

2.4. Характеристики рассеяния зеркальных антенных систем

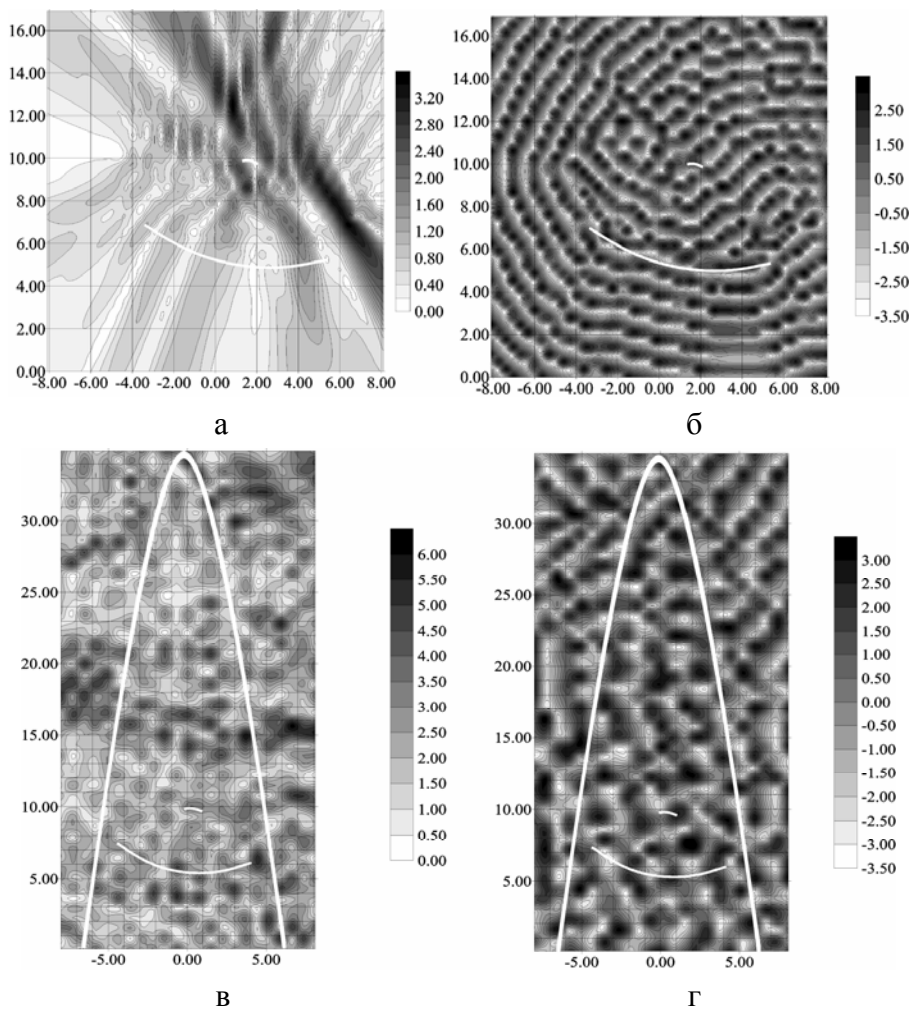


Рис. 2.88. Падение плоской электромагнитной волны под углом 10° к оси обтекателя в случае H -поляризации. Амплитудное (а) и фазовое (б) распределения для системы "двухзеркальная антенна – экран", амплитудное (в) и фазовое (г) распределения для системы "двухзеркальная антенна – экран – обтекатель"

2.4.3. Вторичное излучение трехмерной модели бортовой зеркальной антенны под коническим обтекателем

С целью получения приближенных инженерных формул для расчета обратного рассеяния радиолокационного оборудо-

вания, находящегося в носовой части летательного аппарата, рассмотрим трехмерную модель зеркальной антенной системы с коническим обтекателем (рис. 2.89), на которую извне падает плоская электромагнитная волна (2.1) (при $\vec{p}^0 = \vec{p}$).

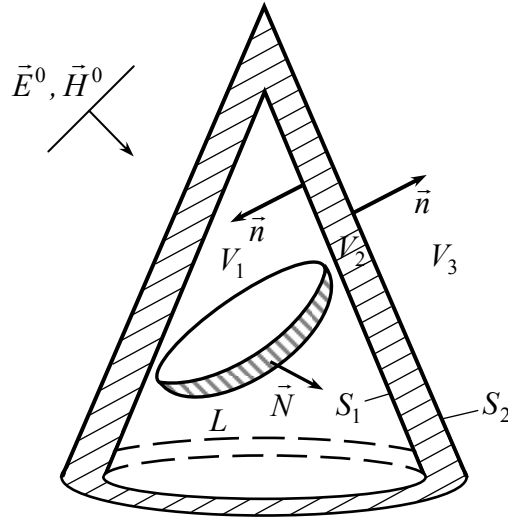


Рис. 2.89. Система "антенна-обтекатель"

Применение леммы Лоренца к искомому полному полю (\vec{E}, \vec{H}) и вспомогательному полю $(\vec{\hat{E}}, \vec{\hat{H}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p}))$ электрического диполя, размещенного в точке \vec{x}_0 , с вектор-моментом \vec{p} , при наличии одного лишь обтекателя, позволяет получить интегральное представление для искомого поля:

$$j\omega\vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{x}_0) = j\omega\vec{p} \cdot \vec{E}_{обм}^{pac}(\vec{x}_0) + \int_L (\vec{K}(\vec{x}_0) \cdot \vec{\hat{E}}^T(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p})) dS, \quad (2.191)$$

где $\vec{E}_{обм}^{pac}(\vec{x}_0)$ – поле, рассеянное одним лишь обтекателем, $\vec{K}(x)$ – плотность поверхностного тока в точках зеркала антенны. Интегральный член выражения (2.191) представляет собой отклик зер-

2.4. Характеристики рассеяния зеркальных антенных систем

кала антенны на зондирующую волну с учетом электродинамического взаимодействия с обтекателем. Положив $\vec{x}_0 = -r\vec{R}^0$ и устремив $r \rightarrow \infty$, получим выражение для полного поля, рассеянного системой "антенна-обтекатель" в дальней зоне:

$$\vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{R}^0) \sim \vec{p} \cdot \vec{E}_{обм}^{pac}(\vec{R}^0) - jk_0 \frac{e^{jk_0 r}}{4\pi r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_L \left(\vec{E}(\vec{x}) \cdot \vec{K}(\vec{x}) \right) dS. \quad (2.192)$$

Здесь $\vec{E}(\vec{x})$ – поле, порожденное исходной плоской волной (2.1) в точках зеркала L при наличии одного лишь обтекателя. Это поле будем рассчитывать в приближении геометрической оптики.

В рассматриваемом приближении $\left(\vec{E}(\vec{x}), \vec{H}(\vec{x}) \right)$ представляется в виде суммы поля, прошедшего на зеркало непосредственно через освещенную поверхность обтекателя (путь 1 на рис. 2.90), и поля, попавшего на зеркало после однократного отражения от внутренней поверхности обтекателя (путь 2 на рис. 2.90).

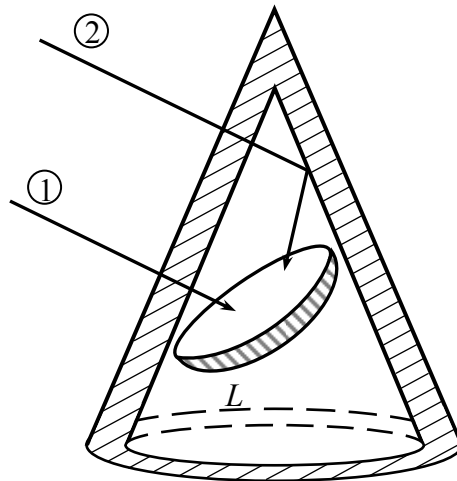


Рис. 2.90. Пути распространения падающей волны

Так, поле, соответствующее пути 1 на рис. 2.90 может быть представлено в виде:

$$\vec{E}_1(\vec{x}) = [\tau_{\perp} p_{\perp} \vec{e}_{\perp} + \tau_{\parallel} p_{\parallel} (\vec{R}^0 \times \vec{e}_{\perp})] \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \quad (2.193)$$

$$\vec{H}_1(\vec{x}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} [\tau_{\perp} p_{\perp} (\vec{R}^0 \times \vec{e}_{\perp}) - \tau_{\parallel} p_{\parallel} \vec{e}_{\perp}] \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \quad (2.194)$$

Где $\vec{e}_{\perp} = \frac{\vec{R}^0 \times \vec{n}}{|\vec{R}^0 \times \vec{n}|}$, $\vec{e}_{\parallel} = (\vec{R}^0 \times \vec{e}_{\perp})$, $p_{\perp} = (\vec{p} \cdot \vec{e}_{\perp})$, $p_{\parallel} = (\vec{p} \cdot \vec{e}_{\parallel})$, \vec{n} –

вектор нормали в точке поверхности обтекателя.

Комплексные величины τ_{\perp} , τ_{\parallel} представляют собой коэффициенты прохождения плоской электромагнитной волны через плоско-параллельный слой с параметрами обтекателя на двух взаимно ортогональных поляризациях. Под \parallel (параллельной) поляризацией понимается ситуация, когда вектор электрической напряженности падающей волны принадлежит плоскости, проходящей через вектор \vec{R}^0 и нормаль \vec{n} в данной точке поверхности обтекателя. Соответственно, \perp (перпендикулярная) поляризация отвечает ситуации, когда вектор электрической напряженности падающей волны перпендикулярен указанной плоскости. Общее выражение для коэффициента прохождения можно представить в виде

$$\tau = \left(\left(\cos \kappa \delta + \frac{j}{c} \sin \kappa \delta \right) + \left(\cos \kappa \delta - \frac{j}{c} \sin \kappa \delta \right) \rho \right) \exp(-jk_0 \delta \cos \theta). \quad (2.195)$$

где ρ – комплексный коэффициент отражения от плоско-параллельного слоя с параметрами обтекателя, который может быть представлен в следующем виде:

$$\rho = \frac{j(c^2 - 1) \sin \kappa \delta}{2c \cos \kappa \delta - j(c^2 + 1) \sin \kappa \delta}. \quad (2.196)$$

$$\text{Здесь } c = \frac{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \theta}}{\beta \cos \theta}, \quad \kappa = k_0 \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \theta}, \quad \cos \theta = \left| \left(\vec{R}^0 \cdot \vec{n} \right) \right|,$$

$\sin^2 \theta = 1 - \left(\vec{R}^0 \cdot \vec{n} \right)^2$, ε' – относительная диэлектрическая проницаемость материала обтекателя, δ – толщина обтекателя.

$$\beta = \begin{cases} 1 & \text{для } \perp \text{ поляризации,} \\ \varepsilon' & \text{для } \parallel \text{ поляризации.} \end{cases}$$

В случае \perp поляризации $\rho = \rho_{\perp}$, $\tau = \tau_{\perp}$, а в случае \parallel поляризации $\rho = \rho_{\parallel}$, $\tau = \tau_{\parallel}$.

Если луч, пересекающий обтекатель в некоторой точке \vec{x}_0 , не попадает на зеркало, то он должен пересечь обтекатель еще и в некоторой точке \vec{x}_1 . В таком случае, найдя τ_{\perp} , τ_{\parallel} , ρ_{\perp} , ρ_{\parallel} , \vec{e}_{\perp} , \vec{e}_{\parallel} в точке \vec{x}_0 можно вычислить вектор напряженности электрического поля, прошедшего через обтекатель в точке \vec{x}_0 и падающего на внутреннюю поверхность обтекателя в точке \vec{x}_1 :

$$\vec{p}_1 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}_1)), \quad \vec{p}_1 = \tau_{\perp} p_{\perp} \vec{e}_{\perp} + \tau_{\parallel} p_{\parallel} \vec{e}_{\parallel}. \quad (2.197)$$

Вектор \vec{p}_1 , направление облучения \vec{R}_0 и нормаль $\vec{n}(\vec{x}_1)$ к внутренней поверхности обтекателя S_1 в точке \vec{x}_1 могут быть использованы для нахождения $\tau_{1\perp}$, $\tau_{1\parallel}$, $\rho_{1\perp}$, $\rho_{1\parallel}$, $\vec{e}_{1\perp}$, $\vec{e}_{1\parallel}$ с помощью формул (2.195), (2.196). Выражение для поля, отраженного в точке \vec{x}_1 от внутренней поверхности обтекателя и падающего на зеркало антенны (путь 2 на рис.2.90) представляется в следующем виде:

$$\vec{E}_2(\vec{x}) = \left[\rho_{1\perp} p_{1\perp} \vec{e}_{1\perp} + \rho_{1\parallel} p_{1\parallel} \left(\vec{R}^1 \times \vec{e}_{1\perp} \right) \right] \exp(jk_0 \left[\left(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}_1 \right) + \left(\vec{R}^1 \cdot \vec{x} \right) \right]), \quad (2.198)$$

$$\vec{H}_2(\vec{x}) = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[-\rho_{1\parallel} p_{1\parallel} \vec{e}_{1\perp} + \rho_{1\perp} p_{1\perp} (\vec{R}^1 \times \vec{e}_{1\perp}) \right] \cdot \exp \left(jk_0 \left[(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}_1) + (\vec{R}^1 \cdot \vec{x}) \right] \right), \quad (2.199)$$

где $\vec{R}^1 = \vec{R}^0 - 2\vec{n}(\vec{x}_1)(\vec{R}^0 \cdot \vec{n}(\vec{x}_1))$.

Необходимо отметить, что при отражении плоской электромагнитной волны от внутренней поверхности обтекателя возможно образование каустической поверхности. Расчет каустической поверхности, образующейся при наклонном падении плоской волны на диэлектрический конусный обтекатель, был проведен в [83]. При прохождении луча через образующуюся каустическую поверхность фаза сигнала изменяется на $\pi/2$ [82, 83], что нужно учитывать для волны, падающей на зеркало антенны после отражения от внутренней поверхности обтекателя.

Плотность поверхностного тока на зеркале антенны $\vec{K}(\vec{x})$ в выражении (2.192) рассчитывается в виде суммы токов, которые наводятся на поверхности антенны полями "прямой" и "переотраженной" волн (пути 1 и 2 на рис. 2.90). В приближении физической оптики плотность поверхностного тока может быть представлена в виде

$$\vec{K}(\vec{x}) = 2 \left(\vec{N} \times \vec{H} \right), \quad (2.200)$$

где \vec{N} – вектор нормали в точке поверхности антенны, а \vec{H} может быть вычислена как сумма напряженностей магнитного поля для первого и второго путей распространения падающей волны в соответствии с выражением (2.194) и (2.199).

Поле $\vec{p} \cdot \vec{E}_{\text{отм}}^{\text{рас}}(\vec{R}^0)$, рассеянное обтекателем, может быть рассчитано в приближении Кирхгофа

$$\begin{aligned} \vec{p} \cdot \vec{E}_{обм}^{pac}(\vec{R}^0) \approx -jk_0 \frac{e^{jk_0 r}}{4\pi r} \times \\ \times \iint_{S_{осв}} \left[(\vec{p} \cdot (\vec{n} \times \vec{H}'(\vec{x}))) \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} + \vec{E}'(\vec{x}) \cdot (\vec{n} \times (\vec{p} \times \vec{R}^0)) \right] \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) dS. \end{aligned} \quad (2.201)$$

Здесь (\vec{E}', \vec{H}') – поле на (вблизи) "освещенной" поверхности обтекателя, которое в приближении Кирхгофа может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}'(\vec{x}) \approx \left[\rho_{\perp}(\vec{x}) p_{\perp}(\vec{x}) \frac{(\vec{R}^1 \times \vec{n})}{|\vec{R}^1 \times \vec{n}|} + \right. \\ \left. + \rho_{\parallel}(\vec{x}) p_{\parallel}(\vec{x}) \frac{\vec{R}^1 \times (\vec{R}^1 \times \vec{n})}{|\vec{R}^1 \times (\vec{R}^1 \times \vec{n})|} \right] \cdot \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x})), \end{aligned} \quad (2.202)$$

$$\vec{H}'(\vec{x}) = \frac{1}{j\omega\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{E}'(\vec{x}), \quad (2.203)$$

где $\vec{R}^1 = \vec{R}^0 - 2\vec{n}(\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$, $\vec{n} = \vec{n}(x)$ – нормаль к внешней поверхности обтекателя S_2 . Для диэлектрического обтекателя конической формы представление (2.201) можно упростить и преобразовать к однократному интегралу по угловой координате α , связанной с "освещенной" поверхностью обтекателя:

$$\vec{p} \cdot \vec{E}_{обм}^{pac}(\vec{R}^0) \approx -jk_0 \frac{e^{jk_0 r}}{4\pi r} \frac{\sin\theta}{\cos^2\theta} \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} \Psi(\alpha) d\alpha, \quad (2.204)$$

$$\begin{aligned} \text{где } \Psi(\alpha) = F(\alpha) \left[\frac{h \exp(j2k_0 h \varphi(\alpha))}{2jk_0 \varphi(\alpha)} + \frac{\exp(j2k_0 h \varphi(\alpha)) - 1}{4k_0^2 \varphi^2(\alpha)} \right], \\ F(\alpha) = (\rho_{\perp}(\alpha) p_{\perp}^2(\alpha) - \rho_{\parallel}(\alpha) p_{\parallel}^2(\alpha)) (\vec{R}^0 \cdot \vec{n}(\alpha)), \end{aligned}$$

$$\varphi(\alpha) = \operatorname{tg} \theta (R_1^0 \cos \alpha + R_2^0 \sin \alpha) + R_3^0,$$

$$\alpha_0 = \operatorname{arccctg} \frac{\eta}{\sqrt{1-\eta^2}}, \quad \alpha_1 = 2\pi - \alpha_0, \quad \eta = \frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{tg} \gamma},$$

h – высота обтекателя, θ – угол полуоткрытия конуса обтекателя, γ – угол между осью обтекателя и вектором \vec{R}^0 , $\vec{n}(\alpha)$ – вектор нормали к внешней поверхности обтекателя S_2 .

В качестве расчетной модели выбрана антенная система со следующими параметрами (рис. 2.91): вершина конуса обтекателя расположена в начале системы координат, а его ось совпадает с осью Oz . Высота обтекателя $h = 1$ м, угол полуоткрытия (угол между осью и образующей конуса) $\theta = 20^\circ$, относительная диэлектрическая проницаемость материала обтекателя $\varepsilon' = 7 + j0$, расстояние между вершиной конуса и центром параболического зеркала $d = 0,75$ м, радиус зеркала антенны $a = 0,25$ м. Антенна может изменять свое положение, поворачиваясь относительно оси Oy . Вектор направления падающей волны \vec{R}^0 расположен в плоскости Oxz ($\vec{R}^0 = \{\sin \gamma, 0, \cos \gamma\}$).

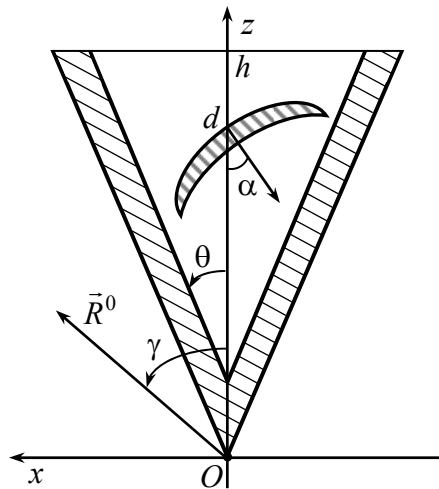


Рис. 2.91. К описанию расчетной модели антенной системы

2.4. Характеристики рассеяния зеркальных антенных систем

В процессе математического моделирования были рассмотрены три вида антенн – с практически плоской поверхностью (фокальный параметр $q = 10$ м, глубина зеркала – около 3 мм), антенна с фокальным параметром $q = 1$ м, (глубина зеркала – 3 см) и "глубокая" антенна (фокальный параметр $q = 25$ см, глубина зеркала – 12 см).

На рис. 2.92 показана зависимость ЭПР антенны с фокальным параметром $q = 1$ м от угла облучения γ в отсутствие обтекателя. Длина падающей волны $\lambda = 3$ см. Зеркало антенны повернуто на угол $\alpha = 45^\circ$ в плоскости Oxz . На рис. 2.93 показана зависимость ЭПР зеркала антенны от угла облучения γ при наличии обтекателя толщины 5,6 мм (толщина стенки согласована для угла падения 20°). Вектор поляризации падающей волны перпендикулярен плоскости Oxz (u -поляризация). Тонкая черная линия соответствует вкладу в ЭПР антенны поля, непосредственно падающего на зеркало (путь 1 на рис. 2.51). Пунктирная серая линия соответствует вкладу в ЭПР антенны поля, падающего на зеркало после отражения от задней стенки обтекателя (путь 2 на рис. 2.51). Жирной черной линией показана суммарная ЭПР зеркала антенны с учетом электромагнитного взаимодействия с обтекателем.

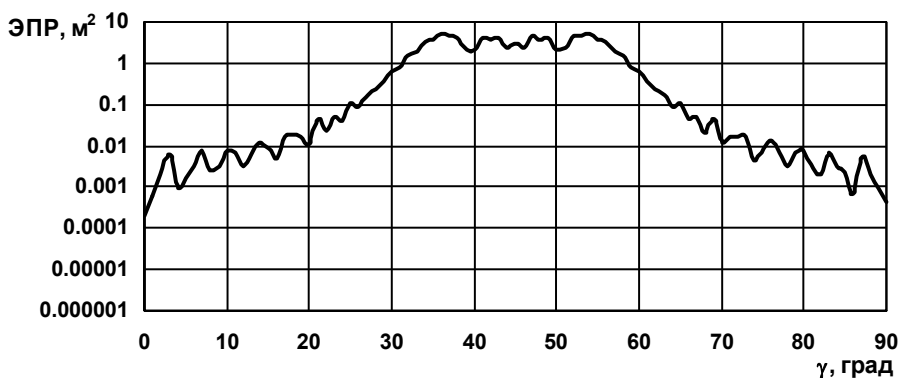


Рис. 2.92. ЭПР зеркала антенны в отсутствие обтекателя

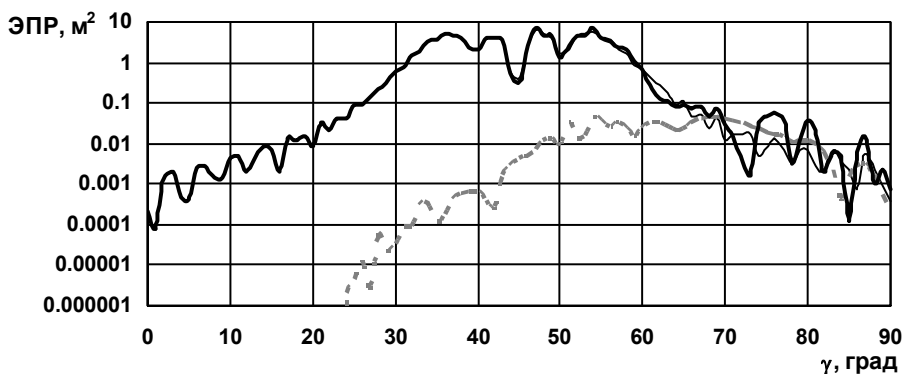


Рис.2.93. ЭПР зеркала антенны при наличии обтекателя
(*u*-поляризация)

На рис. 2.94 показана зависимость ЭПР системы "антенна-обтекатель". Сплошной тонкой черной линией показана суммарная ЭПР зеркала антенны с учетом электродинамического взаимодействия с обтекателем. Серая прерывистая линия показывает вклад отражения от обтекателя в суммарную ЭПР системы "антенна-обтекатель", которая на графике обозначена сплошной жирной линией. Анализ рис. 2.93, 2.94 и их сравнение с ЭПР антенны без обтекателя, показывает, что согласованный обтекатель качественно не изменяет зависимость ЭПР в достаточно широком диапазоне углов облучения. Однако для некоторых ракурсов облучения учет влияния обтекателя существенно изменяет конечную величину ЭПР. Так при угле зондирования 45° (зеркало антенны зондируется вдоль его оси) наличие обтекателя приводит к существенному, в 7 раз, снижению ЭПР зеркала антенны и ЭПР всей системы. Учет поля, падающего на зеркало после отражения от внутренней стенки обтекателя, при углах зондирования больших 60° значительно изменяет ЭПР зеркала антенны. Отражение от обтекателя дает существенный вклад в ЭПР системы при малых углах зондирования γ , а также при $\gamma=70^\circ$, когда вектор падающей волны перпендикулярен образующей конуса обтекателя.

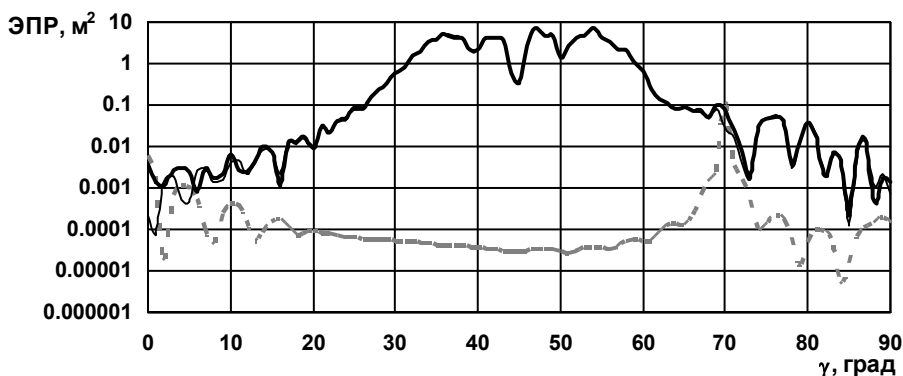


Рис. 2.94. ЭПР системы "антенна-обтекатель"
(u -поляризация)

Зависимости, аналогичные приведенным на рис. 2.93, 2.94, но для ситуации, когда вектор поляризации падающей волны лежит в плоскости Oxz (v -поляризация), представлены на рис. 2.95, 2.96, соответственно.

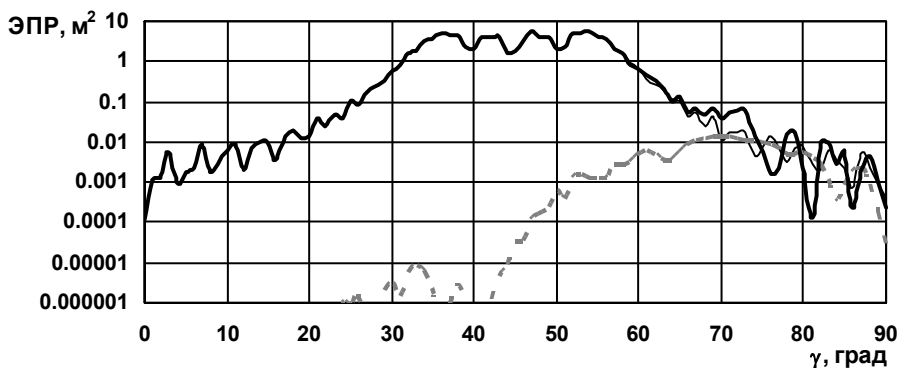


Рис. 2.95. ЭПР зеркала антенны при наличии обтекателя
(v -поляризация)

При v -поляризации влияние обтекателя на ЭПР системы снижается. Это выражается в снижении вклада поля, падающего на зеркало после отражения от задней стенки обтекателя, в снижении отражения непосредственно от обтекателя, а также в общем

характере поведения ЭПР системы: при v -поляризации ЭПР системы "антенна-обтекатель" ближе к ЭПР антенны без обтекателя, чем при u -поляризации. Так, при угле зондирования $\gamma=45^\circ$ ЭПР системы при v -поляризации практически не отличается от ЭПР антенны без обтекателя для того же ракурса.

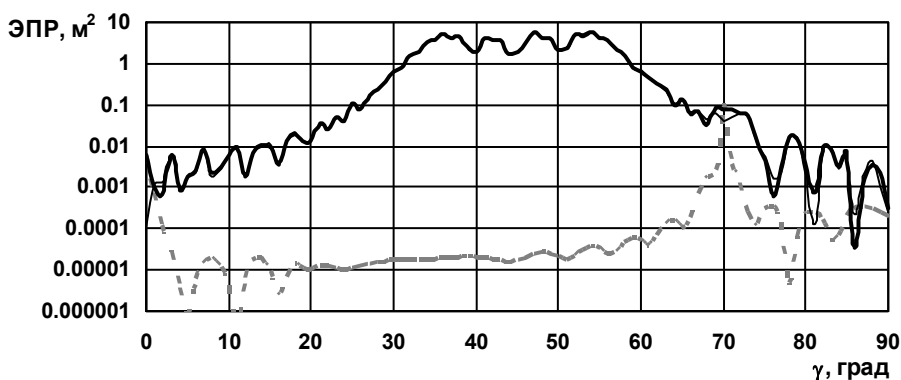


Рис. 2.96. ЭПР системы "антенна-обтекатель"
(v -поляризация)

Для оценки влияния обтекателя на ЭПР системы при осевом зондировании зеркала антенны рассмотрим зависимость ЭПР от глубины зеркала антенны (рис. 2.97). Глубина зеркала δ изменяется от 3 см (длина волны зондирования) до 10,5 см (3,5 длины волны зондирования), что соответствует изменению фокального параметра от $q = 1$ м до $q = 0,3$ м. Сплошной линией серого цвета обозначена зависимость ЭПР антенны от глубины зеркала в отсутствие обтекателя. Черная сплошная линия соответствует ЭПР антенны с обтекателем при v -поляризации падающей волны, пунктирная линия – ЭПР антенны с обтекателем при u -поляризации.

Графики зависимостей ЭПР при наличии обтекателя сдвинуты вправо по отношению к графику ЭПР одной лишь антенны. Причем зависимость при u -поляризации сдвинута существенней. При осевом зондировании параболической антенны на ее поверхности образуются зоны Френеля, аналогичные зонам Френеля на

выпуклых объектах (например, на шаре). ЭПР в этом случае зависит от сложения полей, рассеянных первой и последней зонами Френеля на поверхности антенны. Изменение глубины зеркала приводит и появлению или исчезновению зон Френеля на краю антенны. Соответственно, периодичность изменения ЭПР связана с величиной длины волны зондирующего сигнала. Как показывают зависимости, приведенные на рис. 2.97, обтекатель заметно влияет на формирование зон Френеля, причем при u -поляризации влияние обтекателя существенней.

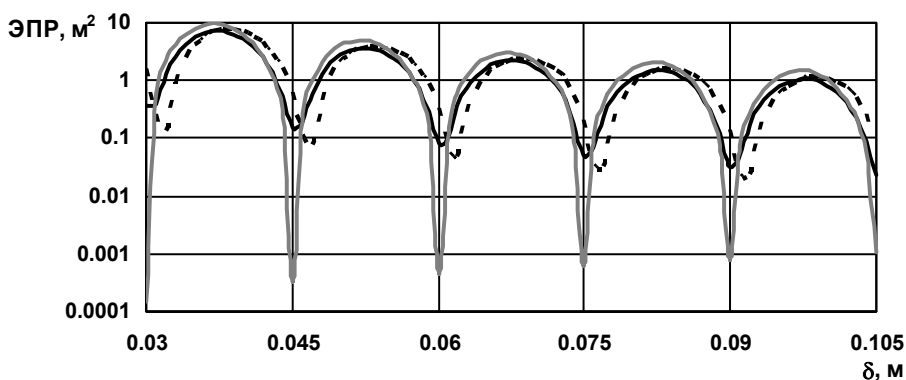


Рис. 2.97. ЭПР антенны при изменении его глубины

Анализ результатов расчета ЭПР системы с плоским зеркалом ($q = 10$ м) показал те же тенденции, что и для антенны с $q = 1$ м, — существенный вклад отражения от обтекателя и переотражения от задней стенки обтекателя в общее рассеянное поле для отдельных диапазонов углов облучения. При этом зависимость ЭПР имеет острый пик при угле облучения 45° , что вызвано геооптическим отражением от практически плоского круглого экрана, в который вырождается зеркало антенны. ЭПР системы с "глубокой" антенной ($q = 0,25$ м) во всем диапазоне углов зондирования (от 0 до 90°) колеблется от 1 до 10 м². При этом влияние переотражения электромагнитной энергии от задней стенки практически не сказывается на ЭПР антенны.

Учет электромагнитных взаимодействий между антенной и обтекателем позволяет существенно точнее рассчитывать ЭПР системы "антенна-обтекатель" и ЭПР всего объекта, на котором расположена антенна с обтекателем. Зависимости ЭПР от углов облучения и других факторов являются быстроосциллирующими и изменяющимися в широких пределах. Поэтому при учете влияния антенных систем с обтекателем на ЭПР аэродинамических объектов для получения устойчивых значений необходимо усреднять значения ЭПР в соответствующих диапазонах углов зондирования.