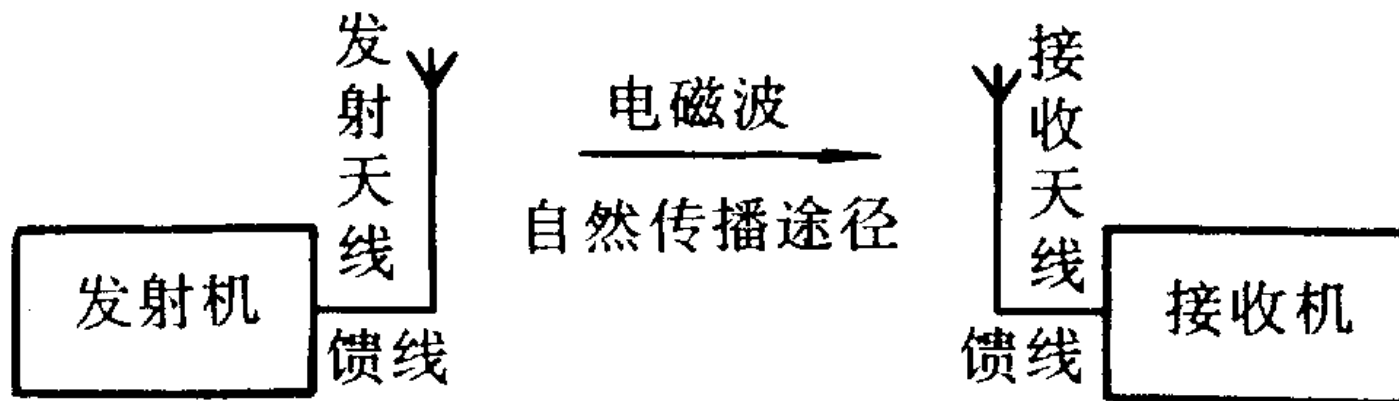


第四章 天线

- ◆ 4.1 绪论
- ◆ 4.2 电基本振子的辐射场
- ◆ 4.3 磁基本振子的辐射场
- ◆ 4.4 对称振子的辐射场
- ◆ 4.5 发射天线的电参数
- ◆ 4.6 接收天线理论
- ◆ 4.7 天线阵的方向性，均匀直线阵
- ◆ 4.8 二元天线阵
- ◆ 4.9 天线阵的阻抗

一、引言

无线电广播,通信,遥测,遥控以及导航等无线电系统都是利用无线电波来传递信号的。而无线电波的发射和接收都通过天线来完成。因此天线设备是无线电系统中重要的组成部分。下图指出了天线设备在典型的无线电系统中的地位。



无线电通信系统的基本方框图

由发射机产生的高频振荡能量，经过发射天线变为电磁波能量，并向预定方向辐射，通过媒质传播到达接收天线附近。接收天线将接收到的电磁波能量变为高频振荡能量送入接收机，完成无线电波传输的全过程。

右图为无线电定位系统的基本方框图。发射天线和接收天线常合用一副天线，利用天线开关的转换作用，分别接入发射机和接收机。当天线与发射机接通时，此天线作发射天线用当天线与接收机接通时，此天线作接收天线用。

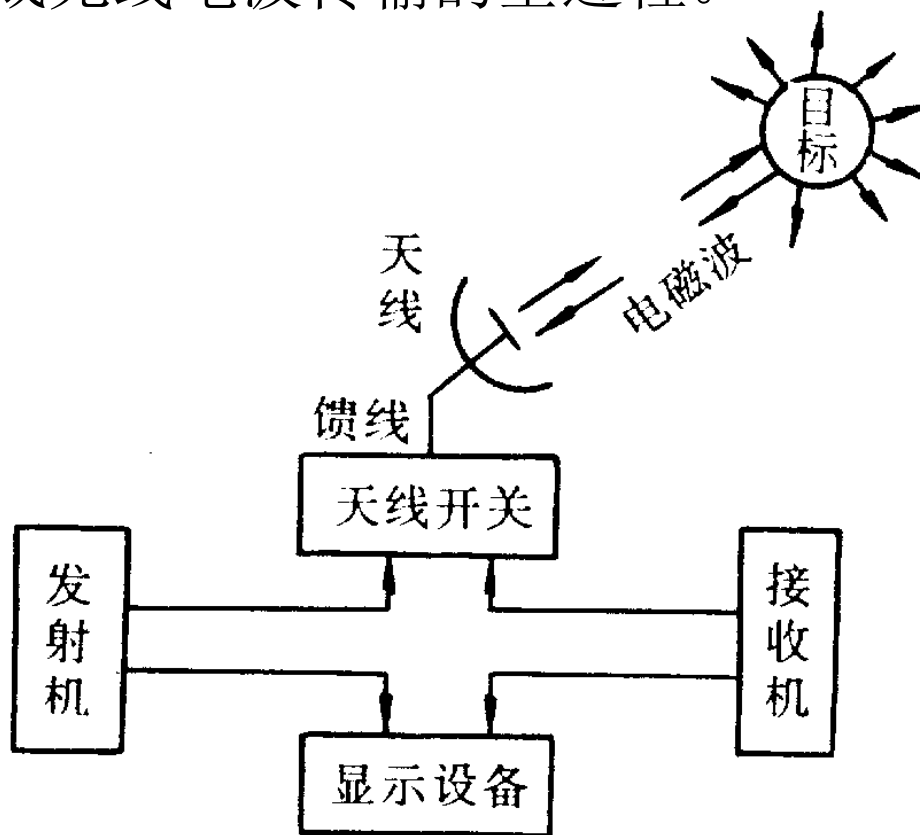


图 4-1-2

可见天线设备是将高频振荡能量和电磁波能量作可逆转换的设备，是一种“换能器”。有换能效率问题，**开放结构**能有效的辐射和接收电磁波。

天线设备在完成能量转换的过程中，带有**方向性**，即对空间不同方向的辐射或接收效果并不一致，有空间方向响应的问题，其次天线设备作为一个单口元件，在输入端面上常体现为一个阻抗元件或等值阻抗元件。与相连接的馈线或电路有阻抗匹配的问题。

天线的辐射场分布或接收来波场效应,以及与接收机,发射机最佳的贯通，即**馈线系统**，就是天线工程所最关心的问题。本章侧重讨论天线的辐射场空间分布问题。

天线的定义:

天线定义6条。

天线的分类:

按工作性质，波长分类，按形状分类。

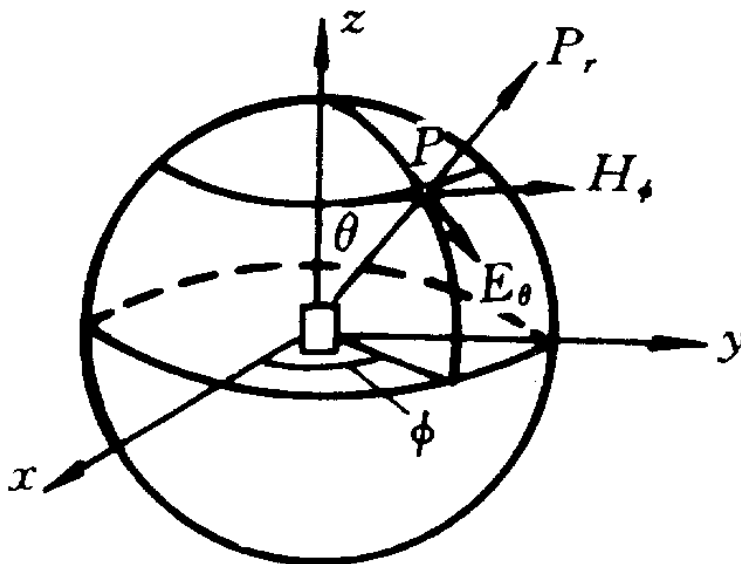
天线的分析方法:

天线辐射问题是宏观电磁场问题，有场分析方法，近似解（线性叠加）。

二、电基本振子辐射体

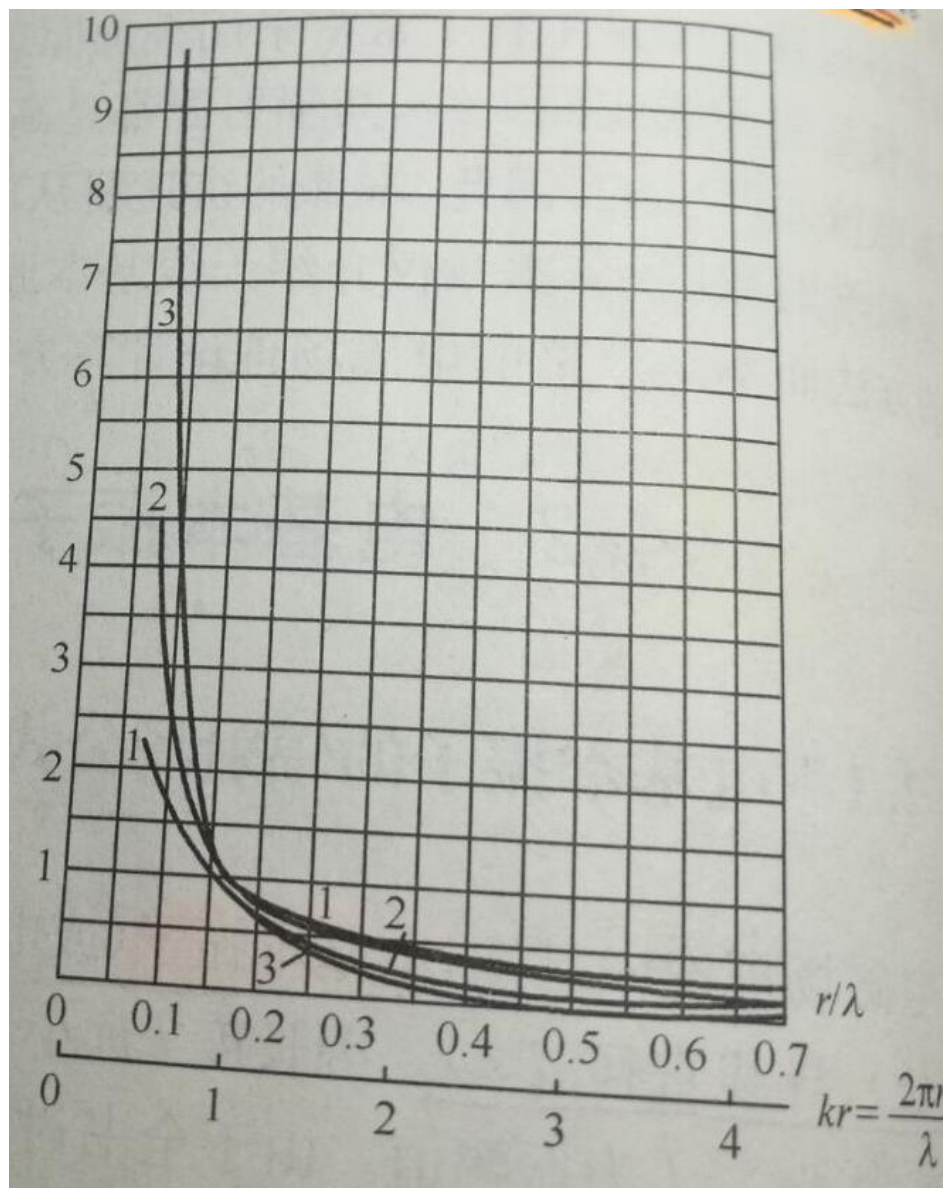
所谓电基本振子辐射体是指一段载有高频电流的短导线，导线全长 $l \ll \lambda$ ，导线直径 $d \ll l$ ，线上的电流振幅是相等的，线上各点的电流相位亦认为是同相的。

电基本振子辐射体是线状天线的基本单元，因此讨论电基本振子辐射体具有重要的实际意义。对电基本振子辐射体的分析，我们采用球坐标系。将电基本振子辐射体的中心放在坐标系原点，如下图所示。



设电基本振子辐射体上电流分布为 $Ie^{j\omega t}$, 则可以求得空间P点的场强。P点的球坐标是 (r, θ, φ) , 这里仅写出结果:

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



由上式可见，电基本振子辐射体的电场有 r 和 θ 方向两个分量，而磁场只有 φ 方向分量。而且电场矢量和磁场矢量相互垂直。在 E_r 、 E_θ 和 H_φ 分量中都含有 r^{-1} 、 r^{-2} 和 r^{-3} 三项或其中二项。

现根据观察点 P 离电基本振子辐射体的远近可分为**三个区域**：感应近区($kr \ll 1$)，辐射远区($1 \ll kr$)和辐射近场（菲涅耳区），也称为中间区， k 为相移常数。因接收点在很远处，我们这里只讨论远区场。

在远区范围内 $kr \gg 1$ ，即 $\lambda/r \ll 1$ ，因此上式中 r^{-1} 项起主要作用，而 r^{-2} 和 r^{-3} 项均很小，可以忽略不计。故远区的电磁场可近似表示为

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r \approx 0 \\ E_\theta = j \frac{\omega \mu_0 I l}{4\pi r} \sin \theta e^{-jkr} = j \frac{60\pi I l}{\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \\ E_\phi = 0 \\ H_r = H_\theta = 0 \\ H_\phi = j \frac{\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{4\pi r} \sin \theta e^{-jkr} = j \frac{I l}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} = \frac{E_\theta}{\eta_0} \end{array} \right.$$

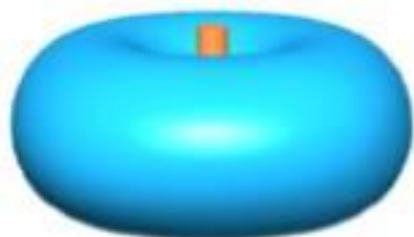


图1.3.1 a 立体方向图

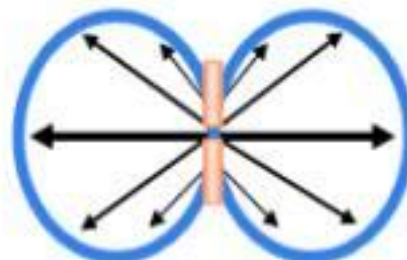
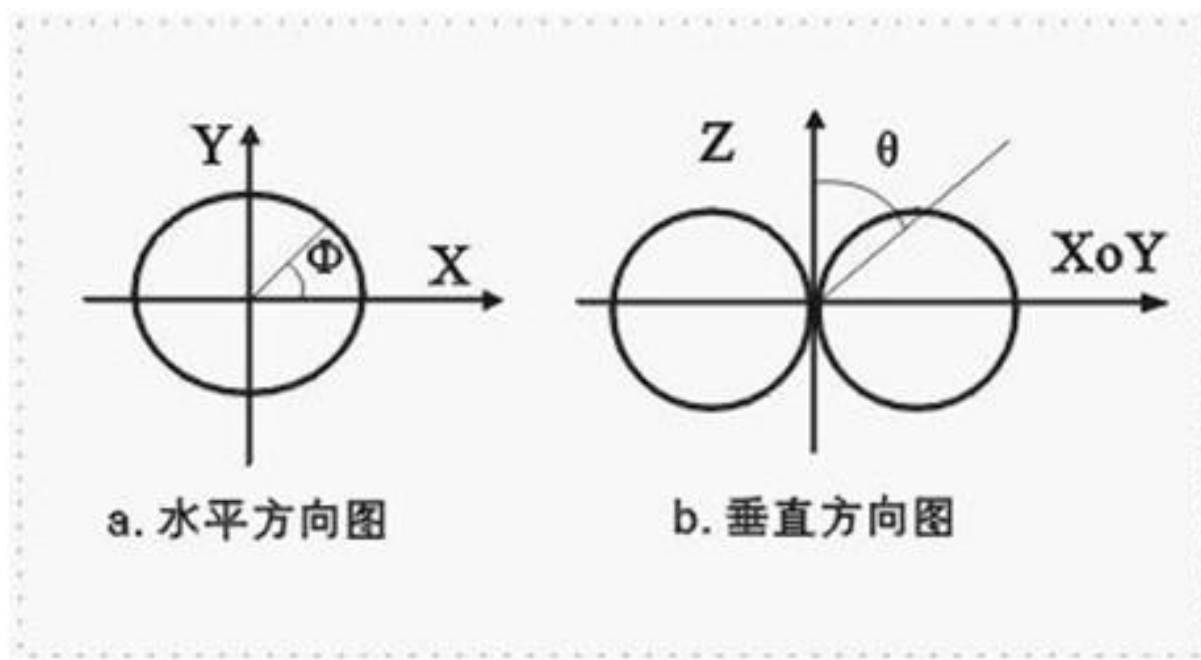


图1.3.1 b 垂直面方向图



图1.3.1 c 水平面方向图



由此可见远区场具有下列特点:

(1)远区空间内任意一点电场和磁场在空间方向上相互垂直,在时间相位上同相。

(2)远区场纵向分量 $E_r \ll E_\theta$, 而磁场分量只有横向分量 H_ϕ ,故远区场近似为TEM波。

(3)远区场的相位随 r 的增加不断滞后,其等相位面为 r 等于常数的球面。

(4)远区场的电场与磁场的幅度 $|E|$ 与 $|H|$ 之比 η_0 为自由空间的波阻抗。

(5)辐射功率与辐射电阻。 辐射功率具有方向性,垂直振子的场强最大, 振子延长线上场强最小。

天线通过辐射场向外部空间辐射电磁波，其辐射功率即为通过包围此天线的闭合曲面的功率流的总和，即

$$P_r = \oint_S S_s ds$$

对于电基本振子辐射体

$$S_s = \frac{1}{2} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) = \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{2\eta_0} \mathbf{a}_r = \mathbf{a}_r \frac{\left(\frac{Il\eta_0}{2\lambda r} \sin \theta\right)^2}{2\eta_0}$$

\mathbf{a}_r 为 r 方向单位矢量，可得到电基本振子辐射功率：

$$P_r = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(\frac{Il\eta_0}{2\lambda r} \sin \theta\right)^2 \frac{r^2}{2\eta_0} \sin \theta d\theta d\varphi = 40\pi^2 I^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$$

由上式可见**辐射功率与天线的结构，电尺寸以及激励电流有关**。为了说明辐射体本身的特性，我们引入另一个参量——辐射电阻 R_r ，定义为

$$R_r = \frac{2P_r}{I^2}$$

式中的 I 是波源电流的幅值，可得：

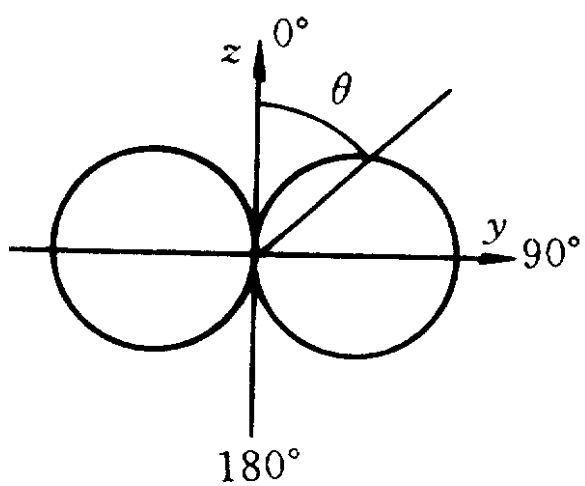
$$R_r = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$$

(6) 方向性图。由辐射场电场和磁场表达式可以看出，电基本振子辐射体的辐射场强值在等 r 距离的球面空间各个方向上是不相同的，它的方向性函数为

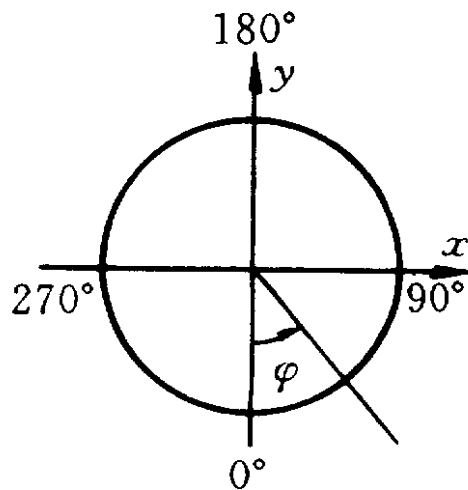
$$F(\theta, \varphi) = \sin\theta$$

方向性函数的坐标图形称为**方向图**，它形象描写辐射体向空间不同方向上的辐射能力。

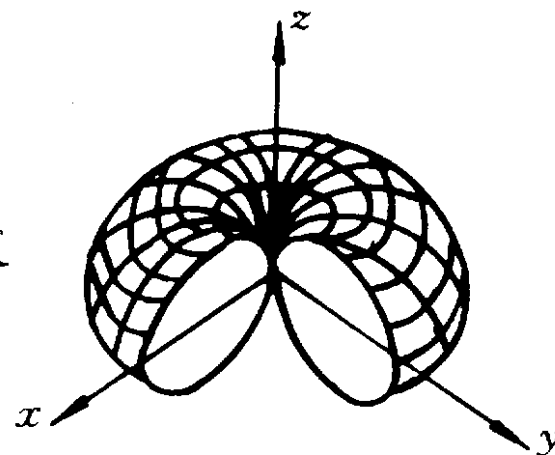
由于方向性函数是坐标 θ 和 ϕ 的函数，因此三维坐标系统中的方向图为立体图。下图(a)，(b)和(c)分别表示电基本振子辐射体在 $\varphi=0$ 平面(E面)， $\theta=90^\circ$ 平面(H面)内极坐标的方向图和立体方向性图。



(a)



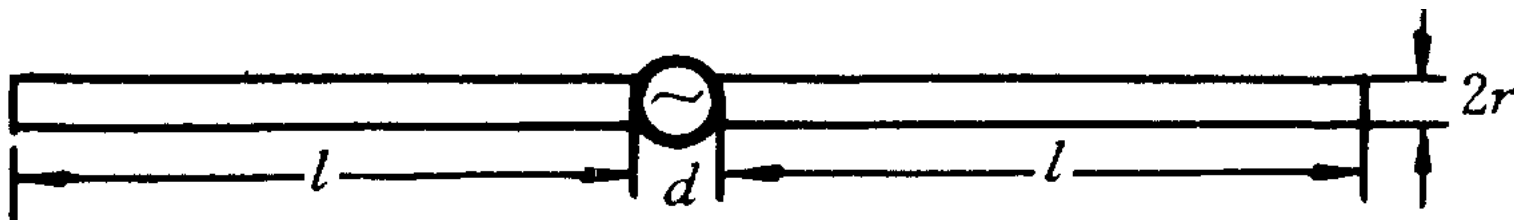
(b)



(c)

三、对称振子天线

直线对称振子的结构如下图所示，它由两段同样粗细和相等长度的直导线构成，在中间两个端点之间进行馈电，且以中间馈电点为中心而左右对称的。由于它结构简单，所以被广泛用于无线电通信，雷达等各种无线电设备中，也可作为电视接收机最简单的天线设备。它既可作为最简单的天线使用，也可作为复杂天线阵的单元或面天线的馈源。



1、对称振子的电流分布

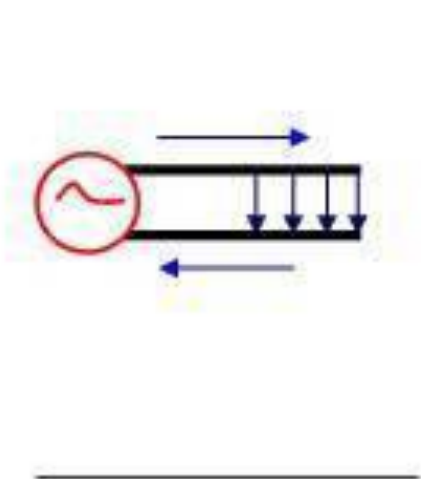


图1.1 a

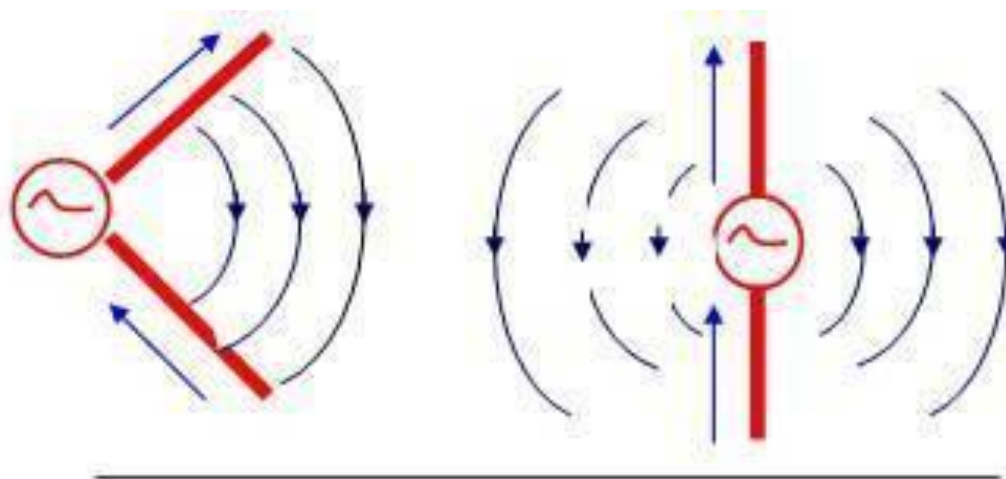


图1.1 b

2、对称振子的辐射场

工程上计算对称振子的辐射场的近似方法是：把对称振子看成是终端开路的传输线两臂向外张开的结果，并假设其上的电流分布仍和张开前一样，然后将振子分成许多小段，每一小段上的电流在某个瞬间可认为各处相同，即把每个小段看作一个电流元辐射体，于是空间任一点的场强是许多电流元辐射体在该点产生场强的叠加。

对称振子上的电流分布可表示为

$$\begin{aligned} I(z) &= I_m \sin[k(l - |z|)] \\ &= I_m \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(l - |z|)\right] \end{aligned}$$

式中 $I(z)$ 为天线上 $|z|$ 位置的电流， I_m 为波腹点的天线电流， $k=2\pi/\lambda$ 为电流波在天线上的相位常数， λ 是振子上电流波的波长， l 为对称振子一臂的长度。

在对称振子天线上以中心位置为对称的 $\pm z$ 位置处，一对电元辐射体 dz_1 与 dz_2 的辐射场分别为

$$\begin{aligned}
 dE_{01} &= j \frac{I(z)}{2\lambda r_1} \sin \theta e^{-jkr_1} dz_1 \\
 &= j \frac{I_m \eta \sin[k(l - |z|)]}{2\lambda r_1} \sin \theta e^{-jkr_1} dz_1 \\
 dE_{02} &= j \frac{I_m \eta \sin[k(l - |z|)]}{2\lambda r_2} \sin \theta e^{-jkr_2} dz_2
 \end{aligned}$$

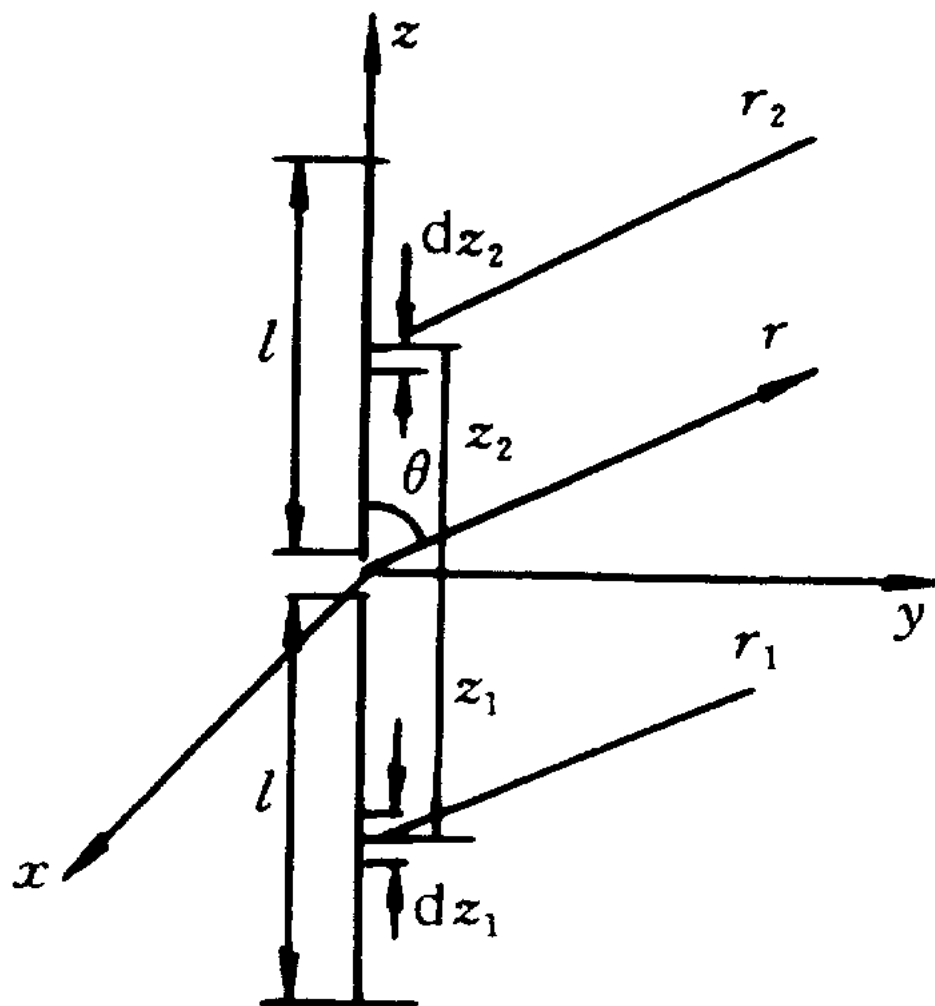


图 4-3-2

式中 θ 为由对称振子轴线方向转向观察点的方位角， r_1 和 r_2 分别为 dz_1 和 dz_2 元辐射体到观察点的距离。由于观察点 $P(r, \theta, \varphi)$ 在远区，可认为 r_1 线， r_2 线和 r 线相互平行，因此认为 $dE_{\theta 1}$ 和 $dE_{\theta 2}$ 的方向近乎相同，且距离 r_1 及 r_2 和 r 有如下关系：

$$\begin{cases} r_1 = r + |z| \cos \theta \\ r_2 = r - |z| \cos \theta \end{cases}$$

于是这对元电辐射体在远区的合成场强为

$$dE_{\theta} = dE_{\theta 1} + dE_{\theta 2}$$

若取 $dz_1=dz_2=dz$,则

$$dE_{\theta} = j \frac{I_m \sin[k(l-|z|)]\eta}{2\lambda r} [e^{jk|z|\cos\theta} + e^{-jk|z|\cos\theta}] e^{-jkr} \sin\theta dz$$

$$= j \frac{I_m \sin[k(l-|z|)]}{2\lambda r} \eta \sin\theta [2\cos(k|z|\cos\theta)] e^{-jkr} dz$$

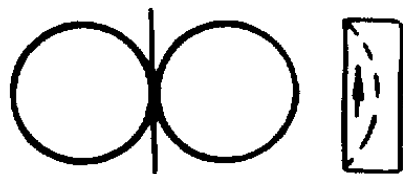
对称振子天线的辐射场为许多电流元辐射体对的辐射场的叠加, 即

$$E_{\theta} = \int_0^l dE_{\theta} = j \frac{I_m \eta \sin\theta}{\lambda r} e^{-jkr} \int_0^l \sin[k(l-|z|)] \cos[k|z|\cos\theta] dz$$

$$= j \frac{60I_m}{r} \left[\frac{\cos(kl \cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} \right] e^{-jkr}$$

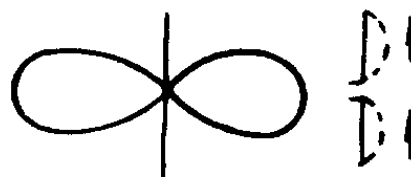
$$H_{\phi} = \frac{E_{\theta}}{\eta}$$

下图 (a), (b), (c)和(d)分别表示 $l/\lambda=0.25$, 0.5, 0.75和1的对称振子在**E平面的方向性图**, 它们在**H平面内的方向性图为圆**, 而且对称振子的两臂相互对称, 因此其方向性图亦对称于垂直于天线轴的对称面。



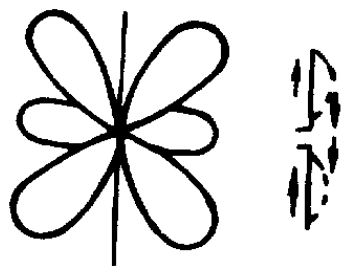
$$l = \frac{\lambda}{4}$$

(a)



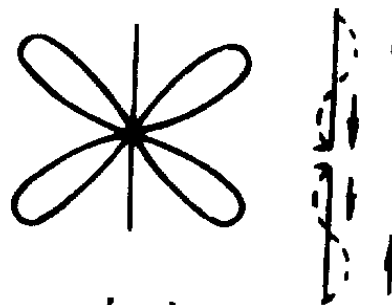
$$l = \frac{\lambda}{2}$$

(b)



$$l = \frac{3}{4}\lambda$$

(c)



$$l = \lambda$$

(d)

影响对称振子方向图的因素有4个：振子上基本单元的方向性、振子上的电流振幅分布、振子上电流相位分布和各基本单元辐射场的波程差。

当 $2l=\lambda/2$ ，称为半波振子；

当 $2l=\lambda$ ，称为全波振子。

2、对称振子的辐射电阻和输入阻抗

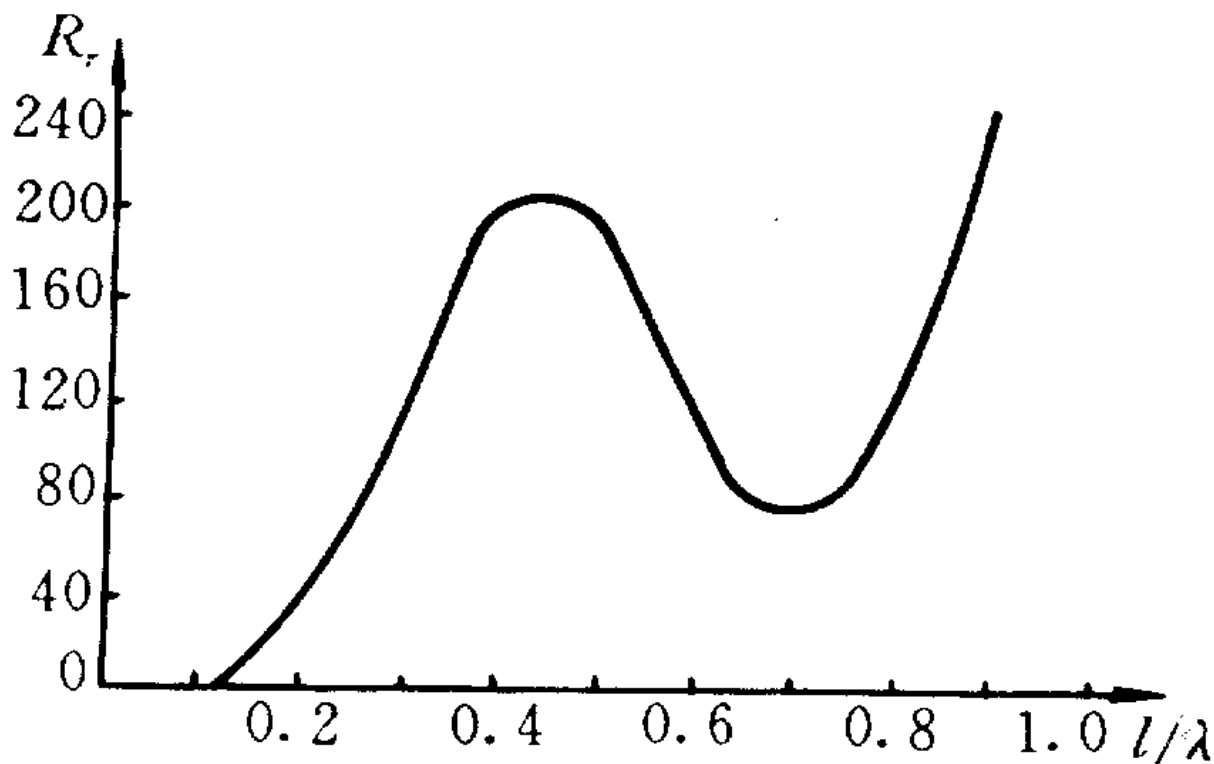
(1)对称振子的辐射电阻 R_r

对比电流元辐射体可以引出对称振子的阻抗概念。问题是以天线上哪一点的电流为参考。在工程上,一般把二倍的天线辐射功率对电流波腹处的电流强度振幅值平方(I_m^2)之比值,称为辐射电阻 R_r 。

对称振子天线的辐射电阻可仿照电流元辐射体求辐射电阻的方法求得,即

$$R_r = \frac{2P_r}{I_m^2} = \frac{2}{I_m^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{E_0^2}{2\eta} r^2 \sin\theta d\theta d\varphi$$

下图给出了对称振子辐射电阻 R_r 和 l/λ 的关系曲线。



由图可知，细半波振子的辐射阻抗为**73.1欧**，细全波振子的辐射阻抗为**200欧**。

(2) 对称振子的输入阻抗

计算线状天线的输入阻抗的方法,工程上常采用“等效传输线”法。线状的对称振子天线的结构可以看成是终端开路的均匀双线传输线张开的结果。由于传输线的张开,使其特性相应发生变化:

一方面沿线的特性阻抗值不均匀,另一方面由于辐射增加使传输线损耗增加

因此在应用传输线理论来计算天线的输入阻抗时,必须对传输参量加以修正,使它成为比较接近天线实际情况的等效传输线,再应用传输线计算输入阻抗的公式计算对称振子的输入阻抗。具体方法不作介绍,这里仅给出结果。

下图给出了对称振子的输入阻抗 Z_{in} 与 l/λ 的关系曲线。其中图(a)为输入电阻 $R_{in} \sim l/\lambda$ 关系曲线，图(b)为输入电抗 $X_{in} \sim l/\lambda$ 关系曲线。

由图可以得到如下结论:

* 对称振子的输入阻抗是振子特性阻抗 Z_0 的函数，天线导线的直径愈粗，特性阻抗 Z_0 愈低，则天线的输入阻抗愈小，且输入阻抗随 l/λ 的变化愈缓慢。

因此容易实现宽频带阻抗匹配，实际上常采用降低天线特性阻抗的办法来加宽天线的工作频带。

* 对称振子天线的特性阻抗 Z_0 愈低，则天线的谐振长度愈短。所谓**对称振子的谐振长度是指输入阻抗虚部为零的天线长度**。因为馈电设备的特性阻抗是个纯电阻，故要求对称振子的输入阻抗也为纯电阻，然后应用阻抗变换器使两者匹配。

