

УДК 537.8.029.6+621.37.029.64

ЭКРАНИРОВАНИЕ *E*-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЗАМКНУТОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

З. Т. Назарчук

Методом интегральных уравнений решена двумерная задача дифракции *E*-поляризованных электромагнитных волн на тонкой замкнутой цилиндрической оболочке высокой, но конечной проводимости. Интегральные уравнения получены на основе двусторонних граничных условий для электромагнитного поля на срединной поверхности оболочки. Предложен алгоритм их численного решения и вычислено ближнее поле при возбуждении некруговой оболочки цилиндрической или плоской волной.

При теоретическом исследовании электромагнитного экранирования требуется рассчитать поле по обе стороны тонкого (глубина скин-слоя сравнима с толщиной) металлического препятствия. В случае сплошного цилиндрического экрана строгое решение задачи строится методом разделения переменных и известно лишь для кругового кабеля [1, 2]. В работе [3] получены приближенные граничные условия для электромагнитного поля в присутствии тонких металлических оболочек, предполагающие замену экрана физической поверхностью, наделяемой приведенными характеристиками. На этой основе ниже построены интегральные уравнения и предложен алгоритм их решения в случае дифракции *E*-поляризованной электромагнитной волны на тонком цилиндрическом экране произвольного профиля.

1. Интегральные уравнения задачи. Пусть в однородной изотропной среде с действительным волновым числом χ вдоль оси Oz декартовой системы координат xyz расположена бесконечно длинная цилиндрическая оболочка (экран) толщиной δ , выполненная из металла проводимости σ и магнитной проницаемости μ . Средняя линия сечения экрана плоскостью xOy образует с простой замкнутой контур Ляпунова L с положительным направлением обхода против часовой стрелки и положительной внутренней нормалью n . В плоскости xOy задано распределение первичного поля $E(0, 0, E^*)$, $H(H_x(E^*), H_y(E^*), 0)$. Необходимо отыскать вторичное поле E^s , удовлетворяющее однородному уравнению Гельмгольца, условиям Зоммерфельда на бесконечности и условиям [3]

$$\sin pE^- = \alpha \left(\cos p \frac{\partial E^-}{\partial n} - \frac{\partial E^+}{\partial n} \right), \quad \sin pE^+ = \alpha \left(\frac{\partial E^-}{\partial n} - \cos p \frac{\partial E^+}{\partial n} \right),$$

$$E = E^* + E^s, \quad \alpha = \xi / \omega \mu', \quad (1)$$

на контуре L . Здесь $p = \delta(1+i) \sqrt{\omega \mu \sigma / 2}$ — прозрачность экрана, $\xi = (1-i) \sqrt{\omega \mu / 2\sigma}$ — поверхностный импеданс, ω — круговая частота возбуждающего поля, μ' — магнитная проницаемость вмещающей среды, верхний индекс «+» («-») обозначает предельное значение соответствующей величины при стремлении к L изнутри (извне).

Сформулированную задачу можно свести к различным системам интегральных уравнений в зависимости от представления ее решения. Наиболее простой оказывается система

$$\begin{aligned} \pi\alpha[\cos pj_1(t_0) + j_2(t_0)] + \int_L [j_1(t)K_1(t, t_0) + j_2(t)L_1(t, t_0)] ds &= F_1(t_0), \\ \pi\alpha[j_1(t_0) + \cos pj_2(t_0)] + \int_L [j_1(t)L_2(t, t_0) + j_2(t)K_2(t, t_0)] ds &= F_2(t_0), \end{aligned} \quad (2)$$

полученная из условий (1) на основе представления вторичного поля в виде

$$E^s(z, \bar{z}) = \frac{\pi i}{2} \int_L j_{1,2}(t) H_0^{(1)}(\chi|t-z|) ds. \quad (3)$$

При этом функции j_1 и j_2 относятся к случаям нахождения точки наблюдения $z=x+iy$ вне или внутри области, ограниченной контуром L , точке $t \in L$ соответствует значение дуговой абсциссы s , черта обозначает комплексное сопряжение. Ядра и правые части уравнений (2) даются соотношениями

$$\begin{aligned} K_{1,2}(t, t_0) &= \pm\alpha \cos pZ_0(t, t_0) - (\pi i/2) \sin p H_0^{(1)}(\chi r), \\ r &= |t-t_0|, \quad t, t_0 \in L, \quad L_{1,2}(t, t_0) = \mp \alpha Z_0(t, t_0), \end{aligned} \quad (4)$$

$$Z_0(t, t_0) = \chi \frac{\pi i}{2} H_1^{(1)}(\chi r) \operatorname{Re} \left(\frac{t-t_0}{r} e^{-i\psi_0} \right),$$

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin p & \alpha(1-\cos p) \\ \sin p & \alpha(\cos p-1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ \partial E^*/\partial n \end{pmatrix},$$

где $H_\nu^{(1)}(z)$ — функция Ханкеля порядка ν , ψ — угол вектора \mathbf{n} в точке t с осью Ox , первый слева индекс соответствует верхнему знаку справа.

В случае представления решения исходной задачи в виде

$$E^s(z, \bar{z}) = \int_L \left[j(t) \frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(\chi|t-z|) - m(t) Z(t, z) \right] ds, \quad (5)$$

$$Z(t, z) = \chi \frac{\pi i}{2} H_1^{(1)}(\chi|t-z|) \operatorname{Re} \left(\frac{t-z}{|t-z|} e^{-i\psi} \right)$$

из условий (1) после очевидного их преобразования приходим к интегральным уравнениям

$$\begin{aligned} E^*(t_0) + E^s(t_0) &= \pi\alpha \operatorname{ctg}(p/2) j(t_0), \\ \pi m(t_0) &= \alpha \operatorname{tg} \left(\frac{p}{2} \right) \left\{ \frac{\partial E^*(t_0)}{\partial n_0} + \int_L \left[j(t) Z_0(t, t_0) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{dm(t)}{ds} \operatorname{Re} \left(\frac{i \exp(i\psi_0)}{t-t_0} \right) + m(t) Z_2(t, t_0) \right] ds \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$Z_2(t, t_0) = \frac{\pi i}{4} \chi^2 \left[H_0^{(1)}(\chi r) \operatorname{Re} (e^{i(\tau - \tau_0)}) - H_2(\chi r) \operatorname{Re} \left(\frac{t - t_0}{t - t_0} e^{i(\tau + \tau_0)} \right) \right], \quad (7)$$

$$H_2(z) = H_2^{(1)}(z) - 4(\pi i z^2)^{-1}, \quad H_2(0) = (\pi i)^{-1}, \quad r = |t - t_0|,$$

функция $E^s(t_0)$ получается из выражения (3) заменой z на t_0 , остальные обозначения ясны из предыдущего изложения.

Предположим, что контур L задан параметрически: $x = x(\tau)$, $y = y(\tau)$, $\tau \in [0, 2\pi]$. Тогда точке $t \in L$ соответствует непрерывная периодическая функция $t(\tau) = x(\tau) + iy(\tau)$ с периодом 2π , и имеют место равенства

$$- |t'_0| \operatorname{Re} \left(\frac{i \exp(i\psi_0)}{t - t_0} \right) = \operatorname{Re} \left(\frac{t'_0}{t - t_0} \right) = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\tau - \tau_0}{2} \right) + \operatorname{Reg}, \quad (8)$$

$$- |t'_0| \operatorname{Re} \left(\frac{\exp(i\psi_0)}{t - t_0} \right) = \operatorname{Im} \left(\frac{t'_0}{t - t_0} \right) = \operatorname{Reg}, \quad t'_0 = t'(\tau_0)$$

(символ Reg обозначает функции, непрерывные вместе с производными в квадрате $0 \leq \tau, \tau_0 \leq 2\pi$), позволяющие сделать вывод о регулярности слагаемого $Z_0(t, t_0)$. Следовательно, уравнения системы (2) обладают лишь логарифмической особенностью в ядрах $K_{1,2}(t, t_0)$. Аналогичную структуру имеет и первое уравнение системы (6). Второе уравнение этой системы, являясь интегродифференциальным, содержит помимо логарифмической особенности (см. обозначения (7)) и сингулярность типа Коши.

2. Алгоритм решения полученных систем. Решение интегральных уравнений (2) и (6) будем искать в классе непрерывных периодических функций (с периодом 2π). При этом удобно исходить из прямых численных методов [4], минующих регуляризацию и приводящих к решению конечных систем линейных алгебраических уравнений. Переходя в системе (2) к безразмерным переменным и вводя новые функции $j_{1,2}(\tau) = j_{1,2}(t) |t'|$, будем иметь уравнения

$$\begin{aligned} \pi \alpha_e [j_1(\tau_0) \cos \rho + j_2(\tau_0)] + \sin \rho \int_0^{2\pi} j_1(\tau) \ln \left| \sin \frac{\tau - \tau_0}{2} \right| d\tau + \\ + \int_0^{2\pi} [j_1(\tau) K_1(\tau, \tau_0) + j_2(\tau) L_1(\tau, \tau_0)] d\tau = F_1(\tau_0), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \pi \alpha_e [j_1(\tau_0) + j_2(\tau_0) \cos \rho] + \sin \rho \int_0^{2\pi} j_2(\tau) \ln \left| \sin \frac{\tau - \tau_0}{2} \right| d\tau + \\ + \int_0^{2\pi} [j_1(\tau) L_2(\tau, \tau_0) + j_2(\tau) K_2(\tau, \tau_0)] d\tau = F_2(\tau_0), \end{aligned}$$

где согласно (4) введены обозначения

$$K_{1,2}(\tau, \tau_0) = \pm \alpha_e \cos \rho Z_0(\tau, \tau_0) - \sin \rho Z_1(\tau, \tau_0),$$

$$Z_1(\tau, \tau_0) = \ln \left| \sin \left[\frac{\tau - \tau_0}{2} \right] \right| + (\pi i / 2) H_0^{(1)}(\chi r), \quad (10)$$

$$L_{1,2}(\tau, \tau_0) = \mp \alpha_e Z_0(\tau, \tau_0), \quad Z_0(\tau, \tau_0) = (\chi \pi i / 2) H_1^{(1)}(\chi r) \operatorname{Im} \left[(t - t_0) r^{-1} \bar{t}_0 \right],$$

$$F_{1,2}(\tau_0) = F_{1,2}[t(\tau_0)], \quad \alpha_e = \alpha / |t'_0|, \quad j_{1,2}(0) = j_{1,2}(2\pi).$$

Представим функции $j_{1,2}(\tau)$ интерполяционным полиномом [4]:

$$j_{1,2}(\tau) = \frac{1}{2M} \sum_{k=1}^{2M} j_{1,2}(\tau_k) \operatorname{ctg} \left(\frac{\tau_k - \tau}{2} \right) \sin[M(\tau_k - \tau)],$$

$$\tau_k = k\pi/M, \quad k = 1, 2, \dots, 2M,$$
(11)

позволяющим аппроксимировать интеграл с логарифмической особенностью квадратурной формулой [5]

$$\int_0^{2\pi} j_{1,2}(\tau) \ln \left| \sin \frac{\tau - \tau_0}{2} \right| d\tau = \frac{\pi}{M} \sum_{k=1}^{2M} j_{1,2}(\tau_k) S_1(\tau_k, \tau_0),$$
(12)

$$S_1(\tau_k, \tau) = \ln 2 + \frac{1}{2M} \cos[M(\tau_k - \tau)] + \sum_{m=1}^{M-1} \frac{1}{m} \cos[m(\tau_k - \tau)].$$

Вместе с известной квадратурной формулой для регулярных ядер

$$\int_0^{2\pi} j_{1,2}(\tau) K(\tau, \tau_0) d\tau = \frac{\pi}{M} \sum_{k=1}^{2M} j_{1,2}(\tau_k) K(\tau_k, \tau_0)$$
(13)

соотношение (12) позволяет перейти от системы интегральных уравнений (2) к ее дискретному аналогу

$$\frac{\pi}{M} \sum_{k=1}^{2M} [j_1(\tau_k) R_1(\tau_k, \tau_l) + j_2(\tau_k) R_2(\tau_k, \tau_l)] = F_1(\tau_l),$$
(14)

$$\frac{\pi}{M} \sum_{k=1}^{2M} [j_1(\tau_k) R_3(\tau_k, \tau_l) + j_2(\tau_k) R_4(\tau_k, \tau_l)] = F_2(\tau_l), \quad l = 1, 2, \dots, 2M.$$

При этом поддиагональные элементы матрицы системы (14) даются формулами

$$R_{1,4}(\tau_k, \tau_l) = \pm \alpha_c \cos p Z_0(\tau_k, \tau_l) - \sin p (S_1(\tau_k, \tau_l) + Z_1(\tau_k, \tau_l)),$$
(15)

$$R_{2,3}(\tau_k, \tau_l) = \mp \alpha_c Z_0(\tau_k, \tau_l).$$

В случае $k=l$ имеем равенства

$$R_{1,4}(\tau_l, \tau_l) = \alpha_c \cos p (M \pm Z_0(\tau_l, \tau_l)) - \sin p (S_1(\tau_l, \tau_l) + Z_1(\tau_l, \tau_l)),$$
(16)

$$R_{2,3}(\tau_l, \tau_l) = \alpha_c (M \mp Z_0(\tau_l, \tau_l)), \quad Z_0(\tau_l, \tau_l) = (1/2) \operatorname{Im} (t''(\tau_l)/t'(\tau_l)),$$

$$Z_1(\tau_l, \tau_l) = (\pi i/2) - C - \ln(\chi |t'(\tau_l)|),$$

$C = 0,5772156\dots$ — постоянная Эйлера.

После нахождения коэффициентов $j_{1,2}(\tau_k)$ электрическую компоненту суммарного поля найдем на основе формул (3) и (13):

$$E(z, \bar{z}) = E^*(\dot{z}, \bar{z}) + i \frac{\pi^2}{2M} \sum_{k=1}^{2M} j_{1,2}(\tau_k) H_0^{(1)}(\chi |t(\tau_k) - z|). \quad (17)$$

Отсюда для диаграммы направленности рассеянного оболочкой поля получим расчетное соотношение

$$D(\varphi) = i \frac{\pi^2}{2M} \sum_{k=1}^{2M} j_1(\tau_k) \exp[-i\chi \operatorname{Re}(t(\tau_k)e^{-i\varphi})]. \quad (18)$$

При этом затухание экранирования экрана A в силу определения [2]

$$A = \ln|(1 + E^s/E^*)^{-1}|$$

в дальней зоне связано с функцией $D(\varphi)$ равенством

$$A = \ln|(1 + D(\varphi))^{-1}|, \quad (19)$$

где φ — полярный угол, отсчитываемый от оси Ox против часовой стрелки.

Остановимся коротко на решении системы интегродифференциальных уравнений (6). Составление соответствующей вычислительной схемы во многом сходно с процедурами, описанными в работах [6, 7], и поэтому затруднений не вызывает. Однако такой алгоритм оказывается более громоздким и менее эффективным, чем изложенный выше способ решения системы интегральных уравнений (2). Поэтому в силу малости безразмерного параметра α , для различных металлов и для широкого диапазона частот решение системы (6) целесообразно строить методом последовательных приближений. В этом случае, представляя искомые функции рядами

$$j(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n j_n(t), \quad m(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha^n m_n(t), \quad (20)$$

будем иметь рекуррентные соотношения

$$\int_L j_0(t) \frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(\chi r) ds = -E^*(t_0), \quad m_0(t) \equiv 0, \quad r = |t - t_0|,$$

$$\int_L j_n(t) \frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(\chi r) ds = \pi \operatorname{ctg} \left(\frac{p}{2} \right) j_{n-1}(t_0) + \quad (21)$$

$$+ \int_L m_n(t) Z(t, t_0) ds, \quad n = 1, 2, \dots,$$

$$m_1(t_0) = \frac{1}{\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{p}{2} \right) \left[\frac{\partial E^*(t_0)}{\partial n_0} + \int_L j_0(t) Z_0(t, t_0) ds \right],$$

$$m_n(t_0) = \frac{1}{\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{p}{2} \right) \int_L \left[j_{n-1}(t) Z_0(t, t_0) - \frac{dm_{n-1}(t)}{ds} \operatorname{Re} \left(\frac{i \exp(i\psi_0)}{t - t_0} \right) + \right. \\ \left. + m_{n-1}(t) Z_2(t, t_0) \right] ds, \quad n > 1,$$

где функции $Z(t, t_0)$, $Z_{0,2}(t, t_0)$ определены формулами (4), (5), (7).

Следовательно, нахождение функций $j(t)$ и $m(t)$ сводится к последовательному численному решению одного интегрального уравнения для бесконечно тонкой идеально проводящей оболочки. Нетрудно видеть, что вышеизложенный алгоритм решения системы (2) переносится на этот случай автоматически [7]. Расчетные формулы для опре-

деления электрической компоненты поля в произвольной точке плоскости xOy легко записать после применения разложений (20) к представлению (5). При этом проведенный численный эксперимент показал, что значения функции E^z , практически совпадающие с решением краевой задачи на основе интегральных уравнений (2), получаются, если в рядах (20) ограничиться лишь нулевым и первым слагаемыми.

3. Оболочка в поле плоской или цилиндрической волны. Пусть контур L задан параметрическим уравнением

$$t_1(\tau) = a(\cos \tau + i\epsilon \sin \tau), \quad 0 \leq \tau \leq 2\pi, \quad (22)$$

определяющим эллипс с осями $2a$ и $2a\epsilon$, лежащими соответственно на Ox и Oy , или соотношением [8]

$$t_2(\tau) = (5a/6) [e^{i\tau} - (1/6)e^{-i\tau}], \quad 0 \leq \tau \leq 2\pi, \quad (23)$$

описывающим криволинейный квадрат с центром в начале координат и длиной стороны, измеряемой вдоль Ox или Oy , равной $2a$. В качестве внешнего возбуждения возьмем плоскую или цилиндрическую волну единичной амплитуды. Если направление распространения плоской волны составляет с осью абсцисс угол π , а цилиндрическая волна создается синфазной токовой нитью, размещенной в начале координат, то распределение первичного поля имеет вид

$$E_1^*(z, \bar{z}) = \exp[-i\chi \operatorname{Re}(z)], \quad E_2^*(z, \bar{z}) = H_0^{(1)}(\chi|z|). \quad (24)$$

Таблица 1

φ	$M=5$		$M=10$		Идеально проводящий цилиндр	
	модуль	фаза	модуль	фаза	модуль	фаза
0	0,9825	2,1234	0,9826	2,1223	0,9827	2,1221
$\pi/9$	0,9780	2,1588	0,9782	2,1576	0,9782	2,1574
$2\pi/9$	0,9662	2,2679	0,9664	2,2668	0,9664	2,2667
$3\pi/9$	0,9560	2,4590	0,9562	2,4579	0,9562	2,4578
$4\pi/9$	0,9750	2,7323	0,9751	2,7313	0,9751	2,7311
$5\pi/9$	1,0660	3,0496	1,0660	3,0489	1,0660	3,0487
$6\pi/9$	1,2456	3,3341	1,2458	3,3336	1,2458	3,3336
$7\pi/9$	1,4688	3,5343	1,4692	3,5339	1,4692	3,5339
$8\pi/9$	1,6524	3,6463	1,6530	3,6463	1,6531	3,6463
π	1,7231	3,6819	1,7238	3,6819	1,7239	3,6819

Естественной апробацией изложенного алгоритма является задача дифракции плоской волны на круговом идеально проводящем цилиндре. Пусть окружающая среда — воздух, а оболочка изготовлена из медного ($\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, $\sigma = 57 \cdot 10^6$, используются единицы СИ) листа толщиной $\delta = 10^{-3}$. Радиус цилиндра и частоту возбуждающего поля выберем из условия $\chi a = 1$, что соответствует данным работы [9]. В табл. 1 приведены амплитуда и фаза диаграммы направленности $D(\varphi)$, полученные путем решения системы (2). Значение $2M$ соответствует числу точек дискретизации контура L . Данные для идеально проводящего цилиндра, согласующиеся с [9], найдены в результате решения первого из интегральных уравнений (21), т. е. $\alpha \equiv 0$. При этом полагалось $M = 12, 18$, что обеспечивало неизменностью четырех знаков после запятой в амплитуде и фазе функции $D(\varphi)$. Видно, что практическое совпадение имеем уже при $M = 10$.

На рис. 1 приведена угловая зависимость амплитуды суммарного поля $|E(\varphi)|$ на окружности радиуса $R=4,5 \cdot 10^{-3}$ при облучении медной оболочки плоской волной. Параметры задачи выбраны следующие: $a=1,5 \cdot 10^{-3}$, $\delta=10^{-5}$, $f=\omega/2\pi=2,53 \cdot 10^9$. Кривым 1—3 соответствуют значения ε в уравнении (22), равные 1; 0,8; 0,6. Кривая 4 характеризует рассеяние волны оболочкой квадратного сечения. Как и следовало ожидать, уровень суммарного поля возрастает с увеличением волновых размеров препятствия и в значительной степени зависит от его формы.

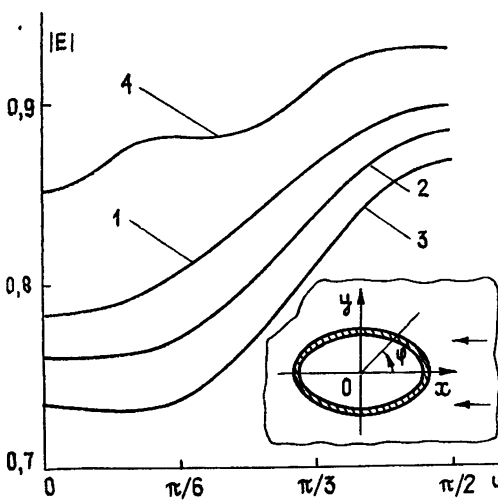


Рис. 1.

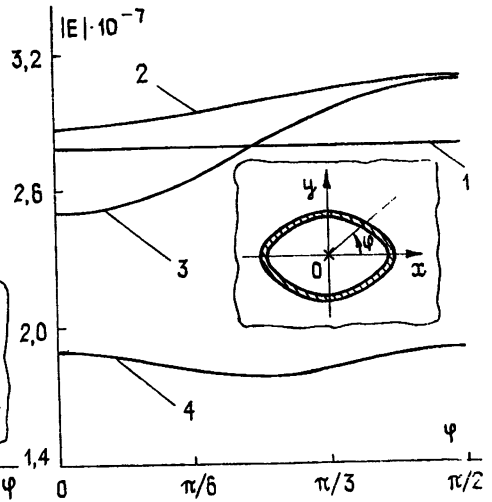


Рис. 2.

Оставляя все параметры задачи без изменений, вычислим затухающие экранирования поля цилиндрической волны в дальней зоне для кругового кабеля. Известно из работы [2] значение равно 16,18. Решение интегральных уравнений (2) (или (21) в первом приближении) дает $A=15,43$ (при этом брали $M=10,15$, что обеспечило неизменность двух знаков после запятой). Такая же величина получается при учете круговой симметрии задачи в системе интегральных уравнений (2), что приводит к вырождению ее в систему двух алгебраических уравнений, решаемую аналитически. Распределение амплитуды прошедшего сквозь оболочку поля иллюстрирует рис. 2 (параметр R и нумерация кривых соответствуют принятым на рис. 1). Здесь же схематически указана геометрия задачи. Видно, что форма экрана незначительно влияет на угловое распределение величины прошедшего поля. Более существенно от нее зависит уровень поля, причем с увеличением размеров экрана возрастает экранирующий эффект.

Таблица 2

№	f					
	10^4	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	10^5	$1,5 \cdot 10^5$
1	5,3	6,0	6,5	7,2	8,2	8,8
2	5,811	6,554	7,067	7,850	9,211	10,201
3	5,808	6,551	7,065	7,848	9,210	10,199

Представляет интерес сравнить расчетные данные с экспериментом. Пусть круговая оболочка ($a=8,9 \cdot 10^{-3}$) выполнена из алюминия ($\sigma=34 \cdot 10^6$, $\mu=\mu_0$) и имеет толщину $\delta=10^{-4}$, что соответствует исходным данным работы [10]. В табл. 2 для различных частот f приведены экспериментальные (первая строка) и расчетные значения затухания экранирования кабельного экрана. Вторая строка таблицы соответствует решению системы интегральных уравнений (2). При этом значения $M=5$ и $M=10$ приводят к отличию в четвертом знаке после запятой. Данные третьей строки получены по алгоритму (21) в первом приближении. Заметим, что с ростом частоты (уменьшением параметра α) результаты решения задачи изложенными двумя методами полностью совпадают. Из табл. 2 следует, что расхождение результатов расчета с экспериментальными данными составляет в среднем 10%. Соответствующее различие существующих приближенных формул в лучшем случае составляет 40% [10].

Таким образом, исходную краевую задачу удастся свести к простым по структуре системам интегральных уравнений, а предложенный метод их решения приводит к эффективному вычислительному алгоритму, позволяющему рассчитывать реальные цилиндрические электромагнитные экраны произвольной формы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каден Г. Электромагнитные экраны в высокочастотной технике и технике электросвязи. / Пер. с нем. / Под ред. В. М. Лаврова. — М. — Л.: Госэнергоиздат, 1957. — 327 с.
2. Гроднев И. И. Электромагнитное экранирование в широком диапазоне частот — М.: Связь, 1972. — 112 с.
3. Гринберг Я. Р. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 12, с. 2493.
4. Габдулхаев Б. Г. — ДАН СССР, 1968, 179, № 3, с. 515.
5. Krein S. — J. Inst. Math. and Appl., 1978, 21, № 2, p. 181.
6. Панасюк В. В., Саврук М. П., Назарчук З. Т. — ДАН СССР, 1983, 271, № 4, с. 845.
7. Панасюк В. В., Саврук М. П., Назарчук З. Т. Метод сингулярных интегральных уравнений в двумерных задачах дифракции. — Киев. Наукова думка, 1984. — 344 с.
8. Савин Г. Н. Распределение напряжений около отверстий — Киев: Наукова думка, 1968 — 887 с.
9. Bowman J. J., Senior T. B. A., Uslenghi P. L. E. Electromagnetic and acoustical scattering by simple shapes. — Amsterdam: North-Holland Publ., 1969 — 728 p.
10. Баловленков Е. В., Бондарь В. М. — Радиотехника, 1981, 36, № 4, с. 86.

Физико-механический институт
АН УССР

Поступила в редакцию
5 марта 1984 г.

SHIELDING OF E-POLARIZED ELECTROMAGNETIC WAVES BY A CLOSED CYLINDRICAL SHELL

Z. T. Nazarchuk

The two-dimensional diffraction problem of E-polarized electromagnetic waves by a thin closed cylindrical shell of high but finite conductivity is solved by means of integral equations which are obtained using boundary conditions for the electromagnetic field on both sides of middle surface of a shell. A numerical solution of these equations is presented and the near field is calculated when a non-circular shell is excited by a cylindrical or plane wave.