

第10章 面天线

10.1 等效原理与惠更斯元的辐射

10.2 平面口径的辐射

10.3 喇叭天线

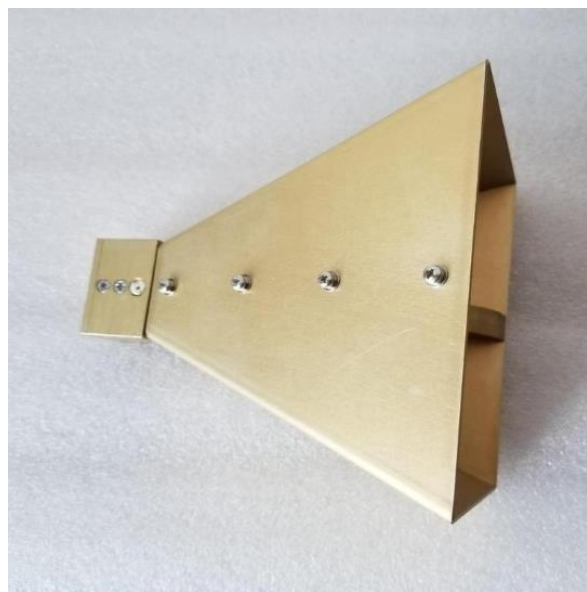
10.4 旋转抛物面天线

10.5 卡塞格伦天线

10.6 喇叭抛物面天线

10.1 等效原理与惠更斯元的辐射

面天线通常用于微波、毫米波波段。常见的面天线有喇叭天线、抛物面天线、卡塞格伦天线等。这类天线所载的电流分布在金属面上，而金属面的口径尺寸远大于工作波长（电大尺寸，增益高）。面天线在雷达、导航、卫星通信以及射电天文和气象等无线电技术设备中有广泛的应用。



1、面天线结构

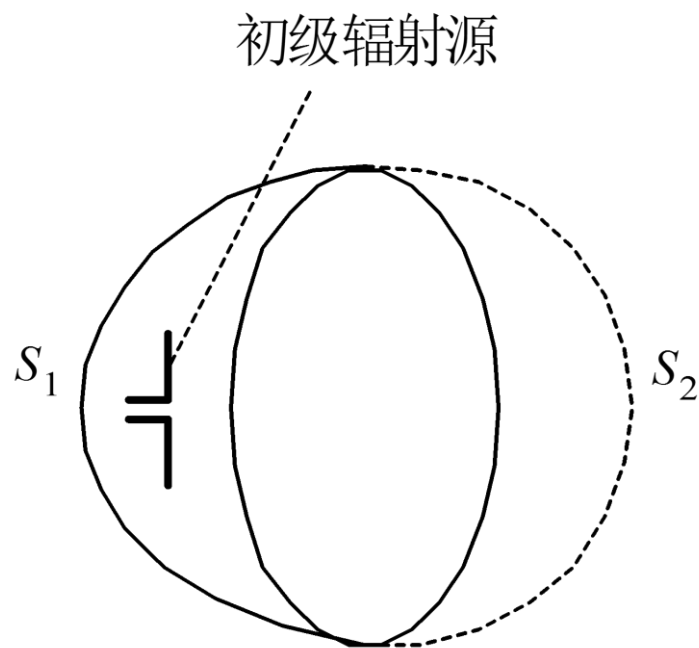
天线通常由两部分组成：

一是初级辐射源，例如抛物面天线的喇叭馈源；

一是形成方向性的部件金属面 S_1 ，例如抛物面反射器。

面天线的基本问题是确定它的辐射电磁场。

面天线理论不仅限于求解辐射场(天线外部的场)，还应该确定由初级源产生的天线附近的场(天线内部的场)。



2、等效原理

包围天线的封闭曲面

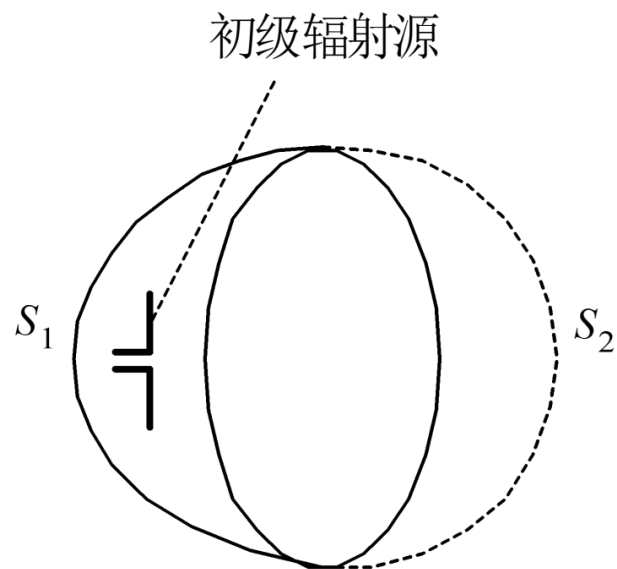
- 金属面的外表面 S_1 ：为导体的外表面，其上的场为零
- 金属面的口径面 S_2 ：通常取为平面

面天线的辐射问题

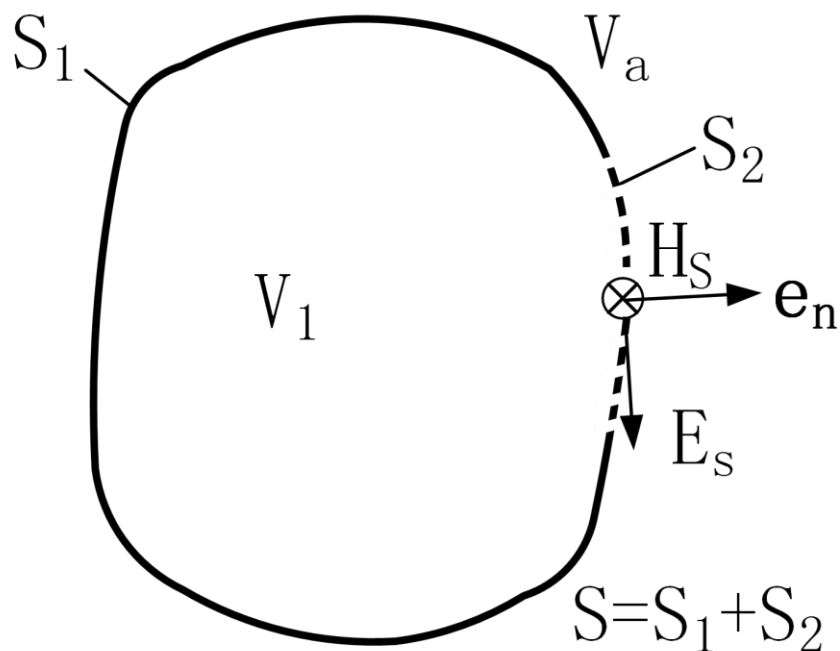


口径面 S_2 的辐射

由于口径面上存在着口径场 E_s 和 H_s ，根据惠更斯原理 (Huygen 's Principle)，将口径面 S_2 分割成许多面元，这些面元称为**惠更斯元或二次辐射源**。所有惠更斯元的辐射之和就是整个口径面的辐射场。



当由口径面求解辐射场时，每一个面元的次级辐射可用等效电流元和等效磁流元来代替，口径面的辐射场就是所有等效电流元 J_s^e （等效电基本振子）和等效磁流元（等效磁基本振子） J_s^m 所共同产生的。这就是电磁场理论中的**等效原理**（Field Equivalence Theorem）。



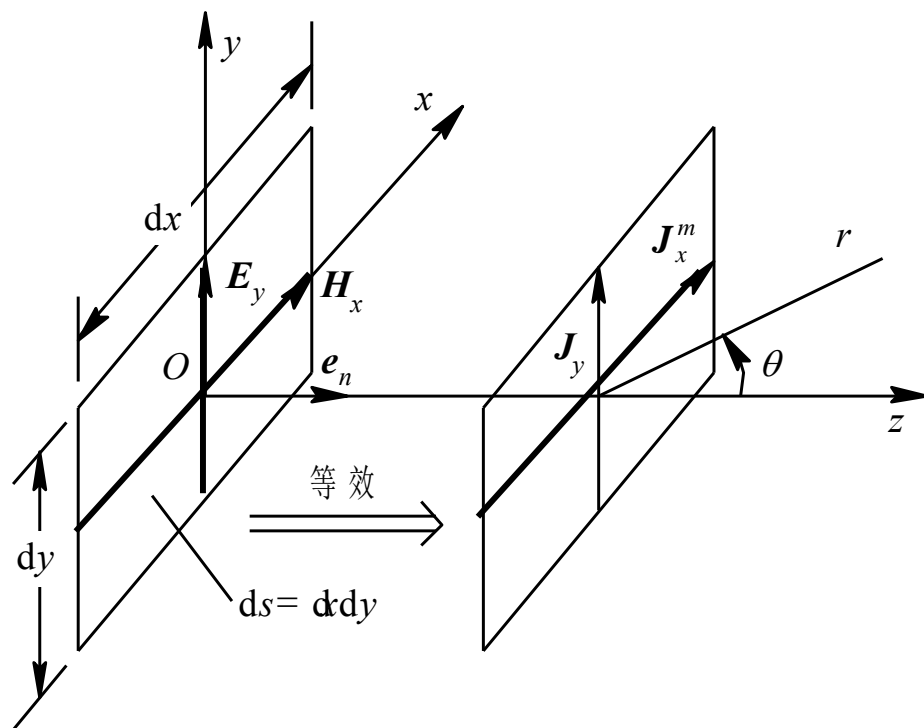
$$J_s^e = e_n \times H_s$$

$$J_s^m = -e_n \times E_s$$

3、惠更斯元的辐射

如同电基本振子和磁基本振子是分析线天线的基本辐射单元一样，惠更斯元是分析面天线辐射问题的基本辐射元。

设平面口径面（ xOy 面）上的一个惠更斯元 $dS = dx dy \mathbf{e}_n$ ，其上有着均匀的切向电场 \mathbf{E}_y 和切向磁场 \mathbf{H}_x



根据等效原理：

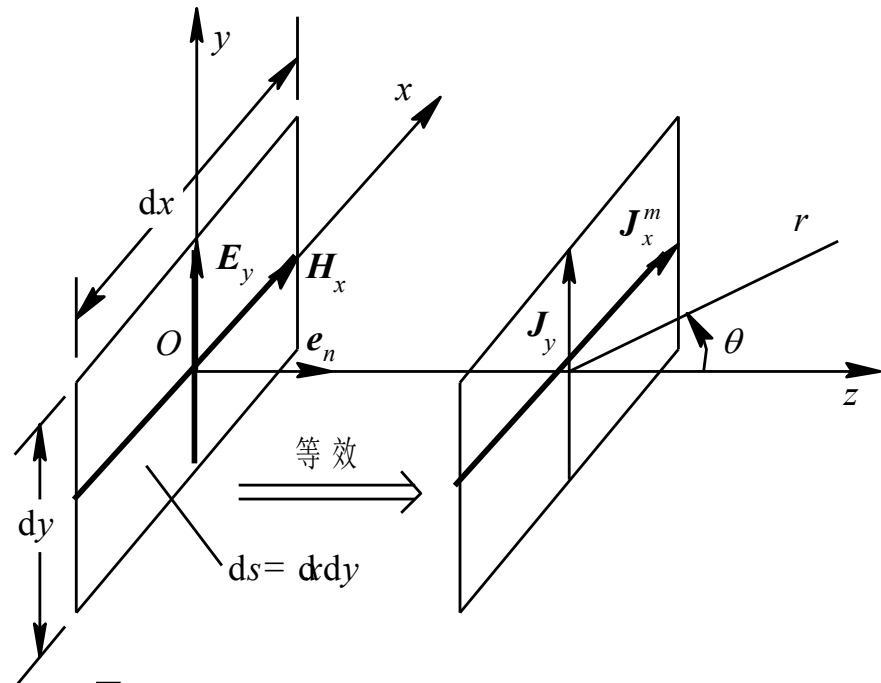
基本电振子

面元上的等效面电流密度为

$$\mathbf{J} = \mathbf{e}_n \times \mathbf{H}_x = \mathbf{J}_y$$

相应的等效电基本振子电流的方向沿y轴方向，其长度为dy，数值为

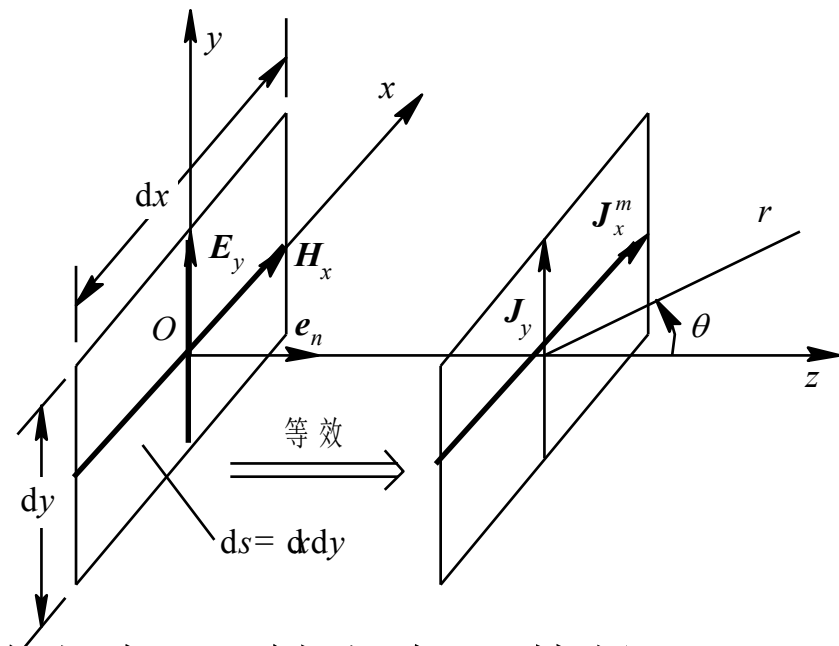
$$I = J_y dx = H_x dx$$



基本磁振子

面元上的等效面磁流密度为

$$\mathbf{J}^m = -\mathbf{e}_n \times \mathbf{E}_y = J_x^m \mathbf{e}_x$$



相应的等效磁基本振子磁流的方向沿x轴方向，其长度为dx，数值为

$$I^m = J_x^m dy = E_y dy$$

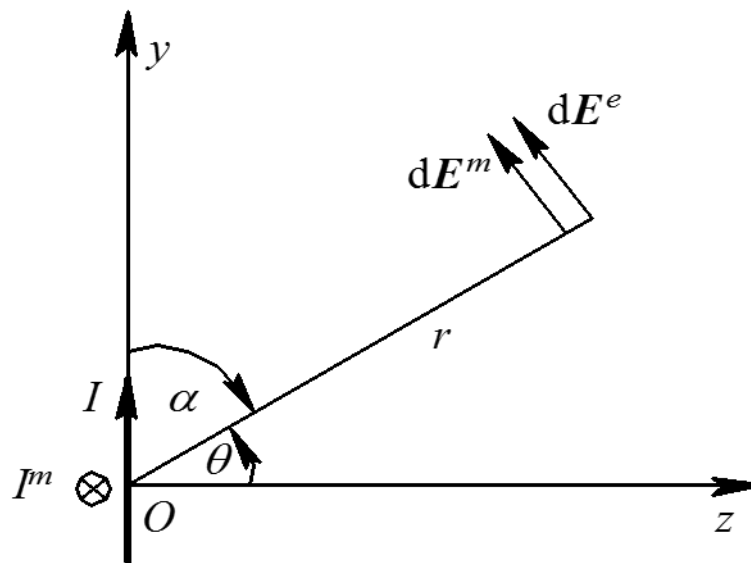
惠更斯元的辐射



相互正交放置的等效电基本振子和等效磁基本振子的辐射场之和。

辐射场

E平面



即yOz平面，在此平面内电基本振子产生的辐射场为

$$d\mathbf{E}^e = j \frac{60\pi(H_x dx)dy}{\lambda r} \sin \alpha e^{-jkr} \mathbf{e}_a$$

磁基本振子产生的辐射场为

$$d\mathbf{E}^m = -j \frac{(E_y dy)dx}{2\lambda r} e^{-jkr} \mathbf{e}_a$$

考虑到 $\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta$, $\mathbf{e}_a = -\mathbf{e}_\theta$, 上式重新写为:

$$d\mathbf{E}^e = j \frac{E_y}{2\lambda r} \cos \theta e^{-jkr} dx dy \mathbf{e}_\theta$$

$$d\mathbf{E}^m = j \frac{E_y}{2\lambda r} e^{-jkr} dx dy \mathbf{e}_\theta$$

于是，惠更斯元在E平面上的辐射场为

$$d\mathbf{E}_E = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) E_y e^{-jkr} dS \mathbf{e}_\theta$$

H平面

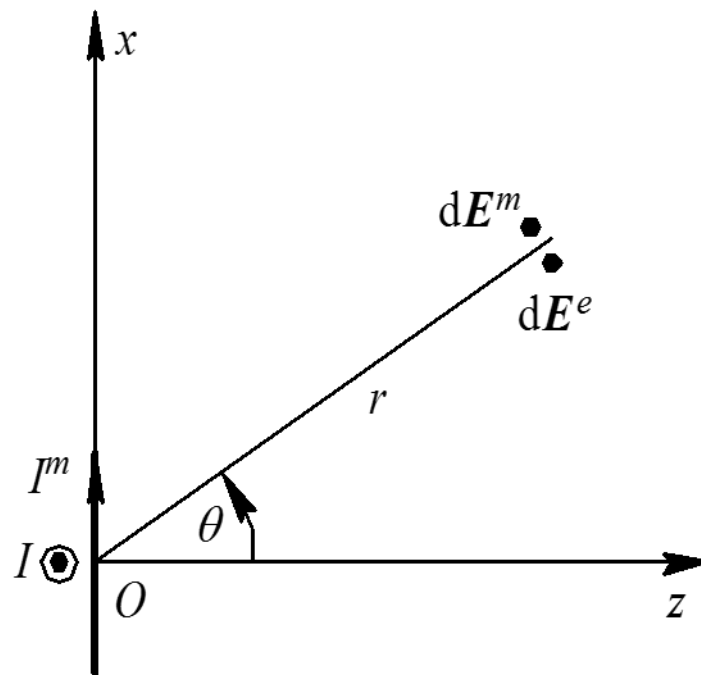
即xoz平面

电基本振子产生的辐射场为

$$d\mathbf{E}_e = j \frac{1}{2\lambda r} E_y e^{-jkr} ds \mathbf{e}_\varphi$$

磁基本振子产生的辐射场为

$$d\mathbf{E}_m = j \frac{1}{2\lambda r} E_y \cos \theta e^{-jkr} ds \mathbf{e}_\varphi$$



于是，惠更斯元在 H 平面上的辐射场为

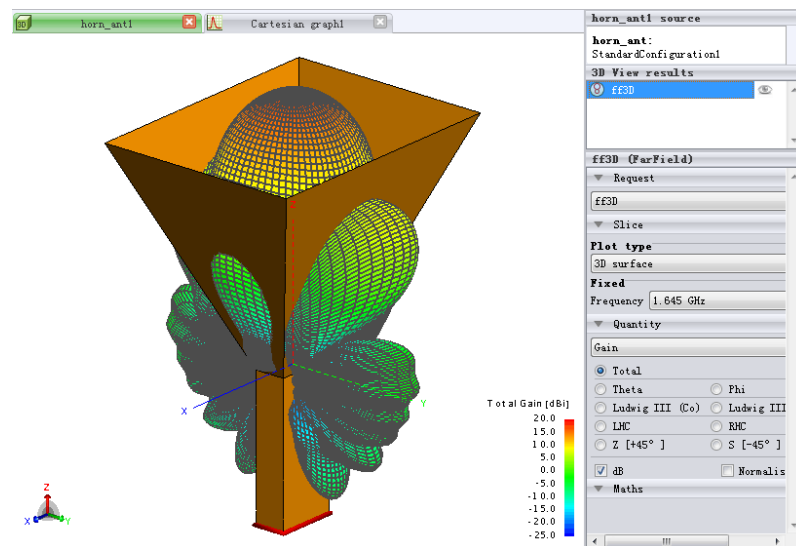
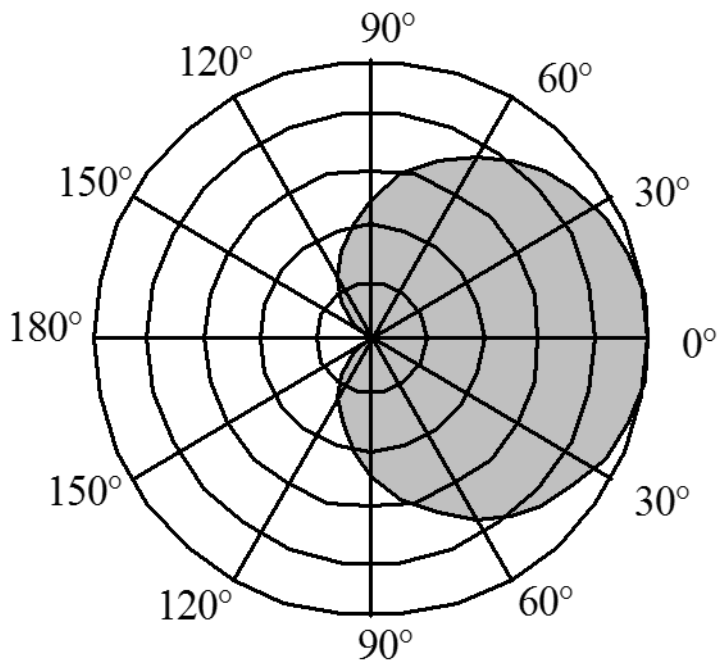
$$d\mathbf{E}_H = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) E_y e^{-jkr} dS \mathbf{e}_\varphi$$

方向函数

可看出，两主平面的归一化方向函数均为

$$F_E(\theta) = F_H(\theta) = \frac{1}{2} |1 + \cos \theta|$$

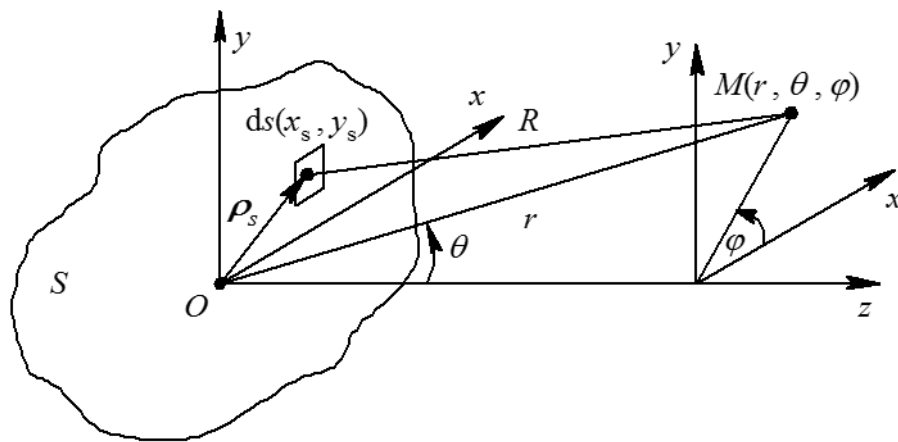
惠更斯元归一化方向图 $F_E(\theta) = F_H(\theta) = \frac{1}{2}|(1 + \cos \theta)|$



惠更斯元的最大辐射方向与其本身垂直。如果平面口径由这样的面元组成，而且各面元同相激励，则此同相口径面的最大辐射方向势必垂直于该口径面，并且口径面积越大，方向性越强。

10.2 平面口径的辐射

设有一任意形状的平面口径位于 xOy 平面内，口径面积为 S ，其上的口径场仍为 E_y ，因此该平面口径辐射场的极化与惠更斯元的极化相同。坐标原点至远区观察点 $M(r, \theta, \varphi)$ 的距离为 r ，面元 $ds(x_s, y_s)$ 到观察点的距离为 R ，将惠更斯元的主平面辐射场积分可得到平面口径在远区的两个主平面辐射场为

$$E_M = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) \iint_S E_y(x_s, y_s) e^{-jkR} dx_s dy_s$$


$$E_M = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) \iint_s E_y(x_s, y_s) e^{-jkR} dx_s dy_s$$

E平面 (yOz平面) , $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $R \approx r - y_s \sin \theta$, 辐射场为

$$E_E = E_\theta = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \iint_s E_y(x_s, y_s) e^{jky_s \sin \theta} dx_s dy_s$$

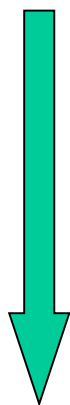
H平面 (xOz平面) , $\varphi = 0$, $R \approx r - x_s \sin \theta$, 辐射场为

$$E_H = E_\varphi = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \iint_s E_y(x_s, y_s) e^{jkx_s \sin \theta} dx_s dy_s$$

方向系数

对于同相平面口径，最大辐射方向一定发生在 $\theta=0$ 处，

$$D = \frac{r^2 |E_{\max}|^2}{(60P_r)}$$



$$|E_{\max}| = \frac{1}{\lambda r} \left| \iint_S E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|$$

P_r ——天线辐射功率，即整个口径面向空间辐射的功率 $P_r = \frac{1}{240\pi} \iint_S |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s$

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \iint_S E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2}{\iint_S |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s}$$

如果定义面积利用系数

$$v = \frac{\left| \iint_S E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2}{S \iint_S |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s}$$

表征口径场的分布均匀程度，越均匀此值越大。
均匀分布时 $v=1$

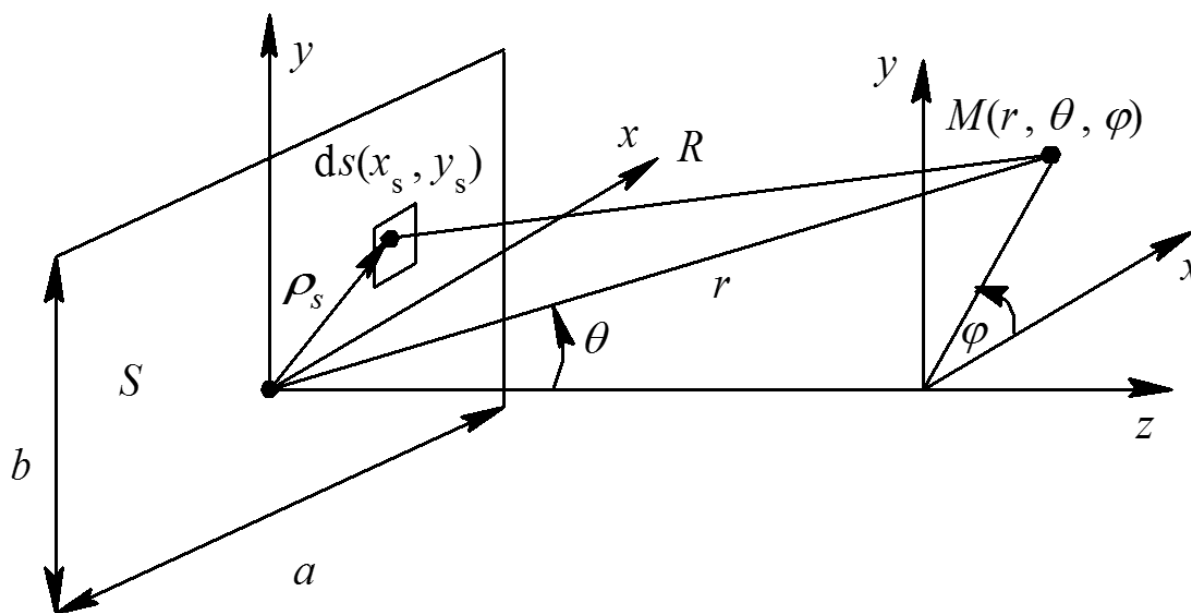
则方向系数

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} Sv$$

同相平面口径的辐射



矩形同相平面口径的辐射



设矩形口径(Rectangular Aperture)的尺寸为 $a \times b$ 。

E平面 (yoz平面)

$$E_E = E_\theta = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \int_{-a/2}^{a/2} dx_s \int_{-b/2}^{b/2} E_y(x_s, y_s) e^{jky_s \sin \theta} dy_s$$

H平面 (xoz平面)

$$E_H = E_\phi = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \int_{-b/2}^{b/2} dy_s \int_{-a/2}^{a/2} E_y(x_s, y_s) e^{jkx_s \sin \theta} dx_s$$

当口径场 E_y 为 **均匀分布** 时, $E_y=E_0$, 如果引入

$$\psi_1 = \frac{1}{2}kb \sin \theta$$

$$\psi_2 = \frac{1}{2}ka \sin \theta$$

则两主平面的方向函数为

$$F_E = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \cdot \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} \right|$$

$$F_H = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \cdot \frac{\sin \psi_2}{\psi_2} \right|$$

则两主平面的方向函数为

$$F_E = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \cdot \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} \right|$$
$$F_H = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \cdot \frac{\sin \psi_2}{\psi_2} \right|$$

方向性函数由两部分组成：

$\frac{(1 + \cos \theta)}{2}$ 是惠更斯源的自因子（元因子）

$\frac{\sin \psi_1}{\psi_1}$ 或 $\frac{\sin \psi_2}{\psi_2}$ 是矩形口面上连续分布的同相等幅场的阵因子

$$F_E = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \cdot \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} \right|$$

$$F_H = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \cdot \frac{\sin \psi_2}{\psi_2} \right|$$

若 $a, b \gg \lambda$, 则口面辐射集中在 θ 较小的范围内, $(1 + \cos \theta) / 2 \approx 1$, 自因子随 θ 变化很小, 故E/H面的方向函数主要由阵因子决定。

于是矩形等幅同相口面的E/H方向性函数统一可以写成:

$$F(\theta) = \left| \frac{\sin \psi}{\psi} \right|$$

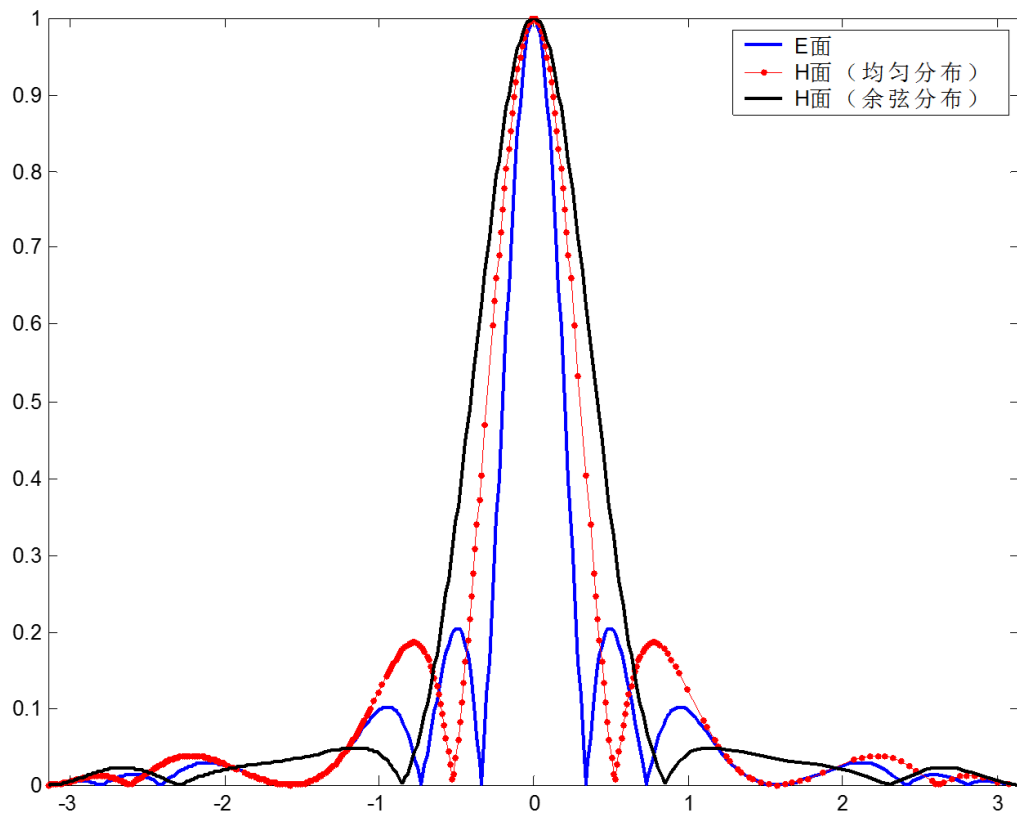
当口径场 E_y 为 **余弦分布** 时, 如 TE_{10} 波激励的矩形波导口径场:

$$E_y = E_0 \cos \frac{\pi x_s}{a}$$

两主平面的方向函数为

$$\left\{ \begin{array}{l} F_E(\theta) = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \cdot \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} \right| \\ F_H(\theta) = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \cdot \frac{\cos \psi_2}{1 - \left(\frac{2}{\pi} \psi_2\right)^2} \right| \end{array} \right.$$

矩形口径的主平面直角坐标方向图($a=2\lambda, b=3\lambda$)



由于口径在 E 平面的尺寸较大，因此 E 面方向图比 H 面方向图主瓣窄，并且 E 面波瓣个数多于 H 面波瓣个数。

面积利用系数 ν 反映了口径场分布的均匀程度，口径场分布越均匀， ν 值越大，当口径场完全均匀分布时， $\nu=1$ 。补充矩形同相等幅面和同相余弦分布口面的 ν 。

对矩形同相等幅口面来说： $E_s=E_0$ 求出：

$$\nu = \frac{|E_0 \cdot S|^2}{|E_0|^2 \cdot S^2} = 1$$

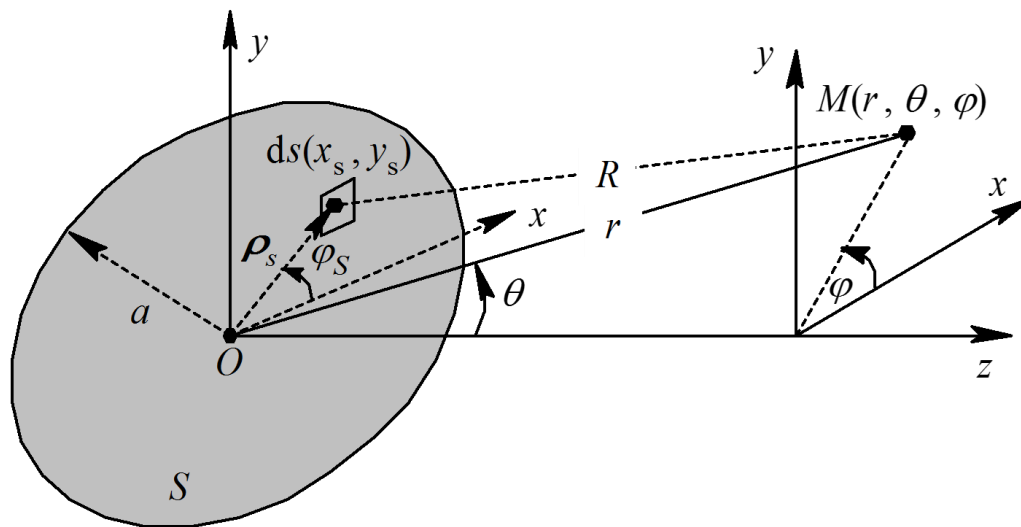
对矩形同相余弦分布口面来说：

$$E_s = E_0 \cdot \cos\left(\frac{\pi x_s}{a}\right)$$
$$\nu = 0.81$$

圆形同相平面口径的辐射



在实际应用中，经常有圆形口径(Circular Aperture)的天线。



引入极坐标与直角坐标的关系：

$$\left. \begin{aligned} x_s &= \rho_s \cos \varphi_s \\ y_s &= \rho_s \sin \varphi_s \\ ds &= \rho_s d\varphi_s d\rho_s \end{aligned} \right\}$$

均匀分布的辐射场

设口径场为单一极化 $E_y(\rho_s, \varphi_s)$ ，并且假定口径场分布是 φ 对称的，仅是 ρ 的函数。当口径场均匀分布时， $E_y=E_0$ ，则两主平面的辐射场表达式为

$$E_E = E_\theta = j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) E_0 \int_0^a \rho_s d\rho_s \int_0^{2\pi} e^{jk\rho_s \sin \theta \sin \varphi_s} d\varphi_s$$

$$E_H = E_\varphi = j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) E_0 \int_0^a \rho_s d\rho_s \int_0^{2\pi} e^{jk\rho_s \sin \theta \cos \varphi_s} d\varphi_s$$

在上式中引入贝塞尔函数公式

$$J_0(k\rho_s \sin \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{jk\rho_s \sin \theta \sin \varphi_s} d\varphi_s$$

引入参量

$$\psi_3 = ka \sin \theta$$

并注意到积分公式

$$\int_0^a t J_0(t) = a J_1(a)$$

则圆形均匀口径的两主平面方向函数为

$$F_E(\theta) = F_H(\theta) = \left| \frac{(1 + \cos \theta)}{2} \right| \times \left| \frac{2J_1(\psi_3)}{\psi_3} \right|$$

同相平面口径方向图参数

如果统一引入

$$A = j \frac{e^{-jkr}}{r\lambda} E_0$$

则平面口径的主平面辐射场可统一表示为

$$E(\theta) = ASF(\theta)$$

实际上，通常口径尺寸都远大于 λ ，因此分析方向图特性时可认为

$$(1+\cos\theta)/2 \approx 1$$

同相平面口径场辐射特征

综合对不同口径场辐射场的分析以及相应的数值计算，对同相口径场而言，可归纳出如下的重要结论：

- ◆ 平面同相口径的**最大辐射方向**一定位于口径面的法线方向；
- ◆ 在口径场分布规律一定的情况下，口径面的**电尺寸**越大，主瓣越窄，方向系数越大；
- ◆ 当口径电尺寸一定时，**口径场分布**越均匀，其面积利用系数越大，方向系数越大，副瓣电平越高；
- ◆ 口径辐射的**副瓣电平**以及**面积利用系数**取决于口径场的分布情况，而与口径的电尺寸无关。

非同相平面口径

——相位偏移对口径辐射场的影响

由于天线制造或安装的技术误差，或者为了得到特殊形状的波束或实现电扫描，口径场的相位分布常常按一定的规律分布。假设口径场振幅分布仍然均匀，常见的口径场相位偏移有如下几种：

(1) 直线律相位偏移

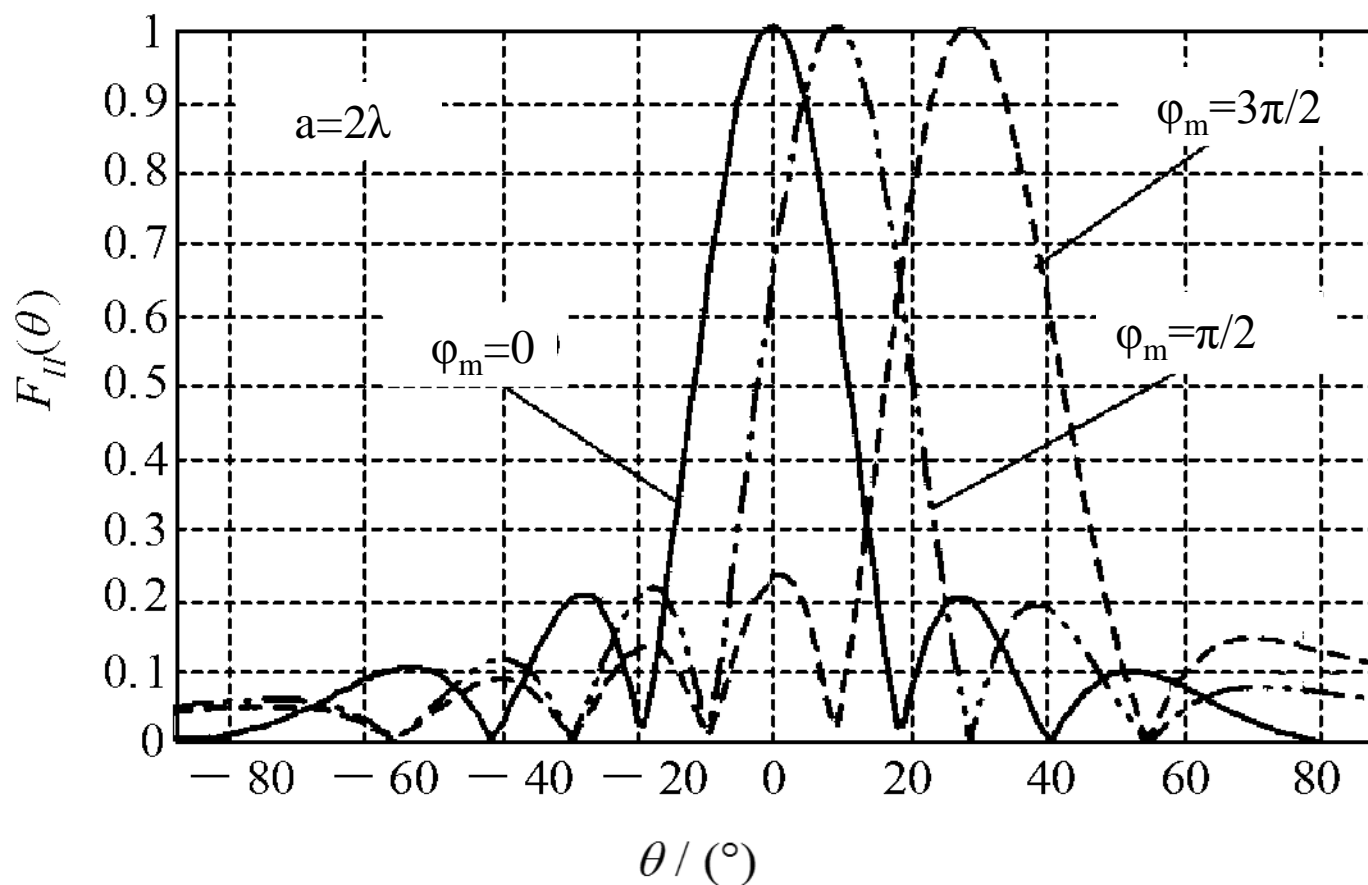
$$E_y = E_0 e^{-j \frac{2x_s}{a} \varphi_m}$$

(2) 平方律相位偏移

$$E_y = E_0 e^{-j \left(\frac{2x_s}{a} \right)^2 \varphi_m}$$

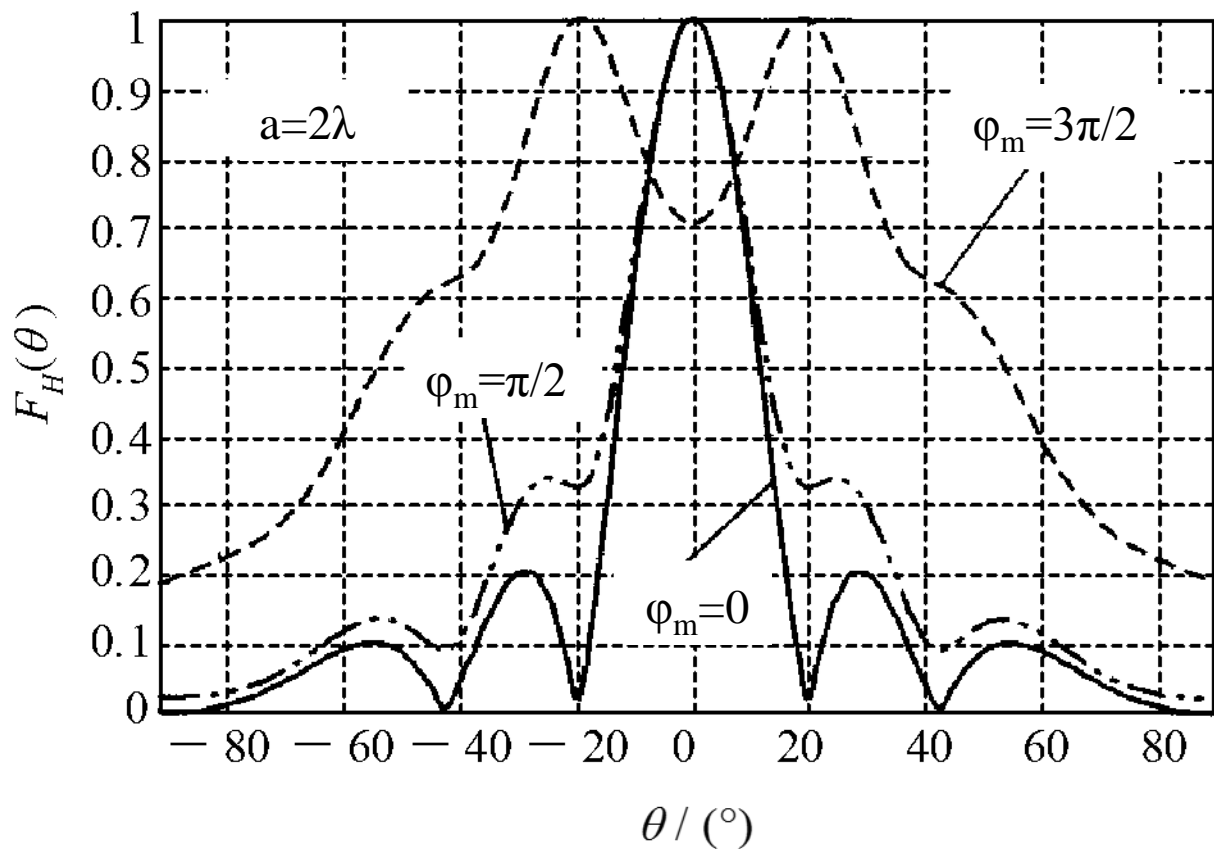
(3) 立方律相位偏移

$$E_y = E_0 e^{-j \left(\frac{2x_s}{a} \right)^3 \varphi_m}$$



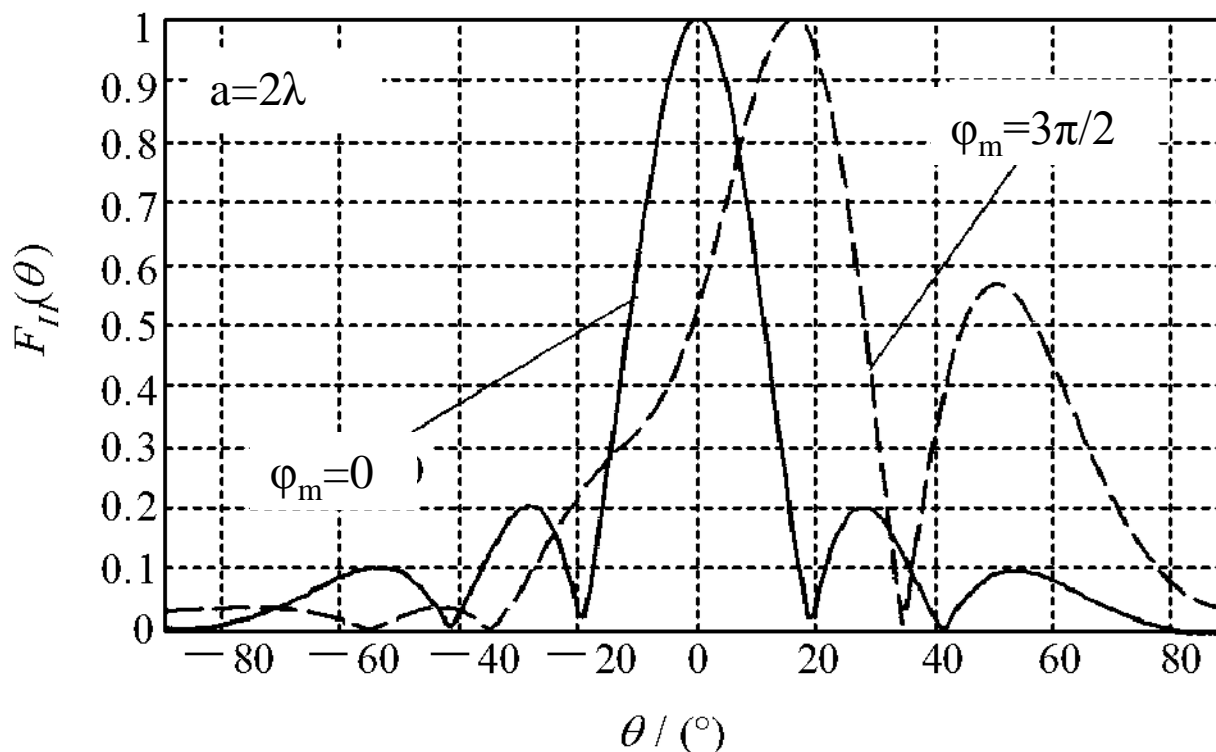
直线律相位偏移的矩形口径方向图

直线律相位偏移带来了**最大辐射方向的偏移**，可以利用此特点产生电扫描效应。



平方律相位偏移的矩形口径方向图

平方律相位偏移带来了零点模糊、主瓣展宽、主瓣分裂以及方向系数下降，在天线设计中应力求避免。

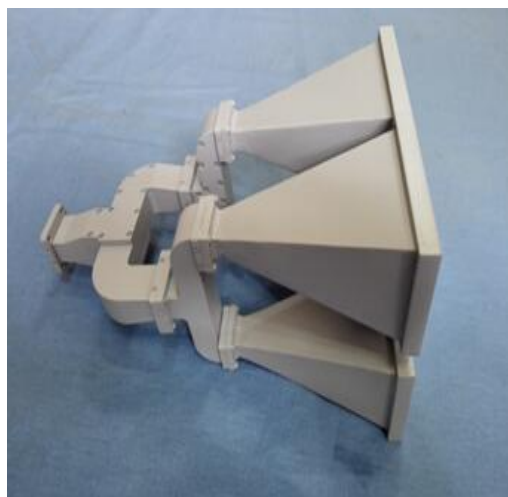


立方律相位偏移的矩形口径方向图

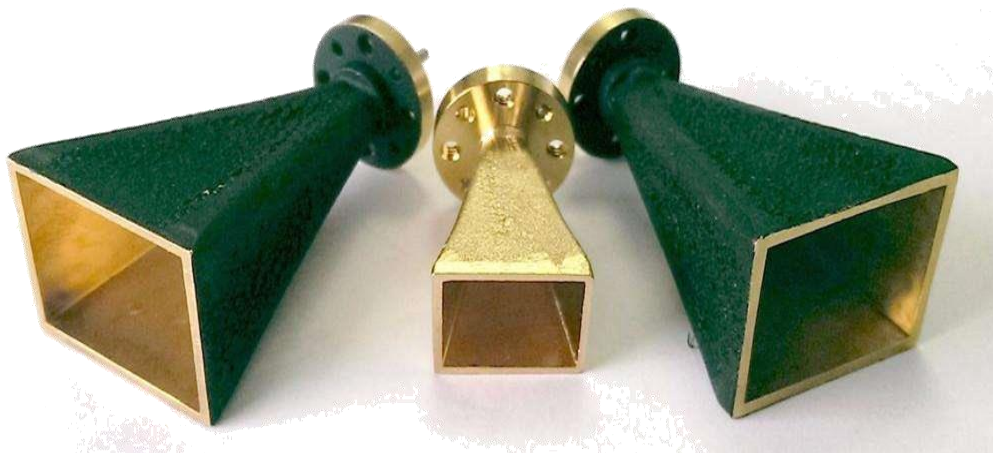
立方律相位偏移不仅产生了**最大辐射方向偏转**，而且还会导致**方向图不对称**，在主瓣的一侧产生了**较大的副瓣**，对雷达而言，此种情况极易混淆目标。

10.3 喇叭天线

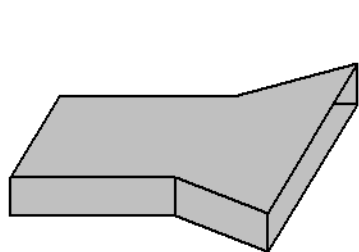
喇叭天线是最广泛使用的微波天线之一。喇叭天线除了大量用作反射面天线的馈源以外，也是相控阵天线的常用单元天线，还可以用做对其它高增益天线进行校准和增益测试的通用标准。它的优点是具有结构简单、馈电简便、频带较宽、功率容量大和高增益的整体性能。



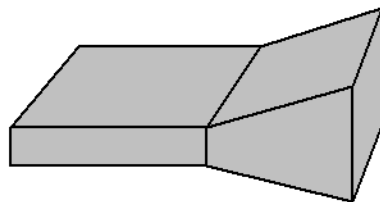
喇叭天线由逐渐张开的波导构成，逐渐张开的过渡段既可以保证波导与空间的良好匹配，又可以获得较大的口径尺寸以加强辐射的方向性。根据口径的形状可分为矩形喇叭天线和圆形喇叭天线等。



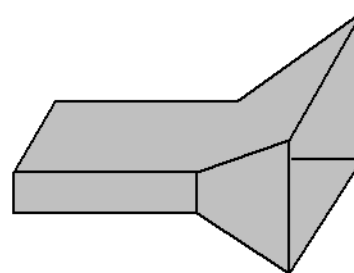
图(a)保持了矩形波导的窄边尺寸不变，逐渐展开宽边而得到 H 面扇形喇叭；图(b)保持了矩形波导的宽边尺寸不变，逐渐展开窄边而得到 E 面扇形喇叭；图(c)为矩形波导的宽边和窄边同时展开而得到角锥喇叭；图(d)为圆波导逐渐展开形成的圆锥喇叭。



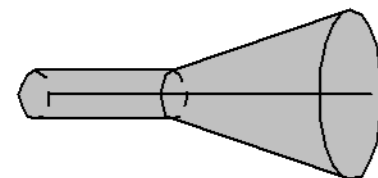
(a)



(b)



(c)

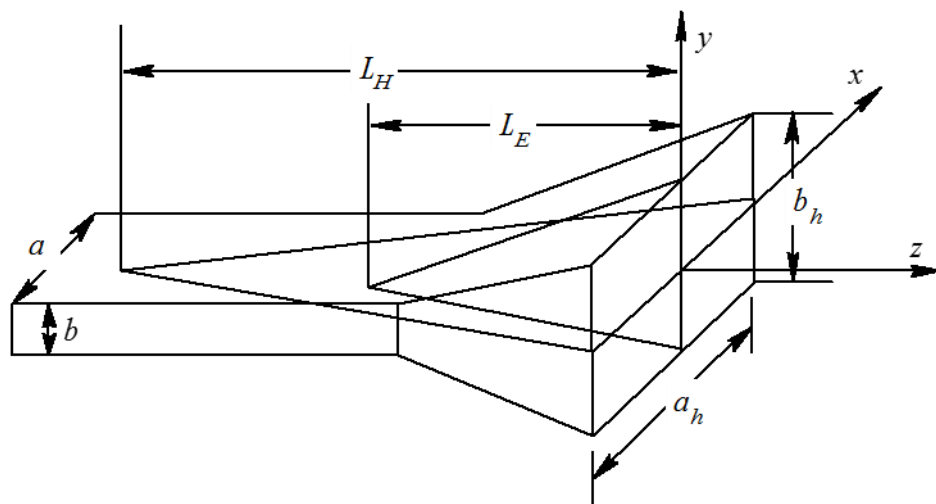


(d)

(a) H 面喇叭； (b) E 面喇叭 · (c)角锥喇叭； (d)圆锥喇叭

矩形喇叭天线的口径场与方向图

喇叭天线可以作为口径天线来处理， L_E 、 L_H 分别为 E 面和 H 面长度； a 、 b 为波导的宽边和窄边尺寸； a_h 、 b_h 为相应的口径尺寸。 $L_E \neq L_H$ 时，为楔形角锥喇叭；当 $L_E = L_H$ 时，为尖顶角锥喇叭；当 $a_h = a$ 或 $L_H = \infty$ 时，为 E 面喇叭；当 $b_h = b$ 或 $L_E = \infty$ 时，为 H 面喇叭。喇叭天线的口径场可近似地由矩形波导至喇叭结构波导的相应截面的导波场来决定。

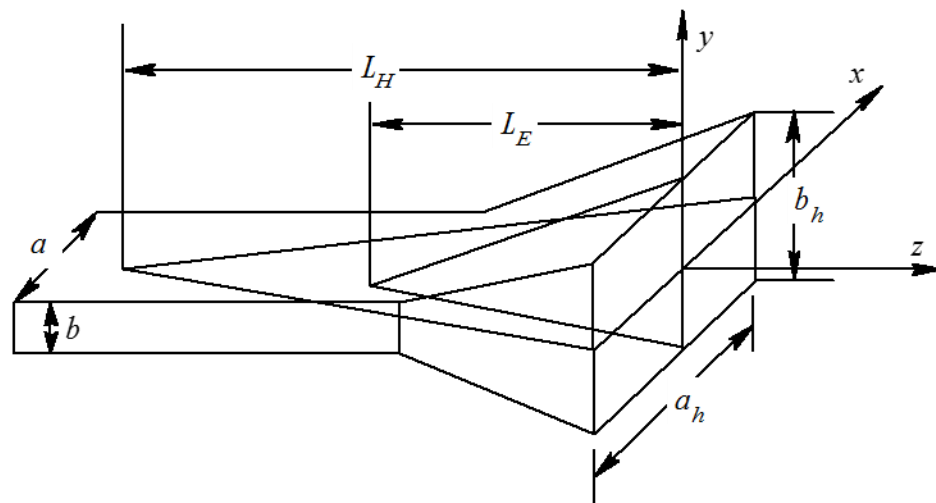


在忽略波导连接处及喇叭口径处的反射及假设矩形波导内只传输TE10模式的条件下，喇叭内场结构可以近似看作与波导的内场结构相同，只是因为喇叭是逐渐张开的，所以扇形喇叭内传输的为柱面波，尖顶角锥喇叭内传输的近似为球面波;因此在一级近似的条件下，喇叭口径上场的相位分布为平方律，角锥喇叭口径场为

$$E_s = E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x_s}{a_h}\right) e^{-j\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{L_H} + \frac{y^2}{L_E}\right)} \quad H_s = H_x \approx -\frac{E_y}{120\pi}$$

口径场的最大相位偏移发生在口径顶角，其值为：

$$\varphi_m = \frac{\pi}{4\lambda} \left(\frac{a_h^2}{L_H} + \frac{b_h^2}{L_E} \right)$$



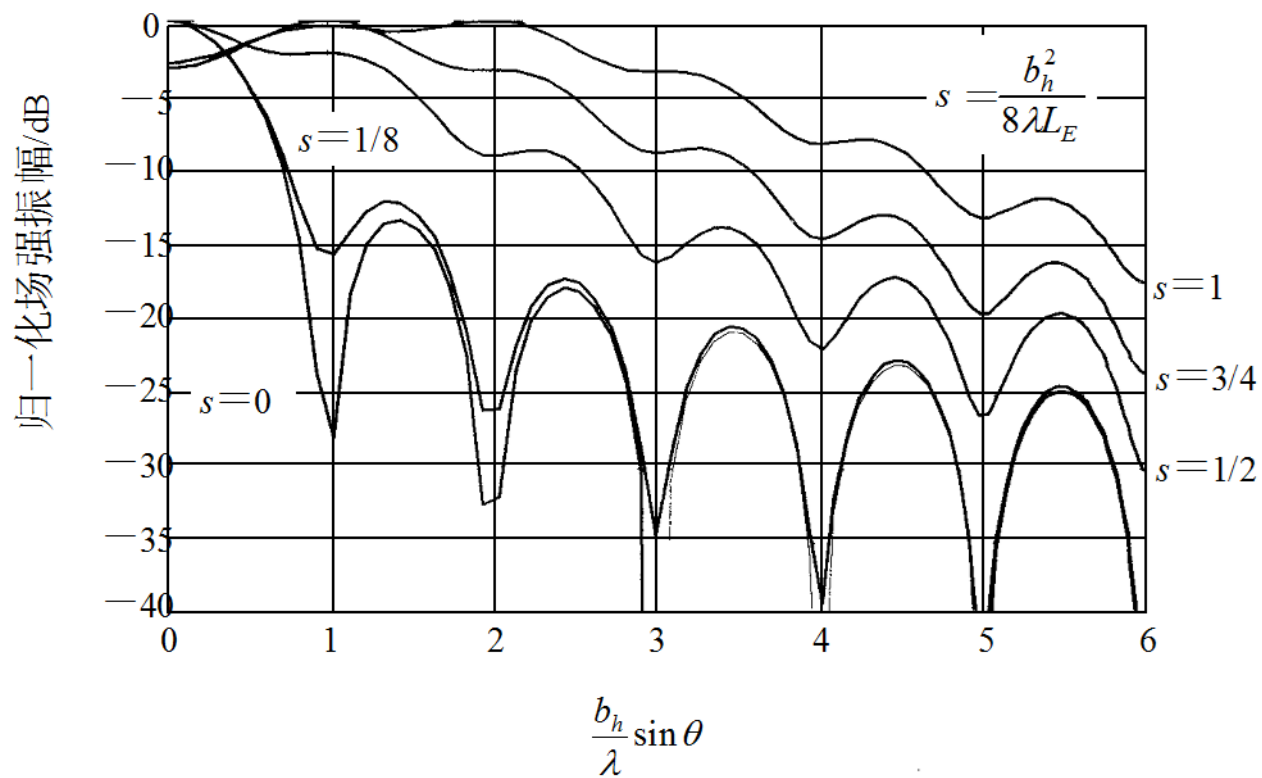
$$E_s = E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x_s}{a_h}\right) e^{-j\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{x_s^2}{L_H} + \frac{y_s^2}{L_E}\right)} \quad H_s = H_x \approx -\frac{E_y}{120\pi}$$



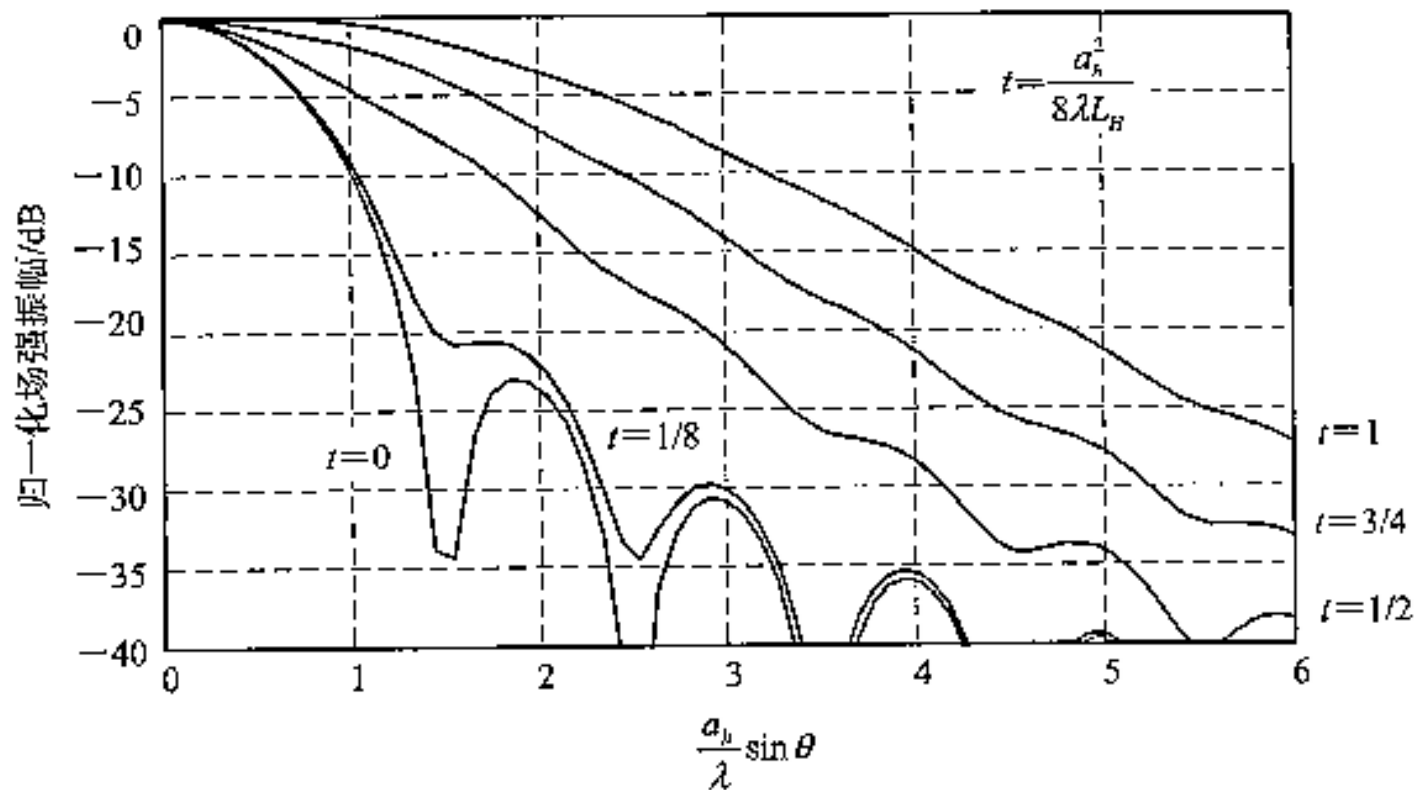
有了口径场的表达式，就可以分别计算角锥喇叭的 E 面和 H 面的辐射场。尽管写出其解析表达式比较困难，但是却可以依靠计算软件求出数值解。

$$E_E = E_\theta = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \iint_s E_y(x_s, y_s) e^{jky_s \sin \theta} dx_s dy_s$$

$$E_H = E_\phi = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \iint_s E_y(x_s, y_s) e^{jkx_s \sin \theta} dx_s dy_s$$



***E*面喇叭和角锥喇叭的通用*E*面方向图**



*H*面喇叭和角锥喇叭的通用*H*面方向图

s 、 t 反映了喇叭口径的*E*面、*H*面的相位偏移的严重程度。 s 、 t 越大，相位偏移越严重，方向图上零点消失，主瓣变宽，甚至 $\theta=0^\circ$ 方向不再是最大辐射方向。

为了获得较好的方向图，工程上通常规定 E 面允许的最大相差为

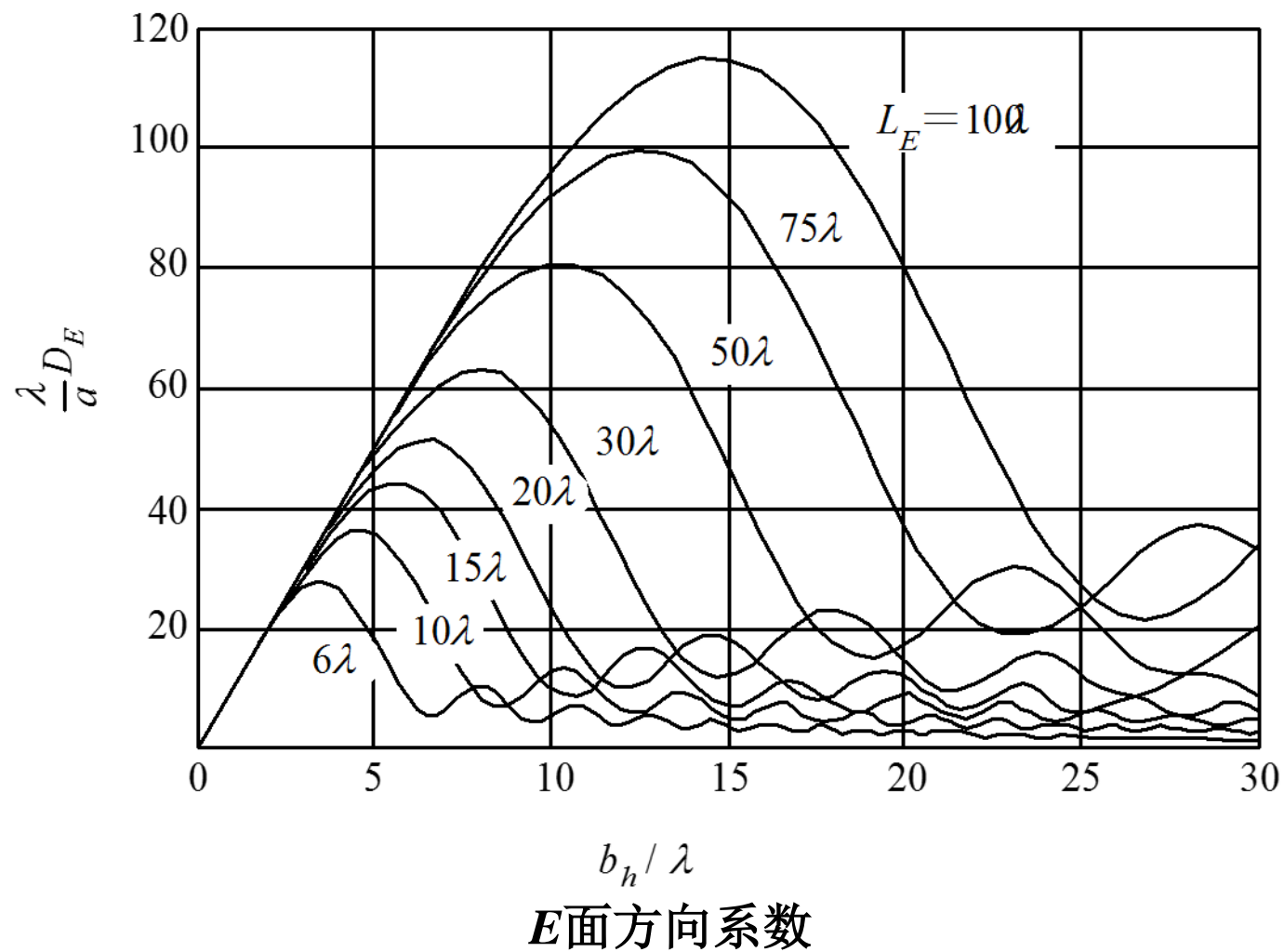
$$\varphi_{mE} = \frac{\pi b_h^2}{4\lambda L_E} \leq \frac{\pi}{2}, b_h \leq \sqrt{2\lambda L_E}$$

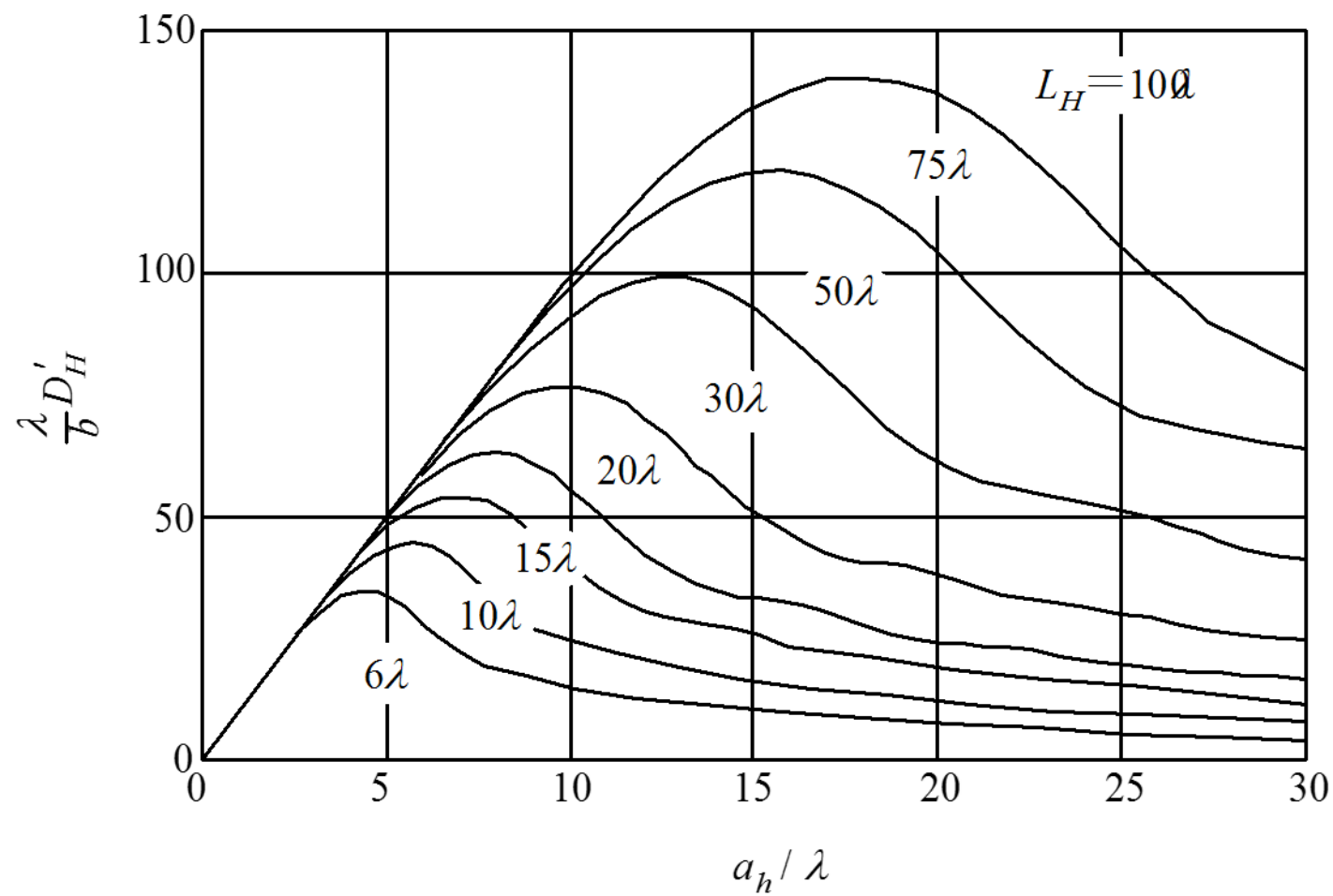
H 面允许的最大相差为

$$\varphi_{mH} = \frac{\pi a_h^2}{4\lambda L_H} \leq \frac{3\pi}{4}, a_h \leq \sqrt{3\lambda L_H}$$

由于 H 面的口径场为余弦分布，边缘场幅小，所以 φ_{mH} 可大于 φ_{mE} 。

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \iint_S E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2}{\iint_S |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s}$$





H 面方向系数

可以看出，在喇叭长度一定的条件下，起初增大口径尺寸可以增大口径面积，进而增大了方向系数，但是当口径尺寸增大到超过某定值后，继续再增大口径尺寸，方向系数反而减小。这表明扇形喇叭存在着最佳喇叭尺寸 $(L_E, b_{hopt})(L_H, a_{hopt})$ ，对于此尺寸，可以得到最大的方向系数。

实际上，最佳尺寸即为 E 面和 H 面分别允许的最大相差尺寸：

$$b_{hopt} = \sqrt{2\lambda L_E}$$
$$a_{hopt} = \sqrt{3\lambda L_H}$$

满足最佳尺寸的喇叭称为最佳喇叭。此时最佳 E 面扇形喇叭的 E 面主瓣宽度为

$$2\theta_{0.5E} = 0.94 \frac{\lambda}{b_h} (rad)$$

其 H 面主瓣宽度仍然如表示为 $1.18 \frac{\lambda}{a} (rad)$

最佳 H 面扇形喇叭的 H 面主瓣宽度为

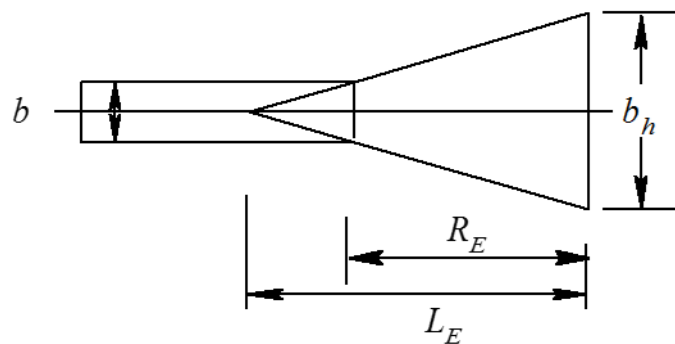
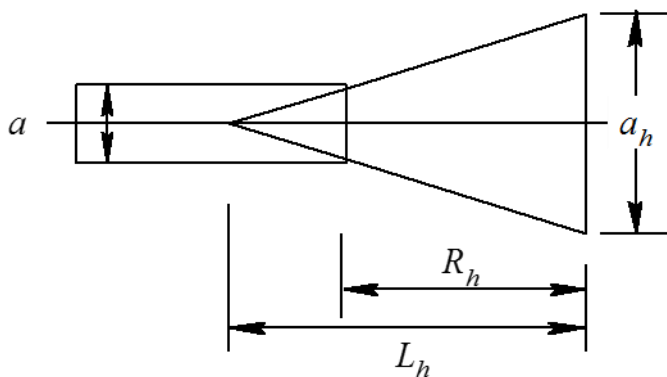
$$2\theta_{0.5H} = 1.36 \frac{\lambda}{a_h} (rad)$$

E 面主瓣宽度也仍然表示为 $0.89 \frac{\lambda}{a} (rad)$

设计喇叭天线时，首先应根据工作带宽，选择合适的波导尺寸。如果给定了方向系数，则应根据方向系数曲线，将喇叭天线设计成最佳喇叭。

对于角锥喇叭，还必须做到喇叭与波导在颈部的尺寸配合。必须使 $R_E=R_H=R$ ，于是由几何关系可得

$$\frac{L_H}{L_E} = \frac{1 - \frac{b}{b_h}}{1 - \frac{a}{a_h}}$$



10.4 旋转抛物面天线

旋转抛物面天线是应用最广泛的天线之一,它由馈源和反射面组成。天线的**反射面**由形状为旋转抛物面的**导体表面或导线栅**格网构成;**馈源**是放置在**抛物面焦点上**的具有弱方向性的初级照射器,它可以是**单个振子或振子阵,单喇叭或多喇叭,开槽天线**等。

利用抛物面的几何特性,抛物面天线可以把方向性较弱的初级辐射器的辐射反射为方向性较强的辐射;反过来也可以将接收到的平面波聚焦到馈源处。



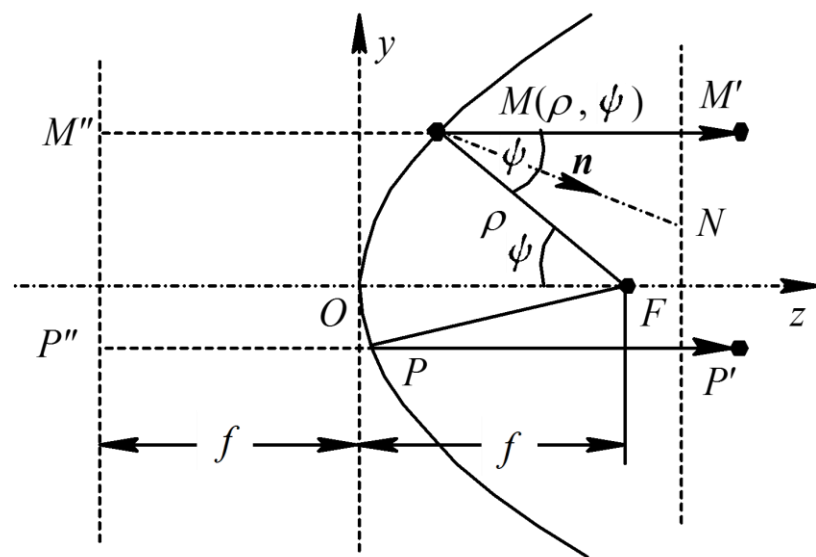
(1) 几何特性及工作原理

M 点满足的极坐标方程: $\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi} = f \sec^2 \frac{\psi}{2}$

M 点满足的直角坐标方程: $y^2 = 4fz$

式中, f 为抛物线的焦距; ψ 为抛物线上任一点 M 到焦点的连线与焦轴(Oz)之间的夹角; ρ 为点 M 与焦点 F 之间的距离。一条抛物线绕其焦轴(Oz)旋转所得的曲面就是旋转抛物面。旋转抛物面所满足的直角坐标方程为

$$x^2 + y^2 = 4fz$$



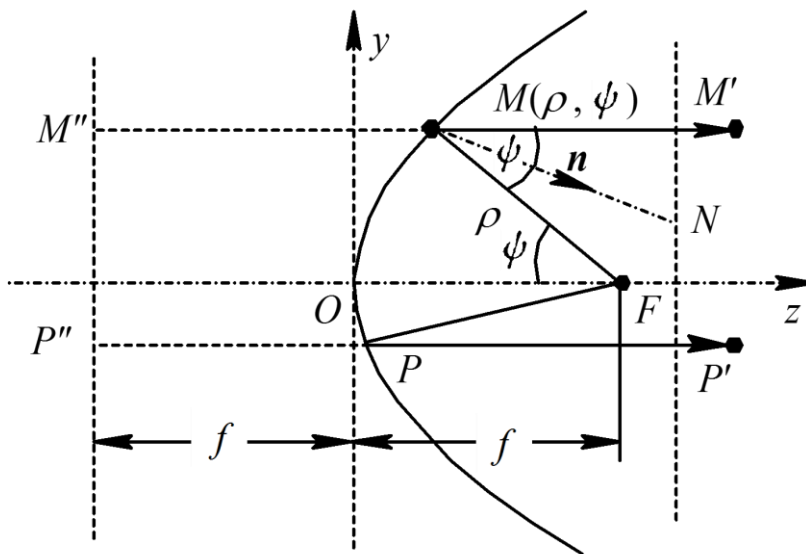
旋转抛物面天线具有以下两个重要性质：

(1) 点F发出的光线经抛物面反射后，所有的反射线都与抛物面轴线平行，即

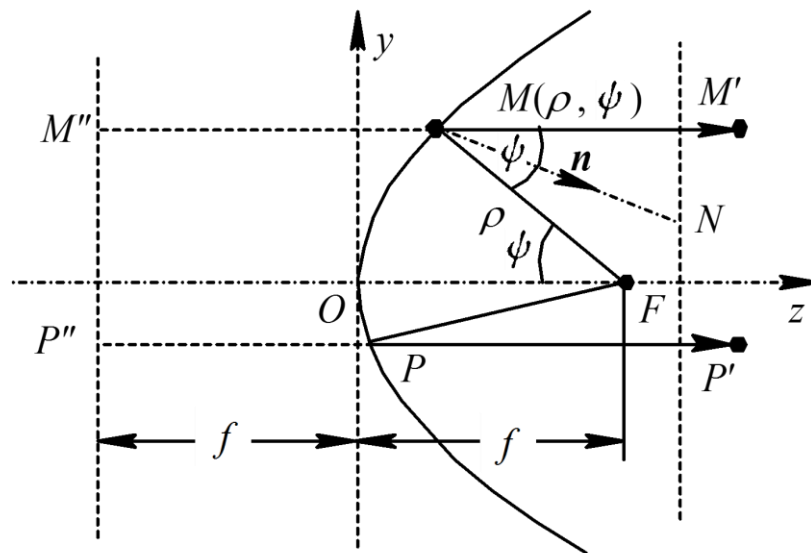
$$\angle FMN = \angle NMM' = \frac{\psi}{2} \Rightarrow MM' \parallel OF$$

(2) 由F点发出的球面波经抛物面反射后成为平面波。等相面是垂直OF的任一平面。即

$$FMM' = FPP'$$



以上两个光学性质是抛物面天线工作的基础。如果馈源是理想的点源，抛物面尺寸无限大，则**馈源辐射的球面波经抛物面反射后，将成为理想的平面波**。考虑到一些实际情况，如反射面尺寸有限，口径边缘的绕射和相位畸变，尽管馈源的辐射经抛物面反射以后不是理想的平面波，但是反射以后的方向性也会大大加强。



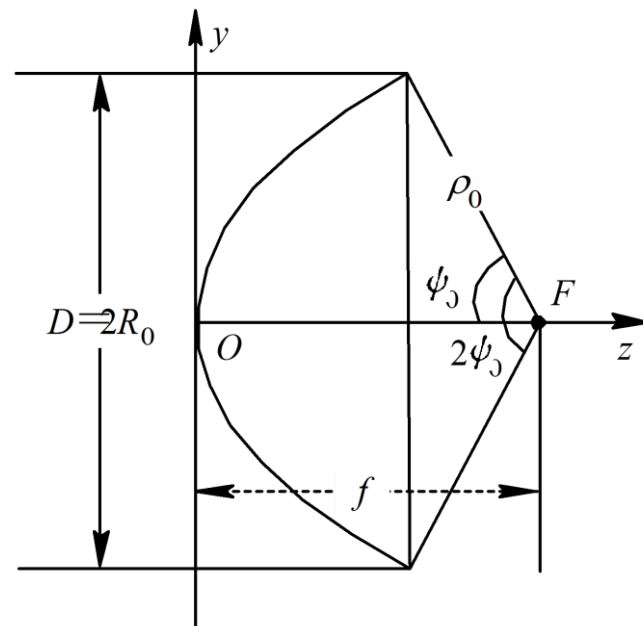
抛物面天线常用的结构参数有：

f ：抛物面焦距；

$2\Psi_0$ ：抛物面口径张角；

R_0 ：抛物面反射面的口径半径；

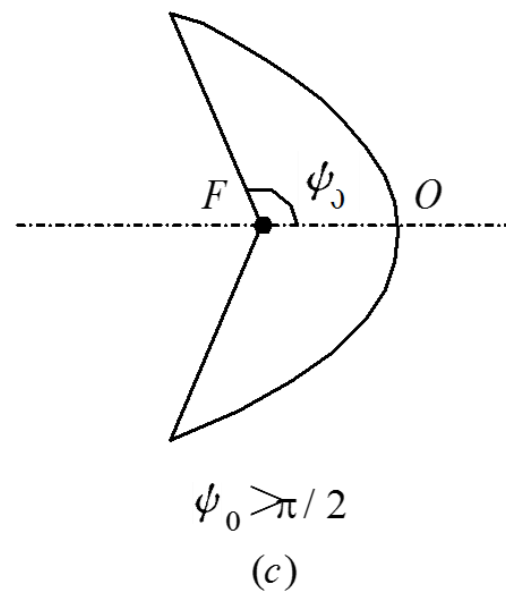
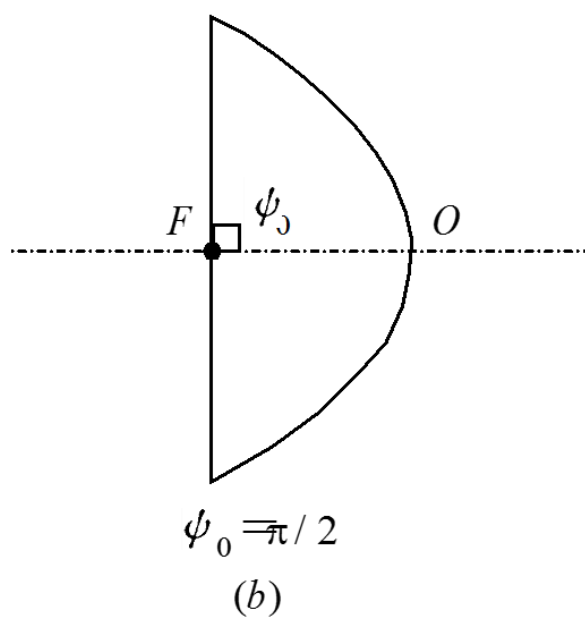
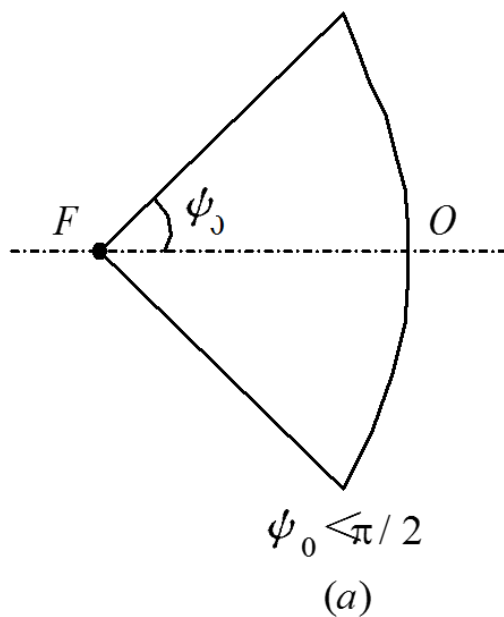
D ：抛物面反射面的口径直径, $D=2R_0$ 。



$$\text{由 } \rho_0 = \frac{2f}{1 + \cos \psi_0} \quad \text{和} \quad \sin \psi_0 = \frac{R_0}{\rho_0} = \frac{R_0(1 + \cos \psi_0)}{2f}$$

$$\text{得焦距口径比: } \frac{f}{D} = \frac{1}{4} \cot^2 \frac{\psi_0}{2}$$

抛物面的形状分为三种。一般而言，长焦距抛物面天线电特性较好，但天线的纵向尺寸太长，使机械机构复杂。焦距口径比 f/D 是一个重要的参数。从增益出发确定口径 D 以后，如再选定 f/D ，则抛物面的形状就可以确定了。再求出馈源需要照射的角度 $2\Psi_0$ ，也就给定了设计馈源的基本出发点。



(2) 抛物面天线的口径场

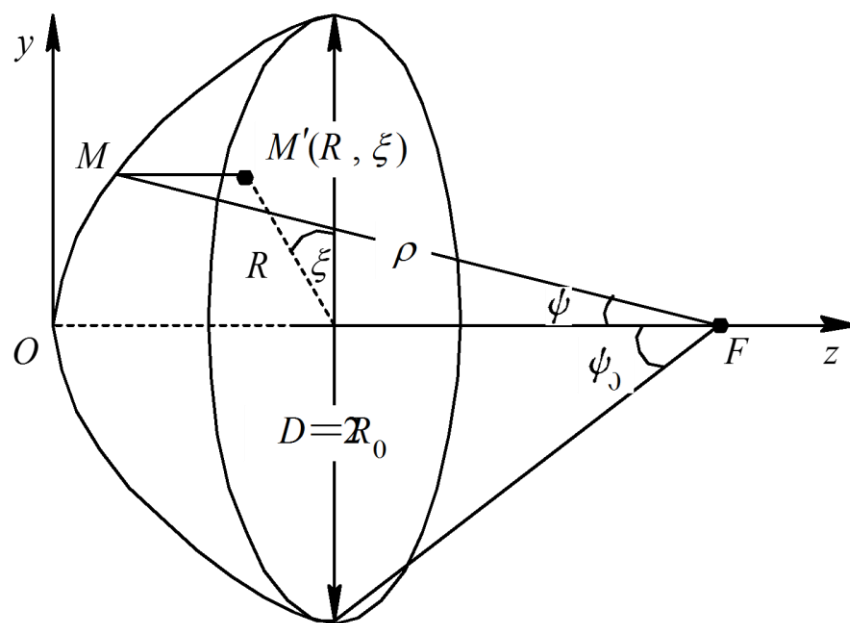
抛物面的分析设计有一套成熟的方法,基本上采用几何光学和物理光学导出口径面上的场分布,然后依据口径场分布,求出辐射场。由于抛物面是电大尺寸,用这种方法计算是合理的。

利用几何光学法计算口径面上场分布时作如下假定:

- (1) 馈源的相位中心置于抛物面的焦点上,且辐射球面波;
- (2) 抛物面的焦距远大于一个波长,因此反射面处于馈源远区,且对馈源的影响忽略;
- (3) 服从几何光学的反射定律 ($f \gg \lambda$ 时满足)。

根据抛物面的几何特性，口径场是一同相口径面，设馈源的总辐射功率为 P_r ，方向系数为 $D_f(\Psi, \xi)$ ，则抛物面上 M 点的场强为

$$E_i(\psi, \xi) = \frac{\sqrt{60 P_r D_f(\psi, \xi)}}{\rho}$$

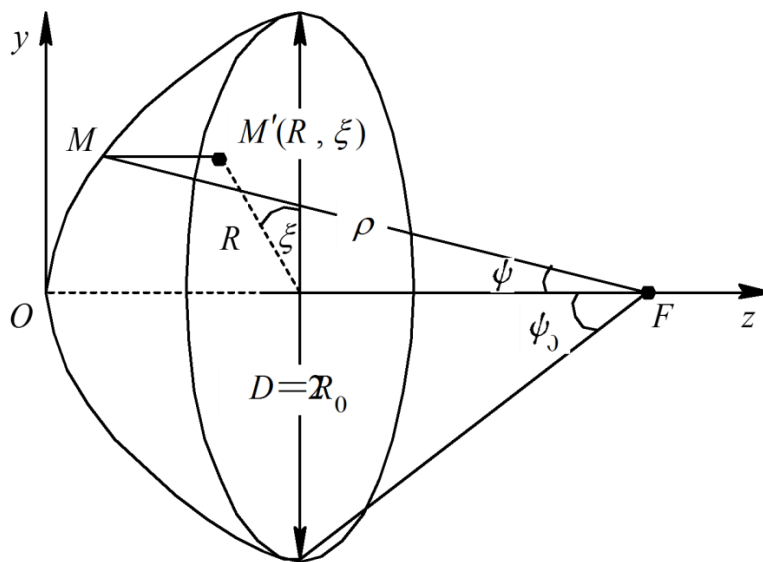


因而由 M 点反射至口径上 M' 的场强为（平面波不扩散）

$$E_s(R, \xi) = E_i(\psi, \xi) = \frac{\sqrt{60P_r D_{f \max}}(0, \xi)}{\rho} F(\psi, \xi)$$

式中, $F(\psi, \xi)$ 是馈源的归一化方向函数。将 $\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi_0}$ 代入上式, 得

$$E_s(R, \xi) = \frac{\sqrt{60P_r D_{f \max}}}{2f} (1 + \cos \psi) F(\psi, \xi)$$



$$E_s(R, \xi) = \frac{\sqrt{60P_r D_{f \max}}}{2f} (1 + \cos \psi) F(\psi, \xi)$$

此式即为抛物面天线口径场振幅分布的表示式，可以看出：口径场的振幅分布是 Ψ 的函数。

求出抛物面天线的口径场分布后，仍可用下面两个式子来计算抛物面天线E面/H面的辐射场和方向图。具体结果参看课本。

$$E_E = E_\theta = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \iint_s E_y(x_s, y_s) e^{jky_s \sin \theta} dx_s dy_s$$

$$E_H = E_\phi = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \iint_s E_y(x_s, y_s) e^{jkx_s \sin \theta} dx_s dy_s$$

(3) 抛物面天线馈源

馈源是抛物面天线的基本组成部分，它的电性能和结构对天线有很大的影响。为了保证天线性能良好，对馈源有以下基本要求：

- (1) 馈源应有确定的相位中心，并且此相位中心置于抛物面的焦点，以使口径上得到等相位分布。
- (2) 馈源方向图的形状应尽量符合最佳照射，同时副瓣和后瓣尽量小，因为它们会使得天线的增益下降，副瓣电平抬高。

(3) 馈源应有较小的体积，以减少其对抛物面的口面的遮挡。

(4) 馈源应具有一定的带宽，因为抛物面天线的带宽主要取决于馈源的带宽。

馈源的形式很多，所有弱方向性天线都可作抛物面天线的馈源。例如振子天线、喇叭天线、对数周期天线、螺旋天线等等。

馈源的设计是抛物面天线设计的核心问题。现在的通信体制多样化，所以对馈源的要求也不尽相同，例如超宽频带、双极化以及双波束等等,高效率的馈源势必会有效地提高抛物面天线的整体性能。

10.5 卡塞格伦天线

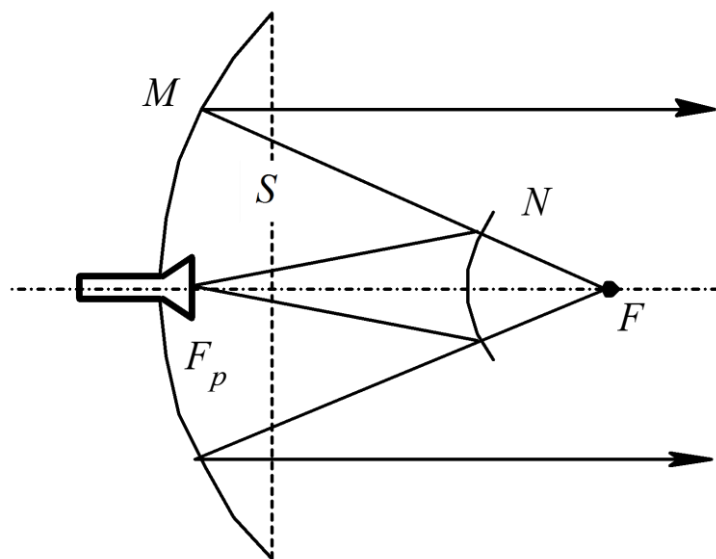
卡塞格伦天线是由卡塞格伦光学望远镜发展起来的一种微波天线，它在单脉冲雷达、卫星通信以及射电天文等领域中得到了广泛的应用。



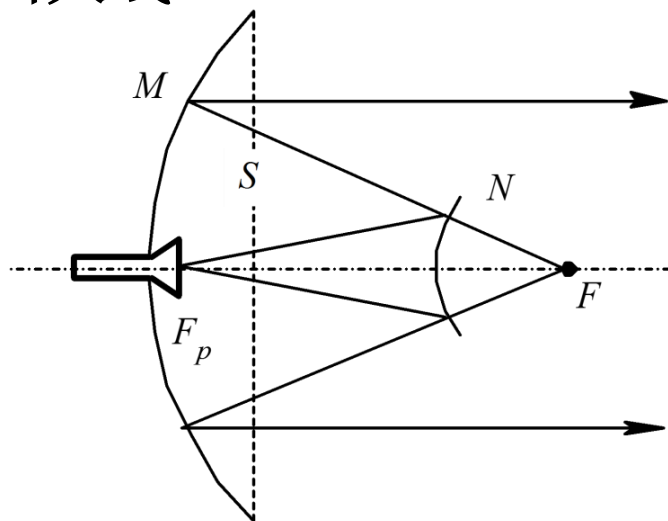
<https://baike.baidu.com/item/GRAS-4/60965001?fromtitle=GRAS-4%E5%A4%A9%E7%BA%BF&fromid=59473692>

<http://tv.cctv.com/2021/07/30/VIDEaHzm5eXETzd4LsQjZEqr210730.shtml>

标准的卡塞格伦天线由**馈源**、**主反射面**以及**副反射面**组成。主反射面为**旋转抛物面** M ，副反射面为**双曲面** N 。主、副反射面的对称轴重合，双曲面的实焦点位于抛物面的顶点附近，馈源置于该位置上，其虚焦点和抛物面的焦点重合。



根据双曲线的几何性质，置于其实焦点 F_p 上的馈源向双曲面辐射球面波，经双曲面反射后，所有的反射线的反向延长线汇聚于虚焦点 F ，并且反射波的等相位面为以 F 点为中心的球面。由于此点重合于抛物面的焦点，因此对于抛物面而言，相当于在其焦点处放置了一个等效球面波源，抛物面的口径仍然为一等相位面。但是相对于单反射面的抛物面天线而言，由馈源到口径的路程变长，因此卡塞格伦天线等效于焦距变长的抛物面天线。



与抛物面天线相比，卡塞格伦天线具有以下优点：

(1) 以较短的纵向尺寸实现了长焦距抛物面天线的口径场分布，因而具有高增益，锐波束；

(2) 由于馈源后馈，缩短了馈线长度，减少了由传输线带来的噪声；

(3) 设计时自由度多，可以灵活地选取主射面、反射面形状，对波束赋形。

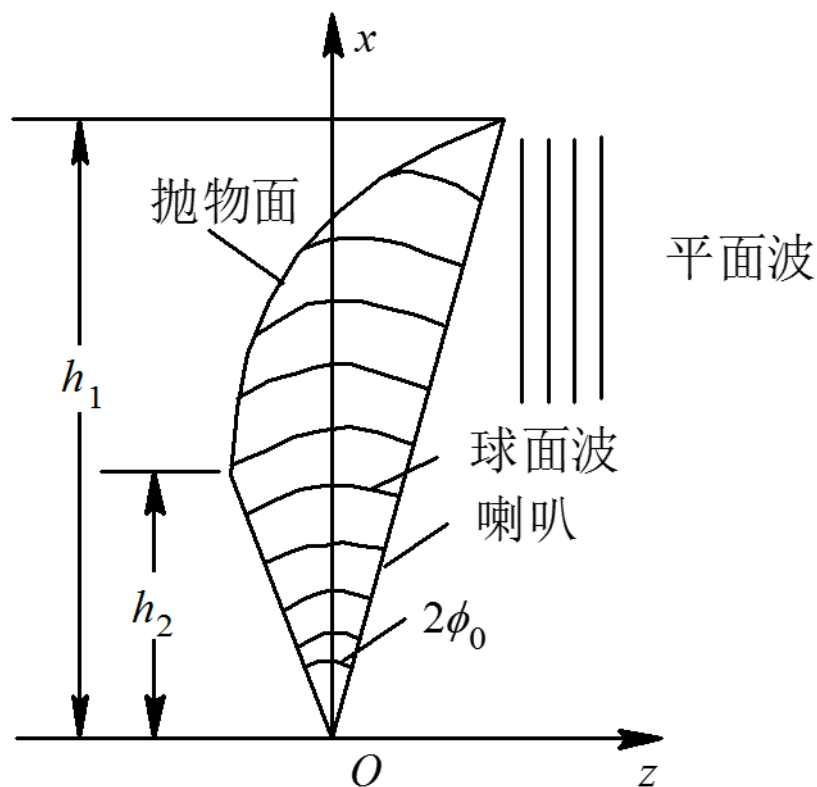
卡塞格伦天线存在着如下缺点：卡塞格伦天线的副反射面的边缘绕射效应较大，容易引起主面口径场分布的畸变，副面的遮挡也会使方向图变形。

10.6 喇叭抛物面天线

无论抛物面天线还是卡塞格伦天线,都会有一部分由反射面返回的能量被馈源重新吸收,这种现象被称为**阴影效应**。阴影效应不仅破坏了天线的方向图形状,降低了增益系数,加大了副瓣电平,而且破坏了馈源与传输线的匹配。尽管可以采用一些措施来加以改善,但是会由此缩小天线的工作带宽,很难做到宽频带尤其是多频段。

假如能把馈源移出二次场的区域,则上面所提到的阴影效应也就可以避免了。喇叭抛物面天线正是基于这种考虑提出的。

喇叭抛物面天线是由角锥喇叭馈源及抛物面的一部分构成的。馈源喇叭置于抛物面的焦点，并将喇叭的三个面延伸与抛物面相接，在抛物面正前方留一个口，让经由抛物面反射的电波发射出来。



喇叭抛物面天线的工作原理与一般抛物面天线的工作原理相同，即将角锥喇叭辐射的球面波经抛物面反射后变为平面波辐射出去。可以看出，喇叭抛物面天线的波导轴 x 与抛物面的焦轴 z 垂直，经抛物面的反射波不再回到喇叭馈源，从而克服了抛物面天线的前述缺点。



<https://baike.baidu.com/item/%E9%93%A0%E7%94%B2%E9%9B%B7%E8%BE%BE%E7%B3%BB%E7%BB%9F/9796452?fr=aladdin>