

$$F_k^{l,l}(\theta_0) = -\frac{a_l}{\sqrt{1+(x_l(\theta_0))^2/f_l^2}} \int_0^\pi \left(1+x_l(\theta_0)x_l(\theta)/f_l^2\right) \cdot H_0^{(1)}\left(k_0|\vec{X}_l(\theta_0)-\vec{\xi}_m(\theta)|\right) \zeta(\theta) \sin \theta \cos(k\theta) d\theta.$$

Выбрав значения θ_0 (точек коллокации) на каждом из контуров интегрирования в системе (2.190) так, чтобы их количество превышало число неизвестных коэффициентов, получим переопределенные системы линейных уравнений для A_k^l , которые могут быть решены методом наименьших квадратов.

2.4.2.5. Проверка адекватности расчетного метода

В данном подразделе для проверки работоспособности предложенного метода и оценки точности был проведен расчет излучения токовой нити в присутствии диэлектрической пластины конечных размеров (данный случай имеет ясную физическую интерпретацию и широко освещен в литературе). Также проведен расчет излучения решетки токовых нитей под цилиндрическим круговым диэлектрическим обтекателем, опирающимся на идеально проводящий экран [76] (для данного случая существует точное решение с помощью разложения по собственным функциям).

Пусть источник цилиндрической волны (токовая нить), расположен в точке P с радиус-вектором $\vec{X}_p = (x_p, y_p)$ (рис. 2.79).

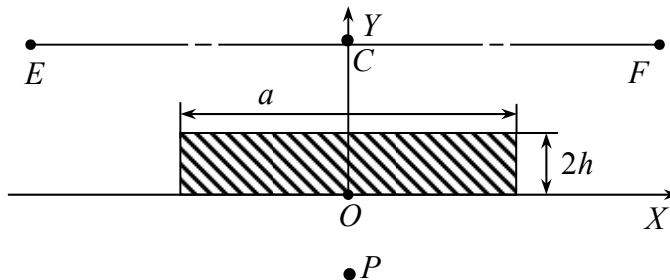


Рис. 2.79. Диэлектрическая пластина

2.4. Характеристики рассеяния зеркальных антенных систем

Первичное поле при этом имеет вид $G(\bar{X}, \bar{X}_p) = H_0^{(1)}(k_0 |\bar{X} - \bar{X}_p|) / 4j$. Далее, используя изложенную выше методику, рассчитаем полное поле на вынесенной апертуре EF . Приведем результаты некоторых расчетов для следующих параметров пластины: $a = 10\lambda_0$, относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_1 = 4$. На рис. 2.80 представлены зависимости отношения амплитуды полного поля к амплитуде волны, падающей на EF в отсутствие пластины, от координаты x для различных значений толщины пластины при расстоянии λ_0 до апертуры. Здесь сплошной жирной линией показана амплитуда поля для случая, когда толщина пластины равна $0,5\lambda_1$, пунктирная линия соответствует толщине $0,8\lambda_1$, сплошная тонкая линия $0,3\lambda_1$, (λ_1 — длина волны в диэлектрике).

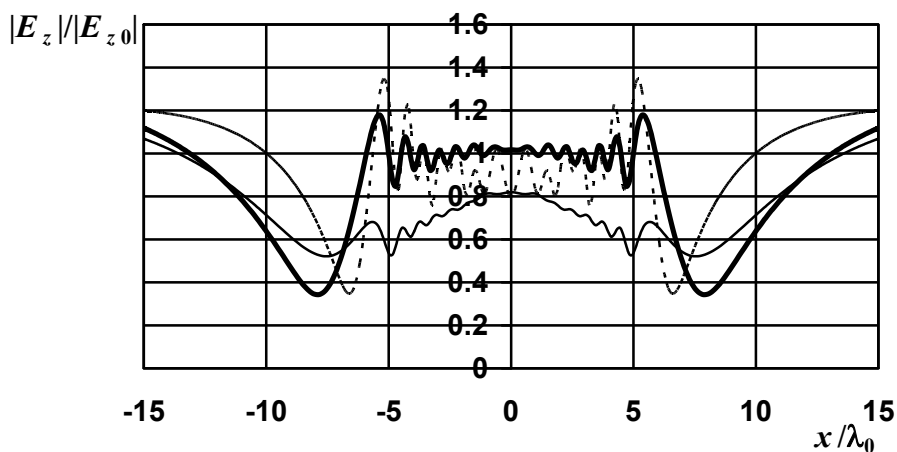


Рис. 2.80. Отношение амплитуды полного поля к амплитуде падающей волны на вынесенной апертуре EF , отстоящей от полосы на расстоянии λ_0 , (E -поляризация)

Анализ кривых на рис. 2.80 показывает, что в пределах проекции полосы на вынесенную апертуру поле имеет осциллирующий характер, обусловленный рассеянием первичной волны

на краях пластины. При этом по мере приближения к центру проекции амплитуда колебаний заметно уменьшается. Отметим тот факт, что сразу за пределами проекции пластины ($5 < |x|/\lambda < 13$) наблюдается провал амплитуды поля.

Заметим, что в точке C вычисляемое отношение амплитуд, как и следовало ожидать, в случае полуволновой толщины пластины близко к 1. Для полос же с толщинами $0,3\lambda_1$ и $0,8\lambda_1$ это отношение в точке C приближенно равно 0,8.

В случае H -поляризации, источник первичного поля, представленный в виде магнитной нити, не имеет ясной физической интерпретации. Поэтому, при расчете модельной задачи "рассеяние H -поляризованной ЭМВ на диэлектрической пластине", в качестве источника первичного поля будем использовать плоскую волну единичной амплитуды, падающую на пластину вдоль оси OY . Первичное поле в таком случае можно записать как $H_z^0(\vec{X}) = \exp(jk_0(\vec{R}_0 \cdot \vec{X}))$, $\vec{R}_0 = (0, 1)$.

Рассчитаем полное поле на вынесенной апертуре EF для случая H -поляризации, в присутствии пластины с параметрами, указанными выше. На рисунке 2.81 представлены зависимости отношения амплитуды полного поля к амплитуде волны в отсутствие пластины от координаты x , рассчитанные на апертуре EF , отстоящей от пластины на расстояние λ_0 , для различных значений толщины пластины. Здесь сплошной жирной линией показана амплитуда поля для случая, когда толщина пластины равна $0,5\lambda_1$, пунктирная линия соответствует толщине – $0,8\lambda_1$, сплошная тонкая линия – $0,3\lambda_1$.

Анализ кривых на рис. 2.81 показывает, что, как и в случае E -поляризации, в пределах проекции полосы на вынесенную апертуру поле имеет осциллирующий характер, обусловленный рассеянием первичной волны на краях пластины. В точках проекций краев пластины на EF возникают провалы в графике амплитуды поля. За пределами проекции пластины возникают переколебания

амплитуды поля, которые по мере удаления от точек проекции краев заметно уменьшаются и амплитуда поля устанавливается на уровне близком к единице.

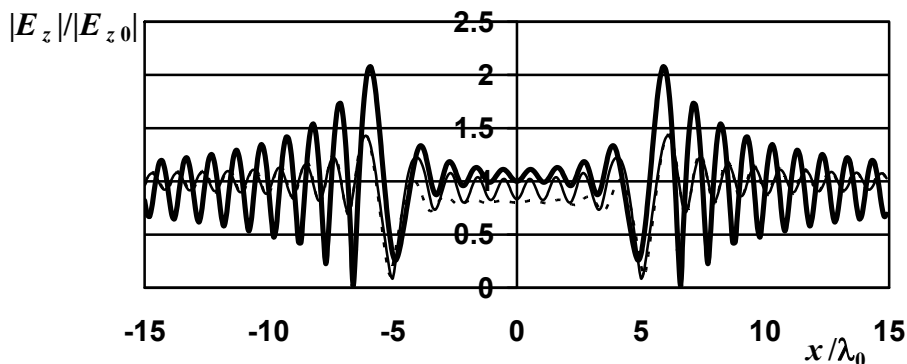


Рис. 2.81. Отношение амплитуды полного поля к амплитуде падающей волны на вынесенной апертуре EF , отстоящей от полосы на расстоянии λ_0 (H -поляризация)

В точке C вычисляемое отношение амплитуд, в случае полуволновой толщины пластины равно 1. Для полос же с толщинами $0,3\lambda_1$ и $0,8\lambda_1$ это отношение в точке C приблизительно равно 0,8. Результаты, полученные для случаев E - и H -поляризации, хорошо согласуются с известным решением задачи о падении плоской электромагнитной волны на бесконечный диэлектрический лист [77].

При проведении расчетов оказалось, что в рассмотренном случае для решения задачи потребовалось 40 гармоник, а количество интервалов, на которых применялась пятиточечная формула Гаусса, было равно 10. При этом относительная погрешность вычисления поля не превышала 5%.

При расчете полей излучения антенной решетки под цилиндрическим обтекателем [76] внутренний и внешний радиусы цилиндра были выбраны равными $10,8\lambda_0$ и $11\lambda_0$, соответственно (λ_0 – длина волны в свободном пространстве). Диэлектрическая

проницаемость материала обтекателя $\varepsilon_1 = 4$. Линейная решетка из 31 токовой нити с косинусным амплитудным и равномерным фазовым распределениями располагалась параллельно оси цилиндра на расстоянии четверти длины волны от экрана (шаг решетки $0,6\lambda_0$).

Диаграммы направленности антенной решетки, нормированные к максимуму диаграммы направленности антенной решетки без обтекателя, в случае E -поляризации представлены на рис. 2.82.

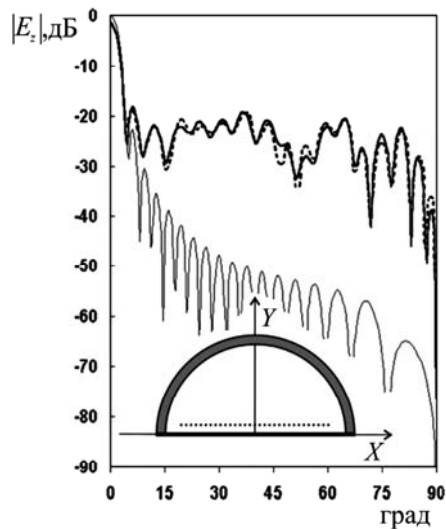


Рис. 2.82. Диаграммы направленности решетки токовых нитей под цилиндрическим круговым диэлектрическим обтекателем, закрытым проводящей плоскостью (E -поляризация)

Сплошной жирной линией показана диаграмма направленности, рассчитанная с помощью предлагаемого метода; жирная прерывистая линия – точное решение, полученное для данного случая с помощью разложения по собственным функциям [14]. Угол отсчитывается от оси Y . Также приведена диаграмма направленности решетки в отсутствии обтекателя (тонкая сплошная линия). Как видим, решение, полученное с помощью предлагаемого метода, хорошо согласуется с точным решением.