



天线与电波传播

郭璐

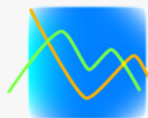
南京理工大学，电光学院通信工程系

2023年春季学期

办公室: 电光院A342

Email: lu.guo@njust.edu.cn





第1章 天线基础知识

1.1 基本振子的辐射

1.2 发射天线的电参数

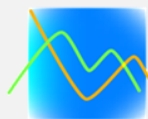
1.3 互易定理与接收天线的电参数

1.4 对称振子

1.5 天线阵的方向性

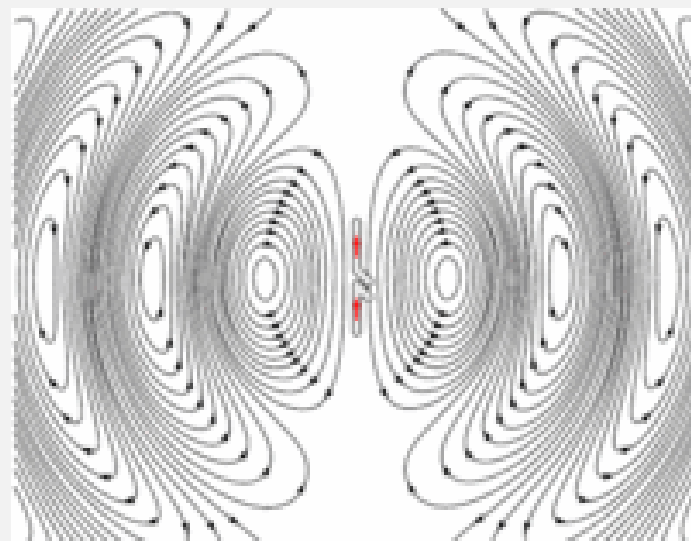
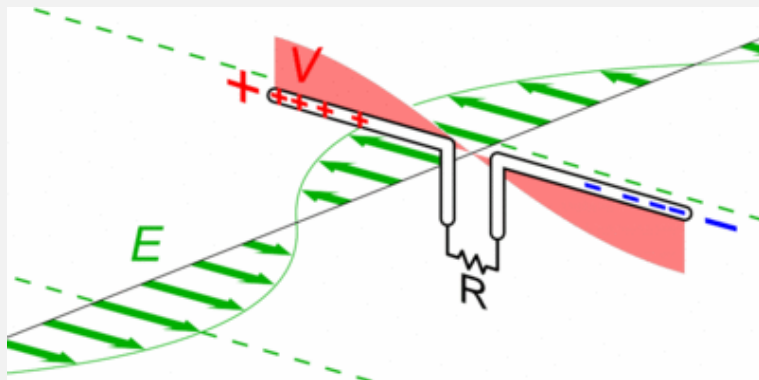
1.6 对称振子阵的阻抗特性

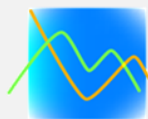
1.7 无限大理想导电反射面对天线电性能的影响



1.1 基本振子的辐射

尽管各类天线的结构、特性各有不同，但是分析它们的基础都建立在电、磁基本振子的辐射机理上。电、磁基本振子作为最基本的辐射源，下面介绍它们的基本性质。





1.1.1 电基本振子的辐射

电基本振子（Electric Short Dipole）又称**电流元**，它是指一段理想的高频电流直导线，其长度 l 远小于波长 λ ，其半径 a 远小于 l ，同时振子沿线的电流 I 处处等幅同相。

用这样的电流元可以构成实际的更复杂的天线，因而电基本振子的辐射特性是研究更复杂天线辐射特性的基础。

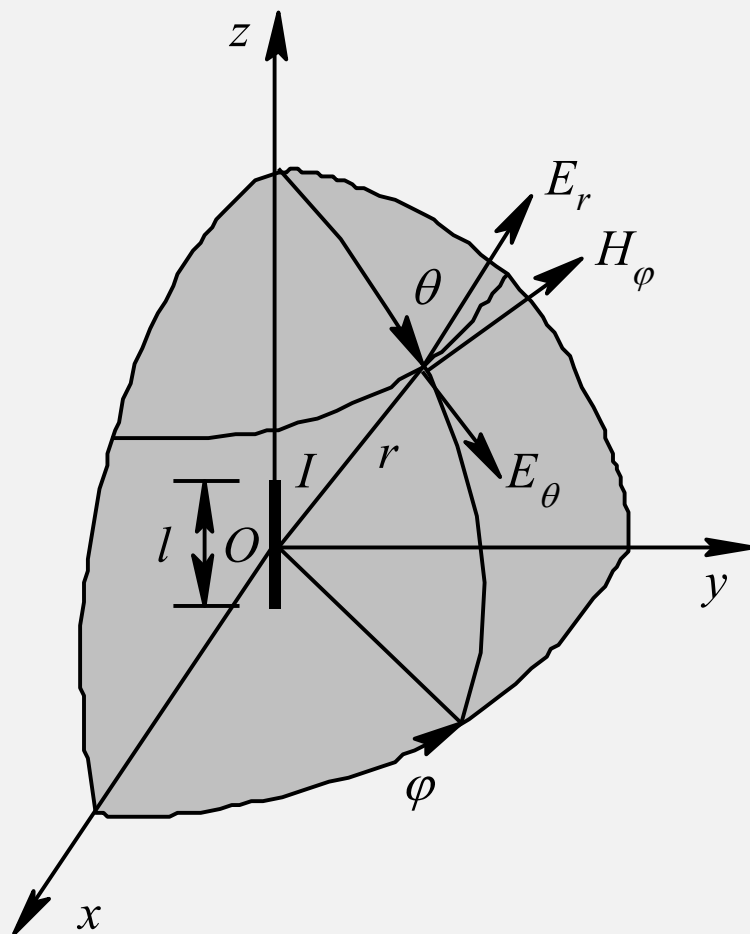
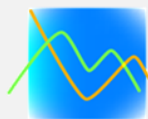


图1—1—1 电基本振子的坐标



如图1—1—1所示，在电磁场理论中，已给出了在球坐标系原点 O 沿 z 轴放置的电基本振子在无限大自由空间中场强的表达式为

$$H_r = 0$$

$$H_\theta = 0$$

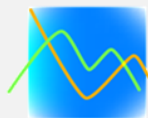
$$H_\varphi = \frac{Il}{4\pi} \sin\theta \left(j\frac{k}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-jkr}$$

$$E_r = \frac{Il}{4\pi \omega \epsilon_0} \cos\theta \left(\frac{k}{r^2} - j\frac{1}{r^3} \right) e^{-jkr}$$

$$E_\theta = \frac{Il}{4\pi \omega \epsilon_0} \sin\theta \left(j\frac{k^2}{r} + \frac{k}{r^2} - j\frac{1}{r^3} \right) e^{-jkr}$$

$$E_\varphi = 0$$

(1—1—1)



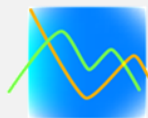
$$\left. \begin{aligned} E &= E_r e_r + E_\theta e_\theta \\ H &= H_\phi e_\phi \end{aligned} \right\} \quad (1-1-2)$$

式中， E 为电场强度，单位为V/m； H 为磁场强度，单位为A/m；场强的下标 r 、 θ 、 ϕ 表示球坐标系中矢量的各分量； e_r 、 e_θ 、 e_ϕ 分别为球坐标系中沿 r 、 θ 、 ϕ 增大方向的单位矢量； $\varepsilon_0=10^{-9}/(36\pi)(\text{F/m})$ ，为自由空间的介电常数； $\mu_0=4\pi \times 10^{-7}(\text{H/m})$ ，为自由空间导磁率；



$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} = 2\pi / \lambda$$

k 为自由空间相移常数， λ 为自由空间波长。式中略去了时间因子 $e^{j\omega t}$ 。



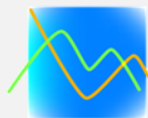
1. 近区场

$kr \ll 1$ 即 ($r \ll \lambda/(2\pi)$) 的区域称为近区, 此区域内

$$\frac{1}{kr} \ll \frac{1}{(kr)^2} \ll \frac{1}{(kr)^3}$$

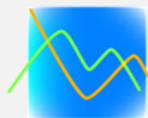
因此, 忽略式 (1—1—1) 中的 $1/r$ 项, 并且认为 $e^{-jkr} \approx 1$,

电基本振子的近区场表达式为



$$\left. \begin{aligned} H_r &= 0 \\ H_\theta &= 0 \\ H_\varphi &= \frac{Il}{4\pi} \sin\theta \left(j\frac{k}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-jkr} \\ E_r &= \frac{Il}{4\pi} \frac{2}{\omega\epsilon_0} \cos\theta \left(\frac{k}{r^2} - j\frac{1}{r^3} \right) e^{-jkr} \\ E_\theta &= \frac{Il}{4\pi} \frac{1}{\omega\epsilon_0} \sin\theta \left(j\frac{k^2}{r} + \frac{k}{r^2} - j\frac{1}{r^3} \right) e^{-jkr} \\ E_\varphi &= 0 \end{aligned} \right\} \xrightarrow{\text{ }} \left\{ \begin{aligned} H_\varphi &= \frac{Il}{4\pi r^2} \sin\theta \\ E_r &= -j \frac{Il}{4\pi r^3} \frac{2}{\omega\epsilon_0} \cos\theta \\ E_\theta &= -j \frac{Il}{4\pi r^3} \frac{1}{\omega\epsilon_0} \sin\theta \\ E_\varphi &= H_r = H_\theta = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-1-3)$$

将上式和静电场中电偶极子产生的电场以及恒定电流产生的磁场作比较，可以发现，除了电基本振子的电磁场随时间变化外，在近区内的场振幅表达式完全相同，故近区场也称为似稳场或准静态场。



近区场的另一个重要特点是电场和磁场之间存在
 $\pi/2$ 的相位差

$$\left. \begin{aligned} H_{\varphi} &= \frac{Il}{4\pi r^2} \sin \theta \\ E_r &= -j \frac{Il}{4\pi r^3} \frac{2}{\omega \epsilon_0} \cos \theta \\ E_{\theta} &= -j \frac{Il}{4\pi r^3} \frac{1}{\omega \epsilon_0} \sin \theta \\ E_{\varphi} &= H_r = H_{\theta} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-1-3)$$



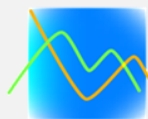
于是坡印廷矢量的平均值

$$S_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}[E \times H^*] = 0$$

$$\left. \begin{aligned} H_{\varphi} &= \frac{Il}{4\pi r^2} \sin \theta \\ E_r &= -j \frac{Il}{4\pi r^3} \frac{2}{\omega \epsilon_0} \cos \theta \\ E_{\theta} &= -j \frac{Il}{4\pi r^3} \frac{1}{\omega \epsilon_0} \sin \theta \\ E_{\varphi} &= H_r = H_{\theta} = 0 \end{aligned} \right\} (1-1-3)$$

能量在电场和磁场以及场与源之间交换而没有辐射，所以近区场也称为感应场，可以用它来计算天线的输入电抗。

必须注意，以上的讨论中我们忽略了很小的 $1/r$ 项，下面将会看到正是它们构成了电基本振子远区的辐射实功率。



2. 远区场

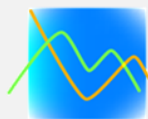
$kr \gg 1$ 即 ($r \gg \lambda/(2\pi)$) 的区域称为**远区**，在此区域内

$$\frac{1}{kr} \gg \frac{1}{(kr)^2} \gg \frac{1}{(kr)^3}$$

因此保留式 (1—1—1) 中的最大项后，电基本振子的远区场表达式为

$$\left. \begin{aligned} H_r &= 0 \\ H_\theta &= 0 \\ H_\phi &= \frac{Il}{4\pi} \sin\theta \left(j\frac{k}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-jkr} \\ E_r &= \frac{Il}{4\pi \omega \epsilon_0} \cos\theta \left(\frac{k}{r^2} - j\frac{1}{r^3} \right) e^{-jkr} \\ E_\theta &= \frac{Il}{4\pi \omega \epsilon_0} \sin\theta \left(j\frac{k^2}{r} + \frac{k}{r^2} - j\frac{1}{r^3} \right) e^{-jkr} \\ E_\phi &= 0 \end{aligned} \right\} \xrightarrow{\text{绿色箭头}} \left. \begin{aligned} H_\phi &= j\frac{Il}{2\lambda r} \sin\theta e^{-jkr} \\ E_\theta &= j\frac{60\pi Il}{\lambda r} \sin\theta e^{-jkr} \\ H_r &= H_\theta = E_r = E_\phi = 0 \end{aligned} \right\} (1-1-4)$$





由上式可见，远区场的性质与近区场的性质完全不同，场强只有两个相位相同的分量（ E_θ, H_ϕ ），其电力线分布如图1—1—2所示，场矢量如图1—1—3所示。

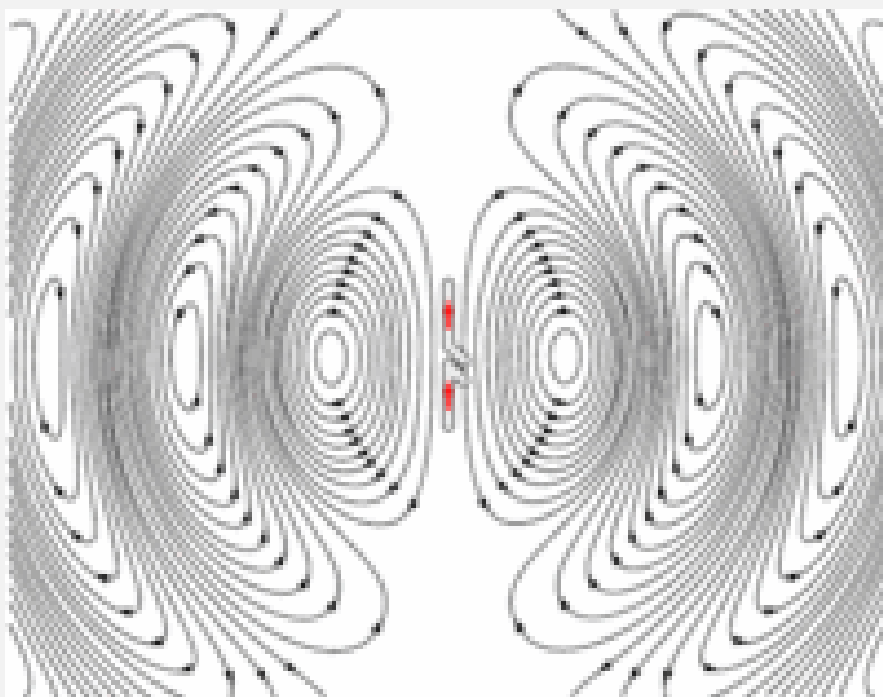


图1—1—2 电基本振子电力线

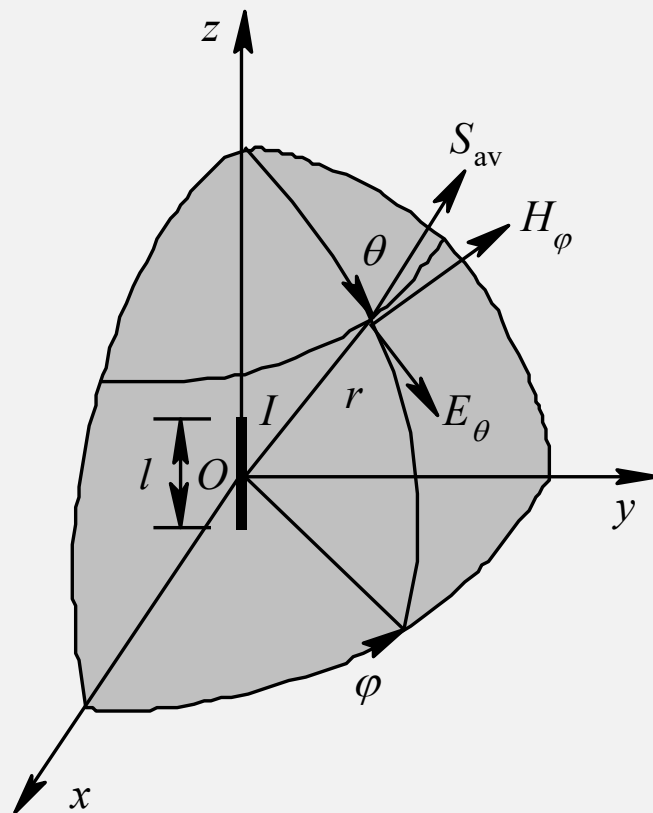
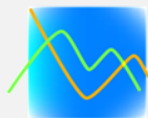


图1—1—3 电基本振子远区场

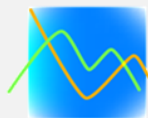


远区场的坡印廷矢量平均值为

$$S_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[E \times H^*] = \frac{15\pi I^2 l^2}{\lambda^2 r^2} \sin^2 \theta e_r \quad (1-1-5)$$

有能量沿 r 方向向外辐射，故远区场又称为**辐射场**。

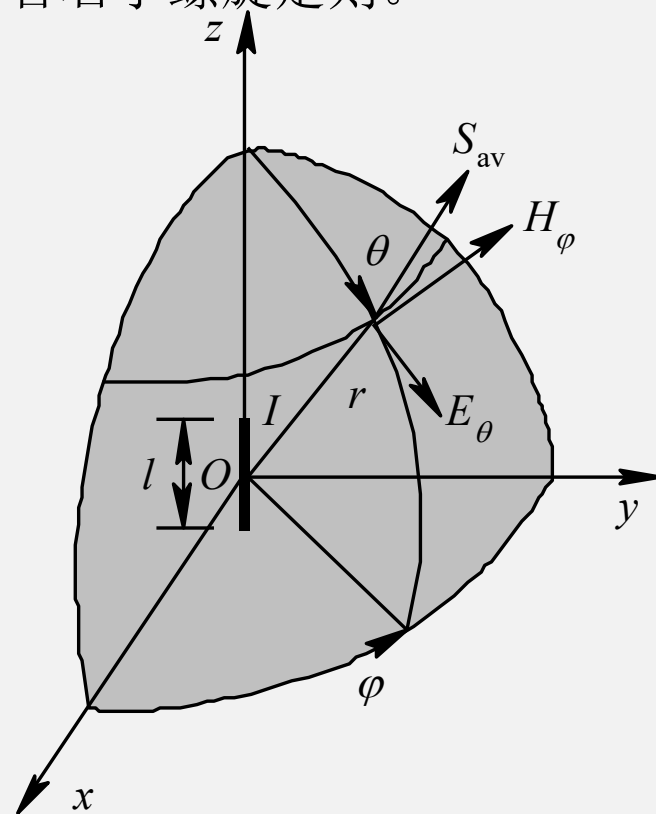
$$\left. \begin{aligned} H_\varphi &= j \frac{Il}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ E_\theta &= j \frac{60\pi Il}{\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_r &= H_\theta = E_r = E_\varphi = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-1-4)$$

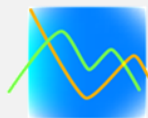


该辐射场有如下性质（重要）：

□(1) E_θ 、 H_ϕ 均与距离 r 成反比，波的传播速度为 $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ ， E_θ 和 H_ϕ 中都含有相位因子 e^{jkr} ，说明辐射场的等相位面为 r 等于常数的球面，所以称其为球面波。 E 、 H 和 S_{av} 相互垂直，且符合右手螺旋定则。

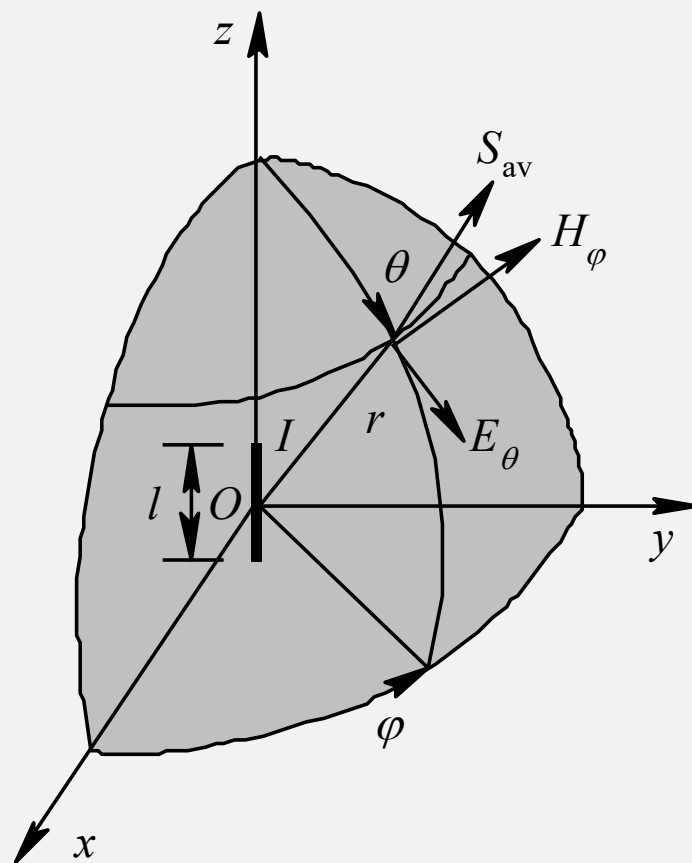
$$\left. \begin{aligned} H_\phi &= j \frac{Il}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ E_\theta &= j \frac{60\pi Il}{\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_r &= H_\theta = E_r = E_\phi = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-1-4)$$

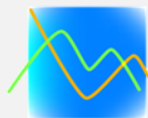




□(2)传播方向上电磁场的分量为零，故称其为**横电磁波**，记为**TEM波**。

$$\left. \begin{aligned} H_{\varphi} &= j \frac{Il}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ E_{\theta} &= j \frac{60\pi Il}{\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_r = H_{\theta} = E_r = E_{\varphi} &= 0 \end{aligned} \right\} (1-1-4)$$





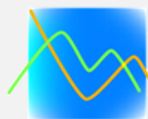
□(3) E_θ 和 H_ϕ 的比值为常数，称为**媒质的波阻抗**，记为 η 。对于自由空间

$$\star \quad \eta = \frac{E_\theta}{H_\phi} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \quad \Omega \quad (1-1-6)$$

$$\left. \begin{aligned} H_\phi &= j \frac{Il}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ E_\theta &= j \frac{60\pi Il}{\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_r &= H_\theta = E_r = E_\phi = 0 \end{aligned} \right\} (1-1-4)$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} (\text{H/m})$$

$$\epsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi) (\text{F/m})$$



□ (4) E_θ 和 H_ϕ 与 $\sin\theta$ 成正比，说明电基本振子的辐射具有方向性，辐射场不是均匀球面波。因此，任何实际的电磁辐射绝不可能具有完全的球对称性，这也是所有辐射场的普遍特性。

电偶极子向自由空间辐射的总功率称为辐射功率 P_r ，它等于坡印廷矢量在任一包围电偶极子的球面上的积分，即

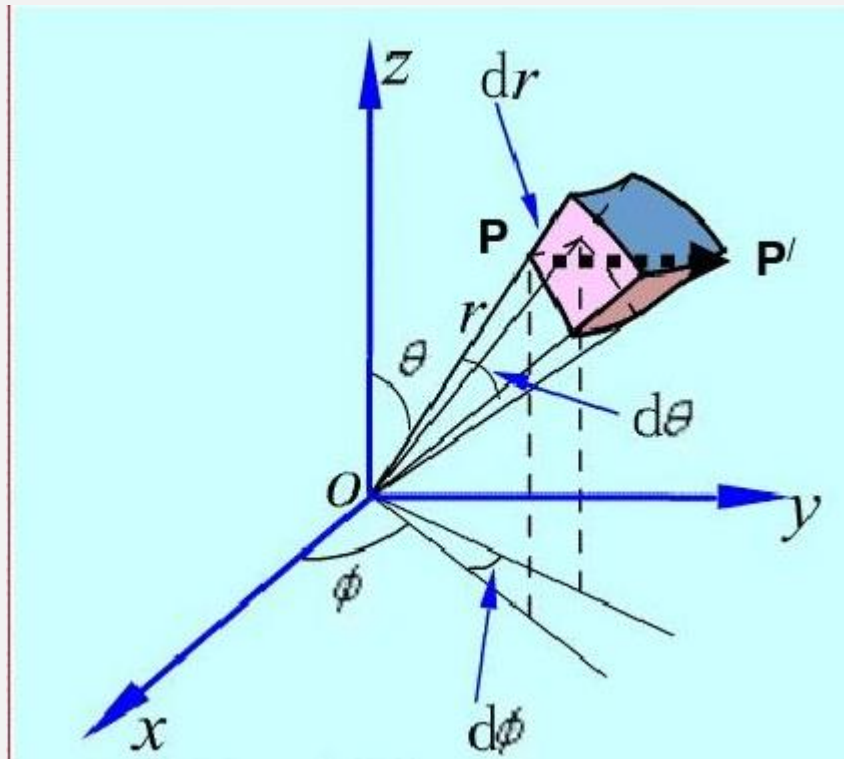


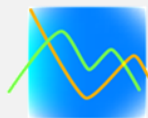
$$\begin{aligned} P_r &= \oint_S \mathbf{S}_{av} \cdot d\mathbf{s} \\ &= \oint_S \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \cdot d\mathbf{s} \\ &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \frac{15\pi I^2 l^2}{\lambda^2} \sin^3 \theta d\theta \quad (1-1-7) \\ &= 40\pi^2 I^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 W \end{aligned}$$



$$S_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}[E \times H^*] = \frac{15\pi I^2 l^2}{\lambda^2 r^2} \sin^2 \theta e_r$$

$$\begin{aligned} P_r &= \oint_S \mathbf{S}_{av} \cdot d\mathbf{s} \\ &= \oint_S \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \cdot d\mathbf{s} \\ &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \frac{15\pi I^2 l^2}{\lambda^2} \sin^3 \theta d\theta \\ &= 40\pi^2 I^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \text{ W} \quad (1-1-7) \end{aligned}$$





因此，辐射功率取决于电偶极子的电长度，若几何长度不变，频率越高或波长越短，则辐射功率越大。因为已经假定空间媒质不消耗功率且在空间内无其它场源，所以辐射功率与距离 r 无关。

$$\begin{aligned} P_r &= \oint_S \mathbf{S}_{av} \cdot d\mathbf{s} \\ &= \oint_S \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \cdot d\mathbf{s} \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \frac{15\pi I^2 l^2}{\lambda^2} \sin^3 \theta d\theta \\ &= 40\pi^2 I^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \text{ W} \end{aligned}$$

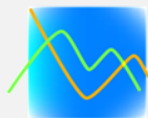


既然辐射出去的能量不再返回波源，为方便起见，将天线辐射的功率看成被一个等效电阻所吸收的功率，这个等效电阻就称为**辐射电阻** R_r 。类似于普通电路，可以得出

$$P_r = \frac{1}{2} I^2 R_r \quad (1-1-8)$$

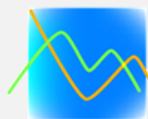
其中， R_r 称为该天线归算于电流 I 的辐射电阻，这里 I 是电流的振幅值。将上式代入式（1—1—7），得电基本振子的**辐射电阻**为

$$R_r = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \Omega \quad (1-1-9)$$



1.1.2 磁基本振子的辐射

磁基本振子（Magnetic Short Dipole）又称磁流元、磁偶极子。尽管它是虚拟的，迄今为止还不能肯定在自然界中是否有孤立的磁荷和磁流存在，但是它可以与一些实际波源相对应，例如小环天线或者已建立起来的电场波源，用此概念可以简化计算，因此讨论它是有必要的。



如图1—1—4所示，设想一段长为 l ($l \ll \lambda$) 的磁流元 $I_m l$ 置于球坐标系原点，根据电磁对偶性原理，只需要进行如下变换：

$$E_e \Leftrightarrow H_m$$

$$H_e \Leftrightarrow -E_m$$

$$I_e \Leftrightarrow I_m, Q_e \Leftrightarrow Q_m$$

$$\epsilon_0 \Leftrightarrow \mu_0$$

(1—1—10)

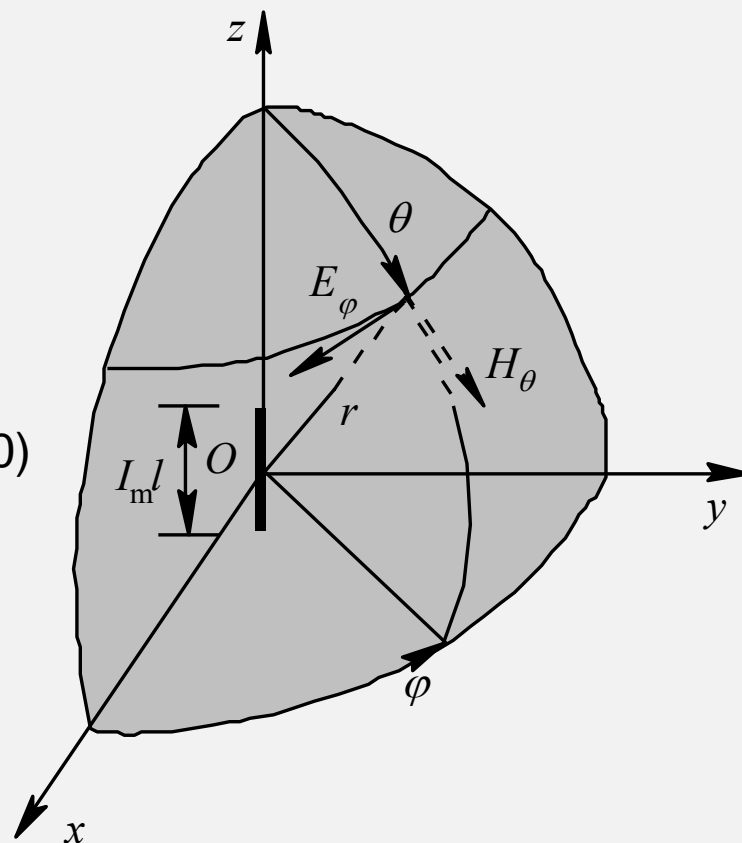
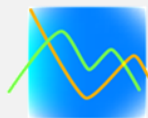


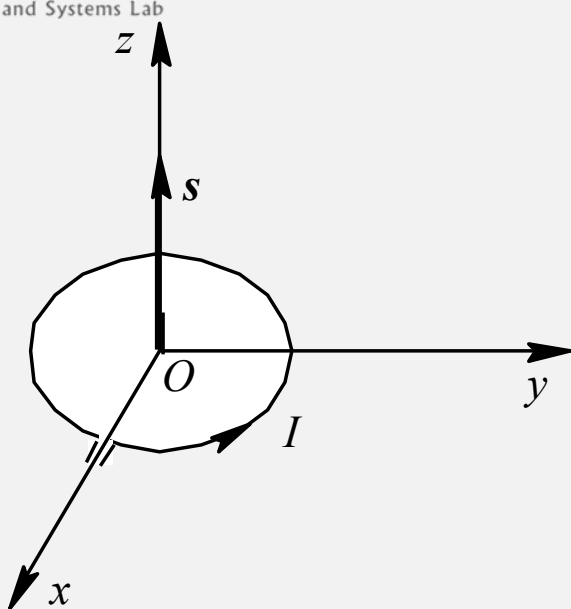
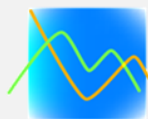
图1—1—4 磁基本振子的坐标



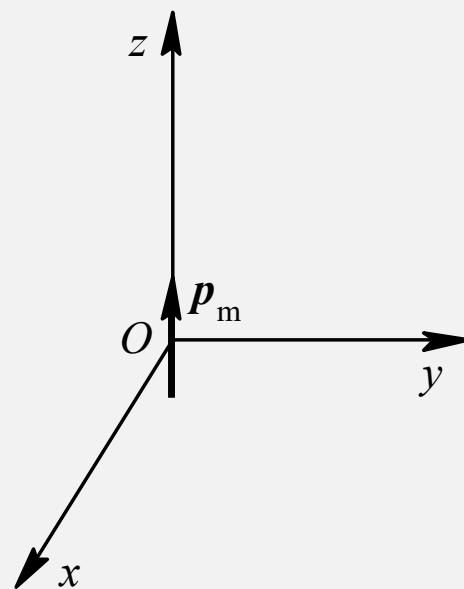
其中，下标 e, m 分别对应电源和磁源，则磁基本振子远区辐射场的表达式为

$$\left. \begin{aligned} H_{\varphi} &= j \frac{Il}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ E_{\theta} &= j \frac{60\pi Il}{\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_r &= H_{\theta} = E_r = E_{\varphi} = 0 \end{aligned} \right\} (1-1-4)$$
$$\left. \begin{aligned} E_e &\Leftrightarrow H_m \\ H_e &\Leftrightarrow -E_m \\ I_e &\Leftrightarrow I_m, Q_e \Leftrightarrow Q_m \\ \varepsilon_0 &\Leftrightarrow \mu_0 \end{aligned} \right\} (1-1-10)$$
$$\left. \begin{aligned} E_{\varphi} &= -j \frac{I_m l}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_{\theta} &= j \frac{I_m l}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sin \theta e^{-jkr} \end{aligned} \right\} (1-1-11)$$

比较电基本振子的辐射场与磁基本振子的辐射场，可以得知它们除了辐射场的极化方向相互正交之外，其它特性完全相同。



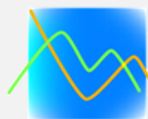
(a)



(b)

图1—1—5 小电流环和与其等效的磁矩 (a)小电流环；(b)磁矩

磁基本振子的实际模型是**小电流环**，如图1—1—5所示，它的**周长远小于波长**，而且**环上的谐变电流I的振幅和相位处处相同**。相应的磁矩和环上电流的关系为 $p_m = \mu_0 I s$ （1—1—12），式中s为环面积矢量，方向由环电流I按右手螺旋定则确定。



若求小电流环远区的辐射场，我们可把磁矩看成一个时变的磁偶极子，磁极上的磁荷是 $+q_m, -q_m$ ，它们之间的距离是 l 。

磁荷之间有假想的磁流 I_m ，以满足磁流的连续性，则磁矩又可表示为

$$p_m = q_m l \quad (1-1-13)$$

式中 l 的方向与环面积矢量的方向一致。

比较式（1—1—12）和（1—1—13），得

$$q_m = \frac{\mu_0 I s}{l}, I_m = \frac{dq_m}{dt} = \frac{\mu_0 s}{l} \frac{dI}{dt}$$

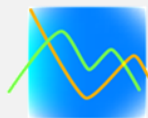


用复数表示的磁流为

$$I_m = j \frac{\omega \mu_0 S}{l} I \quad (1-1-14)$$

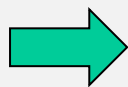
将式（1—1—14）代入式（1—1—11），经化简
可得小电流环的远区场

$$\left. \begin{aligned} E_\varphi &= \frac{\omega \mu_0 S I}{2 \lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_\theta &= -\frac{\omega \mu_0 S I}{2 \lambda r} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \theta e^{-jkr} \end{aligned} \right\} \quad (1-1-15)$$

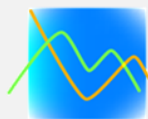


$$I_m = j \frac{\omega \mu_0 s}{l} I \quad (1-1-14)$$

$$\left. \begin{aligned} E_\phi &= -j \frac{I_m l}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_\theta &= j \frac{I_m l}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \theta e^{-jkr} \end{aligned} \right\} (1-1-11)$$



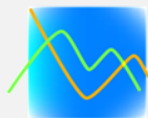
$$\left. \begin{aligned} E_\phi &= \frac{\omega \mu_0 s I}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_\theta &= -\frac{\omega \mu_0 s I}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \theta e^{-jkr} \end{aligned} \right\} (1-1-15)$$



小电流环是一种实用天线，称之为环型天线。事实上，对于一个很小的环来说，如果环的周长远小于 $\lambda/4$ ，则该天线的辐射场方向性与环的实际形状无关，即环可以是矩形、三角形或其它形状。

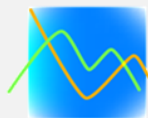
磁偶极子的辐射总功率是

$$\begin{aligned} P_r &= \oiint_S S_{av} \cdot ds \\ &= \oiint_S \frac{1}{2} \operatorname{Re}[E \times H^*] \cdot ds \quad (1-1-16) \\ &= 160\pi^4 I^2 \left(\frac{s}{\lambda^2}\right)^2 \quad W \end{aligned}$$



其辐射电阻是

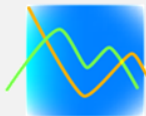
$$R_r = \frac{2P_r}{I^2} = 320\pi^4 \left(\frac{s}{\lambda^2}\right)^2 \Omega \quad (1-1-17)$$



由此可见，同样电长度的导线，绕制成磁偶极子，在电流振幅相同的情况下，远区的辐射功率比电偶极子的要小几个数量级。

$$\begin{aligned} P_r &= \oiint_S \mathbf{S}_{av} \cdot d\mathbf{s} \\ &= \oiint_S \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \cdot d\mathbf{s} \\ &= 160\pi^4 I^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad W \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_r &= \oiint_S \mathbf{S}_{av} \cdot d\mathbf{s} \\ &= \oiint_S \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \cdot d\mathbf{s} \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \frac{15\pi I^2 l^2}{\lambda^2} \sin^3 \theta d\theta \\ &= 40\pi^2 I^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad W \end{aligned}$$



第1章 天线基础知识

1.1 基本振子的辐射

1.2 发射天线的电参数

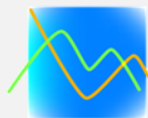
1.3 互易定理与接收天线的电参数

1.4 对称振子

1.5 天线阵的方向性

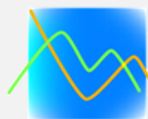
1.6 对称振子阵的阻抗特性

1.7 无限大理想导电反射面对天线电性能的影响



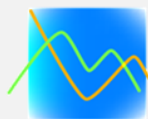
性能?





1.2 发射天线的电参数

描述天线工作特性的参数称为天线电参数(Basic Antenna Parameters)，又称电指标。它们是定量衡量天线性能的尺度。我们有必要了解天线电参数，以便正确设计或选择天线。大多数天线电参数是针对发射状态规定的，以衡量天线把高频电流能量转变成空间电波能量以及定向辐射的能力。下面介绍发射天线的主要电参数，并且以电基本振子或磁基本振子为例说明之。

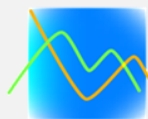


1.2.1 方向函数

由电基本振子的分析可知，天线辐射出去的电磁波虽然是一球面波，但却不是均匀球面波，因此，任何一个天线的辐射场都具有方向性。

$$\left. \begin{aligned} H_{\varphi} &= j \frac{Il}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ E_{\theta} &= j \frac{60\pi Il}{\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_r &= H_{\theta} = E_r = E_{\varphi} = 0 \end{aligned} \right\}$$

E_{θ} 和 H_{φ} 与 $\sin\theta$ 成正比，说明电基本振子的辐射具有方向性，辐射场不是均匀球面波。



所谓**方向性**，就是在相同距离的条件下**天线辐射场的相对值与空间方向**（子午角 θ 、方位角 φ ）的关系，如图1—2—1所示。若天线辐射的电场强度为 $E(r, \theta, \varphi)$ ，把电场强度（绝对值）写成

★
$$|E(r, \theta, \varphi)| = \frac{60I}{r} f(\theta, \varphi) \quad (1-2-1)$$

式中 **I 为归算电流**，对于驻波天线，通常取**波腹电流 I_m** 作为归算电流； **$f(\theta, \varphi)$ 为场强方向函数**。因此，方向函数可定义为

$$f(\theta, \varphi) = \frac{|E(r, \theta, \varphi)|}{60I / r} \quad (1-2-2)$$

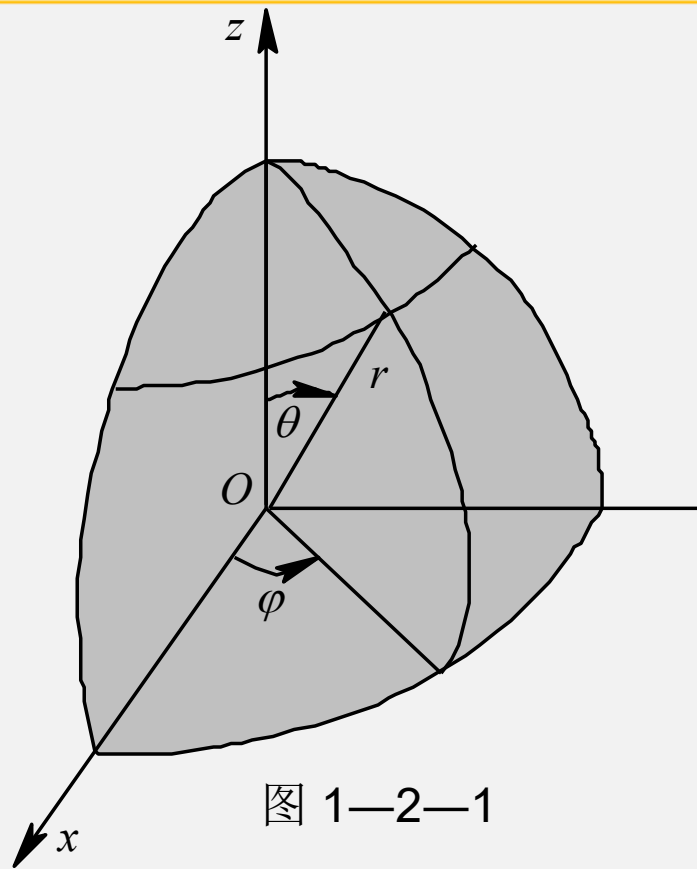
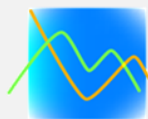


图 1—2—1

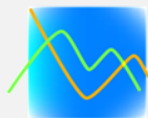


$$f(\theta, \varphi) = \frac{|E(r, \theta, \varphi)|}{60I / r} \quad (1-2-2)$$

将电基本振子的辐射场表达式（1—1—4）代入上式，可得电基本振子的方向函数为

$$f(\theta, \varphi) = f(\theta) = \frac{\pi l}{\lambda} |\sin \theta| \quad (1-2-3)$$

$$\left. \begin{aligned} H_{\varphi} &= j \frac{Il}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ E_{\theta} &= j \frac{60\pi Il}{\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_r &= H_{\theta} = E_r = E_{\varphi} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-1-4)$$



为了便于比较不同天线的方向性，常采用归一化方向函数，用 $F(\theta, \varphi)$ 表示，即

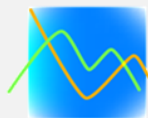
$$F(\theta, \varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta, \varphi)} = \frac{|E(\theta, \varphi)|}{|E_{\max}|} \quad (1-2-4)$$

式中， $f_{\max}(\theta, \varphi)$ 为方向函数的最大值； E_{\max} 为最大辐射方向上的电场强度； $E(\theta, \varphi)$ 为同一距离 (θ, φ) 方向上的电场强度。

归一化方向函数 $F(\theta, \varphi)$ 的最大值为1。因此，电基本振子的归一化方向函数可写为

$$F(\theta, \varphi) = |\sin \theta| \quad (1-2-5)$$

$$f(\theta, \varphi) = f(\theta) = \frac{\pi l}{\lambda} |\sin \theta|$$



为了分析和对比方便，今后我们定义理想点源是无方向性天线，它在各个方向上、相同距离处产生的辐射场的大小是相等的，因此，它的归一化方向函数为

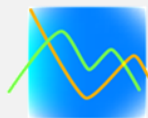
$$F(\theta, \varphi) = 1 \quad (1-2-6)$$

磁基本振子的方向函数及归一化方向函数？

$$\left. \begin{aligned} E_{\varphi} &= -j \frac{I_m l}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_{\theta} &= j \frac{I_m l}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \theta e^{-jkr} \end{aligned} \right\}$$

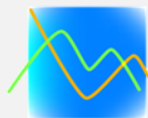
$$\left. \begin{aligned} E_{\varphi} &= \frac{\omega \mu_0 s I}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_{\theta} &= -\frac{\omega \mu_0 s I}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \theta e^{-jkr} \end{aligned} \right\}$$

$$f(\theta, \varphi) = \frac{|E(r, \theta, \varphi)|}{60I / r} \quad F(\theta, \varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta, \varphi)} = \frac{|E(\theta, \varphi)|}{|E_{\max}|}$$



1.2.2 方向图

式（1—2—1）定义了天线的方向函数，它与 r 及 I 无关。将方向函数用曲线描绘出来，称之为方向图(Field Pattern)。方向图就是与天线等距离处，天线辐射场大小在空间中的相对分布随方向变化的图形。依据归一化方向函数而绘出的为归一化方向图。



变化 θ 及 φ 得出的方向图是立体方向图。对于电基本振子，由于归一化方向函数 $F(\theta, \varphi) = |\sin\theta|$ ，因此其立体方向图如图1—2—2所示。

电基本振子：

$$f(\theta, \varphi) = f(\theta) = \frac{\pi l}{\lambda} |\sin\theta|$$

$$F(\theta, \varphi) = |\sin\theta|$$

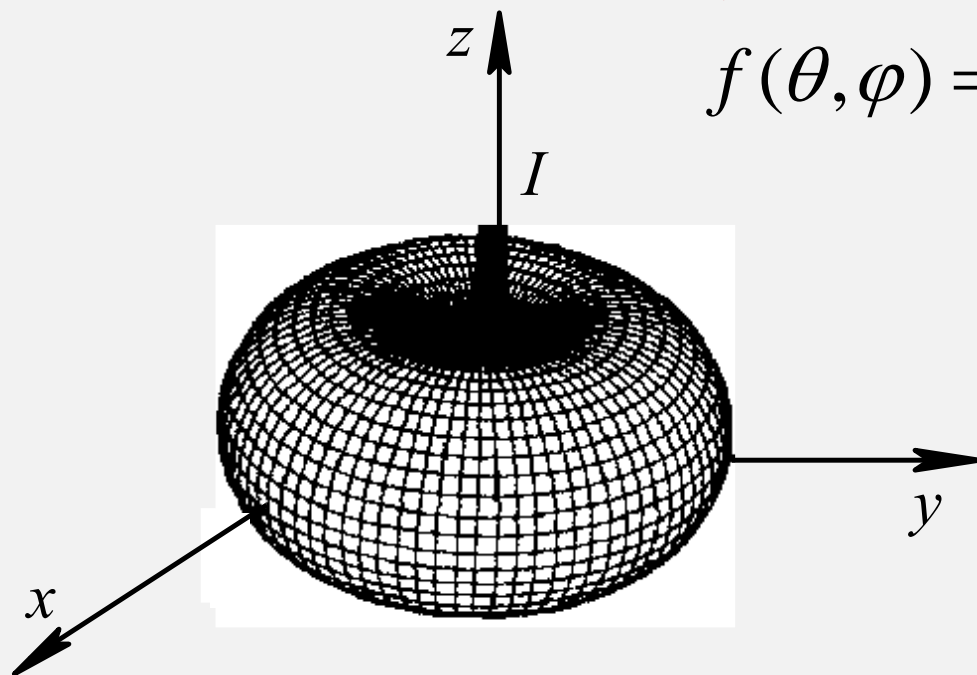
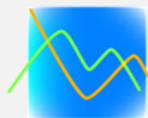


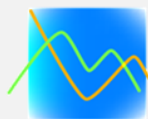
图1—2—2 基本振子立体方向图





在实际中，工程上常常采用两个特定正交平面方向图。在自由空间中，两个最重要的平面方向图是 **E 面**和 **H 面方向图**。 **E 面**即电场强度矢量所在并包含最大辐射方向的平面； **H 面**即磁场强度矢量所在并包含最大辐射方向的平面。

方向图可用**极坐标绘制**，角度表示方向，矢径表示场强大小。这种图形直观性强，但零点或最小值不易分清。方向图也可用**直角坐标绘制**，横坐标表示方向角，纵坐标表示辐射幅值。由于横坐标可按任意标尺扩展，故图形清晰。



如图1—2—3所示，对于球坐标系中的沿 z 轴放置的电基本振子而言， E 面即为包含 z 轴的任一平面，例如 yo z 面， xo z 面，此面的方向函数 $F_E(\theta)=|\sin\theta|$ 。

E 面即电场强度矢量所在并包含最大辐射方向的平面

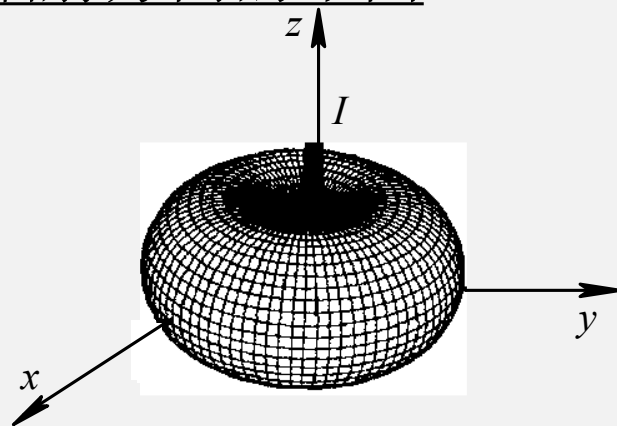
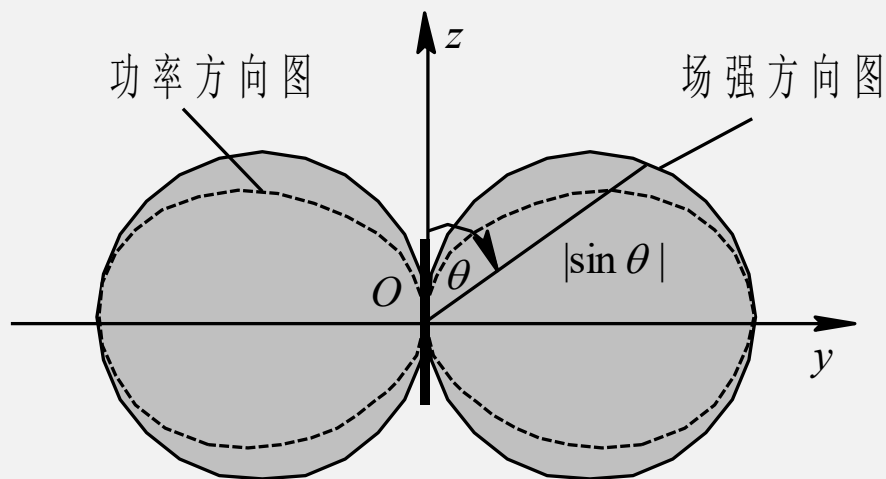
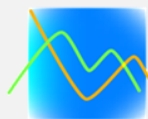


图1—2—3 电基本振子 E 平面方向图



而 H 面即为 xoy 面，此面的方向函数 $F_H(\varphi)=1$ ，如图1—2—4所示， H 面的归一化方向图为一单位圆。

H 面即磁场强度矢量所在并包含最大辐射方向的平面

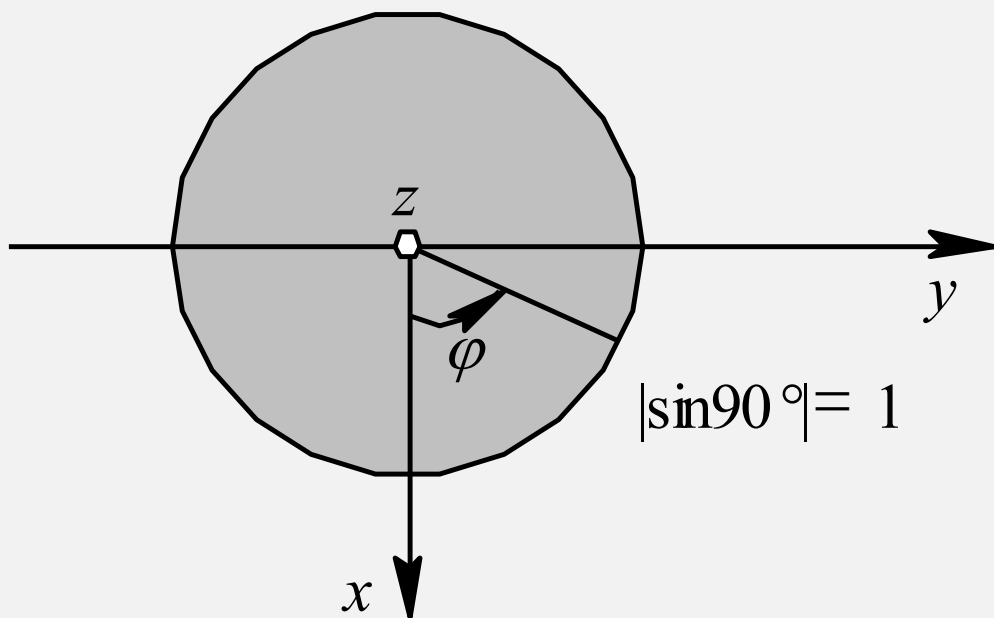
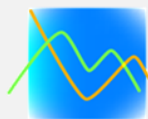


图1—2—4 电基本振子 H 平面方向图



E 面和 H 面方向图就是立体方向图沿 E 面和 H 面两个主平面的剖面图。

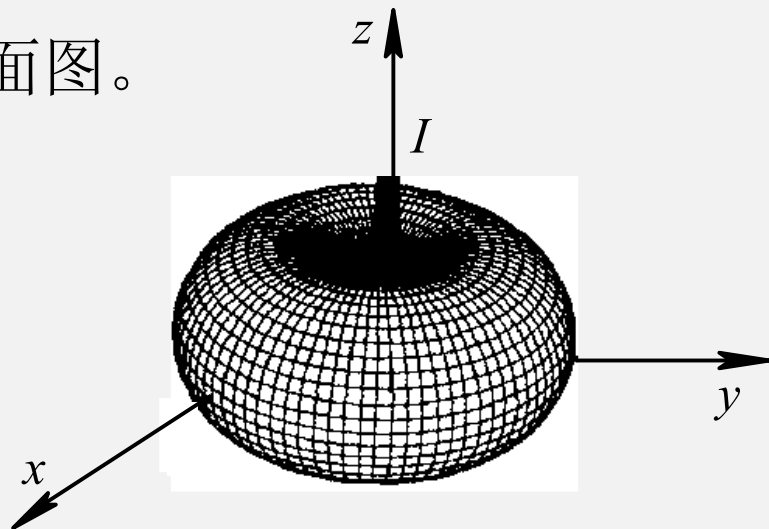


图1—2—2 基本振子立体方向图

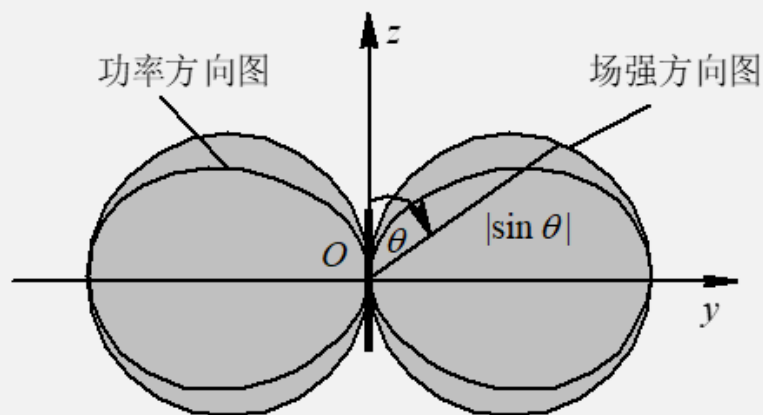


图1—2—3 电基本振子 E 平面方向图

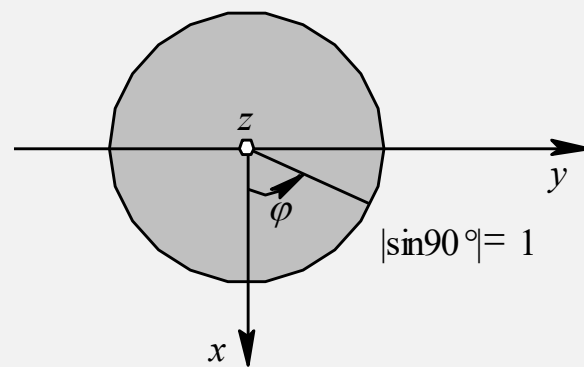
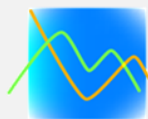


图1—2—4 电基本振子 H 平面方向图



但是要注意的是，尽管球坐标系中的磁基本振子方向性和电基本振子一样，但 E 面和 H 面的位置恰好互换。

有时还需要讨论辐射的功率密度（坡印廷矢量模值）与方向之间的关系，因此引进功率方向图（Power Pattern） $\Phi(\theta, \varphi)$ 。容易得出，它与场强方向图之间的关系为

$$\Phi(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi) \quad (1-2-7)$$

电基本振子 E 平面功率方向图也如图1—2—3所示。

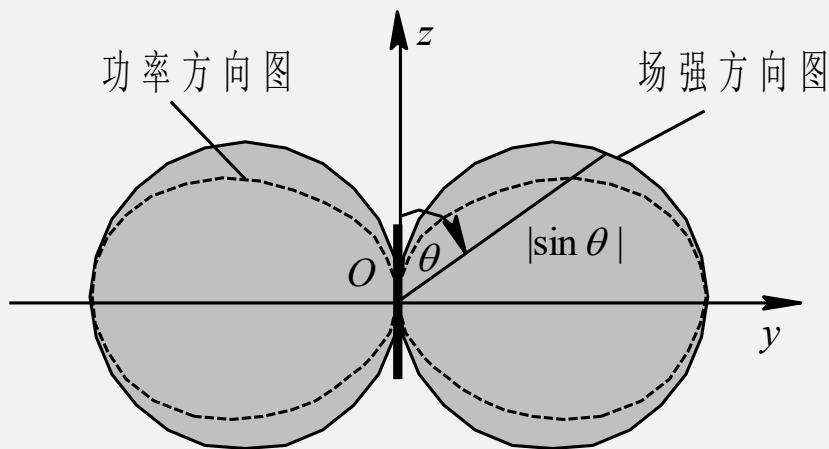
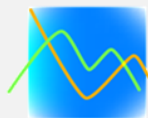


图1—2—3 电基本振子 E 平面方向图



1.2.3 方向图参数

实际天线的方向图要比电基本振子的复杂，通常有多个波瓣，它可细分为**主瓣**、**副瓣**和**后瓣**，如图1—2—5所示。用来描述方向图的参数通常有：

□(1)**零功率点波瓣宽度** (BWFN) $2\theta_{0E}$ 或 $2\theta_{0H}$ ：指主瓣最大值两边两个零辐射方向之间的夹角。

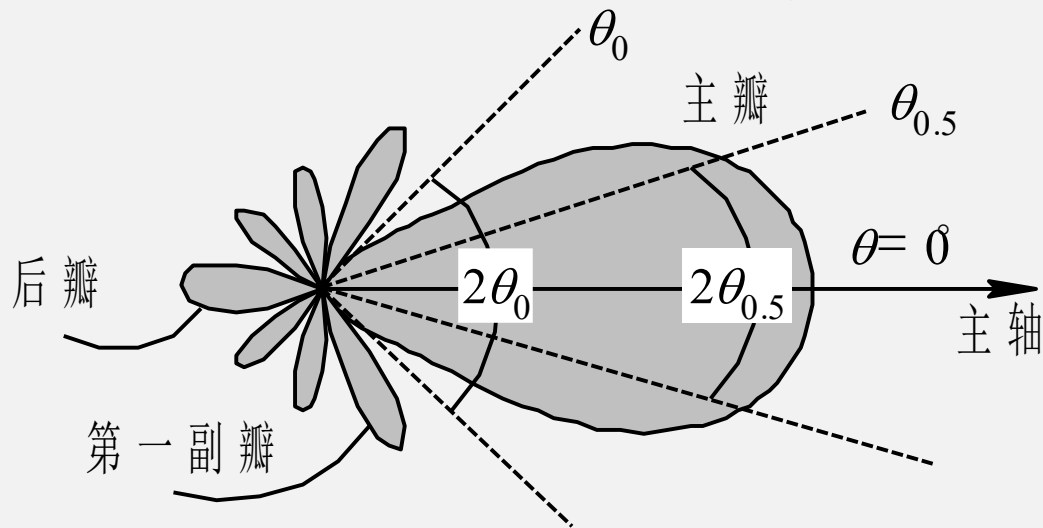
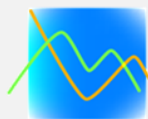


图1—2—5 天线方向图的一般形状



□ (2) **半功率点波瓣宽度** (HPBW) $2\theta_{0.5E}$ 或 $2\theta_{0.5H}$: 指主瓣最大值两边场强等于最大值的0.707倍 (或等于最大功率密度的一半) 的两辐射方向之间的夹角, 又叫**3分贝波束宽度**。如果天线的方向图只有一个强的主瓣, 其它副瓣均较弱, 则它的定向辐射性能的强弱就可以从两个主平面内的半功率点波瓣宽度来判断。

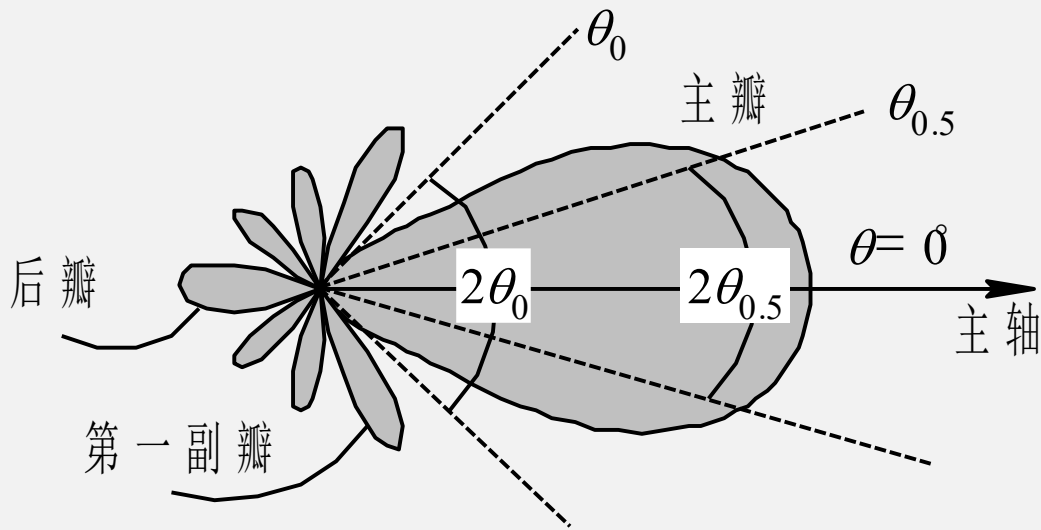
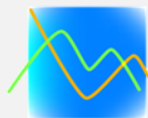


图1—2—5 天线方向图的一般形状



□ (3) **副瓣电平** (Side Lobe Level, SLL)：指副瓣最大值与主瓣最大值之比，一般以分贝表示，即

$$SLL = 10 \lg \frac{S_{av, \max 2}}{S_{av, \max}} = 20 \lg \frac{E_{\max 2}}{E_{\max}} \text{ dB} \quad (1-2-8)$$

式中， $S_{av, \max 2}$ 和 $S_{av, \max}$ 分别为最大副瓣和主瓣的**功率密度**最大值； $E_{\max 2}$ 和 E_{\max} 分别为最大副瓣和主瓣的场强最大值。副瓣一般指向不需要辐射的区域，因此**要求天线的副瓣电平应尽可能地低**。

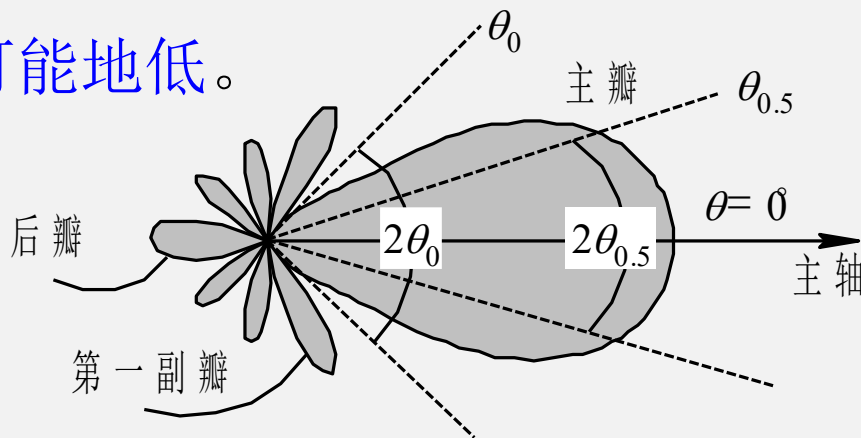
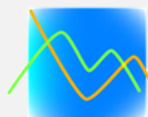
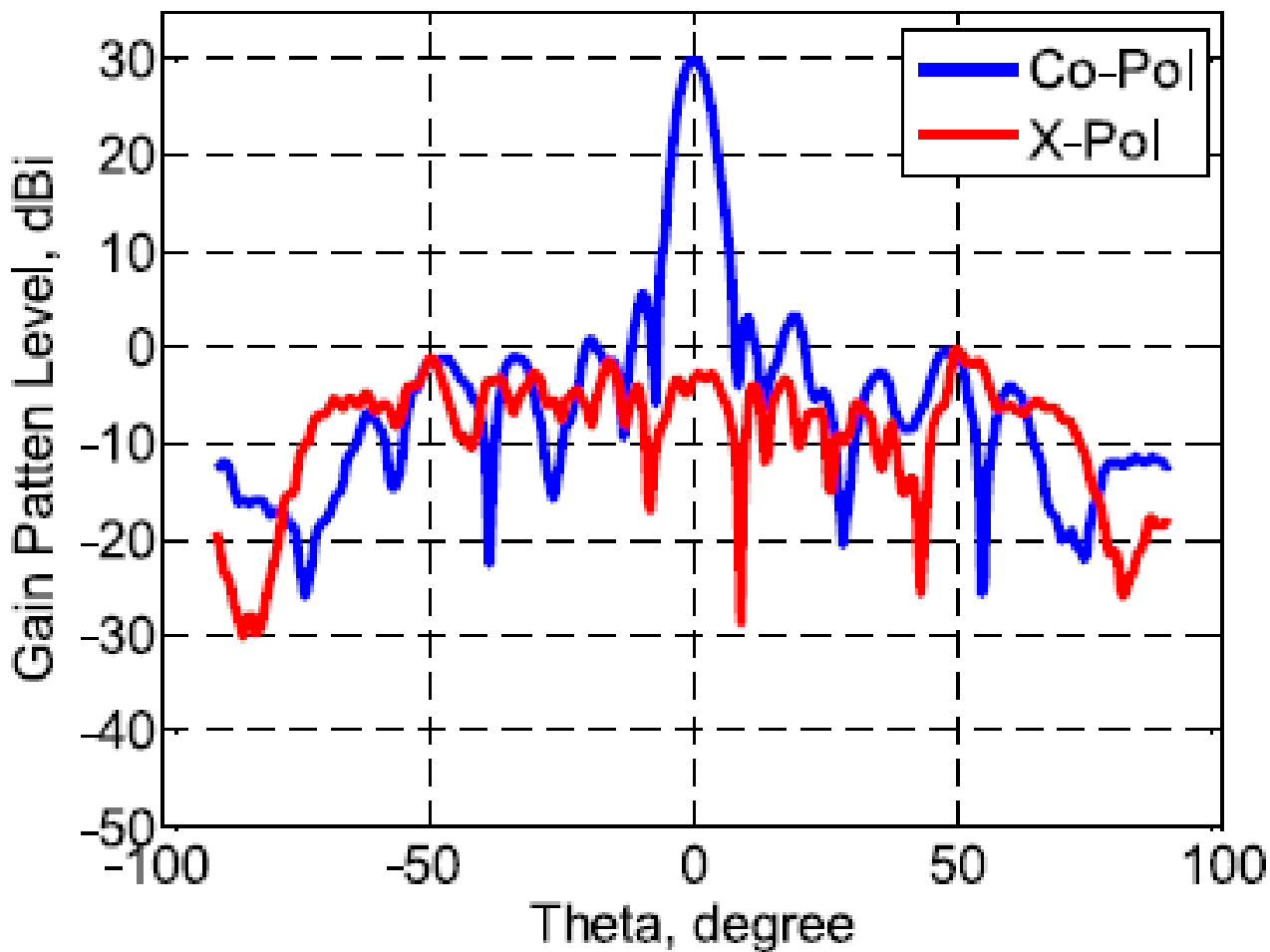
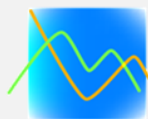


图1—2—5 天线方向图的一般形状



此图中的副瓣电平是多少？





□(4)前后比：指主瓣最大值与后瓣最大值之比，通常也用分贝表示。

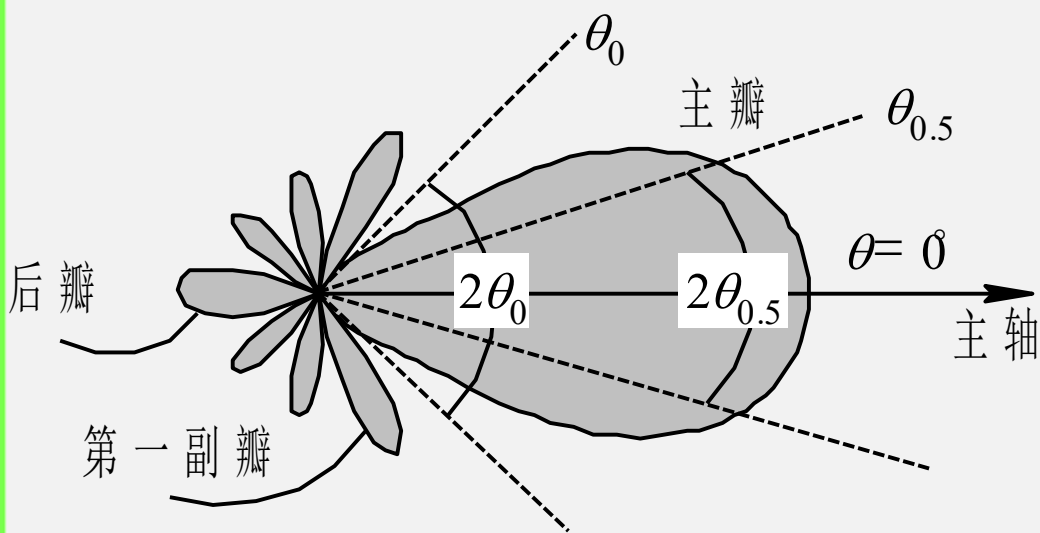
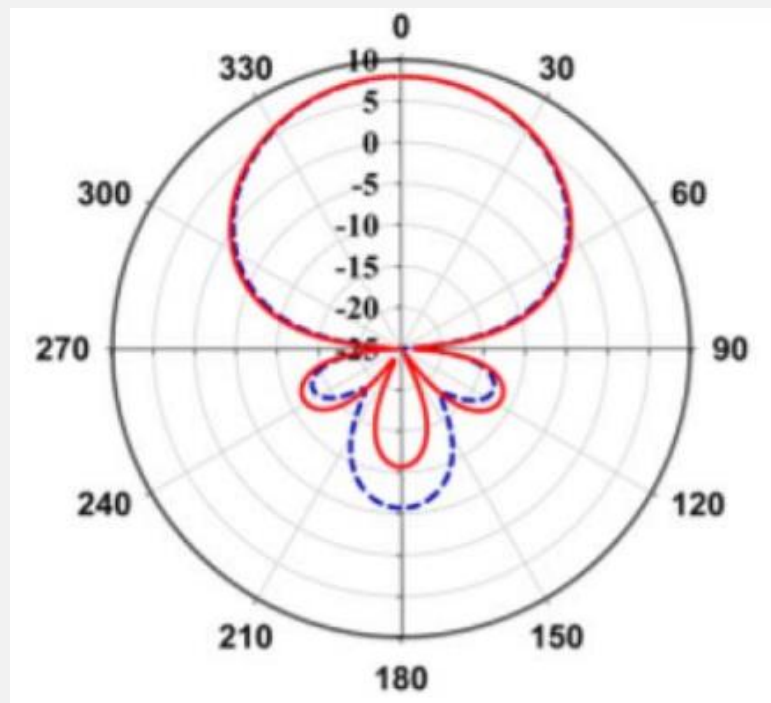
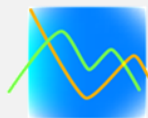


图1—2—5 天线方向图的一般形状



它表明了天线对后瓣抑制的好坏。前后比越大，天线的后向辐射（或接收）越小



1.2.4 方向系数

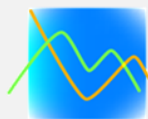
上述方向图参数虽能从一定程度上描述方向图的状态，但它们一般仅能反映方向图中特定方向的辐射强弱程度，未能反映辐射在全空间的分布状态，因而不能单独体现天线的定向辐射能力。为了更精确地比较不同天线之间的方向性，需要引入一个能定量地表示天线定向辐射能力的电参数，这就是方向系数 (Directivity)。



方向系数的定义是：在同一距离及相同辐射功率的条件下，某天线在最大辐射方向上的辐射功率密度 S_{\max} （或场强 $|E_{\max}|$ 的平方）和无方向性天线(点源)的辐射功率密度 S_0 （或场强 $|E_0|$ 的平方）之比，记为 D 。
用公式表示如下：

$$\star D = \frac{S_{\max}}{S_0} \Big|_{P_r=P_{r0}} = \frac{|E_{\max}|^2}{|E_0|^2} \Big|_{P_r=P_{r0}} \quad (1-2-9)$$

式中 P_r 、 P_{r0} 分别为实际天线和无方向性天线的辐射功率。无方向性天线本身的方向系数为1。



因为无方向性天线在 r 处产生的辐射功率密度为

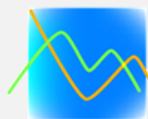
$$S_0 = \frac{P_{ro}}{4\pi r^2} = \frac{|E_0|^2}{240\pi} \quad (1-2-10)$$

$$\eta = \frac{E_\theta}{H_\phi} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi\Omega$$

所以由方向系数的定义得

$$D = \frac{r^2 |E_{\max}|^2}{60P_r} \quad (1-2-11)$$

$$D = \frac{S_{\max}}{S_0} \Big|_{P_r=P_{ro}} = \frac{|E_{\max}|^2}{|E_0|^2} \Big|_{P_r=P_{ro}}$$



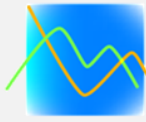
$$D = \frac{r^2 |E_{\max}|^2}{60P_r} \quad (1-2-11)$$

因此，在最大辐射方向上

$$E_{\max} = \frac{\sqrt{60P_r D}}{r} \quad \star \quad (1-2-12)$$

上式表明，天线的辐射场与 $P_r D$ 的平方根成正比，
所以对于不同的天线，若它们的辐射功率相等，则在同
是最大辐射方向且同一 r 处的观察点，辐射场之比为

$$\frac{E_{\max 1}}{E_{\max 2}} = \frac{\sqrt{D_1}}{\sqrt{D_2}} \quad (1-2-13)$$

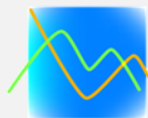


若要求它们在同一 r 处观察点辐射场相等，则要求

$$\frac{P_{r1}}{P_{r2}} = \frac{D_2}{D_1} \quad (1-2-14)$$

即所需要的辐射功率与方向系数成反比。

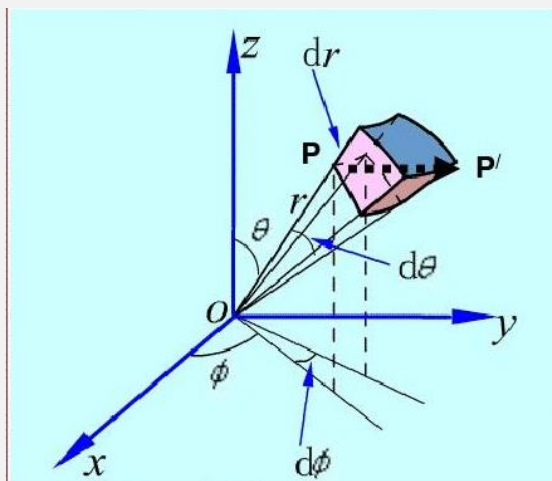
$$E_{\max} = \frac{\sqrt{60P_r D}}{r} \quad (1-2-12)$$

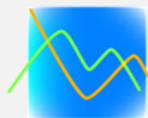


天线的辐射功率可由坡印廷矢量积分法来计算，此时可在天线的远区以 r 为半径做出包围天线的积分球面：

$$P_r = \iint_S S_{av}(\theta, \varphi) \cdot d\mathbf{s} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi S_{av}(\theta, \varphi) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1-2-15)$$

$$S_0 = \frac{P_{r0}}{4\pi r^2} \Big|_{P_{r0}=P_r} = \frac{P_r}{4\pi r^2} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi S_{av}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1-2-16)$$





所以，由式（1—2—9）可得

$$D = \frac{S_{\max}}{S_0} \Big|_{P_r = P_{ro}}$$

$$\begin{aligned} D &= \frac{S_{av, \max}}{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi S_{av}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi} \\ &= \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{S_{av}(\theta, \varphi)}{S_{av, \max}} \sin \theta d\theta d\varphi} \end{aligned} \quad (1-2-17)$$



由天线的归一化方向函数（见式(1—2—4)）可知

$$F(\theta, \varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta, \varphi)} = \frac{|E(\theta, \varphi)|}{|E_{\max}|} \quad (1-2-4)$$

方向系数最终计算公式为

$$\frac{S_{av}(\theta, \varphi)}{S_{av, \max}} = \frac{E^2(\theta, \varphi)}{E_{\max}^2} = F^2(\theta, \varphi)$$



$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi} \quad (1-2-18)$$

谢谢！

