

射电天文观测

吴国平 编著

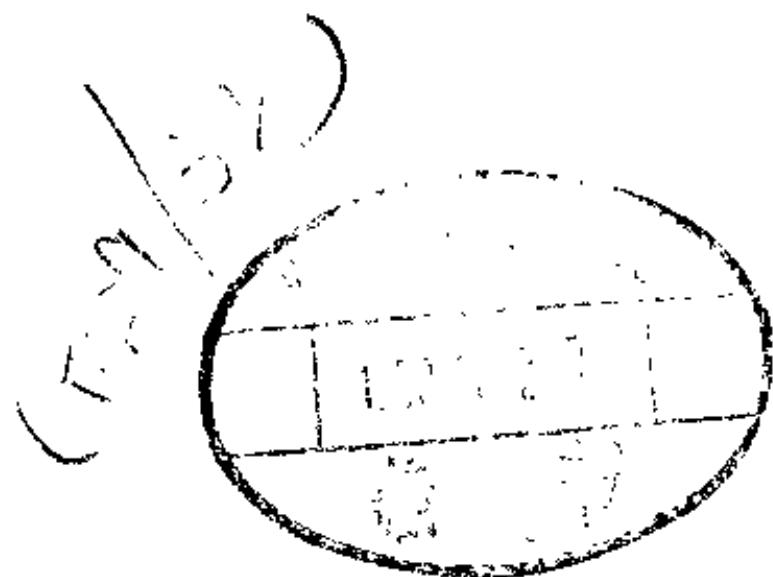


科学出版社

P/61
XDL

射电天文观测

向德琳 编著



TW 29/20

科学出版社

1990

106383

内 容 简 介

本书阐述了射电天文观测的发展及其在现代天文学发展中所起的作用。主要内容包括各类射电观测设备的基本原理、结构和观测方法，射电天文观测对象，射电辐射机制，当今世界射电设备发展概况和趋势以及射电天文观测课题的发展及其对射电天文方法的要求等。本书资料丰富，图表文并茂。

本书可作大学天文专业有关课程的基本教材或主要参考书，也可供天文工作者以及微波天线和卫星地面站的工程技术人员参考。

射 电 天 文 观 测

向德琳 编著

责任编辑 赵卫江

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮 政 编 码：100707

中 国 科 学 院 有 限 责 任 公 司 印 刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1990年6月第 一 版 开本：787×1092 1/32

1990年6月第一次印刷 印张：81/8 插页：2

印数：001~600 字数：126 000

ISBN 7-03-001512-6/P · 292

定 价：8.90 元

目 录

第一章 射电天文观测方法的发展对现代天文学的贡献	(1)
一、射电天文学的诞生	(2)
二、射电天文观测的早期发展	(4)
三、射电观测的初步成就	(6)
四、射电望远镜的发展简史	(9)
五、射电天文观测方法的纵深发展	(12)
六、射电天文方法向短波端的延拓——毫米波射电天文学的发展	(15)
七、现代天文学的前沿课题对发展射电天文观测方法的要求	(24)
八、结语	(28)
第二章 射电观测引言和射电望远镜的理论基础	(29)
一、有关射电观测对象的一些基本知识	(29)
二、射电观测设备引言	(46)
三、射电天文测量	(49)
四、射电望远镜的理论基础	(58)
第三章 主要的射电望远镜天线	(74)
一、连续孔径天线	(74)
二、非连续孔径天线	(94)
三、几台有代表性的抛物面天线结构及其细节的图片	(102)
第四章 综合孔径射电望远镜	(118)
一、孔径综合的原理	(118)
二、孔径综合的方法	(122)
三、孔径综合设备	(129)

第五章 当今射电观测设备发展的概况	(149)
一、近期投入使用的射电望远镜	(150)
二、建造中的射电望远镜	(159)
三、计划中的射电望远镜	(171)
四、毫米波、亚毫米波射电望远镜的发展	(175)
第六章 辐射计基本原理	(178)
一、引言	(178)
二、射电天文观测对象的信号的类型	(178)
三、射电天文信号的测量	(179)
四、基本的接收机系统	(181)
五、连续谱接收机的主要类别和组成	(183)
六、特殊用途的接收机	(188)
七、现代接收机系统的发展趋势	(191)
第七章 连续谱测量	(192)
一、测量原理	(192)
二、观测技术	(196)
三、观测精度	(199)
第八章 谱线观测基础	(201)
一、谱线观测的历史	(201)
二、谱线观测对设备的特殊要求	(202)
三、谱线观测的准备计算	(203)
四、谱线观测中开关类型的选择	(207)
五、谱线测量的校准问题	(212)
第九章 一个射电天文观测研究中心——美国国家射电天文台(NRAO)	(220)
一、概况	(220)
二、组织机构	(221)
三、NRAO的几个委员会	(225)
四、学术活动	(227)
五、观测设备	(229)
六、由各设备的观测选题分布看射电天文实测研究的发展	(243)

第一章 射电天文观测

方法的发展对现代天文学的贡献

射电天文学是一个相对新的天文学分支，它使用射电望远镜系统在无线电波段（见图1.1）研究来自深空（包括各类天体）的射电波。

为什么射电天文学在几乎是天文学科的每一个分支领域里都成功地取得了快速和重要的进步呢？首先是由于射电波可以穿透弥漫着尘埃和雾霾的星际空间，使得射电源可以在大得多的距离上被探测到。所以较之最强大的光学望远镜，射电天文观测提供了更大的可能来探测最遥远的深空，使我们可以藉助于射电望远镜“看到”目前在许多方向上因视野限制而“看不到”的现象。其次是射电量子的低能特性。量子 $E = hf$ ，能量的交换单位，对于射电波来说是小的，因为比起光波和 X 射线，它的

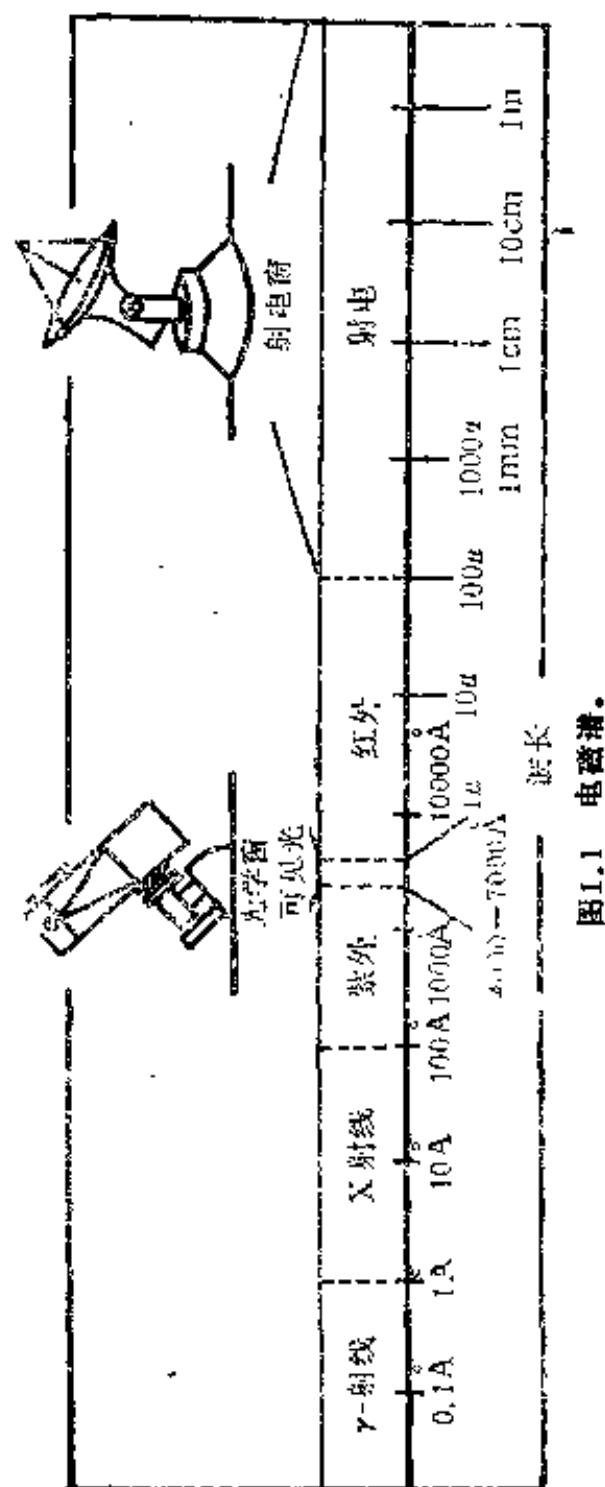


图1.1 电磁波谱

频率 f 低得多，所以射电波的价值不仅在于发射射电光子(量子)的辐射源温度低，而且在天体物理现象中释放的能量很容易导致产生大量低能光子，从而发射射电波。射电天文方法还可以确定宇宙的基本构造单元——氢原子——的位置，即使在极冷的星际空间区域。这样，射电天文学就使得我们有可能对宇宙作一种新的描绘。它的诞生与发展极大地推动了天文学的发展。

一、射电天文学的诞生

1888年Hertz第一次在实验室获得了无线电波。1894年Lodge预见到太阳发生的辐射会延伸到可见光谱以外长得多的波段上。通过他在利物浦大学做过的实验，他清楚地认识到为了探测到这样的长波辐射实验必须用高灵敏度的仪器。法国的Nordman等人的早期尝试性试验之所以失败，也是因为电子技术和知识都不够先进，不能足够的保证他们成功。没想到的是三十年后，对来自天文源的射电波的发现却是当研究大气对无线电通讯的影响时偶然得到的。

对地球外射电波的第一次观测，是美国贝尔电话实验室的Jansky在1930年开始的。他建造了一台工作在15m波长的可旋转的简陋天线(图1.2)用以研究发出大气干扰引起通讯接收噪音的方向。到1931年他发现无线电噪音来自三种途径：本地和远方雷雨，以及遍布于银河系的地球外噪音。1933年他进行了银河系中心的探测，确认地球外源的最大强度来自银河系的中心。为了证实他的认识，他建议建造一台米波抛物面反射天线来作进一步的观测，但他没有得到支持。另一位美国无线电工程师Reber追随Jansky的发现，于1937年在自己家的后花园中自费建造了一台9.5m直径的抛

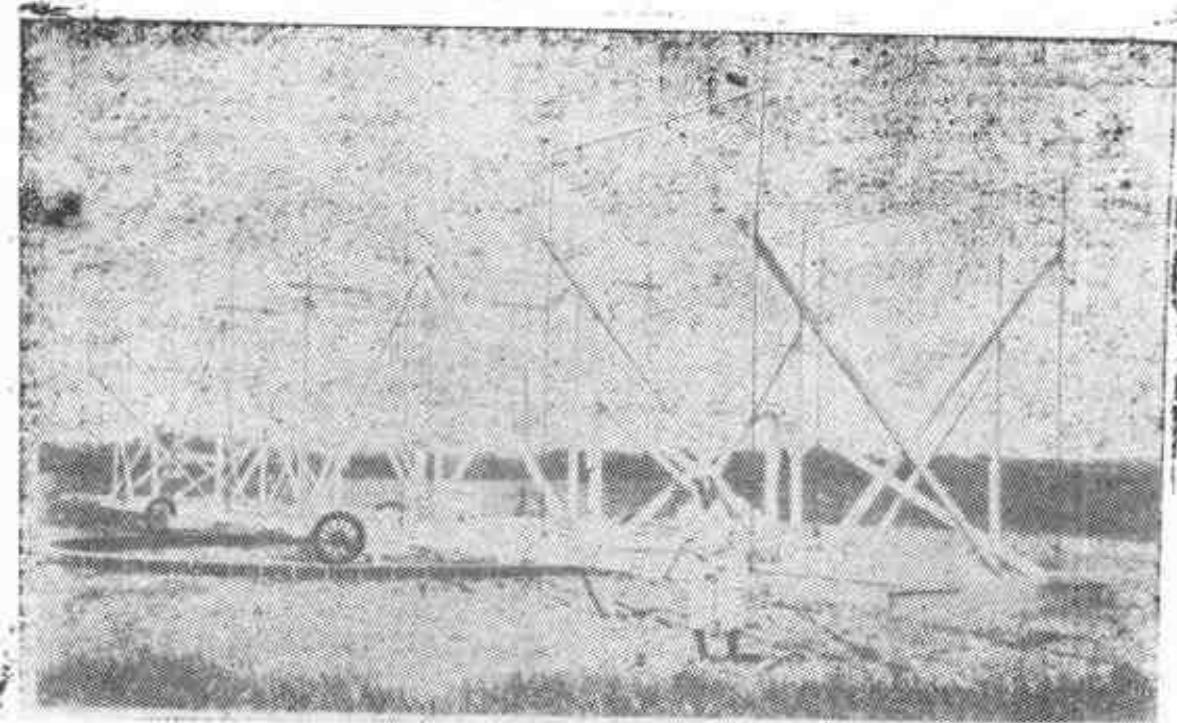


图1.2 央斯基 (Jansky) 天线。这是 K.G.Jansky 在 1930—32 年为检测来自银河系的射电发射所用的仪器的一台精密的复制品。

这台天线长 30m，高 3.7m，可以在一个圆形的轨道上旋转。工作波长 14.6m。现存于美国国家射电天文台 (NRAO) (在西弗吉尼亚州的 Green Bank)，由贝尔电话实验室赠送。Jansky 用原天线发现了来自银河系的射电波，他的发现为一个新的科学分支——射电天文学铺平了道路。

物面反射天线，这是为天文研究建造的第一台射电望远镜（见图1.3），Reber 开始在 9 cm 波长上进行实验并且持续了若干年。这是基于他的两点假定：(1) 在短波长上观测，他能达到较好的分辨本领*；(2) 如果遵从普朗克黑体定律，接收到的功率应当大些。不过在 9 cm 和 33 cm 上他没有探测到天体的射电辐射，而最终他在改变观测波长到 1.87 m 时得到了成功，在这个波长上他得到了第一幅银河系的射电图（1944 年发表）。这个图揭示出银河系射电扰动的中心在人马座，几个次极大

* 一个望远镜的分辨角（又称角分辨率）如果是 1° ，指的是这个望远镜能辨别夹角为 1° 的两个方向来的射线，小于 1° 的两个方向来的射线它就不能辨别，或者说小于 1° 的细节它就不能辨认。这个角度越小，望远镜的分辨本领就越高。天文上常常用角分 ($1' = 1^\circ / 60$) 和角秒 ($1'' = 1' / 60$) 为单位来描述望远镜的分辨角（它是分辨本领，即分辨率的倒数）。

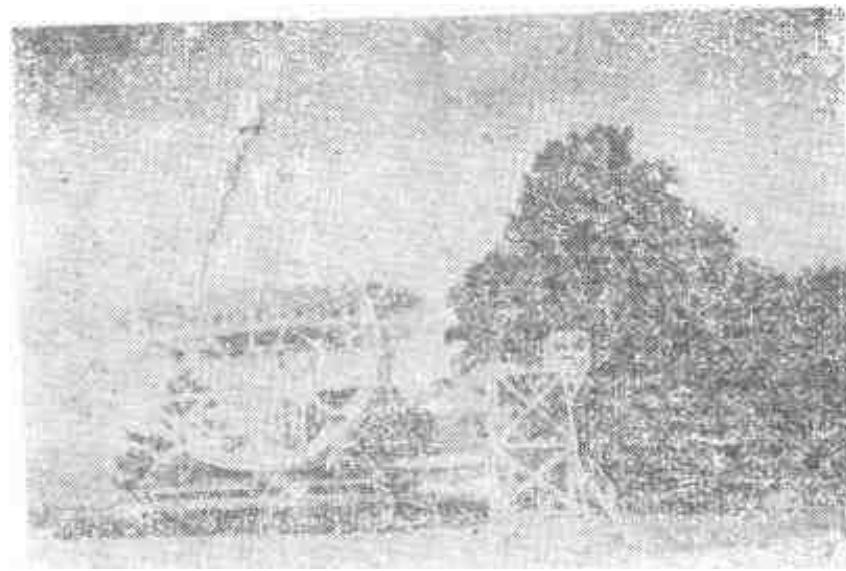


图1.3 Reber 望远镜。这是1937年在美国伊利诺伊州的惠顿由G. Reber建造的9.6m直径的抛物面天线的原件。用这台天线发现了分立的强射电发射区，如现在我们知道的天体，蟹状星云，巨射电星系天鹅座A等。同时通过对射电源的描图扩展了发现新现象的观测方法。这台天线也安放在NRAO，仍不时用于测试新的接收机和监视射电干扰源。

出现在天鹅座、仙后座、大犬座和船尾座，极小出现在英仙座。Reber还进一步提出这种辐射可能产生于电离星际氢的电子和质子之间的碰撞。

二、射电天文观测的早期发展

第一次认识到来自太阳的射电辐射是在1942年。就是那一年Reber在发表银河系射电天图的同时就提出了他观测到的长波辐射可能是由日冕引起的。一位英国科学家Hey在军事部门负责分析军队雷达设备中出现的干扰，他根据工作在4—8 m的观测站来的报告，做出了太阳辐射强的射电辐射，而且这个现象和日面上的大黑子有联系的结论。但由于

部队的安全制度,他的报告直到1946年才得以发表。同年美国贝尔电话实验室的Southworth 在厘米波段对宁静太阳的射电辐射作了第一次成功的观测。同样的原因限制了这项科学结果的及时传播,他的论文于1945年才公诸于众。Hey 提出的和太阳活动联系的强辐射, Southworth 观测得到的正常太阳的射电辐射, 如宁静太阳的热辐射, 以及 Reber 提出的来自日冕的长波射电在时间上是太阳射电天文学最早 的发现。

1944年提出的一个 7 年后被观测证实的理论预言是射电天文学的另一个里程碑,那就是 Van de Hulst 提出来的, 关于来自中性氢原子的基态能级的超精细结构 之间的跃迁(21 cm 谱线) 应该是可以探测到的预言。

同年 Hey 等在建立预测 V₂ 火箭轰炸系统时发现了在高度 100km 左右的短散射回波以及进入天线系统的外部无线电噪音,并且发现这种不希望有的噪音主要就是最初 Jansky 发现的宇宙射电辐射。1945年他们证实了短散射回波就是来自流星余迹的雷达反射,并由此确定了流星辐射和速度,发现了白昼流星雨。1946年他们发现了第一个分立的宇宙射电源天鹅座 A。同年,一个大的太阳黑子使他们建立了 太阳黑子 和耀斑的主要射电性质。此后,来自太阳和银河系 分立射电源的射电辐射以及来自流星余迹的雷达回波都相继发展为射电天文学的重要分支。

二次大战后 Lovell 和 Ryle 等人在英国曼彻斯特建造了一个类似于研究流星余迹雷达的预期研究宇宙线簇射的雷达。但电车和工厂等城市干扰驱使他们搬到大学植物系的一块属地——Jodrell Bank,在那里他们意识到用雷达难以探测到宇宙线簇射,因而把注意力转向研究流星回波,继后转到射电天文的其它分支。从此,两个欧洲著名的大学射电天文研究中

心建立起来了，这就是剑桥大学的 Martin Ryle 和曼彻斯特大学的 Bernard Lovell 领导下的两个小组。

几乎在欧洲射电天文研究活动开展的同时，澳大利亚联邦科学与工业研究组织(CSIRO)的 Pawsey 在澳建立了一个同样著名的射电天文小组。可以说，澳大利亚的射电天文学是以在悉尼港附近 Dover Heights 建立的第一架海面干涉仪为标志于1946年开始发展起来的。实际上射电天文学作为一个新的重要的科学领域也是这个时期诞生的。虽然美国的 Jansky 在1932年发现了来自银河方向的射电波，但导致射电天文学深入发展时期到来的是在澳大利亚1946年作出的若干发现。这就是第一，我们的太阳具有温度高达 10^6 ℃的大气或称日冕；第二，在黑子附近区域不时发生非常强大的射电波(见图1.4，早期的太阳爆发记录)；第三，天空中存在着发射

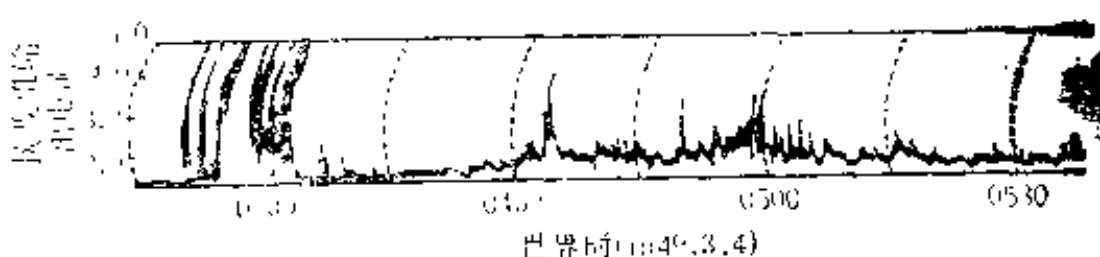


图1.4 早期的太阳爆发记录。迭加在来自太阳的相对稳定的射电辐射背景上的是偶发的高强度爆发。它的持续期依赖于不同的起源机理，可以由几秒到几小时。在长波段它们更强和更复杂。

射电波的点源(称射电星)，它们并不和明显的天体成协。澳大利亚在为研究来自地球以外的射电波以及确定射电星的位置而发展观测仪器和技术方面起了先驱者的作用。例如早期在澳大利亚发展的 Mills 十字天线。

三、射电观测的初步成就

即便是简述继后在射电天文领域中最重要的成就也并不

容易,这里只提几件较早的结果。1946年美国Dicke和Beringer在1.25cm波长上探测到来自月球的热射电辐射。美国陆军通讯兵团和匈牙利的Bey得到了来自月球的雷达回波。1948年Bolton在澳大利亚用第一台海面干涉仪第一次对一个分立的射电源金牛座A和一个目视银河系天体——蟹状星云(1054年超新星遗迹)作了肯定的证认。1950年Brown和Hazard对仙女座大星云的星系进行了第一次探测。Smith在剑桥发展了非常精确的定位方法,导致1951年证认出天鹅座A为非常遥远的星系。1951年首次观测到的21cm氢线(见图1.5(a))就是由美国的Ewen和Purcell以及荷兰的Muller和Oort几乎同时取得的,随后又得到澳大利亚的Christiansen和Hindman的观测证实。他们在对银河系的研究中最为成功地开拓了这条谱线在天文学研究中的潜力。图1.5(b)是1951年Ewen和Purcell发现21cm谱线所用的喇叭天线。

在Van de Hulst预言了21cm氢线之后,最重要的早期理

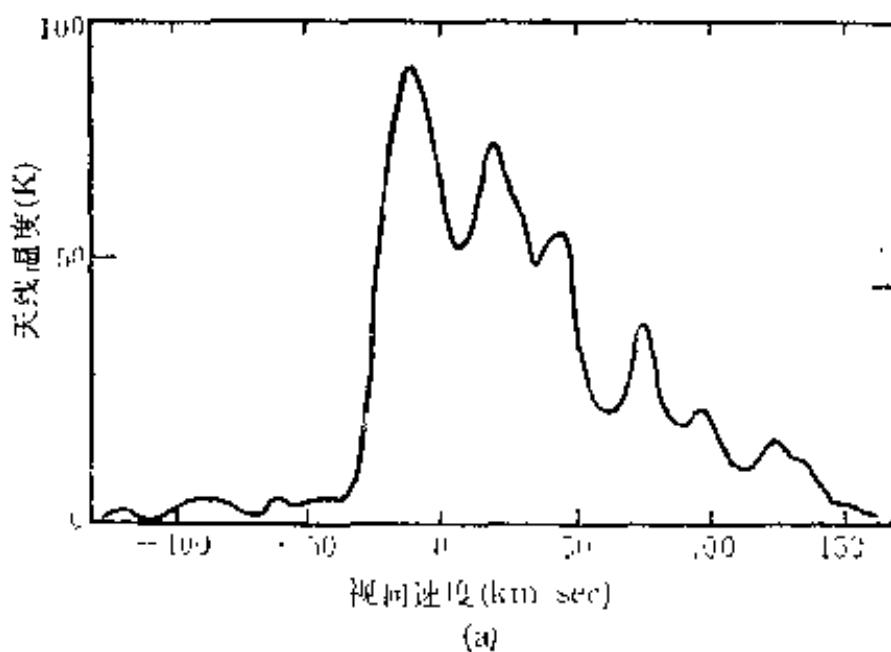


图1.5(a)21cm(1420 MHz) 氢线的谱线轮廓。曲线的几个峰对应于来自一些氢云的多普勒位移信号。这些云以不同的速度运动,故而它们处在离我们不相同的距离上。

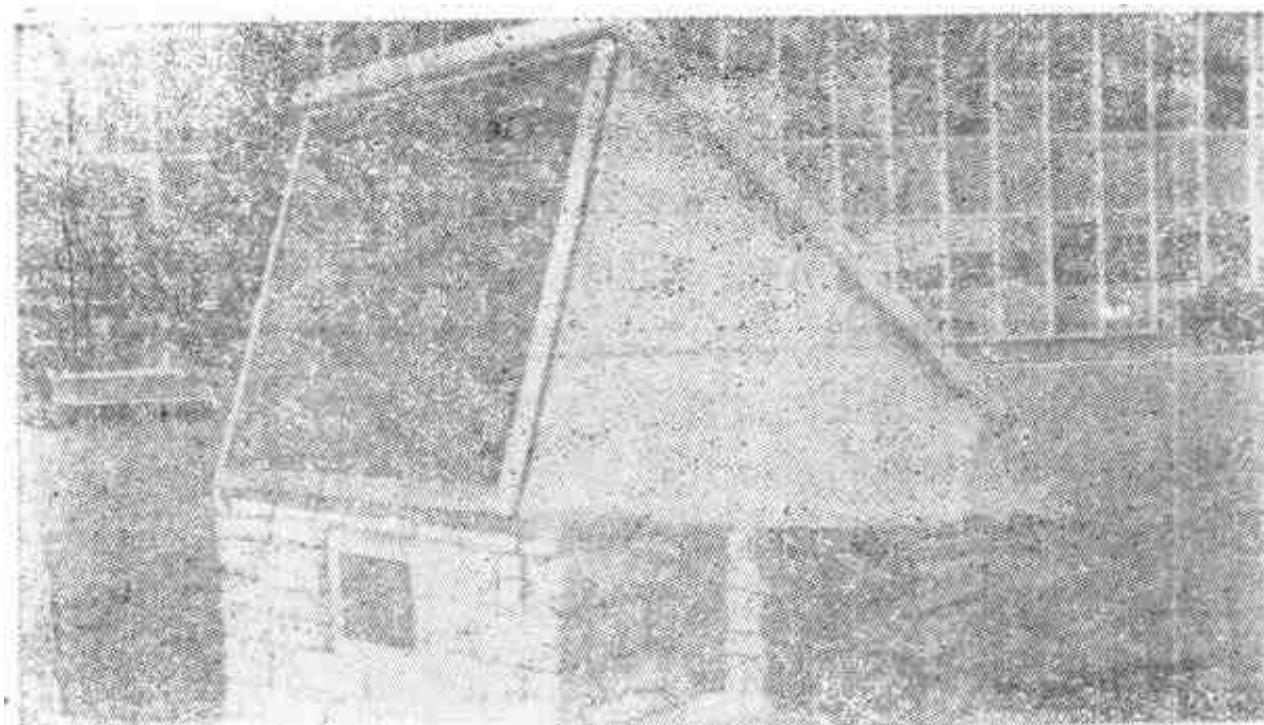


图1.5(b) 1951年3月 H.I.Ewen 和诺贝尔奖金获得者 E.M. Purcell 就是用这台简单的喇叭天线发现了由银河系中性原子氢气体发射的21cm (1420MHz) 谱线。

论成就是瑞典天文学家 Alfvén 和 Herlofson 以及苏联天文学家 Shklovsky 作出的“同步加速过程是各类天体源中占优势的强连续射电辐射的重要的起源”的论断。

射电天文观测研究现在已在世界各地开展起来了。Jansky 的第一个发现是在美国作出的，之后相继的发现是在英国出现的。虽然在那之后的很长一段时期中，这方面的兴趣仍由 Reber 在美国保持着它的生命力，而对于射电天文在美国得到的真正支持却是在不久以后的事。最重要的射电研究中心此后不久也在世界许多其它国家陆续建立了起来，如澳大利亚、荷兰、法国、加拿大、苏联、日本等等。

射电天文学的令人惊异的标志之一就是一直对发现意外的天文现象作着杰出的贡献。这里只举六十年代天文学的四大发现为例。在澳大利亚使用 Parkes 的 64 米直径的射电望远镜，用月掩射电源的射电天文方法，以高精度确定了 3C273 的

位置,从而导致了第一个类星体的发现。关于星际分子虽早在三十年代已观测到 CH , CH^+ 和 CN 的紫外吸收谱,但大量星际分子的发现还是利用了射电天文的谱线测量新技术,继1963年美国的Weinreb等人在仙后座A射电源处观测到18cm的OH的两条主线吸收谱之后实现的(见图1.6)。1965年美国天文学家Penzias和Wilson合作研制了包括6米喇叭天线和氢致冷参考源的用于卫星通讯的低噪音接收系统,他们在测量银晕气体的射电强度时,在7.35cm波段发现了3K宇宙微波背景辐射。为此他们两人于1978年获得了诺贝尔物理学奖金。1967年,在英国剑桥大学的Mulard射电天文台Hewish和他的研究生贝尔用米波偶极子阵在研究行星际介质引起的河外射电源闪烁的过程中发现了脉冲星,Hewish为此获得1974年诺贝尔物理学奖金。

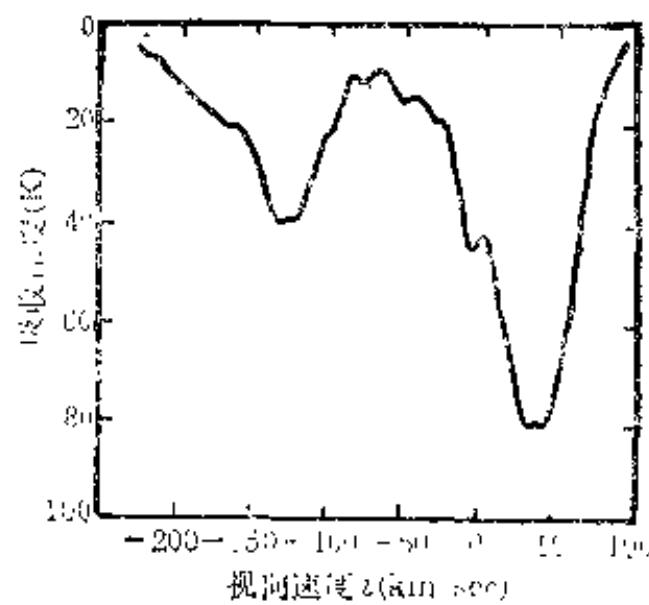


图1.6 射电源Sgr A的星际羟基(OH)的18cm的吸收谱。横轴是速度(v),纵轴是吸收深度。

四、射电望远镜的发展简史

射电天文学是天文学和无线电科学相结合的一个学科,是在无线电波段用无线电方法来研究天文学的一个代表现代天文学技术特征的分支学科。因而它的进展和无线电技术的进展紧密地联系在一起。射电望远镜发展的每一次长足的进步总是毫无例外地为射电天文研究的发展,树立一个新的里

里程碑。这里我们概括一下各类射电望远镜发展的简单历史进程，从而增进我们认识它在射电天文学发展中所起的作用。正如前述，世界上第一个射电望远镜是Jansky于1932年在美国建成的。他更深入地研究了噪声来源，确认了噪音来自地球之外，这个认识上的进步表征着一门新兴的学科——射电天文学的诞生。由于这个重大的成就，自1966年起Jansky这个名字被全世界同行们用来作为射电天文的基本测量单位——射电流密度——的名称。一个Jansky记作 $1J_y = 10^{-26} W m^{-2} Hz^{-1}$ 。世界上第一台超综合孔径射电望远镜是由Ryle于1962年5月在英国建成的。他把移动几台天线之间的相对距离的方法和利用地球自转的方法结合在一个射电望远镜系统上，用以实现使用相对小得多的实质的天线结构来取得相当于极大口径的单天线所能取得的同样的效果。由于这个成就Ryle荣获了1974年诺贝尔物理学奖金。1967年3月Brotén等人首次在加拿大利用一台相距200m的双天线干涉仪（每个天线都分别使用了原子钟来达到同步，这就是VLBI技术的雏型）取得了最早的观测结果。5月他们把天线距离延伸到3100km，也成功地取得了观测结果。一个月后，Bare等人利用独立的多天线干涉仪基本上重复了加拿大的试验。同年，Moran等人在美国利用多天线独立干涉仪首先获得了谱线测量的结果。由于这方面的成就，于1971年加拿大Brotén等人的小组和美国国家射电天文台Bare等人和麻省理工学院Moran等人组成的小组光荣地得到了美国科学与艺术研究院的Runiford奖金。

在射电天文学兴起的短短几十年中，在射电天文方法不断地为天文事业作着巨大贡献的年月里，各类射电望远镜是如何突飞猛进地发展的呢？图1.7直观地概括了射电天文观测设备发展的历程，它由分辨率的提高来表征。在三十年代初

期, Jansky建造的第一台射电望远镜角分辨率几乎是 10^6 角秒。随着工作波长的缩短和更大的天线系统的建立, 射电望远镜的分辨率稳定地提高。1962年美国国家射电天文台建成91m直径中星仪式射电镜, 1963年澳大利亚Parkes建成64m全动抛物面天线射电望远镜。同年在波多黎各的阿雷西波建成了300m直径(它的口径至

今独居世界射电望远镜之首)的固定式球面望远镜。1965年在法国的南锡建成200m×35m的改型的Kraus型射电望远镜, 次年在加拿大的阿尔贡昆则建成了46m的射电望远镜。这一类镜子用在厘米到分米波段, 角分辨率在 10^3 — 10^2 角秒范围。当今最大的全动抛物面射电镜当推西德的100m射电镜(见图1.8)。在短厘米波段, 它的角分辨率已达 $30''$ 左右。虽然更大、更精密的望远镜可以建造, 但用普通方法建造获得好于 $6''$ 角分辨率的望远镜在经济上似乎不现实。

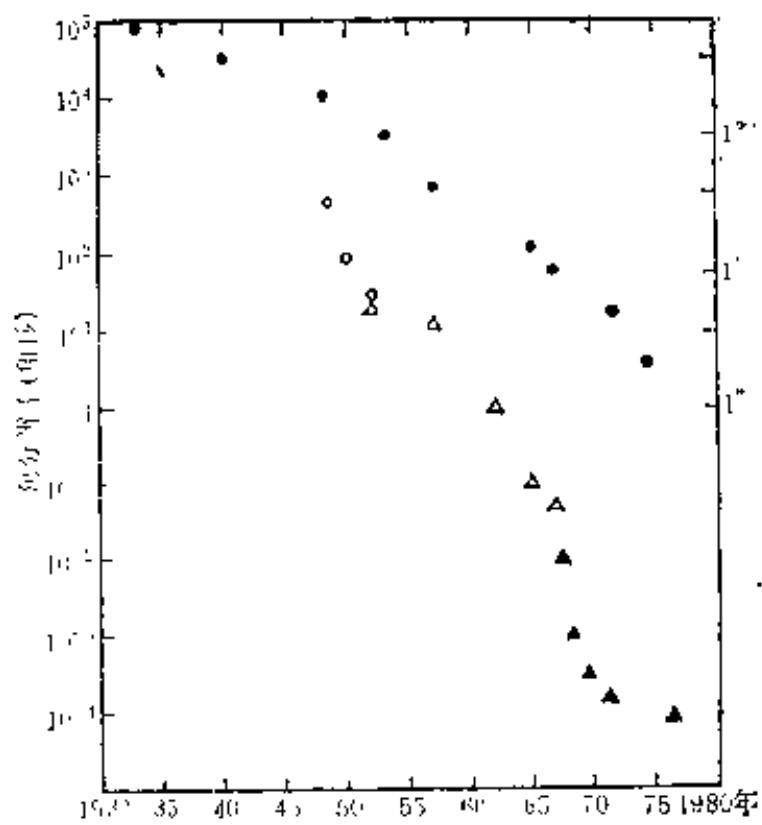


图1.7 连续孔径射电镜和各种干涉仪系统
的角分辨率的改进。
 ●连续孔径射电望远镜
 ○干涉仪
 △无线电微波接力干涉仪
 ▲磁带记录干涉仪

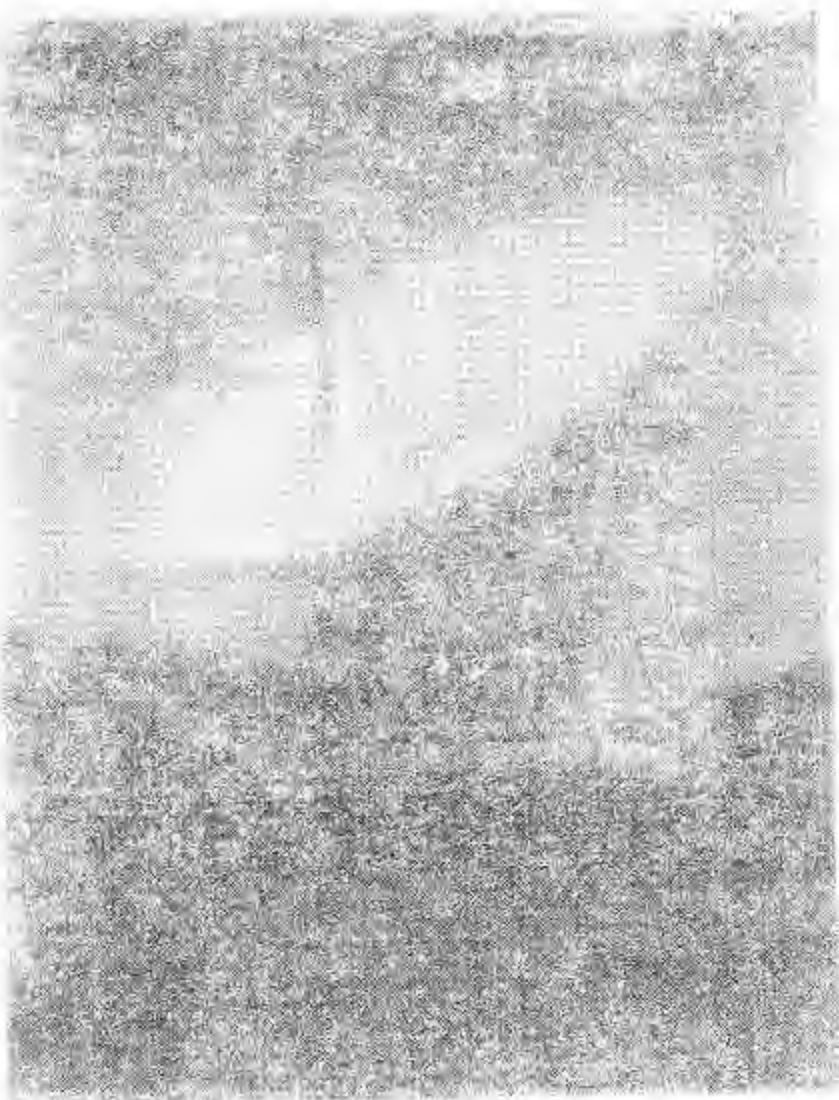


图1.8 西德 Effelsberg (波恩附近) 的直径100m的全动抛物面天线射电望远镜。

五、射电天文观测方法的纵深发展

射电望远镜的分辨率和它的接收天线的直径成正比，但是为了提高分辨率而增大口径受到许多实际条件的限制。为此，射电天文学家很早就把注意力转向干涉技术。从五十年代的二元干涉仪发展到七十年代的复杂的综合孔径阵。传统的干涉仪间距快速地由几百米增加到几公里，在短厘米波

瓣，这种间距给出几角秒的角分辨率。更大尺度的天线间距也受到了经济、技术和自然条件的限制。1960年澳大利亚和英国的射电天文学家倡导的无线电微波接力可连接相距100km的天线，获得了1"的角分辨率。

综合孔径射电望远镜的出现是传统干涉系统发展中的一次重大进步，一次概念上的创新和飞跃。这种射电望远镜系统是由多个相对小的天线组合而成的，有效面积很大，却又避免了巨大孔径的单天线制造中的重大困难。它只要求在任一时刻使用一对(或一组)口径较小的变距干涉仪进行观测，通过综合多次在干涉仪的不同间距和干涉仪对射电源所取的不同方向上的观测结果，使之等价于使用一个大型单天线进行的一次观测。综合孔径的思想早在四十年代后期已在英国由 McCready 等人提出，在1950年就由 Stanier 在英国实现了。到了七十年代，在创新概念的基础上发展起来的超综合孔径天线系统得到了极大的发展。这就是同时利用改变干涉仪间距和地球自转所提供的扫瞄角范围的方法，来达到孔径综合的目的。1970年荷兰韦斯特博克的综合孔径系统，其干涉仪对的最大间距达到1.5km，1972年建成的加拿大彭蒂克顿的综合孔径系统跨距0.6km，英国剑桥的是5km，基线最长的达到36km，那是美国的甚大天线阵(VLA)。它的天线系统的总接收面积相当一台直径130m的单天线射电镜，能在半天内综合出一幅射电源图象，角分辨率最高可达0.1"，其清晰程度可和美国巴拿马天文台的5m直径的光学望远镜所拍摄的照片相比较。

为了进一步提高普通干涉仪的分辨率，使用了愈来愈大的干涉仪的间距(对于双天线干涉仪，其分辨率是和天线间距成正比的)。为了克服基线超过几千米时，对传输系统带来的经济和技术上的困难，在基线两端使用了高稳定的独立本振

和磁带记录设备,通过事后的计算机处理来取得干涉图形。这种具有独立本振和磁带记录的干涉系统称作甚长基线干涉仪(VLBI)。

VLBI观测在具有现成的大天线的天文台间组织进行,目前世界上拥有各类VLBI终端处理系统的天文台、站已远远超过20个。VLBI的基线目前已达到了地球直径的长度,给出的分辨率高于传统光学仪器的三个量级。近几年来,利用现有的遍布于美国、欧洲、澳大利亚和非洲的较大口径的射电望远镜,开展了甚长基线干涉测量网(VLBIN)的观测(每次涉及7—8台天线进行同步观测)。VLBI在美国已有十年的观测历史,在欧洲也已工作五年。这种系统已经对100多颗河外致密射电源给出了0.001"精度的参数。国际上已有用河外射电源建立天空参考坐标系的建议。在天体物理学方面,用VLBI观测,对于射电星系和活动星系核、类星体、视超光速运动、银河系、正常星系核、星际介质和引力透镜等课题都有好的观测结果。

为了改进VLBIN存在的阵元(参加组网观测的各天线单元)分布不理想,不能得到好的射电源的亮度分布图的先天性弊病,而发挥它的技术提供的高分辨本领,并结合VLA所具备的优质成象能力,八十年代发展了VLBA(甚长基线天线阵)系统。这类系统在全球范围内受到了重视,欧洲、美国、加拿大和苏联争相以巨额投资安排计划,有的VLBA项目已在实施之中。这类系统将以亚毫角秒(0.0001")的角分辨率对宇宙射电源进行真正的成象,为发展天文和地球物理研究提供广泛的可能性。

到了八十年代中期,地面VLBA的前景——空间VLBA已展现在人们的面前。携带射电望远镜的轨道卫星将把在地球上可得到的基线延伸3—4倍。而随着卫星的运动,将提供高质快速综合天体图象的可能。这种射电观测设备的角分辨

率将可提高到地面上可能取得的分辨率的1/50.

六、射电天文方法向短波端的延拓 ——毫米波射电天文学的发展

开始研制毫米波射电望远镜是由于在厘米波段意外地观测到金星表面的高温。射电天文学家们预期在毫米波段观测太阳、行星和它们的卫星的热辐射能取得行星大气深处及其表层的信息。最早的一台5m直径的毫米波射电望远镜于1963年在美国制成，但由于缺乏足够灵敏的接收机，早期只作出了有限的成果。

毫米波射电天文学在七十年代得到快速发展的基础，一方面是毫米波无线电技术的发展，使接收机在这个波段的系统温度已降到几百度K的水平，同时宽频带接收系统的研制成功为发展谱线观测提供了技术保证；另一方面是1951年发现了原子氢的21cm谱线所开创的射电天文谱线观测研究的方法。不过，毫米波天文学的飞跃发展还不能忽略1963年Wennerberg等人发现OH(羟基)，1968—1969年A.C.Cheung,C.Townes等人发现NH₃(氨),H₂O(水),H₂CO(甲醛)，1970年R.W.Wilson等人发现CO(一氧化碳)等星际分子所起的激发作用。因为，分子波谱学指出较轻分子的较低转动能级的纯转动跃迁和较重分子的较高转动能级的跃迁主要落在毫米波段(以及亚毫米波段)，而且，在星际空间的激发条件下，许多对天体物理学研究有重要意义的星际分子的纯转动跃迁，其一系列谱线的强峰也落在毫米波段。由于星际分子的发现而开辟的分子天文学这个新领域的实测需要，射电天文方法迅速向毫米波段延拓。实际上，1977年在猎户座KL源中观测到CO的0.87mm波长的谱线就已标志着分子天文学已进入亚毫米波领域。

至1984年已发现的星际分子有66种(见表1.1),谱线1800多条。其中大量星际分子是用美国国家射电天文台的毫米波射电望远镜发现的。它的口径11m,于1969年建成,安装在美国亚利桑那州的Kitt Peak山上(经过改装,目前口径12m,见图1.9)。这样,射电天文方法又借鉴了无线电波谱学的技术,使得观测银河系星际空间(以及河外星系)中那些冷而密(受到压缩)的尘云区域成为可能,大大补救了光学方法在这方面的无能。从此,星际分子云作为一类新发现的天体(或说是一类新认识的星际物质的组成成分)得到了广泛的研究。特别是这些分子云的物理学、运动学和化学性质以及它们与恒星形成区、银河系和河外星系的旋涡结构的关系等方面的研究受到了特别的重视,因为这涉及到天体的形成和演化这个天文学的基本问题。毫米波天文学的研究对象还包括太阳系天体、特殊恒星、致密H II区、射电星系和类星体等。我们说,除了来自星际分子的谱线辐射,来自热辐射等离子体或相对论性等离子体的连续辐射同是毫米波天文学的重要组成部分。

射电望远镜的分辨本领是和波长成反比的,因此,在毫米波段上工作的较小口径的天线和在较长波段上工作的较大口径天线具有同样的分辨本领。如工作在10cm波长上的100m直径的天线的分辨率和工作在1mm波长上的1m直径的天线所给出的分辨率相同。不过,工作在较短波段上的天线要求更高的加工精度。所以,“大型”毫米波射电望远镜的口径相对小,不过制造难度比一个口径大得多的厘米波射电望远镜还要高。因为射电望远镜的天线制造有对理想表面的rms公差不大于 $\lambda/20$ 的要求。 λ 是最短工作波长。这就使得工作在毫米波段和亚毫米波段的天线增大口径倍加困难。

七十年代国际上已建成的毫米波射电望远镜,包括单天

表 1.1 星际分子表 (至 1984 年)

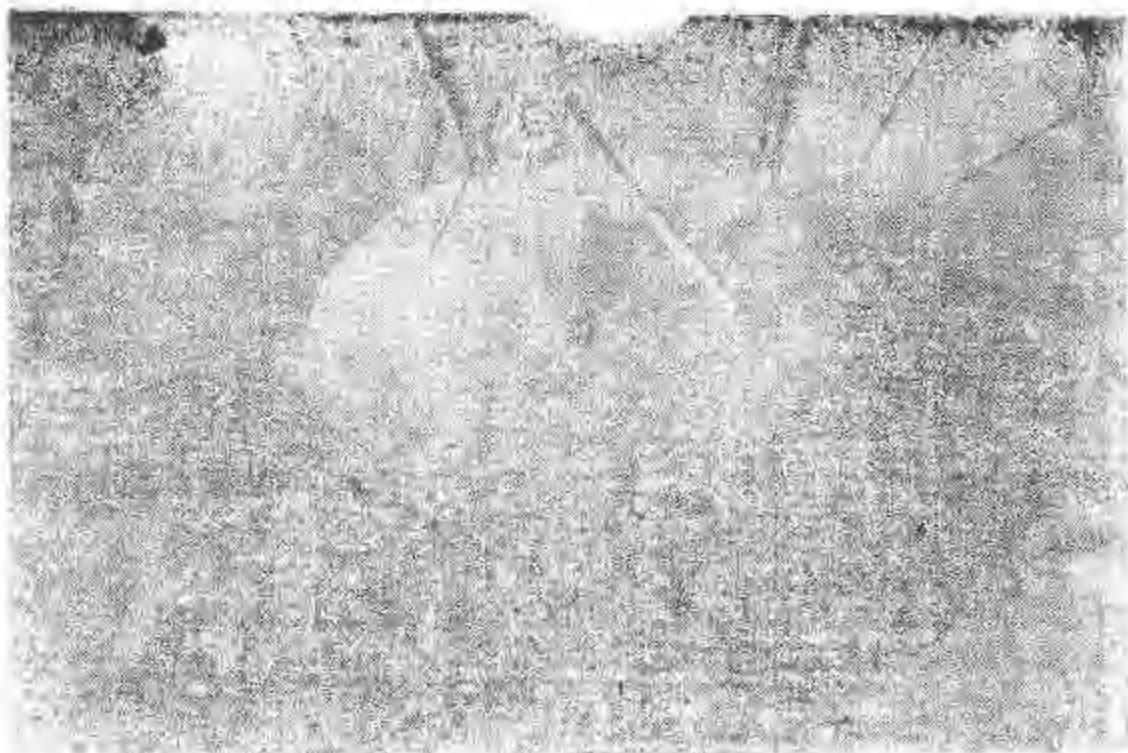
序号	原子数	分子	分子	序号	原子数	分子	名称	
							CO ⁺	一氧化碳离子
1	2	CH	甲川	14	2	CO ⁺		
2	2	CN	氰基	15	3	H ₂ O	水	
*3	2	ClI ⁺	甲川正离子	16	3	HCl	氯化氢	
4	2	OH	羟基	17	3	OCS	硫化羰基	
5	2	CO	一氧化碳	18	3	H ₂ S	硫化氢	
*6	2	H ₂	氢	19	3	C ₂ H	乙炔基	
7	2	CS	一硫化碳	20	3	HCO ⁺	甲酰离子	
8	2	SiO	一氧化硅	21	3	N ₂ H ⁺	氢化偶氮离子	
9	2	SO	一氧化硫	22	3	SO ₂	二氧化硫	
10	3	SiS	一硫化硅	23	3	HCO	甲酰基	
11	2	NS	硫化氮	24	3	HNO	次硝酸	
*12	2	C ₂	双原子碳	25	3	HCS ⁺	硫代甲酰离子	
13	2	NO	一氧化氮	26	3	HNC	异氰化氢	

序号	原子数	分子子	名称	序号	原子数	分子子	名称
27	8	CHO^+		40	4	C_3O	
28	8	C_2Si		41	5	HC_3N	氨基乙炔
29	9	HNO_2		42	6	HCOOH	甲酸
30	4	HNCO	异氰酸	43	6	CH_2NH	甲亚胺
31	4	NH_3	氨	44	6	NH_2CN	氰胺
32	4	H_2CO	甲醛	45	5	H_2CCO	乙烯酮
33	4	H_2CS	硫代甲醛	46	5	C_4H	丁二炔基
34	4	C_2H_3	乙炔	47	6	CH_4	甲烷
35	4	C_3N	氯乙炔基	48	6	CH_3OH	甲醇
36	4	HNCS	硫代异氰酸	49	6	HCONH_2	甲酰胺
37	4	HOCO^+	质子化二氧化碳	60	6	CH_3CN	乙腈
38	4	HO CN	氯酸	*51	6	C_2H_4	乙烯
39	4	C_3H		52	6	CH_3SII	甲硫醇

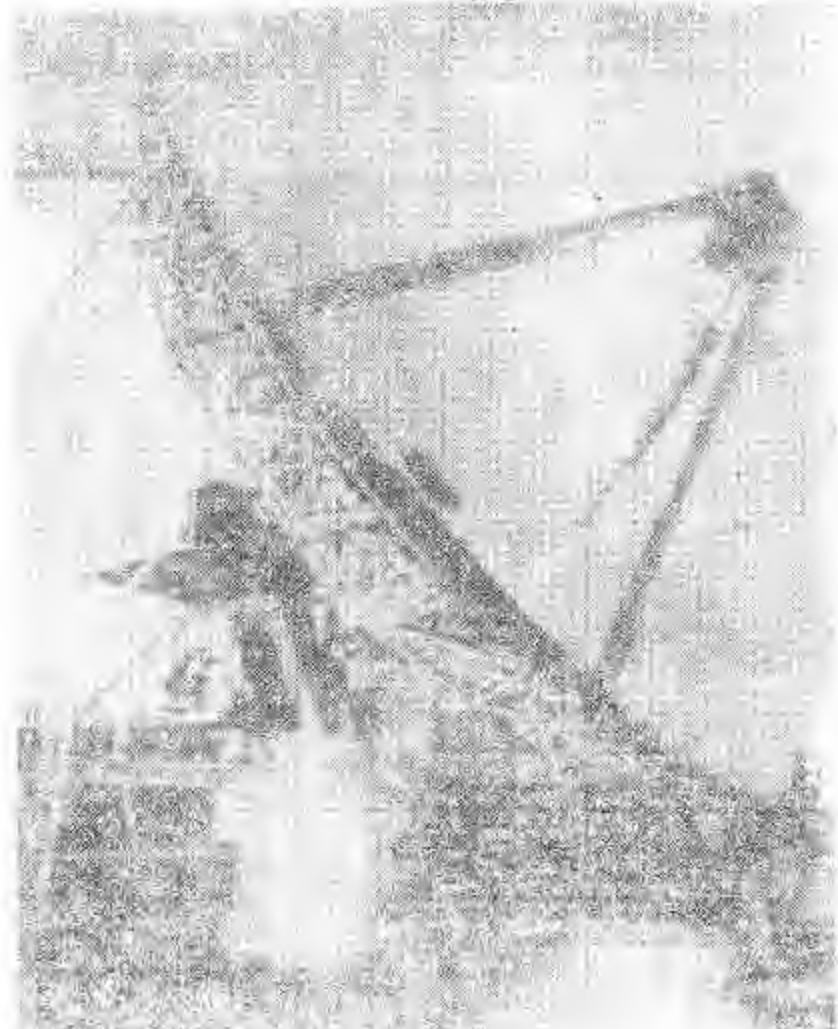
续表

序号	原子数	分子子称	序号	原子数	分子子称	序号	原子数	分子子称			
53	7	CH ₃ CHO	60	9	CH ₃ OCH ₃	54	7	CH ₃ NH ₂	61	9	C ₂ H ₅ OH
55	7	CH ₂ CHCN	62	9	HC ₇ N	56	7	HC ₅ N	63	9	CH ₃ CH ₂ CN
57	7	CH ₃ CCH	64	9	C ₃ H ₄	58	6	HCOOCH ₃	65	11	HC ₉ N
59	8	C ₄ H ₅ N	66	13	HC ₁₁ N						

* 在横波波段没有谱线。



(a)



(b)

图1.9 美国NRAO的12m直径的毫米波射电望远镜
(a)前视, (b)侧视。

线、干涉仪和综合孔径总共约有30台(见表1.2)。单天线口径10m左右的威力已不算小,如西班牙、巴西、芬兰和美国五大学的13.7m镜,美国NRAO的11m镜等。瑞典的20m和苏联的22m镜已属大口径。但取得成果较多,较有影响的当数美国RAO的11m镜,2/3的星际分子的发现工作是用这台镜子作出的,它在发现星际分子的热潮中贡献最大。瑞典昂萨拉空间天文台用20m毫米波射电镜对在其中已发现多种星际分子的Orion-KL云和碳星IRC+10216的包层进行扫频观测,得到200多条新谱线,是探查新星际分子与新跃迁的一种有效方法。其它如美国五大学的13.7m镜,美国贝尔电话实验室的7m镜,美国德克萨斯州的4.9m镜都做出了系统性的、有影响的工作。还有应当提到的是澳大利亚联邦科学与工业研究组织的4m镜在南天的巡视工作中起了顶着“半边天”的作用。

这一批毫米波镜子主要工作在“真正的”毫米波段,从1.3mm到8mm左右。较大口径的做少量短厘米波段的工作(如H₂O和NH₃的1.3cm观测等)。这批望远镜接收机的前端多为超外差式,采用铷化镓致冷硝特基势垒二极管混频器直接频系统。对于前置中放,场效应放大器得到广泛应用。频谱分析多采用多通道滤波器,频率分辨率从0.1到1MHz,通道数为几百。后期发展了声光频谱仪,分辨率提高到几十kHz,通道数达到1024。

从上述各类射电设备的建设和发展来看,有一个从单天线到干涉仪,到综合孔径,向多天线发展,从厘米波到毫米波,到亚毫米波向短波端延拓的趋势。射电天文观测方法和特殊的资料处理(如早期用于雷达测量的单天线和后来发展的干涉仪,综合孔径,VLBI,VLBA等),结合先进的机械设计(如低噪声、高效率和保形结构)、快速发展中的接收技术(量子器件,半导体和超导体低噪声前端的应用;频谱、脉冲和偏振分

表1.2 早期建成的毫米波观测设备

序号	天线形式	口径 (m)	建成 年代	所属单 位	工作波长 (mm)	量短 站址	高度 (m)	纬度 (°)
1	单天线	4.6	1963	美国, Aerospace Corporation	1.3	El Segundo, Los Angeles, U.S.A.	0	34 N
2	单天线	22	1966	苏联, Crimean Astrophysical Obs.	4.0	CIMEH, U.S.S.R.	600	46 N
3	单天线	4.9	1967	美国, Millimetre Wave Obs., U. Texas	1.3	Fort Davis, Tx, U.S.A.	2100	31 N
4	单天线	6.1	1968	美国, Hat Creek Obs., U. California	2.0	Hat Creek, Ca, U.S.A.	1100	41 N
5	单天线	11	1969	美国, National Radio Astronomy Obs.	2.6	Kitt Peak, AZ, U.S.A.	1900	32 N
6	单天线	6	1970	日本, Tokyo Astronomical Obs., U. Tokyo	3.1	Mitaka, Tokyo, Japan	100	36 N
7	单天线	13.7	1972	巴西, U. Mackenzie Obs.	5.1—6.4	Sao Paulo, Brazil	600	23 S
8	干涉仪	2×2.5	1973	法国, Bordeaux Obs.	8.6	Plateau de Bure, France	2550	45 N
9	单天线	13.7	1974	芬兰, U. Helsinki	3.7—4.8	Helsinki, Finland	0	60 N
10	干涉仪	16×0.5	1974	日本, Nagoya U.	8.6	Nagoya, Japan	700	35 N
11	单天线	1.5	1975	日本, Kisarazu Technology College	2.6	Kisarazu, Japan	0	36 N
12	单天线	4.6	1975	加拿大, U. British Columbia	2.0	Vancouver, Canada	0	49 N
13	干涉仪	2×7.5	1975	苏联, Moscow Technology College	2.0	Moscow, U.S.S.R.	56 N	
14	单天线	4	1976	澳大利亚, Commonwealth Scienti- fic and Industrial Research Organization	2.6	Epping, Australia	0	34 N

续表

	天线形式	口径 (m)	建成 年代	所属单 位	量短工 作波长 (mm)	站 址	高 度 (m)	纬 度 (°)
15	单天线	13.7	1976	西班牙, Geographic Institute	3.2—4.0	Madrid, Spain	2000	41 N
16	单天线 64m中心	17.0	1976	澳大利亚, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization	5.1	Parkes, SW, Australia	400	33 S
17	单天线	20	1976	瑞典, Onsala Space Obs., Chalmers U. of Technology	2.7—3.4	Gothenburg, Sweden	0	58 N
18	单天线	7	1977	美国, Bell Telephone Laboratories	1.0	Holmdel, NJ, U.S.A.	0	40 N
19	单天线	13.7	1977	美国, Five College Radio Astronomy Obs.	1.3—2.1	Amherst, MA, U.S.A.	550	42 N
20	单天线	1.2	1978	美国, U. Colombia	1.0	New York, U.S.A.	100	41 N
21	单天线	10	1978	美国, Owen's Valley Radio Obs., California Institute of Technology	0.8	Big Pine, CA, U.S.A.	1200	37 N
22	单天线 100m中心	60	1978	西德, Max-Planck-Institut für Radioastronomie	8	Eifelberg, FRG.	300	51 N
23	干涉仪	2×0.3	1978	澳大利亚, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization	3	Epping, Australia	*	*
24	综合孔径	2×6.1	1978	美国, Hat Creek Obs., U. California	2.5	Hat Creek, CA, U.S.A.	1100	41 N

析的发展)和计算机控制的资料采集、磁带记录等技术的发展,使得射电天文观测在频率覆盖宽度,频率、时间和空间分辨率以及灵敏度等进行天文研究所必需的各方面全面超过了光学天文观测的水平。

七、现代天文学的前沿课题对发展 射电天文观测方法的要求

为什么射电天文学家对射电天文方法的发展要这样长期执着地追求呢?让我们从当今天文学的前沿课题来看看学科发展对观测手段的需求。

在过去的二十年中,对现代科学最有挑战意义的问题之一就是对类星体和在星系核中发现了异常的活动现象。这类天体包含着一些不可思议的能源,它们以和太阳系相当的空间体积,发出千倍于正常星系的发射能量。这些区域是解决这类天体的起源与演化的关键部位。但目前的光学望远镜还只能把它们当作微弱的“点源”来取得信息,远远不能揭示它们复杂的性质。也就是说,虽然大的光学望远镜的衍射限制 $\leq 0.1''$,但大气抖动 $\geq 1''$,所以光学望远镜的角分辨率主要取决于大气宁静度(或反射面的精度),在 $1''$ 左右,比 $1''$ 小的细节在传统的光学望远镜“看”来,不能辨别,只是一个点。推测认为,在星系核或类星体深处隐藏着巨大的黑洞,上述蕴藏着高能的区域正是处在这种黑洞的巨大的吸积中心附近。发展较高分辨本领的设备,探索这种高能现象对未来的天体物理学必然产生重大的影响。研究尺度和光度都较小的(意味着需使用灵敏度和分辨率较高的镜子)、位于我们银河系附近的椭圆和旋涡星系的核以及银河系中心,对了解它们和上述高能活动现象之间的关系也很重要。

由类星体和星系核爆炸产生的相对论性碎片的视超光速

现象也十分引人瞩目(图1.10)。近年来,在对这类天体的观测中所发现的这些意想不到的大速度是难以用现有的物理学

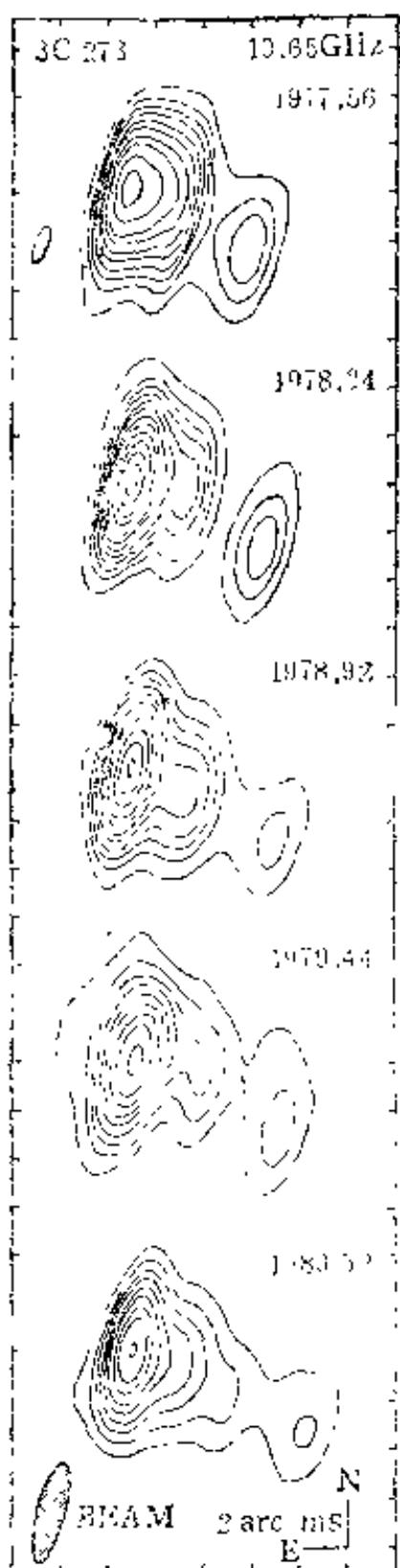
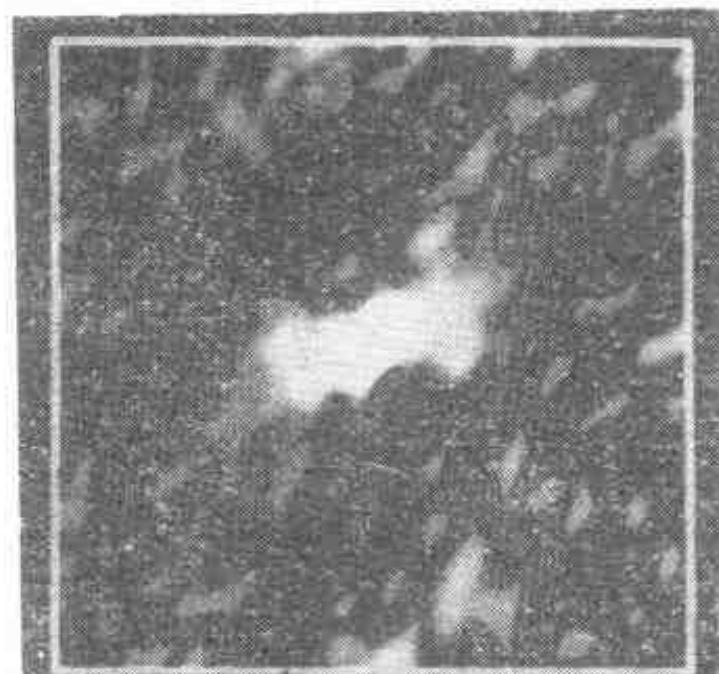
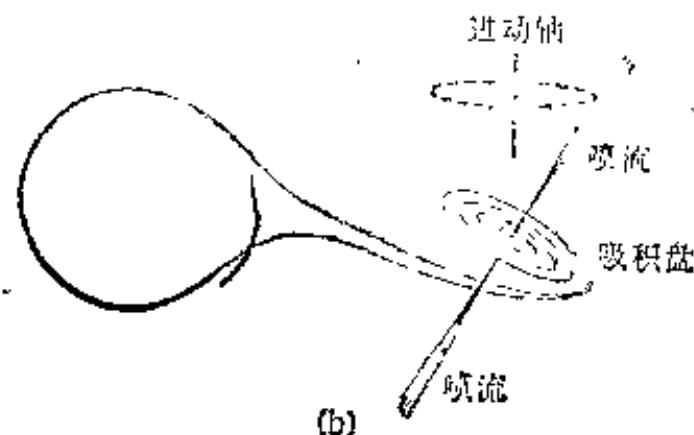


图1.10 3C273是一个相对近的类星体,在光学照片上显示出一个醒目的喷流。图中对3C273的核进行的VLBI观测揭示出喷流延到源的几光年之内而且喷流的某些子源相对另外的子源正在以约10倍光速的视速度运动。现在认为这种超光速运动是若干以稍低于光速的速度沿着视线方向运动的子源在源内投影效应的结果。观测者: T. J. Pearson, S. C. Unwin, M. H. Cohen, R. P. Linfield, A. C. S. Readhead, G. A. Seielstad, R. S. Simon (Owens Valley Radio Observatory), R. C. Walker (NRAO)。

和宇宙学的基本概念来解释的。现成的理论不足以对已有的观测现象应战，对细致研究的要求（也就是对高分辨本领观测



(a)



(b)

图1.11 射电耀星/X射线源SS433。(a)SS433的VLA 6cm象。W.Gilmore和E.R.Sequist用NRAO的甚大阵观测所得。分辨率 $0.9'' \times 0.45''$ ，视场 $15''$ 。(b)剑桥的Fabian和Rees提出的SS433的结构模型，用以说明它的吸积盘和双喷流。

早期的氢和氦谱线的观测，发现它所包含的部分物质以大于光速14%的速度和164天的周期进行着背离和面向主体部分的运动。VLA和VLBI的观测揭示出了它有着类似于某些射电星系和类星体所具有的双喷流结构。它的中心位置在超新星遗迹W50处，说明在这种情况下超新星爆发不仅留下脉冲星，而且留下十分不同类型的特殊的恒星的遗迹。

设备的要求)是迫切的。

许多银河系内的恒星射电源,包括双星、脉冲星、X射线星、耀星以及新星、超新星的致密的爆发遗迹,在传统的射电望远镜和射电天线阵的观测中是作为点源出现的。就是说现有的射电望远镜,即使是威力最大的VLA(角分辨率达到 $\sim 01''$)也不能分辨。唯有特殊天体,如带着移动喷流的射电/X射线星SS433(图1.11)和银河系中心本身特别引人,观测已显示出它们和激烈活动的星系和类星体有许多类似性。这激发了天文学家们寻找取得更高分辨本领的方法对这些射电星的性质作进一步的探索,以及寻找它们的河外对应物的热切希望。

银河系天文学的基本问题之一是对普通恒星的生存周期的了解。星际微波激射活动(maser)发生在正在形成恒星的、包含丰富气体的区域(年轻恒星)以及接近它的寿命终点的恒星(年老恒星)的包层中。它们发射频带极窄的射电辐射,这类天体的温度、密度、磁场的测量以及对这些极小尺度的区域的动力学研究(使用分辨角 $<0.001''$ 的观测设备)将对恒星的形成和毁灭给出唯一新鲜的信息。

此外,进行直接的大距离(银河系尺度,甚至河外星系尺度)的三角测量将会深远地改善我们对宇宙尺度的认识,而且对天文学、天体物理学和宇宙学的整个领域将具有极其重要的意义。

另外,各种物理学和地球物理学的研究课题(包括在引力场中对电磁波的相对论性弯曲的精密检验,对行星际宇宙飞船的精密跟踪,地震活动的预报,精密测地,地球潮汐、大陆漂移、极移和颤动的研究,精密全球时钟同步和精确确定地球自转——世界时等)将和前述各种天体物理前沿研究课题一样热切地期待着射电天文方法的进一步发展。因为不断带着创新概念快速发展中的八十年代的射电天文观测设备(如甚长

基线干涉仪VLBI,甚长基线天线阵VLBA)的分辨率已高于各类传统天文仪器的100倍(大型光学设备受到大气抖动的限制,难以取得好于 $0.1''$ 的分辨角),它们将以好于 $0.001''$ 的分辨角给出上述星系核和类星体以及银河系内各类天体的结构细节,它们将允许由探测尺度极小的星际微波激射源的物理性质来揭示它的奥秘以及进行银河系及河外星系尺度的距离测量等等。总的来说,它们将为新的天文和地球物理研究提供广泛的可能性。

八、结语

我们从射电天文学的发展历史看到了射电天文学家们为发展射电天文设备,提高分辨本领等所取得的一系列令人惊叹的卓越成就。同时,我们也从天文学当今的前沿课题看到了学科发展对观测设备不断改善和创新的要求。这一切显示了发展射电天文方法及射电天文观测对天文学发展的重要性。

射电天文方法从它诞生以来就有效地补充了天体物理方法,成为其重要的组成部分。它今天的发展更显示出了它的无与伦比的潜力,从而表明了它是天体物理方法中的一个不可缺少的部分。尤其是在这个全波天文学已到来的时代,射电观测结合光学以及其它的观测手段,将给人们提供对宇宙自然更加深入了解的可贵途径。

第二章 射电观测引言 和射电望远镜的理论基础

一、有关射电观测对象的 一些基本知识

1. 射电波

(1) 什么是射电波 我们都熟悉光波, 光实际上是波长很短($0.4\text{--}0.8\mu\text{m}$ (微米))的电磁波, 见图1.1. 人眼有自然的能力来发觉(看到)光波, 并能辨别从最长到最短波长可见光波谱的颜色依次是红、橙、黄、绿、蓝、靛、紫. 如果整个波长范围的波都同时存在, 我们就看到白光. 人眼具备的区别光波不同波段的能力用科学术语来说就是人眼可以分析观测到的辐射的光谱.

人眼也可以分辨来自不同方向的光, 甚至可以分辨近到1角分(1度的 $1/60$)的两个目标. 我们用这种能力来欣赏风景的细节, 或来辨认很小的字, 即人眼对于光波具有好的分辨本领.

和光波比较, 无线电波就是波长较长的电磁波, 我们把天体辐射的这个波段的电磁波称射电波. 普通物体都是既发射也反射射电波的. 射电波的波长覆盖很宽的范围, 从毫米, 到米, 十米, ……, 见图1.1. 由于人眼没有自然的能力来直接发觉这样长的波长的波, 所以正常情况下我们是不能意识到这类辐射存在的, 因此我们需要借助于一种中间的探测仪

器。例如射电接收机，它能把射电波转化为可以看见或听到的形式。某些自然现象因为发射出很强的射电波而容易被接收到，例如闪电。短波无线电收音机或电视机也很容易收到来自太阳耀斑或木星射电爆发的强射电辐射。不过在城市里通常有很多人造的无线电波源，它们来自电子仪器，造成对自然的射电辐射的干扰。而且，它们非常强，在没有特殊设计的仪器设备的情况下，人们不易把自然的射电辐射从强大的干扰中拣出来。可以用这样一个例子来说明自然的射电波有多弱，那就是在过去的 20 年中由射电望远镜拣出的全部能量仅仅够把一匙水加热百万分之一度！

射电观测设备为了具备好的分辨本领，它的尺寸必需比波长大许多倍。光波是这样的短，以致人眼有光波波长的几千至几万倍。而射电波是这样的长，即使是使用具有上百米直径天线的射电望远镜，它的分辨本领也不能和人眼相匹敌。在米波波段，为了达到和人眼看风景细节一样的能力，我们需要的射电望远镜的直径必须在 3 公里以上。从以下各章我们可以看到射电天文学家是如何发展射电天文方法来解决这个问题的。

(2) 射电波的性质 射电波和光波的性质十分类似，容易证明射电辐射和光辐射都是由波组成的。实验可以这样做：把辐射分成两部分，然后再把它们汇合到一起，如果辐射是波动，汇合处应观测到强度的增强或减弱，这是由于在汇合处两路波同步或不同步造成的。射电波和光波都有这个性质。两路波的混合通常称作波的干涉。射电波的这种现象可藉远距离的无线电广播信号的周期衰落来表现，还可用水波的上和下的位移来类比在电波的情况下电场振幅的变化。

相邻两波峰之间的距离是波长 λ ，每秒钟通过任何一点

的波的数目就是频率 ν , 波在 1 秒钟内行进的距离就是 $\lambda\nu$, 即波的速度 c , 所以我们有 $c = \lambda\nu$. 我们知道 $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$. 射电波和光波一样都以准确相同的这个速度在空间传播.

射电波和光波都可称为电波, 但正确地说都应称作电磁波, 因为电的变化总是伴随着磁场. 所有的波运动都涉及到两种类型的能量交换. 在电磁波中, 交换是在电能和磁能之间进行的, 这可与水波的能量交换是在动能和引力能之间进行的相类比.

电磁波的速度是 Maxwell 于 1873 年首次用理论计算得出的. 因为波运动依赖于电场和磁场间的能量交换, 他推论速度简单地就是用磁的单位表示的力和用电的单位表示的力的比值. 他所得到的值精确地和测量得到的光波和射电波的速度相吻合.

(3) 无线电波的产生 1888 年德国物理学家 Hertz 用自己设计的实验(见图2.1)在实验室首次产生了无线电波. 现在无线电波的频率单位就采用赫兹(Hz), 而不用每秒周(c/s).

Hertz 用的仪器设备由图2.1所示. 在隙缝 A 处由感应线

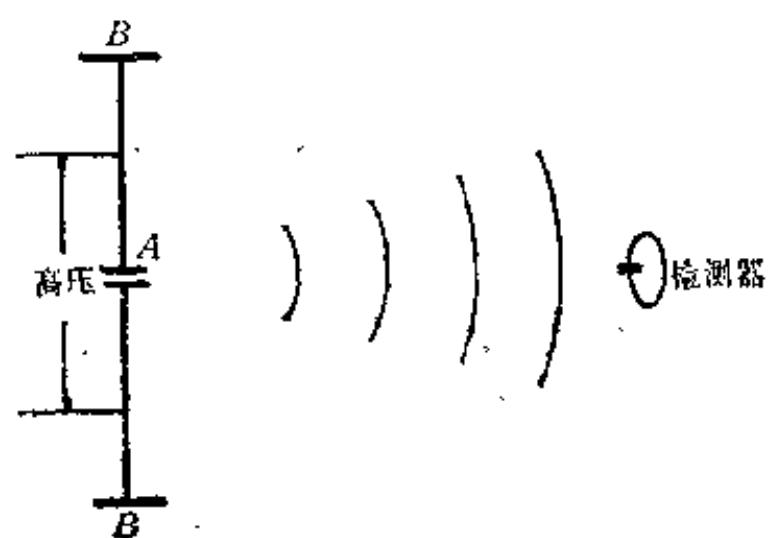


图2.1 Hertz 1888年在实验室获得无线电波所使用的仪器示意图。

圈产生的高压引起火花，火花在两个金属板B之间引起电流的振荡，以这种方式产生了波长为5 m的无线电波。Hertz藉助一个带很窄隙缝的金属线圈检测了无线电波。只要探测器不要离得太远，接收到的波就能产生足够的电压使得横跨检测器的隙缝处出现细小的火花。

在自然界，氢对天文学特别重要，因为它是宇宙中占优势的组成元素。氢电离的时候，质子和电子分离。由于电子质量如此之轻（只有质子质量的 $1/1840$ ），它的运动在电场中很容易被改变。当电子改变它的运动状态时，这种扰动就会产生电磁波，而且这种波的频率主要是在射电波段。如果保持电子以某一个频率受到振动，它的运动就周期地变化着，那么射电波就以振动场的频率发射出去了。实际的做法就是藉助于一个振动电压从无线电发射机送到发射天线，造成天线中的电子以发射机振动电压的频率振荡，从而产生无线电波。

（4）波的偏振 图2.2示出由发射偶极子产生的无线电

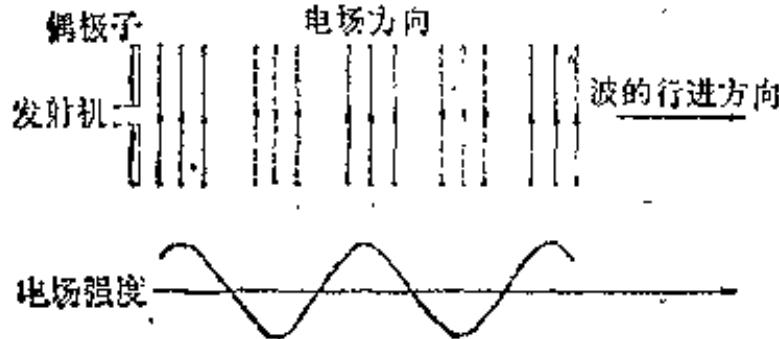


图2.2 由发射偶极子辐射的波。

波。电子在偶极天线中上下振动，产生的无线电波离开偶极子，移至空间。辐射的波的电场在图中标出（实线和虚线）。它们是平行于偶极天线的。这种波是线偏振的。气体或固体中的电子在各个方向上作杂乱（无规的）运动（见热辐射一节），它们产生的电场方向是无规的，这种波称作无规偏振波或非偏振波。

在磁场中产生的电波是圆偏振的，它是由电子沿着圆周

运动产生的,如图2.3所示.这时电子运动的方向和磁场成直

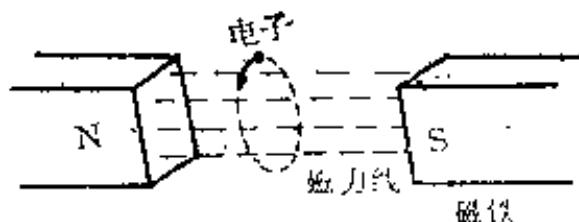


图2.3 电子环绕磁力线作圆周运动。

角.如果电子有一个沿着磁场方向的速度分量,那么它向前运动是成螺旋状行进的,如图2.4所示.

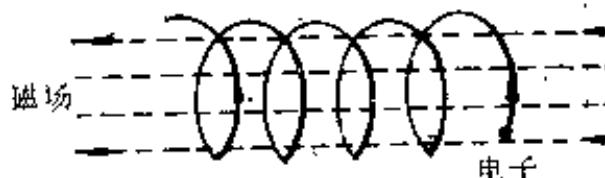


图2.4 磁场中电子的螺旋运动。

在电子速度是非相对论情况时,电子作圆运动的结果辐射电场旋转的波,也就是圆偏振波,如图2.5(a)所示.如果我们由圆周的一侧看去,它就成为直线的,如图2.5(b)所示,在这个方向辐射的波就是线偏振的.所以可以说,如果我们看到自然发射的无线电波是圆偏振的,那么一定有磁场存在.如果我们在垂直于磁场的方向上看过去,也即正对着电子运动圆周的方向,那么电场多半是线偏振的.

正如一个以自然摆动频率摆动着的钟摆,电子在磁场中也有一个回转频率,称为回旋频率或拉摩尔频率,它等于 $1.8 \times 10^7 B$ /秒, B 是磁场,以高斯为单位.

磁场可以引起射电波的偏振.来自天体的射电辐射常常显示出偏振的证据,这是因为宇宙中普遍地存在着磁场.

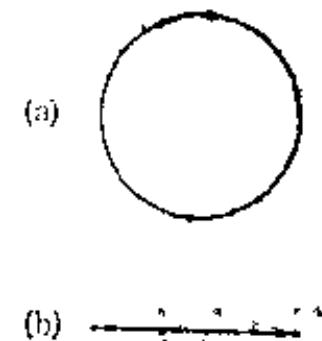


图2.5 由圆周运动的电子产生的偏振。
(a) 电子环绕一个垂直于纸面的磁场运动,辐射向着我们而来的圆偏振波。(b) 观测者正对著圆周观看,电子运动的路线是一条直线,在这个方向看到的电子运动产生的波就是线偏振的。

例如,我们知道,地球有磁场,太阳黑子有非常强的磁场。在许多天体上都有磁场,在星际气体中甚至也遍布弱磁场。

(5) 法拉第旋转 假定线偏振波是在遥远的射电星系产生的,沿着从发射源到观测者的路径上辐射多半会碰到电离气体和磁场,特别是在发射源和我们的银河系附近。在这条路径上常常会发生一种电磁波偏振面旋转的现象,它是由组成线偏振波的左旋和右旋圆偏振波在磁等离子体中传播时,具有不同相速度所造成的。由于这个效应是由迈克尔·法拉第在做将偏振光通过放在磁场中的玻璃片的实验时首次发现的,故命名为法拉第旋转效应。

线偏振波使得电子沿着平行于波的电场的方向振动。同时,存在着的稳定的磁场要使电子按圆形路径运动。其结果,波的偏振就被转动了。转动量明显地依赖于路径上的电子的总数,电磁波波长以及磁场的强度。波长较短时,法拉第旋转量就较少。观测不同方向上的偏振面的旋转角,就可以推出有关波的行进途中碰到的电子密度和磁场的有价值的信息。这种研究也使得我们能解决发射波起始的偏振方向,从而推出发射源磁场的指向。

2. 射电辐射

(1) 热射电辐射 固体辐射无线电波,并不需要在其上加电压,因为物质具有热能,它存在于组成粒子的运动之中。温度愈高,运动就愈快。虽然在固体中的分子是束缚在一起的,但是它们的热能使得它们振动。结果,正负电荷(离子和电子)总是经受微小的位移。电荷运动就造成在固体上产生自然的热辐射。这种辐射可能很弱,但辐射的波段很宽,包括无线电波长范围,后者称作热射电辐射。一个理想辐射体的辐射谱在理论上是1901年德国物理学家Planck推出的,其结论

和1897年的实验结果一致,见图2.6.

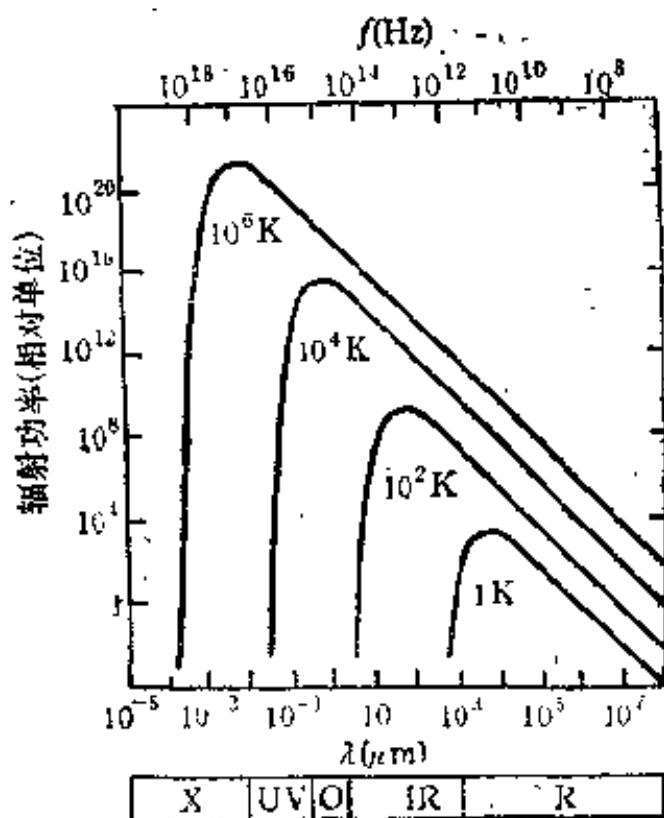


图2.6 理想辐射器的频谱。图中X—X射线，UV—紫外，O—光学，IR—红外，R—无线电。

对于任何给定温度 T 的最大辐射强度出现在波长 λ_m 处, 它们的关系 $\lambda_m T = C$ 称作维恩定律. 其中 C 是常数, 近似等于 0.51; λ_m 单位厘米(cm), T 单位开(K). 当辐射强度以单位波长而不是以单位频率表示时, $\lambda_m \approx 0.29T^{-1}$.

对于温度为6000K的白热物体, 如太阳表面, 最大强度落在黄光范围. 对于室温27℃, 即300K, 它的最大强度出现在红外波段, 约 $15\mu m$ (微米), 它的总辐射是非常低的. 由图2.6可知, 在1K或更低温度的情况下, 辐射是很弱的, 而且是限制在无线电波长范围内. 而如在 $10^6 K$ 高温下, 强度则大得多, 大部分功率在X射线波段发出. 在 $10000 K$, 极大辐射在可见波长范围. 所有大于 $100 K$ 温度的波谱的长波端都延伸到无线电波段.

对于的长波长，辐射强度的公式由英国物理学家于1900例年推出，称瑞利·琼斯(Rayleigh-Jeans)定律，参见本章第三节。

关于理想辐射体是指一个物体当它处于和周围环境平衡的状态中*，它吸收全部辐射，同时以同等数量发射。这样，它就是一个理想的吸收体而且是一个理想的辐射体，通常我们也称其为黑体。

(2) 来自气体的热辐射 我们观测的部分天体具有固体的表面，如行星和月球，但大量的观测对象是恒星或星系的气体大气的辐射。气体的温度愈高，粒子的运动速度就愈大，当它们互相碰撞时，其运动就更为猛烈，其结果使分子碎裂为原子。如果温度非常高，电子就要脱离原子，使气体成为分立的、作随机运动的电子和离子。这是碰撞电离。在天文上，常

有的情况是在热星周围的广阔区域中存在电离气体，电离主要是由紫外和X射线照射引起电子从原子中被抛出造成的。当运动中的电子靠近正离子时，要受到一个力的作用而产生运动轨道的偏离，如图2.7所示，这种电子运动的变化常常产生射电波。当它沿着弯弓路径加速时，电子总能量的一部分被“甩脱”，也即转化成电磁波而辐射到空间中去。这种方式的辐射就是发自气体的热射电辐射，也叫轫致辐射。由于产生这种辐射的带电粒子通常是在热动平衡的状态中，故它具有热辐射的性质。

无线电波进入电离气体(也称等离子体)要经受吸收，折

* 这种平衡包含两种含义，一是组成辐射系统的一切种类粒子都处在同一温度T所描述的状态中即所谓热动平衡中；另一是辐射粒子和辐射场之间也是平衡的即所谓辐射平衡。

射和反射。对任意给定电子密度，当入射波的射电频率激发电子振荡的自然频率时就产生全反射，这个频率称作临界等离子体频率，它随电子密度的增高而增高。电波穿过电离气体时会引起气体中的电子振荡。电子密度足够高时，其自由振荡受到阻碍，电子不可避免地频繁与气体原子和离子相碰撞，并有变为无规运动的倾向。入射电波的能量就被吸收并转化为电子的热运动和热辐射。当然辐射强度依赖于气体的吸收性能，温度和电波的波长。

来自给定温度的电离气体的热射电发射频谱如图2.8所示，这是一个典型的轫致辐射频谱图。平坦段对应气体的半透明状态。在长波段，气体变得对无线电波不透明，其频谱对应下降段，受公式 $P = kT/\lambda^2$ 约束（见本章第三节）。如果观测到的天体温度对应给定值，其频谱与这种类型的曲线相拟合，说明它发出的是热射电辐射。

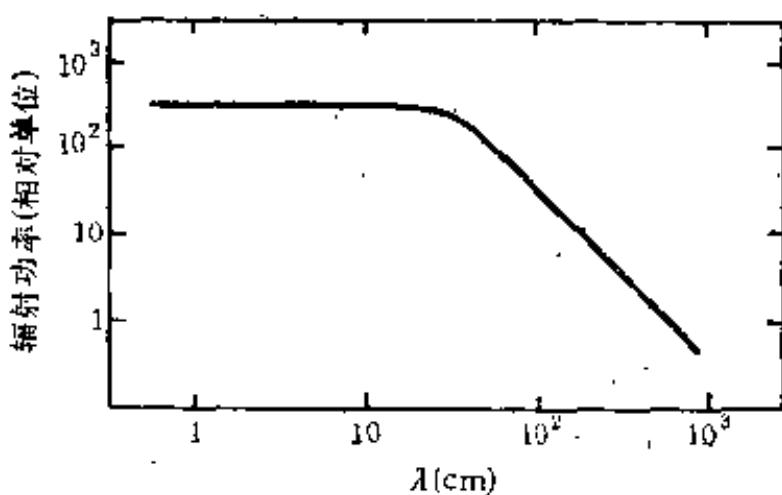


图2.8 来自电离气体的热射电发射谱。

(3) 非热射电辐射 从某些固体，如月球和大多数行星发出的射电辐射是热辐射。热射电波也可从环绕太阳和热星的电离氢区中检测出来。但是对于许多天体，我们发现热辐射是淹没在多半不可能是热谱的非常强的源之中。

图2.9所示出的一种普通的频谱和图2.8比较可见,它不是热辐射。对于它,可说辐射的功率正比于 λ^{α} , α 称作频谱指数,其平均值约为0.6。

判断射电辐射是非热的两个主要标准是反常的强度和频谱。

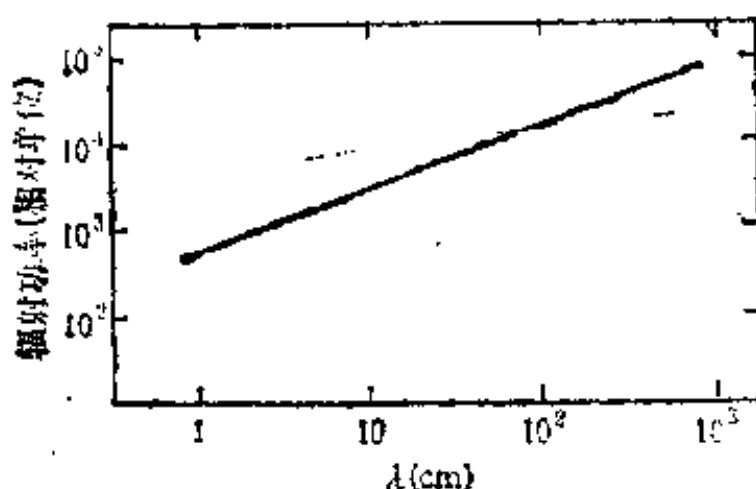


图2.9 典型的非热辐射谱。

产生非热辐射的过程有多种,包括自然的和人为的。用于广播或雷达设备的发射机用相对小的天线发射极高的功率(以短脉冲发射几千瓦,甚至几兆瓦),这是非热的。它通常是由线圈中以某一频率振荡的电流产生的。它通过馈给由半波长的金属导体构成的偶极天线而发送出去。

(4) 同步加速辐射(磁轫致辐射) 有些天体在很宽的射电频段发射极强的功率。1951年两位瑞典科学家 Alfvén 和 Herlofson 提出这种异常强的射电辐射可能是由具有接近光速的电子在磁场中作螺旋运动时产生的。前面说过,电子受磁场作用会改变运动的方向,这时就要产生辐射。如图 2.10 所示,当电子沿着圆周在纸面方向上运动,观测者沿纸面看去,他所接收到的辐射是线偏振的,而且辐射能极大。这是因为粒子具有极高的速度,储存能极大。这个过程可以用

来解释在射电天文 中常见的非热射电辐射的强度和频谱。

第一次认识到这样产生的辐射是通过实验室中称作同步加速器的机器。它原设计用于在实验室中研究快速粒子和原子之间的碰撞所给予电子的极高的速度的。在这种机器中，电子在磁场中作圆周运动，只发射少量的光。现在由高能粒子在磁场中以这种方式产生的辐射就称作同步加速辐射或称磁轫致辐射。在射电波段上产生这种辐射是很容易的，因为这时只需要较少的能量。

同步辐射覆盖的频段很宽。因为如果电子在磁场中作很慢的螺旋运动，辐射就精确地限制在回旋频率上，或这个频率的低次的谐波上。当电子以接近光速的速度运动时（此时的粒子称相对论性的粒子），首先，根据爱因斯坦相对论，由于电子的高速，它的质量增加了，回旋频率就变化了。其次，是频谱被扩展了。这是由于观测者只有在作回旋运动的电子出现在对着自己观察方向上的那些瞬间才能看到辐射的尖锐的脉冲，由于窄脉冲的谱总是包含一个很宽的频率范围，所以同步加速辐射覆盖很宽的频段。

计算表明，如果磁场在 $1 - 10 \text{nT}$ （纳特）范围（小于地球磁场的万分之一），即使是很小的电子密度都能提供很高的能量，以产生能观测到的同步加速辐射。这样，许多来自天体的非热射电辐射都可以得到解释。例如每百万立方米 1 个电子的平均密度就足够解释由银河系产生的射电辐射。事实上，产生观测到的射电辐射所要求的电子能量应约达到 10^9eV （电子伏特），这就是当它们具有接近光速的速度时所具有的能

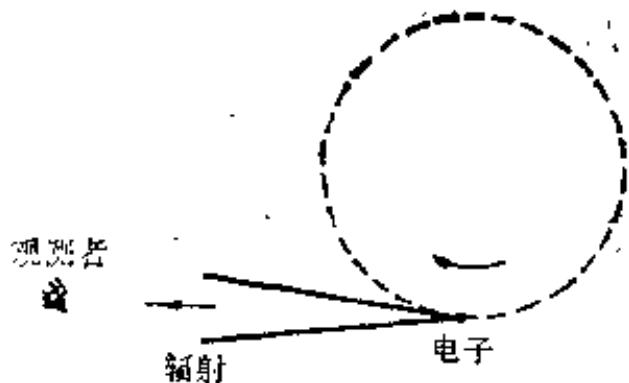


图 2.10 高速电子辐射的射束

量。在银河系内的蟹状星云射电源给出天体产生同步加速辐射的一个明显的证据。蟹状星云的光学和射电辐射的线偏振指出它们都是同步加速机制产生的。一般来说，来自许多射电源的强射电辐射是由这种过程所产生的观点已被接受。虽然电子被加速到异常高的速度的精确过程是不确知的，但在天体物理现象中，这种高能粒子普遍存在的证据是明显的。例如，在太阳爆发时，太阳抛出的宇宙线等等。

(5) 谱线辐射 谱线辐射是指辐射集中在接近一个很窄的，几乎是单色的波长范围之内。

普朗克于1900年在研究黑体辐射公式时发现必须假定物体只能以 $h\nu$ 为能量单元发射或吸收一定频率 ν 的电磁辐射。其中 h 是普朗克常数，又称作用量子。这个普朗克量子假说的物理意义就是：物体发射或者吸收电磁辐射的过程是不连续的，而不是象经典理论所认为的那样以连续的方式进行的，它是以不可分割的能量量子 $h\nu$ 为单元进行的。1913年丹麦物理学家玻尔应用量子理论中的不连续性概念解释了原子的线光谱。其基本概念就是：原子通常处于能量不变的运动状态——能级上，它不辐射电磁波，只有当原子从一个能级跳跃（跃迁）到另一个能量较低的能级时，才发出电磁波，其频率 $\nu = \Delta E/h$ 。其中 ΔE 是这两个能级的能量之差， h 是普朗克常数。只有在某些特殊的能级之间才能产生跃迁，这就是辐射为什么只在某些确定的频率上才能出现的原因。由于射电波的频率比光波低百万倍，所以产生射电频率的谱线所涉及的能量变化相应很小。因而如果我们要在天体中发现射电波谱线，就必须在那里有大量的处于适当能级的原子或分子存在，而这些能级的跃迁能产生对应于射电波长的能量变化。

宇宙中最丰富的元素是氢，其结构最简单，它由一个质子和环绕它旋转的电子组成。而电子只有某些确定的轨道是允

许存在的，最接近质子的电子轨道具有最低的能量，称作基态，如果氢原子由于快速碰撞吸收到能量或是接收到足够高频的辐射，其电子就会向外被推到较高能级的轨道，这时原子就称作处在激发态，当电子跳回到原轨道时就发射辐射。事实上，氢原子从激发态到基态的所有跃迁，能量都相当大，相应的辐射波长都在紫外波段。在跃迁中涉及到的能量变化小时，产生的辐射的波长就长。

大量的星际气体由处在基态的中性氢原子组成。而氢原子在它的基态包含两个超精细结构子能级。这两个子能级间的能量差是很小的，在这两个能级间产生的跃迁就是21cm 波长的谱线辐射。这条谱线产生的物理过程是这样的：氢原子的带正电荷的核（质子）和电子都是绕轴自转的，当然电子还环绕质子作轨道运动。移动的电荷构成电流，从而产生磁场。所以两个自转的粒子（质子和电子）形成两个小电磁铁。它们同向时氢原子具有比异向时稍多的能量。当电子在较高能态改变其自旋方向时就产生超精细跃迁，并发射21cm 谱线辐射，如图2.11所示。对于一个原子由较高能级自发跃迁而产

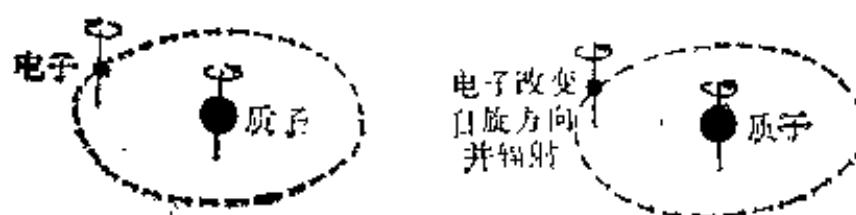


图2.11 21cm氢线的产生

生 21cm 辐射量子的几率非常小，相当于 1100 万年中只有一次。不过由于星际空间是如此辽阔，以致在我们银河系和邻近星系 21cm 辐射的总量还是足够被我们观测到的。

由于一个好的发射体必然是一个好的吸收体，所以除了我们已经讨论的发射线以外，我们还应该再提一下吸收线。

假定我们观察一个在所有波长上辐射的强射电源。向我们而来的辐射必须穿越星际氢的区域，辐射的一部分将被吸收，使氢原子的能量得以增加，并跳至较高能级。因为辐射将对应于原子氢的超精细跃迁而在21cm被吸收，所以这个遥远的天体的频谱将显示出在这个波长上的吸收线。

由于氢在银河系以及其它星系广泛地分布着，氢的无线电波段谱线提供了大量的银河系结构的信息。因为它没有对应的光学谱线，所以射电资料是唯一的，这就是研究21cm射电谱线的重要所在。

(6) 星际分子脉泽 本世纪初爱因斯坦首先阐述了受激发射的概念。而第一次实际应用是美国哥伦比亚大学的 Townes和他的同事们于1955年研制实验室微波激射器 (maser，通常称作脉泽)时实现的。它的原理是这样：我们假定 E_1 和 E_2 是原子或分子的两个能级，当物质处在热动平衡状态中时，在较高的能级 E_2 上自然地存在着较少的原子。假定我们通过某种办法使较高能级上的粒子布居(即粒子的分布)增加，如果物质在对应于 $E_2 - E_1 = h\nu$ 的频率 ν 上受到了辐射，效果就是在较高能级到较低能级间激发了跃迁，从而放大了入射辐射。这可以比作山坡上圆石的“雪崩”效应，那只需要轻轻一推来开始这个过程。由受激发射放大的谱线特征是它们的极高的强度和很窄的频宽。当然脉泽的本质就是设计一种方法来把粒子从较低能级抽运到较高能级上去。所以在星际分子中发现脉泽活动是一件令人惊奇的事。

(7) 辐射能 根据运动理论，气体的基本热能存在于组成粒子的无规运动的总能量中，所以粒子的平均动能和温度之间有一个关系 $mv^2 = kT$ ，其中 m 是粒子质量， v 平均速度分量， T 温度， k 波尔兹曼常数。波尔兹曼是上世纪末德国的一位理论家，他计算了粒子速度的可几(可能的)分布。

下表给出了在电磁波各辐射波段光子能量的量级。

波 段	$\lambda(\mu\text{m})$	$E(\text{eV})$
米波射电	10^4	10^{-6}
微波射电	10^3	10^{-3}
远红外线	10^2	10^{-2}
近红外线	10	10^{-1}
光波	5	2×10^{-4}
紫外线	10^{-1}	10
软X射线	10^{-9}	10^3
硬X射线	10^{-16}	10^3

光子能量 E 和频率 ν 有关系 $E = h\nu$, 其中 h 是普朗克常数。当 E 以eV为单位, 波长以 μm 为单位时, 波长和能量的关系为 $E = 1.24/\lambda$ 。

产生同步加速辐射的电子的能量比它们发射射电光子的能量大得极多, 这可用10亿电子伏的发电站的能量和划一根火柴所发出的能量之间的对比来作比较。

3. 射电观测涉及的其它类型的波动

(1) 冲击波 冲击波(也称激波)是由于物体的高速运动或爆炸在介质(可以是气体、液体或固体)中引起强烈压缩并以超声速传播的过程。在天文上常碰到的是在气体中传播的情形。它对射电辐射会产生影响。例如, 在太阳爆发或超新星爆发事件中伴随产生的冲击波穿过周围的气体时会增加气体的温度和压力。它的形成可以这样解释:一个爆发突然启动了威力强大的压缩波。第一个脉冲以声速行进, 其压缩加热气体。温度上升会增加声速, 这样, 继后的脉冲以较高的速度传播, 它们会赶上起始波。一个快速压缩波序列组成一个跃变, 即一个冲击波, 它以比局部声速高得多的速度行进, 并伴随温度和压力的陡峭的增加。例如在单原子气体中马赫数为8的冲击波(即其速度为声速的8倍)产生20倍的温升。

(2)等离子体波(等离子体激元) 在等离子体中带电粒子(离子和电子)间相互作用(包括各种微小的扰动)激发的各种振荡和波动称等离子体波。实际上,在电离气体中的波的扰动运动并不是简单地由粒子间的碰撞决定的,它还要受带电离子和电子间的电力的作用。一类等离子体波依赖于电子的运动。由于电子是很轻的粒子,它们的热速度是非常高的(在日冕中温度在约百万度的情况下速度超过 5000 km/s),波的传播速度相应也快。在适当的情况下,等离子体波可以转化为射电辐射。如果磁场存在,它就会对电离气体的动力学性质起主要的控制作用。另一类波称磁流体波,它是处在磁场中的导电流体在垂直于磁场方向受到局部扰动时激发起的一种波动,有时称阿尔芬波。因为它首先被瑞典物理学家阿尔芬认识到。在高传导的等离子体中,磁力线是被称作“冻结”的,因为它们和电离气体好象是束缚在一起运动的。感应力阻止任何相对运动,但电离的粒子可以自由地沿着力线运动。

当然磁力线并不实际存在,它们只是用于在理论上表示磁场,作为一个有效的概念来描述磁场的特性。由这个观点出发,阿尔芬波就可以被描绘成磁力线的振动。阿尔芬波的速度依赖于场强和气体密度,通常在几百 km/s 的范围。一个足够强的脉冲就可产生磁流体冲击波。这可以是一个无碰撞激波,因为和等离子体冻结在一起的磁场可以发射脉冲,因而不依赖于粒子碰撞。特别是在磁场存在的条件下,这种概念就可作为认识在电离气体中的复杂波现象的一个导引。

4.与射电辐射有关的两个效应

(1)康普顿效应(康普顿散射) 在本世纪初普朗克和爱因斯坦阐明辐射具有和粒子(称为光子,它以光速行进)一样的作用,也即电磁波也具备能和电子碰撞的微粒一样的性

能。这个概念的引入使得经典物理的概念演变了。1922年康普顿第一次阐述了这样一个散射现象：当一个高能光子(X射线或 γ 射线)和一个低能电子(静止或近似静止的电子)碰撞的时候，会产生能量的交换，即当光子的能量损失由降低了频率的变化显示出来(X射线被电子散射时，X射线波长会增长)的时候，电子获得一种反冲速度。这种高能光子损失能量的散射现象(效应)称康普顿效应。这种能影响高强度辐射的效应依赖于电子和辐射之间的相互作用。

在同步加速过程中引起射电辐射的高能电子具有接近光速的速度。在这种情况下，碰撞时电子能够把一部分能量注入光子。这就是“逆康普顿效应”，即碰撞电子损失能量，低能光子获得能量而变成较高频率的光子。逆康普顿效应(散射)和康普顿效应一样都是光子与自由电子之间的一种弹性散射过程，只是能量传递过程正好相反。前者能量从电子传递给光子，后者从光子传递给电子。

由逆康普顿效应产生的相对论性电子的能量的迁移导致两种重要的后果。其一就是强源电子所经历的能量损失变得如此值得重视，以致它的最大的射电亮温度有一个大约 10^{12} K的极限值。这个极限值对于强射电发射的理论解释提供了一个有益的启发。即如果射电亮度大大超过 10^{12} K，就说明辐射由相干过程产生，而不是由正常的同步加速机制产生的。逆康普顿效应的另一个后果，就是在密度足够大的高能电子和辐射光子处产生散射。和低能光子碰撞的相对论性电子可以注入足够的能量给光子，使其能量转移到光学辐射或X射线波段。

(2)多普勒效应 波源和观测者的相对运动造成观测到的波的频率发生变化的现象称多普勒效应。它由奥地利物理学家于1842年发现。从声音反映的多普勒效应是众所周

知的。如火车的呼啸，当一列火车到达时发出较高的声音，而当它驶去时，音调下降。这是因为当火车驶近时，声波受到压缩，波长缩短，增加了每秒钟到达观测者处的波数。而当火车离我们而去时，波被拉长，因而频率下降。这个过程对射电波来说是完全和在光波的情形一样的。

如果波速是 c ，1秒钟之后，波行进了距离 c 。不过在这段时间之内，波源相对于观测者也移动了一段距离，它等于波源本身的速度 v （这里指波源相对观测者的速度，称视向速度），所以我们有波长（频率）的变化份额 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{v}{c}$ 。在视线方

向辐射波长（或频率）的变化 $\Delta\lambda$ （或 $\Delta\nu$ ）是以波长（或频率）标度的多普勒位移， λ_0 （或 ν_0 ）是谱线中心的波长（或频率）。这样，由测量谱线的多普勒位移可以求得天体的视向速度。

多普勒效应可以很容易由21cm氢线观测到。如果氢是向着我们移动，这条谱线的波长就变得短些，如果是相对我们离去，波长就增长了。这样我们可以推出氢的运动，这就导出了银河系旋涡运动的信息。

原子和分子谱线的多普勒位移是气体区域运动的有价值的指示参数。另外，由多普勒效应引起的谱线致宽表现了由于原子或分子集团无规位移构成的内部运动的总效果。这种无规运动是由气体的组元粒子的热速度和大尺度湍动引起的，由多普勒致宽可以推算出发射物质的温度。

二、射电观测设备引言

1. 基本组成部分及其主要困难

基本的射电天文观测系统（见图2.12）包括：

- (1)一个有选择地收集来自天空小区域的辐射的天线。

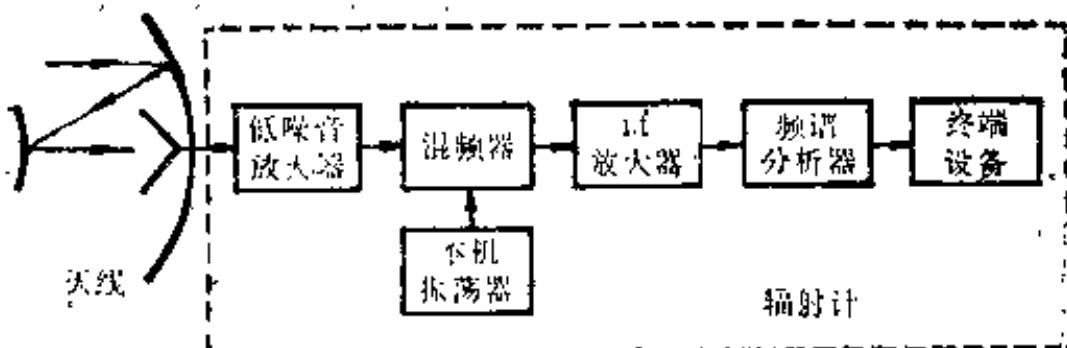


图2.12 基本的射电观测系统。

(2)一个能够放大来自天线输出的在有限频带范围内辐射的接收机,它称为辐射计.

(3)一个收集并处理辐射计输出的终端设备.

射电望远镜的困难问题:

(1)在厘米波段,低噪音放大器限制灵敏度并且会引起不稳定.

(2)在短毫米波段低噪音放大器不存在,必须发展有效的混频器.

(3)毫米波段的本地振荡器价格昂贵,不稳定,目前可用固态源.但在亚毫米波段不存在.

(4)覆盖GHz带宽的频谱分析器需要 $\sim 10^4$ 个通道.

2. 射电望远镜和光学望远镜的不同点

(1)信号检测器和望远镜耦合的方式 射电望远镜没有放在焦平面上形成天体象的照相底片的等效物.指向射电源的天线的输出是简单的天线终端的电压,它和一个线性放大器耦合,最后被检测并记录下来.和照相底片可以一次得到大量空间信息相比较射电镜只能得到单一模式的空间信息.一个射电源的图是由天线方向图的铅笔束对射电源的各部分相继扫描而获得的.单一模式只描述一种偏振方式,所

以一张射电图也只表现一种偏振。

(2) 取得分辨率的特征 长久以来都认为射电望远镜工作在那样长的波段上, 角分辨率基本上比光学望远镜要差得多。实际上由于两个原因, 情况并非如此。第一, 大的光学望远镜的衍射限制 $\leq 0.1''$, 而大气不规则抖动 $\geq 1''$, 所以光学望远镜的分辨率主要取决于大气宁静度(或反射器精度)。而在射电波段, 大气抖动引起的传播信号的起伏远小于波长, 大气效应远不重要。第二, 在望远镜的入射口面上处理相干的射电波比处理相干的光学信号要容易得多, 所以射电望远镜可以工作在远比光学望远镜更接近于理论分辨率的极限上。由于照相底片的多模特性, 一个实源产生一个延伸的象, 不损失星光。而对于射电镜, 大气效应可以忽略, 分辨率取决于衍射效应, 或受限于天线结构的精确程度。由于天线馈源的单模特征, 天线表面的不精确结构就要使来自点源的辐射散射, 形成在焦点处的馈源所不能接收的模式, 这种辐射就损失掉了。所以射电望远镜的天线制造有对理想表面的 rms 公差不大于工作波长的 $\frac{1}{20}$ 的要求。

对于射电天文应用, 天线的两个最重要的特征就是角分辨率和收集面积。目前已有的望远镜的这两个参量分别达到 10^{-3} 角秒和 10^6 m^2 。

3. 射电望远镜分类概要

射电望远镜按其收集资料的途径可分为铅笔束(单束天线和相加干涉仪)以及孔径综合望远镜两种。前者的方向图有一个主瓣(或具有一对终端输出的一个极大)或有几个具有本身独立输出的主瓣。铅笔束天线对某天区的扫描可直接取得这个天区的天图。孔径综合则是用一对小天线的输出来相

继地记录不同的天线间距和方向。当填满一个孔径面积 A 的所有的间距和方向的资料都取得并综合后就可得到相当于一个连续孔径 A 的分辨率的望远镜所取得的夫图。

铅笔束天线又分为连续孔径天线和非连续孔径天线两种。前者是指射电望远镜天线整个的孔径面积没有实质性的空隙，都能收集辐射。按照天线的形状，它又可分为抛物面，球面，抛物柱面，喇叭和偶极子天线等。后者是指在整个孔径的一个部分上分布着天线的实质结构的一类望远镜，各种干涉仪系统属于此类。

按射电望远镜测量的量的性质，也可把它们分成总功率望远镜和相关望远镜。前者藉总功率接收机测量天线接收到的辐射功率。后者是由两个分立的天线通过相关接收机连接起来的系统，其总的输出正比于两个天线元输出电压乘积的平均值。所以干涉仪就可又分为相加和相关两类。相加干涉仪是将天线的输出连接到一个公共的总功率接收机上并进行相加的系统；相关干涉仪则是将一对天线的输出和一台相关接收机相连接的系统。如双天线干涉仪就有相加型和相关型。十字栅是相关干涉仪，而环形栅则是作总功率望远镜使用的，复合栅组元栅阵本身是相加性质的，而这个栅和另一个大的连续孔径之间则是相关连接的。

三、射电天文测量

1. 特点

(1) 观测的频率范围和功率水平 射电天文测量覆盖的频率范围由约3MHz到300GHz(相当于波长约100m到1mm)，我们称为射电窗(图1.1)。这个波带的低频限制由电离层的反射和吸收决定，而高频限制是由大气中的水汽、氧

气和臭氧的吸收引起的。可见光不能穿透云层。因此光学天文观测不能在阴天进行，但云层并不阻挡无线电波的传播，所以阴雨天不影响射电观测。不过雨滴对10GHz以上的无线电波有显著衰减。

雷达、地面通讯、电视和航天等使用的波段，同样在这个“射电窗”的范围内。它们发射强大的射电波给射电天文观测带来了严重的干扰，国际电讯协会通过国际协调在无线电法中划分了各类无线电业务使用的频率范围，也给射电天文划出了一些频率范围，以便一些特殊的谱线和波段在观测中不受干扰。例如(1400—1427)MHz对应的是中性氢谱线，等等。

来自辐射源的辐射有噪音的性质，射电测量接收的噪音还要包括来自周围环境的热噪音以及产生于辐射计本身的机生噪音。射电测量所涉及的功率非常之小，目前一个大型射电望远镜能在10MHz频率上收集到 10^4m^2 面积上的辐射。接收机能测出 10^{-18} 瓦的功率。射电望远镜是人类建造的最灵敏的设备之一。

(2) 主要的测量量 我们通过电磁辐射取得来自各类天体的信息。射电天文测量要解决的主要问题是：1) 探测射电频段的电磁辐射。要求的条件是接收天线要有足够大的有效面积，接收机要有足够高的灵敏度。为了了解天体的物理性质以及天体和观测者之间沿途空间介质的影响，必须测量电磁辐射的偏振状态、频谱分布、谱线位置和谱线轮廓。2) 确定天体射电辐射的方向，记录它们的坐标位置，描绘出它们的空间分布图象，这就要求天线系统具有高分辨本领。3) 测量表征天体特征的各参量随时间的变化。对快速变化需要发展特殊的记录方法。

(3) 典型的射电观测过程是把天线交替地指向射电源及一个没有射电源，但存在背景噪音的比较区域。指示器上指

向源和离开源的两次读数之差就代表接收到的来自射电源的辐射功率。辐射计设计成线性的，使得接收的信号可以藉参考噪声源来校准。这个参考或称校准信号，是迭加在来自天线终端的信号上的。

2. 有关的坐标系和傅里叶变换

(1) 坐标系 我们将讨论的射电望远镜的天线用笛卡尔直角坐标系(x, y, z)来描述，把 xy 平面选在天线孔径平面上，长度单位取为对应接收机中心频率的波长。

我们讨论的天空的方向将用相对于天线坐标 x, y, z 轴的方向余弦(l, m, n)来确定。即：

$$l = \cos\alpha, m = \cos\beta, n = \cos\gamma. \quad (2.1)$$

α, β 和 γ 为讨论的方向与 x, y, z 轴之间的夹角，也即我们可以用在单位半径的天球上的一个点的直角坐标(l, m, n)来定义方向，如图2.13。因为 l, m, n 之间有关系

$$l^2 + m^2 + n^2 = 1 \quad (2.2)$$

所以只要用(l, m)就够了。这是一种直角坐标，半个天球上的任何一个方向，都可用单位球上一点或它在 lm 平面上的投影(l, m)来表示。每个点(l, m)实际上对应着两个方向，每个半

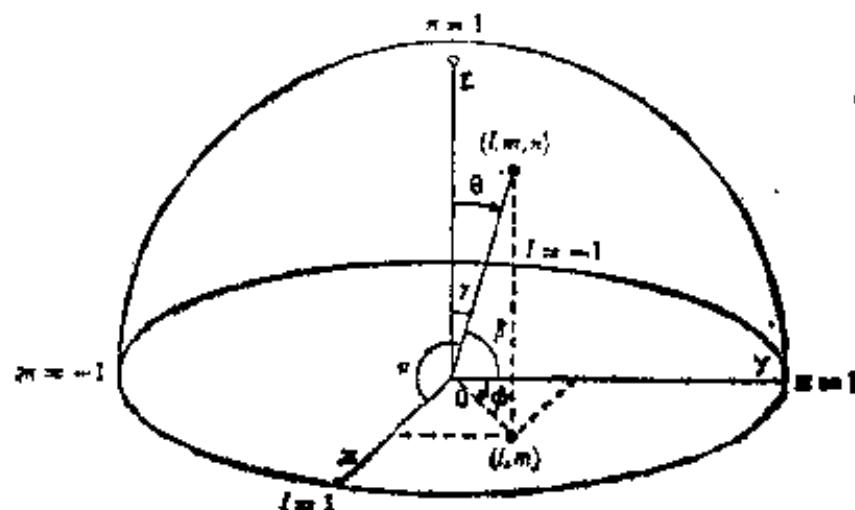


图2.13 所用坐标系。

球一个，一般不会引起混淆。把方向 (l, m) 上的小立体角 $d\Omega$ 投影到 lm 平面上我们有

$$d\Omega = \frac{dl dm}{\cos \gamma} = \frac{dl dm}{(1 - l^2 - m^2)^{1/2}} \quad (2.3)$$

我们还可以用 θ 和 ϕ 表示 l, m 和 n , 见图(2.13)。在天文测量中 θ 代表天顶距 Z , 而 ϕ 代表方位角 A , 我们有关系式:

$$l = \sin \theta \sin \phi, \quad m = \sin \theta \cos \phi, \quad n = \cos \theta. \quad (2.4)$$

(2) 傅里叶变换

1) 傅里叶变换及其逆变换 如果

$$f(l) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp[j2\pi xl] dx, \quad (2.5)$$

函数 $f(l)$ 称为函数 $g(x)$ 的傅里叶变换。

如果 $f(l)$ 是由(2.5)式给出, $g(x)$ 可以写成

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(l) \exp[-j2\pi xl] dl. \quad (2.6)$$

即傅里叶变换的逆变换。这两个函数以近似对称的形式相联系, 我们称它们为一个傅里叶对, 使用符号 \Leftrightarrow 表示, 我们有

$$\begin{cases} f(l) \Leftrightarrow g(x) \\ g(x) \Leftrightarrow f(l) \end{cases} \quad (2.7)$$

2) 傅里叶变换存在的条件 $g(x)$ 的傅里叶变换及其逆变换只有在满足下面两个条件时才有意义:

a. $\int_{-\infty}^{\infty} |g(x)| dx$ 存在,

b. $g(x)$ 在 $(-\infty, \infty)$ 上只有有限个极值点和有限个第一类间断点。

3) 偶函数与奇函数 一个函数 $g(x)$ 可以有偶部和奇部, 即

$$g(x) = \text{偶 } g(x) + \text{奇 } g(x), \quad (2.8)$$

如果它又是复函数，则

$$g(x) = \text{Re } g(x) + j \text{Im } g(x), \quad (2.9)$$

我们有

$$\text{偶 } g(x) = \frac{1}{2}[g(x) + g^*(-x)], \quad (2.10)$$

$$\text{奇 } g(x) = \frac{1}{2}[g(x) - g^*(-x)], \quad (2.11)$$

以及

$$\text{Re } g(x) = \frac{1}{2}[g(x) + g^*(x)], \quad (2.12)$$

$$j \text{Im } g(x) = \frac{1}{2}[g(x) - g^*(x)]. \quad (2.13)$$

如果 $f(l)$ 和 $g(x)$ 是一个傅里叶对

$$f(l) \rightleftharpoons g(x), \quad (2.14)$$

那么

$$\text{Re } f(l) \rightleftharpoons \text{偶 } g(x), \quad (2.15)$$

$$j \text{Im } f(l) \rightleftharpoons \text{奇 } g(x). \quad (2.16)$$

如果把 $g(x)$ 的实部和虚部也分开，则有

$$\text{偶 } \text{Re } f(l) \rightleftharpoons \text{偶 } \text{Re } g(x), \quad (2.17)$$

$$\text{偶 } j \text{Im } f(l) \rightleftharpoons \text{偶 } j \text{Im } g(x), \quad (2.18)$$

$$\text{奇 } j \text{Im } f(l) \rightleftharpoons \text{奇 } \text{Re } g(x), \quad (2.19)$$

$$\text{奇 } \text{Re } f(l) \rightleftharpoons \text{奇 } j \text{Im } g(x), \quad (2.20)$$

4) 傅里叶变换的几个重要性质 假定 $g_1(x)$ 和 $g_2(x)$ 的傅里叶变换分别是 $f_1(l)$ 和 $f_2(l)$ ，那么我们有：

a. 线性

$$af_1(l) + bf_2(l) \rightleftharpoons ag_1(x) + bg_2(x). \quad (2.21)$$

其中 a, b 是常数。

b. 相似

$$\frac{1}{|a|} f\left(\frac{l}{a}\right) \Leftrightarrow g(ax). \quad (2.22)$$

它的意义是当一个函数的尺度变宽时，它的傅里叶变换的尺度就变窄。例如，一个望远镜的孔径变大，它的方向图形就变窄。

c. 位移 如果对 $g(x)$ 引进一个线性相移 $\exp(j2\pi sx)$ ，它的傅里叶变换变为 $f(l+s)$ ，即

$$f(l+s) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp[j2\pi x(l+s)] dx \quad (2.23)$$

d. 帕塞法尔等式

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(l)|^2 dl = \int_{-\infty}^{\infty} |g(x)|^2 dx. \quad (2.24)$$

即任一函数的模的平方的积分等于它的傅里叶变换的模的平方的积分。

e. 折积 两个函数的折积用 \star 表示：

$$\text{和 } f_1(l) \star f_2(l) \Leftrightarrow g_1(x) \star g_2(x), \quad (2.25)$$

$$f_1(l) * f_2(l) \Leftrightarrow g_1(x) * g_2(x). \quad (2.26)$$

两个函数的折积定义作：

$$g_1(x) \star g_2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\sigma) g_2(x - \sigma) d\sigma. \quad (2.27)$$

而且，我们还有

$$g_1(x) * g_2(x) = g_2(x) * g_1(x). \quad (2.28)$$

f. 平滑 两个函数的平滑用 \star 表示，定义作：

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\sigma) g_2(\sigma - x) d\sigma &\equiv g_1(x) \star g_2(x), \\ &\equiv g_1(x) * g_2(-x) \\ &\equiv g_2(-x) * g_1(x) \\ &\equiv g_2(-x) \star g_1(-x) \end{aligned} \quad (2.29)$$

如果我们有 $f_1(l) \rightleftharpoons g_1(x)$, $f_2(l) \rightleftharpoons g_2(x)$,
 那么 $f_1(-l) \cdot f_2(l) \rightleftharpoons g_1(x) \star g_2(x)$. (2.30)

3. 基本参量

(1) 辐射流密度 S_m (瓦米 $^{-2}$ 赫 $^{-1}$) 定义为从接收地单位面积，在单位频率间隔收到的能量，(m 表示接收到的辐射的偏振应与天线的偏振“匹配”）。它与单位频率间隔里天线输出端的有用功率 P (瓦赫 $^{-1}$) 成正比。

$$P = AS_m. \quad (2.31)$$

(2) 天线有效面积 $A(l, m)$ (米 2) 它是(2.31)式的比例系数，表示望远镜在这个频率上，接收来自任何特定方向的辐射并把功率送到输出端的有效程度。如果天线把所有投射到它上面的匹配偏振能量都传到接收机，天线的有效面积就等于它的几何面积。实际上在极大响应方向上的有效面积 A_{max} 有时接近几何面积，在别的方向上就小于它。所以 A 是入射方向 (l, m) 的函数。

实际上接收机测得的实际功率 W (瓦) 是接收频带 $\Delta\nu$ (赫) 内的可用功率，故

$$W = P\Delta\nu = AS_m\Delta\nu. \quad (2.32)$$

(3) 射电亮度 $B(l, m)$ (瓦米 $^{-2}$ 赫 $^{-1}$ 球面度 $^{-1}$) 定义为从天体上单位面积，在单位频率间隔，单位时间内向单位立体角发出的能量，即单位立体角中的辐射流密度。

辐射的匹配偏振分量的射电亮度 $B_m(l, m)$ 由下式表示：

$$B_m(l, m) = S_m / \Delta Q. \quad (2.33)$$

由上可见 $A, \Delta\nu$ 是系统参量， W 是测量量，由(2.31) — (2.33) 可以求得 S 或 B 。这是天体辐射的基本参量，也是射电测量主要推求的参量。

(4) 天线温度 $T_a(k)$ 射电天文测量的功率很小，常

用温度单位代替功率单位。设想在接收机的输入端用一个电阻来代替天线，常把天线收到的一定频率间隔内的有用功率 P ，等价于这个电阻在温度为 T_a K 时的可用热噪声功率，这个假想电阻的温度 T_a 称天线温度。两者的关系由 Nyquist 公式给出，即

$$P = kT_a \text{ (瓦赫}^{-1}\text{)} \quad (2.34)$$

式中 $k \approx 1.38 \times 10^{-23}$ 瓦赫 $^{-1}$ 度 $^{-1}$ ，为波尔兹曼常数。在射电天文测量中惯用 $T_a = 1$ K 作为 P 的单位，它是功率电平的简化表示，与任何真实的温度毫无关系。

(5) 亮温度 $T_b(l, m)$ (K) 我们把在方向 (l, m) 上的射电源的射电亮度 $B(l, m)$ 等价于温度为 T_b K 的黑体辐射器的亮度。这个假想的黑体的温度 T_b 就称作射电源在这个方向上的亮温度。两者的关系由瑞利-琼斯公式近似给出：

$$B \approx 2kT_b/\lambda^2, \quad (\text{对于 } h\nu \ll kT_b) \quad (2.35)$$

其中 $h = 6.6 \times 10^{-27}$ 尔格秒，是普朗克常数。实际上大部分天体并非黑体，但我们仍用(2.35)式定义的 T_b 来表示 B 。这个温度同样与任何真实的温度无关。

(6) 天线的功率增益 $G(l, m)$ 在 (l, m) 方向上天线的功率增益定义为在此方向，单位立体角内天线发射的功率 $W(l, m)$ 与当天线的辐射是各向同性时，平均发射功率 $W_s/4\pi$ 之比值，

$$G(l, m) = \frac{W(l, m)}{W_s/4\pi} \quad (2.36)$$

当天线有损耗时，发射功率 $W_s = \eta_s w_s$ ， w_s 是供给天线的功率。 η_s 是天线辐射效率。 $G(l, m)$ 是方向的函数，有一极大值 G_{\max} 。

(7) 天线的功率方向图 $P(l, m)$ (或称天线瓣) 它是对极大响应方向归一化的有效面积或功率增益，

$$P(l, m) = A(l, m)/A_{\max} = G(l, m)/G_{\max} \quad (2.37)$$

功率方向图反映出一台天线的分辨本领。在极大附近的瓣称主瓣，其它的瓣称旁瓣。主瓣的半功率点间的宽度称天线的角分辨率。主瓣越窄，分辨本领就越高。旁瓣越小越好。主瓣小于两个点源间的角距离时就说这台天线可以把这两个点源分辨开来。

(8)场强方向图 $F(l,m)$ 一般是一个复函数，它把天线终端电压的振幅和相位描述为波的入射方向的函数。其相位项是相对于处于地面坐标系 x,y,z 原点的一个各向同性天线终端的相位而言，它对极大响应方向 A_{\max} 归一化，

$$A(l,m) = A_{\max} |F(l,m)|^2 (\text{米}^2). \quad (2.38)$$

确定电压馈电天线场强方向图的基本方法是解带有边界条件的麦克斯韦方程。实际上要用近似方法。

设想天线完全被一个场强(或电流)为已知的表面包围起来，我们可以计算外部的场。简化处理时，把上述表面取为紧贴在天线前面的无限平面，而且近似地认为电流全部局限在天线孔径的区域里。

(9)照明函数 $g(x,y)$ 它描写天线孔径上的电流分布。一般地说它是表示电流的振幅和相位的一个复函数。

4. 天线对天体辐射的响应—— T_a 和 T_b 的关系

考虑黑体是随机偏振的。匹配的偏振亮度 $B_m = \frac{1}{2}B$ ，根据(2.32)—(2.35)，我们有

$$T_a = \frac{1}{\lambda^2} \int_{4\pi} T_b(l,m) A(l,m) d\Omega. \quad (2.39)$$

如果一个天线和一个匹配电阻相连接并放在一个实际温度为 T 的黑体辐射的环境里，那么 $T_b(l,m) = T$ 。当系统处于平衡状态时，黑体辐射通过天线流入电阻的能量应当和电阻

通过天线流出的热噪音相等。即 $T = T_a$, 将这些值代入(2.39), 可得

$$\int_{4\pi} A(l, m) d\Omega = \lambda^2. \quad (2.40)$$

由(2.39)和(2.40)可得

$$A(l, m) = \lambda^2 P(l, m) / \int_{4\pi} P(l, m) d\Omega, \quad (2.41)$$

即对于没有欧姆损耗的理想天线, 其有效面积由方向图的形状决定。如果天线的分辨本领较高, 旁瓣和天空背景的影响可以忽略。对于角径小于主瓣的源——点源, (2.39)式给出

$$T_a(\text{点源}) = \frac{1}{\lambda^2} T_b A_{\max} \quad (2.42)$$

对于角径大于主瓣的源——展源, 我们有

$$T_a(\text{展源}) = T_b, \quad (2.43)$$

T_b 是天体的真的亮温度分布, 是所求的量, T_a 是用望远镜直接测得的量, A, P 则是已知的。

四、射电望远镜的理论基础

1. 天线方向图的计算

(1) 场强方向图和照明分布的关系 对二维和一维的照明分布, 两者的关系如下:

$$F(l, m) = \left. \begin{aligned} & \text{常数} \cdot F_*(l, m) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \right. \\ & \left. \cdot \exp[j2\pi(xl + ym)] dx dy \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2.44)$$

$$F(l) = \left. \text{常数} \cdot F_*(l) \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp[j2\pi xl] dx \right\}$$

其中 $F_*(l, m)$ 和 $F_*(l)$ 是二维和一维情况下在 x, y, z 坐标系的原点 $(0, 0, 0)$ 上一个孔径元的场强方向图。位于 (x, y, z) 的

孔径元，其场强方向图在所有方向上都有着和原点上的单元相同的幅度，但相位将相差 $2\pi(xl + ym + zn)$ （弧度）。

上式可看作二维和一维的傅里叶积分，这种积分的特性可用于简化天线的计算。从(2.44)式的关系可见，场强方向图和照明分布之间具有傅里叶变换关系。举二维为例。

$g(x, y)$ 的二维傅里叶变换 $f(l, m)$ 由下面的方程定义：

$$f(l, m) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[j2\pi(xl + ym)] dx dy, \quad (2.45)$$

$g(x, y)$ 可以写成 $f(l, m)$ 的逆傅里叶变换：

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(l, m) \exp[-j2\pi(xl + ym)] dl dm. \quad (2.46)$$

这两个函数组成一个傅里叶对，记作

$$f(l, m) \rightleftharpoons g(x, y) \quad (2.47)$$

它等价于(2.45)，并包含了(2.46)，如强调(2.46)，傅里叶对可写成：

$$g(x, y) \rightleftharpoons f(l, m). \quad (2.48)$$

(2) 计算方向图的步骤

已知： 照明函数 $g(x, y)$ （即发射时的电流分布），

求： 天线的场强方向图，功率方向图及有效面积。

$$1) \quad f(l, m) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[j2\pi(xl + ym)] dx dy, \quad (2.49)$$

$y(x, y)$ 的二维傅里叶变换

$$2) \quad F(l, m) = \text{常数} \cdot F_s(l, m) f(l, m), \quad (2.50)$$

天线的场强方向图，其中“常数”应使场强方向图（模）在极大方向归一化为1。

$$3) \quad P(l, m) = |F(l, m)|^2, \quad (2.51)$$

功率方向图，它是场强方向图的模的平方。

$$4) A(l, m) = A_{\max} P(l, m), \quad (2.52)$$

天线的有效面积，其中

$$A_{\max} = \eta_s \lambda^2 / \int 4\pi P(l, m) d\Omega \quad (2.53)$$

式中 η_s 为辐射效率。

举例：均匀照明的大矩形孔径，设天线孔径边长分别为 L_x 和 L_y 个波长，则照明分布函数为

$$g(x, y) = \begin{cases} 1, & |x| \leq L_x/2 \text{ 和 } |y| \leq L_y/2 \\ 0, & \text{对于其它区域} \end{cases} \quad (2.54)$$

对于大孔径 ($L_x, L_y \gg 1$)，由 (2.49) — (2.53) 得

$g(x, y)$ 的傅里叶变换：

$$f(l, m) = L_x L_y \frac{\sin(\pi L_x l)}{\pi L_x l} \frac{\sin(\pi L_y m)}{\pi L_y m}. \quad (2.55)$$

场强方向图：

$$F(l, m) \approx \frac{\sin(\pi L_x l)}{\pi L_x l} \frac{\sin(\pi L_y m)}{\pi L_y m}. \quad (2.56)$$

有效面积：

$$A(l, m) = \eta_s \lambda^2 L_x L_y \left[\frac{\sin(\pi L_x l)}{\pi L_x l} \frac{\sin(\pi L_y m)}{\pi L_y m} \right]^2. \quad (2.57)$$

图(2.14)是均匀照明的矩形孔径的照明分布 $g(x, y)$ ，场强方向图 $F(l, m)$ 和有效面积 $A(l, m)$ 。

(3) 傅里叶变换的性质的利用 对于非均匀照明傅里叶积分变得很复杂，但往往可以利用傅里叶分析的定理来简化计算。

1) 加法定理 两个照明分布函数之和(或之差)的傅里叶变换等于分布函数各自的傅里叶变换之和(或之差)。

2) 折积定理 这是傅里叶变换几个定理中最重要的一

个。它表明两个照明分布函数 $g_1(x), g_2(x)$ 的折积的傅里叶变换等于它们各自的傅里叶变换 $f_1(l), f_2(l)$ 的乘积 $f_1(l) \cdot f_2(l)$, 即

$$f_1(l) \cdot f_2(l) \Leftrightarrow g_1(x) * g_2(x) \quad (2.58)$$

$$f_1(l) * f_2(l) \Leftrightarrow g_1(x) \cdot g_2(x) \quad (2.59)$$

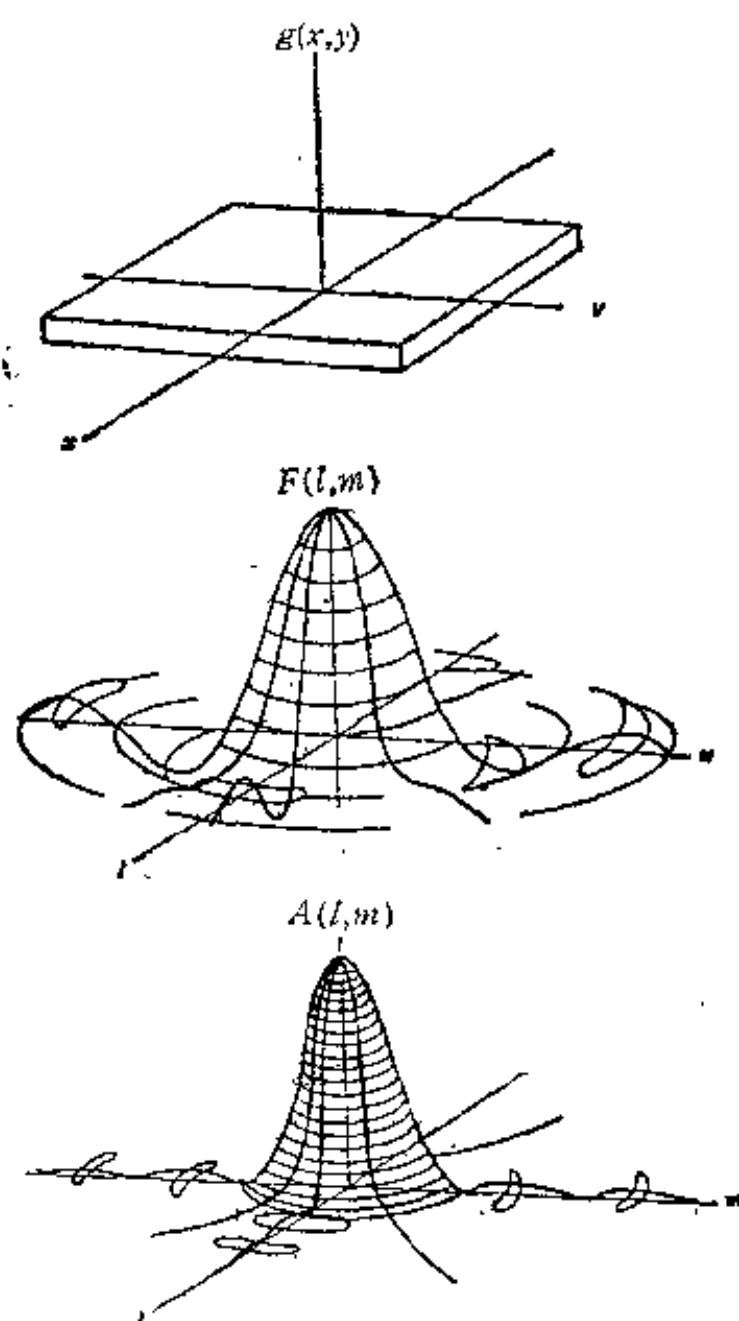


图2.14 均匀照明的矩形孔径的照明分布
 $g(x, y)$, 强度方向图 $F(l, m)$ 和有效面
 积 $A(l, m)$ 。

而折积形式上定义作

$$g_1(x) * g_2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\sigma) g_2(x - \sigma) d\sigma \quad (2.60)$$

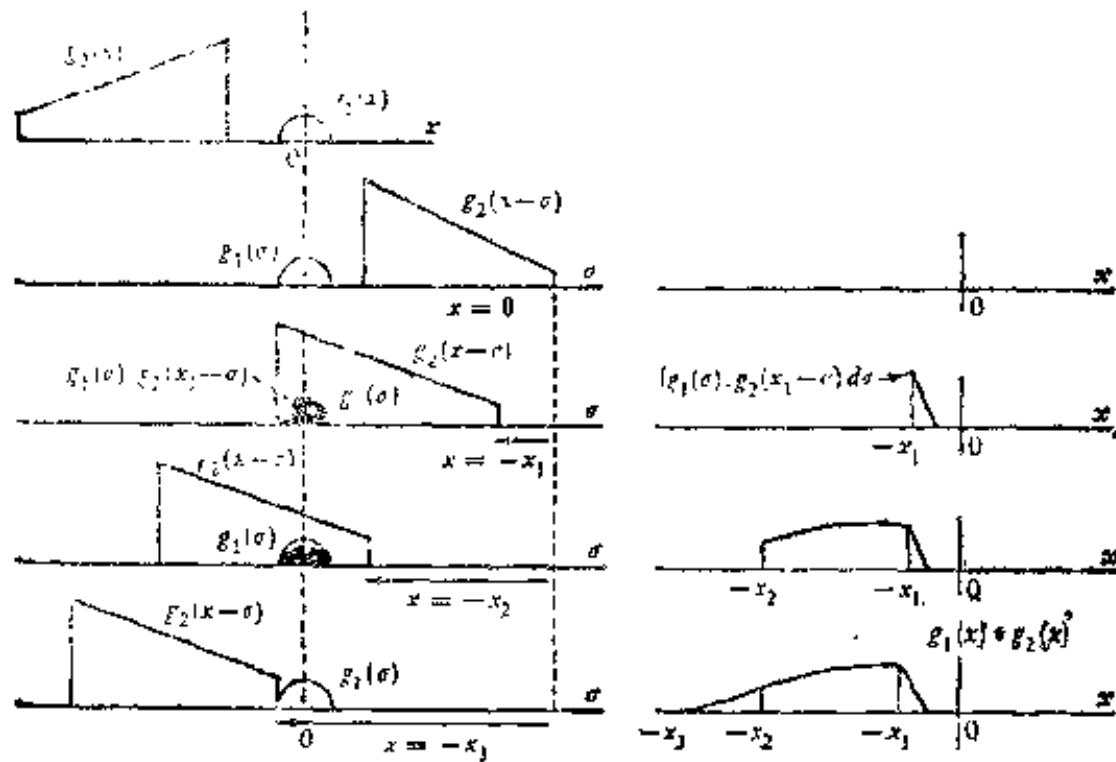


图2.15 折合积分

$$g_1(x) * g_2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\sigma) g_2(x - \sigma) d\sigma$$

的几何表示，在两个函数的每一个间距 x 处它们的乘积的积分给出折合积分的一个点。

由图2.15可从几何上看出折积的意义：设想一个函数的图形盖在另一个函数的图形上进行平移，在两个函数的任意一个相对位置 x 处，两个函数乘积的积分给出了一个新函数上的一点，这个新函数称为这两个分量函数的折积。

图2.16则是利用折积定理计算复杂的照明分布的一个例子。(e)是由六个抛物面组成的栅形阵的照明分布，它是由 $g_1(x), g_2(x), g_3(x)$ 推出的。即把一个无限的钉状阵先乘以一个有限的均匀的照明分布，再和一个高斯函数折积。数学形式是 $[g_1(x) * g_2(x)] * g_3(x)$ 。 g_1, g_2, g_3 的傅里叶变换为 $f_1(l), f_2(l), f_3(l)$ ，这样(e)的变换(e')可以由此简单推出，即

$$[f_1(l) * f_2(l)] * f_3(l)$$

计算化为一系列简单的步骤.

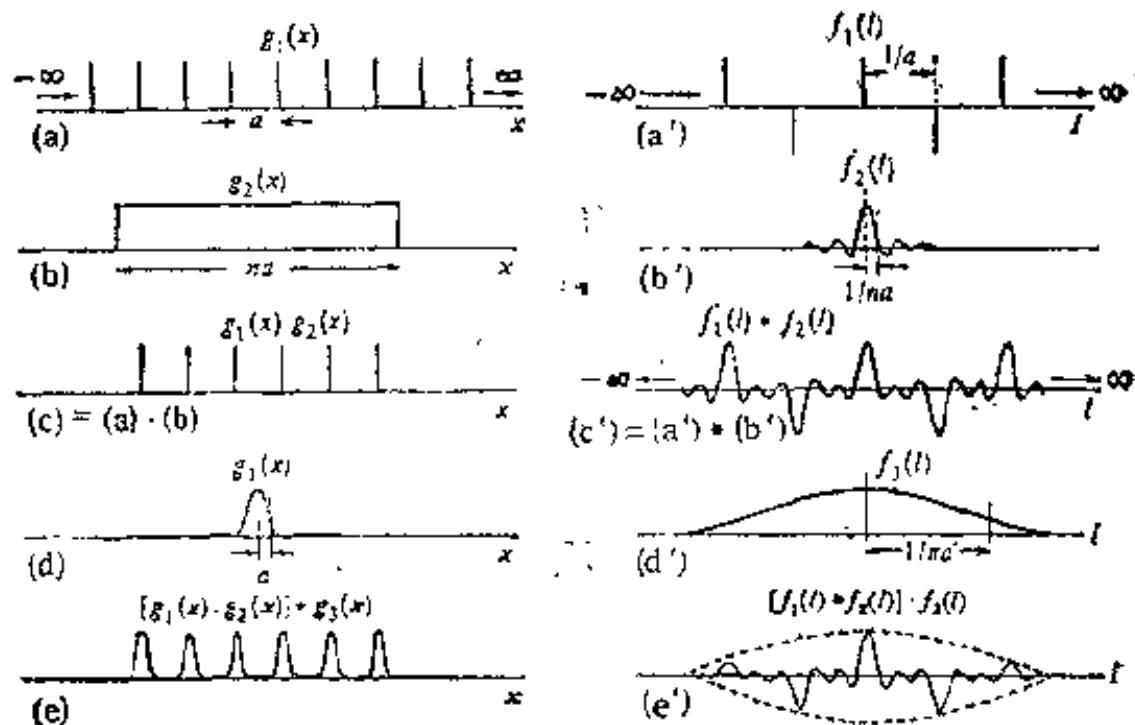


图2.16 (e)由六个抛物面组成的栅阵的照明分布.(a),(b),(c)和(d)表明这个照明分布如何由已知的三个照明分布(a),(b)和(d)的变换(a'),(b')和(d')推导出来,(e)的变换(e')则可容易地由(a'),(b')和(d')推出来。

3)位移定理 照明分布函数\$g(x)\$上的一个线性相移可以导致在方向余弦\$l\$上的一个位移,即天线响应转到了一个新位置,这常用于天线的电扫描. 我们有:

$$f(l) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp[j2\pi xl] dx \quad (2.61)$$

如果沿天线对\$g(x)\$引进一个每单位波长\$2\pi s\$(弧度)的线性相移,\$g(x)\$就变为

$$g(x) \exp[j2\pi sx]$$

它的傅里叶变换就变为

$$\tilde{f}_s(l) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp[j2\pi x(l+s)] dx \equiv f(l+s) \quad (2.62)$$

2. 相关望远镜的理论基础

1) 相相关望远镜的原理 如果来自天线的噪音电压 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$ 包含着相关的(用下标 c 表示)和不相关的(用下标 u 表示)成分, 则

$$\left. \begin{aligned} V_1(t) &= V_{c1}(t) + V_{u1}(t), \\ V_2(t) &= V_{c2}(t) + V_{u2}(t), \end{aligned} \right\} \quad (2.63)$$

其中相关的成分 $V_{c1}(t)$ 和 $V_{c2}(t)$ 有着共同的起源, 例如它们可以是对两个天线的输出作出贡献的同一源的辐射引起的, 可以表示成

$$V_{c2}(t) = \text{常数} \cdot V_{c1}(t + \tau) \quad (2.64)$$

其中 τ 是来自两个天线的信号到达接收机的时间差异.

两个天线输出电压乘积的时间平均值可写为

$$\begin{aligned} \overline{V_1 V_2} &= \overline{(V_{u1} + V_{c1})(V_{u2} + V_{c2})} \\ &= \overline{V_{u1} V_{u2}} + \overline{V_{u1} V_{c2}} + \overline{V_{c1} V_{u2}} + \overline{V_{c1} V_{c2}} \end{aligned} \quad (2.65)$$

除了最后一项外, 每项都含有非相关电压, 而它们在一定时间间隔 t 内的平均值, 当 $t \rightarrow \infty$ 时, 都将等于零, 所以如果 t 选得足够大时, 我们有

$$\overline{V_1 V_2} = \overline{V_{c1} V_{c2}} \quad (2.66)$$

即电压乘积的时间平均等于它们的相关成分的乘积的时间平均. 相关(乘法)接收机就是用于测量这个平均电压乘积的.

实际上相关接收机的输出可表为两个总功率输出之差, 即两个组元天线直接相连(相加)和反相相连(相减)时的功率输出之差.

$$(V_1 + V_2)^2 - (V_1 - V_2)^2 = 4 \overline{V_1 V_2} \quad (2.67)$$

这就是相关接收机(又称相位开关接收机)的基础.

射电天文测量的信号相对于噪音功率是非常弱的, 噪音

电平的微小变化会完全掩没信号的变化,所以总功率测量设备要求极高的稳定性。相关望远镜由于对不需要的噪音(只产生非相关电压成分)不灵敏,大大降低了对稳定性的要求。这一特性为发展孔径综合技术开辟了道路。

综合孔径射电望远镜是基于这样的事实: 1) 单个大孔径所收集的信息里有许多是重复的,因而只有整个孔径的一部分才是需要的。2) 所需信息可用较小天线经过多次测量来收集,只要这些小天线可以移动使得能取得所需孔径中全部间距和方向。即为取得足够信息可以采用尽可能小的孔径,且所有的小孔径不需同时具备。这类望远镜只能观测在完成观测的整个过程中没有明显变化的源,同时也要求接收机在长时间里十分稳定。

2) 相关有效面积和相关温度 令相关望远镜的两个组元天线具有相同的偏振。如果 V_{e1} 和 V_{e2} 是正弦变化的电压,在到达相乘处时带着常数的相位差 ψ (弧度),而且它是由于波前到达两个组元天线的电中心的时间差 τ (秒)所引起的,

$$\psi = 2\pi\nu_0\tau = 2\pi(u\ell + v m), \quad (2.68)$$

其中 ν_0 为 λ 射波频率, u 和 v (以波长为单位)分别表示两个天线的中心在 x 和 y 方向的距离。

当两个组元天线的有效面积和场强方向图分别是 $A_1(l, m)$, $A_2(l, m)$ 和 $F_1(l, m)$ 和 $F_2(l, m)$ 时,可以得到相关望远镜的有效面积,也称余弦有效面积

$$\begin{aligned} A_e &= 2(A_1 A_2)^{\frac{1}{2}} \cos\psi \\ &= 2(A_{1\max} A_{2\max})^{\frac{1}{2}} |F_1||F_2| \cos\psi \\ &= 2(A_{1\max} A_{2\max})^{\frac{1}{2}} \operatorname{Re}\{F_1 F_2^*\} \end{aligned} \quad (2.69)$$

其中 F_2^* 是 F_2 的复共轭。至此所讨论的接收机也是余弦接收机,它只测量单位带宽的余弦相关功率 P_e (见图2.17(a)),

$$P_e = A_e S_m, \quad (2.70)$$

它对来自相位差

$$\psi = \pi/2 \pm i\pi \quad (i=0,1,2,\dots) \quad (2.71)$$

的方向的入射波是不敏感的。如在余弦接收机和一个天线之

间接入一个 $\frac{\lambda}{4}$ 延迟器(如图2.17(b)所示),接收机就变成了正弦接收机并对上述入射波产生响应。正弦接收机测量单位带宽的正弦相关功率 P_s ,

$$P_s = AsSm(\text{瓦赫}^{-1}), \quad (2.72)$$

其中 $As(l,m)$ 是望远镜的正弦有效面积

$$\begin{aligned} A_s &= 2(A_1A_2)^{\frac{1}{2}} \sin\psi \\ &= 2(A_{1\max}A_{2\max})^{\frac{1}{2}} I_m\{F_1F_2^*\} (\text{米}^2). \end{aligned} \quad (2.73)$$

相关望远镜通常都设计成能测量余弦和正弦两种输出。对于第三种连接(图2.17(c))相关器输出在正弦和余弦之间改变。

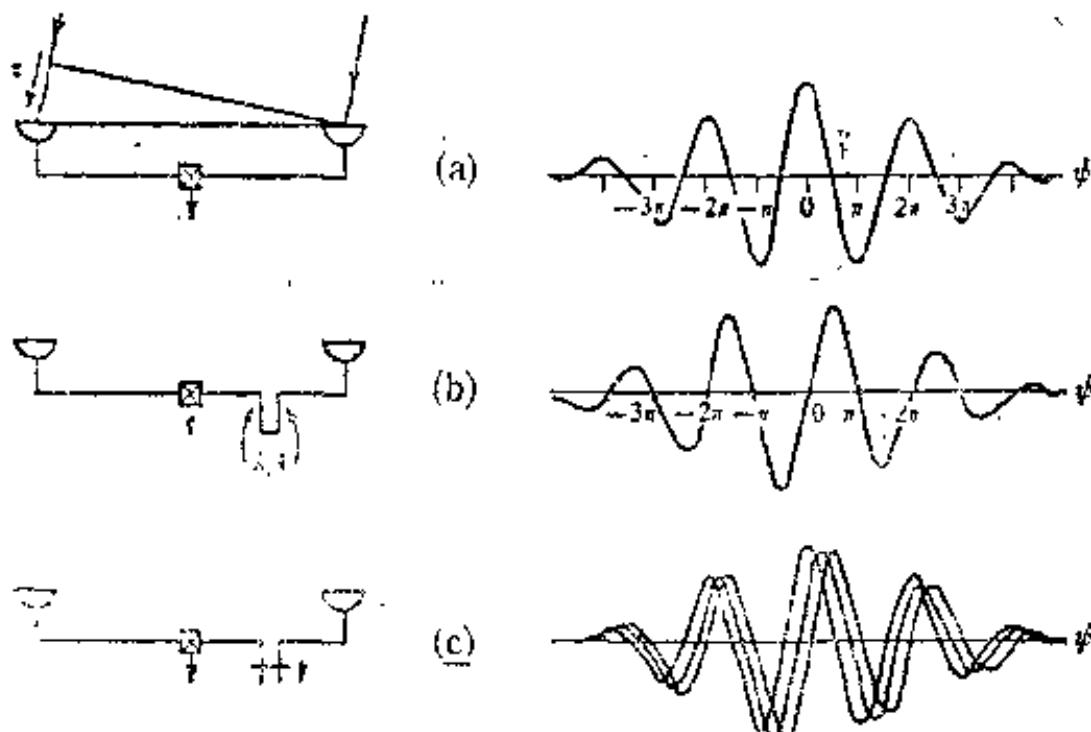


图2.17 两个天线连接成相关干涉仪。(a)余弦连接和相关器输出;(b)正弦连接和相关器输出;(c)可变的相位连接。

表达式(2.69),(2.73)表明余弦和正弦有效面积可分别看作一个复数有效面积 $A(l,m)$ 的实部和虚部

$$\begin{aligned} A &= A_o + jA_s \\ &= 2(A_1 A_2)^{\frac{1}{2}} \exp(j\psi) \\ &= |A|_{\max} F_1 F_2^*, \end{aligned} \quad (2.74)$$

其中 $|A|_{\max} = 2(A_{1\max} A_{2\max})^{\frac{1}{2}}$. (2.75)

这个复有效面积的模 $|A(l,m)|$ 构成对所有可能的相位 ψ 的方向图的包络

$$|A(l,m)| = 2[A_1(l,m) A_2(l,m)]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.76)$$

总功率望远镜形式上可看作相关望远镜的一个特殊的情况——两个天线元完全相同并且重合在一起($F_1 \equiv F_2$)。

类似地,我们也定义了余弦和正弦相关温度

$$\left. \begin{array}{l} P_o = kT_o \quad (\text{瓦赫}^{-1}) \\ P_s = kT_s \quad (\text{瓦赫}^{-1}) \end{array} \right\} \quad (2.77)$$

以及它们同余弦和正弦有效面积的关系:

$$\left. \begin{array}{l} T_o = \lambda^{-2} \int_{4\pi} T_B(l,m) A_o(l,m) d\Omega \\ T_s = \lambda^{-2} \int_{4\pi} T_B(l,m) A_s(l,m) d\Omega, \end{array} \right\} \quad (2.78)$$

并把它们分别看作复相关温度 T_a 的实部和虚部,

$$T_a = T_o + jT_s, \quad (2.79)$$

这样 $T_a = \lambda^{-2} \int_{4\pi} T_B(l,m) A(l,m) d\Omega$, (2.80)

其中 $A = A_o + jA_s$ 为复有效面积.

简单的热力学论证表明,对于相关望远镜复有效面积对全天空的积分等于零,

$$\int_{4\pi} A(l,m) d\Omega = 0 \quad (2.81)$$

相关望远镜和总功率望远镜的有效面积对全天空的积分(后者这个积分等于 λ^2)的差别说明两者的方向图的形状是不可能完全相同的.

3. 天线在射电测量中的影响

(1) 望远镜的转移函数 为了方便, 常把相关望远镜的方向瓣表示为两个场强方向图的乘积, 如(2.74)那样. 当引入积分变量(以波长为单位), 望远镜的有效面积可表为

$$A(l) = \int c(u) \exp[j2\pi ul] du, \quad (2.82)$$

其中 $c(u) = \text{常数} \cdot \int g_1(x) g_2^*(x-u) dx \quad (2.83)$

$$\equiv \text{常数} \cdot g_1(x) \star g_2^*(x) \quad (2.84)$$

是引入的望远镜的转移函数, 有时称空间频谱灵敏度函数. 由(2.82)式可见望远镜的有效面积是它的转移函数的傅里叶变换. 可写作

$$A(l) \doteq c(u). \quad (2.85)$$

(2.83)式的积分称为 g_1 和 g_2^* 的平滑积分, 用符号 \star 表示. 该式指出 $c(u)$ 是当 g_2^* 从它原来的位置移动了一个量u之后和 g_1 的乘积的积分. 图2.18给出了 $c(u)$ 的作图, 表示了这个函数是由一个天线的照明分布被另一个天线的照明分布的复共轭平滑而构成的. 它沿u轴所覆盖的区域代表两个天线各孔径元构成的所有可能得到的间距的总范围, 只有在起始位置存在着相距u个波长的两个孔径元, g_1 和平移的 g_2^* 才会重叠而且 $c(u)$ 不为零. $c(u)$ 的模和幅角分别表示相距u个波长的各对孔径元合成的幅度的乘积以及相位差.

我们可以类似得到二维转移函数和有效面积的关系:

$$\left. \begin{aligned} A(l, m) &\doteq c(u, v) \\ c(u, v) &= \text{常数} \cdot g_1(x, y) \star g_2^*(x, y), \end{aligned} \right\} \quad (2.86)$$

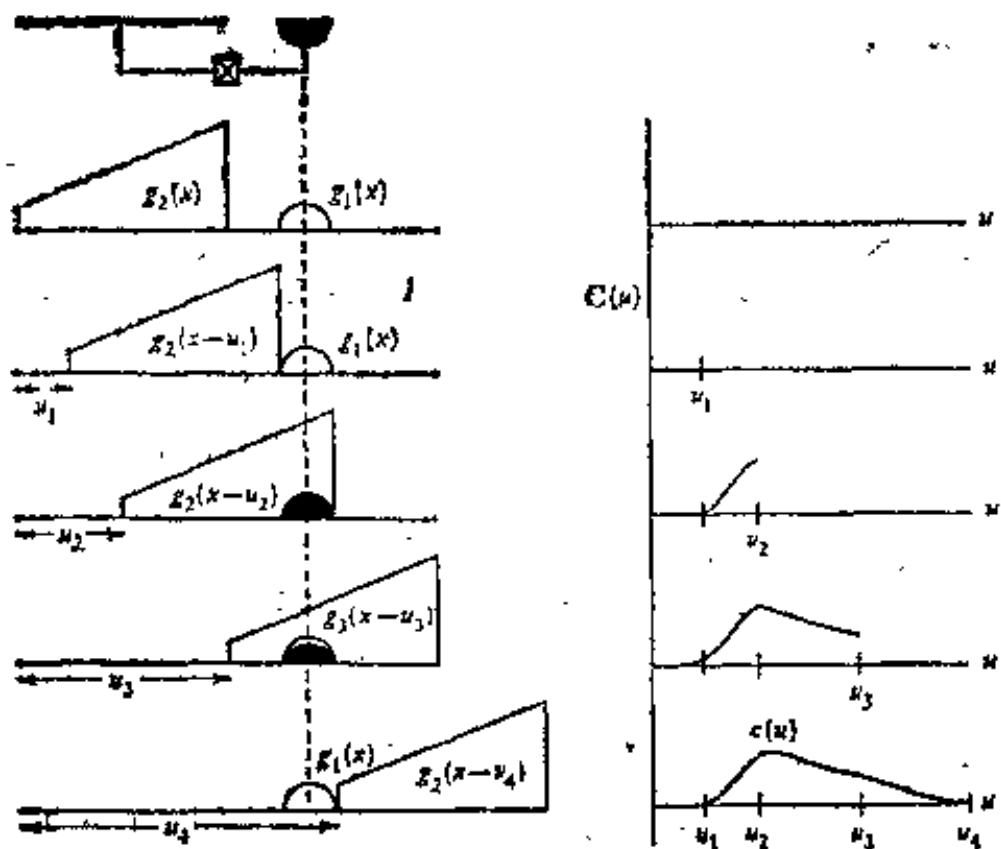


图2.18 一个相关射电望远镜的转移函数 $c(u)$

其中 v 是两个天线元在 y 方向上用波长表示的距离.

总功率望远镜的转移函数表现为同一个照明分布的平滑积分,又称作自相关函数,

$$c(u, v) = \text{常数} \cdot g(x, y) \star g^*(x, y). \quad (2.87)$$

见图2.19,由于有效面积对全天空积分的差别,总功率望远镜和相关望远镜的转移函数对零间距取值不同,前者是有限值,后者为零.对总功率望远镜有

$$\begin{aligned} c(0, 0) &= \iint A(l, m) dl dm \\ &\approx (1 - l_0^2 - m_0^2)^{-\frac{1}{2}} \iint A(l, m) d\Omega, \end{aligned} \quad (2.88)$$

其中 (l_0, m_0) 是方向瓣中心所处方向. 对相关望远镜,由(2.81),我们有

$$c(0, 0) = 0$$

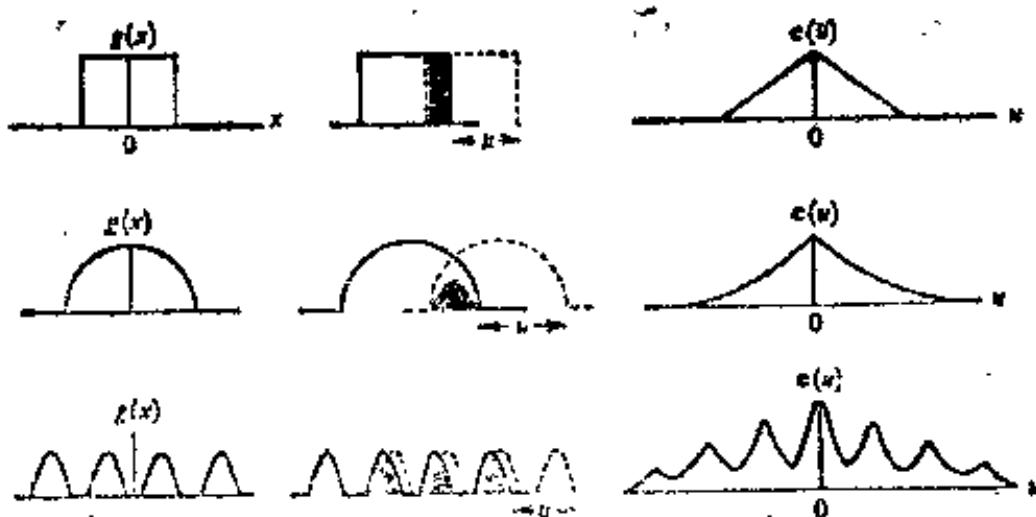


图2.19 对应于几种照明分布 $g(x)$ 的总功率射电望远镜的转移函数 $c(u)$, 它是由照明分布和它本身的复共轭的平滑积分得到的。

(2) 天线方向瓣对天体亮度分布的平滑 在天线用电扫描的情况下, 在二维照明分布 $g(x, y)$ 的天线上加上 $2\pi(l_0x + m_0y)$ (弧度) 的相移, 功率方向图 P 将从 (l, m) 方向移到 (l_0, m_0) 方向, 见(2.62). 由(2.80)可推出此时测得的天线温度 $T_a(l_0, m_0)$ 和天体亮温度 $T_b(l, m)$ 的关系为

$$T_a(l_0, m_0) = \lambda^{-2} [T_b(l, m) \star A(l, m)] \quad (2.89)$$

其中 $A(l, m)$ 是未被移动的方向瓣的有效面积. 当 $l_0, m_0 \ll 1$ 弧度时, 此式也可用于机械扫描望远镜.

注意到一个函数的傅里叶变换的逆变换就是原来的这个函数, 以及望远镜的有效面积 $A(l, m)$ 是它的转移函数 $c(u)$ 的傅里叶变换(2.85), 并令 $t(u, v)$ 为 $T_b(l, m)$ 的傅里叶变换, 参看(2.30), 由(2.89)可得:

$$T_a(l, m) = \lambda^{-2} [t(u, v) \cdot c(u, v)] \quad (2.90)$$

这就是说天体的真的亮度分布 $T_b(l, m)$ 被天线平滑后的结果等价于它的傅里叶变换 $t(u, v)$ 乘以望远镜的有效面积的傅里叶变换(转移函数) $c(u, v)$, 如图(2.20)所示. 由于测量只能得到 $T_a(l, m)$, 从而得到乘积 $(t \cdot c)$, 并不能单独得到 t , 即得不

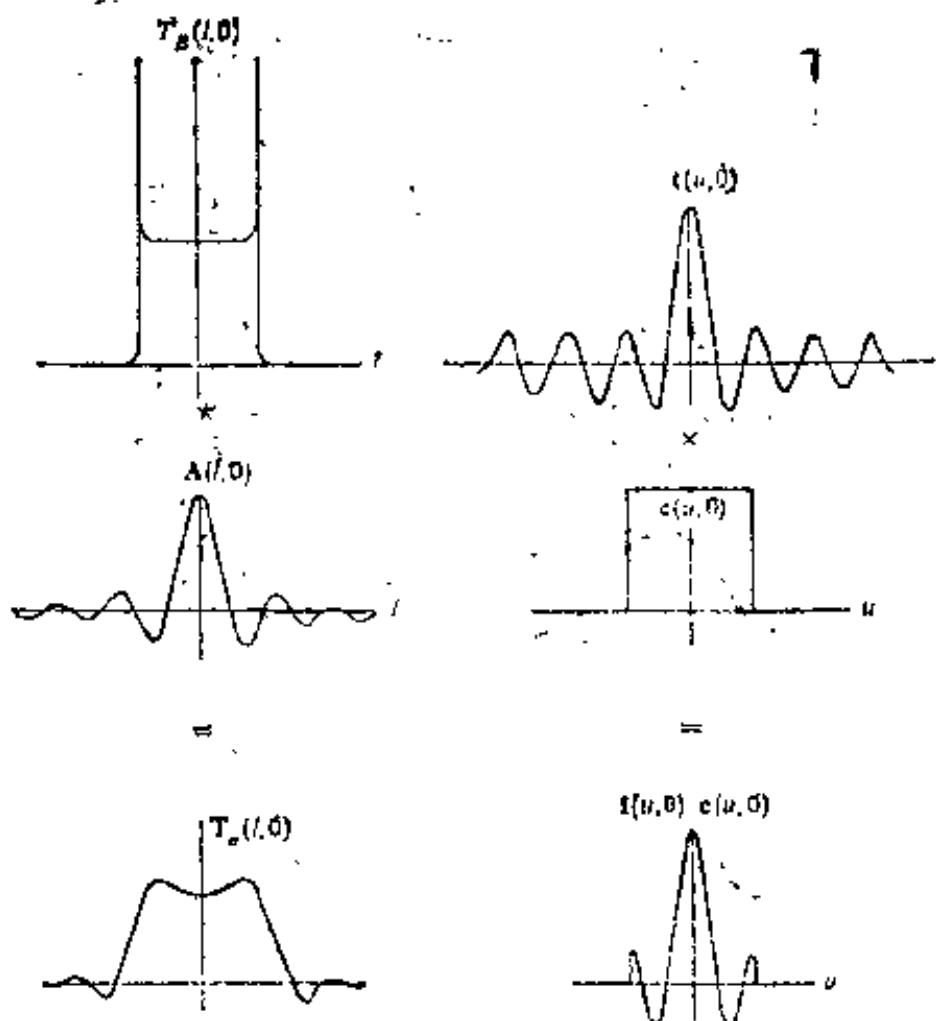


图2.20 作为方向图中心方向的函数的天线温度 $T_e(l,0)$ 是天体的真亮温度 $T_B(l,0)$ 被天线有效面积 $A(l,0)$ 所平滑的值。如这个过程用 T_B 的变换 t 和 A 的逆变换 c 来表示，那么平滑过程就可用简单相乘代替：

到 T_B 的完全信息。对 t 的了解受到限制和 T_B 的图象被天线平滑(或搞模糊)在数学上是一回事。这种观测过程造成信息的损失不能通过对乘积 $(t \cdot c)$ 或通过对被平滑的 $\lambda^{-2}(T_B \star A)$ 图象作任何数学处理来弥补。

(3) 测量结果的复原 我们可对射电源的测量值 $T_e(l, m)$ 进行加工处理，使它们能复原到和使用最佳方向图 $A^*(l, m)$ 测量天线温度所应得到的结果 $T_e^*(l, m)$ 一样。

我们假定和 $A^*(l, m)$ 相应的转移函数是 $c^*(u, v)$ ，这时根据(2.90)我们有

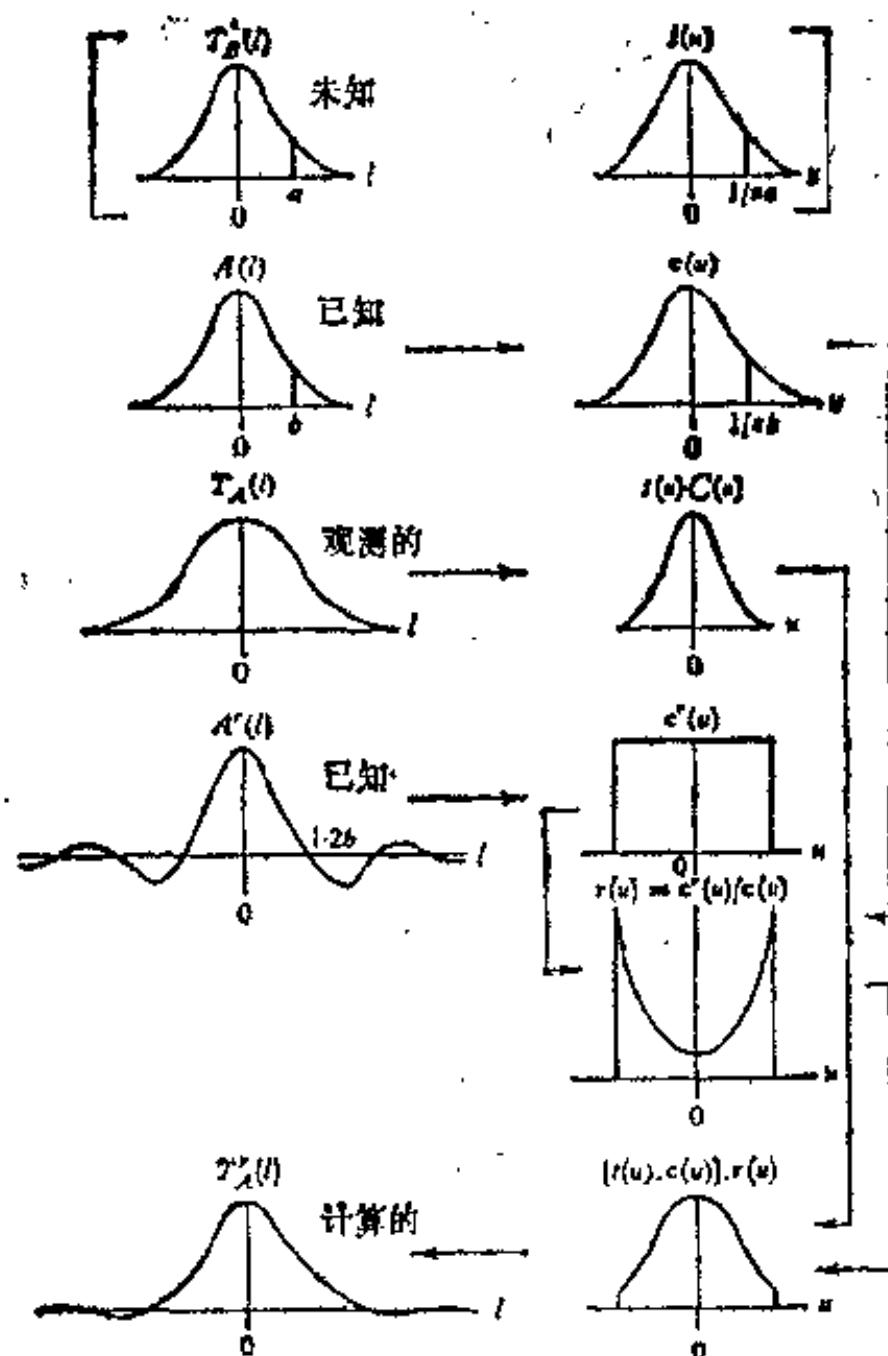


图2.21 把天线方向瓣观测亮温度 $T_B(l)$ 所得的天线温度 $T_A(l)$ 复原到象采用最佳方向图 $A_p(l)$ 观测所应得到的天线温度 $T'_A(l)$

$$T'_A(l, m) = \lambda^{-2} [f(u, v) \cdot c(u, v)] \cdot r(u, v), \quad (2.91)$$

其中, 在 $c(u, v) \neq 0$ 的地方

$$r(u, v) = c'(u, v) / c(u, v). \quad (2.92)$$

如果 $R(l, m)$ 是 $r(u, v)$ 的傅里叶变换 (称作复原函数), 由

(2.90)、(2.91)和平滑定理可得

$$T_s^*(l, m) = T_s(l, m) \star R(l, m) \quad (2.93)$$

这样我们可以通过选择转移函数 $c'(u, v)$ 复原函数 $R(l, m)$ 对观测所得的天线温度 $T_s(l, m)$ 进行平滑，使其恢复到好象望远镜有着一个不同的最佳方向图 $A^*(l, m)$ 时所应当得到的结果一样。见图2.21所示。

第三章 主要的射电望远镜天线

一、连续孔径天线

这类天线没有实质性的空隙，整个的孔径面积收集能量，是最简单的射电望远镜天线。

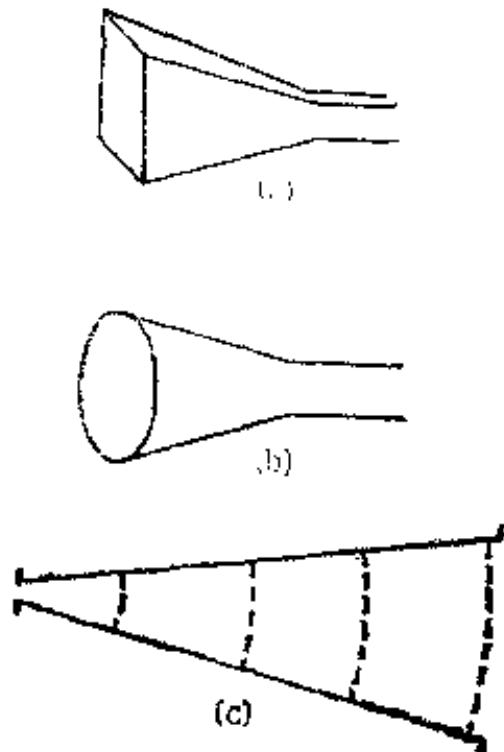


图3.1(a), (b) 角锥喇叭和圆锥喇叭, (c) 圆锥喇叭或角锥喇叭的断面。

1. 喇叭天线

图3.1(a)和(b)分别是角锥喇叭和圆锥喇叭,(c)是它们的断面。天线终端就是喇叭颈, 喇叭内的虚线就是发射时的波前。喇叭口的相阵面的相位误差限制最大喇叭实际尺度要小于 15λ , 较大的口径要求长到不切实际的长度, 最大的实际喇叭的增益约1000, 相应最小的波束宽度为5—10°。

单喇叭天线的主要用途:

1) 做为棱准较大的射电望远镜

的增益标准。2) 用于不要求高的分辨率, 但要求精确的天线增益数据或低后瓣的情况。如测量各向同性的微波背景辐射。低后瓣特性用于限制地面辐射的摄入。见图3.2和3.3。

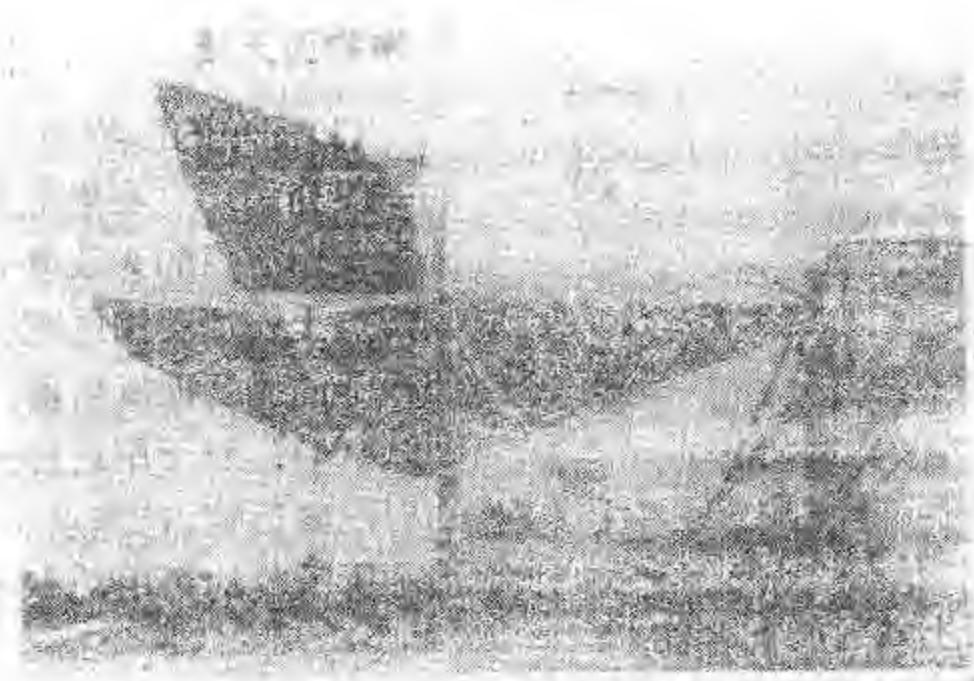


图3.2 美国贝尔电话实验室的喇叭天线。

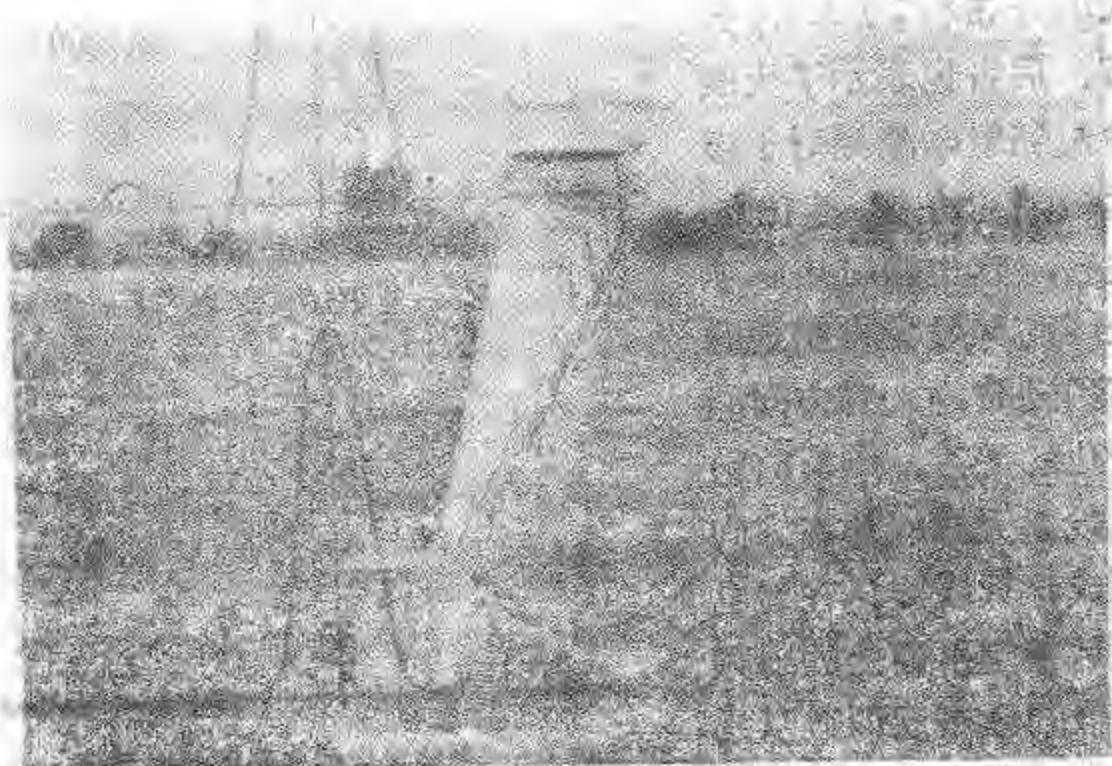


图3.3 美国国家射电天文台的喇叭天线，用于校准。

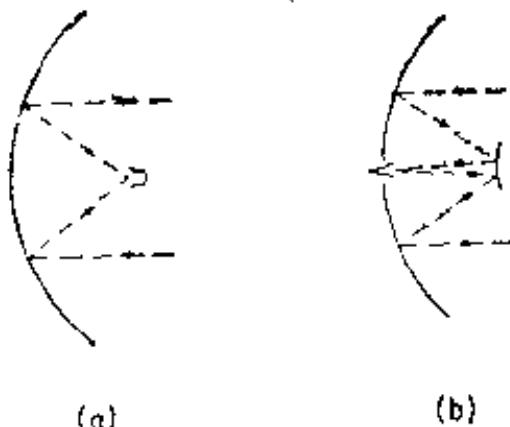


图3.4 抛物面天线。
(a)带主焦馈源的,(b)卡式天
线,副面是双曲面。

人口面上入射波前各部分贡献的合成场强的平方成正比。图3.5示出了焦平面上这个合成场强的分布和功率的分布。后者也表示了天线输出随射电源相对于望远镜轴的位置变化的关系,它同时也表示了天线的有效吸收能量的面积随波的人射方向而变化的关系,图3.5(b)也就是天线的功率方向图或称天线瓣。在射电望远镜焦平面上的射频能量的分布近似遵从光学上爱里衍射圆面公式,所以光学上的爱里

2. 抛物面天线

(1)简单的抛物面天线的一般介绍 在射电天文上最普遍应用的天线就是在其焦点上安放着馈电喇叭或偶极子的抛物面反射器,见图3.4(a)。对于用这种天线的射电望远镜,在焦点处的馈源所吸收的可用功率与计

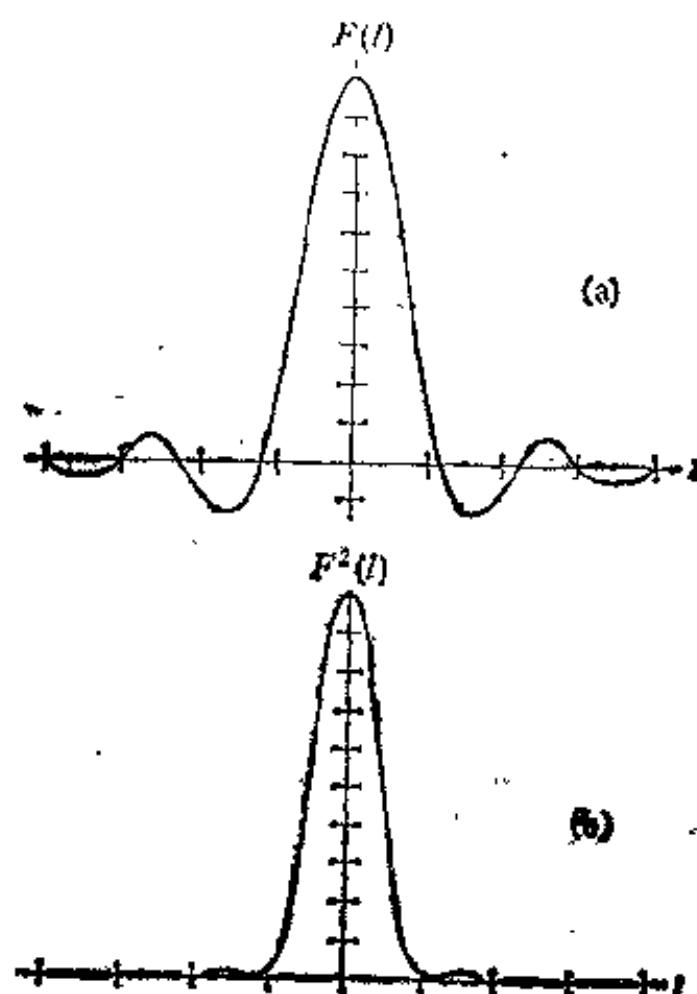


图3.5 抛物面天线焦平面处电磁辐射的场强分布(a)和功率方向图或天
线瓣(b)。

圆面和射电天线的功率方向图是同一现象的不同表述。

这类天线的优点是：1)易于和接收机耦合，接收机的输入端就安置在馈源喇叭或偶极子处。2)易于工作在宽的波长范围，改变波段只要改变馈源。

铅笔束天线的分辨本领，或分辨率与 λ/D 成反比， D 是抛物面孔径， λ 是波长。抛物面的角分辨率受到主瓣宽度的限制。这个“瑞利”限对光学望远镜理论上可以 $<0.1''$ ，而对即使是最大的抛物面天线也是 $\geq 1'$ 的。抛物面反射器的最短工作波长取决于反射面的精度，约等于20倍的rms表面偏离。它的最长工作波长取决于馈源支撑杆之间的平均间距，当平均间距小于半波长时，支撑杆就要遮挡由反射器到馈源的辐射。对于大的连续孔径方向可控反射器，现在的制造能力可使rms表面公差对反射器直径的比达到 $\geq 10^{-5}$ 。反射器不精确的因素主要是重力形变和风力影响。 10^{-5} 的精确度意味着在最短的工作波长，分辨角达到 $\sim 1'$ ，这就是这种天线系统的最好的分辨角。

Von Hoerner提出了异体同形天线的设计，它可以达到更高的分辨率。设计原理是允许在重力作用下当天线指向改变时控制天线的形变，使之保持为具有不同焦距的抛物面。这样只需要能够在不同指向时把焦距调整到相应的值。

相对于光学望远镜，射电镜抛物面的焦比小。采用短焦距是由于高曲率反射器加上紧凑安置的馈源构成的机械结构刚性较好。通常在焦点处和其附近只要安放1—2个馈源，所以短焦距系统的差的成象质量并不重要。

简单的抛物面天线的缺点：1)短焦比系统的差的成象质量。2)机械上不理想造成的分辨率的限制。3)馈源支杆对口径的遮挡引起的增益损失和相对高的旁瓣。4)馈源的宽的方向图延伸到反射器的边缘以外，检出了地面的热辐射。5)短

焦距系统在远离望远镜轴外存在高的交叉偏振灵敏度。6) 只有最大的望远镜才在主焦有合适的空间安放接收设备。

(2) 场强方向图的计算 为了定量描述天线的方向性能, 我们把接收天线当作发射天线来处理。由于抛物面的几何性质, 由在焦点处的馈电喇叭辐射的场被抛物面反射, 在反射器口面上形成平面相阵面。因而这种天线的辐射就如同是由平面波照明的不透明屏的口面辐射一样。这样, 抛物面天线的方向图就和一个具有同样直径的圆孔径反射器的衍射图形一样。现在我们讨论具有圆对称照明分布的圆孔径的情形。这时 $g(x, y)$ 就是从 (x, y) 坐标原点量起的半径 $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ 的函数, 场强方向图也是圆对称的, 我们只需知道沿一个坐标的变化, 例如在 $I = 0$ 的平面上做计算。

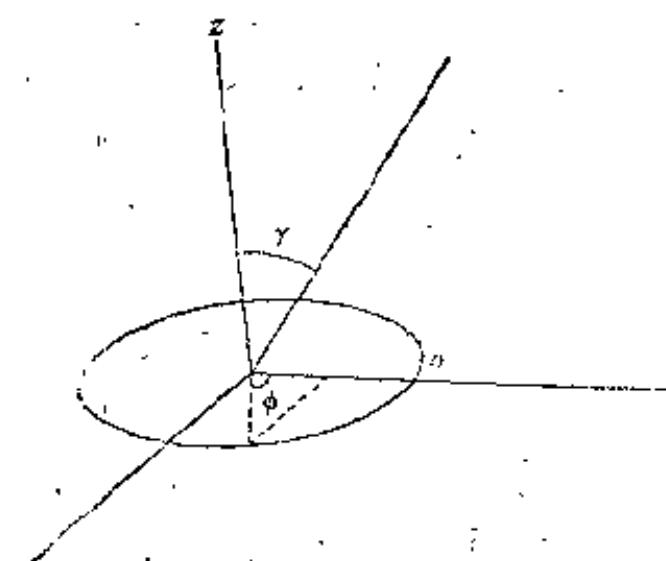


图3.6 环形天线计算所用的坐标系。

更换积分变量, 令
 $x = \rho \sin \varphi, y = \rho \cos \varphi$
(参见图3.6), 圆对称照明分布可写成 $g(\rho)$, 相应二维傅里叶变换的圆对称系统的 $g(\rho)$ 的变换称汉克尔变换, 它有如下形式,

$$\begin{aligned} f(0, m) &= 2 \int_0^\infty \rho g(\rho) \left\{ \int_0^{2\pi} \exp[j2\pi\rho m \cos\varphi] d\varphi \right\} d\rho \\ &= 2\pi \int_0^\infty \rho g(\rho) J_0(2\pi\rho m) d\rho, \end{aligned} \quad (3.1)$$

$J_0(2\pi\rho m)$ 是零阶贝塞尔函数。对于均匀照明有

$$g(\rho) = \begin{cases} 1, & \text{对于 } \rho \leq a \\ 0, & \text{对于 } \rho > a \end{cases} \quad (3.2)$$

其中 a 为孔径的半径,以波长为单位.

根据(2.44)式,在推导中忽略在 (x, y, z) 坐标原点上一个孔径元的场强方向图 $F_e(l, m)$ 的缓慢变化并对极大方向归一化为1,就得到在 $l = 0$ 的平面里的场强方向图:

$$F(0, m) = F(\sin\gamma) = 2J_1(U)/U, \quad (3.3)$$

其中 $U = 2\pi am = 2\pi a \sin\gamma$. 这种场强方向图示于图3.7.

有效面积由下式给出:

$$A(l, m) = \eta_R \pi a^2 \lambda^2 \cdot [2J_1(U)/U]^2 \quad (3.4)$$

当 $\eta_R = 1$,没有内部损耗时,最大的有效面积等于几何面积 $\pi a^2 \lambda^2$ (米²).

(3) 双反射器的卡塞格林系统 这种系统是从标准光学实践中借来改进简单的主焦系统的, 使用很广, 特别是在短波波段. 如图

3.8所示, 卡氏系统的第二个反射面CO是一个双曲面, 主面BE是抛物面. 我们将双曲面的一个焦点置于抛物面的焦点D处, 它们的第二个焦点分别在E和无限远处. 根据这两个曲面的几何性质, 分别有 $CE - CD = \text{常数}$ 和 $AB + BC + CD = \text{常数}$, 二者相加, 于是有 $AB + BC + CE = \text{常数}$. 这说明平行于轴向的射线会聚于焦点E, 即双反射器系统的复合焦点在双曲面的第二焦点上, 即主反射器的顶点上.

这种系统的优点是: 1) 卡氏系统的有效焦距 $f_1 \cdot f_3/f_2$ 比

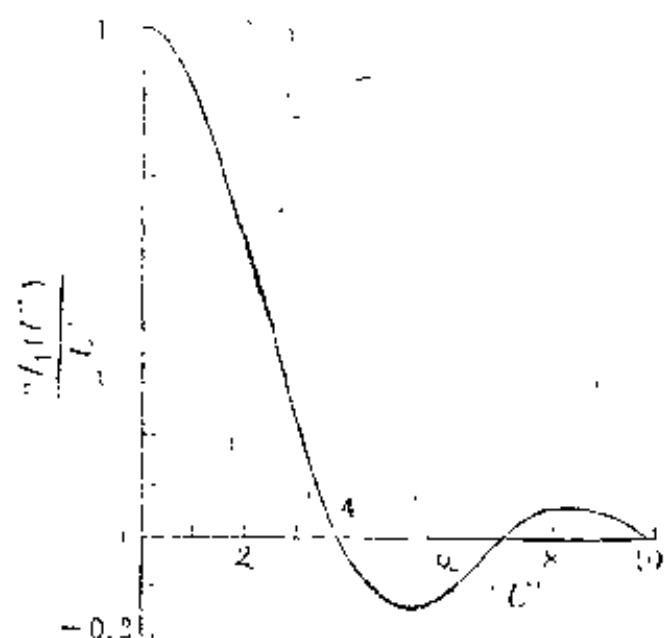


图3.7 在圆形边界内均匀, 在边界外为零的函数的归一化的傅里叶(汉克尔)变换.

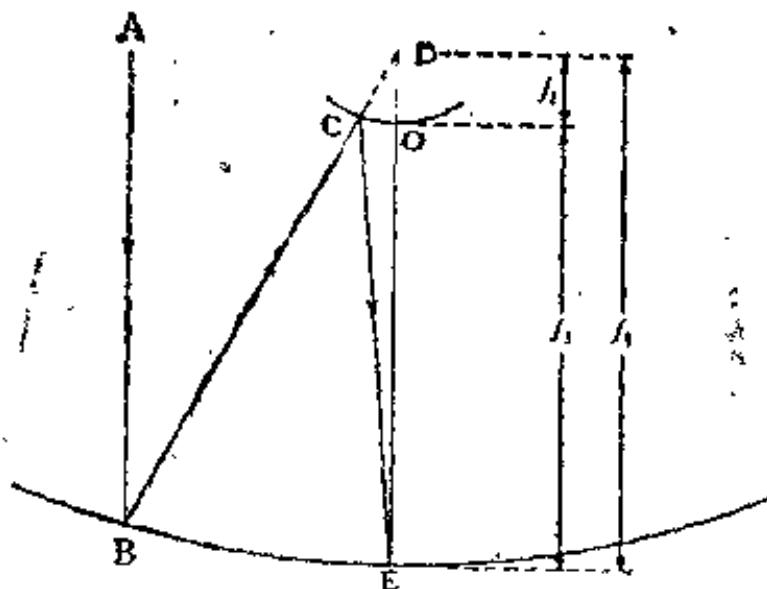


图3.8 卡式望远镜的光路图。

主焦系统的 f 大许多倍，成象质量有很大的改进，长的有效焦距降低了离轴交叉偏振(与正常偏振垂直的)分量的水平。

2)卡焦馈源的溢出指向天空(这在短波段温度是较低的)代之主焦情形的指向地面，较少检到地面热噪声。3)卡氏系统焦点靠近正面顶点，接收系统可放在反射器的后面，操作方便，机械结构牢靠，避免了馈源高高悬挂在主焦点处时引起的抛物面形变。

(4)天线的装置 射电望远镜的装置和光学望远镜的装置一样，一般有三种：赤道式，地平式，中星仪式(见图3.9)。

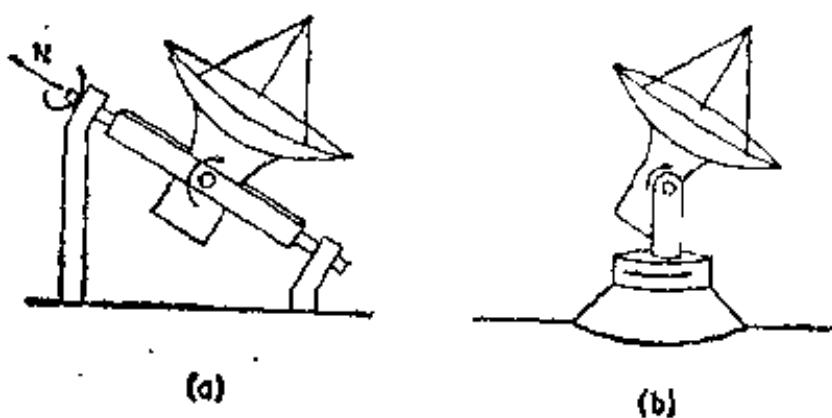


图3.9 天线的装置。

(a)赤道式，(b)地平式。

1) 赤道式 见图3.9(a), 它的一个轴平行于地球自转轴, 另一个轴与之垂直。小于25m的射电镜多用此类装置。美国国家射电天文台的42.7m(140ft)射电镜是世界上最大的赤道式射电镜, 见图3.10。此类大镜的重力畸变是赤纬和时角的函数, 难以校准和改正, 严重影响增益。

2) 地平式 见图3.9(b), 它有一个指向天顶的轴。所有的大型射电镜都用地平式。它的机械设计较容易, 并且造价相对低廉。其优点是①易于承担较大的重量, ②重力畸变只是高度的函数, 同时折射也是高度的函数, 所以易于校准和改正。缺点是①它的轴系运动和天体运动不对应, 需要计算机控制进行坐标转换, 当然现在这已不是一个难题了。②当跟踪射电源时, 天线的偏振角相对于源转动需旋转馈源以作补



图3.10 美国国家射电天文台的42.7m赤道式射电望远镜。
美国, 弗吉尼亚州, Green Bank.



图3.11 美国加州理工学院Owen's Valley射电天文台的40m
直径的射电望远镜，地平式装置。

偿(见图3.11—3.13)。

3)中星仪式 这种装置是去掉地平式望远镜的方位运动，反射器只绕高度轴旋转。结构简单、造价低是其最大优点。缺点是①对特定的源每天只能在中天时观测到一次。②对弱源不能用长的积分时间来增加信噪比。最多只能在焦平面内移动照明器在几个束宽的范围内进行跟踪。③不能用于观测日食、月掩射电源、耀星等不一定在中天时发生的天象。美国国家射电天文台的91.4m(300ft)中星仪式射电镜是最大的这类望远镜(见图9.7(a))。

(5)天线的覆盖 见图3.15和3.16，它是一个近似于球

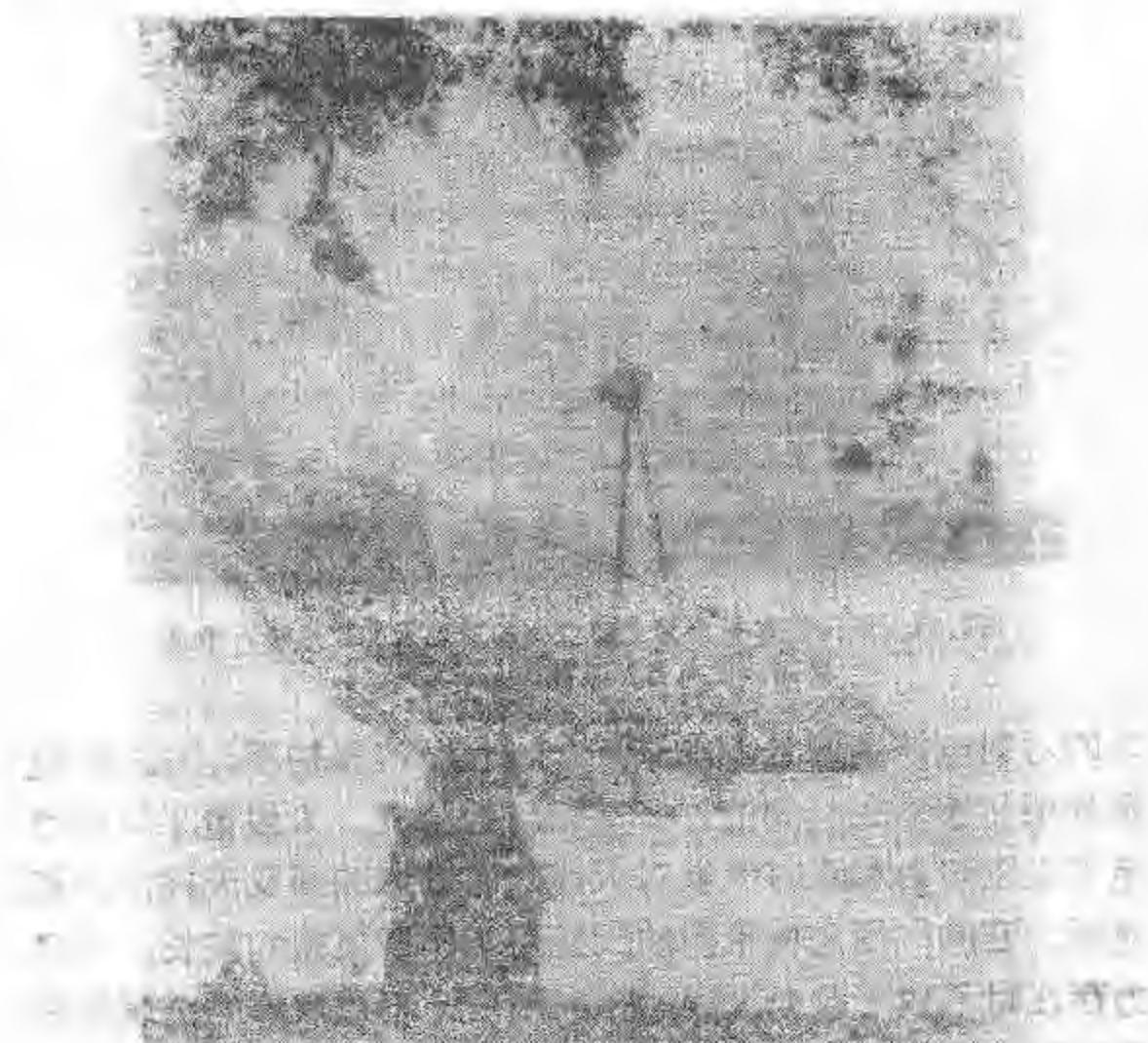


图3.12 澳大利亚Parkes 64m地平式射电望远镜。

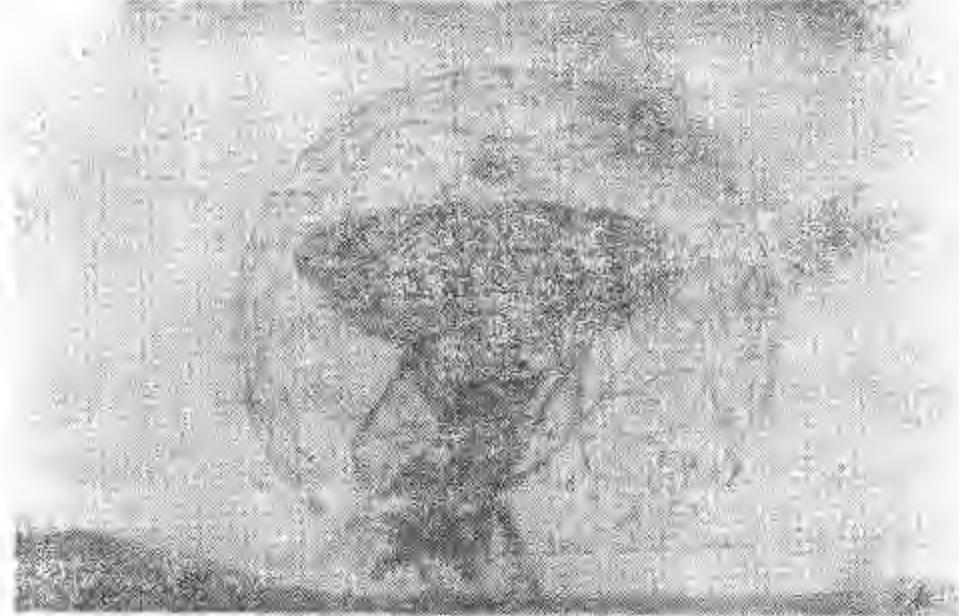


图3.13 美国加州Goldstone跟踪站的64m抛物面天线。

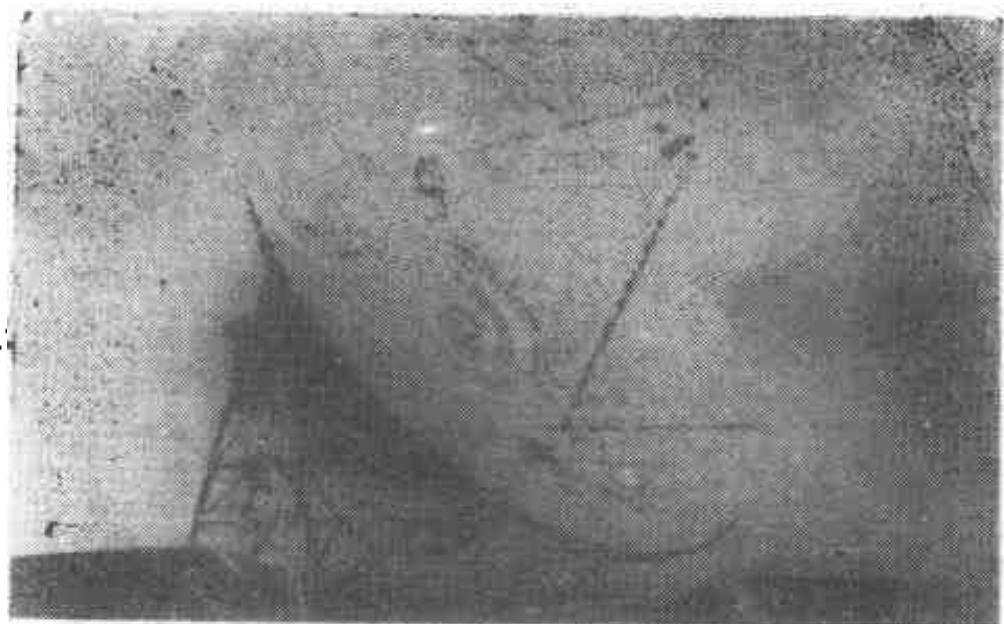


图3.14 美国海军射电天文研究室的射电天文望远镜，中星
仪式，西弗吉尼亚州Sugar Grove。

体的对射电波透明且不能开启(全封闭)的保护罩，由空间金属骨架和镶嵌在其间的许多薄介质板构成。天线置于罩内避免了太阳照射和恶劣气候对天线的有害影响以及天线的风载变形。它的作用是使罩内的天线可工作于更短的波长，在风力存在时不致于改变天线的指向精度。不过覆罩的金属空间骨架对口径的遮挡要引起它的增益损失，并限制了观测的工

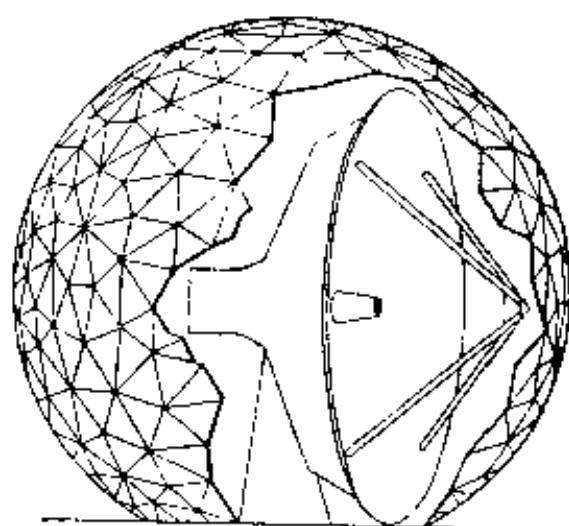


图3.15 一台抛物面天线及其覆罩。

作波长。长波限产生于骨架间距为半波长量级时，更长的波将被其完全反射；短波限由介质板的共振反射率和损耗决定。当其厚度接近 $\lambda/4$ 时，通过介质板的传输性能急剧下降。

对于非常大的天线，用覆盖将节省相当可观的为减小风



图3.16 美国五大学射电天文台(FCRAO)的13.7m毫米波射电望远镜及其全封闭天线罩，美国，马萨诸塞州，Amherst。

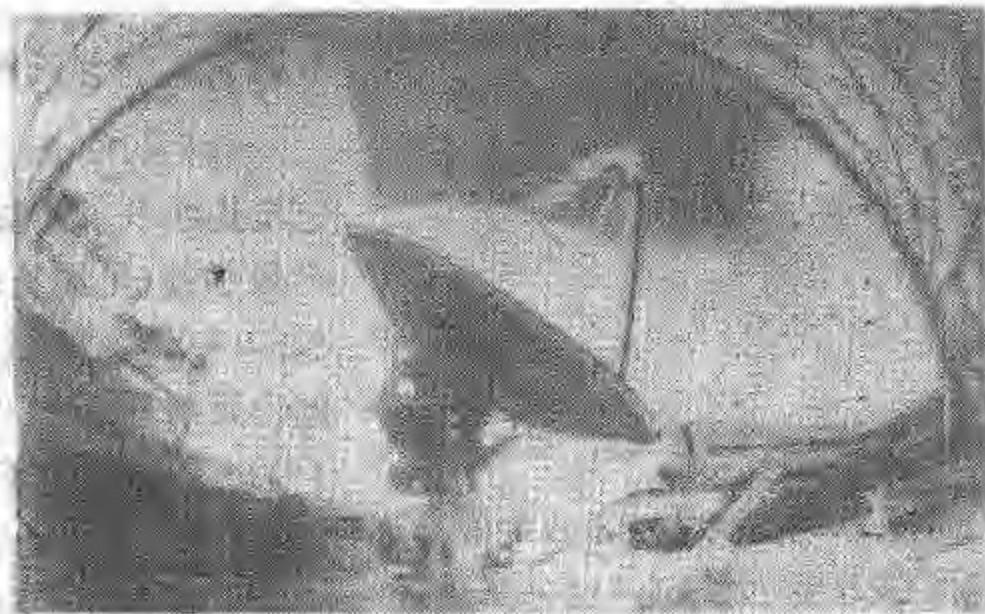


图3.17 美国国家射电天文台的毫米波射电镜(原11m口径)及其圆顶。美国，亚利桑那州，Kitt Peak。

载影响而加强望远镜结构所增加的造价。估计今后建造大于100m的全动天线会使用全封闭覆盖。

也有用窗口可开启的天文圆顶式天线罩，如美国国家射电天文台的毫米波射电望远镜所用的圆顶，见图3.17和3.18。

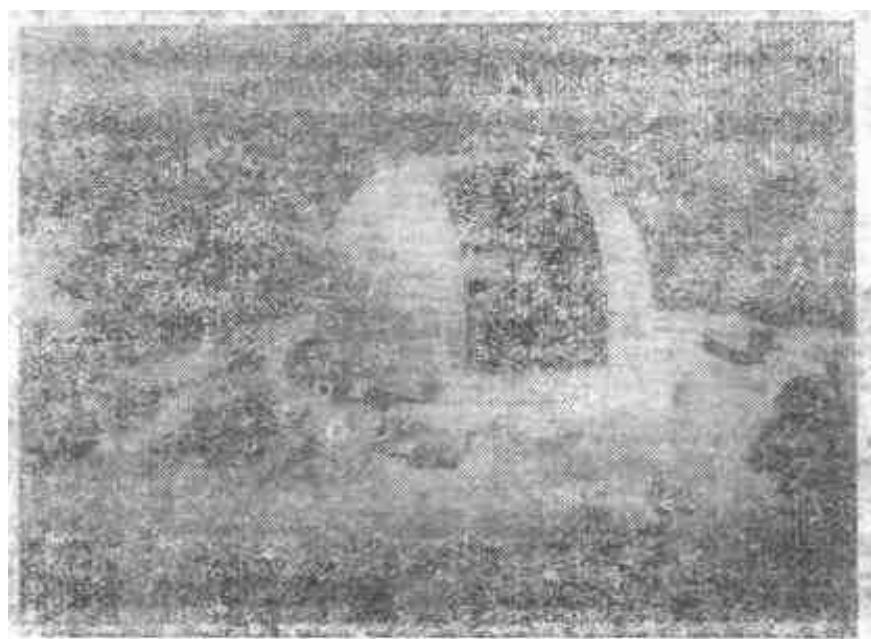


图3.18 圆顶的外观。该毫米波镜的天线为1984年新安装的。口径12m。

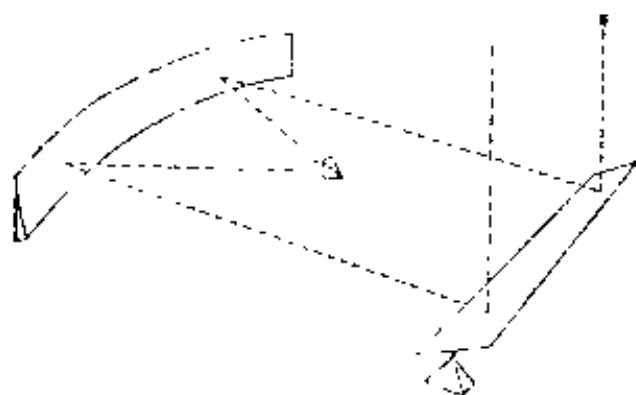


图3.19 Kraus型反射天线示意图。

度的平板。图3.20是美国俄亥俄州的一个Kraus型射电镜，它以地面作为望远镜的一部分。地面上铺着平而高度导电的平板，它提供了反射器和馈源的象，使得馈源的口径只需无地而

3. 其它反射型天线

(1) Kraus型

它是连续孔径中星仪式的望远镜(见图3.19)，包括一个直立的固定的抛物反射面带和一个在子午面上可改变倾斜角度的平板。

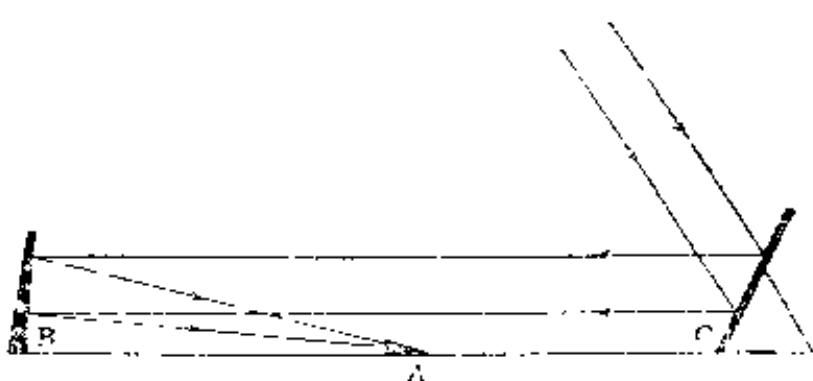


图3.20 Kraus型射电望远镜在美国俄亥俄州的原型。

导电板时的 $\frac{1}{4}$ ，同时也限制了馈源由地面检出的热噪音。B是固定旋转抛物面的一部分，C是平面反射器，焦比较大，可减小彗差(见图3.21)。图3.22是法国南锡的Kraus改进型射电望远镜。它不用地面导电板，反射器在垂直面上有抛物线型截面，而在水平面上截面为圆形，使馈源可沿轨道跟踪射电源达1小时左右。

这种系统的主要优点：1)曲面部分是固定的，只有平面部分转动，易于控制和检验，比相当大小的全动抛物面造价低



图3.21 美国俄亥俄州立大学Wesleyan射电天文台的Kraus型射电望远镜，110m×24m，1961，俄亥俄州，Delaware。

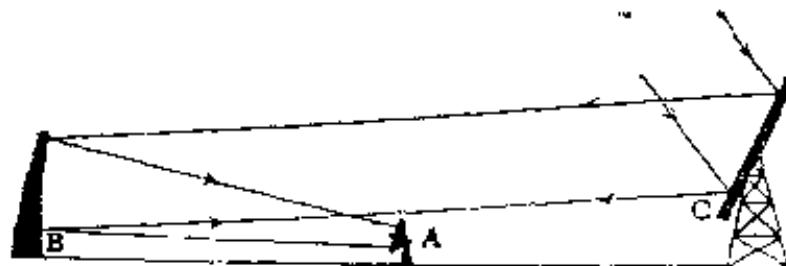


图3.22 法国南锡Kraus改型射电望远镜的抛物带反射面。

得多。2)提供大焦比,成象质量好。3)在子午面附近可短期跟踪源。4)改换馈源方便,适合多波段工作。缺点是:1)它实质上还是中星仪式,观测范围受限制。2)把反射面做得长而窄可获得大收集面积而造价并不太高,但此时方向图变成扇束而不是铅笔束。3)反射面多,传输路径接近地面使辐射溢出问题趋于严重。

(2)球反射镜 这类天线虽然比起抛物面具有几个重要的优点,但迄今使用尚有限。它没有光轴,一个固定的球面镜可以收集来自不同方向的信号,反射器可用一个线源来馈电,或用一个改正镜把球面上不同点的射线会聚于一点(见图3.23)。

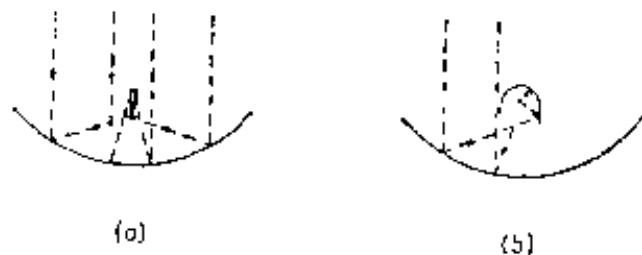


图3.23 球反射面(a)线源馈电,(b)用第二改正镜
把射线会聚于一点。

现存的最大的球反射器系统是在波多黎哥岛的304.8m(1000 ft)的射电望远镜(见图3.24)。它是一个半径为265m(870ft)的球的一部分,固定地放置在地面上一个自然的洼地上,口面水平。它的主要的馈源装在一个在地面上空的由电

缆悬挂的支架上，这个支架可控制馈源在球心附近把主波束指向天顶周围 20° 以内的任何方向。馈源是一个开槽波导的楔形截段，它的不同部分接收来自球反射面不同环圈的反射信号。由反射镜的不同部分反射的平面波的各部分在波导的顶端是同相的。波导馈源原则上是简单的，但由于波段窄，是有缺点的。这个球面镜系统也有点馈源，用于长波，只对反射器的部分照明，以减小球面象差对点源馈电的有害效应。

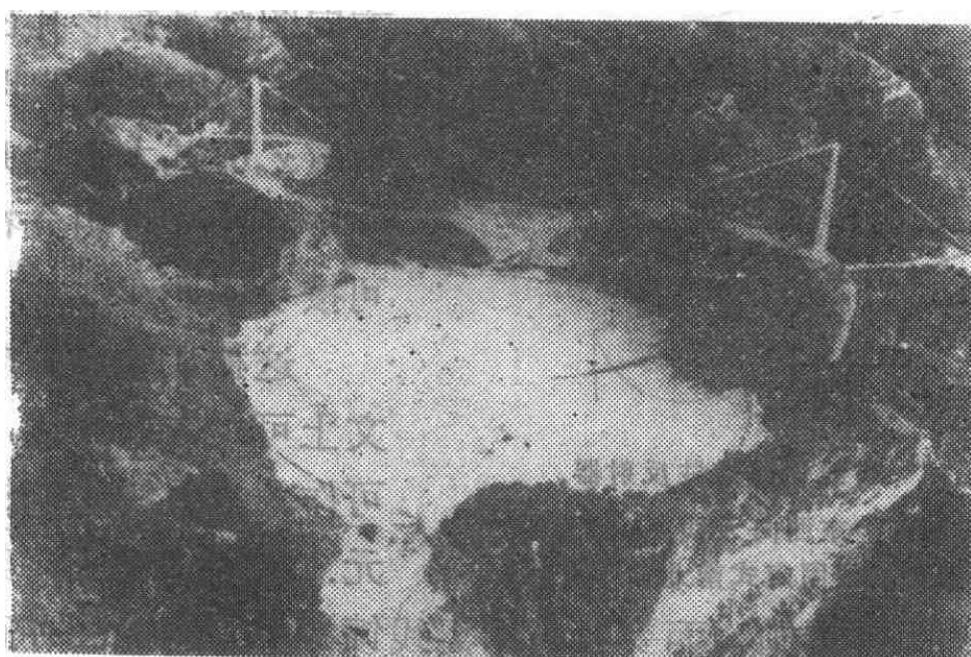


图3.24 世界上口径最大的望远镜——直径304.8m(1000ft)的固定式球面射电望远镜。1963年建成，安装在波多黎哥的Arecibo附近的一个自然的盆地里，由美国国家天文和电离层中心(NAIC)管理。主反射面旁依地势固定在一个洼地上，接收面积有 75000m^2 。球面镜的馈源系统重600吨，由三个高达76m的塔架组成的三角形支撑台通过钢制电缆悬挂在空中。可工作到短厘米波段。用这个望远镜可以研究银河系和河外星系的射电发射和结构，可以用于雷达观测，对水星、金星、火星表面进行描绘，可用于研究地球的电离层等等。NAIC对天文学最重要的贡献是对不可思议的脉冲星所作的观测和研究，Arecibo天文台是认识这类奇异天体的主要贡献者之一。现在认为脉冲星是较大的恒星坍缩成的快速旋转的中子星，其直径不大于几十公里。

这种球面反射器的一个重要的优点是它处处受到地面的支撑，这种刚性支撑使之能工作到短的波长。Arecibo镜在不断改进中已试验工作到短厘米波。

(3) 抛物柱面反射器 反射器形状如抛物柱面，它的线馈源常用平行于反射器表面的偶极子阵(见图3.25)。反射面绕圆柱轴旋转，可在一维方向进行机械扫描，另一维可用电扫描。

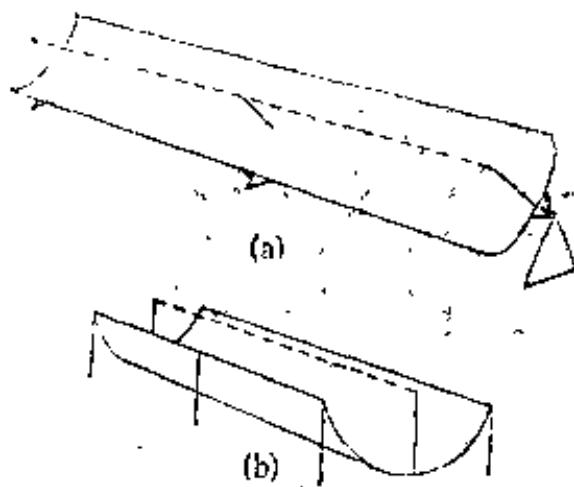


图3.25 带线馈源的柱反射器。

(a) 高度可控东西向天线。(b) 天线响应电扫描的固定式南北向天线。

圆柱抛物面的场强方向图就是矩形孔径的场强方向图，其照明分布 $g(x,0)$ 基本上就是其线照明器的照明分布，可按一维处理。

这种系统在射电天文上可用作单天线，也可作为多天线系统的组元。它造价便宜。其馈

源的设计比旋转抛物面要容易。但线馈源在支撑点间存在弛垂，将引起栅形旁瓣响应。由于包括许多阵元，调整困难，而且主面孔径有较大部分被馈源遮挡，场强方向图产生负响应，极大有效面积减小。

最大的这类单反射器望远镜是美国伊利诺伊大学的600 MHz望远镜。宽122m(400ft)，长(轴向)183m(600ft)，表面金属网覆盖。反射器和其轴固定在子午面内，作中星仪使用。馈源是由276个阵元组成的线阵，长130m(425ft)，悬挂在反射器顶点之上46.6m(153ft)。当全部阵元同相时，波束指向天顶，沿着阵元引入递增相移。用电扫描使波束在天顶±30°范围内变化指向。

另一个这类系统是建造在印度赤道附近(Ootacamund)的一台方向可控柱形反射面望远镜。反射器长529m，宽30m，置于一个倾斜的山坡上，使主轴与地轴平行，天线绕此轴旋转即可跟踪天体。天线表面由密布紧拉的线网组成，工作在326.5MHz。馈源由平行于反射器主轴的偶极子阵组成。偶极子输出组合成12个同时产生相继排列的波束，在赤纬方向每间距 $3'$ 一个，相应于 δ 和 α 方向每个波束的宽度为 $3.6' \times 2^\circ$ 。由调节偶极子输出的相位可使波束在 δ 方向 $\pm 36^\circ$ 的范围内任意取向。

还有一个例子是苏联谢尔普霍夫的抛物柱面反射器(图3.26)和澳大利亚堪培拉莫朗洛射电天文台的抛物柱面反射器(图3.27)，这是1966年建造的十字天线的东西臂，1600×12m。反射器可绕东西轴机械旋转，电扫描使波束跟踪天体的运动。

(4)连续天线阵 在低频，连续孔径天线是分立但邻接的偶极子平面阵(见图3.28)，它们的分别的输出由电缆连接起来。它的电功能较复杂、机械结构较简单，天线支撑在许



图3.26 苏联谢尔普霍夫的抛物柱面反射器。

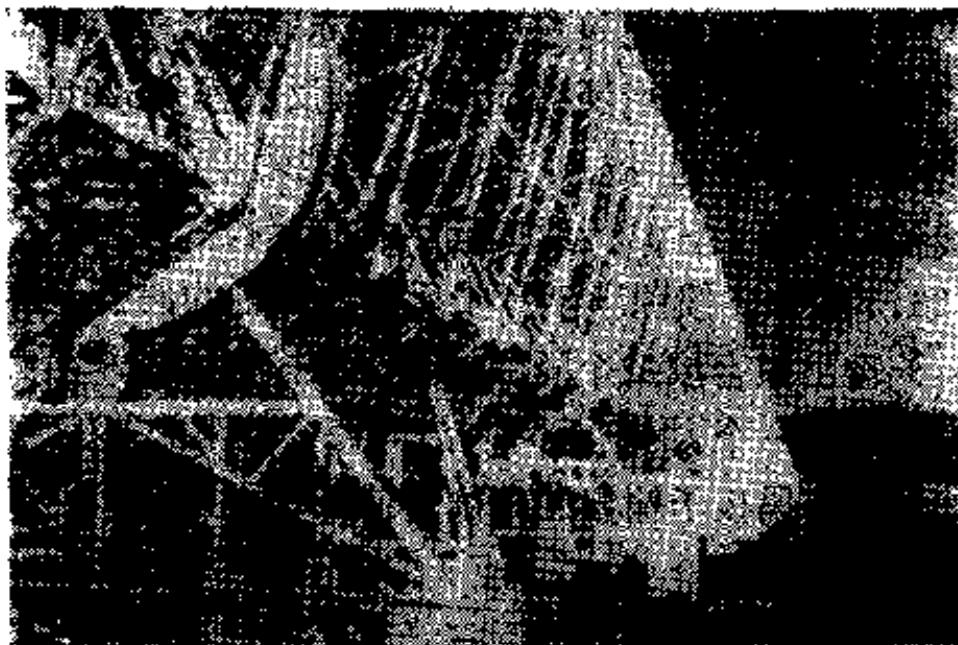


图3.27 澳大利亚堪培拉莫朗洛射电天文台的抛物柱面反射器。

多点上，重量和造价相对抛物面天线为低。这类天线系统采用电扫描，即在相邻的天线元的电流中引进递增的相移 ϕ (弧度)，若相邻天线间距为 d (以波长为单位)，则 ϕ 由下式决定：

$$d \cos \alpha = d \cdot l = \phi / 2\pi. \quad (3.5)$$

相邻的天线元之间的程差就被相位差 ϕ 所抵消，使天线的响应转过 $(\frac{\pi}{2} - \alpha)$ 的角度，见图3.29。连续控制 ϕ 的变化可实现天线的电扫描，这点在傅里叶变换的位移定理中已经从理论上作了一般的叙述。不过对于这种大型天线阵，实际的困难是在反复控制波束方向时大量的电缆调节或称开关操作是很不容易的。

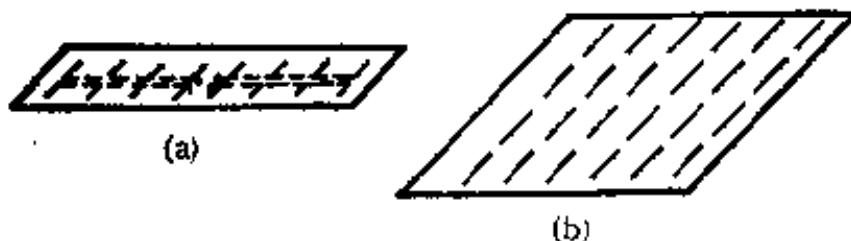


图3.28 偶极子平面阵。(a)长的偶极子阵，波束是扇形的。
(b)方的偶极子阵，给出窄波束。

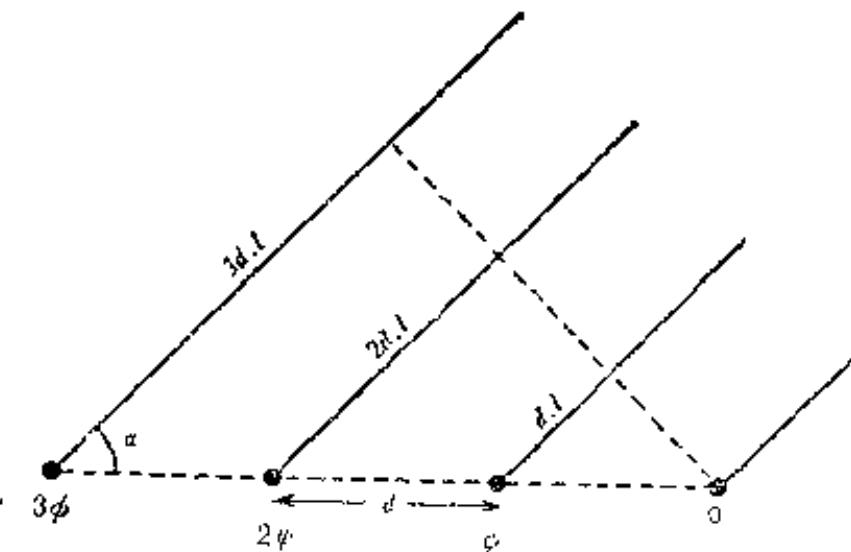


图3.29 对相邻天线元引进递增相移改变天线响应。

一个偶极阵只适用于一个给定的波长,因为要改变波长就得改变所有的偶极子和馈源的长度。这种类型的射电望远镜的优点在于倘若只要求有限的波束调节范围和在固定的波长上工作,就可以建造非常大的天线阵。例如,典型的这类系统是美国Clark湖射电天文台的26MHz的天线阵和Jicamarca雷达天文台的50MHz的天线阵,后者包括9216个交叉偶极子,边长288m,面积8.9公顷(约9万平方米)。

带反射器的偶极子是最简单的天线阵单元,但还有另外的具有较高增益的天线类型。例如,带有角反射器的偶极子,以及一种在偶极子前面带有引向器的天线,这是一位日本电子工程师亚基发明的,也称亚基天线。另外一种是螺旋天线。角反射器和螺旋天线都是Kraus发明的,见图3.30。

在长波段偶极子长且具有足够大的截面,用电缆在长距离的阵元间传送信号损耗不大。在每个阵元间的前置放大器是不需要的,因为每个偶极子处的宇宙噪音远远大于电缆损耗或接收机引起的噪音,所以可以设计足够数目的阵元构成大尺度连续阵。

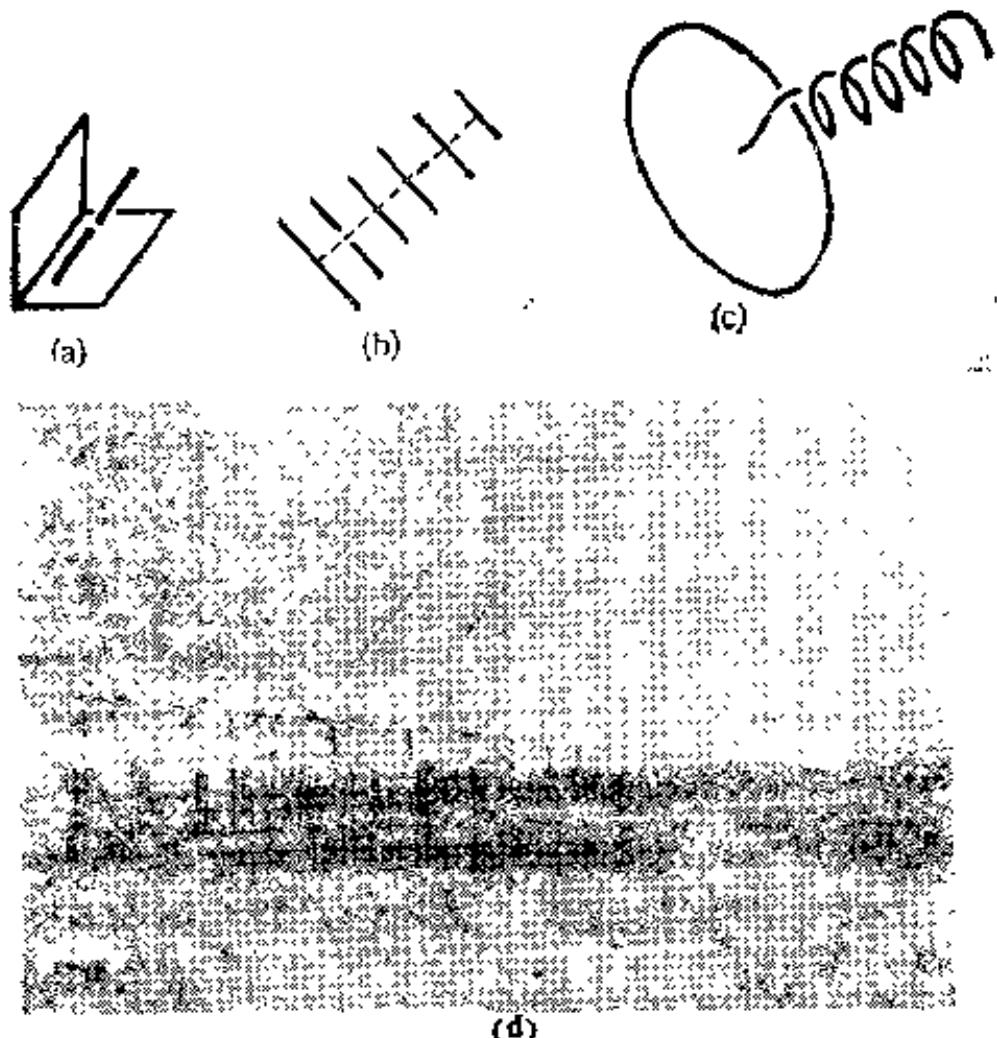


图3.30 低频天线的类别。(a)带反射器的偶极子，
(b)亚基天线，(c)螺旋天线，(d)美国德克萨斯大学
的螺旋天线阵，德克萨斯州，Marfa。

二、非连续孔径天线

直径为 D 的连续孔径天线的束宽 $\propto \lambda/D$, 收集面积 $\propto D^2$. 所以分辨率和收集面积或者说灵敏度是相互连系的, 不能独立地描述. 但在许多情况下, 只对分辨率的要求是实质性的, 而此时伴随连续孔径得到的大收集面积和高灵敏度既不经济也不必要, 因为一个连续孔径提供的信息中很大部分是重复多余的, 事实上简单得多的天线系统可得到同样的信息. 现在已发展了许多天线系统, 它们具有非常大的连续孔径天线的

铅笔束特征，但只有中等收集面积，这是一种不完整的（非连续孔径）系统，通常是采用特殊的工作程序用相当于连续孔径天线的不同部分来接收信号。

最简单的不连续孔径射电望远镜是双天线（二元）相加干涉仪，它是天线阵的基础结构。若两台天线的距离为 d ，在干涉仪接收机的输入端产生的电压应是两天线各自接收到的来自方向 $\cos\alpha = n\lambda/d$ 的电波所产生的电压之和，其中 α 是射电源方向与基线的夹角， λ 是入射波的波长。在 $\cos\alpha = (n + \frac{1}{2})\lambda/d$

方向，两电压相位相反，接收机输入功率为零。当地球自转引起 α 变化时，两天线输出电压之间的干涉会产生接收机输出的多个峰值和谷值，称多个方向瓣。峰、谷对应的 α 值在 $n=0, \pm 1, \dots \leq d/\lambda$ 时，分别由上述两式可得。这种多瓣图形相应于光学干涉仪的干涉条纹。随地球自转条纹图形扫过被测射电源，产生干涉仪随时间变化的输出。干涉仪的基线 d 越长，条纹的间距（ $\simeq \frac{\lambda}{d} \csc\alpha$ ）越密，分辨率就越高。

1. 线孔径

(1) 栅式天线阵 典型的栅式阵由 N 个同样的天线组成，相邻天线元的间距为 d 个波长，其工作原理和光学中的光栅一样。每个天线的输出信号通过传输线在接收机的输入端相加，作总功率望远镜使用，可称为相加型干涉仪，见图3.31。

在栅式阵中，可令在坐标原点上一个孔径元的场强方向图 $F_s(l, m)$ 代表单个阵元的场强方向图， $f(l)$ 将为“阵照明分布”（即一排钉状分布，每个钉子的高度 g_i 正比于第 i 个阵元的电流值。如果阵照明分布是均匀的，即 $g_i = 1, i = 1 - N$ ）的傅里叶

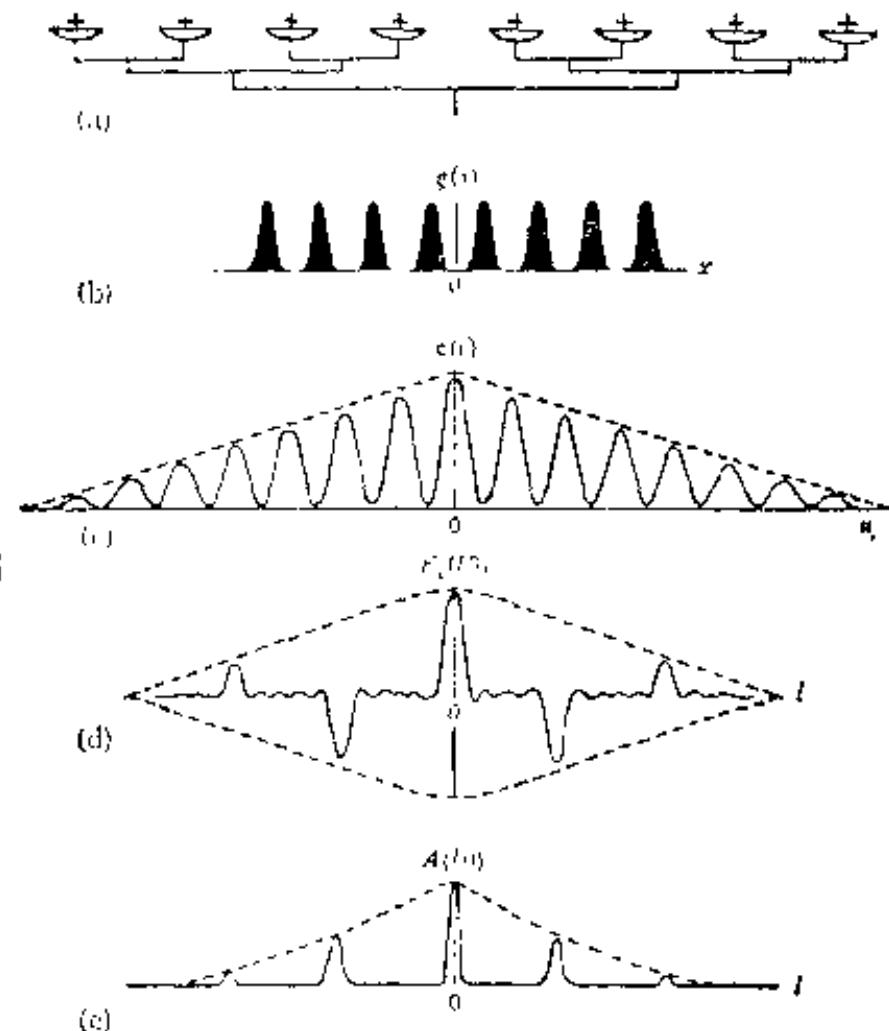


图3.31 作总功率望远镜使用的栅式阵。(a)天线排列, (b)照明分布, (c)转移函数 $c(u)$, (d)场强方向图 $F_\phi(l, 0)$ [$g(x)$ 的归一化的傅里叶变换], (e)有效面积 $A(l, 0)$.

变换,这样一个均匀阵照明分布的栅式阵的场强方向图(已对极大方向归一化)根据(2.50)为

$$F(l, m) = F_e(l, m) \frac{\sin NU}{N \sin U}, \quad (3.6)$$

其中 $U = \pi d l$,由图(3.31)所示.

它的有效面积根据(2.52)为

$$A(l, m) = N A_e(l, m) \left(\frac{\sin NU}{N \sin U} \right)^2, \quad (3.7)$$

U 同上.这种阵的场强方向图最大值产生在 $\sin U = 0$ 处,即当
 $\pm l = k/d \quad (|k| = 0, 1, 2, 3, \dots)$ (3.8)

时,相邻两个瓣之间的角距离用 t 坐标表示时为 $1/d$,或用角度表示时 $\geq 1/d$ (弧度),所以多瓣响应并不使角径小于 $1/d$ (弧度)的孤立射电源的观测产生困难,因为任何时候都不会有二个或更多的瓣收到源的辐射.

(2)复合栅 复合栅天线阵又称复合干涉仪,是一种相关望远镜,它由一个栅式阵和一台较大的单天线(或另一个栅式阵)组成.通过选择单天线的尺度以及它相对于栅阵的位置(或二个栅阵的排列方式和有关参数),消除简单栅式阵的多瓣响应,取得高分辨的单瓣方向图,摆脱了简单栅只能观测强孤立源的限制,不过缺点是它的波束是一个高椭率的椭圆.图3.32和3.33是二个复合栅的例子.

这种天线系统的一个例子就是澳大利亚Fleurs的东西天线阵.它是将一个18.3m(60ft)的抛物面天线置于一个东西方向的栅阵的尾部而构成的.栅的阵元间距 $d=12.2\text{m}$

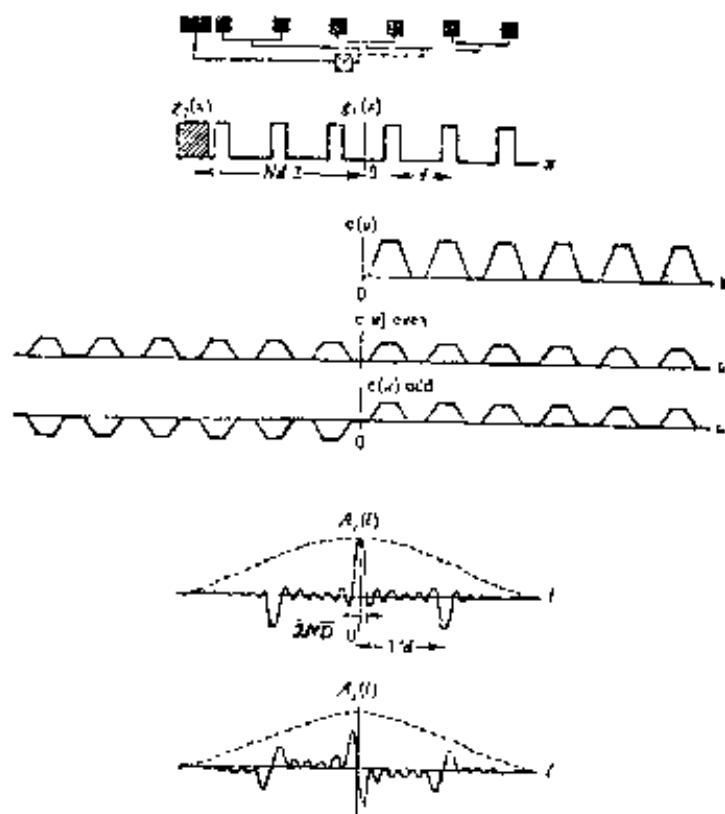


图3.32 非对称复合栅天线:天线排列,照明分布,转移函数、偶、奇成分,余弦和正弦有效面积。

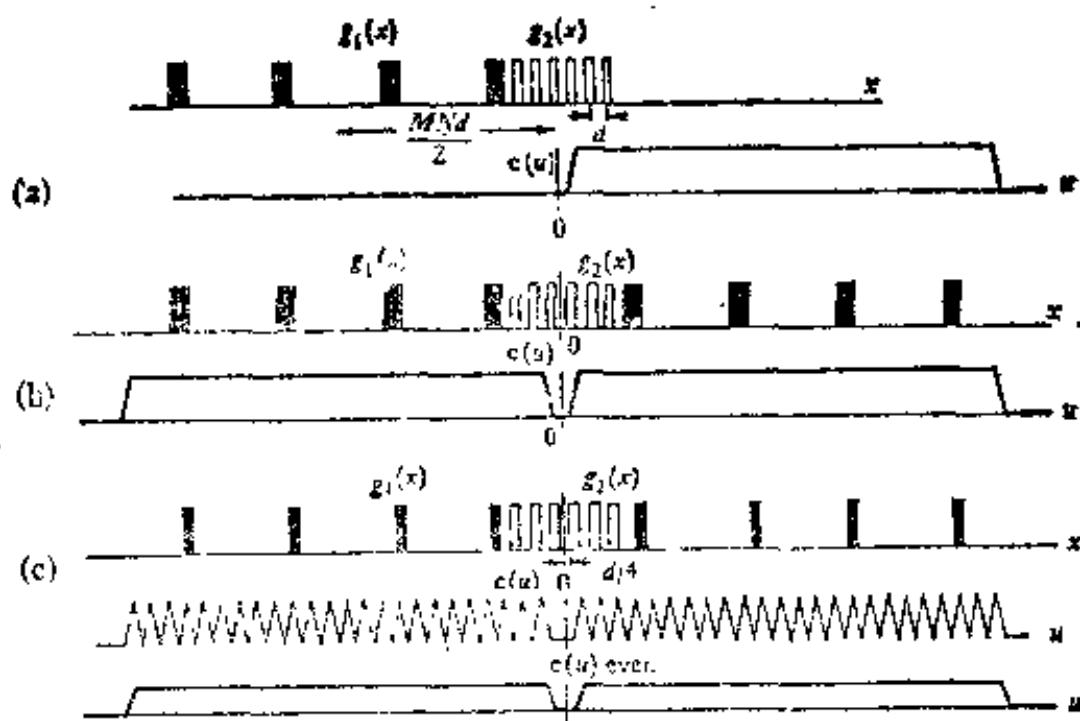


图3.33 由宽间距栅和窄间距栅组成的复合栅。(a)非对称形式, (b)对称形式, (c)准对称形式。

(40ft)。大抛物面天线的方向图窄于栅瓣间距，乘积方向图只包含一个栅瓣。它是一个椭圆扇束，其南北延伸为 $45'$ ，由大天线在 $21\text{cm} - \lambda$ 上的束宽决定，东西宽度 $2'$ ，由栅确定。大望远镜跟踪所研究的源可观测到栅瓣连续过中天。

2. 二维非连续孔径

(1) 十字天线 这种系统由两个正交的长而窄的孔径或是线形阵构成，如图3.34每一个臂的方向图由一个椭圆

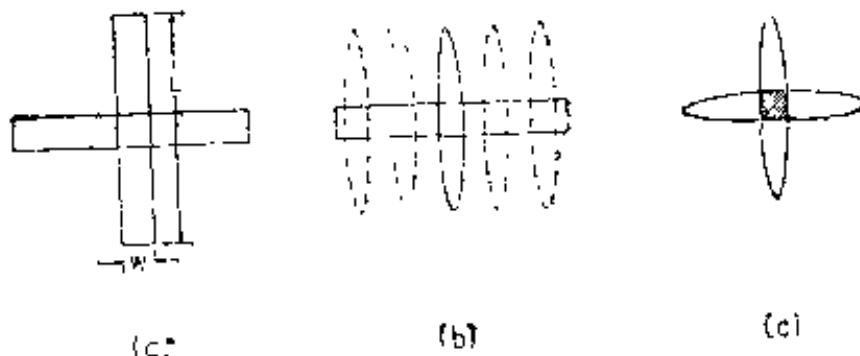


图3.34 (a)十字天线。(b)十字天线的一个臂和它的方向图,实线是主瓣。(c)互相垂直的两个椭圆分别是两个臂的主瓣,十字交叉区是整个系统的主瓣,由两个臂的输出相乘后得到。

中心瓣及若干弱的椭圆旁瓣构成。如臂的长度是 L , 宽度是 W , 主瓣的窄和宽的束宽分别正比于 λ/L 和 λ/W 。铅笔束就由十字的两个臂的输出的乘积得到, 只有在两个臂的方向图都大的那些方向上乘积方向图才是大的。图3.34(c)中十字交叉区域就是合成的主瓣。由采用沿着十字臂的楔形照明分布(由中心向终端逐渐减小)来控制和减小沿主轴的旁瓣水平。十字天线的角分辨率和长度为 L 的连续孔径的天线是一样的。收集面积可独立地由选择合适的臂宽 W 来确定。

令两个天线的长度都是 L 个波长, 宽度都是 W 个波长。当 $L \gg W$ 时, 在乘积方向图 $F_1 F_2^*$ (星号表示复共轭)的主要部分中, 含 W 的因子和 $F_e(l, m)$ 一样都可用1近似, 这样得到的正弦和余弦有效面积为

$$\begin{aligned} A_e(l, m) &= |A|_{\max} \operatorname{Re}(F_1 F_2^*) \\ &= |A|_{\max} \frac{\sin(\pi Ll)}{\pi Ll} \frac{\sin(\pi Lm)}{\pi Lm}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$A_o(l, m) = |A|_{\max} \operatorname{Im}(F_1 F_2^*) = 0. \quad (3.10)$$

最大的十字天线系统是澳大利亚悉尼大学的1英里(1609.3m)长的十字天线。两个臂分别安置在南北和东西方向, 由两个单块的抛物柱面组成。南北方向的反射器是固定的, 主瓣在高度上的摆动用电扫描完成。摆动范围以天顶为中心, 达 $\pm 55^\circ$ 。在东西臂的绕轴的机械转动可把它的波瓣在南北方向的宽的极大调正到和南北臂的极大重合的方向。

这个系统的工作波长 $\lambda = 408\text{MHz}$ 和 111.5MHz , 束宽分别为 $3'$ 和 $10'$, 天线收集面积 $37,000\text{m}^2$ ($400,000\text{ft}^2$), 南北臂馈口阵的输出结合引入的不同的递增相移可在不同高度同时产生若干个瓣, 如在 408MHz 有11个相距 $1.5'$ 的波瓣, 而在 111.5MHz 有3个相距 $7'$ 的波瓣。这种系统是中星仪式, 最适合于巡视。

(2) 十字栅天线 中星仪型十字天线系统不能跟踪天体，不适合研究个别源的细节，因而发展了十字栅天线系统。就是在十字天线的臂上用分立的天线元代替连续孔径，它可在时角和赤纬轴方向进行机械转动，这样就可在很宽的时角范围内跟踪天体。十字栅开始是用于太阳研究。它的分立天线元的臂在一维方向上产生一个“主极大阵”或称栅瓣，如图3.34(b)，天线元间距是 d 个波长，栅瓣间距为 λ/d 弧度，当太阳相继穿过每一个栅瓣，我们就可以在很大的范围内对它进行研究。因为瓣的间距 $\geq 1^\circ$ ，所以在任何一瞬间，只有一个瓣落在太阳上。因为太阳辐射很强，也不会和落在其它瓣中的其它射电源相混淆。个别天线元通常是小抛物面，它们必须跟踪太阳，使其落在天线波束的极大点上。两个臂的输出相乘产生一个波瓣的栅格方向图。为了适合在不同纬度观测太阳，南北臂的干涉图必须借引入递增相移方法达到沿南北臂可调的目的。

对于由两个结构相同而且互相垂直的各具有 N 个均匀照明天线元的阵组成的十字栅，如果这两个阵的对称中心重合而且没有内部损耗，则这个十字栅系统的有效面积将为

$$\left. \begin{aligned} A_e(l, m) &= 2NA_e(l, m) \frac{\sin NU \sin NV}{N \sin U N \sin V}, \\ A_e(l, m) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

其中 $U = \pi dl, V = \pi dm, d$ (以波长为单位)为阵内相邻单元之间的间距，两个阵的栅瓣的包络都是 $NA_e(l, m)$ ，它们之间的区别在于包络下的栅瓣的指向不同，如 A_e 中最后两个因子所表示的那样。十字栅的栅瓣是由 $\sin U$ 和 $\sin V$ 同时为零的各个方向上的铅笔束所组成，它们极大值的幅度由相应方向上的包络图给定。总的来说，这种系统的栅格状波瓣图是两个臂的输出相乘产生的(见图3.35)。

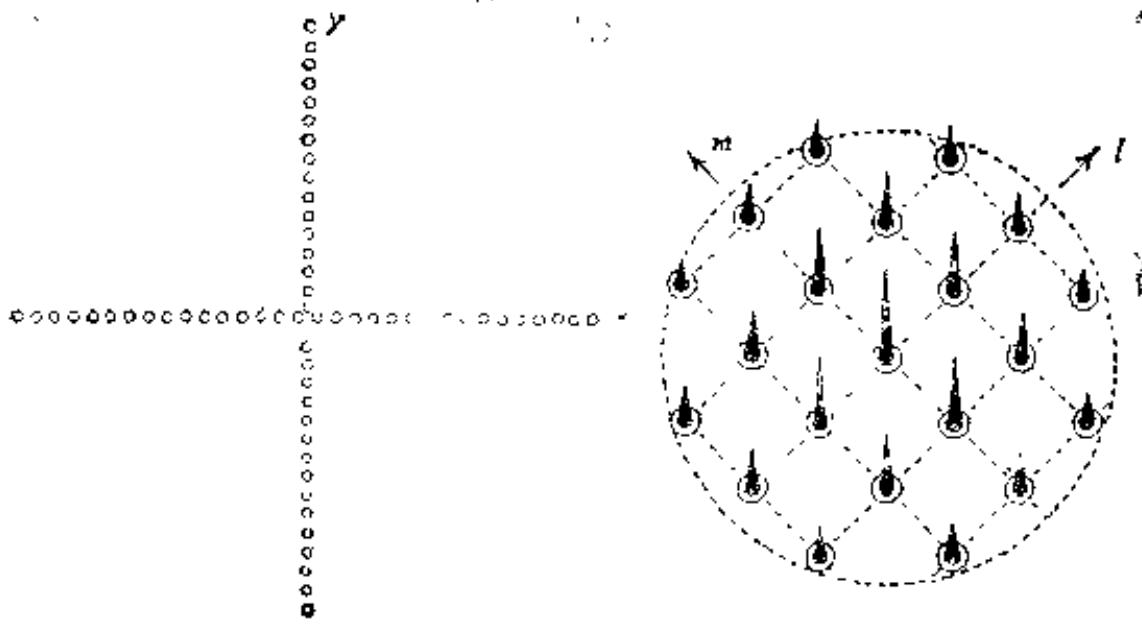


图8.35 十字栅天线及其波瓣响应。

这类设备的一个例子就是澳大利亚悉尼附近 Fleurs 的 $21\text{cm}-\lambda$ 的十字栅太阳望远镜及美国斯坦福大学的 $10\text{cm}-\lambda$ 的单频日象仪。Fleurs的望远镜每臂包括32面 5.8m (19ft) 的抛物面天线，臂长 $L = 366\text{m}$ (1200ft)。方向图是栅格状分布的瓣图，瓣宽 $\sim 2'$ ，间距 $\sim 1^\circ$ 。个别天线的波束 $\sim 2.5^\circ$ ，所以包括约 9 个干涉仪瓣。由于多瓣特征，此镜只宜观测太阳。

(3) 环形阵 如果把连续的环形天线作总功率望远镜使用，它将有一个和相应连续孔径相同的中心瓣以及较高的旁瓣。对环形天线我们进行例如 k 次不同的相位调制(即对整个的环形阵引入 k 次递增的相移)，然后对得到的 k 个不同的响应求不同权重的代数和，即把它们综合起来就可得到一个低旁瓣的组合方向图。这个过程将作为相对于某个方向的一次组合观测，称 J^2 综合。这个方法是基于总相位 $2\pi k$ (弧度) ($k = 1, 2, 3, \dots$) 不同取值的环形阵的有效面积 正比于相应各阶的贝塞尔函数，即

$$A_k(0, m) \propto [J_k(U)]^2. \quad (3.12)$$

而一个圆对称有效面积 $A(0, m)$ 可以表示为一个级数

$$A(0, m) = \sum_{k=0}^{\infty} t_k A_k(0, m), \quad (3.13)$$

于是我们有

$$A(0, m) \propto \sum_{k=0}^{\infty} t_k [I_k(U)]^2. \quad (3.14)$$

问题就归结为寻找一组 t_k , 使综合出的系统响应满足低旁瓣的要求。

目前, 唯一建成的环形天线阵是由96面直径 13m 的全动抛物面天线组成的不连续的环形阵, 排列在直径为 3 km 的圆圈上, 工作在 1.88m 和 3.75m 波长。它有复杂的 数据处理 系统, 用于快速波束的综合和扫描。扫描是指在进行上述的波束综合的同时, 96台天线的输出通过不同的相位延迟转换器馈入48台放大器, 同时产生一个对着天空的波束列, 它包括直径 3.5', 间距 2.1', 沿南北方向排列的48个波束, 它们在 1 秒时间内自东向西快速扫描, 提供一幅完全的太阳瞬时图象。

这种系统的主要优点是旁瓣响应没有方向性。它的局限是环的不连续性产生的旁瓣和一个十字栅的栅瓣类似, 第二栅瓣相距 2°, 只适合于观测太阳这样的强孤立源。另外这个系统构成一个满意的天线方向图的过程非常复杂, 而且天线系统一经建成不易扩大。

三、几台有代表性的抛物面天线结构

及其细节的图片

1. 美国国家射电天文台(NRAO)43m 射电望远镜

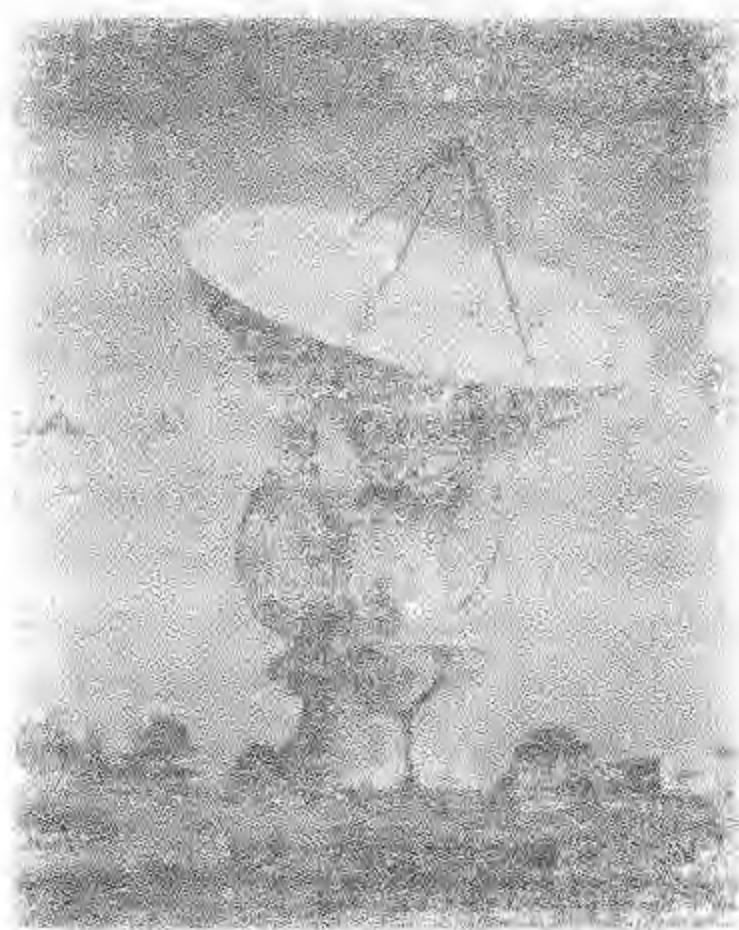


图3.36-1 外观。



图3.36-2 赤经和赤纬赤道轮。



图3.36-3 背景结构和结点。



图3.36-4 背景结构和结点。

2. 美国加州理工学院莱顿(Leighton)10m毫米波射电望远

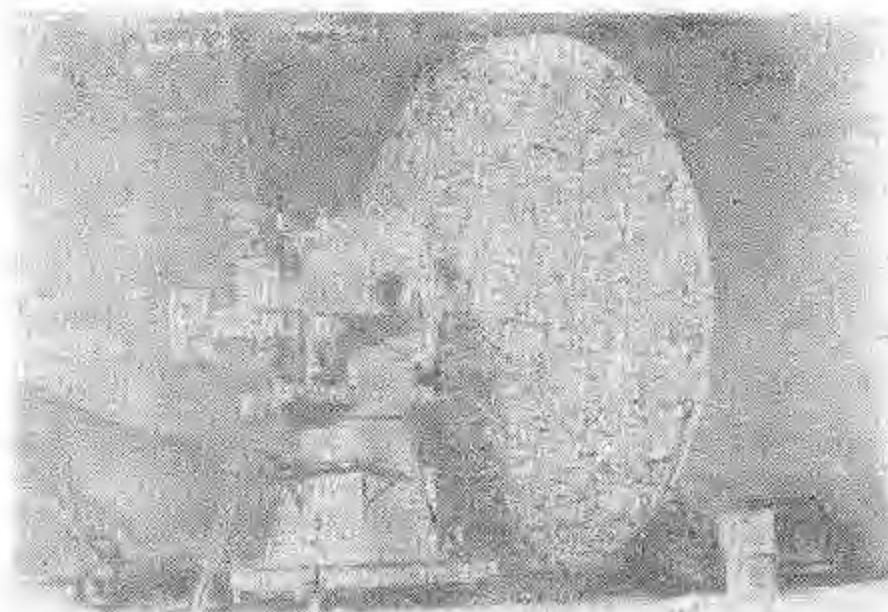


图3.37-1 外观。

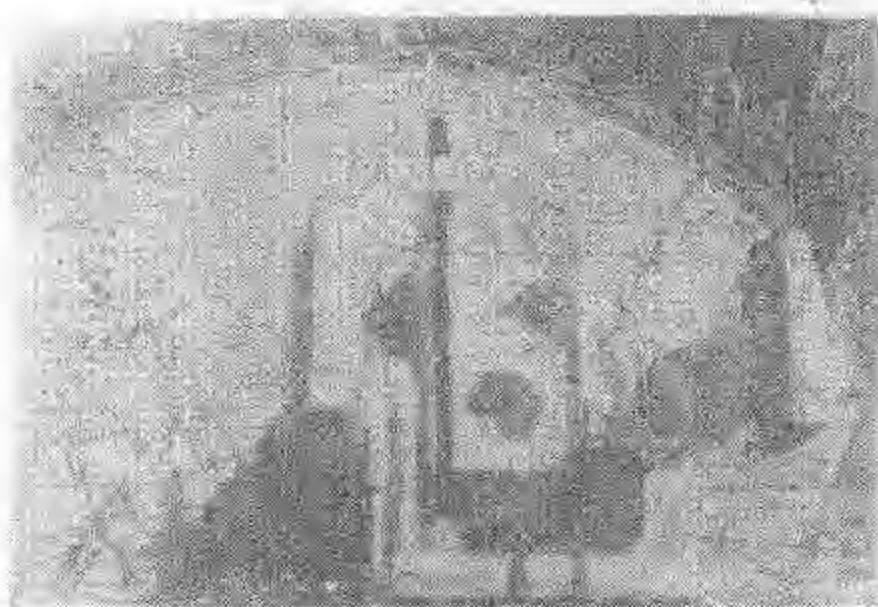


图3.37-2 天线俯仰台杆和支撑结构。

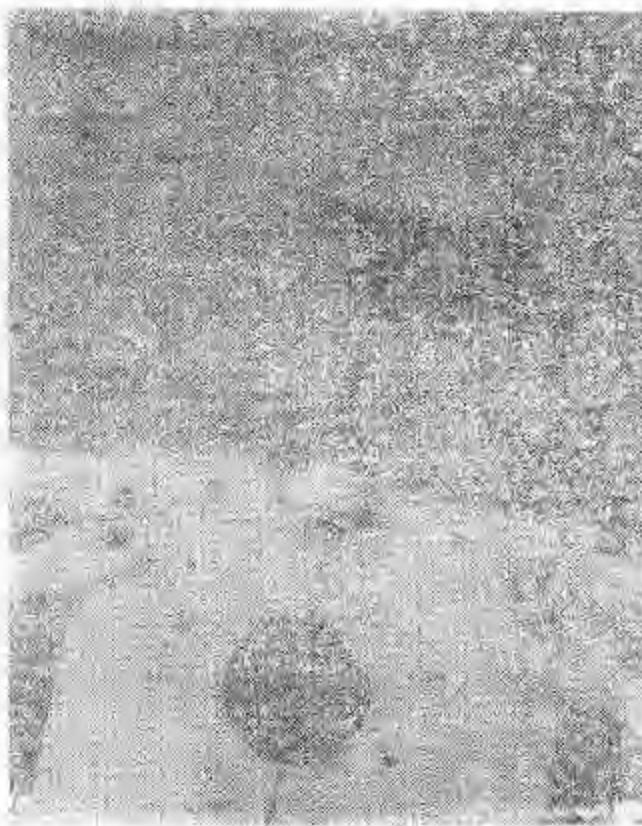


图3.37-3 天线骨架结点。

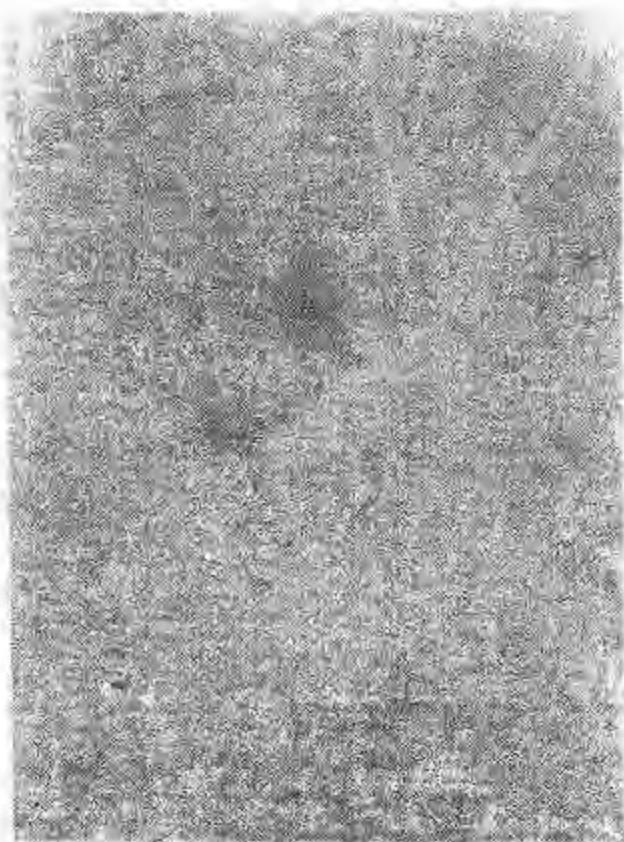


图3.37-4 天线骨架结点。

3. 美国加州理工学院欧文斯谷(Owen's Valley)射电天文台
二元变距干涉仪的27.5m射电望远镜

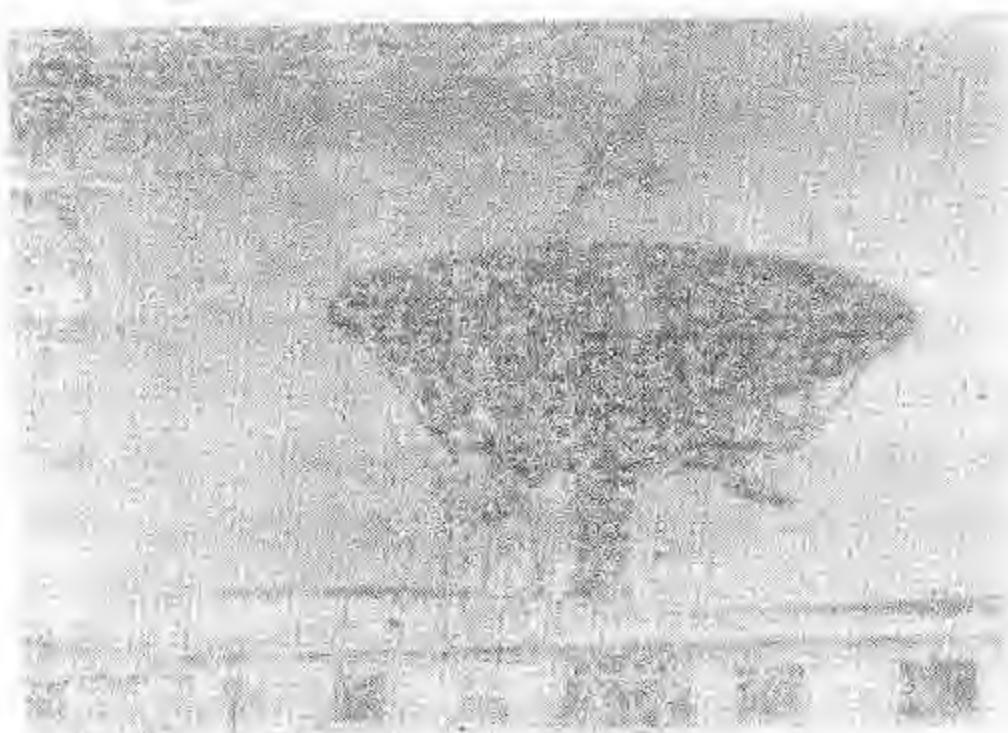


图3.38-1 外观。

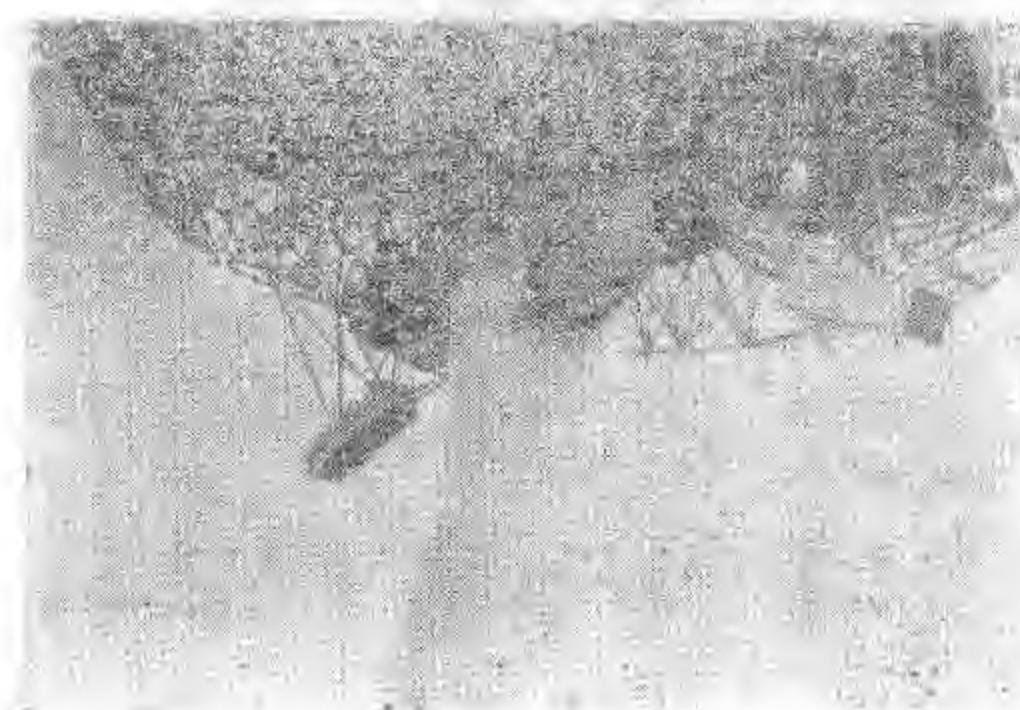


图3.38-2 基座和骨架。



图3.38-3 背架结构。

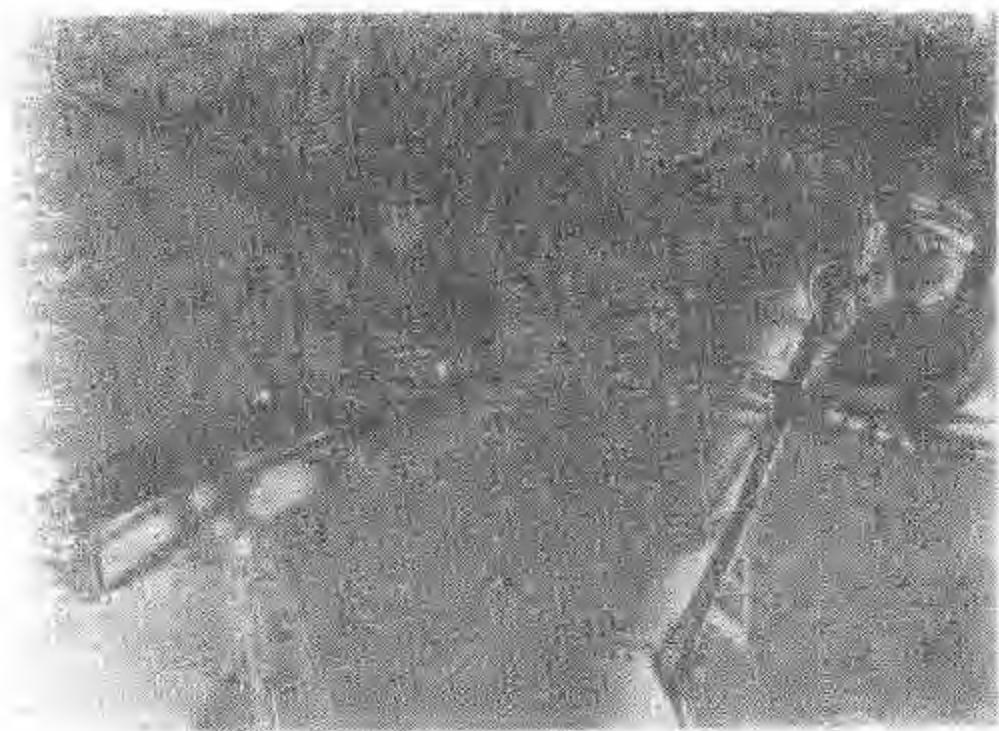


图3.38-4 背架结构。

4. 美国 NRAO 基大阵 (VLA) 25m 天线：
(天线全景见图4.13)。

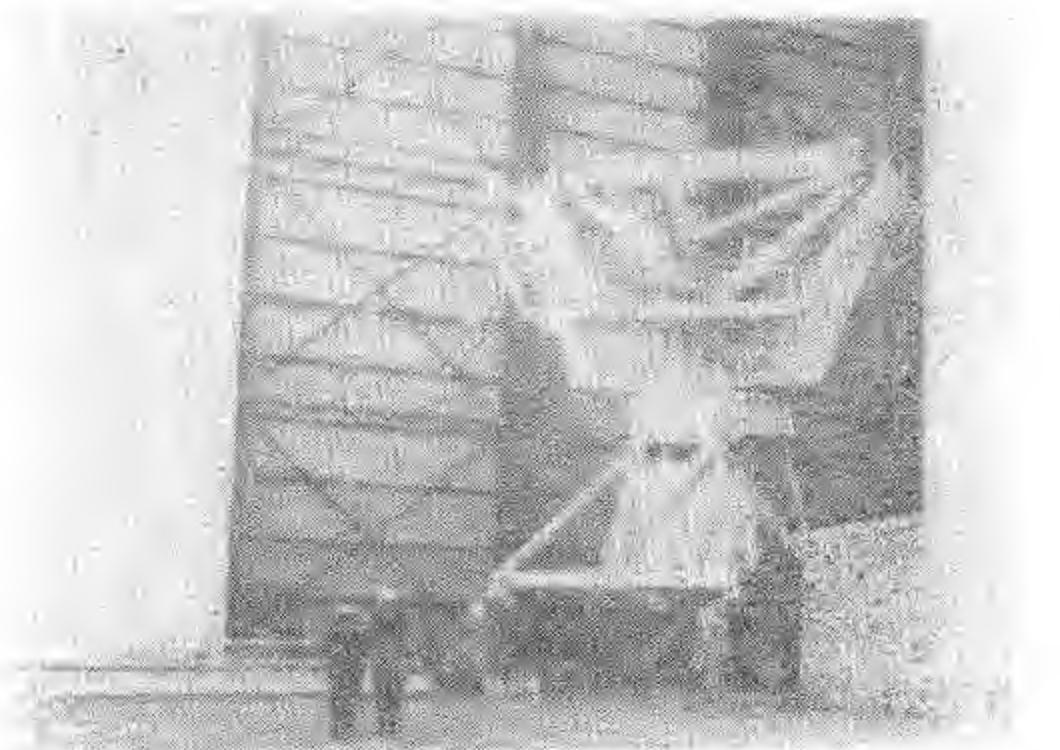


图3.39-1 一台在站址装配间的25m天线(背架以下部分)。

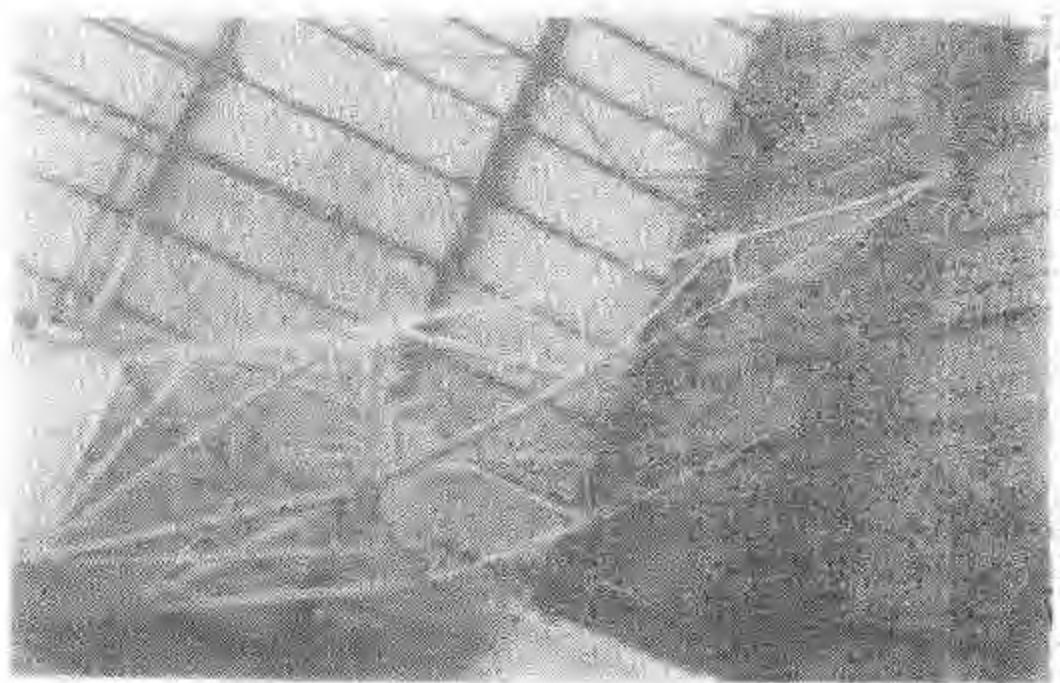


图3.39-2 在装配间的部分天线背架

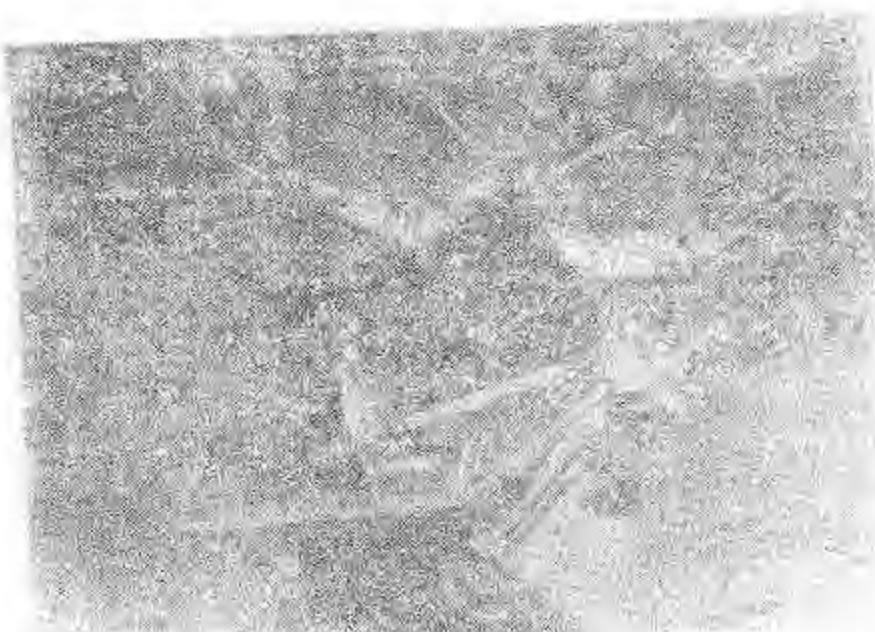


图3.39-3 背架和塔座连结部分。

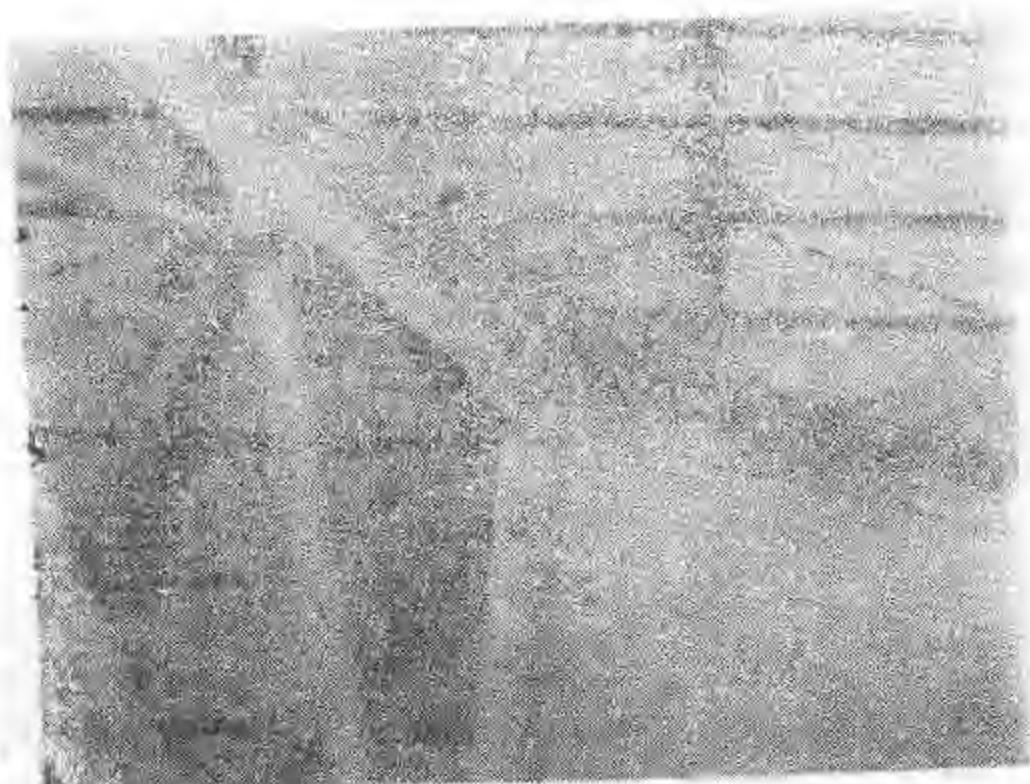


图3.39-4 背架结点。

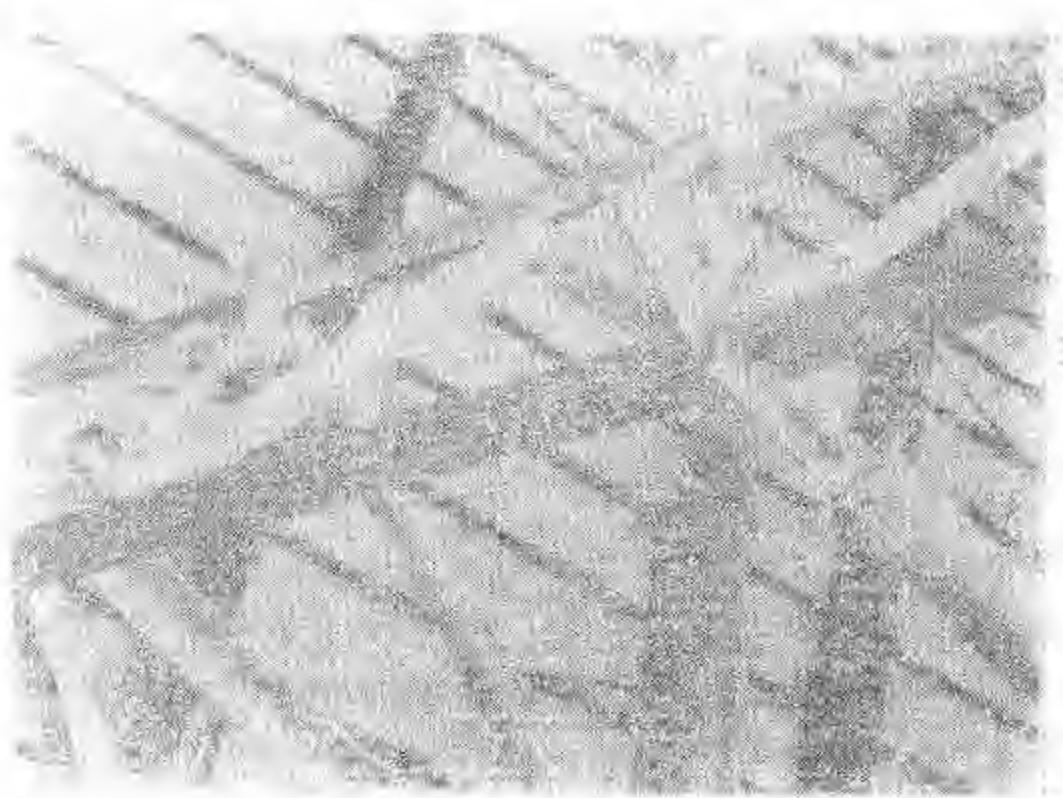


图3.39-5 背架结点。

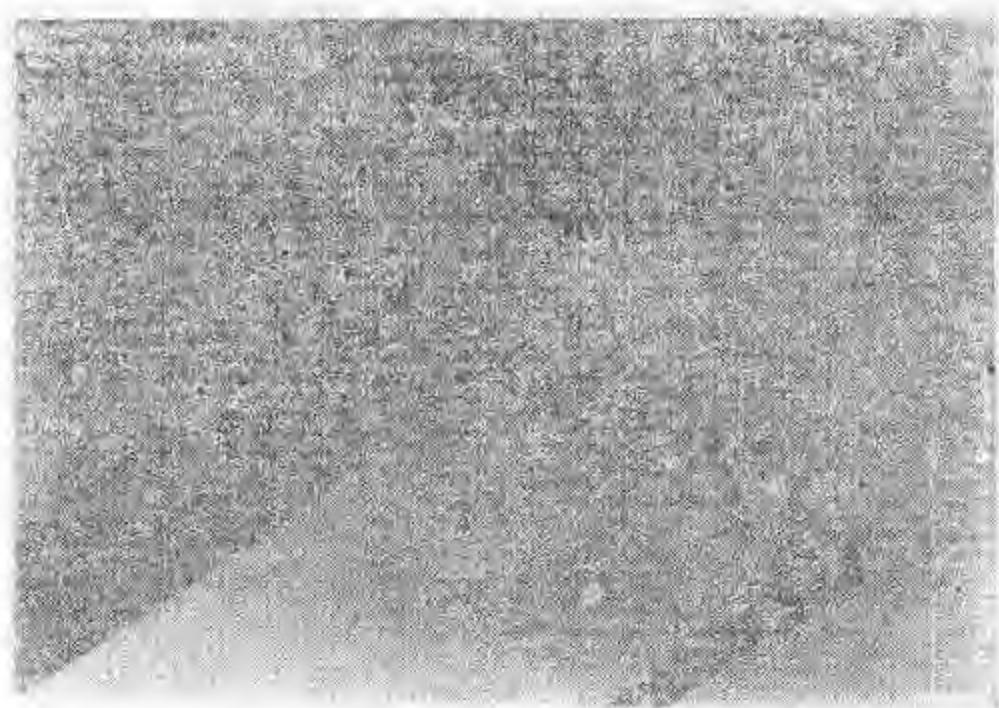


图3.39-6 天线面板与馈源支杆交接处。

5. 美国加州理工学院欧文斯谷射电天文台的40m 射电望远镜
(天线全景见图3.11)。

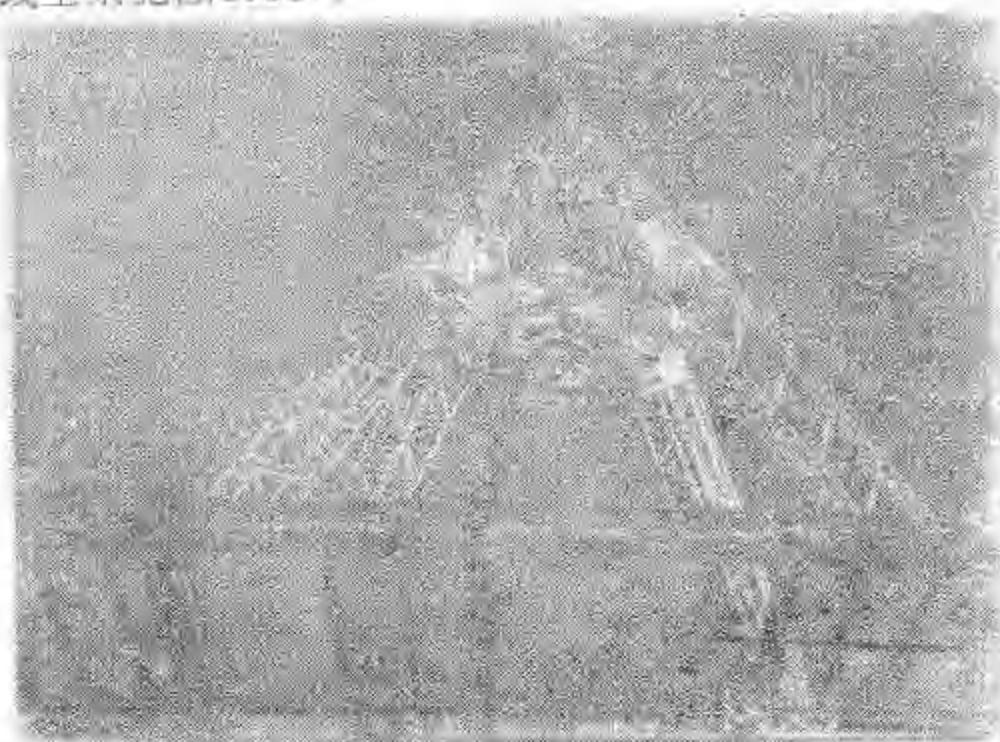


图3.40-1 主抛物面及其支撑塔。

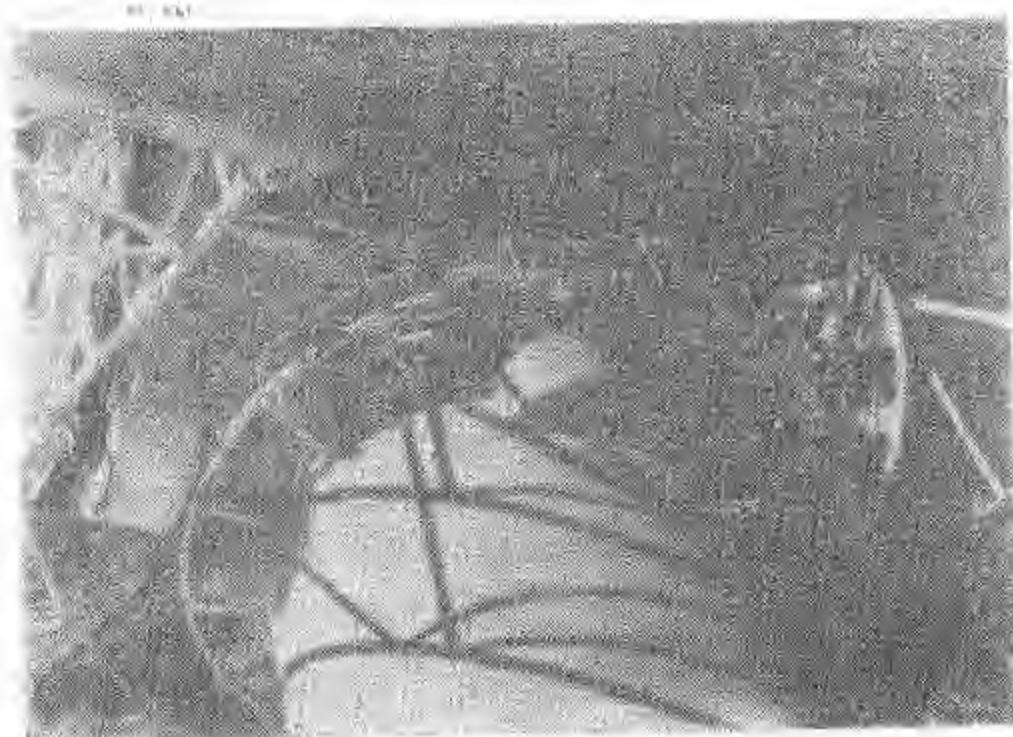


图3.40-2 塔座和俯仰轴。



图3.40-3 天线背景和俯仰轴一端。

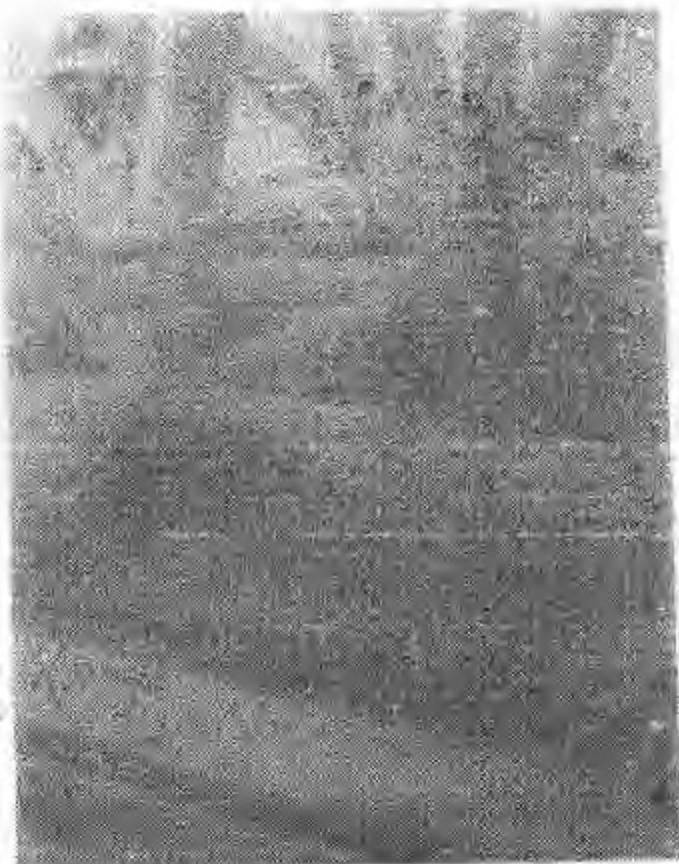


图3.40-4 背架结点。

6. 美国斯坦福(Stanford)大学斯坦福射电天文研究所五元干涉仪的组元天线，直径18.3m

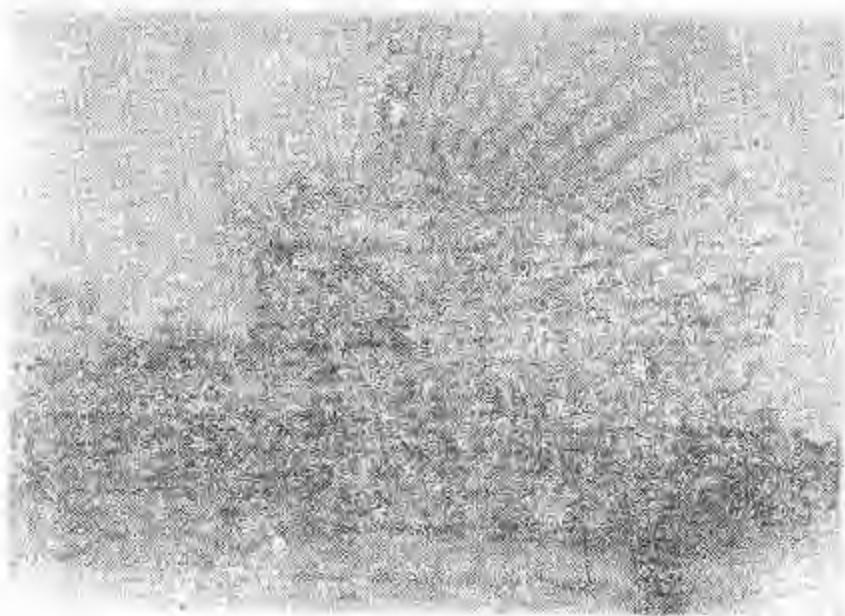


图3.41-1 天线的背景结构。

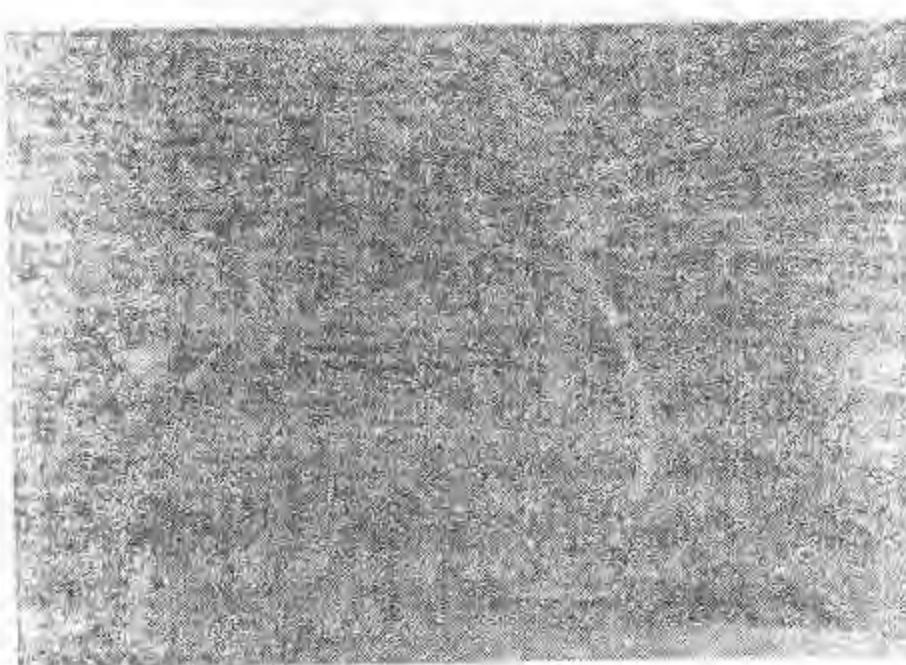


图3.41-2 仰和方位齿轮。

7. 美国东北射电天文台联合组织(NEROC)的海斯塔克
(Haystack)射电天文台的37m射电望远镜

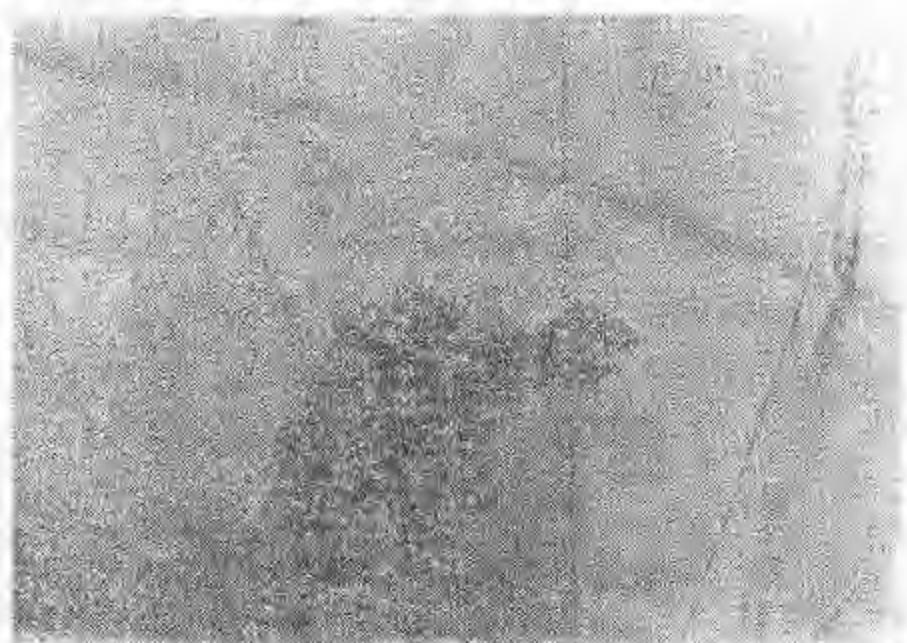


图3.42-1 卡佛馈源。



图3.42-2 背架结点。

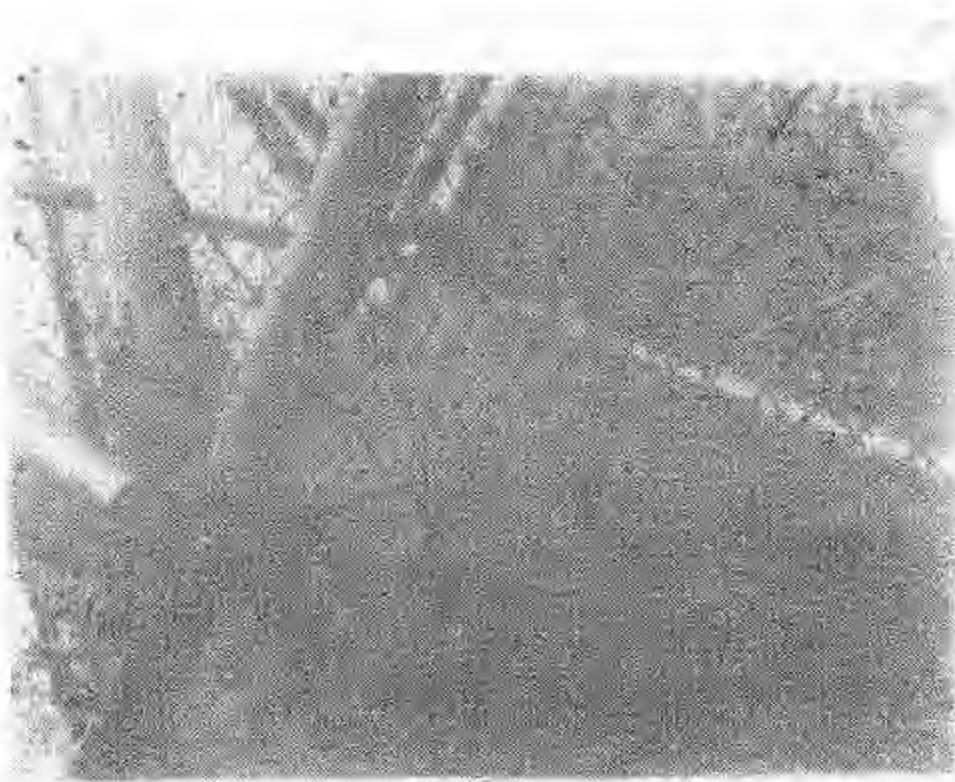


图3.42-3 背架结点。



图3.42-4 背架结点。

8. 天线异体同形结构的等柔结构模型

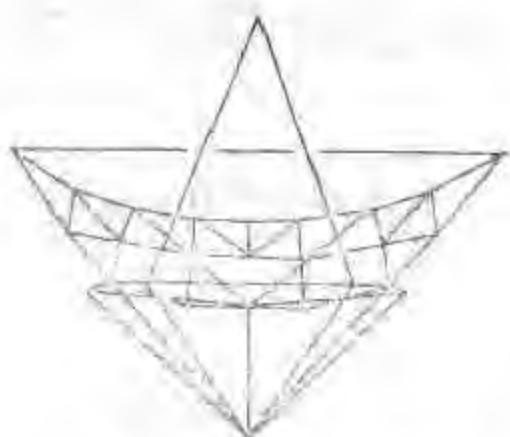


图2.42-1 天线的柔结构。

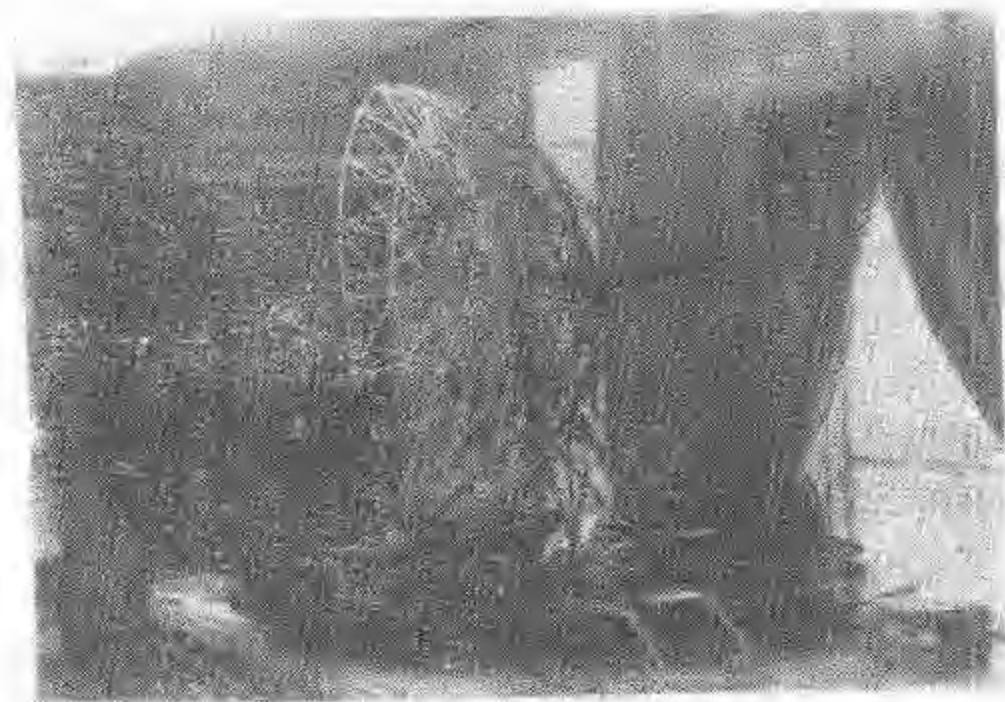


图3.42-2 NRAO设计的270米波射电望远镜异体同型骨架模型。

第四章 综合孔径射电望远镜

一、孔径综合的原理

1. 概念的描述

简单地说，我们可以用小孔径天线按下列方式来模拟一台大孔径天线。也即把一台大孔径天线划分成若干小块。而我们有一个小射电望远镜，其口径恰如其中一小块的大小。如果我们能把这个小望远镜依次安放在每一个小块的位置上，并把它接收到的信号加在一起，我们必定可以得到犹如整个大孔径天线所得到的结果。这个过程就称作孔径综合。

具体地，我们设想把一台单天线的孔径分成 N 个单元。它的第*i*个单元的射频电压输出为 $\Delta V_i(t)$ ，总输出电压可写成：

$$V(t) = \sum \Delta V_i(t). \quad (4.1)$$

大孔径射电镜的接收机测量的输出功率 P 正比于输出电压平方的时间平均值：

$$\langle P \rangle \propto \langle (\sum \Delta V_i)^2 \rangle = \sum \sum \langle (\Delta V_i \cdot \Delta V_j) \rangle, \quad (4.2)$$

这样，用大的连续孔径望远镜进行的任何测量都可写成这样一个和的形式，其中每一项只依赖于 N 个孔径单元中的两个单元的贡献。很明显，在这个和中的每一项 $\langle \Delta V_i \cdot \Delta V_j \rangle$ 都可以用两个尺度为孔径单元的小天线来得到。测量时把这两个小天线放在位置*i*和*j*处，并用相关接收机测出它们的输出电压乘积的平均值。只要假定观测的天空部分没有变源，两个小的可移动天线构成的相关干涉仪和一个相关(乘法)接收机

就可以用来系统地逐项测量(4.2)式中级数的每一项。把这 N^2 项加起来，事实上我们就“综合”了一个大得多的连续孔径望远镜所进行的一次测量。

不过这样进行“综合”的过程是慢而效率低的。我们要注意两点：第一，级数中大部分项是多余的(重复的)。两天线系统在位置上平行移动时输出是不变的，即同样的相对位置(间距和指向)结果是等效的，这时只需进行一次测量，见图4.1。这就使所需测量的数目由 N^2 减少到 N (一维的情形)，或由 N^2 到约 $2N$ (二维的情形)。第二，一个相关接收机能够

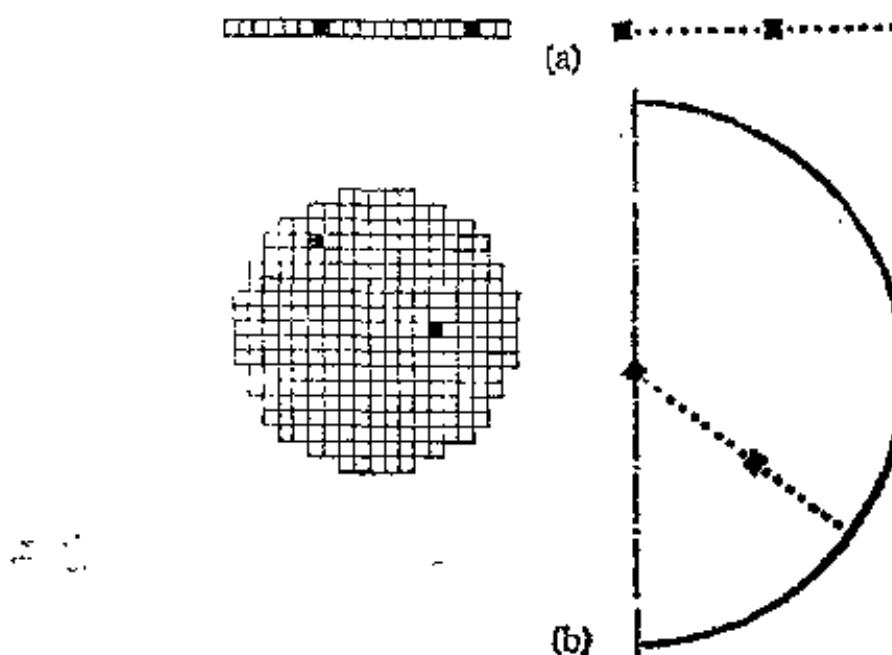


图4.1 孔径综合：由一个大天线输出的(方程(4.2)表示的)每一项可以由使用一台和相关接收机相连的变距干涉仪来测量。a)一维综合，干涉仪测量每一对相同间距的单元孔径面积对天线输出的贡献，右图虚线标出各天线对的位置。改变干涉仪天线间距，表达式(4.2)中所有项可以依次测量。b)利用地球自转进行二维综合，用一个东-西变距干涉仪可以综合出一个展伸于垂直地轴平面上的孔径。任何一对单元孔径面积对大天线的输出的贡献都可以用一个干涉仪来进行测量，只要干涉仪的间距安排得当并且观测选在合适的时间。如果干涉仪的两个天线是方向可控的，以便在至少12小时内跟踪所观测的天区，则对于任何特殊间距，在全部指向上的测量均可进行。

测量两个射频电压的乘积的平均值以及它们的相位差。知道了相关相位，我们就能够计算对于来自 N 个孔径单元的信号之间存在任何一种所要求的相位关系时方程(4.2)的和。特别是，我们就可以综合出当大孔径天线的电控波束指向天空某些不同的方向时应当得到的测量结果。如前述，指向的电控是由调节贯穿系统的电长度来实现的，所以从入射波前的每一点到天线输出部分的路径是等长的。射电观测通常使用小的相对频带宽度，即 $\Delta v/v \ll 1$ ，所以电路径上的一个小的变化，就等效于一个相位变化。

2. 数学表达

二元干涉仪的瞬时输出是射电源对于自变量(对应基线在天球上的瞬时投影)的角亮度分布的傅里叶变换值(射电源亮度分布的傅里叶变换通常称为可见度函数)。由组合多次瞬时输出来取得足够量的傅里叶级数的系数，就可能建立源的二维的像，这就是孔径综合的原理。换言之，对于不变的射电源，通过综合多次在不同的间距和方向的一个(或一组)变距干涉仪的观测，使等于一个连续孔径的一次观测，以取得源的亮度分布的方法就是孔径综合的观测方法。这种方法的实质就是：不是同时，而是逐个地对于一个天区测量各个傅里叶分量。这种测量要求：1) 在任一时刻只需使用望远镜孔径的一个小部分，大大降低了大孔径建造的造价。2) 干涉仪的一个组元天线必须相对于另一个在空间移动多次才能完成取得射电源分布所有必要的傅里叶分量。3) 辐射源在观测过程中必须不变。

我们将相关望远镜的复天线温度和复有效面积(由(2.74)、(2.76)得出)

$$T_s = \lambda^{-2} \int_{4\pi} T_B(l, m) A(l, m), d\Omega \quad (2.80)$$

$$A(l, m) = |A(l, m)| \exp(j\psi) \quad (4.3)$$

应用于相关干涉仪, 其中

$$|A(l, m)| = 2 [A_1(l, m) A_2(l, m)]^{1/2}, \quad (4.4)$$

是对所有可能的相位 ψ 的方向图的包络. A_1, A_2 分别为干涉仪两个组元天线的有效面积. 如果干涉仪的组元天线电中心之间的距离在 x 方向是 u , y 方向是 v (波长为单位), 那么从射电源到两个天线的程差 ψ (弧度为单位)

$$\psi = 2\pi v_0 \tau = 2\pi(u l + v m). \quad (\text{弧度}) \quad (2.68)$$

将(4.3), (4.4)以及 $d\Omega$ 投影到 lm 平面上的表达式

$$d\Omega = dl dm (1 - l^2 - m^2)^{-1/2} \quad (2.3)$$

代入复天线温度(2.80), 便可得到在特定的干涉仪间距(u, v)上的相关温度

$$T_s(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{T_B(l, m) |A(l, m)|}{\lambda^2 (1 - l^2 - m^2)^{1/2}} \right] \cdot \exp[j2\pi(u l + v m)] dl dm \quad (4.5)$$

这是一个傅里叶积分方程. 于是我们有一个傅里叶函数对:

$$T_s(u, v) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} T_B(l, m) |A(l, m)|}{\lambda^2 (1 - l^2 - m^2)^{1/2}} dl dm \quad (4.6)$$

我们规定对于“地平”以外即对 $l^2 + m^2 > 1$ 处 $T_s(l, m) \equiv 0$.

作为干涉仪间距(u, v)的函数的实测相关温度 T_s 是(4.5)式积分号内方括弧所包含的表达式的傅里叶变换. 所以变距干涉仪的在一个天线位置((u, v) 的一次取值)的测量给出射电源的“加权”亮度分布的一个傅里叶分量, 一系列的测量((u, v) 的一系列不同取值)给出相关温度 T_s 的函数, 它的逆变换便给出射电源的亮度分布;

$$\frac{T_s(l,m) + A(l,m)}{\lambda^2(1-l^2-m^2)^{\frac{1}{2}}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T_a(u,v) \cdot \exp[-j2\pi(u l + v m)] du dv \quad (4.7)$$

这就是孔径综合的基本方程,它表明在包络图形内(即对于 $|A| \neq 0$)的天空亮度分布可由变距干涉仪所测的 $T_a(u,v)$ 计算出来.

亮度分布 $T_s(l,m)$ 和包络图形 $|A(l,m)|$ 都是实函数,它的傅里叶变换就都是偶函数,见(2.15)式,即

$$T_a(-u, -v) = T_a^*(u, v), \quad (4.8)$$

这意味着在 uv 平面里只需探测两个象限.

二、孔径综合的方法

1. 使用二元变距干涉仪

一台能相对于另一台天线移动的干涉仪系统称为双天线变距干涉仪系统,这是最基本和最广泛应用的二元干涉仪系统,如图4.2(a),它的方向图由图4.2(b),(c)所示.

干涉仪测量包含了所有需要的信息来建立天空某一区域上射电亮度的象,而达到这一目的只要通过电控波束指向来综合一个大孔径.事实上, N 次必需的平均电压乘积和相位差的测量就足够计算出一幅图象,而这幅图象用大的“综合”孔径需进行 $2N$ 次独立取向测量(在二维的情形,分别是 $2N$ 次测量和 $4N$ 次取向).孔径综合技术对于射电天文学建造高分辨率的成象望远镜开辟了道路.

在美国的Owen's Valley射电天文台有一个二元变距干涉仪系统,是由二台27.5m(90ft)的方向可控抛物面天线组成的(见图3.38).它们可沿着东西和南北向均为488m(1600ft).

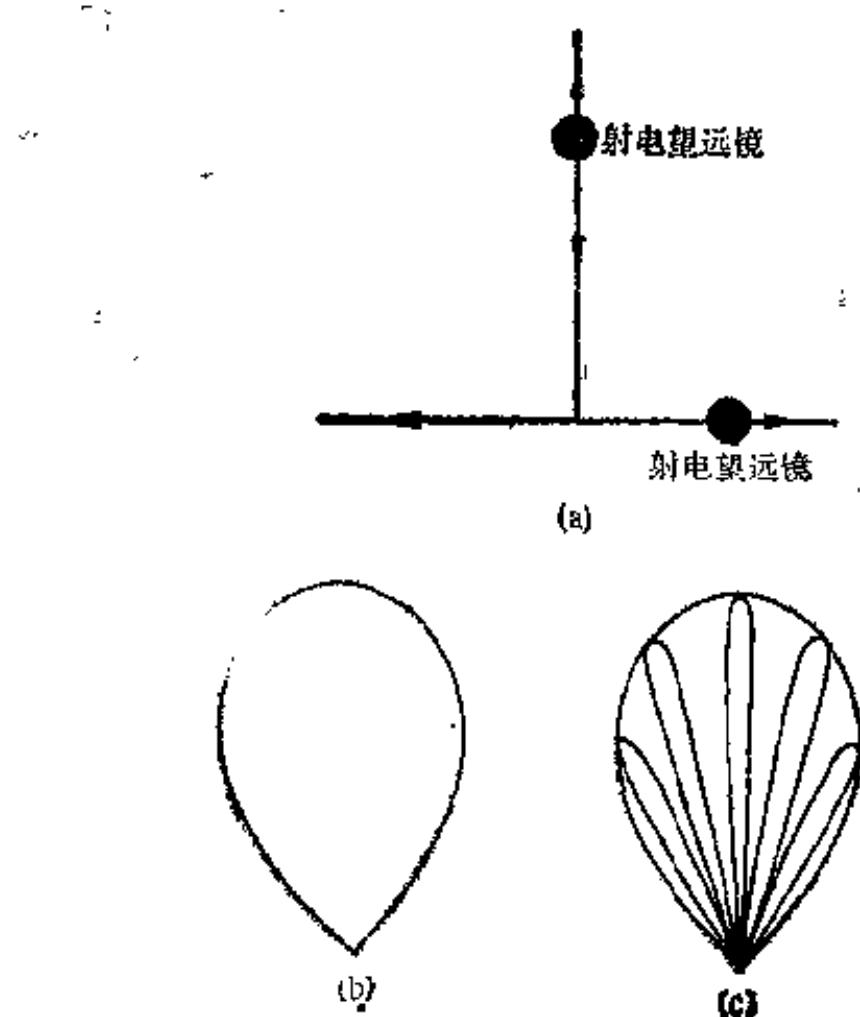


图4.2 (a) 用作二维孔径综合的变距干涉仪的移动范围示意，
(b) 组元天线之一的方向图形，(c) 二元干涉仪的合成方向图。

长的基线上的各站移动，方向和间距可根据需要而选择。

美国国家射电天文台有一台三元变距干涉仪，口径26m。见图4.3，前面二台射电镜可沿1524m长的铁轨相对最后一台固定抛物面天线移动。

英国剑桥大学于1958年用一个长的东西向天线和一个可动的南北向天线构成了一个天线阵($60\text{m} \times 20\text{m}$)，它提供了另一种类型的变距干涉仪孔径综合(即只用了一维的综合得到二维的天图)的可能性，如图(4.4)所示。如果把A的一半去掉并把B的轨道在A的另一侧延长到相等的距离处，就可得到一个等价的望远镜。

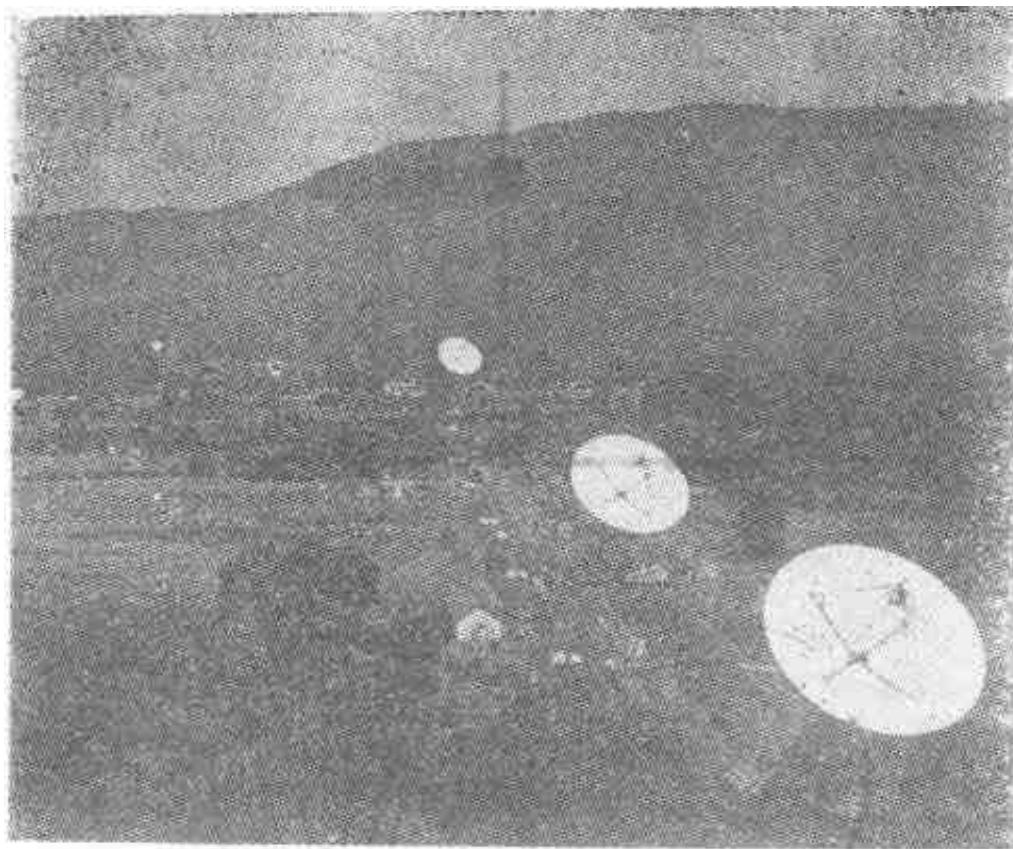


图4.3 美国国家射电天文台的三元变距干涉仪。美国，西弗吉尼亚州，Green Bank。

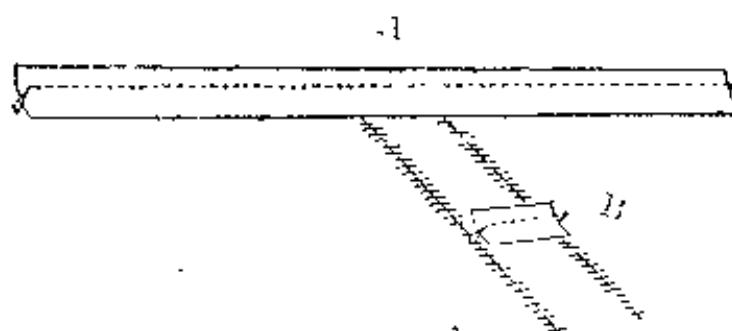


图4.4 一个可动的天线和一个长的固定天线组成的综合孔径望远镜，它是第一批完整的综合设备之一（测量相位和振幅）。

2. 利用地球自转

地球上大部分直线在地球自转时都显出视长度和方向的变化(见图4.5)，与地轴平行的线是例外，它们的视长度和方向都不变。另外的例外是从 $\delta = 0$ 的源处看一条与地球赤道平行的直线，它只有视长度的变化。从天极上看同一个半球

上放在东西方向上的一台线天线，由图4.6可见，它在24小时内可综合出一个孔径，其中包含着全部的指向和直到天线长度为止的所有间距。用一台双天线干涉仪进行综合，同样可在地球转完一圈后得到间距的一个周期的变化。

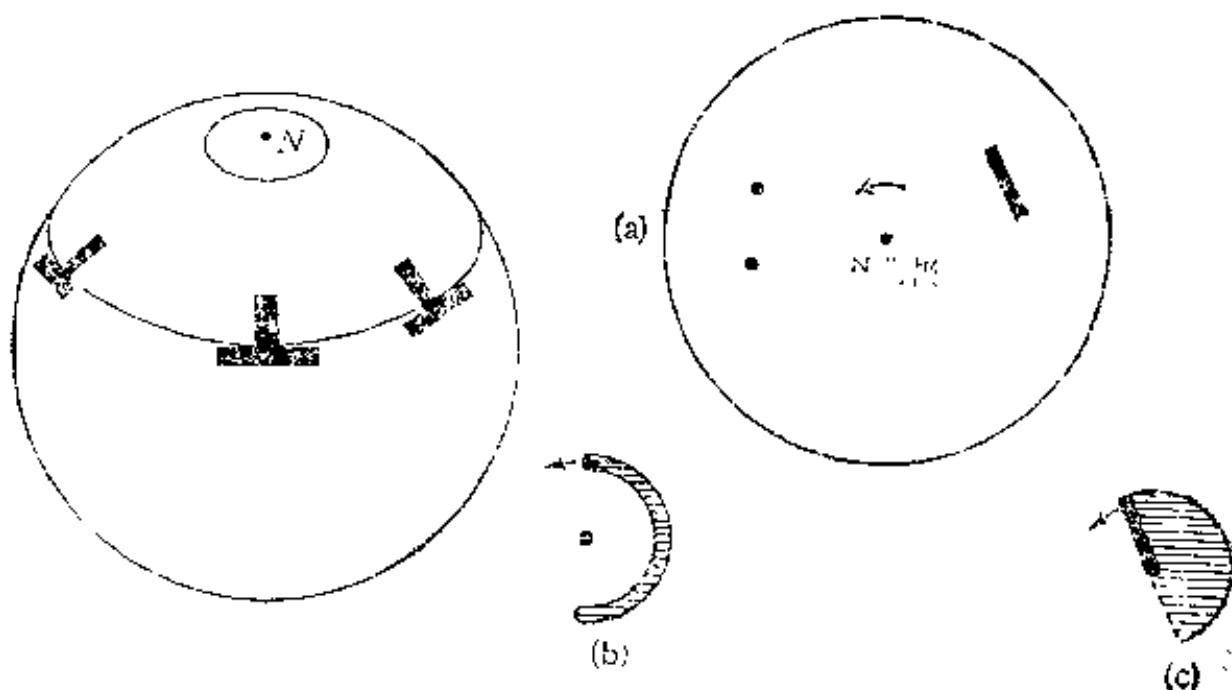


图4.5 由空间一个固定
点所见地球表面一区域的
视旋转。地球上一条线的视
旋转构成一种口径综合的
方法。

图4.6 (a) 从北天极方向的空间一点
来观察地球上东西向的线天线和双天线
干涉仪，(b) 12小时内双天线干涉仪所
产生的视方向和间距范围。(c) 地球自
转12小时内，一个线天线所产生的视方
向和间距范围。

从赤纬 δ 处的源看平放在地球表面上与地轴成 χ 角的线天线在24小时内视间距和指向范围可由图4.7中的阴影区来表示。这里说明，线天线放在东西方向时，它垂直于地轴，放在南北方向时， $\chi = \varphi$ ， φ 是当地的地理纬度。这样，当把傅里叶变换平面选作垂直于地轴方向的平面时，随着地球自转，简单的东西方向的天线阵在 uv 平面上示踪圆路径，见图4.8。所以可以用一个方向可控抛物面线形天线阵，并利用地球自转来综合二维孔径。当抛物面天线跟踪源时，由这个天线阵

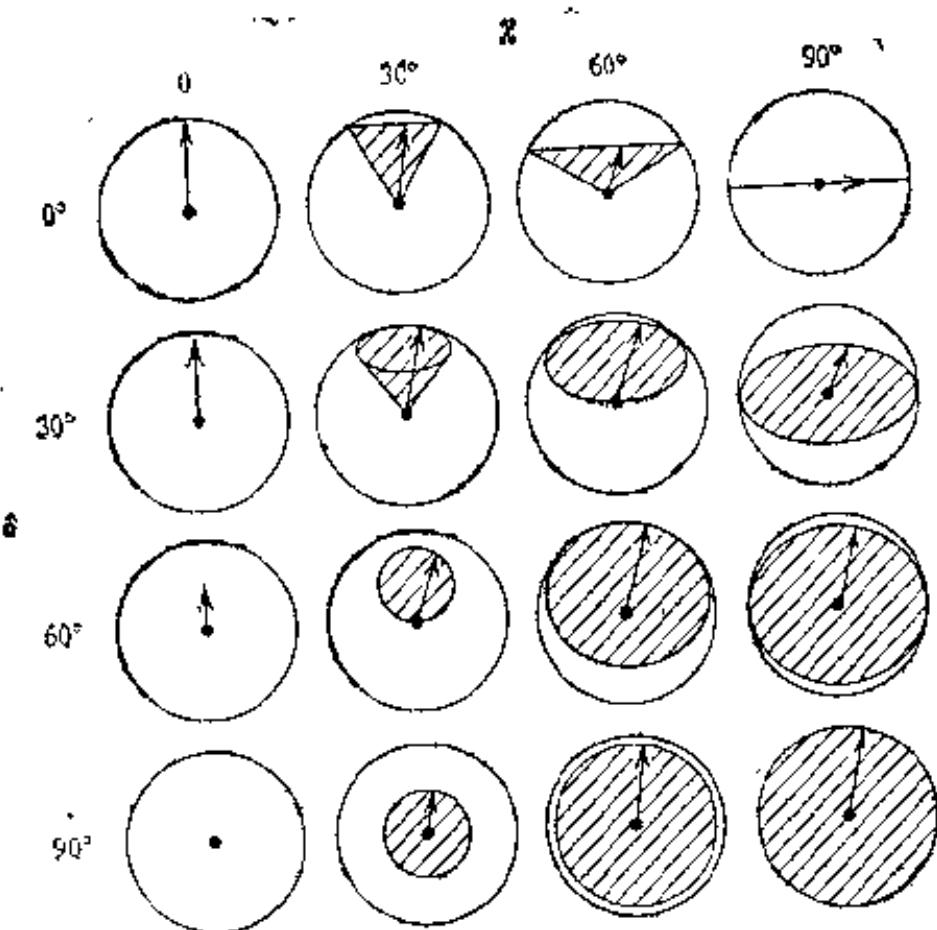


图4.7 每个图中的阴影区域表示从 δ 处的空间一个点看地球上对地轴倾斜 χ 角的线天线的视间距和方向在地球自转24小时内的变化范围, 对水平的东西向天线 $\chi=90^\circ$, 对于南北向天线 χ 等于望远镜所处的地理纬度。

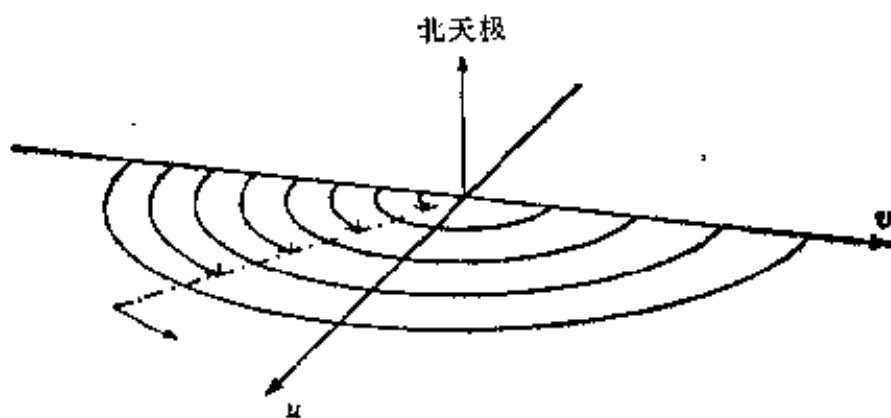


图4.8 如果把傅里叶变换平面选得垂直于地球自转轴时, 随着地球自转, 简单的东西向干涉仪将在 uv 平面上示踪一个圆的路径。这样, 如果天线之一可以沿着地面上的东西线在不同位置上移动, 则可利用一个东西干涉仪作系统巡视来求出 $T(u, v)$ 。用一个东西天线阵来代替一个固定或一个可移动的天线, 就可以同时测量若干间距。此图说明当用一个可移动的和四个间距均匀, 位置固定的天线的东西天线阵来巡视 uv 平面时, 同时取得四个间距的情形

的12小时的测量可综合出一个在垂直于地球自转轴的平面上的二维的圆孔径。当从一个赤纬为 δ 的源看这个孔径的投影时，这个孔径将成为一个轴比为 $1/\sin\delta$ 的椭圆。在某方向的半功率束宽反比于在那个方向上的投影孔径。由此可见，在赤纬方向，分辨率随 δ 下降而恶化，因为在这个方向的半功率束宽正比于 $1/\sin\delta$ 。克服这个问题是使用和东西方向一样间距的南北向天线阵。用这种方法，只要几个甚至是排列在一条直线上的干涉仪对，就可足够好的覆盖傅里叶平面的一部分，使之重建(综合出)一个源的象(亮度分布图)。适当设计的东西天线阵可用于同时测量若干间距的 $T_e(u, v)$ 。要得到满意的二维的图象，必须有安排得当的许多条干涉仪基线。对于 N 元干涉仪，就有 $N(N-1)/2$ 个干涉仪对。综合出的宇宙源的图，其最小细节的尺度由干涉仪阵的最长基线来确定，而可以单值地综合出的最大源的尺度(以弧度为单位)是干涉仪阵最短基线长度(以波长为单位)的倒数。

随着地球自转，干涉仪基线矢量在三维(u, v, w)空间范围描绘的轨迹可作如下计算。

假定一台干涉仪所在地的地理纬度是 ϕ ，它的指向(基线矢量)的方位角是 A_s ，地球自转轴和当地地面南北线构成的交角是 χ ，三者的关系有

$$\cos\chi = \cos\phi \cdot \cos A_s, \quad 0 < \chi < \frac{\pi}{2} \quad (4.9)$$

令 w 轴平行于地轴，随着地球自转，干涉仪在(u, v, w)空间范围示踪的圆轨迹由下式决定

$$\begin{aligned} u &= r \cdot \sin\chi \cdot \sin(h - H), \\ v &= -r \cdot \sin\chi \cdot \cos(h - H), \\ w &= -r \cdot \cos\chi. \end{aligned} \quad (4.10)$$

r 是在地面上干涉仪的间距(以波长为单位)， h 是在干涉仪处

看到的射电源的时角, H 是在源的方向看到干涉仪轴平行于地轴时源的时角(即基线矢量的时角),由下式给出:

$$\operatorname{tg} H = -\operatorname{tg} A_s / \sin \phi, \quad |H| < \frac{\pi}{2} \quad (4.11)$$

实际上可供测量的圆轨迹的部分是当射电源在地平面上时示踪的部分,(当天线最低指向不能达到地平位置时,这个部分还要少些). $|\delta + \phi| > 90^\circ$ 的射电源是拱极射电源,永远在地平面之上运行,在其它赤纬处的射电源只有当 $|h| < h_b$ 时才在地平面之上运行,其中

$$\cosh h_b = \operatorname{tg} \delta \cdot \operatorname{tg} \phi. \quad (4.12)$$

特定天线系统的空间范围覆盖通常可以用从视场中心方向看去的投影的轨迹来表现如图 4.9. 它全面表征了所达到的空间覆盖的一般特性.

如把坐标系统 u 轴旋转,就可以得到空间分量为 u_c, v_c, w_c

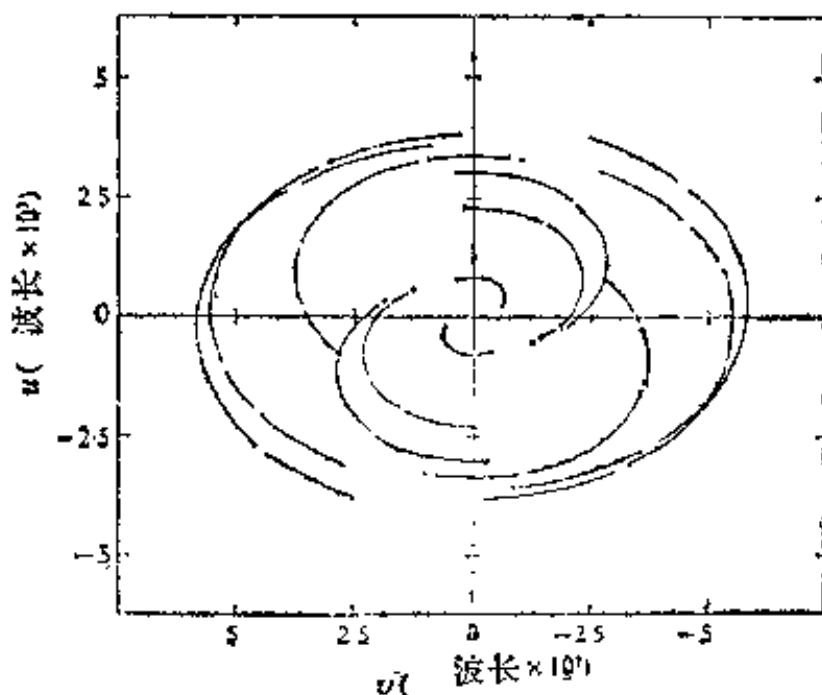


图4.9 使用四站(6条基线)VLBI(甚长基线干涉仪)网络观测 3C84(Pearson and Readhead, 1981) 在 uv 平面上的轨迹. 图中同时给出了共轭(镜象)轨迹. 轨迹曲线间断由换破带造成的观测间隙引起.

的坐标系,其中 w_0 轴指向赤纬为 δ_0 的观测视场的中心:

$$\begin{cases} u_c = u \\ v_c = v \cdot \sin\delta_c + w \cdot \cos\delta_c \\ w_c = -v \cos\delta_c + w \cdot \sin\delta_c \end{cases} \quad (4.13)$$

u_c 和 v_c 给出在视场中心看的干涉仪轨迹的投影, w_c 给出真实轨迹和 (u_c, v_c) 平面间的距离.

当基线不平行于地面,以及工作在无线电微波测力或VLBI模式(此时基线常常延伸在地球上非常不同的站址之间)时,上面简单的关系必须改正.方程(4.9—4.11)还是成立的,但必须是对于干涉仪的真实基线平行于地面,并指向 A_2 的站址.基线两端的两个站可共同观测到源的观测时间可以由(4.12)式计算,当把时角转换成世界时时,需考虑两站的经度差.

三、孔径综合设备

1. 固定间距的天线系统(栅式干涉仪)

早期用全动赤道式抛物面组成的简单栅见图4.10(a)(如五十年代初期在澳大利亚悉尼建造的由两个互相垂直的栅式天线阵组成的旋转综合系统,见图3.35).后来发展使用复合栅,这种系统连接成可把代表所有天线间距的正弦和余弦傅里叶分量的幅度都分别记录下来,经过变换就可给出该天区的真正的亮度分布,称为傅里叶综合.这种系统可在12小时内完成一个天区的一组完整的观测.悉尼大学所属的安置在Fleurs的旋转综合的复合栅就是一例.

用更多的天线,如果选择好可能同时使用的天线间距就可得到更为有效的系统.理想的情况是在组合所有天线的输出时,不能有间距的重复和遗漏(以最小的间距为单位直到最

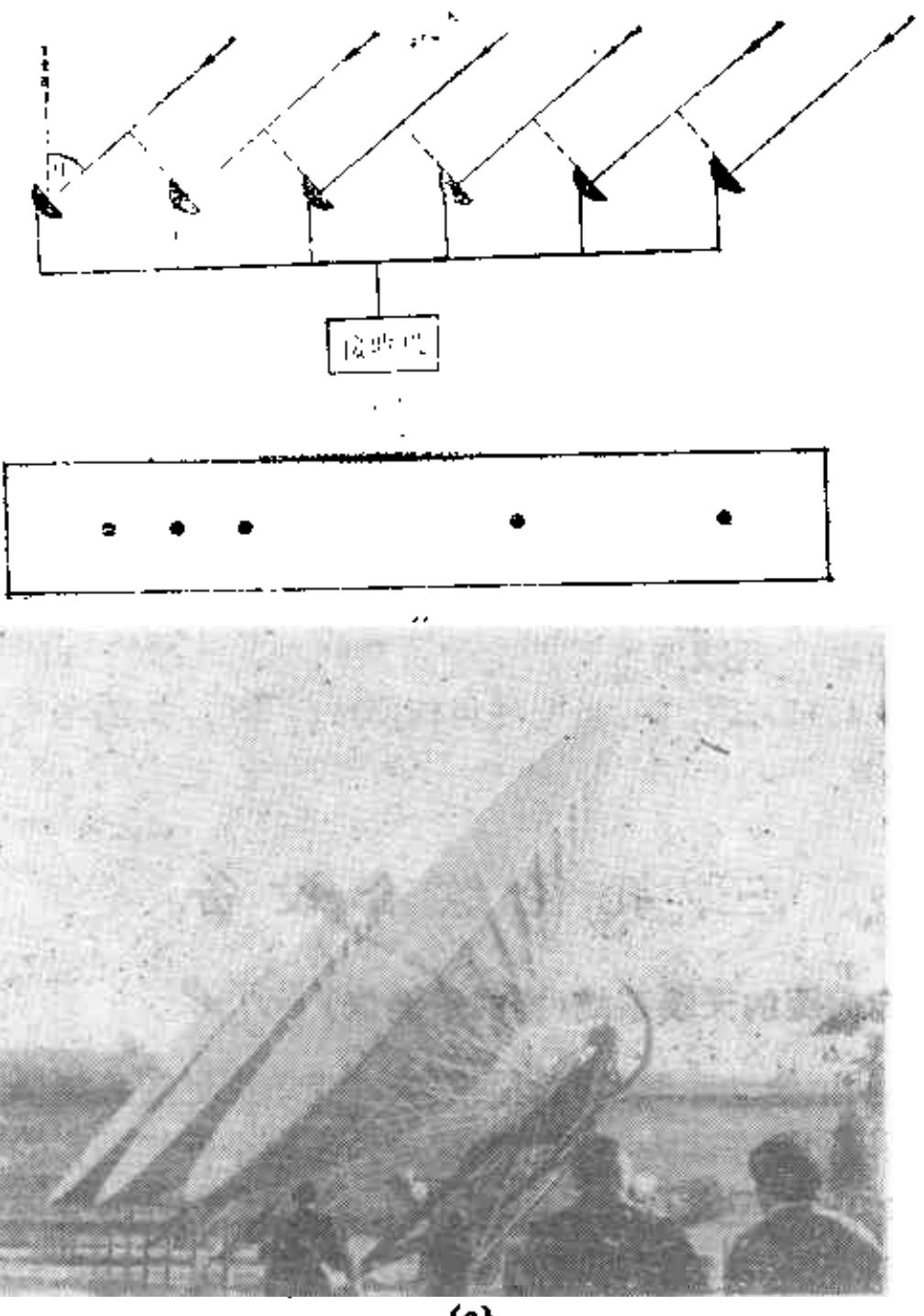


图4.10 (a)固定间距东西排列综合孔径天线阵。(b)美国Stanford最小多余间距五元干涉仪天线排列示意,每一圆点代表一台天线,它们之间的间距为1•1•4•3。(c)美国Stanford大学Stanford射电天文研究所的综合孔径射电镜。

大间距),这就是最有效的。Stanford的固定间距五元干涉仪就是具有最小“多余间距”的例子(见图4.10(b),(c))。它的五台18.3m(60ft)抛物面放在东西线上,间距为1•1•4•3.所有间

距以22.9m(75ft)为单位,直到最大间距206m(675ft),只有单位间距(即“1”)是重复的。天线都是固定的,跟踪天空上的一点利用地球自转可得到二维孔径。由天空一个区域的10个小时的观测可以综合出这个区域的完全的图。由于同时可以记录到9个独立的间距的输出,这个仪器的效率就达到可移动基线的二元系统(覆盖同样间距)的9倍,虽然天线元只有二元系统的 $2\frac{1}{2}$ 倍多。它在2.8cm波长束宽 $20''$,由个别抛物面的束宽决定的视场约 $7'$ 。

2. 超综合法综合孔径射电望远镜

它由一个简单的干涉仪组成,它的一个单元只可以在一个方向上相对于另一单元移动以提供所需的间距范围,而地球自转提供所需的扫描角范围。

英国剑桥的天文组是发展这种综合孔径方法的领导者。他们设计了一种沿着东西向安放的变距干涉仪系统,地球自转对每一个间距提供了完整的方向范围。考虑两个指向北天极,沿东西线安放的射电望远镜A和B,如图4.11(a)所示。随着地球自转,12小时的观测足够覆盖图4.11(b)中所示的直径为AB的环带中出现的所有位置。改

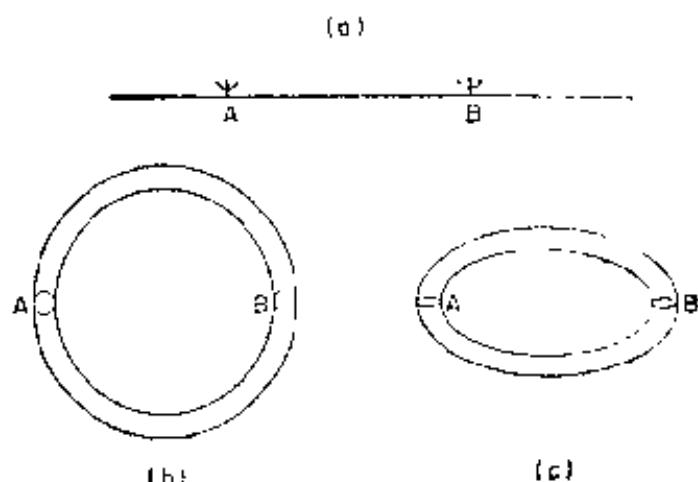


图4.11 剑桥的孔径综合方法的说明。

变间距AB就填充了另一直径的环带。取若干间距观测就可完成一个完全的圆口径综合。如果射电望远镜指向天空中较低纬度的一个区域时,随着地球自转,投影的基线覆盖就是如

图4.11(c)所示的一个椭圆带。取若干间距的观测，可得一个椭圆口径的综合。如果同时用几个射电望远镜以不同间距观测，总观测时间就可以大大减少。

第一个剑桥综合孔径系统，1600m(1英里)干涉仪就是一个超综合干涉仪，它由三个18m直径的天线组成，排在东西线上，其中两台有762m(2500ft)的固定间距，第三台放在铁轨上，它可从一台天线附近移到距其762m处，见图4.12(a)。因为最大间距为1英里(1600m)，故而这个系统就称为剑桥1英里射电望远镜。这台可移动的天线的输出和每个固定天线相连，它沿着轨道在约50个位置上的观测提供了直到间距为1524m(5000ft)的资料，在每个位置上观测延续12小时，二维孔径的综合靠地球自转来完成。

1972年一个新的、更大规模的天线系统投入使用，它提供更精密和更高的分辨本领，工作在较短波长，巡视范围在精确的5km东西向基线上进行，称为剑桥5km望远镜，见图4.12(b)。它包括四个固定天线和四个沿着一个铁轨安置的可动天线。因为同时可进行16个干涉仪间距观测，所以可以更快

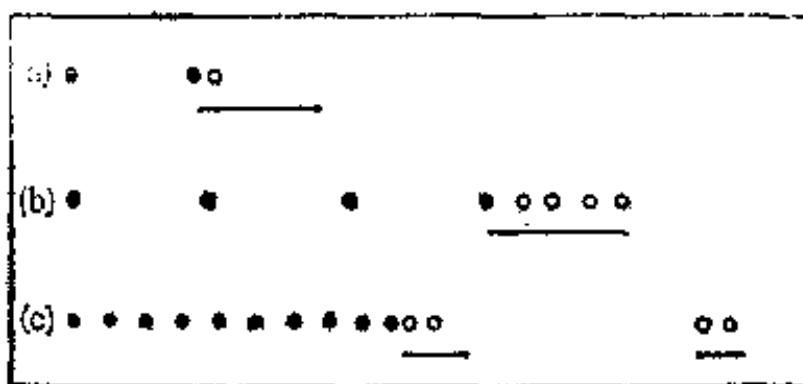


图4.12 超综合法综合孔径望远镜排列示意。

黑点表示固定天线，圆圈表示可移动天线，实线表示可移动范围。

(a) 英国剑桥1英里(1600m)干涉仪。

(b) 英国剑桥5km望远镜。

(c) 荷兰威斯特波克综合孔径射电望远镜。

速度完成孔径综合过程。每个方向可控反射器直径13m，设计可用于3cm波长，相应的分辨角对于综合波束约1”。建立这个系统的主要目的是用于详细研究源的结构。此外，对于非常精确的天体测量巡视，该系统可提供确定天空中位置的精度达0.1”。在标准频率2.7,5和15GHz，角分辨率分别为 $3.7 \times 3.7 \csc \delta$, $2.0 \times 2.0 \csc \delta$ 和 $0.67 \times 0.67 \csc \delta$ 角秒。

荷兰莱顿大学的威斯特波克(Westerbork)综合孔径望远镜是较为复杂的一例。它包括10台固定的和2台可移动的直径25m的天线，放在东西线上。每一个可移动的天线都和每一台固定的天线的输出相乘，20个乘积同时记录。最大基线1600m，工作波长6—50cm，由可移动天线的不同位置以及地球自转综合的波束在 $20\text{cm}-\lambda$ 约宽20”，视场由个别天线的分辨率决定，约30'，最小间距75m，综合方向图具有栅瓣间距约10'。后又将可移动天线增至4台(见图4.12(c))，则有了40对同时的输出。系统可用于对射电源的结构进行快速综合。

剑桥和威斯特波克系统有许多共同之处。它们都用极轴装置的可动抛物面反射器，可进行偏振测量并都具备最先进的设备用于记录、综合和分析观测资料。

美国国家射电天文台的甚大阵(VLA)综合孔径射电望远镜是当今世界上规模最大和最有威力的利用地球自转进行孔径综合的射电望远镜系统。它的天线系统的总接收面积相当一台直径为130m的单天线射电镜，能在半天内综合出一幅射电源图象。VLA观测站位于美国新墨西哥州，占地14000平方米，于1973年始建，1980年落成，耗资七千八百万美元。

VLA由27面直径25m，重210吨的抛物面天线组成。图4.13示出VLA的组元天线。这些天线被排在Y字形的三条铁轨上。其中两臂长21km，另一臂长19km。天线在计算机控制下可沿铁轨运行至观测所需的点位，这样的点位共72个，



图4.13 美国新墨西哥州大盆地的射电天线，口径6m。

见图4.14。VLA的5元天线接收机可以有四种干涉方式，称立形-A,-B,-C,-D。对127面天线排列分别延伸21km, 6.4km, 1.9km和0.4km门臂长上。图4.13为立形-D天线阵之五，至4.16为部分VLA天线的透視圖。改换位形可使用行駛的小型飞机上行驶的每只天线的运动车，需1—2天。

VLA的主要性能有：

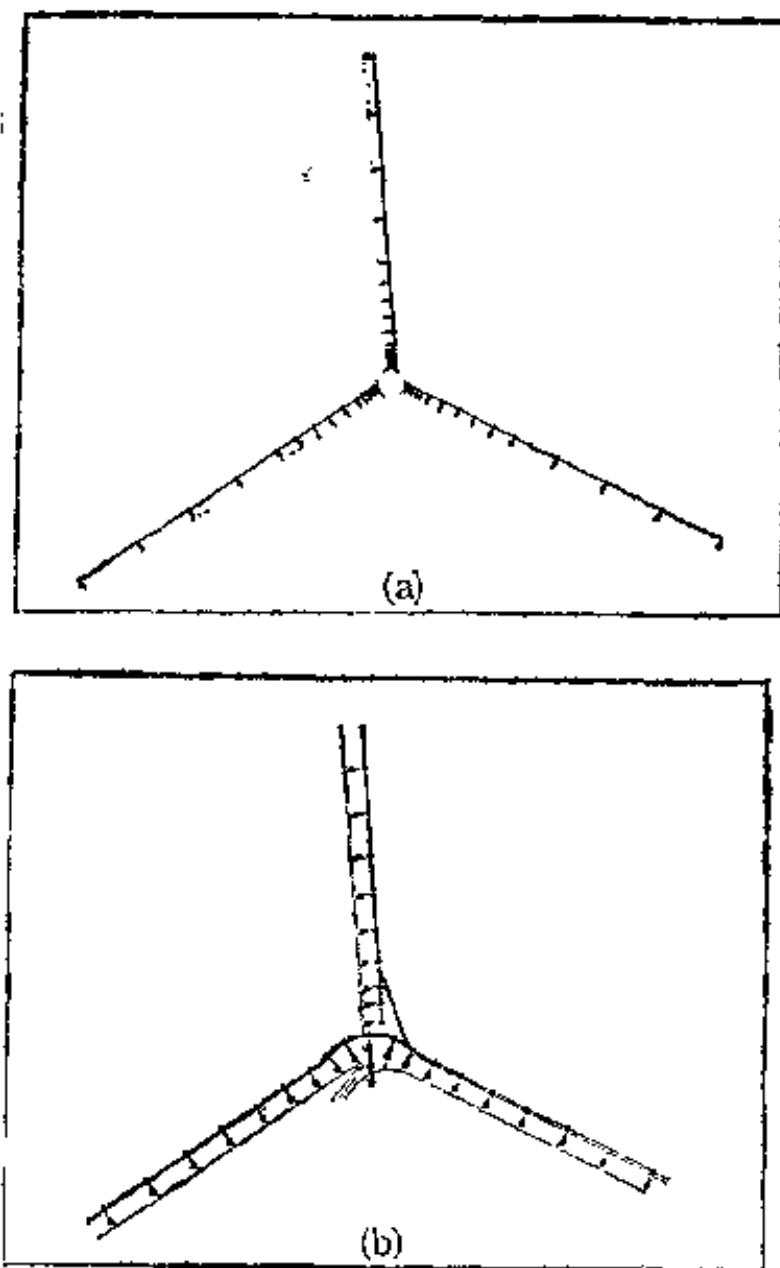


图4.14 美国VLA综合孔径射电望远镜的天线点位图。

(a)高分辨率42点位,中心圆圈包括低分辨率的30点位。
 (b)低分辨率(中心部分)30点位。

- (1) 27台天线同时给出 351 条基线利用地球自转进行孔径综合。
- (2) 沿着Y形三支臂排列的天线位置的非线性间距给出性能良好的波束。
- (3) 它的四种位形-A,-B,-C,-D 分别对应最长基线为 36,11,3.4,和1.0km , 包括了若干短的基线, VLA 将得到全

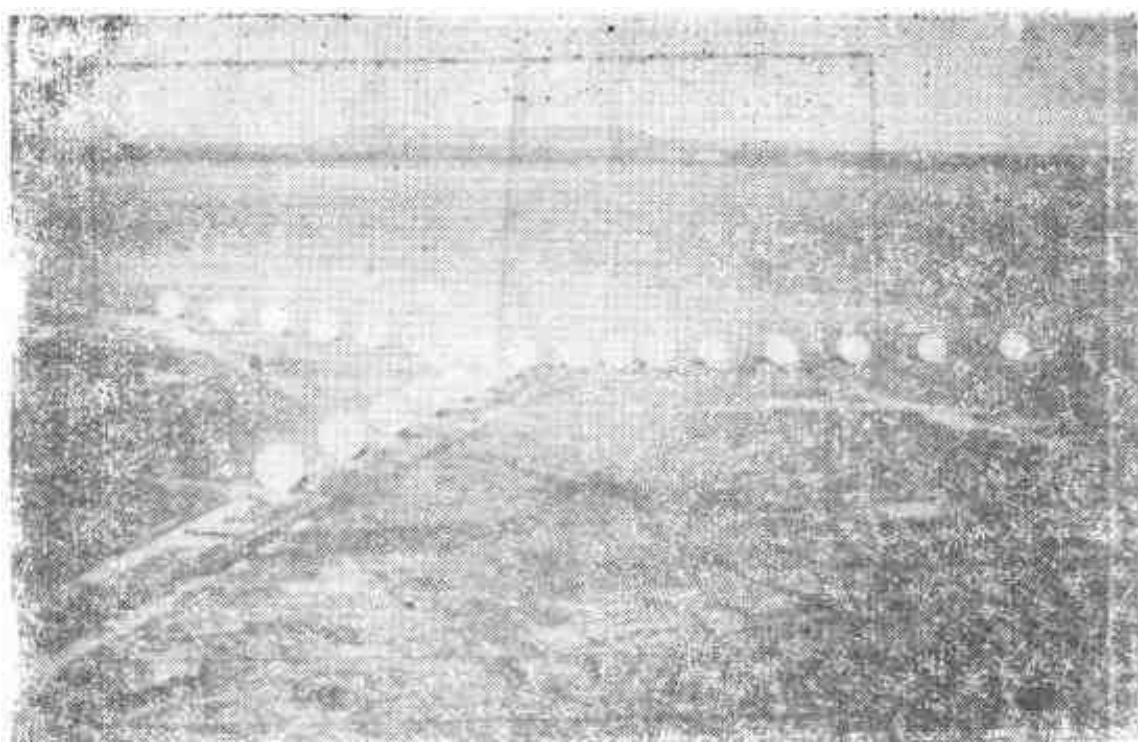


图4.15 美国NRAO的VLA——一位形-D天线阵全貌(最低分辨率)。

覆盖(见图4.17)。

(4) 具有4个工作频段:L(1.35—1.72GHz),C(4.5—5.0GHz),U(14.4—15.14GHz)和K(22—24GHz)。

(5) 它有四个IF系统,可以同时在两个频率上观测左,右旋圆偏振,对每条基线检波器输出8条不同的干涉条纹。

3. 甚长基线干涉仪(VLBI)

(1) VLBI的概念 对于要求极高分辨本领的观测,孔径综合是极有价值的方法。对这类测量,即使可能,有时也没有必要综合出完整的孔径。有时只需定出天体的位置和大小。这类观测是用甚长基线干涉仪(VLBI)(有时也称独立本振干涉仪)进行的。它的实质就是用相距非常远(直到地球上所能达到的最大距离)的两个独立的,具有高稳定性的本机振荡器所产生的信号代替普通干涉仪所用的共同的本振信号,



图4.16 美国 NRAO的VLA——部分VLA天线的速视图。

然后把每台天线接收的高频信号与各自的本振信号混频，转换成中频信号并独立地记录在磁带上。事后，通过计算机对它们进行相关处理(相乘)以取得正弦干涉图。用地球上的洲

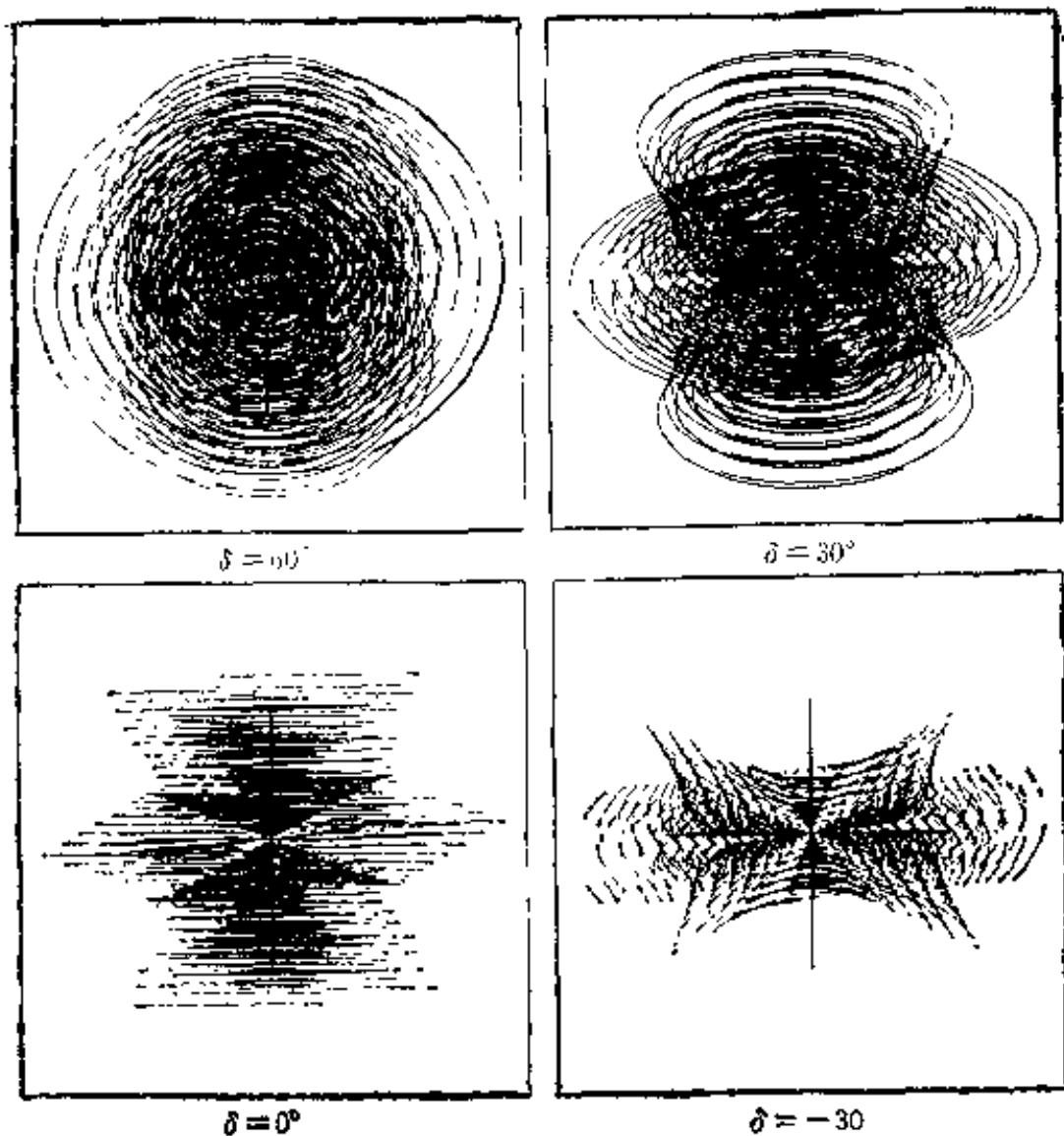


图4.17 当VLA采用高分辨率率形(图4.14(a))时,在不同赤纬看到的所得,v覆盖的投影。

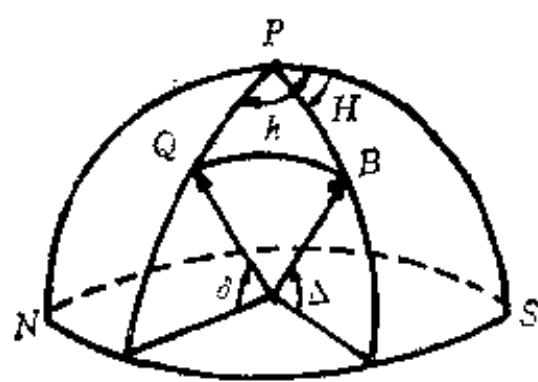


图4.18 标出射电源Q和基线极点B的天球图。P是北天极,NS是赤道面。

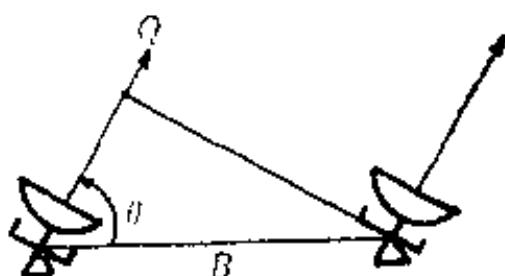


图4.19 二元干涉仪的几何图。

际基线，在厘米波段VLBI的观测已取得 10^{-4} 角秒量级的角分辨率。

由射电源Q，基线矢量在天球上的投影B及北天极P构成的球面三角形(图4.18)以及射电波到达双天线干涉仪的程差 $B\cos\theta$ (图4.19)可以得到长基线干涉仪的基本方程。

$$\tau_g = \frac{\lambda B}{C} (\sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos(h - H)), \quad (4.14)$$

$$F = f \frac{d\tau_g}{dt} = -B\Omega \cos\varphi \cos\delta \sin(h - H), \quad (4.15)$$

其中B是基线长度，以波长为单位， θ 为人射波与基线的夹角，c是光速， λ 是波长， φ, H 为基线极点的赤纬与时角， δ, h 为射电源的赤纬和时角， Ω 为地球自转角速度，f为信号频率。

τ_g 是时间延迟，F是条纹率，即两个天线收到的信号相关后产生的干涉条纹的变化率。通过多次对不同源的观测，由测出的 τ_g 和 $\frac{d\tau_g}{dt}$ 可解上述方程，求得射电源位置 δ, h ，基线长度B等参量。

(2) 使用VLBI资料重建射电源的象要综合出满意的源的二维图象，就需借助多元干涉仪阵，即组织多台天线联合工作，构成VLBI网(VLBIN)，综合许多基线，见(4.7)式，进行直接的观测和特殊的资料处理。但由于不适当的天线配置以及测量可见度振幅和相位时噪音太大，重建的天体的象是被歪曲了的。特别是对点源的响应可能有很多的旁瓣，有时它们强到可以与主瓣相比较。对于现成的VLBI网络问题更为严重，原因有二：其一是相对来说使用的天线较少，而且放在不是最佳的位置上。其二是缺乏或是只能得到很少的相位信息，观测条纹可见度的正规的傅里叶变换是不可能做的。已有的解决办法如下：

1) 模型拟合 最直接用以解释VLBI资料的方法是模型

拟合法。即寻找一个最简单的几何模型，使之符合干涉仪观测得到的资料。最通常的做法是检验每条干涉仪轨迹的条纹可见度函数的极值，由它们的位置与振幅来估计射电源的总尺度、主轴的指向和子源的数目。使用迭代法，改变模型参数，寻找对观测的可见度振幅的最佳吻合。

假定射电源可以分成若干分立的高斯分量（若干子源），和较为延展的源类似，假定它也是具有相当好的线对称形态，这样可以简化拟合过程。不过如果有三个以上的子源，并且它们如果不是排在一条直线上，则常常很难找到满意的模型来开始模型的拟合过程。另外的一个重要问题是最终的模型对初始假定参数十分敏感，如果它不是接近真实的源的亮度分布时，解就可能不收敛。同时，即使得到了解，它也不是唯一的，常常是一个参量依赖于其它的参量值。

值得注意的是，使用早期的通常的干涉测量资料，即使是十分简化的模型拟合，亮度分布的描述虽然粗略，但却是成功的。近年来用多元综合孔径天线阵获得了更完备的资料，已大大提高了分辨率，改善了成图质量。不过，对于绝大部分结果，早期模型和最近得到的图象并不是不一致的。

2) 直接的傅里叶变换 用天线阵可以在 (u, v) 平面上的适当部分测量到精确的振幅和相位，这样，可以藉直接的傅里叶变换重建源的象。为了减少计算时间，通常把数值内插成矩形网格分布，以便利用快速傅里叶变换(FFT)技术。

如果 (u, v) 平面是不完全取样的，就需要在那些没有测量数据的栅格点上假定某些值。这可由附近点的内插得到，或假定为零值。这引起旁瓣增加，并带来象的畸变。用最大熵方法(MEM)导出的亮度分布是与观测资料最一致的。这个方法被认为最成功，但用的计算时间是过于多了。

3) 浩化技术 这种方法是把天线阵的实际响应（“脏图”）

直接转化成点源(“腔束”)的响应,二者比较,消除旁瓣,从而建立“洁图”. 如果一个射电源可以恰当地由少量的分立源来表示时,使用这种方法是行之有效的. 不过,它需要相位资料. 把洁化技术和使用闭合相位结合起来,已取得了致密射电源的高分辨率的图.

目前正在积极地研究重建象的有效方法,其目的自然是做到充分利用已有的资料并且在变换过程中使畸变达到最小.

为了得到唯一的象,需要取得足够好的可见度函数的相位和振幅. 这要求每个天线处有精确的相位参考信号,大多数综合孔径阵用电缆或波导来传送相位参考信号,也有用微波接力代替电缆与波导的. 但基线超过几千米时,这样的传输系统过于昂贵,由它传送的信号也难以维持所需的相位稳定性. 这样,在基线两端使用了非常稳定的(几天之内精度达到 10^{-14} 或更好),独立本振(用原子频标,如铷蒸气或氢量放)来建立所需的相位联系. 另外还有把望远镜的输出信号发射到控制中心的问题. 为了提高灵敏度,要求非常高质量的宽带通讯系统,为此使用了磁带记录仪. 把观测资料记在同时还记有由原子频标提供的精确时间标记的磁带上,每个天线记录下来的磁带要定时送到处理中心去做相关处理(同步,相乘,并产生条纹). 大部分VLBI观测只利用了干涉条纹的振幅,虽然条纹相位原则上可以由相关处理来获得,但实际上有许多因素影响得到可靠的相位值.

(3)传统的VLBI系统 除了射电望远镜的天线以外,构成VLBI的特有部分主要包括用于转换信号频率的本振系统,变换中频信号到视频信号的视频转换器,观测站间的钟同步比对装置,观测信号和精密时标的储存设备和处理机(大型通用计算机,专用数字计算机或模拟机). 图4.20给出一个典

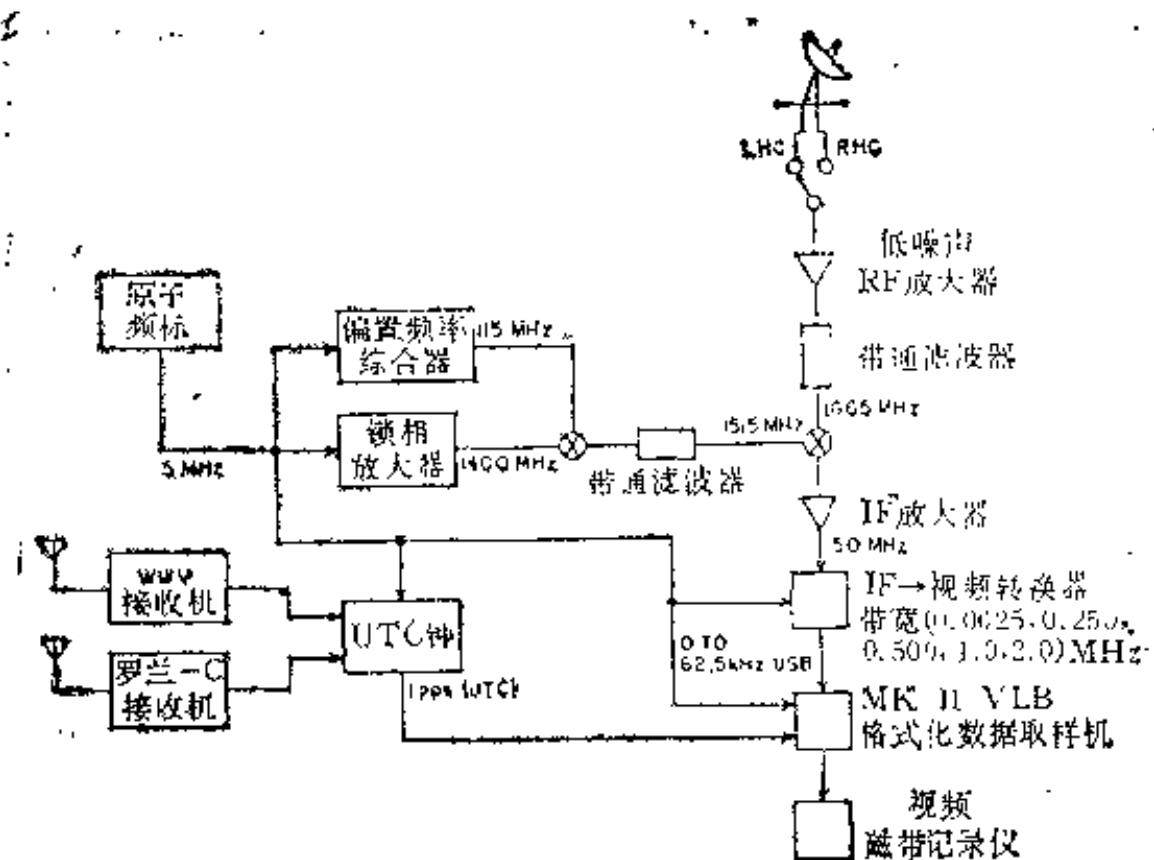


图4.20 一个典型的VLBI系统方框图

表4.1 VLBI 终 端 系 统

系统名称	带 宽(MHz)	相关器类别	记录仪类别
1 NRAO Mark I 系统	0.38	GPC 或 SP	计算机
2 Canadian 系统	4	SP	电视录相
3 DSN 系统	0.024	GPC	计算机
4 Jodrell Bank 系统	<7.5	SP	仪器磁带
5 NRAO Mark I 系统	2	SP	电视录相
6 Mark II 系统	50 或 100	SP	仪器磁带

注:其中 NRAO—美国国家射电天文台,DSN—美国宇航局深空跟踪站,Canadian 和 Jodrell Bank 系统分别在加拿大和英国发展, GPC—通用计算机,SP—专用处理机。

型的VLBI系统方框图。另外还有采用振荡器周期计数以取得干涉相位观测值的VLBI系统和利用同步卫星接力进行宽带数据传输的VLBI系统等。

第一个用于射电天文的独立本振磁带记录干涉仪是发展来研究来自木星的强10m波爆发的，带宽相对窄，只有几kHz。为达到预期的灵敏度，数据记录仪的性能十分重要。1967年以来陆续发展并投入使用宽带终端系统至少有五个，在表4.1中列出。

目前已拥有各类VLBI终端系统的天文台站共43个（到1988年），遍布世界各大洲。Mark III系统已投入使用的国家有美国、中国、瑞典、德国、荷兰和日本等12个国家。

4.甚长基线天线阵(VLBA)

现在甚长基线干涉仪(VLBI)的基线达到了地球直径的长度，给出分辨率高于传统光学仪器2—3个量级。几年来利用现有的遍布于美国、欧洲、澳大利亚和非洲的射电望远镜开展的甚长基线干涉测量网(VLBIN)观测（每次涉及7—8台天线同步观测）已取得了许多新发现。但由于用VLBI观测不能真正成象，研究源的结构是通过对假设的射电源做模拟计算得到的，而且VLBIN的天线都是在VLBI技术发展之前建造的，阵元的分布很不理想(u, v)，覆盖较差，使得VLBIN的观测水平还只限于对天体的总角延伸的测量和角结构的粗略估计。同时，许多重要的限制，阻碍了VLBI技术的进一步发展。另一方面，美国的甚大天线阵(VLA)系统以比其它任何现有射电望远镜系统都好得多的分辨率和灵敏度，对大部分北半球可见的天空进行快速多频观测，从而大大减小了以前和干涉观测相联系的弊病，如频率选择的限制，冗长的观测，天空覆盖的不足和结果的不确定性等等。美国国家射电天

文台提出了一个新型的射电望远镜系统——甚长基线天线阵(VLBA)。这个系统用VLA的成象方式,结合VLBI技术提供的高分辨本领,将要解决现在VLBIN存在的问题,如天线精度不适用于短波工作,阵元排列的不理想,设备和方法的非标准化,系统运转的低效率和耗费人力以及VLBIN实验对各天文台常规计划的干扰等。VLBA以亚毫角秒的分辨率对宇宙射电源进行真正的成象,为发展天文和地球物理研究提供了广泛的可能性。

天线阵设计的原则要求就是用最小数目的天线得到最大基线数目和(u, v)覆盖。少于8—10台天线则很难建立好的二维阵。如图4.9给出4台天线(6条基线)VLBI网测量的(u, v)覆盖,我们可以将它与图4.17VLA(351条基线)的相比较。

七十年代中期开始,美国提出的VLBA的排列方案有十多种。包括横贯美洲大陆线形排列的8元基本阵,增加低赤纬(u, v)覆盖的包括南北基线的天线阵,延伸基线直至欧洲大陆的洲际天线阵等。1984年确定的方案是用10台25m天线

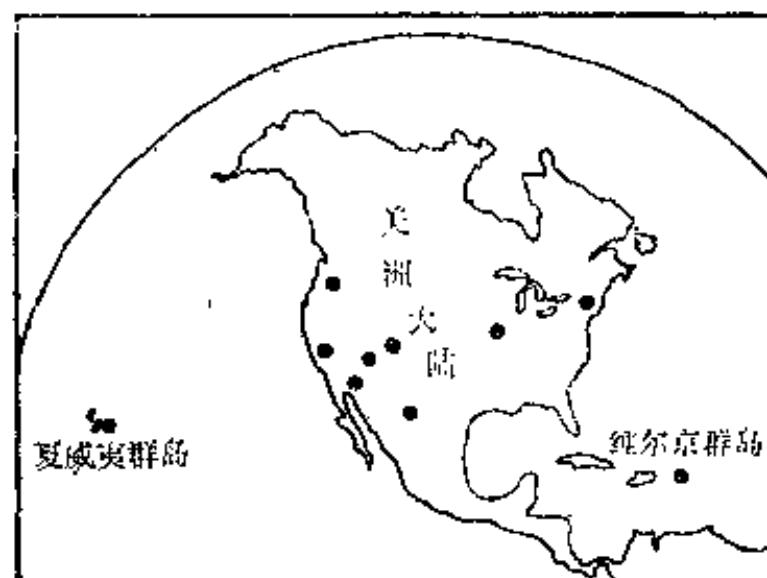


图4.21 1985年底VLBA天线投影位置方案。图中圆点表示天线。

构成的阵，分布范围：南北基线由美国，加拿大西部边境到拉丁美洲维尔京群岛，东西基线由夏威夷群岛到大西洋海岸。图4.21给出1985年底VLBA的方案示意。这个VLBA系统将是一个多用途的射电镜，有效直径8000km，有10个工作频段，由325MHz—43GHz，对应90cm—7mm，还有在213MHz的一个TV频道。每台天线配有一个氢钟。总造价七千万美元，1986年始建，建造由NRAO和加州理工学院，麻省理工学院合作。控制（操作）中心将设在新墨西哥州VLA附近。继后每年运转费约500万美元，由美国国家射电天文台负责管理，预计8年完成。

这个系统采用VLBI技术（独立本振，磁带记录，干涉测量）以及为VLA发展的设备和资料处理方法。仪器的运转由操作中心控制。每个天线以及接收系统由一个小的联机计算机控制。每天将记有以前24小时的望远镜运转情况，气象资料以及观测资料的磁带送至操作中心进行分类和相关处理。

图4.22和4.23分别给出8元基本阵和洲际VLBA阵（基本阵加夏威夷和西班牙的马德里二个天线元构成的洲际阵）对 $\delta = 45^\circ$ 的波束图。由图可明显看出两个阵所具有的波束图

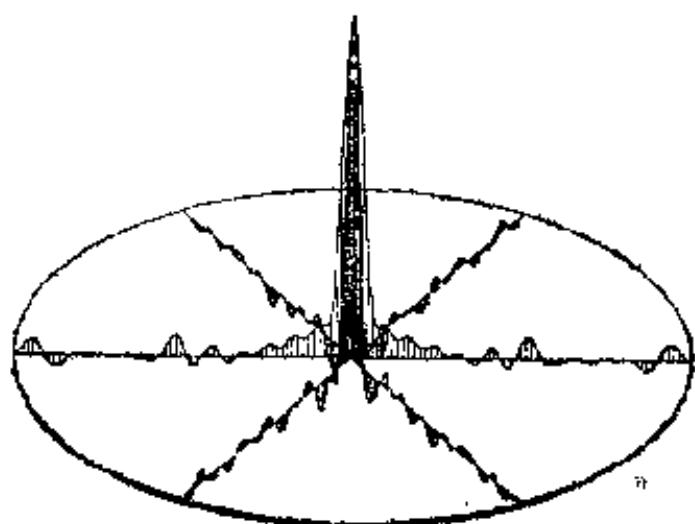


图4.22 8元横跨美洲大陆的基本阵对 $\delta = 45^\circ$ 的波束图。

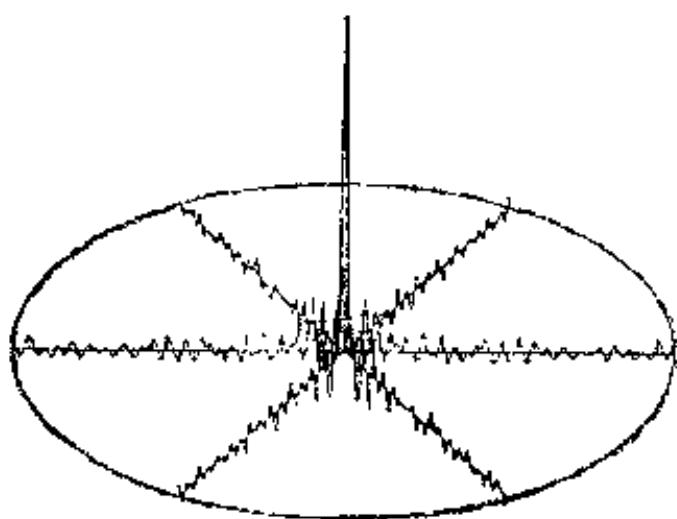


图4.23 洲际VLBA阵(基本阵加夏威夷和西班牙的马德里二个天线元)对 $\delta = 45^\circ$ 的波束图。

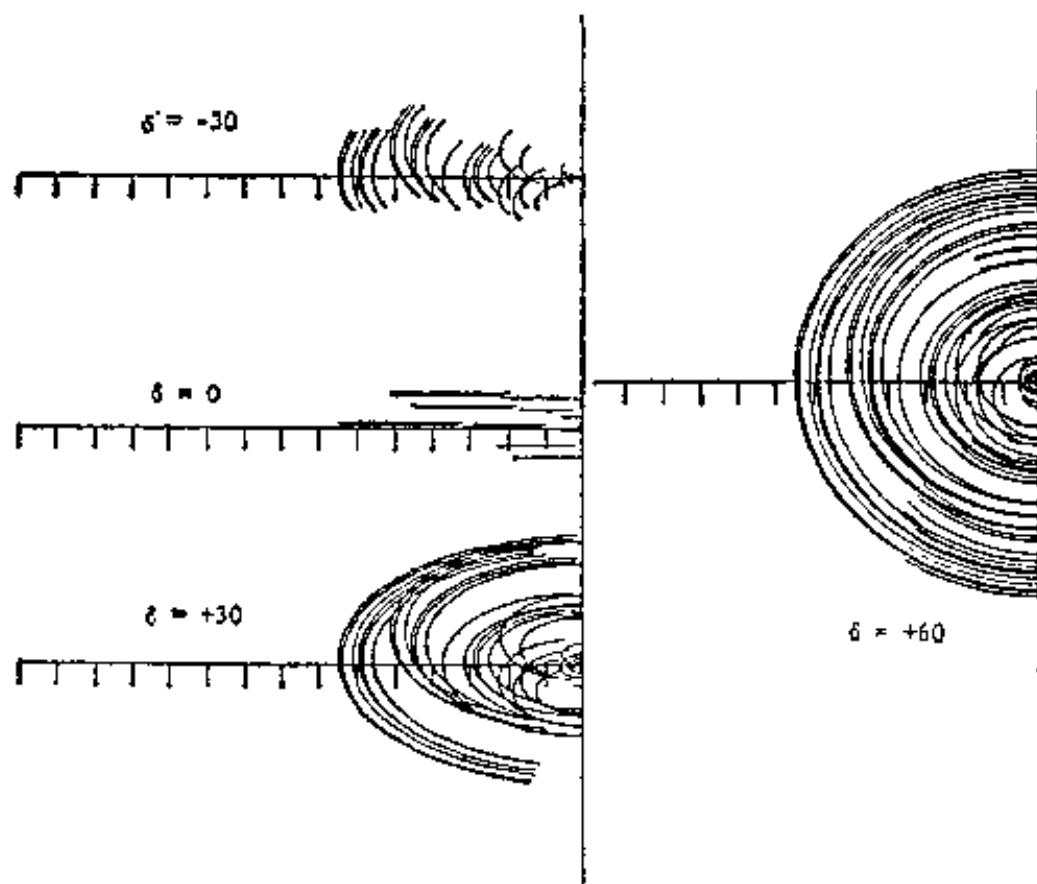


图4.24 洲际VLBA基本阵在(u,v)平面上的轨迹覆盖。(u,v)轨迹分别对 $\delta = -30^\circ, 0^\circ, +30^\circ$ 和 $+60^\circ$ 示出, 天线元的高度限假定为 10° 。坐标轴是传统的干涉仪基线投影的u,v轴。单位长度为光行2 ms的基线的投影距离。

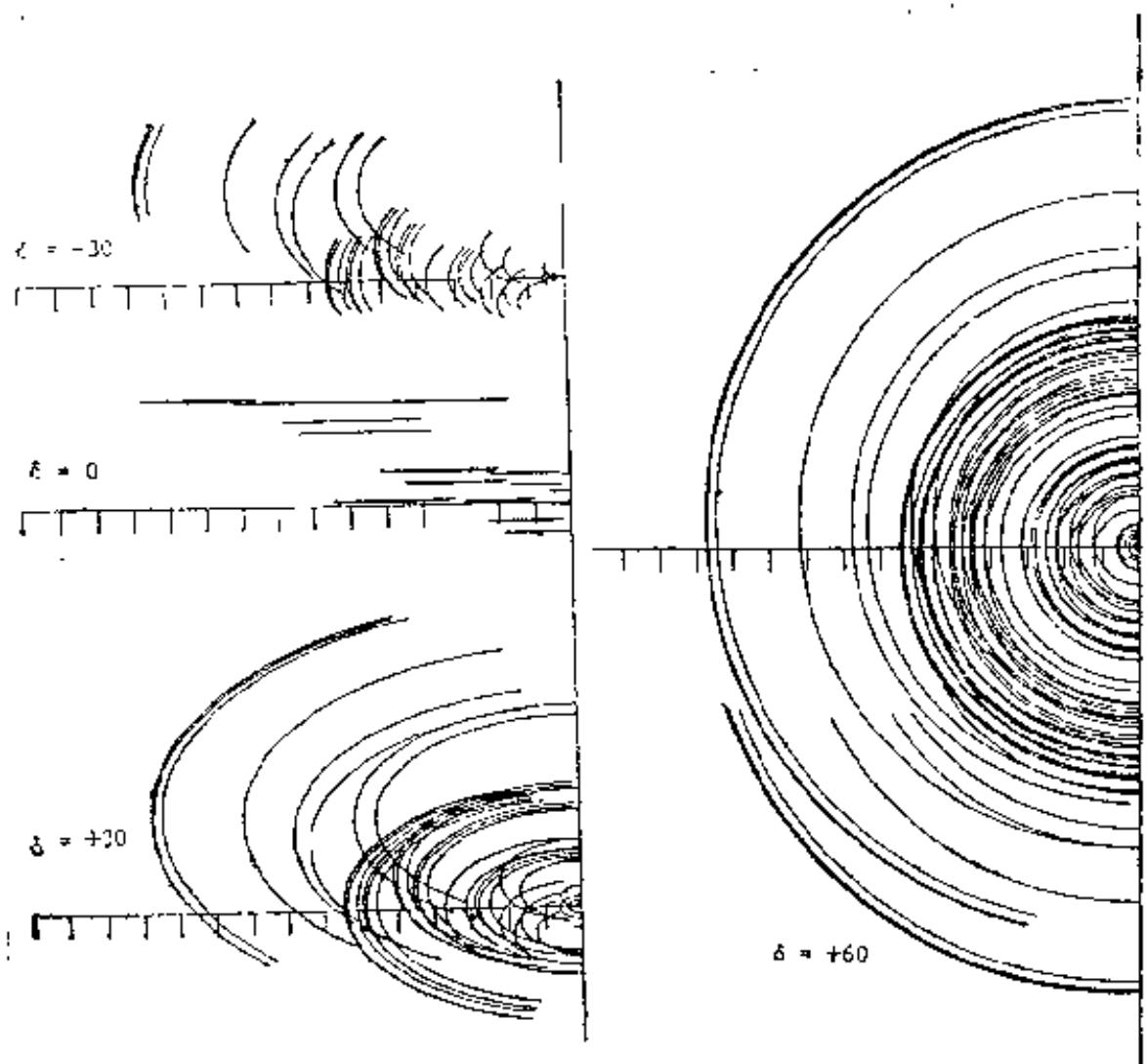


图4.25 洲际VLBA基本阵加夏威夷天线元的(u, v)覆盖。其它说明与图4.24相同。

的差异。

图4.24和图4.25分别示出基本阵和基本阵加夏威夷天线元的所有基线在(u, v)平面上的投影轨迹。后者(u, v)覆盖明显扩大,分布也更均匀。

加拿大的长基线阵(CLBA)概念上和上述 VLBA 类似,由 8 元 32m 的天线构成。在加拿大南部成线形排列。很可能再加一个安放在西北部的天线构成 9 元阵。工作频率在 611 MHz(49cm)---22GHz(13cm) 范围。造价七千万美元,继后的年维持费为 800 万美元。

另外,欧洲许多天文台将在荷兰,西德,英国,意大利和瑞

典的现有的天线联合起来,组成欧洲的VLBA网(EVN)。对某些特殊的观测,VLBA,CLBA和EVN系统的大联合将构成一个真正的快速、高分辨率成象的巨型观测设备。

为延展天线阵的尺度到地球之外的空间中去,欧美的天文学家提出了在空间建立一个VLBI站的方案。这个Quasat卫星计划(详见第五章)要把在地球上可得到的基线延伸3—4倍。当在若干轨道上进行了观测,Quasat卫星的运动将快速综合出一个天体的象。这个仪器的综合波束相对来说摆脱了寄生响应,在这种情况下,VLBI技术将趋于真正的成熟。

第五章 当今射电观测设备 发展的概况

从Jansky制造第一台射电望远镜的三十年代初到七十年代末的半个世纪里，已建成的射电望远镜遍布世界各地，其中包括西德马克斯·普朗克射电天文研究所的100m，英国纽菲尔德射电天文实验室的76m，澳大利亚联邦科工研究组织的64m等大中型厘米波全动抛物面射电望远镜，数量超过20台；苏联克里米亚天体物理台的22m，瑞典昂萨拉空间天文台的20m，美国国家射电天文台的11m等单天线毫米波射电望远镜约有20台；美国国家天文和电离层中心的300m球面镜，法国默冬天文台的300m×35m Kraus型射电望远镜，印度塔塔基础研究所的530m×30m抛物柱面射电望远镜等特殊类型反射器射电望远镜约在10台以上；早期的连线干涉仪，如美国国家射电天文台的8×26m三元干涉仪，美国加州理工学院欧文斯谷射电天文台的2×27.5m二元干涉仪和日本名古屋大学的16×0.5m毫米波干涉仪等远在10台以上，在这基础上发展起来的大中型综合孔径射电望远镜，如美国国家射电天文台的27×25m，荷兰威斯特波克射电天文台的14×25m，英国穆拉射电天文台的8×12.8m，澳大利亚悉尼大学射电天文中心的32×6m等，也已超过10台。在射电天文学兴起和发展五十年中建成的各种形式、各类口径的射电望远镜总共在百台以上。它们都在其启用运转期间提供了不计其数的观测证据，对天文学的实测研究给予了重要的支持。利用现有大型射电镜进行甚长基线干涉测量，充分发挥了已有设备的

潜力，并使射电观测设备的分辨率成数量级的提高，从而把其它各类望远镜远远抛在后面。本章将概略介绍八十年代以来射电望远镜的发展以及将在近期发展的大的计划项目，最后对射电望远镜的发展趋势作一简单的评述。

一、近期投入使用的射电 望远镜（见表5.1）

1. 日本1.5m短毫米波望远镜

日本名古屋大学理学部的1.5m短毫米波望远镜1982年1月启用，进行115GHz(2.6mm)的CO分子转动谱线观测。口径虽小，但有特色。作为光学系统，采用了对毫米波望远镜来说首次采用的“纳斯密斯”系统，扩大了安装接收机部件的使用空间，易于调整，可装置致冷至15K的混频器，观测中系统噪音温度已达462K(SSB)，速度分辨率 0.1km s^{-1} ，频带宽度 730km s^{-1} ，由两台高分辨率和宽频带的声光频谱仪实现。预期成为1m级毫米波镜子中灵敏度最高的一台。

2. Plateau de Bure 的2.5m毫米波望远镜

在法国Plateau de Bure(高度2550m)新建的一台2.5m直径，工作波长1.3mm的望远镜是由Grenoble大学天体物理室管理的(和Bordeaux天文台以及巴黎Meudon天文台合作)。

这台镜子是地平装置，使用的是Bordeaux天文台的毫米波干涉仪的西天线(干涉仪的东天线称POM 1，1980年开始运转，口径相同，用于3mm波段的波谱观测)。 $f/D = 0.4$ ，rms表面精度 $60\mu\text{m}$ ，指向精度 $\pm 15''$ 。用天文圆顶。接收机

用致冷硝特基势垒二极管混频器和FET放大器。观测用波束开关，校准用室温和80K冷负载。频谱分析用 8×40 MHz带宽的256通道的2-bit相关器。终端计算机PDP11/24或11/34同时还用于控制天线，圆顶和联机资料处理。预期1984年运转。

3. Cologne 3m毫米波和亚毫米波射电镜

联邦德国科隆大学物理研究所研制一台3 m直径的毫米波-亚毫米波射电望远镜，天线 $f/D = 0.4$ 。在100GHz，束宽 $4.2'$ ，指向精度 $1''$ ，表面精度 $< 50\mu\text{m rms}$ ，希望最短工作波长0.5mm。采用致冷硝特基势垒二极管混频器和FET放大器。开始工作在90GHz波段。频谱分析器用 256×1 MHz的多通道滤波器以及分辨率为40kHz，带宽40MHz(通道数1000)的声光频谱仪。用PDP11/34计算机通过微处理机完成望远镜的各种控制功能。

初期装调在物理系楼顶进行，观测站址选在瑞士Zermatt附近，高度3000m的Gornergrat天文台。预期1983年启用。

这台望远镜将主要用于分子谱线工作，观测银河系恒星形成区，进行大尺度天体如分子云的描图工作。

4. 日本的4m毫米波射电镜

此镜属于名古屋大学天体物理部。卡塞格林型，波束波导馈源(见图5.1)，地平装置。天线表面精度由样板法测量，高于 $40\mu\text{m rms}$ 。适合在80—300 GHz工作。在110GHz，束宽 $2'.7$ ；在105GHz，主束效率 $74 \pm 5\%$ 。使用了致冷二极管混频器，本振用反射速调管。接收机在80—120GHz可调，噪音温度在105—116GHz为200—250K(DSB)。用声光频谱仪，

带宽44和280MHz, 对应频率分辨率为40和250kHz。这台镜子1981年6月开始制造, 1982年11月开始试观测。

观测站设在名古屋大学Higashiyama校园内, 纬度 $35^{\circ} 8' 55''$ N, 高度70m。用双边带辐射计, IF中心频率在1.55GHz, 上边带调到 ^{12}CO $J = 1 - 0$ 谱线时, 测出天顶光深 $\tau < 0.35$, 下边带调到 ^{13}CO $J = 1 - 0$ 谱线时 $\tau < 0.25$ 。1983—1984年冬季观测时间覆盖超过90%。这台镜子主要用于星际分子谱线的快速巡天。

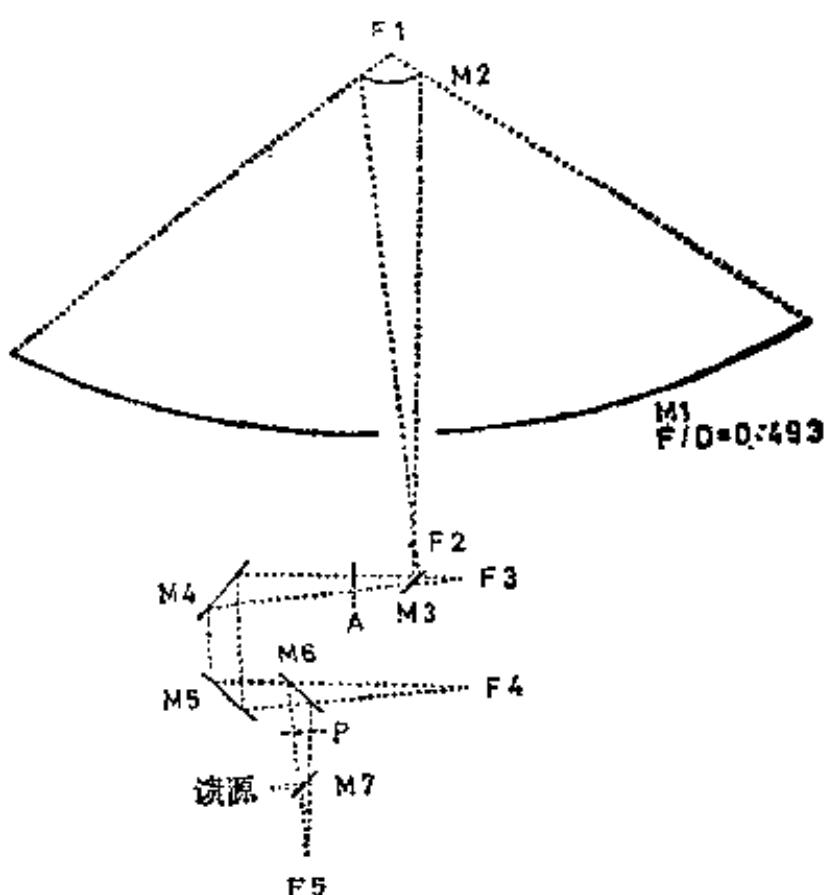


图5.1 4 m毫米波望远镜的波束波导馈源系统。

5.R.R.I.的10.4m毫米波望远镜

R.R.I.在印度班加洛尔的莱曼研究所。这里最近建成了一台10.4m直径的毫米波射电望远镜。它是美国Owen's Valley天文台莱顿天线的一个“复制品”(参见图3.37-1), 使用

了加州理工学院的设计和工艺流程，在印度加工。估计天线的表面精度为 $65\mu\text{m}$ 。

6. NRAO的12m望远镜

美国国家射电天文台对放在阿利桑那州 Kitt Peak 山上的11m毫米波射电镜进行了改装。把高度轴以上的全部结构和面板换成了由ESSCO公司提供的全新的钢背架结构和铝面板。面板的测量和调整使用了两种完全独立的方法：一是用样板的机械法，另一种是用LES-8 卫星的微波全息技术。1984年11月起望远镜已重新启用，观测用卡塞格林系统，最高工作频率为345GHz，在这个频段上望远镜的波束形状相当好，口径效率达15%。

7. IRAM的30m毫米波望远镜

毫米波射电天文研究所(IRAM)于1985年8月已在3mm波段上启用了一台30m直径的毫米波射电望远镜，是西德和法国合作的，放在西班牙的 Pico veleta，站址高度 3400m。在1.3mm波段测得的孔径效率约25%，对应有效 rms 表面精度约 $90\mu\text{m}$ 。在宁静的条件下，对天空的大部区域，绝对指向误差约 $3''$ ，在10m/s的风速条件下，跟踪误差 $<1''$ 。致冷硝特基[$T_{\text{Rx}}(\text{DSB}) \sim 300\text{K}$]和SIS(100—250K)接收机可用于3 mm波段。而在1.3mm波段的致冷硝特基接收机的系统温度约为350K。带有对 6 kHz 分辨率的16倍频谱扩展器的两台多通道滤波器($512 \times 1\text{MHz}$, $256 \times 100\text{ kHz}$)可开展工作。一台2048通道(带宽320MHz)的自相关频谱仪正在发展之中。计划配备2 mm和1.3mm波段的SIS接收机。用于1mm观测的测辐射热计和F. T. 频谱仪在测试之中。用一台旋转扇形(6 Hz)和波束开关可进行连续测量。

8. 日本野边山射电天文台的45m望远镜

这台直径45m的射电望远镜1982年就开始运转了。在使用三维激光测量系统和遥控调节系统后，它的表面精度现已达到了0.18mm rms，在2.6mm波段提供了高于25%的孔径效率。改进了指向精度，期望达到 $2 - 3''$ rms。利用日本卫星CS-2A和CS-2B在19.45GHz进行了无线电全息测量。

1985年在最好的观测季节(12月到6月)用了约50%的望远镜时间于科学观测。其中60%观测的是2.6mm波长的CO的J=1-0谱线。

9. 日本野边山射电天文台的毫米波天线阵

1984年7月—1985年6月对SgrA, M82, CygA, CasA, VirA, W49, CepA和OriA进行了22GHz的观测。用7种天线阵组态进行的对银心的描图揭示出了在银心处新发现的“微型旋涡”特征区，特别是电离气体的环状结构是过去使用VLA所没有发现的。

这台毫米波综合孔径射电望远镜将要工作到115GHz。它由表面精度为0.07mm rms的5台直径为10m的天线组成。东西和南北基线分别为560m和520m。在其上各自具有30个安置天线的点位，见图5.2。在22GHz和115GHz的最高分辨率分别达到 $4''$ 和 $0.8''$ ，接收机温度分别是100K和1000K。在115GHz将要采用野边山自己发展的SIS接收机。FFT型相关频谱仪工作满意，并正用于进行对H₂O和NH₃在22GHz线上观测的检验。受A/D转换器的限制，频谱带宽限制在80MHz上，1—2年内将增加到320MHz。

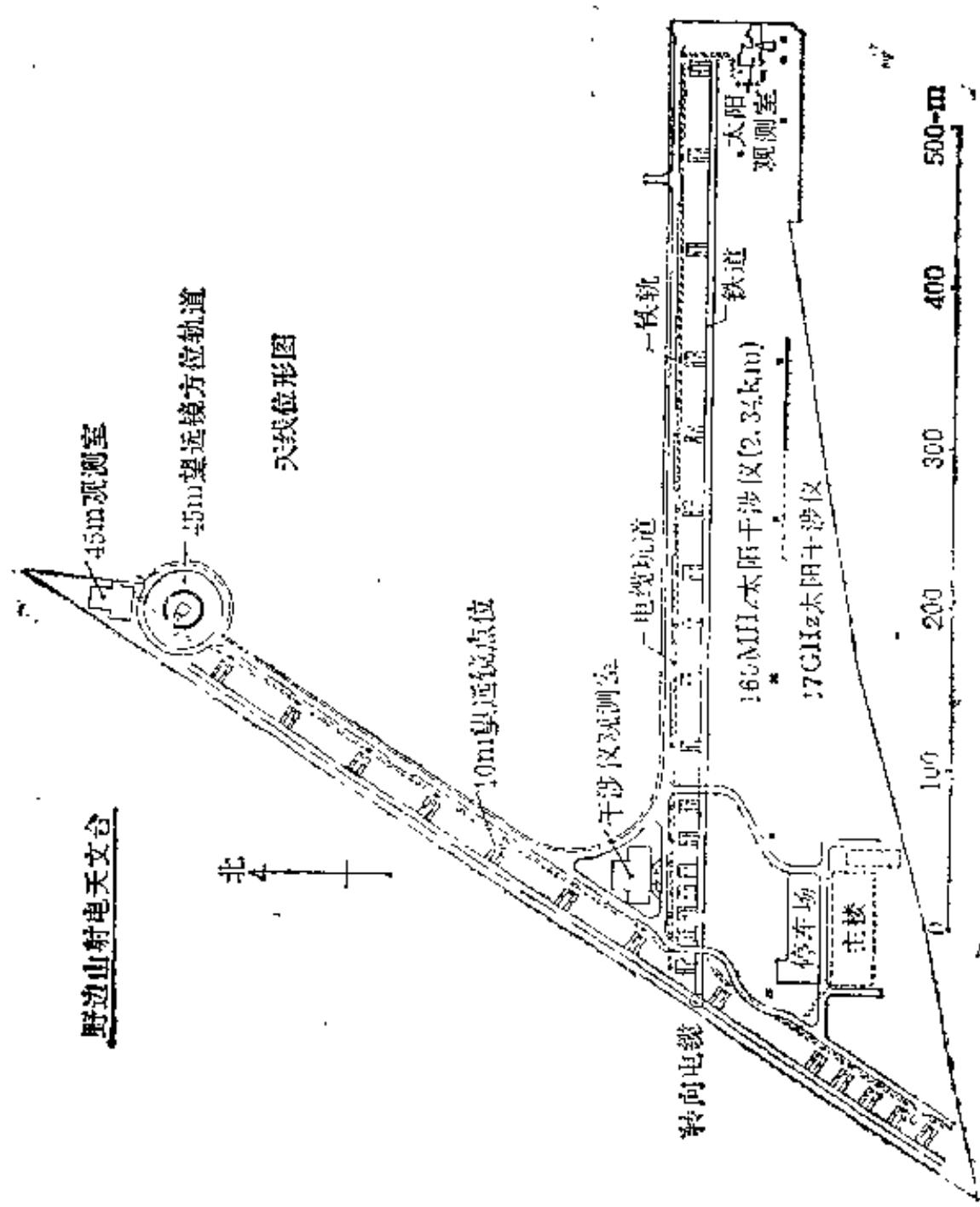


图5.2 舜边山毫米波5元综合孔径射电望远镜的阵元点位图。

10.OVRO的3mm干涉仪

美国Owen's Valley射电天文台的3 mm干涉仪包括3台10.4m的望远镜。它们可以安放在200E-W(东西)和380N-S(南北)的基线上。在3.4—2.6mm波段上致冷SIS接收机的噪音温度(SSB)为150—200K。

这台设备已经用于毫米波分子谱线的干涉测量，观测对象包括在银河系和附近星系的恒星形成区，晚型星的拱星包层和行星大气中的星际分子。

11. RATAN 600

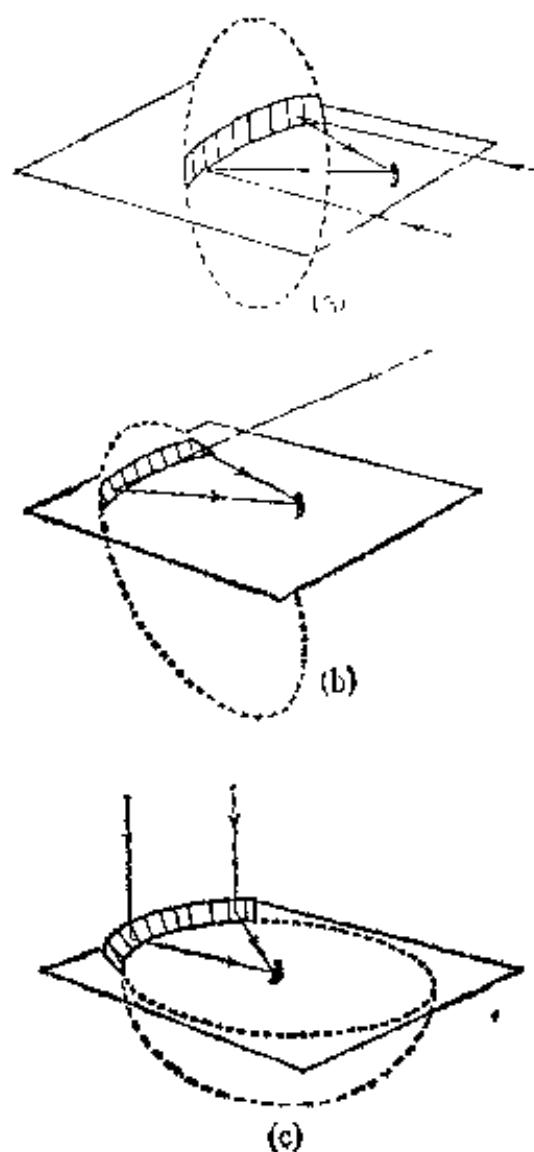


图6.3 普尔科沃的RATAN 600望远镜由可调金属板构成。它们可以按接收不同高度角的天体的要求来装配。(a),(b)和(c)表示金属板构成的三个不同的抛物体的部分。

苏联的RATAN 600望远镜安装在北高加索的Zelenchuk附近。它巨大的环形反射器由895块金属板构成，每块 $2\text{ m} \times 7.4\text{ m}$ 。每块板的位置和指向都可以独立地进行调节，由一台小型计算机控制。它可以构成一个完整的环或是形成一个其轴指向待测源的抛物面的一个部分，见图5.3。望远镜可以在不同的模式下工作，从整个的环或环的一个部分直接拾起信号或是从一个位于环内倾斜安放的长400m的平板反射器上检取信号。使用了全息摄影术进行测量，需要时可进行对热形变的实时改正。为了在短 mm^{-1} 工作， 2000m^2 的主要表面上的面板公差达到 0.082 mm rms 。新造的一个副反射镜面将能收集对天顶附近方向

全部有用表面(14000m^2)的能量。以这种模式工作可提高灵敏度和分辨率(在波长 $\lambda = 8\text{ mm}$, 角分辨率 $\theta \sim 1.7''$)。在天线主要部分的上、下部另加上一些“屏板”, 用于降低系统温度, 并延展波段到米波。

12. 密云米波综合孔径望远镜

中国科学院北京天文台于1984年建成了一台米波综合孔径望远镜。这是一个由28元9 m抛物面天线组成的米波综合孔径阵。该阵在东西方向成一字排列。系统中的A阵包括16面天线,B阵分处A阵两侧,共12面天线。两阵各单元相关,得间距 $3d, 4d, \dots, 19d$,共192个相关干涉对。 $d_0 = 6\text{ m}$,最长间距为 $194d_0 = 1164\text{m}$,见图5.4。计划中可同时接收232 MHz及408MHz两个频段。对232 MHz系统,分辨率为 $3.8' \times 3.8' \csc\delta$,视场约为 $10^\circ \times 10^\circ$ 。1984年试观测已获得成功。第二期工程将包括408MHz综合孔径系统的建立以及232MHz综合孔径系统的基线延长一倍等。它将用于对全天球的1/4天区进行普测,编制射电源表,进行新发现源的分类及计数,米波变源的搜索以及太阳米波高分辨率快速现象的实测研究等。

13. Cambridge 低频望远镜

1983年前后在英国剑桥已启用了一台低频综合孔径望远镜。它用于米波段大视场描图。开始工作在151 MHz, 分辨率 $71''$, 视场 $5^\circ - 10^\circ$ 。使用的是东西向利用地球自转进行孔径综合的望远镜方案。其不寻常处是它的60面天线排列成可以同时给出778条基线。它们的均匀的间距由 3λ 起直至长度为 4.6 km 的最长基线。最长的缺漏基线是 9λ ,这使得可能做出很大面积的图而缺漏通常和短基线相联系的覆盖。每台天

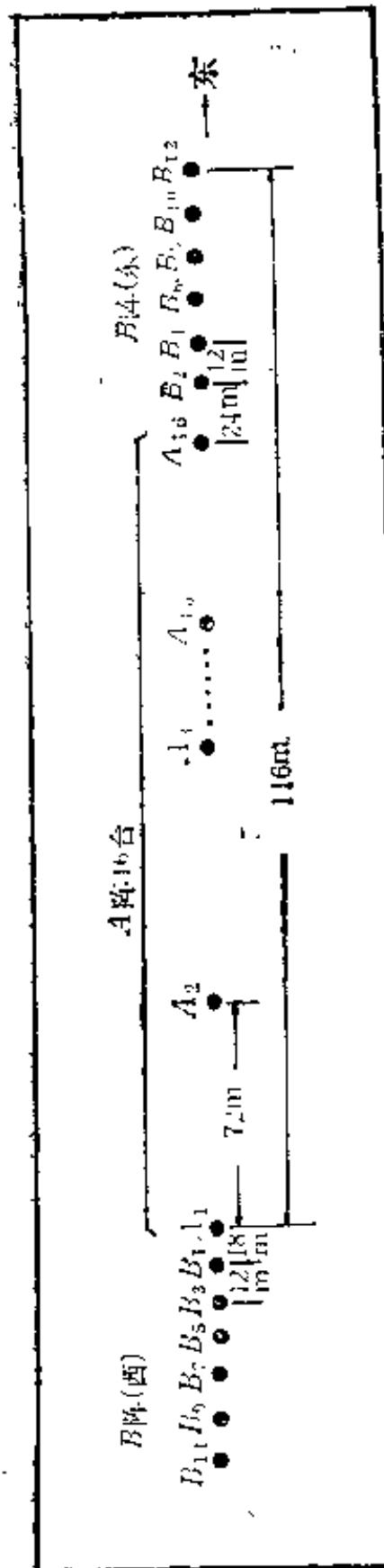


图5.4 密云米波综合孔径望远镜天线阵布局。

线包括4个10元亚基天线。望远镜的总收集面积达到 2000m^2 。系统温度由银河系的背景辐射控制，实际达到的灵敏度在高纬为 20 mJy rms (12小时观测)。

周期为 20^{m} ，波长为 100km ，在 4 km 基线上给出相位变化约为30天rms的电离层波对望远镜的性能有重要的影响，但可以使用观测大视场中的亮点源的视位置来对这种影响进行改正。对这台镜子可以很好地采用电离层相位正比于基线的近似。通常允许达到30db的动态范围。在强电离层闪烁的条件下，相位改正方法不能使用，因为在整个望远镜的收集面积上以及在其对天空的张角上变化是小尺度的。这台镜子的一个重要的性能是在观测后4分钟内即可自动地取得低分辨率的描图，而在1—2小时内，通常可得到完善处理好的天区图。

14. Gauribidanur T-形天线阵

在印度Gauribidanur已建成一台多波束十米波射电望远镜。接收机使用双边带系统。用两台钟对数字化I.F信号进行 90° 相位差的取样，而这两台钟在时间上相差I.F周期的 $1/4$ 。对一维综合所要求的能见度使用1-bit相关器来测量。在 34.5MHz 的成图具有 $26' \times 41'$ ($Z = 0^\circ$)的角分辨率。天顶角覆盖为 10° 。一种由资料分析来获得可达 $\pm 50^\circ$ 的天顶角覆盖的天区图的方法正在发展之中。

二、建造中的射电望远镜(见表5.2)

1. MPIfR/UoA的10m毫米波射电望远镜

这是一台由西德马克斯·普朗克射电研究所和美国亚利桑那大学合作的10m直径的亚毫米波射电望远镜(SMT)。使用的碳纤维反射器由MAN公司加工，钢的驱动部分由Krupp

公司提供。碳纤维面板的样板是Steward天文台研制的。面板分三圈，所以有三块样板。试验样板的表面精度 $\sigma \sim 2\mu\text{m rms}$ 。面板的精度预期达到 $4\mu\text{m rms}$ 。望远镜应当能很好地工作到 $350\mu\text{m}$ 波长。

倾向于选Mt. Graham作台址，高度2800m。希望于1986年初获批准。Steward天文台设计了一个“牛棚”式的随动圆顶，观测时可开启，望远镜可获得一个无遮栏的视野，预期1987年启用。

2. Caltech亚毫米波望远镜

加州理工学院亚毫米波天文台设在夏威夷的Mauna Kea 4100m的山上。有一台10.4m直径的毫米波望远镜，装置在带11m百叶窗式的风门的天文圆顶内。天文台的建设预期1986年春完工。望远镜主反射器精度 $10\mu\text{m}$ ，1986年3月安装。接收机，后端和其它部分正在加州理工学院本部研制，预期1986年期间在天文台安装。工作波段 $350\mu\text{m}-2\text{mm}$ 。

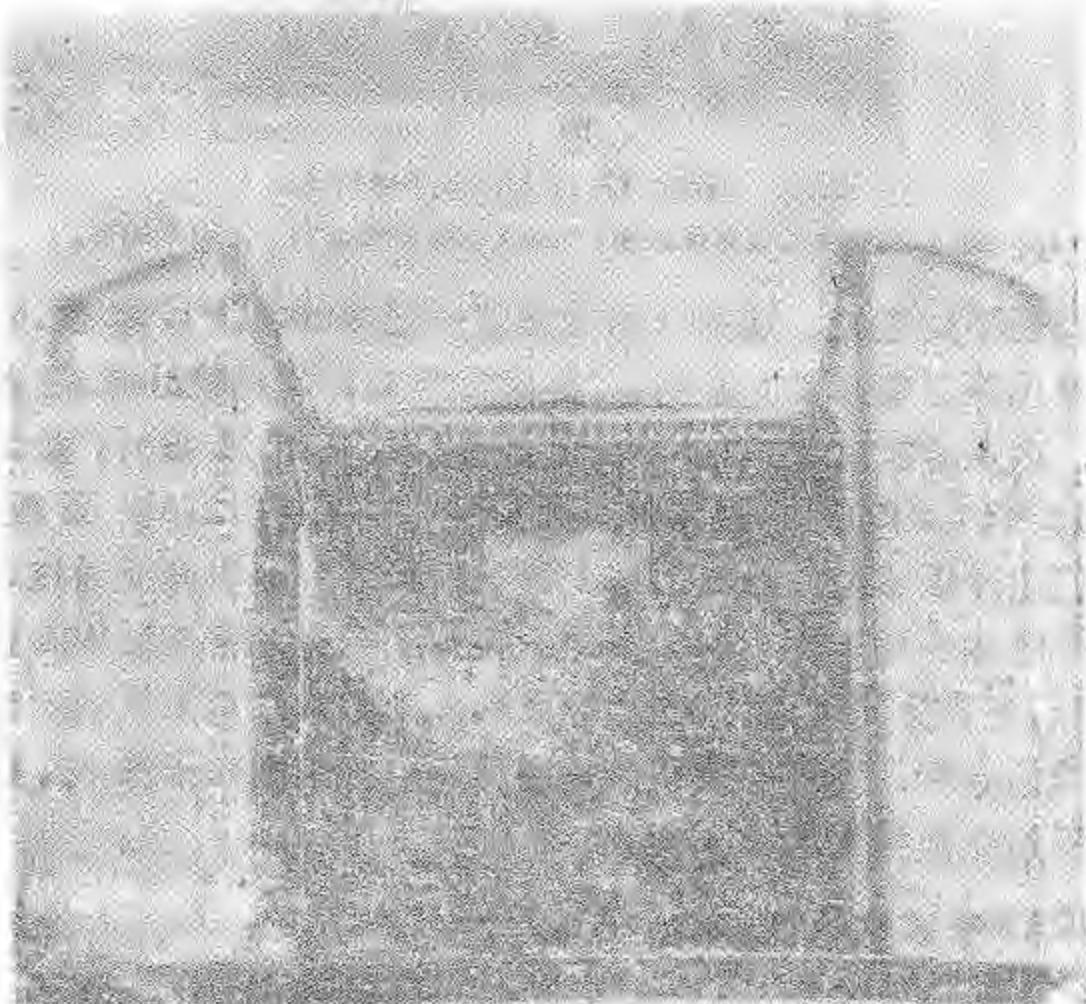
3. SEST(瑞典-欧洲南方台亚毫米波望远镜)

由瑞典和欧洲南方天文台合作的SEST计划是要在欧南方台台址，智利的La Silla安装一台IRAM设计的15m直径的望远镜，可以工作在毫米波和亚毫米波段。这个台址具有充分发展的基础，根据现在测量的结果，那里的气候条件（水蒸气，风和温度）很适合安放这台望远镜。这台镜子和IRAM干涉仪的镜子是一样的，按合同，IRAM负责建造它。Onsala空间天文台负责管理和仪器装备。这包括波段为80—120GHz, 220—260GHz和稍迟将加上的330—360GHz的硝特基和（或SIS）混频器，以及中心在4和1.5GHz的中频系统和声光频谱仪（BW = 100 和 500MHz, $\Delta B = 50$ 和500kHz）。

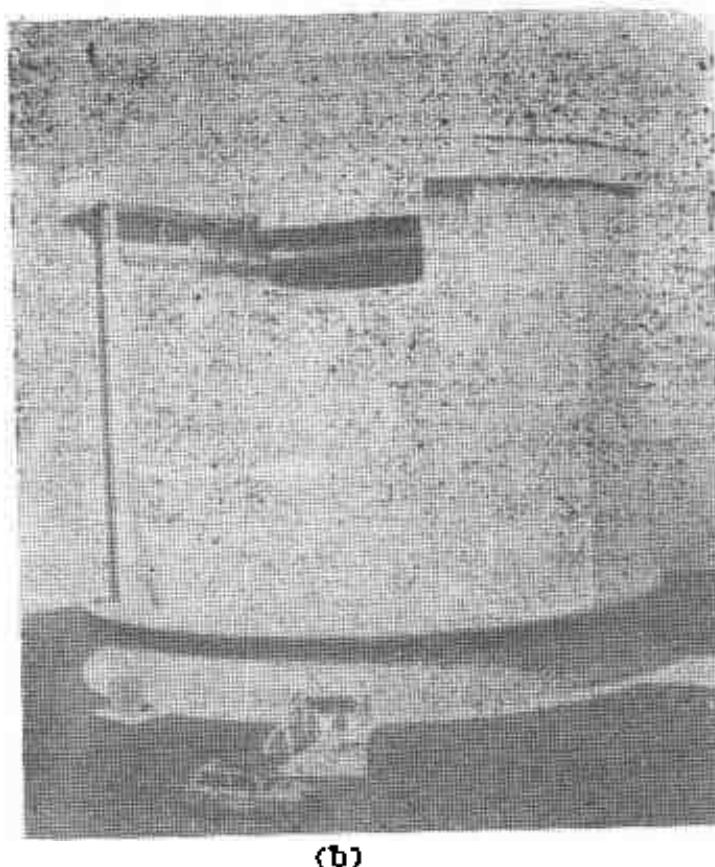
1986年10月要完成望远镜、控制大楼和第一批接收机，接着进行面板调整和系统测试。

4.UK-NL James Clerk Maxwell亚毫米波望远镜

见图5.5，由英国和荷兰合作的James Clerk Maxwell望远镜预期1986年春在夏威夷Mauna Kea进行第一次测试。口径15m，要求在有利的条件下，在690GHz的频率上具备有用的性能。设计要求总表面公差 $35\mu\text{m rms}$ ，相对于附近的标准源有 $1''$ 的指向精度，而绝对指向精度 $3''$ 。望远镜的圆顶是一个随动钢骨架建筑物，它以及滑动门和屋顶保证了望远镜



(a)



(b)

图5.5 James Clerk Maxwell望远镜。

(a) 1985年完工的天线背架结构(在圆顶中的安装现场), (b) 天线罩。

的孔径不受遮挡。这部分通常覆盖一层薄的PTFE薄膜,以消除风压对望远镜的影响,并提供观测室和望远镜的温控条件。薄膜性能良好,在1 mm波长透过率超过95%,直到0.4mm,有约90%的透过率。抛物面的表面包括276块面板,它们由冲压成型的蜂窝铝粘上薄铝板构成。每块面板通过3个热绝缘的马达驱动的起重螺丝和背架相连。背架结构高度对称,是异体同形设计,使抛物面的表面形状在重力影响下产生类似变形。面板的最初调整使用一台专用激光干涉仪,继后采用全息摄影术。

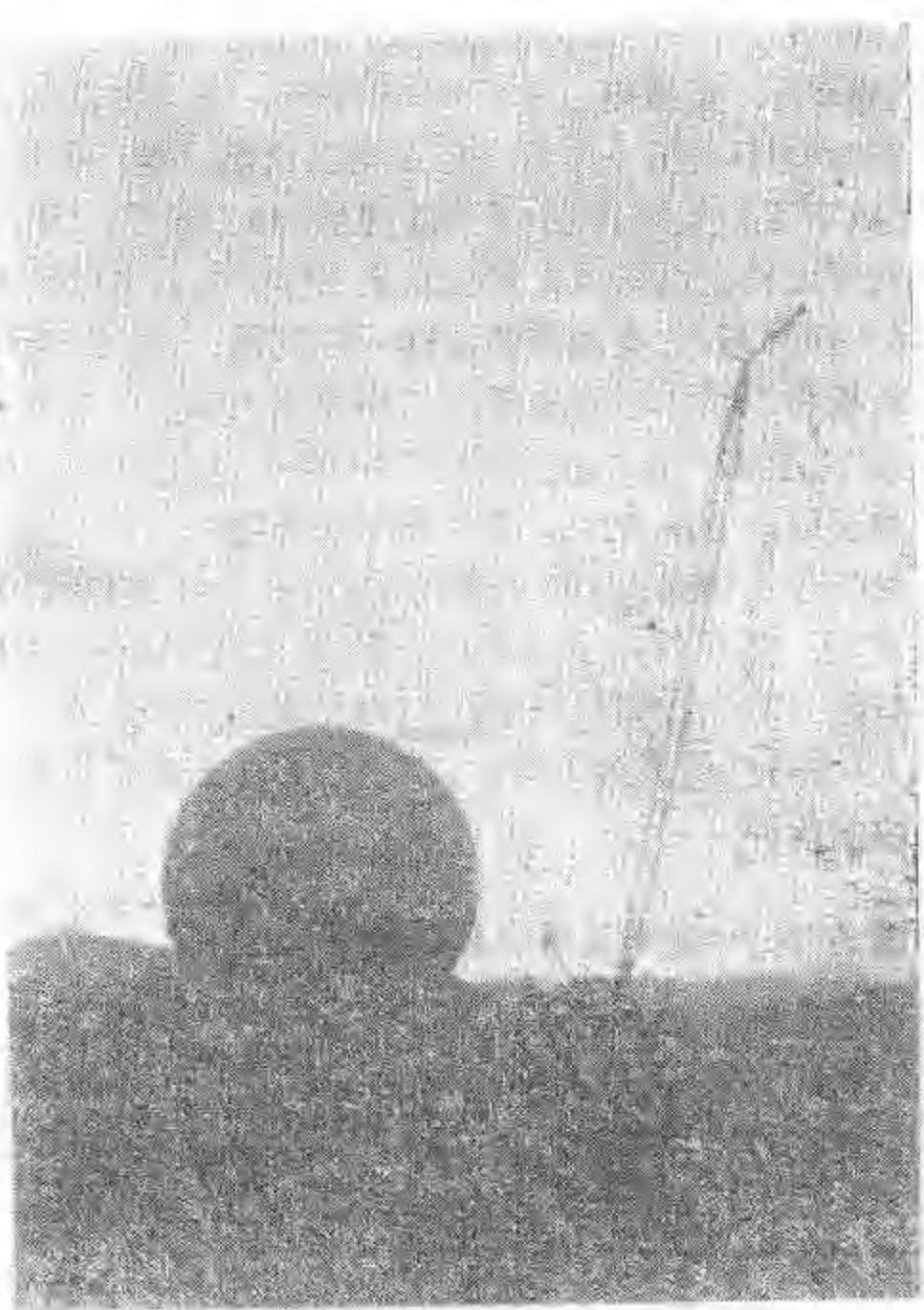
5. IRAM干涉仪

毫米波射电天文研究所的亚毫米波干涉仪要放在法国的Grenoble以南90 km的Plateau de Bure。这台干涉仪至少

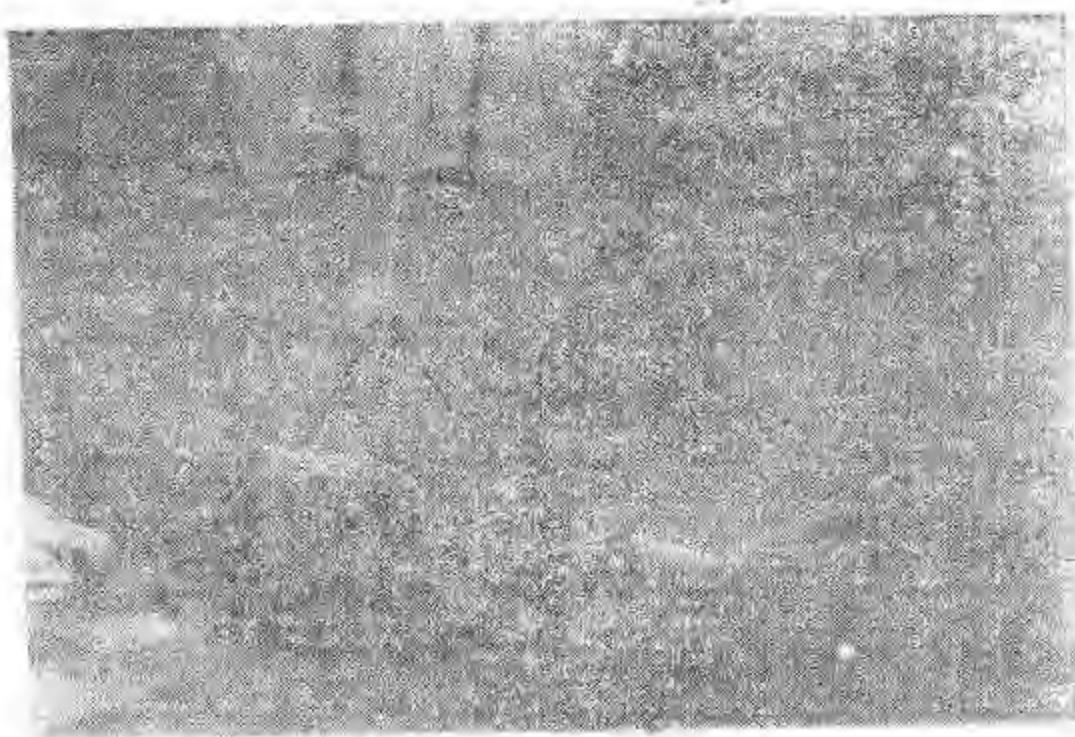
包括 8 台 15m 的抛物面天线, 它们的表面公差 $50\mu\text{m rms}$. 工作频段 70—350GHz. 各台天线都可以在 26 个不同点位上移动, 基线 T 形, 近似南北方向的轨道 160m 长, 近似东西方向的轨道 288m 长. 天线点位步长 8 m 或 16m. 系统在连续谱模式下带宽 500MHz, 用 4 位数字延迟线以及相关器. 在谱线模式下, 用数字互相关器, 每个天线对提供 256 个通道. 另外, 所有的天线可以独立地在单天线模式下工作, 这时 $512 \times 1\text{ MHz}$ 和 $256 \times 100\text{ kHz}$ 的多通道滤波器可以利用. 每台天线的两台接收机将同时在不同偏振和不同频率上工作. 1985 年 12 月缆车通车, 全部大楼, 包括天线装配车间, 生活中心等完成, 铁轨和天线点位站竣工, 三台天线安装完毕. 头两台抛物面反射天线在 1986 年初和 1986 年中, 第三台于 1987 年中在站上装配. 头两台天线的 3 mm 接收机和电子设备 1986 年中准备就绪. 控制计算机 (PDP 11/44) 和资料处理计算机 (VAX 730) 已经在站上装好, 利用第一台天线正在装调望远镜的控制软件.

6. 中国的 13.7m 毫米波射电望远镜

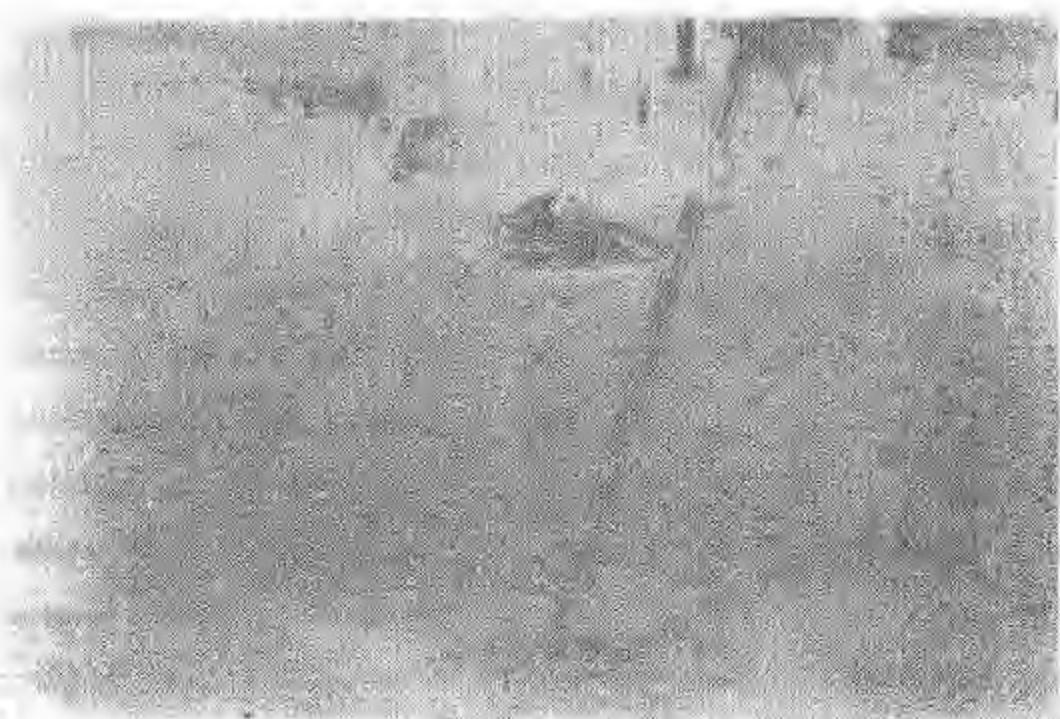
见图 5.6, 中国科学院紫金山天文台的青海毫米波射电观测站正在安装一台 13.7m 直径的毫米波射电望远镜, 这是中国科学院的一项重点工程. 这台镜子的天线面板和覆盖由美国 ESSCO 公司提供, 天线背架、基座和控制系统由中国科学院南京天文仪器厂制造, 接收机系统由紫金山天文台研制, 总体装调和日后的运转由紫金山天文台负责. 1986 年夏已完成该望远镜的天线、覆盖、计算机 (PDP 11/24 用于控制, PDP 11/44 用于资料处理) 的装调. 主面板精度 $24\mu\text{m rms}$, 安装测量精度 $66\mu\text{m rms}$, 副面精度 $27\mu\text{m rms}$. 预期 1989 年进行第一波段 1.3cm 的试观测 (这个波段的接收



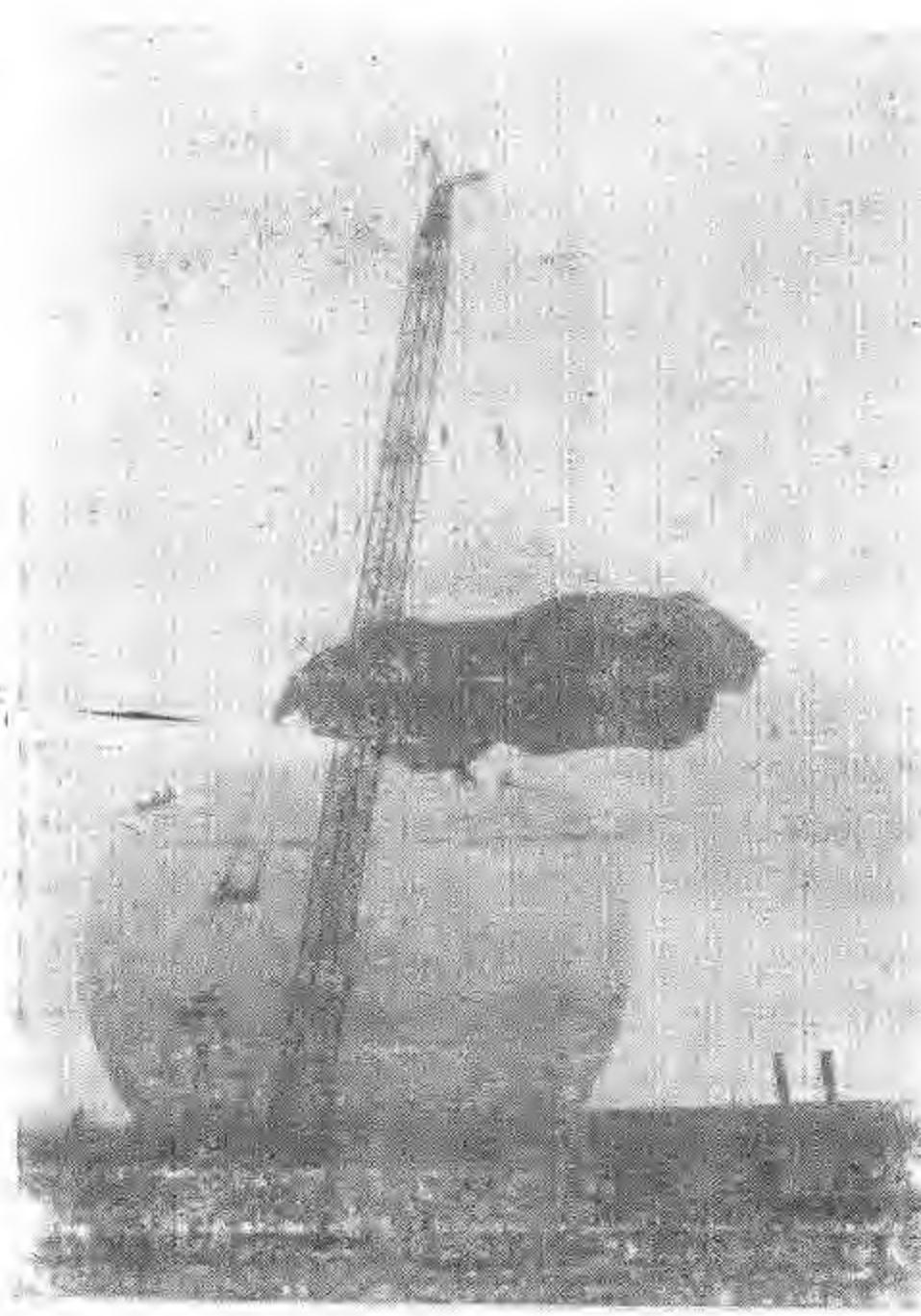
(a) 站址远眺。



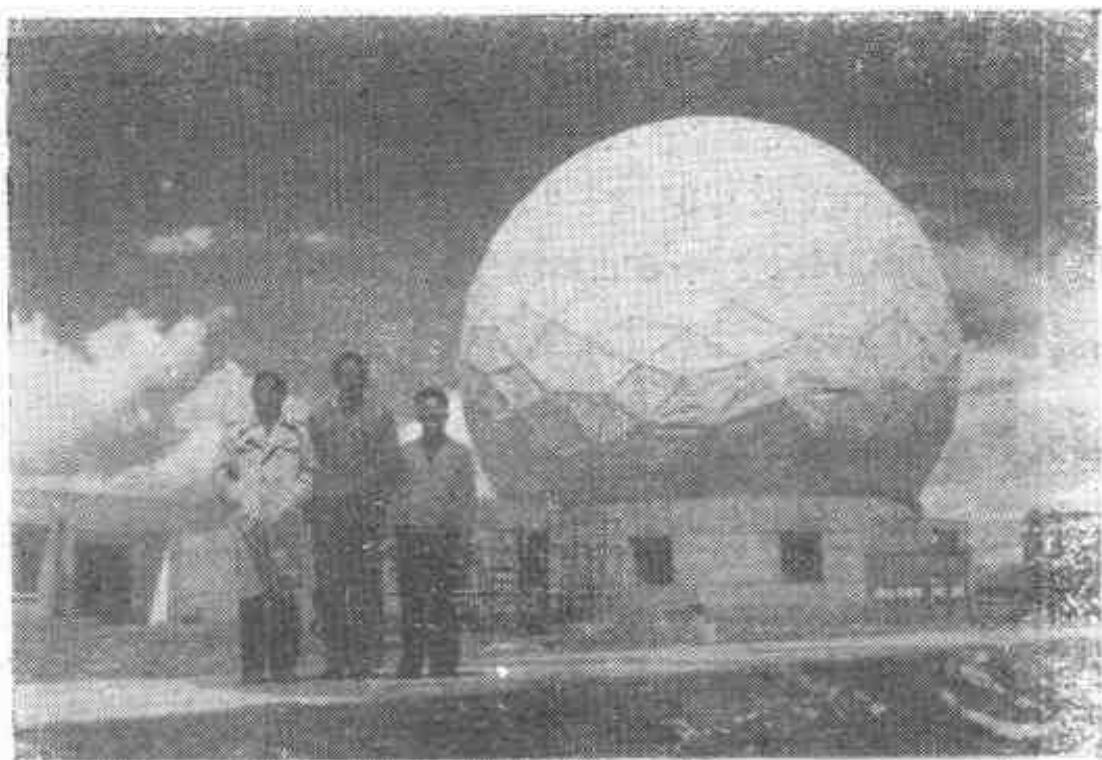
(b)抛物面天线面板的调试。



(c)天线罩(半球)和天线背架的安装。



(d) 天线罩即将封顶。



(e) 观测室和天线罩竣工。

图5.6 我国13.7m毫米波射电望远镜(青海, 德令哈)。

机使用致冷硝特基混频器, 系统温度200K, 频谱分析器包括声光频谱仪 $1024 \times 24\text{ kHz}$ 和多通道滤波器 $256 \times 1\text{ MHz}$ 两种), 1990年进行第二波段 2.6 mm 的试观测。站址在青海省德令哈附近的一个 3200 m 高度的高原盆地上。在天顶方向, 大气水汽含量冬半年平均 1.4 mm , 年平均 4.1 mm 。

7. 伊拉克的30m(MRT)毫米波射电望远镜

伊拉克国家天文台于1981年始建, 1986年建成一台 30 m 直径的毫米波射电望远镜。主镜抛物面 $f/D = 0.35$, 精度 $80\mu\text{m rms}$. 副面 $D_s = 2\text{ m}$, 双曲面, 精度 $16\mu\text{m rms}$, $D_{s\max} = 4\text{ m}$. 副面运动包括轴向, 横向和点头. 对于 2 m 副面, 摆摆运动范围可达 $\pm 24'$, 5 Hz . 无覆盖, 工作风速 12 m/s 加50%阵风因子, 允许最大风速 200 km/h . 工作温度 $-10^\circ\text{C} - +40^\circ\text{C}$, 容许温度 $-20^\circ\text{C} - +45^\circ\text{C}$. 指向, 跟踪精度, 读出 $0.5''$,

伺服系统 $1.0''$. 望远镜是地平式, 方向可控范围 $h: 0^\circ - 90^\circ$, $A: \pm 270^\circ$. 使用两台32位计算机VAX 11/780. 工作波段 $1-10\text{mm}$. 开始先建立 $4.6-5.1\text{GHz}$ (6.2cm 波段), $8.9-10.8\text{GHz}$ (3cm 波段), $21.8-23.8\text{GHz}$ (1.3cm 波段), 稍后发展 $100-300\text{GHz}$ ($1-3\text{mm}$ 波段). MRT将用于空间和天文研究.

8. 澳大利亚望远镜

1988年开始运转的澳大利亚望远镜包括一个东西阵, 一个 22m 直径的天线以及原 Parkes 64m 直径的射电望远镜. 这个东西天线阵基线 6km , 由6台直径 22m 的天线组成. 这个阵与在其南面 115km 处的另一台 22m 天线相连, 并与在其西南 321km 处的原 Parkes 64m 天线相连, 组成长基线阵. 这7台新建的 22m 天线可工作到 50GHz , 其中心 15.3m 可在 115GHz 工作. 上述长基线阵将使用美国VLA的兼容磁带录制系统. 6km 阵对大视场描图和谱线研究是一个最佳设计. 对于15条基线的每一条, 最大的带宽为 128MHz , 最大通道数为8192. 移动天线的铁轨和37个天线安放点位已经完成. 第一台和最后一台天线分别于1986年11月和1987年12月完成. 在 $1.25-1.8\text{GHz}$, $2.2-2.5\text{GHz}$, $4.4-6.1\text{GHz}$, $8.0-9.2\text{GHz}$ 工作的馈源和接收机已投入使用.

9. 苏联的VLBI网

作为苏联深空网的一部分, 正在建造三台新的 70m 口径的天线. 第一台在Evpatoria附近, 已经运转. 在远东 Usur-risk附近的第二台正在建造中, Tashkent附近的第三台将于1990年完成. 每台天线作为VLBI站将配备波长为 $1.3, 6, 18, 75\text{cm}$ 的低噪音辐射计. 到1992年, 在Tashkent附近的第

三台预期工作到1.3mm,这要使用马达驱动的面板调节技术.

10. VLBA(甚长基线天线阵)

美国的VLBA由10个25m的天线组成,它们分布在全美大陆以及远离大陆的夏威夷和加勒比海维尔京岛,这样大大地延长了东西和南北方向的基线. 它的最短工作波长将达到3.5mm. 每台天线都将配备两种偏振,低噪声接收机, 工作频率从327MHz到43GHz,包括9个分离的频段. 运转中心设在新墨西哥州的索柯若. 每台天线处的中频信号,在转换到基带后,记录到磁带上,用一台Honeywell型记录仪使磁带上的记录修正为32个独立的磁迹,每条宽 $20\mu\text{m}$. 每盘磁带可容纳不间断的8—12小时的记录,两层和四层的记录都可进行. 使用为20个站设计的带宽128MHz的相关器可以对各站得到的磁带重新录制. 这样除了目前方案中包括的10个站以外,还有日后增加10台天线,扩大VLBA阵容,提高灵敏度和分辨率的余地. 同时,相关器也可以改进以适应基线从地球扩大到空间的需要.

11. Arecibo改进计划

这是对Arecibo天文台300m球面镜的一项改进计划. 该台隶属美国国家天文和电离层中心. 1972年完工的Arecibo望远镜的第一项主要改进是它的最短工作波长达到约9cm. 到1986年初重新调整面板,达到2 mm rms的精度,把最短工作波长降到4cm以下. 另外,设计了一个沿反射器周边装置的18m高的屏,当天线使用12m长的线馈源时用来达到实质性地减小溢出噪音的目的,当使用偏置反射器馈源时用来消除噪音. 采取这项措施所需造价预计150万美元.

正在进行一项用一个宽带复合反射器馈源来取代原来的线馈源的设计。这个新设计的馈源将提供偏置的，对主反射器的小概率照明。这个反射器馈源被支撑在一个透明的金属薄膜天线罩内，面向主反射器。工作频率范围300MHz—8GHz。它还允许用一个简单的点源喇叭置换。引进一个地面参考系统可以把指向精度由15"提高到5" rms。这部分耗资1000万到1500万美元。

这项性能改进的结果是在天顶将获得 $12K/J$ ，瞬时带宽至少要达到15%。灵敏度，对射电天文在天顶提高1倍；对雷达天文在天顶达到原来值的4倍，在极限天顶角达到30倍。由天线罩屏蔽干扰和雷达显示的杂乱回波将降低至少20db。

这些改进使得对射电天文观测可减少积分时间至1/10；允许进行分子谱线的多特征峰的同时观测；在频宽范围内允许观测到更多其它的分子谱线。它还带来了许多对脉冲星观测的改进，包括大大减少了干扰的，同时进行的多频观测。在雷达天文方面，对遥远的目标，如伽利略卫星，将提高灵敏度。

12. 中国的VLBI网

中国科学院上海天文台从1979年开始用6m天线开展VLBI的实验研究，1981年进行了上海-埃弗尔斯堡（西德100m射电镜所在地）VLBI实验，获得成功。1985年完成了上海-鹿岛（日本）首次VLBI联测。上海25m天线1985年11月已成功进行了哈雷彗星的 $\lambda = 2.8\text{cm}$ 的连续观测。同时云南天文台的10m射电镜也已于1985年完成，最短可工作波长达6cm。计划中将在国内再建一个新站，配备25m天线，已有放在乌鲁木齐的建议。或将10m天线移至乌站，而在南方合适地点（例如昆明）配备较大天线（例如40m），组成国内VLBI网，进行我国国内的厘米波和分米波的VLBI实测研究。

三、计划中的射电望远镜(见表5.3)

1. LDR(在空间展开的轨道反射器)

美国喷气推进实验室发展了一个最低限度大型可展开反射器(LDR—Large Deployable Reflector)的概念。目的是由改进射电望远镜技术来满足限定的最低限度的科学要求。实质是用84块直径2m的六边形面板构成一台无源20m直径f/0.7的主反射器。它们是用轻质的合成物质做成的。主反射器由一个可展开的“PAC桁架”背架结构通过每一个六边形的各个顶点支持着。主反射器形状的畸变由一个位于主反射器的光学像(出射光瞳)处的一面由四部分组成的反射镜改正，它的直径0.9m。在波长长于50 μ m时，可以获得衍射限性能。全部光学系统由一个阳光屏蔽圈围绕起来，使之可观察距太阳90°以内的区域。四项仪器设备加上致冷设备总载重量约3400kg。望远镜将射入低地球轨道，并在空间站附近进行装配，而这些装配部件是事前多次通过发射航天飞机送上空间站的。估计总造价\$700M。望远镜按亚毫米波工作的要求设计，它同样适用于毫米(例如氧和水线)以及厘米(例如VLBI)波段观测。

2. Smithsonian亚毫米波阵

美国史密松天体物理台计划建造一个亚毫米波天线阵，打算进行0.35—1.3mm的综合成图。天线阵由6台口径6m的可移动天线组成，形成Y字布局。初期的最大基线约100m，给出分辨率1”。望远镜用于研究正在形成恒星和分子云的最稠密的区域的尘埃和分子气体，以及在两类射电源(射电-活动和射电-宁静源)开始出现区别的带决定性的谱线区域中的

非热源。观测站的待选点为夏威夷的Mauna Kea和亚利桑那州的Mt. Graham。

3. ARO的37m天线

加拿大政府最近批准一项改进阿尔岗昆射电天文台望远镜使之工作到至少2.6mm波长的计划。新的面板的总误差将是 $160\mu\text{m rms}$,其中包括面板误差 $50\mu\text{m}$,安装调整 $40\mu\text{m}$,引力弯曲 $120\mu\text{m}$,风和热效应 $80\mu\text{m}$ 。指向误差要降到 $2''$ 。现在的天线将用一个全新的抛物面代替。背架结构将用一包层封闭起来以屏蔽阳光但允许空气流通。要装加热器,用以消融积冰。这台望远镜单天线工作模式可用于谱线和连续谱观测,它将是北美最大的毫米波天线,同时它还具有成为将来毫米波VLBI观测的一个重要的组成部分的潜力。计划1987年后期完成。

4. NRAO毫米波天线阵

美国国家射电天文台现在正进行一项毫米波综合孔径的设计研究。它和厘米波综合孔径VLA相类似。这个综合孔径射电望远镜由20到30面口径为8—10m直径的天线以及一个中心单元组成。而这个中心单元包括约21面3—4m的抛物面(它们装在一个倾斜旋转的结构上)或是一台带焦面阵的通常的单天线。最大的基线取决于站址的选择,可能有35km。工作波段在30—345GHz范围,包括4—5个波段,重点在200—300GHz。对于大视场观测,天线阵将工作在镶嵌模式。也就是说大视场图是这样组成的:在孔经综合模式下,结合若干次若干台10m天线的观测和一次或若干次中心单元的观测,对10m天线取得的资料按个别单天线来处理。

5. QUASAT

ESA(欧洲国家,苏联和澳大利亚)和NASA(美国国家航空和宇宙航行局)最近完成了一项国际合作的,名为QUASAT使命的估价研究.这项计划是发射一个在绕地椭圆轨道上自由飞行的,携带一台射电望远镜的卫星.它的轨道是经过优化设计的.由地面VLBI网(由美国,欧洲,苏联和澳大利亚组成的)和这台轨道射电镜组成的空间VLBI将对射电源进行高质量VLBI成象.卫星轨道参数:近地点高度5700km,远地点高度12500km,倾角63°,寿命2年,但实际运行寿命期望达到5年.

QUASAT不仅提供较高的分辨率,它也将对所取得的射电源的图象提供明显清晰和圆点延展的性能.波束宽度将是地面VLBI所能提供的 $1/50$.在这个分辨率上将取得空前的高质量的成象.此外,几小时的观测就可提供足够的信息来重建这种高质量的射电源的象.这使得我们能够记录下银河系快速变化的天体的演化过程.

观测波长有1.35, 6 和18cm三种,和地面VLBI网的波长配备相一致.轨道上的天线能同时观测任何两个波长的两种偏振,并通过微波接力把收到的信号直接传播到地面上的遥控站.对于空间天线的相位/频率参考信号可以稳定到 10^{-14} ,通过两路微波接力依次由若干遥控站相继传送到卫星.观测信号在发射到地球之后将以数字形式记到磁带上,再转送到欧洲或美国的VLBA的中心处理设备上,用以和地面VLBINS的同类磁带进行相关处理.在COSPAR Ad-Hoc委员会对空间VLBI任务的资助下,这项可能的,包括QUASAT,苏联的RADIOASTRON VLBI卫星之一和日本的卫星在内的多国空间VLBI任务正在讨论之中.

6. RADIOASTRON

这是一项苏联的地面-空间射电干涉仪计划。这台干涉仪包括在高远地点轨道上由卫星运载的1到2个射电望远镜和地面上若干射电望远镜。这台空间-地面干涉仪将提供地面上无法取得的高分辨率，并能对活动星系核、银河系H₂O和OH maser源进行快速，高质量成象，还能探测星际介质。

RADIOASTRON的参数为：直径10m；频段0.61, 1.66, 5 和22GHz；系统噪音温度35—100K；最长基线：RADIOASTRON I 77×10^3 km (周期24^h)，RADIOASTRON II 46×10^6 km(周期12^h)；最大角分辨率 40×10^{-6} 角秒(22GHz)；带宽2或32MHz；灵敏度10mJy(32MHz BW以及100°相干平均)；指向精度<5'；寿命两年；负载100kg；第一次发射1992年。

7. CLBA(加拿大的甚长基线天线阵)

1982年提出的一个横贯加拿大国土排列的9元天线阵(每个天线直径32m)方案，以及一个造价较低的4元天线阵方案至今均未得到批准。西部的一、二个省可能提供初步支持以促进渥太华的政府对这个计划提供投资。

8. GMRT(巨型米波射电望远镜)

印度塔塔基础研究所的射电天文中心提出了一台巨型米波射电望远镜计划，已获批准。建设期限是1985—1992年。它将能描绘高分辨率的银河系和河外射电源的图，以及搜索(1)来自某些中性氢云的红移了的21cm谱线辐射(这些氢云可能在星系形成之前就已经存在了)，(2)短周期脉冲星。

GMRT由34面方向可控抛物柱面构成，每面92m长，35m

宽。其中16面组成1 km见方的中心阵，剩下18面沿Y形的三条臂分布，臂长14km。反射表面是2 cm的网。沿着抛物柱面的焦线将要安装一个四面具有不同偶极子阵的可旋转正方形桁架，这使得GMRT可以工作在38, 151, 325 和 610MHz 频段。

四、毫米波、亚毫米波射电望远镜的发展

射电天文学中几乎所有激动人心的发现都是来自提供了新频段，高灵敏度，高的空间和时间分辨率或者是改进了成象质量的新型观测设备或技术。观测设备的发展也反映了这门分支学科发展的需要和发展的趋势。在表5.1—5.3中概括了当今国际上射电天文台全部较大型射电设备（包括从亚毫米波到米波）的发展和概况。我们可以看到射电观测设备的形式为适应分辨率提高的要求，各波段都有一个由单天线向VLBI发展的趋势。干涉仪组元天线的布局有一个由地面局部区域，到横贯大陆，到洲际联合，直至迈步空间，谋求更长基线的趋势。研制和管理范围也由个别单位扩大到广泛的国际合作。在观测波段方面（见表5.4），八十年代以来已完成的15台射电镜中有一台可工作到亚毫米波段，11台工作到毫米波段，3台工作在米波段。分别占这个时期完成的射电镜总数的7%，73%和20%。建造中的12台中，在亚毫米波段和毫米波段的射电镜各5台，厘米，分米波段的有2台，分别占总数的42%，42%和16%。可以看出亚毫米波段加毫米波段的观测设备数相当于总设备数的百分比由80%增加到84%，而亚毫米波段的设备数占射电设备总数的百分比由7%增加到42%，是在大幅度地增长。计划中加建造中的20台镜子中有14台在亚毫米和毫米波段，占总设备数的70%，厘米、分米加米

表5.4 八十年代到九十年代的射电观测设备的波段分布

	各波段设备数(百分比)	波段		submm + mm-λ	submm + mm-λ	cm + dm-λ	cm-λ
		sub mm-λ	mm-λ				
最近完成的设备	15	1 (7%)	11 (73%)				3 (20%)
				12 (80%)			
建造中的设备	12	5 (42%)	5 (42%)		2 (10%)	5 (25%)	1 (5%)
		10 (84%)		14 (70%)		8 (33%)	1 (12%)
计划中的设备	8	2 (25%)	2 (25%)		4 (50%)		

波段的设备数共占30%。由此可清楚地看到八十年代到九十年代射电观测波段向短波端延拓的趋势(由厘米波,到毫米波到亚毫米波)。同时我们也可看到在电磁谱的无线电波段上,毫米波,亚毫米波段的开发显得如此瞩目,它大力促进着射电天文方法的发展。毫米波和亚毫米波段的观测研究在射电天文分支学科的发展中正在和将要占据十分重要的地位这一点是勿容置疑的了。

第六章 辐射计基本原理

一、引言

在辐射计系统中接收机的作用是选择和放大由天线接收到的信号并把输出信号提供给作图仪，数字记录仪或其它显示或处理设备。对接收机最重要的要求是：（1）精确再现输入信号而不改变其振幅和频谱特征。（2）即使在大的动态范围输出端也必须是线性的。（3）对放大的信号产生的噪音要尽可能的小。

典型的接收机功率是120db。

接收机的一般特征

	带宽	输出积分时间	功率水平
谱线接收	几kHz(频率分辨率的要求)	几十分钟	$\sim 10^{-20} W$
连续谱接收	几GHz(cm- λ ,mm- λ 宽带接收机的要求)	10微秒	$\sim 10^{-16} W$

设计接收机的主要依据是观测对象的振幅和谱线特征。

二、射电天文观测对象的信号的类型

早期观测的是连续辐射，多半用大于1MHz的带宽和长的时间常数（观测太阳例外）。发现21cm氢线以及分子谱线以后，谱线观测的兴趣大大提高。脉冲星的发现导致对高的时间和频率分辨率的研究的兴趣。射电信号可分为三类。

1. 连续信号

连续源的辐射在观测的带宽上具有不变的频谱密度,信号有噪音的性质,在接收机的输入端引起的电压可以表示成白高斯噪音,所以它不能和接收机本身产生的噪音相区别.

2. 谱线信号

星际区域的原子和分子的各分立能级间的跃迁产生一系列的谱线,它们落在射电频段,发射和吸收线都已观测到.个别谱线特征区的宽度约1 kHz—几百 kHz.在一个给定的天体的方向上,对一个给定的跃迁,观测到的频谱可能覆盖10—20 MHz的范围,这是由于在视线方向上不同多普勒速度分量迭加的结果.

3. 特殊类型的信号

来自太阳或脉冲星的辐射有复杂的时间-频率结构,对于脉冲星,发射有着1秒量级的非常规则的间隔,脉冲宽度典型的是5%脉冲周期.某些情况下时变子结构至少精细到10微秒.来自同一脉冲星的较低频辐射比较高频的较迟到达,这称为信号的时间弥散.对于太阳,信号有若干形式,有的很复杂,一个事件的特征时标由毫秒到几小时.在太阳事件中常常观测到时间依赖的谱线特征峰.

三、射电天文信号的测量

射电天文的基本实验问题就是在馈源或机生的不规则噪音功率存在的情况下,检测低水平的类似噪音的信号.

1. 功率用等效噪音温度表示

见第二章第三节。

2. 系统噪音温度

它是用来判别辐射计质量的一个品质因数，表示理想接收机的输入端的一个温度为 T_{sys} 的电阻引起的系统的总输出。它包括了天线温度，对馈源和接收机之间的馈源线上的损耗所作的改正，以及接收机本身的等效噪音温度。

$$T_{sys} = T_a(1 - \alpha) + \alpha T_e + T_r \quad (6.1)$$

其中 T_a 馈源终端的天线温度， T_e 环境温度， α 传输线的 损失 因子， T_r 接收机的等效噪音温度。机生噪音近似常数，大半由元件的热噪音以及晶体管或电子管的散粒效应引起。

3. 最小可检测信号的统计考虑

最小可检测信号是引起接收机输出端偏移的信号，它等于对平均值输出起伏的标准离差(rms)。对于一个辐射计系统，对于平均值输出的标准离差 ΔT 由下式表示：

$$\Delta T = T_{sys}/(B\tau)^{\frac{1}{2}} \quad (6.2)$$

其中 τ 接收机输出端真正的积分时间， B 等效噪音(矩形)带通。

最小可检测信号的概念作为理论上定量测量系统性能是十分合理的，实际上检测弱信号 3—5 倍于这个水平是更可靠的。

4. 最小可检测信号的实际限制

在理想系统，由系统噪音温度引起的统计 rms 输出起伏确定了系统的灵敏度的极限，实际上接收机的不稳定性(接收

系统的增益和带通的变化)给出了系统灵敏度的极限(即最小可检测信号).

在最简单的情形,不稳定性可用 $\Delta G/G$ 和 $\Delta B/B$ 表示,并可看作随机变量. 所以接收机输出的rms起伏正比于

$$T_{sys} \left[\frac{1}{B\tau} + \left(\frac{\Delta G}{G} \right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

对不稳定性研究得很少. 这种不稳定性引起的问题主要依赖于它的谱以及为了不同类的观测所选用的接收机系统.

四、基本的接收机系统

在接收机中接收到的信号经历了一系列的过程如滤波、放大、变频(混频或称外差)、检波和积分. 完成这些过程的器件不完善在信号上就迭加了噪音, 产生了非线性特征或表现出不稳定性.

1. 理想接收机

对于理想的接收机系统我们假定有如下特征: 滤波器具有矩形的带通, 绝对的增益和带通稳定性, 在输出端有理想的平方律检波和真正的积分.

图6.1示出了总功率接收机以及在接收机系统各级的信号及其频谱. 在这个超外差式总功率接收机系统中带宽 B (或 Δf)的频带以信号频率(或称观测频率) f_s 为中心, 信号经历下述阶段的变化: 1) 这个频率为 f_s 的信号和本振(频率为 f_{Lo})输出混合使得频带向低端移动至中频(f_{IF}), 一般是10或30MHz. 2) 这个具有和原来的rf(射频)频带的谱和强度信息相同的 i·f(中频)信号被放大. 3) 信号通过平方律检波器, i·f波形的包络被检出. 平方律检波器的输

出正比于施加的电压振幅的平方，即正比于接收机输入端的输入功率。4) 经过积分或通过一个低通滤波器，滤去了高频分量，输出信号就送到记录仪的输入端，

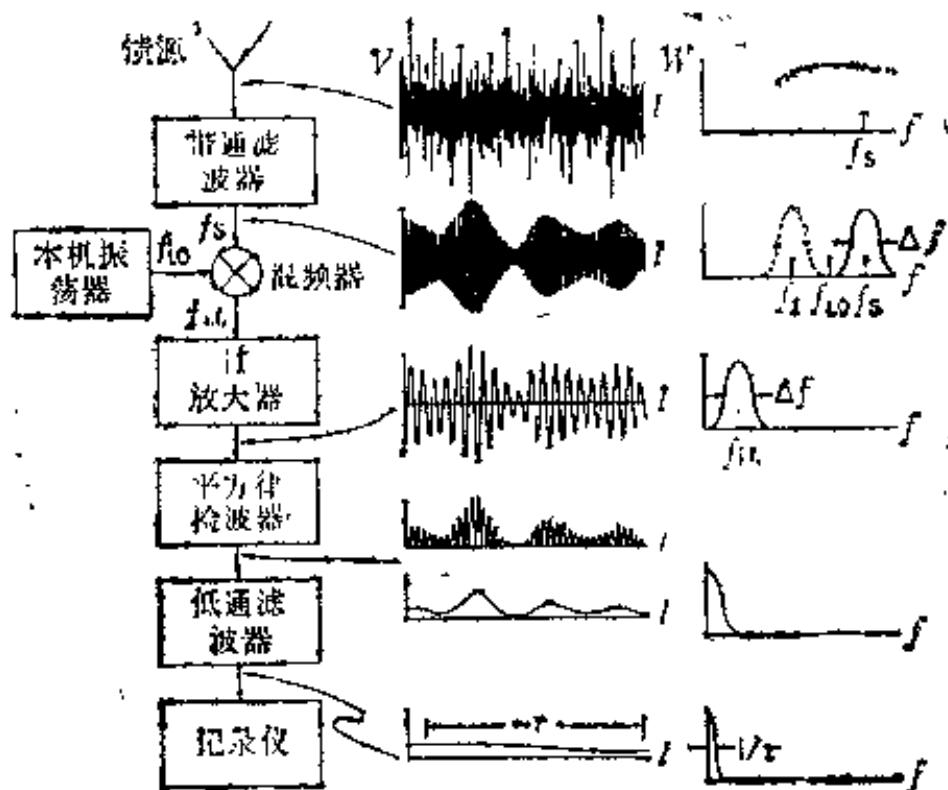


图6.1 超外差总功率接收机系统及接收的信号
和它的频谱在通过接收机系统的过程中的变化。

2. 单边带和双边带

在超外差接收机中接收到的频带的中心频率是

$$\left. \begin{aligned} f_s &= f_{L_o} + f_{I,f} \\ f_t &= f_{L_o} - f_{I,f} \end{aligned} \right\} \quad (6.3)$$

f_s 是信号频率， f_t 是镜频。

(1) 双边带系统 指保留 f_s 和 f_t 的系统。这种系统通常用于连续谱接收，这种情况不用rf放大。因为信号在两个边带接收，系统的噪音温度降到一半。

(2) 单边带系统 指在混频前把 f_t 抑制掉的系统。

一般地用于谱线接收，镜频频带只贡献噪声而不是信号。当rf放大器的带宽很窄不能通过混频器的两个边带时或是干涉信号可能出现在镜频的边带中时，单边带接收机也是需要的。

五、连续谱接收机的主要类别和组成

1. 总功率接收机

这是射电天文应用中最简单的接收机类型。它的主要缺点是放大器中增益和带宽的变化引起的不稳定性影响输出电平。

(1) 超外差接收机 方框图示于图6.1。原理：输入信号(有或没有rf放大)和本振信号混合，合成的i·f信号被进一步放大，并由平方律检波器检波，在合适的积分或平滑之后由显示器显示或记录仪记录。接收机的带宽特征取决于i·f带宽特征或i·f放大器之前或之后的带通滤波器的特征。这种系统可以是单边带也可以是双边带的。但近来应用中的大多数是单边带，这使得选择中频具有灵活性，可用于谱线测量系统，并简化校准过程。

(2) 调谐射频接收机 方框图示于图6.2。在这种系统中rf信号直接放大到可以检波的水平，这种接收机通常有很大的带宽以得到要求的灵敏度。主要用于GHz区。常用隧道二极管放大器。检波后的信号被平滑和记录。

(3) Selope接收机 这种接收机有两个分开，但相同的总功率通道。信号在一个通道被放大，来自已知温度的

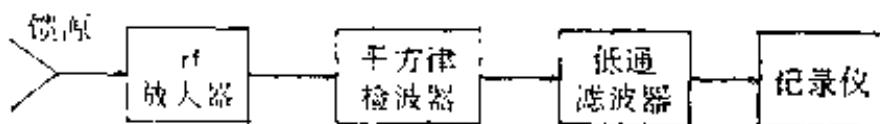


图6.2 调谐射频的总功率接收系统。

电阻终端的不变参考信号放在另一通道。两路输出被平滑，其差作为系统的输出。一个通道和另一个通道匹配时，各自的不稳定性就被抵消，接收机输出的稳定性就得到了某种程度的提高。

在射电天文这种接收机没有被广泛地应用，但这种技术的变种已用于谱线接收机。即把一个宽带系统用于观测相对窄的谱线特征峰。通带中没有信号的部分被检测后，用于作为比较通道。已有人把这种方法用于多通道氢线频谱仪。

(4) 总功率接收机的稳定性 这类接收机的不稳定性限制了在射电天文中的应用。这类系统对放大器特征(如增益、带宽、噪音温度)的变化很敏感。这些特征特别是增益依赖于电流变化，温度变化，机械应力，器件老化等等。射电接收机所用的许多特殊技术就是用来克服这种不稳定性。

最常用的稳定总功率系统的办法有：①调整电源，使之稳定到 $\leq 10^{-4}$ ，②把接收机放到恒温环境中，使温度变化 $\Delta T \leq 1$ K，③保证所有元件的机械刚度，并把它们连在一个系统中，④在混频系统中维持不变的L.O.电源水平，或在用隧道二极管和参量放大器的情况下维持不变的偏压水平。例如参量放大器的增益 G 依赖于抽运功率 P ，关系如 $\Delta G/G = \sqrt{G} \Delta P/P$ 。 $\Delta G, \Delta P$ 是增益和抽运功率的小的变化。

2. 调制接收机

射电天文广泛用调制技术来实现增益稳定化。这种接收机的根据是放大器中增益起伏的谱在频率大于1 kHz时随频率快速减小几乎达到零。如果对增益可以进行调节(调节速率取在和增益不稳定性的最高频率同量级)，那么通过自动增益控制线路对增益不稳定性的大部分进行改正是可能的。

(1) 狄克系统接收机 这种接收机(图6.3)以每

秒若干次的频率在所测信号和一个不变的参考源之间相继接通（开关），经过频率转换、放大、检波，调制信号通过同步解调器产生一个正比于参考源和信号输入之间的功率（温度）差的输出电压。如果这个差保持很小（系统温度的百分之几），增益变化对输出的影响将相应减小。

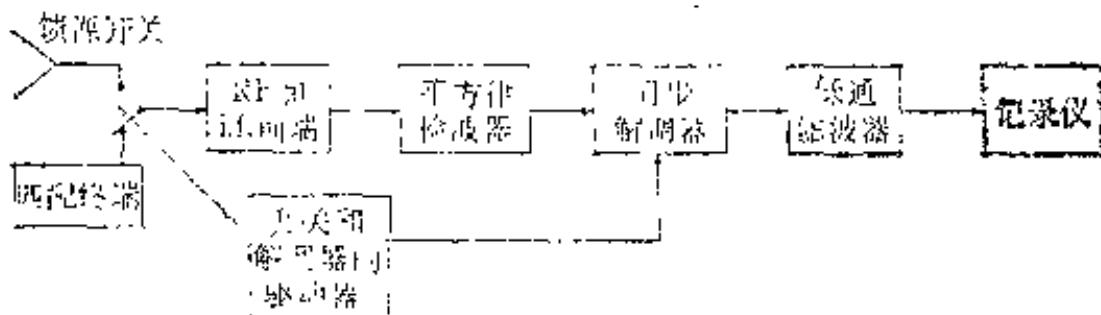


图 6.3 狄克调制接收系统。

调制系统的理论灵敏度只有总功率系统的一半， $\sqrt{2}$ 因子来自于只有一半时间用于观测信号，另一个 $\sqrt{2}$ 因子产生在同步解调器中的两个噪音信号的比较。实际上这种系统的灵敏度还受另外两个因素的影响：①在接收机输入端的信号线上的调制开关引入损耗增加了系统的有效噪音温度，②接收机系统对开关进行中的瞬间响应，使接收机在开关执行中有一个短暂的时间不产生增益。

这种系统要求调制速率大于放大器变化的最快的特征时标。目前用的大多数系统开关速率是几十赫或几百赫，实际上，铁氧体作开关器件，在现行的系统中限制在几十赫。

(2) 增益调制接收机 在狄克系统中去除增益变化靠系统的平衡，即两路几乎相等的温度。但这个条件不易获得。特别是当 $f \geq 1 \text{ GHz}$ 时，这时 $T_s \sim 20\text{K}$ ，参考温度 $T \sim 80\text{K}$ ，相差甚大。此时可用增益调制接收机，如图 6.4 所示。它的实质是使可调衰减器和输入开关同相进行开关动作以保持信号和参考路相等。这方法可用于超外差系统中混频器之前或之后的增益调制。

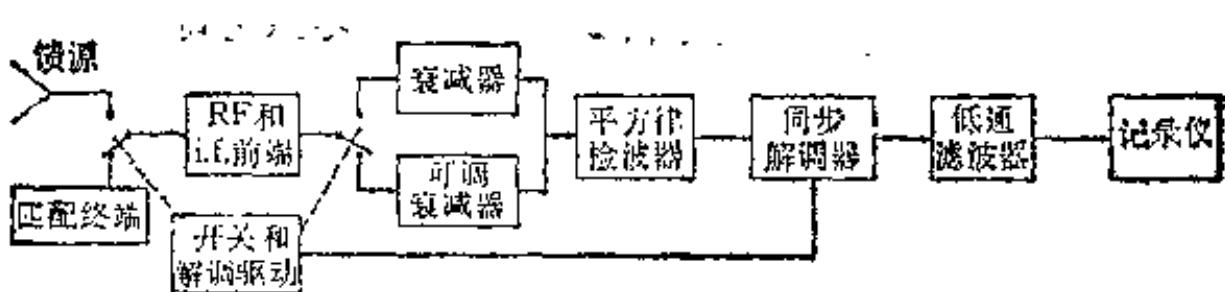


图6.4 增益调制接收机系统。

(3) 噪音迭加接收机 见图6.5,这种系统的实质是将一个固定量的噪音周期地(50%工作循环)加到总功率接收机的输入端,同步检测的输出包含着对接收机中增益起伏所需的改正信息。

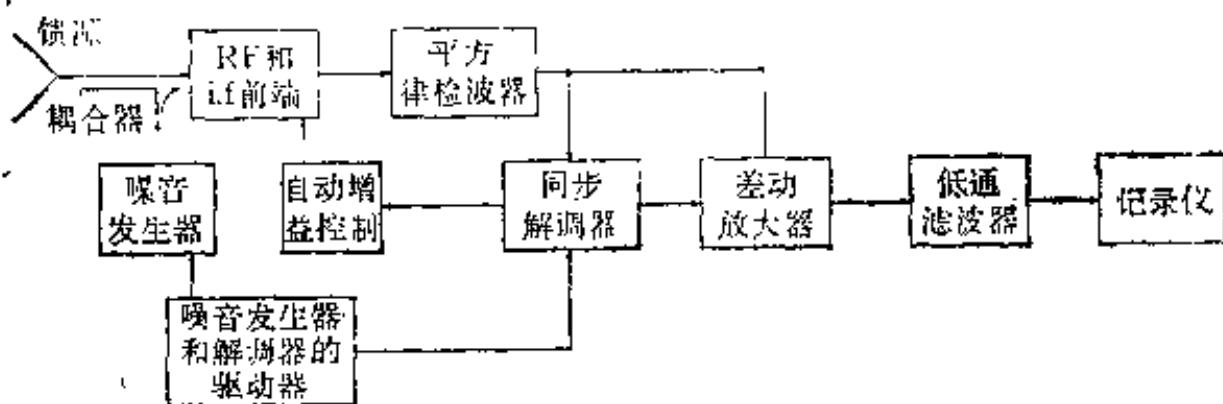


图6.5 噪音迭加接收机系统。

这类接收机对低噪音系统($<20K$)特别有意义,因为此时附加的对通常狄克开关($\sim 7K$)的系统温度的贡献会引起系统温度的相当程度的增加。

在这种接收机中加上的噪音的振幅是重要的,噪音源的稳定性也是如此。噪音源的不稳定性带来的影响就和在总功率系统中增益变化所引起的效应相同。

3. 伺服控制接收机

如我们注意到一个简单的开关接收机对增益变化不灵敏,因为它是平衡的,即信号和参考路信号相等。伺服控制接

收机是系统（图6.6）在所有的时间都维持在平衡状态，即在开关的参考路注入连续可变的噪音。这个注入信号的水平由一个伺服系统控制。此时接收机是伺服环路的一部分，接收系统的输出信号就是用来平衡系统的噪音水平的。

目前只用于分米和米波。因为控制的噪音管源只在这些波段上才有供应。随着PIN二极管衰减器和固态噪音源的发展，就将这种接收机应用扩大到微波区。

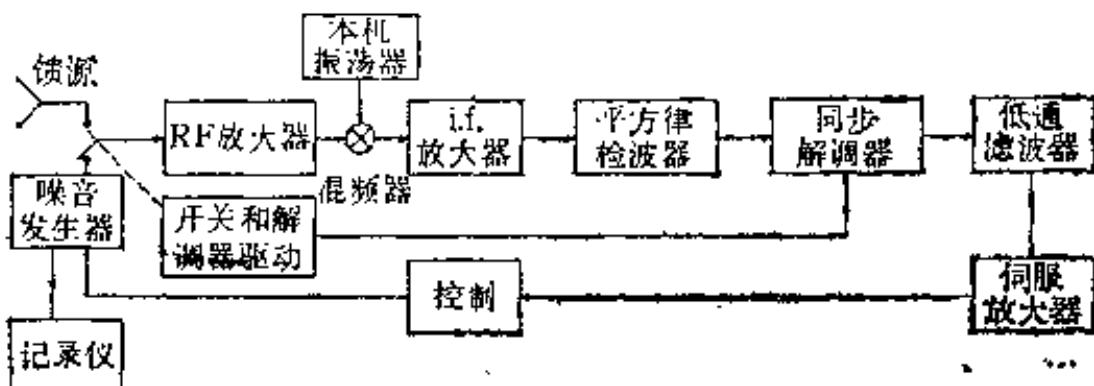


图6.6 伺服控制接收机系统。

4. 相关接收机

(1) 两通道的相关接收机 在相关接收机(见图6.7)中，输入信号和参考信号在3 db混频器中混合，输出后注入到两个相同的接收机中，经相继的放大、转换，信号通过另一个3 db混频器，它的和以及差输出后分别被检出并注入到一个差分直流放大器，后者的输出正比于两个原始输入信号

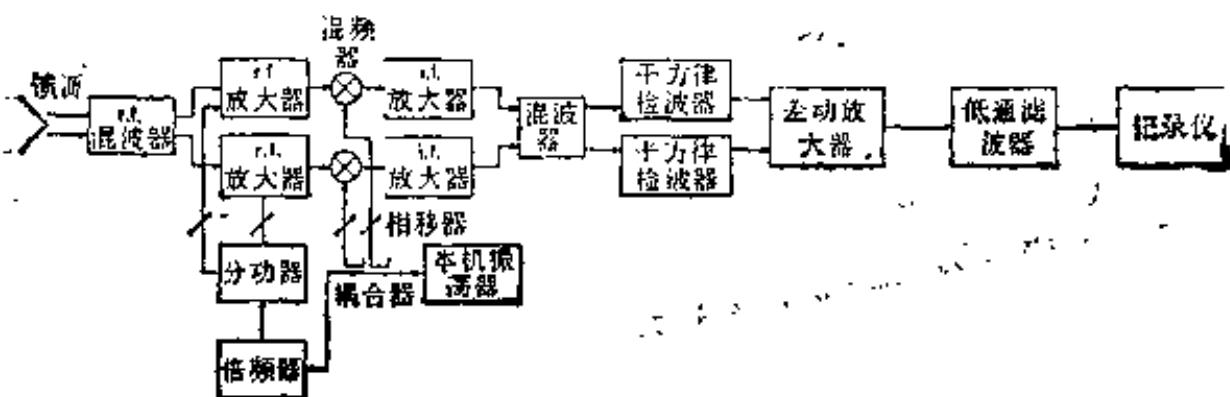


图6.7 两路相关接收机系统。

的有效噪音温度的差(参阅第二章,第四节). 接收机两个通道的内部(机生)噪音贡献的直流分量被抵消了.

相关接收机的严重的问题在于: 由于馈源的不匹配或通过混波器在输入处两通道的交叉耦合从一个通道耦合到另一个通道的噪音是相关的, 输出处就成为一个(噪音)信号. 主要的问题是在宽的频段上两个输入之间很难得到好的隔离.

(2) 多通道相关接收机 一个 n 通道相关接收机是将输入功率相等地分成 n 份送入 n 个通道, 分别放大并转换成 i-f. 每个通道的输出和其它每一个通道的输出相乘, 这些乘积相加后给出最后的输出. 这样需要 $n(n - 1)/2$ 个乘法器. 系统的稳定度和两通道相关系统的相同, 其灵敏度正比于通道数. 例如 6 通道相关接收机的灵敏度是两通道的 1.66 倍. 这种接收系统的主要困难在于制作低损耗的多路功率分配器, 以及取得在各通道之间的高隔离度.

六、特殊用途的接收机

1. 谱线接收机

这种接收机的前端或 rf 部分主要的差异是 1) 系统必须是单边带的(也排除了使用简并的参量放大器), 2) 本振常常要具备容易使用频率开关的特性. 在后端或 i-f 部分, 接收机必须具有足够的频率分辨率或选择性用以精确测量感兴趣的谱线, 为得到高的频率分辨率可以使用以下三种方法.

(1) 多通道频谱仪 在一个宽带上获得高的频率分辨率最直接的方法是用多通道接收机. 即把 i-f 带宽分开成许多分立的窄的通道, 通常每个通道典型的带宽取值 1, 10, 100 kHz.

(2) 单通道可调频谱仪 另一种方法是在一个感兴趣的频带宽度上, 调节一个窄通道. 这种系统已研制成并用

于测量河外星系的原子氢谱线的辐射，它的主要困难在于增益的校准和在各频率上的带宽响应。

(3) 自相关频谱仪 由于所接收信号的频谱信息包含在这个信号的自相关函数中，这就可能对*i*·*f*的带宽信号进行自相关处理，然后对自相关函数作傅里叶变换来获得信号的频谱信息(见第二章第四节)。图6.8给出一个自相关频谱仪的方框图。

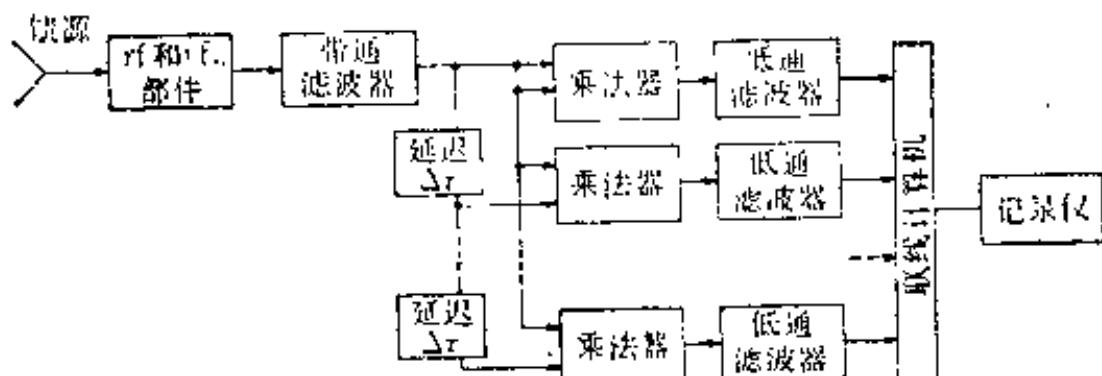


图6.8 自相关频谱仪的方框图。

谱线接收机的本振系统 对于谱线接收机的本振系统有几点特殊考虑，那就是 1) 对频率稳定度的要求比连续谱接收机要高些。2) 在感兴趣的频带之外要避免产生任何类型的寄生响应。3) 系统要具备提供作频率开关的特性。

2. 干涉仪接收机

原则上干涉仪和综合孔径测量所用的接收机和本章所述的类似。

3. VLBI(甚长基线干涉仪)接收机

对连续源的VLBI测量，除了对本振要求极精确的频率源来控制(如原子钟，氢钟等)，对rf及*i*·*f*部分没有特殊技术要求。在这种系统中干涉仪的两端完全是独立的。为了继后的计算机分析，它的*i*·*f*信号要由特殊的后端来处理。这种后端

包括用于记录观测结果的磁带机、数据相关处理机和数据分析软件等。

4. 用于观测脉冲星的接收机

这种接收机要求特殊的技术来保证合适的时间和频率分辨率。

5. 太阳射电天文接收机

和用于连续谱观测的接收机比较，观测太阳射电事件所用的接收机系统有着非常不同的时间和频率分辨率。感兴趣的太阳信号通常比连续源强1000倍。已发展的太阳接收系统有三倍频宽带频谱仪，成象综合阵和一系列记录各种不同类型的太阳事件的总强度和偏振辐射的设备。

6. 偏振接收机

射电天文感兴趣的辐射往往是偏振的。对于许多观测，我们希望确定接收到的辐射的偏振状态。

观测偏振辐射的基本方法是：沿波束轴旋转线偏振馈源，这样任何线偏振辐射在接收机的输出端将会呈现出正弦变化。这种系统除了要求馈源在机械上可旋转，从而要求做到在旋转时将不匹配降到最小外，对接收机没有特殊的技术要求。

一种发展的方案就是把接收机的输入端接在二个正交的偶极子馈源间的开关上，接收机的输出就对这互相垂直的两个探测器输出的功率差敏感，这样测量的就是辐射的线偏振分量。馈源是旋转的或安放在若干固定的位置上以获得全部的线偏振信息。

上面所述方法的缺点就是馈源匹配的变化会引起接收机

的增益的变化,从而产生输出端的寄生偏振,由两个正交馈源输出电压的相关可以把这个效应减到最小,通常相关技术也用于干涉仪系统.

近来,精确测量分立源的偏振是用一种相关接收机,如图6.8所示.在这个系统中接收机的两路输入是由馈源的输入交叉混波头提供的.接在馈源的正交探测器后面的混波头也用于探测圆偏振辐射.

七、现代接收机系统的发展趋势

对上述各类接收机系统的低噪音放大器预计可以有许多进一步的改进.较新发展的常用rf低噪音放大器类型有简并参量放大器(增益 $G = 23\text{db}$,致冷温度 $T = 20\text{K}$,频率 $f = 45.8\text{GHz}$,带宽 $B = 390\text{MHz}$,双边带 $T_{\text{amp}} \sim 40\text{K}$,用于狄克调制型接收机),行波量子放大器($G = 47\text{db}, T = 44\text{K}, f = 2.295\text{GHz}, B = 15\text{MHz}, T_{\text{amp}} = 4.6\text{K}$,用于总功率接收机),隧道二极管放大器($G = 9\text{db}, f = 8-11.6\text{GHz}, B = 3600\text{MHz}, T_{\text{amp}} = 750\text{K}$,用于狄克调制型接收机),和参量放大器($G = 15\text{db}, f = 7.5\text{GHz}, B = 500\text{MHz}, T_{\text{amp}} = 63\text{K}$,狄克调制).

另一个预期的倾向是在信息处理中广泛使用针对特殊目的的计算机.那种在检波和同步解调过程中使用计算机的系统已建立起来,这种数字系统克服了许多不稳定性,如增益变化,零点飘移,带宽变化等.同时,这种系统的检波器是严格线性的.

在接收机前端应用混波-积分系统时也应该减少在致冷这些元件中引起的问题和减少长波导和电缆引起的损失.

第七章 连续谱测量

本章简述用单天线对小直径的源所进行的连续谱测量的原理和方法，用以研究源的性质。小直径系指其角延伸小于望远镜的半功率宽度的源。因为对于延展源，天线温度等于它的平均亮温度，情况简化了。参见公式(2.43)。

一、测量原理

1. 源的亮度分布 B

已知源的坐标 (θ_0, ϕ_0) ，以及测量所得的天线温度 T_a ，待求的量是源的亮度分布 B 。这里采用的 (θ, ϕ) 坐标和 (l, m, n) 坐标的关系如图2.13和公式(2.4)所示。 T_a 和 B 的关系有如公式(2.39)，它是射电源在天空中真亮度分布和望远镜的有效面积 A 的折合积分：

$$T_a(\theta_0, \phi_0) = \frac{1}{2k} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\theta_0 - \theta, \phi_0 - \phi) B(\theta, \phi) d\theta d\phi, \quad (7.1)$$

其中 k 是玻尔兹曼常数。假定 B 只在小范围内不为零，故积分限可以取 $\pm\infty$ 。式中 $\frac{1}{2}$ 因子只适用于非偏振源，因为在任何时间，天线只对偏振的一个旋向产生响应。对偏振源，馈源的不同位置将测得不同的 T_a 。一般地说，总流密度等于两个相反旋向的偏振信号之和。这里讨论非偏振源，而且 T_a 已作过大气吸收改正。测量 T_a ，由(7.1)式可解出源的未知的亮度分布 B 。但是由于测量中受到天线不完善响应的影响，由(7.1)直接得到的解并不能精确地代表源的详细的亮度起伏 B 。

射电源的亮度分布可表成一些傅里叶分量之和。每一个分量都是某些振幅和空间频率的一个正弦温度分布。这里分布是指角分布，所以空间频率是天空中单位立体角内温度变化的周数，它不是通常用的随时间变化的函数。类似地，天线响应图形和观测得到的天线温度都可以表示成傅里叶级数。这些函数的空间频谱可通过傅里叶变换得到。后者给出包含在分布中的每一项空间频率的振幅。 $T_a(\theta, \phi)$ 的傅里叶变换写成：

$$t_a(s_\theta, s_\phi) = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} T_a(\theta, \phi) \exp[2\pi j(s_\theta \theta + s_\phi \phi)] d\theta d\phi, \quad (7.2)$$

其中 s_θ, s_ϕ 分别是坐标 θ 和 ϕ 上的空间频率， $B(\theta, \phi)$ 和 $A(\theta, \phi)$ 的傅里叶变换类似，我们记作 $b(s_\theta, s_\phi)$ 和 $c(s_\theta, s_\phi)$ ，后者就是望远镜的转移函数，(如第二章第四节所述)。根据折合定理可解折合积分：两个函数的折合的傅里叶变换等于它们的傅里叶变换的乘积。如(7.1)成立，我们可有：

$$t_a(s_\theta, s_\phi) = \frac{1}{2k} [b(s_\theta, s_\phi) * c(s_\theta, s_\phi)], \quad (7.3)$$

因此，由测量得到 T_a 和 A ，求出它们的傅里叶变换 t_a 和 c ，代入(7.3)，就可得 B 的傅里叶变换 b ，最后由 b 的逆变换，可得射电源的亮度分布 B 。

(7.3)右边的代数乘积对天线响应 A 是零的那些空间频率 (s_θ, s_ϕ) 在 T_a 中是求不出的，所以在推出的 B 中就不存在。天线的响应图形是衍射图形，它的傅里叶变换在某些空间频率上是零响应。这意味着对有限尺度的天线总存在一个截止频率，高于这个空间频率的天体亮度信息就记录不到了。这个截止频率依赖于天线孔径的形状，近似等于天线半功率束宽的倒数。进行更小间距的连续取样，并不能改善这种限

制。研究指出观测到的分布由窄到 $\frac{1}{2}\phi_0 = \frac{1}{2}s_0^{-1}$ 的最小相等间距的测量完全决定。其中 s_0 是截止空间频率， ϕ_0 是天线波束的角间距。换句话说，小于 $\frac{1}{2}$ 束宽的取样间距上的观测资料并不能增加源的分布的新的信息。这样对于小于束宽的源，对于一个坐标，我们只能得到三个单值的资料，即对两个坐标，总共可得 5 个有用的数据(中心位置是重复的)。这些数据是在每个坐标上源的延伸的位置和极大辐射位置上的源的天线温度。

2. 源的流密度S

这是描述射电源的另一个重要的量，由定义(2.33)我们有

$$S = \iint_{\text{源}} B(\theta, \phi) d\theta d\phi. \quad (7.4)$$

根据(7.1)和(7.4)我们可得观测量 $T_a(\theta_0, \phi_0)$ 和 S 的关系

$$S = C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_a(\theta_0, \phi_0) d\theta_0 d\phi_0. \quad (7.5)$$

积分限通常由源的中心到几个波束范围。常数 C 可由观测已知流密度 S 的源的分布的积分，由经验确定。这样任何源的 S 可由在观测的 T_a 曲线下进行积分而得到。

这是严格正确，而且是最精确的方法。但实践中常常只简化而快速地测出源的峰值天线温度，然后应用对源的尺度的改正来取得 S 值。其改正因子 F 由(7.1)和(7.4)可得

$$\left. \begin{aligned} S &= \frac{2kT_a(\theta_0, \phi_0)}{A(\theta_0, \phi_0)} F, \\ F &= A(\theta_0, \phi_0) \left[\iint_{\text{源}} B(\theta, \phi) d\theta d\phi / \iint_{\text{源}} A(\theta_0 - \theta, \phi_0 - \phi) \right] \end{aligned} \right\} (7.6)$$

$$B(\theta, \phi) d\theta d\phi.$$

可见，欲求 F 需知道源的亮度分布 B 。同样，为了估计小直径源的真的亮度分布，既必须知道源的流密度，也必须知道它的尺度。因此，由于观测只限于给出5点观测资料，我们还必须依赖另外的独立的信息。

3. 源的尺度的改正因子 F

如果由高分辨率观测得到了源的真正的形状，就可以或是分析地，或是数值地（依赖于函数的性质）由方程(7.6)求解 S 。不过在大多数情况下，观测只能得到很少的信息，需作各种近似。

(1) 如果天线响应用高斯分布近似，并假定源的分布也是高斯分布，我们有

$$F = W_{O_\theta} W_{O\phi} / W_{A_\theta} W_{A\phi}, \quad (7.7)$$

其中 W 是半功率束宽，下标O和A分别表示观测响应和天线。改正的精度严格地依赖于射电源的真实的形状。不过高斯近似看来对许多星系和中心凝聚的源是适合的。

(2) 对于具有均匀的亮度圆盘和椭圆的行星和某些椭圆星系，用其亮度分布函数和高斯分布的天线响应作折积积分，改正因子为

$$\left. \begin{aligned} F &= a / (1 - e^{-a}), \\ a &= 0.693 (W_{S_\theta} W_{S\phi} / W_{A_\theta} W_{A\phi}). \end{aligned} \right\} \quad (7.8)$$

对于给定坐标，源的半功率宽度为

$$W_S = (W_{O^2} - W_{A^2})^{1/2},$$

其中下标S表示射电源。

(3) 亮度分布是由两个或更多的简单分量的组合而成，如核-晕星系。这种源可考虑是两个具有不同宽度和中心强度的高斯分布的中心凝聚源的迭加。如木星的情况，可考虑作产生热辐射的行星圆盘和来自行星辐射带的更延展的椭圆形

分量的迭加。

以上这些对称源的位置可由峰值的位置，当然这也就是观测到的分布的中心位置，确定地给出。

(4) 不对称分布的复杂的源， F 必须作数值估计，未知结构的源的参数必须极小心地处理。因为不同分辨率和用不同的近似所作的分析都会有不同的结果。当确定源的频谱时，必须保证在所有频率上所使用的源的结构的假定要相同并且有类似的束宽。这时源的流密度可能仍然是错的，但是谱的形状应当是正确的。

二、观 测 技 术

1. 总强度测量

实际上，每一组观测包括六次测量，上述的 5 点 观测(中心位置，两个坐标上源的角延伸的位置)加背景观测(源位置处的背景发射强度)。背景可能是变化的，是由天线的寄生效应(如溢出)和银河系本身辐射的不均匀分布等原因引起的。常常是测量源附近的 1 — 2 个点。复杂的区域需作内插。为取得这六个数据，一般应用两种方法——慢扫描法或称飘移法和对(准)-(偏)离源法(on-off 法)。

(1) 飘移法 当望远镜扫过源时，快速取样。对于方向可控天线，在两个坐标上都作扫描。对中星仪式望远镜，以 $\frac{1}{2}$ 波束为间隔作一系列飘移式扫描。为了改正由于扫描方向造成的望远镜指向的对称变化，进行向前、向后的扫描，代之以单方向扫描。扫描要足够长，使包括足够的背景，用以拟合基线。对于高斯分布，强度不会下降到零，从峰值到 1.3 波束距离处，强度只下降到 1 % 中心值。信号最后消失于噪音之中。通常一次扫描只达到 4 — 5 个波束宽度已足够。

对记录设备的有限时间常数，扫描时不仅延迟了对源的

视响应，也平滑了源的分布。对高斯分布和RC时间常数，其改正是 $W_0/r\cdot\tau$ 的函数。其中 W_0 是源的响应宽度， r 是扫描速率， τ 是时间常数。这个改正可应用于观测源的位置、强度和亮度的改正。

为了处理资料，用标准最小二乘法把要求的响应图形和资料拟合。一般的方法是猜测近似的参数值，然后用迭代法减小真的和计算的分布之间的均方差。由标准方程来导出用这种拟合方法决定源的参数的误差，通常是冗长的，不过是直截了当的。细节依赖于所作的假定。但根据经验估计，源的位置和尺度上的不确定性（相对于束宽）大约相当于由源的噪音、信号比给出的在流密度中的相对不确定性。这样对于具有峰值流密度为5倍rms噪音水平的源，位置和尺度上的不确定性约0.5个束宽。

(2) 对源-离源(on-off)法 如果由以前的观测已知源的位置，镜子则可以正确地指向。那么on-off法提供一个更有效的方法来取得致密源的资料。即对于指定的积分时间安排望远镜相继对源的五个位置和基线点进行跟踪。此法的优点是在信噪比低的波束图形的边缘不花费观测时间。

对高斯分布，亮度分布的最大梯度出现在半功率点，所以这些点是确定源的尺度和位置的最具有决定意义的点。处理资料时要特别注意。在这些区域，位置变化0.0725束宽，强度变化10%。所以对于中等弱源，精度很快就受到望远镜参量和背景起伏的限制。测量这种源的强度时，最好把天线对准源的中心，这时镜子的指向精度具有最大的重要性。因为波束位移 $\frac{1}{10}$ ，引起的源的强度变化由其峰值下降到0.973。在高频，问题变得更加尖锐，因为这时波束窄些，而且大气折射改正相对大。

对于某些参数已知的源的某些应用,观测程序可能简化,例如:

1)监视已知类星体的可能的变化 只在源和单个的附近位置之间往返观测已足够了,因为已知这些源的偏振是变化的. 实际上,在馈源的两个互相垂直的位置上必须进行的是总流密度的记录,这个过程应该在短于可能的变化周期的时间间隔内重复. 唯一需要的信息就是精确的校准.

2)观测行星 我们既不知它们的可能的位置和角大小,也不知它们运动中所经过的天空背景. 因而,可能测到的是行星的流密度加上在参考位置上相对于流密度的背景. 这样,在行星移开时,观测单独的背景和参考源,二者的差就是行星的流密度.

2. 偏振测量

这里介绍用on-off方法进行偏振观测. 这时接收机在两个互相垂直的同心馈源间使用狄克开关技术,以获得偏振强度之一的stokes参量 s_1 ,有时称为Q. 记录仪指示的就是开关辐射计的差输出,它代表在指示的位置角PA馈源接收到的讯号减去在PA + 90°的讯号. 同样在背景上飘移可在位置角180°,检测出0.5%的仪器的偏振讯号. 仪器效应明显地是由天线表面的畸变引起的,因为畸变稍稍改变在不同位置角反射的功率的量. 在两个相距90°的指定的位置角进行开关偏振观测,可以证实在两个馈源系统中没有不同的响应. 这时两次组合输出应当是相等的(应当有不同的符号,因为我们总是用波束1减去波束2),而且任何的差别可以归因于一个馈源比另一馈源有着更强的响应. 这种效应可以测量,并且可以在对单个源的观测中作补偿. 但是天线反射器效应必须在对偏振已知的不同校准源的重复观测中求得.

来自天空的和由地面检出的背景寄生偏振的变化会严重影响偏振测量，后者的影响常常是最明显的，所以重要的是在望远镜相对于地面的固定的位置上来完整地测量源的偏振。但在固定的位置角，用一系列on-off测量是不能完成这种测量的。另一种接近所要求的这个条件的方法是：当跟踪天空中源西的一个点时，连续旋转偏振馈源，然后回到开始时的时角。当跟踪源时要重复旋转。最后，在源东相等距离处的第3点重复前述的过程。偏振信号是以 $1/2$ 偏振器的旋转周期为周期的正弦变化信号。平均的对准源时的观测资料减去偏离源时的资料，就得到源的偏振信号。偏振器的旋转速率应当足够快，使得在一个周期之中的背景变化可以忽略。

三、观 测 精 度

随着辐射计系统的改进就有可能在越来越短的积分时间里达到给定的灵敏度。这样测量的最后精度，一般来说，除了接收机的噪音以外还受限于以下几个因素：

(1)宇宙背景引起的系统噪音。这可由延长积分时间来抑制。

(2)望远镜指向的不精确性。这是引起源的位置和尺度不精确的最大原因。

(3)大天线反射器上的温度梯度。它改变抛物面形状，引起增益变化，在高频工作时是严重的误差来源。可藉热屏蔽涂料或天线罩进行环境控制来改善。

(4)频率大于3000MHz时大气起伏引起的记录信号的变化。这可用双波束技术进行补偿，就是使用置于焦点两边(相距几个波束宽度)的双馈源，用开关系统，经过同步检波在开关过程中消去起伏的技术。观测过程包括正束对源，负束指

向源东，然后负束对源，正束指向源西。两次输出相减，由下述方程可得源的强度，

$$T_{sgn} = [(T_{sou} + T_{bg}) - T_{ebg}] - [T_{wbg} - (T_{sou} + T_{bg})], \quad (7.9)$$

第一次位置

第二次位置

其中 T 是天线温度，下标 sgn, sou, bg, ebg, wbg 分别表示信号，射电源，背景，源东和源西背景。这样，就有

$$T_{sgn} \approx 2T_{sou} + 2T_{bg} - (T_{ebg} + T_{wbg}). \quad (7.10)$$

如果背景中的变化是线性的，则可以认为下式成立

$$T_{bg} = \frac{1}{2}(T_{ebg} + T_{wbg}), \quad (7.11)$$

结果有

$$T_{sgn} = 2T_{sou}. \quad (7.12)$$

因为一个波束总是对着源，信噪比是 on-off 测量法的两倍。

第八章 谱线观测基础

一、谱线观测的历史

1951年探测来自星际空间的21cm中性氢开始了射电天文谱线研究。六十年代以后虽然陆续发现了若干原子、分子谱线，但许多天文学家仍然继续研究21cm谱线。八十年代初期发表了阿根廷射电天文研究所进行的南天HI巡视和美国Hat Creek进行的北天巡视相结合构成的HI的全天巡视。1979年发表的用Arecibo的300m射电球面镜所作的HI的细致巡视($\Delta\theta = 3'$)更新了过去用Westerbork综合孔径所作的 $\Delta\theta = 10'$ 的巡视。这主要是由于在银河系和河外星系中HI的无处不在的性质以及包含在谱线速度结构中的丰富的信息。1970年发现了CO，由于它的星际丰度除了H₂以外为最高，稳定而且普遍存在，对CO的最低转动跃迁(J=1-0)的观测成为探测银河系和河外星系的分子云和大尺度结构的有力工具。此外观测较多的星际分子如OH, CS, H₂CO, C₂H, HCN, HCO⁺, NH₃, CH₃OH, SO等等，常常用于测量分子云的各类运动学、物理学和化学参量。迄今已发现的星际分子有60多个，谱线近两千条。

早期谱线观测的状况有以下特点：1)用单天线和单通道扫描接收机。2)接收机用超外差式，前端用简单的晶体混频器，窄带(5—40kHz)，长输出时间常数(10—100^s)。3)输出记录在纸带上。4)谱线强度~100k，接收机噪音几千k，用频率开关。要求本振频率稳定并在包含谱线的频率范围

(1—2 MHz)内可调。5)在一至几小时内用窄带滤波器来扫描谱线，将谱线轮廓记录在纸带上。6)为在谱线轮廓的一些峰值处测量精确的速度结构发明了在纸带上给出频率标记的方法。

二、谱线观测对设备的特殊要求

总的来说，谱线测量要求望远镜有高的指向精度，接收机有高的增益稳定度，本振有高的频率稳定度。

精确的天线指向和跟踪能力就要求计算机控制天线。联机计算机可作各种改正(包括岁差，天线指向，大气折射的改正)，天线校准，焦距控制以及坐标转换，历元转换，偏振转换和观测对象的取样模式的预先安排等。

接收机的计算机控制则可完成自动调整频率综合器的频率，可把预期观测的特征峰安置在多通道接收机的特殊通道上，校准和积分时间可按预计规范进行。

谱线工作要求噪音极低的接收机，它的极限噪音起伏：

$$\Delta T_{\text{rms}} = \alpha T_{\text{sys}} / (\beta \tau)^{1/2} \quad (8.1)$$

其中 ΔT_{rms} 为观测中呈现的均方根噪音起伏， T_{sys} 系统噪音温度， β 接收机带宽， τ 观测的时间常数(观测的持续时间)， α 常数，依赖于接收机的带宽性质。

在连续谱接收机的情形，为了提高灵敏度可用增大带宽 β 来达到。但对于谱线接收机为保持高的频率分辨率，只有靠降低系统温度 T_{sys} 或延长时间常数 τ 来达到。因为 T_{sys} 是接收机噪音温度 T_R 和天线噪音温度 T_A 之和，故解决的办法是利用致冷参放、量放或某种固态元件来降低 T_R 以及使用某种特殊天线馈源来降低天线噪音温度 T_A 对溢出的贡献，常用卡式

系统，使冷天空的杂散辐射代替热地面的影响。

三、谱线观测的准备计算

1. 射电谱线的频率

大部分已发现的射电谱线的频率都是在它们被检测出来之前就已经精确掌握了的。如果一定精度的谱线频率 f 已知，我们便可以限制频谱搜索的范围而使用谱线检测所要求的长积分时间。

某些射电谱线的频率可以精确计算，例如复合线，而其它一些线的频率可由精确的实验室工作得到。发生在厘米波和毫米波的转动谱线的频率常常可以由该分子的分子常数的知识而得到。分子的振动-转动频率通常由实验室确定来给出精确值。美国国家标准局出版的五卷微波谱线表(Cord, 1968)和观测的星际分子跃迁的静止频率表(Lovas, 1984)均可参考。元素的复合线频率 f 由Rydberg方程给出

$$f = c R_{\infty} z^2 \left(\frac{M^+}{m} \right) \left[\left(\frac{1}{N} \right)^2 - \left(\frac{1}{N+n} \right)^2 \right], \quad (8.2)$$

其中 c 光速， R_{∞} 对于无限质量的Rydberg常数， M 原子质量， M^+ 离子质量($M^+ = M - m_e$, m_e 电子质量)， z 核的电荷数， N 主量子数， n 取值1, 2, 3, ... (例如 $n=1$ 是 α 线， $n=2$ 是 β 线， $n=3$ 是 γ 线等)。常数值有

氢¹H $R_H = 109,677.6 \text{ cm}^{-1}$, $cR_H = 3,288,052 \text{ GHz}$

氦⁴He $R_{He} = 109,722.4 \text{ cm}^{-1}$, $cR_{He} = 3,289,395 \text{ GHz}$

碳¹²C $R_c = 109,732.3 \text{ cm}^{-1}$, $cR_c = 3,289,692 \text{ GHz}$

∞质量 $R_{\infty} = 109,737.3 \text{ cm}^{-1}$, $cR_{\infty} = 3,289,844 \text{ GHz}$

其中 R_H , R_{He} , R_c 为对于这些原子的折合质量的Rydberg常数，已经包含了方程(8.2)中的 M^+/M 因子。例如 $C_{110}\alpha$ 表示碳

的 $N = 110, n = 1$ 的那条复合线.

2. 射电谱线的强度

(1) 谱线强度的简单估计 谱线强度的计算是一个重要的任务. 我们可用计算出的强度来估计尚未发现的谱线被检测到的可能性, 或计算产生检测到的线的原子或分子数目. 一条谱线或可看到其发射线, 或吸收线, 或二者均可见, 但不管怎样, 该跃迁的吸收系数将被用来确定不透明度, 从而确定谱线强度.

1) 对于发射线, 谱线的天线温度 T_L 为

$$T_L(\nu) = T_{ex}(1 - e^{-\tau(\nu)}) \Omega_s / \Omega_B, \quad (8.3)$$

$\tau(\nu)$ 为对于频率 ν 的光深, T_{ex} 激发温度, Ω_s 和 Ω_B 分别为发射区和天线束的立体角.

2) 在吸收的情况下, 吸收区覆盖背景源, 吸收线的温度 ΔT_{abs} 为

$$\Delta T_{abs}(\nu) = T_e(1 - e^{-\tau(\nu)}), \quad (8.4)$$

其中 T_e 是由下式表达的连续源的天线温度:

$$T_e = (\eta / 2k) SA, \quad (8.5)$$

式中 η 为天线孔径效率, k 玻尔兹曼常数, S 源的流量, A 天线孔径面积.

3) 激发温度 T_{ex} 当在一个源的前面可看到吸收线, 也可以在紧邻吸收区域之外看到该源的发射线, 那么可由 (8.3) 和 (8.4) 确定激发温度 T_{ex} , 只要假定源是处在局部热动平衡 (LTE) 条件下. 这个方法也用于计算 21cm 谱线的激发温度.

4) 光深 τ 在热平衡条件下, 预期的谱线强度的计算主要涉及光深 τ , 它由下式确定:

$$\tau = \frac{8\pi^2\nu^2N|u_{12}|^2}{3ckT_{ex}\Delta\nu} \frac{g_1}{\Sigma g_i}, \quad (8.6)$$

其中 N 为视线上每平方厘米上的粒子数, $\Delta\nu$ 半强度点上的全线宽(如果谱线是非高斯分布, 要求引入一个小小的改正因子), g_1 较高能级的统计权重, Σg_i 较低能级的统计权重的和, u_{12} 对于跃迁 $2 \rightarrow 1$ 的偶极矩矩阵元。

5) 对于在 H II 区观测到的复合线, 发射线的天线温度 T_L 对 H II 区的天线温度, 即连续温度 T_c 之比由下式给出

$$\Delta\nu_L(T_L/T_c) = 2.036 \times 10^4 (\nu_L^{2.1}/T_c^{1.15}), \quad (8.7)$$

其中 $\Delta\nu_L$ 为线宽(kHz), ν_L 线的频率(GHz)

(2) 谱线强度计算的讨论 通常认为具有长寿命(比起碰撞速率)的跃迁的原子和分子处在 和周围气体的运动温度平衡的状态。在这种局部热动平衡条件下, 能级间原子或分子数目的分布由玻尔兹曼方程给出:

$$N_1/N_2 = (g_1/g_2) \exp(h\nu/kT_{ex}), \quad (8.8)$$

其中 N_1, N_2 以及 g_1, g_2 分别是较高态 和较低态的 粒子数目和统计权重。在星际介质中, 碰撞速率主要由氢的密度决定, 因为氢是最丰富的元素, 是其它元素丰度的1000倍。氢的以秒为单位的碰撞时间 t 的近似式:

$$t = 10^{11}/N\sqrt{T}, \quad (8.9)$$

N 是氢原子数/ cm^3 , T 气体的绝对运动温度, 其中用了氢原子的几何截面。这样, 每立方厘米包含 10 个 $T = 100\text{K}$ 的氢原子的区域, 碰撞时间约为 $t = 10^9\text{s}$ 或 30yrs 。比较起来, 21cm 线的上能态的自然寿命是 $1.1 \times 10^7\text{yrs}$ 。所以原子氢的基态能级的布居完全受碰撞控制。推测上认为在毫米波段检测到的许多分子的发射是在稠密的尘云中碰撞激发发出的。和碰撞的情况大不相同, 具有短寿命的跃迁的分子和原子进入 和辐射场平衡的状态。在暗云中, 远离电离辐射, 激发温度可能很

低，多半小于10K，降到宇宙辐射的2.7K黑体温度的极限。在这种区域中，谱线具有小光深(≈ 0.01)，弱得测不到，天线温度在 10^{-3} K范围。在碰撞和辐射激发两种条件兼备的情况下，对分子的详细分析认为分子的激发温度处在背景辐射温度和运动温度之间，依赖于密度。

对于来自星际空间的谱线的预期强度的计算很不确定，主要因为对激发机制的了解不确切，常有的情况是原子和分子与周围的环境不是处在平衡状态。例如OH发射，上能级的过量布居引起凝聚性的脉泽活动，它产生的谱线比完全不同于理论预期值，而观测发现了各式各样的现象，目前已提出许多机制来解释它们。在暗云中发现了H₂CO的吸收线，而暗云并不包含背景的连续源，那么 H₂CO 6 cm 的吸收线必定是对着2.7K宇宙辐射而看到的，所涉及的能态布居必定是以温度低于2.7K为特征的，即这个分子是“冷冻”的，有人提出它较低的转动能级的布居是碰撞决定的。总之在确定具体的某种分子是否可观测到，这种分子是否显示出异常时分子形成过程可能起着重要的作用。

3. 预期的谱线宽度

在射电区域，自然的线宽是小的，因为涉及的能级的寿命相对长(比起在光学区域的能级的寿命)，所以原则上线宽是由气体运动的多普勒特征线宽和湍动速度决定。如果仪器的带宽和合成的线宽同量级，它的贡献也必须考虑。这几个量的关系如下：

$$(\Delta\nu_{\text{obs}})^2 = (\Delta\nu_{\text{bw}})^2 + (\Delta\nu_{\text{th}})^2 + (\Delta\nu_{\text{turb}})^2, \quad (8.10)$$

其中 $(\Delta\nu_{\text{th}})^2 = 457T/\lambda^3m$; $(\Delta\nu_{\text{turb}})^2 = 10^4v_T/\lambda^2$, $v_T = 2.36\sigma_T$;
 $\Delta\nu_{\text{obs}}$ 观测的半强度点间的宽度，单位为(kHz); $\Delta\nu_{\text{bw}}$ 仪器的半功率带宽; $\Delta\nu_{\text{th}}$ 热宽度; $\Delta\nu_{\text{turb}}$ 湍动速度 v_T (km s^{-1}) 对线宽的。

贡献, λ 波长(cm); T 运动温度; m 原子或分子的质量(原子质量单位); σ_T 涡动的 rms 速度(km s^{-1})。例如 $21\text{cm H}\alpha$ 线, $T = 100\text{K}$, $v_T = 2 \text{ km s}^{-1}$, (8.8) 式给出 $\Delta v_{\text{obs}} = 14\text{kHz}$ (零仪器致宽)。

(8.8) 式不能用于脉泽线, 例如 OH 的脉泽亮温度 $\gg 10^5\text{K}$, 观测到的直径很小。对于同是这些源观测到的线宽 2 kHz 量级, 对应运动温度 48K , 明显是矛盾的。对于一个具有增益 g 的脉泽, 转移方程的解使谱线变窄的量达

$$[\ln 2 / \ln(g/2)]^{1/2}. \quad (8.11)$$

对于 $g = 10^8$ 的线, 线宽将窄到 $\frac{1}{5}$ 。在某些发射区, 存在脉泽饱和现象, 此时 (8.11) 不再成立。

对于这种窄线, 仪器的平滑效应就成为很重要的问题之一, 这类似于天线波束图的平滑作用。研究结果表明不能把平滑过的资料完全恢复到原来的面貌, 不过已有一些改正方法可供使用, 但如果线宽和仪器的带宽同量级, 最好用较高分辨率的仪器进一步观测来代替改正的方法。

四、谱线观测中开关类型的选择

为了作精确的谱线测量或检测谱线结构中的弱的特征峰, 需要平坦的至少是平滑的基线。为得到稳定增益和适当平坦的基线使用了不同形式的开关技术。

1. 频率开关

因为用这种开关容易取得好的基线, 所以得到广泛使用。它的主要优点是谱线外的比较窗口和谱线区具有相同的

构成基础的连续温度，系统是自动平衡的，存在着某种包含在基线中的曲率抵消作用。

频率开关广泛用于巡视工作和谱线搜寻工作，图8.1所示的是一种双频开关方案，在这种方案中比较是在位于谱线频率两侧的对称频率窗口和谱线区之间进行的，在每个位置上用相等的时间（线，窗A，线，窗B）以开关频率重复。

在谱线发射区之下若有连续源存在就会相当程度地影响带通曲率。这时可通过资料处理时用一个比较谱来解决。通常在天线上加上一个足够强的人造噪音使“离源”谱等于“对源”时的温度，然后在“对源”谱中减去这个“离源”参考谱，就得到观测所求的真实谱。由双频开关得到的谱通常有这样的优越性，即只需取“对源”谱，并由它减去参考谱就足够了，后者就是在谱线外测区域通过通道1到A和B，到N所做的线性或最小二乘法基线（参见图8.1）。对于弱的谱线特征区的检测则涉及在基线的较高次项中搜寻。通常认为对基线的拟合用高于二次的曲线是不可取的。

如果存在和所测带宽同量级的带通波纹（由抛物面中心

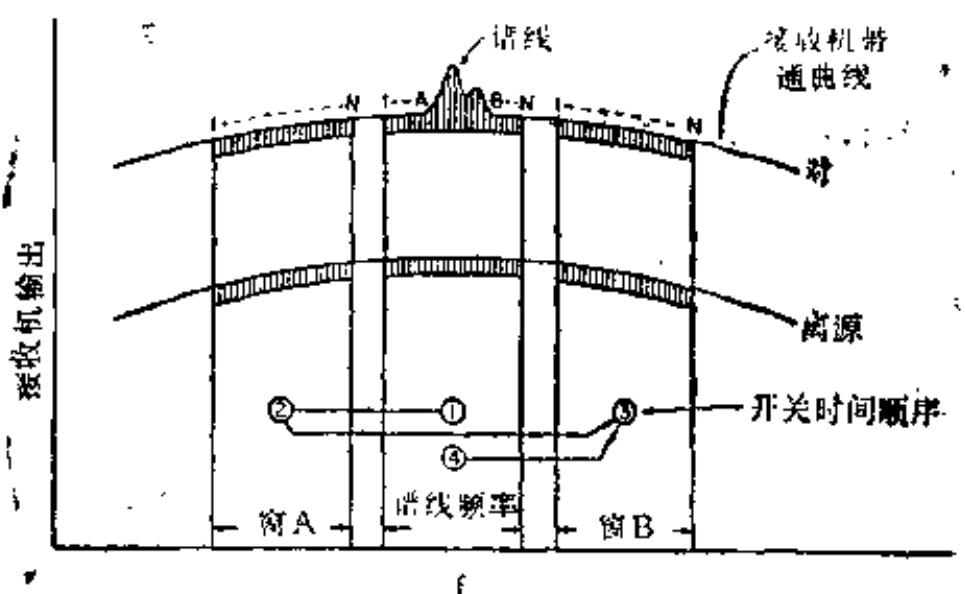


图8.1 用N-通道接收机和双频开关进行谱线测量的图示。比较窗口在谱线频率的两侧，开关时间顺序①—④如图。

部分反射造成的馈源中的驻波引起的),则在基线中观测到的起伏需通过各种措施来消除,如使用圆偏振馈源等。基线的不规则可通过在谱线频率上小心调配馈源以及在接收机前端第一级中使用高隔离度元件来减小。

2. 负载开关

用负载作比较源的开关方案在谱线测量中也很重要:特别是在厘米波段或毫米波段,射电谱上稠密地布满了谱线(见图8.2),随着接收机的灵敏度不断提高,就可能在开关窗口之

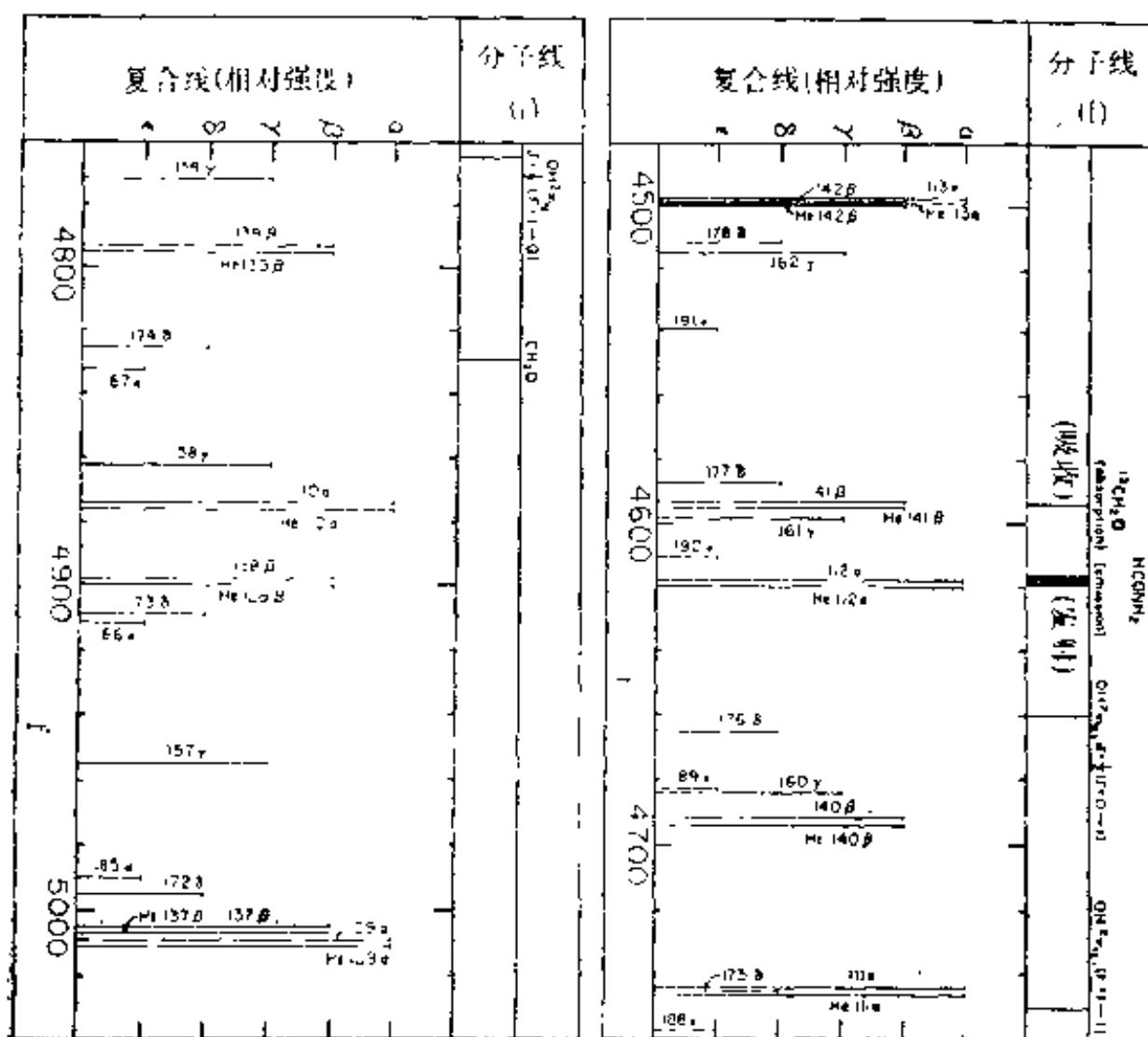


图8.2 已知分子线和氢以及氦复合线的频率的一个典型H区在频带4.5—5.0GHz范围的射电谱。

一出现不希望有的线而引起不确定性。而且，当谱线轮廓具有长的速度尾巴时，用多通道接收机在频率开关模式下需要太大的频率开关范围，一次频率调定恐怕不能覆盖。

用负载开关(见图8.3)通常要求观测离源参考区用以确定真正的基线水平，但由于参考区具有不同的连续温度，它产生不同的基线曲率，所以参考区的观测也出现困难。

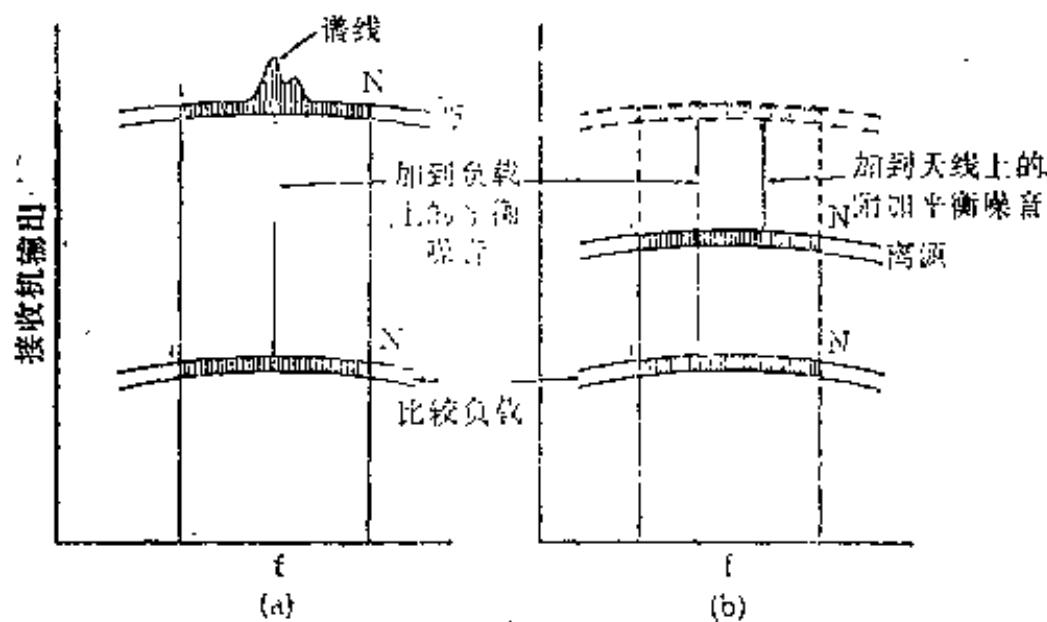


图8.3 用N-通道接收机和负载开关的图示。

- (a) (“对源”谱) 在负载上加一个平衡噪音，使之等于源的温度。
(b) (“离源”参考谱) 在负载上加一个白噪音，在天线上再加一个附加的人造平衡噪音，使之等于对源温度。“对源”谱减去“离源”谱得源的真实谱。

这种开关方案要求在负载上加上一个足够量的平衡白噪音使之等于源的温度。负载可以是致冷系统中的冷匹配电阻或是室温的、在馈源前旋转的缺口轮或吸收片。另一种方法中平衡系统是用狄克式连续接收机中的增益调制器。但不论在哪种情况，在频带范围内阻抗随频率变化的情况在开关周期的两半周上是十分不同的。天线馈源随频率有着快速的变化，而比较负载呈现出相当平滑的特性。结果，合成基线会包含这个快速调制的起伏而没有频率开关的抵消功能。这种负

载开关对于小信号工作可能带来一个基线问题，大喇叭天线可能可以避免这个问题。一个可能避免这种不合需要的基线的现实解决方法是采用一个“离源”参考区，把一个不相关的白噪音加到开关的天线一边使之等于“对源”温度，而在负载上如同“对源”情况，也加上噪音。将“对源”谱减去“离源”谱即可得所测谱线的真实谱。

3. 波束开关

这是在厘米波段极其有用并得到广泛使用的开关系统。它由一个主束和一个偏离波束组成。也可称作望远镜的位置开关。在主焦工作时用两喇叭馈源加一个开关实现。在卡焦工作时用“点头”副面，副面点头可用磁铁线圈结构实现。它的优点是比较波束穿过几乎相等的大气团块，可抵消天空起伏的噪音，如果源具有可忽略的连续辐射，系统是自动平衡的。缺点是限于观测小角径的源。

4. 偏振开关

用于测量stokes参量和谱线的Zeeman效应。

如果 $T(\phi)$ 表示在位置角 ϕ 观测到的线偏振的天线温度，而 $T(R)$ 和 $T(L)$ 分别表示右旋和左旋圆偏振的天线温度，stokes参量 S_i 定义作：

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= T(0^\circ) + T(90^\circ), S_1 = T(R) + T(L) \\ S_1 &= T(0^\circ) - T(90^\circ), S_2 = T(45^\circ) - T(135^\circ), \\ S_3 &= T(R) - T(L). \end{aligned} \right\} \quad (8.12)$$

和光学的情况相反，标准的射电天文所用的圆偏振方向的定义是：沿波的传播方向看去，电矢量顺时针方向旋转称为右旋圆偏振。偏振椭圆的主轴的位置角由下式给出

$$\operatorname{tg}(2\theta) = S_2/S_1. \quad (8.13)$$

偏振度

$$P = (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{\frac{1}{2}} / S_0 \quad (8.14)$$

圆偏振度和线偏振度

$$P_\sigma = |S_3| / S_0 \quad , \quad (8.15)$$

$$P_L = (S_1^2 + S_2^2)^{\frac{1}{2}} / S_0. \quad (8.16)$$

由此可给出：

$$P^2 = P_\sigma^2 + P_L^2 \quad (8.17)$$

对于21cm谱线的Zeeman分裂的检测有人用数字相关器以1Hz速率在左和右旋间开关，分别记录，继后用计算机结合处理，这样两路偏振之差以及单独的记录都可获得。

五、谱线测量的校准问题

1. 毫米波段

大多数毫米波谱线强度的校准用斩波轮技术。其实质就是同步检测一个在天线馈源前旋转的斩波轮上的一个环境温度吸收器的发射，用于和所测谱线的温度作比较。这里介绍美国德克萨斯州大学毫米波天文台(MWO)所用的方法。假定在斩波轮置于馈源前时，接收机的每一个边带观测到环境温度。斩波轮移开时，接收机接收到两个分量，其一是环境温度分量，包括天线系统所有的欧姆损失(假定天线系统的遮挡的贡献是环境温度所包含的成分之一)，其二是受到欧姆损失衰减的大气的黑体辐射。用这种方法取得的校准信号正比于 $T_{amb} - T_{atm}(1 - e^{-\tau}) \approx T_{amb}e^{-\tau}$ ，其中 T_{amb} 是环境温度， T_{atm} 是大气温度， τ 大气光深。收到的谱线也经受同一个因子 $e^{-\tau}$ 的衰减，所以谱线信号对校准信号的比值对大气光深是独立的。

不过大气衰减并没有被完全解决，因为天空温度比环境温度低，所以接收到的谱线的天空吸收不能完全被用天空发射来改正校准标而得到补偿。这使得经过校准得到的谱线温度比它真实的温度要弱一些。另外，由于通常使用双边带接收机，校准信号由两个边带接收，而谱线信号只被一个边带接收，两个边带的增益可能不等。更重要的是由于在两个频率上大气有着不同的衰减，校准信号在两个边带可能不等，这些效应都要在具体处理中考虑进去。

$$\text{对于多通道滤波器的每一个通道，量 } c = \frac{2T_{\text{cal}}}{\left[\frac{D_{\text{wk}} - D_{\text{sk}}}{D_{\text{sk}} - O} \right]}$$

是在进行校准的积分时间内的一个平均值。其中 T_{cal} 是由观测者预先给定的校准温度， D_{wk} , D_{sk} 和 O 分别是当观测斩波轮，天空及 i.f 放大器调开时接收机的响应。量 $s \equiv \left[\frac{D_s - D_r}{D_r - O} \right]$

是对于多通道滤波器的每一个通道在接收信号的积分时间内的平均值。对于位置开关， D_s 和 D_r 分别是对源和离源时接收机的响应，而对于频率开关，它们分别是当接收机工作在信号频率和参考频率时的响应。那么 $T_A^*(\text{raw}) = c \cdot s \cdot q$ ，其中 q 描述进行校准的积分时间和接收信号的积分时间的差别。如果观测者在观测之前预先给定的 T_{cal} 值是正确的，真正的 T_A^* 就等于 $T_A^*(\text{raw})$ 。因为我们通常令 $T_{\text{cal}} = 290\text{K}$ ，既然要求得 T_A^* ，就必须对 $T_A^*(\text{raw})$ 进行改正。这种由给定 T_{cal} 的预定值，经改正来求得真正的 T_{cal} 值的方法是被广泛采用的。

(1) 对于在两个边带大气不透明度相等 ($\tau_1 \approx \tau_s$)，而且主要由水汽引起的那些谱线，大气的激发温度就等于环境温度 ($T_{\text{atm}} \approx T_{\text{amb}}$) 我们有

$$T_A^* = T_A^*(\text{raw}), \quad T_{\text{amb}}/T_{\text{cal}}, \quad (8.18)$$

观测时通常令 $T_{\text{obs}} = 290\text{K}$ 。属于这种情况的典型例子是在 140GHz 的 H_2CO 线。

(2)对于 $\text{CO } J=1-0$ 谱线：

$$T_A^* = T_A^*(\text{raw}) \cdot (W / T_{\text{obs}}), \quad (8.19)$$

其中 T_{obs} 是观测时使用的值, W 标度因子,由下式给出:

$$\begin{aligned} W = & T_{\text{amb}} + \frac{1}{2} T_{\text{atm}} \{ \exp[(\tau_s - \tau_t) A] - 1 \} \\ & + (T_{\text{amb}} - T_{\text{atm}}) [\exp(\tau_s A) - 1]. \end{aligned} \quad (8.20)$$

这时假定了接收机两个边带的增益是相等的。其中 τ_s 和 τ_t 分别是单位大气质量在信号边带和像频边带的大气不透明度, A 是在观测方向的大气质量。上式第一项是常数,与大气质量和衰减无关,这就是斩波轮设计的目的所在。第二项是对于在两个边带中的光深不同而作的改正。第三项是由于天空比环境温度低而引入的改正。专门的测量得到 $T_{\text{atm}} = 246\text{K}$,依赖于接收机IF频率以及边带的选择,不同的 τ_s 和 τ_t 值可从有关文献中引用,从而计算作为大气质量的函数的 W 值。

在 W 公式中MWO所使用的 τ 值如下:

	τ_s	τ_t
3.94 GHz i.f.: CO USB	0.346	0.120
	^{13}CO LSB	0.154 ~3.2
1.39 GHz i.f.: CO USB	0.346	0.208
	LBS	0.346 ~1.2
^{13}CO USB	0.154	0.120
	LSB	0.154 0.222

用斩波轮校准所需的改正可参考图8.4和8.5的曲线。表8.1和8.2分别给出MWO测出的 CO 源和 ^{13}CO 源的谱线强度,同时也列出了射电源坐标,谱线速度,线宽(FWHM)。大部

表8.1 MWG的CO源谱线强度表

SOURCE	R.A.(1950)	Decl.(1950)	$T_A^*(\text{K})$	V_{LSR} (km·s $^{-1}$)	ΔV (km·s $^{-1}$)
W3	02 21 51.0	61 52 19	28.1 ± 1.4	-41.1	6.8
W3(OH)	02 23 17.0	61 39 00	21.7 ± 0.7	-48.0	5.9
NGC1333	03 26 12.5	31 12 38	25.6 ± 1.3	6.9	3.2
L1534	04 38 39.0	25 35 45	7.0 ± 0.6	5.6	3.1
OriA	05 32 46.8	-05 24 25	75.9 ± 8.5	9.0	5.1
OMC2	05 32 59.0	-05 12 11	42.5	10.4	3.2
NGC2024	05 39 13.5	-01 56 58	35.1 ± 0.6	11.3	6.2
NGC2023	05 39 10.0	-02 17 49	39.8 ± 1.1	10.2	2.9
NGC2068	05 44 08.0	00 02 00	39.1	10.5	2.1
MonR2	06 05 20.0	-06 22 31	30.2	9.5	7.1
NGC2264	06 38 29.0	09 32 13	24.8	7.2	6.0
NGC5367	13 54 40.0	-39 44 20	13.7	-6.8	2.6
L68	16 47 00.0	-18 00 02	8.0 ± 0.1	5.2	1.4
R Oph A	16 23 25.0	-24 15 49	32.2 ± 0.9	2.1	1.5
NGC6334N	17 17 32.0	-35 44 20	36.8 ± 0.4	-5.2	10.4
SgrB2	17 44 07.0	-28 22 30	24.2	91.6	65.5
M17SW	18 17 26.5	-16 14 55	41.1 ± 2.8	19.4	7.9
RCrA	18 58 32.0	-37 02 08	18.1 ± 2.4	6.0	5.4
BD+40°4124	20 18 43.6	41 12 31	20.8 ± 0.6	7.6	2.4
DR21	20 37 09.9	42 09 00	25.0 ± 1.5	-3.3	7.7
DR21(OH)	20 37 14.0	42 12 00	23.1 ± 2.6	-3.6	6.3
IC1396	21 35 18.0	57 17 27	18.5 ± 2.6	-7.9	2.2
S140	22 17 41.9	63 03 45	22.8 ± 1.5	-8.2	5.6
CephA	22 54 28.8	61 44 35	18.3 ± 0.6	-12.0	4.9
NGC7538	23 11 36.7	61 11 50	15.3 ± 3.1	-56.0	9.2

分CO源使用3.94和1.39 GHz i.f接收机分别进行了测量。 ^{13}CO 源的测量则只用了3.94 GHz i.f接收机。测得的谱线强度是和使用NRAO的11m毫米波射电镜所作测量的结果相一致的。

表3.2 MW的 ^{13}CO 谱线强度表

SOURCE	R.A.(1950)	Decl.(1950)	T_A^* (^{13}CO)	V_{LSR} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	ΔV ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)
W3	02 21 51.0	61 52 19	6.1	-39.7	6.0
W3(OH)	02 23 17.0	61 39 00	5.7	-47.4	5.2
NGC1333	03 26 12.5	31 12 38	10.1	7.3	2.6
OriA	05 32 46.8	-05 24 25	11.6	8.7	3.8
OMC2	05 32 59.0	-05 12 11	11.0	11.0	2.1
NGC2024	05 39 13.5	-01 56 58	22.1	10.3	3.5
NGC2023	05 39 10.0	-02 17 49	16.3	10.1	2.2
MonR2	06 05 20.0	-06 22 31	11.8	10.2	3.6
NGC2264	06 38 29.0	09 32 13	10.9	7.3	4.3
ρ OphA	16 25 25.0	-24 15 49	21.8	3.1	2.2
NGC6334N	17 17 32.0	-35 44 20	17.6	-5.9	6.6
M17SW	18 17 26.5	-16 14 55	18.2	19.4	5.5
RCrA	18 58 32.0	-37 02 08	11.6	5.4	25.0
NGC7538	23 11 36.7	61 11 50	5.7	-56.5	6.3

2.21cm氢线

对于天线温度标度的校准,无论在原则上还是在实践中,对谱线工作和对连续谱工作都没有什么差异。通常的技术是用一只已校准过的噪音管。对于精确校准还存在许多技术问题。例如应当估计大气衰减在天顶其量 $<1\%$ 。简单地说要解决的问题就是要把观测到的对于天区某部分的天线温度 T_A 转换为该处的亮温度 T_B 。为此就必须知道射电源的亮度分布以及天线性质。在点源的情况下,我们可以简单地参照现存的作为主要标准的亮源的绝对测量。对于21cm谱线测量,其特点就是通常HI云大于天线波束的立体角,所以亮温度分布不应当只在主束上进行积分,特别还需要在附近的旁瓣上以及对杂散因素作贡献的部分上进行积分。

历史上亮温度标准在不同的天文台都进行过独立的确定。例如荷兰的系统基于假定用7.5m的Würzburg抛物面对

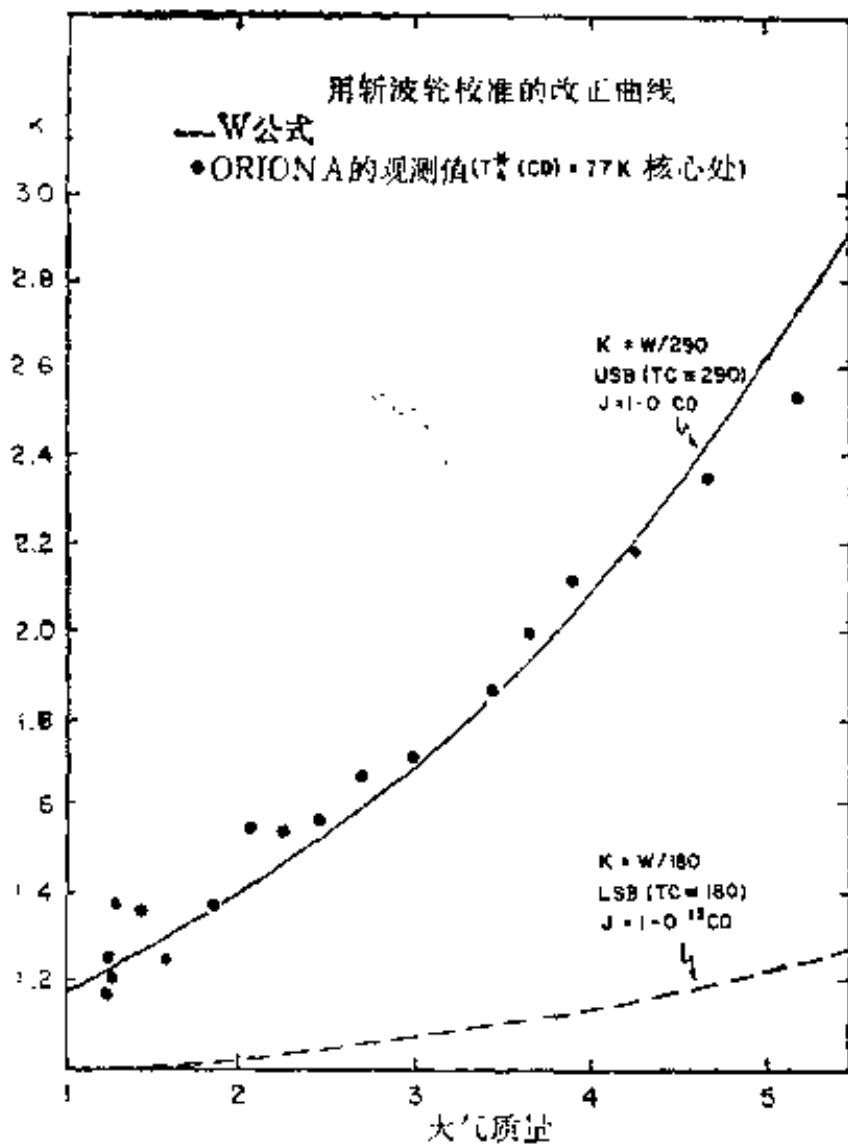


图 8.4 用斩波轮校准的改正曲线。

(IF = 3.94GHz)

松林覆盖的小山(假定 $T_b = 290\text{K}$)的响应是 270K 。澳大利亚人对太阳测量的第一次校准是用一个标准喇叭,他们的 64m 波束效率是 0.8 ,假定所有的杂散辐射来自溢出。对于美国 Green Bank 的 300ft 镜子所作的校准用的是贝尔电话实验室的喇叭反射器,对望远镜的响应图形作了专门测量。由天线温度到亮温度的转换用的是折积积分的逆变换方法。上述三个系统的标度的比较给出荷兰人得到的温度比美国的高 7% ,而澳大利亚的则低 18% 。

已经确定了亮温度的一些标准区域可供下述不同种类的

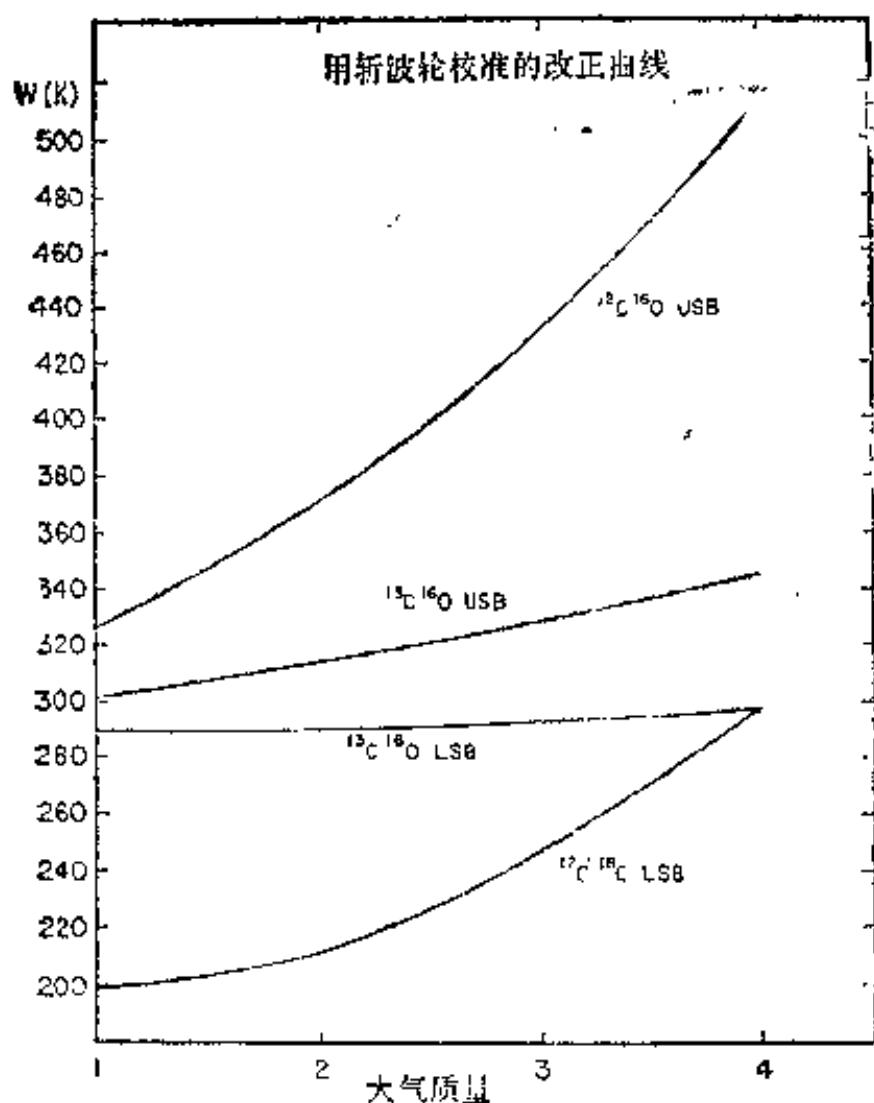


图8.5 用斩波轮校准的改正曲线。
(IF = 1.39GHz)

观测使用：

- (1) 作各种HI巡视的亮温度标度的相互比较观测，
- (2) 便于检查仪器日变化基准所作的内部校准观测，
- (3) 用于校准天线-接收机系统所作的观测。

I.A.U.第40委员会推荐了三个区域。主要标准区 S_8 ($l = 207^\circ$, $b = -15^\circ$) 已用于若干巡视，而 S_7 ($l = 132^\circ$, $b = -1^\circ$) 和 S_9 ($l = 356^\circ$, $b = -4^\circ$) 是作为第二类标准而推荐的。选择了这些区域是由于它们的谱线轮廓有简单的形状，而且亮温

度的角变化小。为了估计和这些区域相联系的亮温度，用85 ft的望远镜对于这三个标准区域已进行了观测，描绘源的分布，也同时测量了所用天线的方向图形。观测结果在表8.3中列出。在描图过程中发现积分强度随位置的变化不明显，而峰值亮温度随位置的变化却明显些，这就是说积分强度用于相互比较的目的是一个更为适合的量。同时，积分强度对于仪器带宽的选择也是比较不灵敏的。

表8.3 标准区的位置、速度和温度

	银经 ℓ	银纬 b	峰值速度 (km/s)	积分速度范围 (km/s)	积分强度 (K·km/s)	峰值 T_b (K)
S ₇	132°	-1°	-50	-56.3—-45.8	1168±82	104±7
S ₈	207°	-15°	+7.0	-4.6—+21.73	897±66	72±5
S ₉	256°	-7°	+6.0	1.05—14.76	953±71	85±6

在最近的银河系巡视中，标准源S₈用于日变化基准的观测。当相对于内部噪音校准系统进行测量时其稳定性达到±1%，为达到这个精度必须对作为天线姿态的函数的大气消光作改正。这里给出的强度就是对于地球大气之外做的计算的结果。在把 T_A 转换成 T_b 的过程中，不确定性的主要来源除了在内部校准时系统的仪器误差外，还由于天线图形的实测结果欠完善以及对假定源的分布缺乏了解。这些标准区域的亮温度值有待进一步的改善。

第九章 一个射电天文观测研究 中心——美国国家 射电天文台 (NRAO)

本章介绍美国国家射电天文台的概况,组织机构,学术活动,观测设备及其观测选题分布,并对当前射电天文观测研究的发展作一简单的剖析.

一、概 况

美国国家科学基金会(NSF)拨款建立和提供常规费用的天文台共有五个,称国家天文台. 其中两个是射电天文台,即国家射电天文台(NRAO)和国家天文和电离层中心(NAIC). NSF并不负责管理这些天文台, NAIC由康奈尔大学管理, NRAO由联合大学有限公司(AUI)管理. AUI是Associated Universities Inc. 的缩写, 它由以下九所大学组成: 哥伦比亚、康奈尔、哈佛、约翰·霍普金斯、麻省理工学院、宾夕法尼亚、普林斯顿、罗彻斯特和耶鲁.

NRAO在国际上是射电天文领域的主要研究中心之一,于1957年建成. 它和美国其它国家天文台一样,有责任研究、发展望远镜系统的各部分及其资料处理系统, 并维持各望远镜系统的正常运转, 开展射电天文研究. 按规定它要将全部观测设备向国内(实际上包括国外)所有的天文单位开放.

在八十年代初期, NRAO的年度科研和仪器发展经费约在1000万美元左右, 大型设备的发展专款另拨.

二、组织机构

NRAO的组织机构见图9.1。天文台设台长一人(天文学家担任),副台长二人,他们分别管理行政和工程。台长助理一人(及二位秘书),职责范围相当我国相应机构的业务处。三个观测站的站长同时是NRAO的助理台长。研究人员约50人,直接对台长负责,不再分研究室或课题小组。他们的研究课题合作的形式机动灵活,自由组织,不是长期固定的。

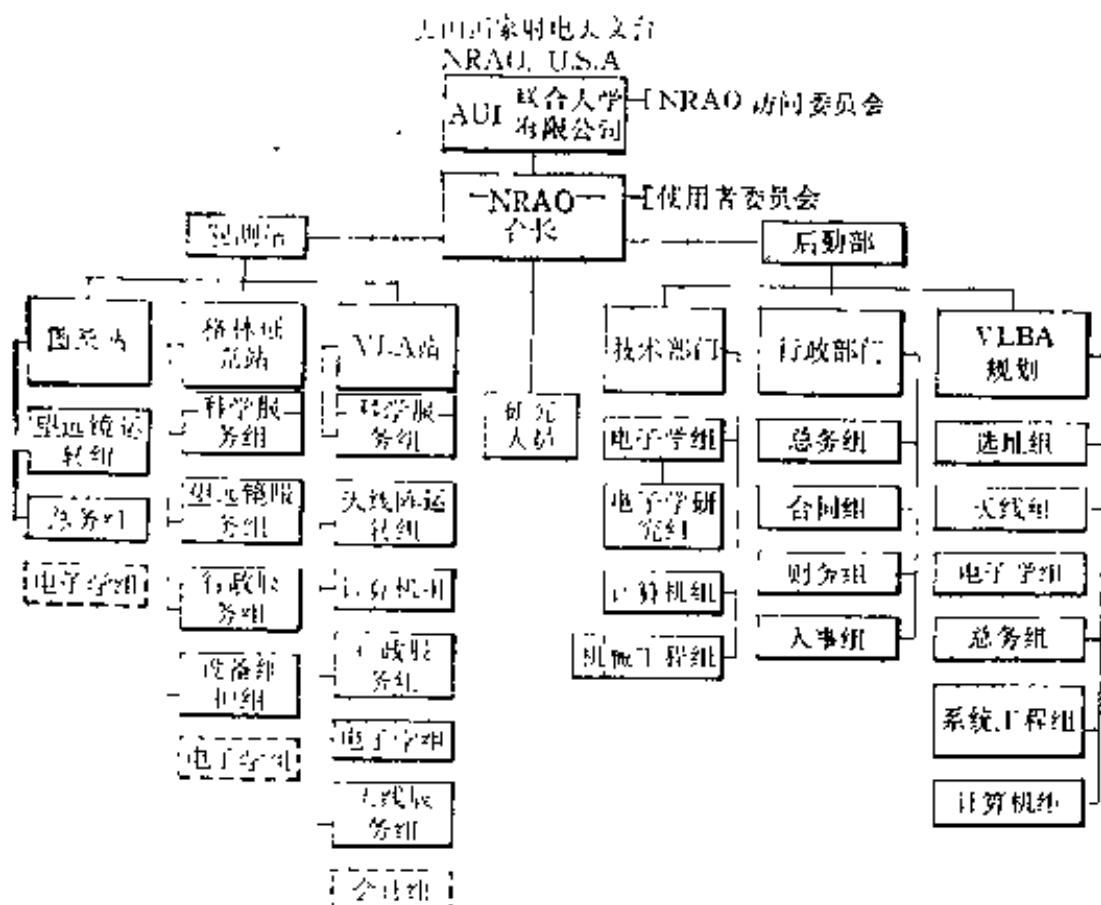


图9.1 美国国家射电天文台(NRAO)的组织机构图。

NRAO总部(见图9.2)设在弗吉尼亚州的弗吉尼亚大学校园附近,在夏洛茨维尔城。包括行政、办公机构,图书馆,计算中心,车间,电子学研究实验室,甚长基线干涉(VLBI)处理机,研究技术人员的办公室,设计室等等。计算中心配备有

IBM4341大型计算机以及VAX11/780, Modcomp等其它型号计算机多台。外部设备齐全,包括多台磁带机,XY绘图仪,快速宽打,磁盘,图象记录仪等。NRAO的电子学实验和研究的工作主要在本部和格林班克站进行。本部实验室特别着重特殊的毫米波元件的研制和发展,有十几个人,做如肖特基管和约瑟弗逊接点的实验等。



图9.2 NRAO总部, 弗吉尼亚州, 夏洛茨维尔。

甚长基线干涉仪的Mark II处理机在美国是以NRAO的这一台为主,它有处理全球20多个台站全部 VLBI 记录的任务。同时这里还承担着研制Mark III系统的任务,为此在七十年代就已耗资十几万美元。Mark III系统现在已投入使用。

NRAO总部只有七、八十人。全台天文研究人员和访问学者主要集中在这里。研究人员占总数的10—15%左右,技术支持人员占60%左右,全台人员在400人上下。

NRAO的几种学术会议(见第四节)在总部召开。全台联席会议一年两次,以电话会议形式进行。全台科研人员和各台站、各部门负责人参加,由台长主持。讨论经费,规划和

设备改进事宜。

NRAO有三个观测站。一个是1957年在西弗吉尼亚州的波卡昂勒斯县建立的格林班克天文台。这里是一个僻静的山谷，最大仰角 5° ，占地2700亩。它远离城市和工业中心，美国联邦通讯委员会同意把它作为国家无线电宁静区，保证不受无线电干扰，并由西弗吉尼亚州通过一项法律提供“频率保护”。这里安放了43m(140ft)赤道式射电望远镜，91m(300ft)射电中星仪， 3×26 m(85ft)射电变距干涉仪和一台可搬动的13.7m(45ft)射电望远镜。此外有规模近100间房间的实验办公楼(见图9.3)，以及包括20多个房间的招待所和食堂的生活楼。这里的工场和车间是NRAO的机械设备的实验加工基地。而电子学实验室负责发展和维修各望远镜的接收机系统。

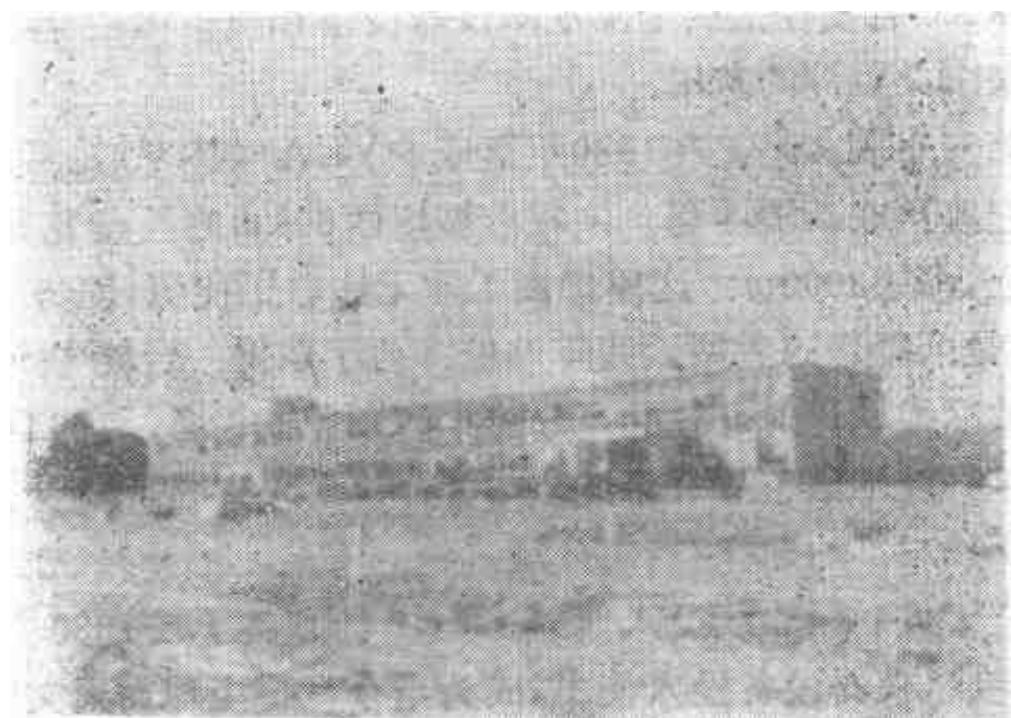


图9.3 NRAO格林班克观测站实验办公楼。

第二个观测站设在亚利桑那州，图桑城郊的基特峰国家光学天文台(NOAO)上，称为图桑观测站。台址高度1914m(6280ft)， $\lambda = 7^{\circ}26'27.408''W$ ， $\phi = 31^{\circ}57'12.10''N$ 。1968

年建成的11m(36ft)直径的毫米波射电望远镜就安装在这里。由于大气在毫米波段的不透明度相当可观，并且是变化的，其中大部是由水汽引起的，所以这台较早期的毫米波镜子选择了这个空气相对干燥，少云，纬度较低，生活和技术保证条件已有一定基础的国家光学天文台作为台址。这里是沙漠气候。图桑地区的8月份是沙漠雨季，除了此时停止观测外，这台镜子从9月到次年7月是每天24小时观测的。望远镜的任何仪器故障都要求工程技术人员从70km外的图桑城立时驱车前往修复。所以仪器运转情况良好，使用效率极高，得到公认。这台镜子向国内外开放，特别在建成早期，国际上毫米波镜子不多，经常有来自澳大利亚、加拿大、法国、英国、日本、苏联和西德等国的几十个单位的天文工作者前往观测。一般只留下10%左右的时间为本台人员使用。观测课题得到批准后，NRAO有责任提供全部观测仪器设备和负担国内各地观测者来图桑观测的费用。

第三个观测站是在1980年落成的VLA(甚大天线阵)站。它座落在新墨西哥州索柯若城以西80km的圣奥格斯汀高原上，海拔2000m。这里远离工业无线电干扰源，地势开阔平坦，是个理想的大型天线阵站址。为了取得一台能快速和高灵敏度地取得射电源的高分辨本领图象的设备，1964年到1971年间就酝酿了VLA的总体概念，并大体完成了设计。这个站于1973年始建，随着部分望远镜的安装，部分组元天线在七十年代后期陆续投入使用。VLA计划终于在1980年底全面完成，仪器设备投入使用，成为当今世界上地面天文学中规模最大和威力最强的射电观测设备。该站占地14000m²，建设耗资7800万美元。VLA是一个包括27台天线作Y形布局的天线阵，它设计用于获得射电源的极精细的图象。

NRAO的全部观测设备向世界各国的射电天文学家开

放,至少60%的观测时间提供给访问科学家使用。这样长期和短期去美国NRAO进行观测研究的科学家每年约有350位。在申请课题被批准的条件下,他们可以使用NRAO的望远镜、有关仪器设备、计算机和各类软件做他们自己的研究题目。访问科学家和NRAO的研究、技术人员之间通过来访和观测活动进行的交流使天文学家们及时了解前沿研究领域的成就和问题,也促进了NRAO仪器设备的改进和发展,保持了天文台的活力,对推进射电天文学的发展起着促进作用。

另外就是后勤部,包括行政管理部门,仪器设备支持、发展部门和大的规划项目的管理发展部门。

三、 NRAO的几个委员会

1. NRAO的两个传统的常设委员会

(1) 访问者委员会 该委员会的委员由AUI理事会指定,由来自美国国内和加拿大的有影响的大学和天文、物理研究机构的8位成员组成,人员每年更换1/4到1/3。这个委员会有责任每年向AUI理事会正式作汇报。

它的作用是评论天文台的工作成绩,即对NRAO作为国家的一个天文中心在尽职,科研工作的质量,仪器设备的发展和维护,对科研需要的适应性等方面作出评议。

(2) NRAO使用者委员会 这个委员会包括委员30余人,由NRAO台长指定,每年聚会两次,每次开会2天。他们来自美国国内主要大学的天文和物理系以及天文和有关研究机构。每年约有1/4代表更新。他们是NRAO望远镜和大型设备的使用者和可能的使用者。会议期间,他们对台长和天文台成员提出各种建议,包括影响望远镜使用者的天文台各项活动,辐射计和附属设备的发展,望远镜、计算机和其它新

仪器的运转等方面。

2. NRAO为规划和发展中的大型设备特设的委员会

如VLA在建设期中所设立的二个委员会：

(1)VLA顾问委员会 这个委员会在VLA工程建设发展期间定期地评议VLA的进展和现状，它特别关心的是直接影响天线阵的科学功能和仪器性能特征的那些部分。它有责任对以下各方面提出意见：如设计、学科要求、研究重点以及一般的进展等，以帮助台长和有关工程人员保证该工程达到预期的科学和技术指标。总之，使得VLA具有尽可能好的适应射电天文发展需要的性能。这个组织也对课题规划项目的执行提出意见。

该委员会成员10人左右，由NRAO台长指定。他们包括具有对射电天文整个领域以及工程技术各方面有兴趣的科学家。在成员人选上考虑对主要的射电天文中心有代表性和具有合适的地理分布等因素，主要在国内选，也包括了个别的加拿大的科学家。委员会一般一年开会2—3次，依工程当时活动的性质和进展的速度而定。

(2)VLA资料处理委员会 这个委员会的任务是检查VLA观测后资料处理的方法和软件的发展工作的。它的主要责任是评议上述工作的进展，以及在该领域的将来的计划，并对台长作汇报。这个委员会由台长指定，包括10位左右成员，主要来自台内，也有约请外单位兼任的，他们大多数是很有成绩的天文学家，也有专职搞软件的。

在这项工程竣工，设备正常运转后，这类委员会的任务便逐渐减小，他们的责任便逐渐转交给常设的使用者委员会。

四、学 术 活 动

国外科研单位和大学的学术活动十分活跃，值得我们参考借鉴。

1. NRAO的常规的学术活动

NRAO的学术活动和美国一般科研机构以及各大学开展的学术活动很类似，活跃而形式多样，形成一种制度，长期坚持。一种是每周一次的“午餐报告会”，一般1小时左右，这个聚会由台内科研人员轮流介绍自己最新的研究结果（包括研究中的阶段结果），或是对某个专题的国际动态进行评述，或作外出参加会议后的汇报。这是台内天文工作者最频繁和不拘形式的一种学术聚会。听众各自带来自己的简易午餐和饮料，边吃边听，随时提问题，作补充，共同讨论，对报告者和听众都有实际效益，颇受欢迎，与会者兴趣盎然，由台内天文学家轮流主持。每周还有一次较为正规的“学术报告会”，是NRAO和弗吉尼亚大学天文系共同主持的，报告人来自外单位，人选和讲题由台内科研人员推荐，台上书面邀请。报告用上班时间，1小时左右。会前有茶点和不拘形式的三两交谈，会后有会场讨论。另外，台内一年举办两次“NRAO内部学术讨论会”，一般历时1—2天，鼓励每个科研人员都在会上用一刻钟左右时间报告自己的工作结果。还有，每年NRAO都举办1—2次规模约四、五十人的专题学术讨论会（workshop），与会者来自国内（有时也包括国外）各有关天文单位。多半这种学术会后有专题会议文集出版。除了上述各类学术活动，每日下午在工间休息时间（称作coffee break）科研人员聚集在图书馆阅览室，三三两两自由组合，交流学术

信息,讨论各人工作中碰到的疑难问题。为鼓励这种形式不拘、经常而及时地对交流工作和启发思路颇有实效的学术活动,从1981年开始,台上特别拨款为前往参加者提供免费咖啡点心,给这种“不正规”的工间交流和“正规的”学术报告会以相同的“物质待遇”。

2. 央斯基(Jansky)讲座

为纪念射电天文学的开拓者央斯基,AUI理事会于1966年创办了央斯基讲座。每年一次将该讲座的演讲者资格和荣誉授与在天文学或有关领域的一位杰出的科学家,并请他(她)做一个面向社会的有关天文学的高级科普报告。这项活动从民主投票选举演讲者,确定人选到举行隆重的仪式和报告会均由NRAO主持。例如1982年11月16日MIT的莫瑞森(P.Morrison)博士在第17届央斯基讲座上宣读了纪念央斯基发现来自宇宙空间的射电波,开辟了射电天文学五十周年的纪念文章“新的波浪——射电天文学的五十年”。1984年11月13日的第19届讲座是由重要的星际分子CO的发现者、贝尔电话实验室的威尔逊(R.W.Wilson)博士主讲“毫米波天文学”。每届讲演会结束后,NRAO办公楼的走廊里就要增挂一幅这届讲座主讲人的放大照片。迄今已获得这项荣誉的天文学家有对星际分子射电谱线的观测研究作出了突出贡献的汤斯(C.H.Townes)教授,他是1964年诺贝尔物理学奖金获得者,美国物理学家。有对恒星内部结构和星系动力学等方面作出重要贡献的美国理论物理和天体物理学家钱德拉塞卡(S.Chandrasekhar)教授。还有最先发现类星体的吸收线,致力于类星体和星系核活动关系研究的著名美国女天文学家伯毕基(M.Burbidge)教授等等。

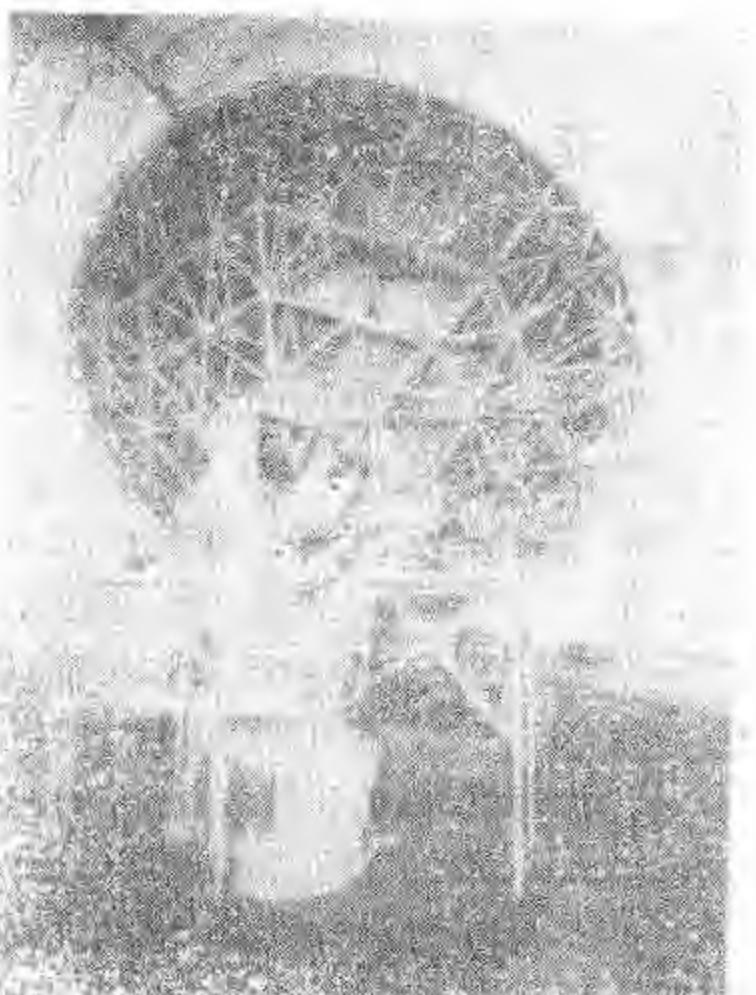
五、观测设备

1. 11m(12m)毫米波射电望远镜

1968年投入使用的11m镜(参见图3.17) $F/D = 0.8$, 地平装置, 俯仰范围 16° — 90° , 方位范围 0° — 360° , rms表面精度 0.34mm , rms绝对指向精度 $7''$. 望远镜在主焦工作, 也可在卡焦工作. 镜的前端箱放在卡焦. 副面很小, 可以摆动, 用作波束调制. 馈源口用红外灯照射, 用于防露.

1982年用一个新的12m直径的面板代替了原来的11m面板. 这个新面板有较高的温度稳定性, 可以工作到 0.87mm . 天线表面由72块铝板构成, 由刚性的构架支持. 塔形装置和天线罩还保持使用原来11m所用的设备. 这台镜子于1984年9月用机械法测量, 在 230GHz 面板重调达到精度 $75\mu\text{m rms}$, 主焦口径效率29%. 指向精度和稳定性达到 $10''$. FORTH控制系统用RL02 10.0 MByte的磁盘取代了原来的2.5MByte盘, 可容纳9000次扫描记录容量. 站址的脱机资料处理增添了VAX11/750计算机. 在 70 — 115GHz 频段, 带两个混频器的硝特基接收机已用于12m射电镜. 对CO的 $J=1-0$ 谱线的接收机的噪音温度已达 225K (SSB-单边带). 在 $\lambda=1.3\text{mm}$, 已配备了 ^3He 测辐射热计, 灵敏度达到 $2.5\text{Jy}\cdot\text{s}^{-1}$ (包括大气效应时是 3 — $8\text{Jy}\cdot\text{s}^{-1}$). 在 $\lambda=1.3$ 和 2mm , 带通滤波器的半功率宽度分别是66和35GHz. 到1985年秋装到12m镜上的 105 — 115GHz SIS(超导-隔离层-超导)接收机的噪音温度值降到原有 3mm 波段所达到指标的 $1/4$.

改装后的12m毫米波射电望远镜已于1984年底正式投入使用. 参见图1.9(a)和1.9(b). 图9.4(a)和(b)分别是此镜



(a)



(b)

图9.4 NRAO的12m毫米波射电望远镜，亚利桑那州，图示。
(a)12m镜的背架。(b)12m镜的观测室。

的后视图片(新的背架结构)和观测室. 指向控制用PDP11/44计算机, 自动控制的指向改正包括温差变形, 重力变形和大气折射改正等等.

望远镜的接收机系统包括连续谱和谱线接收两大类, 工作频率范围从13mm直至0.87mm, 分若干个波段, 使用不同的前端箱. 图9.5(a)和(b)分别给出一个典型的致冷混频卡塞格林接收机和谱线系统的方块图9.5(c)是致冷器的图片. 改换波段只需更换前端箱. 调制系统包括波束调制, 负载调制和频率调制. 按课题需要可任意选用.

这个镜子最初设计用在短毫米波段, 更换面板后可工作在亚毫米波段. 虽然地球大气在这个波段不是完全透明的, 但在某些波长范围吸收较小. 见图9.6(a), 曲线凹陷处称为“窗”, 观测可以通过这些窗进行. 图中两条曲线对应于在空气路径中沉淀3.4mm和21mm水汽(W_v)的情况. 由 O_2 引起的两个尖峰与 W_v 无关, 在不同频率上差异不大. 由 H_2O 引起的吸收峰随着频率的增加而增加. 9.6(b)是用无线电探空仪在12m站址测得的水汽沉积量的年变化曲线. 冬半年观测条件相当理想.

2. 43m射电望远镜

三十年代初期央斯基以及瑞伯在美国制造的射电望远镜和他们的观测建立了射电天文学发展的起点. 但是从那时起的三十年中美国射电天文学的发展没有引人注目的成就. 直到1965年在西弗吉尼亚州的格林班克竖立起这台43m直径的射电望远镜(见图3.10)才意味着现代的射电天文学在美国大力发展起来了. 这台镜子是世界上最大的赤道式射电望远镜, 是美国目前最大的短厘米波、全动抛物面射电望远镜. 可动部分2500吨重. 卡焦和主焦系统兼备. 工作波段包括

1.3cm, 2cm, 6cm, 18cm, 21cm等。抛物面精度±0.8mm。主焦微波箱上的馈源接头对各波段是可以通用的。在卡焦系统, 几个馈源同时装在一个微波箱上, 它们分布在偏离抛物面顶点的一个圆周上。副面的轴线略为偏离抛物面主轴, 使主

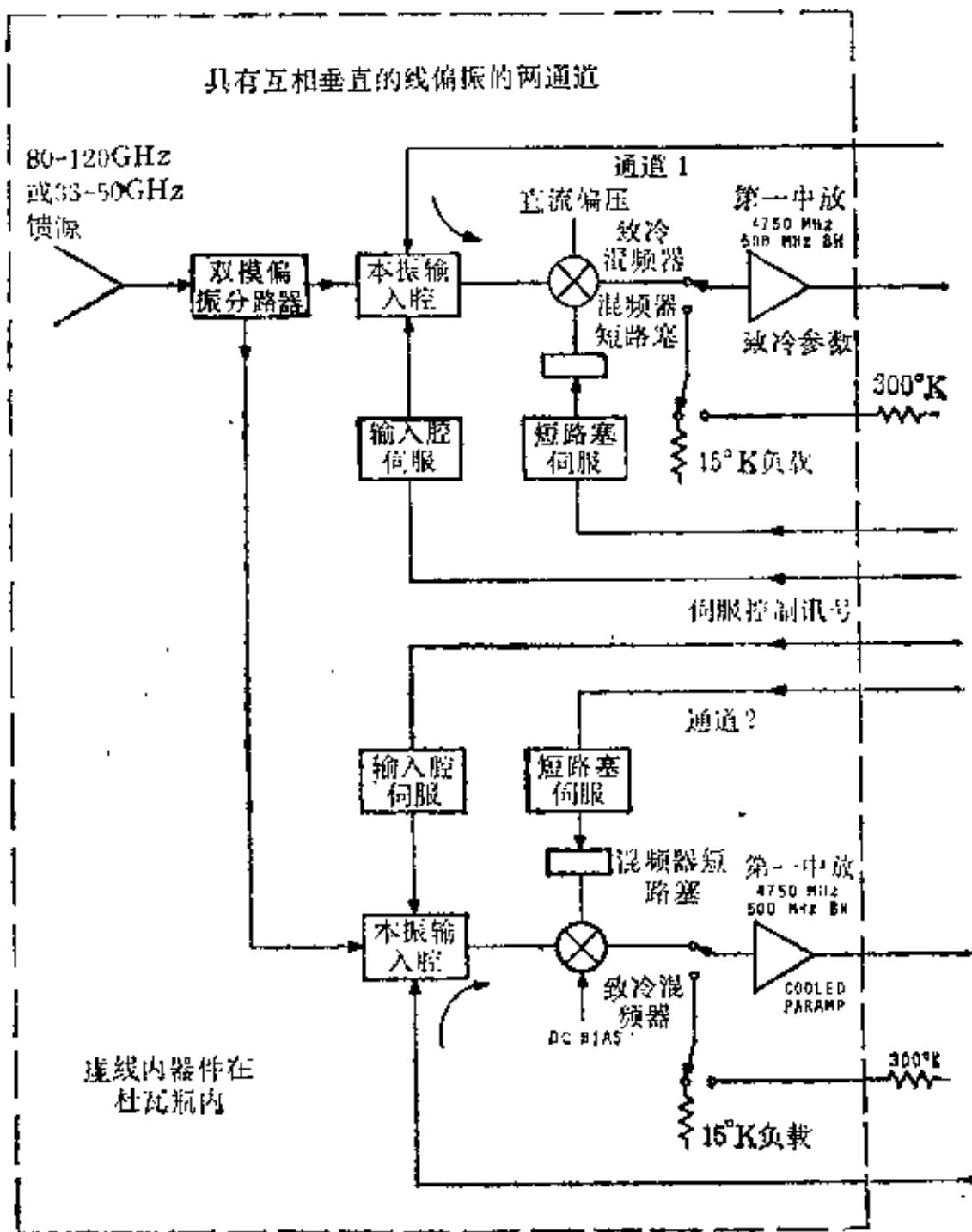
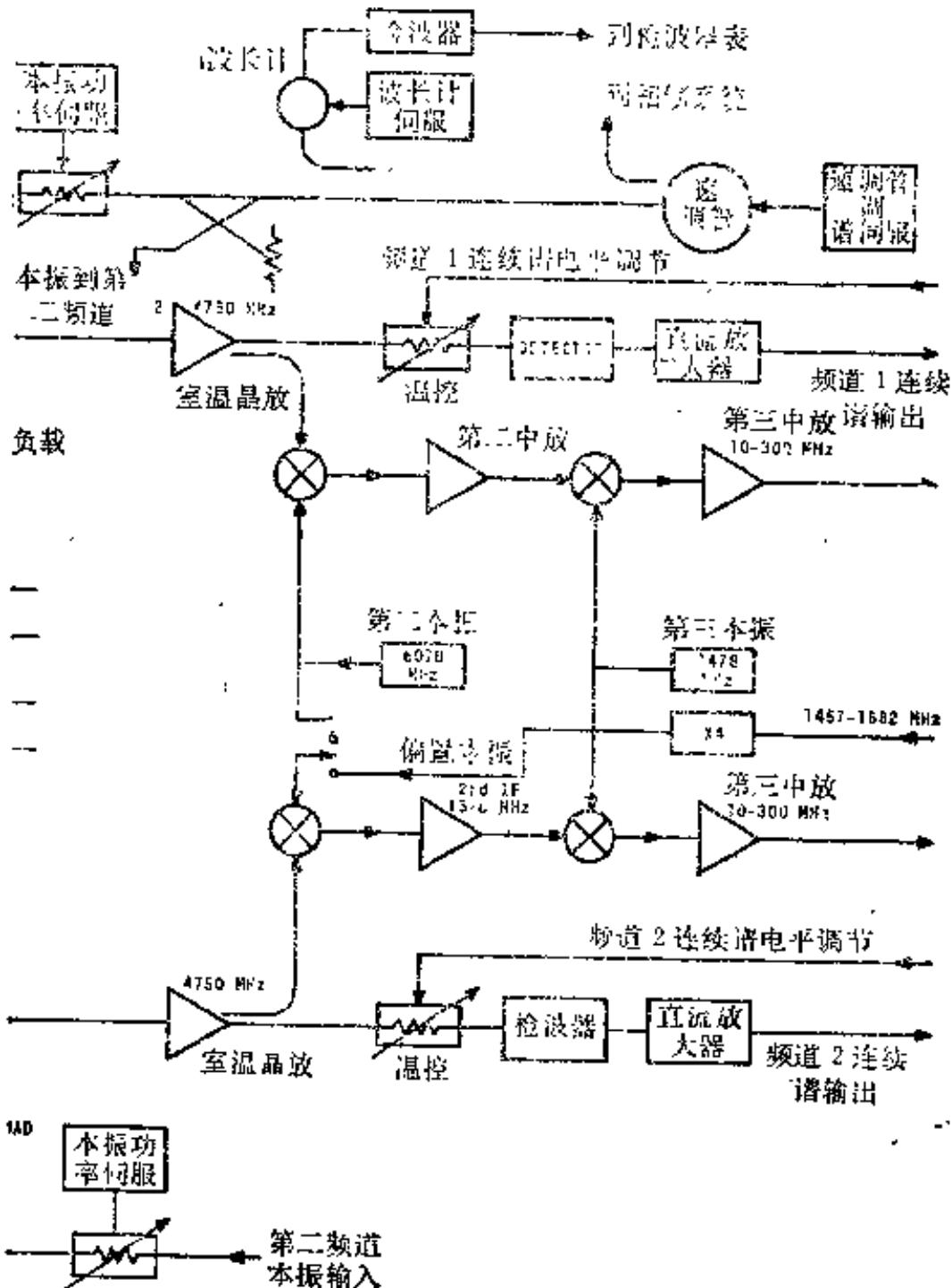


图9.

面的焦点落在馈源分布的圆周上。这样只要使副面绕主面轴线旋转即可改换观测波段。七十年代后期以来采取了若干措施改进这台望远镜使之工作到更短波长，包括减少温度变形，调整天线面板和通过电子计算机控制，用改正副面的方法来



5(a)

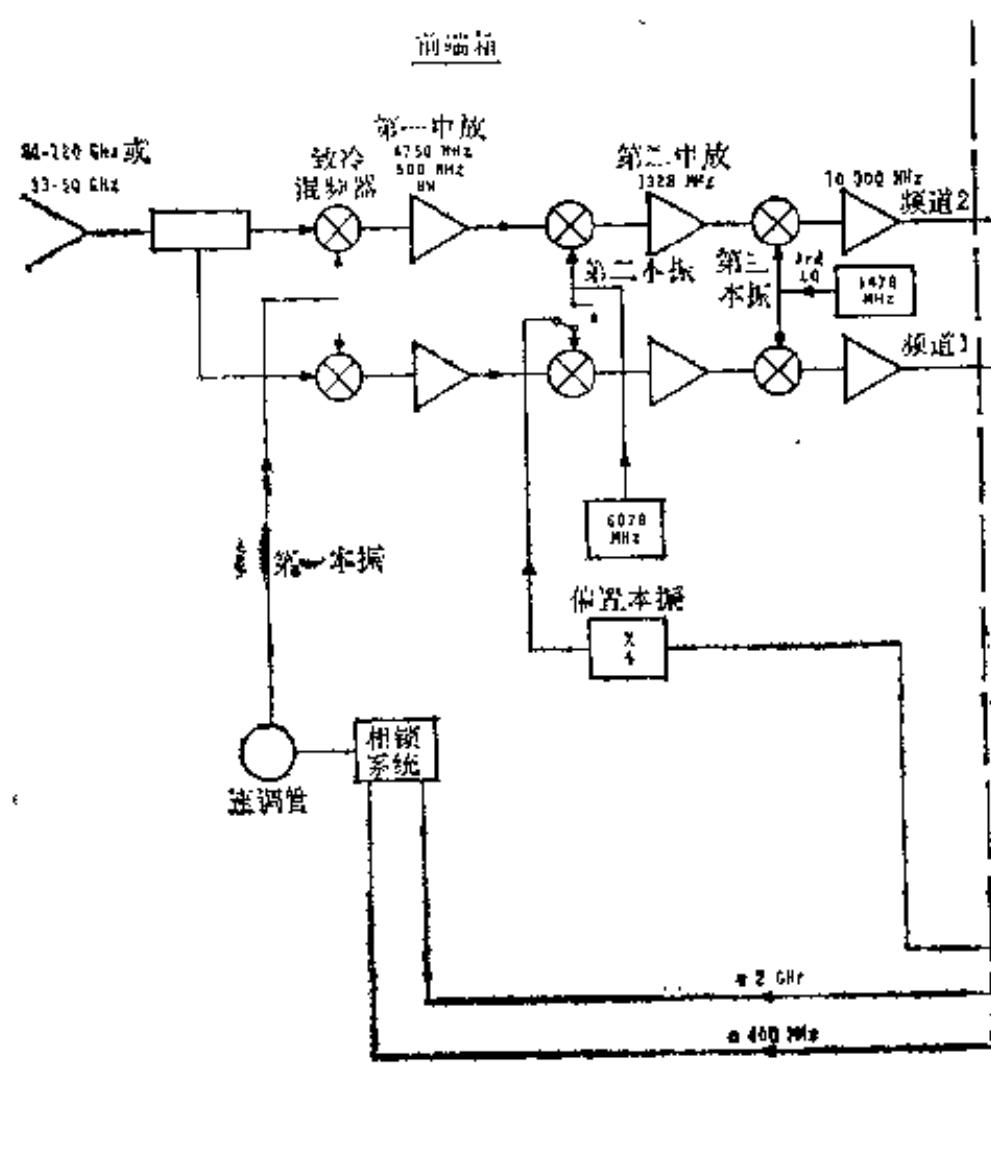
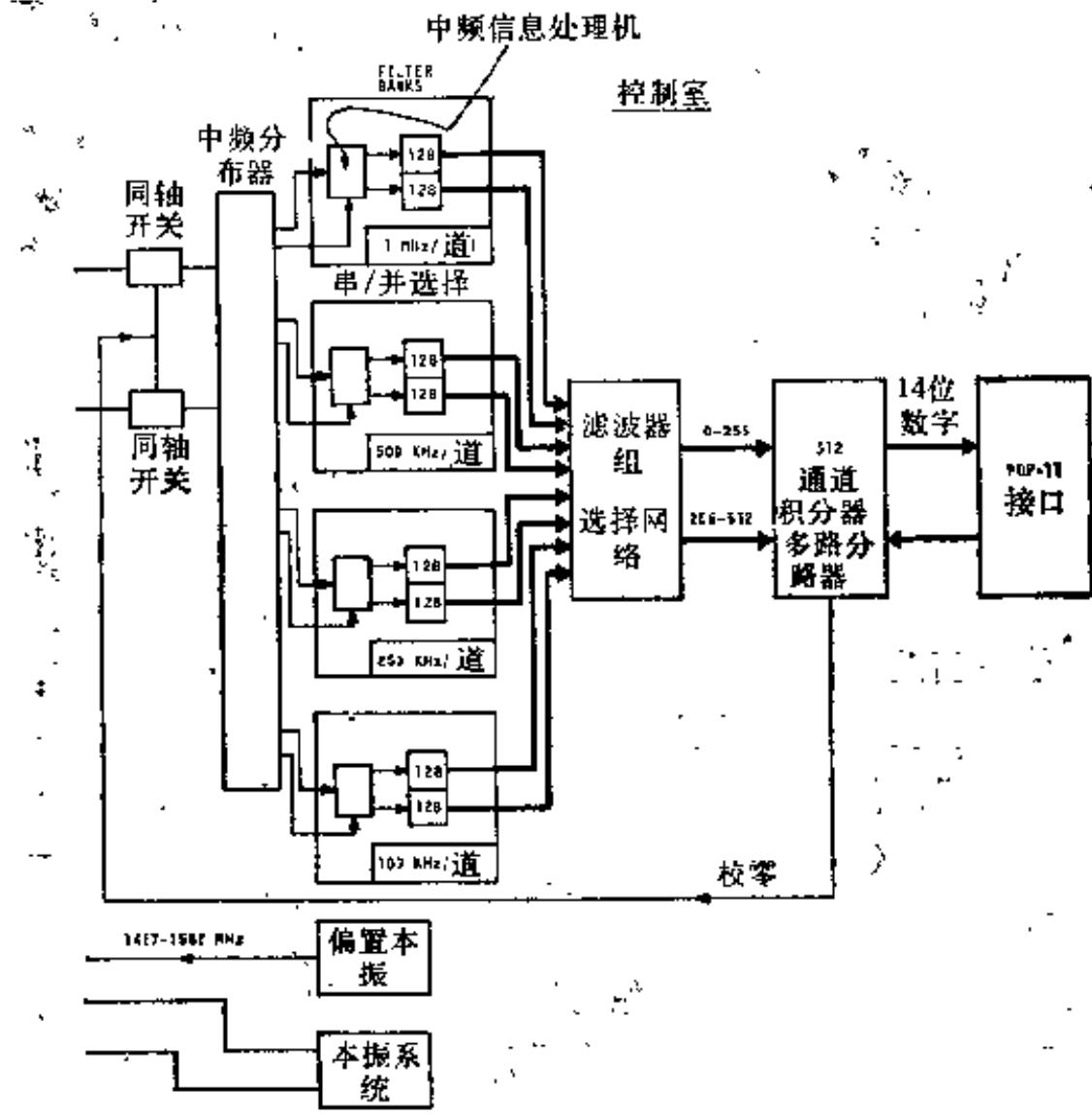


图9.



5(b)

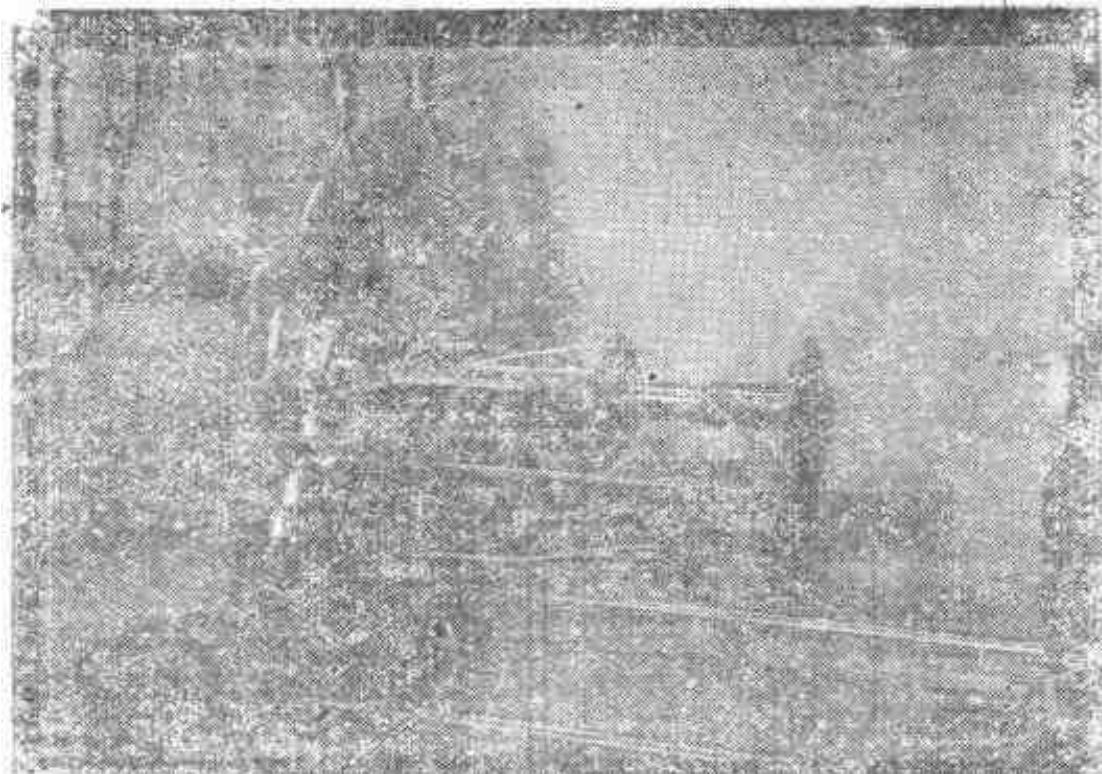


图9.5(c)

图9.5 (a)80—120GHz或33—50GHz致冷混频器卡塞格林接收机方块图。(b)80—120GHz或33—50GHz谱线接收机系统方块图。(c)测试用致冷接收机的致冷器,它是一个包括77K和15K的两级闭环系统,通常放在真空罩内。

补偿主面的形变。

接收机的前端置于致冷微波箱内,包括参量放大器和第一混频器。例如8.2—8.5GHz(3.6cm)接收机的前端,其微波头接两个馈源喇叭。一个是主轴与抛物面主轴重合的圆锥喇叭,在观测时接收射电源信号。另一个偏离主轴约 $18'$,是角锥喇叭,用以接收射电源附近的天空背景辐射。圆锥喇叭出口接到一个内置 $1/4$ 波长介质片的圆波导上,用以转变偏振信号。之后,两路喇叭接到一个铁氧体三端环形器上,通过加在铁氧体外线圈上的交流电压使接收机交替地接收射电源信号和天空背景信号,完成调制。内置二级参放的杜瓦瓶温度20K。前端还包括一只用作校准源的噪音二极管。微波箱的中频输出通过电缆送到望远镜塔座底层的主机室。

对于连续谱测量,接收机包括一般的中频放大器,检波

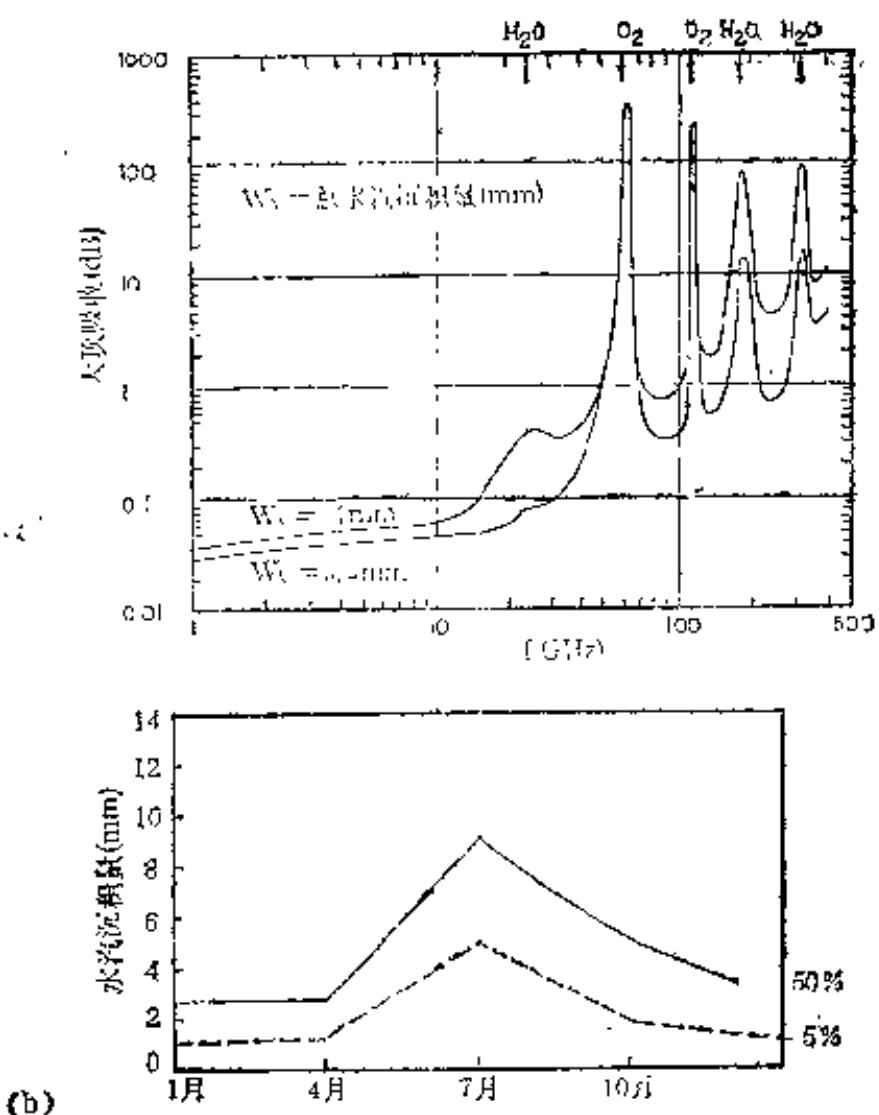


图9.6 (a)无线电波在1—500GHz的天顶吸收, W_V , 总含水量(mm),(b)12m镜台址(图桑,基特峰山上)处水汽沉积量(mm)在一年四季的变化(无线电探空仪测量).

器,解调器等。输出数据记入磁带。谱线接收系统和前述毫米波的接收系统雷同。

这台望远镜除作单天线观测外,还兼作甚长基线干涉测量。部分需要进一步处理的数据(如VLBI观测和图象显示等)可通过直通电话线直接送到夏洛茨维尔总部的大型专用电子计算机上去,或通过磁带把记录数据送到总部进行继后的处理。

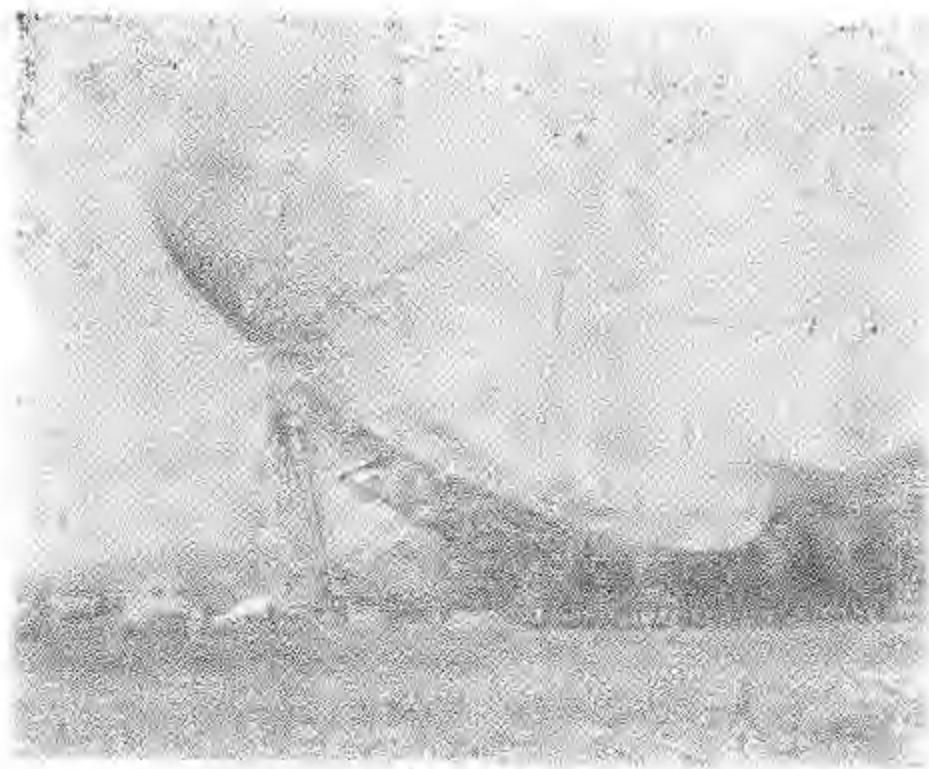
3. 91m中星仪式射电望远镜

这是一台国际上最大的中星仪式射电望远镜，其赤纬轴支撑在两个钢结构柱架上，见图9.7(a)。反射面是网状结构，网眼间距1cm，主焦点上放置一个6cm—21cm的双波段微波箱。馈源可在主焦处的支架上沿东西方向的轨道移动(图9.7(b))约三、四个主瓣宽度的范围，以便在子午面附近跟踪射电源。俯仰方向的指向由链条和链盘驱动。两个方向的波束扫描都是机械的，由计算机控制。

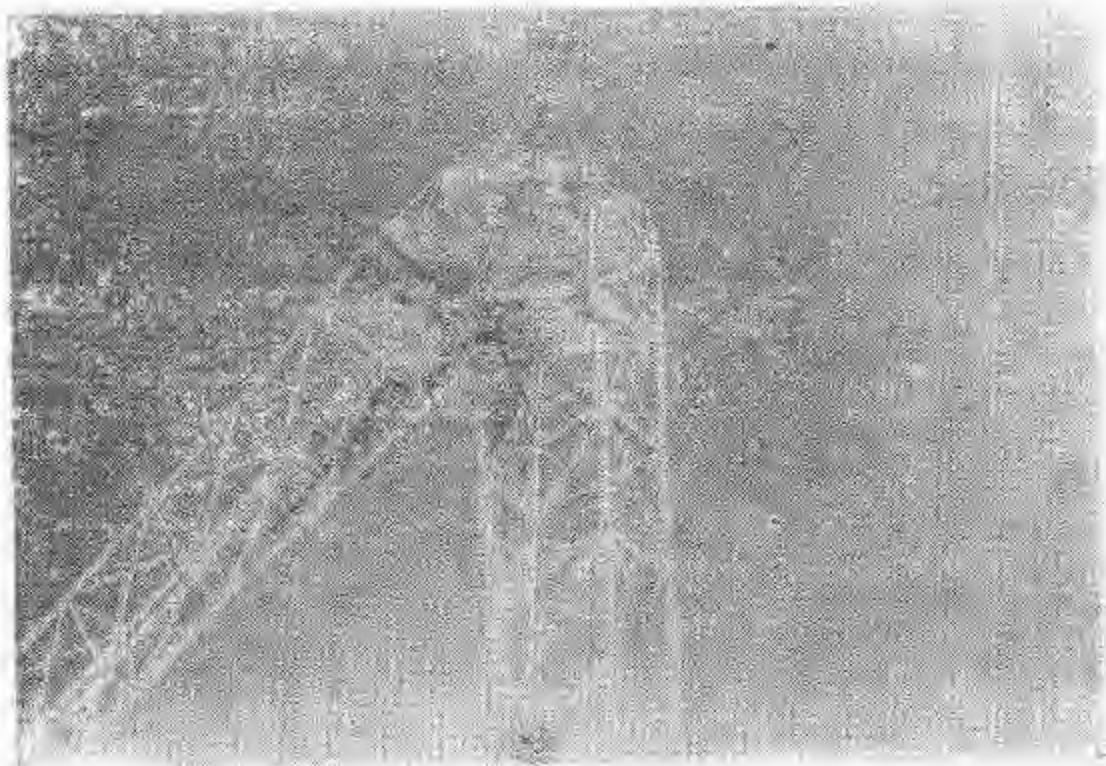
这台望远镜于1960年始建，安置在格林班克观测站，造价100万美元。

4. 26m直径的三元干涉仪和13.7m可拆卸的射电望远镜

这台干涉仪由三面赤道式26m直径的射电望远镜组成，放在格林班克站，图9.8(a)是其中的两台，它们可沿一条铁轨移动，有7个观测点位，最小间距100m，最大间距2700m。三台天线都是主焦工作，工作波长3.7cm和11.1cm。用双通道馈源接收两路偏振。三台天线可以同时工作，也可以单独工作。在综合孔径模式工作时，同时给出三条干涉仪对数据。可拆卸的13.7m天线(图9.8(b))也是赤道装置，接收机前端系统与26m望远镜的相同。这个天线放在距格林班克西南35km以外的亨特斯维尔，通过微波接力系统接收由干涉仪控制室(在干涉仪铁轨中段附近)发出的本振信号，并发回中频信号。这台天线和26m天线构成的无线电微波接力干涉仪在波长3.7cm上的角分辨率达到 $0.2''$ 。目前这台干涉仪已归属海军天文台使用。

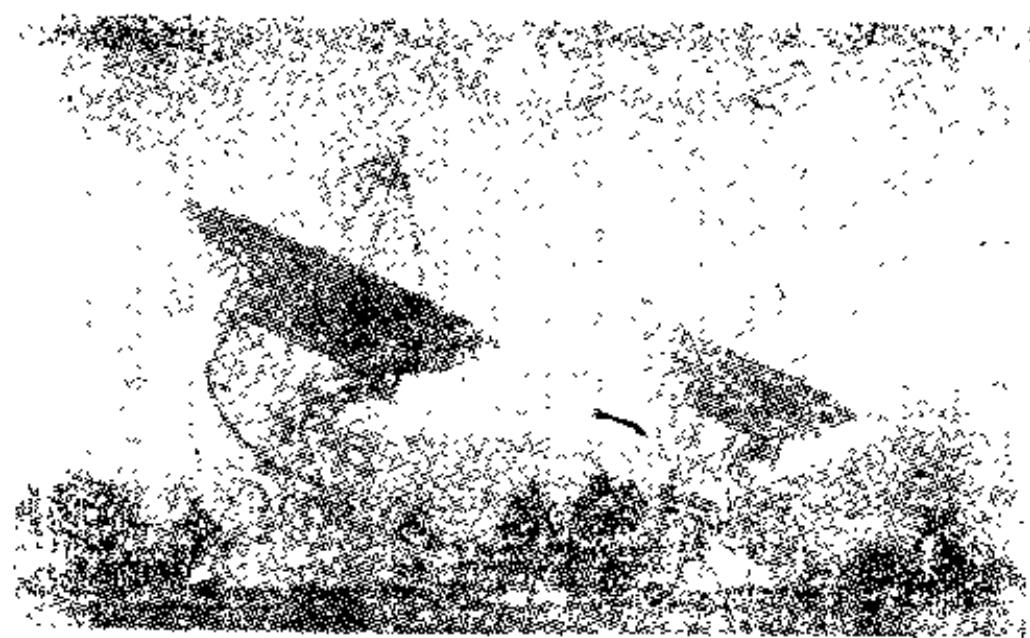


(a)

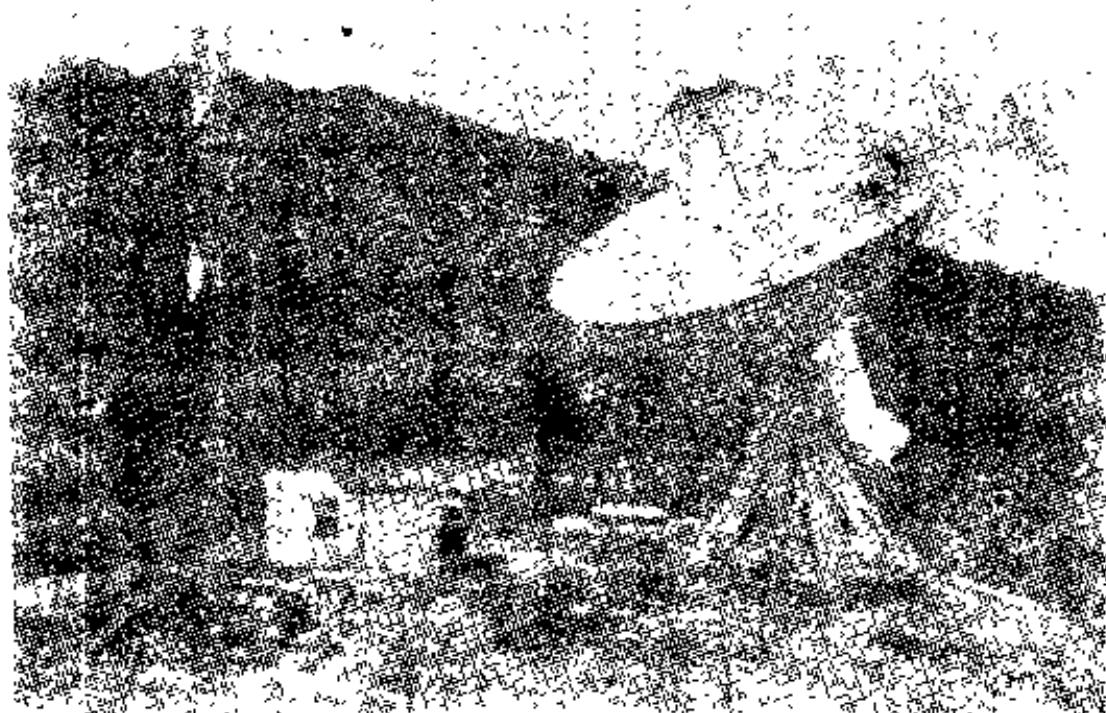


(b)

图9.7(a)NRAO的91m中星仪式射电望远镜，西弗吉尼亚州，
格林斯克，(b)91m镜的馈源及支架。



(a)



(b)

图9.8(a) NRAO三元干涉仪其中的两台天线，西弗吉尼亚州，
格林班克。(b)13.7m可拆卸射电镜，西弗吉尼亚州，亨特斯
维尔。

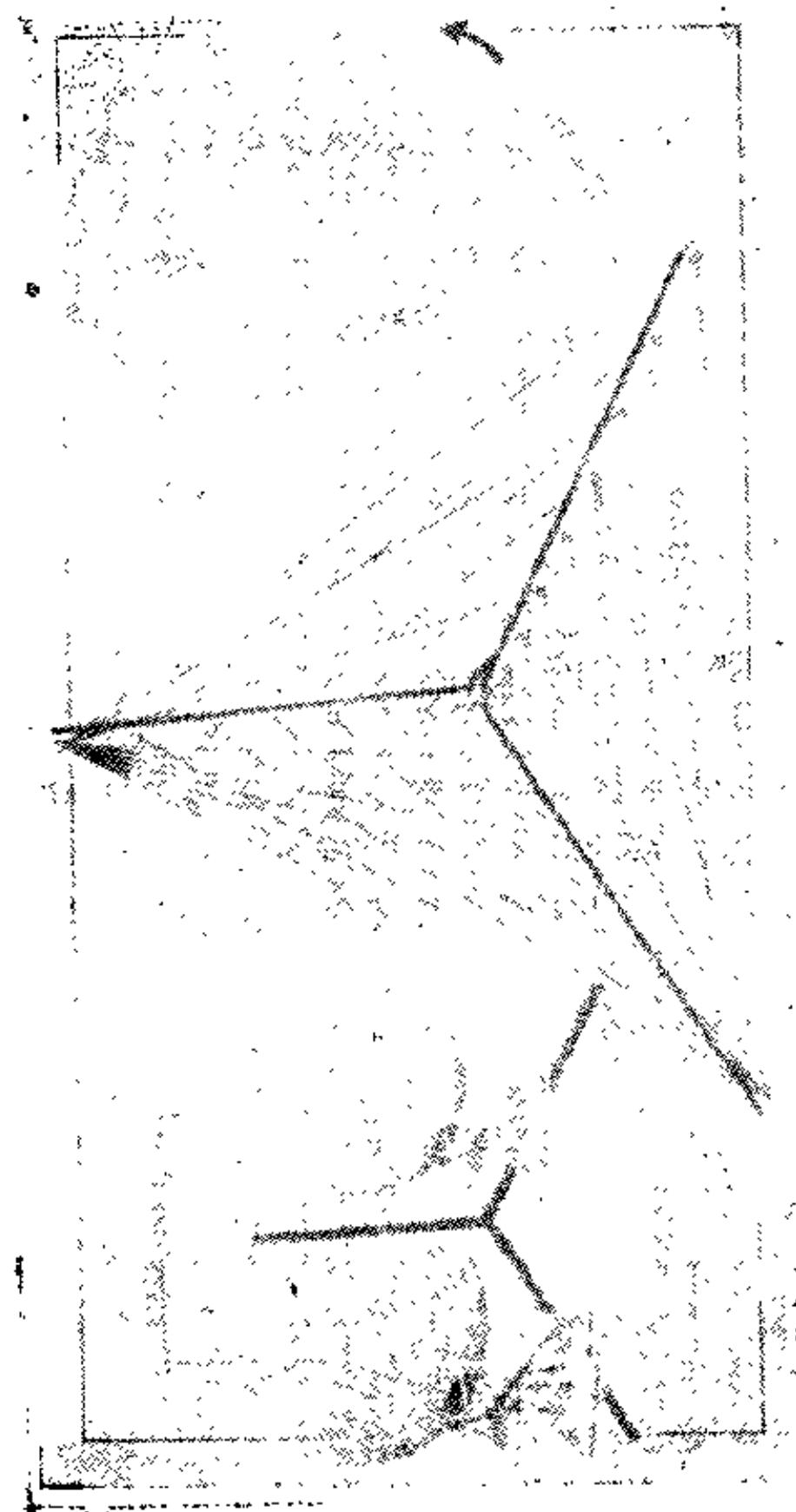
5. 基大天线阵(VLA)

这台巨型综合孔径射电望远镜安置在新墨西哥州的索柯若附近,它的主要性能在第四章已做了介绍。VLA的Y形臂为了迁就当地地势,略偏离对称。27面天线有相同规格,每面天线包括256块面板,表面加工精度 0.7 mm rms 。全部天线信息经变频放大后都通过波导系统集中到Y形臂中心附近的控制室。

VLA的计算机系统由同步和非同步系统组成。前者是直接和天线连接的联机小型计算机系统(Modcomp型),它联系观测过程,在8到12小时的观测期间执行控制天线,收集观测资料(每小时约 4×10^6 个数据)等任务。由同步系统接收处理的全部资料(通过磁盘)实时地转送到非同步(脱机)计算机系统(DEC-10),进行极复杂的数学运算,取得天图和作进一步的资料处理。由DEC-10还可将资料传送到另外的小型脱机计算机来最终完成用等强度线或不同色彩表现的射电源图象。

这里把VLA的27面天线如何综合成相当于一个极大口径的单天线的原理简述如下(见图9.9):设想我们从VLA天线阵上方天空的一个点俯视VLA的Y形阵。在第四章中我们已说过VLA的27面天线的每一对天线分别连接起来构成一个干涉仪,它具有351个天线对。设想我们可以看到351条基线,它们把这些天线对连在一起。在图9.9中我们只画出了部分这种基线。不过,每一条基线都起着一个大天线的一部分的作用,它使得VLA的作用看起来就好像是一个大天线一样。随着时间推移,地球在我们的下方自转,这些基线就填满越来越多的面积。事实上,几小时之后,我们就“综合”出了一个其增益相当于130m直径,而分辨率相当于跨度34km的望远镜。

图9.9 美国甚大天线阵(VLA)孔径综合的示意图。



VLA的高分辨率、高灵敏度和快速改换观测波段的功能使之成为当今世界上威力最大的射电观测设备。

6. 标准喇叭天线

这台喇叭天线(见图3.3)放在格林班克站内一个高度角 30° 的山坡上。长37m，角锥喇叭的前端 $4\text{m} \times 5\text{m}$ ，后端 $10\text{cm} \times 20\text{cm}$ ，利用地球自转用等待法每天观测仙后座A一次，用它所收到的功率值作为标准供使用其它望远镜的观测者参考。

六、由各设备的观测选题分布看 射电天文实测研究的发展

NRAO近二十年来大力发展观测设备，目前拥有国际上威力最强大的设备，(如VLA)，并领导着不但已见成效而且前景远大的VLBI发展计划的实施，并将全部设备向全世界天文学家开放。同时，对各望远镜观测时间的全部申请报告和观测课题计划(包括NRAO本台的天文学家提出的)都要经审查委员会(由有一定学术地位的台外科学家组成)评审、挑选才能最终列入望远镜的观测日程表。这样，一来有效地利用了这些投资巨大、装备先进的望远镜，二来使得取得观测机会的计划项目代表了最有水平的课题方案。实际上，NRAO的50—60%的望远镜观测时间安排给了世界各地天文学家和学生使用，台内研究人员只占用略多于10%的观测时间(剩下的时间用于望远镜的维修、校准等)。这说明这些望远镜的课题计划反映了国际上射电天文领域观测研究的前沿状况和发展趋势。所以这里用图、表将八十年代以来NRAO各观测设备对不同类目和具体课题观测的概况简明直观地作一介绍，希望读者能够由此一斑，对当今射电天文学领

表9.1 1979.7—1985.6期间NRAO各观测设备对不同类目的观测课题总数

观测课题	观测设备	11-12m				43m				91m				VLA				VLBI			
		1980—1983	1983—1985	1980—1983	1980—1985	1980—1983	1980—1985	1980—1983	1980—1985	1980—1983	1980—1985	1980—1983	1980—1985	1980—1983	1980—1985	1980—1983	1980—1985	1980—1983	1980—1985		
课题数	1982	1985	1985	1982	1985	1985	1985	1982	1985	1985	1985	1985	1985	1982	1985	1985	1985	1985	1985		
观测项目																					
太阳系	7	6	13	1	4	5	0	2	2	27	56	83	0	0	0	0	0	0	0		
恒星	22	26	48	20	7	27	12	7	19	145	250	395	22	20	—	—	—	—	42		
银河系	127	65	192	67	92	159	8	8	16	93	171	264	12	7	7	19	—	—	—		
河外天体	39	47	80	20	25	45	42	41	83	294	537	831	132	213	213	345	345	345	345		

表9.2 1979.7—1985.6期间， NRAO各观测设备的观测课题分布

序号	观测项目	观测课题数	观测设备												VLBI					
			11~12m			43m			91m			VLA			1980			1983		
			1980	1983	1980	1980	1983	1980	1980	1983	1980	1980	1983	1980	1980	1983	1985	1982	1985	1985
1	太阳系	太阳	1	0	1	0	0	0	1	1	1	15	21	36	0	0	0	1980	1983	1985
2	太阳系	行星、彗星	6	6	12	1	4	5	0	1	1	12	35	47	0	0	0	—	—	—
3	脉冲星	脉冲星	0	0	0	2	0	2	6	6	12	3	9	12	1	0	1	—	—	—
4	恒星、X射线源	恒星	0	1	0	1	0	1	2	0	2	14	35	49	1	0	1	—	—	—
5	恒星	行星状星云	1	2	3	4	2	6	1	0	1	10	21	31	0	0	0	—	—	—
6	恒星	质量损失和恒星包层	7	20	27	1	0	1	0	0	0	24	18	42	0	0	0	—	—	—
7	恒星	超新星遗迹	4	2	6	1	0	1	1	0	1	31	63	94	3	2	5	—	—	—
8	恒星	新星和超新星	0	0	0	1	1	2	0	0	0	6	19	25	0	5	5	—	—	—
9	恒星	天体测量和测地	0	0	0	0	1	1	0	0	0	9	13	8	21	9	2	11	—	—
10	恒星	晚型恒星、脉泽源	6	1	7	3	2	10	0	0	0	15	10	25	8	4	7	—	—	—
11	恒星	其它恒星	4	0	4	3	0	3	2	1	3	29	67	96	5	7	12	—	—	—
12	银河系	银河系结构	11	1	12	9	4	13	4	2	6	3	10	13	1	1	2	—	—	—

序号	观测类目	观测课题名称	观测设备			11-12m			43m			91m			VLA			VLBI								
			1980	1983	1980	1980	1983	1980	1980	1983	1980	1982	1985	1985	1982	1985	1985	1982	1985	1985	1980	1983	1980	1982	1985	1985
13	银河系中心	H II 区	7	6	13	2	2	4	0	0	0	15	25	40	4	8	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—
14		致密H II区, 脉泽, 恒星形成区	22	4	26	9	10	19	1	0	1	11	23	34	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
15	银河系	分子云,暗云,CO研究,外流	10	5	15	8	4	12	2	1	3	27	67	94	4	0	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—
16		分子聚集和研究	30	33	63	6	21	27	1	0	1	27	34	61	3	0	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17		分子聚集和研究	46	16	62	33	40	73	0	2	2	7	0	7	0	0	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
18		星际介质	1	0	1	0	10	10	0	2	2	3	7	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
19		银河系其它天体	0	0	0	0	1	1	0	1	1	0	5	5	0	0	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
20		河外分子	11	28	39	2	4	6	0	0	0	6	7	13	0	0	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21		正常星系	12	2	14	6	5	11	15	7	22	60	159	219	2	5	7	—	—	—	—	—	—	—	—	—
22		活动星系和X射线星系	0	3	3	1	1	2	3	2	5	19	52	271	2	8	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—
23		射电源和射电源	2	0	2	0	1	1	2	0	2	102	129	31	16	9	25	—	—	—	—	—	—	—	—	—
24		射电源的VLBI研究	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	64	87	151	—	—	—	—	—	—

续表

序号	观测项目	观测课题数	观测设备	11-12m			43m			91m			VLA			VLBI		
				1980	1983	1980	1980	1983	1980	1980	1983	1980	1980	1983	1980	1980	1983	1980
25	射电源的巡视，变源监视	6	9	15	4	2	6	15	20	35	29	49	78	8	9	17		
26	星系团和星系群	3	1	4	2	1	3	6	8	14	22	39	61	0	2	2		
27	类星体和BL Lac天体，致密天体	4	4	8	4	4	8	6	4	10	52	91	143	40	93	133		
28	未知的X射线源，γ射线源	1	0	1	1	0	1	0	0	0	4	8	12	0	0	0		
29	宇宙论	0	0	0	0	0	6	6	0	0	0	0	3	3	0	0	0	

域观测研究的全貌和发展动向取得一个概括的印象，以此作为本书的终结。

表9.1和9.2分别列出了1979年7月—1985年6月期间NRAO各观测设备对不同类目的总观测课题数和各望远镜的具体观测课题的分布。图9.10和9.11分别给出了相应的直方图。我们可以看到：

1. 91m望远镜

它的口径虽然巨大，但限于中星仪式的装置，主要工作在对河外天体的观测研究上，包括的内容有对大量预选天体作巡视研究，以及对河外变源（特别是低频变源）流密度和

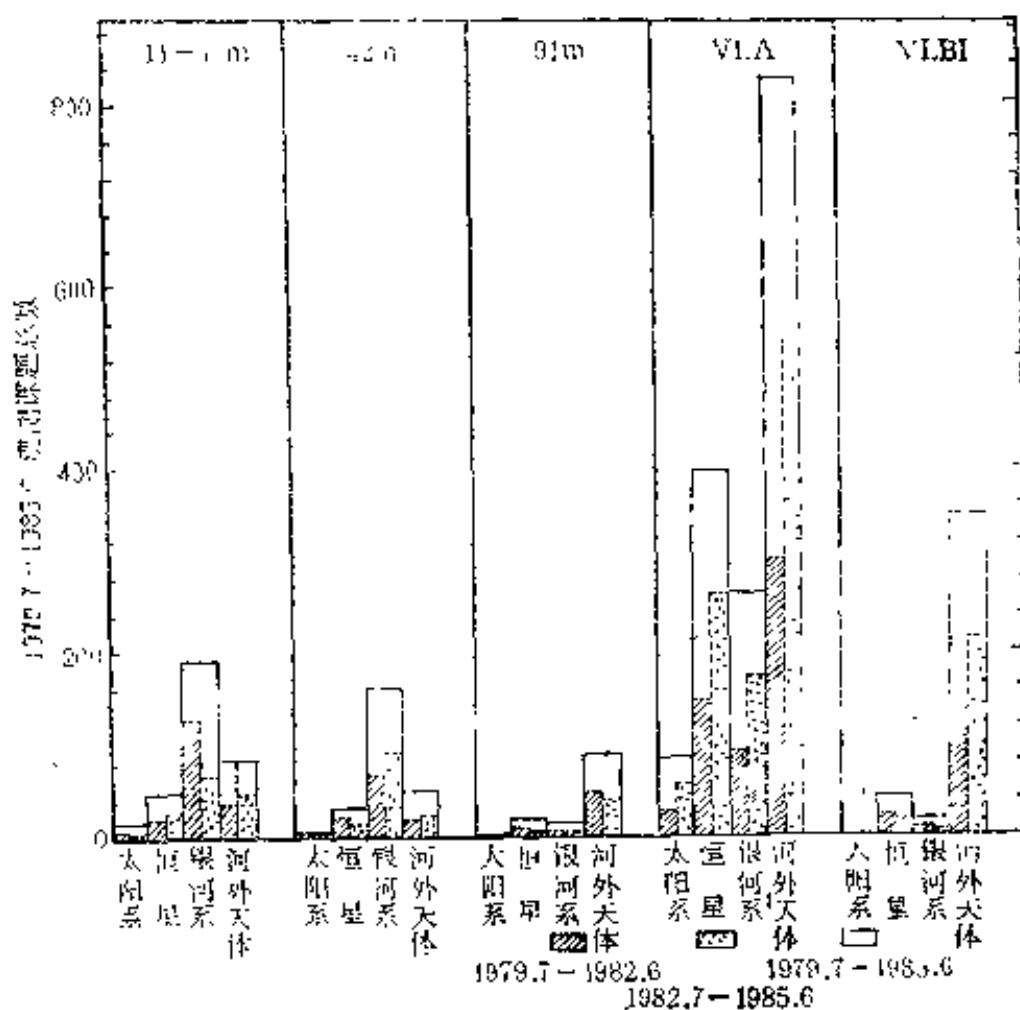


图9.10 NRAO各观测设备对不同类目的总观测课题数分布。

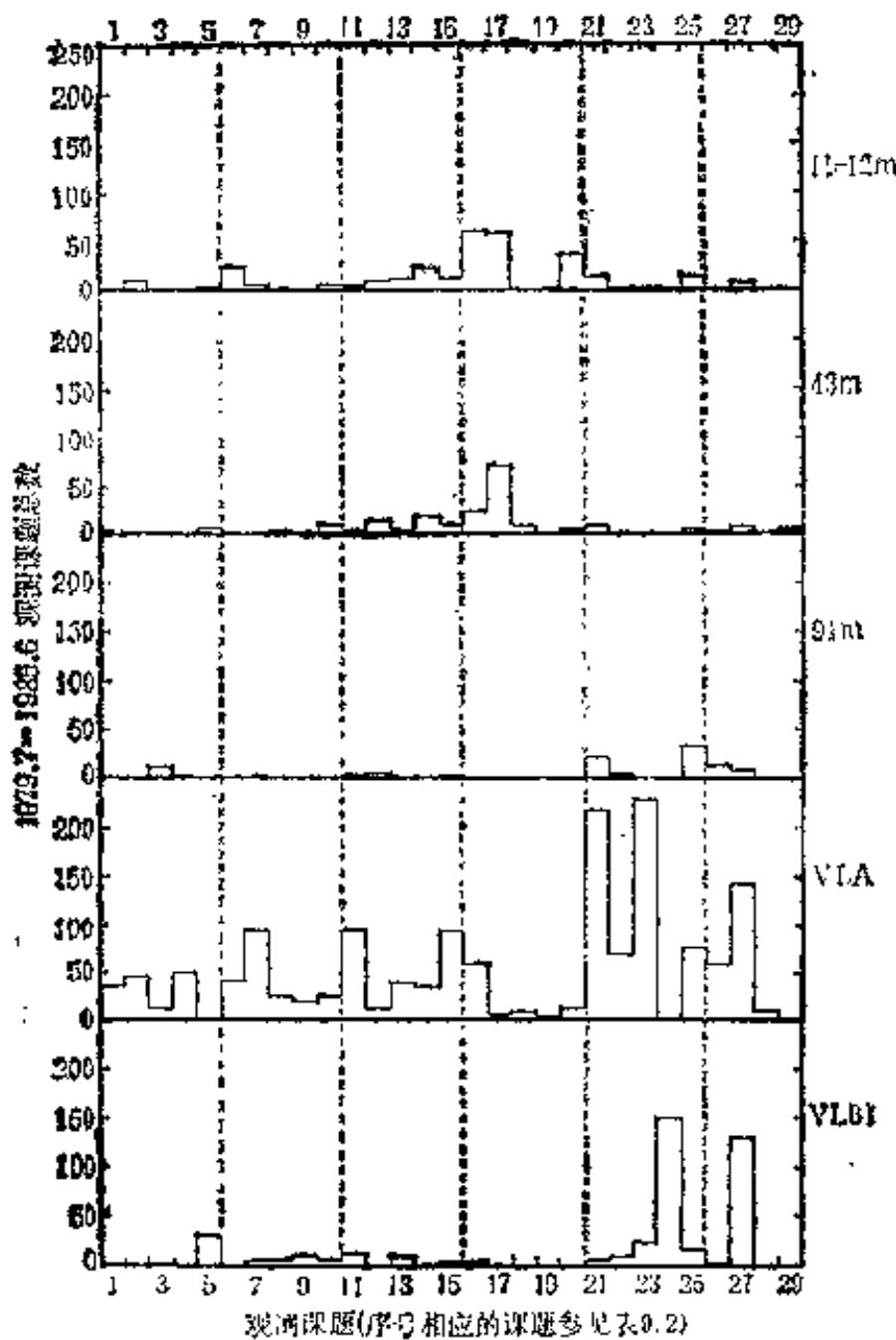


图9.11 NRAO各观测设备观测课题数分布。

偏振的变化作监视观测。其次是对正常星系的 OH(羟基)和 HI(原子氢)谱线进行观测研究。

2. 43m望远镜

此镜的观测课题几年来相当稳定。大部分时间作银河系的星际分子，分子云，暗云以及 H II 区的观测研究，以谱线工

作为主。全部观测课题的30%涉及星际分子及其谱线的搜索研究，例如近年来对C₆H,C₆H,H₃C₆N,HC₃HNH在某些有代表性的分子云中的搜索研究，对C₃H的吸收线的探测，对C₃O,H₂C₃O,NH₂CHO的低频跃迁的探测，对对称陀螺分子CH₃C₆H,CH₃C₆N的搜索，对一个新的星际分子SiH的观测研究等。其次是致密H II区，脉泽源和恒星形成区的观测研究。河外星际分子的谱线工作，包括对河外H₂O脉泽的观测，以及对河外星系的旋涡结构和OH发射关系的研究等。它也用来作一些银河系连续源的复合线巡视。

3. 11m(1984年改成12m)毫米波射电望远镜

月这台望远镜发现了迄今为止已观测到的60多种星际分子的大部分，特别是对毫米波天文学早期阶段的发展起过推动作用，作过重要的贡献。总的来说，近年来，它的最主要 的观测课题计划是在银河系的分子云，暗云，一氧化碳(CO)和外流；以及星际分子的搜索和研究两个方面。作过不少分子云的形态学和动力学的观测研究。随着大分子云、红外源和电离氢(H II)区之间的演化关系变为明显，八十年代初期，H II区、脉泽源和年轻恒星区域受到更多的注意。不过，七、八年来，对天文学家们的吸引力只增不减的课题是对分子云和外流的研究。对于了解恒星形成区域的初始阶段，作为探索如乙烯(C₂H₄)、甲基乙炔(CH₃CCH)、氰基乙炔(HC₃N)等分子和乙炔基离子(CCH⁺)的合适的宇宙实验室，暗云也作为很重要的观测对象。另外，为研究恒星的演化，包括星风、恒星的气壳膨胀、恒星的爆发相等物理过程，对恒星的质量损失和拱星包层的观测研究也逐年受到更多的重视。由表9.2可见，这方面的观测研究课题近几年比八十年代初期大有增加。反之，新的星际分子和新的跃迁的搜索研究的热潮似乎

已经过去,八十年代中期在这方面的选题计划已降到几年前的 $1/3$.

进入八十年代,对新的河外星际分子搜索的兴趣也属陡降.在河外星系中探测到的星际分子总数基本上维持在十种左右,包括一氧化碳(CO),羟基(OH),水(H₂O),甲醛(H₂CO),氨(NH₃),氢(H₂),氰化氢(HCN),甲川(CH)分子及甲酰离子(HCO⁺)等等,几年来不见增多.这多半是由于其它的星际分子丰度较低,受到观测设备灵敏度限制所致.不过,在河外分子研究领域的选题计划近年来比八十年代初期却上升了2—3倍,课题大部集中在用CO谱线观测各类河外星系(如熟知的旋涡星系,星系核有强烈活动的塞费特星系,星爆星系,不规则星系等),对它们的结构进行研究.特别是新的12m天线的投入使用和³He致冷测辐射热计的装备,使得对河外星系的CO $J=2-1$ 谱线的观测能够大力开展.继后发展的工作就是利用345GHz硝特基混频器接收机对CO的 $J=3-2$ 谱线的单通道(一路偏振)观测.用亚毫米波谱线即将对银河系和河外星系的研究提供一幅新的图景.

4. VLA(甚大阵)

由图9.10和9.11可以清楚看到从八十年代初VLA正式投入使用以来,利用VLA进行的观测不仅遍及太阳系、恒星、银河系和河外天体等四个天体层次,实际上对于表9.2所列29项课题方面几乎全面涉及,而且在这台设备上安排的各类课题计划总数也全面超过所有其它的观测设备,成为当前NRAO使用效率最高,出成果最多的设备.

早期的VLA观测就包括了从太阳、行星到最遥远的河外天体.6cm的金星观测揭示了金星大气的性质.超新星遗迹CasA(仙后座A)的观测显示出其壳层的高速膨胀运动.VLA

观测巨射电星系揭示了其核和喷流间的能量输运关系，对 和 射电源0957 + 561成协的双子源类星体的观测显示出二个子源在亮度、射电、光学和X射线频谱上近似等同，用引力透镜理论曾对此作过解释。

从图9.10还可见，对于各类天文观测对象，近三年比前三年研究项目都有大幅度的增长，VLA的使用效率在逐年提高。

用VLA研究强大的射电展源(射电星系)的起源是它的重要课题之一。我们知道正常星系的射电发射主要来自恒星(包括由恒星爆发，如超新星产生的快速运动的电子)发出的非热辐射，来自被热星电离了的H II区的热辐射，以及恒星表面的耀斑产生的小量的射电辐射等，而射电星系的辐射是正常星系的 10^8 — 10^6 倍，十分引人注目，而且大部分这种强射电辐射来自距其母星系几十万光年以外，在母星系两边的星际空间，很少量的辐射来自那些可见的恒星。25年来射电天文学家几乎一直探索着这样一个问题：射电星系将这样大部分的自己的能量在射电波段发射，而不是由它们包含的恒星在可见波段发射，到底其过程、性质和原因是什么？VLA的高灵敏度和高分辨率给我们提供了更详细地探测这些星系和研究这些问题的新的可能性。表9.1，9.2和图9.11表现了VLA在这方面所发挥的作用。VLA的描图显示，环绕射电星系的许多延展发射区都是和星系中心的非常致密的射电源相连结的。这种连结物称作喷流，它实质上就是亮而纤细的射电发射。许多延展的发射区的外边缘处也包含着若干射电亮度增强节(称作“热斑”)。

用VLA观测射电喷流显示出它们多半正从射电星系的稠密的核向着发出大部射电能量的区域输运着大量的荷电粒子和磁场，其速度约为 16000 km s^{-1} 。喷流的细致的结构和偏

振图象激发着解释这种过程的理论工作的发展。图9.12是用VLA在 $\lambda = 6\text{cm}$ 观测北天最近的射电星系 Virgo A(室女座A)所得的射电图。它表现出了Virgo A 的核和喷流。与这个射电源成协的光学天体是非常亮的椭圆星系M87 (NGC 4486)。在射电和光学波段的喷流辐射主要来自若干发射节。图9.13是河外高光度射电星系Cyg A(天鹅座A)又称3C405的VLA 20cm的象。在相反的两端显示出热斑,旁瓣的

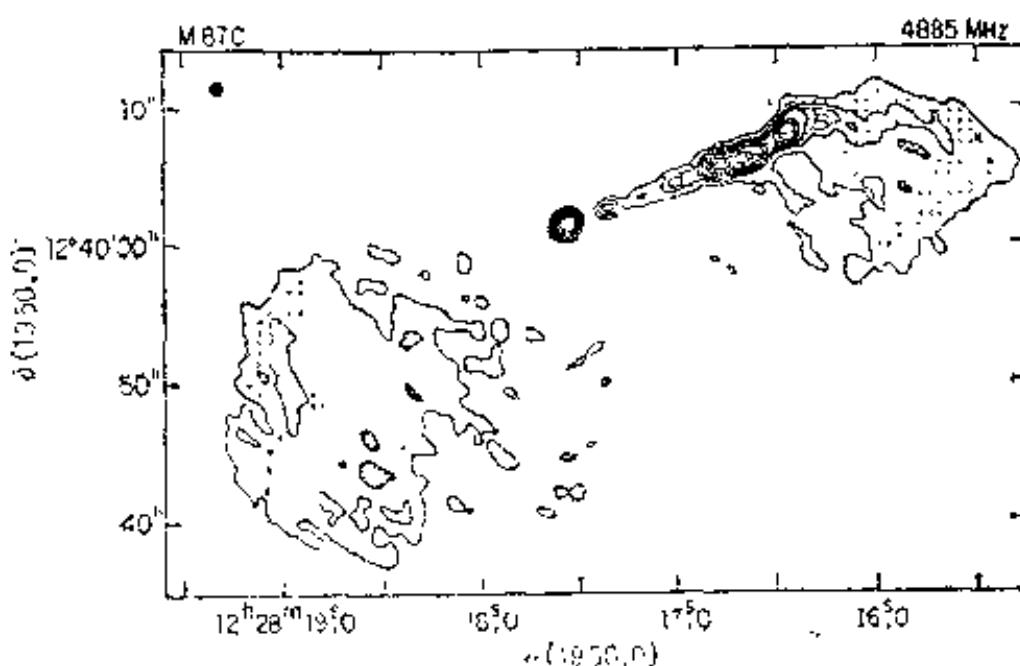


图9.12 射电星系Virgo A的VLA 6cm射电图(Owen和Hardee, 1980)。

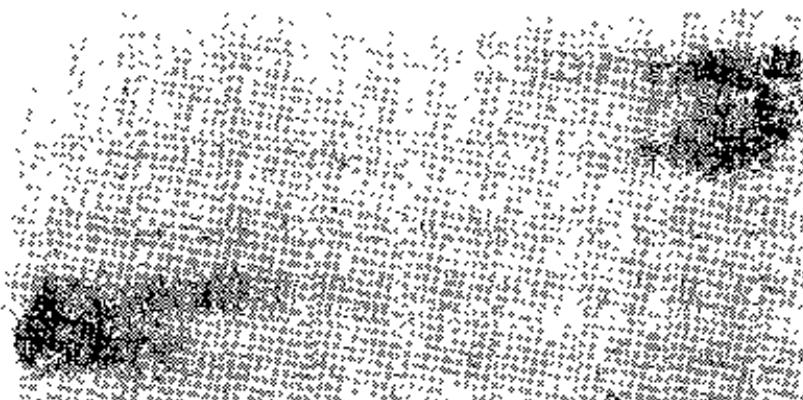


图9.13 射电星系Cyg A(3C405)的VLA 20cm象。(观测者P.A.G.Scheuer, R.A.Laing, R.A.Perley, 1983)

小束(纤维状物)和从核心向着西瓣(右边)延伸的喷流。此图是1983年用VLA观测所得。

许多理论工作者相信椭圆星系的旋转使得恒星和气体落入稠密的热盘，这种盘状物是在星系中心环绕着巨大的黑洞作轨道运行着的物质构成的。它可以把下落的恒星和气体释放的引力能转化为荷电粒子和磁场的定向流，这就是所说的喷流。天文学家们相信喷流把稀薄的星系际气体从星系推出去，使之受到压缩而形成一种表面，由于粒子和场在其上的累积形成了热斑。高分辨率的热斑图帮助理论家们了解由喷流从星系带到远处的能量如何通过射电发射分布到极大尺度的区域中去。

在其它方面VLA同样充分发挥它的威力，如对类星体、致密天体、致密H II区和脉泽等致密源的观测。

总之，VLA的高灵敏度、高分辨率及其灵活性、多用性使之成为研究河外射电源物理学、宇宙论(或宇宙结构)、恒星的结构和演化以及星际气体云化学组成等方面的主要观测设备。虽然有关理论的多方面细节尚待探讨研究，但利用VLA观测研究这类天体细节的能力使我们能加深了解这类天体产生这样高能量的机制、物理过程及其和引力、磁场、等离子体之间的关系所遵循的规律。

5. VLBI(甚长基线干涉仪)

甚长基线干涉测量技术从六十年代末期开始兴起，到了八十年代中期得到了大力发展并日趋成熟。这项技术的发展使射电天文观测水平从射电天文发展初期的低分辨本领(几十度的量级，那时对光学波段只能起配合作用)一跃而上，达到了现在的超高分辨本领(10^{-3} — 10^{-4} 角秒的量级)(参见图1.7)，使得射电天文观测手段在某些方面补救了光学波段的

不足,为天文学的发展做出了一些有份量的贡献。从表9.1—9.2和图9.10—9.11可见,它的作用主要发挥在分解遥远致密天体(如类星体,活动星系核等)的细节,探讨它们的起源、演化和巨大能源的产生、变化的过程等方面。NRAO在发展这项技术的过程中起着引导和组织的作用,有着较长的历史和经验。预期发展VLBI(见第一,四,五章)的结果无疑会对现代物理学、天体物理学和宇宙学的发展起着激发和推动的作用(图1.10给出的用VLBI在2.8cm上观测类星体3C273的核所显示出的视超光速现象就是一例)。它的发展前景未可限量,让我们拭目以待。

6.VLBA(甚长基线天线阵)计划

NRAO提出,并于1986年开始实施,预期8年完成的VLBA计划(参见第144页)是VLA和VLBI的结合和发展。它将成为九十年代洲际巨型观测系统(VLBA, CLBA, EVN等)大联合以及空间VLBI(QUASAT,参见第174页)计划的一个重要组成部分。射电天文方法将经历一次新的飞跃,射电天文实测研究将到达一个新的起点。它将为发展现代天文学与地球物理学做出新的贡献。

* * *

致 谢

本书编写获得国家自然科学基金资助,孙锦同志对书稿提出了宝贵的修改意见。紫金山天文台提供了图片5.6(a-e), NRAO提供了大量图片(第1章2,3,5(b),9,10,11,第3章2,3,13,14,17,18,21,24,26,27,30(d),36(a),第4章3,13,15,16,第9章1,3,4,7,8,13)。作者在此一并表示感谢。

[G e n e r a l I n f o r m a t i o n]

书名 = 射电天文观测

作者 =

页数 = 255

S S 号 = 0

出版日期 =

V s s 号 = 77136903

封面
书名
版权
目录
正文