

几何统射理论的工程应用

王尔伦 傅秋英 黄永清
徐德明 郑武华 冯建光 著

GTD

哈尔滨工程大学出版社

内 容 简 介

这是一本由 26 篇论文组成的应用几何绕射理论 (GTD) 分析和计算有限结构金属体上天线性能的专著。除简要地介绍 GTD 的基本原理外, 着重介绍直射绕射理论的应用、曲面绕射理论的应用、曲面与边缘绕射理论的綜合应用、某些典型金属体上天线的方向性和阻抗的计算及其结果。最后, 用计算机辅助设计方法, 探索了有限金属体上天线的全向辐射特性。

本书着重于 GTD 的工程应用, 与实际結合紧密, 适合于大专院校电子类专业高年级学生、研究生、教师阅读, 亦可供生产、研究单位从事微波、天线、电磁场、通信、雷达、导航、遥测、遥控、电子对抗等专业的工程技术人员参考。

责任编辑: 谭玉瓦

景 虹

封面设计: 许 仁

几何绕射理论的工程应用

王尔杰 林焜森 肖良勇 著
宫德明 刘其中 马澄波

西北电讯工程学院出版社出版

(西安市太白路 2 号)

西北电讯工程学院印刷厂印刷

开本 787×1092 毫米 1/16 印张 26 6/16 字数 666,000

1983 年 9 月第一版 1983 年 9 月第一次印刷

印数 1—2,000

书号: 15322·2

定价: 2.50 元

序

本书是我们六年来应用几何绕射理论分析和计算有限结构金属体上天线性能的主要论文集,是将几何绕射理论全面用于该类天线的总结,是我院在各地多次举办的《几何绕射理论与矩量法》讲座的产物,也是将几何绕射理论应用于电磁工程实际的一次较为全面的尝试。

几何绕射理论(GTD)正日益广泛地用于电磁散射和辐射问题中。它是一种物理概念清晰,理论与实际比较容易结合,精度能够达到工程要求,容易利用计算机辅助设计手段,从而提高工程效益的方法。特别是,它是人们所熟悉的几何光学原理的推广和发展,因而便于广大工程技术人员接受和掌握。本书虽着重于几何绕射理论在有限结构金属体上天线的应用,但它的基本原理和基本模式不难推广到各种环境对天线辐射影响和电磁散射的研究与定量预测中。

几何绕射理论用于电磁辐射问题的一个显著特点,是直接分析包括环境在内的实际结构上的天线,而不是理想环境下的孤立天线,因而精确的实验验证就是必不可少的。我们的研究表明,几何绕射理论对有限结构金属体上天线辐射场所给出的理论预计与实验测试相比,在绝大多数情况下是成功的。因此,我们相信,随着几何绕射理论和其它方法在各个领域的不断推广和应用,特别是与计算机相结合,有可能使天线设计逐步摆脱过去的老路子:先按理想情况设计,再在测试中探索天线附近的金属体及其它环境的影响。而是直接信任和利用理论预计,就象口径天线的主瓣设计中信任几何光学的理论预计那样,从而提高工程设计的理论水平。特别是对于缺乏优良测试条件,或者很难进行实际测试的场合,这种理论预计就更有意义。

本书只有个别论文公开发表过。凡过去发表过而未收集在这本集中的其它论文,将列入本书后面的参考文献中。本书汇编时,除了按内容大体上分为六章,各章加了一个题目及绪言之外,基本上保留了原论文的样子,没有作原则更动。各章论文大体上按照完成的时间排列,以反映研究的进展状况及当时的研究水平。每篇文章的参考文献重新编目,放在本书的最后。虽然按内容分为六章,但每篇论文又是相对独立的,因而无需从头依次往下阅读。每篇论文都有它在某些方面的发展,同时也存在着不够成熟完善甚至可能有错误之处。尽管如此,本书终究是我们自己的工作,是我们将几何绕射理论全面用于有限结构金属体上的记录 and 总结。将它提供出来,抛砖引玉,以便与专家、同行以及一切有兴趣的同志一起研究、讨论,共同促进几何绕射理论在我国的应用和发展。

本书的主要内容大体上包括:

第一章是关于几何绕射理论的基本原理,它应用于反射面天线和有限结构金属体上天线的概况,以及我们进行金属体上天线性能研究的一个简单总结。阅读了这一章,可以对本书有一个全貌性的了解。

第二章是有关真劈绕射理论的应用。提出了有限结构金属体的“多棱体物理模型”,并采用一致性直劈绕射系数的GTD方法,发展了计算俯仰面辐射的普遍近似算式,使各类情况(不同金属体形状,不同辐射元类型、数目、馈电的振幅、相位及不同配置等)都可用一

个统一的计算机程序软件,由计算机给出理论预计。直劈绕射理论还将用于锥底(或圆盘、圆锥台)上天线滚动面辐射及阻抗的计算。理论计算与大量实验测试所作的比较表明:一致性较好。

第三章是有关曲面绕射理论的应用。采用曲面绕射的 GTD 方法扩展到包含各种辐射源(振子型、缝隙型)、各类曲面(圆柱面及圆锥面)的滚动面辐射,振子阻抗及缝隙导纳的计算中。用统一的计算机程序软件,由计算机给出理论预计。理论计算与实验测试比较亦表明:一致性较好。

第四章是曲面与边缘绕射的综合应用。计算了柱侧天线的水平平面方向图,并使俯仰面阴影区的部分角区的计算得到改善,使之与实验更加吻合。

第五章是按某些典型金属体上的天线(锥底天线、锥侧天线、锥尖天线、柱侧天线等)的体系综合给出有关该类天线方向性和阻抗性能的算式及结果。对于只关心某类天线的全面性能的分析、计算方法及其结果的读者,可以直接查看这些文章。有关理论、算式推导则集中在以上各章所包括的论文中。

第六章是在上述 GTD 理论得到证实的基础上,应用天线排阵原理,用计算机辅助设计方法,探索了有限结构金属体上天线的全向辐射特性;提供了计算机软件实现理论预测的手段,从而得到物理结构与电性能的协调,即配置的天线元数、位置、馈电与较好的全向特性之间的协调。

作为研究成果的一部分,还配有 10 个计算机软件。计算一个 360° 的方向图,在 7760 机上约几十秒钟。

先后参加计算机程序设计的有:房丕显、陈逢时、刘国良、刘启海、王元方、吴小平、徐蕴霞、任宏谋、罗秉松等。先后参加实验工作的有:王志广、张野、方振民、毛志忠、芦健、袁德安、张文达、金烈铎、霍秀连、吴明宝、张毅秋、张新怀、赵庆香、任美生、刘有杰、赵诚、段玉虎、高燕、蒋喙等。

茅于宽教授、黄席椿教授、汪茂光副教授曾审阅了部分原稿。

我们的研究工作是在西北电讯工程学院的组织和领导下进行的,本书的出版得到了学院领导和各有关单位的大力支持。

对于所有对本书有过贡献的同志,在此表示衷心的感谢。

作 者

目 录

序

第一章 GTD 的基本原理及其对有限结构金属体上天线的应用

绪言	(1)
§ 1.1 天线理论中的两种现代近似计算方法——GTD 和 MM (矩量法)	
..... 王尔杰 肖良勇 林灿森 宫德明 刘其中 马澄波	(5)
§ 1.2 关于反射面天线的几何绕射理论	王尔杰 (52)
§ 1.3 用 GTD 计算有限结构金属体上天线性能简介	
..... 宫德明 林灿森 肖良勇 马澄波 刘其中	(76)

第二章 直劈绕射理论的应用

绪言	(91)
§ 2.1 利用几何绕射理论解决一类天线的计算问题——有限长圆柱体上直立天线的计算	林灿森 (92)
§ 2.2 应用几何绕射理论 (GTD) 分析和计算有限结构上天线的辐射特性	
..... 肖良勇	(115)
§ 2.3 用几何绕射理论分析和计算多棱柱侧面天线的辐射特性	
..... 宫德明 肖良勇	(146)
§ 2.4 直劈 GTD 的工程应用	肖良勇 宫德明 (164)
§ 2.5 锥侧缝隙天线子午面方向性的计算	马澄波 刘其中 (175)
§ 2.6 圆锥底上垂直单振子滚动面辐射的 GTD 计算	肖良勇 (188)
§ 2.7 用 GTD 及感应电势法计算锥台中心垂直单极振子的输入阻抗	肖良勇 (197)
§ 2.8 多棱柱(锥)上天线辐射场计算的通用算式	肖良勇 马澄波 宫德明 (206)

第三章 曲面绕射理论及其应用

绪言	(229)
§ 3.1 曲面上的几何绕射理论及其应用	林灿森 (229)
§ 3.2 曲面几何绕射理论及其在计算天线方向性上的应用及改进	林灿森 (254)
§ 3.3 应用曲面几何绕射理论计算无限长圆柱上缝隙天线的辐射场	
..... 刘其中 马澄波	(266)

第四章 边缘绕射与曲面绕射的综合应用

绪言	(289)
§ 4.1 圆柱侧天线子午面方向性计算	林灿森 (281)
§ 4.2 圆柱侧天线水平面方向性计算	林灿森 (290)

第五章 典型金属结构上天线性能的综合计算

绪言	(296)
§ 5.1 锥底振子天线性能的分析与计算	肖良勇 宫德明 (296)
§ 5.2 锥侧振子天线性能的分析与计算	肖良勇 宫德明 (310)
§ 5.3 截锥尖振子天线性能的分析与计算	宫德明 肖良勇 (323)
§ 5.4 圆柱侧天线滚动平面方向性计算——圆形滚动平面方向性通用式	林炽森 (331)
§ 5.5 圆柱侧天线输入阻抗的计算——GTD反射系数法	林炽森 (337)
§ 5.6 用曲面几何绕射理论计算圆柱(锥)上缝隙阵在滚动面内的辐射场	刘其中 马澄波 (346)
§ 5.7 应用 GTD 计算截锥上缝隙天线的输入导纳	刘其中 马澄波 (357)
§ 5.8 计算天线方向性的 GTD 法	林炽森 宫德明 肖良勇 刘其中 马澄波 (363)

第六章 多棱体上天线全向辐射特性的计算机辅助设计

绪言	(379)
§ 6.1 多棱体上天线俯仰面全向辐射特性的计算机辅助设计	肖良勇 马澄波 宫德明 (379)
§ 6.2 多棱体上天线滚动平面全向辐射特性的计算机辅助设计	林炽森 刘其中 (395)
参考文献	(413)

第一章 GTD 的基本原理及其对有限

结构金属体上天线的应用

绪 言

几何绕射理论 (GTD) 是凯勒 (Keller)^[1] 在五十年代设想, 六十年代正式提出的计算电磁辐射与散射的一种近似计算方法。在七十年代中期, 孔琼 (Kouyoumjian)^[4] 在凯勒的基础上, 又提出了一致性几何绕射理论, 导出了一个统一的绕射系数, 可以计算包括入射和反射边界在内的各个方向的绕射场, 克服了凯勒原来理论的某些局限性, 使得 GTD 的应用得到更加广泛的发展。

我们先简要介绍一下 GTD 的一般概念。几何绕射理论是几何光学理论的扩展。因此, 首先需要了解几何光学的基本原理。

抛开光的波动性, 仅以光的直线传播为基础, 研究光在透明介质中传播问题的光学, 称为几何光学。几何光学的基本原理可以简要地概括为以下几点:

(1) 光的直线传播定律, 即在均匀介质中, 光线为一直线;

(2) 光的独立传播定律, 即由不同方向或物体发出的光线相交时, 对每一光线的独立传播特性不发生影响;

(3) 光的反射定律和折射定律, 即光在传播过程中遇到不同介质时, 将要发生反射和折射, 而且在两介质中的传播途径分别服从反射定律和折射定律;

(4) 费马原理, 即光沿着传播时间为极值的路径传播。下面介绍费马原理的数学表达式。

假设光在分层不均匀介质 1, 2, 3, ……K 中传播, 传播速度分别为 $v_1, v_2, v_3, \dots, v_K$, 在各介质中光线路程的几何长度分别为 $s_1, s_2, s_3, \dots, s_K$, 如图 1-1 所示。于是光从介质 1 中的 A 点传到介质 K 中的 B 点所需的全部时间为

$$t = \frac{s_1}{v_1} + \frac{s_2}{v_2} + \frac{s_3}{v_3} + \dots + \frac{s_K}{v_K} = \sum_{i=1}^K \frac{s_i}{v_i} \quad (1)$$

已知介质的折射率为 $n_i = \frac{c}{v_i}$, c 为真空中的光速, 则式(1)变为

$$t = \frac{1}{c} \sum_{i=1}^K n_i s_i \quad (2)$$

其中 $n_i s_i$ 称为光在第 i 介质中的光程 l_i (并非几何长度 s_i), 光程 l_i 在数值上等于光以真空的速度在时间 t_i 内 (光通过介质 i 的时间) 所走的路程。乘积之和 $\sum n_i s_i$ 称为光由 A 到

B 的总光程, 亦即光以真空中的传播速度 c 在时间 t (从 A 到 B 的时间) 行进的总长度。

如果包含 A 、 B 的空间充满着折射率连续变化的介质, 则光程将是一条曲线(见图 1-2)。为了计算从 A 到 B 的光程, 须将几何路程 AB 分为许多线段元 ds_i , 每一线段元上的折射率 n_i 可视为常数, 于是, 与线段元 ds_i 相应的光程 $dl_i = n_i ds_i$, 由 A 到 B 的总光程为

$$l = \int_A^B n ds \quad (3)$$

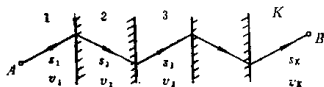


图 1-1 光在分层介质中的传播途径

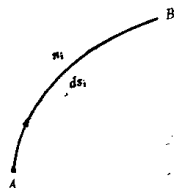


图 1-2 光在非均匀介质中的传播途径

相应的时间为

$$t = \frac{1}{c} \int_A^B n ds \quad (4)$$

根据变分法原理, t 有极值的条件是 (4) 的积分式的变分为零, 即

$$\delta t = \delta \left[\frac{1}{c} \int_A^B n ds \right] = 0 \quad (5)$$

真空中的光速 c 为常数, 上式又可写成

$$\delta l = c \delta t = \delta \left[\int_A^B n ds \right] = 0 \quad (6)$$

式 (5) 和 (6) 都是费马原理的数学表达式。从式 (6) 又可对费马原理作如下解释: 光从空间的一点到另一点是沿着光程为极值的路径传播的, 或者说光是沿着光程值不是最小就是最大的路径传播的。

可以认为, 费马原理是光学基本定律的推论, 也可以认为光学的基本定律是费马原理的必然结果。

式 (6) 在 GTD 中是很有用的。

下面介绍 GTD 的基本原理。

几何光学法是一种很容易应用的计算电磁辐射的近似方法, 它是以电磁波传播的射线理论为基础的。GTD 便是从几何光学法引伸出来的。几何光学只处理直射、反射和折射线, 因而在空间产生了与这些射线的边界相应的突变, 如图 1-3 所示。图中表示一个波源的入射线投射在一劈面上时, 只有在 $\varphi < \varphi_i$ 的空间存在直射场, 在 $\varphi < \varphi_i$ 的空间存在反射场。按几何光学理论, 在 $\varphi > \varphi_i$ 的空间, 直射场为零, 在 $\varphi > \varphi_i$ 的空间, 反射场为零。从而使入射边界和反射边界的几何光学场不连续。但是, 实际的总场不仅在这两个边界连续, 而且除

了劈（假设为金属劈）内角范围以外的其它区域均有大小不等的连续场存在，而绝非零场。为此，GTD 引入了一种新的射线——绕射线，这样，不仅消除了几何光学边界上场的不连续，而且在几何光学的零场和弱场区域中进行了必不可少的修正。

我们设想绕射场也和几何光学场一样沿射线路程行进，当射线遇到任何一种表面不连续，如边缘（棱）、尖顶或曲面时，都将产生绕射场。图 1-4(a) 表示源点 S 经过直棱上的绕射点 Q 到达场点 P 的一条传播射线，(b) 是经过锥尖的一条射线，(c) 是从源点 S 经过一圆柱表面到达 P 点的一条射线，它掠过圆柱的 Q_1 点，并在 Q_2 点激励起一条沿圆柱面传播的表

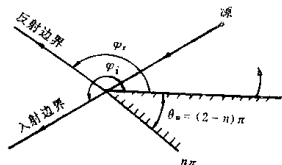


图 1-3 直劈的入射及反射边界

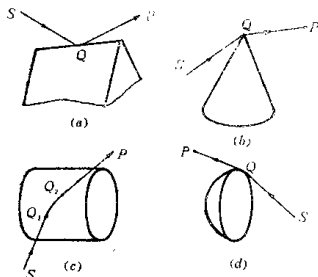


图 1-4 绕射射线

面射线（亦称爬行波），当这一表面射线沿圆柱面而传播时，不断地向切向方向辐射电磁能量，使表面射线衰减很快。场点 P 所观察到的是从 Q_2 点切向射来的射线（爬行绕射线），其全部传播路径为 SQ_1Q_2P 。(d) 是抛物面天线的源点 S 经过抛物面边缘的绕射点 Q 到达场点 P 的一条射线。

在 GTD 理论中，推广的费马原理和局部场原理是基本概念。费马原理^[2]原来认为：几何光学射线沿着从源点到场点的极值路径传播。推广的费马原理则把绕射线也包括在内，认为绕射线也是沿着从源点到场点的极值路径传播的（这条极值路径通常是最短路径）。因此，图 1-5 所示的以一定入射角 β_0 入射在直边缘 Q_0 处的入射线所激励起的绕射线一定形成一个半锥角为 β_0 的绕射线锥。对于图 1-4(c) 所示的曲面绕射， $\widehat{Q_1Q_2}$ 则为从 S 到 P 点的射线在曲面上的短程弧线。

所谓局部场原理就是：在高频极限情况下，象反射和绕射之类现象只是一种局部现象，它只取决于散射体（或被源天线激励的辐射体）上反射点和绕射点附近的很小区域的物理性质和几何性质。众所周知，在反射点周围的第一菲涅尔区的性质对反射场的结构起主要作用，局部场原理可以看成是这一事实的引伸。从局部场原理可以直接得出结论：绕射场只由入射场和散射体表面的局部性质决定。这样就可以从某些最简单形状的散射体（即所谓典型结构）的严格解中近似提出将入射场和绕射场联系起来的函数——绕射系数。已有严格电磁解的典型结构包括半平面，无限直劈，无限长圆柱体，球体等。根据局域场原理，对任意一个复杂形状的物体，由推广的费马原理找到绕射点（即所谓“射线寻迹”），然后根据局部

场原理，由绕射点附近的局部性质，决定采用在局部上相似的典型结构的绕射系数，再由入射场求得绕射场。

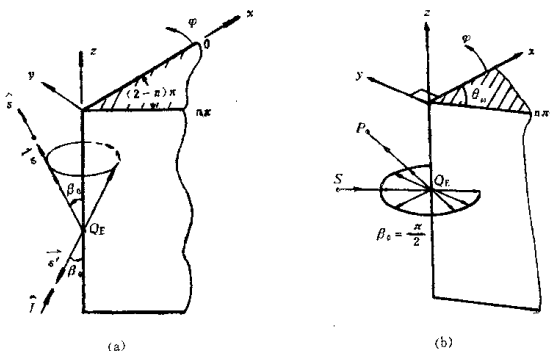


图 1-5 直劈的绕射

根据 GTD 的上述基本概念，很容易将它应用于物体上的（或物体附近的）天线辐射问题，比如飞行器上的天线辐射问题。由于结构有限，用几何光学求解辐射场时，必然存在几何光学边界的不连续性，所以必须在边缘，拐角，顶点等处引入相应的绕射线，这些新的绕射线可以认为是由那些不连续点被激励后发出的。因此，一个有限结构上天线的辐射图，已不是自由空间源天线的辐射图，也不是无限大平面上源天线的辐射图，而是近似地看成无限大平面上源天线的辐射场迭加上一次及高次绕射产生的绕射场，后者是由前者激励的。

根据以上所述的 GTD 的基本原理，可以将它用来计算有限金属结构的电磁辐射和散射问题。本章的第一节，概述了 GTD 的一般应用；第二节阐述了 GTD 在反射面天线上的应用；第三节扼要介绍了在有限结构金属体上天线应用 GTD 的基本概况和我们六年来作的一些有代表性的结果。

§ 1.1 天线理论中的两种现代近似计算

方法 ——GTD和MM(矩量法)

王尔杰 肖良勇 林积森 宫德明 刘其中 马澄波

【提要】本文扼要地介绍了天线理论中的两种现代近似计算方法:几何绕射理论(GTD)和矩量法(MM)。重点介绍几何绕射理论。为了避免理论分析和数学推导占去大量篇幅,所以只着重介绍这两种方法的一般概念和基本思想,尤其是它们的各种应用。文中有大量的理论计算和实验结果的比较,大部分取自于作者的研究工作,一部分取自于其它文献资料,目的在于使读者对这两种方法有一个全面的了解。

一、引言

自从1873年麦克斯韦第一次提出宏观电磁场的完整方程组以后,可以认为宏观电磁场的基本理论问题已经得到了解决,它不仅使许多电磁现象得到了解释,而且还可以预言许多问题(例如电磁波的存在并且以光速传播)。可见,麦克斯韦方程组在经典电动力学中的作用如同牛顿力学在经典力学中的作用一样。

解决天线的辐射问题,实质上就是在满足边界条件下求解麦克斯韦方程组的问题。但是,要求得严格的解析解却不那么容易,即使是形状最简单的天线也是相当复杂的。天线的严格解首先是从无限细线天线开始的,这就是1897年提出的波克林顿(Pocklington)积分方程的解,之所以采取积分方程的形式,是因为根据麦克斯韦方程组,电流密度与场具有一一对应关系,要求得空间某点的场,必须知道天线上的电流分布,而天线上的电流分布,又必须由周围(特别是天线表面上)的场来决定,根据电流分布求场的积分式中的电流却是未知的,从而构成了积分方程。此外,还有其它形式的积分方程,如1938年提出的海仑(Hallen)积分方程,它特别适宜于用逐步逼近法求解。假设天线上的电流为正弦分布来计算天线的辐射场,在工程上是足够的了,但在解决阻抗问题时,这种假设就不恰当了。许多作者(如朱兰成,斯特拉顿(St. atton),谢昆诺夫(Schelkunoff),金(King)等)根据麦克斯韦方程,通过选择适当的坐标系(如椭圆坐标系,球坐标系,圆柱坐标系等)来得到相应的严格解析解。在另一领域,例如理想导电平面绕射的第一个严格解是索末菲(Sommerfeld)于1896年提出的,这个解的特点是利用已经有良好数表的菲涅尔积分来表示任意点的场。此后还有许多作者从事这方面的研究工作,其中最著名的是考卜森(Copson)于1946年提出的韦纳——胡佛(Wiener—Hopf)法。最早从事导电劈严格解的是马克唐纳(McDonald),他先后于1902年和1915年提出并得到了场的本征函数级数表示式和积分表示式,遗憾的是他的解在光学边界附近的过渡区是无效的,因而也就是所谓非一致性解。劈的第一个一致性渐进解是由帕里(Pauli)于1938年得到的,他的解给出了以菲涅尔积分

本文于1980年7月完成

表示的首项,当劈内角 $\theta_0=0$ 时,正好是严格的半平面解。至于曲面上的求解问题,最简单的典型问题是无限长圆柱对平面波的绕射,瑞利(Rayleigh)于1881年用分离变数法第一次得到它的严格解,即本征函数表示式,但是,在高频情况下,该解的收敛性很差。又过了半个多世纪,1954年和1958年先后由弗朗兹(Fronz)和戈里金纳(Gorignor)得到了合适的高频解,这就是首先由弗朗兹命名的爬行波理论。

综上所述,用严格的经典理论处理电磁问题有以下两个特点,首先,所处理的对象的几何形状通常都是最简单的,例如无限细理想导线,或者导体面与坐标系相一致,这显然是为了便于应用边界条件,即便如此,得到的解还是很复杂的,对于稍微复杂的几何形状,要得到严格的解析解是不可能的,这就是它的局限性。但是应当指出,前人所做的工作是不可缺少的奠基性工作。根据局部场原理,所有的复杂问题都可以看成是许多简单问题的组合。其次,所有经典的解析解所追求的目的,是把大量时间花费在使人们能够利用很简单的工具或者甚至于手算就能很快得到结果,这是在大型计算机出现以前的历史局限性所造成的,在大容量高速计算机出现以后,就可以在解析方面尽量少花些时间,而将大量的计算工作留给计算机来完成,这便是六十年代末由哈林登等人提出的矩量法(MM)的基本思想。几乎任何线性分析问题都可以得到一定精度的解,从而使得在解决复杂天线问题的能力方面得到了一个飞跃。但是,在高频条件下,当物体的结构比波长大得多时,采用矩量法使现有计算机已容纳不下,或者太不经济了,这时在几何光学基础上发展起来的几何绕射理论(GTD)就具有明显的优点。当然,每种方法都有自己的局限性,在一定条件下,充分利用各种方法的优点会使问题得到更合理的解决,近几年来提出的矩量法与几何绕射理论相结合的混合法便是其中之一,它们还可以与物理光学基础上发展起来的物理光学绕射理论结合使用,这就要根据实际问题的具体特点灵活掌握了。

GTD虽然是一种近似计算方法,然而它以清晰的物理概念,灵活的变通性,以及能够化繁为简地解决实际问题的能力(即能把一个复杂结构的实际物体化为一个比较简单,计算精度与工程测量相适应的数学模型),得到了天线工程师的广泛重视,它的限制是对于电尺寸小的结构,计算误差较大。频率越高,计算精度越高,因此也称之为高频法。与GTD相对应的是MM,它特别适于解决电小物体,因此也称之为低频法。对于某些结构,GTD与MM相结合提供了一种最好的结果,这就是所谓混合法。无论哪种方法都最终依赖于计算机进行数值计算,这就有可能利用计算机来部分代替基于纯实验测量的天线设计,从而达到对天线进行计算机辅助设计的目的。

二、GTD 计算天线的辐射

(一) 边缘绕射

边缘绕射的典型结构是无穷长直劈,如图1-5所示,其二维表示如图1.1-1。劈面是由两个平面,或者一平面与一个凸曲面(如圆柱,圆锥底等),或者两个凸曲面构成,在后两种情况下,劈面是由曲面在绕射点 Q 的切平面构成直劈而形成的。图中 S 为初级源, Q 为

劈棱处的绕射点, φ' 为从劈面 x 轴算起的入射角, ρ' 为源点 S 至绕射点 Q 的距离, φ 为从劈面 x 轴算起的绕射角, ρ 为绕射点 Q 至观察点 P 的距离。劈的外角为 $n\pi$, 当 $n=1$ 时, 劈变为平面, 当 $n=2$ 时, 劈变为半平面, 通常 n 在 1 和 2 之间。

观察点 P 的总辐射场显然包含初级源的绕射场三个部分:

$$\vec{E} = \vec{E}^0 + \vec{E}' + \vec{E}'' \quad (1)$$

显然, 绕射场 $\vec{E}'$ 的计算是计算辐射的核心。

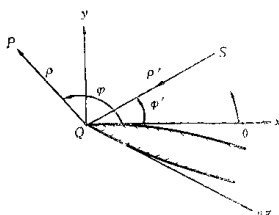


图 1.1-1 边缘绕射的二维表示

1. 绕射场的计算

由理想导电劈构成的边缘绕射场的一般算式为

$$\vec{E}^d(s) = \vec{D} \cdot \vec{E}^i(Q) A e^{-jks} \quad (2)$$

式中 $\vec{E}^d(s)$ 为距离 Q 点为 S 处的绕射场, $\vec{E}^i(Q)$ 为绕射点 Q 处的入射场, A 为绕射波的扩散因子, 它取决于入射波的照射类型。

$$A = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{s}}, & \text{平面波、柱面波、锥面波入射时 (在柱面波入射情况下, } s \text{ 代表与边缘的垂直距离)} \\ \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} & \text{球面波入射时} \end{cases}$$

而 s' 为源点至绕射点 Q 的距离。

D 为电场并矢绕射系数:

$$\vec{D} = -\hat{\beta}_0' \hat{\beta}_0 D_\perp - \hat{\varphi}' \hat{\varphi} D_\parallel \quad (3)$$

用矩阵表示电场分量为

$$\begin{pmatrix} E_x^d \\ E_y^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -D_\perp & 0 \\ 0 & -D_\parallel \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^i(Q) \\ E_y^i(Q) \end{pmatrix} A e^{-jks} \quad (4)$$

$D_\perp$ 为垂直极化场 (磁极化, 硬边界) 绕射系数, $D_\parallel$ 为水平极化场 (电极化, 软边界) 绕射系数。孔琼^[41]的一致性直劈绕射系数为

$$D_\perp = -\frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin\beta_0} \left\{ \operatorname{ctg} \left[\frac{\pi + (\varphi - \varphi')}{2n} \right] F[kLg^+(\varphi - \varphi')] \right. \\ \left. + \operatorname{ctg} \left[\frac{\pi - (\varphi - \varphi')}{2n} \right] F[kLg^-(\varphi - \varphi')] \right. \\ \left. \pm \left(\operatorname{ctg} \left[\frac{\pi + (\varphi + \varphi')}{2n} \right] F[kLg^+(\varphi + \varphi')] \right) \right\}$$

$$+ \operatorname{ctg} \left[\frac{\pi - (\varphi + \varphi')}{2\pi} \right] F[kLg^-(\varphi + \varphi')] \Big] \Big\} \quad (5)$$

式中 $F(X)$ 包含了一个菲涅尔积分

$$F(X) = 2i\sqrt{X}e^{iX} \int_{\sqrt{X}}^{\infty} e^{-i\tau^2} d\tau \quad (6)$$

$$X^{\pm} = kLg^{\pm}(\beta) \quad (7)$$

$$g^{\pm}(\beta) = 1 + \cos(\beta - 2n\pi N^{\pm}) \quad (8)$$

$$\beta^{\pm} = \varphi \pm \varphi' \quad (9)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (10)$$

$$L = \begin{cases} s \sin^2 \beta_0 & \text{平面波入射} \\ \frac{\rho\rho'}{\rho + \rho'} & \text{柱面波入射} \\ \frac{ss'}{s + s'} \sin^2 \beta_0 & \text{球面波、锥面波入射} \end{cases} \quad (11)$$

称为距离因子, ρ' 为入射在边缘上的柱面波半径, ρ 为绕射柱面波的半径, 即自边缘至场点的垂直距离, β_0 为入射线与劈棱间的夹角, 即绕射线锥的锥半角。

当 $\varphi \geq 0$, $\varphi' \leq n\pi$ ($1 \leq n \leq 2$) 时, $N^{\pm}$ 的取值为

$$N^+ = \begin{cases} 1, & (n-1)\pi < \beta^+ \leq 4\pi \\ 0, & -2\pi \leq \beta^+ \leq (n-1)\pi \end{cases} \quad (12)$$

$$N^- = \begin{cases} 1, & 2\pi + (n-1)\pi < \beta^- \leq 4\pi \\ 0, & -(n-1)\pi < \beta^- \leq 2\pi + (n-1)\pi \\ -1, & -2\pi \leq \beta^- \leq -(n-1)\pi \end{cases} \quad (13)$$

绕射场的引入补偿了入射场及反射场在入射边界及反射边界的不连续, 使总场连续了。式 (5) 是一致性直劈绕射系数, 它在 $\varphi = \varphi' \pm \pi$ 的入射边界和 $\varphi = \pi - \varphi'$ 或 $\varphi = (2n-1)\pi - \varphi'$ 的反射边界及其附近区域均可应用, 从而克服了最初凯勒推导的绕射系数不能用于入射和反射边界及其附近区域的局限, 而能应用于 $0 \leq \varphi \leq n\pi$ 的整个空间, 因此称为一致性几何绕射理论。

2. 多棱柱体上振子型天线辐射场的计算^[5, 6]

振子安装在无穷长多棱柱侧, 称为多棱柱侧天线。根据局部场原理, 该多棱柱体可以与包含轴线的圆柱面 (四棱柱)、圆锥面 (三棱柱)、锥柱面 (五棱柱) 等效。因此, 研究包含振子的多棱柱侧天线的辐射对于研究有限物体上二维平面的辐射具有一定的普遍性。

设一垂直单极振子安装在一多棱柱侧 (见图 1.1—2)。在场点 P 的辐射场包含振子本身的直射场 E^s , 由柱面产生的反射场 E^r , 以及边缘 (棱) 产生的绕射场 E^d 的贡献。值得注意的是, 绕射场不仅有振子辐射场直接激励的棱所产生 (称为一次绕射场), 而且还有一次绕射场激励起的二次绕射场, 由二次绕射场激励起的三次绕射场……等等。根据推广的费马原理, 各次绕射场均在前向和后向两个射线方向的棱上激起更高一次的绕射场。不仅如

此，由源振子直接激励的一次绕射是相对于振子的两个方向（顺时针方向和反时针方向）上产生的。绕射场的激励过程如图 1.1-2 和图 1.1-3 所示。

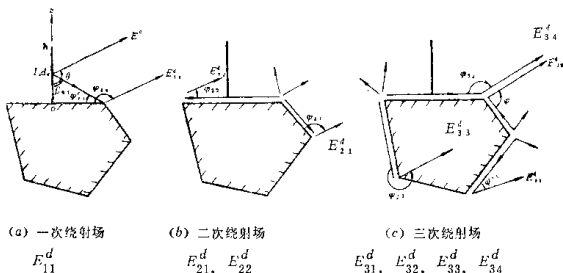


图 1.1-2 振子顺时针方向激励产生的各次绕射场

计算总辐射场时，可以首先计算电流元 I, d_s 产生的直射场、反射场和绕射场，然后沿振子积分，使得得到总辐射场（包括直射场 E^0 、反射场 E^r 和绕射场 E^d ），即

$$E(\theta) = \int_0^L dE(\theta) \quad (14)$$

$dE(\theta)$ 为振子上电流元 I, d_s 产生的辐射场（包括直射场、在劈面的反射场以及各次绕射场），

$$dE(\theta) = dE^0(\theta)u^0(\theta) + dE^r(\theta)u^r(\theta) + dE^d(\theta) \quad (15)$$

式中， $dE^0(\theta)$ ——电流源 I, d_s 的直射场，

$dE^r(\theta)$ ——电流源 I, d_s 的反射场，

$dE^d(\theta)$ ——电流源 I, d_s 产生的总绕射场，

$u^0(\theta)$ 和 $u^r(\theta)$ 分别为电流源 I, d_s 的直射场和反射场的遮挡因子；

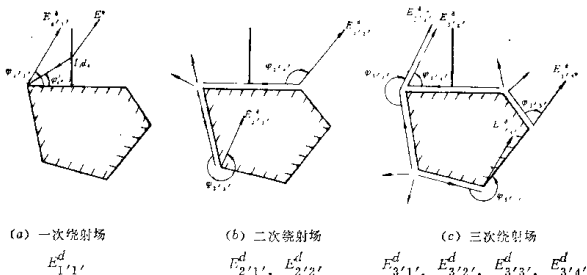


图 1.1-3 振子反时针方向激励产生的各次绕射场

$$u(\theta) = \begin{cases} 1, & \text{各对应场的亮区} \\ 0, & \text{各对应场的暗区} \end{cases} \quad (16)$$

考虑到 (15) 式, 振子的总场为

$$\begin{aligned} E(\theta) &= \int_0^h dE^0(\theta) u^0(\theta) + \int_0^h dE^r(\theta) u^r(\theta) + \int_0^h dE^d(\theta) \\ &= E^0(\theta) + E^r(\theta) + E^d(\theta) \end{aligned} \quad (17)$$

直射场 $E^0(\theta)$ 的求法与普通的自由空间振子天线完全相同, 可以用假设的正弦电流分布沿振子轴线积分求得。反射场 $E^r(\theta)$ 的求法, 可以假设劈面为无限大理想导电面, 采用镜像法计算, 计算时必须注意镜像电流的相位。绕射场 $E^d(\theta)$ 的计算则可采用前述的 GTD。考虑一次及高次绕射, 同时考虑前向及后向绕射时为

$$dE^d(\theta) = \sum_x dE_x^d(\theta) \quad (18)$$

而

$$dE_x^d(\theta) = \sum_y dE_{x,y}^d(\theta) u_{x,y}^d(\theta) \quad (19)$$

式中 $dE_x^d(\theta)$ 为第 x 次绕射场, $dE_{x,y}^d(\theta)$ 为第 x 次绕射产生的第 y 条绕射线的绕射场。 x 为绕射次数标号, 取值为 $1, 1', 2, 2', \dots, m, m'$, m 和 m' 为计及的绕射次数, 带撇是振子反时针方向一次激励的, 不带撇的是振子顺时针方向一次激励的, y 的取值为 $1, 1', 2, 2', \dots, 2^{x-1}, 2^{x-1}$, $u_{x,y}^d(\theta)$ 为第 x 次绕射产生的第 y 条射线的绕射场的遮挡因子, 它的取值为

$$u_{x,y}^d(\theta) = \begin{cases} 1, & \text{第 } x \text{ 次绕射产生的第 } y \text{ 条绕射线的绕射场的亮区} \\ 0, & \text{第 } x \text{ 次绕射产生的第 } y \text{ 条绕射线的绕射场的暗区} \end{cases}$$

将 (19) 式代入 (18) 式, 则

$$dE^d(\theta) = \sum_x \sum_y dE_{x,y}^d(\theta) u_{x,y}^d(\theta) \quad (20)$$

$dE_{x,y}^d(\theta)$ 的一般表达式为

$$\begin{aligned} dE_{x,y}^d(\theta) &= dE^0(\theta = \theta_{01}) \prod_{i=1}^x \left[\frac{S_{\psi \xi_{i,y}}}{S_{(i-2)} \frac{1}{2} z^{-i+1} + S_{\psi \xi_{i,y}} (i-1) \frac{1}{2} z^{-i+1} + S_{\psi \xi_{i,y}}} \right. \\ &\quad \left. \times D^*_{\psi \xi_{i,y}} \right] e^{-jk \sum_{i=1}^x S_{\psi \xi_{i,y}}} \cdot D^*_{\psi \xi_{x,y}} \cdot e^{-jk \Delta r_{x,y}} \end{aligned} \quad (21)$$

式中下标

h ——垂直极化场

$\phi = t - 1$

$\xi = \frac{y}{2^{t-t+1}}$, 取大于或等于 $\frac{y}{2^{t-t+1}}$ 的最小整数

$$\eta = t$$

$q = \frac{y}{2^{t-t}}$, 取大于或等于 $\frac{y}{2^{t-t}}$ 的最小整数

式 (21) 中的 D^*_{ixy} 为

$$D^*_{ixy} = D^*_{ixy}(n_{xy}, L_{xy}, \varphi_{xy}, \varphi'_{xy})$$

它是第 x 次绕射的第 y 条绕射线产生的绕射场的实用绕射系数, 将式 (5) 至式 (13) 加以重新组合后得到

$$D^*_{ixy} = \frac{1}{2} (A_{xy} + B_{xy} + C_{xy} + D_{xy}) \quad (\varphi'_{xy} \neq 0) \quad (22)$$

$$D^*_{ixy} = \frac{1}{2} (A_{xy} + B_{xy} + C_{xy} + D_{xy}) \quad (\varphi'_{xy} = 0)$$

式中

$$A_{xy} = -j \sqrt{\frac{2}{\pi}} \operatorname{ctg} \frac{180 + \beta^-_{xy}}{2n_{xy}} \sqrt{g^+(\beta^-_{xy})} e^{jX^+_{xy}(\beta^-_{xy})} f[X^+_{xy}(\beta^-_{xy})] \quad (\varphi^-_{xy} \neq -180)$$

$$-jf(0) \quad (\beta^-_{xy} = 180)$$

$$-j \sqrt{\frac{2}{\pi}} \operatorname{ctg} \frac{180 - \beta^-_{xy}}{2n_{xy}} \sqrt{g^-(\beta^-_{xy})} e^{jX^-_{xy}(\beta^-_{xy})} f[X^-_{xy}(\beta^-_{xy})]$$

$$B_{xy} = \quad (\beta^-_{xy} \neq 180)$$

$$-jf(0) \quad (\beta^-_{xy} = 180)$$

$$-j \sqrt{\frac{2}{\pi}} \operatorname{ctg} \frac{180 + \beta^+_{xy}}{2n_{xy}} \sqrt{g^+(\beta^+_{xy})} e^{jX^+_{xy}(\beta^+_{xy})} f[X^+_{xy}(\beta^+_{xy})] \quad (\beta^+_{xy} \neq (2n_{xy} - 1)180)$$

$$C_{xy} = \quad (\beta^+_{xy} = (2n_{xy} - 1)180)$$

$$-jf(0) \quad (\beta^+_{xy} = (2n_{xy} - 1)180)$$

$$-j \sqrt{\frac{2}{\pi}} \operatorname{ctg} \frac{180 - \beta^+_{xy}}{2n_{xy}} \sqrt{g^-(\beta^+_{xy})} e^{jX^-_{xy}(\beta^+_{xy})} f[X^-_{xy}(\beta^+_{xy})]$$

$$D_{xy} = \quad (\beta^+_{xy} \neq 180)$$

$$-jf(0) \quad (\beta^+_{xy} = 180)$$

$$f[X_{xy}(\beta_{xy})] = \frac{e^{-j45^\circ}}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sqrt{X_{xy}(\beta_{xy})} e^{-j\tau^2} d\tau$$

$$X^\pm_{xy}(\beta_{xy}) = kL_{xy}g^\pm(\beta_{xy})$$

$$g^\pm(\beta_{xy}) = 1 + \cos(\beta_{xy} - 360n_{xy}N^\pm)$$

$$\beta^\pm_{xy} = \varphi_{xy} \pm \varphi'_{xy}$$

$$n_{xy} = 2 - \frac{\beta_{\omega xy}}{180}$$