

## Расчет рассеяния электромагнитной волны на идеально проводящем объекте, частично покрытом радиопоглощающим материалом, с помощью триангуляционных кубатурных формул

О. И. Сухаревский, В. А. Василец, А. З. Сазонов, К. И. Ткачук

Харьковский военный университет  
61043, г. Харьков, пл. Свободы, 6  
E-mail: sukharevsky@dinos.kharkov.com

Статья поступила в редакцию 1 февраля 2000 г.

Предлагается методика приближенного расчета рассеяния плоской электромагнитной волны на идеально проводящем объекте больших электрических размеров, снабженном радиопоглощающим покрытием (всего объекта либо отдельных его частей).

Методика основана на определении эквивалентных плотностей электрического и магнитного токов на поверхности рассеивателя в приближении физической оптики и последующем применении специальных кубатурных формул к расчету интегралов, описывающих рассеянное объектом поле. Приведены результаты расчетов полей, рассеянных объектом сложной формы с радиопоглощающим покрытием.

Запропоновано методику наближеного розрахунку розсіяння плоскої електромагнітної хвилі на ідеально провідному об'єкті великих електричних розмірів, вкритому (повністю або частково) радіопоглинаючим матеріалом.

Методика базується на визначенні еквівалентних густин електричного та магнітного струму на поверхні розсіювача у наближенні фізичної оптики і наступному застосуванні спеціальних кубатурних формул до розрахунку інтегралів, які описують розсіяне об'єктом поле. Наведено результати розрахунків полів, розсіяних об'єктом складної форми з радіопоглинаючим покриттям.

В ряде задач прикладной электродинамики и радиолокации возникает необходимость в получении априорной информации о характеристиках рассеяния объектов сложной формы, полностью либо частично покрытых радиопоглощающим материалом (РПМ). В частности, такие задачи возникают при обнаружении летательных аппаратов, выполненных по технологии "Stealth". При этом в качестве основной характеристики рассеяния, влияющей на вероятность обнаружения таких объектов, мы рассматривали эффективную поверхность рассеяния (ЭПР):

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\vec{p} \cdot \vec{E}^p(R\vec{r}^0)|^2}{|\vec{p}^0 \cdot \vec{E}^0(\vec{R}^0)|^2},$$

где  $\vec{E}^0(\vec{R}^0)$  – вектор электрической напряженности поля падающей в направлении орта  $\vec{R}^0$  плоской волны;  $\vec{E}^p(R\vec{r}^0)$  – вектор электрической напряженности поля, рассеянного объектом в направлении орта  $\vec{r}^0$ ;  $R$  – расстояние от объекта до точки наблюдения;  $\vec{p}$ ,  $\vec{p}^0$  – орты

поляризации соответственно приемной и передающей антенн.

Как известно [1], поле, рассеянное объектом, можно получить с помощью квадратур, зная значение тангенциальных составляющих полного поля  $(\vec{E}_T, \vec{H}_T)$  на поверхности объекта. Учитывая, что в радиолокационном случае обычно характерные размеры объектов много больше длины волны облучения (высоко-частотный диапазон), естественно находить значения  $\vec{E}_T, \vec{H}_T$  приближенно. Именно, на участках поверхности, покрытых слоем РПМ,  $\vec{E}_T, \vec{H}_T$  полагаются равными соответствующим значениям на поверхности подстроенного в рассматриваемой точке плоского слоя (из того же материала) на идеально проводящей подложке. В статье приводится решение модельной задачи о рассеянии плоской электромагнитной волны на плоском слое из РПМ на идеально проводящей подложке, пригодное для любых углов падения и произвольной поляризации падающей на слой волны.

Получающиеся при этом формулы, описывающие рассеянное объектом поле в приближении физической оптики, содержат поверхно-

стные интегралы (по “освещенной” части поверхности объекта) от быстроосциллирующих функций. В статье применяется разработанная в [3] триангуляционная кубатурная формула, позволяющая эффективно рассчитывать подобные интегралы.

Приводятся результаты численных расчетов ЭПР самолета В-2, имеющего радиопоглощающие покрытия отдельных участков поверхности, для различных ракурсов облучения.

### 1. Постановка задачи и основные расчетные соотношения.

Рассмотрим плоскую электромагнитную монохроматическую волну единичной амплитуды с ортом поляризации  $\vec{p}^0$  и направлением распространения, характеризуемым ортом  $\vec{R}^0$ :

$$\begin{aligned} \vec{E}^0(x) &= \vec{p}^0 \exp(-ik_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \\ \vec{H}^0(x) &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{p}^0 \times \vec{R}^0) \exp(-ik_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \end{aligned} \quad (1)$$

падающую на гладкий объект больших электрических размеров с поверхностью  $S$ . Здесь  $\epsilon_0, \mu_0$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости, а  $k_0$  – волновое число в свободном пространстве,  $\vec{x}$  – радиус-вектор рассматриваемой точки пространства. Тогда, воспользовавшись леммой Лоренца [1], нетрудно показать, что поле, рассеянное объектом в направлении орта  $\vec{r}^0$ , может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} \vec{p} \cdot \vec{E}^p(R\vec{r}^0) &= -ik_0 \frac{\exp(ik_0 R)}{4\pi R} \times \\ &\times \int_S \left( \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} (\vec{p} \cdot \vec{H}_\perp) + (\vec{p} \times \vec{r}^0) \vec{E}_\perp \right) \exp(-ik_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})) ds, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\vec{E}_\perp = \vec{n} \times \vec{E}$ ,  $\vec{H}_\perp = \vec{n} \times \vec{H}$ ,  $(\vec{E}, \vec{H})$  – полное поле,  $\vec{n}$  – орт внешней нормали к поверхности  $S$ .

Предполагается, что идеально проводящий рассеивающий объект (либо какая-то его часть) покрыт тонким слоем радиопоглощающего материала постоянной толщины.

Учитывая большие электрические размеры рассматриваемого объекта, можно приближенно заменить в формуле (2) величины  $\vec{H}_\perp(x)$ ,

$\vec{E}_\perp(x)$  соответствующими значениями  $\hat{H}_\perp(x)$

$\hat{E}_\perp(x)$  на поверхности подстроеного в точке  $x \in S$  касательного к  $S$  плоскопараллельного слоя (из материала поглотителя) на металлической подложке.

Таким образом, необходимо решить модельную задачу об отражении плоской волны (1) от плоскопараллельного слоя из поглотителя на металлической плоскости (рис. 1).

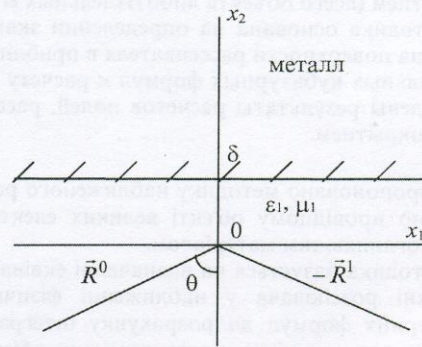


Рис. 1. Геометрия модельной задачи о рассеянии волны плоскопараллельным поглощающим слоем с металлической подложкой

Решение этой задачи хорошо известно (см., напр., [2]). Однако обычно оно ищется для двух поляризаций падающей волны – горизонтальной и вертикальной (относительно плоскости  $x_1 O x_3$ ), – и при переходе к произвольной поляризации мы не получаем решения, пригодного для любых углов падения и поляризации падающей волны. В частности, для близких к нулю углов падения разложение падающего поля на указанные составляющие приводит к появлению неопределенностей, которые необходимо раскрывать. Однако именно направления, близкие к нормальному падению волны на плоскость, являются наиболее существенными при расчете. Поэтому для численного анализа желательно иметь решение, пригодное и вблизи указанного направления падения волны. В связи с этим приведем соответствующее решение модельной задачи.

Будем искать его в виде:

$$\begin{pmatrix} \hat{E}(x) \\ \hat{H}(x) \end{pmatrix} = \begin{cases} \begin{pmatrix} \vec{p}^0 \\ (\vec{p}^0 \times \vec{R}^0) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \end{pmatrix} \exp(-ik_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \\ + \begin{pmatrix} \vec{p}^1 \\ (\vec{p}^1 \times \vec{R}^1) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \end{pmatrix} \exp(-ik_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \\ x_2 < 0; \\ \begin{pmatrix} \vec{E}(x_2) \\ \vec{H}(x_2) \end{pmatrix} \exp(-ik_0(\vec{R}_T^0 \cdot \vec{x})), & 0 < x_2 < \delta; \end{cases} \quad (3)$$

где  $\vec{R}^1 = \vec{R}^0 - 2\vec{n} \cdot (\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$ ,  $\vec{R}_T^0 = \vec{R}^0 - \vec{n}(\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$ .  
Наша задача состоит в нахождении, вообще говоря, комплексного вектора  $\vec{p}^1$  (так как нас интересует лишь отраженное поле).

Подставив выражение для полного поля в слое в уравнения Максвелла и проведя ряд несложных преобразований, получим для тангенциальных составляющих векторов  $\vec{E}(x_2)$  и  $\vec{H}(x_2)$  следующие дифференциальные уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \vec{E}_T}{dx_2^2} + k_1^2 \cos^2 \theta_1 \vec{E}_T &= 0, \\ \frac{d^2 \vec{H}_T}{dx_2^2} + k_1^2 \cos^2 \theta_1 \vec{H}_T &= 0, \end{aligned}$$

где  $\cos^2 \theta_1 = 1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon'_1 \mu'_1}$ ;  $k_1 = k_0 \sqrt{\epsilon'_1 \mu'_1}$ ;  $\epsilon'_1$ ,  $\mu'_1$  - относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости материала поглотителя;  $\theta$  - угол падения волны на слой.

Учитывая граничные условия:

$$\vec{E}_T(\delta) = 0, \quad \frac{d\vec{H}_T(\delta)}{dx_2} = 0,$$

получим

$$\begin{aligned} \vec{E}_T(x_2) &= \vec{A}_T \sin(k_1 \cos \theta_1 (\delta - x_2)), \\ \vec{H}_T(x_2) &= \vec{B}_T \cos(k_1 \cos \theta_1 (\delta - x_2)), \end{aligned}$$

где  $\vec{A}_T$ ,  $\vec{B}_T$  - неизвестные векторы. Из уравнений Максвелла вытекает, что между  $\vec{A}_T$  и  $\vec{B}_T$  существует линейная связь:

$$-i \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos \theta_1 \vec{B}_T = -\vec{A}_T + \frac{1}{\epsilon'_1 \mu'_1} \vec{R}_T^0 \cdot (\vec{R}_T^0 \cdot \vec{A}_T), \quad (4)$$

где  $\vec{R}_T^0 = \vec{n} \times \vec{R}^0$ .

Воспользовавшись соотношением (9) и граничными (при  $x_2 = 0$ ) условиями:

$$\begin{aligned} \vec{p}_T^0 + \vec{p}_T^1 &= \vec{A}_T \sin(k_1 \cos \theta_1 \delta), \\ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \vec{n} \times [(\vec{p}_T^0 \times \vec{R}^0) + (\vec{p}_T^1 \times \vec{R}^1)] &= \vec{B}_T \cos(k_1 \cos \theta_1 \delta), \end{aligned}$$

можно получить уравнение относительно интересующего нас вектора  $\vec{p}_T^1$  (и вместе с тем, относительно векторов  $\vec{A}_T$ ,  $\vec{B}_T$ ):

$$\begin{aligned} ic \left[ (\vec{p}_T^1 - \vec{p}_T^0) \cos \theta + \frac{1}{\cos \theta} \vec{R}_T^0 \cdot ((\vec{p}_T^1 - \vec{p}_T^0) \cdot \vec{R}_T^0) \right] &= \\ (\vec{p}_T^1 + \vec{p}_T^0) - \frac{1}{\epsilon'_1 \mu'_1} \vec{R}_T^0 \cdot ((\vec{p}_T^1 + \vec{p}_T^0) \cdot \vec{R}_T^0), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $c = \sqrt{\frac{\mu'_1}{\epsilon'_1} \cos \theta_1 \operatorname{tg}(k_1 \delta \cos \theta_1)}$ .

Решив уравнение (5), найдем окончательно:

$$\begin{aligned} \vec{p}_T^1 &= \frac{ic \cos \theta + 1}{ic \cos \theta - 1} \vec{p}_T^0 - \frac{2ic}{ic \cos \theta - 1} \times \\ \times \left[ \vec{R}_T^0 \frac{(\vec{R}_T^0 \cdot \vec{p}_T^0)}{ic - \cos \theta} + \vec{R}_T^0 \frac{(\vec{R}_T^0 \cdot \vec{p}_T^0)}{\epsilon'_1 \mu'_1 \left( ic - \frac{\cos^2 \theta_1}{\cos \theta} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Учитывая связь между тангенциальной и нормальной составляющими вектора  $\vec{p}$ , получим:

$$\vec{p}^1 = \vec{p}_r^1 - \vec{n} \frac{(\vec{p}_r^1 \cdot \vec{R}^0)}{\cos \theta} \quad (7)$$

Отметим, что полученные выражения (6), (7) уже пригодны для расчета рассеянного поля с помощью (3) при любой поляризации падающей волны и для любых направлений облучения (кроме близких к касательным). В частности, для углов  $\theta$  близких к нулю полученное выражение (7) для комплексного векторного коэффициента отражения  $\vec{p}^1$  не содержит неопределенности, и при  $\theta=0$  формулы (6), (7) переходят в хорошо известные формулы [2] для нормального падения. Поскольку нас будет интересовать лишь поле на поверхности слоя ( $x_2=0$ ), мы не будем останавливаться на вычислении векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ .

Подставив найденные выражения для  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  в формулу (2) и заменив поверхность  $S$  ее освещенной частью  $S'$ , получим приближенное выражение для рассеянного поля:

$$\vec{p} \cdot \vec{E}^p(R\vec{r}^0) \approx -ik_0 \frac{\exp(ik_0 R)}{4\pi R} \int_{S'} f(\vec{x}) \exp(ik_0 \Omega(\vec{x})) dS, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{где } f(\vec{x}) &= \vec{h}(\vec{x}) \cdot \vec{p} + \vec{e}(\vec{x}) \cdot (\vec{p} \times \vec{r}^0), \\ \Omega(\vec{x}) &= -(\vec{r}^0 + \vec{R}^0) \cdot \vec{x}, \quad \vec{e}(\vec{x}) = \vec{n} \times (\vec{p}^0 + \vec{p}^1), \\ \vec{h}(\vec{x}) &= \vec{n} \times [(\vec{p}^0 \times \vec{R}^0) + (\vec{p}^1 \times \vec{R}^1)], \end{aligned}$$

$\vec{x}$  – радиус-вектор точки интегрирования.

Интеграл, входящий в (8), требует применения специальных кубатурных формул, так как его подынтегральная функция является быстроосциллирующей. В работе [3] были получены кубатурные формулы для аналогичных интегралов, основанные на линейных аппроксимациях функций  $f(\vec{x})$  и  $\Omega(\vec{x})$ .

Пусть на поверхности  $S'$  задана система точек, расположенных достаточно плотно, но, в общем случае, нерегулярным образом. Кроме того, нам известны значения функций  $f(\vec{x})$  и  $\Omega(\vec{x})$  в этих точках. В подобном случае естественно произвести триангуляцию – возможно, более полное покрытие области  $S'$  системой треугольников  $(\Delta_1), \dots, (\Delta_n)$  с вершинами в точках  $\{M_j\}$  с тем, чтобы представить (быть

может, с некоторой погрешностью) интеграл  $\Gamma$ , входящий в (8), суммой интегралов по  $\{\Delta_j\}$ :

$$\Gamma \approx \sum_{j=1}^N \Gamma_j = \sum_{j=1}^N \iint_{(\Delta_j)} f(\vec{x}) \exp(ik_0 \Omega(\vec{x})) dS. \quad (9)$$

Приближенность представления (9) может быть обусловлена двумя факторами: неточностью аппроксимации  $S'$  системой треугольников  $\{\Delta_j\}$  вблизи краевого контура и, в случае неплоской поверхности  $S'$ , заменой ее участков плоскими треугольниками.

Перейдем теперь к построению кубатурных формул для вычисления интегралов по треугольным областям  $\{\Gamma_j\}$ . Пусть рассматривается интеграл  $\Gamma_\Delta$  по плоскому треугольнику  $\Delta$  с вершинами  $M_0, M_1, M_2$ , радиус-векторы которых  $\vec{r}_0, \vec{r}_1, \vec{r}_2$ . Опишем положение произвольной точки  $M(\vec{x}) \in \Delta$  посредством ее “барицентрических” координат: неотрицательных параметров  $W_0, W_1, W_2$  таких, что  $W_0 + W_1 + W_2 = 1$ . Это означает, что

$$\vec{x} = W_1(\vec{r}_1 - \vec{r}_0) + W_2(\vec{r}_2 - \vec{r}_0) + \vec{r}_0. \quad (10)$$

(Заметим, что если единичную массу разбить на три неотрицательных слагаемых  $W_0, W_1, W_2$  и поместить соответствующие массы в вершины рассматриваемого треугольника, то  $\vec{x}$  окажется радиус-вектором центра этой системы масс.)

В рассматриваемом интеграле

$$\Gamma_\Delta = \int_{(\Delta)} f(\vec{x}) \exp(ik_0 \Omega(\vec{x})) ds \quad (11)$$

перейдем, используя (10), к барицентрическим переменным  $W_1, W_2$ :

$$\Gamma_\Delta = \left| \frac{\partial \vec{x}}{\partial W_1} \times \frac{\partial \vec{x}}{\partial W_2} \right| \times \iint_{\Sigma} f[W_1, W_2] \exp(ik_0 \Omega[W_1, W_2]) dW_1 dW_2, \quad (12)$$

где приняты обозначения:

$$f[W_1, W_2] = f(W_1(\bar{r}_1 - \bar{r}_0) + W_2(\bar{r}_2 - \bar{r}_0) + \bar{r}_0),$$

$$\Omega[W_1, W_2] = \Omega(W_1(\bar{r}_1 - \bar{r}_0) + W_2(\bar{r}_2 - \bar{r}_0) + \bar{r}_0),$$

$\Sigma$  – “единичный симплекс”, представленный на рис. 2.

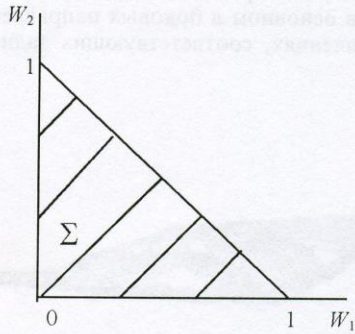


Рис. 2. Область интегрирования в барицентрических координатах

Так как множитель перед интегралом в (12) равен удвоенной площади треугольника  $\Delta$  ( $2S_\Delta$ ), то, окончательно,

$$\Gamma_\Delta = 2S_\Delta \int_0^1 dW_1 \int_0^{1-W_1} f[W_1, W_2] \exp(ik_0 \Omega[W_1, W_2]) dW_2. \quad (13)$$

Кубатурную формулу для интеграла  $\Gamma_\Delta$  можно получить с помощью аппроксимации поверхностей  $Z = f[W_1, W_2]$ ,  $Z = \Omega[W_1, W_2]$  плоскостями, проходящими соответственно через точки:  $(1, 0, f[1,0])$ ,  $(0, 1, f[0,1])$ ,  $(0, 0, f[0,0])$  и  $(1, 0, \Omega[1,0])$ ,  $(0, 1, \Omega[0,1])$ ,  $(0, 0, \Omega[0,0])$ .

Тогда путем несложных вычислений можно получить:

$$\Gamma_\Delta \approx \exp(jk_0 \Omega[0,0]) \times [ (f[1,0] - f[0,0]) I_{10} + (f[0,1] - f[0,0]) I_{01} + f[0,0] I_{00} ] \quad (14)$$

где величины  $I_{00}$ ,  $I_{01}$ ,  $I_{10}$  могут быть вычислены с помощью следующих разложений:

$$I_{00} = \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{A_{2m-1}(u, v)}{(2m)!} + i \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{A_{2m}(u, v)}{(2m+1)!}, \quad (15)$$

$$I_{10} = \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{B_{2m}(u, v)}{(2m+1)!} + i \sum_{m=2}^{\infty} (-1)^m \frac{B_{2m-1}(u, v)}{(2m)!}, \quad (16)$$

$$I_{01} = \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{C_{2m}(u, v)}{(2m+1)!} + i \sum_{m=2}^{\infty} (-1)^m \frac{C_{2m-1}(u, v)}{(2m)!}, \quad (17)$$

причем

$$A_1(u, v) = B_2(u, v) = C_2(u, v) = 1,$$

$$A_l(u, v) = u^{l-1} + u^{l-2}v + \dots + v^{l-1} \quad \text{при } l \geq 2,$$

$$B_l(u, v) = L_l(v, u) = (l-1)u^{l-2} + (l-2)u^{l-3}v + \dots + v^{l-2} \quad \text{при } l \geq 3,$$

$$u = k_0(\Omega(1,0) - \Omega(0,0)), \quad v = k_0(\Omega(0,1) - \Omega(0,0)).$$

Отметим, что если переход к барицентрическим координатам осуществить таким образом, чтобы вершине треугольника  $\Sigma$  с координатами  $(0,0)$  соответствовало бы минимальное (среди всех вершин) значение  $\Omega(\bar{x})$ , то ряды (15)-(17) окажутся знакопередающимися с весьма быстрой сходимостью.

Далее, используя представление (8), с помощью формул (3), (9), (14)-(17) можно рассчитать поле, рассеянное рассматриваемым объектом, и его ЭПР. При этом для ориентировочной оценки количества разбиений можно воспользоваться приведенной в [3] оценкой остаточного члена кубатурной формулы.

Отметим, что в рассматриваемом высокочастотном диапазоне ЭПР объекта, так же как и рассеянное поле, является быстроосциллирующей функцией частоты, что обусловлено сильно изменяющейся картиной зон Френеля на поверхности объекта даже при незначительном изменении частоты зондирующего сигнала. Поэтому, для того чтобы получить устойчивые оценки ЭПР, необходимо провести усреднение этой величины в том или ином (дос-

таточно протяженном) частотном диапазоне зондирования. Кроме того, несмотря на определенные преимущества применяемой кубатурной формулы с уменьшением длины волны облучения, как и следовало ожидать, возрастает необходимое количество разбиений поверхности интегрирования. Проблема состоит в том, что для объекта с очень большими электрическими размерами (например, самолета) весьма сложно (из-за ограниченной производительности ЭВМ) провести достаточно мелкое разбиение поверхности. В этом случае приходится удовлетворяться усредненными по полосе частот значениями ЭПР. Как показывают расчеты, проведенные для объектов простой формы (сфера, эллипсоид), зафиксировав количество разбиений поверхности, можно так подобрать ширину полосы частот (с заданным средним значением), что значение, полученное усреднением ЭПР по этой полосе, достаточно близко к соответствующему усредненному значению для реальной поверхности.

## 2. Результаты математического моделирования

Для проверки предложенной методики расчета было проведено математическое моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на модели стратегического бомбардировщика В-2 (рис. 3, а), созданного с использованием технологии "Стелс". При этом были рассмотрены три варианта модели В-2: с идеально проводящей поверхностью, с полностью покрытой радиопоглощающим материалом поверхностью и с частично покрытой радиопоглощающим материалом поверхностью. Отметим, что, поскольку реальные значения параметров покрытия неизвестны, мы считали, что оно представляет собой пятисантиметровый слой материала с неизменными в пределах рассматриваемой полосы частот относительными электрической и магнитной проницаемостями\*:  $\epsilon' = 1 + 10i$ ,  $\mu' = 1 + 10i$ . Эти значения соответствуют некоторым типам реальных ферромагнитных покрытий [4].

Приведем наиболее типичные из результатов расчетов. На рис. 4 приведены результаты расчетов усредненной ЭПР (в полосе  $2.25 \div 3.75$  ГГц) для идеально проводящей модели В-2. Рис. 4, а изображает зависимость ЭПР от угла облучения в плоскости крыла (от азимута). При этом угол  $0^\circ$  соответствует "лобовому" облучению. Резкое возрастание значений ЭПР при углах  $35 \div 40^\circ$  обусловлено тем, что волновой вектор зондирующей волны становится

ортогональным кромке крыла. На рис. 4, б показана зависимость усредненной ЭПР от угла разноса приемника и передатчика. При этом облучение самолета проводилось "в лоб", а разнесение осуществлялось в плоскости крыла (горизонтальной плоскости). Орт поляризации приемной антенны также находился в этой плоскости. Обращает на себя внимание резкое возрастание ЭПР при углах разноса  $70^\circ - 80^\circ$ , что соответствует общей концепции технологии "Стелс": геометрия поверхности объекта такова, что электромагнитная волна рассеивается им в основном в боковых направлениях и в направлениях, соответствующих задней полусфере.

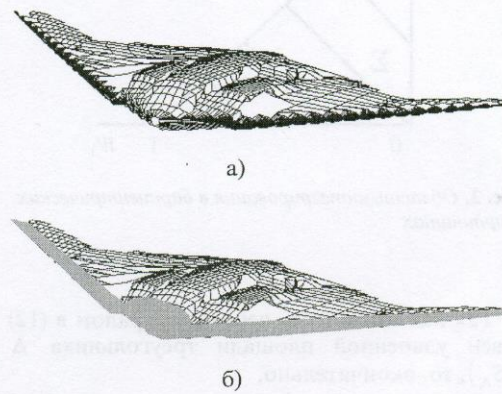


Рис. 3. Аппроксимированная поверхность самолета В-2: а) – общий вид, б) – расположение закрытых радиопоглощающим материалом областей поверхности

Аналогичные зависимости для объекта, полностью и частично покрытого радиопоглощающим материалом, приведены на рис. 5 и рис. 6 соответственно. На рис. 3, б серым цветом показаны области поверхности, покрытые радиопоглощающим материалом. Качественно форма зависимостей остается прежней. Однако, например, для полностью покрытого самолета максимальные значения ЭПР снижаются на два порядка, а при некоторых ракурсах значения ЭПР снижаются до нескольких десятых квадратного метра. Для частично покрытой модели наблюдается также небольшое смещение максимумов зависимостей, что обусловлено неравномерным покрытием поверхности

\* Предложенная методика очевидно позволяет учитывать и дисперсионные свойства параметров материала (зависимость проницаемостей от частоты).

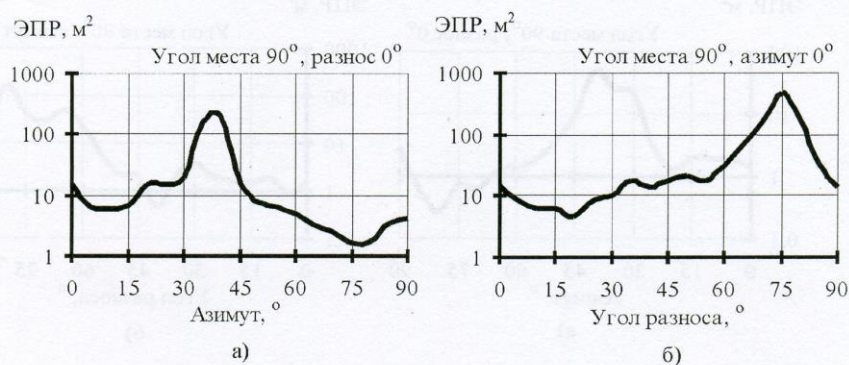


Рис. 4. Усредненные в диапазоне 2.25÷3.75 ГГц ЭПР самолета В-2 с идеально проводящей поверхностью: а) – зависимость от угла облучения, б) – зависимость от угла разноса передатчика и приемника

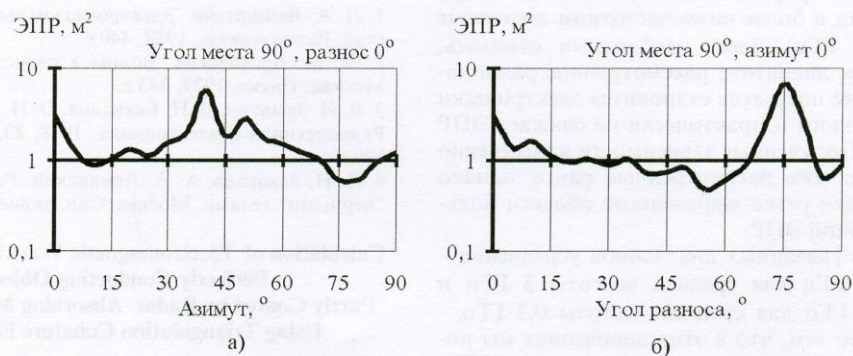


Рис. 5. Усредненные в диапазоне 2.25÷3.75 ГГц ЭПР самолета В-2 с полностью покрытой радиопоглощающим материалом поверхностью: а) – зависимость от угла облучения, б) – зависимость от угла разноса передатчика и приемника

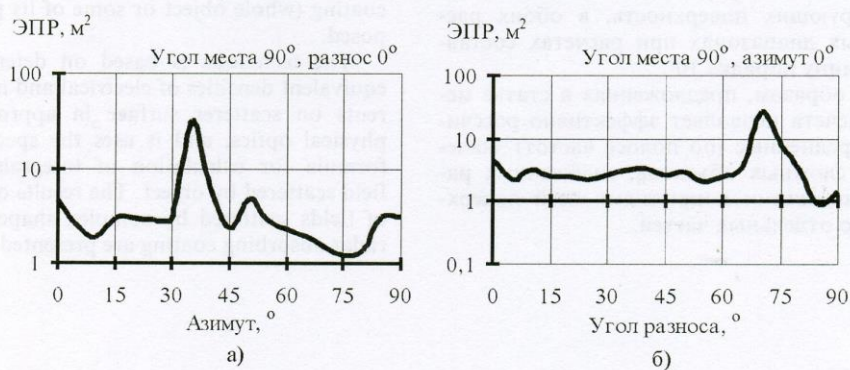


Рис. 6. Усредненные в диапазоне 2.25÷3.75 ГГц ЭПР самолета В-2 с частично покрытой радиопоглощающим материалом поверхностью: а) – зависимость от угла облучения, б) – зависимость от угла разноса передатчика и приемника

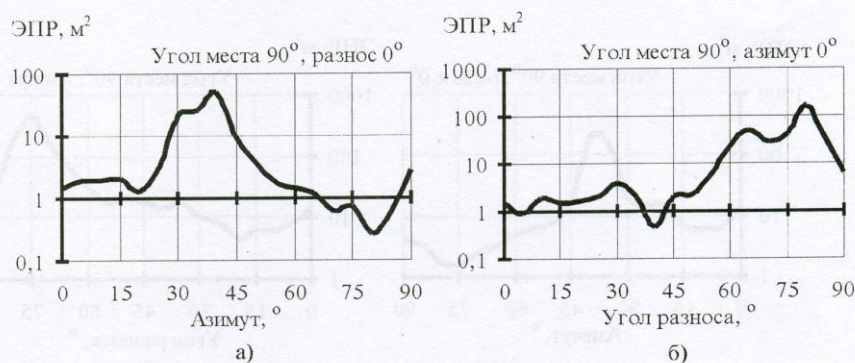


Рис. 7. Усредненные в диапазоне 0.15÷0.25 ГГц ЭПР самолета В-2:

а) – зависимость от угла облучения, б) – зависимость от угла разноса передатчика и приемника

радиопоглощающим материалом. Наконец, рис. 7 иллюстрирует те же зависимости, но при усреднении в более низкочастотном диапазоне (0.15÷0.25 ГГц). Здесь необходимо отметить, что в этом диапазоне рассмотренное радиопоглощающее покрытие становится электрически весьма тонким и практически не снижает ЭПР объекта. Полученные зависимости качественно похожи на уже рассмотренные ранее, однако имеют более резко выраженные области больших значений ЭПР.

Выбор указанных диапазонов усреднения – 2.25÷3.75 ГГц для средней частоты 3 ГГц и 0.15÷0.25 ГГц для средней частоты 0.2 ГГц – обусловлен тем, что в этих диапазонах мы получаем уже устойчивые средние значения ЭПР, малочувствительные к выбору конкретной аппроксимации поверхности треугольными элементами.

Отметим также, что при размахе крыльев самолета В-2 – 52.5 м и длине фюзеляжа – 21.5 м количество треугольных элементов, аппроксимирующих поверхность, в обоих рассмотренных диапазонах при расчетах составляло величину порядка  $10^5$ .

Таким образом, предложенная в статье методика расчета позволяет эффективно рассчитывать усредненные (по полосе частот) значения ЭПР сложных объектов, снабженных радиопоглощающими покрытиями всей поверхности либо отдельных частей.

### Литература

1. Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. Москва, Радио и связь, 1988, 440 с.
2. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. - Москва, Наука, 1973, 343 с.
3. В. И. Замятин, Б. Н. Бахвалов, О. И. Сухаревский. Радиотехника и электроника. 1978, 23, №6, с. 1289-1293.
4. Л. Н. Захарьев, А. А. Леманский. Рассеяние волн "черными" телами. Москва, Сов. радио, 1972, 288 с.

### Calculation of Electromagnetic Wave Scattering on Partly Coated by Radar Absorbing Material with Using Triangulation Cubature Formula

O. I. Sukharevsky, V. A. Vasilets, A. Z. Sazonov, K. I. Tkachuk

The technique for approximate calculation of the plane wave scattering on perfectly conducting electrically large object with radar absorbing coating (whole object or some of its parts) is proposed.

The technique is based on determination of equivalent densities of electrical and magnetic currents on scatterer surface in approximation of physical optics, and it uses the special cubature formula for calculation of integrals, describing field scattered by object. The results of calculation of fields scattered by complex shape object with radar absorbing coating are presented.