РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.371.3

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА РЕЗОНАНСНОЙ ОДНОРОДНОЙ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СФЕРЕ С ПЛОСКИМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ЭКРАНОМ

КОЗАРЬ А.И.

Рассматривается решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на малой однородной резонансной магнитодиэлектрической сфере, расположенной возле плоского бесконечного металлического экрана. Задача решается с помощью интегральных уравнений электродинамики и метода зеркальных изображений. Получены формулы для рассеянных полей, записано граничное условие для электрического поля на идеально проводящем металлическом экране.

Полагаем, что проницаемости заполнения свободного пространства ε_0, μ_0, радиус сфер a, а их проницаемости ε, μ. Вне сфер $a/\lambda << 1$, но внутри сфер возможен резонансный случай $a/\lambda_g \sim 1$, где λ, λ_g – длина волн. Поля будем записывать в виде $\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}(\vec{r})e^{iwt}$, $\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}(\vec{r})e^{iwt}$ [1].

Рассеянное поле по известному внутреннему полю рассеивателя определим через электрический $\vec{\Pi}^э$ и магнитный $\vec{\Pi}^м$ потенциалы Герца:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{расс} &= (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\vec{\Pi}^э - ik\mu_0\left[\nabla, \vec{\Pi}^м\right],\\ \vec{H}_{расс} &= \left(\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0\right)\vec{\Pi}^м + ik\varepsilon_0\left[\nabla, \vec{\Pi}^э\right].\end{aligned} \tag{1}$$

Для отдельной сферы потенциалы Герца представим в виде [2]

$$\vec{\Pi}^э = \frac{1}{4\pi}\int\limits_V \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right)\vec{E}^0(\vec{r}\,')f\left(\left|\vec{r} - \vec{r}\,'\right|\right)dV,$$

$$\vec{\Pi}^м = \frac{1}{4\pi}\int\limits_V \left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)\vec{H}^0(\vec{r}\,')f\left(\left|\vec{r} - \vec{r}\,'\right|\right)dV,$$

где $f(|\vec{r} - \vec{r}\,'|)$ является решением уравнения

$$\Delta f(|\vec{r} - \vec{r}\,'|) + k^2\varepsilon_0\mu_0 f(|\vec{r} - \vec{r}\,'|) = -4\pi\delta(|\vec{r} - \vec{r}\,'|),$$

удовлетворяющего излучению на бесконечности и имеющего вид

$$f(|\vec{r} - \vec{r}\,'|) = \frac{e^{-ik\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}|\vec{r} - \vec{r}\,'|}}{|\vec{r} - \vec{r}\,'|}, \tag{2}$$

а $\vec{E}^0(\vec{r}\,'), \vec{H}^0(\vec{r}\,')$ – внутренние поля рассеивателя; V – его объем.

Можно показать, что для внешних точек сферы $(r > r')$ интеграл по объему сферы от функции Грина для свободного пространства (2) имеет вид

$$W(\vec{r}) = \int\limits_V \frac{e^{-ik\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}|\vec{r} - \vec{r}\,'|}}{|\vec{r} - \vec{r}\,'|}dV =$$

$$= \frac{4\pi}{k_1^3}(\sin k_1 a - k_1 a\cos k_1 a)\frac{e^{-ik_1 r}}{r},$$

где $k_1 = k\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $k = 2\pi/\lambda$; r – расстояние от центра до внешних точек сферы.

Внутреннее поле рассеивателя будем вычислять, опираясь на интегральные уравнения [2]. Для этого вначале рассмотрим случай, когда $a/\lambda_g << 1$ внутри и $a/\lambda << 1$ вне сферы, а потом результаты вычисления внутреннего поля рассеивателя обобщим и на резонансный случай, когда $a/\lambda_g \sim 1$ внутри сферы.

Воспользуемся методом зеркальных изображений и представим рассеивающую сферу вместе с металлическим экраном в виде системы, которая состоит из сферы и ее зеркального изображения. Тогда для этой системы, построим квазистационарные уравнения для определения внутренних полей в виде системы неоднородных для сферы и однородных для ее зеркального изображения уравнений. Эта система уравнений имеет вид

$$\vec{E}_{01}(\vec{r}\,',t) = \left\{1 + \frac{1}{3}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right)\right\}\vec{E}_1^0(\vec{r}\,',t) -$$

$$-\left\{(\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\times\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right)W_{21}^э(\vec{r})\vec{E}_2^0(\vec{r}\,',t) -\right.$$

$$\left.- ik\mu_0\left[\nabla, \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)W_{21}^м(\vec{r})\vec{H}_2^0(\vec{r}\,',t)\right]\right\},$$

$$\vec{H}_{01}(\vec{r}\,',t) = \left\{1 + \frac{1}{3}\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)\right\}\vec{H}_1^0(\vec{r}\,',t) -$$

$$-\left\{(\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)W_{21}^м(\vec{r})\vec{H}_2^0(\vec{r}\,',t) +\right.$$

$$\left.+ ik\varepsilon_0\left[\nabla, \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right)W_{21}^э(\vec{r})\vec{E}_2^0(\vec{r}\,',t)\right]\right\}, \tag{3}$$

$$0 = \left\{1 + \frac{1}{3}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right)\right\}\vec{E}_2^0(\vec{r}\,',t) -$$

$$-\left\{(\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right)W_{12}^э(\vec{r})\vec{E}_1^0(\vec{r}\,',t) -\right.$$

$$\left.- ik\mu_0\left[\nabla, \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)W_{12}^м(\vec{r})\vec{H}_1^0(\vec{r}\,',t)\right]\right\},$$

$$0 = \left\{1 + \frac{1}{3}\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)\right\}\vec{H}_2^0(\vec{r}\,',t) -$$

$$-\left\{(\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)W_{12}^м(\vec{r})\vec{H}_1^0(\vec{r}\,',t) +\right.$$

$$+ik\varepsilon_0\left[\nabla,\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}-1\right)W_{12}^{э}(\vec{r})\vec{E}_1^0(\vec{r}',t)\right]\Bigg\},$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}',t), \vec{H}_0(\vec{r}',t)$ — поля падающей волны в центре сферы; $\vec{E}_1(\vec{r}',t), \vec{H}_1(\vec{r}',t)$ и $\vec{E}_2(\vec{r}',t), \vec{H}_2(\vec{r}',t)$ — внутренние поля сферы и ее зеркального изображения.

Величины $W_{21}^{э}(\vec{r}), W_{21}^{м}(\vec{r})$ и $W_{12}^{э}(\vec{r}), W_{12}^{м}(\vec{r})$ имеют вид

$$W_{21}^{э}(\vec{r})=\frac{4\pi}{k_1^3}(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a)\frac{e^{-ik_1r_{21}}}{r_{21}},$$

$$W_{21}^{м}(\vec{r})=-\frac{4\pi}{k_1^3}(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a)\frac{e^{-ik_1r_{21}}}{r_{21}},$$

$$W_{12}^{э}(\vec{r})=\frac{4\pi}{k_1^3}(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a)\frac{e^{-ik_1r_{12}}}{r_{12}},$$

$$W_{12}^{м}(\vec{r})=-\frac{4\pi}{k_1^3}(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a)\frac{e^{-ik_1r_{12}}}{r_{12}}.$$

Здесь $r_{21}=r_{12}=\sqrt{(x_{20}-x_{10})^2+(y_{20}-y_{10})^2+(z_{20}-z_{10})^2}$; (x_{10},y_{10},z_{10}) и (x_{20},y_{20},z_{20}) — координаты центров сферы и ее зеркального изображения.

Первые слагаемые справа в уравнениях (3) связаны с внутренним полем сферы или ее зеркального изображения без учета их влияния, а вторые слагаемые определяют влияние на сферу или ее зеркальное изображение противоположного зеркального изображения или сферы.

Рассматриваемая система уравнений (3) для определения внутреннего поля сферы и ее зеркального изображения состоит из двух неоднородных и двух однородных векторных уравнений или же для $x-, y-, z-$ составляющих — из двенадцати уравнений с двенадцатью неизвестными.

Для внутреннего поля конкретной сферы или зеркального изображения c решения системы уравнений (3) имеют вид

$$\vec{E}_c^0(\vec{r}',t)=\frac{1}{\Delta^{эм}}\left(\hat{g}_c^{э}\vec{E}_0(\vec{r}',t)+\hat{\beta}_c^{э}\vec{H}_0(\vec{r}',t)\right),$$

$$\vec{H}_c^0(\vec{r}',t)=\frac{1}{\Delta^{эм}}\left(\hat{\beta}_c^{м}\vec{H}_0(\vec{r}',t)+\hat{g}_c^{м}\vec{E}_0(\vec{r}',t)\right), \tag{4}$$

где

$$\hat{g}_c^{э}=\begin{bmatrix} g_{xxc}^{э} & g_{xyy}^{э} & g_{xzc}^{э}\\ g_{yxc}^{э} & g_{yyc}^{э} & g_{yzc}^{э}\\ g_{zxc}^{э} & g_{zyc}^{э} & g_{zzc}^{э}\end{bmatrix};\ \hat{\beta}_c^{э}=\begin{bmatrix} \beta_{xxc}^{э} & \beta_{xyc}^{э} & \beta_{xzc}^{э}\\ \beta_{yxc}^{э} & \beta_{yyc}^{э} & \beta_{yzc}^{э}\\ \beta_{zxc}^{э} & \beta_{zyc}^{э} & \beta_{zzc}^{э}\end{bmatrix};$$

$$\hat{\beta}_c^{м}=\begin{bmatrix} \beta_{xxc}^{м} & \beta_{xyc}^{м} & \beta_{xzc}^{м}\\ \beta_{yxc}^{м} & \beta_{yyc}^{м} & \beta_{yzc}^{м}\\ \beta_{zxc}^{м} & \beta_{zyc}^{м} & \beta_{zzc}^{м}\end{bmatrix};\ \hat{g}_c^{м}=\begin{bmatrix} g_{xxc}^{м} & g_{xyy}^{м} & g_{xzc}^{м}\\ g_{yxc}^{м} & g_{yyc}^{м} & g_{yzc}^{м}\\ g_{zxc}^{м} & g_{zyc}^{м} & g_{zzc}^{м}\end{bmatrix},$$

а $\Delta^{эм}$ — детерминант основной матрицы системы уравнений (3). Индекс c принимает значения $c=1$ для сферы и $c=2$ — для изображения.

Потенциалы Герца $\vec{\Pi}^{э}$ и $\vec{\Pi}^{м}$ рассеянного системой из сферы и ее зеркального изображения поля по их известному внутреннему полю (4) представим в виде суперпозиции потенциалов Герца сферы и ее зеркального изображения:

$$\vec{\Pi}^{э}(\vec{r},t)=$$

$$=\sum_{c=1}^{2}\frac{1}{k_1^3}(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a)\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}-1\right)\vec{E}_c^0(\vec{r}',t)\frac{e^{-ikr_c}}{r_c}, \tag{5}$$

$$\vec{\Pi}^{м}(\vec{r},t)=$$

$$=-\sum_{c=1}^{2}\frac{1}{k_1^3}(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a)\left(\frac{\mu}{\mu_0}-1\right)\vec{H}_c^0(\vec{r}',t)\frac{e^{-ikr_c}}{r_c},$$

где $r_c=\sqrt{(x-x_{c0})^2+(y-y_{c0})^2+(z-z_{c0})^2}$; здесь координаты (x,y,z) определяют точку наблюдения рассеянного сферой поля, а координаты (x_{c0},y_{c0},z_{c0}) — точку нахождения центра сферы или ее зеркального изображения. Точка наблюдения (x,y,z) находится в полупространстве перед металлическим экраном и вне сферы.

Полученные решения для внутреннего поля и потенциалов Герца сферы и ее зеркального изображения (4), (5) справедливы, когда $a/\lambda \ll 1$ и $a/\lambda_g \ll 1$. Но их можно обобщить на резонансный случай $a/\lambda_g \sim 1$, если вместо проницаемостей ε и μ ввести эффективные проницаемости [3]:

$$\varepsilon_{эф}=\varepsilon F(ka\sqrt{\varepsilon\mu}),\ \mu_{эф}=\mu F(ka\sqrt{\varepsilon\mu}), \tag{6}$$

где $F\left(ka\sqrt{\varepsilon\mu}\right)=\dfrac{2\left(\sin ka\sqrt{\varepsilon\mu}-ka\sqrt{\varepsilon\mu}\cos ka\sqrt{\varepsilon\mu}\right)}{\left(k^2a^2\varepsilon\mu-1\right)\sin ka\sqrt{\varepsilon\mu}+ka\sqrt{\varepsilon\mu}\cos ka\sqrt{\varepsilon\mu}}$.

Учитывая (5), (6), найдем рассеянное на сфере с экраном поле:

$$\vec{E}_{расс}(\vec{r},t)=\sum_{c=1}^{2}\frac{1}{k_1^3}\left(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a\right)\left\{\left(\frac{\varepsilon_{эф}}{\varepsilon_0}-1\right)\times\right.$$

$$\left.\times\hat{L}_c\vec{E}_c^0(\vec{r}')-ik\mu_0\left(\frac{\mu_{эф}}{\mu_0}-1\right)(-1)\hat{P}_c\vec{H}_c^0(\vec{r}')\right\}e^{i(wt-k_1r_c)},$$

$$\vec{H}_{расс}(\vec{r},t)=\sum_{c=1}^{2}\frac{1}{k_1^3}\left(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a\right)\left\{\left(\frac{\mu_{эф}}{\mu_0}-1\right)\times\right. \tag{7}$$

$$\left.\times(-1)\hat{L}_c\vec{H}_c^0(\vec{r}')+ik\varepsilon_0\left(\frac{\varepsilon_{эф}}{\varepsilon_0}-1\right)\hat{P}_c\vec{E}_c^0(\vec{r}')\right\}e^{i(wt-k_1r_c)},$$

здесь $\hat{L}_c$ и $\hat{P}_c$ — функциональные матрицы вида

$$\hat{L}_c=\begin{bmatrix}\Psi_{xxc} & \Psi_{xyc} & \Psi_{xzc}\\ \Psi_{yxc} & \Psi_{yyc} & \Psi_{yzc}\\ \Psi_{zxc} & \Psi_{zyc} & \Psi_{zzc}\end{bmatrix};\quad \hat{P}_c=\begin{bmatrix}0 & \Psi_{zc} & \Psi_{yc}^0\\ \Psi_{zc}^0 & 0 & \Psi_{xc}\\ \Psi_{yc} & \Psi_{xc}^0 & 0\end{bmatrix}. \tag{8}$$

Величины, входящие в функциональные матрицы (8), имеют вид

$$\Psi_{xxc}=\frac{1}{r_c}k^2\varepsilon_0\mu_0+\frac{\left|3(x-x_{c0})^2-r_c^2\right|}{r_c^5}-$$

$$-k_1^2\frac{(x-x_{c0})^2}{r_c^3}+ik_1\frac{\left|3(x-x_{c0})^2-r_c^2\right|}{r_c^4},$$

$$\Psi_{yyc}=\frac{1}{r_c}k^2\varepsilon_0\mu_0+\frac{\left|3(y-y_{c0})^2-r_c^2\right|}{r_c^5}-$$

$$-k_1^2\frac{(y-y_{c0})^2}{r_c^3}+ik_1\frac{\left|3(y-y_{c0})^2-r_c^2\right|}{r_c^4},$$

$$\Psi_{zzc}=\frac{1}{r_c}k^2\varepsilon_0\mu_0+\frac{\left|3(z-z_{c0})^2-r_c^2\right|}{r_c^5}-$$

$$-k_1^2\frac{(z-z_{c0})^2}{r_c^3}+ik_1\frac{\left|3(z-z_{c0})^2-r_c^2\right|}{r_c^4},$$

$$\Psi_{xyc}=\Psi_{yxc}=\frac{3(x-x_{c0})(y-y_{c0})}{r_c^5}-$$

$$-k_1^2\frac{(x-x_{c0})(y-y_{c0})}{r_c^3}+ik_1\frac{3(x-x_{c0})(y-y_{c0})}{r_c^4},$$

$$\Psi_{xzc}=\Psi_{zxc}=\frac{3(x-x_{c0})(z-z_{c0})}{r_c^5}-$$

$$-k_1^2\frac{(x-x_{c0})(z-z_{c0})}{r_c^3}+ik_1\frac{3(x-x_{c0})(z-z_{c0})}{r_c^4},$$

$$\Psi_{yzc}=\Psi_{zyc}=\frac{3(y-y_{c0})(z-z_{c0})}{r_c^5}-$$

$$-k_1^2\frac{(y-y_{c0})(z-z_{c0})}{r_c^3}+ik_1\frac{3(y-y_{c0})(z-z_{c0})}{r_c^4},$$

$$\Psi_{xc}=\frac{(x-x_{c0})}{r_c^3}+ik_1\frac{(x-x_{c0})}{r_c^2},\quad \Psi^0_{xc}=-\Psi_{xc},$$

$$\Psi_{yc}=\frac{(y-y_{c0})}{r_c^3}+ik_1\frac{(y-y_{c0})}{r_c^2},\quad \Psi^0_{yc}=-\Psi_{yc},$$

$$\Psi_{zc}=\frac{(z-z_{c0})}{r_c^3}+ik_1\frac{(z-z_{c0})}{r_c^2},\quad \Psi^0_{zc}=-\Psi_{zc}.$$

Поле в произвольной точке пространства, лежащей вне сферы и перед экраном, представим в виде (7)

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{E}_0(\vec{r},t)+\vec{E}_{расс}(\vec{r},t),$$

где $\vec{E}_0(\vec{r},t)$ – невозмущенное поле падающей волны.

На поверхности идеального металлического экрана тангенциальная составляющая полного электрического поля равна нулю. Это условие для случая рассеяния плоской волны, когда она распространяется вдоль оси z декартовой прямоугольной системы координат, а сфера расположена на оси z на расстоянии l от плоского металлического экрана, перпендикулярного к оси z, представим для точки экрана $\left(x=0, y=0, z=z_{10}+l\right)$ в виде (4):

$$1+\frac{1}{\Delta^{эм}k_1^3}\left(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a\right)\left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}-1\right)\times\right.$$

$$\times\left\{\left(g^{э}_{xx1}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\beta^{э}_{xy1}\right)\psi_{xx1}+\left(g^{э}_{xx2}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\beta^{э}_{xy2}\right)\psi_{xx2}\right\}-$$

$$-ik\mu_0\left(\frac{\mu}{\mu_0}-1\right)\left\{-\left(g^{м}_{yx1}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\beta^{м}_{yy1}\right)\psi_{z1}-\right.$$

$$\left.\left.-\left(g^{м}_{yx2}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\beta^{м}_{yy2}\right)\psi_{z2}\right\}\right]=0,$$

$$\left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}-1\right)\left\{\left(g^{э}_{yx1}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\beta^{э}_{yy1}\right)\psi_{yy1}+\right.\right.$$

$$\left.+\left(g^{э}_{yx2}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\beta^{э}_{yy2}\right)\psi_{yy2}\right\}-$$

$$-ik\mu_0\left(\frac{\mu}{\mu_0}-1\right)\left\{-\left(g^{м}_{xx1}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\beta^{м}_{xy1}\right)\psi^0_{z1}-\right.$$

$$\left.\left.-\left(g^{м}_{xx2}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\beta^{м}_{xy2}\right)\psi^0_{z2}\right\}\right]=0.$$

Из детерминанта системы уравнений (3) определяются резонансные условия для случая, когда в сфере $a/\lambda_g\sim 1$.

Если в выражениях (4), (7) индекс c принимает значение $c=1$, то соотношения (7) определяют рассеянное поле на резонансной магнитодиэлектрической сфере в свободном пространстве и имеют вид

$$\vec{E}_{расс}(\vec{r},t)=\frac{3}{k_1^3}(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a)\times$$

$$\times\left\{\frac{\varepsilon_{эф}-\varepsilon_0}{\varepsilon_{эф}+2\varepsilon_0}\hat{L}\vec{E}_0(\vec{r}')-ik\mu_0\frac{\mu_{эф}-\mu_0}{\mu_{эф}+2\mu_0}(-1)\hat{P}\vec{H}_0(\vec{r}')\right\}e^{i(wt-k_1r)},$$

$$\vec{H}_{расс}(\vec{r},t)=\frac{3}{k_1^3}(\sin k_1a-k_1a\cos k_1a)\times$$

$$\times\left\{\frac{\mu_{эф}-\mu_0}{\mu_{эф}+2\mu_0}(-1)\hat{L}\vec{H}_0(\vec{r}')+ik\varepsilon_0\frac{\varepsilon_{эф}-\varepsilon_0}{\varepsilon_{эф}+2\varepsilon_0}\hat{P}\vec{E}_0(\vec{r}')\right\}e^{i(wt-k_1r)}, \tag{9}$$

где $\hat{L}$ и $\hat{P}$ – функциональные матрицы (8), величина $r=\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2}$ определяет точку наблюдения (x,y,z) вне сферы рассеянного поля по отношению к центру рассеивающей сферы (x_0,y_0,z_0), а $\vec{E}_0(\vec{r}'),\vec{H}_0(\vec{r}')$ – поле падающей волны в центре сферы [3].

Из (9) для сферы в свободном пространстве можно получить условия для электрического и магнитного резонансов в виде (6) [1, 2]:

$$F(ka\sqrt{\varepsilon\mu})=-\frac{2\varepsilon_0}{\varepsilon},\quad F(ka\sqrt{\varepsilon\mu})=-\frac{2\mu_0}{\mu}.$$

Литература: 1. *Козарь А.И., Хижняк Н.А.* Отражение электромагнитных волн от резонансной диэлектрической сферы в волноводе // Укр.физ.журн. 1970. Т.15. С. 847-849. 2. *Хижняк Н.А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев.: Наук. думка, 1986. 279 с. 3. *Левин Л.* Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит. 1954. 216 с.

Поступила в редколлегию 29.05.2002

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Стороженко В.А.

Козарь Анатолий Иванович, канд. физ.-мат. наук, профессор кафедры физики ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика. Адрес: Украина, 61103, Харьков, ул. 23 Августа, 39, кв. 51, тел. 33-61-43 дом., 40-93-45 раб.