

雷达手册

第六分册

[美] M.I. 斯科尔尼克 主编

国防工业出版社

内 容 简 介

本《手册》系根据[美]M. I. 斯科尔尼克主编的《雷达手册》一书译出。

全《手册》共有三十九章。为了读者使用方便，译文不是按原书章次编排，而是大致按细分的专业将其分成十个分册。

《雷达手册》第六分册共有五章，即第十八、十九、二十、二十一、二十二章。第十八章 口径天线分析；第十九章 反射器天线和透镜天线；第二十章 阵列天线；第二十一章 频率扫描天线阵；第二十二章 天线罩。

本《手册》可供所有从事雷达工程的工人、科技人员和大专院校师生参考。

Radar Handbook

M. I. Skolnik

McGraw-Hill, Inc. 1970

*

雷 达 手 册

(第六分册)

[美] M. I. 斯科尔尼克 主编

谢 卓 译 张直中等 校

*

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业许可出字第074号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

787×1092¹/₁₆ 印张10¹/₄ 237千字

1974年3月第一版 1974年3月第一次印刷 印数：0,001—9,400册

统一书号：15034·1353 定价：1.10元

出版者的话

为了适应我国电子工业迅速发展的形势，我们组织翻译了由〔美〕M. I 斯科尔尼克主编的《雷达手册》一书，以帮助读者了解雷达方面的情况。

在原书中，编者试图包含雷达技术领域的各种主要问题。看来，本书的内容比较广泛，但不很深。它省略了一般雷达方面的书籍中通常有的数学推导和详细说明。其实，讨论的许多题目本身都可以写成单独的书籍。为了帮助读者深入研究，原书的每章都提供了许多参考文献。

本《手册》共有三十九章。为了读者使用方便，译文不是按原书章次编排，而是大致按细分的专业将其分成十个分册。第一分册包括雷达简介、雷达检测能力、波形设计；第二分册包括目标特性、气候影响、电磁兼容性；第三分册包括接收机、显示器、自动检测理论、数字信号处理；第四分册专论发射机；第五分册包括馈线、移相器；第六分册包括天线、天线罩；第七分册包括连续波、调频、脉冲压缩和动目标显示雷达；第八分册包括脉冲多卜勒、跟踪、测高和合成孔径雷达；第九分册包括固态、民用航海、卫星监视、天文和航天雷达；第十分册包括多基地、激光雷达，以及雷达信标和无源检测。这十个分册先后出版以后，另外再出版一部分合订本。

原书主编者在前言中对全书未能采用单一标准符号作了说明。他认为，由于当前没有一致通用的符号，如果本书采用某种单一的标准符号，就意味着武断地确定某一种符号是优先选用的，因此，原书允许各章的作者采用自己惯用的符号，只要对它作出确切的定义就行。例如，雷达方程这样一种被认为是标准的和常见的公式，在本《手册》的几个不同部分就写成稍有不同但又是等效的形式，用不同的符号来表示距离、功率、最小可检测信号等等。我们认为上述处理办法是可行的，因此，我们对译文全书的符号也没有统一。

虽然本书偏重于雷达系统方面，但除了对从事雷达系统方面的工程技术人员有用外，还可供其他所有从事雷达工程的有关人员参考。

虽然本《手册》篇幅较大，但在有关厂、所、院校的大力协同下，译校工作开展得比较顺利。在此，谨向为《雷达手册》一书的出版作了不少工作的单位和个人表示衷心感谢。

由于水平有限，书中的缺点和错误在所难免，希望读者批评指正。

目 录

第十八章 口径天线分析(9)●

18.1 引论	6-5
18.1.1 天线的作用	6-5
18.1.2 天线辐射波瓣	6-5
18.1.3 天线增益	6-5
18.1.4 有效口径	6-8
18.1.5 天线波束宽度	6-8
18.1.6 天线旁瓣	6-8
18.1.7 极化	6-8
18.1.8 天线的其他有关参数	6-8
18.2 衍射理论	6-8
18.2.1 历史背景	6-8
18.2.2 夫累涅尔(Fresnel)衍射的基尔霍夫(Kirchhoff)公式	6-9
18.2.3 对衍射积分的近似所产生的限制	6-11
18.2.4 远区场功率的角分布	6-13
18.3 分析方法	6-14
18.3.1 变换	6-14
18.3.2 傅里叶变换和汉克尔变换之间的关系	6-14
18.3.3 兰姆达函数	6-15
18.3.4 在天线分析中变换的用处	6-16
18.4 口径相位分布	6-17
18.4.1 相位影响	6-17
18.4.2 线性相位	6-17
18.4.3 平方律相位	6-18
18.5 口径幅度照射	6-20
18.5.1 预定的照射	6-20
18.5.2 波瓣综合准则	6-24
18.5.3 旁瓣的控制	6-24
18.5.4 能量的控制	6-28
18.5.5 波瓣形状的控制	6-32
18.6 其它照射效应	6-33
18.6.1 误差	6-33
18.6.2 口径阻挡	6-35
18.6.3 宽带和天线瞬态特性	6-35
参考文献	6-36
第十九章 反射器天线和透镜天线 (10).....	6-39
19.1 概述	6-39
19.2 抛物面反射器天线	6-39
19.2.1 几何关系	6-39
19.2.2 远区场表达式	6-40
19.2.3 增益系数	6-41

● 为了便于查对原文,在每章题目后的圆括弧内用阿拉伯数字注明了相应的原书章次。——译注

19.2.4 设计依据	6-42
19.2.5 馈源的一般考虑	6-42
19.2.6 馈源型式	6-43
19.2.7 阻抗匹配技术	6-44
19.2.8 交叉极化特性	6-45
19.2.9 机械公差	6-45
19.2.10 偏轴扫描	6-46
19.2.11 对称切割的抛物面	6-46
19.3 抛物柱面天线	6-46
19.3.1 辐射场	6-46
19.3.2 增益系数	6-47
19.3.3 讨论	6-47
19.3.4 抛物盒天线	6-48
19.4 卡塞格伦反射器天线	6-48
19.4.1 几何关系	6-48
19.4.2 性能分析	6-49
19.4.3 交叉极化	6-49
19.4.4 口径阻挡	6-50
19.5 余割平方天线	6-50
19.6 球形反射器天线	6-51
19.7 抛物环面反射器天线	6-52
19.8 低噪声反射器天线	6-52
19.9 透镜天线	6-53
19.9.1 一般考虑	6-53
19.9.2 分区透镜	6-54
19.9.3 金属板透镜	6-55
19.9.4 金属延迟透镜	6-56
19.9.5 约束金属透镜	6-56
19.9.6 龙伯透镜	6-57
19.9.7 透镜表面的反射	6-59
19.9.8 透镜设计的机械公差	6-59
参考文献	6-60
第二十章 阵列天线 (11)	6-64
20.1 绪言	6-64
20.1.1 阵列雷达	6-64
20.1.2 阵列的扫描	6-68
20.2 阵列理论	6-69
20.3 平面阵列和波束控制	6-75
20.4 口径匹配和互耦	6-79
20.5 相控阵的量化误差	6-90
20.5.1 “相位量化”	6-90
20.5.2 周期误差	6-92
20.6 相控阵的带宽	6-96
20.7 相控阵的馈电网络	6-102
20.7.1 光学馈电系统	6-102
20.7.2 强制馈电	6-102
20.8 相控阵系统	6-105
20.9 多波束形成和波束开关	6-112

20.9.1 AHSR-1 多波束系统	6-114
参考文献	6-115
第二十一章 频率扫描天线阵 (13)	6-118
21.1 引言	6-118
21.2 波束瞄准角分析	6-120
21.3 天线概念	6-123
21.3.1 单脉冲	6-125
21.3.2 三坐标扫描天线	6-126
21.3.3 温度影响的校正	6-127
21.4 雷达信号讨论	6-128
21.4.1 多频率信号	6-128
21.4.2 扫频信号	6-129
21.4.3 天线带宽	6-129
21.4.4 频率扫描天线的暂态响应	6-129
21.4.5 天线脉冲响应的计算	6-130
21.4.6 天线增益随脉冲宽度的变化	6-131
21.4.7 窄脉冲信号的天线波瓣计算	6-132
21.5 机械的因素	6-133
参考文献	6-136
第二十二章 天线罩 (14)	6-137
22.1 引言	6-137
22.1.1 天线罩的定义和作用	6-137
22.1.2 天线罩壁横断面的分类	6-138
22.1.3 天线罩的敷层和薄膜	6-139
22.2 平板的理论电气特性	6-139
22.2.1 概述	6-139
22.2.2 单层	6-140
22.2.3 A型夹层	6-143
22.2.4 C型夹层	6-145
22.2.5 具有金属含物的介质层	6-146
22.3 一定形状天线罩的电性能	6-148
22.3.1 概述	6-148
22.3.2 介质天线罩的设计方法	6-148
22.3.3 传输性能	6-149
22.3.4 波束偏转误差	6-149
22.3.5 波瓣畸变	6-150
22.3.6 反射	6-150
22.4 航空天线罩	6-150
22.4.1 概述	6-150
22.4.2 典型的性能要求	6-150
22.4.3 法向入射天线罩	6-150
22.4.4 大入射角天线罩	6-150
22.4.5 高温天线罩	6-151
22.5 地面及舰艇天线罩	6-152
22.5.1 概述	6-152
22.5.2 典型的大天线罩的性能要求	6-152
22.5.3 充气天线罩	6-152
22.5.4 硬薄壁天线罩	6-152

22.5.5 泡沫天线罩	6-152
22.5.6 夹层结构天线罩	6-153
22.5.7 金属空间骨架结构	6-153
22.5.8 工作特性	6-155
22.6 结构上的考虑	6-155
22.6.1 概述	6-155
22.6.2 结构分析方法	6-155
22.6.3 地面天线罩的益处	6-156
22.7 天线罩材料	6-157
参考文献	6-158

第十八章 口径天线分析

John W. Sherman, III

18.1 引 论

18.1.1 天线的作用 在雷达系统中, 天线是实现自由空间传播的电磁能量与发射或接收的导波能量之间联系的设备。在多数应用中, 雷达天线是发射和接收共用的, 而在某些特殊情况下, 发射和接收各自使用单独的天线。

在雷达方程中 (1.2 节和 2.2 节), 对雷达作用距离有明显影响的雷达天线特性是用发射增益和口径的有效接收面积来表示的。对同一天线而言, 这两个参数有线性关系, 但是, 它们没有将天线在整个雷达系统性能中的作用完全描述出来, 因为在雷达方程中有某些隐含的关系是受天线影响的。例如, 对于测角精度和测向的要求使雷达不再受接收机噪声限制而受外部噪声限制的旁瓣特性以及对大型电扫描天线来讲, 其所能使用的最小脉冲宽度等等。

在多数雷达应用中, 要求天线能把发射能量集中在一个相当小的立体角内, 或者接收某有限方向的能量。为此, 天线的最小尺寸至少需要等于几个波长。作为雷达系统中的发射元件或接收元件的天线, 其间没有什么差别, 因为在多数雷达应用中, 通过互易定理⁽¹⁾, 一种情况的结果可方便地应用于另一种情况。

18.1.2 天线辐射波瓣 天线口径上电磁能量的分布与电磁能量在空间任意点 (从紧邻天线口径面起一直到无限远) 的分布之间的关系将是本章的主要内容。将能量的空间分布画在比例坐标上, 称为天线的辐射波瓣, 它是能量分布在给定方向上单位面积的功率 (功率波瓣) 或单位立体角中的功率 (辐射强度波瓣) 的度量。圆对称天线的一种典型辐射波瓣是图18-1所示的笔形波束。这种波瓣图意味着, 天线和波长相比是相当大的, 因为它将大部分能量集中于一个方向。能量的主瓣方向通常沿着天线的对称轴, 它表示大部分有用讯号被发射或接收的区域。雷达设计师可以不考虑其他通常称为旁瓣 (因为它们的位置对于主瓣而言称为旁瓣) 的一些波瓣, 但是这些波瓣对天线设计实际上是一种必定要遇到的约束。

图18-1所示的三维特征常常用一系列更能显示出天线特性精确细节的二维平面波瓣图来描述。虽然可以用各种不同的坐标系画出平面波瓣图, 但一般都作成相对强度与角度或与角度有关的某个参数的线性函数, 其中角度是对主瓣轴的偏离来测量的。因此, 图18-1所示的笔形波束可用图18-2b[●]中画出的等强度线与角度的关系来表示。穿过波瓣图的各个平面有图18-2a[●]所示的特性。决定波瓣图所在的平面通常用主平面, 主平面以辐射能量的极化而定。

18.1.3 天线增益 天线将能量集中于特定方向的能力或对某特定方向入射能量更灵

● 原文误将图18-2a和图18-2b写颠倒了。——译注

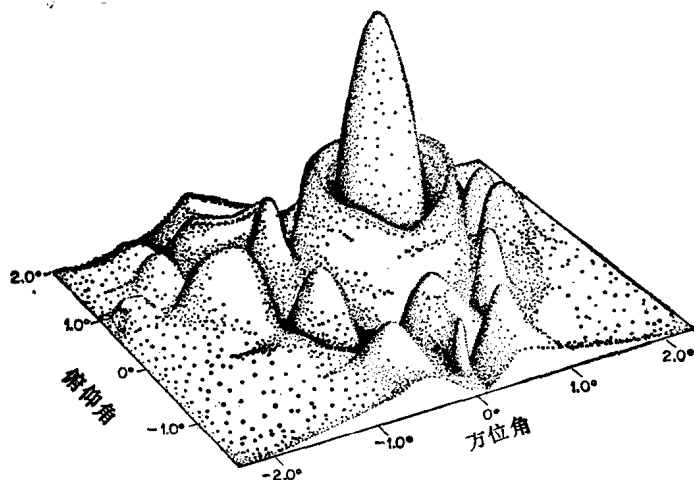


图18-1 AN/FPQ-6 雷达天线的三维笔形波束

敏的能力均用天线增益这个术语来描述。在历史上, 天线增益有二个不同而又有关的定义。一个称为方向增益或方向性, 它是把天线视为一个无耗的换能器, 因而只包含了口径分布效应。天线增益的第二个定义是功率增益, 通常简称为增益, 它包括与天线有关的损耗, 诸如欧姆损耗和射频热损耗等。

天线的方向性通常是就最大辐射方向而言, 即

$$G_D = \frac{\text{最大辐射强度}}{\text{平均辐射强度}} \quad (1)$$

整个空间的平均辐射强度是天线辐射的总功率除以 4π 球面角度, 最大辐射强度是单位立体角的最大功率。在图18-2b中, 最大辐射强度出现在方位角与俯仰角均为零度的方向。这样, 方向性可表示为

$$G_D = \frac{\text{单位立体角的最大辐射功率}}{\text{总辐射功率}/4\pi} \quad (2)$$

给定天线的总辐射功率可由天线波瓣图在全空间进行适当的积分而得。但是, 通常在全空间的波瓣图是不知道的, 而只知道天线主平面的波瓣图。天线方向性的粗略近似值可写为

$$G_D \approx \frac{4\pi}{\theta_B \Psi_B} \quad (3a)$$

式中 θ_B 和 Ψ_B 是用弧度表示的正交平面的半功率点波束宽度。

如果波束宽度用度表示, 则

$$G_D \approx \frac{41000}{\theta_B \Psi_B} \quad (3b)$$

天线的功率增益考虑了雷达系统中与天线有关的所有损耗。通常是将实际天线与一无耗的、在所有方向都具有单位增益的理想天线比较而得。这种理想天线在理论上也是不可实现的, 但是各向同性源的概念在天线分析中是便于经常使用的, 正如在网络理论中运用脉冲响应的概念一样。使用各向同性源后, 功率增益定义如下:

$$G = \frac{\text{所述天线的最大辐射强度}}{\text{具有相同输入功率的无耗各向同性源的辐射强度}} \quad (4)$$

比较两种增益定义可知, 它们的区别在于功率增益包括了天线损耗。因此, 如果天线损耗

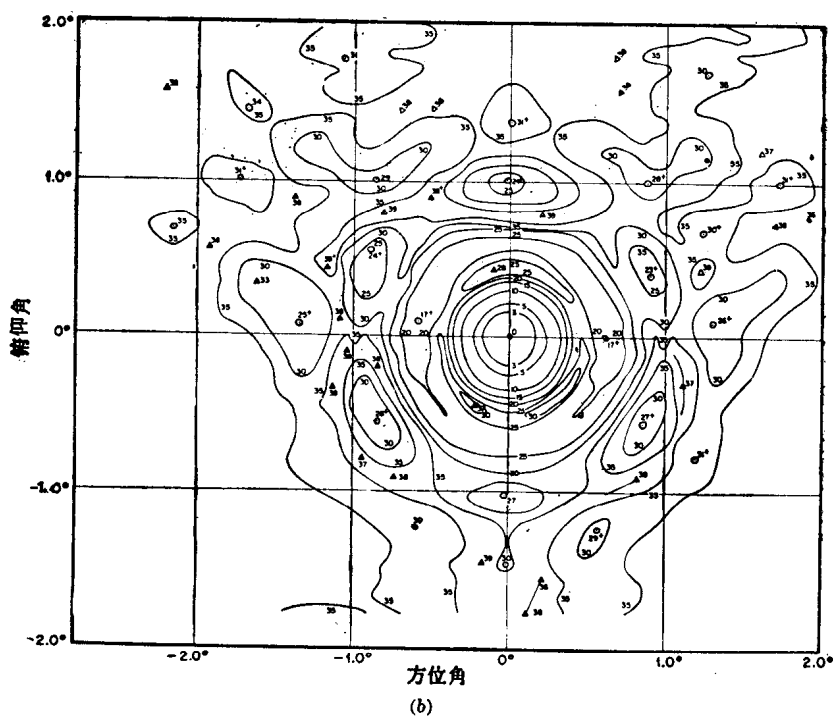
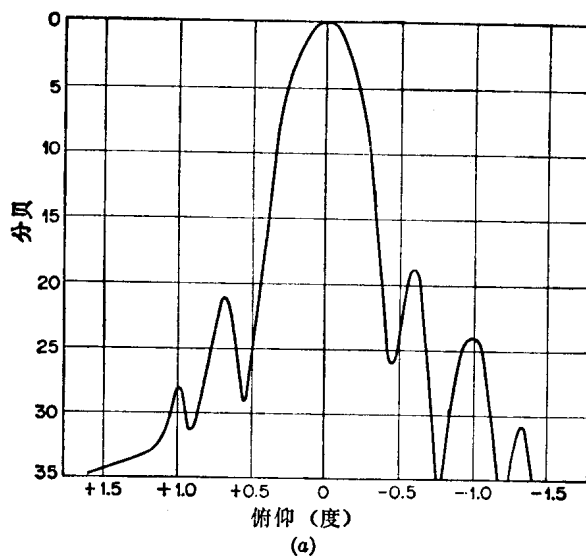


图18-2 AN/FPQ-6的平面波瓣图

(a)垂直面波瓣图; (b)等强度线。

用效率 η_i 表示, 则两种增益之间的关系是

$$G = \eta_i G_D \quad (5a)$$

或者典型地写为

$$G \approx \frac{32000}{\theta_B \Psi_B} \quad (5b)$$

18.1.4 有效口径 在雷达系统中,当天线作接收元件用时,与之联系更紧密的另一个参数是有效接收口径或有效面积 A_e 。它是天线口径效率 η_a 和天线实际面积的乘积。在 18.2 节将证明,工作波长为 λ 、实际面积为 A 的无耗天线的增益 G 是

$$G_D = \frac{4\pi\eta_a A}{\lambda^2} = \frac{4\pi A_e}{\lambda^2} \quad (6)$$

18.1.5 天线波束宽度 正如图 18-1 或图 18-2 所示,发射或接收天线具有有限的主瓣宽度能使其对角位置有敏感性,敏感的程度用天线波束宽度来度量。但是主瓣是连续函数,所以波束宽度通常规定为半功率点(3 分贝)之间或十分之一功率点(10 分贝)之间的宽度。半功率点通常作为天线分辨率的度量,因此,如果二个相同的目标相距为半功率点的波束宽度,则称它们在角度上是能分辨的。

由式(3)看出,天线的波束宽度是与增益或方向性成反比的。特别是,在给定口径平面内的波束宽度是随这个平面内口径的线性尺寸而变化的。它同时也依赖于该口径上的振幅和相位分布。波束宽度与工作波长和口径尺寸的比值成正比,即正比于 λ/D ,比例常数取决于口径上电磁能量的分布形式。

18.1.6 天线旁瓣 天线辐射波瓣图中主瓣范围以外的其它一些波瓣结构,在天线系统设计中是不能忽略的特点。由于旁瓣可使能量从不希望的方向进入雷达系统,因而引起许多问题。例如,发射讯号的地面回波将会淹没雷达截面小的飞机目标回波;在雷达附近的其他干扰源,例如友站发射机或人为干扰台——都能从天线旁瓣进入雷达站;机载 MTI (动目标显示)雷达会有从旁瓣进入的速度变化成分的回波。在确定天线噪音温度时,尚有其他一些对旁瓣的考虑,这些在第二章和第十九章中讨论。

18.1.7 极化 天线的极化方向规定为电场矢量的方向。它可以是随时间而变化的。通常可以认为电场矢量在任何瞬间都是线极化来处理辐射场的极化问题,因为,即使实际天线的极化是椭圆的,它也能分解成两个在同一方向传播的、同频率的正交线极化波。在大多数情况下,天线波瓣图的主平面是与电场的线极化分量联系在一起的,通常指定为水平或垂直极化,所以,天线波瓣图常标明为水平波瓣图或垂直波瓣图。

微波天线中极化的规定有时会引起混淆,因为其表示法与物理学家所用的不同,同时,如果没有参考平面,简单地说水平极化或垂直极化都是不适当的。例如,在光学中,磁矢量的方向称为极化方向。对于椭圆极化,天线设计师规定,如果(从天线后面)向电波传播的方向看去,电场矢量的旋转(旋转频率等于传播波的频率)方向是顺时针的,则称电场是右旋的。物理学家的说法则相反。本章其余部分将电场作标量来处理,但是,读者应记住电场的矢量属性,它在极化问题的讨论中是明显的。

18.1.8 天线的其他有关参数 有几个通常与天线有关的其他参数,在天线设计中不能被忽视。高功率容量的要求,它影响导体的几何形状的选择,使之不被击穿。对于实际尺寸很大的天线,机械特性要求更详细地考虑误差影响(18.6 节),与机械考虑有关的是天线所处的环境影响。

18.2 衍射理论

18.2.1 历史背景 早在大约五百年前,就在 Leonardo da Vinci 的著作中论述过

光在阻挡边缘紧邻处的情形。约一百年以后,在 Francesco Maria Grimaldi 的书 中第一次精确的描述了这一现象。虽然,Robert Hooke 首先证实光由急剧的振动组成,但是,Christian Huygens 却支持了这样的主张:本质上,光是波动而不是微粒的运动。Augustin Jean Fresnel 建立了光的波动理论;当将光的波动理论与干涉概念相联系时,他首先解释了所谓衍射的现象。在 1882 年, Gustav Kirchhoff 在分析的基础上发展了 Fresnel 的工作,从那时起,电磁能量衍射的完整概念已进入了理论上仔细研究考查阶段,衍射理论发展简史可以在 Born 和 Wolf⁽²⁾著作中的历史介绍部分看到,而 Meyer⁽³⁾则作过更详细的叙述。

基尔霍夫理论假定光在边界上的未知分布可以用某种简单近似来代替,从而不需要考虑实际的边界条件。从电磁理论的观点来看,这是不能令人满意的。但是,当口径尺寸和波长相比增加时,这种近似就变好。大多数雷达天线就是这种情况。

这些简要的历史回顾是为了使读者知道,建立天线的口径照射与远区波瓣图之间关系的理论基础,从电磁理论的观点来看,是不完全恰当的。Barakat⁽⁵⁾在解释 Poincaré 的评论中关于衍射理论没有解决的问题时说过:“理论家相信基尔霍夫理论,因为他们认为它是一个实验事实,而实验家则把它看成是一个数学定理”。

18.2.2 夫累涅尔 (Fresnel) 衍射的基尔霍夫 (Kirchhoff) 公式 本小节将说明用标量场分析口径照射与天线波瓣图的关系的方法和限制。其结果可用于辐射天线波瓣图的电矢量和磁矢量。辐射的功率波瓣图可利用由夫累涅尔-基尔霍夫衍射积分得出的辐射波瓣图与标量场振幅的平方成正比这一结果,由玻印亭矢量来确定。

假设如图 18-3 所示的口径平面上的场照射是 $G(\xi, \eta, 0) = G(\xi, \eta)$ 。则在点 $P(x, y, z)$ 上相同极化的合成场用标量场 $F(P)$ 表示,对辐射口径面积上所有面积元 $d\xi d\eta$ 进行积分求出其值。夫累涅尔-基尔霍夫标量衍射场是^(1,2)

$$F(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{面积}} G(\xi, \eta) \frac{e^{-jkr}}{r} \left[\left(jk + \frac{1}{r} \right) \cos(n, r) + jk \cos(n, s) \right] d\xi d\eta \quad (7)$$

式中 (n, r) 是口径表面法线与 r 方向之间的夹角; (n, s) 是这一法线与口径上相位线之间的夹角。对几乎所有把能量集中在 z 轴方向上的口径照射,角 (n, s) 很接近于零,因而 $\cos(n, s) \approx 1$ 。参数 k 是 $\frac{2\pi}{\lambda} = \omega/c$, 其中 λ 是波长, ω 是辐射的角频率, c 是电磁场的传播速度。

上述积分方程是不便于求解的,所以,历史上就根据问题求解时用的数学近似,把由式 (7) 所确定的衍射场分成三个区域。尽管这些区域有不同的结构,但是,它们的边界并不表示这些区域中辐射场结构有突变。近似地说,这三个区是●:

1. 近场区:在紧邻口径处,不能对积分作任何近似。事实上,对于距口径很

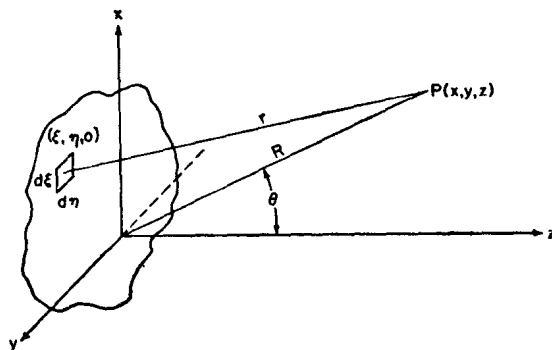


图18-3 标量衍射场的几何关系

● Hansen⁽⁶⁾建议把这三个区称为一个是电抗性近场区和二个是辐射场区—辐射近场区和远场区。辐射近场区与偏离天线的角度和距离都有关,而远场区只与角度有关。

近的点, 积分本身也只是近似的, 因为忽略了边界条件。

2. 夫累涅尔区: 从近场区直到离天线 $2D^2/\lambda$ 处, 其中 D 是口径的最大线性尺寸[●]。

3. 远场区 (法朗贺弗区): 从 $2D^2/\lambda$ 到无穷远。

对夫累涅尔区应用了以下近似:

1. 式 (7) 括号内的 $\frac{1}{r}$ 项与 $k = 2\pi/\lambda$ 相比是可以忽略的。

2. $\cos(n, r) = \cos(n, R) = \cos \theta$, 其中 θ 是观察点相对于 z 轴的夹角 (图 3)。

3. $\cos(n, s) \cong 1$ 。

4. 在括号外面的 $\frac{1}{r}$ 项近似等于 $\frac{1}{R}$ 。

5. 相位项 e^{-jkr} 中 r 的变化近似为线性项与平方项的和:

$$r = [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2]^{1/2} \\ \cong z + \frac{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}{2z} \quad (8)$$

这样, 在夫累涅尔区, 标量场在笛卡尔坐标系中为:

$$F(P) = \frac{j(1+\cos \theta)}{2\lambda} \frac{e^{-jkz}}{R} \int_{\text{面积}} G(\xi, \eta) \exp \left[-jk \frac{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}{2z} \right] d\xi d\eta \quad (9)$$

在球坐标中用 Silver⁽¹⁾ 的变换符号

$$x = R \sin \theta \cos \varphi = R\alpha$$

$$y = R \sin \theta \sin \varphi = R\beta$$

$$z = R \cos \theta$$

代入式 (8) r 的精确表示式中, 并展开得

$$F(P) = \frac{j(1+\cos \theta)}{2\lambda} \frac{e^{-jkR}}{R} \int_{\text{面积}} G(\xi, \eta) \exp \left\{ jk \left[(\alpha\xi + \beta\eta) - \frac{(\xi^2 + \eta^2) - (\alpha\xi + \beta\eta)^2}{2R} \right] \right\} d\xi d\eta \quad (10)$$

式中 口径的座标仍然是笛卡儿座标。当在 $z = \text{常数}$ 的平面内的场被给定时, 用式 (9) 方便, 而当在球面上的夫累涅尔场给定时, 却宁愿用式 (10)。

在口径的远场区或法朗贺弗区, 还有以下进一步的假设:

1. 式 (8) 的展开式的相位项中, 所有一阶以上的项都忽略。

2. 感兴趣的场仅限制在靠近天线轴的区域, 所以 $1 + \cos \theta = 2$ 。

由式 (10) 所确定的标量场成为

$$F(P) = \frac{j}{\lambda R} e^{-jkR} \int_{\text{面积}} G(\xi, \eta) \exp[jk \sin \theta (\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi)] d\xi d\eta \quad (11)$$

式中对 α 和 β 已作了适当的代换。

对于等幅同相照射的矩形口径, 式 (11) 的积分是可分离的。如果口径尺寸是 a 和 b , 且 $G(\xi, \eta) = 1$, 则标量场成为:

$$F(\theta, \varphi) = \frac{jE_0}{\lambda R} e^{-jkR} \int_{-a/2}^{a/2} e^{jk\xi \sin \theta \cos \varphi} d\xi \int_{-b/2}^{b/2} e^{jk\eta \sin \theta \sin \varphi} d\eta \quad (12)$$

● 这个区域的上界有时也规定为 D^2/λ 。对均匀照射口径, 在此距离的 3 分贝宽度等于口径宽度。

对它积分很容易得到

$$F(\theta, \varphi) = \frac{\sin[(\pi a/\lambda) \sin \theta \cos \varphi]}{(\pi a/\lambda) \sin \theta \cos \varphi} \frac{\sin[(\pi b/\lambda) \sin \theta \sin \varphi]}{(\pi b/\lambda) \sin \theta \sin \varphi} \quad (13)$$

积分号外的其他项都可以省去, 因为它们与远场的角度特性无关。二主平面(即 xz 平面和 yz 平面)内的波瓣图是相同的, 都是 $\sin u/u$ 的形式。只是在 xz 平面内宗量是 $(\pi a \sin \theta)/\lambda$, 在 yz 平面内宗量是 $(\pi b \sin \theta)/\lambda$ 。这个场的特性可以与下一节中将要考虑的均匀照射圆口径的特性相比较。

在分析圆口径时, 口径照射表示为极坐标形式更方便。如果取变换 $\xi = \rho \cos \varphi'$; $\eta = \rho \sin \varphi'$, 并将面元 $d\xi d\eta$ 换成 $\rho d\rho d\varphi'$, 则场是

$$F(\theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^a G(\rho, \varphi') e^{j \xi \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')} \rho d\rho d\varphi' \quad (14)$$

式中 a 为口径半径。如果引入变量 $r = \rho/a$ 和 $u = 2\pi a \sin \theta/\lambda = \pi D \sin \theta/\lambda$, 式 (14) 可改写为

$$F(u, \varphi) = a^2 \int_0^{2\pi} \int_0^1 G(r, \varphi') e^{j u r \cos(\varphi - \varphi')} r dr d\varphi' \quad (15)$$

若照射函数与角 φ' 无关时, 积分成为

$$F(u) = 2\pi a^2 \int_0^1 G(r) J_0(ur) r dr \quad (16)$$

式中 $J_0(ur)$ 是第一类零阶贝塞尔函数。如果 $G(r) = 1$, 则场是

$$F(u) = 2\pi a^2 \frac{J_1(u)}{u} \quad (17)$$

远场功率波瓣图或场的强度正比于场的振幅的平方, 即 $|F(u)|^2$, 例如, 对于矩形口径, 主平面内功率波瓣图为 $[(\sin u)/u]^2$; 对于圆形口径, 则为 $[J_1(u)/u]^2$ 。二种口径归一化场的比较示于图18-4, 其中圆口径的直径 D 等于矩形口径的边长。这些场对 $u = 0$ 是对称的。

圆口径的半功率点波束宽度是 $\theta_B = \arcsin(1.029\lambda/D)$, 对应于 $u = 1.616$, 而矩形口径半功率点波束宽度是 $\theta_B = \arcsin(0.887\lambda/D)$, 对应于 $u = 1.393$, 对于笔形波束天线, $\sin \theta_B \approx \theta_B$ 。对这二种口径, 旁瓣都是随偏离角度的增加而下降的, 在矩形口径中, 主平面内的第一旁瓣低于主瓣最大值 13.2 分贝, 圆口径为 17.5 分贝。

18.2.3 对衍射积分的近似所产生的限制 上一小节里, 为了解夫累涅尔-基尔霍夫衍射积分, 近似地、定性的定义了近场区、夫累涅尔区和远场区。说远场区是在无穷远处观察到, 是指离辐射体很远的距离。历史上, 天线实践中将距离 $2D^2/\lambda$ (光学中经常用到的瑞利位移的四倍) 用作远场近似的最小距离。这一距离的规定基于这样的条件: 即对一等相位分布的最大尺寸为 D 的口径, 在远区中, 轴线上的相差不超过 $\pi/8$ 弧度, 或 $\lambda/16$ 。因此, 用这一准则, 就认为远区场从距天线 $2D^2/\lambda$ 一直延伸到无穷远^①。

对于最大尺寸为 D 的口径, 式 (8) 中 $\xi^2 + \eta^2$ 项不会超过 $(D/2)^2$ 。如果只考虑轴向位移, 因而 $x = y = 0$, 则 $r = \sqrt{R^2 + D^2/4}$ 。但夫累涅尔近似假设 $r \cong R + D^2/8R$, 所以, 若此精确表示与近似表示之差不超过 $\lambda/16$, 则 $(R + D^2/8R) - \sqrt{R^2 + D^2/4} = \lambda/16$ 。Hansen⁽⁶⁾ 证明其解是:

① 用 D^2/λ , 则是由轴线上的相差等于或小于 $\pi/4$ 的要求确定的。

$$R = \frac{D}{2} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^{1/3} \quad (18)$$

式(7)还有另一特征,即是忽略了括号内 $\frac{1}{r}$ 项的影响,因为已假设 $\frac{1}{r}$ 与 k 相比是很小的。此 $\frac{1}{r}$ 项是场的不辐射的电抗分量。对于同相口径并位于天线轴上的点, $k[\cos(n,r) + \cos(n,s)] = 2k$,所以 $\frac{1}{r}$ 与 $2k = 4\pi/\lambda$ 相比必然是很小的。如果假设在距天线 R 处电抗场不超过辐射场的百分之一,则 $R \geq 8\lambda$ 。这就意味着与口径尺寸无关,夫累涅尔近似不能用来说明与天线距离小于八倍波长处的场[●]。

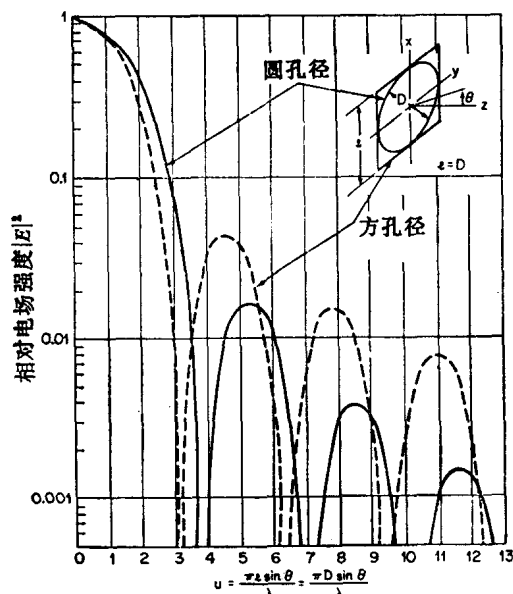


图18-4 圆口径与方口径远区波瓣图的比较

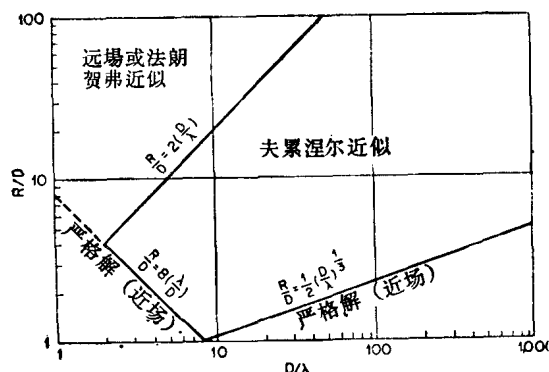


图18-5 均匀照射口径的标量衍射积分近似

夫累涅尔-基尔霍夫积分近似可以应用的区域,示于图18-5。口径尺寸用波长表示,与天线的距离用口径最大尺寸表示。夫累涅尔近似是有限制的;按照用于电抗场的准则,夫累涅尔近似的结果对尺寸小于二个波长的天线不能用。这和完整的积分表达式适用于至少大于一个波长的天线的事实并不矛盾。对于尺寸直到约八个波长的天线,是电抗场限制决定夫累涅尔近似,而当口径尺寸超过八个波长时,则相位考虑变为主要的了。

这些结果可严格地应用于对最大尺寸为 D 的天线轴向距离上,但是这些数据也可引伸用到不在轴上的点。如果一个直径为 D_0 的口径的辐射场在离该天线的距离为 R 并偏离轴 D_0 处的所有相位分量都在 $\pi/8$ 弧度内,那么用 $D = D_0 + D_0$ 代入图18-5的数据,就可确定所有的场的边界,但保持不变的电抗场除外。

夫累涅尔近似对于工作波长短的大天线很有实际意义。例如, Haystack 雷达用的120呎X波段天线, $2D^2/\lambda \approx 50$ 哩,对这种天线常用的远场波瓣图测量距离是不实际的。有几种方法可以用来确定天线远场特性^[6,8,9],其中包括用夫累涅尔近似来求出相当靠近天线口径处的场,在此处波瓣图可以测量和验证。

● 在 $R = 8\lambda$ 时,电抗场的强度比辐射场强度约低40分贝,而当 $R = \lambda$ 时,比值为22分贝。

作天线夫累涅尔区分析的另一考虑是对在高功率雷达附近工作人员的辐射安全要求(10.7节), 或者近距离内可能有些我方目标被照射的情形。轴向场的特性在文献[6、8、9]中有进一步的论述。最大方向增益大多是出现在沿天线轴线方向。

在给定方向上单位立体角内的辐射功率为

$$P(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{1/2} R^2 |P(\theta, \varphi)|^2 \quad (19)$$

口径辐射的总功率 P_a 等于通过该口径的功率, 这是从对玻印亭矢量的法向分量积分而得到的。于是

$$P_a = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{1/2} \int_A |G(\xi, \eta)|^2 \cos(n, s) d\xi d\eta \quad (20)$$

用式(2)所定义的、在天线轴向上的方向增益或者方向性是:

$$G_D = 4\pi \frac{P(0, 0)}{P_a} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_A G(\xi, \eta) d\xi d\eta \right|^2}{\int_A |G(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \quad (21)$$

这里假定了在口径上的相位是同相的。特别感兴趣的是振幅也不变的情况, 那么

$$G_0 = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (22)$$

式中 G_0 确定了口径均匀照射的方向性。Silver⁽¹⁾和 Barakat⁽¹⁰⁾用各自的方法指出, 在口径场同相的条件下, 没有那一种口径分布比均匀照射所产生的增益更大。于是

$$G_D \leq \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (23)$$

正象 18.1 节中指出的, 方向增益是天线的一种属性, 它不包括其他形式的损耗。还有一个天线的有效面积就是口径效率(与均匀照射的等效天线相比较)的度量。于是有效面积可表示为:

$$A_e = \eta_a A = \frac{G_D}{G_0} A \quad (24)$$

式(5)所确定的功率增益包括了与天线有关的所有损耗, 并用效率因子 η_t 表示, 因此功率增益为

$$G = \eta_t G_D = \eta_t \eta_a G_0 \quad (25)$$

天线总效率定义为 $\eta = \eta_t \eta_a$ 。

18.2.4 远区场功率的角分布 远场波瓣图就是单位面积或者单位立体角内的相对功率。通过立体角的总功率可以在所需的角度上对波瓣图积分得到。对于一个均匀照射的圆口径, 可以证明, 在图18-3中立体角 θ 内的能量与总辐射能量之比为⁽²⁾●

$$1 - J_0^2(ka \sin \theta) - J_1^2(ka \sin \theta) \quad (26)$$

并算得辐射功率的47.6%包含在3分贝波束宽度内, 83.3%在主瓣内, 7.9%在第一旁瓣内, 2.8%在第二旁瓣内, 等等。

均匀照射的正方形口径的功率分布由下述积分确定

● 也可见图18-11和式(74)。

$$\frac{\left[\int_0^x \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 du \right]^2}{\left[\int_0^\infty \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 du \right]^2} = \frac{\left[\int_0^x \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 du \right]^2}{(\pi/2)^2} \quad (27)$$

适用于此积分的表已由 Gerbes 等编制⁽¹¹⁾。对于这样的正方形口径，能量的52.2%是包含在3分贝波束宽度内，81.5%在主瓣内。

18.3 分析方法

18.3.1 变换 对于天线设计感兴趣的许多口径照射，由式(11)所确定的远场标量积分都可以分离成关于 ξ 和 η 座标的积分。如果设 $G(\xi, \eta) = G(\xi)G(\eta)$ ，此式可以写成

$$F(\theta, \varphi) = \frac{j}{\lambda R} e^{-jkR} \int_{-a/2}^{a/2} G(\xi) e^{jk\xi \sin \theta \cos \varphi} d\xi \int_{-b/2}^{b/2} G(\eta) e^{jk\eta \sin \theta \sin \varphi} d\eta \quad (28)$$

式中 $G(\xi)$ 或 $G(\eta)$ 可以是包含振幅和相位两部分的复数，即

$$G(\xi) = |G(\xi)| e^{j\psi(\xi)} \quad (29)$$

式(28)中每个积分与矩形口径两个主平面内的线辐射器的积分相同。只考虑 $\varphi = 0$ 平面并省略积分号外面的项，并令 $u = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}$ 和 $x = \left(\frac{2}{a} \right) \xi$ ，则积分可以写成

$$F(u) = \int_{-1}^1 G(x) e^{jux} dx \quad (30)$$

式(30)是有限的傅里叶变换形式。特别是，远场波瓣图 $F(u)$ 是 $G(x)$ 的傅里叶反变换，它定义为

$$G(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(u) e^{-jux} du \quad (31)$$

此式确定了口径面上的能量分布或口径照射。

任何给定平面内的远区场与口径分布之间的傅里叶变换关系，使天线设计者随使用口径照射或者远场波瓣图中的哪一个都能进行工作。对多数雷达天线的口径照射，式(30)的有限积分区间可以延伸到 $-\infty$ 到 $+\infty$ ，因为假设口径照射在 $-1 \leq x \leq 1$ 区间以外为0。这些关系可以作为综合天线波瓣图的基础，也就是说，确定口径照射以得到所希望的天线波瓣图(18.4节)。

式(16)所确定的圆口径远场标量积分的形式为

$$f(\alpha) = \int_0^a x f(x) J_\nu(\alpha x) dx \quad (32)$$

这是函数 $f(x)$ 的第 ν 阶汉克尔变换⁽¹²⁾。在特殊情况下，圆口径的远场波瓣图 $F(u)$ 是口径照射 $G(r)$ 的零阶汉克尔变换，因此

$$F(u) = \int_0^1 G(r) J_0(ur) r dr \quad (33)$$

式中因子 $2\pi a^2$ 被省略。反演关系是

$$G(r) = \int_0^\infty F(u) J_0(ur) u du \quad (34)$$

这样，天线的口径照射与远场波瓣图之间又由变换关系联系起来了。

18.3.2 傅里叶变换和汉克尔变换之间的关系 考虑由下式定义的一般的多变量傅里