

2.3.3. Метод расчета ЭПР наземного объекта с неидеально отражающей поверхностью

Предлагаемый метод основан на получаемых из леммы Лоренца интегральных представлениях полей, учитывающих электродинамические взаимодействия между рассеивателем и границей однородного полупространства. Кроме того, учитывается наличие неоднородностей (острые кромки и радиопоглощающие покрытия) на поверхности исследуемого объекта.

Рассмотрим падение плоской монохроматической волны (2.1) на неидеально отражающий наземный объект. Воспользовавшись леммой Лоренца [10], можно получить выражение для поля, рассеянного объектом с поверхностью S :

$$\vec{p} \cdot \vec{E}(x_0) = \frac{1}{j\omega} \int_S [\vec{H}^\perp(x) \cdot \vec{\mathcal{E}}(x | x_0, \vec{p}) + \vec{E}^\perp(x) \cdot \vec{\mathcal{H}}(x | x_0, \vec{p})] dS_x, \quad (2.112)$$

где $\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}}(x | x_0, \vec{p})$ – поле электрического диполя, расположенного в точке x_0 с вектор-моментом \vec{p} в присутствии границы D полупространства V^1 (рис. 2.45), $(\vec{E}^\perp, \vec{H}^\perp)$ – как и ранее, повернутые на 90° тангенциальные составляющие полного поля на поверхности объекта S . В частности, если неидеальность границы объекта связана с наличием эквидистантного радиопоглощающего слоя на идеально проводящей поверхности рассеивателя, то для нахождения поля (\vec{E}, \vec{H}) можно воспользоваться решением модельной задачи, изложенным в подразделе 2.1. Отметим, что для случая обратного рассеяния $\vec{x}_0 = -r \cdot \vec{R}^0$. Если $r \rightarrow \infty$, то выражение для поля диполя асимптотически можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{x}_0, \vec{p}) &\sim \Omega(k_0 r) \vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}), \\ \vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{x}_0, \vec{p}) &\sim \Omega(k_0 r) \vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}), \end{aligned} \quad (2.113)$$

где

$$\Omega(k_0 r) = \frac{e^{jk_0 r}}{4\pi k_0 r}.$$

Поле $\vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}_0, \vec{p})$, $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}_0, \vec{p})$ порождено плоской волной

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}_0(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \vec{p}^T \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \\ \vec{\mathcal{H}}_0(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) &= -k_0^2 \omega \vec{p}^\perp \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \end{aligned} \quad (2.114)$$

где $\vec{p}^\perp = \vec{R}^0 \times \vec{p}$, $\vec{p}^T = \vec{p} - \vec{R}^0(\vec{R}^0 \cdot \vec{p})$.

Следовательно, поле над поверхностью D в отсутствие рассеивателя S можно записать в виде

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} [\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x}))], \quad (2.115)$$

$$\vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) = -k_0^2 \omega [\vec{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^{1\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x}))], \quad (2.116)$$

где $\vec{p}^{0\perp} = \vec{R}^0 \times \vec{p}^0$, $\vec{p}^{1\perp} = \vec{R}^1 \times \vec{p}^1$, $\vec{p}^0 = \vec{p}^T$, \vec{p}^1 – вектор, рассчитываемый с помощью выражений (2.12), (2.13).

Таким образом, так же как и в п. 2.3.1, будем считать, что поверхность S облучается, во-первых, исходной плоской волной, распространяющейся в направлении \vec{R}^0 и, во-вторых, волной преотраженной плоскостью D , распространяющейся в направлении \vec{R}^1 , (рис. 2.45).

Учет фазовых набегов, связанных с отражением от границы D , происходит также как и для идеально проводящего объекта. Например, для электрической составляющей полного поля в точке \vec{x} поверхности объекта S с учетом фазовых набегов, вызванных отражением первичной волны от плоскости D , можно записать:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \Omega(k_0 r) \times \\ \times \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right], \quad (2.117)$$

где $\vec{c} = \vec{x} - \frac{(\vec{x} \cdot \vec{n}) + h}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})} \vec{R}^1$, \vec{n} – нормаль к поверхности D , h – расстояние от центра системы координат, связанной с объектом, до поверхности D (рис. 2.46). Аналогично с учетом фазовых набегов можно записать выражение для $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p})$.

Тогда, из (2.112), с учетом полученных выражений для $\vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p})$, $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p})$, можно записать выражение для полного поля, рассеянного в направлении $-\vec{R}^0$ (над поверхностью D), при наличии объекта S :

$$\vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{R}^0) = -j k_0 \Omega(k_0 r) \times \int_S \left[\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] \vec{H}^\perp(\vec{x}) + \left[\vec{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{p}^{1\perp} \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] \vec{E}^\perp(\vec{x}) \right] dS. \quad (2.118)$$

Отметим, что $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ представляет собой эквивалентную плотность электрического тока на поверхности S неидеально отражающего объекта. Плотность поверхностного тока $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ порождена распространяющейся в направлении \vec{R}^0 плоской волной в присутствии границы D полупространства V^1 (рис. 2.45). В приближении физической оптики $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ для гладких участков поверхности S может быть представлена в виде

$$\vec{H}^\perp(\vec{x}) = \begin{cases} \vec{n}_S \times \vec{H}_1, & \vec{x} \in Q_0, \\ \vec{n}_S \times \vec{H}_2, & \vec{x} \in Q_1, \end{cases} \quad (2.119)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{H}_1 &= (\bar{R}^0 \times \bar{p}^0) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0 (\bar{R}^0 \cdot \bar{x})) + (\bar{R}^{01} \times \bar{p}^{01}) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0 (\bar{R}^{01} \cdot \bar{x})), \\ \bar{H}_2 &= (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0 (\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}) \exp(jk_0 (\bar{R}^1 \cdot \bar{x})) + \\ &+ (\bar{R}^{11} \times \bar{p}^{11}) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0 (\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}) \exp(jk_0 (\bar{R}^{11} \cdot \bar{x})). \end{aligned} \quad (2.120)$$

Здесь \bar{n}_S – нормаль к поверхности S объекта; $\bar{R}^{01} = \bar{R}^0 - 2\bar{n}_S(\bar{R}^0 \cdot \bar{n}_S)$, $\bar{R}^{11} = \bar{R}^1 - 2\bar{n}_S(\bar{R}^1 \cdot \bar{n}_S)$, \bar{p}^{01} , \bar{p}^{11} – комплексные векторные коэффициенты отражения от неидеально отражающей поверхности объекта при облучении в направлениях \bar{R}^0 и \bar{R}^1 , соответственно. Векторы \bar{p}^{01} и \bar{p}^{11} могут быть получены с помощью методики, изложенной в подразделе 2.1.1.

В выражении (2.112) $\vec{E}^\perp(\bar{x})$ представляет собой эквивалентную плотность магнитного тока на поверхности S . В приближении физической оптики $\vec{E}^\perp(\bar{x})$ можно представить в виде

$$\vec{E}^\perp(\bar{x}) = \begin{cases} \bar{n}_S \times \vec{E}_1, & \bar{x} \in Q_0, \\ \bar{n}_S \times \vec{E}_2, & \bar{x} \in Q_1, \end{cases} \quad (2.121)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \bar{p}^0 \exp(jk_0 (\bar{R}^0 \cdot \bar{x})) + \bar{p}^{01} \exp(jk_0 (\bar{R}^{01} \cdot \bar{x})), \\ \vec{E}_2 &= \bar{p}^1 \exp(jk_0 (\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}) \exp(jk_0 (\bar{R}^1 \cdot \bar{x})) + \\ &+ \bar{p}^{11} \exp(jk_0 (\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}) \exp(jk_0 (\bar{R}^{11} \cdot \bar{x})). \end{aligned} \quad (2.122)$$

С учетом (2.119)...(2.122) выражение (2.118) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned}
 \vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{R}^0) = & -jk_0 \frac{\exp(jk_0 r)}{2\pi r} \times \\
 & \times \left\{ \int_{Q_0} [\vec{p}^0 \cdot (\vec{n}_S \times \vec{H}_1) + (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \cdot (\vec{n}_S \times \vec{E}_1)] \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) dS + \right. \\
 & + \int_{Q_0} [\vec{p}^1 \cdot (\vec{n}_S \times \vec{H}_1) + (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1) \cdot (\vec{n}_S \times \vec{E}_1)] \exp\left(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - \vec{R}^1 \cdot \vec{x})\right) dS + \\
 & + \int_{Q_1} [\vec{p}^0 \cdot (\vec{n}_S \times \vec{H}_2) + (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \cdot (\vec{n}_S \times \vec{E}_2)] \exp\left(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})\right) dS + \\
 & \left. + \int_{Q_1} [\vec{p}^1 \cdot (\vec{n}_S \times \vec{H}_2) + (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1) \cdot (\vec{n}_S \times \vec{E}_2)] \exp\left(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - \vec{R}^1 \cdot \vec{x})\right) dS \right\}. \quad (2.123)
 \end{aligned}$$

Интегрирование для двух первых интегралов проводится по "освещенной" области Q_0 , а для двух других интегралов – по "освещенной" области Q_1 . Подынтегральные функции в (2.123) являются быстроосциллирующими и требуют использования кубатурных формул, описанных в подразделе 2.1.

Применив кубатурную формулу (п.2.2.2) к интегралам, входящим в (2.123), можно рассчитать поле, рассеянное гладкой частью поверхности рассматриваемого объекта.

Для поля, рассеянного локальными участками кромочного типа наземного объекта, также воспользуемся выражением (2.112). Для полного поля в точке \vec{X} поверхности S , охватывающей объект, с учетом фазовых набегов, вызванных отражением первичной волны от плоскости D , можно записать:

$$\begin{aligned}
 \vec{e}(\vec{X} | \vec{R}^0, \vec{p}) = & k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \Omega(k_0 r) \times \\
 & \times [\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X}))], \quad (2.124)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(\vec{X} | \vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \Omega(k_0 r) \times \\ \times \left[\vec{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) + p^{1\perp} \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{C} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X})) \right], \end{aligned} \quad (2.125)$$

где $\Omega(k_0, r) = \frac{\exp(jk_0 r)}{4\pi k_0 r}$, $\vec{C} = \vec{X} - \frac{(\vec{X} \cdot \vec{n}) + h}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})} \vec{R}^1$, $\vec{p}^{0\perp} = \vec{R}^0 \times \vec{p}^0$,

$\vec{p}^{1\perp} = \vec{R}^1 \times \vec{p}^1$, \vec{n} – нормаль к поверхности D , h – расстояние от центра системы координат, связанной с объектом, до поверхности D (рис. 2.46).

Тогда поле, рассеянное кромочными участками поверхности наземного объекта в направлении $-\vec{R}^0$, можно представить в виде:

$$\vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{R}^0) = -jk_0 \frac{\exp(jk_0 r)}{2\pi r} (F_0 + F_1), \quad (2.126)$$

$$\begin{aligned} F_0 = \int_{w_0} \left[\vec{H}^{a\perp}(\vec{x}) \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{C} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X})) \right] + \right. \\ \left. + \vec{E}^{a\perp}(\vec{x}) \cdot \left[\vec{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{p}^{1\perp} \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{C} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X})) \right] \right] dS, \end{aligned} \quad (2.127)$$

$$\begin{aligned} F_1 = \int_{w_1} \left[\vec{H}^{b\perp}(\vec{x}) \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{C} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X})) \right] + \right. \\ \left. + \vec{E}^{b\perp}(\vec{x}) \cdot \left[\vec{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{p}^{1\perp} \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{C} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X})) \right] \right] dS. \end{aligned} \quad (2.128)$$

Здесь W_0 – совокупность тороидальных поверхностей, охватывающих кромки, "освещенные" при облучении в направлении \vec{R}^0 (рис. 2.57), W_1 – совокупность тороидальных поверхностей, охватывающих кромки, "освещенные" волной, отраженной от поверхности D , $\vec{E}^{a\perp} = (\vec{n}_0 \times \vec{E}^a)$ и $\vec{H}^{a\perp} = (\vec{n}_0 \times \vec{H}^a)$ – плотности эквивалентных магнитного и электрических токов на поверхности W_0 (\vec{n}_0 – нормаль к поверхности W_0) при облучении в направлении \vec{R}^0 , $\vec{E}^{b\perp} = (\vec{n}_1 \times \vec{E}^b)$ и $\vec{H}^{b\perp} = (\vec{n}_1 \times \vec{H}^b)$ – плотности эквивалентных магнитного и электрических токов на поверхности W_1 (\vec{n}_1 – нормаль к поверхности W_1) при облучении в направлении \vec{R}^1 .

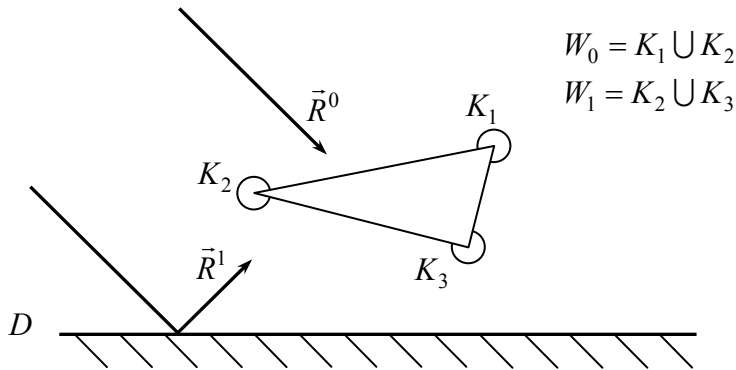


Рис. 2.57. К вопросу определения поверхностей W_0 и W_1

Рассмотрим интеграл F_0 по поверхности W_0 . Для этого введем выражение для координат точек \vec{X} на поверхности W_0 :

$$\vec{X} = \vec{x}(v) + \vec{z}, \quad (2.129)$$

где $\vec{x}(v)$ – радиус-вектор точки на изломе Y с параметром линии кромки v , а \vec{z} – ортогональный кромке в этой точке вектор, имеющий постоянную длину z_0 и направление, определяемое углом θ ($0 \leq \theta \leq \phi\pi$) (рис. 2.15).

Введем разбиение поправочного фазового векторного коэффициента \vec{C} на две части:

$$\vec{C} = \vec{c}_0(\vec{x}(\nu)) + \vec{c}_1(\vec{\tau}), \quad (2.130)$$

$$\text{где } \vec{c}_0(\vec{x}(\nu)) = \vec{x}(\nu) - \frac{(\vec{x}(\nu) \cdot \vec{n}) + h}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})} \vec{R}^1; \quad \vec{c}_1(\vec{\tau}) = \vec{\tau} - \frac{(\vec{\tau} \cdot \vec{n})}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})} \vec{R}^1.$$

Тогда \vec{E}^a и \vec{H}^a могут быть представлены в виде

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^a \\ \vec{H}^a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{\tilde{E}}^a \\ \vec{\tilde{H}}^a \end{pmatrix} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}(\nu))), \quad (2.131)$$

где $\vec{\tilde{E}}^a$, $\vec{\tilde{H}}^a$ – векторы напряженности поля, возбуждаемого на W_0 плоской волной

$$\begin{aligned} \vec{\tilde{E}}^{0a}(\vec{\tau}) &= \vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\tau})), \\ \vec{\tilde{H}}^{0a}(\vec{\tau}) &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\tau})). \end{aligned}$$

С учетом вышесказанного для интеграла F_0 по поверхности W_0 можно записать:

$$\begin{aligned} F_0 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{W_0} \left[\vec{\tilde{H}}^{a\perp}(\vec{\tau}) \cdot \vec{p}^0 + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \vec{\tilde{E}}^{a\perp} \cdot (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \right] \times \\ &\quad \times \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}(\nu))) dS + \\ &\quad + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{W_0} \left[\vec{\tilde{H}}^{a\perp}(\vec{\tau}) \cdot \vec{p}^1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \vec{\tilde{E}}^{a\perp} \cdot (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1) \right] \times \\ &\quad \times \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{C} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X})) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}(\nu))) dS. \quad (2.132) \end{aligned}$$

Выражение для интеграла F_0 при замене поверхностного интеграла повторным будет иметь вид:

$$F_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \bar{p}^0 \int_{Y_0} \exp(jk_0 2(\bar{R}^0 \cdot \bar{x}(v))) \bar{D}_{00} dv + \\ + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \bar{p}^1 \int_{Y_0} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(v)))) + \\ + (\bar{R}^0 + \bar{R}^1) \cdot \bar{x}(v)) \bar{D}_{01} dv, \quad (2.133) \\ \bar{D}_{00} = \int_{W'_0} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{\tau})) \bar{B}_{00} dz,$$

$$\bar{B}_{00} = \tilde{H}^{a\perp}(\bar{\tau}) + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\tilde{E}^{a\perp} \times \bar{R}^0), \quad (2.134)$$

$$\bar{D}_{01} = \int_{W'_0} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_1(\bar{\tau}) + \bar{R}^1 \cdot \bar{\tau})) \bar{B}_{01} dz,$$

$$\bar{B}_{01} = \tilde{H}^{a\perp}(\bar{\tau}) + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\tilde{E}^{a\perp} \times \bar{R}^1). \quad (2.135)$$

Здесь Y_0 – совокупность линий изломов, охватываемых поверхностью W_0 , W'_0 – линия пересечения поверхности W_0 и плоскости, перпендикулярной кромке.

Отметим, что первое слагаемое в выражении для интеграла F_0 аналогично соответствующему выражению для поля, рассеянного кромочным участком уединенного объекта.

Рассмотрим интеграл F_1 по поверхности W_1 . Поле (\bar{E}^b, \bar{H}^b) может быть представлено в виде

$$\begin{pmatrix} \bar{E}^b \\ \bar{H}^b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{E}^b \\ \tilde{H}^b \end{pmatrix} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(v)) + (\bar{R}^1 \cdot \bar{x}(v))))), \quad (2.136)$$

где \tilde{E}^b , \tilde{H}^b – векторы напряженности поля, возбуждаемого на W_1 плоской волной

$$\begin{aligned}\tilde{E}^{0b}(\bar{\tau}) &= \bar{p}^1 \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_1(\bar{\tau}) + (\bar{R}^1 \cdot \bar{\tau}))), \\ \tilde{H}^{0b}(\bar{\tau}) &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1) \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_1(\bar{\tau}) + (\bar{R}^1 \cdot \bar{\tau}))).\end{aligned}$$

С учетом (2.88) выражение (2.81) для интеграла F_1 можно записать в виде:

$$\begin{aligned}F_1 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{W_1} \left[\tilde{H}^{b\perp} \cdot \bar{p}^0 + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \tilde{E}^{b\perp} \cdot (\bar{R}^0 \times \bar{p}^0) \right] \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{X})) \times \\ &\quad \times \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(\nu)) + \bar{R}^1 \cdot \bar{x}(\nu))) dS + \\ &\quad + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{W_1} \left[\tilde{H}^{b\perp} \cdot \bar{p}^1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \tilde{E}^{b\perp} \cdot (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1) \right] \times \\ &\quad \times \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{C} + \bar{R}^1 \cdot \bar{X})) \times \\ &\quad \times \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(\nu)) + \bar{R}^1 \cdot \bar{x}(\nu))) dS.\end{aligned}\quad (2.137)$$

Выражение для интеграла F_1 в результате замены поверхностного интеграла повторным будет иметь вид:

$$\begin{aligned}F_1 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \bar{p}^0 \int_{Y_1} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(\nu)) + \\ &\quad + (\bar{R}^0 + \bar{R}^1) \cdot \bar{x}(\nu))) \bar{D}_{10} d\nu + \\ &+ \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \bar{p}^1 \int_{Y_1} \exp(jk_0(2((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(\nu)) + \bar{R}^1 \cdot \bar{x}(\nu))) \bar{D}_{11} d\nu,\end{aligned}\quad (2.138)$$

$$\bar{D}_{10} = \int_{W_1} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{\tau})) \bar{B}_{10} dz, \quad \bar{B}_{10} = \tilde{H}^{b\perp}(\bar{\tau}) + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\tilde{E}^{b\perp} \times \bar{R}^0), \quad (2.139)$$

$$\begin{aligned} \bar{D}_{11} &= \int_{W'_1} \exp(jk_0 ((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_1(\bar{\tau}) + \bar{R}^1 \cdot \bar{\tau})) \bar{B}_{11} dz, \\ \bar{B}_{11} &= \tilde{H}^{b\perp}(\bar{\tau}) + \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\tilde{E}^{b\perp} \times \bar{R}^1 \right), \end{aligned} \quad (2.140)$$

где Y_1 – совокупность линий изломов, охватываемых поверхностью W_1 , W'_1 – линия пересечения поверхности W_1 и плоскости, перпендикулярной линии излома.

Задача сводится к нахождению четырех векторных коэффициентов \bar{D}_{00} , \bar{D}_{01} , \bar{D}_{10} , \bar{D}_{11} , что можно сделать аналогично описанному в подразделе 2.2.4 вычислению векторного коэффициента \bar{D} с помощью процедур численного интегрирования.

Как следует из выражений (2.133), (2.138), расчет рассеяния на кромочных участках наземного объекта также может быть проинтерпретирован в терминах четырехлучевой картины распространения электромагнитных волн, как и при рассеянии на гладкой части поверхности объекта.

Суммируя поля, рассеянные гладкими и кромочными элементами поверхности, можно оценить поле, рассеянное объектом, который находится на подстилающей поверхности.

2.3.4. Характеристики рассеяния неидеально отражающей модели наземного объекта

Для проверки работоспособности предложенной методики расчета было проведено математическое моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на неидеально отражающей модели танка (рис. 2.46), снабженного РПП и расположенного на поверхности земли.

Длина модели – 8 м, ширина 3 м, высота – 2 м. При моделировании использовалось РПП со следующими параметрами: относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости: