

第3章

典型线天线

3.1 概述

对称振子具有结构简单、馈电方便、成本低廉等优势,但其性能在通信、雷达等领域的应用还存在许多不足。带宽窄是其首要挑战,传统对称振子天线的工作带宽($VSWR < 2.0$)通常仅为中心频率的 $1\% \sim 5\%$,带宽不足导致天线需频繁切换或多天线叠加,这不仅增加了硬件复杂度,还会引发电磁干扰和能量损耗。定向辐射能力弱是另一个核心问题。传统对称振子天线的辐射方向图E面呈8字形,H面为全向分布,半波振子增益为 2.15dBi ,能量集中程度不高。在现代通信场景中,5G基站需通过高增益定向波束实现远距离覆盖与用户跟踪,军事雷达则要求窄波束精确探测目标。基本对称振子为线极化天线,虽然在很多应用中可以满足要求,但在圆极化甚至全极化的场景下还需进一步设计。此外,对称振子天线的电长度(如半波振子长度为 $\lambda/2$)直接取决于工作波长 λ ,在低频段(如HF、VHF频段),波长可达数十米,导致物理长度过大,剖面高度(垂直安装时的高度)难以满足移动设备、车载或便携式场景的低剖面要求,甚至可能引发机械强度(如抗风载)和安装空间的问题。

本章将以对称振子天线为基础,探讨如何提升对称振子性能,进而阐述几种典型天线的设计原理与方法。

3.2 宽带振子天线

3.2.1 天线宽带化方法

天线带宽是描述天线在指定性能指标范围内有效工作的频率范围,是衡量天线频率适应性的核心参数,其本质是天线关键电性能(如阻抗匹配、增益、方向图等)随频率变化的“稳定区间”。对于对称振子天线,前面的分析表明其工作频带较窄,这主要是因为输入阻抗随频率变化剧烈。在对称振子天线的中心频率处,输入阻抗为纯电阻;而当频率发生偏移时,阻抗实部减小,同时产生较大的电抗分量,这会导致输入阻抗与馈线特性阻抗不匹配,从而形成对称振子天线的窄带特性。

如前所述,对称振子输入阻抗与臂长 l 和臂半径 a 有关,当 $l < \lambda/4$ 时输入阻抗呈容性并有不大的输入电阻;当 $l \approx \lambda/4$ 时(半波振子),输入电抗等于零,振子等效为一个串联谐振电路,当 l/λ 继续增大, $\lambda/2 < l < \lambda/4$ 时,输入阻抗呈感性;当 $l \approx \lambda/2$ 时(全波振子),振子相当于一个并联谐振电路,输入电抗为零,电阻有最大值,且该值与振子臂半径 a 关系密切。由此可知,阻抗的剧烈变化是对称振子天线工作带宽变窄的主要因素。因此,若通过改变对称振子的结构参数来调整其阻抗特性,让其随频率变化更加缓慢,则有可能增加对称振子天线的带宽。例如,考虑对称振子天线臂长和臂半径对工作频带的影响。

振子长度与天线谐振频率直接相关,基于缩比关系,当臂长变化时,其谐振频率随之变化,但其相对带宽仍保持不变,如图3.1所示。

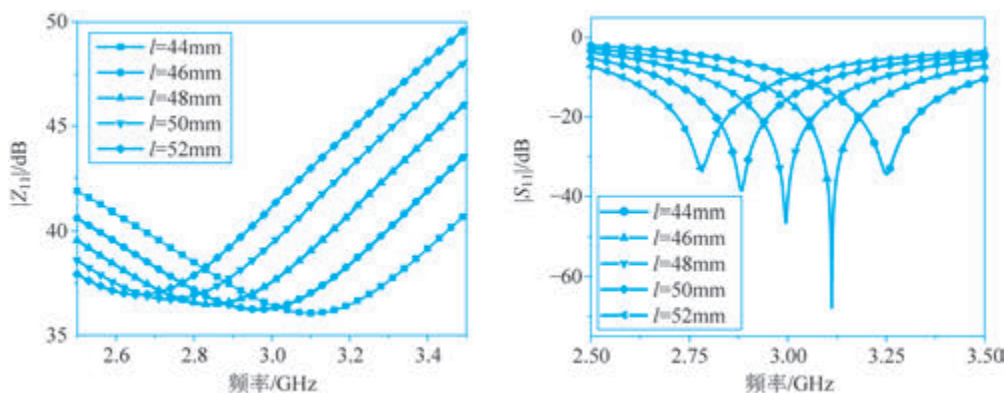


图 3.1 臂长变化对阻抗和带宽的影响

图 3.2 给出了臂半径 a 变化对带宽的影响,对于细振子臂,如臂线径 $\rho_0 = 0.05\text{mm}$ 的圆柱振子,电流趋肤效应显著,阻抗随频率的变化率极高,阻抗曲线呈陡峭的 V 形,带宽通常较窄。随着臂半径增大,也就是粗振子臂,当臂线径增至 $a = 0.75\text{mm}$ (电厚度增加 12 倍),电流分布更均匀,等效分布参数 (L 、 C) 随频率变化平缓,阻抗曲线平坦化,对应的阻抗带宽也有明显拓展。

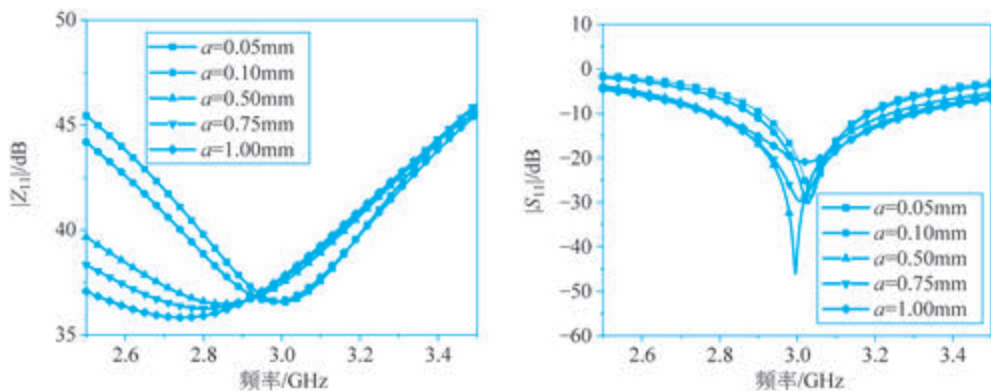


图 3.2 臂半径变化对阻抗和带宽的影响

由此可知,通过增加臂半径,带宽可以提升,但提升效果很有限。因此还可以采用下述方法:

(1) 导体臂粗细的变化。除了改变振子天线臂的半径外,可以通过设计更为复杂的结构,使天线阻抗在更宽的频带上缓慢变化。

(2) 行波结构。根据传输线理论,若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。

(3) 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(有效作用区),如对数周期天线等。

基于上述几种方法,下面通过几种典型天线来详细阐述,如笼形天线、套筒天线、行

波天线、对数周期天线等。

3.2.2 笼形天线

单纯用加粗导线直径的办法展宽工作频带往往不实用。例如,64m〔即 2×10 (高) $+ 2 \times 22$ (长)=64m〕振子天线,导线直径为4mm时,特性阻抗约为 $1\text{k}\Omega$,若用增加直径的办法,使特性阻抗为 350Ω ,根据天线的特性阻抗公式

$$Z_{0A} = 120 \left(\ln \frac{2l}{a} - 1 \right) \quad (3.1)$$

式中, a 为导线半径,可算得天线的导线直径为1.75m。显然,用这样粗的导线作为天线是不现实的。

实际工作中常用几根导线排成圆柱形组成振子的两臂,这样既能有效地增加天线的等效直径,又能减轻天线重量,减少风的阻力,节约材料,这就是笼形天线,其结构如图3.3所示。天线臂通常由6~8根细导线构成,每根导线直径为3~5mm,笼形结构直径为1~3m,其特性阻抗为 $250 \sim 400\Omega$ 。因特性阻抗较低,天线输入阻抗在波段内变化较平缓。

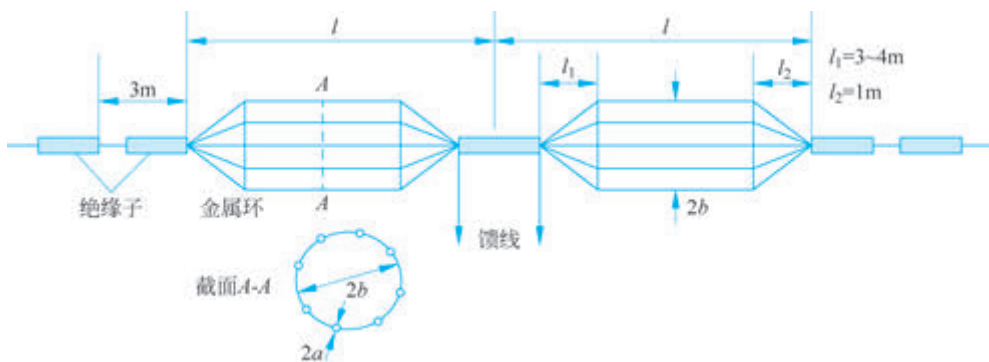


图 3.3 笼形天线结构示意图

由于笼形天线的直径很大,振子两臂在输入端有很大的端电容,这样将使天线与馈线间的匹配变差。为了减小在馈电点附近的端电容,以保证天线与馈线间的良好匹配,振子的半径应从距离馈电点3~4m处逐渐缩小,至馈电处集合在一起。为了减小天线的末端效应,便于架设,振子的两端也应逐渐缩小。

笼形天线的等效半径 a_e 可按下式计算:

$$a_e = b \cdot \sqrt[n]{\frac{na}{b}} \quad (3.2)$$

其中, a 为单根导线半径; b 为笼形部分半径; n 为构成笼的导线根数。若取 $a=2\text{mm}$, $b=1.5\text{m}$, $n=8$,则 $a_e=0.85\text{m}$,上述64m双极天线的特性阻抗为 353.6Ω 。

笼形天线的方向性、尺寸的选择都与对称振子天线相同。笼形天线用于移动式电台是很不方便的,它在固定的通信台站中应用较多。

为了进一步展宽笼形天线的工作频带,可将笼形天线改进为分支笼形天线,如图3.4(a)所示,其等效电路如图3.4(b)所示,开路线3-5、4-6与短路线3-7-4(分支)有着符号相反

的输入阻抗,调节短路线的长度,即改变3和4(见图3.4(a))在笼形天线上的位置,可以改善天线的阻抗特性,展宽频带宽度。

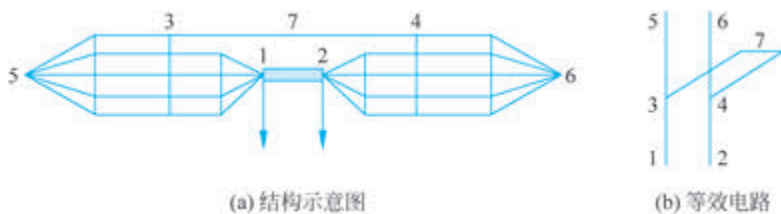


图 3.4 分支笼形天线

3.2.3 套筒天线

前面介绍的增加振子的半径可以提高其阻抗带宽,其本质是阻抗随频率变化更加平缓,但是并不能使带宽增加很多。前面介绍了对称振子匹配时,通过加入扼流套,影响电流分布,进行平衡馈电。受此启发,通过在对称振子上加载一个套,改变电流分布,通过巧妙设计,让阻抗随频率变化更加平缓,这就是套筒天线。套筒结构相当于大幅增加了辐射体的等效半径,使振子天线特性阻抗从传统细振子的数百欧姆降低至百欧姆级,输入阻抗随频率的变化速率大幅放缓, Q 值降低,拓展了阻抗匹配的频率范围。

套筒天线中有一个对应的结构——套筒振子,其如图3.5(a)所示。套筒振子的近似阻抗可根据图3.5(b)、图3.5(c)来分析,在图3.5(b)中,图3.5(a)的双线激励结构由一对非对称激励结构替代。忽略较长臂的直径变化,得到图3.5(c)。根据图3.5(c)中的两个结构,在套筒输入端(虚拟馈点)的电流 $I_A(z_f)$ 可近似为在点 $z=z_f$ 的两个电流之和。对于图3.5(c)中左边的一半,在非对称结构虚拟馈点的电流为 $I_{as}(z_f)$ 。由套筒振子下面一半(即图3.5(c)的右边一半)的激励而在相同点引起的电流与点 z_f 激励时发生在点 $-z_f$ 的电流相同,因为这两个结构在物理上是相等的。这样,

$$I_A(z_f) \approx I_{as}(z_f) + I_{as}(-z_f) \quad (3.3)$$

于是对套筒的输入导纳为

$$Y_A \approx \frac{I_{as}(z_f) + I_{as}(-z_f)}{V_A} \approx Y_{as} \left[1 + \frac{I_{as}(z_f)}{I_{as}(-z_f)} \right] \quad (3.4)$$

式中,

$$Y_{as} \approx \frac{2}{Z_1 + Z_2} \quad (3.5)$$

式中, Z_1 是半长度为 L_1 的对称振子的阻抗,而 Z_2 是半长度为 L_2 的对称振子的阻抗。式(3.5)对估计非对称振子阻抗是有用的。

图3.5(a)的套筒振子可用开放型套筒振子来近似,在这种天线结构中,靠近驱动单元两边的两根导线替代了管状套筒,如图3.6所示。这两根寄生振子(模拟套筒)的长度近似为中馈振子的一半。

现从实验角度对比开放型套筒振子和传统振子的VSWR。天线设计为用于225~

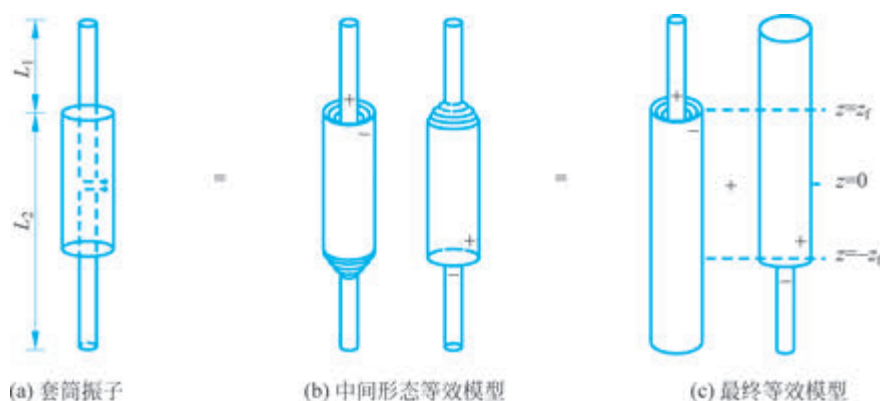


图 3.5 套筒振子的结构和近似的等效模型

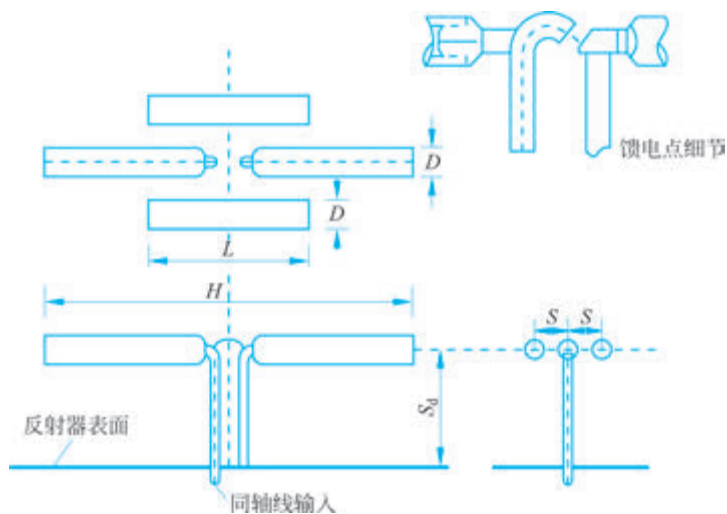


图 3.6 带平滑反射器的开口套筒振子天线的正视、俯视和侧视图

400MHz 频段。在 400MHz 时振子到反射器的间距 S_d 选择为 0.29λ , 以避免大间距时的辐射方向图失真。设计开放型套筒振子所需的所有尺寸在表 3.1 给出。这些设计值在宽频范围可产生较低的 VSWR。在图 3.7 中, 通过比较传统(无套筒)振子和直径 D 为 2.9cm 的开放型套筒振子的 VSWR 特性来说明。开放型套筒振子的工作带宽比传统振子要宽。

表 3.1 最低 VSWR 的带有反射器的开放型套筒振子的电尺寸

参 数 (见图 6.23)	在最低频率的电尺寸 (225MHz)	在最高频率的电尺寸 (400MHz)
D	0.026λ	0.047λ
H	0.385λ	0.684λ
L	0.216λ	0.385λ
S	0.0381λ	0.0677λ
S_d	0.163λ	0.29λ

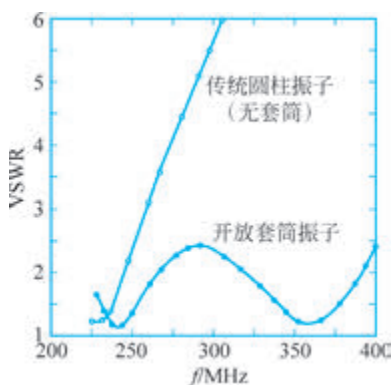


图 3.7 传统(无套筒)圆柱振子与开放型套筒振子的 VSWR 之间的比较,两种振子的直径 D 都为 2.9cm

3.2.4 行波天线

对称振子的阻抗随频率变化剧烈,因而限制了其频带宽度,这主要是由于对称振子上的电流为驻波分布。根据传输线理论,若在导线末端接匹配负载或者导线末端无限长,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。将天线上电流按行波分布的天线称为行波天线。行波天线有多种,如行波单导线天线、菱形天线、无限双锥天线等,本节主要介绍行波单导线天线和无限双锥天线。

设一长 l 的导线沿 z 轴放置,如图 3.8 所示。若在导线的终端接匹配负载,则导线上电流按行波分布。若其馈电点置于坐标原点 O ,馈点电流为 I_0 ,忽略沿线电流的衰减,则线上电流可表示为

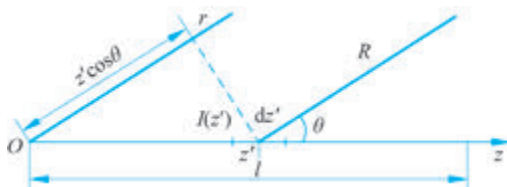


图 3.8 行波单导线

$$I(z') = I_0 e^{-jkz'} \quad (3.6)$$

将式(3.6)代入天线远场的近似计算公式,得行波单导线的远区辐射场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_\theta \hat{\theta} = j \frac{60\pi I_0}{\lambda r} \sin\theta e^{-jkr} \int_0^l e^{-j(kz' \cos\theta - kz')} dz' \cdot \hat{\theta} \\ &= j \frac{60I_0}{r} e^{-jkr} \frac{\sin\theta}{1 - \cos\theta} \sin\left[\frac{kl}{2}(1 - \cos\theta)\right] e^{-j\frac{kl}{2}(1 - \cos\theta)} \hat{\theta} \end{aligned} \quad (3.7)$$

式中, θ 为 z 轴与射线之间的夹角。

将 $\hat{\theta} = \hat{\phi} \times \hat{r} = \frac{\hat{x} \times \hat{r} \times \hat{r}}{|\hat{x} \times \hat{r}|} = \frac{\hat{x} \times \hat{r} \times \hat{r}}{\sin \theta}$ 和 $\cos \theta = \hat{z} \cdot \hat{r}$ 代入式(3.6), 得矢量表示的单导线的空间场的表达式为

$$\mathbf{E} = j \frac{60 I_0}{r} e^{-jkr} \frac{1}{1 - \hat{x} \cdot \hat{r}} \sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \hat{x} \cdot \hat{r}) \right] e^{-j \frac{kl}{2} (1 - \hat{x} \cdot \hat{r})} \hat{x} \times \hat{r} \times \hat{r} \quad (3.8)$$

当行波单导线沿 $\hat{\mathbf{I}}$ 方向放置时, 其上的电流沿 $\hat{\mathbf{I}}$ 方向, 则其在空间产生的电磁场为

$$\mathbf{E} = j \frac{60 I_0}{r} e^{-jkr} \frac{1}{1 - \hat{\mathbf{I}} \cdot \hat{r}} \sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \hat{\mathbf{I}} \cdot \hat{r}) \right] e^{-j \frac{kl}{2} (1 - \hat{\mathbf{I}} \cdot \hat{r})} \hat{\mathbf{I}} \times \hat{r} \times \hat{r} \quad (3.9)$$

由式(3.9)就可以求得任意放置的行波单导线天线在空间的辐射场。由式(3.7)得出行波单导线的归一化方向性函数为

$$\mathbf{F}(\theta) = \left| K \sin \theta \frac{\sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right]}{1 - \cos \theta} \right| \quad (3.10)$$

式中, K 是依赖于长度 l 的归一化常数。其中, $\sin \theta$ 为基本元的方向性系数, 其余部分可视为阵因子, 因此可以将行波单导线看成由基本元构成的直线式连续元天线阵。

当 l/λ 很大时, 方向性函数中 $\sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right]$ 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

$$\sin \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos \theta) \right]_{\theta = \theta_m} = 1 \quad (3.11)$$

决定, 由式(3.11)可得最大辐射角

$$\theta_m = \arccos \left(1 - \frac{\lambda}{2l} \right) \quad (3.12)$$

图 3.9 是当 l 为 λ 、 1.5λ 和 3λ 时 E 面的归一化方向图。由图 3.9 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。

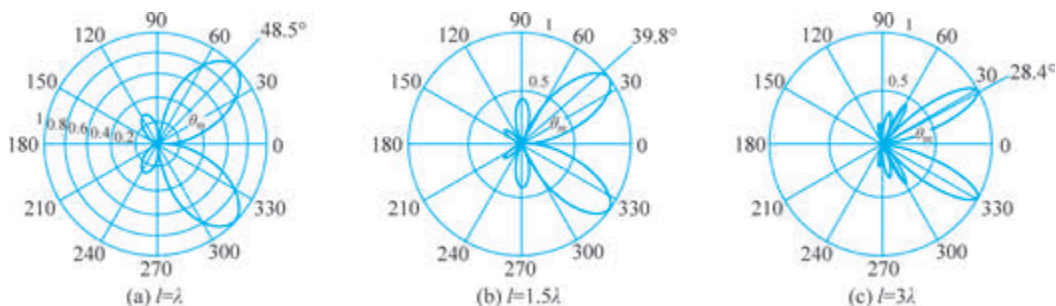


图 3.9 行波单导线方向图

图 3.10 为行波单导线辐射电阻 R_r 与 l/λ 的关系曲线, 图 3.11 为行波单导线方向性系数 D 与 l/λ 的关系曲线。

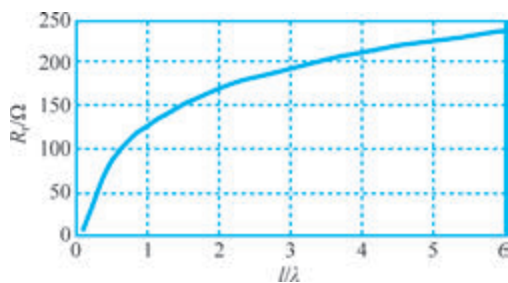


图 3.10 行波单导线辐射电阻 R_r 与 l/λ 的关系曲线

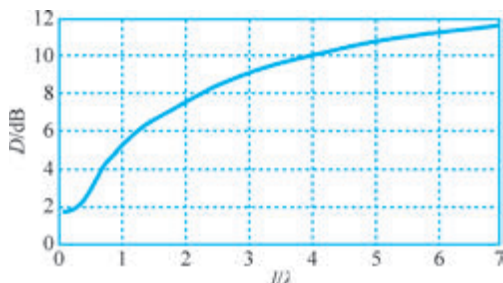


图 3.11 行波单导线方向性系数 D 与 l/λ 的关系曲线

由图 3.10 和图 3.11 可以看出,随着行波单导线电长度(l/λ)的增加,它的辐射电阻和方向性系数都在增大,但增大到一定程度后速度减缓。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。长的行波单导线的辐射电阻为 $200\sim 300\Omega$ 。

3.2.5 对数周期天线

除了改变振子阻抗特性,还有就是多谐振结构。假如对于不同的频率,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,每个振子工作在一定的带宽范围,将这些振子的工作带宽连起来,可拓展带宽。

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 $1/\tau$) 倍后,天线又呈现原来的结构和特性。对数周期天线就是按照这种思路设计的,只不过其特性是以频率的对数为周期重复,本节将讨论这类对数周期天线。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,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

对数周期天线可分为金属片型和导线型两大类,前者又有圆形齿和梯形之分,后者又有梯形与振子形多种。

本节主要介绍如图 3.12 所示的对数周期振子阵天线,它的相关尺寸都呈现同一等比关系 τ 。这种天线的每个振子,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、后两对振子,一对视作反射器,另一对视作引向器,三者构成一组定向天线,并形成作用区。若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),因此天线的性能随工作频率做周期性的

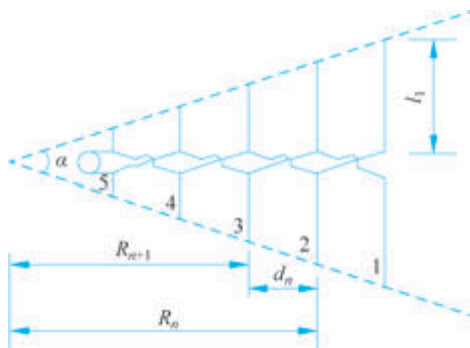


图 3.12 对数周期振子阵天线的结构

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。

2. 对数周期天线的工作原理

如图 3.12 所示,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

$$\frac{l_1}{\lambda_1} = \frac{l_2}{\lambda_2} = \frac{l_3}{\lambda_3} = \dots = \frac{l_n}{\lambda_n} = \frac{1}{4} \quad (3.13)$$

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 $l_{n+1}/l_n = \tau$,为使此式得到满足,要求这些频率满足

$$\frac{f_{n+1}}{f_n} = \frac{1}{\tau} \quad (3.14)$$

若将 τ 取得十分接近于 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(3.14)取对数可得到

$$\ln f_{n+1} = \ln f_n + \ln \frac{1}{\tau} \quad (3.15)$$

式(3.15)表明,只有当工作频率的对数作周期性变化时(周期为 $\ln(1/\tau)$),性能才保持不变,因此,将此种天线称为对数周期天线。

对数周期振子天线上存在“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 $2l \approx \lambda/2$),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,如图 3.8 所示结构的顶点由左向右移动。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。值较小(如 $\tau \leq 0.5$)时,只有少数几个振子起作用; τ 值较大(如 $\tau \geq 0.8$)时,起作用的振子数目就比较多。

图 3.12 作用区的左侧通常称为传输区,在此区域内,振子长度比谐振长度小($2l < \lambda/2$),所以振子呈现一个相当高的容性阻抗。振子电流很小,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,沿传输线传送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($2l > \lambda/2$),所以振子呈现较大的感抗。通过作用区传送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。通常采用相邻振子交叉馈电的馈电方式得到。

由前述阵列天线知识可知,振子 k 成为振子 $k+1$ 的反射器,也就是最大辐射方向朝向振子 $k+1$,其条件是电流 i_{k+1} 的相位滞后于 i_k 。在对数周期天线中,以传输区的情况为例,其中的振子很短,呈现相当高的容抗。振子上电流的振幅很小,相位比传输线馈给振子的电压大约超前 90° 。相邻振子间距 d 比波长小得多, d 为一个不大的角值。若传输线不交叉,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;当传输线作交叉时,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 $\phi_{ik} - \phi_{ik+1} = (180^\circ - \beta d_k)$,相位 ϕ_{ik} 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,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传输行波。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面的要窄一些。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,一般来说, 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,方向性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性系数,即

$$G = \eta_A D \approx D \quad (3.16)$$

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。

3.3 高方向性振子天线

对称振子天线的增益不高,其主要原因是其三维方向图类似于甜甜圈的形状,是一种准全向辐射天线。要想提高对称振子天线在某个方向的方向性,必然要减少能量在其他方向的辐射。实现上述效果最直接高效的思路就是把 H 面全向辐射的能量尽量朝着一个方向聚焦。可以通过在对称振子一侧加金属反射板,形成平面反射器来实现。还可采用非平面反射板,如金属柱代替平面反射板等。以上设计将对应几种典型的线天线形式。

3.3.1 平面反射器天线

为提升对称振子天线的方向性,将平面反射器引入天线系统。通过在对称振子一侧放置金属反射板,利用镜像原理在反射板表面形成镜像电流,与振子电流相互作用,抑制了这一侧的辐射。振子的前向辐射场通过反射波与直射波的相位叠加增强,方向性成功得到提升。平面反射器天线结构简图如图 3.13(a)所示。

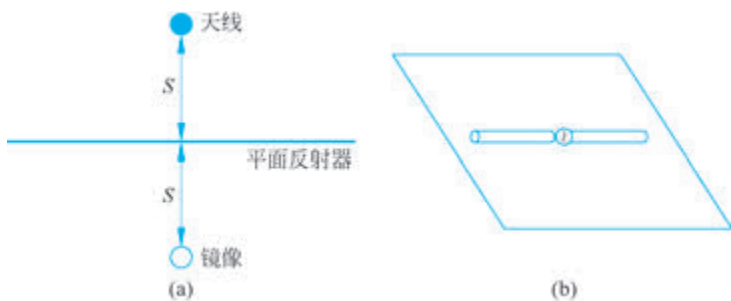


图 3.13 平面反射器天线

假设反射器无损耗,若原天线是半波对称极子,如图 3.13(b)所示,则与无限大平面反射器相距为 S 的半波对称振子具有的场强增益为

$$G_f = 2 \sqrt{\frac{R_{11} + R_L}{R_{11} + R_L - R_{12}}} |\sin(S_r \cos \phi)| \quad (3.17)$$

$$S_r = \frac{2\pi S}{\lambda} \quad (3.18)$$

R_L 是偶极子的损耗电阻,增益 G_f 是相对于具有相同输入功率的自由空间半波对称极子而言的;假设 $R_L = 1\Omega$,则最大增益发生在 $S = \lambda/4$ 时,增益为 8.9dBi,比自由空间半波极子的增益提升约 6.75dB。但此时天线的工作频带很窄,扩大间距可以使频带加宽,不过增益会变小。

对加反射板的对称振子天线距离远近(距离 S)、反射板大小(长度 L)、反射板摆放角度(倾角 θ)等进行分析。

反射板与天线间距 $S = \lambda/4$ 时最佳,但是在天线频率较低时实际物理尺寸过大,解决该问题的一个方法是引入人工导体反射板。

最典型的人工磁导体结构(也称 AMC 结构)是一种蘑菇状结构,如图 3.14(a)所示。

它是由接地面、介质层、周期排列的方形金属贴片和连接贴片与接地面的过孔组成的,可以采用常规的印制电路工艺制备。

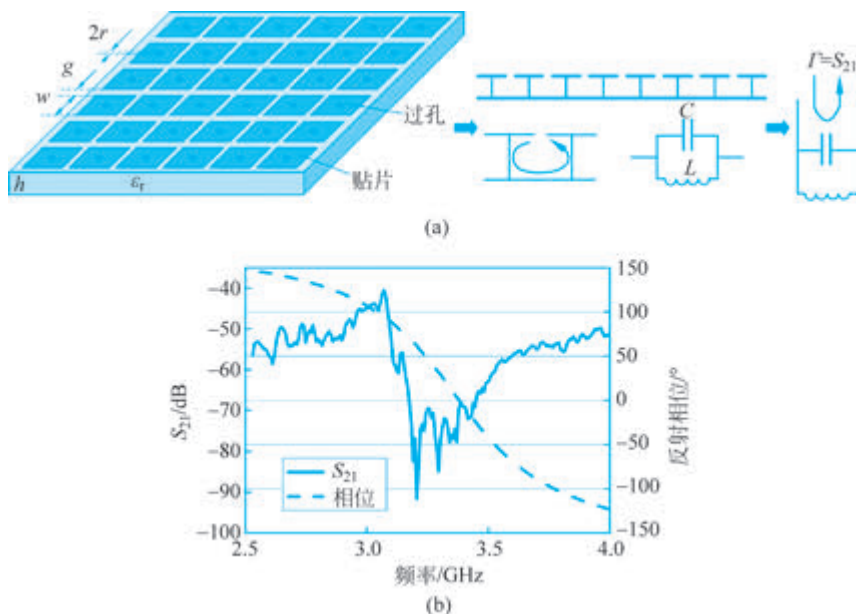


图 3.14 蘑菇状 AMC 结构及等效电路和特性

如图 3.14(b)所示,AMC 结构具有两方面的特性:一是表面波带隙,特定频段内的表面波不允许在其表面传播;二是同相反射,电磁波入射到 AMC 结构表面,反射波相位为 0。表面波带隙特性则可以在天线设计中起到抑制表面波的作用,而同相反射特性则可以在天线设计中起到降低剖面的作用。因此,可将金属面替换为 AMC 表面,进而降低天线与反射面之间的距离。

如图 3.15 所示,理想导电(PEC)地平面需要距离天线 $\lambda/4$ 才能使反射场与直接(天线辐射)场同相。而 AMC 在谐振频率下的反射系数 $\Gamma \approx 1$,反射相位为 0° ,因此,天线可以放置得非常靠近 AMC 的表面,从而实现在较低剖面的情况下,也能实现同相叠加,实现辐射定向性的增强。

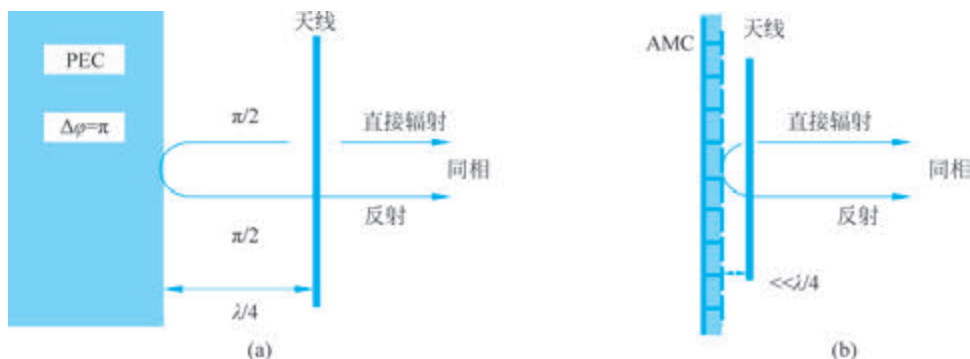


图 3.15 金属板和 AMC 结构上方的天线

图 3.16 展示了一个典型放置于 AMC 平面的对称振子天线,天线臂平行于 AMC 平面。图 3.16(b)中清晰可见,由于电磁带隙接地平面的存在,谐振更强($S_{11} < -10\text{dB}$)。相比之下,理想导电平面会降低对称振子的谐振和辐射特性。

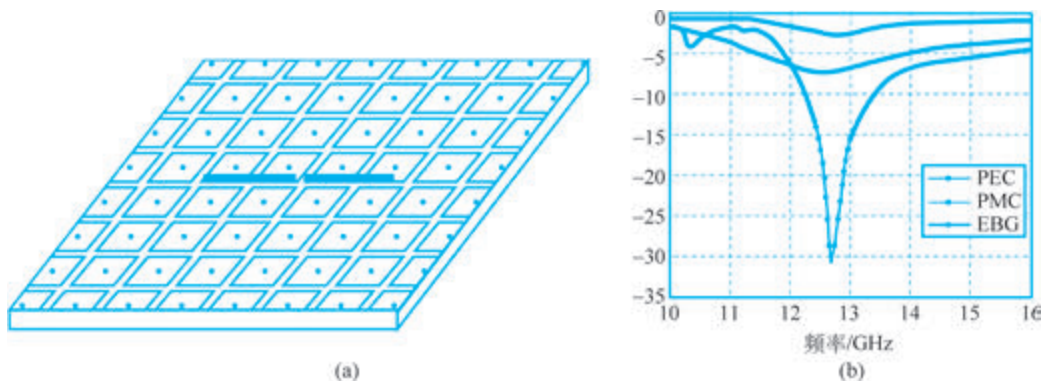


图 3.16 AMC 接地平面的对称振子天线

3.3.2 角反射器天线

为抑制边缘绕射,反射板长度需满足 $L \geq \lambda$ 。当反射板尺寸过小时,边缘绕射会导致后向辐射增强,从而抑制天线增益的提升。针对这一问题,通过有限尺寸的反射结构实现更高增益和波束聚焦,角反射器天线应运而生。

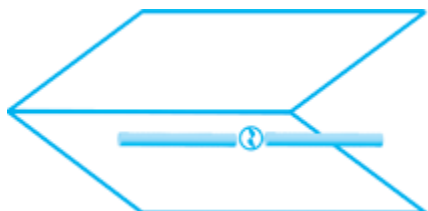


图 3.17 角反射器的对称振子

角反射器天线是 J. D. Kraus 于 1938 年发明的,角反射器天线采用两片互成夹角($\theta = 90^\circ$ 或 60°)的金属板,形成三维反射空间,如图 3.17 所示。对称振子位于角反射器的开口处,通过多次反射实现场分布优化。

对于角反射器天线的分析,可以以 J. D. Kraus 的第一个实验模型为例,如图 3.18 所示,使用了 90° 角反射器(虽然也可以用其他角度的反射器,但是如图 3.18(a)所示的 90° 角反射器是最实用的),下面具体讨论。

角反射器天线很容易用镜像法和天线阵理论进行分析。图 3.18(b)显示出源及其 3 个镜像,阵元 #1 和镜像 #4 对阵因子的作用是 $2\cos[\beta s \cos\phi]$,镜像 #4 和 #3 的贡献也一样,但方向旋转 90° 并且反相,即是 $-2\cos[\beta s \cos(90^\circ - \phi)]$ 。因此,如果假定导体反射板无限延伸, xy 平面(H 面)内在 $-45^\circ \leq \phi \leq 45^\circ$ 范围内有效的阵因子是

$$F_a(\theta = 90^\circ, \phi) = 2\cos(\beta s \cos\phi) - 2\cos(\beta s \sin\phi) \quad (3.19)$$

随之,在 xOz 平面或 E 面,阵因子可由类似推论给出:

$$F_a(\theta, \phi = 0^\circ) = \{-2 + 2\cos[\beta s \cos(90^\circ - \theta)]\} f_e(\theta) \quad (3.20)$$

其中,元因子 $f_e(\theta)$ 通常就是半波振子。

方向图形状、增益、馈点阻抗都是馈点到反射器棱距离 s 的函数(见图 3.19(a))。对 90° 角反射器来说,在 $-45^\circ \leq \phi \leq 45^\circ$ 范围内没有副瓣,如果 $0.25\lambda \leq s \leq 0.7\lambda$,那么方向性

也会很好。当导体板延伸 $s=0.5\lambda$ 时的方向性最大,但振子馈点的输入阻抗较高(125Ω 左右)。将间距调小至 0.35λ ,从理论上会产生 70Ω 输入阻抗,而增益的增加值则可略去不计。

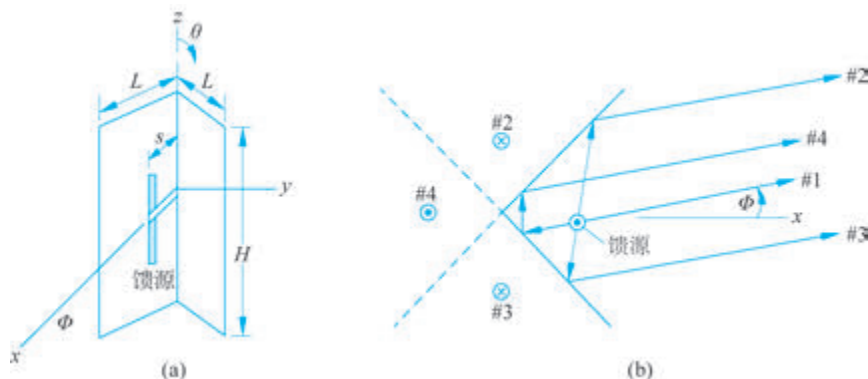


图 3.18 直角的角反射器对称振子及与所示镜像

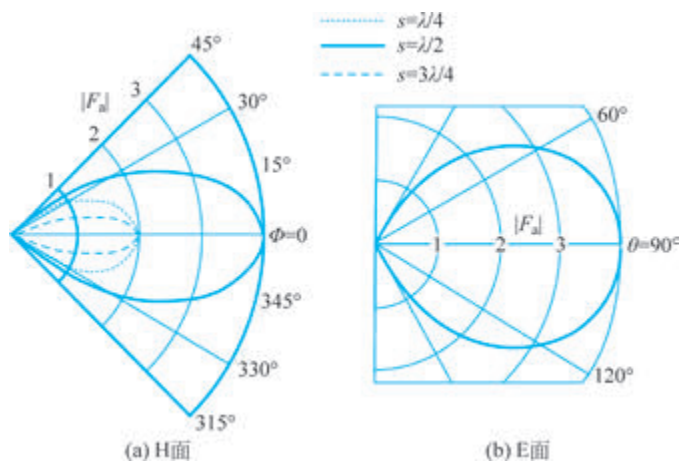


图 3.19 由两个(半无限)半平面和一个半波振子馈源组成的直角角反射器天线的主平面方向图 $|F_a|$ (在 E 面只用最佳方向性的间距)

当然,制作延伸的金属板时根据实际设计是必要的。通过射线跟踪法可看出,长度值 $L=2s$ 是比较合理的最小长度,它可使有限尺寸的导电板不会削弱主瓣。尺度 H 通常选择为馈源长度的 $1.2\sim 1.5$ 倍,以减小振子馈源向背后区域的直接辐射。有限尺寸板会导致方向图宽于图 3.19 中的预期图。除了使用金属板,为了减轻重量,可采用金属网,金属网网孔的大小需满足电磁波透射不过去或极少量透射过去,不然会对角反射器天线增益产生影响。

3.3.3 八木天线

平面反射器所占面积较大,在对设备小型化要求较高的场景中应用受限。从反射电磁波的角度来讲,无限大金属平面与有限大金属平面均能实现此目的,只不过反射的效

果有区别。实际上的天线也只能采用有限大的平面。更进一步,如果有限大平面继续缩小而变为一个线金属柱,也同时具有反射作用,甚至于当金属柱与对称振子平行时,其反射效果好于面积很小的金属板。金属柱不仅能起到反射的作用,还能起到引向的作用,这些可以通过其长度参数进行控制。金属反射柱的引入首先压缩了天线所占的空间,同时也给天线设计带来了新的自由度。

角反射器天线凭借两片金属板构建的定向反射空间,可显著提升天线增益(8~12dBi)与波束聚焦能力(半功率波束宽度 HPBW $\approx 30^\circ\sim 40^\circ$)。然而,其物理尺寸偏大的问题较为突出。以 300MHz~3GHz 频段为例,单边反射板长度需满足 $L\geq 2\lambda$,这使得整体结构尺寸达到米级,在对设备小型化要求较高的场景中应用受限。针对上述问题,将传统角反射器天线的二维平面反射结构替换为一维线状反射结构,其核心问题聚焦于单一的线状结构能否有效替代面反射器。

1. 金属柱的反射效果

在对称振子一侧沿 $-y$ 方向加载单一的金属柱,如图 3.20 所示,对称振子总长度为 13.3mm。首先分析金属柱长度对对称振子方向图的影响,如图 3.21 所示。

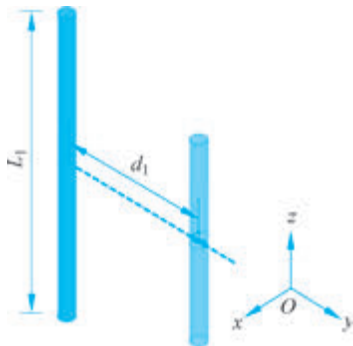


图 3.20 沿 $-y$ 方向加载一维线状结构示意图

从图 3.21 可以看出,当未加载金属柱时,对称振子全向辐射,如图 3.21(a)所示;加载线状结构后,可分几种情况考虑:第一是线状结构长度与对称振子长度相等,如图 3.21(c)所示,方向图沿 y 轴方向一分为二,且增益提升,这与二元阵类似;第二是线状结构长度小于对称振子长度,此时方向图最大辐射方向朝 $-y$ 方向,如图 3.21(b)所示,线状结构将方向图朝 $-y$ 方向牵引;第二是线状结构长度大于对称振子长度,此时方向图最大辐射方向朝 $+y$ 方向,如图 3.21(d)和图 3.21(e)

所示,线状结构将方向图朝 y 方向反射。通过上述分析可知,加载单一的线状结构,根据长度的不同呈现出不同的功能,既可以牵引辐射,又可以反射,这为设计带来了很多自由度。

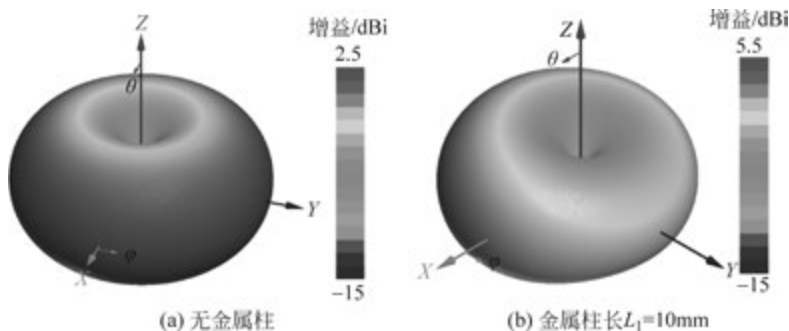


图 3.21 线状结构长度对对称振子方向图的影响图

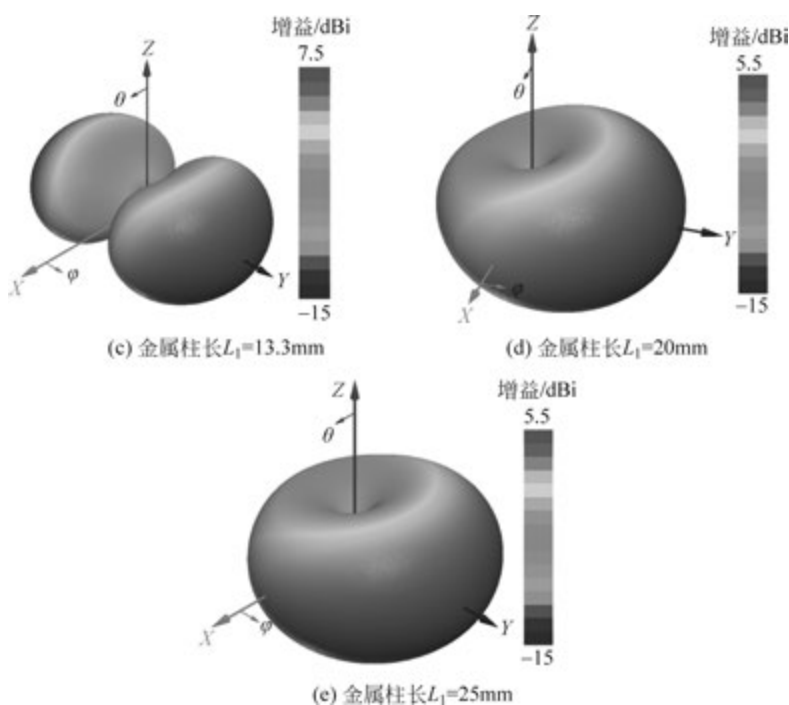


图 3.21 (续)

如图 3.20 所示的结构包含一个有源振子和一个无源振子,可以采用二元阵的理论进行分析。该结构可等效成图 3.22,图中两个振子仅一个振子被激励,设其电压为 U_1 ; 另一个振子在馈电端短接,其电压为 $U_2=0$ 。注意,此处的电压 U_1 和 U_2 并不特指天线上某处的电压。在此条件下,振子 2 上的电流完全由激励振子 1 的场感应而产生,因此称振子 2 为无源振子或寄生振子。

由二元阵的辐射阻抗方程可得

$$\begin{cases} U_1 = I_{m1}Z_{11} + I_{m2}Z_{12} \\ 0 = I_{m1}Z_{21} + I_{m2}Z_{22} \end{cases} \quad (3.21)$$

式中, I_{m1} 为振子 1 的波腹电流, I_{m2} 为振子 2 的波腹电流, Z_{11} 和 Z_{22} 分别为振子 1 和振子 2 的自辐射阻抗, $Z_{11}=Z_{22}$ 为振子 1 和振子 2 的互辐射阻抗。

由式(3.21)可解得

$$\frac{I_{m2}}{I_{m1}} = -\frac{Z_{12}}{Z_{22}} = m e^{j\beta} \quad (3.22)$$

由式(3.22)可得振子 2 与振子 1 的电流幅度之比为

$$m = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2 + X_{22}^2}} \quad (3.23)$$

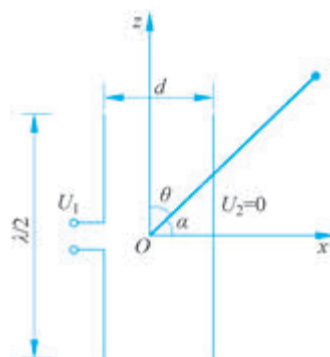


图 3.22 带无源振子的二元振子阵

振子 2 与振子 1 的相位差为

$$\beta = \pi + \arctan \frac{X_{12}}{R_{12}} - \arctan \frac{X_{22}}{R_{22}} \quad (3.24)$$

由式(3.24)得二元阵的阵因子为

$$f(\alpha) = 1 + m e^{j(\beta + kd \cos \alpha)} \quad (3.25)$$

式中, d 为两振子之间的距离, α 为射线与 x 轴之间的夹角, 如图 3.22 所示。从式(3.22)可以看出, 通过改变 Z_{22} 和 Z_{12} 可以改变电流的幅度比 m 和相位差 β , 从而可获得不同的方向图。由式(3.24)可得, 通过调整或改变无源振子的电抗来调整 β 。改变无源振子电抗的办法通常有两种:

(1) 在无源振子馈电端接入一电抗 X_{2n} (如短路支节)。此时, 由式(3.23)和式(3.24)可得

$$m = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2 + (X_{22} + X_{2n})^2}} \quad (3.26)$$

$$\beta = \pi + \arctan \frac{X_{12}}{R_{12}} - \arctan \frac{X_{22} + X_{2n}}{R_{22}} \quad (3.27)$$

(2) 改变振子 2 的长度 $2l_2$ 。由前面的分析可知, 当对称振子的长度发生变化时, 其辐射阻抗也会发生变化。

若天线阵的方向图主瓣方向是在激励振子指向无源振子的阵轴方向上, 则称此无源振子为引向器, 无源振子的作用是将天线阵的辐射能量导引向无源振子一侧。反之, 若主瓣在无源振子指向激励振子的方向上, 无源振子的作用是将天线阵辐射的能量反射回去一样, 则称此无源振子为反射器。调节 β 和 d , 可以使无源振子成为引向器, 也可以使无源振子成为反射器。在超短波天线中, 通常采用改变 l_2 的办法来改变 β 。当 $2l_2$ 大于

谐振长度时, 自阻抗呈现为感抗, 有 $X_{22} > 0$, $\arctan \frac{X_{22}}{R_{22}} > 0$ 。另外, 通常有 $\left| \frac{X_{12}}{R_{12}} \right| <$

$\left| \frac{X_{22}}{R_{22}} \right|$, 由式(3.27)可知, β 角在 $0 \sim \pi$ 范围内, 即无源振子上的电流相位超前于激励振子, 此时无源振子起反射器的作用; 反之, 当 $2l_2$ 小于谐振长度时, $X_{22} < 0$ 呈现为容抗,

$\arctan \frac{X_{22}}{R_{22}} < 0$ 。同理, 由式(3.27)可知, β 角在 $\pi \sim 2\pi$ 变化, 无源振子上的电流相位滞后于激励振子, 故无源振子起引向器的作用。调节 d 也可改变 m 和 β 。当 d 太大时, 无源振子上感应电流变小, 其引向或反射的作用也减小; 当 d 太小时, 若 $d \rightarrow a$ (a 为振子导线半

径), 如前所述, $Z_{12} \rightarrow Z_{22}$, 此时有 $m = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2 + X_{22}^2}} = 1$, $\beta = \pi + \arctan \frac{X_{12}}{R_{12}} - \arctan \frac{X_{22}}{R_{22}} = \pi$,

此二元阵的辐射能力很低 ($R_r \rightarrow 0$)。一般 d 由实验确定, 用作引向器时, $d = (0.2 \sim 0.3)\lambda$; 用作反射器时, $d = (0.15 \sim 0.23)\lambda$ 。

2. 八木天线概念

1926年,日本学者八木秀次和宇田新太郎就提出了八木-宇田天线,通过线状寄生单元实现了高效波束控制。八木天线又称引向天线,如图3.23所示,它由一个半波有源振子、一个反射振子(称为反射器),以及若干引向振子(称为引向器)组成。反射振子的长度稍长于半波长,引向振子稍短于半波长。八木天线可看成由长度接近于半波长的对称振子组成的天线阵,因此引向天线可得到比单个半波对称振子更强的方向性,其最大辐射方向在引向器的方向如图3.23所示,它相当于天线阵中所讲的端射阵。

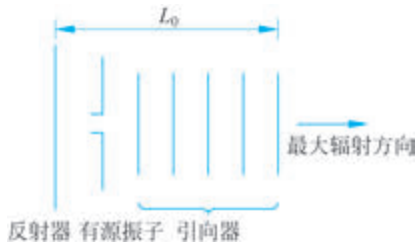


图 3.23 八木天线的结构

3. 八木天线辐射特性

在实际工作中往往根据经验公式计算引向天线的电参数,下面介绍常用的经验公式。

1) 方向性系数 D 和增益 G

方向性系数的近似计算公式为

$$D = K_1 \frac{L_a}{\lambda} \quad (3.28)$$

式中, L_a 为引向天线纵向长度,即由反射器到最末一个引向器之间的距离, K_1 为由多次实验归纳得出的比例系数。 $K_1 \sim L_a/\lambda$ 的关系曲线如图3.24所示。对图3.24的曲线进行分析可以看出, K_1 值随着 L_a/λ 的增大(相应为单元数增多)而下降。当引向器由3个增加到4个时, D 约提高1dB,而从9个增加到10个时, D 仅能提高约0.2dB,因此,不能仅仅用增多引向器的办法来得到更大的方向性系数 D 。一般情况下,引向器的数目为10~12个。由于反相辐射很微弱,故只需要一个反射器。

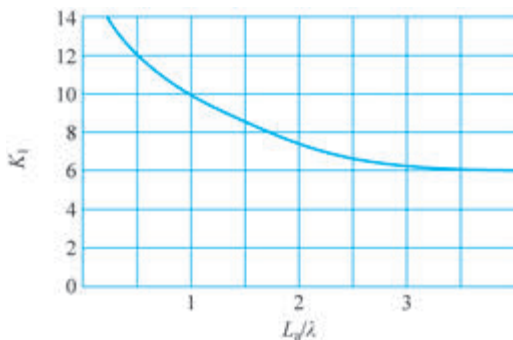
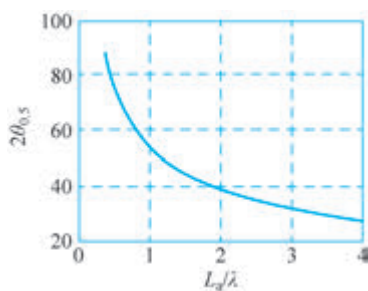


图 3.24 $K_1 \sim L_a/\lambda$ 关系曲线

八木天线主要在米波、分米波波段使用,天线的架设高度一般比波长大得多,因此可忽略地面损耗的影响,天线效率很高,接近于100%,因而增益 G 可近似为

$$G = \eta_A D \approx D \quad (3.29)$$


 图 3.25 $2\theta_{0.5} \sim L_a/\lambda$ 关系曲线

2) 半功率宽度

引向天线主瓣的半功率宽度的近似计算式为

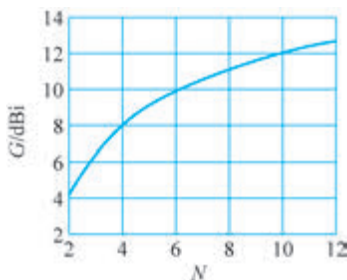
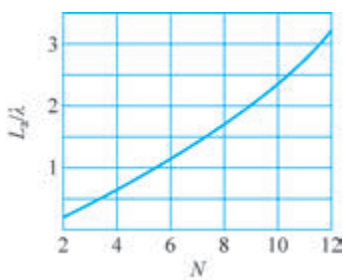
$$2\theta_{0.5} \approx 55^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L_a}} \quad (3.30)$$

式(3.30)得出的是两个主平面的半功率波瓣宽度的平均值。由于单元天线在 E 面有方向性,在 H 面没有方向性,因此,引向天线 E 面的波瓣较之 H 面要窄一些。图 3.25 为由式(3.30)绘出的 $2\theta_{0.5} \sim L_a/\lambda$ 的关系曲线。

4. 八木天线的设计

八木天线的结构参数较多,对其进行设计相对烦琐,可利用电磁场的一些数值方法进行优化设计。这里只介绍根据经验公式对引向天线进行初步设计的方法。一般在设计之前都要对天线的增益、主瓣宽度、旁瓣电平、前后比及工作频带宽度等电参数提出一定的要求,然后根据提出的要求确定天线的尺寸。可根据增益确定天线的轴长 L_a 和阵元数 N ,再根据经验确定各个阵元的长度和间距,最后通过实验调整来满足其他指标及匹配的要求。一般在实验调整或应用计算机辅助设计之前,必须由经验公式或常用尺寸范围确定初始结构参数,这些结构参数有:振子数 N ($N = n + 2$, n 为引向器的数目),反射器的长度 L 及其与主振子间的距离 d_r ,引向器长度 L_i 及其与主振子间的距离 d_i 等。

在给定天线的增益时,根据图 3.26 确定振子数 N (以半波振子为参考,若以点源为参考,则应加上 2.15dB),再由图 3.27,由 N 查得 L 。


 图 3.26 $G \sim N$ 曲线

 图 3.27 $L_a/\lambda \sim N$ 曲线

当给定主瓣宽度 $2\theta_{0.5}$ 时,可先由图 3.25 查得 L_a/λ ,再由图 3.26 查得 N 。

由 $D = K_1 \frac{L_a}{\lambda}$ 可知,当 N 一定时,若引向器间距 d_i 取大一些,则 D 大。但可知当 $d_i > 0.4\lambda$ 时, D 开始下降,因此, d_i 不能太大。从旁瓣电平看, d_i 小一些,旁瓣电平低一些。但间距太小,振子间的互耦增大,有源振子的输入阻抗随频率变化激烈,带宽变窄。电阻数值变小,影响和馈线间的匹配,因此 d_i 不应小于 0.1λ 。由以上分析可得 $d_i = (0.1 \sim 0.4)\lambda$ 。

反射器与主振子间距离 $d_r = (0.15 \sim 0.23)\lambda$, d_r 对输入阻抗的影响较大。当 $d_r = (0.15 \sim 0.17)\lambda$ 时,后瓣电平低,输入阻抗也较低;当 $d_r = (0.2 \sim 0.23)\lambda$ 时,后瓣电平

高,但输入阻抗也较高,便于和常用电缆匹配。

反射器的长度应稍大于半波长,引向器的长度应稍短于半波长。考虑到波长缩短效应,实验表明,反射器的长度一般取 $(0.5 \sim 0.55)\lambda$,引向器的长度一般取 $(0.4 \sim 0.44)\lambda$,引向器越多,引向器的长度应越短。振子半径通常总是尽可能取大一些,因为振子越粗,其特性阻抗越低,有利于增大天线的带宽。

有源振子一般选用半波对称振子,但考虑到波长缩短效应和终端效应,其长度应是半波长的0.95倍。为了提高天线的输入阻抗,也可采用折合振子作为主振子。

八木天线为驻波天线,因其结构简单、牢固、造价低、方向性强、体积小等优点,广泛应用于米波及分米波的通信、雷达、电视及其他无线电系统中。

3.4 直立振子天线

在很多工程应用中,对称振子常采用直立的形态出现。首先,在中波、短波等典型通信波段,垂直极化波可以减少因大地存在而产生的极化电流,有效减少能量衰减,便于信号有效传播。其次,水平极化天线的性能严重依赖假设高度,通常需距地面半波长以上,这在低频段意味着数十米甚至上百米的物理塔高,实施难度及成本极高。而直立接地天线假设相对容易,且可以充分利用地面,形成单极子天线(对称振子的一半,高度为 $\lambda/4$),获得良好的辐射特性。

3.4.1 单极子天线

直立接地天线为立于大地之上或金属地面上的垂直单极子天线。信号源的一端接在单极子靠近大地的一端,另一端与大地相连,若地面为一无限大理想导电地面,则单极子与其镜像构成一对称振子,如图3.28所示。

本节将单极子天线的长 l 用 h 表示,也称为直立接地天线的高度。由镜像原理知,长为 h 的单极子天线与其镜像构成一个全长为 $2h$ 的对称振子。单极天线在上半空间的场与此对称振子的场相同;它在下半空间的场则为零,故有

$$\begin{cases} E(\Delta) = j \frac{60 I_M}{r} \frac{\cos(kh \sin \Delta) - \cos(kh)}{\cos \Delta}, & 0 \leq \Delta \leq \pi \\ E(\Delta) = 0, & -\pi \leq \Delta < 0 \end{cases} \quad (3.31)$$

可见,单极子天线在上半空间的方向图与全长 $2h$ 的对称振子相同。其方向性系数是后者的两倍:

$$D_m = \frac{2}{\int_0^{\pi/2} F^2(\theta) \sin \theta d\theta} = \frac{2}{\frac{1}{2} \int_0^{\pi} F^2(\theta) \sin \theta d\theta} = 2D_d \quad (3.32)$$

因此, $h = \lambda/4$ 单极子天线的方向性系数为 $D_m = 2 \times 1.64 = 3.28$ (下标m代表monopole,

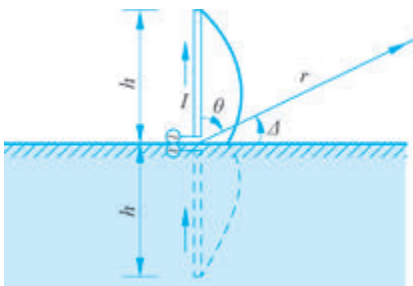


图 3.28 单极子天线及其镜像

下标 d 代表 dipole)。

由于单极子天线只向上半空间辐射,其辐射功率只有具有相同波腹电流 I_M 的对称振子的辐射功率的一半。因而其辐射电阻 R_{rm} 只有对应的对称振子辐射电阻 R_{rd} 的一半:

$$R_{rm} = R_{rd}/2 \quad (3.33)$$

可见, $h = \lambda/4$ 单极子的辐射电阻为 $73.1/2 = 36.6\Omega$ 。

由于单极子的输入电流与对应的对称振子相同时,其输入电压只是后者的一半,因而其输入阻抗也只有后者的一半:

$$Z_{inm} = \frac{U_{om}}{I_{om}} = \frac{U_{od}/2}{I_{od}} = Z_{ind}/2 \quad (3.34)$$

当单极子天线的高度较小时,在平行于地面的方向有最大的辐射,由前面的分析可知,若大地为非理想地面,则波瓣上翘。现实中,导电面往往是有限的。

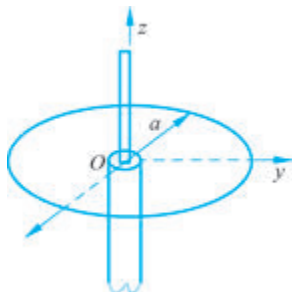


图 3.29 圆盘地面上的单极天线

下面以圆盘上的单极子天线为例从概念上作简要介绍,如图 3.29 所示。设振子置于圆盘的中心并垂直于盘面,圆盘实际上是天线的另一个臂,当 $a \geq \lambda$ 时,天线的输入阻抗与无穷大地面上的天线的输入阻抗相比的变化不超过 10%,因此,只要圆盘尺寸不是很小,对输入阻抗的影响并不大。地平面的尺寸对方向性的影响要比对阻抗的影响大得多。空间的场是由天线的直射场、地面的反射场和边缘的绕射场共同组成的。此时仰角 $\Delta = 0^\circ$ 的方向不是天线的最大辐射方向,圆盘的半径 a 越小,最大方向的仰角 Δ 越大。由于场边缘绕射线的作用,在圆盘的下半空间存在一定辐射。圆盘也可用 3 或 4 根辐射状金属棒代替,为了使最大辐射方向指向水平方向,可通过实验调整棒(或金属盘)和垂直单极子天线轴之间的夹角使之大于 90° 来实现。

在长波和中波波段,天线的几何高度很高,除用高塔(木杆或金属)作为支架将天线吊起外,也可直接用铁塔作为辐射体,称为铁塔天线或桅杆天线。在此波段,由于波长很长,因此天线的电高度不可能很高,其辐射电阻很低,可通过提高天线的有效高度 h 的办法增大辐射电阻。要提高天线的有效高度,则必须使天线上的电流分布尽量均匀,可以采用加载的办法。加载的形式可分为集中加载和分布加载,加载的内容可以是电容性或电感性负载。下面主要对天线的加载进行介绍。

3.4.2 顶部容性加载

在直立接地天线的顶部加一根或几根水平或倾斜的导线,就构成了 T 形、倒 L 形和伞形天线。也可在中波铁塔天线的顶端加一水平金属网、球或柱,在短波鞭形天线的顶端加星状辐射叶片。这些顶端所加的线、板、片等都称为天线的顶负载,其作用是增大顶端对地的分布电容,使天线顶端的电流不再为零,从而使天线上的电流分布更加均匀。

根据传输线理论,电容可以等效为一段长度小于 $\lambda/4$ 的开路传输线。因此可以将端电容等效为一垂直线段,如图 3.30 所示,设负载电容为 C_a ,垂直线段的特性阻抗为

W_{oA} , 则此等效线段长度 h' 可由开路传输线输入阻抗的公式计算如下:

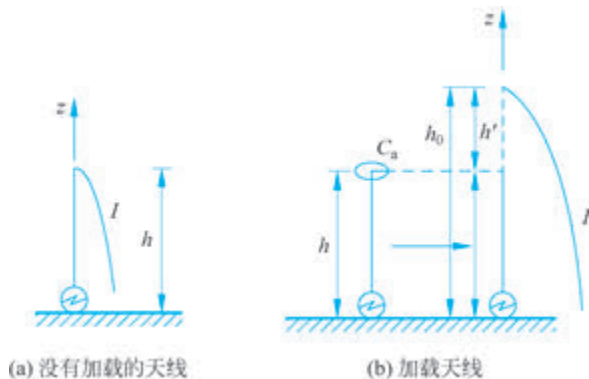


图 3.30 天线加载前后的电流分布的变化

$$-jW_{oA} \cot(kh') = \frac{1}{j\omega C_a} \quad (3.35)$$

得

$$h' = \frac{1}{k} \operatorname{arccot} \frac{1}{W_{oA} \omega C_a} \quad (3.36)$$

此时天线的输入阻抗为

$$Z_{in} = -jW_{oA} \cot k(h + h') = -jW_{oA} \cot(kh_0) \quad (3.37)$$

式中, $h_0 = h + h'$, h_0 为加顶后天线的虚高, 若建立直角坐标系如图 3.29 所示, 其原点设在天线的馈电点处。天线上的电流分布近似为正弦分布, 即

$$I_z = \frac{I_0}{\sin(kh_0)} \sin k(h_0 - z) \quad (3.38)$$

按式(3.38)可画出天线上的电流分布如图 3.30 所示, 由电流分布可以看出, 加载后的线上的电流分布要比未加载时的电流分布更加均匀, 且幅值更大, 因此辐射能力更强, 有效高度更高。

如图 3.31 的 Γ 形天线和 T 形天线可以用于短波以下的固定电台。这时顶负载为平行于大地的较长的导线, 已不是集中电容, 而是一分布参数的传输线系统。以 T 形天线为例, 设垂直部分的高度为 h , 水平部分线段的长度为 $2l$, 水平和垂直线段的特性阻抗分别为 W_{oh} 和 W_{ov} , 则长为 l 的水平传输线在垂直导线顶端的输入阻抗为

$$Z'_{inh} = -jW_{oh} \cot(kl) \quad (3.39)$$

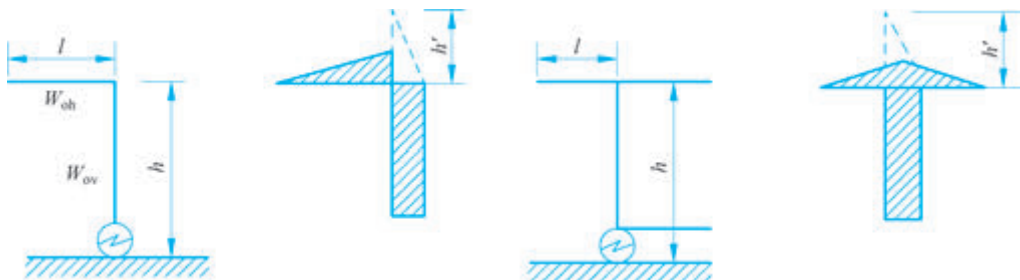


图 3.31 Γ 形天线与 T 形天线的电流分布

在天线的顶端是两段长 l 的水平传输线输入阻抗的并联,因此在天线顶端的总电抗为

$$Z_{\text{inh}} = \frac{Z_{\text{inh}}}{2} = -j \frac{W_{\text{oh}}}{2} \cot(kl) \quad (3.40)$$

令

$$Z_{\text{inh}} = -j \frac{W_{\text{oh}}}{2} \cot(kl) = -j W_{\text{ov}} \cot(kh') \quad (3.41)$$

则等效的垂直导线的延长线段为

$$h' = \frac{1}{k} \operatorname{arccot} \left[\frac{W_{\text{oh}}}{2W_{\text{ov}}} \cot(kl) \right] \quad (3.42)$$

由于天线的高度与波长比很小,水平段与其镜像(负像)构成一平行双导线,对空间的辐射可忽略。空间的场主要是由垂直段的辐射产生的。由图 3.30 中天线上的电流分布可知,天线加顶后,在天线的垂直段上的电流分布更均匀了,幅值也变大了。由式(3.39)可以看出,通过加载的方法也可以减小输入端的容抗,从而缓和天线绝缘底座的过压并降低调谐线圈的损耗。

3.4.3 感性加载

在短单极子天线中部某点加入一定数值的感抗,就可抵消该点以上线段在该点所呈现的部分容抗,从而提高电流波腹点,使该点以下线段的电流分布趋向均匀。

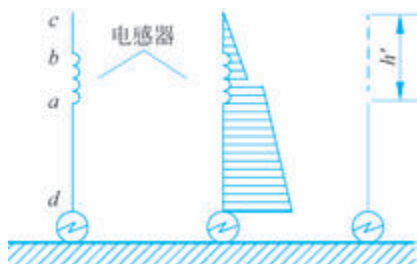


图 3.32 带加感线圈的单极天线

由图 3.32 可知,它对加感点以上线段的电流分布并无改善作用,但使加感点以下线段的电流分布更加均匀,且有较大的提高。这可以从以下两方面进行解释:一方面可以理解为将靠近终端的一部分导线绕到了线圈里,其对外辐射很小,但对振子长度的增加也很小,这样使靠近信号源方向的垂直段上的电流变大;另一方面也可以由公式求得加感点以上的线段折合高度 h' ,若 $h' > h$,

则虚高得到增加, a 点以下的电流分布更加均匀了。下面来求 h' 。

分析加感点(图 3.32 中 a 点)的电抗可知,在电感线圈接入前

$$Z_{\text{ina}} = Z_{\text{inb}} = -jW_0 \cot(kh_{bc}) \quad (3.43)$$

式中, h_{bc} 为图中 b 、 c 段的高度,即加感点以上天线线段的长度。接入电感线圈后

$$Z_{\text{ina}} = Z_{\text{inb}} + jX_L = -jW_0 \cot(kh_{bc}) + jX_L = -jW_0 \cot(kh') \quad (3.44)$$

式中, X_L 为加感线圈的电抗。

由式(3.44)可得

$$\cot(kh') = \cot(kh_{bc}) - \frac{X_L}{W_0} \quad (3.45)$$

由于 $X_L > 0$,所以由上式可得 $h' > h_{bc}$ 。因此天线上 a 点以下的电流分布更加均匀了。

3.4.4 曲折线结构加载

弯曲和折叠(见图 3.33)是天线小型化的常用技术。如前所述,此类修改迫使电流沿弯曲且更长的路径流动,从而导致谐振频率降低。通常,弯曲是以平面尺寸增大为代价实现高度上的小型化。一个典型的例子是从单极子天线演变而来的倒 L 形天线(ILA)。为了降低原始单极子天线的高度,将臂的顶部向下弯曲,使其一部分平行于地平面(GP),如图 3.33(a)和图 3.33(b)所示。通过这种方式,ILA 的总高度大幅降低。然而,水平尺寸却增大了。尽管如此,较低的轮廓使其适合安装在移动车辆的表面。不过需要注意的是,由于地平面效应,ILA 的辐射电阻非常小,电容非常大。为了解决这个问题,在左侧添加了一个垂直的柱子(见图 3.33(c))。这引入了电感负载以补偿 ILA 的电容分量,从而形成了众所周知的倒 F 形天线(IFA)。

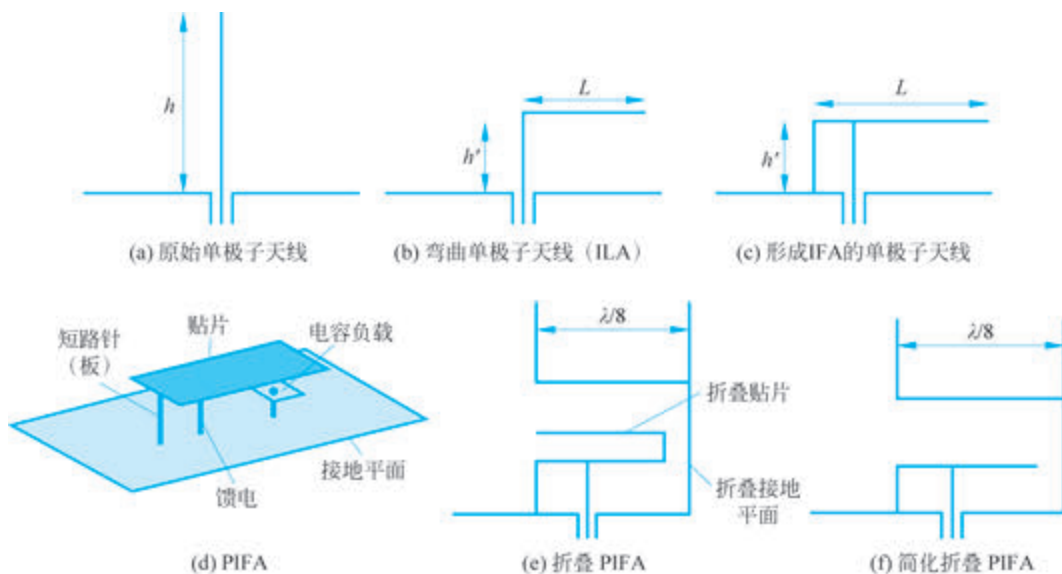


图 3.33 一些典型的弯曲和折叠天线示例

一种类似的结构是平面倒 F 形天线(PIFA)。与 IFA 相比,图 3.33(c)中的水平导线被一个带有短路针(或短路板)的矩形贴片所取代,如图 3.33(d)所示。已有许多不同类型的 PIFA 在实际无线设备中得到了广泛应用。如前所述,IFA 和 PIFA 通常是四分之一波长的谐振天线。然而,它们的尺寸可以进一步减小。

为了减小尺寸,平面天线(包括 PIFA)可以折叠成多层结构。如图 3.33(e)所示,通过折叠四分之一波长的短路矩形贴片或 PIFA,天线长度可以减小到约 $\lambda/8$ 。结合的接地平面和贴片折叠非常重要;否则,折叠后的天线会像堆叠贴片一样工作,从而实现双频段操作。通过在右侧添加一个额外的接地平面,结构可以简化为图 3.33(f)所示,从而消除贴片折叠。通过减小折叠贴片(由上下贴片组成)平行表面之间的距离或减小短路墙的宽度,可以进一步降低折叠堆叠贴片天线的谐振频率。这两种方法都会导致天线的外形更小,但可能会使带宽和效率降低。

这种折叠式 PIFA 可以推广为多层曲折和折叠贴片结构,如图 3.34 所示。该结构的上部现在看起来更像一个指状电容。这种技术使得原始短路(四分之一波长)贴片尺寸减小为原来的 $1/N$ 倍,其中 N 表示垂直放置在地平面之上的贴片板的数量。设计并测量了工作在 1575MHz(L1 GPS 频段)和 869MHz(RFID 频段)的两个天线。这些天线的相应电长度分别为 $\lambda/8.6$ 和 $\lambda/11.7$,对应的带宽分别为原来的 2.98% 和 1.15%。

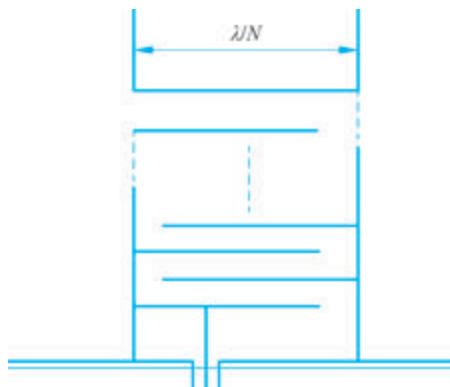


图 3.34 多层曲折和折叠贴片结构

通过在顶板上施加电容负载,也可以减小 PIFA 的尺寸。电容负载的目的在于补偿阻抗中的感性部分(以降低阻抗的无功部分)。这可以通过折叠 PIFA 的开口端来实现。引入电容的其他方法是在接地平面和 PIFA 之间添加一个板,如图 3.34 所示。电容负载可以通过改变中间贴片的尺寸和高度来进行调整。当然,这不会增加原始结构的外部尺寸。