



# 天线与电波传播

郭璐

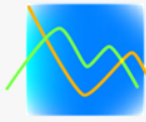
南京理工大学，电光学院通信工程系

2023年春季学期

办公室: 电光院A342

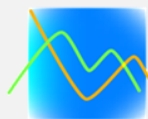
Email: lu.guo@njust.edu.cn





# 第1章 天线基础知识

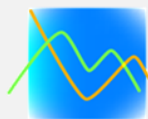
- 1.1 基本振子的辐射
- 1.2 发射天线的电参数
- 1.3 互易定理与接收天线的电参数
- 1.4 对称振子
- 1.5 天线阵的方向性
- 1.6 对称振子阵的阻抗特性
- 1.7 无限大理想导电反射面对天线电性能的影响



## 1.3 互易定理与接收天线的电参数

### 1.3.1 互易定理

接收天线工作的物理过程是，天线导体在空间电场的作用下产生感应电动势，并在导体表面激励起感应电流，在天线的输入端产生电压，在接收机回路中产生电流。所以接收天线是一个把空间电磁波能量转换成高频电流能量的转换装置，其工作过程就是发射天线的逆过程。



- 如图1—3—1所示，接收天线总是位于发射天线的远区辐射场中，因此可以认为到达接收天线处的无线电波是均匀平面波。
- 设来波方向与天线轴 $z$ 之间的夹角为 $\theta$ ，电波射线与天线轴构成入射平面，入射电场可分为两个分量：一个是与入射面相垂直的分量 $E_v$ ；一个是与入射面相平行的分量 $E_h$ 。
- 只有同天线轴相平行的电场分量 $E_z = -E_h \sin\theta$ 才能在天线导体 $dz$ 段上产生感应电动势  $dE(z) = -E_z dz = E_h \sin\theta dz$ ，进而在天线上激起感应电流 $I(z)$ 。

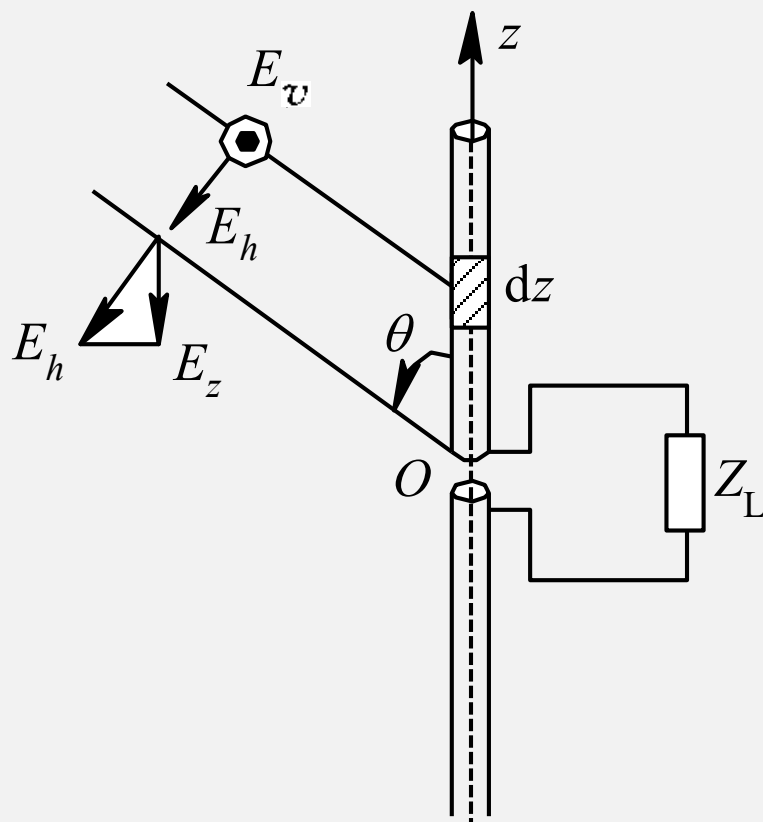
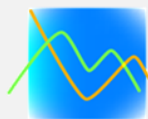


图1—3—1 接收天线原理



由于天线无论作为发射还是作为接收，应该满足的边界条件都是一样的，这就意味着任意类型的天线用作接收天线时，它的极化、方向性、有效长度和阻抗特性等均与它用作发射天线时的相同。这种同一天线收发参数相同的性质被称为**天线的收发互易性**，它可以用电磁场理论中的互易定理予以证明。

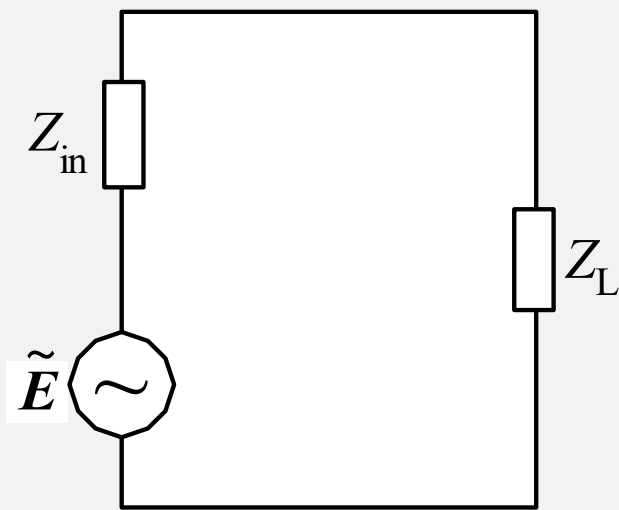
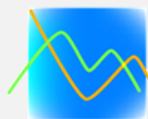


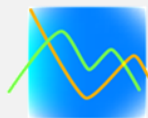
图1—3—2 接收天线的等效电路



## 1.3.2 有效接收面积

有效接收面积(*Effective Aperture*)是衡量接收天线接收无线电波能力的重要指标。接收天线的有效接收面积的定义为：当天线以最大接收方向对准来波方向进行接收时，并且天线的极化与来波极化相匹配，接收天线送到匹配负载的平均功率 $P_{L\max}$ 与来波的功率密度 $S_{av}$ 之比，记为 $A_e$ 。即

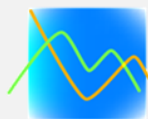
$$A_e = \frac{P_{L\max}}{S_{av}} \quad (1-3-1)$$



由于 $P_{L\max}=A_e S_{av}$ ，因此接收天线在最佳状态下所接收到的功率可以看成是被具有面积为 $A_e$ 的口面所截获的垂直入射波功率密度的总和。

在极化匹配的条件下(即图1—3—1中的 $E_v=0$ )，如果来波的场强振幅为 $E_i$ ，则

$$S_{av} = \frac{|E_i|^2}{2\eta} \quad (1-3-2)$$



由图1—3—2所示的接收天线的等效电路，当 $Z_{in}$ 与 $Z_L$ 共轭匹配时，接收机处于最佳工作状态，此时传送到匹配负载的平均功率为

$$P_{L\max} = \frac{\tilde{E}^2}{8R_{in}} \quad (1-3-3)$$

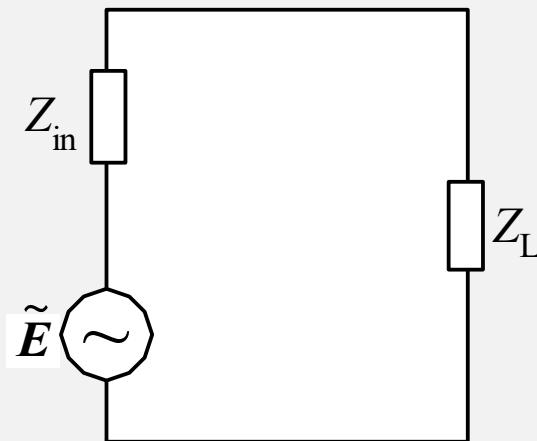


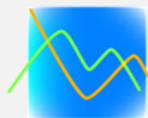
图1—3—2 接收天线的等效电路

当天线以最大接收方向对准来波时，此时接收天线上的总感应电动势为

$$\tilde{E} = E_i l_e \quad (1-3-4)$$

式中 $l_e$ 为天线的有效长度。



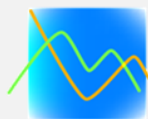


将上述各式代入到式（1—3—1），并引入天线效率 $\eta_A$ ，则有

$$A_e = \frac{30\pi l_e^2}{R_{in}} = \eta_A \times \frac{30\pi l_e^2}{R_r} \quad (1-3-5)$$

$$A_e = \frac{P_{L\max}}{S_{av}} \quad (1-3-1) \quad \tilde{E} = E_i l_e \quad (1-3-4)$$

$$P_{L\max} = \frac{E^2}{8R_{in}} \quad (1-3-3) \quad S_{av} = \frac{|E_i|^2}{2\eta} \quad (1-3-2)$$



将上述各式代入到式（1—3—1），并引入天线效率 $\eta_A$ ，则有

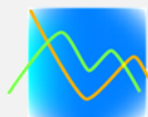
$$A_e = \frac{30\pi l_e^2}{R_{in}} = \eta_A \times \frac{30\pi l_e^2}{R_r} \quad (1-3-5)$$

将式（1—2—35）和（1—2—29）代入上式，接收天线的有效接收面积为

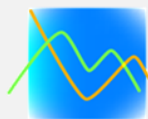
$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} G \quad (1-3-6)$$

$$D = \frac{30k^2 l_e^2}{R_r} \quad (1-2-35)$$

$$G = \eta_A D \quad (1-2-29)$$



例如，理想电基本振子和小电流环方向系数都为  $D=1.5$ ，它们的有效接收面积同为  $A_e=0.12\lambda^2$ 。如果小电流环的半径为  $0.1\lambda$ ，则小电流环所围的面积为  $0.0314\lambda^2$ ，而其有效接收面积大于实际占有面积。



## 1.4 对称振子

如图1—4—1所示，对称振子(Symmetrical Center-Fed Dipole)是中间馈电，其两臂由两段等长导线构成的振子天线。一臂的导线半径为 $a$ ，长度为 $l$ 。两臂之间的间隙很小，理论上可忽略不计，所以振子的总长度 $L=2l$ 。对称振子的长度与波长相比拟，本身已可以构成实用天线。

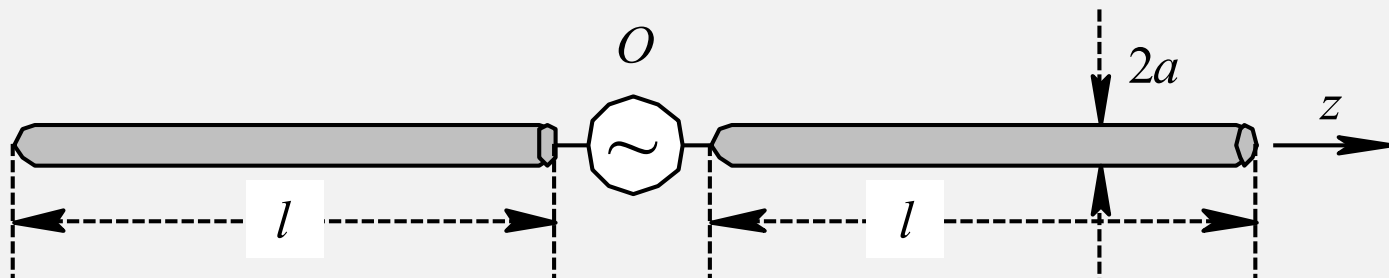
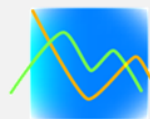
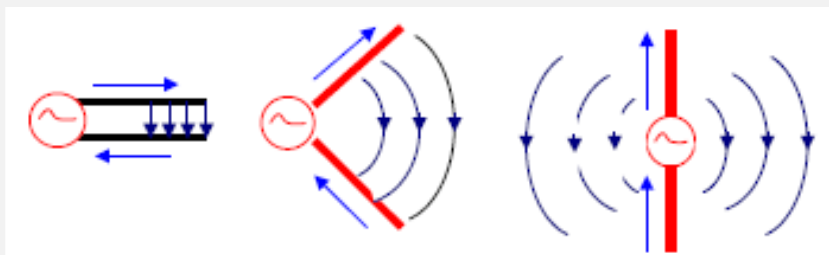


图1—4—1 对称振子结构及坐标图

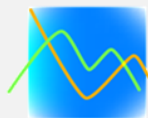


## 1.4.1 电流分布

若想分析对称振子的辐射特性，必须首先知道它的电流分布。为了精确地求解对称振子的电流分布，需要采用数值分析方法，但计算比较麻烦。实际上，细对称振子天线可以看成是由末端开路的传输线张开形成，理论和实验都已证实，细对称振子的电流分布与末端开路线上的电流分布相似，即非常接近于正弦驻波分布，若取图1—4—1的坐标，并忽略振子损耗，则其形式为



$$I(z) = I_m \sin k(l - |z|) = \begin{cases} I_m \sin k(l - z) & z \geq 0 \\ I_m \sin k(l + z) & z < 0 \end{cases} \quad (1-4-1)$$



式中， $I_m$ 为电流波腹点的复振幅； $k=2\pi/\lambda=\omega/c$ 为相移常数。根据正弦分布的特点，对称振子的末端为电流的波节点；电流分布关于振子的中心点对称；超过半波长就会出现反相电流。

图1—4—2绘出了理想正弦分布和依靠数值求解方法（矩量法）计算出的细对称振子上的电流分布，后者大体与前者相似，但二者也有明显差异，特别在振子中心附近和波节点处差别更大。这种差别对辐射场的影响不大，但对近场计算（例如输入阻抗）有重要影响。

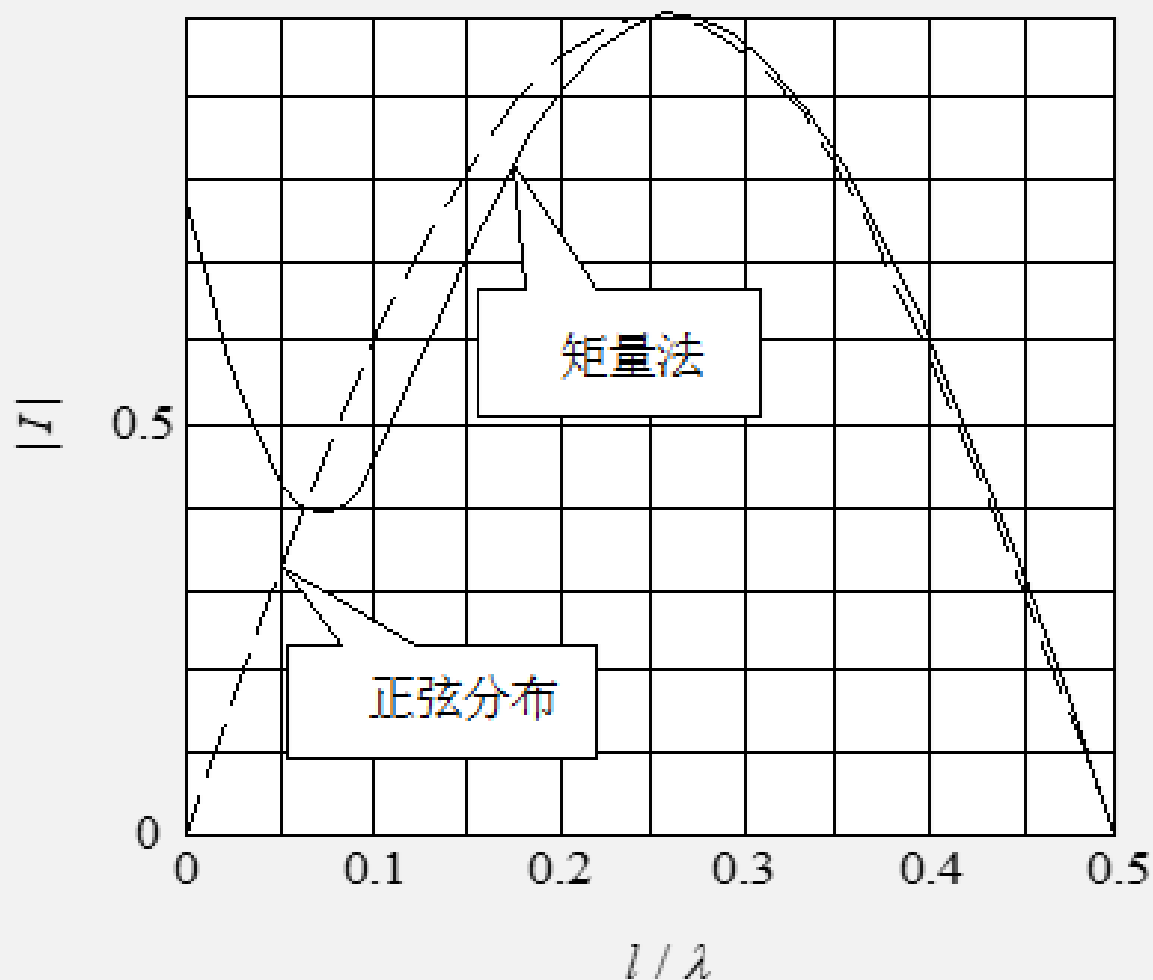
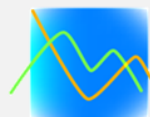
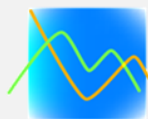


图1—4—2 对称振子电流分布  
(理想正弦分布与矩量法计算结果)



## 1.4.2 对称振子的辐射场

确定了对称振子的电流分布以后，就可以计算它的辐射场。欲计算对称振子的辐射场，可将对称振子分成无限多电流元，对称振子的辐射场就是所有电流元辐射场之和。

在图1—4—3的坐标系中，由于对称振子的辐射场与 $\varphi$ 无关，而观察点 $P(r, \theta)$ 距对称振子足够远，因而每个电流元到观察点的射线近似平行，因而各电流元在观察点处产生的辐射场矢量方向也可被认为相同，和电基本振子一样，对称振子仍为线极化天线。

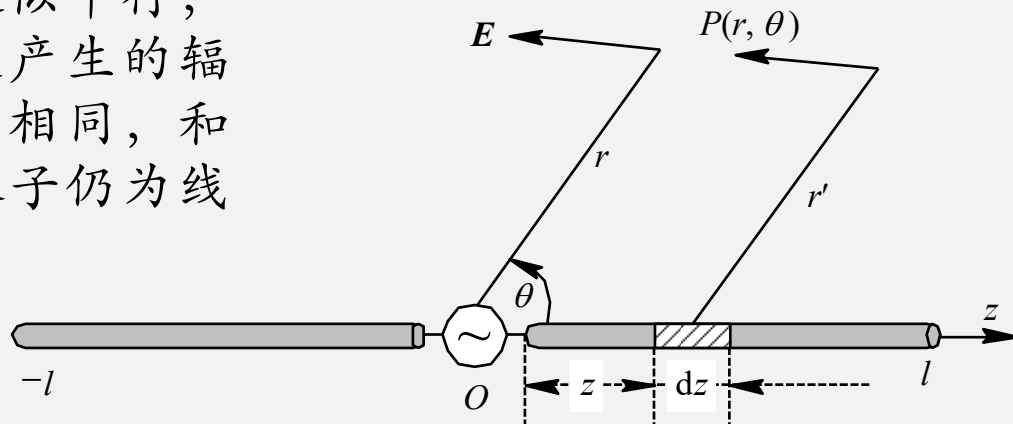
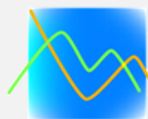


图1—4—3 对称振子辐射场的计算





如图1—4—3所示，在对称振子上距中心 $z$ 处取电流元段 $dz$ ，它对远区场的贡献为

$$dE_{\theta} = j \frac{60\pi I_m \sin k(l - |z|) dz}{r' \lambda} \sin \theta e^{-jkr'} \quad (1-4-2)$$

由于上式中的 $r$ 与 $r'$ 可以看作互相平行，因而以从坐标原点到观察点的路径 $r$ 作为参考时， $r$ 与 $r'$ 的关系为

$$r' \approx r - z \cos \theta \quad (1-4-3)$$

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

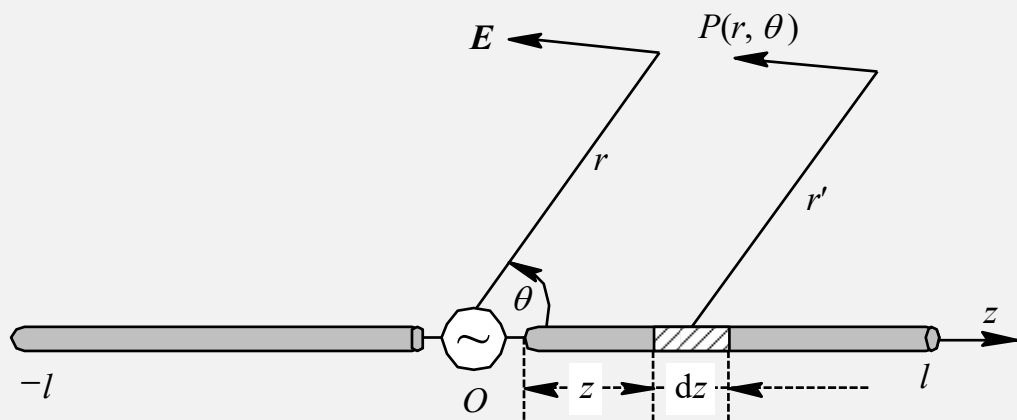


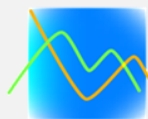
图1—4—3 对称振子辐射场的计算



由于 $r-r'=z\cos\theta\ll r$ ，因此在式（1—4—2）中可以忽略 $r'$ 与 $r$ 的差异对辐射场大小带来的影响，可以令 $1/r'\approx 1/r$ ，但是这种差异对辐射场相位带来的影响却不能忽略不计。实际上，正是路径差不同而引起的相位差 $k(r-r')=2\pi(r-r')/\lambda$ 是形成天线方向性的重要因素之一。

将式（1—4—2）沿振子全长作积分

$$\begin{aligned} E_{\theta}(\theta) &= j \frac{60\pi I_m}{\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin\theta \int_{-l}^l \sin k(l-|z|) e^{jkz\cos\theta} dz \\ &= j \frac{60I_m}{r} \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos(kl)}{\sin\theta} e^{-jkr} \quad (1-4-4) \end{aligned}$$



此式说明，对称振子的辐射场仍为球面波；其极化方式仍为线极化；辐射场的方向性不仅与 $\theta$ 有关，也和振子的电长度有关。

根据方向函数的定义（式(1—2—2)），对称振子以波腹电流归算的方向函数为

$$f(\theta) = \left| \frac{E_{\theta}(\theta)}{60I_m / r} \right| = \left| \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \right|$$

(1—4—5)

上式实际上也就是对称振子 $E$ 面的方向函数；在对称振子的 $H$ 面（ $\theta=90^\circ$  的 $xOy$ 面）上，方向函数与 $\varphi$ 无关，其方向图为圆。



图1—4—4绘出了对称振子 $E$ 面归一化方向图。由图可见，由于电基本振子在其轴向无辐射，因此对称振子在其轴向也无辐射；对称振子的辐射与其电长度 $l/\lambda$ 密切相关。当 $l \leq 0.5\lambda$ 时，对称振子上各点电流同相，因此参与辐射的电流元越多，它们在 $\theta=90^\circ$ 方向上的辐射越强，波瓣宽度越窄。当 $l > 0.5\lambda$ 时，对称振子上出现反相电流，也就开始出现副瓣。当对称振子的电长度继续增大至 $l=0.72\lambda$ 后，最大辐射方向将发生偏移，当 $l=1\lambda$ 时，在 $\theta=90^\circ$ 的平面内就没有辐射了。

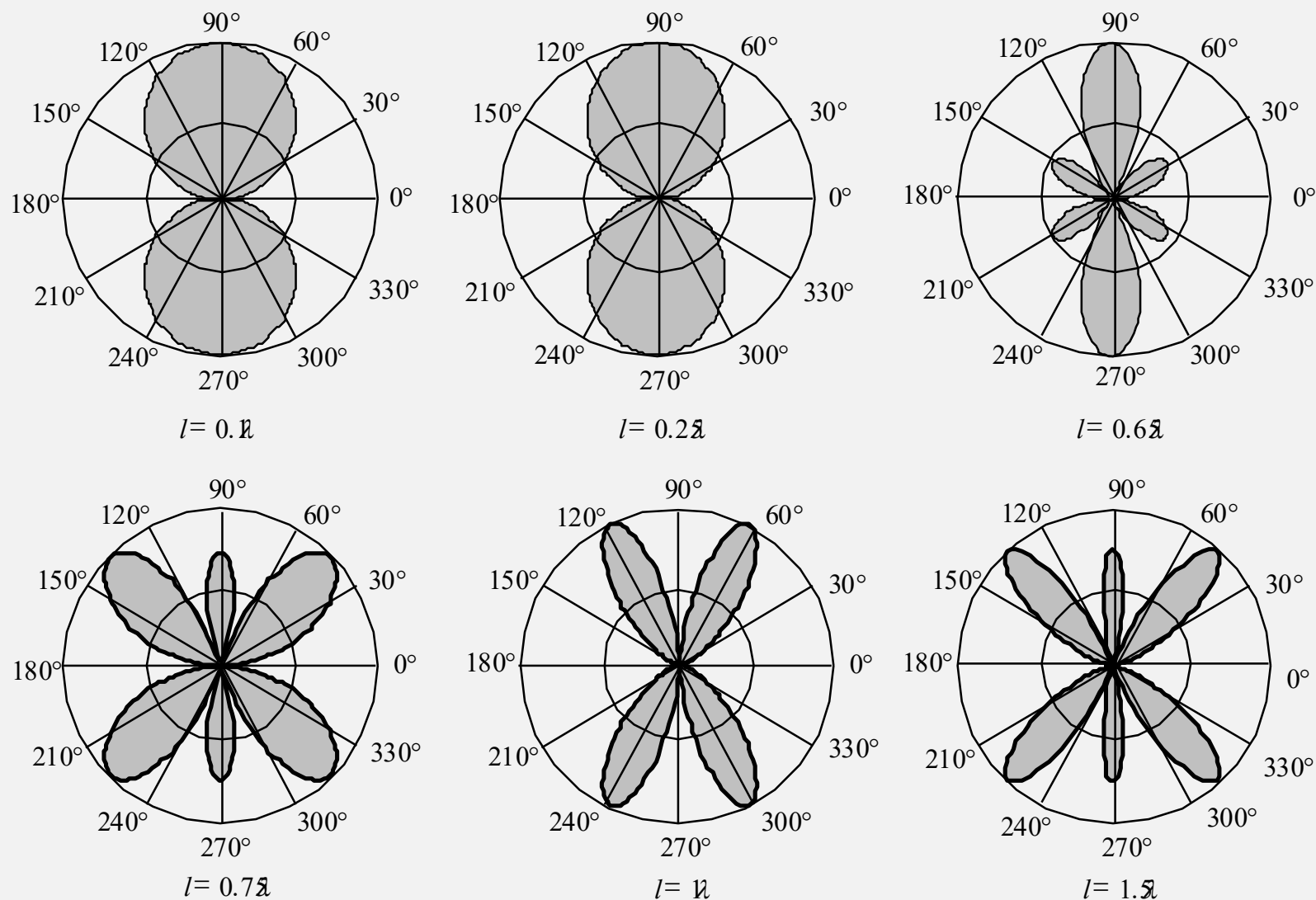
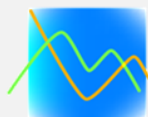
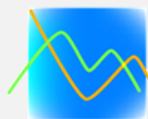


图1—4—4 对称振子E面方向图



根据方向系数的计算公式（1—2—18）和以波腹处电流 $I_m$ 为归算电流，可计算出方向系数 $D$ 和辐射电阻 $R_r$ 与其电长度的关系如图1—4—5所示。由此图可看出，在一定频率范围内工作的对称振子，为保持一定的方向性，一般要求最高工作频率时， $l/\lambda_{\min} < 0.7$ 。

在所有对称振子中，半波振子( $l=0.25\lambda, 2l=0.5\lambda$ )最具有实用性，它广泛地应用于短波和超短波波段，它既可以作为独立天线使用，也可作为天线阵的阵元，还可用作微波波段天线的馈源。

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

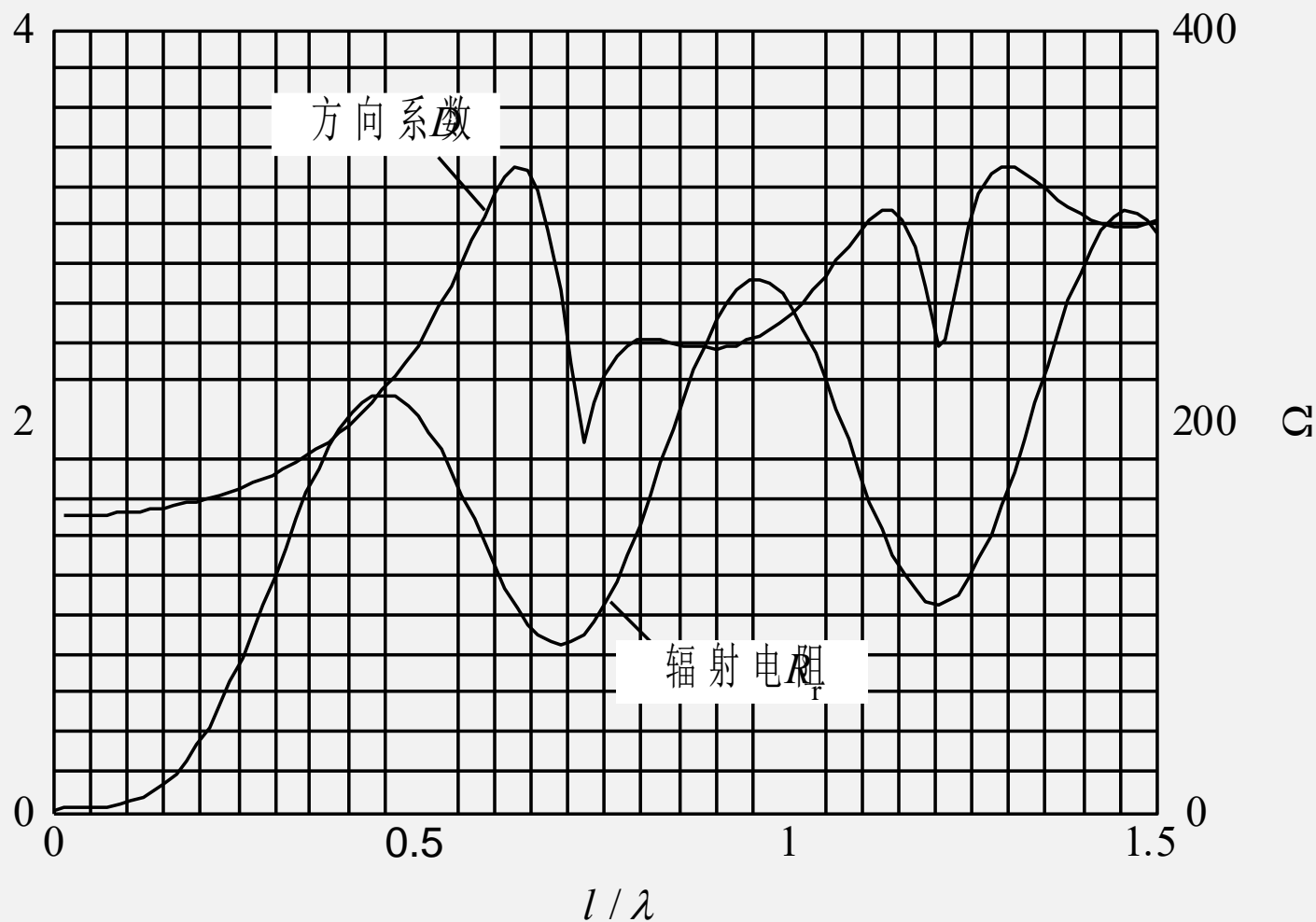
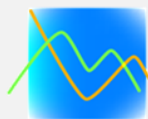
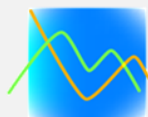


图1—4—5 对称振子的方向系数与辐射电阻随一臂电长度变化的图形



将 $l=0.25\lambda$ 代入式（1—4—5）可得半波振子的方向函数

$$F(\theta) = \left| \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \theta)}{\sin \theta} \right| \quad (1-4-6)$$

其 $E$ 面波瓣宽度为 $78^\circ$ 。如图1—4—5所示，半波振子的辐射电阻为

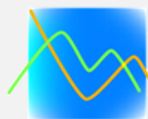
$$R_r = 73.1 \Omega \quad (1-4-7)$$

方向系数为

$$D = 1.64 \quad (1-4-8)$$

比电基本振子的方向性稍强一点。





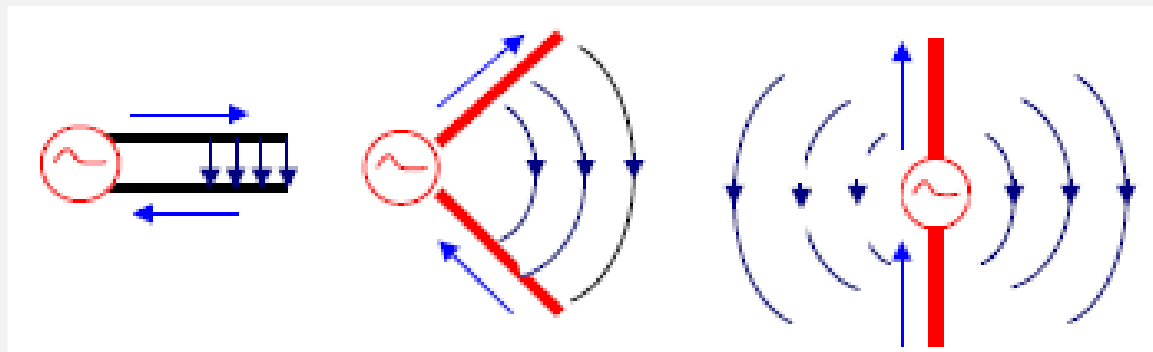
## 1.4.3 对称振子的输入阻抗

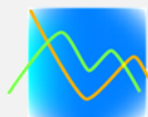
由于对称振子的实用性，因此必须知道它的输入阻抗，以便与传输线相连。计算天线输入阻抗时，其值对输入端的电流非常敏感，而对称振子的实际电流分布与理想正弦分布在输入端和波节处又有一定的差别，因此若仍然认为振子上的电流分布为正弦分布，对称振子输入阻抗的计算会有较大的误差。为了较准确地计算对称振子的输入阻抗，除了采用精确的数值求解方法之外，工程上也常常采用“等值传输线法”。也就是说，考虑到对称振子与传输线的区别，可将对称振子经过修正等效成传输线后，再借助于传输线的阻抗公式来计算对称振子的输入阻抗。此方法计算简便，有利于工程应用。



对称振子可看作是由长为 $l$ 的开路平行双导线构成的，它与传输线的区别及修正主要有以下两点：

(1) 平行双导线的对应线元间距离不变，结构沿线均匀，因此特性阻抗沿线不变；而对称振子对应线元间的距离沿振子臂的中心到末端从小到大变化，故其特性阻抗沿臂长相应地不断变大。对此的修正为用一平均特性阻抗来代替沿振子全长不断变化的特性阻抗。

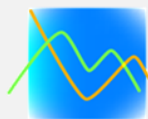




(2) 传输线为非辐射结构，能量沿线传输，主要的损耗为导线的欧姆损耗；而对称振子为辐射电磁波的天线，恰好可忽略欧姆损耗。对此的修正为将对称振子的辐射功率看作是一种电阻损耗，均匀分布在等效传输线上，并由此计算其衰减常数。经过这两点修正以后，对称振子最终可以等效成具有一平均特性阻抗的有耗传输线。

对称振子平均阻抗的求法如图1—4—6所示。设均匀双线的导线半径为 $a$ ，双线轴线间的距离为 $D$ ，则均匀双线的特性阻抗为

$$Z_0 = 120 \ln \frac{D}{a} \quad \Omega \quad (1-4-9)$$



由此，对称振子对应线元 $dz$ 所对应的特性阻抗为 $120\ln(2z/a)$ ，它随 $z$ 而变，对称振子的平均特性阻抗为

$$Z_{0A} = \frac{1}{l} \int_0^l Z_0(z) dz = 120 \left( \ln \frac{2l}{a} - 1 \right) \quad (1-4-10)$$

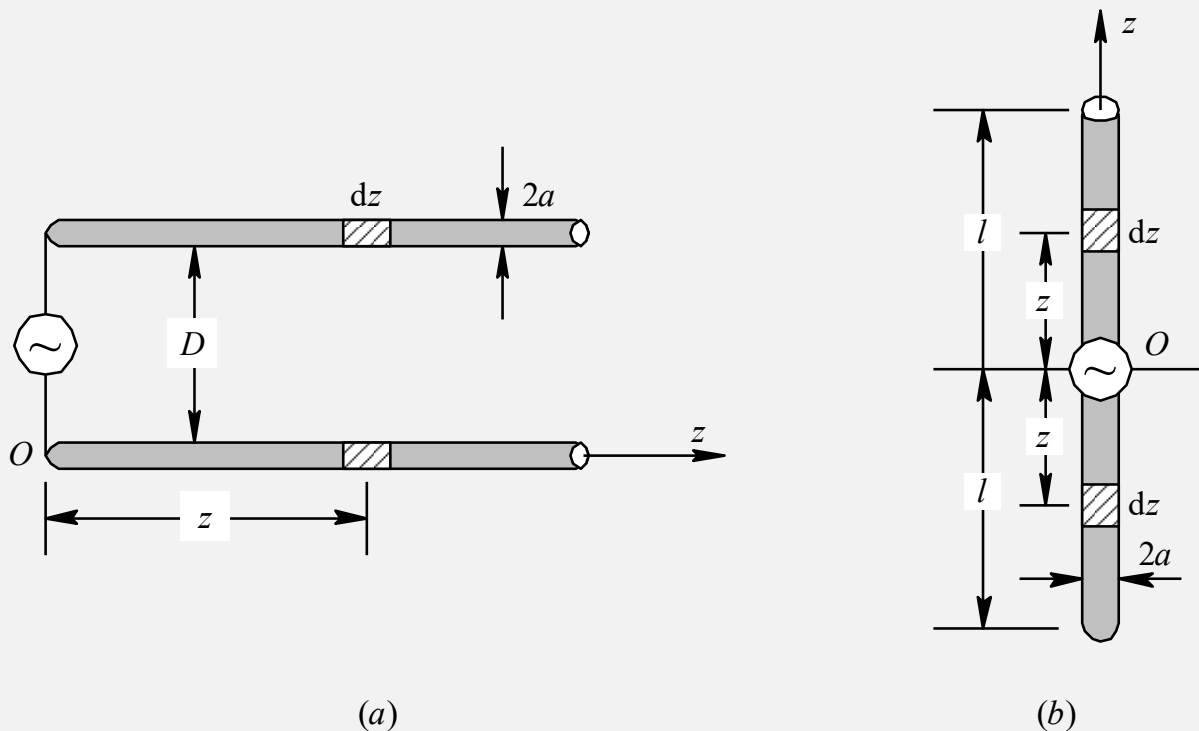
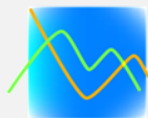


图1—4—6 对称振子平均特性阻抗的计算 (a)均匀双线；(b)对称振子



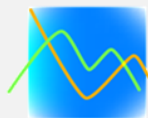
由上式可知，振子越粗， $Z_{0A}$ 就越小。 $Z_{0A}$ 就是与其对应的等效传输线的特性阻抗。

前面已经指出，将对称振子的辐射功率看作是一种欧姆损耗均匀分布在天线的臂上。若设单位长度损耗电阻为 $R_1$ ，则振子上的损耗功率为

$$P_l = \int_0^l \frac{1}{2} |I(z)|^2 R_1 dz ,$$

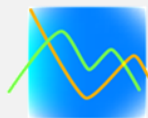
应等于这个天线的辐射功率

$$P_r = \frac{1}{2} |I_m|^2 R_r , \text{ 故}$$



$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{\frac{1}{2} |I_m|^2 R_r}{\int_0^l \frac{1}{2} |I(z)|^2 dz} = \frac{\frac{1}{2} |I_m|^2 R_r}{\int_0^l \frac{1}{2} |I_m|^2 \sin^2[\beta(l-z)] dz} \\ &= \frac{2R_r}{l(1 - \frac{\sin(2\beta l)}{2\beta l})} \quad (1-4-11) \end{aligned}$$

式中 $\beta$ 为传输线的相移常数。根据有耗传输线的理论，等效传输线的相移常数与分布电阻和特性阻抗的关系式为



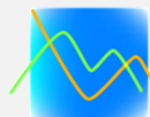
$$\beta = k \sqrt{\frac{1}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 + \left( \frac{R_1}{kZ_{0A}} \right)^2} \right]} \quad (1-4-12)$$

式中， $k=2\pi/\lambda$ 。衰减常数为

$$\alpha = \frac{R_1}{2Z_{0A}} = \frac{R_r}{Z_{0A} l \left( 1 - \frac{\sin 2\beta l}{2\beta l} \right)} \quad (1-4-13)$$

输入阻抗为

$$Z_{in} = Z_{0A} \frac{1}{ch(2\alpha l) - \cos(2\beta l)} \left[ sh(2\alpha l) - \frac{\alpha}{\beta} \sin(2\beta l) \right] - j \left( \frac{\alpha}{\beta} sh(2\alpha l) + \sin(2\beta l) \right) \quad (1-4-14)$$



依据上述思路，可算出对称振子的输入阻抗与一臂电长度的变化曲线如图1—4—7所示，

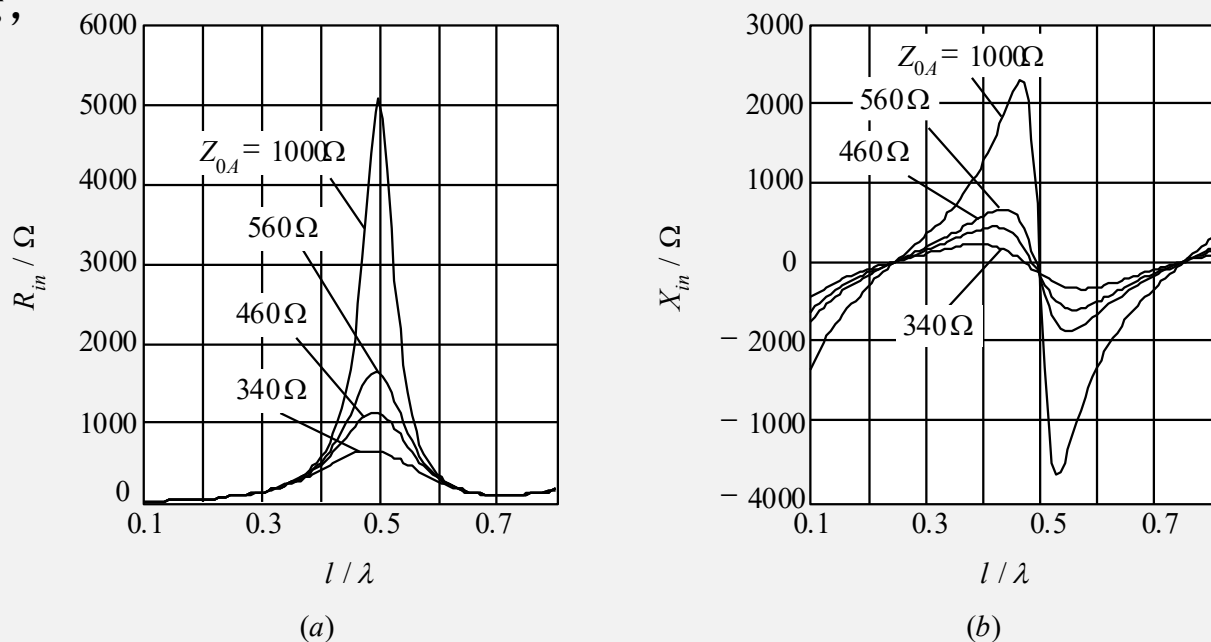
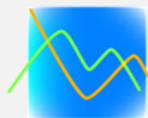


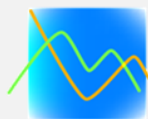
图1—4—7 对称振子的输入阻抗曲线

对称振子越粗，平均特性阻抗 $Z_{0A}$ 越低，对称振子的输入阻抗随 $l/\lambda$ 的变化越平缓，有利于改善频带宽度。由计算结果还可以得知，对称振子存在着一系列的谐振点。在这些谐振点上，输入电抗为零，储存在近区中的电场和磁场无功能量是相等的。第一个谐振点位于 $2l/\lambda \approx 0.48$ 处；第二个谐振点位于 $2l/\lambda \approx 0.8 \sim 0.9$ 的范围内，虽然此时的输入电阻很大，但是频带特性不好。



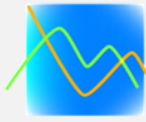


实际上，上面的思路还是针对于细振子。当振子足够粗时，振子上的电流分布除了在输入端及波节点处有区别之外，由于振子末端具有较大的端面电容，末端电流实际上不为零，使得振子的等效长度增加，相当于波长缩短。这种现象称为末端效应。显然，天线越粗，波长缩短现象愈严重。末端效应的理论分析非常复杂，因此波长缩短系数 $n=\beta/k=\lambda/\lambda_A$ 通常由实验测定。如将 $\beta=nk$ 代入式（1—4—13）和（1—4—14）中，则较细的对称振子的输入阻抗计算将更为准确。



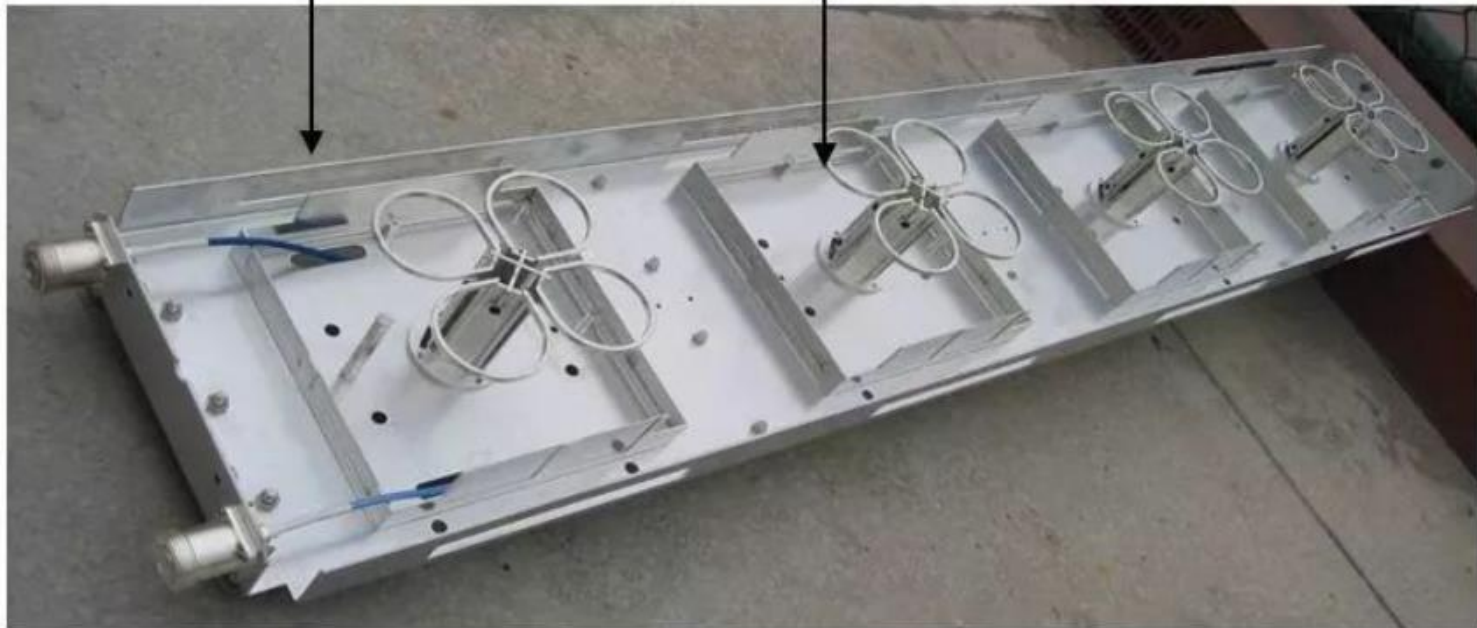
## 1.5 天线阵的方向性

单个天线的方向性是有限的，为了加强天线的定向辐射能力，可以采用天线阵(Arrays)。天线阵就是将若干个单元天线按一定方式排列而成的天线系统。排列方式可以是直线阵、平面阵和立体阵。实际的天线阵多用相似元组成。所谓相似元，是指各阵元的类型、尺寸相同，架设方位相同。天线阵的辐射场是各单元天线辐射场的矢量和。只要调整好各单元天线辐射场之间的相位差，就可以得到所需要的、更强的方向性。

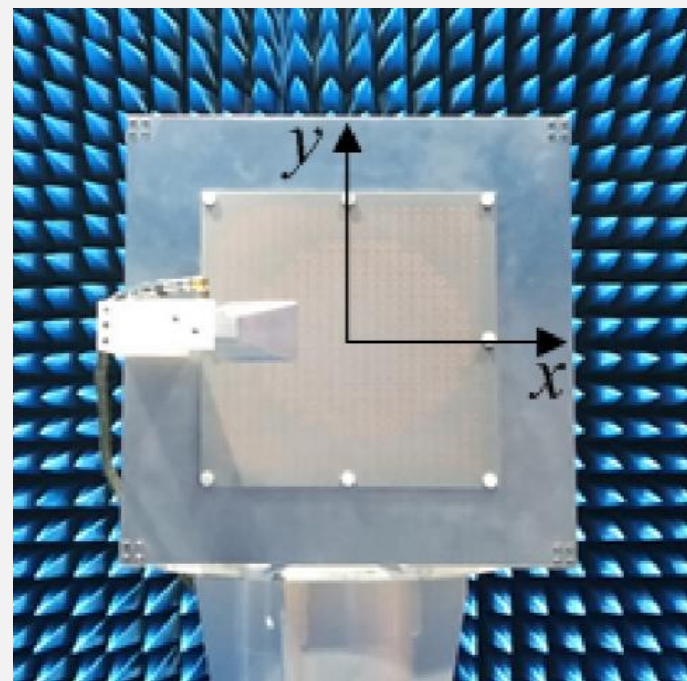
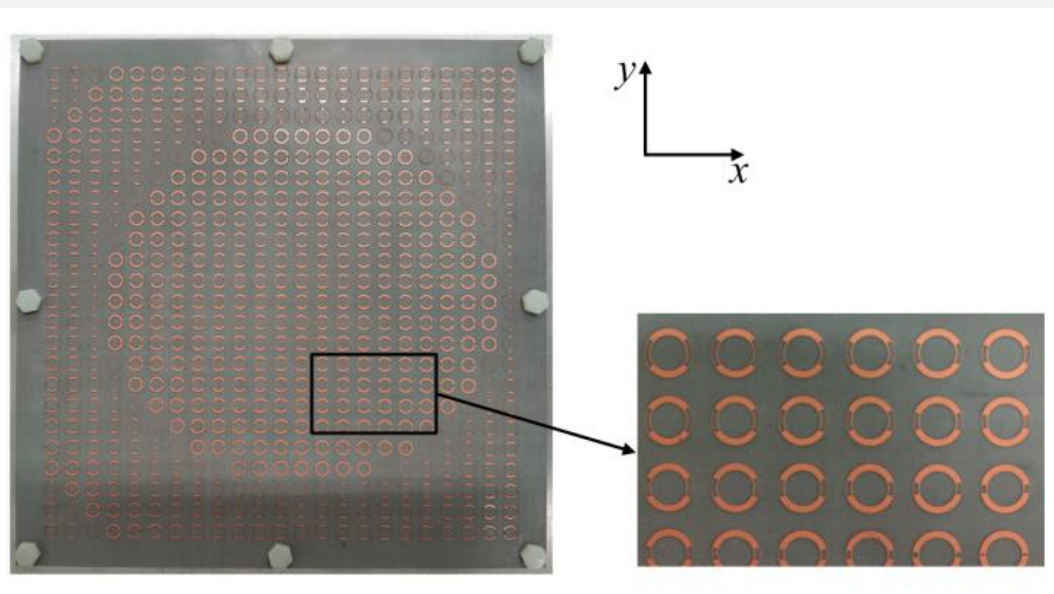
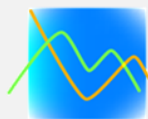


反射板

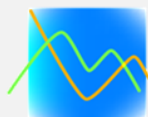
振子



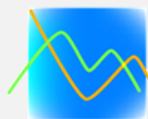
直线阵



平面阵



立体阵



## 1.5.1 二元阵的方向性



### 1. 方向图乘积定理 (Pattern Multiplication)

顾名思义，二元阵 (Two Element Array) 是指组成天线阵的单元天线只有两个。虽然它是最简单的天线阵列，但是关于其方向性的讨论却适用于多元阵。

如图1—5—1所示，假设有两个相似元以间隔距离 $d$ 放置在 $y$ 轴上构成一个二元阵，以天线1为参考天线，天线2相对于天线1的电流关系为

$$I_2 = mI_1 e^{j\xi} \quad (1-5-1)$$

式中 $m$ 、 $\xi$ 是实数。此式表明，天线2上的电流振幅是天线1的 $m$ 倍，而其相位以相角 $\xi$ 超前于天线1。

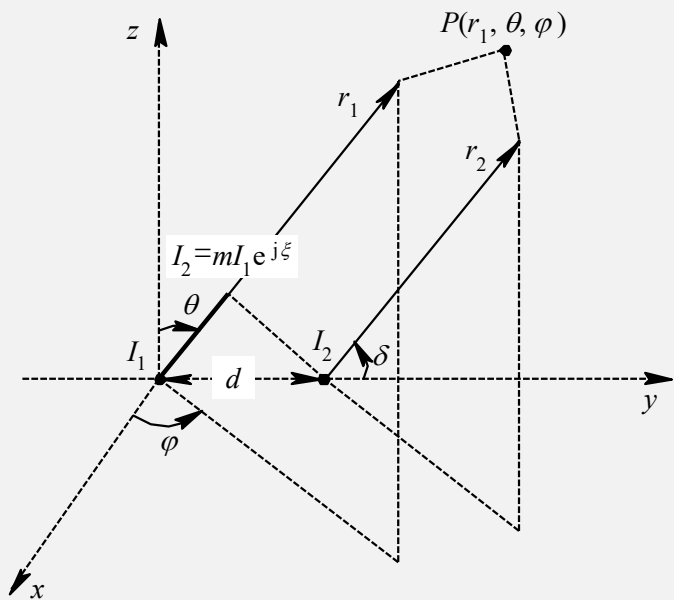
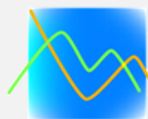


图1—5—1 二元阵的辐射





由于两天线空间取向一致，并且结构完全相同，因此对于远区辐射场而言，在可以认定它们到观察点的电波射线足够平行的前提下，两天线在观察点  $P(r_1, \theta, \varphi)$  处产生的电场矢量方向相同，且相应的方向函数相等。即

$$E(\theta, \varphi) = E_1(\theta, \varphi) + E_2(\theta, \varphi) \quad (1-5-2)$$

$$f_1(\theta, \varphi) = f_2(\theta, \varphi) \quad (1-5-3)$$

式中

$$E_1(\theta, \varphi) = \frac{60I_{m1}}{r_1} f_1(\theta, \varphi) e^{-jkr_1}, E_2(\theta, \varphi) = \frac{60I_{m2}}{r_2} f_2(\theta, \varphi) e^{-jkr_2}$$



若忽略传播路径不同对振幅的影响，则

$$\frac{1}{r_1} \approx \frac{1}{r_2}$$

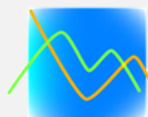
仍然选取天线1为相位参考天线，不计天线阵元间的耦合，则观察点处的合成场为

$$E(\theta, \varphi) = E_1(\theta, \varphi) + E_2(\theta, \varphi) = E_1(\theta, \varphi)(1 + me^{j[\xi + k(r_1 - r_2)]})$$

在上式中，令  $r_1 - r_2 = \Delta r$ ，则

$$\star \quad \Psi = \xi + k(r_1 - r_2) = \xi + k\Delta r \quad (1-5-5)$$





于是

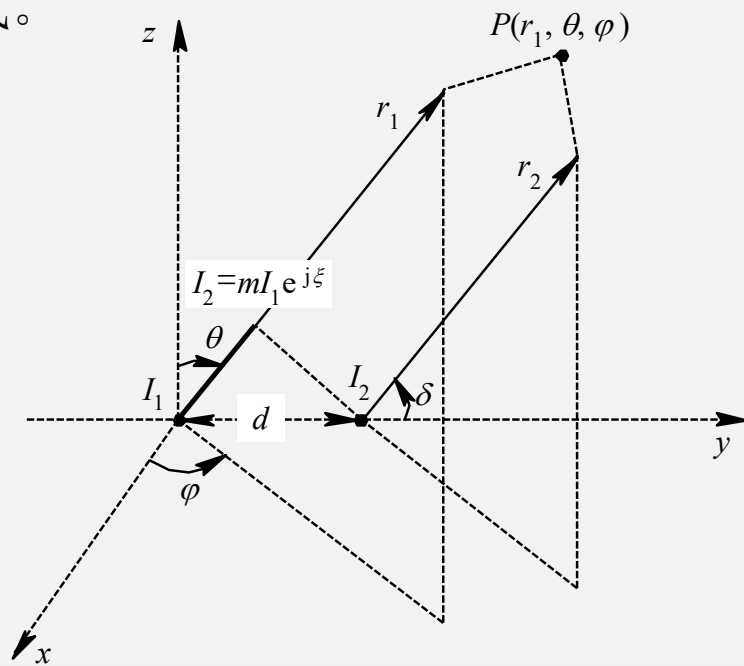
$$E(\theta, \varphi) = E_1(\theta, \varphi)(1 + me^{j\Psi}) \quad (1-5-6)$$

式(1—5—5)中的 $\Psi$ 代表了天线2在 $(\theta, \varphi)$ 方向上相对于天线1的相位差。它由两部分组成，一是电流的初始激励相位差，是一个常数，不随方位而变；二是由路径差导致的波程差，只与空间方位有关。在图1—5—1的坐标系中，路径差



$$\Delta r = d \cos \delta \quad (1-5-7)$$

式中 $\delta$ 为电波射线与天线阵轴线之间的夹角。 $\Delta r$ 在坐标系中的具体表达式，依赖于具体的排阵方式。





根据式（1—5—6），如果以天线1为计算方向函数的参考天线，将式（1—5—6）的两边同时除以  $60I_{m1}/r_1$ ，则天线阵的合成方向函数  $f(\theta, \varphi)$  写为

$$\star f(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi) \times f_a(\theta, \varphi) \quad (1-5-8)$$

其中

$$\star f_a(\theta, \varphi) = |1 + me^{j\Psi}| = \underline{\text{sqrt}(1 + m^2 + 2m\cos\Psi)} \quad (1-5-9)$$

式（1—5—8）表明，天线阵的方向函数可以由两项相乘而得。

# 谢谢！

