

3.1 惠更斯等效原理

实际生活中的场源,如天线或发射机,它们是可以被等效源代替的,假设这些等效源在相应的一定区域中产生了与天线或发射机相同的场,可认为它们在这个区域是等效的。由于电磁特性的性质,天线的辐射特性是可以用电磁方程描述的,但麦克斯韦方程组通常只适用于解决已知激励的特定天线。一般情况下,麦克斯韦方程组得到的精确解是不一定可用的,所以常常用方程得到的数值当作实际情况下的近似解。传播电磁波的天线,其简化形式问题可以通过等效原理实现。如果研究电磁场的场解范围只是在空间中的有限区域,那么天线可以被围绕在该天线表面的等效电磁源代替,如图 3-1 所示。虽然这些用来等效天线的电磁源物质只是假设存在的,若这些源是在自由空间中,它和天线具有同样的辐射效果,此时相应的场解可以通过辐射积分运算得到。

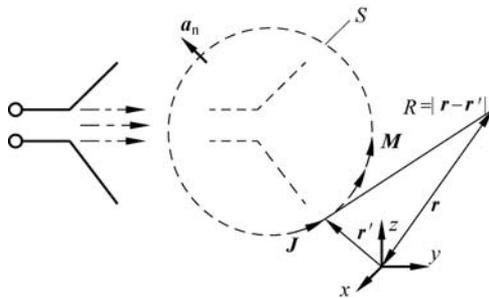


图 3-1 等效电磁源

惠更斯原理早在 1690 年由荷兰物理学家、天文学家、数学家惠更斯提出,是一个场等效原理。1936 年,谢昆诺夫对场等效原理给出更严格的表述。等效源可以有不同的定义,用许多方法定义这些源。一般地,等效源是麦克斯韦方程中表示激发项的电磁表面电流密度的组合,一个最直接构造等效源的方法就是惠更斯原理。惠更斯原理指的是:某个区域 V 的场解,是完全由围绕在 V 球表面的切向场决定的。其相应的电磁等效表面电流密度如下。

电流密度为

$$\mathbf{J} = \mathbf{a}_n \times \mathbf{H} \quad (3-1)$$

磁流密度为

$$\mathbf{M} = -\mathbf{a}_n \times \mathbf{E} \quad (3-2)$$

其中, \mathbf{a}_n 为球面的法向量; \mathbf{J} 和 \mathbf{H} 的单位都是安培每米(A/m), 而 \mathbf{M} 和 \mathbf{E} 的单位则是伏特每米(V/m)。关于天线的辐射问题, 如图 3-1 所示, 假定 V 的外边界是在无穷远处, 即意味着无穷远处的等效源辐射场可以忽略不计, 此天线可以用包围它的任意球面等效源代替。假设电磁波在自由空间中传播, 那么这些等效源可以重现天线本来的辐射场。对于特定结构(或排列)的天线, 要想得到精确的 \mathbf{J} 和 \mathbf{M} , 就必须知道表面 S 的真实场分布, 然而对于许多实际天线, 确定 \mathbf{J} 和 \mathbf{M} 的近似值才合乎实际情况。例如, 取表面 S 放置在与天线的金属部分重合的位置, 使 \mathbf{M} 在 S 表面消失。

任何天线的辐射场都可以通过所有场贡献的积分得到, 即对等效电流密度和等效磁流密度进行积分, 如下所示。

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \oint_S \left[\mathbf{J}(\mathbf{r}') \frac{e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + \frac{1}{k_0^2} (\nabla' \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}')) \nabla \frac{e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right] ds' + \oint_S \mathbf{M}(\mathbf{r}') \times \nabla \frac{e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} ds' \quad (3-3)$$

对于远场($r \rightarrow \infty$), 式(3-3)可简化为如下形式。

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \oint_S \left[(\mathbf{I} - r\mathbf{a}_r) \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{a}_r \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') \right] e^{jk_0 \mathbf{a}_r \cdot \mathbf{r}'} ds' \quad (3-4)$$

其中, \mathbf{I} 为单位向量; \mathbf{r} 为定义的观测点(见图 3-1); r 为观测点的距离(由图 3-1 可知); \mathbf{r}' 为定义积分表面电流密度的位置; ϵ_0 为自由空间的介电常数; \mathbf{a}_r 为径向单位矢量; μ_0 为自由空间磁导率; $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 表示自由空间阻抗; $k_0 Z_0 = \omega\mu_0$; $k_0 = 2\pi/\lambda$; λ 为波长。

对于理想的或无穷小的电偶极子源或磁偶极子源, 是可以消去辐射积分的, 并且场还可以使用闭式解给出, 由此得到的场表达式可以用来研究和得到常规天线参数。

3.2 喇叭天线

3.2.1 简介

最简单、最广泛使用的微波天线是喇叭天线, 喇叭天线的出现可追溯到 1800 年, 虽然在 20 世纪早期被忽略过一段时间, 但是 20 世纪 30 年代, 人们开始对微波和波导传输线产生了浓厚的兴趣, 喇叭天线逐渐得到发展。当时已经有一些文章讲述喇叭天线的辐射机制、最佳设计以及实际应用等。

喇叭天线被广泛地用作天文学器件及卫星跟踪器件的馈源元件。除了作为反射天线和透镜天线反馈源之外, 喇叭天线还是相控阵的常见阵元, 还可作为校准和测量其他高增益天线的通用标准。由于其制作简单, 易于给定激励, 通用性强, 具有高增益等优良性能, 所以喇叭天线具有十分广泛的用途。

电磁喇叭天线有许多种不同形式, 图 3-2 列出了 4 种。其实喇叭天线就是具有不同大小截面的矩形波导, 衔接着呈现锥形逐渐扩张变大的开口截面。锥面的结构、角度以及长度对喇叭天线的性能有着极其重要的影响。本节将阐述喇叭天线的基本特性。此外, 本节还

会呈现一些数据,使读者更好地了解喇叭天线的设计、工作原理以及辐射效果。

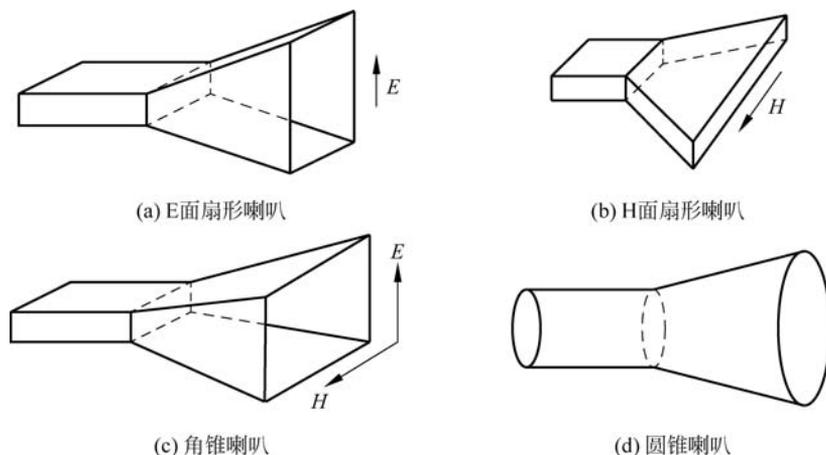


图 3-2 不同形式的喇叭天线

3.2.2 E 面扇形喇叭

E 面扇形喇叭的开口是沿着电场 E 的方向展开的,其形式如图 3-3 所示。该喇叭天线可以视为面天线。为了研究它的辐射特点,此处用到上述已经讨论过的等效原理。为了能够找到完全等效的形式,我们需要了解在该天线附近的封闭表面上切向电场分量和磁场分量,通常选取的封闭表面就是与喇叭孔径重合的无限平面,如果孔径外的场分布不确定,那么就不能形成正确的等效原则。往往假定外场的近似值为零,通过这种方法形成正确的等效原则。

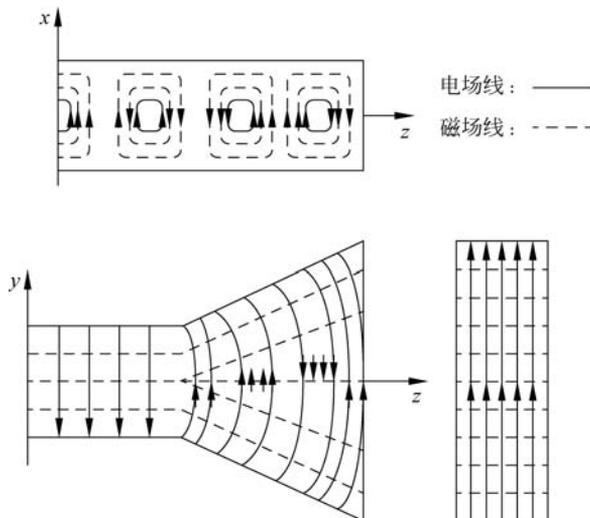


图 3-3 E 面扇形喇叭电场图

喇叭孔径面的场可以通过把喇叭当作径向波导处理得到,而喇叭内部的场可以用圆柱形 TE 波和 TM 波的函数形式表示(Hankel 函数),这种方法不仅适用于喇叭的孔径面上,

而且在喇叭的内部也能找到对应函数,这是一种直接但复杂的方法。

若馈电波导中是以主模 TE_{10} 模传输(只有横向电场),并且喇叭口径面的尺寸大于波导面,那么此时就是最低阶模在喇叭中传输,可参考式(3-5)~式(3-9)。

$$E'_z = E'_x = H'_y = 0 \tag{3-5}$$

$$E'_y(x', y') \simeq E_1 \cos\left(\frac{\pi x'}{a}\right) e^{-j[ky'^2/(2\rho_1)]} \tag{3-6}$$

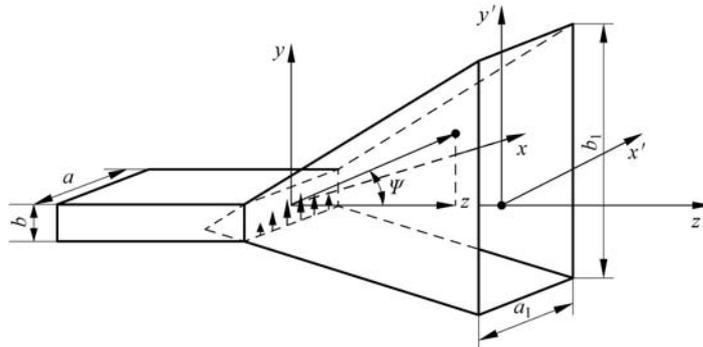
$$H'_z(x', y') \simeq jE_1 \left(\frac{\pi}{ka\eta}\right) \sin\left(\frac{\pi}{a}x'\right) e^{-j[ky'^2/(2\rho_1)]} \tag{3-7}$$

$$H'_x(x', y') \simeq -\frac{E_1}{\eta} \cos(\pi x'/a) e^{-j[ky'^2/(2\rho_1)]} \tag{3-8}$$

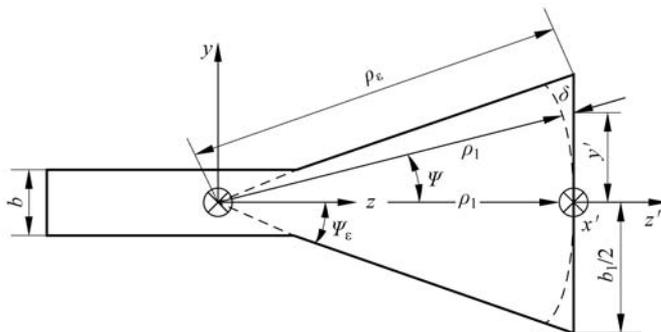
$$\rho_1 = \rho_e \cos(\psi_e) \tag{3-9}$$

其中, E_1 为常数; a 为矩形波导的宽边; b 为窄边; 带有“'”的字母表示喇叭波导口径处的场。此处的表达有点类似于矩形波导的 TE_{10} 模式,唯一的不同点是此处使用复指数项表示二次方相位变化。

式(3-6)~式(3-8)中包含的二次项必要性是可以几何图形来说明的。如图 3-4 所示,假设在喇叭的虚顶点处存在一个可以辐射圆柱波的线源,当这个波沿着径向向外传播时,等相位线是圆柱形的。在口径面上任意一点 y' ,其场的相位和原点处的相位都不同,原因就是波从虚顶点传输到不同的地方经过了不同的距离。如图 3-4 中的虚弧线所示,虚顶点到弧线的距离都是相等的,但是到口径面则满足勾股定理,即



(a) 三维图



(b) 侧视图

图 3-4 E 面扇形喇叭三维图和侧视图

$$[\rho_1 + \delta(y')]^2 = \rho_1^2 + y'^2 \quad (3-10)$$

或写为

$$\delta(y') = (\rho_1^2 + y'^2)^{\frac{1}{2}} - \rho_1 = \rho_1 \left[1 + \left(\frac{y'}{\rho_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \rho_1 \quad (3-11)$$

将式(3-11)二项式展开并保留前两项(近似值),可以求得球面相位为

$$\delta(y') \approx \rho_1 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{y'}{\rho_1} \right)^2 \right] - \rho_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{y'^2}{\rho_1} \right) \quad (3-12)$$

若将式(3-12)乘以相位常数 k ,那么结果就和式(3-6)和式(3-8)中的二次相位项一样。

喇叭天线的口径上主模场的二次相位变化多年来一直都有相应标准,之所以被选为标准,是因为在许多实际情况下有较好的吻合结果。为了方便,可以使用菲涅耳积分表达喇叭辐射特性。还有文章表明,若使用更加精确的相位表达式,对于大口径的喇叭(口径面的宽边或窄边大于 50λ 或小峰值口径相位误差 $S = \rho_e - \rho_1 < 0.2\lambda$),数值积分产生的结果会与方向图基本保持一致。对于夹在两者中间尺寸大小的口径喇叭(窄边大于 5λ ,长边小于 8λ),其更加精确的口径相位变化表达式产生的方向性系数结果要比上述公式的更高。随着喇叭尺寸的不断扩大,其口径上还会包含除 TE_{10} 以外的高次模,使振幅分布也变大了,口径的相位分布会更接近抛物线相面。

此外,方向性系数也是一个经常用到的参数,用来描述天线性能好坏,为了确定喇叭天线的方向性,其最大辐射方向表达式如下。

$$U_{\max} = U(\theta, \phi) \Big|_{\max} = \frac{r^2}{2\eta} | \mathbf{E} |_{\max}^2 \quad (3-13)$$

对于大多数喇叭天线, $| \mathbf{E} |_{\max}$ 几乎都是指向 z 轴的(即 $\theta = 0^\circ$),所以有

$$| \mathbf{E} |_{\max} = \sqrt{| E_\theta |_{\max}^2 + | E_\phi |_{\max}^2} = \frac{2a \sqrt{\pi k \rho_1}}{\pi^2 r} | E_1 | | F(t) | \quad (3-14)$$

其中

$$| E_\theta |_{\max} = \frac{2a \sqrt{\pi k \rho_1}}{\pi^2 r} | E_1 \sin(\phi) F(t) | \quad (3-15)$$

$$| E_\phi |_{\max} = \frac{2a \sqrt{\pi k \rho_1}}{\pi^2 r} | E_1 \cos(\phi) F(t) | \quad (3-16)$$

$$F(t) = C(t) - jS(t) \quad (3-17)$$

$$t = \frac{b_1}{2} \sqrt{\frac{k}{\pi \rho_1}} = \frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \quad (3-18)$$

$$C(-t) = -C(t) \quad (3-19)$$

$$S(-t) = -S(t) \quad (3-20)$$

将式(3-14)代入式(3-13)可得

$$U_{\max} = \frac{r^2}{2\eta} | \mathbf{E} |_{\max}^2 = \frac{2a^2 k \rho_1}{\eta \pi^3} | E_1 |^2 | F(t) |^2 = \frac{4a^2 \rho_1 | E_1 |^2}{\eta \lambda \pi^2} | F(t) |^2 \quad (3-21)$$

其中

$$| F(t) |^2 = C^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) + S^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) \quad (3-22)$$

通过对喇叭口径面上平均功率密度简单积分,可得辐射的总功率。使用式(3-5)~式(3-8)可得

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{2} \iint_{s_0} \text{Re}(\mathbf{E}' \times \mathbf{H}'^*) \cdot d\mathbf{s} = \frac{1}{2\eta} \int_{-b_1/2}^{+b_1/2} \int_{-a/2}^{+a/2} |E_1|^2 \cos^2\left(\frac{\pi}{a}x'\right) dx' dy' \quad (3-23)$$

式(3-23)可简化为

$$P_{\text{rad}} = |E_1|^2 \frac{b_1 a}{4\eta} \quad (3-24)$$

由式(3-21)和式(3-24)中的 U_{max} 和 P_{rad} 表达式可得到喇叭的 E 面方向性系数为

$$\begin{aligned} D_E &= \frac{4\pi U_{\text{max}}}{P_{\text{rad}}} = \frac{64a\rho_1}{\pi\lambda\rho_1} |F(t)|^2 \\ &= \frac{64a\rho_1}{\pi\lambda\rho_1} \left[C^2\left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho_1}}\right) + S^2\left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho_1}}\right) \right] \end{aligned} \quad (3-25)$$

整个天线的性能好可以通过天线的波束宽度或方向性系数判断。其中,半功率波束宽度(HPBW)也可以用来表达不同的喇叭天线的性能。不同的喇叭张角对应的 HPBW 如图 3-5 所示,当喇叭长度固定不变时,随着喇叭的张角逐渐变大,喇叭的半功率波束宽度是先减小后增大的趋势,会存在一个最小值的波束宽度点;同时可以看到,当喇叭的张角不变时,不同长度的喇叭的半功率波束宽度也不同。

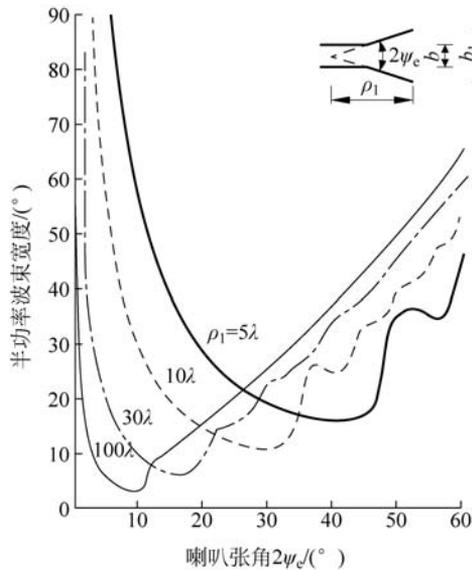


图 3-5 E 面扇形喇叭不同张角和长度的半功率波束宽度图

除此之外,可用方向性系数表达天线性能,如图 3-6 所示。对于固定长度的喇叭天线,随着喇叭的口径逐渐增大,其归一化的方向性系数值会先增加达到峰值后再减小,这是由于喇叭的口径尺寸变大之后,口径面上的相位差先增后减(平方律变化),最终达到了同相场分布的极限值;在喇叭的口径不变的前提下,改变喇叭的长度,其归一化方向性系数值也同样有区别,一般来说,较长的喇叭具有更好的方向性。

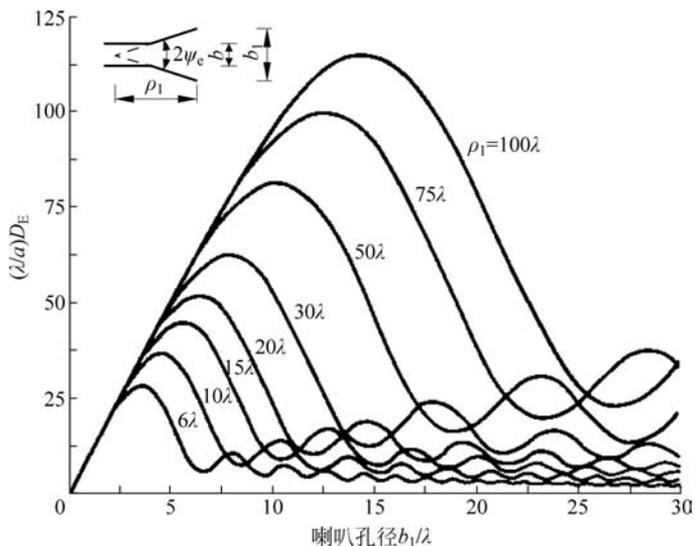


图 3-6 E 面扇形喇叭的归一化方向性系数值与喇叭长度和口径关系

图 3-6 给出了喇叭的 E 面方向性系数 D_E 在不同 ρ_1 时随 b_1 的变化关系,图中 D_E 的方向性系数最大值在每个 ρ_1 下对应一个 b_1 值。根据大量的经验可以得到 b_1 和 ρ_1 满足如下关系时,方向性系数近似达到最大值。

$$b_1 \simeq \sqrt{2\lambda\rho_1} \tag{3-26}$$

同时对应的 s 为

$$s \Big|_{b_1 = \sqrt{2\lambda\rho_1}} = s_{\text{op}} = \frac{b_1^2}{8\lambda\rho_1} \Big|_{b_1 = \sqrt{2\lambda\rho_1}} = \frac{1}{4} \tag{3-27}$$

E 面扇形喇叭的经典标准方向性表达式(式(3-26))已被人们认识多年。但是该表达式并不能总是产生非常准确的方向性值。据此,一种更加准确的最大方向性系数表达式被提出,该表达式基于分析一个精密开放的平行板波导展开且还有一个修正值,并被证明可以使方向性系数更加精准计算,方向性系数的修正值公式如下。

$$D_E(\text{max}) = \frac{16ab_1}{\lambda^2(1 + \lambda_g/\lambda)} \left[C^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho_1}} \right) + S^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho_1}} \right) \right] e^{\frac{\pi a}{\lambda} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_g} \right)} \tag{3-28}$$

其中, λ_g 为在波导中传输主模 TE_{10} 模时对应的波长。将式(3-25)的预测值和式(3-28)的预测值进行对比发现,后者得到的结果更加接近实际的测量值。

E 面扇形喇叭的方向性系数也同样可以用以下方法计算。

(1) 先计算

$$B = \frac{b_1}{\lambda} \sqrt{\frac{50}{\rho_c/\lambda}} \tag{3-29}$$

(2) 在图 3-7 中找到与 B 值相对应的 G_E 值。但是如果 $B < 2$,那么 G_E 值的计算可参考式(3-30)。

$$G_E = \frac{32}{\pi} B \tag{3-30}$$

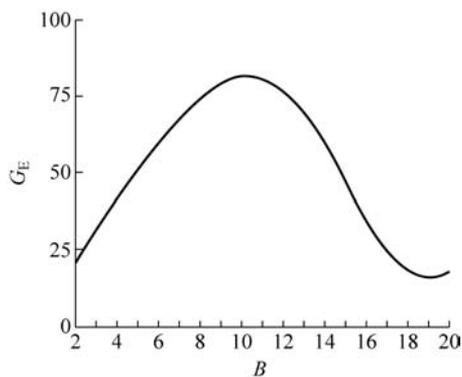


图 3-7 G_E 和 B 曲线图

(3) 由 G_E 值得到方向性系数

$$D_E = \frac{a}{\lambda} \frac{G_E}{\sqrt{\frac{50}{\rho_e/\lambda}}} \quad (3-31)$$

3.2.3 H 面扇形喇叭

H 面扇形喇叭的定义为：将矩形波导的前端尺寸沿着波导宽边进行扩展，同时其他的结构尺寸保持不变，最终形成的 H 面扇形喇叭的示意图如图 3-2(b) 所示。而 H 面扇形喇叭的场结构示意图如图 3-8 所示。

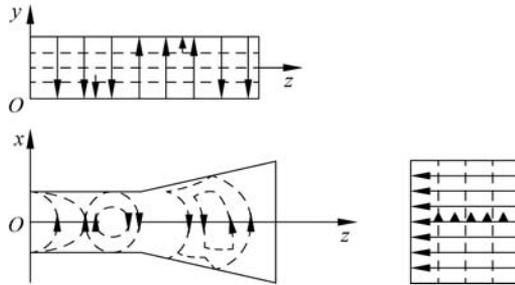


图 3-8 H 面扇形喇叭场结构

具体的尺寸坐标图如图 3-9 所示。H 面扇形喇叭与 E 面扇形喇叭十分相似，无论是外形还是其分析方法。分析 H 面扇形喇叭，采用与 3.2.2 节分析 E 面扇形喇叭同样的方法。

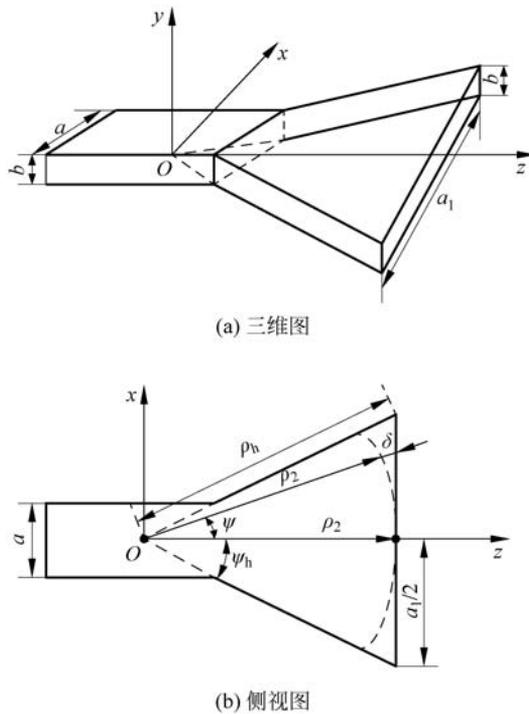


图 3-9 H 面扇形喇叭的三维图和侧视图

同样, H 面扇形喇叭的方向性系数可以通过和 E 面扇形喇叭相似的方法求解。对于 H 面扇形喇叭, 最大的辐射方向是沿着 z 轴 ($\theta=0^\circ$) 的。故有如下公式。

$$|E_\theta|_{\max} = |E_2| \frac{b}{4r} \sqrt{\frac{2\rho_2}{\lambda}} \left| \sin\phi \left\{ \begin{aligned} &[C(t'_2) + C(t''_2) - C(t'_1) - C(t''_1)] \\ &-j[S(t'_2) + S(t''_2) - S(t'_1) - S(t''_1)] \end{aligned} \right\} \right| \quad (3-32)$$

其中

$$t'_1 = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2}} \left(-\frac{ka_1}{2} - \frac{\pi}{a_1} \rho_2 \right) \quad (3-33)$$

$$t'_2 = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2}} \left(\frac{ka_1}{2} - \frac{\pi}{a_1} \rho_2 \right) \quad (3-34)$$

$$t''_1 = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2}} \left(-\frac{ka_1}{2} + \frac{\pi}{a_1} \rho_2 \right) = -t'_2 = v \quad (3-35)$$

$$t''_2 = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2}} \left(\frac{ka_1}{2} + \frac{\pi}{a_1} \rho_2 \right) = -t'_1 = u \quad (3-36)$$

如果

$$\begin{cases} C(-x) = -C(x) \\ S(-x) = -S(x) \end{cases} \quad (3-37)$$

$$|E_\theta|_{\max} = |E_2| \frac{b}{r} \sqrt{\frac{\rho_2}{2\lambda}} \left| \sin\phi \{ [C(u) - C(v)] - j[S(u) - S(v)] \} \right| \quad (3-38)$$

$$u = t''_2 = -t'_1 = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2}} \left(\frac{ka_1}{2} + \frac{\pi}{a_1} \rho_2 \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{\lambda} \rho_2}{a_1} + \frac{a_1}{\sqrt{\lambda} \rho_2} \right) \quad (3-39)$$

$$v = t''_1 = -t'_2 = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2}} \left(-\frac{ka_1}{2} + \frac{\pi}{a_1} \rho_2 \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{\lambda} \rho_2}{a_1} - \frac{a_1}{\sqrt{\lambda} \rho_2} \right) \quad (3-40)$$

由上述一系列式子可以得到 θ 方向的最大方向性系数公式。同样对于 ϕ 方向, 有

$$|E_\phi|_{\max} = |E_2| \frac{b}{r} \sqrt{\frac{\rho_2}{2\lambda}} \left| \cos\phi \{ [C(u) - C(v)] - j[S(u) - S(v)] \} \right| \quad (3-41)$$

根据两个方向 (θ, ϕ) 的最大值, 进行矢量合成可以得到最终的电场表达式为

$$|E|_{\max} = \sqrt{|E_\theta|_{\max}^2 + |E_\phi|_{\max}^2} = |E_2| \frac{b}{r} \sqrt{\frac{\rho_2}{2\lambda}} \{ [C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2 \}^{1/2} \quad (3-42)$$

总电压为

$$U_{\max} = |E_2|^2 \frac{b^2 \rho_2}{4\eta\lambda} \{ [C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2 \} \quad (3-43)$$

对平均功率进行积分, 就可以得到喇叭口径面辐射的总功率, 表达式为

$$P_{\text{rad}} = |E_2|^2 \frac{ba_1}{4\eta} \quad (3-44)$$

结合式(3-43)和式(3-44), 可得 H 面扇形喇叭的方向性系数的表达式为

$$D_H = \frac{4\pi U_{\max}}{P_{\text{rad}}} = \frac{4\pi b \rho_2}{a_1 \lambda} \{ [C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2 \} \quad (3-45)$$

其中

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{\lambda \rho_2}}{a_1} + \frac{a_1}{\sqrt{\lambda \rho_2}} \right), \quad v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{\lambda \rho_2}}{a_1} - \frac{a_1}{\sqrt{\lambda \rho_2}} \right) \quad (3-46)$$

半功率波束宽度 HPBW 与喇叭口径面张角的函数曲线如图 3-10 所示,表达了归一化的方向性系数和不同的张角之间的关系。由于 H 面扇形喇叭和 E 面扇形喇叭有较多相似之处,故可在此进行对比。E 面扇形喇叭的 HPBW 是随着口径张角先单调减小,后单调增加的关系。口径边长 a_1 的值与最大方向性系数的关系曲线如图 3-11 所示,曲线展示了不同参数对应的不同峰值,其中峰值对应的横坐标大致满足以下关系。

$$a_1 \approx \sqrt{3\lambda \rho_2} \quad (3-47)$$

对应的 t 值为

$$t \Big|_{a_1 = \sqrt{3\lambda \rho_2}} = t_{op} = \frac{a_1^2}{8\lambda \rho_2} \Big|_{a_1 = \sqrt{3\lambda \rho_2}} = \frac{3}{8} \quad (3-48)$$

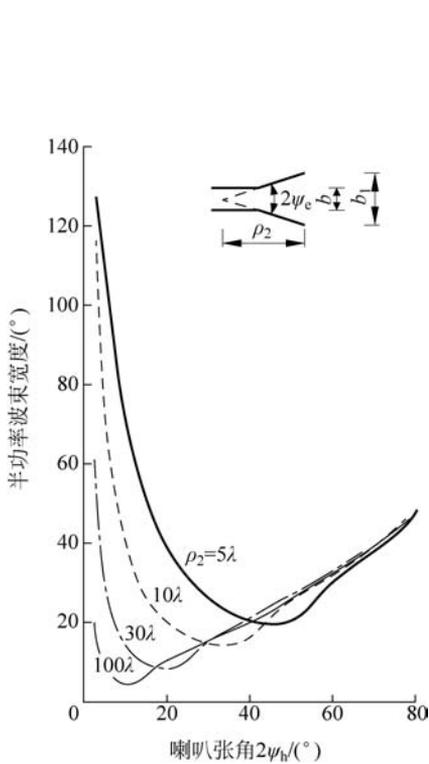


图 3-10 半功率波束宽度与喇叭张角关系

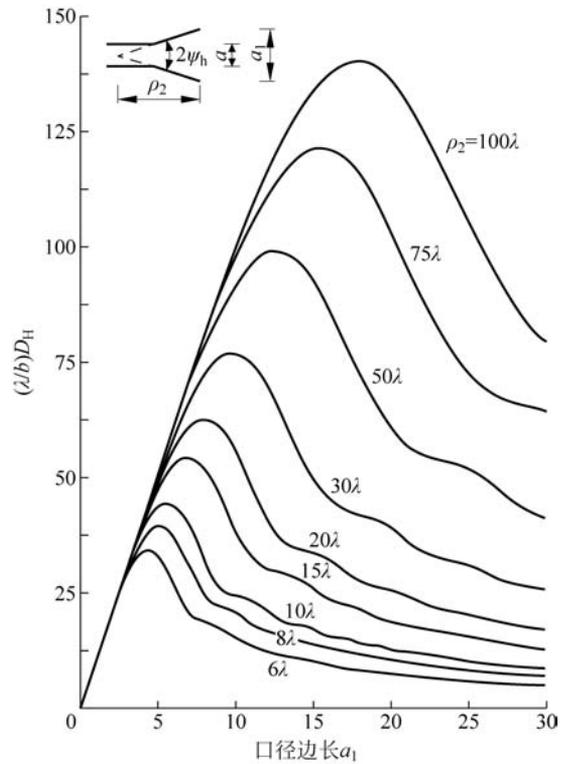


图 3-11 归一化方向性系数与口径边长曲线

对于半功率波束宽度曲线图,随着喇叭的开口逐渐增大,其 HPBW 的值是先减小后增大,若固定喇叭的张角,HPBW 会出现一个极小值。对不同的 ρ_1 值,随着其长度的减小,HPBW 对应的极小值会右移,且极小值会略微增大。对于归一化方向性系数曲线,除了归纳出了峰值和口径边长的关系之外,还可知道对于不同长度的喇叭,其归一化方向性系数的值也有差别,普遍的规律是随着长度的增加,方向性系数也会增加,但是并不会影响其方向性系数先增后减,出现峰值的现象。

对比 E 面喇叭的 G_E 和 B 的关系(可参考式(3-29)~式(3-31)),也可同样得到 A 和 G_H 的关系曲线,如图 3-12 所示。

H 面扇形喇叭的方向性系数还可以通过以下的式子计算。

首先定义 A 为

$$A = \frac{a_1}{\lambda} \sqrt{\frac{50}{\rho_h/\lambda}} \quad (3-49)$$

由 A 的定义式,在图 3-12 中可找到对应的 G_H 值,若 $A < 2$,那么 G_H 的值由式(3-50)计算。

$$G_H = \frac{32}{\pi} A \quad (3-50)$$

在图 3-12 中得到 G_H 值后,可通过式(3-51)计算 H 面扇形方向性系数,此为喇叭最终的方向性系数表达式。

$$D_H = \frac{b}{\lambda} \frac{G_H}{\sqrt{\frac{50}{\rho_h/\lambda}}} \quad (3-51)$$

3.2.4 角锥喇叭

使用最普遍的喇叭是沿着波导的两个边长都进行扩张的喇叭,这种喇叭叫作角锥喇叭,结构示意图如图 3-13 所示。如图 3-14 所示,角锥喇叭的本质就是 E 面和 H 面扇形喇叭这两种喇叭的组合。角锥喇叭形似扩音器,因为其具有许多优良特性,在生活中的应用十分广泛。除了具有较高的增益之外,还因具有较低的损耗和宽带,以及比较好的分析方法(口径场法)。角锥喇叭不仅可以单独使用,还可以作为反射天线等其他天线的馈源,在天线家族中占有重要地位。

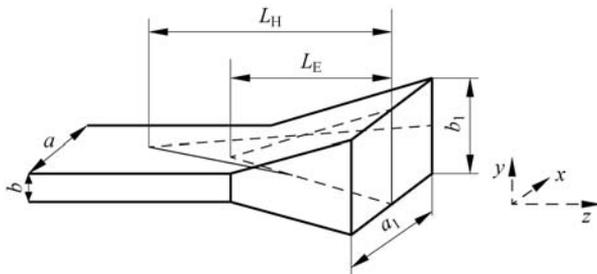


图 3-13 角锥喇叭的结构示意图

对于 E 面和 H 面扇形喇叭,方向性系数是角锥喇叭极其重要的参数,角锥喇叭的最大辐射方向基本上沿着 z 轴($\theta=0^\circ$)。有了以上对 E 面和 H 面扇形喇叭的叙述,角锥喇叭的最大电场表达式可以很容易得到,之后相应的最大电压表达式也可得到。两个方向(θ 和 ϕ)的最大电场表达式如下。

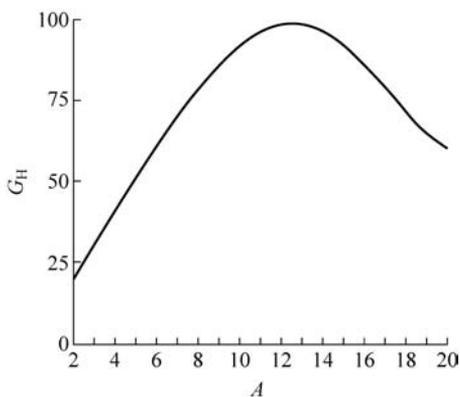


图 3-12 A 和 G_H 关系曲线

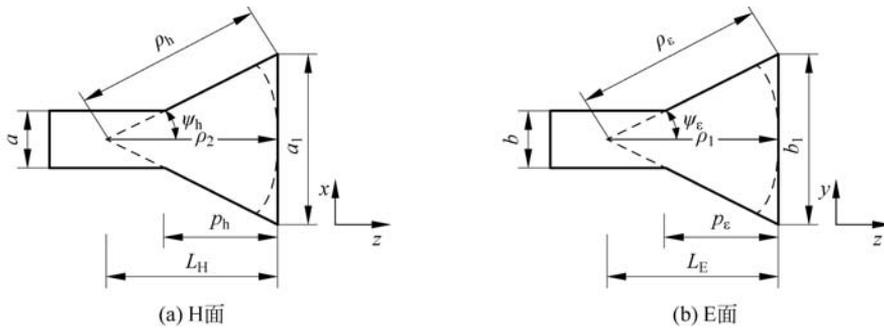


图 3-14 角锥喇叭俯视图(H面)与侧视图(E面)

$$|E_{\theta}|_{\max} = |E_0 \sin \phi| \frac{\sqrt{\rho_1 \rho_2}}{r} \{ [C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2 \}^{1/2} \times \left[C^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) + S^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) \right]^{1/2} \quad (3-52)$$

$$|E_{\phi}|_{\max} = |E_0 \cos \phi| \frac{\sqrt{\rho_1 \rho_2}}{r} \{ [C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2 \}^{1/2} \times \left[C^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) + S^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) \right]^{1/2} \quad (3-53)$$

根据式(3-42)和式(3-43)的形式可以得到 U_{\max} 的表达式如下。

$$U_{\max} = \frac{r^2}{2\eta} |E|_{\max}^2 = |E_0|^2 \frac{\rho_1 \rho_2}{2\eta} \{ [C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2 \} \times \left[C^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) + S^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) \right] \quad (3-54)$$

其中, u 和 v 已经在式(3-39)和式(3-40)定义。功率的表达式类似式(3-44),即

$$P_{\text{rad}} = |E_0|^2 \frac{a_1 b_1}{4\eta} \quad (3-55)$$

得到 P_{rad} 和 U_{\max} 后,则角锥喇叭的方向性系数表达式为

$$D_p = \frac{4\pi U_{\max}}{P_{\text{rad}}} = \frac{8\pi \rho_1 \rho_2}{a_1 b_1} \{ [C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2 \} \times \left[C^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) + S^2 \left(\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda \rho_1}} \right) \right] \quad (3-56)$$

式(3-56)可以化简为

$$D_p = \frac{\pi \lambda^2}{32ab} D_E D_H \quad (3-57)$$

其中, D_E 和 D_H 分别对应 E 面和 H 面扇形喇叭的方向性系数,其表达式如式(3-25)和式(3-45)所示。这是在设计角锥喇叭时使用非常普遍的关系式。为了更加直观地表述,角锥喇叭的各向同性对数表达式为

$$D_p (\text{dB}) = 10 \left[1.008 + \lg \left(\frac{a_1 b_1}{\lambda^2} \right) \right] - (L_e + L_h) \quad (3-58)$$

其中, L_e 和 L_h (单位为 dB) 分别是由角锥喇叭 E 面和 H 面的相位差导致的损耗, 其损耗曲线如图 3-15 所示。

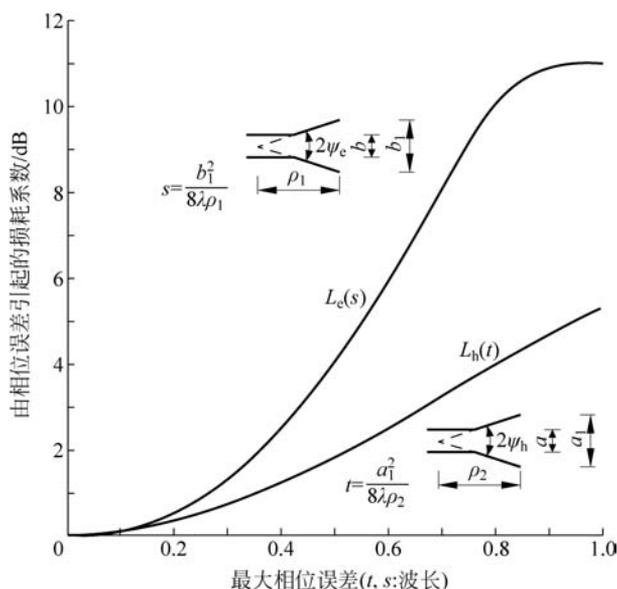


图 3-15 角锥喇叭 E 面和 H 面的损耗与相位差

定义

$$A = \frac{a_1}{\lambda} \sqrt{\frac{50}{\rho_h/\lambda}}, \quad B = \frac{b_1}{\lambda} \sqrt{\frac{50}{\rho_e/\lambda}} \quad (3-59)$$

通过 A 和 B 可以分别在图 3-7 和图 3-12 中找到 G_E 和 G_H , 如果 A 和 B 的值都小于 2, 那么就不满足图 3-7 和图 3-12 中的曲线, 此时 G_E 和 G_H 的表达式为

$$\begin{cases} G_E = \frac{32}{\pi} B \\ G_H = \frac{32}{\pi} A \end{cases} \quad (3-60)$$

得到 G_E 和 G_H 后, 可通过式(3-61)计算方向性系数 D_p 。

$$\begin{aligned} D_p &= \frac{G_E G_H}{\frac{32}{\pi} \sqrt{\frac{50}{\rho_e/\lambda}} \sqrt{\frac{50}{\rho_h/\lambda}}} = \frac{G_E G_H}{10.1859 \sqrt{\frac{50}{\rho_e/\lambda}} \sqrt{\frac{50}{\rho_h/\lambda}}} \\ &= \frac{\lambda^2 \pi}{32ab} D_E D_H \end{aligned} \quad (3-61)$$

其中, D_E 和 D_H 分别为 E 面和 H 面的方向性系数。式(3-61)得到的是最终的方向性系数值。

3.2.5 圆锥喇叭

圆锥喇叭也是喇叭天线的一种, 与角锥喇叭、E 面和 H 面扇形喇叭带有的矩形波导不同的是, 圆锥喇叭使用的是圆柱波导, 这也就导致了圆锥喇叭和角锥喇叭存在诸多差别, 但是同时, 因为都是喇叭天线, 它们还是拥有许多共同点。圆锥喇叭也是一种非常实用的微波

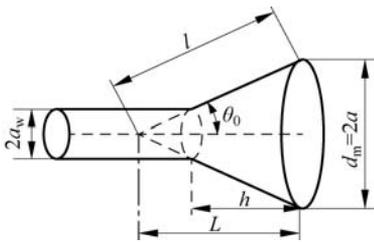


图 3-16 圆锥喇叭

天线,其结构示意图如图 3-16 所示,圆柱波导在示意图中也可以体现。

圆柱波导的辐射原理和矩形波导的辐射原理是一样的,除了矩形波导会有 TE 和 TM 模式,而圆柱波导主模是 TM_{11} 模,这与矩形波导的主模存在差异,导致差异的主要原因是在圆柱波导的口径边界条件使场线变成了曲线而不是直线,下面给出 TM_{11} 模的辐射远场表达式。

$$E_{\theta}(r, \theta, \phi) = 2\pi a \frac{e^{-jkr}}{r} J_1(k_c a) \frac{J_1(\omega a)}{k_c \omega a} \cos\phi \quad (3-62)$$

$$E_{\phi}(r, \theta, \phi) = 2\pi a \frac{e^{-jkr}}{r} J_1(k_c a) \frac{k_c J_1'(\omega a)}{k_c^2 - \omega^2} \cos\theta \sin\phi \quad (3-63)$$

其中, a 为圆锥喇叭口径圆的半径; $\omega = k \sin\theta$ 且有 $k_c a = 1.841181$; J_n 值为 n 阶贝塞尔函数, J_n' 此处代表的是贝塞尔函数的一阶导数。圆柱波导在 TM_{11} 模式下的最大增益表达式可以写成以下形式。

$$G_{\max} = 0.209(ka)^2 \frac{k}{\beta} \left(1 + \frac{\beta}{k}\right)^2 \quad (3-64)$$

其中,相位常数为 $\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2}$ 。在中心频率远高于截止频率时(即 $\beta = k$),此时输入的反射系数很小,且最大增益约为 $G_{\max} \approx 0.873(ka)^2$,口径的效率可达 83.7%。对小尺寸圆锥喇叭的波束宽度而言,其 E 面的波束宽度比 H 面的波束宽度更宽,可达到 ka 。为了减少 E 面波束宽度,可以加入扼流环结构,若把扼流环放在与轴心同线,且深度为 $0.2\lambda \sim 0.6\lambda$ 的位置,可有效地减少 E 面波束宽度,使得与 H 面的波束宽度一样。但是这种方法对于大尺寸的圆锥喇叭是基本无效的,原因是辐射场变得太小而不能有效激活环槽。因此对于大尺寸的喇叭,要用其他方法解决轴对称问题。

将圆锥喇叭的场辐射用数学公式严谨地表达之后,圆锥喇叭的模通过引入球坐标系被人们发现,这个发现的过程中使用了贝塞尔函数和勒让德多项式,由于这个过程计算量过于庞大,不在此处进行展开,只给出相应的定性结论。尽管圆锥喇叭的适用范围较广泛,但是它的方向性和辐射场并不像它的用途一样被周知。

在圆锥喇叭中的圆柱形波导激发的是 TM_{11} 模,这在角锥喇叭中的矩形波导激发的 TM_{10} 相对应,在许多时候,它们表现出类似的性质。圆锥喇叭的模态可以在球形坐标中精确表达,方法包括模式匹配、有限元法和有限时域差分法等,因为这几种方法可以得到圆锥喇叭精准的设计数据。

一般情况下,假设主模的相位近似不变,那么在主模形式下的辐射场表达式为

$$E_{\theta}(r, \theta, \phi) = \frac{jE_0 ka^2 e^{-jkr}}{2r} [G_0(\omega) - G_2(\omega)] \cos\phi \quad (3-65)$$

$$E_{\phi}(r, \theta, \phi) = \frac{jE_0 ka^2 e^{-jkr}}{2r} \cos\theta [G_0(\omega) + G_2(\omega)] \sin\phi \quad (3-66)$$

其中, $G_m(\omega) = 1/a^2 \int_0^a J_m(p_{11}\rho'/a) J_m(\omega\rho') \exp(-jk\rho'^2/2L) \rho' d\rho'$, 且 $p_{11} = 1.841184$;

$\omega = k \sin \theta$ 。上述的方程对半角小于 35° ，尺寸是中等长度喇叭 ($L > 5\lambda$)，用处较大。对于更大张角的喇叭，贝塞尔参数又有变化。

函数 G_m 的表达式可以通过函数积分最大限度地估计，使用洛梅尔函数可知最后的结果可能是级数形式，此处不作展开。和角锥喇叭相比，圆锥喇叭的辐射形式极度依靠几何张角。圆锥喇叭的 E 面和 H 面辐射形式曲线如图 3-17 所示。由于二次相位会伴随着半角的增加而增加，使图形变得较为平缓。

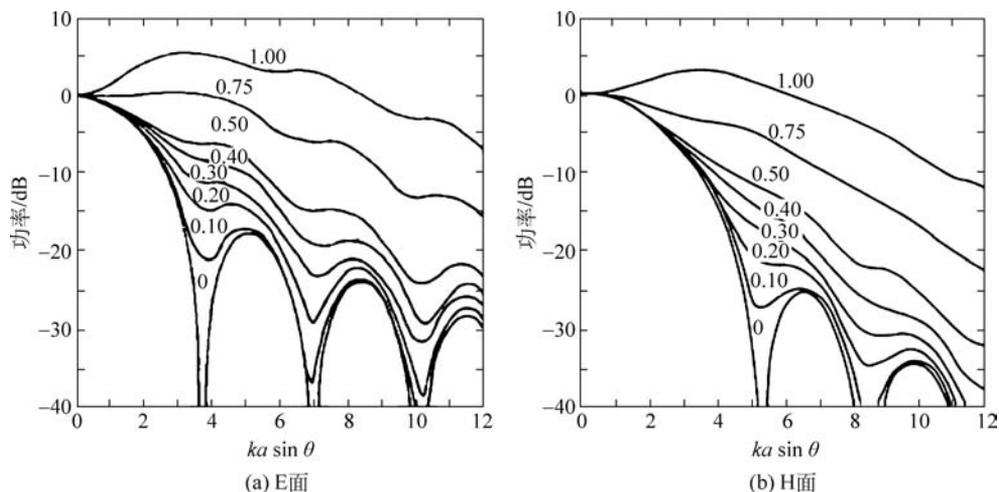


图 3-17 圆锥喇叭 E 面和 H 面辐射形式

设计圆锥喇叭的过程中需要考虑最大增益。由图 3-17 可以看出，喇叭大部分的辐射形式对应的都是低增益形式，这是由口径面的相位误差导致的。最优喇叭指固定最佳口径尺寸的喇叭产生最大增益。对于指定长度的圆锥喇叭，其最大增益是可以计算的，当口径圆的半径满足 $a = \sqrt{0.7812L\lambda}$ 关系式时，最大增益表达式可以写成如下形式。

$$G_{\max} \text{ (dB)} \approx 20.29 \log_{10}(a/\lambda) + 12.85 \quad (3-67)$$

方向性系数也可以反映增益的大小(若在效率固定的情况下)，图 3-18 为喇叭尺寸和方向性系数的关系曲线图。

由图 3-18 可以清晰地看到，当轴向长度保持不变时，增大口径尺寸，则方向性系数(增益)会出现一个最大值；当口径尺寸保持不变时，改变喇叭的长度，最大方向性系数值也会发生变化。理论上说，长度 L 趋于无穷大时(或张角为零时)，方向性系数也会达到无穷大。一般情况下，方向性系数会随着喇叭长度的增加而增大。圆锥喇叭最大方向性系数对应的尺寸满足式(3-68)，找出这个最大增益的喇叭尺寸是设计时必不可少的步骤。

$$d_m \approx \sqrt{3l\lambda} \quad (3-68)$$

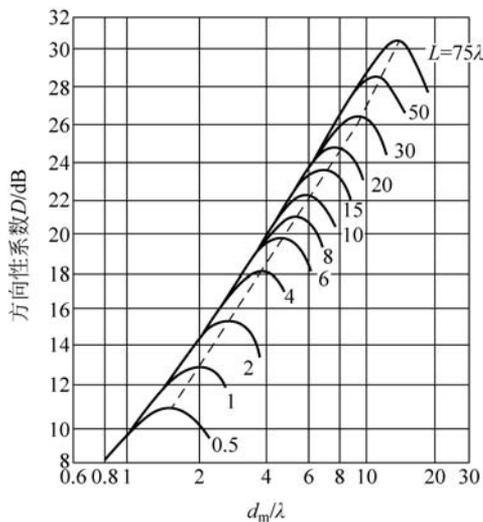


图 3-18 喇叭尺寸与方向性系数关系图

3.3 反射面天线

3.3.1 简介

反射面天线是天线中应用非常广泛的一种面天线,自从 1888 年赫兹发现了电磁波传播信号以来,这类天线的应用就一直受到欢迎。第二次世界大战的爆发直接促进了这类天线的快速发展,因为它在雷达、卫星通信、遥感等方面的需求非常大,这就导致了那些结构复杂、功能强大的反射面天线快速地发展起来,包括与它相关的仪器配置、分析方法和实验技术等方面。时至今日,反射面天线的技术发展得更加成熟。反射面天线的形式多种多样,使用比较普遍的有平面式、带角平面式、单或双曲面式等,具体的应用形式(辐射模式)要根据需求和环境的不同选择,如需求的波束不同或极化不同等。

根据许多文献记载,反射面天线可以根据许多不同的分类方法进行分类,如可以按照反射面类型、输入馈电类型以及辐射图类型进行分类。在点到点通信中,窄波束类型的反射器应该是最好的选择,这样可以使增益都出现在想要的方向上,有助于点到点通信的稳定。一般地,它们的波束方向在安装天线时已经确定好了。近代的卫星反射天线还有其他的辐射图分类,包括波束成形和多波束等。这些应用对反射器形成的辐射波束有较高的要求,越来越多的复杂形状和结构的的天线涌现出来。

要正确地评估反射面天线的性能,就必须对其馈源有一定的了解。之前提到喇叭可以作为反射面天线的馈源,除了喇叭之外,波导馈电也是选择之一,这也是面天线的主流形式。但是为了满足射电天文学(如中国天眼)和卫星天线的应用要求,许多新的馈电形式正在大力研发中,希望可以用新的馈源满足这些具有高要求应用的领域,如使用具有混合模的馈源(合并 TE 模和 TM 模),以此来有效地匹配馈源分布和反射器的焦点场分布,达到减少交叉极化的目的。但是馈电系统的复杂程度也是一个重要的考虑因素,尤其是要求产生多波束的时候,需要克服馈源之间相互耦合的问题。甚至还有许多想法,包括使用贴片天线的阵列作为反射面天线的馈源。为了更好地了解反射面天线,下面将具体介绍几种具体的反射面天线。

3.3.2 平面反射器

结构最为单一的反射面天线就是平面反射器,如它的名字一样,其结构就是在一个平面的延伸,或者是两个平面组成的带角度的反射器,如图 3-19 所示。它的功能是将电磁波的方向改变到另一个想要的方向。对于反射器,辐射源的极化和辐射源相对于反射面的位置可以用来控制辐射特性,包括控制整个天线的辐射图、阻抗和方向性等。在进行理论计算的时候,往往需要把平面理想化成一个无限大的平面,虽然实际情况中不存在这样的平面,但若研究的范围较小,最终得到的实际结果和理想情况是比较接近的。

平面反射器的结构简单,其用途也十分有限。而带有角度的平面反射器则是前者的改进版,角反射器可以看成是由两个平面反射器组成的。为了更好地使能量平行于水平面辐射出去,角反射器应运而生,如图 3-19 所示。

角反射器简单的结构使它有独特的用处,如把角度调整为直角的角反射器,应用在雷达目标检测或其他通信应用上时,当入射角为 90° 时,反射的信号是原路返回的,这样就可以侦测或跟踪到自己想要的目标,其信号原路返回的示意图如图 3-20 所示。在实际情况

下,若是遇到了波长长度大于物理尺寸的情况,那么角反射器还很有可能是用导线做成的栅格形式(相邻导线之间包含一定的间隔),如图 3-21 所示。这样构建不仅可以使重量大大减少,还能减少阻力,同时对波长较长的电磁波反射性能无较大的影响,可以说是角反射器的另外一种应用形式。

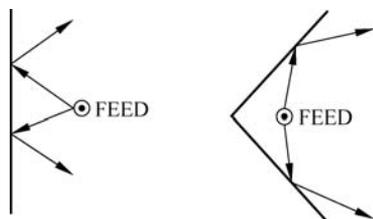


图 3-19 平面反射器和角反射器

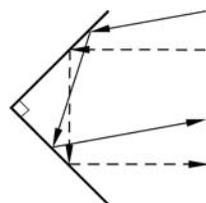


图 3-20 直角反射器

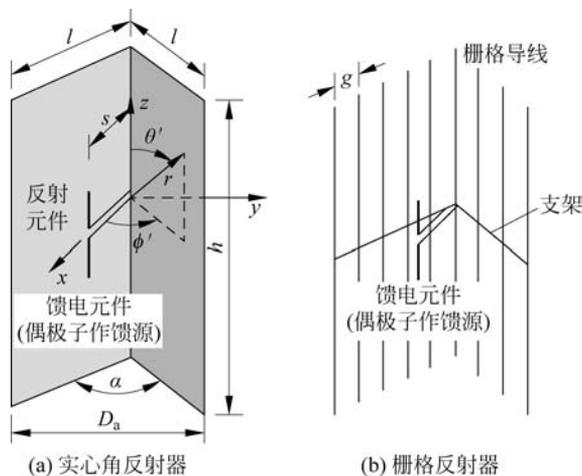


图 3-21 实心角反射器和栅格反射器外观

如图 3-21 所示,通常角反射器孔径尺寸 D_a 取值范围为一个波长到两个波长之间($\lambda < D_a < 2\lambda$)。当角反射器夹角为直角时,角反射器两个边长 l 满足 $l = 2s$ (s 为馈源到面交线的垂直距离);当角反射器夹角变小时,相应的边长 l 会变大,而 s 满足的长度范围一般为 $\lambda/3 < s < 2\lambda/3$ 。对于不同的反射器,最佳馈源位置点也不同(即 s 不同)。若这个长度偏小,那么系统的损失阻抗会使反射效率大大降低,不利于工作;相反,若长度偏大,辐射图会出现我们不想要的旁瓣,使辐射方向性变差,辐射效果大打折扣。对于理想的无限大反射器,其主瓣宽度会比非理想有限大小的反射平面略宽。反射器高度 h 通常的取值范围为 $1.2\lambda < h < 1.5\lambda$,显然大于馈电阵元的总长度,这样基本可以使反向辐射趋于零。

3.3.3 抛物面反射天线

抛物面反射天线可以说是目前使用最广泛的反射面天线,本节将对抛物面反射天线的特性进行阐述。要研究这一天线的具体性质,首先要了解其参数,如馈源的选择和位置、抛物面的弧度和口径尺寸、制作材料、天线效率等,这些参数可能对天线的性能产生严重的影响。

抛物面反射天线的辐射需要用到部分光学反射的原理。为了使电磁波能平行地辐射到

指定方向,可以将这种情况类比为光路反射。即当平行光入射到一个抛物面时,所有光线会聚焦到一个点(抛物面的焦点),而光路又是可逆的,意味着焦点处发出的散射光经过抛物面的反射,会变成平行光射出。这样的情况类比为电磁波时,即在焦点处馈源的电磁波会经过抛物面的反射,平行地辐射到指定的方向,这是馈源前置(焦点处)的一种情况。还存在馈源放在抛物面中心处的情况,先经过一个反射面反射后,再到抛物面平行地反射出去(即卡塞格伦馈电),如图 3-22 所示。

前面已经提到,角锥喇叭是一种非常普遍的反射面天线的馈源。许多大口径天线使用这种抛物面反射天线,如迄今世界上最大反射器直径可达数百米,在卫星通信和太空探测等方面有着极其重要的应用。与平面反射器相比,此处的反射面变成了抛物面,但是都离不开反射原理。其几何形状可以看成是由一个平面中的抛物线沿着对称轴旋转 2π 得到的,为了便于分析,只取示意图进行分析,如图 3-23 所示。

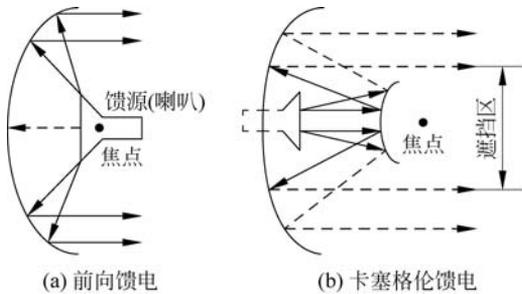


图 3-22 抛物面反射天线

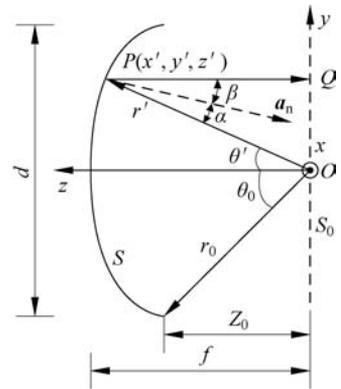


图 3-23 前馈反射天线平面示意图

由于几何形状是通过旋转得到的,那就取旋转的曲线进行分析,图 3-23 分别给出平面上上下两条通路,在不考虑有电磁波损耗的前提下,它遵循以下关系式。

$$\begin{cases} OP + PQ = \text{常数} = 2f \\ OP = r', PQ = r' \cos\theta' \end{cases} \quad (3-69)$$

整理可得

$$\begin{cases} r'(1 + \cos\theta') = 2f \\ \Rightarrow r' = \frac{2f}{1 + \cos\theta'} = f \sec^2\left(\frac{\theta'}{2}\right), \quad \theta' \leq \theta_0 \end{cases} \quad (3-70)$$

由于几何形状可看成是旋转得到的抛物面,那么得到的三维结构可用相应的球坐标表示,对于水平方向都是对称的,故只须讨论球坐标中的 r' 和 θ' 两个参数。应用球坐标需要极高的空间想象力和复杂的计算过程,理论上是可行的。故最终选择简化的三维直角坐标进行表达式的展开,3 个坐标轴的方向如图 3-23 所示放置。故有

$$r' + r' \cos\theta' = \sqrt{(x')^2 + (y')^2 + (z')^2} + z' = 2f \quad (3-71)$$

或写成以下形式

$$(x')^2 + (y')^2 = 4f(f - z') \quad (3-72)$$

其中, $(x')^2 + (y')^2 \leq (d/2)^2$ 。在分析抛物面反射器的过程中,为了更好地表达关系式,还

需要找到对应抛物面上的反射点的切面与法线。则有

$$f - r' \cos^2\left(\frac{\theta'}{2}\right) = S = 0 \quad (3-73)$$

然后求其梯度,得到抛物面的法向量,表达式如下。

$$\mathbf{N} = \nabla \left[f - r' \cos^2\left(\frac{\theta'}{2}\right) \right] = \mathbf{a}_{r'} \frac{\partial S}{\partial r'} + \mathbf{a}_{\theta'} \frac{1}{r'} \frac{\partial S}{\partial \theta'} \quad (3-74)$$

$$\Rightarrow \mathbf{N} = -\mathbf{a}_{r'} \cos^2\left(\frac{\theta'}{2}\right) + \mathbf{a}_{\theta'} \cos\left(\frac{\theta'}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta'}{2}\right) \quad (3-75)$$

将法向量单位化可得

$$\mathbf{a}_n = \frac{\mathbf{N}}{|\mathbf{N}|} = -\mathbf{a}_{r'} \cos\left(\frac{\theta'}{2}\right) + \mathbf{a}_{\theta'} \sin\left(\frac{\theta'}{2}\right) \quad (3-76)$$

为了求入射线与单位法向量 \mathbf{a}_n 的夹角 α , 有

$$\begin{aligned} \cos\alpha &= -\mathbf{a}_{r'} \times \mathbf{a}_n = -\mathbf{a}_{r'} \cdot \left[-\mathbf{a}_{r'} \cos\left(\frac{\theta'}{2}\right) + \mathbf{a}_{\theta'} \sin\left(\frac{\theta'}{2}\right) \right] \\ &= \cos\left(\frac{\theta'}{2}\right) \end{aligned} \quad (3-77)$$

用相同的方法可以得到关于 β 的表达式如下。

$$\begin{aligned} \cos\beta &= -\mathbf{a}_{r'} \cdot \mathbf{a}_n = -\mathbf{a}_{z'} \cdot \left[-\mathbf{a}_{r'} \cos\left(\frac{\theta'}{2}\right) + \mathbf{a}_{\theta'} \sin\left(\frac{\theta'}{2}\right) \right] \\ &= \cos\left(\frac{\theta'}{2}\right) \end{aligned} \quad (3-78)$$

通过式(3-77)和式(3-78)发现,两个角度的大小是一样的,这符合斯涅尔反射定律的理论,即在反射面上很小的范围内,可以假设为平面。

在反射面下半部分的另一个角度 θ_0 的表达式为

$$\theta_0 = \arctan\left(\frac{d/2}{Z_0}\right) \quad (3-79)$$

其中, Z_0 为对应抛物面上的反射点到焦点面的水平距离,在图 3-23 中已经标注。其具体表达式为

$$Z_0 = f - \frac{x_0^2 + y_0^2}{4f} = f - \frac{(d/2)^2}{4f} = f - \frac{d^2}{16f} \quad (3-80)$$

将 Z_0 的表达式代入 θ_0 的表达式可得

$$\theta_0 = \arctan \left| \frac{d/2}{f - \frac{d^2}{16f}} \right| = \arctan \left| \frac{\frac{1}{2}\left(\frac{f}{d}\right)}{\left(\frac{f}{d}\right)^2 - \frac{1}{16}} \right| \quad (3-81)$$

其中, θ_0 关于 f 的关系式是反三角函数的表达式,形式相当复杂,反过来还可以得到 f 关于 θ_0 的关系式,形式相对简洁,表达式如下。

$$f = \left(\frac{d}{4}\right) \cot\left(\frac{\theta_0}{2}\right) \quad (3-82)$$

这些反射器的辐射特性,包括方向图、增益等都和其面上分布的电流有密切的关系。面天线作为一种高增益的天线,最重要的参数自然是方向性,还需要提高天线的效率。在中心

频率较高的情况下,损耗可能会成倍增加,提高效率保住增益,是高频段非常有效的方法。

由于馈源天线(一般是喇叭)与反射器的距离一般比较近,口径效率必然要得到保证。假设 $g(\theta)$ 为位于焦点处喇叭天线的辐射功率,且口径是对称的,那么口径效率表达式为

$$\eta_{\text{ap}} = \cot^2 \left| \int_0^{\theta_0} g(\theta) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) d\theta \right|^2 \quad (3-83)$$

毫无疑问,这个效率是由反射面和馈源共同决定的,口径的最大效率约可以达到 82%,就单独效率这一参数和角锥喇叭相比,稍微高一些。天线的效率包含许多种类,如溢出效率、角锥效率、相位效率和极化等。其中部分参数是互相矛盾的,如入射的角度 θ_0 越大,溢出效率也会变大,但是角锥效率的变化却是相反的,这就要求在矛盾中找到最佳的平衡点,力求系统最终获得最大的效率。一旦上述效率确定了,那么方向性系数可以表达为

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \eta_{\text{ap}} (\pi(d/2)^2) \quad (3-84)$$

此处的方向性系数中并不包含馈源(喇叭)的效率,一般情况下,喇叭的效率可达到 70%~80%。但是即便如此,反射天线的方向性系数大于 30dBi 的例子不胜枚举,更有甚者可达到 80dBi,这个数值的方向性系数在其他类型的天线中是不敢想象的,但是在这里成为了可能。

除了方向性系数之外,半功率波束宽度(HPBW)也是衡量辐射效果的参数,其表达式为

$$\text{HPBW} \approx \frac{\lambda}{d} \times 70^\circ \quad (3-85)$$

波束宽度通常与反射面有较大的关系,当反射面的损耗增加时,波束宽度和旁瓣会变小。

3.4 模型与仿真

本次仿真包含角锥喇叭和双模圆锥喇叭两个模型。对于角锥喇叭,本次列举的是一个 S 频段的最佳增益喇叭,中心频率为 2.4GHz,采用同轴线进行馈电,方便后续的优化调整,统一使用变量进行建模。角锥喇叭的尺寸如表 3-1 所示。

表 3-1 角锥喇叭天线尺寸

参数/结构名称		变量名称	数值/英寸
波长		λ	4.92
喇叭尺寸	波导宽边	a	4.30
	波导窄边	b	2.15
	波导长度	L	6.15
	口径宽边	a_h	20.50
	口径窄边	b_h	15.18
同轴线尺寸	外导体半径	r_1	0.06
	内导体半径	r_2	0.025
	外导体长度	L_1	0.3
	内导体长度	L_2	0.3 英寸 + $b/2$

用 HFSS 对天线按照以上的尺寸进行建模,模型如图 3-24 所示。中心频率为 2.4GHz,为了确保精度,迭代的最大次数设为 20 次,最小收敛值为 0.02,扫频范围为 1.7~2.6GHz,扫

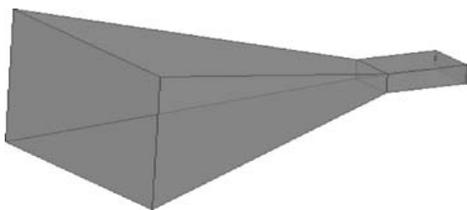


图 3-24 角锥喇叭模型

频间隔为 0.01(约 90 个点)。此天线尺寸相对于波长来说比较大,属于电大尺寸器件,仿真前需要在 HFSS 中设置其基函数为 Second Order。

天线仿真后得到的参数大致如图 3-25 和图 3-26 所示,其最大增益约为 19.5dB。如图 3-27 所示,在中心频率(2.4GHz)附近的回波损耗大约为-15dB 左右,有较好的 S_{11} 参数。且由极坐标的增益可以看出有较好的前后比,列举出来的 E 面和 H 面的曲线比较接近(见图 3-28),符合角锥喇叭的特性,总体来说是一个性能优良的天线,可以为其他的角锥喇叭设计作为参考。

符合角锥喇叭的特性,总体来说是一个性能优良的天线,可以为其他的角锥喇叭设计作为参考。

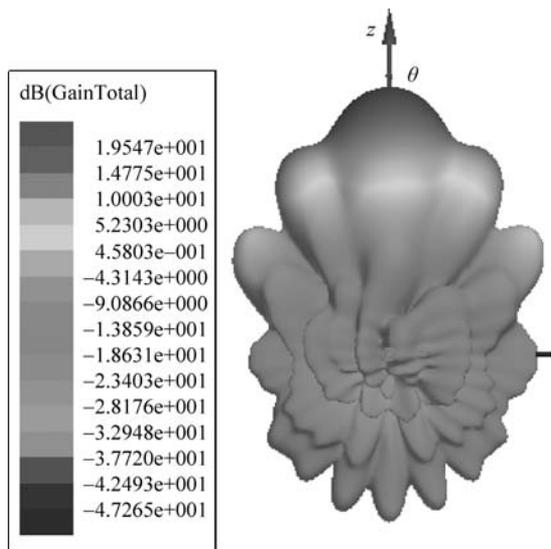


图 3-25 三维增益方向图

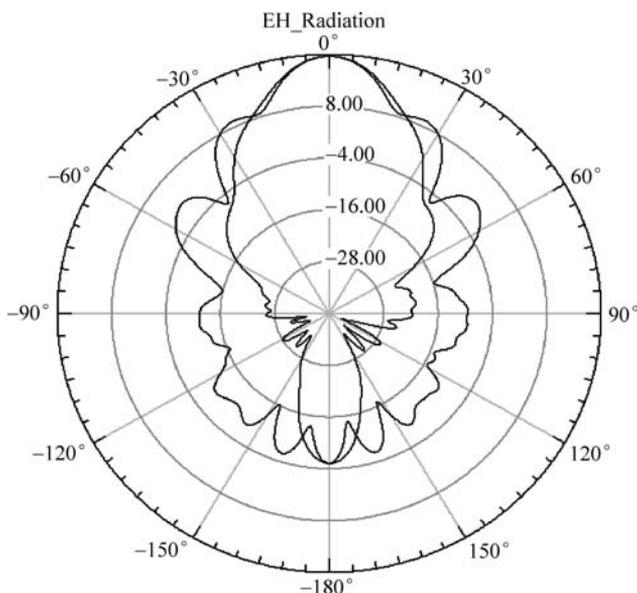


图 3-26 极坐标下的 E-H 面的增益方向

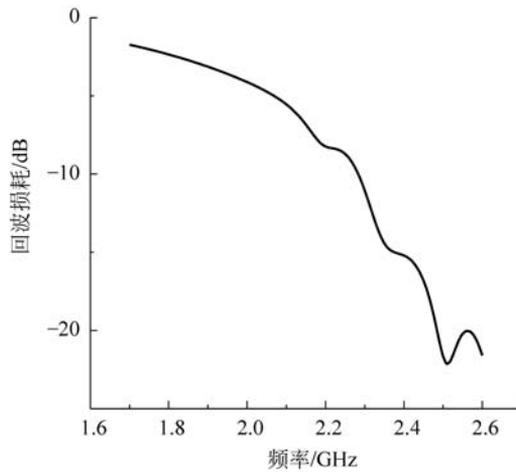


图 3-27 回波损耗

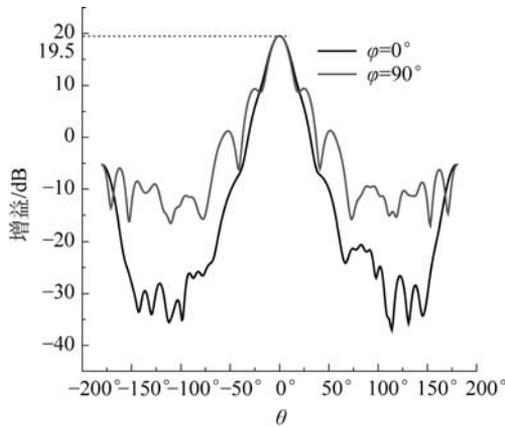


图 3-28 E面、H面增益方向图

对于双模圆锥喇叭,包含 TE_{11} 和 TM_{11} 两种模式,喇叭的模和喇叭的尺寸有着密切的关联(长度和口径)。为了清晰地认识 TE 模和 TM 模对应的截止波长,表 3-2 和表 3-3 分别列举了不同模式对应的截止波长,这对设计喇叭时要确定各尺寸有重要的帮助。

表 3-2 TE 模的截止波长

波形	H_{11}	H_{21}	H_{01}	H_{30}	H_{41}	H_{12}	H_{22}
λ_c	$3.413a$	$2.057a$	$1.64a$	$1.496a$	$1.182a$	$1.179a$	$0.784a$

表 3-3 TM 模的截止波长

波形	E_{01}	E_{11}	E_{21}	E_{02}	E_{31}	E_{12}	E_{41}
λ_c	$2.163a$	$1.64a$	$1.223a$	$1.138a$	$0.986a$	$0.896a$	$0.828a$

此次列举的实例双模圆锥喇叭对应的中心频率为 5GHz(工作波长为 6cm),为了满足上述两种模式,确定其两个圆柱的直径范围应为

$$1.757 < a < 3.657, \quad 3.657 < b < 5.090 \quad (3-86)$$

双模圆锥喇叭的具体参数如表 3-4 所示。

表 3-4 双模圆锥喇叭的参数

参 数	变 量	变量值/cm
工作波长	λ	6
小圆波导半径	a	2.13
大圆波导半径	b	3.93
小圆波导长度	h_1	7.62
两圆波导的间隔	h_2	3.12
大圆波导长度	h_3	8.22

用 HFSS 建立的双模圆锥喇叭模型如图 3-29 所示。

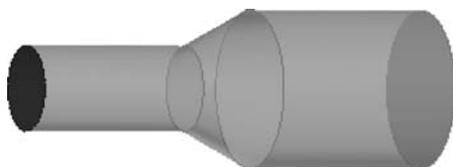


图 3-29 双模圆锥喇叭模型

仿真后的参数如图 3-30 和图 3-31 所示。

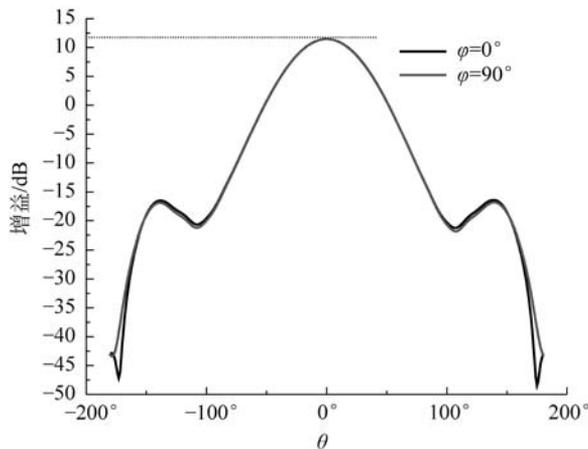


图 3-30 E 面和 H 面的左旋圆极化增益

由图 3-30 可知,该喇叭天线的增益可达 11.47dB。由图 3-31 可知,此天线中包含圆极化效果(电场矢量端点在垂直于传播方向的平面内描绘的是一个圆),这是由于在喇叭中设置了两个相互垂直的波端口激励。双模圆锥喇叭的回波损耗参数和三维增益图如图 3-32 和图 3-33 所示。

由图 3-32 可知,此次设计的中心频率为 5GHz,双模喇叭天线具有较宽的回波损耗带宽(此时是广义的 S 参数),整个扫频部分只有少部分是在 10dB 以上。图 3-33 是三维增益方向图,最大增益可达 11.47dB。总体而言,这是一款性能优良的双模圆锥喇叭天线。

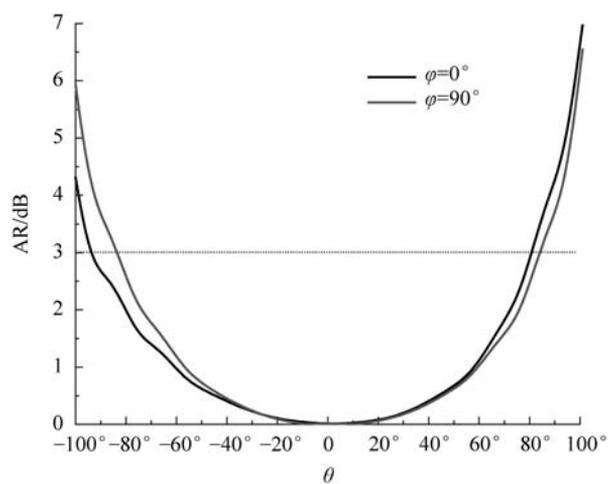


图 3-31 E 面和 H 面的轴比

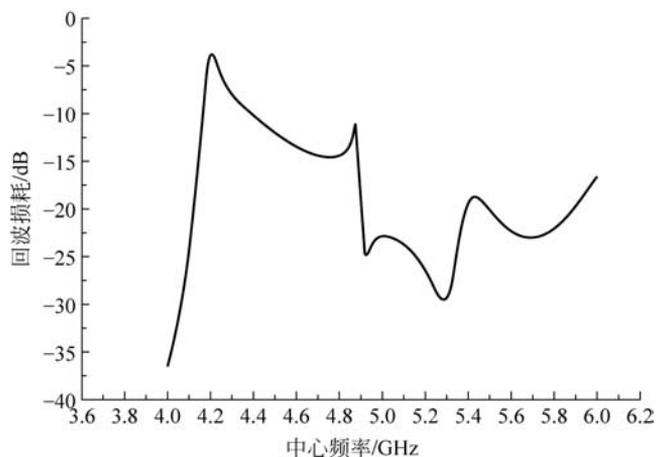


图 3-32 双模圆锥喇叭回波损耗

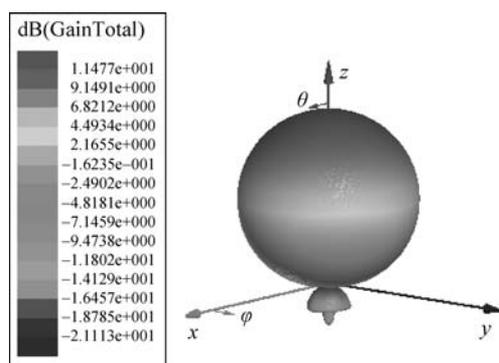


图 3-33 双模圆锥喇叭三维增益方向图