

第9章 常见天线

9.1 引言

9.2 平面等角螺旋天线

9.3 对数周期天线

9.4 阿基米德螺旋天线

9.5 巴卑涅原理

9.6 理想缝隙天线

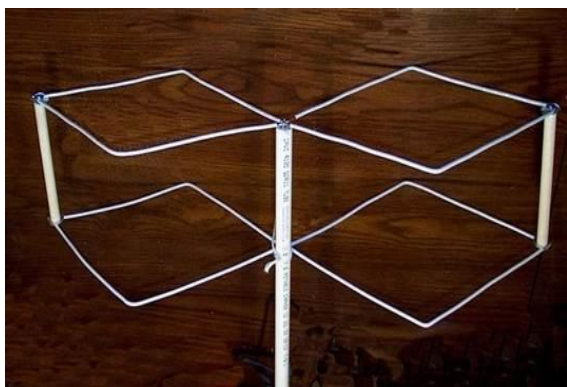
9.7 微带天线

9.1 引言

像对称振子，单极子天线等，天线上电流、电压呈驻波分布，称为**驻波天线**（Standing Wave Antennas）。驻波天线有明显的谐振特性，故此又称为谐振天线（Resonant Antennas）。这类天线的工作频带较窄，因为频率改变天线的**电尺寸**（ l/λ ）随之改变，天线的电性能（如输入阻抗）也随之改变。



展宽频带的一个重要途径是使天线电流工作于**行波状态**，频率变化时，尽管天线电尺寸也变化，但输入阻抗却近似不变，其它电性能变化亦较缓慢。这类天线称为**行波天线**（Traveling Wave Antennas）或**非谐振天线**（Nonresonant Antennas），如菱形（Rhombic）天线、螺旋（Helical）天线和对数周期（Log-Periodic）天线等。



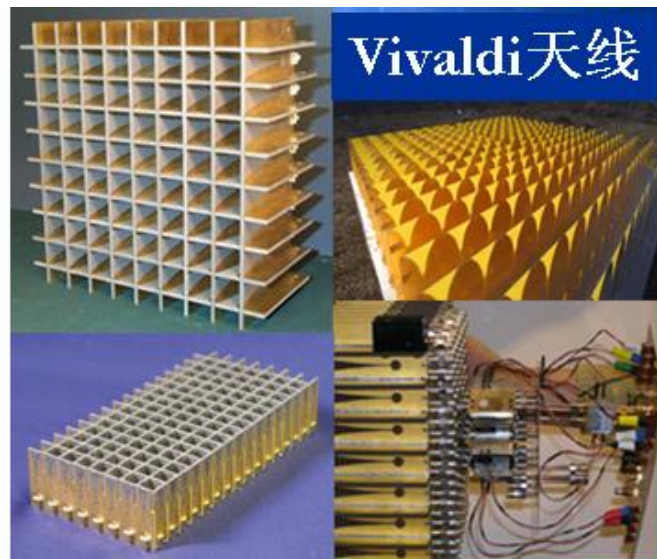
【宽频带天线】 由于行波天线工作在行波状态，频率变化时，输入阻抗近似不变，方向图随频率的变化也比较缓慢，因而频带较宽，绝对带宽达（2~3）：1，属于宽频带天线。

【非频变天线】 当天线的阻抗特性和方向性能在一个更宽的频率范围内（例如频带宽度为10：1或更高）保持**不变或稍有变化**，则把这一类天线称为非频变天线(Frequency Independent Antenna)。

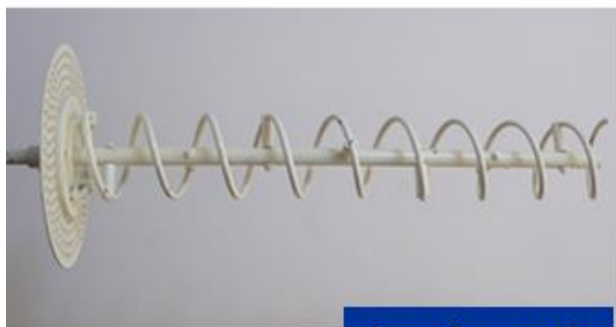
【宽频带天线/非频变天线实物照片】



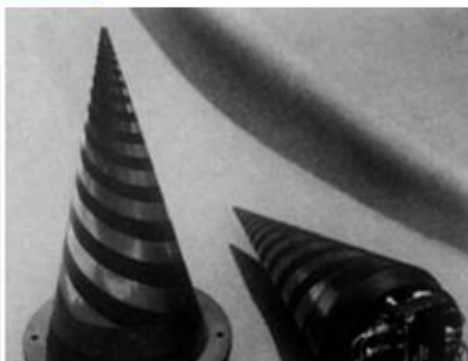
对数周期天线



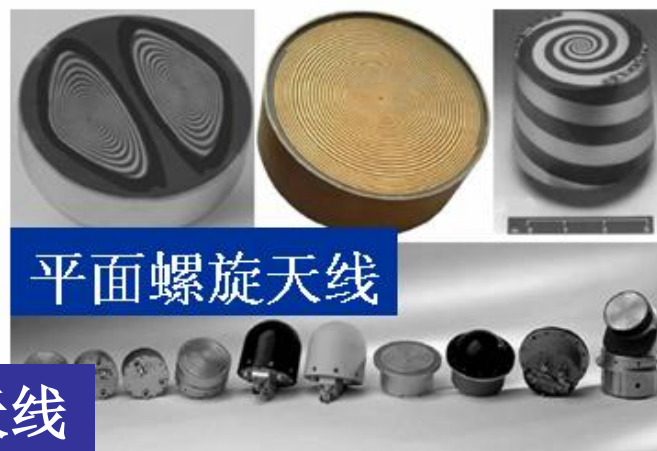
Vivaldi天线



螺旋天线



圆锥形等角螺旋天线



平面螺旋天线

非频变天线概念是由拉姆西（V.H.Rumsey）于1957年提出的，使天线的发展产生了一个突破，可将带宽扩展到超过40 : 1，在此之前，具有宽频带方向性和阻抗特性的天线其带宽不超过2 : 1。

非频变天线的导出基于相似原理。

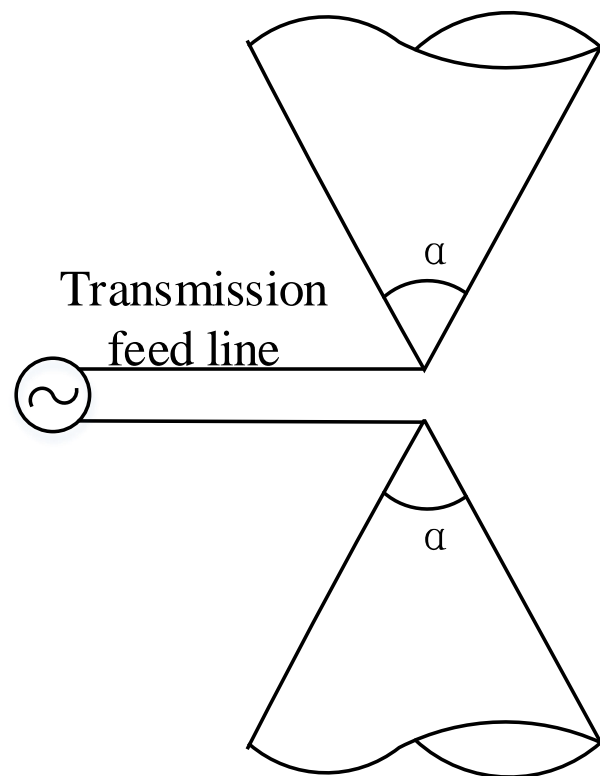
【相似原理】若天线的所有尺寸和工作频率（或波长）按相同比例变化，则天线的特性保持不变。对于实用的天线，要实现非频变特性必须满足以下两个条件。

非频变天线需满足的条件？

【角度条件】

角度条件是指天线的几何形状仅仅由角度来确定，而与其它尺寸无关。

例如无限长双锥天线就是一个典型的例子，由于锥面上只有行波电流存在，故其阻抗特性和方向特性将与频率无关，仅仅决定于圆锥的张角。要满足“角度条件”，天线结构需从中心点开始一直扩展到无限远。



非频变天线需满足的条件？

【终端效应弱】

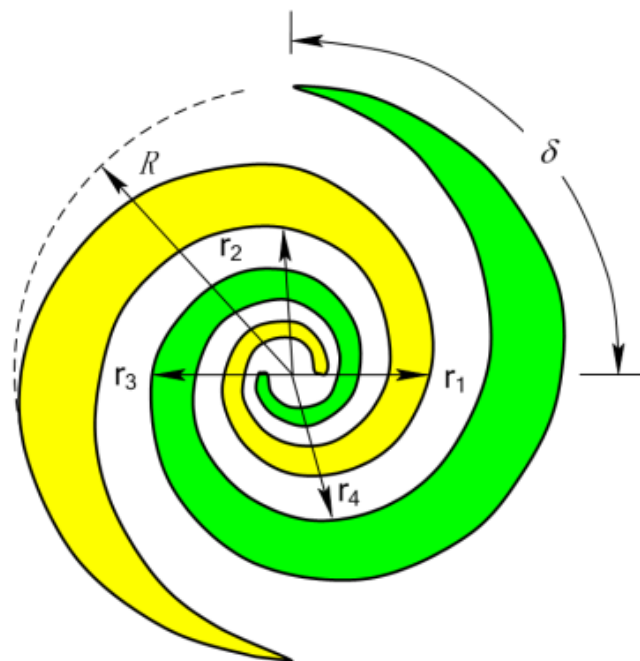
实际天线的尺寸总是有限的，与无限长天线的区别就在于它有一个终端的限制。若天线上电流衰减得快，则决定天线辐射特性的主要部分是载有较大电流的部分，而其延伸部分的作用很小，若将其截除，对天线的电性能不会造成显著的影响。在这种情况下，有限长天线就具有无限长天线的电性能，这种现象就是终端效应弱的表现，反之则为终端效应强。

【非频变天线的分类】

- 天线的形状仅由角度来确定，可在连续变化的频率上得到非频变特性。如无限长双锥天线、平面等角螺旋天线以及阿基米德螺旋天线等。
- 天线的尺寸按某一特定的比例因子 τ 变化，天线在 f 和 τf 两频率上的性能是相同的，在从 f 到 τf 的中间频率上，天线性能是变化的，只要 f 与 τf 的频率间隔不大，在中间频率上，天线的性能变化也不会太大，用这种方法构造的天线是宽频带的。这种结构的一个典型例子是对数周期天线。

9.2 平面等角螺旋天线

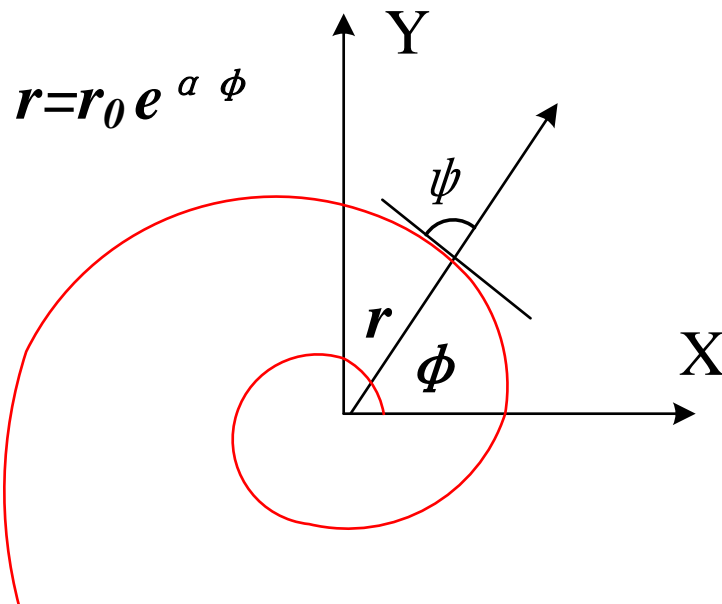
【天线结构】 由两个臂构成，双臂用金属片制成，具有圆对称性，每一臂都有两条边缘线，均为等角螺旋线。可通过印刷电路技术腐蚀在介质板材上。



等角螺旋线极坐标方程为

$$r = r_0 e^{\alpha \phi}$$

- 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；
- $1/\alpha$ 为螺旋率，决定螺旋线张开的快慢。



等角螺旋线

由于螺旋线与矢径之间的夹角 ψ 处处相等，因此这种螺旋线称为等角螺旋线， ψ 称为螺旋角，它只与螺旋率有关。

$$\psi = \arctan(1/\alpha)$$

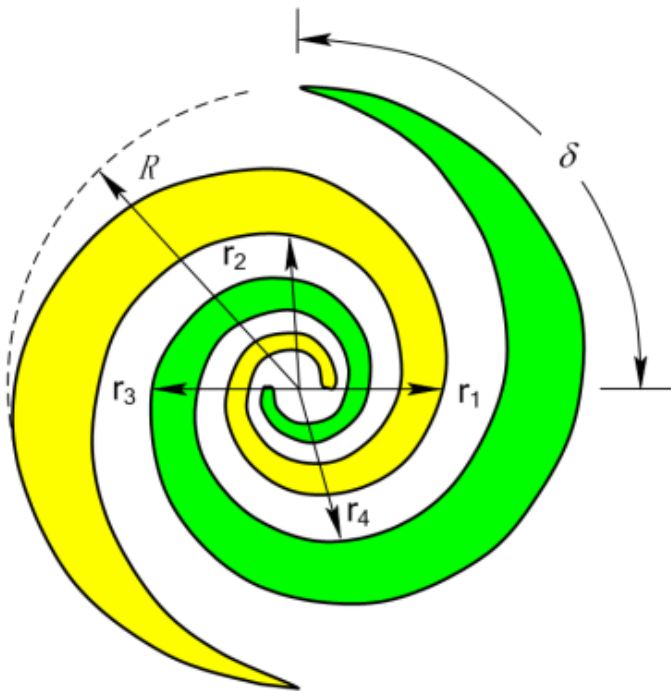
若第一条边缘等角螺旋线方程 $r_1 = r_0 e^{\alpha\phi}$

等角螺旋天线
线第一个臂

将第一条等角螺旋线旋转 δ 角 $r_2 = r_0 e^{\alpha(\phi-\delta)}$

$$\begin{array}{ccc} r_1 = r_0 e^{\alpha\phi} & \xrightarrow{\text{旋转}180^\circ} & r_3 = r_0 e^{\alpha(\phi-\pi)} \\ r_2 = r_0 e^{\alpha(\phi-\delta)} & & r_4 = r_0 e^{\alpha(\phi-\pi-\delta)} \end{array}$$

等角螺旋天线
第二个臂



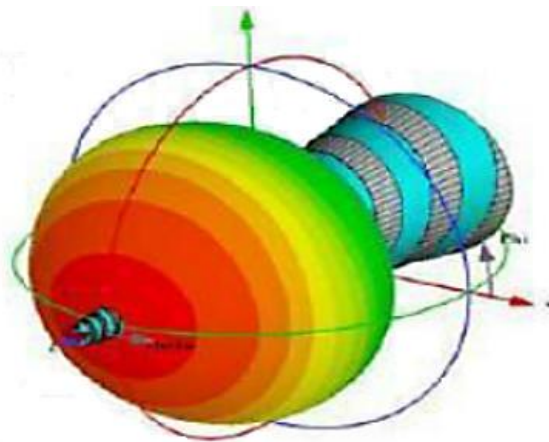
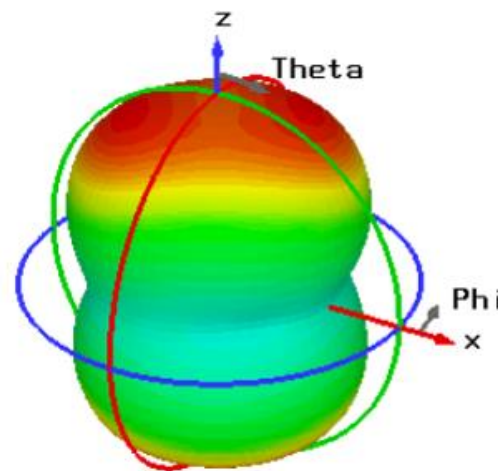
如果取 $\delta = \pi/2$ ，天线的金属臂与两臂之间的空气缝隙是同一形状，称为自补结构。

【工作原理】

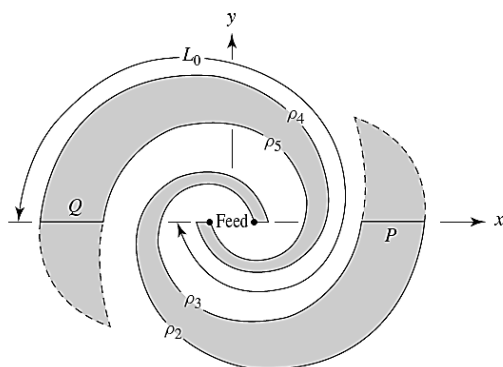
- 由于平面等角螺旋天线臂的边缘仅由角度描述，因而满足非频变天线对形状的要求。
- 当两臂的始端馈电时，可以把两臂等角螺旋线看成是一对变形的传输线，臂上电流沿线边传输，边辐射，边衰减。实验表明，臂上电流在流过约一个波长后就迅速衰减到20dB以下，终端效应很弱。

【方向性】

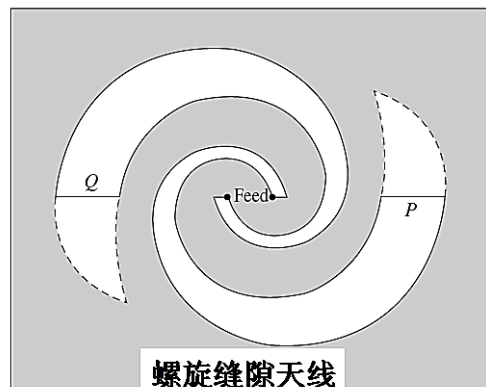
- 自补平面等角螺旋天线的辐射是双向的，最大辐射方向在平面两侧的法线方向上。
- θ 为天线平面的法线与射线之间的夹角，则方向图可近似表示为 $\cos \theta$ ，半功率波瓣宽度近似为 90° 。
- 平面等角螺旋天线是双向辐射的，为了得到单向辐射，可采用附加反射（或吸收）腔体，也可以做成圆锥形等角螺旋天线 (Conical Equiangular Spiral Antenna)



【阻抗特性】



螺旋平板天线



螺旋缝隙天线

互补天线的阻抗具有下列性质：

$$Z_{\text{缝隙}} \cdot Z_{\text{金属}} = \left(\frac{\eta_0}{2}\right)^2$$

对于 $\delta = \frac{\pi}{2}$ 的自补天线

$$Z_{\text{金属}} = Z_{\text{缝隙}} = \frac{\eta_0}{2} = 188.5\Omega$$

说明具有自补结构的天线，输入阻抗是一纯电阻且与频率无关。

【极化特性】

- 一般平面等角螺旋天线在 $\theta \leq 70^\circ$ 的锥形范围内接近圆极化。
- 天线有效辐射区内的每一段螺旋线都是基本辐射单元，但它们的取向沿螺旋线变化，总的辐射场是这些单元辐射场的叠加，因此等角螺旋天线轴向辐射场的极化与臂长相关；
- 当频率很低，全臂长比波长小得多时，为线极化；当频率增高时，最终会变成圆极化。
- 极化旋向与螺旋线绕向有关。例如，图示平面等角螺旋天线沿纸面对外的方向辐射右旋圆极化波，沿相反方向辐射左旋圆极化波。

【工作带宽】

等角螺旋天线的工作带宽受其几何尺寸影响，由内半径 r_0 和最外缘的半径 R 决定。实际的圆极化等角螺旋天线，外径 $R \approx \lambda_{\max} / 4$ ，内径 $r_0 \approx \lambda_{\min} / 4 \sim \lambda_{\min} / 8$ 。根据臂长为1.5圈~3圈的实验结果看，当 $\alpha = 0.221$ 对应1.5圈螺旋时，其方向图最佳。

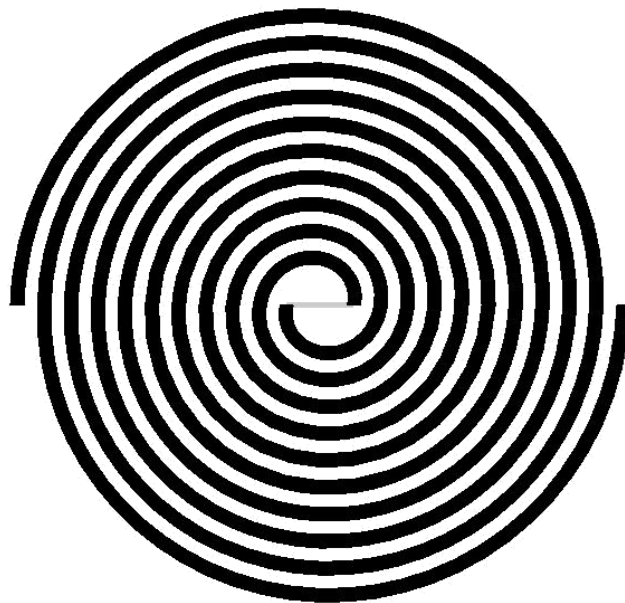
外半径： $R \approx r_0 e^{0.221(3\pi)} = 8.03r_0 = \lambda_{\max} / 4$

内半径： $r_0 \approx \lambda_{\min} / 4$

该天线可具有的相对带宽为 $\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = \frac{\lambda_{\max} / 4}{\lambda_{\min} / 4} = \frac{8.03r_0}{r_0} = 8.03$

若要增加相对带宽，必须增加螺旋线的圈数或改变其参数，相对带宽有可能达到20：1。

9.3 阿基米德螺旋天线



【阿基米德螺旋天线】由若干个一定宽度的阿基米德螺旋线构成。一般为两个或者四个。以两个螺旋线为例，则他们螺旋线方程为

$$r_1 \approx r_0 + a\varphi$$

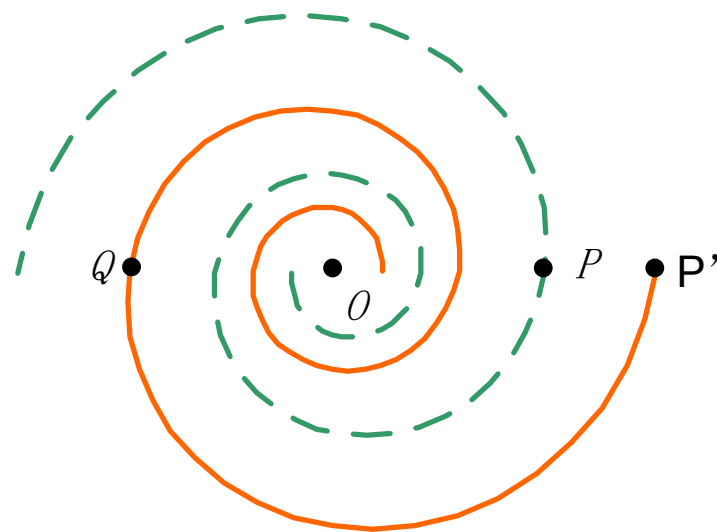
$$r_2 \approx r_0 + a(\varphi - \pi)$$

【工作原理】

近似地将螺旋线等效为双线传输线，根据传输线理论，两根传输线上的电流反相，当两线之间的间距很小时，传输线不产生辐射。

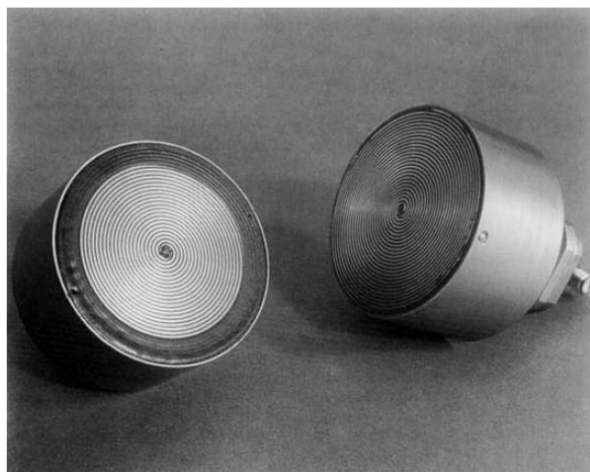
因此表面看，似乎螺旋线的辐射是彼此抵消的，事实并不尽然。

研究图中 P 、 P' 点处的两线段，
设 $\overline{OP} \approx \overline{OQ}$ ，即 P 和 Q 为两臂上的对应点，对应 P 、 P' 线段上的电流相位差为 $\pi + (2\pi/\lambda)\pi r$ ，若设 $r = \lambda/2\pi$ ，则 P 和 P' 点相位差为 2π 。两线段的辐射是同相叠加而非相消的。



【辐射特性】

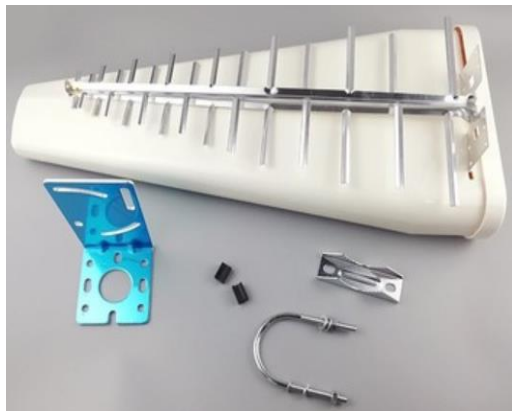
- 天线主要辐射是集中在周长约等于 λ 的螺旋环带上，称之为有效辐射带。随着频率的变化，有效辐射带也随之变化，故阿基米德螺旋天线具有宽频带特性。
- 虽然阿基米德螺旋天线可以在很宽频带上工作，但它不是一个真正的非频变天线，因为电流在工作区后不明显减小，因而不能满足截断要求，通常在末端加载，以避免波的反射。
- 通过在螺旋平面一侧装置圆柱形反射腔构成背腔式阿基米德螺旋天线(Cavity Backed Archimedean Spiral Antenna)，可得到单一主瓣，它可以嵌装在运载体的表面下。



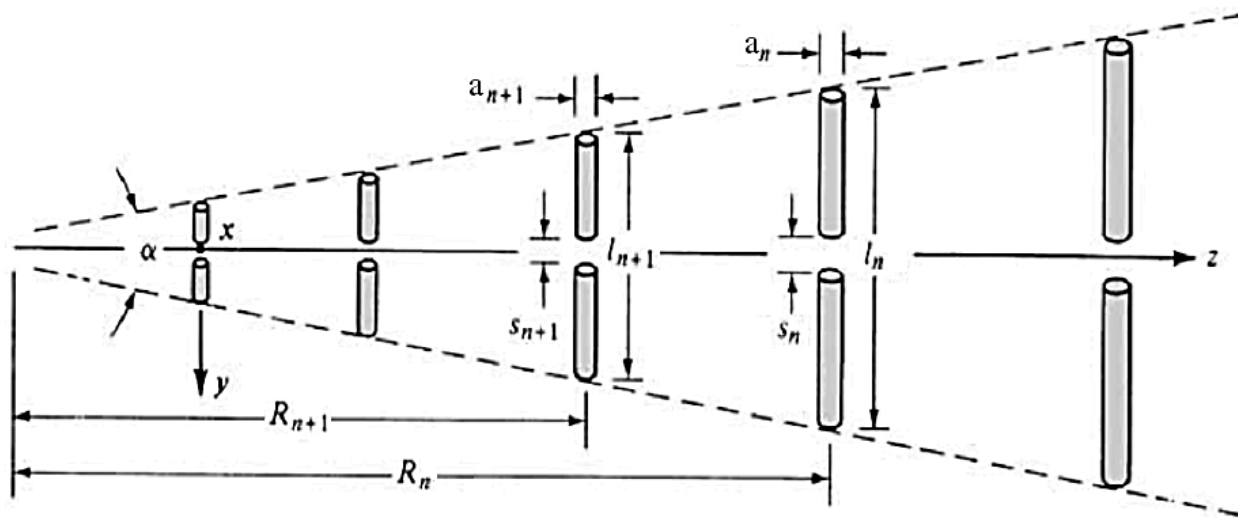
9.4 对数周期天线

【对数周期天线】（Log Periodic Antenna, LPA）于1957年提出，是非频变天线的另一类型，它基于**相似概念**：当天线按某一比例因子 τ 变换后仍等于它原来的结构，则天线的频率为 f 和 τf 时性能相同。

对数周期天线有多种型式，其中1960年提出的**对数周期振子阵天线**（Log Periodic Dipole Antenna, LPDA），因具有极宽的频带特性，而且结构比较简单，所以很快在短波、超短波和微波波段得到了广泛应用。



【天线结构】



➤ **比例关系：**所有振子尺寸以及振子之间的距离等都有确定的比例关系。若用 τ 来表示该**比例因子**，则有：

l — 振子长度

R — 顶点到振子间距

a — 振子粗细

S — 对称振子中心馈电间隙

$$\frac{l_{n+1}}{l_n} = \frac{R_{n+1}}{R_n} = \frac{a_{n+1}}{a_n} = \frac{s_{n+1}}{s_n} = \tau$$

相邻振子之间的距离比值

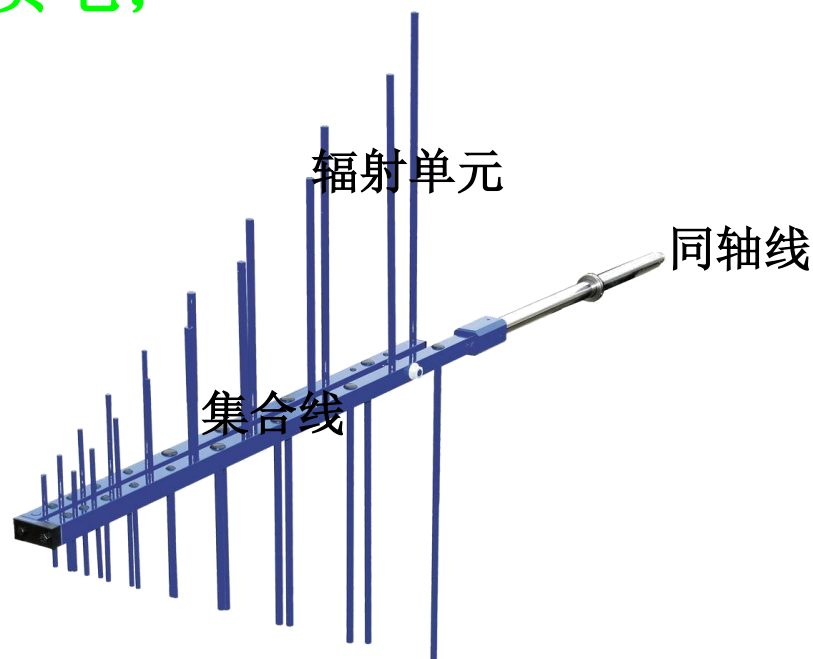
$$\frac{d_{n+1}}{d_n} = \frac{R_{n+1} - R_{n+2}}{R_n - R_{n+1}} = \frac{R_{n+1}(1-\tau)}{R_n(1-\tau)} = \tau$$

实用中常常用**间隔因子** δ 来表示相邻振子间的距离，它被定义为相邻两振子间的距离 d_n 与2倍较长振子的长度 $2L_n$ 之比，即 $\delta = \frac{d_n}{2L_n}$

对数周期振子阵天线的顶角 α 与 **比例因子** τ 及**间隔因子** δ 之间具有如下关系：

$$\delta = \frac{1-\tau}{4 \tan \frac{\alpha}{2}} \qquad \alpha = 2 \arctan \frac{1-\tau}{4\delta}$$

➤ 相邻振子交叉馈电；




通常把给各振子馈电的那一段平行线称为集合线，以区别与整个天线系统的馈线。为实现交叉馈电，通常由两根金属管构成集合线，让同轴电缆从其中一根穿入到馈电点以后，将外导体焊在该金属管上，将内导体引出来焊到另一根金属管上，振子的两臂分别交替地焊在集合线的两根金属管上。

【工作原理】

- 对数周期振子阵天线具有极宽的工作带宽，达到10：1或更宽。
- 天线的方向特性、阻抗特性等等都是天线电尺寸的函数。如果设想当工作频率按比例 τ 变化时，仍然保持天线的电尺寸不变，则在这些频率上天线就能保持相同的电特性。即宽频带特性。

工作频率	工作振子	电尺寸
$f_1 (\lambda_1)$	第“1”个振子	L_1/λ_1
$f_2 (\lambda_2)$	第“2”个振子	L_2/λ_2
$f_3 (\lambda_3)$	第“3”个振子	L_3/λ_3
...

如果频率能保证：

电性能不变  $\frac{L_1}{\lambda_1} = \frac{L_2}{\lambda_2} = \frac{L_3}{\lambda_3} = \dots$

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：

$$L_{n+1}/L_n = \tau$$

就要求频率满足 $\lambda_{n+1}/\lambda_n = \tau$ 满足 $f_{n+1}/f_n = 1/\tau$

如果取对数 $\ln f_{n+1} - \ln f_n = \ln \frac{1}{\tau}$

说明当工作频率的对数作周期性变化时(周期为 $\ln(1/\tau)$)，天线的电性能才保持不变，所以，把这种天线称为对数周期天线。

对数周期阵子阵天线沿集合线分成三个区域，即传输区、辐射区和非激励区：

传输区——馈电点附近长度远小于 $\lambda/2$ 的短阵子所在的区域，该区域阵子电长度很短，输入容抗很大，因而激励电流很小，辐射很弱，集合线上的导波能量经过该区域时衰减很小，主要起传输线的作用。

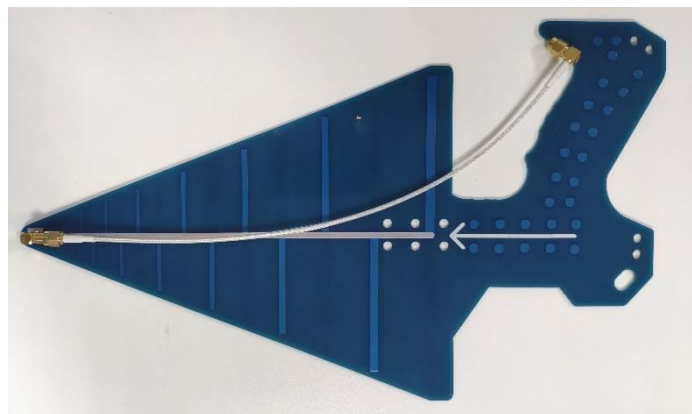
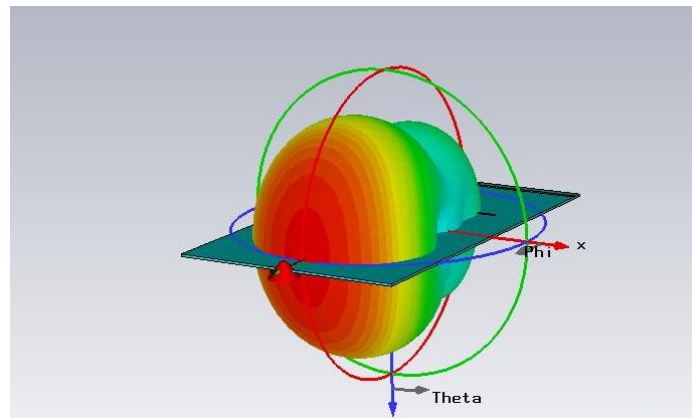
辐射区——长度约等于的几个波长的阵子所在的区域，该区域阵子处于谐振或准谐振状态，电流激励较强，起主要辐射作用。当工作频率变化时，辐射区会在天线上前后移动，使天线的电性能保持不变。辐射区阵子数一般不少于三个，阵子数越多天线的方向性越强，增益也越高。

对数周期阵子阵天线沿集合线分成三个区域，即传输区、辐射区和非激励区：

非激励区——辐射区后面的部分为非激励区（非辐射区），由于集合线上传输的能量绝大多数被辐射区的阵子吸收，传送到非激励区的能量很少，因此该区域激励电流很弱，阵子几乎处于未激励状态。非辐射区阵子激励电流迅速下降，存在电流截断效应，正是这一点，使得在一定的频率范围内有限大结构近似实现无限大结构时的电特性。

【方向性】

- 对数周期天线为端射式天线，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。
- 当工作频率变化时，天线的辐射区在天线上前后移动而保持相似特性，故其方向图随频率的变化较小。



【方向性】

- 除了对数周期天线的方向图外，它的半功率角与比例因子 τ 以及间隔因子 δ 也有一定的关系， τ 越大，辐射区振子数越多，天线的方向性越强，方向图的半功率角就越小。
- 在任何一个工作频率上，只有辐射区的部分振子对辐射起主要作用，而并非所有振子均对辐射有重要贡献，所以它的方向性不强。方向图的波束宽度一般为几十度，天线增益也一般10dBi左右，属于中等增益天线范畴。

【阻抗特性】

辐射区为集合线的主要负载，由集合线传送的高频能量几乎被辐射区的振子全部吸收，并向空间辐射。辐射区后的非谐振区振子比谐振长度大得多，由于其得到的高频能量很小，所以从集合线终端反射的能量也就非常小。若集合线终端接适当的短路支节长度，集合线上的反射波成分就可降到最低程度，此时，可近似认为集合线上载行波。因而对数周期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特性阻抗，基本上是电阻性的，电抗成分不大。

【极化特性】

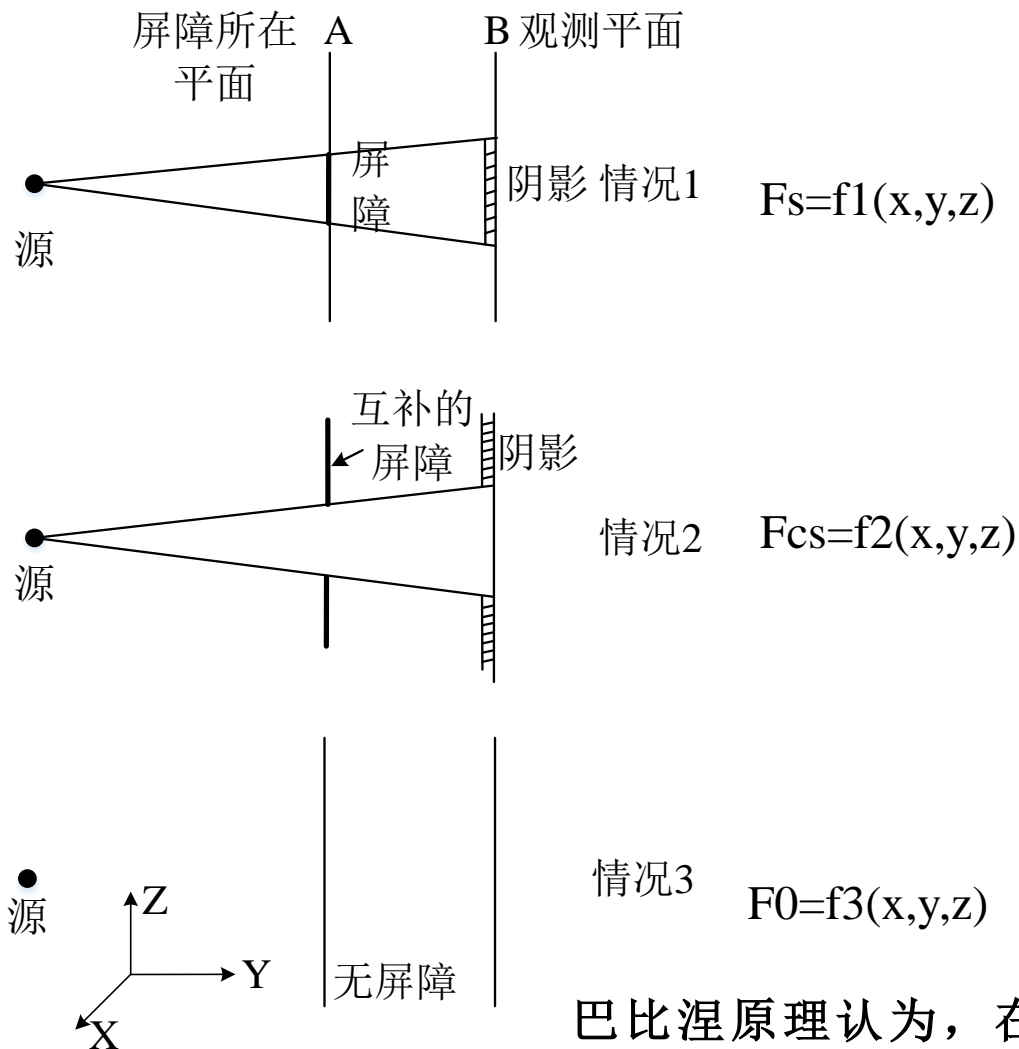
对数周期天线为线极化天线。当对数周期天线的振子面水平放置时，辐射或接收水平极化波；当它的振子面垂直放置时，则辐射或接收垂直极化波。

【工作带宽】

对数周期天线的辐射区对振子长度有一定要求，所以它的工作带宽将基本上由最长及最短振子尺寸限制。

9.5 巴卑涅原理

光学中的巴比涅原理可阐述如下:位于屏障所在平面后方任意点处的场,加上用互补屏障替换后在同点处的场,等于全无屏障时该点处的场。

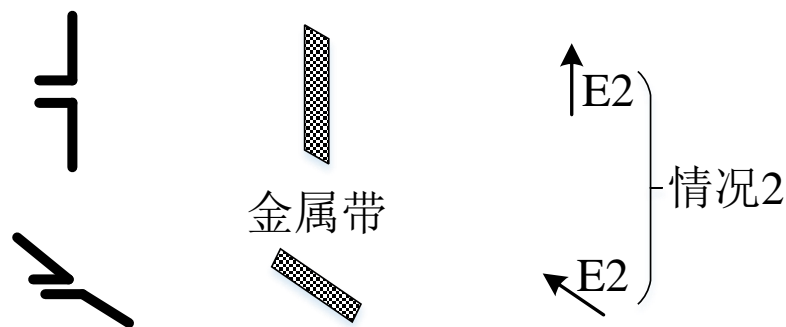
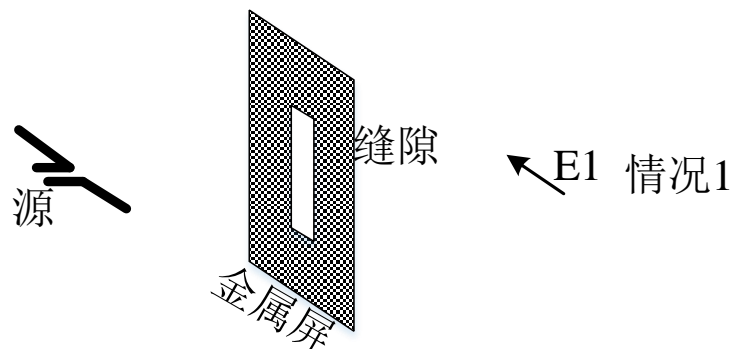


巴比涅原理认为, 在同一点 (x_1, y_1, z_1) 处, 有 $F_s + F_{cs} = F_0$

假定屏障是理想导电
($\sigma = \infty$)的无限薄平面结构;

进一步, 理想导电屏障
的互补屏障必须具有无穷大
的磁导率($\mu = \infty$), 即现实中
并不存在的理想导磁体。

然而, 只要原屏障和互
补屏障都采用理想导体,
并交换所有的电物理量与磁
物理量, 就可以获得等效理
想导磁体的效应。

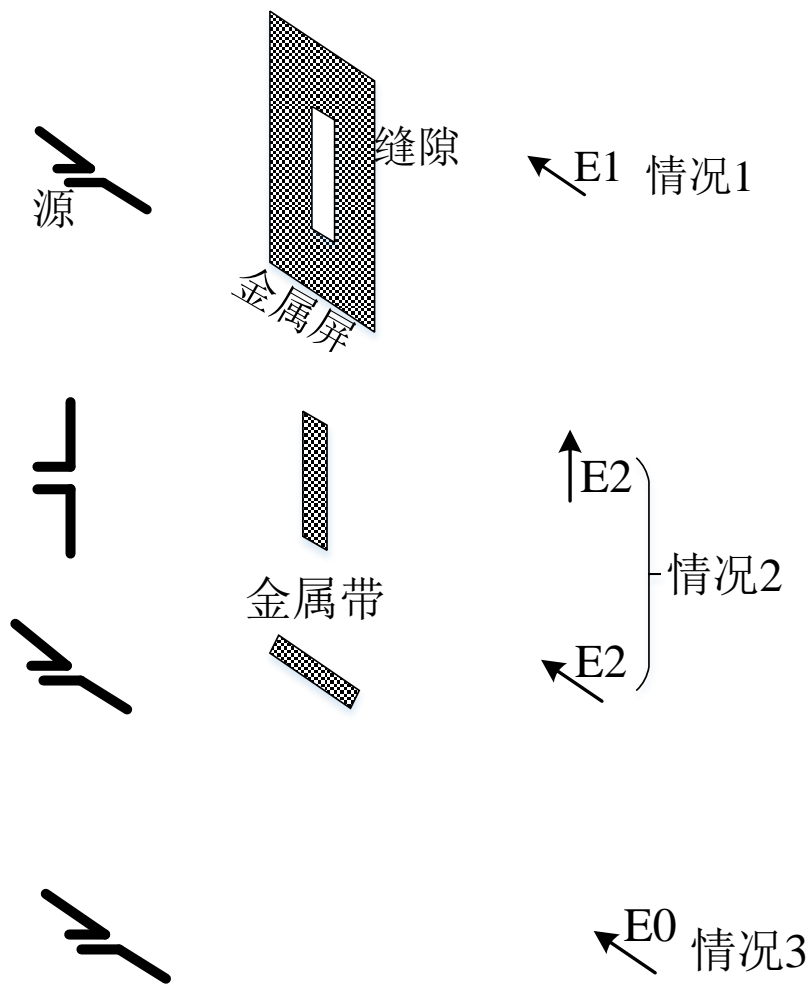


电磁学中的巴比涅原理:

情况 1 中采用水平偶极子源, 以无限大无限薄的理想导电平面作为原有屏(切割有铅垂缝隙), 屏后 P 点处的电场为 E_1 。

情况 2 中采用铅垂偶极子源(从而将 E 和 H 互换), 用无限薄的理想导电平面条带作为互补屏, 在屏后同一 P 点处的电场为 E_2 ; 情况 2 的另一种布置是采用水平偶极子源和水平条带。

情况 3 中采用水平偶极子源和无屏障的自由空间, P 点处的电场为 E_0 . 于是, 由巴比涅原理, 得 $E_1 + E_2 = E_0$



9.6 理想缝隙天线

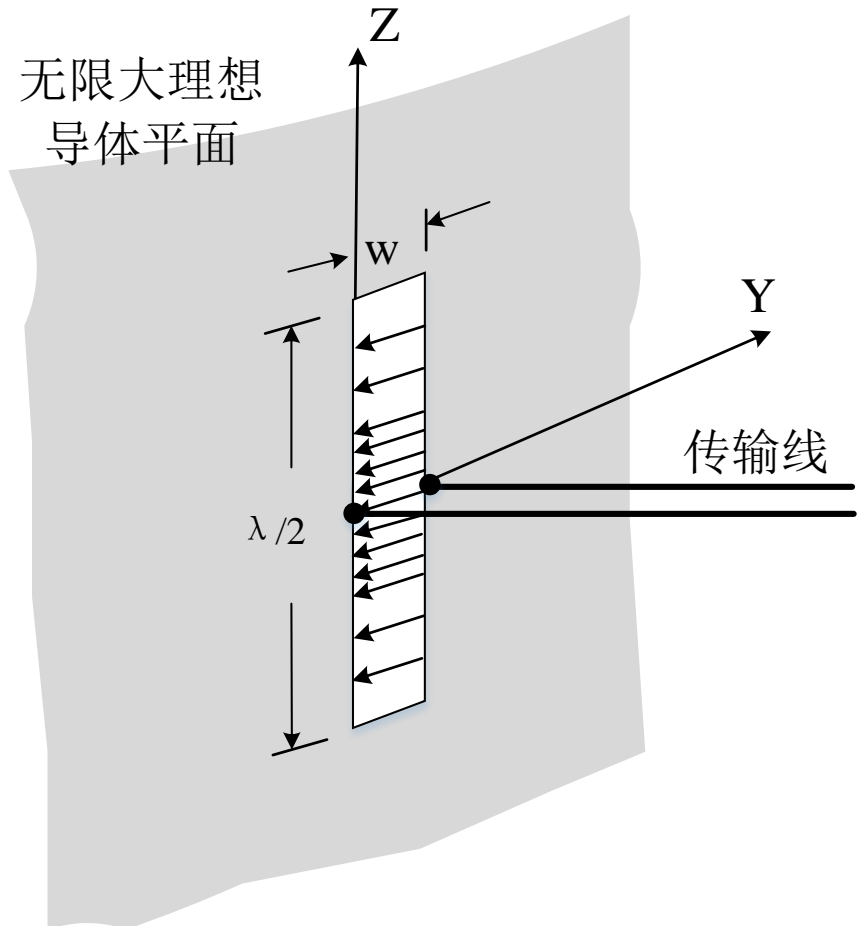
【理想缝隙天线】

理想缝隙天线：开在无限大、无限薄的理想导体平面上的直线缝隙，用同轴传输线激励。

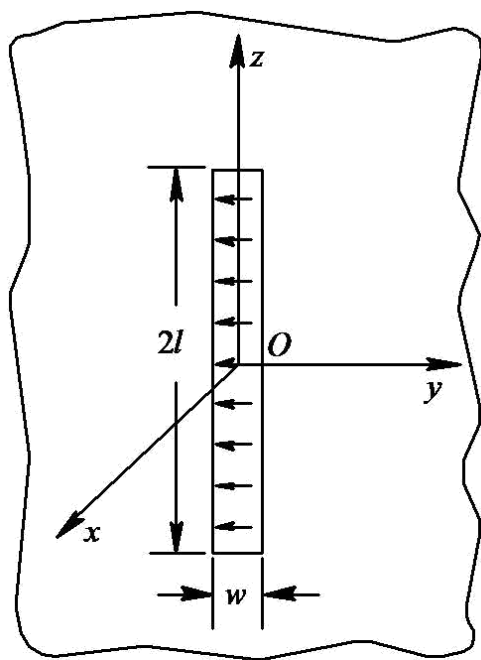
假设位于 yoZ 平面上的无限大理想导体平面上开有宽度为 w ，（ $w \ll \lambda$ ）长度 $2l = \lambda/2$ 的缝隙。

理想缝隙天线的电特性可借助与理想缝隙天线互补结构的对称振子的电特性计算。

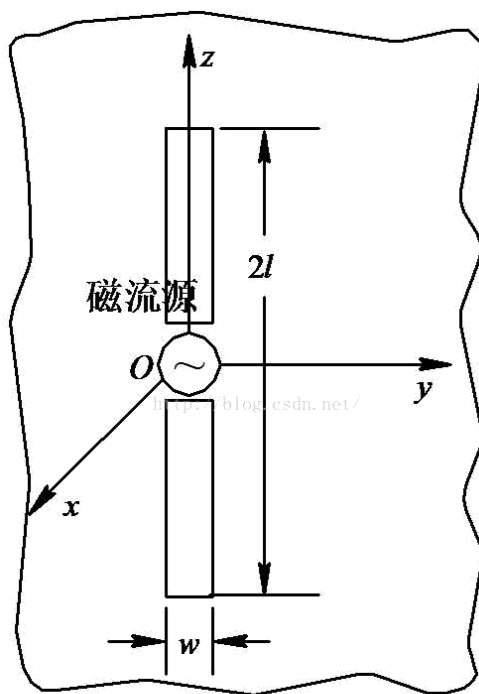
如何建立关系？



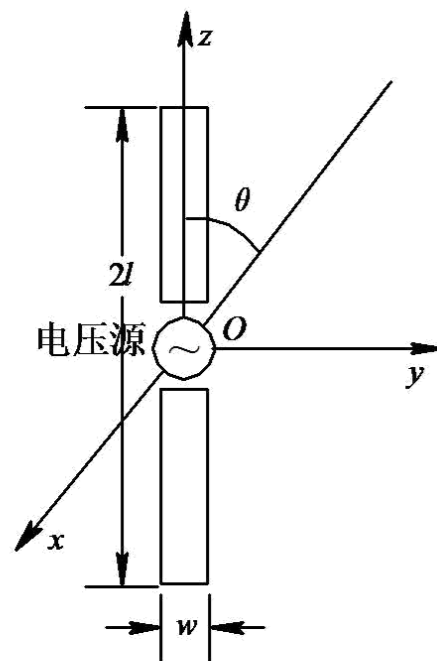
实际上缝隙天线是由外加电压或者场激励的。不论激励方式如何，缝隙中的电场垂直于缝隙的长边，并关于缝隙的中点上下对称分布，下图（a）所示。因此理想缝隙天线可等效为由磁流源激励的对称缝隙，下图（b）所示。与之互补的是尺寸相同的板状对称振子，下图（c）所示。



(a)



(b)



(c)

【等效】

缝隙被激励后，只存在垂直于长边的切向电场，并对缝隙的中点呈对称驻波分布，其表达式为：

$$\vec{E}(z) = -E_m \sin[k(l - |z|)] \hat{y} \quad E_m \text{ — 缝隙中间波腹处场强值}$$

如果引入等效的磁流源，在 $x > 0$ 的半空间内，理想缝隙相当于一个磁流源激励的对称缝隙，其等效磁流密度为：

$$\vec{J}_m = -\hat{n} \times \vec{E} \Big|_{x=0} = E_m \sin[k(l - |z|)] \hat{z}$$

在 $x > 0$ 的半空间内，等效磁流强度为：

$$I_m = \oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = 2wE_m \sin[k(l - |z|)]$$

根据对偶原理，磁对称阵子辐射场可由半波对称振子的辐射场得出。

半波对称振子辐射场表达式：

$$E_{\theta} = j\eta \frac{I_0}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}$$

$$H_{\varphi} = j \frac{I_0}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}$$

根据对偶原理，磁对称阵子的辐射场为：

$$H_{\theta}^m = j \frac{E_m w}{\eta \pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}$$

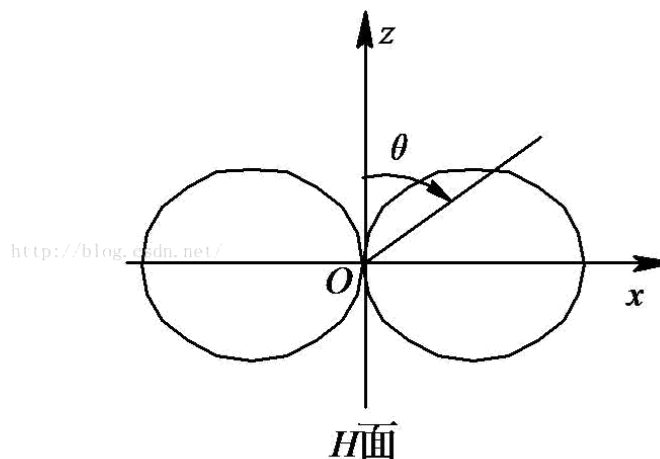
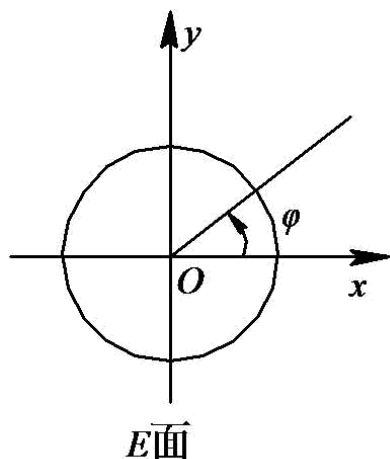
$$E_{\varphi}^m = -\eta H_{\theta}^m = -j \frac{E_m w}{\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}$$

理想缝隙与电对称阵子比较（电特性）

- 理想缝隙与电对称阵子为互补天线；
- 方向性相同，其方向函数为：

$$f(\theta) = \left| \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \right|$$

- 场的极化不同，H面、E面互换，理想缝隙E面无方向性，对称阵子H面无方向性；



■ 二者辐射阻抗、输入阻抗乘积为常数。

以缝隙波腹处电压值 $U_m = E_m w$ 为计算辐射电阻的参考电压，则

缝隙的辐射功率

$$P_{r,m} = \frac{1}{2} \frac{|U_m|^2}{R_{r,m}}$$

缝隙辐射电阻

若理想缝隙天线与其互补的电对称振子的辐射功率相等，由

电对称振子 $E_\theta = j\eta \frac{I_0}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}$

理想缝隙

$$E_\phi^m = -j \frac{E_m w}{\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}$$

$$U_m = 60\pi I_0$$

因为电对称振子的辐射功率 $P_{r,e}$ 与其辐射电阻 $R_{r,e}$ 的关系为

$$P_{r,e} = \frac{1}{2} |I_0|^2 R_{r,e}$$

推导出理想缝隙天线的辐射电阻与其互补的电对称振子的辐射电阻之间关系式：

$$\text{辐射电阻} \quad R_{rm} R_{re} = (60\pi)^2$$

$$\text{辐射阻抗} \quad Z_{rm} Z_{re} = (60\pi)^2$$

$$\text{输入阻抗} \quad Z_{inm} Z_{ine} = (60\pi)^2$$

任意长度的理想缝隙天线的输入阻抗、辐射阻抗均可由与其互补的电对称阵子的相应值求得。

【辐射电阻】 半波对称阵子的辐射阻抗为 $R_{re} = 73.1\Omega$ ，理想半波缝隙天线的辐射电阻？辐射电导？

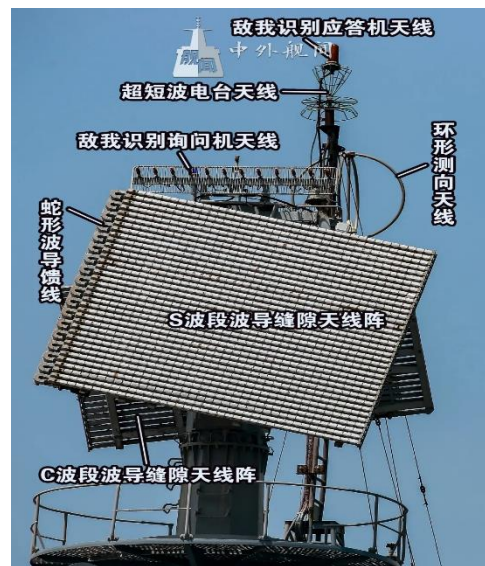
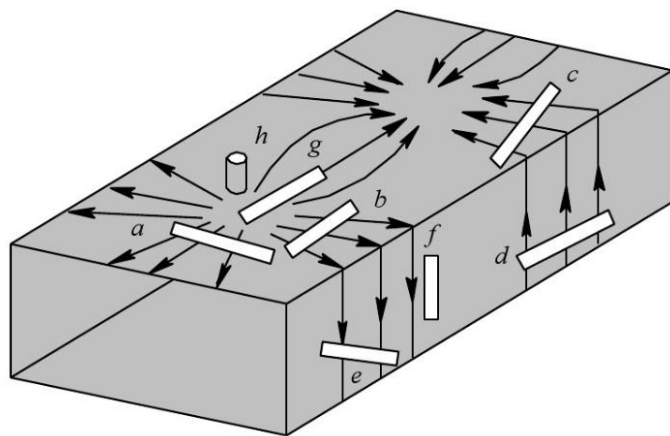
$$R_{rm} = \frac{(60\pi)^2}{73.1} = 500\Omega$$

$$G_{rm} = 0.002 \text{ (S)}$$

- 由于谐振电对称阵子的输入阻抗为纯阻，因此谐振缝隙的输入阻抗也为纯阻，并且其谐振长度同样稍短于 $\lambda/2$ ，且缝隙越宽，缩短程度越大。

【应用】

单缝隙天线的方向性是比较弱的，为了提高天线的方向性，可在波导的一个壁上开多个缝隙组成天线阵。适当改变缝隙的位置和取向就可以改变缝隙的激励强度，以获得所需要的方向性。



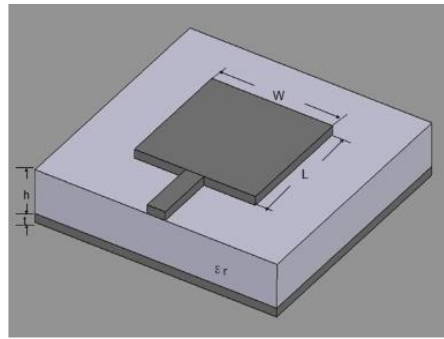
顶板（Top Plate）系列对空搜索雷达

9.7 微带天线

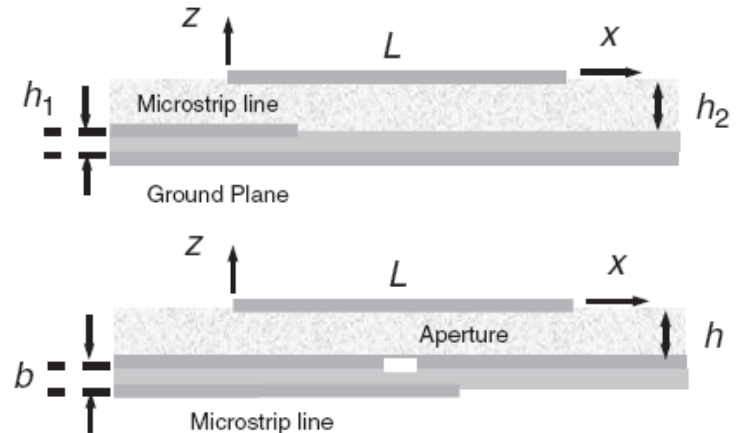
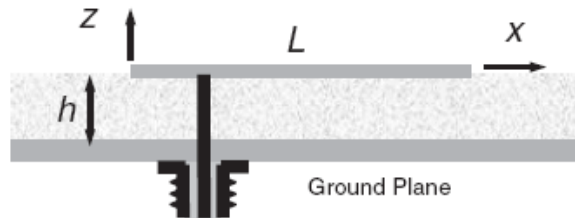
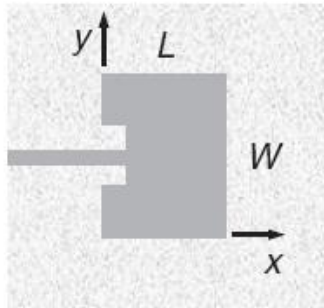
【结构】

微带天线是由导体薄片粘贴在背面有导体接地板的介质基片上形成的天线。

贴片形状：矩形，圆形，三角形，多边形等。



馈电：微带传输线，同轴线，耦合馈电等。

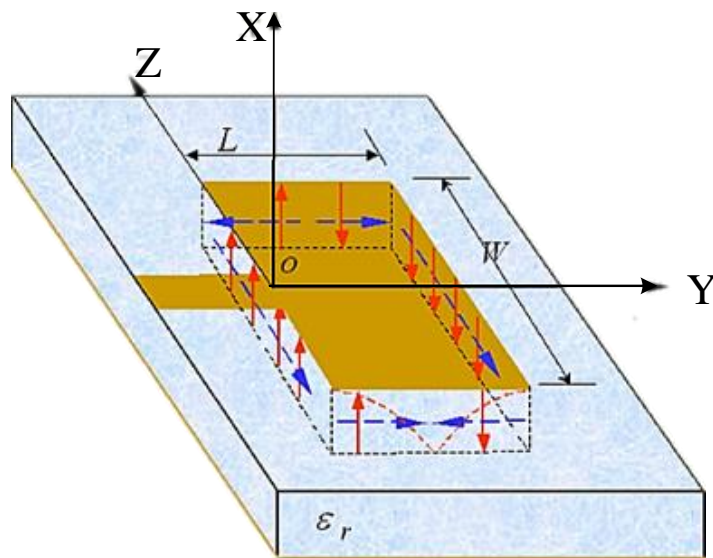


【原理】

矩形微带天线，介质基片的上面的辐射贴片为矩形结构，介质基片的背面为导体接地板。

贴片与接地板之间的场分布 $E_x = E_0 \cos(\pi y/L)$

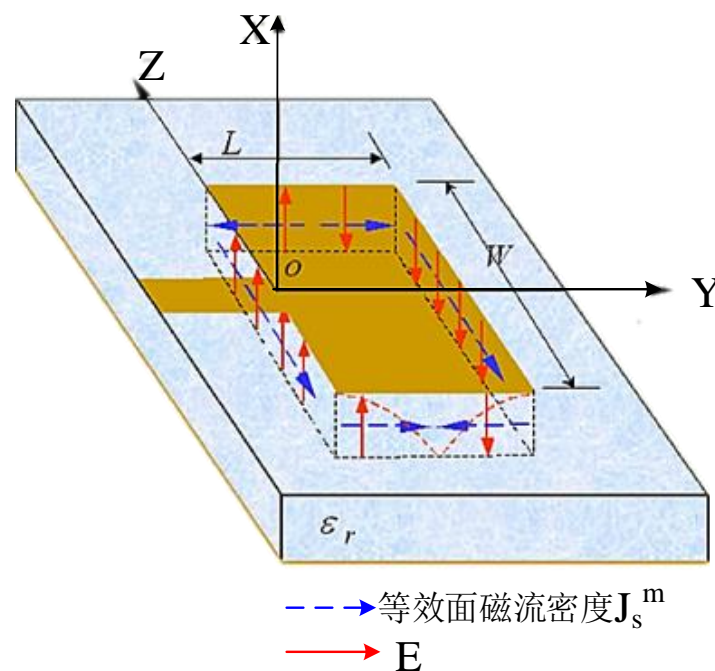
根据对偶边界条件，等效面磁流 $\vec{J}_s^m = -\hat{n} \times \vec{E} \Big|_{y=0}^{y=L} \quad \vec{J}_s^m = -\hat{n} \times \vec{E} \Big|_{z=-w/2}^{z=w/2}$



--→ 等效面磁流密度 \vec{J}_s^m
—→ \vec{E}

【原理】

- 沿每条 L 边的磁流都由反对称的两部分构成，他们在 H 面上各处的辐射互相抵消；而两条边的磁流又彼此呈现反对称分布，因而在 E 面上各处，他们的场也相互抵消，在其他平面上这些磁流的辐射不会完全抵消，但与沿两条 W 边的辐射相比，都比较弱，称为交叉极化分量。
- 矩形微带天线的辐射主要由沿两条 W 缝隙上的等效面磁流产生，该两个边称为辐射边。



【辐射场】

矩形微带天线的辐射场由相距 L 、长为 W 的两条缝隙辐射场叠加而成。

考虑 $y=0$ 的缝隙，表面磁流密度为：

$$\vec{J}_s^m = -\hat{n} \times \vec{E} \Big|_{y=0} = -\hat{z} E_0$$

对于远区观察点 $P(r, \theta, \varphi)$ ，其等效磁流产生的电矢位可以由电流产生的磁矢位对偶得出：

$$\vec{F} = -\hat{e}_z \frac{1}{4\pi r} \int_{-W/2}^{W/2} \int_{-h}^h E_0 e^{-jk(r-x \sin \theta \cos \varphi + z \cos \theta)} dz dx$$

式中考虑了接地板引入的镜像效应，积分后得

$$\vec{F} = -\hat{e}_z \frac{E_0 h}{\pi r} \frac{\sin(kh \sin \theta \cos \varphi)}{kh \sin \theta \cos \varphi} \frac{\sin\left(\frac{1}{2} kW \cos \theta\right)}{k \cos \theta} e^{-jkr}$$

由 $\vec{E} = -\nabla \times \vec{F}$ 可得远区电场矢量为:

$$\vec{E} = \hat{e}_\varphi \frac{jE_0 h}{\pi r} \frac{\sin(kh \sin \theta \cos \varphi)}{kh \sin \theta \cos \varphi} \frac{\sin\left(\frac{1}{2} kW \cos \theta\right)}{\cos \theta} \sin \theta e^{-jkr}$$

对于 $y = L$ 处面磁流对辐射场的贡献, 可考虑间距 $L = \lambda_g/2$ 的等幅同相二元阵, 其阵因子为:

$$f_n = 2 \cos\left(\frac{1}{2} kL \sin \theta \sin \varphi\right)$$

矩形微带天线远区辐射场为:

$$\vec{E} = \hat{e}_\varphi \frac{j2E_0 h}{\pi r} \frac{\sin(kh \sin \theta \cos \varphi)}{kh \sin \theta \cos \varphi} \frac{\sin\left(\frac{1}{2} kW \cos \theta\right)}{\cos \theta} \sin \theta \cos\left(\frac{1}{2} kL \sin \theta \sin \varphi\right) e^{-jkr}$$

【方向图】

由于实际微带天线的 $kh \ll 1$ ，第一个因子近似等于1，方向函数可表示为：

$$F(\theta, \varphi) = \left| \frac{\sin\left(\frac{1}{2} kW \cos \theta\right)}{\frac{1}{2} kW \cos \theta} \sin \theta \cos\left(\frac{1}{2} kL \sin \theta \sin \varphi\right) \right|$$

H面（**xoz**面）， $\varphi = 0^\circ$ ，方向函数为：

$$F_H(\theta) = \left| \frac{\sin\left(\frac{1}{2} kW \cos \theta\right)}{\frac{1}{2} kW \cos \theta} \sin \theta \right|$$

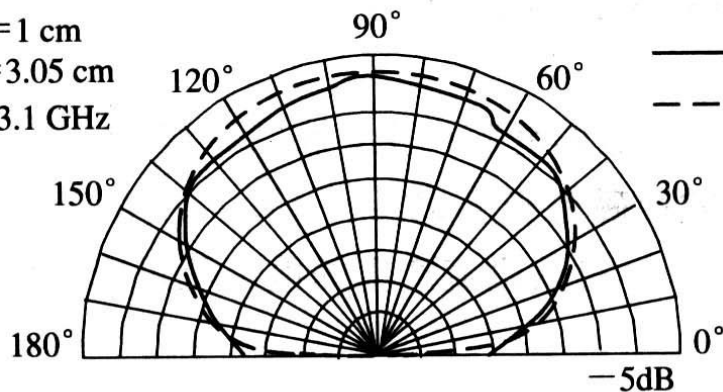
E面（**xoy**面）， $\theta = 90^\circ$ ，方向函数为：

$$F_E(\varphi) = \left| \cos\left(\frac{1}{2} kL \sin \varphi\right) \right|$$

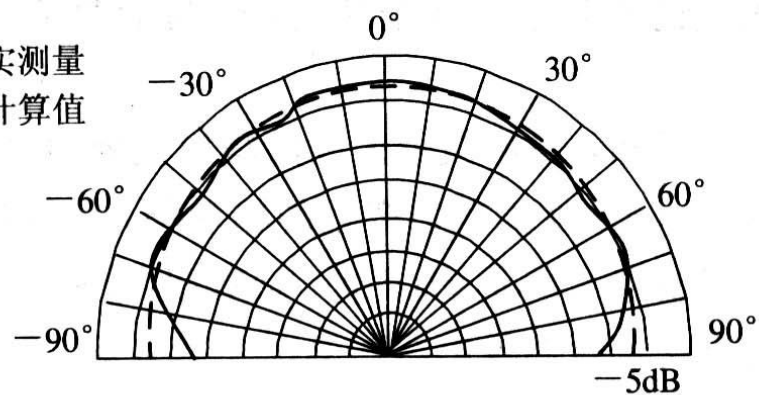
$$F_H(\theta) = \left| \frac{\sin\left(\frac{1}{2} kW \cos \theta\right)}{\frac{1}{2} kW \cos \theta} \sin \theta \right|$$

$$F_E(\varphi) = \left| \cos\left(\frac{1}{2} kL \sin \varphi\right) \right|$$

$W=1 \text{ cm}$
 $L=3.05 \text{ cm}$
 $f=3.1 \text{ GHz}$



(a)



(b)

矩形微带天线方向图

【应用】

体积小，重量轻，低剖面，能与载体共形；制造成本低，易于批量生产；天线的散射截面较小；能得到单方向的宽瓣方向图，最大辐射方向在平面的法线方向；易于和微带线路集成；易于实现线极化和圆极化，容易实现双频段、双极化等多功能工作。



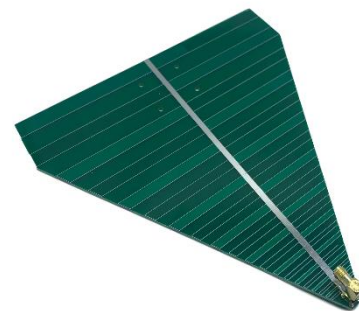
北斗/GPS双模圆极化微带天线



GPS-BD2弹载环形共形柔性天线



圆极化等角螺旋超宽带天线0.8-8.5GHz



超宽带对数周期天线 600-6000MHz

【应用】

