

前面讨论的天线都是谐振结构的,天线上的电流是驻波分布的,其阻抗特性和方向特性都会随频率的变化改变,因此它们的频带都很窄。但在某些通信中需要宽频带的天线。大约在一个倍频程($f_U/f_L=2$)内,天线的方向特性和阻抗特性没有显著变化的天线可称为宽带天线。下面对宽带天线进行介绍。

前面介绍了几种展宽天线频带的方法,下面对展宽天线频带的方法进行总结。

(1) 行波天线。由对称振子的分析可知,由于对称振子上的电流为驻波分布,其阻抗频带很窄,限制了对称振子的频带宽度,因此如果能展宽对称振子的阻抗频宽,则可有效地展宽对称振子的频带宽度。根据传输线理论,如果在导线末端接匹配负载,则其上的电流分布为行波分布,输入阻抗就等于传输线的特性阻抗,不随频率改变,即具有宽频带阻抗特性。将天线上的电流按行波分布的天线称为行波天线。行波类型的天线一般具有较好的单向辐射特性、较高的方向系数、较宽的阻抗带宽特性,因此,行波天线的频带较宽。由于有部分能量被端接负载所吸收,故与谐振式驻波天线相比,行波天线的效率较低。

(2) 突出角度而不是长度。例如 5.2 节的螺旋天线,避免了固定的长度单元而产生了宽频带。5.3 节中的无限长双锥天线的结构只与角度有关,而与有限的长度无关,因而其辐射特性和阻抗特性都与频率无关,频带宽度为无限。实际中可通过使有限的长度效应最小化和角度依赖性最大化来设计非频变天线。

(3) 粗导体。增加谐振式天线如振子天线的线径,可增加其阻抗带宽,因而可增加其频带宽度。

(4) 自补结构。自补特性也可导致非频变性能。自补结构是通过平移和(或)旋转手段精确覆盖其互补结构的结构。由于天线的输入阻抗 Z_{in} 和它的互补结构天线的输入阻抗 $Z_{in互补}$ 满足关系 $Z_{in} \cdot Z_{in互补} = \eta^2/4$,自补天线的输入阻抗和它的互补天线的输入阻抗相等,因此,自补天线的输入阻抗为 $Z_{in} = \eta/2$,与频率无关。在自由空间, $Z_{in} = \eta_0/2 = 60\pi = 188.5\Omega$,5.5 节介绍的等角螺旋天线就是自补天线的一个例子。

(5) 自比例结构。对于不同的频率,天线上有相对应的有效区(辐射区),对于不同频率,其有效区不同,但与电长度相关的结构不变。大部分辐射发生在天线的长度为半波长的对称振子上或周长为一个波长的圆环部分(有效作用区),如对数周期天线、平面螺旋天线等。

(6) 通过改变振子型天线的阻抗频宽来增大振子型天线的频带宽度,如套筒天线等。

下面对各种类型的宽频天线进行介绍。

5.1 行波单导线及菱形天线

5.1.1 行波单导线的辐射

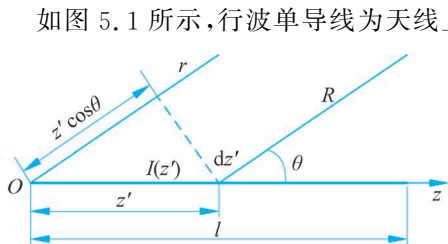


图 5.1 行波单导线

如图 5.1 所示,行波单导线为天线上电流按行波分布的单导线天线。为了使导线上的电流按行波分布,需在导线始端接信号源,终端接匹配负载。实际的行波长线天线是架设在大地上方的,其方向和阻抗特性都会受到大地的影响。在这里为了便于分析,忽略大地的影响,分析其在自由空间的特性。设一长度为 l 的导线沿 z 轴放置,其馈电点(导线的始端)置于坐标原点 O ,馈点电流(导线始端的电流)为 I_0 ,若忽略沿线电流的衰减,则线上电流可表示为

$$I(z') = I_0 e^{-jkz'} \quad (5-1)$$

应用电基本振子远区电场的计算公式(1-10),可得导线上 dz' 线元在空间所产生的远区辐射场为

$$dE_\theta = j \frac{I dz'}{4\pi R} \omega \mu \sin\theta e^{-jkR} = j \frac{I dz'}{2\lambda R} \eta \sin\theta e^{-jkR} \quad (5-2)$$

由远区场近似式(1-72)和式(1-73)可知,在分母中 $R \approx r$,在相位中 $R \approx r - r'(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{e}_{r'})$ 。由图 5.1 可知, $\mathbf{r}' = z' \mathbf{e}_z$,则 $R \approx r - z'(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{e}_z) = r - z' \cos\theta$,将以上近似代入式(5-2),可得远区场近似式为

$$dE_\theta = j \frac{I dz'}{2\lambda r} \eta \sin\theta e^{-jkr} e^{jkz' \cos\theta} = j \frac{I_0 dz'}{2\lambda r} \eta \sin\theta e^{-jkr} e^{jkz'(\cos\theta-1)} \quad (5-3)$$

通过积分可得行波单导线的远区辐射场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_\theta \mathbf{e}_\theta = j \frac{I_0}{2\lambda r} \eta \sin\theta e^{-jkr} \int_0^l e^{j(kz' \cos\theta - kz')} dz' \\ &= j \frac{I_0}{2\pi r} \eta e^{-jkr} \frac{\sin\theta}{1 - \cos\theta} \sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos\theta) \right] e^{-j\frac{kl}{2} (1 - \cos\theta)} \mathbf{e}_\theta \end{aligned} \quad (5-4)$$

式中, r 为原点至场点的距离; θ 为 z 轴与射线之间的夹角, $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$, 对于自由空间 $\eta = \eta_0 = 120\pi$ 。

将式(1-16) $\mathbf{e}_\theta = \frac{\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r}{\sin\theta}$ 和 $\cos\theta = \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_r$ 代入式(5-4),可得矢量表示的沿 z 方向放置的单导线的空间电场表达式为

$$\mathbf{E} = j \frac{I_0}{2\pi r} \eta e^{-jkr} \frac{1}{1 - \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_r} \sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_r) \right] e^{-j\frac{kl}{2} (1 - \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_r)} \mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r \quad (5-5)$$

当行波单导线沿 $\mathbf{e}_I$ 方向放置时,其上的电流沿 $\mathbf{e}_I$ 方向,则得其在空间产生的电场为

$$\mathbf{E} = j \frac{I_0}{2\pi r} \eta e^{-jkr} \frac{1}{1 - \mathbf{e}_I \cdot \mathbf{e}_r} \sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \mathbf{e}_I \cdot \mathbf{e}_r) \right] e^{-j\frac{kl}{2} (1 - \mathbf{e}_I \cdot \mathbf{e}_r)} \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r$$

$$\begin{aligned}
&= j \frac{I_0 e^{-jkr}}{r} \frac{kl}{4\pi} \eta \frac{\sin M}{M} e^{-jM} \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r \\
&= \frac{I_0 e^{-jkr}}{r} N
\end{aligned} \quad (5-6)$$

式中,

$$M = \frac{kl}{2} (1 - \mathbf{e}_I \cdot \mathbf{e}_r) \quad (5-7)$$

$$N = j \frac{kl}{4\pi} \eta \frac{\sin M}{M} e^{-jM} \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r \quad (5-8)$$

若此线天线的始端位于 r' 处, 则式(5-6)中的 r 必须换为 R 。 R 为矢量 $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 的模值。由远区近似公式(1-72)和式(1-73), 可得式(5-6)的电场的远区近似式为

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} &= j \frac{I_0}{2\pi r} \eta e^{-jkr} e^{jkr' \cdot \mathbf{e}_r} \frac{1}{1 - \mathbf{e}_I \cdot \mathbf{e}_r} \sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \mathbf{e}_I \cdot \mathbf{e}_r) \right] e^{-j\frac{kl}{2}(1 - \mathbf{e}_I \cdot \mathbf{e}_r)} \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r \\
&= j \frac{I_0 e^{-jkr}}{r} e^{jkr' \cdot \mathbf{e}_r} \frac{kl}{4\pi} \eta \frac{\sin M}{M} e^{-jM} \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r \\
&= \frac{I_0 e^{-jkr}}{r} e^{jkr' \cdot \mathbf{e}_r} N
\end{aligned} \quad (5-9)$$

由式(5-7)和式(5-8)可以看出, M 和 N 只与导线上电流的参考方向和导线的长度有关, 与空间场点到天线的距离 r 和电流在导线始端的值 I_0 无关。由式(5-9)可以求得始端位于任意位置, 沿任意方向放置的行波单导线天线在空间的辐射场。

由式(5-4)和场强方向函数的定义式(1-109)可得出沿 z 轴放置的自由空间行波单导线的方向函数为

$$f(\theta, \varphi) = \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} \sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right] \quad (5-10)$$

式中, $\sin \theta$ 为基本元的方向性, 其余部分可视为阵因子, 因此可以将行波单导线看成是由基本元构成的直线式连续元天线阵。当 l/λ 很大时, 方向函数中的 $\sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right]$ 项随 θ

的变化比 $\frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} = \cot \frac{\theta}{2}$ 项快得多, 因此行波单导线的最大辐射方向可由前一个因子决定, 即由

$$\sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right]_{\theta=\theta_m} = 1 \quad (5-11)$$

决定, 由式(5-11)可得最大辐射角为

$$\theta_m = \arccos \left(1 - \frac{\lambda}{2l} \right) \quad (5-12)$$

由式(5-12)可以看出, 随着行波单导线电长度的增大, θ_m 越小, 最大方向越靠近行波单导线轴线的方向。

图 5.2 为当 l 分别等于 λ 、 1.5λ 和 3λ 时 E 面的归一化方向图。由图 5.2 可以看出, 沿轴线方向辐射恒为零; l/λ 越大, θ_m 越小, 主瓣最大值越贴近导线轴方向, 主瓣变窄, 副瓣数目增多, 副瓣电平变大; 当 l/λ 很大时, θ_m 随 l/λ 的变化很小, 因此天线方向图的带宽越宽。

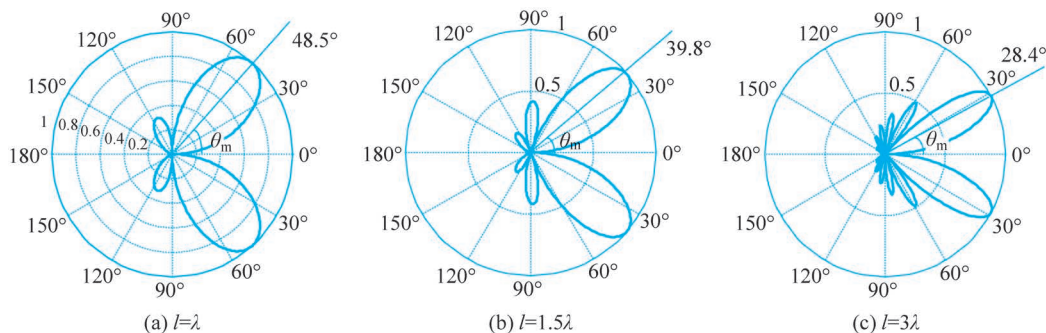


图 5.2 行波单导线方向图

由式(5-4)可以得出行波线天线的在空间所产生的坡印廷矢量为

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* = \frac{|\mathbf{E}|^2}{2\eta} = \eta \frac{I_0^2}{8\pi^2 r^2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \cos \theta)^2} \sin^2 \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right] \mathbf{e}_z \\ &= \eta \frac{I_0^2}{8\pi^2 r^2} \cot^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \sin^2 \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right] \mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (5-13)$$

行波线天线辐射到远区的功率为

$$\begin{aligned} P_r &= \int_s \mathbf{S} \cdot d\mathbf{s} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \eta \frac{I_0^2}{8\pi^2 r^2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \cos \theta)^2} \sin^2 \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right] r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \\ &= \eta \frac{I_0^2}{4\pi} \left[1.415 + \ln \left(\frac{kl}{\pi} \right) - \text{Ci}(2kl) + \frac{\sin(2kl)}{2kl} \right] \end{aligned} \quad (5-14)$$

式中, $\text{Ci}(x)$ 为 x 的余弦积分,

$$\text{Ci}(x) = - \int_x^\infty \frac{\cos u}{u} du$$

行波单导线的辐射电阻 R_r 为

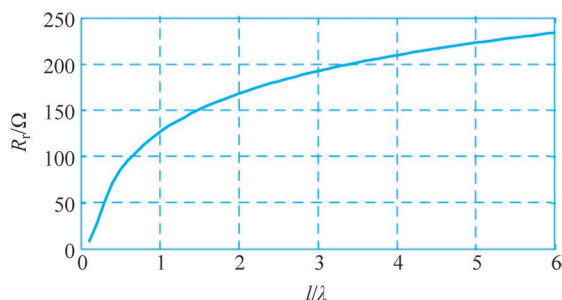
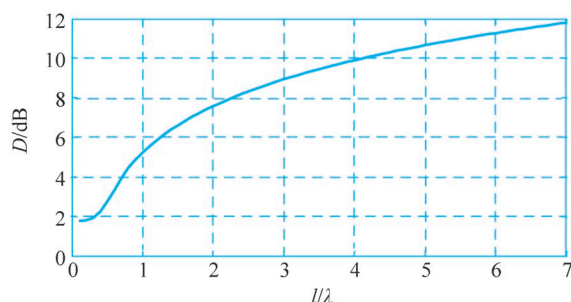
$$R_r = \frac{2P_r}{|I_0|^2} = \frac{\eta}{2\pi} \left[1.415 + \ln \left(\frac{kl}{\pi} \right) - \text{Ci}(2kl) + \frac{\sin(2kl)}{2kl} \right] \quad (5-15)$$

利用式(5-10)可得天线的方向函数的最大值 f_m , 并将 f_m 和式(5-15)代入式(1-153), 可得行波单导线的方向系数的计算公式为

$$D = \frac{120 f_m^2}{R_r} = \frac{2 \cot^2 \left[\frac{1}{2} \arccos \left(1 - \frac{0.371\lambda}{l} \right) \right]}{1.415 + \ln \left(\frac{2l}{\lambda} \right) - \text{Ci}(2kl) + \frac{\sin(2kl)}{2kl}} \quad (5-16)$$

图 5.3 为行波单导线辐射电阻 R_r 与 l/λ 的关系曲线, 图 5.4 为行波单导线方向系数 D 与 l/λ 的关系曲线。由图 5.3 和图 5.4 可以看出, 随着行波单导线电长度的增加, 它的辐射电阻和方向系数都在增大, 但增大到一定程度后增加的速度减缓。

由于线上电流为行波分布, 输入阻抗等于行波单导线的特性阻抗, 且由于损耗很小, 其特性阻抗近似为实数, 因此, 行波单导线的输入阻抗几乎是纯电阻, 其阻抗带宽较宽。长的行波单导线的辐射电阻在 $200 \sim 300 \Omega$ 范围内。

图 5.3 行波单导线辐射电阻 R_r 与 l/λ 的关系曲线图 5.4 行波单导线方向系数 D 与 l/λ 关系曲线

5.1.2 菱形天线

为了提高天线的方向性,可用4根行波单导线构成如图5.5所示的菱形天线。菱形天线也可以看成是将一段匹配传输线从中间拉开,由于两线之间的距离大于波长,因而将产生辐射。天线的两个锐角处接馈线,另一锐角接阻值等于天线特性阻抗的负载。在用作接收天线或小功率发射天线时,可用无感的线绕电阻作负载,当用作大功率发射天线时,则要用有耗的传输线作为吸收负载。菱形的各边通常使用2或3根导线并在钝角处分开一定距离,使天线导线的等效直径增加,增大分布电容以减小天线各对应线段的特性阻抗的变化。菱形天线的最大辐射方向在通过两锐角顶点的垂直平面内指向负载端的方向上。

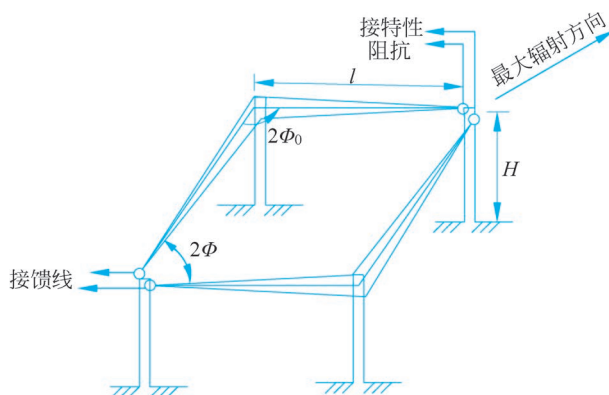


图 5.5 菱形天线的结构

参见图 5.6, 若令 $\Phi = \theta_m$, 这里 Φ 为菱形的半锐角, θ_m 由式 (5-12) 确定, 为单导线最大辐射方向和导线轴间的夹角。这样 1~4 共 4 根行波导线各有一主瓣指向菱形的长对角线方向。下面分析一下这 4 个瓣在最大辐射方向上辐射场的相位差。如图 5.6(b) 所示, 1、3 两行波导线的对应元 Δl_1 与 Δl_3 在长对角线方向场点产生的场的总相位差为

$$\psi = \psi_3 - \psi_1 = \psi_i + \psi_r + \psi_p \quad (5-17)$$

式中, ψ_i 为 Δl_3 和 Δl_1 两线元的电流相位差, 由图 5.6(b) 可见, $\psi_i = -kl$; ψ_r 为射线行程差所产生的相位差, $\psi_r = kl \cos \theta_m$; ψ_p 为场的极化相位差, 场的极化方向在 θ 增加方向上, 由图 5.6(b) 可直观地看出 $\psi_p = \pi$ 。将这些关系代入式 (5-17), 可得出 Δl_3 在对角线上产生的场与 Δl_1 在同一点产生的场的相位差为

$$\psi = -kl + kl \cos \theta_m + \pi \quad (5-18)$$

将式 (5-12) 代入式 (5-18), 得 $\psi = 0$, 即在长对角线方向上导线 1、3 的辐射场是同相的; 同理, 导线 2、4 的辐射场也是同相的。

如图 5.6(c) 所示, 两行波单导线 1、2 的对应段 Δl_1 与 Δl_2 在长对角线方向场点产生的场的总相位差为

$$\psi = \psi_2 - \psi_1 = \psi_i + \psi_r + \psi_p \quad (5-19)$$

式中, ψ_i 为 Δl_2 和 Δl_1 两线元的电流相位差, 由于两导线电流反相, $\psi_i = \pi$; ψ_r 为射线行程差所产生的相位差, 由于两线元到远区 x 方向空间场点行程相同, 所以 $\psi_r = 0$; ψ_p 为场的极化相位差, 并由图 5.6(c) 可直观地看出 $\psi_p = \pi$ 。将这些关系代入式 (5-19), 可得出 Δl_2 在对角线上产生的场与 Δl_1 在同一点产生的场的相位差为

$$\psi = \pi + 0 + \pi = 2\pi \quad (5-20)$$

即在中心线方向上导线 1、2 的辐射场是同相的。所以, 4 根导线在长对角线方向辐射场的相位差均为 0。

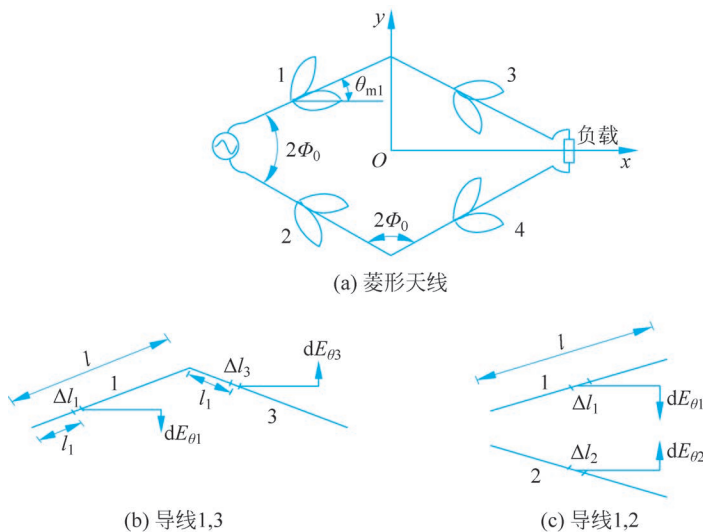


图 5.6 菱形天线的工作原理

因此, 构成菱形天线四边导线的辐射场在长对角线方向上同相叠加, 即菱形天线在水平平面内的最大辐射方向是从馈点指向负载的长对角线方向。

菱形天线的辐射场可通过叠加原理和天线阵的理论求出,首先不考虑大地的影响,将菱形天线的辐射场用4个行波单导线的场的叠加得到;然后再考虑大地的影响,将大地当作理想地面,用二元阵的方法求得菱形天线在大地以上空间的辐射场。

对于如图5.6所示的菱形天线,其辐射电场为导线1、导线2、导线3和导线4的辐射电场之和。可得菱形天线的辐射电场为

$$\mathbf{E} = \frac{2}{\pi} \eta \frac{I_{01} e^{-jkr}}{r} e^{-jkl(1-\sin\theta\cos\Phi\cos\varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)} \times [\cos\theta\sin\Phi\sin\varphi\mathbf{e}_\theta + \sin\Phi(\cos\varphi - \sin\theta\cos\Phi)\mathbf{e}_\varphi] \quad (5-21)$$

对于自由空间, $\eta = \eta_0 = 120\pi$, 则式(5-21)可写为

$$\mathbf{E} = 240 \frac{I_{01} e^{-jkr}}{r} e^{-jkl(1-\sin\theta\cos\Phi\cos\varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)} \times [\cos\theta\sin\Phi\sin\varphi\mathbf{e}_\theta + \sin\Phi(\cos\varphi - \sin\theta\cos\Phi)\mathbf{e}_\varphi] \quad (5-22)$$

对于 $\theta = 90^\circ$ 的平面, 将 $\theta = 90^\circ$ 代入式(5-22), 可得在此平面内的电场只有 $\mathbf{e}_\varphi$ 分量, 其表达式为

$$\mathbf{E}(\theta = 90^\circ) = 240 \frac{I_{01} e^{-jkr}}{r} e^{-jkl(1-\cos\Phi\cos\varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)} \times \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)} \sin\Phi(\cos\varphi - \cos\Phi)\mathbf{e}_\varphi \quad (5-23)$$

对于 $\varphi = 0^\circ$ 的平面, 将 $\varphi = 0^\circ$ 代入式(5-22), 可得在此平面内的电场也只有 $\mathbf{e}_\varphi$ 分量, 其电场的表达式为

$$\mathbf{E}(\varphi = 0^\circ) = 240 \frac{I_{01} e^{-jkr}}{r} e^{-jkl(1-\sin\theta\cos\Phi)} \frac{\sin^2\left[\frac{kl}{2}(1-\sin\theta\cos\Phi)\right]}{1-\sin\theta\cos\Phi} \sin\Phi\mathbf{e}_\varphi \quad (5-24)$$

由式(5-23)和式(5-24)可以看出, 在通过最大方向的两个主平面内, 电场只有水平极化的 $\mathbf{e}_\varphi$ 分量, 没有垂直极化的 $\mathbf{e}_\theta$ 分量, 菱形天线在最大辐射方向上只辐射水平极化波, 因此为水平极化天线。但在其他方向, 除辐射水平极化波外, 还辐射垂直极化波。

由式(5-22)可得菱形天线的辐射电场的模值为

$$|\mathbf{E}| = 240 \frac{I_{01}}{r} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)} \times \sqrt{\cos^2\theta\sin^2\Phi\sin^2\varphi + \sin^2\Phi(\cos\varphi - \sin\theta\cos\Phi)^2} \quad (5-25)$$

由天线场强方向函数的定义式(1-109)和式(5-25)可得菱形天线的场强方向函数为

$$f(\theta, \varphi) = 4 \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi-\varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)]\right\}}{1-\sin\theta\cos(\Phi+\varphi)} \times \sqrt{\cos^2\theta\sin^2\Phi\sin^2\varphi + \sin^2\Phi(\cos\varphi - \sin\theta\cos\Phi)^2} \quad (5-26)$$

由式(5-26)可得, $\theta = 90^\circ$ 平面内的场强方向函数为

$$f(\theta=90^\circ, \varphi) = 4 \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1 - \cos(\Phi - \varphi)]\right\}}{1 - \cos(\Phi - \varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1 - \cos(\Phi + \varphi)]\right\}}{1 - \cos(\Phi + \varphi)} \sin\Phi (\cos\varphi - \cos\Phi) \quad (5-27)$$

由式(5-26)可得, $\varphi=0^\circ$ 平面内的方向函数为

$$f(\theta, \varphi=0^\circ) = 4 \frac{\sin^2\left\{\frac{kl}{2}[1 - \sin\theta\cos\Phi]\right\}}{1 - \sin\theta\cos\Phi} \sin\Phi \quad (5-28)$$

在 $\theta=90^\circ, \varphi=0^\circ$ 方向上, 有

$$f(\theta, \varphi) = 4 \frac{\sin^2\left[\frac{kl}{2}(1 - \cos\Phi)\right]}{1 - \cos\Phi} \sin\Phi \quad (5-29)$$

当菱形天线的几何尺寸为 $\Phi_0=61^\circ$ (即 $\Phi=29^\circ$), $l/\lambda=4$ 时的方向图如图 5.7 所示, 其中, 图(a)为垂直面(xOz)随 θ 变化的方向图; 图(b)为水平面(xOy)随方位角 φ 变化的方向图。

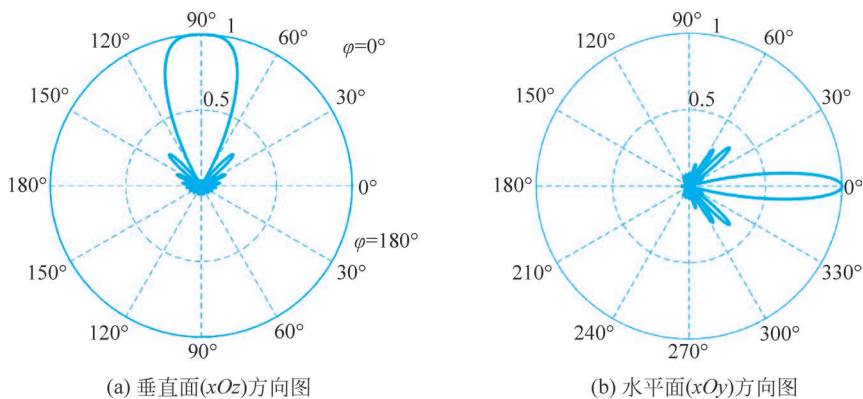


图 5.7 菱形天线的方向图

由图 5.7 可以看出, 自由空间的菱形天线的最大辐射方向为其锐角的对角线的方向(x 方向)。

由于菱形天线各边的自辐射电阻要比相邻各边的互辐射电阻大得多, 故工程上近似认为菱形天线的总辐射电阻等于各边的自辐射电阻之和, 即

$$R_r \approx 4R_{rl} \quad (5-30)$$

式中, R_{rl} 是边长为 l 的行波单导线的辐射电阻, 将式(5-15)代入式(5-30), 可得菱形天线的辐射电阻的计算公式为

$$R_r \approx \frac{2\eta}{\pi} \left[1.415 + \ln\left(\frac{kl}{\pi}\right) - \text{Ci}(2kl) + \frac{\sin(2kl)}{2kl} \right] \quad (5-31)$$

对于自由空间, $\eta=\eta_0=120\pi$, 将其代入式(5-31)可得

$$R_r \approx 240 \left[1.415 + \ln\left(\frac{kl}{\pi}\right) - \text{Ci}(2kl) + \frac{\sin(2kl)}{2kl} \right] \quad (5-32)$$

当工作频率变化时, 由于 l/λ 较大, θ_m 基本上没有多大变化, 故自由空间菱形天线的方向图频带是很宽的。

实际的菱形天线一般是架设在地面上的,考虑大地的影响,可利用式(3-86)计算菱形天线的空间辐射电场为

$$\mathbf{E}_1 = E_\theta (e^{jkH \sin \Delta} + R_v e^{-jkH \sin \Delta}) \mathbf{e}_\theta + E_\varphi (e^{jkH \sin \Delta} + R_h e^{-jkH \sin \Delta}) \mathbf{e}_\varphi \quad (5-33)$$

式中, E_θ 和 E_φ 为式(5-22)中所表示的位于坐标原点的自由空间菱形天线辐射电场的 θ 和 φ 分量。 $\mathbf{E}_1$ 为考虑大地时在上半空间的辐射场, H 为菱形天线的高度。

由于计算的是远区的辐射场,当通信距离较远时,到达接收天线的入射波的入射角 Δ 很小,由反射系数的计算公式(3-81)和式(3-82)可以看出,当 Δ 很小时,垂直极化波的反射系数 R_v 和水平极化波的反射系数 R_h 均接近于 -1 ,因此,常将大地近似为理想导体,将大地的反射系数近似为 -1 。将 $R_v = -1$ 和 $R_h = -1$ 代入式(5-33),可得理想导电大地上方菱形天线的辐射电场为

$$\mathbf{E} = 2j(E_\theta \mathbf{e}_\theta + E_\varphi \mathbf{e}_\varphi) \sin(kH \sin \Delta) \quad (5-34)$$

理想导电地面上菱形天线的方向函数为

$$f(\theta, \varphi) = 8 \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1 - \sin\theta \cos(\Phi - \varphi)]\right\}}{1 - \sin\theta \cos(\Phi - \varphi)} \frac{\sin\left\{\frac{kl}{2}[1 - \sin\theta \cos(\Phi + \varphi)]\right\}}{1 - \sin\theta \cos(\Phi + \varphi)} \times \sqrt{\cos^2 \theta \sin^2 \Phi \sin^2 \varphi + \sin^2 \Phi (\cos \varphi - \sin \theta \cos \Phi)^2} \sin(kH \sin \Delta) \quad (5-35)$$

由式(5-35)可得,理想导电地面上菱形天线在 $\theta = 90^\circ$ ($\Delta = 0^\circ$) 平面内的方向函数为 0,即在水平方向辐射为 0。

由式(5-35)可得, $\varphi = 0^\circ$ 的平面内的方向函数为

$$\begin{aligned} f(\theta, \varphi) &= 8 \frac{\left[\sin^2 \frac{kl}{2} (1 - \sin \theta \cos \Phi) \right]}{1 - \sin \theta \cos \Phi} \sin \Phi \sin(kH \sin \Delta) \\ &= 8 \frac{\sin^2 \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \Delta \cos \Phi) \right]}{1 - \cos \Delta \cos \Phi} \sin \Phi \sin(kH \sin \Delta) \end{aligned} \quad (5-36)$$

式中,应用了仰角 Δ 与 θ 之间的关系 $\theta = 90^\circ - \Delta$ 。

当菱形天线的几何尺寸为 $\Phi_0 = 65^\circ$ (即 $\Phi = 25^\circ$), $l/\lambda = 4$, 离地高度为 $H/\lambda = 1$ 时,在 $\varphi = 0^\circ$ 的垂直面 (xOz) 内随仰角 Δ 变化的方向图如图 5.8 所示。

实际天线是架设在地面上的,其在垂直平面上的最大辐射方向的仰角是和架设电高度 H/λ 直接相关的,频率的改变将引起垂直平面方向图的变化,这限制了天线的方向图带宽,一般仅能做到 2:1 或 3:1。菱形天线的输入阻抗带宽通常可达到 5:1。常用的单菱形天线的增益系数可达 100 左右,工作波段覆盖系数为 2~2.5 倍,天线的特性阻抗为 700~800 Ω 。菱形天线主要应用于中、远距离的短波通信中,它在米波和分米波段也有应用。这一天线的主要优点是结构简单、造价低、方向性强、带宽宽;主要缺点是效率较低,一般为 50%~80%,副瓣电平高,占地面积大。

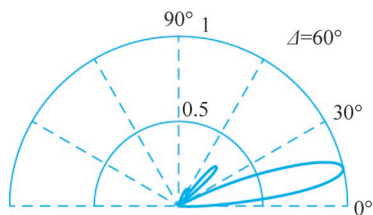
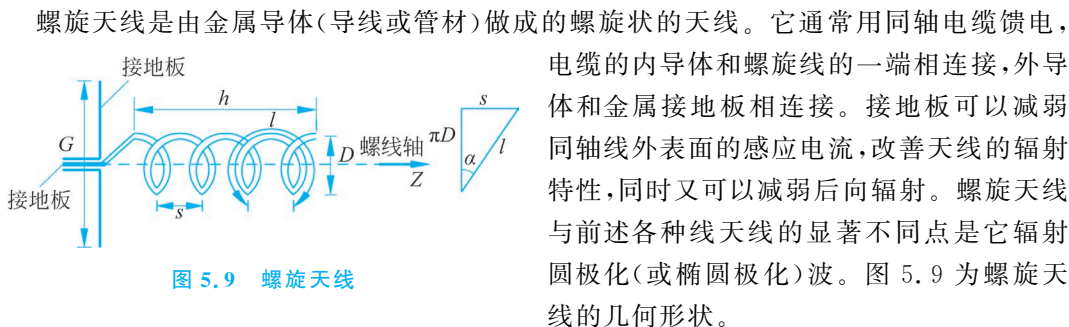


图 5.8 架在理想地面上的菱形天线垂直面的方向图

5.2 螺旋天线

5.2.1 螺旋天线的基本构成



在图 5.9 中, D 为螺旋的直径;

s 为螺距, 即每圈之间的距离;

α 为螺距角, $\alpha = \arctan\left(\frac{s}{\pi D}\right)$;

l 为螺旋一圈的周长, $l = \sqrt{(\pi D)^2 + s^2} = \frac{s}{\sin \alpha}$;

N 为圈数;

h 为螺旋的轴长, $h = Ns$;

G 为接地板的直径。

螺旋天线的特性取决于螺旋直径与波长的比值 D/λ 。随着 D/λ 值由小变大, 螺旋天线的最大辐射方向将发生显著的变化。当螺旋直径很小, $D/\lambda < 0.18$ 时, 螺旋天线在垂直于螺旋轴线的平面内有最大辐射, 并且在这个平面上得到圆形对称的方向图, 如图 5.10(a) 所示, 类似于电流元的方向图, 具有这种辐射特性的螺旋天线称为边射型或法向模螺旋天线。当 $D/\lambda = 0.25 \sim 0.46$ 时, 螺旋天线在其轴线的方向上有最大辐射, 如图 5.10(b) 所示, 这种螺旋天线称之为端射型或轴向模螺旋天线。当比值 $D/\lambda > 0.46$ 时, 会获得圆锥形的方向图, 如图 5.10(c) 所示。

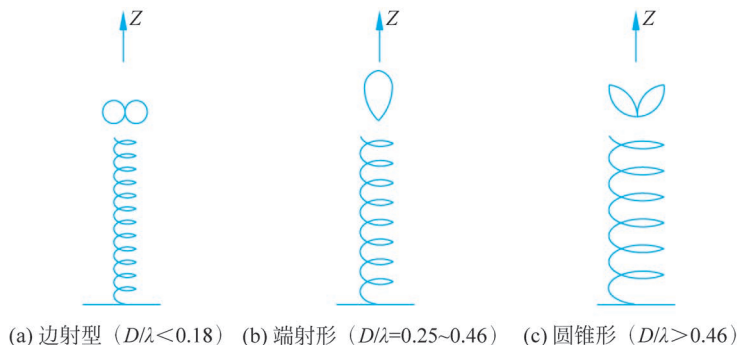


图 5.10 螺旋天线的 3 种辐射状态

下面分析螺旋天线的两种有实用意义的典型情况。

5.2.2 法向模螺旋天线

法向模螺旋天线广泛应用于短波及超短波的各类小型电台中。法向模螺旋天线的结构如图 5.10(a)所示,螺旋线是空心的或绕在低耗的介质棒上,圈的直径可以是相等的,也可以随高度逐渐变小,圈间的距离可以是等距的或变距的。它实际上是一分布式的加载天线,在整个天线中作电感性加载。

可以将法向模螺旋天线看成是由 N 个合成单元组成,每一个单元又由一个小环和一电基本振子构成。由于环的直径很小,因此合成单元上的电流可以认为是等幅同相的,如图 5.11 所示。

由式(1-35)可知,自由空间小环产生的远区电场只有 E_φ 分量,即

$$E_\varphi = \frac{120\pi^2 AI}{\lambda^2 r} \sin\theta e^{-jkr} \quad (5-37)$$

式中, $A = \pi D^2/4$ 为小环的面积。自由空间电基本振子的远区电场由式(1-15)可知只有 E_θ 分量,即

$$E_\theta = j \frac{60\pi s I}{\lambda r} \sin\theta e^{-jkr} \quad (5-38)$$

式中, s 为螺距,也为电基本振子的长度。因此单个合成单元在空间所产生的电场为式(5-37)与式(5-38)之和。由式(5-37)和式(5-38)可知, E_φ 和 E_θ 在相位上差 90° , 在空间上正交,其合成电场将为椭圆极化波。电场分量比为

$$\left| \frac{E_\theta}{E_\varphi} \right| = \frac{s\lambda}{2\pi A} = \frac{2s\lambda}{(\pi D)^2} \quad (5-39)$$

当 $\left| \frac{E_\theta}{E_\varphi} \right|$ 大于 1 时,等于极化椭圆的轴比;当 $\left| \frac{E_\theta}{E_\varphi} \right|$ 小于 1 时,等于极化椭圆轴比的倒数;当 $\left| \frac{E_\theta}{E_\varphi} \right|$ 等于 0 时(同时 $s=0$),相当于环水平极化;当 $\left| \frac{E_\theta}{E_\varphi} \right|$ 等于 ∞ 时(同时 $D=0$),相当于偶极子垂直极化;当 $\left| \frac{E_\theta}{E_\varphi} \right|$ 等于 1 时,就是圆极化。此时,由式(5-39)得

$$D = \frac{1}{\pi} \sqrt{2s\lambda} \quad (5-40)$$

沿螺旋线的轴线方向的电流分布接近正弦分布。设每单位轴长的圈数为 N_1 , $N_1 = 1/s = N/h$ 。当 $N_1 D^2/\lambda \leq 0.2$ 时,螺旋线上电流的导波波长为

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 + 20(N_1 D)^{2.5} \left(\frac{D}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}}} \quad (5-41)$$

式中, λ 为自由空间波长, $\lambda_g < \lambda$ 。这样可确定法向模螺旋天线的轴向长度 h 为

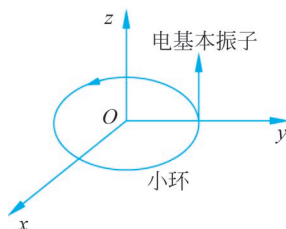


图 5.11 法向模螺旋天线一圈的等效示意图

$$h = \frac{\lambda_g}{4} = \frac{\lambda}{4 \sqrt{1 + 20(N_1 D)^{2.5} \left(\frac{D}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}}} \quad (5-42)$$

这时天线工作在自谐振状态,输入阻抗为纯电阻。

5.2.3 轴向模螺旋天线

如图 5.10(b)所示,轴向模螺旋天线的结构沿轴线方向有最大辐射,辐射场是圆极化波,天线导线上的电流按行波分布,因此其输入阻抗等于线的特性阻抗并近似为纯电阻,具有宽频带特性。其增益为 15dB 左右,螺旋一圈的周长接近一个波长,并比螺距要大得多,因而可近似认为它是单纯由 n 个平面圆环组成的天线阵。

采用如图 5.12 所示的坐标系,先研究单个平面圆环的辐射特性。为方便起见,假设一圈的周长等于一个波长,则 N 圈的螺旋天线的总长度就等于 $N\lambda$ 。沿线电流不断向空间辐射,到达螺旋终端时能量就很少了,终端反射也很少,可以认为沿线传输的是行波电流。假设在某一瞬间 t_1 时圆环上的电流分布如图 5.13(a)所示,其中,图 5.13(b)是将圆环展成直线后的瞬时电流分布。

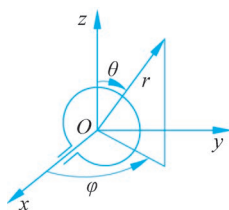
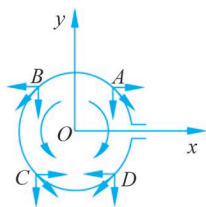
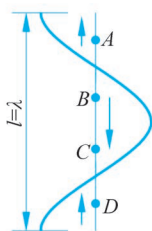


图 5.12 单个平面圆环



(a) 圆环上的电流分布



(b) 圆环展开后的电流分布

图 5.13 t_1 时刻环天线上的电流分布

在平面圆环上,对称于 x 轴和 y 轴分布的 A 、 B 、 C 、 D 四点的电流都有 x 分量和 y 分量。由图 5.13(a)可知,

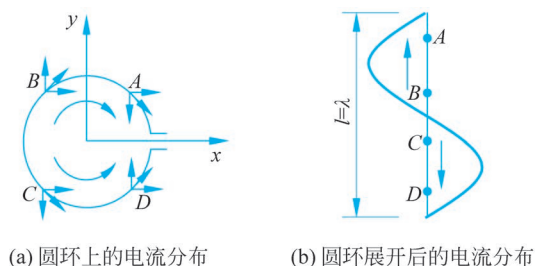
$$\begin{cases} I_{xA} = -I_{xB} \\ I_{xC} = -I_{xD} \end{cases} \quad (5-43)$$

式(5-43)对于任何两个对称于 y 轴的点都是正确的。因此在 t_1 时刻,对轴向辐射有贡献的只是 I_y 分量,且它们是同相叠加,其辐射只有 E_y 分量。

由于线上载有行波,线上的电流分布将随时间而沿线移动。现在来看另一时刻 t_2 ,且 $t_2 = t_1 + \frac{T}{4}$ (T 为周期),此时电流分布如图 5.14 所示。图 5.14 中对称点 A 、 B 、 C 、 D 上的电流发生了变化:

$$\begin{cases} I_{yA} = -I_{yB} \\ I_{yC} = -I_{yD} \end{cases} \quad (5-44)$$

同理,此时电流的 y 分量被抵消而 x 分量都是同相的,所以轴向辐射场只有 E_x 分量。这就说明经过时间 $\frac{T}{4}$ 后,轴向辐射的电场矢量在空间旋转了 90° 。同理,若经过一个周期,

图 5.14 t_2 时刻环天线上的电流

电场矢量将要旋转 360° 。由此可见,当平面环一圈周长 $l=\lambda$,且线上载有行波时,在轴向将形成一个随时间不断旋转的圆极化场。在包含 z 轴的平面内,方向函数近似为 $\cos\theta$ 。

把轴向模螺旋天线看成是由 N 个平面圆环组成的天线阵,则它的总方向图为单个圆环的方向图与其阵因子的乘积。其阵因子与 N 单元直线阵相似。

$$f(\psi) = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{N \sin \frac{\psi}{2}} \quad (5-45)$$

式中, $\psi = ks \cos\theta + \alpha_1$, s 和 α_1 分别是相邻两圈间的距离和电流的相位差。

轴向模螺旋天线的理论设计相当复杂。实际工程计算中常常按照给定的方向系数或主瓣宽度,使用由大量测试归纳得到的经验公式。在满足螺距角 $\alpha = 12^\circ \sim 16^\circ$,圈数 $N > 3$,圈长 $l = \left(\frac{3}{4} \sim \frac{4}{3}\right)\lambda$ 的条件时,该天线的主要特性由下列经验公式给出:

(1) 天线的增益和方向系数

$$G \approx D = 15 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \frac{Ns}{\lambda} \quad (5-46)$$

(2) 方向图的半功率张角(主瓣宽度)

$$2\theta_{0.5} = \frac{52}{\frac{l}{\lambda} \sqrt{\frac{Ns}{\lambda}}} (^\circ) \quad (5-47)$$

(3) 方向图零功率张角(主瓣两侧零点间的宽度)

$$2\theta_0 = \frac{115}{\frac{l}{\lambda} \sqrt{\frac{Ns}{\lambda}}} (^\circ) \quad (5-48)$$

(4) 输入阻抗

$$Z_{in} \approx R_{in} \approx 140 \frac{l}{\lambda} (\Omega) \quad (5-49)$$

(5) 极化椭圆的轴比为

$$|AR| = \frac{2N+1}{2N} \quad (5-50)$$

由于螺旋天线在 $l = \left(\frac{3}{4} \sim \frac{4}{3}\right)\lambda$ 的范围内保持端射方向图,轴向辐射接近圆极化,因而

螺旋天线的绝对带宽可达

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \frac{4/3}{3/4} \approx 1.78 \quad (5-51)$$

天线增益 G 与圈数 N 及螺距 s 有关, 即与天线轴向长度 h 有关。计算结果表明, 当 $N > 15$ 以后, 随 h 增加, G 增加不明显, 所以圈数 N 一般不超过 15 圈。为了提高增益, 可采用螺旋天线阵。

对于一个设计良好的轴向模螺旋天线来说, 由于几乎是纯行波电流传输, 所以输入阻抗是纯电阻。式(5-49)误差较大, 因为真正的输入阻抗还受到馈电点等技术性细节的影响。

当天线上仅有行波存在时, 接地板对天线的影响是很小的。然而由于有其他模式的波存在, 其中包括经天线末端反射返回到馈源区域的波, 这使得接地板的大小和形状对天线的影晌不能忽略, 原则上要求接地板直径至少达到 $3\lambda/4$, 也可以用导线编织成接地栅网来代替实心的接地板, 以减小风障。螺旋导线的直径一般为 $0.005\lambda \sim 0.05\lambda$ 。使用阻抗变换器或者调整从同轴到螺旋起点的连接线的位置可以使得输入阻抗保持在 50Ω 。这种天线广泛用于卫星通信中。

5.3 双锥天线

5.3.1 无限双锥天线

无限双锥天线由两个形状相同的无限长锥形导电面组成, 如图 5.15 所示, 高频振荡电压通过两顶点之间的缝隙馈入。该天线可以用传输线理论来分析。由于其结构是无限长的, 其上电流没有反射波, 因此线上电流为行波分布。缝隙处存在时变的电场, 驱使电流由馈电点处沿着导体面流动。由于结构以 z 轴旋转对称, 所以磁场只有 H_φ 分量。考虑这种双锥传输线的 TEM 模式(所有场对传播方向为横向), 则电场将垂直于磁场, 也即电力线沿 θ 方向, 如图 5.15 所示。

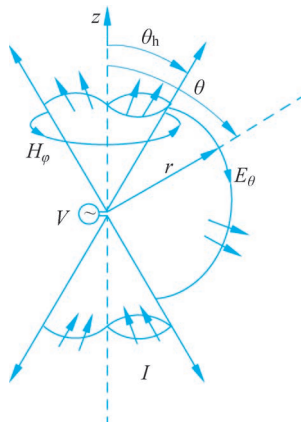


图 5.15 无限双锥天线(图中给出了场分量和电流)

由以上分析可知, 在两锥之外的空间区域, $\mathbf{J} = \mathbf{0}$, $\mathbf{H} = H_\varphi \mathbf{e}_\varphi$, $\mathbf{E} = E_\theta \mathbf{e}_\theta$ 。由麦克斯韦第一方程 $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} + \mathbf{J}$, 可得以下两标量方程

$$\frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} (\sin\theta H_\varphi) = j\omega\epsilon E_r = 0 \quad (5-52)$$

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) = j\omega\epsilon E_\theta \quad (5-53)$$

由式(5-52)可得 $\frac{\partial}{\partial\theta} (\sin\theta H_\varphi) = 0$, 于是

$$H_\varphi = \frac{A(r, \varphi)}{\sin\theta} \quad (5-54)$$

$A(r, \varphi)$ 为只与 r 和 φ 有关的函数。由于无限双锥天线以 z 轴旋转对称, 因此 $A(r, \varphi) = A(r)$, 只与 r 有关。

由于该结构的远区场为按 $\frac{1}{r}$ 衰减的场,因此可以将式(5-54)表示为

$$H_{\varphi} = H_0 \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \frac{1}{\sin\theta} \quad (5-55)$$

将式(5-55)代入式(5-53),得

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= \frac{-1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{r} \frac{H_0}{4\pi\sin\theta} \frac{\partial}{\partial r} (e^{-j\beta r}) = \frac{\beta H_0}{\omega\epsilon} \frac{1}{r} \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi} \frac{1}{\sin\theta} \\ &= \eta H_0 \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \frac{1}{\sin\theta} \end{aligned} \quad (5-56)$$

由式(5-55)和式(5-56)可得, $E_{\theta} = \eta H_{\varphi}$, 由式(5-56)得归一化方向函数为

$$F(\theta) = \frac{\sin\theta_h}{\sin\theta}, \quad \theta_h < \theta < \pi - \theta_h \quad (5-57)$$

式中, θ_h 为锥的半张角。可见,无限双锥的归一化方向函数只与锥的半张角 θ_h 有关,而 θ_h 不随频率变化,因此双锥天线的方向性频宽为无限宽。下面求无限双锥天线的输入阻抗,如图 5.15 所示,端口电压可以通过沿 e_{θ} 方向的线积分求得

$$V(r) = \int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} E_{\theta} r d\theta \quad (5-58)$$

将式(5-56)代入,得

$$\begin{aligned} V(r) &= \frac{\eta H_0}{4\pi} e^{-j\beta r} \int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} \frac{1}{\sin\theta} d\theta = \frac{\eta H_0}{4\pi} e^{-j\beta r} \left[\ln \left| \tan \frac{\theta}{2} \right| \right]_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} \\ &= \frac{\eta H_0}{2\pi} e^{-j\beta r} \ln \left(\cot \frac{\theta_h}{2} \right) \end{aligned} \quad (5-59)$$

如图 5.15 所示,圆锥上的总电流可以通过积分电流密度 $\mathbf{J}_s$ 求得,积分路径为围绕圆锥积分一周。由导体表面上的边界条件得圆锥表面的面电流密度为

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{e}_n \times \mathbf{H} = \mathbf{e}_{\theta} \times \mathbf{e}_{\varphi} H_{\varphi} = \mathbf{e}_r H_{\varphi} \quad (5-60)$$

于是上圆锥上的电流为

$$I(r) = \int_0^{2\pi} H_{\varphi} r \sin\theta_h d\varphi = 2\pi r H_{\varphi} \sin\theta_h \quad (5-61)$$

将式(5-55)代入式(5-61),得

$$I(r) = \frac{H_0}{2} e^{-j\beta r} \quad (5-62)$$

由式(5-59)和式(5-62)可得,对于任意 r 值,无限双锥的特性阻抗为

$$W_0 = \frac{V(r)}{I(r)} = \frac{\eta}{\pi} \ln \left(\cot \frac{\theta_h}{2} \right) \quad (5-63)$$

可见,无限双锥的特性阻抗沿线为一常数。由于线上为行波,所以输入阻抗 Z_{in} 与特性阻抗相等。因此双锥天线的输入阻抗也只与 θ_h 有关,阻抗频宽也为无限宽,因此双锥天线的频带宽度为无限。将 $\eta \approx 120\pi$ 代入式(5-63),得自由空间的无限双锥天线输入阻抗为

$$Z_{in} = W_0 = 120 \ln \left(\cot \frac{\theta_h}{2} \right) \quad (5-64)$$

当 $\theta_h = 1^\circ$ 时, $Z_{in} = 569 + j0(\Omega)$; 当 $\theta_h = 50^\circ$ 时, $Z_{in} = 91 + j0(\Omega)$ 。

若将下面那个圆锥变成一个理想的无限大地面,便形成了理想地面上的无限长单圆锥天线。由镜像法容易推知,其输入阻抗必为对应的无限双锥阻抗的一半,其在地面上方的方向性与无限长双锥在上半空间的相同。

5.3.2 有限双锥天线

由式(5-57)和式(5-64)可知,无限双锥天线的特性不随频率变化,其带宽是无限宽的。

实际应用中的双锥天线不可能是无限长的,有限长双锥天线如图 5.16 所示。半锥的高度为 h ,除了 TEM 主模,由于双锥末端的反射,线上还有高次模存在。天线电抗主要是由高次模引起的。此时线上的电流分布为驻波分布,输入阻抗不等于线的特性阻抗。

当图 5.16 中的半顶角 θ_h 增大时,双锥天线的带宽逐渐变宽,且可使输入阻抗的电抗部分保持最小。有限长双锥天线可以获得从单锥高度达 $\lambda/4$ 到 $\lambda/2$ 范围内的 2:1 的阻抗带宽。其宽频带特性也可从振子线径增粗的角度来理解。

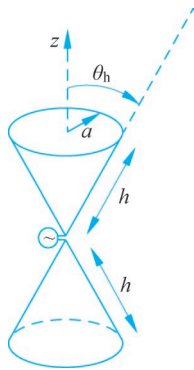


图 5.16 有限长双锥天线

5.4 套筒天线

由前面的分析可知,对称振子天线的频带很窄,这主要是由于它的阻抗带宽很窄造成的。如果能够提高它的阻抗带宽,则整个天线的带宽就可以得到增大。前面介绍的增大振子的线径可以提高其阻抗带宽,但是并不能使带宽增加很多。而套筒天线使地面上的单极子天线的阻抗带宽得到很大的提高。

套筒天线的结构如图 5.17(a)所示,它是在地面上的单极子外围加一个管状导体套筒而形成的。设套筒天线的高度为 h ,套筒的高度为 h_1 ,在套筒外的单极子的高度为 h_2 ,称为辐射器。套筒的直径为 D ,单极子的直径为 d 。套筒的长度一般为 $1/3$ 到 $1/2$ 单极子的高度。加入套筒之后,由于单极子的耦合,套筒内臂感应出与套筒内单极子上相反的电流,相当于同轴馈线的外导体,外臂上感应出与套筒内单极子相同方向的电流,起辐射元的作用,如图 5.17(b)所示。

$h=\lambda/4$ 和 $\lambda/2$ 的单极子上的电流分布分别如图 5.17(c)和(d)所示。当 $h=\lambda/4$ 时,馈点上的电流为波腹值 I_m 。当 $h=\lambda/2$ 时,馈点上的电流很小。半波对称振子和全波对称振子归算于波腹点电流的辐射电阻分别为 73.1Ω 和 200Ω ,相应地,在地面上的 $h=\lambda/4$ 和 $\lambda/2$ 的单极子天线的辐射电阻为其一半,分别为 $R_{m1}=36.55\Omega$ 和 $R_{m2}=100\Omega$ 。归算于输入端电流的辐射电阻为

$$R_{01} = \frac{I_m^2}{I_{01}^2} R_{m1} = \frac{I_m^2}{I_{01}^2} \times 36.55 \quad (5-65)$$

$$R_{02} = \frac{I_m^2}{I_{02}^2} R_{m1} = \frac{I_m^2}{I_{02}^2} \times 100 \quad (5-66)$$

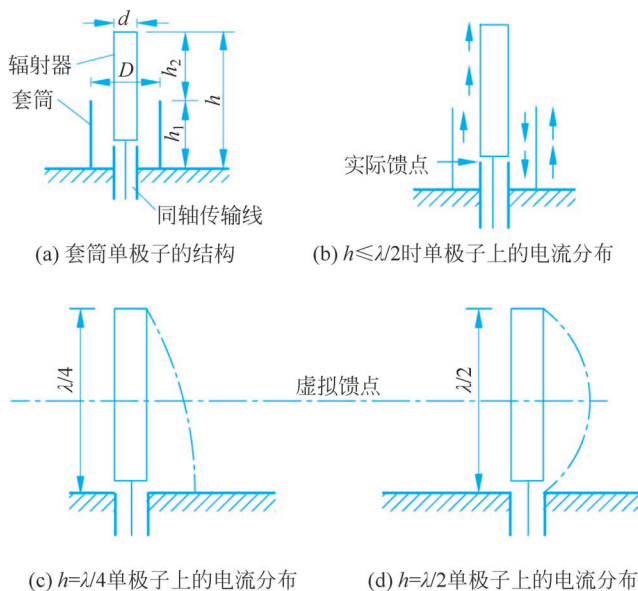


图 5.17 套筒单极子天线

当天线的损耗很小时,天线的输入电阻与天线的归算于输入端电流的辐射电阻相等,所以有

$$R_{in1} = R_{01} = \frac{I_m^2}{I_{01}^2} \times 36.55\Omega \quad (5-67)$$

$$R_{in2} = R_{02} = \frac{I_m^2}{I_{02}^2} \times 100\Omega \quad (5-68)$$

由于 I_{02} 很小,则 $\frac{I_m^2}{I_{02}^2}$ 是一个远大于 1 的数,而 $I_{01} = I_m$,所以 $\frac{I_m^2}{I_{01}^2} = 1$,因此,地面上单极子长度为 $\lambda/2$ 的输入电阻远大于地面上单极子长度为 $\lambda/4$ 的输入电阻。当频率变化时,输入电阻发生了很大的变化,单极子的阻抗带宽很窄。这是由于线上的电流为驻波分布,馈点处的电流随频率变化大而引起的。若能使馈点处的电流随频率变化小,则可提高阻抗频带宽度,从而提高整个天线的带宽。

如图 5.17 所示,套筒天线的实际馈点在馈线与单极子的连接处。由于套筒的加入,在套筒的上端形成了一个虚拟的馈点,因此,套筒将单极子的馈点提高了。由图 5.17 可以看出,当套筒的高度分别为 $h = \lambda/4$ 和 $\lambda/2$ 时,虚拟馈点处的电流只有微小变化,如图 5.17 中虚线位置所示。因此,套筒天线的输入阻抗在至少一个倍频程中保持近似不变,在此范围内,天线方向图的变化也不大。

套筒单极子天线的第一个谐振发生在单极子长度 $h = \lambda/4$ 时,第一谐振点可于天线工作频率的低频端来设计,因此,套筒天线的高度为 $h = \lambda_{\max}/4$ 。 h_2/h_1 的值通过实验得到,当其等于 2.25 时,可以在 4:1 的频程中给出最佳方向图(基本上不随频率变化)。当套筒直径与单极子直径的比值 $D/d = 3.0$ 时, VSWR 可做到不劣于 8:1。 h_2/h_1 的值对 $h \leq \lambda/2$ 的套筒天线影响很小,因为在套筒外壁的电流将具有与单极子本身的顶部电流近似的相位,如图 5.17(b)所示。但对于更长的电长度, h_2/h_1 的比值对于辐射方向图具有显著的影响,

因为套筒外壁电流的相位将不会再与单极子顶部的相位相同。

由上面的分析可以看出,套筒天线是通过改变天线馈电点的位置,使馈点处的电流随频率变化很小,从而增加地面上的单极子天线阻抗带宽来实现宽频带的。除了套简单极子,还有套筒振子天线,它是在对称振子上加上套筒以展宽频带的天线。

5.5 非频变天线

5.5.1 非频变天线的基本概念

在现代通信中,要求天线具有更宽的工作频带特性。以扩频通信为例,扩频信号带宽较之原始信号带宽远远超过 10 倍,因此常希望天线特性在一个很宽的频带保持不变。把具有 10:1 或更宽带宽的天线称为非频变天线。理想的非频变天线具有不随频率变化的方向图、阻抗、极化和相位中心。几乎没有天线能同时满足这些标准。

下面主要介绍两种类型的非频变天线:平面螺旋天线和对数周期天线。

5.5.2 平面螺旋天线

1. 等角螺旋天线

如图 5.18(a)所示的等角螺旋天线的公式为

$$r = r_0 e^{\alpha\phi} \quad (5-69)$$

式中, r 和 ϕ 是极坐标参数, r 为螺旋线矢径, ϕ 为极坐标中的旋转角, r_0 为 $\phi=0^\circ$ 时的起始半径, $\frac{1}{\alpha}$ 为螺旋率,决定螺旋线张开速度的快慢。图 5.18(b)中双臂用金属片制成,其一金属臂的两边缘的曲线公式为

$$r_1 = r_0 e^{\alpha\phi} \quad (5-70)$$

$$r_2 = r_0 e^{\alpha(\phi-\delta)} \quad (5-71)$$

第二个边缘和第一个边缘为相同的螺旋曲线,但转过一个角度 δ 。

另一金属臂两边缘的曲线公式为

$$r_3 = r_0 e^{\alpha(\phi-\pi)} \quad (5-72)$$

$$r_4 = r_0 e^{\alpha(\phi-\delta-\pi)} \quad (5-73)$$

可见第二片是第一片旋转 180° 后形成的。 r_1 和 r_2 构成一个金属臂, r_3 和 r_4 构成另外一个金属臂,二者构成双臂等角平面螺旋天线。上面各式中的常数 α 、 δ 、 r_0 分别决定螺线的变化率、金属臂宽度(即 r_1 旋转到 r_2 的角度)和馈电区的大小。当 $\delta=\pi/2$ 时,图 5.18(b)的结构是自补的。在自补的情况下,方向图的对称性最好。

图 5.18(b)结构是理想无穷大结构的一部分,是在两圆之间截取的等角平面螺旋天线,小圆内为馈电区,与馈电系统连接,馈线可以是双线或同轴电缆。在馈电端馈电时,电流将沿两臂向外传输。在螺旋的开始阶段任一波长的电流的电流密度很大,衰减缓慢;随着离中心距离的增加,进入“作用区”(或称辐射区),作用区(辐射区)位于周长为一个波长的区域,这将在下面的阿基米德螺旋天线中进行解释。在作用区中,由于相邻臂上的电流同相,

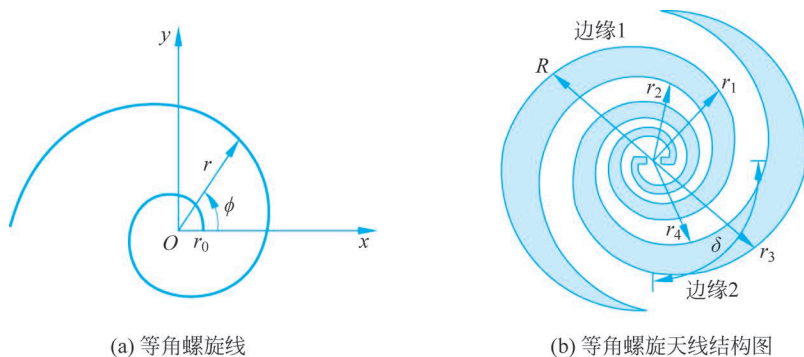


图 5.18 等角螺旋天线

会形成能量的有效辐射,此时电流密度下降很快,这是由于螺旋臂上导波的能量绝大部分在这个作用区辐射出去了。当电流流过作用区之后,由于相邻螺旋线上的电流不再同相,辐射减弱。随着波长的变化,作用区将发生变化,该天线在整个工作频带内保持大致相同的方向性和阻抗值。

工作频带的上限频率 f_U 由馈电结构决定。馈电区的周长满足以下等式 $2\pi r_0 = \lambda_U = c/f_U$ 。下限频率通过天线的最大半径 R 来得到,下限频率为 $f_L = \frac{c}{\lambda_L} = \frac{c}{2\pi R}$ 。当螺旋天线为自补结构时,其输入阻抗为 $(188.5 + j0)\Omega$ 。实际测量的阻值为 $(120 + j0)\Omega$ 。这是由金属的有限厚度及同轴线的存在引起的。

在如图 5.18(a)所示的坐标系中,场方向图近似为 $\cos\theta$ (θ 为场点和原点连线与 z 轴的夹角),可得其半功率波束宽度为 90° 。辐射波的极化在一个宽角度范围内接近圆极化,极化的方向取决于螺旋张开的方向。

2. 阿基米德螺旋天线

另一种常用的平面螺旋天线是阿基米德螺旋天线,如图 5.19 所示。两条阿基米德螺旋线的极坐标方程分别为

$$\begin{cases} r = r_0 + \alpha\phi \\ r = r_0 + \alpha(\phi - \pi) \end{cases} \quad (5-74)$$

式中, r_0 是对应于 $\phi = 0^\circ$ 的矢径。 α 是螺旋增长率。阿基米德螺旋线关于角度成线性比例关系,而不是像等角螺旋线那样呈指数关系,因此其变化速度相对比较缓慢。

下面分析阿基米德螺旋天线辐射的有效作用区。由于在馈点处,两臂上馈入的电流反相,在馈点与有效作用区之间,相邻两臂上电流接近反相,其产生的场在远区相互抵消。如图 5.20 中 P 和 P' 点处的两线段,设 $\overline{OP} = \overline{OQ}$,即 P 和 Q 为两臂上对应点,对应线段上电流的相位差为 π 。电流由 Q 点沿螺臂流到 P' 点的弧长近似等于 πr ,这里 r 为 $\overline{OQ}$ 的长度。当 r 远小于波长时, πr 很小, P' 与 Q 点的相位相差不大,则 P 和 P' 点接近反相。随着 πr 的增大, P 和 P' 的相位差逐渐减小。当 $\pi r = \lambda/2$ 时,则 P' 点电流的相位与 Q 点反相,与 P 点同相。此时, P 和 P' 处两线段的辐射是同相叠加而非相消的,将形成有效的辐射。因此天线的主要辐射是集中在 $r = \lambda/2\pi$ 或周长 $2\pi r = \lambda$ 的螺线上,此区域称为有效辐射带。超

出有效作用区的电流变得很小,因为大部分的能量已经在有效作用区部分辐射出去了。有效作用区在天线上是随着工作频率而移动的。当频率下降时,有效作用区移向螺旋线偏外的部分,但天线的方向图不会发生很大的变化。故阿基米德螺旋天线也具有宽频带特性,但它不是一个真正的非频变天线,因为电流在流过工作区后不明显减小,必须在末端加载,以避免波的反射。

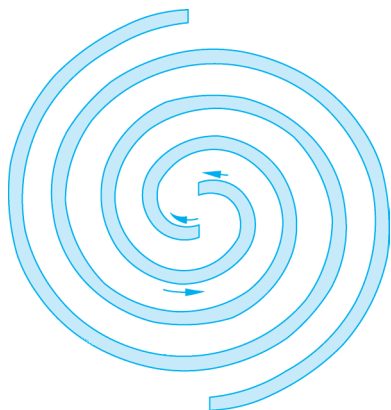


图 5.19 阿基米德螺旋天线

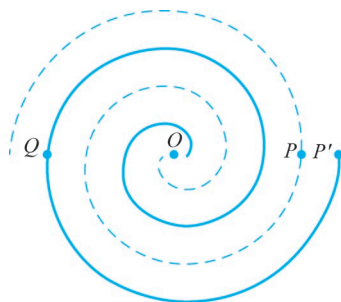


图 5.20 阿基米德螺旋天线示意图

下面分析一下天线的圆极化特性。在有效作用区,沿螺旋四分之一圈的点有 90° 的相差,电流在空间上是正交的,且电流的幅度也几乎相等,因此可以在空间产生圆极化辐射。这与周长为一个波长的载行波的轴向模螺旋天线的分析类似。阿基米德螺旋天线在垂直于螺旋面方向上会产生较宽的主波束。但在很多的应用中往往只需要单方向的波束。可在这一天线面的一侧加一圆柱形反射腔构成背腔式阿基米德螺旋天线,它可以嵌装在运载体的表面下。这一天线在 $10:1$ 的带宽范围内具有 90° 的半功率波瓣宽度、 $2:1$ 的 VSWR 和在垂直于天线面的方向上 1.1 的极化轴比。

阿基米德螺旋天线具有宽频带、圆极化、尺寸小以及可以嵌装等优点,故目前应用越来越广泛。

5.5.3 对数周期天线

非频变天线的另一种概念是:如果使天线的结构尺寸都按特定的比例常数 τ 变化,那么,当工作频率变化 τ (或 $\frac{1}{\tau}$) 倍后,天线又呈现出原来的结构和特性。基于这个概念得到的天线,称为对数周期天线。本节将讨论这类天线。对数周期天线的主要特性(方向性、阻抗等)以频率的对数重复。目前,对数周期天线在短波、超短波和微波波段范围内都获得了广泛的应用。例如,在短波波段,可作为通信天线;在微波波段,可作为抛物面天线或透镜天线的初级辐射器。

1. 对数周期天线的结构特点

对数周期天线的种类可分金属片型和导线型两大类,前者又有圆形齿和梯形齿之分,后者又有梯形与振子形多种。

本章主要介绍如图 5.21 所示的对数周期振子阵天线(LPDA),它的相关尺寸都呈现同一等比关系 τ 。这种天线的每个对称振子,在其单臂的电长度为 $\lambda/4$ 时谐振,此时辐射能力最强。与其相邻前、后两个对称振子,一个视作反射器,另一个视作引向器,三者构成一组定向天线,并形成一个作用区。如果对数周期振子阵天线的振子数无限多,则当在中心馈电,频率为 f 时所具有的一切特性,将在 $\tau f, \tau^2 f, \dots, \tau^n f$ 频率上重复(n 为正整数),因而天线的性能随工作频率作周期性的变化。在一个周期内,天线的性能只有微小的变化,可近似认为它的电性能具有不随频率而变的非频变特性。

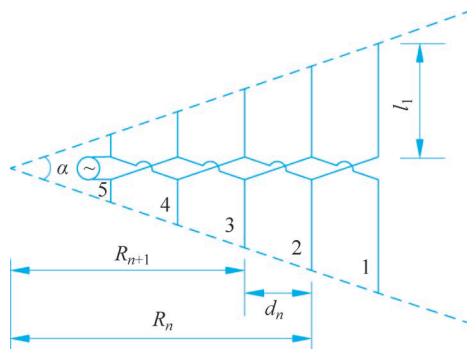


图 5.21 对数周期振子阵天线的结构

2. 对数周期天线的工作原理

现以对数周期振子阵天线为例,介绍它的工作原理。假定工作频率为 $f_1(\lambda_1)$ 时,只有第 1 个振子工作,其电尺寸为 $l_1/\lambda_1=1/4$,其余振子均不工作;当工作频率升高到 $f_2(\lambda_2)$ 时,只有第 2 个振子工作,电尺寸为 $l_2/\lambda_2=1/4$,其余振子均不工作;当工作频率升高到 $f_3(\lambda_3)$ 时,只有第 3 个振子工作,电尺寸为 $l_3/\lambda_3=1/4$;以此类推。显然,如果这些频率能保证

$$\frac{l_1}{\lambda_1} = \frac{l_2}{\lambda_2} = \frac{l_3}{\lambda_3} = \dots = \frac{l_n}{\lambda_n} = \frac{1}{4} \quad (5-75)$$

则在这些频率上天线可以具有不变的电特性。因为对数周期振子阵天线各振子尺寸满足 $\frac{l_{n+1}}{l_n} = \tau$,为使此式得到满足,要求这些频率满足

$$\frac{f_{n+1}}{f_n} = \frac{1}{\tau} \quad (5-76)$$

如果将 τ 取得十分接近 1,则能满足以上要求的天线的工作频率就趋近连续变化。假如天线的几何结构无限大,那么该天线的工作频带就可以达到无限宽。对式(5-76)取对数可以得到

$$\ln f_{n+1} = \ln f_n + \ln \frac{1}{\tau} \quad (5-77)$$

式(5-77)表明,只有当工作频率的对数作周期性变化时(周期为 $\ln \frac{1}{\tau}$),天线的电性能才保持不变,因此,将此种天线称为对数周期天线。

实验证明,对数周期振子阵天线上存在一个“辐射区”或“作用区”。在每一个频率周期内,天线只有一部分振子在辐射,而其余振子基本上不参与辐射。这一部分起作用的振子为作用区(或称辐射区)。在此区域内,振子长度接近谐振长度(即 $2l \approx \frac{\lambda}{2}$),所以振子阻抗具有较大的电阻分量,振子上电流很大,可产生很强的辐射。作用区随着工作波长的增大,在如图 5.21 所示的结构中自顶点由左向右移动。作用区的电尺寸及电位置(以波长计的离开

顶点的距离)是不随频率而变的,因而对数周期天线的电特性与频率无关。作用区所包含的振子数与 τ 值有关。当 τ 值较小(例如 $\tau \leq 0.5$)时,只有少数几个振子起作用;当 τ 值较大(例如 $\tau \geq 0.8$)时,起作用的振子数目就比较多。

图 5.21 中作用区的左侧通常称作传输线区,在此区域内,振子长度比谐振长度小(即 $2l < \frac{\lambda}{2}$),所以振子呈现出相当高的容性阻抗。当振子电流很小时,其辐射也非常弱。从能量传输的角度看,它相当于有负载的传输线,由馈源供给的电磁能量将沿此区域输送到作用区。当电磁波继续向前传输时,对应振子的电长度逐渐增加,其辐射能力也将逐渐增强。当达到谐振长度时,振子上产生最大电流,辐射能力达到最强,沿传输线传输的绝大部分能量都被此作用区吸收,并向空间辐射出去。此后,少量剩余的电磁能量继续向前推进,便到了作用区的右侧。在此区域内,振子长度比谐振长度大(即 $2l > \frac{\lambda}{2}$),所以振子呈现较大的感抗。通过作用区传输到此区域的微弱能量,又向馈源方向被反射回去,故此区称为反射区。

3. 对数周期天线的馈电方法

对数周期天线的馈电点应置于短振子端。在引向天线中,各振子的电流相位是按反射器、主振子(馈电振子)、引向器的次序依次滞后的。为了使对数周期振子阵天线在较短振子的方向上获得单向辐射特性,就必须使短振子上的电流相位滞后于长振子上的电流相位。通常是采用相邻振子交叉馈电的方式来得到。

由前面对引向天线的分析可知,振子 k 成为振子 $k+1$ 的反射器的条件是电流 i_k 的相位超前于 i_{k+1} 。在对数周期天线中,以传输区的情况为例,其中的振子很短,呈现出相当高的容抗。振子上电流的振幅很小,相位比传输线馈电振子的电流大约超前 90° 。相邻振子间距 d 比波长小得多, βd 为一个不大的角值。若传输线不交叉,则振子 k 电流的相位 ϕ_{ik} 比 $k+1$ 振子电流的相位 ϕ_{ik+1} 滞后 βd_k ,不满足上述相位条件;当传输线交叉时,同一副振子的两臂互换位置后,相邻振子上电流的相位差变为 $\phi_{ik} - \phi_{ik+1} = +(180^\circ - \beta d_k)$, ϕ_{ik} 的相位超前 ϕ_{ik+1} ,满足反射器相位条件,使主要辐射方向指向较短振子一侧。

4. 对数周期天线的电特性

当高频能量从天线馈电点输入以后,电磁能将沿集合线向前传输,传输区的那些振子,电长度很小,输入端呈现较大的容抗,在其输入端的电流很小,其主要影响相当于在集合线的对应点并联上一个附加电容,从而改变了集合线的分布参数,增大集合线的分布电容,使集合线的特性阻抗降低。辐射区是集合线的主要负载,由集合线送来的高频能量几乎被辐射区的振子全部吸收,并向空间辐射。辐射区后面的非谐振区的振子比谐振长度大很多,它们能够得到的高频能量很小,因而能从集合线终端反射的能量也就非常小。如果再加上集合线终端所接的短路支节长度的适当调整,就可以使集合线上的反射波成分降到最低程度,于是可以近似地认为集合线上载行波。因而对数周期振子阵天线的输入阻抗近似地等于考虑到传输区振子影响后的集合线的特性阻抗,其基本上是电阻性的,电抗成分不大。

对数周期振子阵天线为端射式天线,最大辐射方向为沿着集合线从最长振子指向最短振子的方向。因为当工作频率发生变化时,天线的辐射区可以在天线上前后移动而保持相似的特性,其方向图随频率的变化较小。与引向天线类似,其E面方向图总是较H面方向

图要窄一些。对数周期振子阵天线方向图的半功率角与几何参数 τ 、 d 以及 l 有一定关系, 一般 τ 越大, 辐射区的振子数越多, 天线的方向性越强, 方向图的半功率角就越小。对数周期振子阵天线只有辐射区的部分振子对辐射起主要作用, 而并非所有振子都对辐射有重要贡献, 所以它的方向性不可能做到很强。方向图的波束宽度一般都是几十度, 方向系数或天线增益也只有 10dB 左右, 属于中等增益天线。

对数周期振子阵天线的效率较高, 所以它的增益系数近似等于方向系数, 即

$$G = \eta_A D \approx D \quad (5-78)$$

与引向天线相似, 对数周期振子阵天线也是线极化天线。当它的振子面水平架设时, 辐射或接收水平极化波; 当它的振子面垂直架设时, 辐射或接收垂直极化波。对数周期振子阵天线的辐射区对振子长度有一定要求, 它的工作带宽将基本上由最长及最短振子尺寸限制。

本章小结

本章对宽带天线进行了分析和介绍。5.1 节为主要用于短波通信的行波单导线及菱形天线。5.2 节为螺旋天线, 包括螺旋天线的基本构成、法向模螺旋天线、轴向模螺旋天线。5.3 节为双锥天线, 包括无限双锥天线和有限双锥天线。5.4 节为套筒天线。5.5 节为非频变天线, 包括非频变天线的基本概念、平面螺旋天线和对数周期天线, 其中, 平面螺旋天线包括等角螺旋天线和阿基米德螺旋天线。本章对不同天线的宽频带实现方法和各种不同类型的宽频带天线进行了介绍, 使我们对带频带天线有一个全面的了解。