第5章

缝隙天线

CHAPTER 5

本章将阐述缝隙天线的辐射特性。缝隙天线是一种特殊的口径天线,因其剖面很低,所 以应用非常广泛,如机载雷达或导弹。这种天线最简单的例子就是在一个薄的金属片上切

一个矩形缝隙,如图 5-1 所示。缝隙可以由连接缝隙 两边的像巴伦一样的平行传输线、同轴电缆或同轴传 输线进行馈电,也可以用波导进行馈电。

一般采用口径分布的方法分析缝隙天线的辐射特性。但是对于窄缝天线,常用另一种等效的原理获得辐射特性,这种方法简单方便,并且前面所学的线天线的知识也可以很容易地应用于此。本章将介绍巴比涅原理,然后利用它得到一般的缝隙天线辐射场和辐射电阻,最后介绍两种常见的缝隙天线.微带缝隙天线和波导缝隙天线。





### 5.1 巴比涅原理

在学习了线天线和微带天线后,现在可以讨论它们之间的联系了。首先,需要引入一个 光学上的原理——巴比涅原理:位于屏障所在平面后方任意点处的场,加上用互补屏障替 换后在同一点处的场,等于全无屏障时该点处的场。巴比涅原理在光学上主要用于处理与 吸收屏幕相关的问题,不涉及极化,但极化在天线理论中至关重要。Booker介绍了扩展的 巴比涅原理,其中包括了极化和实际的导体屏障。

如图 5-2(a)所示,假设有一个电流源 **J** 辐射到本征阻抗为  $\eta = (\mu/\epsilon)^{1/2}$  的无界媒质,在 P 点产生的电场和磁场分别为  $E_0$  和  $H_0$ 。当电流源辐射到本征阻抗为  $\eta = (\mu/\epsilon)^{1/2}$  的媒质 时,将从下面两种情况下的辐射场结合起来也能获得同样的辐射场。

(1) 当媒质平面为薄的无限大理想电导体(Perfect Electric Conductor, PEC)时,平面中间开有一个孔  $S_a$ ,在 P 点产生的场为 $E_a$ 和  $H_a$ ,如图 5-2(b)所示。

(2) 当媒质平面为薄的扁平的理想磁导体(Perfect Magnetic Conductor, PMC)时, 在 P 点产生的场为  $E_m$  和  $H_m$ , 如图 5-2(c)所示。

因此, $\boldsymbol{E}_0 = \boldsymbol{E}_e + \boldsymbol{E}_m$ , $\boldsymbol{H}_0 = \boldsymbol{H}_e + \boldsymbol{H}_m$ 。



图 5-2 无界媒质中的电流源和巴比涅原理

图 5-2(a)的辐射源产生的场还可以通过结合下面两种情况下产生的场而获得。

(1) 一个电流源 **J** 辐射到本征阻抗为  $\eta = (\mu/\epsilon)^{1/2}$  的媒质时,在薄的无限大平面上存在的理想电导体 *S*。在 *P* 点产生的场为 *E*。和 *H*。,如图 5-2(b)所示。

(2) 一个磁流源 **M** 辐射进本征阻抗为  $\eta = (\mu/\epsilon)^{1/2}$  的媒质时,在薄的扁平的表面上存 在的理想电导体 S<sub>a</sub> 在 P 点产生的场为 E<sub>d</sub> 和 H<sub>d</sub>,如图 5-2(d)所示。

因此, $\boldsymbol{E}_{0} = \boldsymbol{E}_{e} + \boldsymbol{H}_{d}$ ,  $\boldsymbol{H}_{0} = \boldsymbol{H}_{e} - \boldsymbol{E}_{do}$ 

在实际设计中,对图 5-2(c)利用对偶原理更容易得到图 5-2(d)中的场。将图 5-2(c)中的 J 替换成M, $E_m$ 、 $H_m$ 、 $\epsilon$ 、 $\mu$ 分别替换成 $H_d$ 、 $-E_d$ 、 $\mu$ 、 $\epsilon$ ,就可以获得图 5-2(d)中的辐射场。这 也是电磁场中常用的二元形式。图 5-2(b)中的开了一个口子的电平面与图 5-2(d)中的电 导体是对偶的。这也常常被称为互补结构,因为当它们结合在一起后就形成一个没有重叠 的完整的单一平面。

图 5-3 是巴比涅原理及其扩展的一个很好的说明。如果一个屏障以及它的互补结构浸 入在本征阻抗为 η 的媒质中,其终端阻抗分别为 Z<sub>s</sub>和 Z<sub>o</sub>。利用巴比涅原理及其扩展,并结 合传输线模型进行等效,可以得到以下关于互补天线输入阻抗的重要关系式。

$$Z_{s}Z_{c} = \frac{\eta^{2}}{4} \tag{5-1}$$

在实际中,为了获得互补结构(偶极子)的阻抗  $Z_{e}$ ,必须引入一个间隙表示馈电点。另外,屏障所产生的远区场( $E_{\theta e}$ , $E_{\phi e}$ , $H_{\theta e}$ , $H_{\phi e}$ )与互补结构产生的远区场( $E_{\theta e}$ , $E_{\phi e}$ , $H_{\theta e}$ , $H_{\phi e}$ ) 具有以下关系。

$$E_{\theta s} = H_{\theta c}, \quad E_{\phi s} = H_{\phi c}, \quad H_{\phi s} = -\frac{E_{\theta c}}{\eta_{0}^{2}}, \quad H_{\phi s} = -\frac{E_{\phi c}}{\eta_{0}^{2}}$$
(5-2)



图 5-3 开缝的屏障和其互补的偶极子

在实际中,并不存在薄的无限大扁平导体,但是可以无限趋近。如果在平面导体上开一个缝隙,当这个平面导体的尺寸大于波长和缝隙的尺寸,则很大程度上可以用巴比涅原理预测出它的辐射场。有限的平面对缝隙的阻抗影响不会像对辐射模式的影响那么大。图 5-3 中的缝隙会向屏幕的两边辐射。如果在缝隙的后面放置一块反射背板(盒子或腔体),就能够获得一个定向的辐射。这就是所谓的背腔缝隙,它的辐射特性(阻抗和辐射模式)由腔体的尺寸决定。

下面用一个例子来更好地解释巴比涅原理的应用。

**例 5-1** 在一个薄的无限大的平面理想电导体屏障上开有一个很薄的半波长的缝隙, 如图 5-4(a)所示。计算在自由空间辐射下缝隙的输入阻抗。



图 5-4 导体屏障上的半波长窄缝及其互补偶极子

**解**:根据巴比涅原理及其扩展,可以用一个窄的平面半波偶极子(见图 5-4(b))作为缝隙的互补结构。根据线天线的基本原理,偶极子的终端(输入)阻抗为 *Z*<sub>e</sub>=73+j42.5,因此,利用式(5-1)可以得到缝隙的终端(输入)阻抗为

$$Z_{s} = \frac{\eta_{0}^{2}}{4Z_{c}} \simeq \frac{(376.7)^{2}}{4(73 + j42.5)} \simeq \frac{35475.72}{73 + j42.5}$$
$$Z_{s} = 362.95 - j211.31$$

由于合适尺寸的互补结构(偶极子)能够产生谐振,所以图 5-4(a)中缝隙同样可以产生 谐振。缝隙辐射模式图和偶极子的辐射模式图是一样的,只是电场和磁场互换。

缝隙天线的谐振长度约为 λ/2, 而宽度远小于长度和波长。缝隙天线由与其交叉的电流激励,并受到电流强度的控制, 也受到缝隙与电流的交叉角度控制。当电流与缝隙天线垂直(磁场平行于缝隙天线)时, 激励最大; 当电流与缝隙天线平行(磁场垂直于缝隙天线), 激励为 0。并且当缝隙的长度小于 λ/2, 激励将变得很弱。

缝隙天线的极化(缝隙天线上电场的方向)沿宽度方向,电场的幅度沿长度呈正弦分布, 而缝隙边缘为0。E平面的辐射方向图是均匀的,而H平面的辐射方向图是一个数字8型。

### 5.2 微带缝隙天线

微带缝隙天线是从带状线缝隙天线发展而来的, 最初,人们在带状线的一个接地面上开一个缝隙产生 辐射,后来随着微波集成电路工艺的发展,逐渐形成了 现在的微带缝隙天线,如图 5-5 所示。

微带缝隙天线的优点是能够根据需要设计产生双 向或单向的辐射方向图,且对制作的精度要求不高,还 可以通过不同的缝隙形式和馈电方式形成不同极化方 式的辐射,所以微带缝隙天线在现代的无线通信中被 广泛应用。

微带缝隙天线可分为窄缝天线(缝宽远小于波长)和 宽缝天线(缝宽可与波长相比)两种。下面将从输入阻抗 和辐射方向图等方面对这两种天线进行分析和讨论。



### 5.2.1 微带窄缝天线

微带窄缝天线是指缝隙宽度远小于波长的微带缝隙天线,其馈电方式有 3 种形式:侧馈、偏馈和中心馈。微带窄缝天线的输入阻抗主要取决于缝的尺寸、介质基片的相对介电常数和厚度,以及馈线与缝隙的相对位置。如图 5-6 所示,无论采用哪种馈电方式,相对于馈电线来说,缝隙都相当于传输线上的一个串联谐振回路。以缝隙的中心为参考面,则缝隙的等效电路如图 5-7 所示。输入阻抗由辐射电阻 R 和电抗 X 串联而成,谐振时 X=0。中心馈电的缝隙天线谐振长度。



#### 1. 辐射电阻

对于低介电常数的介质基片,偏馈的缝隙天线谐振长度一般在(0.4λ₀,0.5λ₀),具体的 数值取决于介质材料、缝宽和馈电点的位置。而图 5-6(a)侧馈中的任意馈电点位置下,微带 缝隙天线的辐射电阻计算式为

$$R = \frac{45\pi^{2} \left\{ \int_{-\frac{L}{2}-d}^{\frac{L}{2}-d} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(p) \frac{e^{-j\rho x}}{e^{|\rhoh|}} dp \right] \cos \frac{\pi}{L} (x+d) dx \right\}^{2}}{\left( \frac{L}{\lambda_{0}} \right)^{2} \left[ 1 - 0.374 \left( \frac{L}{\lambda_{0}} \right)^{2} + 0.13 \left( \frac{L}{\lambda_{0}} \right)^{4} \right]}$$
(5-3)

$$g(p) = \frac{\sin(pw/2)}{pw/2} - \frac{1}{2} \frac{\sin^2(pw/4)}{(pw/4)^2}$$
(5-4)

假设微带缝隙天线的馈电是终端开路的微带线,且其电流分布为I(x) = |x|; L为缝隙的长度; $w_s(w_s \ll \lambda_s)$ 为缝隙的宽度;w为馈电微带线的宽度;d为缝中心到馈电微带线中心的距离,如图 5-6 所示。式(5-3)中,p为傅里叶变换的变量,R的值可在微带线上测得。辐射电阻的计算值与d/L的值有关,d/L越大,则辐射电阻越小。

缝的馈电方式影响缝隙的谐振长度,中心馈电时的谐振长度比偏馈时长。当介电常数较小时,偏馈的谐振长度为  $0.4\lambda_0 \sim 0.5\lambda_0$ 。侧馈时,当  $d/L \ge 0.5$  时,缝隙的谐振长度可写成

$$L = \frac{\lambda_s}{2} - 2\Delta l \tag{5-5}$$

其中,λ。为缝隙中的波长; 2Δl 为由缝隙端电路不为 0 而引起的等效缝长度增量。

#### 2. 辐射方向图

微带缝隙天线的辐射场可以用等效电流源或磁流源计算。缝隙上等效面磁流为

 $M(x,y) = E(x,y) \times a_{n} = E_{y}a_{x} - E_{x}a_{y} = M_{x}a_{x} + M_{y}a_{y}$ (5-6) 利用前面的知识可以得到如图 5-8 所示的缝的远区辐射场为

$$E_{\theta} = \frac{jk_{0}}{4\pi} \frac{e^{k_{0}r}}{r} \int_{-w_{s}/2}^{w_{s}/2} \int_{-L/2}^{L/2} \left[ -M_{x} \sin\varphi + M_{y} \cos\varphi \right] e^{jk_{0}(x\sin\theta\cos\varphi + y\sin\theta\sin\varphi)} dx dy$$
(5-7)

$$E_{\varphi} = \frac{jk_{0}}{4\pi} \frac{e^{-jk_{0}r}}{r} \cos\theta \int_{-w_{s}/2}^{w_{s}/2} \int_{-L/2}^{L/2} [M_{x}\cos\varphi + M_{y}\sin\varphi] e^{jk_{0}(x\sin\theta\cos\varphi + y\sin\theta\sin\varphi)} dx dy \qquad (5-8)$$





(b)等效电路 图 5-7 微带辐射缝及其等效电路

对于窄缝, E, 可看成常数, E<sub>x</sub>=0,式(5-7)和式(5-8)的积分结果为

$$E_{\theta} = \frac{jk_{0}E_{y}Lw_{s}}{4\pi} \cdot \frac{e^{jk_{0}r}}{r} \frac{\sin u}{u} \sin \varphi$$
(5-9)

$$E_{\varphi} = \frac{jk_{0}E_{y}Lw_{s}}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jk_{0}r}}{r} \frac{\sin u}{u} \cos\varphi\cos\theta \qquad (5-10)$$

其中, $u = \frac{k_0 L}{2} \sin\theta \cos\varphi$ 。

微带窄缝天线可看成电振子的互补结构,当介质基片厚度远小于波长时,介质对远场方向图的影响可以忽略不计。对于 50Ω 馈电的微带线,由于其线宽远小于波长,因此馈电点附近的边界扰动较小,其对远场方向图的影响也可以忽略。微带缝隙天线的辐射方向图是 双向的。如果要得到单向的辐射,可以在微带线的一边放一块平行于介质基板的反射器,理 论和实验证明,缝隙与反射器之间的距离为四分之一自由空间波长时,可获得最佳匹配,这 时辐射方向图的旁瓣最小,并且对 H 面的影响也最小。

### 5.2.2 微带宽缝天线

微带窄缝天线虽然在很多方面得到广泛应用,但其频率带宽窄且对加工精度要求较高。 近年来,微带宽缝天线也得到了广泛研究,由于其缝宽可与波长相比,相对于窄缝天线,其带 宽可以达到10%以上,且对加工精度的要求较低。图 5-9 所示为一般的微带宽缝天线结构。 馈电微带线超过缝的距离为*d*,终端开路。缝长 *L* 接近于λ<sub>g</sub>/2。选择适当的缝宽 *w*<sub>s</sub> 和 *d* 可以达到良好匹配。



图 5-9 微带宽缝天线的结构

目前,微带宽缝天线的设计主要靠实验,没有确定的理论模型。

### 5.2.3 其他形式的微带缝隙天线

除上述两种微带缝隙天线外,还有一些其他形式的微带缝隙天线,如图 5-10 所示。 图 5-10(a)为一种矩形环缝隙天线,它可以看成 4 个矩形分布的窄缝阵,优点在于馈线和辐射 缝在同一平面上。图 5-10(b)为矩形宽缝隙天线,优点也是馈电方便、加工容易。图 5-10(c)和 图 5-10(d)可以看成由窄缝组成的阵,前者为 4 个矩形分布的窄缝阵,后者为双缝线阵,这种 天线馈电在同一金属面上,并且两边接地。图 5-10(e)为终端开路的锥形缝隙天线,它由分 布在介质基片另一面的微带线馈电,只有当缝具有一定宽度时,它才辐射。已经证明,当缝 隙中波长λ<sub>g</sub>>0.4λ<sub>0</sub>(λ<sub>0</sub>为自由空间波长)时,辐射显著。终端开路的锥形缝隙天线,只要尺 寸适当,锥形缝隙上可形成行波状态,所以锥形缝隙天线实质上是一种行波天线,可以按照 行波天线的分析方法对它进行分析。图 5-10(f)为圆环形缝隙天线,环形缝开在地板上,由 介质基片另一面的微带线进行馈电,这种天线可用分布在缝上的等效磁流环来分析,它是一 种窄带天线。



## 5.3 波导缝隙天线

波导缝隙天线是在波导上切一个辐射缝隙而形成的天线。本节将重点介绍矩形波导上 的缝隙天线及其阵列。通常,波导是中空的,但有时也填充一些介质以减小导波波长。波导 缝隙天线具有低损耗和高的功率容量,主要用于微波波段及更高频段的通信和雷达系统中。

通过运用数学运算的知识,波导缝隙天线的分析和设计理论得到了长期的发展,最近, 电磁仿真辅助软件也得到了很好的发展,它们都被用于分析和设计波导缝隙天线及其阵列。



## 5.3.1 矩形波导

图 5-11 所示为一个典型的矩形波导的结构,其 宽壁宽度 a 一般为半个波长到一个波长的范围,并 且窄壁宽度 b 应小于半个波长,这样波导中仅传播 TE<sub>10</sub>模式。宽壁称为 H 面,因为 TE<sub>10</sub>模式的磁场 平行于宽壁。类似地,窄壁被称为 E 面,因为 TE<sub>10</sub> 模式的电场平行于窄壁。+z 方向的 TE<sub>10</sub> 模的场分 量为

$$\begin{cases} H_{z} = A\cos\frac{\pi x}{a}e^{-j\beta z} \\ H_{x} = \frac{j\beta}{k_{c}}A\sin\frac{\pi x}{a}e^{-j\beta z} \\ E_{y} = -jAZ_{h}\frac{\beta}{k_{c}}A\sin\frac{\pi x}{a}e^{-j\beta z} \\ E_{z} = E_{x} = H_{y} = 0 \end{cases}$$
(5-11)

其中,k。、β和Zh分别为截断的波数、传播常数和特征阻抗。由前面的知识可知

$$\begin{cases} k_{c} = \frac{\pi}{a} \\ \beta = \sqrt{k_{0}^{2} - \left(\frac{\pi}{a}\right)^{2}} \\ Z_{h} = -\frac{E_{y}}{H_{x}} = \frac{k_{0}}{\beta} Z_{0} \end{cases}$$
(5-12)

其中,k<sub>0</sub>和Z<sub>0</sub>分别为波数和自由空间的波阻抗,它们的计算式如下。

$$\begin{cases} k_{0} = \frac{2\pi}{\lambda_{0}} \\ Z_{0} = \sqrt{\frac{\mu_{0}}{\varepsilon_{0}}} = 120\pi \end{cases}$$
(5-13)

其中,λ<sub>0</sub>、ε<sub>0</sub>和μ<sub>0</sub>分别为自由空间的波长、介电常数和磁导率。

宽壁上的电流的横向分量(磁场的纵向分量 H<sub>z</sub>)是正弦曲线,其在边缘处最大并且在沿着宽壁宽度的中心处为零。宽壁上的电流的纵向分量(磁场的横向分量 H<sub>x</sub>)是正弦曲线,其在中心处最大且在沿着宽壁宽度的边缘处为零。窄壁上的电流具有沿高度的分量(磁场仅具有纵向分量)。沿着窄壁,场和电流的分量是均匀的。

空心矩形波导的导波波长 $\lambda_g$ 为

$$\lambda_{\rm g} = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{\lambda_{\rm o}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\rm o}}{2a}\right)^2}} \tag{5-14}$$

它比自由空间波长长。

### 5.3.2 矩形波导缝隙天线

波导缝隙天线阵的辐射单元是馈电系统(即波导本身)的一部分。因为不需要巴伦和匹 配网络,所以波导缝隙天线结构简单。了解波导内的模式场是必要的,因为这样可以更有效 地知道缝隙的位置,以便能产生适当的辐射模式。与波导壁电流平行的窄缝不会产生辐射, 但是当缝隙横切在波导壁上并且割断原有的电流流向,迫使其绕缝隙流动时,能量从波导的 模式场中通过缝隙耦合到自由空间。为了很好地控制线性缝隙阵列的激励,建议波导只工 作在单一模式下,首选为最低的模式。当给如图 5-12 所示的波导一个 TE<sub>10</sub> 模的激励,并在 终端接上匹配阻抗时,则场可表示为 78 利 天线技术

$$\begin{cases} H_x = \frac{-\beta_z}{\omega\mu} E_0 \sin(\beta_x x) e^{-i\beta_z z} \\ E_y = E_0 \sin(\beta_x x) e^{-i\beta_z z} \\ H_z = \frac{j\beta_x}{\omega\mu} E_0 \cos(\beta_x x) e^{-i\beta_z z} \end{cases}$$
(5-15)

图 5-12 矩形波导壁上不同的缝隙

其中

$$\begin{aligned} &\beta_x = \pi/a \\ &\beta_z = \sqrt{k^2 - \beta_x^2} = \frac{2\pi}{\lambda_g} \\ &k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \\ &\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda_c^2 - \lambda^2}} \\ &\lambda_c = 2a \end{aligned}$$
(5-16)

沿波导内壁表面的电流 J 与 H 成正比, 即  $J = a_n \times H$ 。

在图 5-12 中,不同的缝的辐射性能不一样,具体如下。

(1) 缝隙 g 不产生辐射,因为缝隙的方向与侧壁的电流方向一致。

(2) 缝隙 h 不产生辐射,因为其横向电流为 0。

(3) 缝隙 *a*、*b*、*c*、*i*、*j* 是分流缝隙,因为其截断了横向电流(*J*<sub>x</sub>,*J*<sub>y</sub>),可以用双端分流的导纳代替,其等效电路如图 5-13(a)所示。



(4) 缝隙  $d \cdot e \cdot k$  截断了电流  $J_z$ ,能够用串联阻抗代替。缝隙 d 虽然也截断了电流  $J_x$ , 但是在波导中心线的两边激励的极性是相反的,因此阻止了当前电流的辐射,其等效电路如 图 5-13(b)所示。

(5) 电流  $J_x$  和  $J_z$  都能使缝隙 f 产生激励,可以用一个  $\pi$  型或 T 型阻抗网络代替。 沿波导顶壁和侧壁的电流如图 5-14 所示。在顶部内壁表面(y = b'),有





在底部内壁表面(y=0),有

$$\boldsymbol{J}^{\text{bottom}} = -\boldsymbol{J}^{\text{top}} \tag{5-18}$$

在侧壁内表面(x=0, x=a')上,只存在相同相位的 y 方向电流。

$$J_{y} = -j \frac{\beta_{x}}{\omega \mu} E_{0} e^{-j\beta_{z}z}$$
(5-19)

相对于峰值电流方向旋转缝隙能够控制耦合到缝隙的功率。例如,缝隙 e 有最大的耦合功率,而缝隙 d 和 c 的耦合功率与  $\sin^2 \phi$  成正比。另一种控制耦合功率的方法是通过采用相应的定位缝隙来利用波导内部的自然场强度。例如, $J_x$  在壁表面的中心处为 0,而在接近边缘时呈正弦变化。因此,添加诸如波导的中心的缝隙 a 这样的纵向缝隙,可以调节耦合到缝隙的功率。为了设计具有低旁瓣的阵列,控制线性波导中缝隙的激励很重要。此外,根据阵列的馈电方式,如果前面的阵元没有辐射所有功率,则波导至缝隙的耦合必须连续减小,以致剩余的阵元功率很小。根据缝隙的形状、在波导中的位置和组阵的方式可以给波导缝隙分类。缝隙长度一般为工作频段的中心频率下的半个波长。对于位于较宽波导表面( $a = \lambda_c/2$ )上的缝隙,有足够的空间用于偏移和旋转缝隙。对于侧壁上的缝隙,旋转角 ø

不能太大且 *b* <*a*/2,通常没有足够的空间容纳 λ/2 的缝隙。缝隙要么被延伸,要么被缠绕 到相邻的表面中(如图 5-12 中的缝隙 *b*),要么在末端加载(如图 5-12 中的缝隙 *c* 和缝隙 *i*), 其目的是产生谐振,缠绕的缝隙不合适开在共形的平面阵列结构中,因为阵元必须略微高于接 地面,或者与波导直接存在一定的间隙或者间隔物。复杂的缝隙结构也会增加制造的成本。

为了分析方便,一般将缝隙设计成矩形。除非它们被蚀刻在金属化基板上,否则波导宽 壁上的窄缝通常通过铣削工艺制造,其中圆形末端是该工艺的自然输出。宽缝可以制造成 带有圆角的直线型末端。虽然圆形的末端对阻抗的影响很小,但还是会影响其谐振频率。

## 5.4 模型与仿真

为了更好地对上述天线进行说明,本节将介绍一个简单的微带缝隙天线实例。

### 5.4.1 天线模型

如图 5-15 所示的天线结构,在一个 $L \times w$ 的矩形微带贴片上,开有一个宽度为 $w_s$ 的缝隙,其长度为 $L_s$ ,天线由一条长度为 $L_m$ ,宽度为 $w_m$ 的微带线进行馈电。天线各参数如表 5-1 所示。使用 HFSS 对图 5-15 的模型进行仿真,介质基片采用厚度为 1.6mm 的 FR4 板,其介电常数为 4.4,损耗角正切值为 0.02。



图 5-15 偏馈型微带缝隙天线

表 5-1 天线各参数值

参数	数值/mm	参数	数值/mm
w	45	L	45
w <sub>s</sub>	1.5	Ls	30
$w_{ m m}$	3	L <sub>m</sub>	37
$d_{1}$	9	$d_2$	15

# 5.4.2 天线的仿真结果

#### 1. 回波损耗

由图 5-16 可知,天线的工作频率为 3GHz,其辐射水平面和垂直面的辐射方向图如图 5-17 所示。



图 5-16 回波损耗仿真结果

#### 2. 辐射方向图

由图 5-17 可知,微带缝隙天线水平方向图是一个数字 8 型,而垂直面方向图近似为均 匀的,正如 5.1 节所述。



(a) 水平面 图 5-17 辐射方向图仿真结果



图 5-17 (续)