

Лекция 10.

Апертурные антенны (продолжение).

Открытый конец волновода, рупорные и зеркальные антенны.

10.1. Открытый конец волновода

Перейдём к конкретным реальным апертурным антеннам. Начнём с антенн типа открытого конца волновода. Рассмотрим излучение из прямоугольного волновода с волной H_{10} . Хотя волна распространяется строго вдоль оси волновода и подходит к апертуре по нормали, соотношение касательных составляющих поля на апертуре будет отличаться от идеальной апертурной антенны из-за дисперсии волн в волноводе. Вместо элементарного излучателя типа элемента Гюйгенса, мы получим элементарный излучатель с диаграммой направленности

$$F_{el}(\vartheta, \varphi) = \frac{1 + K \cos \vartheta}{1 + K} \cos \varphi e_{\vartheta} - \frac{K + \cos \vartheta}{1 + K} \sin \varphi e_{\varphi} \quad (10.1)$$

Здесь обозначено $K = \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}$ - множитель связи длин волн в волноводе и в свободном пространстве. Интегральный же множитель можно вычислить по формулам прошлой лекции. На рис.10.1. показаны диаграммы направленности открытого конца прямоугольного волновода при $\lambda=0.8 \lambda_{кр}$ и $b/a=0.5$. При расчёте диаграмм направленности апертурным методом не учитывается излучение электрических токов, вытекающих из волновода наружу, поэтому приемлемая точность расчётов достигается только в передней полусфере.

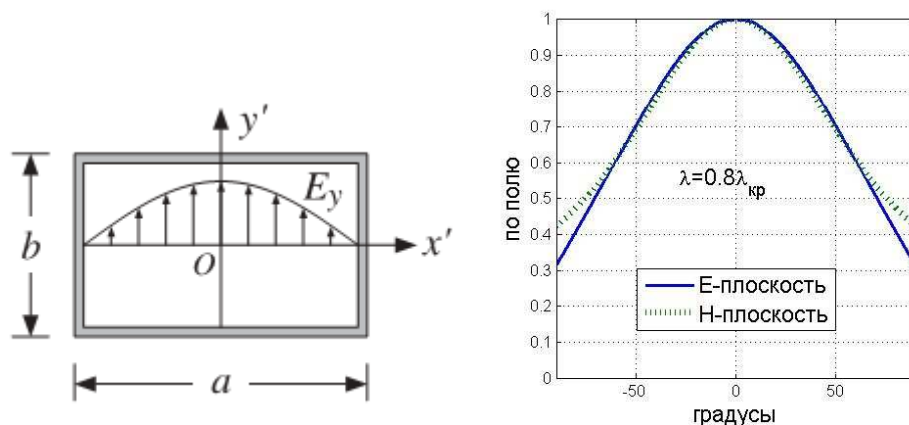


Рис. 10.1. ДН открытого конца прямоугольного волновода в Е и Н-плоскостях при $\lambda=0.8 \lambda_{кр}$ и $b=0.5a$

Аналогичным образом могут быть рассчитаны диаграммы направленности открытого конца круглого волновода (рис.10.2). Диаграмма направленности элементарного излучателя рассчитывается по той же формуле (10.1). При вычислении же интегрального множителя разделения переменных не происходит. Интегральный множитель для круглого раскрытия, облучаемого волной типа H_{11} , в Е и Н плоскостях можно рассчитать по формуле:

$$\frac{1}{S} \iint_S e^{ik \sin \vartheta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dx dy = \left(\frac{2J_1'(ka \sin \vartheta)}{1 - (ka \sin \vartheta / 1.841)^2} \cos^2 \varphi + \frac{2J_1(ka \sin \vartheta)}{(ka \sin \vartheta)} \sin^2 \varphi \right) \quad (10.1)$$

В этой формуле: $J_1(\cdot), J_1'(\cdot)$ - функция Бесселя первого порядка и производная этой функции, a – радиус круглого волновода, 1.841 – приближённое значение первого нуля производной функции Бесселя первого порядка.

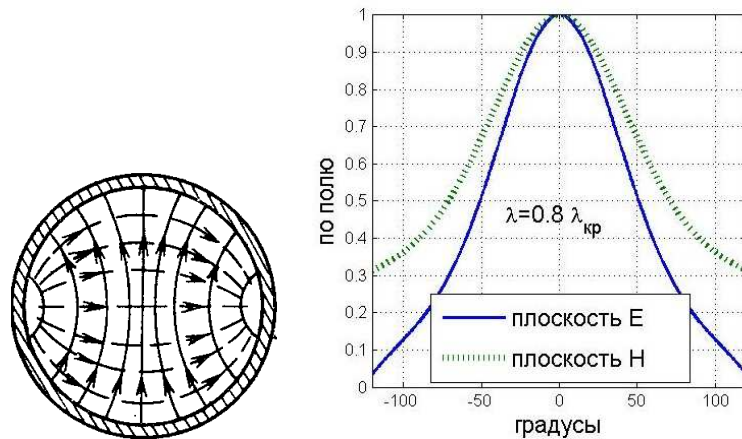


Рис.10.2. ДН открытого конца круглого волновода в Е и Н-плоскостях при $\lambda=0.8 \lambda_{кр}$

Направленность антенн, типа открытых концов волновода небольшая. Для прямоугольного волновода ширина диаграмм направленности $\Delta\theta_{0.5}$ в обеих плоскостях одинаковая, порядка 100° , что соответствует КНД ~ 6 дБ. Для круглого волновода ширина диаграммы направленности в Е-плоскости 70° , а в Н-плоскости порядка 90° , КНД ~ 8 дБ. (Здесь оценка КНД выполнена по соотношению полного телесного угла сферы и телесного угла, занимаемого излучением антенны: $\text{КНД} \sim 4\pi / (\Delta\theta_E \Delta\theta_H)$). Соотношение рабочей и критической длин волн $\lambda=0.8 \lambda_{кр}$ в волноводах на рис.10.1,10.2 выбрано на нижней границе стандартной рабочей полосы частот металлических волноводов. При увеличении частоты (то есть, в рабочей полосе) диаграммы направленности будут уже, но в одномодовом режиме ненамного. Чтобы существенно увеличить направленность антенн, нужно увеличивать размер излучающей апертуры. Этого можно достигнуть в рупорных антеннах.

10.2. Рупорные антенны

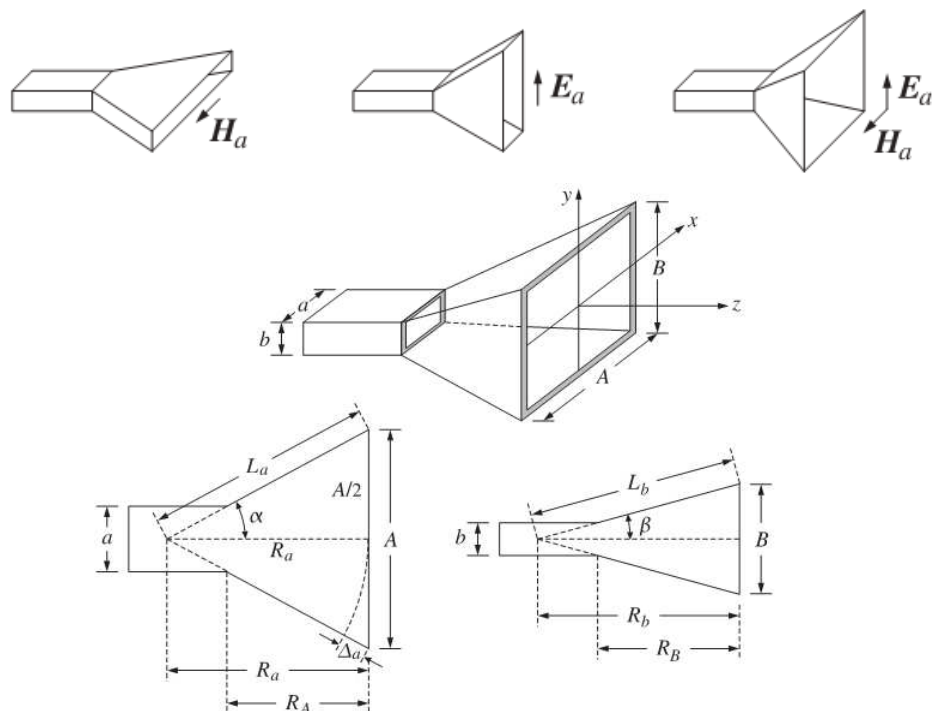


Рис.10.3. Пирамидальный рупор

В пирамидальном рупоре (рис.10.3) соотношение сторон излучающей апертуры может отличаться от соотношения сторон сечения питающего волновода, однако эпюры амплитуды электромагнитного поля в апертуре рупора такие же, что и в питающем волноводе. Пирамидальный рупор расширяется, как в Е-, так и в Н- плоскости. Но в антенной практике используются и такие рупоры, которые в одной из плоскостей не меняют ширины. Они называются Е-секториальным и Н-секториальным, в зависимости от плоскости, в которой происходит расширение.

При распространении волны по рупору от его горла к раскрытию фронт волны постепенно преобразуется из плоского в сферический. Из-за этого нарушается синфазность поля в апертуре. Величины отставания фронта волны Δ_a и Δ_b можно определить из элементарных геометрических соотношений в пирамидальном рупоре. Пусть нам известно сечение волновода a и b , размер излучающей апертуры A и B , а также длина рупора $R_A=R_B$. Исходя из этих размеров нетрудно найти углы α и β :

$$\operatorname{tg} \alpha = (A - a) / (2R_A); \operatorname{tg} \beta = (B - b) / (2R_B);$$

и все остальные геометрические размеры. В частности, для величин отставания фронта волны по краям рупора Δ_a и Δ_b справедливы формулы:

$$\Delta_a = \frac{A}{2} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}; \quad \Delta_b = \frac{B}{2} \operatorname{tg} \frac{\beta}{2};$$

Теперь можно найти распределение поля в апертуре рупора:

$$E_y(x, y) = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{A}\right) e^{-ik\Delta_a(2x/A)^2} e^{-ik\Delta_b(2y/B)^2}$$

Здесь проведена приближённая замена сферической фазовой ошибки на квадратичную. Для вычисления диаграммы направленности рупора эти выражения следует подставить в интеграл (9.3,б). Диаграмму направленности элементарного излучателя нужно взять в форме элемента Гюйгенса, потому что при расширении волновода эффект дисперсии уменьшается. Появление квадратичной фазовой ошибки в апертуре рупора приводит к искажению диаграммы направленности (рис.10.4).

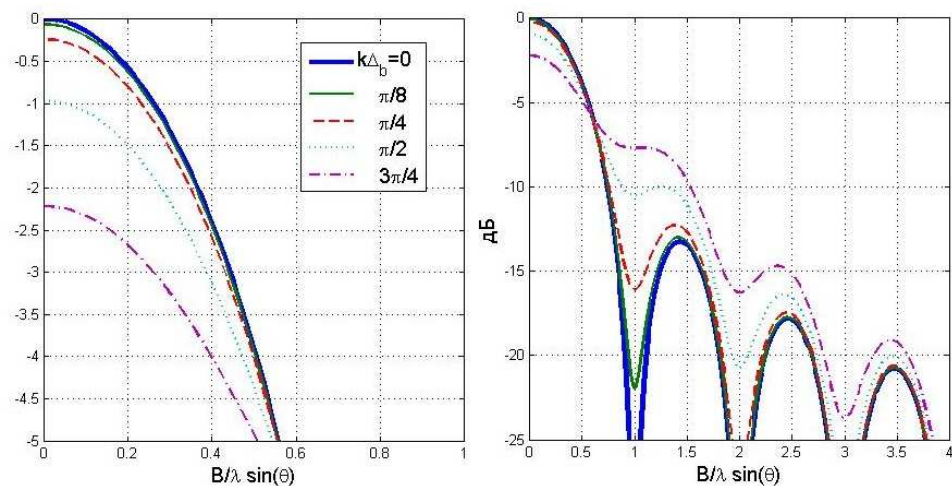


Рис.10.4. Искажение диаграммы направленности Е-секториального рупора из-за влияния квадратичных фазовых ошибок в апертуре (слева показано снижение эффективности вблизи главного направления, справа – полная диаграмма)

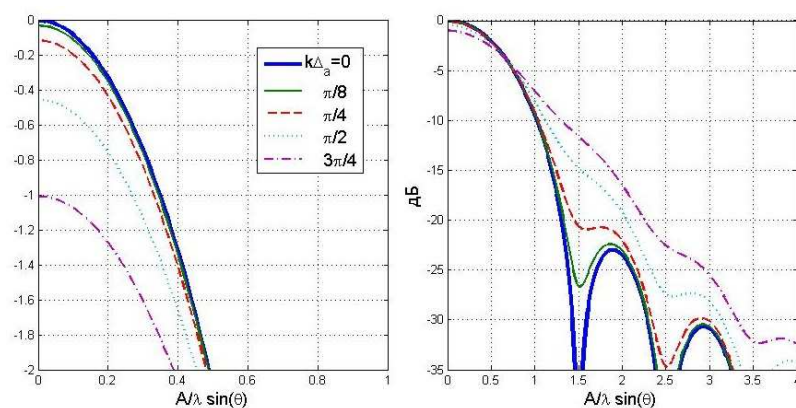


Рис.10.5. Искажение диаграммы направленности Н-секториального рупора (слева показано снижение эффективности вблизи главного направления, справа – полная диаграмма)

На рис.10.3 и 10.4 показаны диаграммы направленности Е-секториального и Н-секториального рупоров, искажённые за счёт влияния квадратичных фазовых ошибок в раскрытии. Слева на этих рисунках показано искажения, проявляющиеся в уменьшении уровня излучения вдоль оси, а справа – искажения в области главного и боковых лепестков. Показано, как под влиянием фазовых ошибок сначала (при малых ошибках) заплывают «нули» диаграммы направленности, затем вообще сглаживается лепестковый характер диаграммы направленности. При наименьшей из показанных фазовых ошибок $\pi/8$ искажения в обеих плоскостях мало заметны в обеих плоскостях. Такую фазовую ошибку обычно считают допустимой.

Влияние квадратичной фазовой ошибки на КНД пирамидальной рупорной антенны можно оценить по формуле (5.6,а). Благодаря разделению переменных в этом случае полный КНД можно представить в виде произведения сомножителей, отвечающих каждой из плоскостей Е- и Н-.

$$D = D_e D_h$$

Графики зависимости сомножителей от размеров апертуры и углов α и β приведены на рис.10.6. Так как выбрана логарифмическая размерность сомножителей (в дБ), то соответствующую величину полного КНД можно найти, как сумму величин в Е- и Н-плоскостях.

Каждый из сомножителей при увеличении размеров апертуры сначала растёт, в соответствии с ростом геометрической площади, достигает максимума, а затем уменьшается из-за влияния квадратичной фазовой ошибки. **Рупор, соответствующий максимальным значениям КНД называется оптимальным.** Величина фазовой ошибки на краю апертуры для оптимального рупора приближённо равна $\pi/2$ для Е-плоскости и $3\pi/4$ для Н-плоскости.

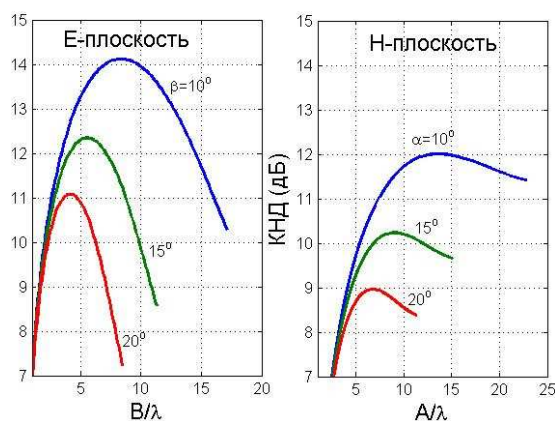


Рис.10.6. Влияние квадратичной фазовой ошибки (в плоскостях Е- и Н-) на КНД пирамидального рупора

Для оптимального в обеих плоскостях рупора при расчёте КНД можно пользоваться зависимостью:

$$D \approx 0.49 \frac{4\pi AB}{\lambda^2}.$$

Аналогичные результаты можно получить и для конического рупора, питаемого круглым волноводом с волной H_{11} .

В технике зеркальных антенн часто применяется круглый рупор, у которого распределение поля в раскрые описывается функцией Бесселя нулевого порядка с нулём на границе раскрыя. Множитель комбинирования для такого рупора с постоянным распределением фазы поля в раскрые описывается функцией:

$$F(\vartheta) = \frac{J_0(ka \sin \vartheta)}{1 - (ka \sin \vartheta / \zeta_1)^2}, \text{ где } \zeta_1 - \text{первый нуль функции Бесселя: } J_0(\zeta_1) = 0;$$

10.3. Параболическая зеркальная антенна

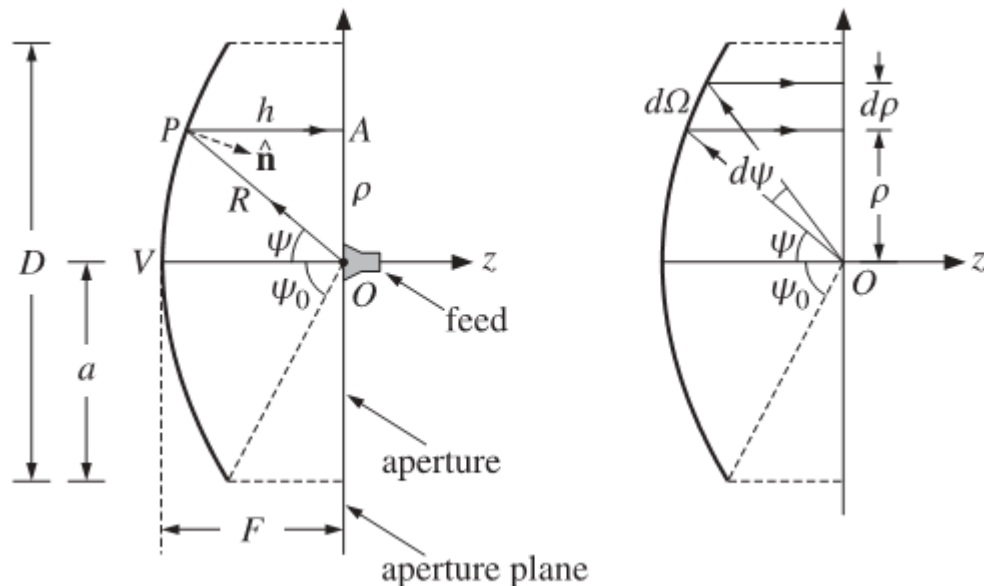


Рис. 10.7. Ход лучей в параболической антенне

Параболоид, показанный на рис. 10.7, описывается уравнением: $z = \frac{\rho^2}{4F}$, где F – **фокусное расстояние** парабоида, z, ρ – декартовы координаты точки P . Докажем, что длина оптического пути, состоящего из двух отрезков, от фокуса O до точки отражения на параболаиде P и, после отражения, от точки P до точки A в апертуре, проведённой через фокус, не зависит от выбора точки на параболаиде и равна $2F$.

$$F = OV; \quad OP = R; \quad PA = F - z;$$

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{(F - z)^2 + \rho^2} = \sqrt{F^2 - 2Fz + z^2 + \rho^2} = \sqrt{F^2 - 2F\left(\frac{\rho^2}{4F}\right) + z^2 + \rho^2} = \\ &= \sqrt{F^2 + 2Fz + z^2} = F + z; \end{aligned}$$

$$OP + PA = R + (F - z) = (F + z) + (F - z) = 2F$$

В правой части рис.10.7 видно, что от облучателя в фокусе распространяется сферическая волна, а после отражения от параболы она преобразуется в плоскую волну.

Плоскость, опирающуюся на края рефлектора, называют плоскостью **раскрыва** антенны.

Параболические антенны характеризуют фокальным отношением F/D или углом облучения рефлектора $2\psi_0$ (углом с вершиной в фокусе, опирающимся на края рефлектора).

Осесимметричные параболические рефлекторы называют глубокими, если $2\psi_0 > 180^\circ$ и мелкими, если $2\psi_0 < 180^\circ$. При $2\psi_0 = 180^\circ$ фокус антенны лежит в плоскости раскрыва.

Следующая таблица характеризует связь фокального отношения и угла раскрыва.

F/D	0.5	0.433	0.357	0.298	0.25
$2\psi_0$	106°	120°	140°	160°	180°

Будет ли характер поля в апертуре зависеть от выбора типа облучателя? От выбора типа облучателя зависит амплитудное распределение и поляризационная картина поля в апертуре.

Обратим внимание, что элементарные излучатели линейной поляризации отличаются по виду диаграмм направленности в плоскостях Е- и Н-. Диаграммы направленности электрического и магнитного диполей в плоскостях Е- и Н- разные, а у элемента Гюйгенса – одинаковые. При использовании этих излучателей в качестве облучателей параболической антенны свойства диаграмм направленности трансформируются в характеристики распределения амплитуды и поляризации поля в апертуре параболоида.

На рис. 10.8 показаны линии уровня и направления векторов электрического поля в апертуре для двух вариантов облучателя. На рисунке слева показано апертурное распределение, когда в фокусе установлен вертикальный электрический диполь, а на рисунке справа, когда в фокусе установлен элемент Гюйгенса вертикальной поляризации. На рисунке слева картина поля искажена как по линиям уровня поля, так и по направлениям вектора поляризации. На рисунке справа искажения отсутствуют. На этом основании можно сделать вывод, что **поляризация во всех точках апертуры поля будет одной и той же, если в фокусе установлен облучатель, имеющий одинаковые диаграммы направленности в Е- и Н-плоскостях и поляризованный так же, как элемент Гюйгенса.**

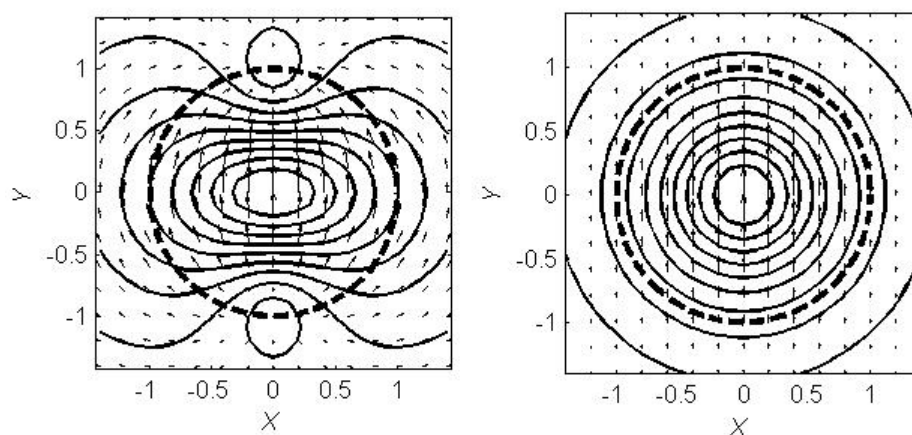


Рис. 10.8. Картина поля в апертуре рефлектора для случаев, когда в фокусе установлен электрический диполь - слева и элемент Гюйгенса – справа

Толстой пунктирной линией на рис.10.8 показана проекция обода 180-градусного параболоида, то есть такого параболоида, для которого **угол облучения** $2\psi_0$ (на рис.10.7) равен 180° . Параболоид с таким или большим углом облучения считается глубоким, а с меньшим углом облучения – мелким. Глубокие и мелкие параболоиды ещё характеризуют

фокальным отношением F/D , которое связано с углом облучения формулой: $\operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2} = \frac{D}{4F}$. В

соответствии с этим соотношением, глубокие зеркала называют короткофокусными, а мелкие – длиннофокусными. Согласно рис. 10.8, для глубоких параболоидов искажения при облучении диполем особенно велики. Чем мельче параболоид, тем меньше искажения. При облучении элементом Гюйгенса картина поля в апертуре симметрична относительно оси параболоида при любом F/D .

В связи с разной картиной поля в апертуре меняется и вид диаграммы направленности параболической антенны. На рис. 10.9 показаны диаграммы направленности параболоида диаметром 40λ , облучаемого диполем. Видно, что в Е- и Н- плоскостях диаграммы имеют разную ширину и различную лепестковую структуру.

Кроме разницы в диаграммах направленности, в поле излучения параболоида, облучённого диполем, появляются внеосевые области, в которых векторы поляризации наклонены по отношению к векторам поляризации поля вдоль оси параболоида. Это явление называют **кроссполяризационным искажением**. При облучении параболоида элементом Гюйгенса, диаграммы направленности в Е- и Н- плоскостях одинаковые, а зоны с кроссполяризованным излучением отсутствуют.

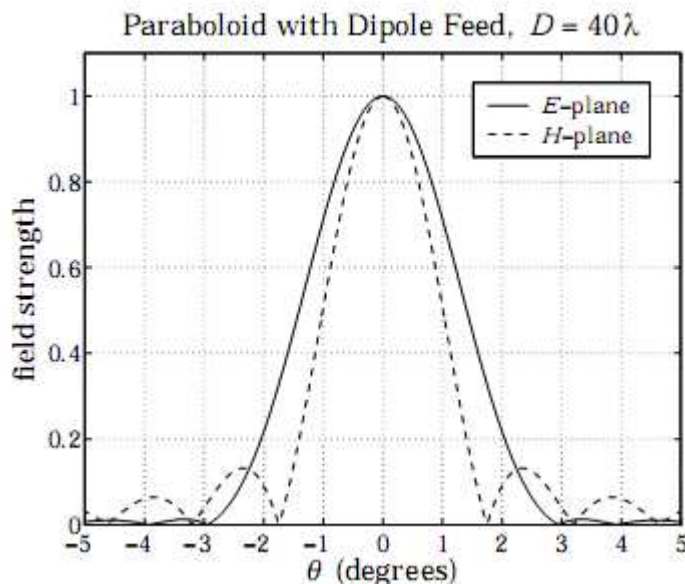


Рис.10.9. Диаграмма направленности параболической антенны, в фокусе которой установлен электрический диполь