид [3]:

$$F_o^{(s)}[\ell|J^{(s)}]=(+1)\int_{-L}^{+L}\left[\frac{d^2J^{(s)}(\ell)}{d\ell^2}+k^2J^{(s)}(\ell)\right]\frac{1}{R(\ell,\ell')}d\ell'-2\frac{dJ^{(s)}(\ell)}{d\ell}\cdot\frac{1}{R(\ell,\ell')}\Big|_{\ell'=-L}^{\ell'=+L}-$$
$$-J^{(s)}(\ell)\frac{d}{d\ell}\frac{1}{R(\ell,\ell')}\Big|_{\ell'=-L}^{\ell'=+L}, \tag{23.I}$$

$$\tilde{F}_o^{(s)}[\ell|J^{(s)}]=\int_{-L}^{+L}\left[\frac{d^2J^{(s)}(\ell')}{d\ell'^2}+k^2J^{(s)}(\ell')\right]\frac{e^{ikR(\ell,\ell')}}{R(\ell,\ell')}d\ell'+(+1)\frac{dJ^{(s)}(\ell')}{d\ell'}\frac{e^{ikR(\ell,\ell')}}{R(\ell,\ell')}\Big|_{\ell'=-L}^{\ell'=+L}, \tag{23.2}$$

$$F^{(s)}[\ell|J^{(s)}]=(+1)\frac{dJ^{(s)}(\ell')}{d\ell'}{}^{(s)}G_{\text{эee}}^{(o)}(\ell',\ell)\Big|_{\ell'=-L}^{\ell'=+L}-\int_{-L}^{+L}\left[\frac{d^2J^{(s)}(\ell')}{d\ell'^2}+k^2J^{(s)}(\ell')\right]\Rightarrow$$
$$\Rightarrow {}^{(s)}G_{\text{эee}}^{(o)}(\ell',\ell)d\ell'. \tag{23.3}$$

Функционалы в (22.2) $F_o^{(a)}[\ell|J^{(a)}]$, $\tilde{F}^{(a)}[\ell|J^{(a)}]$, $F^{(a)}[\ell|J^{(a)}]$ являются антисимметричными компонентами собственного поля вибратора, обусловленного антисимметричной составляющей тока, и получаются из (23.I)÷(23.3) заменой $J^{(s)}\Rightarrow J^{(a)}$; $F^{(a)}[\ell|J^{(s)}]$ - антисимметричная компонента поля вибратора, отраженного от экрана и возбуждаемого симметричной составляющей тока согласно (20.4).

Систему (22.I),(22.2) будем решать методом последовательных приближений. В нулевом приближении не учитываем связи между $J^{(s)}(\ell)$ и $J^{(a)}(\ell)$, полагаем $F^{(s)}[\ell|J^{(a)}]$, $F^{(a)}[\ell|J^{(s)}]$ равными нулю и сводим (22.I),(22.2) к системе несвязанных уравнений

$$\frac{d^2J_o^{(s)}(\ell)}{d\ell^2}+k^2J_o^{(s)}(\ell)=\mathcal{L}\{i\omega E_o^{(s)}(\ell)+F_o^{(s)}[\ell|J_o^{(s)}]+\tilde{F}_o^{(s)}[\ell|J_o^{(s)}]+$$
$$+F^{(s)}[\ell|J_o^{(s)}]+(-1)i\omega Z\cdot J_o^{(s)}(\ell)\}, \tag{22.I.I}$$

$$\frac{d^2J_o^{(a)}(\ell)}{d\ell^2}+k^2J_o^{(a)}(\ell)=\mathcal{L}\{i\omega E_o^{(a)}(\ell)+F_o^{(a)}[\ell|J_o^{(a)}]+\tilde{F}_o^{(a)}[\ell|J_o^{(a)}]+$$
$$+F^{(a)}[\ell|J_o^{(a)}]+(-1)i\omega Z\cdot J_o^{(a)}(\ell)\}. \tag{22.2.I}$$

Используя метод усреднения [2], с учетом граничных условий

$$J(-L)=0, \tag{24.I}$$

$$J(+L)=0 \tag{24.2}$$

получаем

$$J_o^{(s)}(\ell) = \frac{(-1)\alpha\,\frac{i\omega}{k}}{\sin 2\tilde{k}L - \alpha W^{(s)}(ka,2\tilde{k}L)}\Big\{\sin\tilde{k}(L-\ell)\int_{-L}^{\ell} E_o^{(s)}(\ell')\sin\tilde{k}(L+\ell')d\ell' +$$

$$+ \sin\tilde{k}(L+\ell)\int_{\ell}^{L} E_o^{(s)}(\ell')\sin\tilde{k}(L-\ell')d\ell'\Big\}, \tag{25}$$

$$J_o^{(a)}(\ell) = \frac{(-1)\alpha\,\frac{i\omega}{k}}{\sin 2\tilde{k}L - \alpha W^{(a)}(ka,2\tilde{k}L)}\Big\{\sin\tilde{k}(L-\ell)\int_{-L}^{\ell} E_o^{(a)}(\ell') \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \sin\tilde{k}(L-\ell')d\ell' + \sin\tilde{k}(L+\ell)\int_{\ell}^{L} E_o^{(a)}(\ell')\sin\tilde{k}(L-\ell')d\ell'\Big\}, \tag{26}$$

где

$$W^{(s)}(ka,2\tilde{k}L) = \int_{-L}^{+L}\Big[G_{\text{эее}}^{(s)}(\ell';\xi)\Big|_{\ell'=-L} + G_{\text{эее}}^{(s)}(\ell';\xi)\Big|_{\ell'=+L}\Big]\sin\tilde{k}(L-\xi)\,d\xi, \tag{25.I}$$

$$W^{(a)}(ka,2\tilde{k}L) = \int_{-L}^{+L}\Big[G_{\text{эее}}^{(s)}(\ell';\xi)\Big|_{\ell'=-L} + (-1)G_{\text{эее}}^{(s)}(\ell';\xi)\Big|_{\ell'=+L}\Big]\sin\tilde{k}(L-\xi)\,d\xi, \tag{26.I}$$

$$\tilde{k} = k + \varkappa, \tag{27}$$

$$\varkappa = \frac{\alpha}{2k}\,i\omega Z. \tag{27.I}$$

Для нахождения тока в первом приближении подставим $J_o^{(a)}(\ell)$ в (20.2) и $J_o^{(s)}(\ell)$ в (20.4). Заменим в (22.I), (22.2) $E_o^{(s)}(\ell)$ и $E_o^{(a)}(\ell)$ напряженностью эффективного стороннего поля

$$\bar{E}_o^{(s)}(\ell) = E_o^{(s)}(\ell) + \frac{1}{i\omega}F^{(s)}[\ell|J_o^{(a)}], \tag{28}$$

$$\bar{E}_o^{(a)}(\ell) = E_o^{(a)}(\ell) + \frac{1}{i\omega}F^{(a)}[\ell|J_o^{(s)}]. \tag{29}$$

Тогда симметричная и антисимметричная компоненты тока в первом приближении являются решениями уравнений

$$\frac{d^2J_1^{(s)}(\ell)}{d\ell^2} + k^2J_1^{(s)}(\ell) = \alpha\Big\{i\omega\bar{E}_o^{(s)}(\ell) + F_o^{(s)}[\ell|J_1^{(s)}] + \tilde{F}_o^{(s)}[\ell|J_1^{(s)}] +$$

$$+ F^{(s)}[\ell|J_1^{(s)}] + (-1)i\omega Z J_1^{(s)}(\ell)\Big\}, \tag{22.I.2}$$

$$\frac{d^2J_1^{(a)}(\ell)}{d\ell^2} + k^2J_1^{(a)}(\ell) = \alpha\Big\{i\omega\bar{E}_o^{(a)}(\ell) + F_o^{(a)}[\ell|J_1^{(a)}] + \tilde{F}_o^{(a)}[\ell|J_1^{(a)}] +$$

$$+ F^{(a)}[\ell|J_1^{(a)}] + (-1)i\omega Z J_1^{(a)}(\ell)\Big\}. \tag{22.2.2}$$

$J_1^{(s)}(\ell)$ получим, подставив в (25) выражение для напряженности эффективного стороннего поля (28)

$$J_1^{(s)}(\ell) = \frac{(-1)\alpha\,\frac{i\omega}{k}}{\sin 2\tilde{k}L - \alpha W^{(s)}(ka,2\tilde{k}L)}\Big\{\sin\tilde{k}(L-\ell)\int_{-L}^{\ell} \bar{E}_o^{(s)}(\ell')\sin\tilde{k}(L+\ell')d\ell' +$$

$$+\sin\tilde{k}(L+\ell)\int\limits_{\ell}^{L}E_o^{(s)}(\ell')\sin\tilde{k}(L-\ell')d\ell'\} + (-1)\left(\frac{\alpha}{k}\right)^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow\frac{i\omega}{[\sin2\tilde{k}L-\alpha W^{(s)}(ka,2\tilde{k}L)][\sin2\tilde{k}L-\alpha W^{(a)}(ka,2\tilde{k}L)]}\cdot\Phi[\ell|E_o^{(a)}],\tag{30}$$

где

$$\Phi[\ell|E_o^{(a)}]=\sin\tilde{k}(L-\ell)\int\limits_{-L}^{\ell}d\ell'\sin\tilde{k}(L+\ell')\left(\frac{d^2}{d\ell'^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}d\eta\,{}^{(a)}G^{(0)}_{\text{э}\eta\eta}(\ell',\eta)\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\left[\sin\tilde{k}(L-\eta)\int\limits_{-L}^{\eta}d\xi\,E_o^{(a)}(\xi)\sin\tilde{k}(L+\xi)+\sin\tilde{k}(L+\eta)\int\limits_{\eta}^{L}d\xi\,E_o^{(a)}(\xi)\sin\tilde{k}(L-\xi)\right]+$$

$$+\sin\tilde{k}(L+\ell)\int\limits_{\ell}^{L}d\ell'\sin\tilde{k}(L-\ell')\left(\frac{d^2}{d\ell'^2}+k^2\right)\int\limits_{-L}^{+L}d\eta\,{}^{(a)}G^{(0)}_{\text{э}\eta\eta}(\ell',\eta)[\sin\tilde{k}(L-\eta)\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\int\limits_{\eta}^{L}d\xi\,E_o^{(a)}(\xi)\sin\tilde{k}(L+\xi)d\xi+\sin\tilde{k}(L+\eta)\int\limits_{\eta}^{L}d\xi\,E_o^{(a)}(\xi)\sin\tilde{k}(L-\xi)].\tag{31}$$

Асимметричную компоненту тока в первом приближении $J_1^{(a)}(\ell)$ находим из (30) путем формальной замены $E_o^{(s)}\Leftrightarrow E_o^{(a)}$, $W^{(s)}\Leftrightarrow W^{(a)}$.

Результирующий ток в первом приближении для несвязанного импеданcного вибратора при наличии кругового цилиндрического экрана можем записать в виде

$$J_1(\ell)=J_1^{(s)}(\ell)+J_1^{(a)}(\ell).\tag{32}$$

Рассмотрим (32) в нулевом приближении

$$J_o(\ell)=J_o^{(s)}(\ell)+J_o^{(a)}(\ell).\tag{32.I}$$

Согласно (25) введем эффективное симметричное напряжение, приложенное к импедансному вибратору

$$V^{(s)}_{\text{эф}\,o}(\ell)=\sin\tilde{k}(L-\ell)\int\limits_{-L}^{\ell}E_o^{(s)}(\ell')\sin\tilde{k}(L+\ell')d\ell'+\sin\tilde{k}(L+\ell)\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\int\limits_{\ell}^{L}E_o^{(s)}(\ell')\sin\tilde{k}(L-\ell')d\ell'.\tag{33}$$

Антисимметричное напряжение $V^{(a)}_{\text{эф}.o}(\ell)$ в соответствии с (26) получим из (33) заменой $E_o^{(s)}\Rightarrow E_o^{(a)}$. С учетом (I8.I),(I8.2) результирующее напряжение при ℓ и $-\ell$

$$V_{\text{эф}o}(\ell)=V^{(s)}_{\text{эф}o}(\ell)+V^{(a)}_{\text{эф}o}(\ell),\tag{34}$$

$$V_{\text{эф}o}(-\ell)=V^{(s)}_{\text{эф}o}(\ell)-V^{(a)}_{\text{эф}o}(\ell).\tag{35}$$

Определим эффективный адмитанс вибратора в точке ℓ [II]

$$Y_{эф o}(\ell) = \frac{J_o(\ell)}{V_{эф o}(\ell)} \quad . \tag{36}$$

Используя результаты работы [I2], получаем

$$V_{эф o}(\ell) = \frac{(-1)\alpha \frac{i\omega}{k}}{[\sin 2kL - \alpha W^{(s)}(ka, 2kL)][\sin 2kL - \alpha W^{(a)}(ka, 2kL)]} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow [\sin 2kL - \tfrac{1}{2}\alpha W^{(s)}(ka, 2kL)(1 - \frac{V_{эф.o}(-\ell)}{V_{эф.o}(\ell)}) - \tfrac{1}{2}\alpha W^{(a)}(ka, 2kL) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow (1 - \frac{V_{эф.o}(-\ell)}{V_{эф.o}(\ell)})] . \tag{36.I}$$

Откуда эффективный импеданс вибратора

$$Z_{эф.o}(\ell) = \frac{ik}{\alpha\omega}[\sin 2kL - \alpha W^{(s)}(ka, 2kL)][\sin 2kL - \alpha W^{(a)}(ka, 2kL)] \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \{\sin 2kL - \tfrac{1}{2}\alpha W^{(s)}(ka, 2kL)[1 - \frac{V^{(s)}_{эф.o}(\ell) - V^{(a)}_{эф.o}(\ell)}{V^{(s)}_{эф.o}(\ell) + V^{(a)}_{эф.o}(\ell)}] -$$

$$- \tfrac{1}{2}\alpha W^{(a)}(ka, 2kL)[1 + \frac{V^{(s)}_{эф.o}(\ell) - V^{(a)}_{эф.o}(\ell)}{V^{(s)}_{эф.o}(\ell) + V^{(a)}_{эф.o}(\ell)}]\}^{-1} . \tag{37}$$

$Z_{эф.o}(\ell)$ описывает импедансный вибратор при произвольном режиме его возбуждения для любого значения текущей координаты ℓ, без учета взаимного влияния симметричной и антисимметричной компонент тока.

Из (37) находим эффективный реактанс вибратора

$$Jm\, Z_{эф.o}(\ell) \simeq \frac{k}{\alpha\omega}[\sin 2kL \cdot ch 2|\varkappa| L - \alpha\, Re\, W^{(s)}(ka, 2kL) -$$

$$- \alpha\, Re\, W^{(a)}(ka, 2kL)] . \tag{37.I}$$

Условие равенства нулю $Jm\, Z_{эф.o}(\ell)$ с точностью до величин второго порядка малости по α

$$ch 2|\varkappa| L \cdot \sin 2kL - \alpha\, Re W^{(s)}(ka, 2kL) - \alpha\, Re\, W^{(a)}(ka, 2kL) = 0. \tag{38}$$

В силу малости параметра α (38) будет выполняться при

$$2kL \simeq n\pi \quad (n = 1, 2, \dots) . \tag{39}$$

Для нечетных $n = 2p + 1$

$$2kL \simeq (2p+1)\pi \quad (p = 0, 1, \ \ .) \tag{39.I}$$

и в соответствии с (26.I) $Re\, W^{(a)}(ka, 2kL)$ является величиной порядка α, а условие (38) с точностью до величин второго порядка малости по α принимает вид

$$ch\,2|x|L\cdot\sin 2kL - \alpha\,Re\,W^{(s)}(ka,2\tilde{k}L) = 0. \tag{38.I}$$

Аналогично для четных $n = 2p$

$$2kL = 2p\pi, \tag{39.2}$$

при этом согласно (25.I), $Re\,W^{(s)}(ka,2\tilde{k}L) = O(\alpha)$ и с точностью до величин порядка α^2

$$ch\,2|x|L\cdot\sin 2kL - \alpha\,Re\,W^{(a)}(ka,2\tilde{k}L) = 0. \tag{38.2}$$

Анализ (37) показывает, что при выполнении (38.I) и (38.2) $Re\,Z_{эф.о}(\ell)$ принимает минимальное и максимальное значение соответственно, а так как в данном случае $Jm\,Z_{эф.о}(\ell)$ равна нулю, то условия (38.I) и (38.2) являются условиями резонанса и антирезонанса [I0] импедансного вибратора.

При резонансе

$$\frac{V^{(a)}_{эф.о}(\ell)}{V^{(s)}_{эф.о}(\ell)} \ll 1, \tag{40}$$

$$J_1^{(s)}(\ell) = O(1), \tag{40.I}$$

$$J_1^{(a)}(\ell) = O(\alpha), \tag{40.2}$$

т.е. с точностью до величин порядка α распределение тока вдоль резонансного несвязанного импедансного вибратора носит симметричный характер при произвольном режиме его возбуждения. Последнее обстоятельство для полуволнового импедансного вибратора в прямоугольном волноводе отмечается в [2].

Согласно (40) с точностью до величин порядка α

$$Z_{эф.о}(\ell) \simeq \frac{ik}{\alpha\omega}\,[\sin 2\tilde{k}L - \alpha W^{(s)}(ka,2\tilde{k}L)]. \tag{40.3}$$

Из (40.3) следует, что в случае резонанса, при произвольном режиме возбуждения $Z_{эф.о}(\ell)$ совпадает с симметричным эффективным импедансом (терминология работы [I2]), которым описывается вибратор в режиме симметричного возбуждения.

При антирезонансе

$$\frac{V^{(s)}_{эф.о}(\ell)}{V^{(a)}_{эф.о}(\ell)} \ll 1, \tag{41}$$

$$J_1^{(a)}(\ell) = O(1), \tag{41.1}$$

$$J_1^{(s)}(\ell) = O(\alpha), \tag{41.2}$$

$$Z_{эф.о}(\ell) = \frac{ik}{\alpha\omega}\left[\sin 2kL - \alpha W^{(a)}(ka, 2kL)\right], \tag{41.3}$$

откуда при произвольном режиме возбуждения с точностью до величин порядка α распределение тока вдоль антирезонансного несвязанного импедансного вибратора носит антисимметричный характер, а $Z_{эф.о}(\ell)$ совпадает с антисимметричным эффективным импедансом, которым описывается вибратор в режиме антисимметричного возбуждения. Отметим, что линейный размер антирезонансного вибратора согласно (38.2) приближенно кратен целому числу длин волн.

Таким образом, выведено уравнение импедансного линейного вибратора в цилиндрическом экране. В случае несвязанного вибратора методом усреднения получено решение этого уравнения для симметричной и антисимметричной компонент тока с учетом их взаимной связи. Показано, что распределение тока вдоль полуволнового несвязанного вибратора носит симметричный, а вдоль волнового вибратора антисимметричный характер вне зависимости от режима возбуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986.
2. Нестеренко М.В. Рассеяние электромагнитных волн тонкими импедансными вибраторами в прямоугольном волноводе: Дис. к. ф.-м. н., Харьков, 1988.
3. Приймменко С.Д., Папкович В.Г., Хижняк Н.А. Линейная антенна произвольной ориентации и положения в цилиндрическом экране: Препринт ХФТИ 91-29. Харьков: ХФТИ, 1991.
4. Ефанов И.М. Рассеяние волн проволочным вибратором и малоразмер-

ным включением в электродинамических структурах: Дис. к. ф.-м. н., Харьков, 1990.

5. Миллер М.А., Таланов В.И. Использование понятия поверхностного импеданса в теории поверхностных электромагнитных волн// Изв. вузов. Радиофизика. - 1961. - Т.4. № 5. - С. 795-830.

6. Прийменко С.Д., Папкович В.Г., Хижняк Н.А. О возбуждении круглого волновода точечным источником тока: Препринт ХФТИ 91-27. Харьков: ХФТИ, 1991.

7. Прийменко С.Д., Папкович В.Г., Хижняк Н.А. Регулярные тензорные функции Грина круглого волновода: Препринт ХФТИ 91-42. Харьков: ХФТИ, 1991.

8. Прийменко С.Д., Хижняк Н.А. Асимптотические выражения регулярных функций Грина кругового цилиндрического экрана: Препринт ХФТИ 92 - 4. Харьков: ХФТИ, 1992.

9. Каган В.Ф. Основы теории поверхностей в тензорном изложении. Ч.I. М.- Л.: Гостехиздат, 1947.

10. King R.W.P. Theory of linear antennas. Cambridge-Massachusetts, 1956.

11. Хижняк Н.А. Прямоугольные волноводы, нагруженные неоднородностями правильной геометрической формы. // Труды научно-технической школы по СВЧ - электронике. Харьков. Вып.I. 1989.

12. R.W.P. King, T.T. Wu. The cylindrical antenna with arbitrary driving point. // IEEE Trans. - 1965. - AP - 13, 9. - P. 710-718.

Препринт поступил в редакцию 28.10.92.

Сергей Дмитриевич Приймeнко, Николай Антонович Хижняк

ИМПЕДАНСНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ ВИБРАТОР ПРИ НАЛИЧИИ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЭКРАНА

Ответственный за выпуск Л.М.Ракивненко

Редактор, корректор Т.В.Ситнянская

Подписано в печать 27.10.92. Формат 60х84/16. Бум.писч. № 1.
Офсетн.печ. Усл.п.л. 1,2. Уч.-изд.л. 0,9. Тираж 100. Заказ № 577.
Цена 1 р. 80 к. Индекс 3624.

Харьковский физико-технический институт.
310108, Харьков, ул. Академическая, 1

I р. 80 к.

Индекс 3624

Препринт, 1992, I-I5.