

第 1 章 概述

William A. Imbriale, John Huang, Mark S. Gatti

李海涛 译

本书追溯了从 1958 年最初的美国探索者任务开始至今 JPL 航天器天线的发展历程。涵盖所有类型的航天器天线是非常困难的,这也不是本书的目的。更确切地说,本书将致力于介绍在喷气推进实验室(JPL)已经飞行过的航天器天线或者是在其他已经飞行过的航天器上的 JPL 科学测量仪器所使用过的天线。本书研究内容主要涉及天线的射频(RF)设计和性能,以及相关的前端设备,但也包括了一章关于机械结构方面的内容。本书介绍了 JPL 引入的所有的新设计和技术革新,同时,比较全面地论述了设计与性能评估过程中使用的分析和测量技术。本书可以作为该领域新人的入门教材,也可以作为高级从业人员的参考资料。书中的专业技术术语是假设读者已经熟悉了电磁学高级课程中基本的工程和数学概念。

本书是对描述 JPL 地面天线的《深空网大天线技术》^[1]一书的补充。然而,地面天线主要用于远程通信,航天器上的天线可以作为科学测量仪器,也可将科学与遥测数据传送回地球,达到双重目的。国家航空航天局(NASA)支持的 JPL 航天项目具有特有的时代特点。其最早的任务是地球轨道器,紧接着就是为 NASA 载人登月飞行作准备的无人月球探测。月球任务包括在撞向月球过程中获取月面图像的徘徊者系列和成功着陆在月球表面的勘测者航天器。第一个行星际航天器是飞越探测器,最初的探测目标是金星、水星和火星等内层行星。在飞越探测时期,“巡回大旅行”计划^①

① 1965 年 Gary Flandro 提议,由于在 20 世纪 70 年代出现了 175 年才出现一次的太阳系行星都排列在太阳一侧的现象,这样就存在着允许单个航天器探测太阳系的四颗外层行星的多行星“巡回大旅行”的机会。

使得旅行者任务飞越了木星、土星、天王星和海王星。接下来的空间探测阶段是利用行星轨道器采集金星、火星、木星和土星的数据。到目前为止,最具挑战性和令人兴奋的任务可能就是在火星着陆,后续几个这样的任务目前仍在进行。“火星采样返回任务”还处在计划阶段。除了行星探测任务,还有许多地球探测任务,包括对整个地球进行测绘的合成孔径雷达(SAR)任务。

本书是围绕各个时期组织起来的,书中包含了参与开发各项任务的众多工程师所作出的巨大贡献。各个章节的标题后面都标注了撰稿者的姓名。第1章对内容进行了简要介绍,给出了分析方法,并且分析了本书中提及的各种天线类型的数学描述。同时,还介绍了一些设计和测量技术。John Huang 撰写了微带天线部分的内容,Mark Gatti 提供了关于近场测量部分的内容。第1章还结合文献[1]中的第1章,提供了一个关于航天器和地面天线分析技术非常完整的参考,它可以用于电磁场的研究生课程。

第2章“早期年代”,描述了一些用在最初的地球轨道和月球任务的天线,如探索者、先锋号、徘徊者和勘测者航天器。

第3章“行星飞越”,描述了在首次飞越行星任务中所使用的天线,包括飞越火星、金星和水星的水手系列航天器以及巡回大旅行中的旅行者任务。

第4章“火星任务”,由 Joe Vacchoine 撰写,该章全面覆盖了所有火星任务,包括早期的轨道器和着陆器以及最近的轨道器、着陆器和漫游器。该章还详细描述了火星探测漫步者(MER)着陆器上使用的天线。

第5章“轨道飞行器”,由 Roberto Mizzoni 和 Mark Gatti 撰写,描述了过去和现在的轨道器任务(不包含火星任务),如麦哲伦(金星雷达测绘者)、木星和土星轨道器。该章还描述了伽利略号航天器上失败的可展开网状天线以及卡西尼号航天器上的复杂四频段联合雷达和通信天线。

第6章“用于地球科学的星载 SAR 天线”,由 Yunjin Kim 和 Rolando Jordan 撰写,描述了地球科学 SAR 任务。

第7章“星载测量设备组件”,由 Richard Cofield 撰写,描述了用在各种科学航天器上的天线,包括用在散射仪和辐射计上的天线。Richard Hodges 撰写了关于宽刈幅海洋高度计的部分。由于 SAR 天线也是科学仪器,因此本章在内容上与第6章有一些重叠,但每章的观点稍有不同,并且描述了不同的仪器设备。

第8章“天线系统机械结构的发展”,由 Greg Davis 和 Rebekah Tanimoto 共同撰写,讨论了航天器天线设计机械方面的内容,还讨论了航

天器天线质量检验所必需的测试程序。

第 9 章“各种类型的其他天线”，由 Dan Hoppe 撰写，描述了一些在其他章节难以归类的独特天线，包括太阳探测器天线和深度撞击的天线。

最后在第 10 章，John Huang 讨论了未来航天器天线研究与发展的有关内容。

1.1 技术需求

William A. Imbriale

JPL 航天器上的天线可用于远程通信，也可作为科学测量设备，或同时兼顾这两个目的。作为科学测量设备所需的技术由特定科学目标决定，每个任务相互不同。用于深空远程通信的天线技术需求则大体相似，适用于所有的任务。下面主要讨论深空远程通信天线的主要要求。

深空的通信链路是不对称的，下行链路(空间到地面)比上行链路(地面到空间)的数据率要高得多，因为下行链路包括了科学数据和遥测数据，而上行链路主要用于对航天器的遥控。描述远程通信链路性能的关键参数是地面接收到的功率信噪比(SNR)，可表示为

$$\frac{S}{N} \approx \frac{P_T G_T G_R}{4\pi R^2 N} = \frac{4\pi P_T A_T A_R}{\lambda^2 R^2 k B T_s} \quad (1.1-1)$$

式中， P_T 为航天器发射功率； G_T 为发射增益； G_R 为接收增益； R 为地面到航天器间的距离； N 为总的噪声功率； A_T 为航天器发射天线的有效面积； A_R 为地面接收天线的有效面积； T_s 为接收系统的噪声温度； λ 为波长； k 为玻尔兹曼常数； B 为带宽。

因而，数据率与航天器的等效全向辐射功率(EIRP)或与天线增益和辐射功率的乘积成正比。要提高直接对地通信性能，应优先考虑高功率航天器发射机和大口径天线。因此，这就要求发射天线面积能够得到最大利用(高效率)。然而，除了要求天线具有高增益，还要求其必须指向正确的方向。理论上，主波束指向可通过电子或机械方式完成。但到现在为止，JPL 尚未使用过电子波束指向，而是将天线安装在万向架上或固定在航天器本体上，通过整个航天器指向来实现机械波束指向。由于高增益天线工作时必须指向正确的方向，这就需要无法准确指向时也可工作的天线，因此，在指向完全未知的情况(紧急情况)出现时还需要全向天线(近乎覆盖全空间的天线)，或者在无法精确指向时，需要中等增益的天线(更宽的波束)。

在航天器天线的设计中还必须考虑很多环境因素。天线必须在真空环境和很宽的温度范围内工作。有时,极端的温度限定了设计中能够使用的材料,例如,太阳探测器天线(第 9 章)。在发射过程中,包括发射时的超重、震动、冲击和声学环境,要保证天线不能损坏。重量和功耗是非常重要的,因而更倾向于使用轻质材料。尺寸也是一个主要的考虑因素,因为天线必须适应运载火箭整流罩的内部空间。对于太大而不能整体装入整流罩的天线,必须在发射时折叠装载,展开后使用。

如上所述,有很多直接对地的链路是不可行的。这些应用包括火星任务中目前在用的或计划中的小型就地着陆器、微探针和飞艇。这些表面或大气层探测任务以它们的小尺寸($<100\text{kg}$)和非常受限的能量预算($<200\text{W}\cdot\text{h/sol}$)著称。它们无法承受建立直接对地传输数据链路所需的质量和能量。更准确地说,这些任务需要通过文献[2]和文献[3]中所说的接入链路实现有效的中继通信。频段的选择很大程度上由预想的定向或全向链路决定。对于全向到全向链路,频率越低性能越好,目前使用 400MHz UHF 链路是通信性能和射频部件尺寸折中的结果。

1.1.1 分配给深空通信的频段

国际电联(ITU)分配了深空探测和近地研究专用的频率范围,具体详见表 1-1。

表 1-1 所分配的频段 (GHz)

频段	距地球 200 万 km 以上航天器所用的深空频段		距地球 200 万 km 以内航天器所用的近地频段	
	上行链路 ^a	下行链路 ^b	上行链路 ^a	下行链路 ^b
S	2.110~2.120	2.290~2.300	2.025~2.110	2.200~2.290
X	7.145~7.190	8.400~8.450	7.190~7.235	8.450~8.500
Ka	34.200~34.700	31.800~32.300	不可用	不可用

a 地球到太空; b 太空到地球。

1.1.2 推荐的接入链路频段

除了正式的空地链路,空间数据系统咨询委员会(CCSDS)向空间数据系统标准在接入空间链路^[4]领域提出了一些建议。接入空间链路定义为短

程、双向、固定或移动无线链路,通常用于探测器、着陆器、漫游器、在轨星座和在轨中继之间的通信。这些链路具有短时延、中强(不弱)信号和短的独立工作期等特征。超高频(UHF)频段为 $390 \sim 450\text{MHz}$,带宽 60MHz 。前向频段(呼叫者发射和响应者接收部分)定义为 $435 \sim 450\text{MHz}$,返向频段(响应者发射和呼叫者接收部分)定义为 $390 \sim 405\text{MHz}$ 。它们之间有 30MHz 的隔离保护带。

1.2 反射面天线设计分析技术

从赫兹时代开始,反射面天线就已经存在了,它们是增益高、重量轻、易装载天线系统的最佳解决方案之一。物理光学(PO)分析方法的使用提供了所需要的性能估计精度。几乎所有的航天器反射面天线都是使用物理光学进行设计或分析的,并且所测量性能的精度在计算值的百分之几范围内。

除了物理光学分析方法之外,还需要利用许多其他方法来对天线系统进行完整的设计和分析。在物理光学分析方法中,需要准确的程序来设计分析馈源喇叭,以及将远场方向图变换到近场。综合程序被用来确定最大增益的反射面形状。物理光学分析、馈源喇叭分析、球面波分析和双反射器赋形部分虽然已在文献[1]中提到,但这些概念非常基础,因此为了完整性,在本书中对它们进行了说明。在多频段系统的使用中,需要用到频率选择面的设计和分析工具,还需要用到评定轻便展开天线网面效果的程序。本节中给出上述这些方法的基本数学描述,它们的应用实例会在后文中提到。

1.2.1 天线辐射方向图分析

到目前为止,最重要的分析工具是物理光学,它被用来计算来自金属反射面的散射场,在这里是一个反射面天线。激励散射场的电流是假设在空间任意位置(例如来自馈源或其他反射面),已知幅度、相位和极化的入射波,在导体表面感应出来的。物理光学近似的表面感应电流是在反射面光滑、横向尺寸相对波长而言足够大的条件下等效得到的。封闭的反射表面被划分为来自源的射线直接照射区 S_1 (照射区)和来自源的射线几何阴影区 S_2 (阴影区)(图 1-1)。表面感应电流分布的物理光学可近似为

$$\begin{cases} J_s = 2(\hat{n} \times H_{\text{inc}}) & S_1 \\ J_s = 0 & S_2 \end{cases} \quad (1.2-1)$$

式中, $\hat{n}$ 为表面的法向; H_{inc} 为入射场。该表达式被代入到辐射积分公式^[5]中来计算散射场。

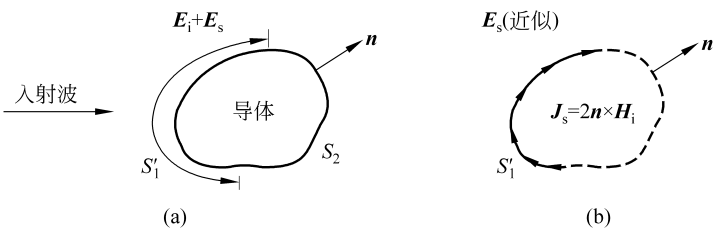


图 1-1 物理光学近似
(a) 原始问题; (b) 近似

Rusch 和 Potter^[6]全面地介绍了深空网(DSN)反射面天线早期的分析技术。最近,随着计算机运行速度和内存量提高了好几个数量级,提出了一个非常简单且强大的稳健算法,用于计算物理光学辐射积分。该算法是在文献[7]和文献[8]中提到的,但由于其非常重要,同时为了提供一个相对完整的参考,以下给出该算法的具体内容。

一个最简单的反射面天线计算机程序是以辐射积分的离散近似为基础的。计算时用三角形的小平面代替实际的反射面表面,这种反射面表示法类似于一个测地圆顶。假设在每个小平面上物理光学电流的幅度和相位都是不变的,这样辐射积分就简化为一个简单的求和。该程序最初是在1970年开发的,已经证明该程序对于反射面的分析具有惊人的稳健性和有效性,特别是在近场计算且表面导数未知情况下。其最初被限制用在小型反射面天线的原因主要是由于当时受到计算机速度和内存的制约。

计算机程序的可用性显著增强是由于以下两个方面的改进:第一是随着时间的推移,计算机的运行速度和内存成倍增长,第二是更精密的物理光学表面电流近似方法的发展,允许使用更大的小平面。后者的改进是由于对表面电流采用了线性相位近似方法。在每一个三角区域内,积分结果是投影三角形的二维傅里叶变换。该三角形函数积分可以用闭合形式计算,最终的物理光学积分就是对这些变换进行求和。

1.2.1.1 详细的数学推导

反射面表面的物理光学辐射积分 Σ 可以表示为^[8]

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left(jk + \frac{1}{R} \right) \hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \frac{e^{-jkR}}{R} ds' \quad (1.2-2)$$

式中, $\mathbf{r}$ 为电磁场中的某个点; $\mathbf{r}'$ 为源点; $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ 为两点间的距离; $\hat{\mathbf{R}} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/R$ 是单位矢量。

为了便于分析, 实际的表面 Σ 被相邻的一组三角形小平面代替。选择的这些小平面 Δ_i 在表面上投影的尺寸大致相等。图 1-2 显示了一个典型的小平面及其在 x - y 平面上的投影。令 (x_i, y_i, z_i) 表示每个三角形的质心, 其中下标 $i=1, 2, \dots, N$ 分别与每个三角形对应。这样通过用三角形平面代替实际的表面 Σ 获得的场可近似表示为

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N \int_{\Delta_i} \left(jk + \frac{1}{R} \right) \hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}(\mathbf{r}') \frac{e^{-jkR}}{R} ds' \quad (1.2-3)$$

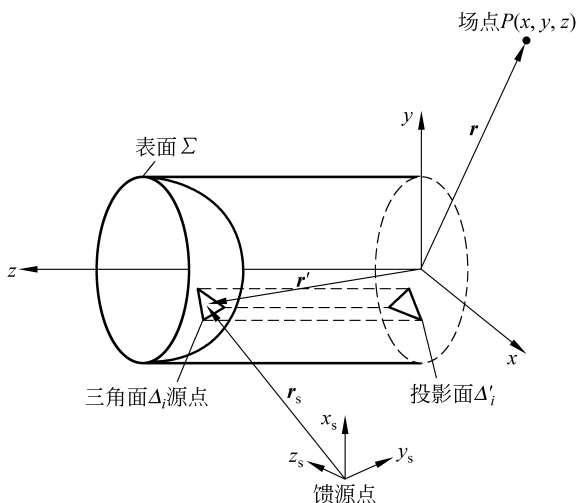


图 1-2 反射面分析坐标系和典型的三角形平面

在式(1.2-3)中, $\mathbf{J}$ 是在三角形小平面上估计的等效表面电流。因为三角形较小, 预计在给定小平面的面积上 $\hat{\mathbf{R}}$ 和 R 不会有变化。因而, 令 $\hat{\mathbf{R}}_i$ 和 R_i 为在每个小平面质心 (x_i, y_i, z_i) 获得的值, 则式(1.2-3)可变形为

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N \left[jk + \frac{1}{R_i} \right] \hat{\mathbf{R}}_i \times \mathbf{T}_i(\mathbf{r}) \quad (1.2-4)$$

$$\mathbf{T}_i(\mathbf{r}) = \int_{\Delta_i} \mathbf{J}_i(\mathbf{r}') \frac{e^{-jkR}}{R_i} ds' \quad (1.2-5)$$

经变换, 入射场 $\mathbf{H}_s$ 按照反射面坐标系有

$$\mathbf{J}_i(\mathbf{r}') = 2\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H}_s(\mathbf{r}') \quad (1.2-6)$$

假设入射场可以用如下函数形式表示为

$$\mathbf{H}_s = \mathbf{h}_s(\mathbf{r}_i) \frac{e^{-jk r_s}}{4\pi r_{si}} \quad (1.2-7)$$

式中, r_s 为到源点的距离, r_{si} 是从三角形质心到源点的距离。那么, 式(1.2-5)可以写成

$$\mathbf{T}_i(\mathbf{r}) = \frac{\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{h}_s(\mathbf{r}_i)}{2\pi R_i r_{si}} \int_{\Delta'_i} e^{-jk(R+r_s)} ds' \quad (1.2-8)$$

使用雅可比行列式可近似为

$$R(x, y) + r_s(x, y) = \frac{1}{k}(a_i - u_i x - v_i y) \quad (1.2-9)$$

式中, a_i, u_i, v_i 为常量, 表达式又可以写为

$$\mathbf{T}_i(\mathbf{r}) = \frac{\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{h}_s(\mathbf{r}_i)}{2\pi R_i r_{si}} J_{\Delta_i} e^{-ja_i} \int_{\Delta'_i} e^{j(u_i x' + v_i y')} dx' dy' \quad (1.2-10)$$

其中垂直于面 $z=f(x, y)$ 的表面为

$$\mathbf{N}_i = -\hat{\mathbf{x}}f_{xi} - \hat{\mathbf{y}}f_{yi} + \hat{\mathbf{z}} \quad (1.2-11)$$

式中, $f_x = \frac{\partial f}{\partial x}$, 雅可比行列式为

$$J_{\Delta_i} = |\mathbf{N}_i| = [f_{xi}^2 + f_{yi}^2 + 1]^{1/2} \quad (1.2-12)$$

可以看出这个积分是第 i 个投影三角形 Δ'_i 的二维傅里叶变换, 可表示为

$$S(u, v) = \int_{\Delta'_i} e^{j(ux' + vy')} dx' dy' \quad (1.2-13)$$

可以如文献[9]所介绍的那样以闭合形式计算。总的辐射积分是所有三角形变换之和。

1.2.1.2 双反射面天线的应用

物理光学积分方法是按时序形式分析双反射面天线。首先, 馈源照射副反射面, 则副反射面上的电流被确定; 之后, 来自副反射面的近场散射照射主反射面, 则其感应电流被确定; 然后主反射面散射场通过对这些电流作积分变换确定。

由馈源、副反射面、主反射面推算方向图需要经过复杂的坐标变换, 各坐标系间的相互关系如图 1-3 所示, 其中 (x_F, y_F, z_F) 是馈源坐标系, (x_S, y_S, z_S) 是副反射面坐标系, (x_M, y_M, z_M) 是主反射面坐标系。

1.2.1.3 常用的坐标系转换

在前面两节(1.2.1.1 和 1.2.1.2)的讨论分析中, 使用了两种截然不同

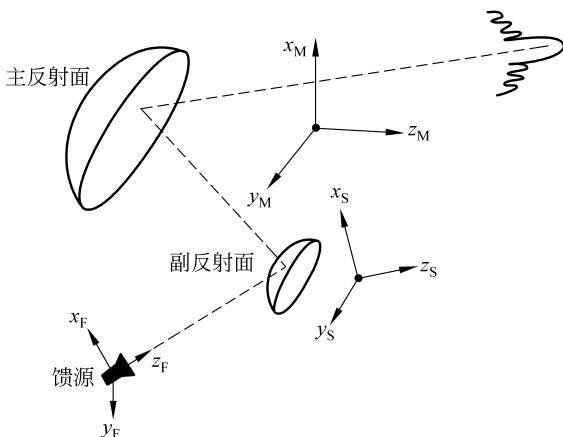


图 1-3 双反射面坐标系

的坐标系：反射面坐标系和馈源坐标系。而且有时在另一个坐标系中显示计算的方向图更方便。因此，我们必须知道参量从一个坐标系到另一个坐标系的变换关系。变换可以是平移也可以是旋转，所需的变换公式在下面描述。它们是笛卡儿-球坐标变换和使用欧拉角的坐标旋转。

笛卡儿-球坐标变换传统上是以前矩阵形式给出，矢量 $\mathbf{H}$ 的分量记为 (H_x, H_y, H_z) ，球坐标分量记为 (H_r, H_θ, H_ϕ) ，变换关系为

$$\begin{bmatrix} H_r \\ H_\theta \\ H_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\theta\cos\phi & \sin\theta\sin\phi & \cos\theta \\ \cos\theta\cos\phi & \cos\theta\sin\phi & -\sin\theta \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad (1.2-14)$$

逆变换就是上述矩阵的转置。

通过使用欧拉角 (α, β, γ) 可以实现旋转。通过三个连续的欧拉角旋转，可将笛卡儿坐标系转换为另一个与之平行的坐标系。将两个坐标系分别表示为 (x_1, y_1, z_1) 和 (x_2, y_2, z_2) ，如图 1-4 所示，各角度定义如下：

α 描述的是绕 z_1 轴正向旋转，将 x_1 轴变换成 x' 轴， x' 轴与交线成一条线 $((x_1, y_1)$ 平面与 (x_2, y_2) 平面的交线)；

β 描述的是绕交点连线 (x' 轴) 正向旋转，将 z_1 轴变换成 z_2 ；

γ 描述的是绕 z_2 轴正向旋转，将 x' 轴变换成 x_2 轴。

“正向旋转”定义为按相对旋转轴的右手准则所定义的角度增大方向。所描述的每个旋转仅需要使用平面解析几何坐标公式的标准旋转来实现。

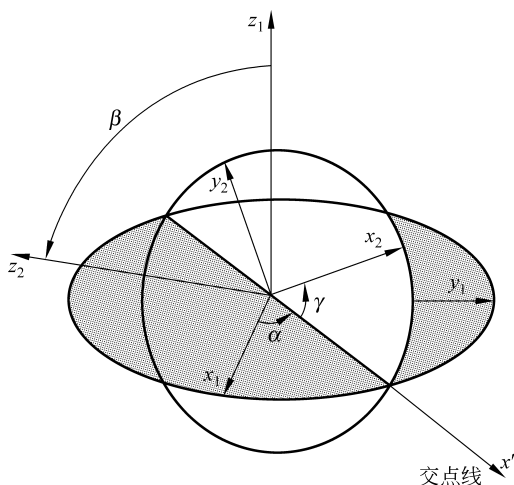


图 1-4 欧拉角的定义

当这些表示式写成矩阵形式并应用于上述情况,我们可以获得下面一个表示三维(3D)坐标旋转的矩阵等式:

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{bmatrix} \quad (1.2-15)$$

式中,各矩阵元素可表示为

$$\begin{aligned} A_{11} &= \cos\gamma\cos\alpha - \sin\gamma\cos\beta\sin\alpha \\ A_{12} &= \cos\gamma\sin\alpha + \sin\gamma\cos\beta\cos\alpha \\ A_{13} &= \sin\gamma\sin\beta \\ A_{21} &= -\sin\gamma\cos\alpha - \cos\gamma\cos\beta\sin\alpha \\ A_{22} &= -\sin\gamma\cos\alpha + \cos\gamma\cos\beta\cos\alpha \\ A_{23} &= \cos\gamma\sin\beta \\ A_{31} &= \sin\beta\cos\gamma \\ A_{32} &= -\sin\beta\cos\alpha \\ A_{33} &= \cos\beta \end{aligned}$$

逆变换是上述矩阵的转置。

尽管公式是以坐标变换的形式给出,转换矩阵对于一个矢量的卡笛儿分量同样有效。因此,矢量 $\mathbf{H}$ 的分量变换式为

$$\begin{bmatrix} H_{x,2} \\ H_{y,2} \\ H_{z,2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_{x,1} \\ H_{y,1} \\ H_{z,1} \end{bmatrix} \quad (1.2-16)$$

更详细的内容参见文献[10]。

1.2.1.4 辐射方向图分析的数值范例

20 世纪 80 年代, FORTRAN 程序用来进行上述的线性相位计算。通过与诸如文献[11]中的实测数据以及许多其他计算机代码的比较, 该程序得到了广泛的检验。

一个简单而有趣的例子是如图 1-5 所示的一个椭圆情况。椭圆的投影口径约为 3m。在偏置平面, 以 x_p 轴为中心, 照射函数是 $\cos^{42} \theta$ (22.3dB 增益), 频率 31.4GHz。椭圆主轴长约 350λ 。图 1-6 比较了对三个不同栅格密度的恒定相位近似, 栅格密度大约是 4000、10 000 和 23 000 个三角形。这说明了该方法的趋向, 即取决于三角形的尺寸, 而且对解的有效性有一个角度的限制。图 1-7 比较了线性相位近似与恒定相位近似(对 4000 个三角形)的情况, 证明角范围在线性相位近似中更大。

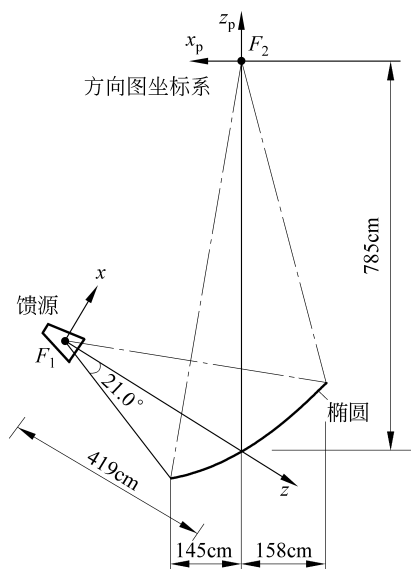


图 1-5 椭圆抛物面的几何结构

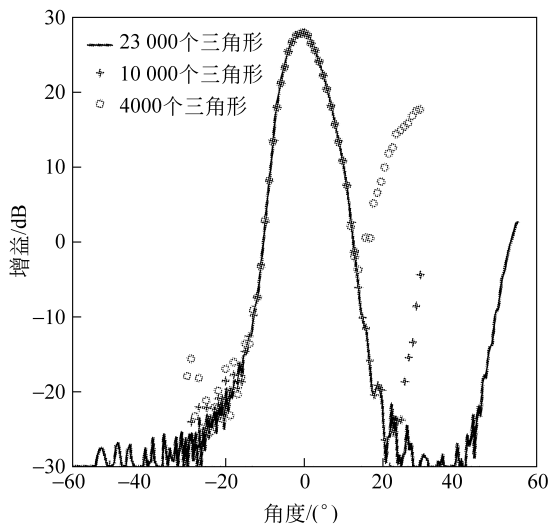


图 1-6 椭圆例子：近似恒定相位照射偏置面情况

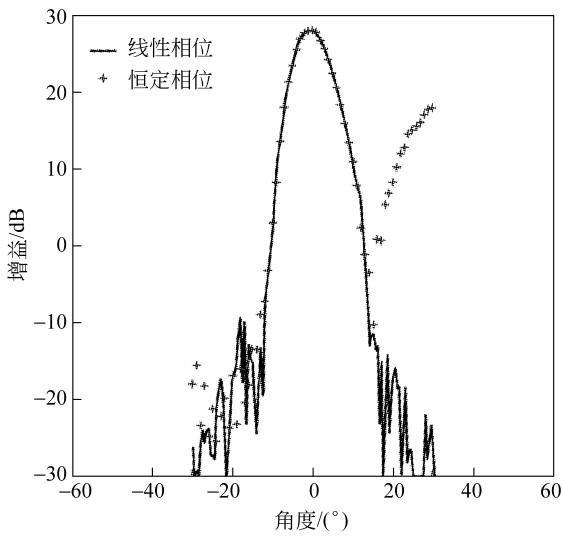


图 1-7 椭圆例子：恒定相位与线性相位照射偏置面的比较

1.2.2 馈源喇叭分析

与反射面系统分析同等重要的一个方面是准确计算馈源辐射方向图的

能力。有关馈源设计更详细的内容将在后面的章节中给出,但计算馈源辐射方向图的分析技术在以下予以概括。

通常使用具有相等 E 和 H 平面方向图的馈源喇叭有两种类型:第一种是双模馈源喇叭^[12],第二种是波纹馈源喇叭^[13]。在双模喇叭中,主模圆波导被连接到一个直径稍大的波导上,经过阶跃过渡使其可传输 TM_{11} 模(横向磁场)。其他高次模通过阶跃过渡生成。选择适当的阶跃幅度就可以从 TE_{11} (横向电场)模中精确地生成 TM_{11} 模,这样,当有两个模通过张角喇叭部分时,E 和 H 平面方向图就变得相等。这种馈源的带宽是受限的,因为这两种模必须在到达喇叭口面时同相,而且要求两种模具有因频率不同而不同的相位变化速率。

在波纹馈源喇叭中,单模滑壁波导连接到波纹波导,它只支持 HE_{11} (混合)模传输。波导间的匹配是通过很短的过渡区内槽深 $\lambda/2 \sim \lambda/4$ 的渐变实现的。在过渡区内只有 HE_{11} 模可以传播,这种模式的 E 和 H 平面辐射方向图在达到平衡状态时近似相等(槽深 $\approx \lambda/4$)。这种喇叭的带宽比双模喇叭宽,这是因为在平衡状态(槽深 $\approx \lambda/4$)附近,横向电场辐射方向图和 HE_{11} 模辐射方向图对槽深的微小变化相对不敏感。 HE_{11} 模在单模波纹波导中生成之后,波导逐渐向外扩张到所要求的口径尺寸,同时保持槽深不变。

波纹部分主要使用由 Hoppe^[14,16] 开发的计算机程序来进行分析。该分析方法由 James^[17] 提出,将圆波导模在每个脊和槽内的场展开,并考虑了脊与槽边缘的场匹配。和许多衰减模式一样,所有可能的传输模式都在每个边界匹配,由此可以得到连续边界和级联波导的分析结果。用这种方法,相邻和不相邻槽内场之间的耦合都得到考虑。计算结果是一个矩阵,它将输入模式与反射模式和口面模式联系起来。

设 $\mathbf{a}_1$ 为输入模式的归一化幅度矢量,则我们可以计算得到反射模式 $\mathbf{b}_1$ 和口面模式 $\mathbf{b}_2$ 。

$$\mathbf{b}_2 = [S_{21}] \mathbf{a}_1 \quad (1.2-17)$$

$$\mathbf{b}_1 = [S_{11}] \mathbf{a}_1 \quad (1.2-18)$$

这里 $[S_{21}]$ 和 $[S_{22}]$ 是计算机运算得到的散射矩阵(参见文献[17]中的附录),它们由频率和设备的尺寸决定,与输入模式无关。因此,我们可以指定任意输入矢量 $\mathbf{a}_1$ 并计算反射场和口面场。使用归一化幅度计算上述内容,并用归一化矢量函数给出每种模式的场分布,我们就可以得到口面场 $\mathbf{E}_B$ 。远场则使用 Silver 和 Ludwig^[18,19] 所描述的方法来计算。

$$\mathbf{E}_c = \frac{-1}{4\pi} \iint_S (-j\omega(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_B)\phi + (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_B) \times \nabla \phi) d\mathbf{s} \quad (1.2-19)$$

式中, μ 为自由空间磁导率; ω 为角频率, $\omega = 2\pi f$; $\hat{n}$ 为垂直于口面的单位矢量; $\mathbf{H}_B$ 为口面磁场; $\phi = e^{-jkr}/r$; $\mathbf{E}_B$ 为口面电场; ∇ 为梯度算子; ds 为口面上的增量面积。其中 f 为频率; k 为波数, $k = 2\pi/\lambda_0$; r 为从原点到远场点的距离。

当 $\mathbf{E}_B$ 和 $\mathbf{H}_B$ 用圆波导模式表示时, Silver 已经计算出积分结果^[18]。因而, 给定一个输入矢量和散射矩阵, 我们就可以确定口面模式和合成的远场方向图。球面波分析技术被用来获得馈源喇叭的近场方向图, 用于物理光学软件中。在整个分析过程中, 必须注意确保场的幅度在功率的角度适当的归一化。可使用同样的软件对光滑壁的锥形馈源喇叭建模, 建模时将锥形喇叭看成由小阶梯和零深度波纹槽缝构成。

用模匹配技术分析波纹喇叭场得到的方向图与测量得到的方向图高度一致。实际上, 如果计算的和测量的方向图不匹配, 很可能是由测量和(或)加工误差引起的。最近的一个相当复杂的喇叭例子是文献[1]和文献[20]所介绍的 X/Ka 频段喇叭, 其显示了计算得到的方向图与测量结果十分吻合。另外, 还有几个非常好的例子在后面的章节中会给出, 其中, 最复杂的喇叭是第 5 章中所描述的卡西尼天线的三频段喇叭。

1.2.3 球面波分析

球面波扩散系数在反射面系统分析时经常使用, 由此可将远场方向图变换为近场方向图, 这样就可以用物理光学方法分析源的近场照射。

球面波理论在文献[21]中有详细论述, 这里只作简要介绍。在无源区域里, 任何电磁场都可以用一个球面波展开表示。通常, 展开项必须同时包含入射波和辐射波。如果场满足辐射条件, 则只出现辐射波, 且对于包含了所有源的最小球面外面, 其展开式都是有效的(球心必须在展开的坐标系的原点)。球面波的径向关系可由球面汉克尔函数 $h_n^2(kR)$ 给出。另外一种常见的情况是在不包含任何源的最大球内, 展开式也有效。在这种情况下, 入射波和辐射波等量, 其辐射与球面贝塞尔函数 $j_n(kR)$ 有关。

尽管可用以上两种情况进行球面波展开, 但最典型的还是用于天线辐射波分析。

在这两种情况中, 输入场可用球表面切向电场描述。对于第一种情况, 球的半径必须大于或等于包含所有源的球半径。描述远场时, 球半径可视为无限。对于第二种情况, 球半径必须小于或等于未包含源的最大球半径, 且必须大于零。

逼近场所需的汉克尔函数指数的最大值近似等于 ka ($ka+10$ 是典型值,但在某些情况下会采用更低下限),其中 a 是包含(或不包含)所有源的球半径,分别对应第一种和第二种情况。

输入数据通过等高线 θ 和 ϕ 交叉点所定义的格栅来定义。每个点对应的幅度和相位用 E_θ 和 E_ϕ 表示。 θ 的最小值约为 n 的最大值的 1.2 倍。

球面波与方位的关系用 $\sin(m\phi)$ 和 $\cos(m\phi)$ 给出。一般情况下, m 在 $0 \sim n$ 之间。通常可利用对称性减少方位项的数量。圆锥馈源只辐射 $m=1$ 的模,从一个旋转体的反射可以保持这一特征。另外还存在一种奇 ϕ 与偶 ϕ 的依存关系,通常只有一种能表现出来。对于偶数的情况, E_θ 可以只在 $\sin(m\phi)$ 项而 E_ϕ 只在 $\cos(m\phi)$ 项展开。对于奇数的情况,情形正好相反。数据球的最小 ϕ 值通常是 $2M+1$, 其中 M 是 m 的最大值。

计算机程序的输出是一组球面波展开系数,这些系数可以用来计算有效区域内任意位置的场。因而,程序的主要作用是获取包含球面(其中半径是可以无限的)上切向 E 场的数据,提供在有效区域内任意点的平均计算场的 E 和 H 三个分量。

所使用的计算机程序是模仿文献[22]中的程序。

1.2.4 双反射面赋形

双反射面系统最简单的形式是卡塞格伦系统,这种天线有一个抛物面主反射面和一个双曲面副反射面。天线效率主要由下列因素决定:①馈源系统只照射反射面,同时在其他地方的辐射能量最小的能力;②馈源及副反射面均匀照射抛物面的能力。第①点被定义为“溢出效率”,第②点被定义为“照射效率”。当主反射口面上的能量密度为常数时,照射效率为 100%。

馈源喇叭的方向图总是从中心最大点向两边逐渐变小直至 0。如果所有能量都被反射面截获(对应最大溢出效率),则照射不均匀,照射效率很低。同样,任何试图获得准均匀照射的尝试均会导致较大的能量溢出损失。所以,必须进行折中选择。对于主焦点天线和卡塞格伦天线,它们共同的选择是照射方向图在抛物面边缘有 10dB 衰减。这种选择导致了约 75%~80% 的溢出和照射综合效率。

然而,通过改变两个反射面的形状来改变照射函数并提高效率是可能的。这种方法称为双反射面赋形,最早由 Galindo^[23] 提出,他验证了可以设

假设入射场用一个球面相位函数表示,即一个相位中心和一个能量辐射方向图 $F(\theta)$ 。对于均匀相位口面,路径长度 $r+r'+r''$ 对所有的 θ 必须保持相位恒定。同样,口面幅度函数 $I(x)$ 也必须等于规定的分布(恒定的最大峰值增益)。

从三角学角度可以得到相前等路径长度方程:

$$r + y + \frac{x - r \sin \theta}{\sin \beta} = C \quad (\text{常数}) \quad (1.2-22)$$

式中, (x, y) 和 (r, θ) 分别为主反射面和副反射面上点的坐标。

在主副反射面应用斯涅耳定律可以定义所示角和表面一阶导数(斜率)之间关系,有

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\theta} = \tan \frac{\theta + \beta}{2} \quad (1.2-23)$$

$$-\frac{dy}{dx} = \tan \frac{\beta}{2} \quad (1.2-24)$$

由于双反射面系统关于 y 轴对称,方向图 $F(\theta)$ 在单位增量 $d\theta$ 内的总能量为 $F(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta$ 。同样,在主天线口面单位增量 dx 内的总能量为 $I(x) 2\pi dx$,其中 $I(x)$ 为天线口面的照射函数。令 $I(x)$ 为常数,且等于 $\theta = 0 \sim \theta$ (在 x 范围内)的总能量,并用总能量归一化,可以得到:

$$x^2 = x_{\max}^2 \frac{\int_0^\theta F(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\theta_{\max}} F(\theta) \sin \theta d\theta} \quad (1.2-25)$$

这四个方程有五个互相关联的变量—— x, y, r, θ 和 β ,联立求解就可得到表面等式。这一过程将产生最大增益天线。在本书第 5 章中所介绍的在旅行者、伽利略和卡西尼航天器上使用的天线都是双反射面赋形系统。

1.2.4.2 偏置赋形反射面天线

1.2.4.1 节中的公式适用于圆周对称反射面天线。对于偏置几何天线^[25,26]的准确解也已经得出。偏置几何天线消除了中心由副反射面引起的遮挡,因此它比对称几何天线有更高的效率。在 20 世纪 80 年代初期,设计和建造了一个偏置几何天线,其效率达到了 84.5%,这是有记录以来最高的^[27]。

1.2.5 双色面反射面分析

深空通信需要多个频段同时具有发射和接收的能力,通常用一个双频

段馈源或分开的两个馈源和一个称为双色面的频率选择面(FSS)来实现。双色面对于地面和航天器的天线来说都是重要组成部分。地面天线最常用的双色面类型是平面金属板,它可以透过较高的频率而反射较低的频率。对这类双色面的分析可参考文献[1]。然而,对于航天器上的天线,一般使用能透过较低频率而反射较高频率的双色副反射面,如旅行者、伽利略和卡西尼号(第5章)的高增益天线。这些双色面在远程通信天线中扮演了重要角色,本节给出了对其进行分析的典型技术。

1.2.5.1 公式表示

利用 Floquet 理论和瞬态方法相结合来分析双色面。该理论的证明可参见文献[28]~文献[30],这里只进行简要概括。需要特别指出的是,下面的内容是从文献[28]推导出来的。考虑如图 1-9 所示的印制偶极子阵,假设表面在 x - y 平面上是无限的。在三个区域的场以 Floquet 模式展开,并应用边界条件得到偶极子上未知电流分布 $J(x,y)$ 的积分形式。如果 $J(x,y)$ 近似为

$$J(x,y) = \sum_{n=1}^N c_n h_n(x,y)$$

(1.2-26)

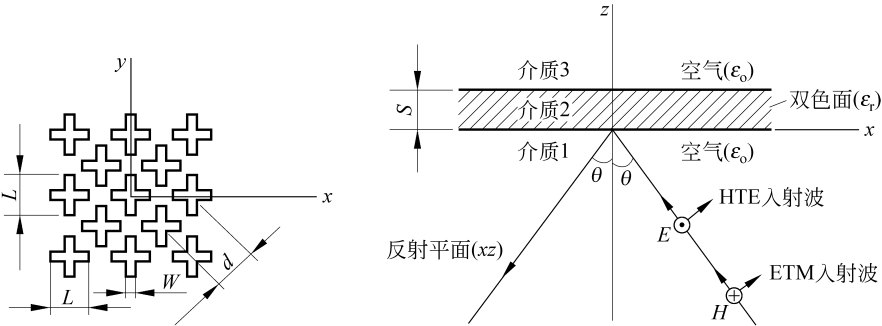


图 1-9 双色面几何

式中,函数 $h_n(x,y)$ 对交叉偶极子是完全和标准正交的, N 对于可计算性而言是有限的,运用矩量法可以容易地对积分方程求解,所得到的方程为

$$\sum_{m=1}^2 (1 + R_{m00}^{slab}) b_m \hat{\mathbf{k}}_{m00} \cdot \mathbf{g}_i^*(\mathbf{k}_{00})$$
$$= \sum_{n=1}^N c_n \frac{1}{d^2} \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q \cdot \frac{\hat{\mathbf{k}}_{mpq} \cdot \mathbf{g}_i^*(\mathbf{k}_{pq}) \hat{\mathbf{k}}_{mpq} \cdot \mathbf{g}_n(\mathbf{k}_{pq})}{\eta_{mpq}^{eq}}, \quad i = 1, 2, \dots, N$$

(1.2-27)

假设 $\exp(j\omega t)$ 与时间相关, $m=1$ 对应 TM 模, $m=2$ 对应 TE 模, 而

$$g_l(\mathbf{k}_{pq}) = \int_{\text{dipole}} h_l(x, y) \exp(j\mathbf{k}_{pq} \cdot \boldsymbol{\rho}) dxdy \quad (1.2-28)$$

式中, d 为排列间距

$$\boldsymbol{\rho} = x\hat{x} + y\hat{y}$$

$$\mathbf{k}_{pq} = (k_0 \sin\theta \cos\phi + \sqrt{2}\pi p/d)\hat{x} + \left(k_0 \sin\theta \sin\phi + \frac{\sqrt{2}\pi}{d} + \frac{2\sqrt{2}\pi q}{d}\right)\hat{y}$$

$$k_0 = 2\pi/\lambda_0$$

λ_0 为自由空间波长; (θ, ϕ) 为入射方向; b_m 为第 m 次模的入射场幅度;

$$\hat{\boldsymbol{\kappa}}_{1pq} = \mathbf{k}_{pq} / |\mathbf{k}_{pq}|$$

$$\hat{\boldsymbol{\kappa}}_{2pq} = \hat{z} \times \hat{\boldsymbol{\kappa}}_{1pq}$$

$$\eta_{mpq}^{eq} = \eta_{mpq}^{\text{air}} + \eta_{mpq}^{\text{diel}} \left(\frac{1 - R_{mpq}}{1 + R_{mpq}} \right)$$

$$\eta_{1pq} = \frac{k\eta}{\gamma_{pq}}$$

$$\eta_{2pq} = \frac{\gamma_{pq}\eta}{k}$$

$\eta = \sqrt{\epsilon/\mu}$, ϵ, μ 为介质的介电常数和磁导率, k 为介质的传播常数,

$$\gamma_{pq} = \begin{cases} (k^2 - |\mathbf{k}_{pq}|^2)^{1/2}, & k^2 > |\mathbf{k}_{pq}|^2 \\ -j(|\mathbf{k}_{pq}|^2 - k^2)^{1/2}, & k^2 < |\mathbf{k}_{pq}|^2 \end{cases}$$

$$R_{mpq} = \frac{\eta_{mpq}^{\text{diel}} - \eta_{mpq}^{\text{air}}}{\eta_{mpq}^{\text{diel}} + \eta_{mpq}^{\text{air}}} \exp(-j2\gamma_{pq}s)$$

$$R_{mpq}^{\text{slab}} = \frac{2\eta_{mpq}^{\text{air}} - \eta_{mpq}^{eq}}{\eta_{mpq}^{eq}}$$

一旦选择了一组合适的函数组 $\mathbf{h}_n$, 未知系数 c_n 就可以很容易地通过式 (1.2-27) 求解获得。当 γ_{pq} 是实数时, 反射和发射的远场仅包括传播 Floquet 模。通过恰当设计, 比如采用小的排列间距, 使对应于栅瓣的高阶 Floquet 模 ($|p| > 0, |q| > 0$) 成为渐消失模。因此可以通过下式计算出反射系数和传输系数。

$$\begin{cases} \mathbf{R}(\theta) = \sum_{m=1}^2 \left\{ R_{m00}^{\text{slab}} b_m - \frac{1}{d^2} \eta_{m00}^{eq} \sum_{n=1}^N c_n g_n(\mathbf{k}_{00}) \cdot \hat{\boldsymbol{\kappa}}_{m00} \right\} \hat{\boldsymbol{\kappa}}_{m00} \\ \mathbf{T}(\theta) = \sum_{m=1}^2 \left\{ t_{m00} (1 + R_{m00}^{\text{slab}}) b_m - \frac{t_{m00}}{d^2} \eta_{m00}^{eq} \sum_{n=1}^N c_n g_n(\mathbf{k}_{00}) \cdot \hat{\boldsymbol{\kappa}}_{m00} \right\} \hat{\boldsymbol{\kappa}}_{m00} \end{cases}$$

(1.2-29)

式中,

$$t_{mpq} = \frac{\exp\{j(\gamma_{pq}^{\text{air}} - \gamma_{pq}^{\text{diel}})s\} + R_{mpq} \exp\{j(\gamma_{pq}^{\text{air}} - \gamma_{pq}^{\text{diel}})s\}}{1 + R_{mpq}}$$

对于 TM 模入射波, $b_1=1, b_2=0$; 对于 TE 模入射波, $b_1=0, b_2=1$ 。

1.2.5.2 电介质平板实例

在大多数远程通信应用中,均要求使用圆极化,因而,通常选择使用交叉偶极子阵作为双色面。这种阵面适合反射接近偶极子谐振的频率而透过较低频率。通常在支撑介质层上印制金属偶极子来制作这种阵面。精确的反射和传输特性取决于波长、宽度、偶极子间距以及介电常数和介质层的厚度。反射系数也是入射角的函数。当应用于双色副反射面时,表面入射角有范围限制。有两种方法可以应对不同的入射角:重新设计阵元使其在给定的入射角范围内可以产生反射;更简单的是,选择可以在整个入射角范围内工作的阵元尺寸。由于精确的谐振频率对参数相当敏感,同时有些参数没有准确已知(例如材料的介电常数),有时需要通过加工一块平板测试件并进行测试来检验设计。下面给出了一组通过计算得到的和实测的反射系数的对比。

编写了在式(1.2-26)中用傅里叶展开来计算偶极子反射系数的计算机程序。在与试验结果进行对比时,发现在每个偶极子上电流的三项展开已经足够了。因此,对于在原点上的交叉偶极子有:

$$\begin{aligned} h_1 &= \hat{y} \sqrt{\frac{2}{WL}} \cos(\pi y/L), & h_2 &= \hat{y} \sqrt{\frac{2}{WL}} \sin(2\pi y/L) \\ h_3 &= \hat{y} \sqrt{\frac{2}{WL}} \cos(3\pi y/L), & h_4 &= \hat{x} \sqrt{\frac{2}{WL}} \cos(\pi x/L) \\ h_5 &= \hat{x} \sqrt{\frac{2}{WL}} \sin(2\pi x/L), & h_6 &= \hat{x} \sqrt{\frac{2}{WL}} \cos(3\pi x/L) \end{aligned}$$

针对 $L=0.97\text{cm}, d=0.92\text{cm}, W=1.016\text{mm}$ 这种情况所计算的反射系数如图 1-10 所示。图 1-10(a)为不填充电介质($\epsilon_r=1, s=0$)的情况,图 1-10(b)为填充了片状电介质,介电常数 $\epsilon_r=4.25$,厚度 $s=0.127\text{mm}$ 。图 1-10(c)表示了电介质平板测试件的反射系数,所取介质参数与图 1-10(b)计算所用的参数一致。试验用的电介质板如图 1-11 所示,测量方法参见文献[28]。从图 1-10 中可以看出,理论计算与试验结果接近。电介质板会使谐振频率降低,在谐振频率上,电介质板表面成为完美的反射面。