Известия Гомельского государственного университета имени
Ф.Скорины, 6(9), Проблемы взаимодействия излучения с веществом, 2001

Восстановление электромагнитного поля на антенной решетке

Ю.Д.Черниченко

1. Введение

Разработка и внедрение методов определения основных характеристик антенн по измерениям амплитуд и фаз электромагнитного поля в ближней зоне остается одной из важнейших задач [1, 2]. В связи с этим возникает потребность разработки математической модели, позволяющей определять распределение амплитуды и фазы электромагнитного поля в раскрыве антенной решетки (АР) по измерениям амплитудно-фазового распределения (АФР) в ближней зоне при наличии радиопрозрачного укрытия (РПУ). Выбор формы измерительной поверхности в ближней зоне обычно определяется конструктивными особенностями АР.

При планарных измерениях поля в ближней зоне измерительная плоскость S (область V) располагается параллельно плоскости раскрыва S_0 на расстоянии $z = H$. Радиопрозрачное укрытие АР, ограниченное плоскостями S_0 и S' (область V'), имеет толщину $z = h$. В этом случае компоненты электромагнитного поля $\vec{\mathcal{E}}_0, \vec{\mathcal{H}}_0$ на плоскости раскрыва S_0 определяются по распределению поля $\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}}$ на измерительной плоскости S. Будем считать, что поле в области V_0 отсутствует, т.е.

$$\vec{\mathcal{E}}'_{|V_0} = 0, \quad \vec{\mathcal{H}}'_{|V_0} = 0, \tag{1}$$

а на границах S_0 и S' выполняются условия непрерывности полей

$$\vec{\mathcal{E}}'_{|S_0} = \vec{\mathcal{E}}_0(\vec{r}_0), \vec{\mathcal{H}}'_{|S_0} = \vec{\mathcal{H}}_0(\vec{r}_0); \quad \vec{\mathcal{E}}_{|S'} = \vec{\mathcal{E}}'_{|S'} = \vec{\mathcal{E}}^{S'}(\vec{r}'), \vec{\mathcal{H}}_{|S'} = \vec{\mathcal{H}}'_{|S'} = \vec{\mathcal{H}}^{S'}(\vec{r}'). \tag{2}$$

В соответствии с принципом Гюйгенса соотношения (1), (2) означают, что на границах S_0 и S' распределены эквивалентные поверхностные источники – поверхностные токи:

$$\vec{\eta}' = [\vec{\nu}_0, \vec{H}_0(\vec{r}_0)], \vec{\eta}'_{\text{м}} = -[\vec{\nu}_0, \vec{E}_0(\vec{r}_0)], \quad \vec{\eta} = [\vec{\nu}_0, \vec{H}^{S'}(\vec{r}')], \vec{\eta}_{\text{м}} = -[\vec{\nu}_0, \vec{E}^{S'}(\vec{r}')],$$

где

$$\vec{\mathcal{E}}_0 = e^{i\omega t}\vec{E}_0, \vec{\mathcal{H}}_0 = e^{i\omega t}\vec{H}_0; \quad \vec{\mathcal{E}}^{(')} = e^{i\omega t}\vec{E}^{(')}, \vec{\mathcal{H}}^{(')} = e^{i\omega t}\vec{H}^{(')}. \tag{3}$$

Здесь совокупный индекс ($'$) принимает два значения: либо он есть (область V'), либо его нет (область V).

Для вычисления полей в области $V^{(')}$ необходимо решить обобщенную задачу об излучении, возбуждаемом эквивалентными магнитными и электрическими токами (1). При этом поля $\vec{E}^{(')}$ и $\vec{H}^{(')}$ удовлетворяют обобщенным уравнениям Максвелла

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \text{rot}\vec{H}^{(')} & = & i\omega\dot{\varepsilon}^{(')}\vec{E}^{(')} + \vec{j}^{(')}_{\text{ст}}, \\ \text{rot}\vec{E}^{(')} & = & -i\omega\dot{\mu}^{(')}\vec{H}^{(')} - \vec{j}^{(')}_{\text{м}}, \end{array} \right. \tag{4}$$

где $\quad \vec{j}'_{\text{ст}} = \vec{\eta}'\delta(\nu' - \nu), \vec{j}'_{\text{ст}}|_{V'} = 0; \quad \vec{j}'_{\text{м}} = \vec{\eta}'_{\text{м}}\delta(\nu' - \nu), \vec{j}'_{\text{м}}|_{V'} = 0.$
Считая, что среда в области V' линейная, система (4) распадается на две:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{rot}\vec{H}'_1 = i\omega\dot{\varepsilon}'\vec{E}'_1 + \vec{j}'_{\text{ст}}, & \vec{j}'_{\text{ст}} = \vec{\eta}'\delta(\nu' - \nu), \\ \text{rot}\vec{E}'_1 = -i\omega\dot{\mu}'\vec{H}'_1, & \vec{j}'_{\text{ст}}|_{V'} = 0, \end{array} \right. \tag{5}$$

$$\begin{cases} \mathrm{rot}\vec{H}'_2 = i\omega\dot{\varepsilon}'\vec{E}'_2, & \vec{j}'_{\text{м}} = \vec{\eta}'_{\text{м}}\delta(\nu' - \nu), \\ \mathrm{rot}\vec{E}'_2 = -i\omega\dot{\mu}'\vec{H}'_2 - \vec{j}'_{\text{м}}, & \vec{j}'_{\text{м}}|_{V'} = 0, \end{cases} \tag{6}$$

где

$$\begin{gathered} \vec{E}' = \vec{E}'_1 + \vec{E}'_2, \quad \vec{H}' = \vec{H}'_1 + \vec{H}'_2, \\ \dot{\varepsilon}' = \varepsilon'_1 - i\varepsilon'_2, \quad \varepsilon'_1 = \varepsilon'\cos\alpha', \quad \varepsilon'_2 = \sigma/\omega + \varepsilon'\sin\alpha', \\ \dot{\mu}' = \mu'_1 - i\mu'_2, \quad \mu'_1 = \mu'\cos\beta', \quad \mu'_2 = \mu'\sin\beta'. \end{gathered} \tag{7}$$

Здесь α' и β' – углы инерционности поляризации и магнитных потерь для среды области V' соответственно.

2. Вычисление полей $\vec{E}'$ и $\vec{H}'$

Поскольку в области V' среда однородна и

$$\mathrm{div}\vec{H}'_1 = 0, \tag{8}$$

то электрическая задача (5) сводится к неоднородному уравнению Гельмгольца для поля $\vec{H}'_1(\vec{r}')$

$$\nabla^2\vec{H}'_1 + k'^2\vec{H}'_1 = -\mathrm{rot}\vec{j}'_{\text{ст}}, \tag{9}$$

при

$$\vec{j}'_{\text{ст}} = \vec{\eta}'\delta(\nu' - \nu), \tag{10}$$

где

$$k'^2 = \dot{\varepsilon}'\dot{\mu}'\omega^2, \quad k' = k'_1 - ik'_2, \quad k'_1 > 0, k'_2 \geq 0. \tag{11}$$

В то же время решение для поля $\vec{E}'_1(\vec{r}')$ в области V' находится из первого уравнения системы (5) при $\vec{j}'_{\text{ст}|V'} = 0$, т.е.

$$\vec{E}'_1(\vec{r}') = \frac{-i}{\omega\dot{\varepsilon}'}\mathrm{rot}\vec{H}'_1(\vec{r}'), \quad \vec{r}' \in V'. \tag{12}$$

Учитывая требование непрерывности тангенциальной компоненты $\vec{j}'_{\text{ст}}$, а именно

$$(\vec{j}'_{\text{ст}})_\tau|_{S_0} = 0, \tag{13}$$

решение уравнения (9) в области V' дается выражением [3]

$$\vec{H}'_1(\vec{r}') = \iint_{S_0} dS_0 G_{k'}\left(|\vec{r}' - \vec{r}_0|\right)\left[\frac{\vec{r}' - \vec{r}_0}{|\vec{r}' - \vec{r}_0|}; [\vec{\nu}_0, \vec{H}_0(\vec{r}_0)]\right], \quad \vec{r}' \in V', \tag{14}$$

где

$$G_{k'}\left(|\vec{r}' - \vec{r}_0|\right) = \frac{1}{4\pi}\frac{d}{d|\vec{r}' - \vec{r}_0|}\left(\frac{\exp(-ik'|\vec{r}' - \vec{r}_0|)}{|\vec{r}' - \vec{r}_0|}\right). \tag{15}$$

Решение же магнитной задачи (6), вытекающее из принципа перестановочной двойственности [3], имеет аналогичный вид:

$$\vec{E}_2'(\vec{r'}) = \iint\limits_{S_0} dS_0 G_{k'}\left(|\vec{r'} - \vec{r}_0|\right)\left[\frac{\vec{r'} - \vec{r}_0}{|\vec{r'} - \vec{r}_0|}, [\vec{\nu}_0, \vec{E}_0(\vec{r}_0)]\right], \tag{16}$$

$$\vec{H}_2'(\vec{r'}) = \frac{i}{\omega\dot{\mu}'}\mathrm{rot}\vec{E}_2'(\vec{r'}), \quad \vec{r'} \in V'. \tag{17}$$

Очевидно, что в силу однородности среды в области V, выражения для полей $\vec{E}_n$, $\vec{H}_n$, $(n = 1, 2)$ по форме идентичны решениям (12), (14),(16) и (17) в области V':

$$\begin{aligned}
\vec{E}_1(\vec{r}) &= \frac{-i}{\omega\dot{\varepsilon}}\mathrm{rot}\vec{H}_1(\vec{r}), && (18)\\
\vec{H}_1(\vec{r}) &= \iint\limits_{S'} dS' G_k\left(|\vec{r} - \vec{r'}|\right)\left[\frac{\vec{r} - \vec{r'}}{|\vec{r} - \vec{r'}|}, [\vec{\nu}_0, \vec{H}^{S'}(\vec{r'})]\right], && (19)\\
\vec{E}_2(\vec{r}) &= \iint\limits_{S'} dS' G_k\left(|\vec{r} - \vec{r'}|\right)\left[\frac{\vec{r} - \vec{r'}}{|\vec{r} - \vec{r'}|}, [\vec{\nu}_0, \vec{E}^{S'}(\vec{r'})]\right], && (20)\\
\vec{H}_2(\vec{r}) &= \frac{i}{\omega\dot{\mu}}\mathrm{rot}\vec{E}_2(\vec{r}), \quad \vec{r} \in V. && (21)
\end{aligned}$$

3. Фурье-преобразование полей

Поскольку поверхности S_0 и S' - плоские границы, то решения (12), (14), (16), (17) и (19)–(22) можно выразить через свертки для двухмерного Фурье-преобразования:

$$h(p,q) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} dxdy e^{i\vec{\rho}\cdot\vec{k}_\perp} H(x,y), \tag{22}$$

$$H(x,y) = \frac{1}{(2\pi)^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} dpdq e^{-i\vec{\rho}\cdot\vec{k}_\perp} h(p,q), \tag{23}$$

где $\vec{k}_\perp = (p;q)$, $\vec{\rho} = (x;y)$, $\vec{\rho}\cdot\vec{k}_\perp = px + qy$.

После применения Фурье-преобразования (22) к решениям (12), (14), (16), (17) и (19)–(22) и вычисления возникающих при этом интегралов приходим к следующим результатам:

$$\begin{bmatrix} -\frac{pq}{\omega\dot{\mu}'\Gamma'}e_{ox} - \frac{q^2+\Gamma'^2}{\omega\dot{\mu}'\Gamma'}e_{oy} + h_{ox} \\ \frac{p^2+\Gamma'^2}{\omega\dot{\mu}'\Gamma'}e_{ox} + \frac{pq}{\omega\dot{\mu}'\Gamma'}e_{oy} + h_{oy} \\ \frac{-q}{\omega\dot{\mu}'}e_{ox} + \frac{p}{\omega\dot{\mu}'}e_{oy} - \frac{p}{\Gamma'}h_{ox} - \frac{q}{\Gamma'}h_{oy} \end{bmatrix} = 2e^{iz'\Gamma'}\begin{bmatrix} h_x' \\ h_y' \\ h_z' \end{bmatrix}, \tag{24}$$

$$\begin{bmatrix} e_{ox} + \frac{pq}{\omega\dot{\varepsilon}'\Gamma'}h_{ox} + \frac{q^2+\Gamma'^2}{\omega\dot{\varepsilon}'\Gamma'}h_{oy} \\ e_{oy} - \frac{p^2+\Gamma'^2}{\omega\dot{\varepsilon}'\Gamma'}h_{ox} - \frac{pq}{\omega\dot{\varepsilon}'\Gamma'}h_{oy} \\ \frac{-p}{\Gamma'}e_{ox} - \frac{q}{\Gamma'}e_{oy} + \frac{q}{\omega\dot{\varepsilon}'}h_{ox} - \frac{p}{\omega\dot{\varepsilon}'}h_{oy} \end{bmatrix} = 2e^{iz'\Gamma'} \begin{bmatrix} e'_x \\ e'_y \\ e'_z \end{bmatrix}, \tag{25}$$

$$\begin{bmatrix} -\frac{pq}{\omega\dot{\mu}\Gamma}e^{s'}_x - \frac{q^2+\Gamma^2}{\omega\dot{\mu}\Gamma}e^{s'}_y + h^{s'}_x \\ \frac{p^2+\Gamma^2}{\omega\dot{\mu}\Gamma}e^{s'}_x + \frac{pq}{\omega\dot{\mu}\Gamma}e^{s'}_y + h^{s'}_y \\ -\frac{q}{\omega\dot{\mu}}e^{s'}_x + \frac{p}{\omega\dot{\mu}}e^{s'}_y - \frac{p}{\Gamma}h^{s'}_x - \frac{q}{\Gamma}h^{s'}_y \end{bmatrix} = 2e^{i(H-h)\Gamma} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{bmatrix}, \tag{26}$$

$$\begin{bmatrix} e^{s'}_x + \frac{pq}{\omega\dot{\varepsilon}\Gamma}h^{s'}_x + \frac{q^2+\Gamma^2}{\omega\dot{\varepsilon}\Gamma}h^{s'}_y \\ e^{s'}_y - \frac{p^2+\Gamma^2}{\omega\dot{\varepsilon}\Gamma}h^{s'}_x - \frac{pq}{\omega\dot{\varepsilon}\Gamma}h^{s'}_y \\ -\frac{p}{\Gamma}e^{s'}_x - \frac{q}{\Gamma}e^{s'}_y + \frac{q}{\omega\dot{\varepsilon}}h^{s'}_x - \frac{p}{\omega\dot{\varepsilon}}h^{s'}_y \end{bmatrix} = 2e^{i(H-h)\Gamma} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{bmatrix}. \tag{27}$$

Здесь $\Gamma' = -i\sqrt{k_\perp^2 - k'^2} = \begin{cases} -i\sqrt{k_\perp^2 - k'^2}, & k_\perp \geq |k'|, \\ \sqrt{k'^2 - k_\perp^2}, & k_\perp \leq |k'|. \end{cases}$

Из требований непрерывности (2) для полей $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$, $\vec{E}^{S'}$, $\vec{H}^{S'}$ и решений (24)–(27) при $z' = 0$ и $H = h$ получаем уравнения связей:

$$\begin{bmatrix} pqe_{ox} + (q^2+\Gamma'^2)e_{oy} + \omega\dot{\mu}'\Gamma' h_{ox} \\ (p^2+\Gamma'^2)e_{ox} + pqe_{oy} - \omega\dot{\mu}'\Gamma' h_{oy} \\ -qe_{ox} + pe_{oy} - \omega\dot{\mu}' h_{oz} \\ pe_{ox} + qe_{oy} + \Gamma' e_{oz} \end{bmatrix} = 0, \quad \begin{bmatrix} \omega\dot{\varepsilon}'\Gamma' e_{ox} - pqh_{ox} - (q^2+\Gamma'^2)h_{oy} \\ \omega\dot{\varepsilon}'\Gamma' e_{oy} + (p^2+\Gamma'^2)h_{ox} + pqh_{oy} \\ qh_{ox} - ph_{oy} - \omega\dot{\varepsilon}' e_{oz} \\ ph_{ox} + qh_{oy} + \Gamma' h_{oz} \end{bmatrix} = 0, \tag{28}$$

$$\begin{bmatrix} pqe^{s'}_x + (q^2+\Gamma^2)e^{s'}_y + \omega\dot{\mu}\Gamma h^{s'}_x \\ (p^2+\Gamma^2)e^{s'}_x + pqe^{s'}_y - \omega\dot{\mu}\Gamma h^{s'}_y \\ -qe^{s'}_x + pe^{s'}_y - \omega\dot{\mu} h^{s'}_z \\ pe^{s'}_x + qe^{s'}_y + \Gamma e^{s'}_z \end{bmatrix} = 0, \quad \begin{bmatrix} \omega\dot{\varepsilon}\Gamma e^{s'}_x - pqh^{s'}_x - (q^2+\Gamma^2)h^{s'}_y \\ \omega\dot{\varepsilon}\Gamma e^{s'}_y + (p^2+\Gamma^2)h^{s'}_x + pqh^{s'}_y \\ qh^{s'}_x - ph^{s'}_y - \omega\dot{\varepsilon} e^{s'}_z \\ ph^{s'}_x + qh^{s'}_y + \Gamma h^{s'}_z \end{bmatrix} = 0. \tag{29}$$

Используя уравнения связей (28), (29), решения (24)–(27) принимают простой вид:

$$\begin{bmatrix} h_{ox} \\ h_{oy} \\ h_{oz} \end{bmatrix} = e^{iz'\Gamma'} \begin{bmatrix} h'_x \\ h'_y \\ h'_z \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} e_{ox} \\ e_{oy} \\ e_{oz} \end{bmatrix} = e^{iz'\Gamma'} \begin{bmatrix} e'_x \\ e'_y \\ e'_z \end{bmatrix}, \tag{30}$$

$$\begin{bmatrix} h^{s'}_x \\ h^{s'}_y \\ h^{s'}_z \end{bmatrix} = e^{i(H-h)\Gamma} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} e^{s'}_x \\ e^{s'}_y \\ e^{s'}_z \end{bmatrix} = e^{i(H-h)\Gamma} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{bmatrix}. \tag{31}$$

Для того, чтобы связать поля $\vec{E}, \vec{H}$ с полями $\vec{E}_0, \vec{H}_0$, необходимо наложить дополнительные условия непрерывности векторов электрической $\vec{D}$ и магнитной $\vec{B}$ индукций на границе S' двух диэлектриков:

$$(\vec{D}' - \vec{D}^{s'}) \cdot \vec{\nu}_0 = 0, \quad (\vec{B}' - \vec{B}^{s'}) \cdot \vec{\nu}_0 = 0 \text{ на } S'. \tag{32}$$

Очевидно, что для спектров соотношения (35) принимают вид

$$\dot{\varepsilon}' e'_z = \dot{\varepsilon} e^{s'}_z, \quad \dot{\mu}' h'_z = \dot{\mu} h^{s'}_z \text{ на } S'(z = h). \tag{33}$$

Теперь, используя уравнения связей (28), (29) и условия (3$\overset{3}{\cancel{4}}$), выражаем из решений (30) и (31) спектры полей в ближней зоне через спектры полей на раскрыве АР при наличии РПУ:

$$\begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix} = \frac{e^{-i(H-h)\Gamma - ih\Gamma'}}{\dot{\varepsilon}\Gamma' k_\perp^2} \begin{bmatrix} \dot{\varepsilon}'\Gamma p^2 + \dot{\varepsilon}\Gamma' q^2 & pq(\dot{\varepsilon}'\Gamma - \dot{\varepsilon}\Gamma') \\ pq(\dot{\varepsilon}'\Gamma - \dot{\varepsilon}\Gamma') & \dot{\varepsilon}'\Gamma q^2 + \dot{\varepsilon}\Gamma' p^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{ox} \\ e_{oy} \end{bmatrix}, \tag{34}$$

$$\begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix} = \frac{e^{-i(H-h)\Gamma - ih\Gamma'}}{\omega\dot{\varepsilon}\Gamma' k_\perp^2} \begin{bmatrix} -pq(\Gamma\Gamma' - \omega^2\dot{\varepsilon}\dot{\mu}') & \Gamma\Gamma' p^2 + \omega^2\dot{\varepsilon}\dot{\mu}' q^2 \\ -(\Gamma\Gamma' q^2 + \omega^2\dot{\varepsilon}\dot{\mu}' p^2) & pq(\Gamma\Gamma' - \omega^2\dot{\varepsilon}\dot{\mu}') \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{ox} \\ h_{oy} \end{bmatrix}, \tag{35}$$

$$\begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} = \frac{e^{-i(H-h)\Gamma - ih\Gamma'}}{\omega\dot{\mu}\Gamma' k_\perp^2} \begin{bmatrix} pq(\Gamma\Gamma' - \omega^2\dot{\varepsilon}'\dot{\mu}) & -(\Gamma\Gamma' p^2 + \omega^2\dot{\varepsilon}'\dot{\mu} q^2) \\ \Gamma\Gamma' q^2 + \omega^2\dot{\varepsilon}'\dot{\mu} p^2 & -pq(\Gamma\Gamma' - \omega^2\dot{\varepsilon}'\dot{\mu}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{ox} \\ e_{oy} \end{bmatrix}, \tag{36}$$

$$\begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} = \frac{e^{-i(H-h)\Gamma - ih\Gamma'}}{\dot{\mu}\Gamma' k_\perp^2} \begin{bmatrix} \dot{\mu}'\Gamma p^2 + \dot{\mu}\Gamma' q^2 & pq(\dot{\mu}'\Gamma - \dot{\mu}\Gamma') \\ pq(\dot{\mu}'\Gamma - \dot{\mu}\Gamma') & \dot{\mu}'\Gamma q^2 + \dot{\mu}\Gamma' p^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{ox} \\ h_{oy} \end{bmatrix}. \tag{37}$$

Обращение матричных решений (34)–(37) дает формулы, выражающие спектры полей на раскрыве АР через спектры полей в ближней зоне:

$$\begin{bmatrix} h_{ox} \\ h_{oy} \end{bmatrix} = \frac{e^{i(H-h)\Gamma + ih\Gamma'}}{\omega\dot{\mu}'\Gamma k_\perp^2} \begin{bmatrix} pq(\Gamma\Gamma' - \omega^2\dot{\varepsilon}\dot{\mu}') & -(\Gamma\Gamma' p^2 + \omega^2\dot{\varepsilon}\dot{\mu}' q^2) \\ \Gamma\Gamma' q^2 + \omega^2\dot{\varepsilon}\dot{\mu}' p^2 & -pq(\Gamma\Gamma' - \omega^2\dot{\varepsilon}\dot{\mu}') \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix}, \tag{38}$$

$$\begin{bmatrix} e_{ox} \\ e_{oy} \end{bmatrix} = \frac{e^{i(H-h)\Gamma + ih\Gamma'}}{\dot{\varepsilon}'\Gamma k_\perp^2} \begin{bmatrix} \dot{\varepsilon}'\Gamma q^2 + \dot{\varepsilon}\Gamma' p^2 & -pq(\dot{\varepsilon}'\Gamma - \dot{\varepsilon}\Gamma') \\ -pq(\dot{\varepsilon}'\Gamma - \dot{\varepsilon}\Gamma') & \dot{\varepsilon}'\Gamma p^2 + \dot{\varepsilon}\Gamma' q^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix}, \tag{39}$$

$$\begin{bmatrix} e_{ox} \\ e_{oy} \end{bmatrix} = \frac{e^{i(H-h)\Gamma + ih\Gamma'}}{\omega\dot{\varepsilon}'\Gamma k_\perp^2} \begin{bmatrix} -pq(\Gamma\Gamma' - \omega^2\dot{\varepsilon}'\dot{\mu}) & \Gamma\Gamma' p^2 + \omega^2\dot{\varepsilon}'\dot{\mu} q^2 \\ -(\Gamma\Gamma' q^2 + \omega^2\dot{\varepsilon}'\dot{\mu} p^2) & pq(\Gamma\Gamma' - \omega^2\dot{\varepsilon}'\dot{\mu}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix}, \tag{40}$$

$$\begin{bmatrix} h_{ox} \\ h_{oy} \end{bmatrix} = \frac{e^{i(H-h)\Gamma + ih\Gamma'}}{\dot{\mu}'\Gamma k_\perp^2} \begin{bmatrix} \dot{\mu}'\Gamma q^2 + \dot{\mu}\Gamma' p^2 & -pq(\dot{\mu}'\Gamma - \dot{\mu}\Gamma') \\ -pq(\dot{\mu}'\Gamma - \dot{\mu}\Gamma') & \dot{\mu}'\Gamma p^2 + \dot{\mu}\Gamma' q^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix}. \tag{41}$$

4. Заключение

Найденные выше решения были получены в предположении, что на границе S' $(z = h)$, представляющей границу раздела двух диэлектриков, поверхностные электрические и магнитные заряды отсутствуют $(\mathrm{div}\vec{D} = 0, \mathrm{div}\vec{B} = 0)$. В то же время поверхностные токи на этой границе существуют $(\mathrm{div}\vec{E} = -(1/\varepsilon)\vec{E}\mathrm{grad}\varepsilon \neq 0, \mathrm{div}\vec{H} = -(1/\mu)\vec{H}\mathrm{grad}\mu \neq 0$ на $S')$.

Полученные решения могут быть использованы для расчета компонент спектра электромагнитного поля на раскрыве АР по спектру электромагнитного поля в ближней зоне при наличии многослойного РПУ.

Abstract. На основе обобщенных уравнений Максвелла разработан метод восстановления электромагнитного поля на антенной решетке с радиопрозрачным укрытием по распределению электромагнитного поля в ближней зоне.

Литература

[1] Ю.Ю.Шишов, Зарубежная радиоэлектроника, 1983, N 10, с.58–74.

[2] А.Ф.Страхов, *Автоматизированные антенные измерения,* М., Радио и связь, 1985

[3] В.В.Никольский, *Электродинамика и рапространение радиоволн,* М., Наука, 1973.

Гомельский государственный
технический университет

Поступило 17.05.2001