"Точки стационарной фазы в апертурной антенне с обтекателем" (Совместно с Важинским С.Э.), Сборник трудов ХВУ; вып 24, 1999 **г.**

УДК 821.398.87
Сухаревский И.В., доктор физико-математических наук, профессор.
Важинский С.Э.

ТОЧКИ СТАЦИОНАРНОЙ ФАЗЫ В АПЕРТУРНОЙ АНТЕННЕ С ОБТЕКАТЕЛЕМ

На основе работ авторов [1]-[5], включающих двупараметрическую теорию дифракции на слоистых структурах и обобщение принципа зеркальных изображений, в статье исследуется вопрос о существовании и определении координат точек стационарной фазы в переотраженном поле (возникающем в апертуре антенной системы с обтекателем).
*В итоге каждой паре заданных направлений ортов сканирования и излучения сопоставляется дискретная система точек стационарной фазы, малые окрестности которых вносят существенный вклад в дальнее боковое излучение */. Тем самым открываются принципиальные возможности компенсации (по крайней мере, частичной) этих вкладов посредством технических устройств. Все рассмотрение проведено для трехмерного случая.*

1. Введение

Пусть апертура S_0 расположена в плоскости x_3=h>0 и излучает в полупространство $\Omega^-(x_3<h)$ поле сторонних **/ источников $\vec{E}_{CT}(\vec{x}), \vec{H}_{CT}(\vec{x})$, причем Ω^- содержит диэлектрический обтекатель, ограниченный гладкими выпуклыми поверхностями S, S_1 (на схематическом рис.1 дан разрез по x_1Ox_3).

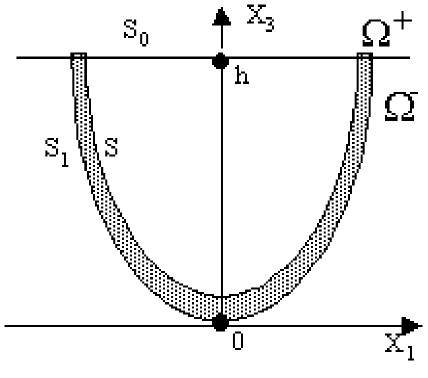

Рис.1

*/ Конкретные примеры и результаты числовых расчетов можно найти в [5].
**/ распределенных в $\Omega^{+}(x_3>h)$.

Как установлено в [1], интегральное представление комплексной диаграммы направленности в направлении орта $\vec{R}^0$ для такой антенной системы имеет (в приближении физической оптики) следующий вид:

$$\vec{q}\cdot\vec{E}\left(\vec{R}^0\right)=\int\limits_{S_0}\left[\vec{E}^{T}_{ст}(\vec{x})\vec{H}^{\perp}_0\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right)-\vec{E}^{T}_0\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right)\vec{H}^{\perp}_{ст}(\vec{x})\right]\cdot dS, \qquad (1)$$

где $\vec{q}$ - произвольный орт, символы вида $\vec{A}^{\perp},\vec{B}^{T}$ имеют следующий смысл: $\vec{A}^{\perp}=\vec{n}\times\vec{A}$, $\vec{B}^{T}=\vec{B}-\vec{n}\cdot\left(\vec{B}\cdot\vec{n}\right)$ ($\vec{n}$ - орт нормали к S_0). Далее, ($\vec{E}^0\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right)$; $\vec{H}^0\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right)$) есть поле, возбуждаемое плоской волной

$$\vec{E}_0=\left(\vec{q}-\vec{R}^0\left(\vec{q}\cdot\vec{R}^0\right)\right)\cdot e^{-i\cdot k_0\cdot\left(\vec{R}^0\cdot\vec{x}\right)};\quad \vec{H}_0=\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\vec{q}\times\vec{R}^0\right)e^{-i\cdot k_0\cdot\left(\vec{R}^0\cdot\vec{x}\right)} \qquad (2)$$

в свободном пространстве, содержащем лишь симметризованную систему рассеивателей – обтекатель и его зеркальное отражение относительно плоскости x_3=h.

Здесь $k_0=\omega\sqrt{\varepsilon_0\cdot\mu_0}$ (ε_0,μ_0- параметры свободного пространства). Предполагается наличие коротковолновой ситуации: $k_0L\gg1$, где L- характерный линейный размер в рассматриваемой задаче. В последующем будем относить все координаты, длины волн и т. д. к L. В частности при этом волновое число k_0 оказывается большим безразмерным параметром: $k_0\gg1$.

Примем следующую математическую модель для распределения стороннего поля в апертуре:

$$\left.\begin{aligned}\vec{E}_{ст}(\vec{x})&=\vec{\Lambda}(\vec{x})\cdot e^{i\cdot k_0\cdot\left(\vec{p}^0\cdot\vec{x}\right)},\\ \vec{H}_{ст}(\vec{x})&=\left(\vec{p}^0\times\vec{\Lambda}(\vec{x})\right)\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\cdot e^{i\cdot k_0\cdot\left(\vec{p}^0\cdot\vec{x}\right)},\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

где $\vec{p}^0$- орт направления сканирования.

Введем амплитудно-фазовое представление поля $\left(\vec{E},\vec{H}\right)$ в апертуре: $\vec{E}=\vec{A}e^{i\cdot k_0\cdot\Phi_0}$; $\vec{H}=\left(\vec{\nabla}\Phi_0\times\vec{A}\right)\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\cdot e^{i\cdot k_0\cdot\Phi_0}$, где

$$\vec{A}=\vec{A}\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right);\ \Phi_0=\Phi_0\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right) \qquad */\quad (4)$$

*/ Формулы (3) и (4) имеют асимптотический характер: представляемые ими поля удовлетворяют уравнениям Максвелла аппроксимативно, с точностью до $O\left(\frac{1}{k_0}\right)$

Единичные векторы $\vec{p}^0$(в (3)) и $\vec{R}^0$ (в (4)) задаются следующим образом:

$$\vec{p}^0 = -\begin{pmatrix} \sin\psi\cdot\cos\alpha \\ \sin\psi\cdot\sin\alpha \\ \cos\psi \end{pmatrix},\ \vec{R}^0 = \begin{pmatrix} \sin\vartheta\cdot\cos\varphi \\ \sin\vartheta\cdot\sin\varphi \\ -\cos\vartheta \end{pmatrix}, \tag{5}$$

причем $\alpha;\ \varphi \in [0;2\pi)$; $\vartheta \in (0;\pi/2]$; $\psi \in [0;\pi/2)$.

Из соотношений (1), (3), (4) следует интегральное представление:

$$\vec{q}\cdot\vec{E}\left(\vec{R}^0\right) = \int\limits_{S_0} \vec{U}\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right)\cdot e^{i\cdot k_0\cdot\Phi(\vec{x})}dS, \tag{6}$$

в которм

$$\Phi(\vec{x}) = (\vec{p}\cdot\vec{x}) + \Phi_0\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right), \tag{7}$$

$$\vec{U}\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0,\vec{q}\right) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\cdot\left\{\left[\vec{n}\times\left(\vec{\nabla}\Phi_0\times\vec{A}\right)\right] - \left[\left(\vec{A}\times\vec{n}\right)\times\vec{p}\right]\cdot\vec{\Lambda}\right\} \tag{8}$$

Исследование внутренних переотражений под обтекателем ниже будет основано на следующей лучевой конструкции.

Выделим в падающей плоской волне (2) лучи, пронизывающие поверхность S\` в направлении орта $\left(-\vec{R}^0\right)$ так, что в “точках входа” будет $\left(\vec{R}^0\cdot\vec{n}\right) \geq \text{const} > 0$, и обозначим через $\overline{S}$ часть поверхности S, “освещенную” этими лучами (рис.2)

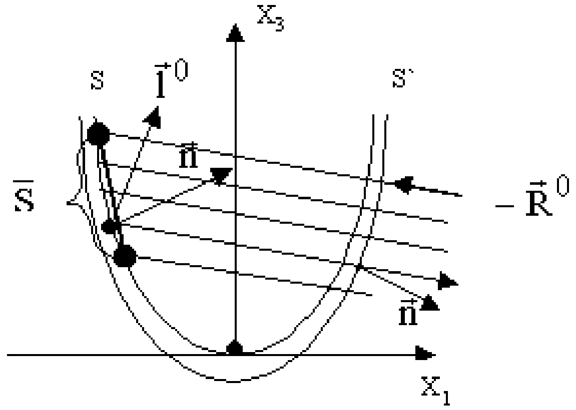

Рис.2

К задаче о прохождении лучей через S\` и прилегающий к S\` слой (однородный или стратифицированный), равно как и к последующему отражению от $\overline{S}$, в данной работе применяется некоторый асимптотический метод ("двупараметрический метод" – ([2], [3], [4])).

Кратко охарактеризуем этот метод, ограничившись случаем эквидистантных поверхностей S, S` и дифракции на слое плоской или локально плоской ([6]) волны вида $\vec{E} = \vec{q} \cdot e^{-i \cdot k_0 \cdot \left(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}\right)}$ причем, вообще говоря, $\vec{q} = \vec{q}(\vec{x})$, так что

$$\vec{H} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \left[\left(\vec{q} \times \vec{R}^0\right) + \frac{1}{ik_0} \left(\vec{\nabla} \times \vec{q}\right) \right] e^{-i \cdot k_0 \cdot \left(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}\right)}$$

и, если в рассматриваемой задаче $\dfrac{\left|\vec{\nabla} \times \vec{q}\right|}{\left|\vec{q} \times \vec{R}^0\right|} \le \text{const}$, то речь идет о волне, задаваемой соотношениями

$$\vec{E} = \vec{q} \cdot e^{-i \cdot k_0 \cdot \left(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}\right)}; \qquad \vec{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \left(\vec{q} \times \vec{R}^0\right) \cdot e^{-i \cdot k_0 \cdot \left(\vec{R}^0 \vec{x}\right)} + O\left(\frac{1}{k_0}\right). \tag{9}$$

В двупараметрической асимптотической теории в слое G, ограниченном поверхностями S, S`, и некоторой его окрестности вводятся координаты (σ_1, σ_2, n), где (σ_1, σ_2) - криволинейные координаты на S, а $|n|$ - расстояние (по нормали) от S. Кроме того, вводится безразмерное отношение n к толщине слоя δ: $\nu = \dfrac{n}{\delta}$ (в слое таким образом, $0 \le n \le \delta$, $0 \le \nu \le 1$) и безразмерные параметры $u = \kappa_0 \cdot \delta$; $v = \kappa_0 / k_0$
(10)
(κ_0 – характерное значение кривизны на S).

Предполагается, что u<<1, v<<1. В такой " двупараметрической" задаче существенную роль должно играть отношение $u/v = w = k_0 \cdot \delta$, причем наибольший прикладной интерес (прежде всего, в связи с электродинамикой антенных обтекателей) представляет рассматриваемый здесь случай w~1.

Развитый в [2], [4] и примененный в данной работе двупараметрический асимптотический метод основан на сочетании геометрооптических (лучевых) конструкций с разложениями, свойственными "пограничным слоям": коэффициенты разложений в G являются функциями точки в пространстве, растянутом в направлении нормали, - функциями координат $(\sigma_1, \sigma_2, \nu)$. Этот метод приводит к последовательности эффективно (в замкнутом виде) решаемых краевых задач: в слоистой структуре G, затем вне G, затем снова в G и т.д.

Из общих результатов, данных в [4], следует, в частности, что прохождение локально плоской волны вида (9) через слой G преобразует ее – в главном асимптотическом приближении - в волну, представляемую формулами, аналогичными (9), с измененными лишь амплитудными векторами при сохранении прежней “фазовой” экспоненты $e^{-i\cdot k_0\cdot\left(\vec{R}^0\cdot\vec{x}\right)}$.

При последующем отражении от поверхности $\overline{S}$ амплитудные векторы отраженной волны определяются ([4]) посредством двупараметрических асимптотических разложений; фаза же имеет геометрооптическое выражение: на отраженном луче

$$\Phi_0\left(\vec{x}\middle|\vec{R}^0;\vec{q}\right)=-\left(\vec{R}^0\cdot\vec{\xi}\right)+\left|\vec{x}-\vec{\xi}\right|, \tag{11}$$

где $\vec{\xi}=(\xi_1,\xi_2,g(\xi_1,\xi_2))$ - радиус-вектор точки отражения M_ξ,

$$\vec{x}=\vec{\xi}+\vec{l}^0(\xi_1,\xi_2)\cdot t=\vec{x}(\xi_1,\xi_2,t), \tag{12}$$

$$\vec{l}^0=-\vec{R}^0+2\cdot\vec{n}\cdot\left(\vec{R}^0\cdot\vec{n}\right), \tag{13}$$

причем $\vec{n}$ - орт нормали к $\overline{S}$ в точке M_ξ.

Таким образом, из формул (7), (11) получаем выражение фазы в интеграле (6):

$$\Phi=\Phi\left(\vec{x},\vec{\xi}\right)=(\vec{p}\cdot\vec{x})-\left(\vec{R}^0\cdot\vec{\xi}\right)+\left(\vec{x}-\vec{\xi}\right). \tag{14}$$

Далее, при $\vec{x}\in S_0$ соотношение (12) означает, что $x_1=\xi_1+l_1^0\cdot t$; $x_2=\xi_2+l_2^0\cdot t$; $h=g+l_3^0\cdot t$, откуда

$$\left.\begin{aligned} x_1&=\xi_1-(h-g)\cdot\frac{l_1^0}{l_3^0}=x_1(\xi_1,\xi_2);\\ x_2&=\xi_2-(h-g)\cdot\frac{l_2^0}{l_3^0}=x_2(\xi_1,\xi_2)\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Сделаем следующее важное замечание относительно функций (15). При весьма широких предположениях относительно поверхности $\overline{S}$ и параметра h система функций (15) оказывается локально обратимой в окрестности каждой некритической точки $\left(\xi_1^0,\xi_2^0\right)$ */, причем обратные функции $\xi_1(x_1,x_2)$, $\xi_2(x_1,x_2)$ дифференцируемы в точке $x_1^0=x_1\left(\xi_1^0,\xi_2^0\right)$, $x_2^0=x_2\left(\xi_1^0,\xi_2^0\right)$.

2. Точки стационарной фазы: существование, вычисление координат.

Исследуем производные фазовой функции $\Phi\left(\vec{x},\vec{\xi}\right)$. В окрестности каждой некритической точки имеем: $\xi_1=\xi_1(x_1,x_2)$; $\xi_2=\xi_2(x_1,x_2)$, так что $\xi_3=g(\xi_1,\xi_2)=\xi_3(x_1,x_2)$. Поэтому радиус-вектор переменной точки на $\overline{S}$

$\vec{\xi} = \vec{\xi}(x_1, x_2)$ можно рассматривать как функцию криволинейных координат x_1, x_2, а производные $\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial x_1}$; $\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial x_2}$ являются векторами, касательными к $\overline{S}$.

Отметив, что при $\vec{x} \in S_0$, $\vec{\xi} \in \overline{S}$

$\Phi = \Phi(\vec{x}, \vec{\xi}) = \Phi(\vec{x}, \vec{\xi}(x_1, x_2)) = \Phi[x_1, x_2]$, выводим: при i=1;2

---

*/ т.е. вблизи каждой точки (ξ_1^0, ξ_2^0), в которой якобиан $\frac{\partial(x_1; x_2)}{\partial(\xi_1, \xi_2)} \neq 0$

$$\frac{\partial \Phi[x_1, x_2]}{\partial x_i} = \frac{\partial \Phi(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial x_i} + \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial \Phi(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial \xi_k} \cdot \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} = p_i^0 + \frac{x_i - \xi_i}{|\vec{x} - \vec{\xi}|} + \sum_{k=1}^{3} \left(\frac{\xi_k - x_k}{|\xi_k - x_k|} - R_k^0 \right) \cdot \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} =$$

$$= p_i^0 + \frac{x_i - \xi_i}{|\vec{x} - \vec{\xi}|} + \left(\frac{\vec{\xi} - \vec{x}}{|\vec{\xi} - \vec{x}|} - \vec{R}^0 \right) \cdot \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial x_i}.$$

Далее, из (12), (13) легко следует: $\vec{l}^0 = \frac{\vec{x} - \vec{\xi}}{|\vec{x} - \vec{\xi}|} = -\vec{R}^0 + 2 \cdot \vec{n} \cdot (\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$, откуда, во-первых $\frac{x_i - \xi_i}{|\vec{x} - \vec{\xi}|} = l_i^0$, (i =1;2); во-вторых же, $\frac{\vec{\xi} - \vec{x}}{|\vec{\xi} - \vec{x}|} - \vec{R}^0 = -2\vec{n} \cdot (\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$, откуда видно, что $\left(\frac{\vec{\xi} - \vec{x}}{|\vec{\xi} - \vec{x}|} - \vec{R}^0 \right) \cdot \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial x_i} = 0$. Окончательно имеем важный результат:

$$\frac{\partial \Phi[x_1, x_2]}{\partial x_i} = p_i^0 + l_i^0(\xi_1, \xi_2), \quad (i=1;2), \tag{16}$$

из которого вытекает следующее предложение.

Теорема. Если система уравнений

$$l_1^0(\xi_1, \xi_2) + p_1^0 = 0; \; l_2^0(\xi_1, \xi_2) + p_2^0 = 0 \tag{17}$$

имеет некоторое решение (ξ_1, ξ_2), причем точка $(\xi_1, \xi_2, g(\xi_1, \xi_2)) \in \overline{S}$, то величины (x_1, x_2, h), выражаемые через это решение по формулам (15), являются координатами точки стационарности фазовой функции $\Phi(x_1, x_2)$.

Таким образом, завершение поиска точек стационарной фазы в апертуре, вычисление координат (x_1, x_2, h) этих точек сводится к эффективному решению системы уравнений (17).

К этой задаче мы и приступим. Из соотношений (5), (13), применив сокращенные обозначения: $\cos\varphi = c$; $\sin\varphi = s$; $H^2 = 1 + g_{\xi_1}^2 + g_{\xi_2}^2$, получаем:

$$\vec{l}^{\,0}=\begin{pmatrix}-c\cdot\sin\vartheta\\-s\cdot\cos\vartheta\\\cos\vartheta\end{pmatrix}+\frac{2}{H^2}\begin{pmatrix}g_{\xi_1}\\g_{\xi_2}\\-1\end{pmatrix}\cdot\left[\left(g_{\xi_1}c+g_{\xi_2}s\right)\cdot\sin\vartheta+\cos\vartheta\right], \qquad (18)$$

вследствие чего система уравнений (17) преобразуется к виду:

$$\frac{2g_{\xi_1}}{1+g_{\xi_1}^2+g_{\xi_2}^2}\left[\left(g_{\xi_1}\cdot c+g_{\xi_2}\cdot s\right)\cdot\sin\vartheta+\cos\vartheta\right]=A_1; \qquad (19)$$

$$\frac{2g_{\xi 2}}{1+g_{\xi_1}^2+g_{\xi_2}^2}\left[\left(g_{\xi_1}\cdot c+g_{\xi_2}\cdot s\right)\sin\vartheta+\cos\vartheta\right]=A_2; \qquad (20)$$

причем

$$\left.\begin{aligned}A_1&=-\sin\psi\cdot\cos\alpha+\sin\vartheta\cdot\cos\varphi,\\A_2&=-\sin\psi\cdot\sin\alpha+\sin\vartheta\cdot\sin\varphi.\end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

Из (19),(20) видно, что

$$\frac{g_{\xi_1}}{A_1}=\frac{g_{\xi_2}}{A_2} \qquad (22)$$

Обозначив общее значение отношений (22) через w $\left(w=w(\xi_1,\xi_2)\right)$, имеем:

$$g_{\xi_1}=A_1\cdot w;\; g_{\xi_2}=A_2\cdot w \qquad (23)$$

и, после подстановки в (19) (или в(20)), получаем:

$\left(A^2-2\overline{A}\sin\vartheta\right)\cdot w^2-2\cos\vartheta\cdot w+1=0$, где

$A^2=A_1^2+A_2^2=\sin^2\psi+\sin^2\vartheta+2\sin\psi\cdot\sin\vartheta\cdot\cos(\varphi-\alpha)$,

$\overline{A}=A_1c+A_2s=\sin\vartheta+\sin\psi\cdot\cos(\varphi-\alpha)$, и в конечном счете, уравнение для w:

$$\left(\sin^2\psi-\sin^2\vartheta\right)\cdot w-2\cos\vartheta\cdot w+1=0, \qquad (24)$$

откуда можно вывести два решения:

$$w_1=-\frac{\operatorname{ctg}\frac{\vartheta+\psi}{2}}{\sin\vartheta-\sin\psi}\;; \qquad (25`)$$

$$w_2=-\frac{\operatorname{tg}\frac{\vartheta-\psi}{2}}{\sin\vartheta-\sin\psi}; \qquad (25``)$$

и, соответственно,

$$\left.\begin{aligned} g_{\xi_1} &= -\frac{A_1 \mathrm{ctg}\frac{\vartheta+\psi}{2}}{\sin\vartheta-\sin\psi}, \\ g_{\xi_2} &= -\frac{A_2 \mathrm{ctg}\frac{\vartheta+\psi}{2}}{\sin\vartheta-\sin\psi}; \end{aligned}\right\} \qquad (26`)$$

$$\left.\begin{aligned} g_{\xi_1} &= \frac{A_1 \mathrm{tg}\frac{\vartheta-\psi}{2}}{\sin\vartheta-\sin\psi}, \\ g_{\xi_2} &= \frac{A_2 \mathrm{tg}\frac{\vartheta-\psi}{2}}{\sin\vartheta-\sin\psi}; \end{aligned}\right\} \qquad (26``)$$

Итак, система уравнений (17) привела к двум решениям, (26`) и (26``). Физический смысл этой двузначности можно выяснить, рассмотрев вытекающее из (18) выражение компоненты l_3^0:

$$l_3^0 = \frac{1}{1+g_{\xi_1}^2+g_{\xi_2}^2}\left[\left(-1+g_{\xi_1}^2+g_{\xi_2}^2\right)\cdot\cos\vartheta - 2\cdot\left(g_{\xi_1}\cdot c+g_{\xi_2}\cdot s\right)\cdot\sin\vartheta\right] \qquad (27)$$

Если сюда подставить g_{ξ_1}, g_{ξ_2}, выражаемые формулами (26`), то, как оказывается, получим значение $l_3^0 > 0$. Формулы же (26``) дадут $l_3^0 < 0$. Второй из этих вариантов, однако, противоречит геометрической конфигурации задачи: отраженный луч, имеющий направление $\vec{l}^0$, должен идти вверх, к апертуре. Таким образом, имеем одно решение - (26`).

Продемонстрируем определение знака у l_3^0 применительно к решениям (26`), (26``), ограничившись тем случаем, когда азимутальные углы у ортов $\vec{p}^0$ и $\vec{R}^0$ совпадают: α = φ.

В такой ситуации, как видно из формул (21), (26`),

$$g_{\xi_1} = -c\cdot\mathrm{ctg}\frac{\vartheta+\psi}{2}; \quad g_{\xi_2} = -s\cdot\mathrm{ctg}\frac{\vartheta+\psi}{2} \qquad (28)$$

и подстановка в (27) дает:

$$l_3^0 = \cos\vartheta - \frac{2}{1+\mathrm{ctg}^2\frac{\vartheta+\psi}{2}}\cdot\left(-\mathrm{ctg}\frac{\vartheta+\psi}{2}\cdot\sin\vartheta+\cos\vartheta\right) =$$

$$= \cos\vartheta + 2\sin\frac{\vartheta+\psi}{2}\cdot\cos\frac{\vartheta+\psi}{2}\cdot\sin\vartheta - 2\sin^2\frac{\vartheta+\psi}{2}\cdot\cos\vartheta =$$

$$= \cos\vartheta + \sin(\vartheta+\psi)\cdot\sin\vartheta - [1-\cos(\vartheta+\psi)]\cos\vartheta = \cos\psi > 0$$

Совершенно аналогичным образом находим в случае (26``):

$$g_{\xi_1} = c \cdot \mathrm{tg}\frac{\vartheta - \psi}{2}; \quad g_{\xi_2} = s \cdot \mathrm{tg}\frac{\vartheta - \psi}{2} \tag{29}$$

и, после подстановки выражений (29) в (27), имеем $l_3^0 = -\cos\psi < 0$.

3. Выводы

Установить существование и определить координаты точек стационарной фазы в переотраженном поле, возникающем на апертуре S_0, можно следующими построениями.

1) При заданных векторах $\vec{R}^0, \vec{p}^0$ (то есть при заданных направлениях излучения и сканирования) решается система уравнений (26`) и выделяются решения (точки $\vec{\xi}(\xi_1, \xi_2, g)$), принадлежащие области $\overline{S} \in S$.

2) Каждой найденной точке $\vec{\xi} \in \overline{S}$ сопоставляем соответствующие точки плоскости x_3=h с координатами (x_1, x_2, h), определяемыми по формулам (15).

3) Среди указанных точек выделяем те, которые принадлежат области S_0 (то есть апертуре рассматриваемой антенной системы) и, таким образом, находим в апертуре искомое множество точек стационарной фазы переотраженного поверхностью S поля.

Практическое значение проведенных здесь рассмотрений состоит в построении сетки точек стационарной фазы, локальные окрестности которых порождают значительную часть вклада, вносимого переотражениями от S в боковое излучение рассматриваемой антенной системы. (Конкретные примеры и результаты числовых расчетов можно найти в [5]).

Тем самым открывается принципиальная возможность компенсации (по крайней мере, частичной) этих вкладов техническими устройствами.

Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] Сухаревский И.В., Сухаревский О.И. Расчет поля, возбуждаемого излучающей апертурой в присутствии произвольной системы рассеивателей. Радиотехника и электроника, 1986, Вып.1, с 8-13.

[2] Сухаревский И.В. О прохождении электромагнитных волн через радиопрозрачный слой. Радиотехника и электроника, 12, 2, 1967, с.203-215.

[3] Гринберг С.И., Семеняка Е.Н., Сухаревский И.В. Коротковолновая асимптотика функции Грина задачи дифракции на плоском слое. 1973, 13, 3, с.670-682.

[4] Сухаревский И.В. Асимптотические методы решения некоторых классов задач дифракции волн. “Радиотехника” (Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник), вып.100, 1996, с.19-41.

[5] Сухаревский И.В., Важинский С.Э. Исследование влияния обтекателя на уровень дальнего бокового излучения антенной системы. 1999, Сборник научных работ ХВУ. Вып.24.
[6] Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн М. "Наука" 1978 с.9 – 540.