

3.3.4 球面反射面天线

上面我们讨论的都是指可驱动的天线，即认为它是一架可以指向天空任意位置并能跟踪的天线。为了提高空间分辨率和灵敏度，射电天线一般都做得很大，它重量小到几百吨大至几千吨。这种可驱动的大天线极易受到重力、风、热等因素的影响而变形，致使天线的增益降低。研究表明，单个可驱动天线的极限口径可能是 100 米。为了增加天线的口径，天文学家和工程技术人员想到了固定的天线，它类似一口大锅支在山凹之中，其本上解决了重力和风对天线的影晌，口径可以做得很大。最典型的例子是位于美国 Arecibo 天文台，口径为 305 米的球反射面天线（参看图 3.26）。

我想读者首先感兴趣的一个问题是：为什么固定反射面天线往往选择为球面。这是因为球面是一个没有确定主轴的反射镜面，即球面对任意方向投射到它上面的光束（如图 3.27 a 中 A 和 B 光束）都有相同的物理性质。固定球面天线总是对向天顶，移动在天线上方的馈源，在一定天区范围不同方向来的光束经球面反射后总可以汇聚到馈源。如图 30 b 所示的那样，如果 α_a 是馈源照明区域相对于球心所张的立体角， α_0 是固定球面天线所张的立体角，则观测天区的立体角为



图3.26 美国Arecibo天文台固定球面射电望远镜。口径为305米，有效照明口径是213米，整个球面由40,000块大小为0.914米1.828米铝板组成，口面到球面天线顶点的距离约为50.9米，球面曲率半径为265米；工作频率从50 MHz到10 GHz；在球面天线上方是馈源系统，重达900吨，它由三组钢缆悬挂在约137米高处。

$$\theta_0 = \alpha_0 - \alpha_a \quad (3.65)$$

定义馈源照明区域的直径为有效照明口径，则从上式我们发现，为了观测比较大的天区，固定球面天线的口径要大，而有效馈源照明口径要小。为了保证一定的灵敏度，有效馈源照明口径又不能太小，于是球面天线口径和有效馈源照明口径要折衷选取，才能使固定球面天线既有足够的灵敏度又有比较大的观测天区。

固定球面天线有一个很大的缺点是它有严重的球差，即如图 3.27a 所示，入射的一束平行光束经球面天线反射后不是聚集到焦点而是一条线。平行入射到照明区且离轴很近的光束将聚焦到近轴焦点 O' ，而离轴越远的光线，它的焦点离近轴焦点也越远，最后来自照明区边沿的反射光束，它的焦点离近轴焦点最远。如果把一个平面放在近轴焦点上并与轴垂直，这个平面称高斯平面。在高斯平面上这些光束形成一个斑。如果是一个馈源来有效地接收这些辐射，这个馈源必须是一个线馈源，在线馈源各部分接收到的辐射必须做振幅和相位改正。最早期的固定球面天线用的确实是一种带槽的线状

波导，一端固定在近轴焦点上，它绕着球面曲率中心转动而使固定球面天线被照明的部分对向观测天体。设想它是一条照明器，显然它对固定球面天线的中心部分照明不足，这样的天线有很高的旁瓣，另外它很长，欧姆损耗很大，带宽也很窄。为了克服这些缺点，目前世界上最大的 **Arecibo** 天文台固定球面天线用的是如图 3.28 由两个反射面组成的馈源系统，它与固定球反射面组成一个格雷果里式天线。

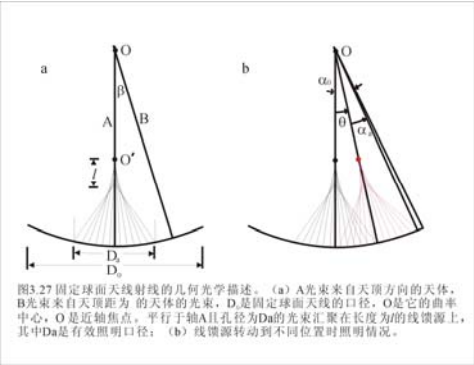


图3.27 固定球面天线射线的几何光学描述。(a) A光来自天顶方向的天体，B光来自天顶距为 θ 的天体的光束， D_s 是固定球面天线的口径，O是它的曲率中心，O'是近轴焦点，平行于轴A且口径为 D_s 的光束汇聚在长度为 f 的线馈源上，其中 D_s 是有效照明口径；(b) 线馈源转动到不同位置时照明情况。

在前面反射面天线几何光学的讨论里，我们谈到为了使主反射面收集起来的射电辐射能汇聚到焦点而被馈源吸收，系统必须符合费马等光程原理，改变主副面各自圆锥旋转面的偏心率总可以达到这个要求。**Arecibo**固定球面天线的副镜系统由两面反射镜组成，根据等光程原理和其他的限制条件可以得到这两面天线的参数。紧靠近轴焦点并离主反射面较远的是第一副面，另外一个叫第二副面，为了避免遮挡它们互相错开。馈源位于第二副面的焦点上，同样理由它也与第二副面错开。两个副面和馈源与主反射面组成一个格式天线系统。从图看出，第二副面不是对称的，于是照明也是不对称的，这样设计的优点是它转到最大天顶角方向 θ_0 时有较小的溢出。这两个副面加上馈源安装在一个平台上，统称为固定球面天线的馈源系统，总的重量为 900 吨。这样重的系统为了达到 5"的指向精度，相

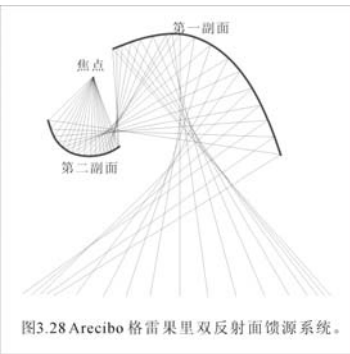


图3.28 Arecibo 格雷果里双反射面馈源系统。

对应的定位精度为 3 毫米，是一件很难很难的事情。为了减轻馈源系统，最好的办法是固定球面天线是一个主动球反射面天线，即观测某个方向的天体时，固定球面中被馈源照明的部分瞬间将变成抛物面。这样在有效照明孔径内的光束将汇集到这个瞬时抛物面的焦点。

3.3.5 馈源

前面我们提到，反射面天线（主反射面和副面）在天线系统中只起着反射射电辐射的作用，它把来自天体的平面电磁波汇聚变成一束具有球面波前的射线。在焦点上把电磁波能量收集起来并输入给接收系统的设备叫馈源，它的功能是把自由空间的辐射转换成可探测的电流。

由于与抛物面天线相比较，入射的电磁波不是无限的短，电磁波在焦平面上不是聚集到一点上，而是一个斑，馈源要把绝大部分主反射面反射的能量都收集起来是一件很不容易的事情。研究表明，能把电磁能完全收集起来的条件是：由抛物面反射并汇聚到焦点的电磁波在馈源诱导出电流，当这个

电流在馈源周围产生的电场与诱导的电磁场完全一致时，馈源才能完全收集由抛物面聚集到焦点的辐射能。实际上这个条件时很难达到的，如果我们把天线看做为发射雷达，其中馈源发射的能量大部分被主反射面截获，它成为信号发射到自由空间，而有一部分在主反射面外漏掉了。于是我们把天线的溢出效率 η_s 定义为反射面天线截获的功率与馈源发射的总功率之比。如果把天线看成一架接收天线，来自天体被抛物面反射的有一部分能量没有被馈源截获，可能有一部分能量被它散射，也可能收到那些不该收的能量。注意在溢出区中的地面部分，包括地表面、地面建筑和人为的辐射，这些不想要的能量通过馈源送入了接收机，产生了热噪声，因此，溢出不仅只包含能量损失，所包含的其他效应很多。

正如前面所说，理想的馈源天线是入射到它的能量能完全的接收，现代馈源天线的设计尽可能到达这个理想要求，其中放在首位的是有效地收集能量和小的溢出，当然馈源还要符合其他的一些条件，如入射辐射的偏振要能精确的测量等等。下面介绍几种常见的馈源。

偶极振子馈源

放在反射面焦点上平行于孔径的偶极天线是最简单的馈源，由于偶极天线有如图 3.9 那样轴对称方向图，它的一半（后瓣）背向反射面，换句话说，偶极天线有一半的能量损失了。为了解决这个问题，在偶极天线的后面 $\lambda/4$ 的位置放一个反射器。这种馈源常常用于小焦比 f/D 的反射面天线。如焦比等于 0.25，焦点在孔径平面上，需要均匀照明这样的天线，很少有这样简单馈源能到达这样的要求。对于大焦比的反射面天线这种偶极天线馈源有比较大的溢出。有时用小的偶极天线阵来作为馈源。偶极天线馈源最大的缺点不能均匀的照明，这引起反射面天线有不对称的主束。另外，偶极天线作为馈源的反射面天线，在孔径平面上的电磁波相位变化比较大，这样的反射面天线系统有较低的天线效率和波束效率。偶极天线馈源还有一个缺陷是只对平行于偶极天线的线偏振灵敏。

喇叭馈源

在上面我们介绍天线时曾谈到矩形喇叭天线，用作接收天线它成为矩形喇叭馈源。矩形喇叭馈源用得很广泛，在射电天文观测的许多频段上都可以看到这类馈源。矩形喇叭天线方向图是不对称的，这种不对称性对它用作馈源是致命的缺点，因为它们收集起来辐射有不同的相位中心，会产生严重的像散。

在许多场合我们可以看到圆形口径喇叭（或称圆锥喇叭）。圆形口径喇叭的极化方向是任意的，可以接收或发射线极化和圆极化辐射。一般的圆形口径喇叭是单模喇叭，这种单模圆形喇叭在 H 和 E

平面上方向图仍然有很大的差别，为了使方向图对称，把适当的附加模引入喇叭，它和主模一起到达喇叭的口面从而改变口面上的场分布，最后到达方向图对称的目的，这种喇叭称复圆形模喇叭，由于篇幅有限对它们不作讨论。尽管可以用复模喇叭来克服这个缺点，但这种复模喇叭的带宽相对比较窄，另外旁瓣和后瓣也很高。

研究表明，一般的复模喇叭在其中传播的多模电磁波不能很好合成在一起，原因是它们有不同

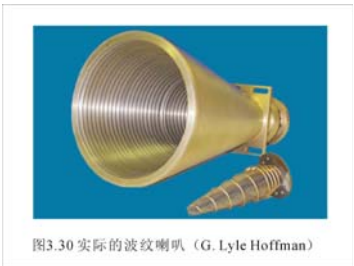
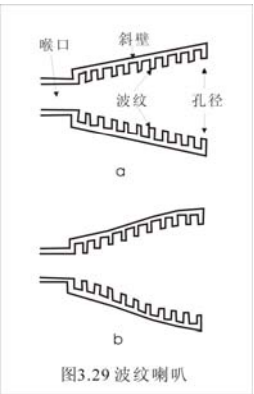


图3.30 实际的波纹喇叭 (G. Lyle Hoffman)

的波数 k 和不同截止频率，而不同的波数和截止频率是由边界条件，即复模喇叭金属壁决定的。把喇叭金属平面壁变成有一定规则的波纹壁（波纹槽深度在 $\lambda/4$ 与 $\lambda/2$ 之间）会使各种波模在喇叭中传播速度其本一致，它们能较好地合成

在一起形成混合模，并在喇叭壁上的场为零，既有大的带宽又有小的旁瓣和后瓣。总的来说，波纹喇叭有带宽大、增益高、方向图对称和旁瓣低的

优点，它是目前用作馈源最好喇叭天线。图 3.29 给出两种不同的波纹喇叭，图 3.29a 是标准的波纹喇叭，图 3.29b 是大张角波纹喇叭。图 3.30 给出一个实际波纹喇叭的照片。

3.3.6 反射面天线面板精度

上面我们介绍了反射面天线和馈源，它们可以组成主焦式、卡塞格林式等形式的天线系统。研究表明要使这些天线系统工作在最佳状态，构成天线系统的成员，如天线主反射面、副面和馈源要放置在正确的位置上，另外一方面，天线反射面的精度要达到天线设计的要求，即实际天线反射面与理论反射面偏离不能太大。本节研究反射面精度的允许范围，或者说怎样精度的反射面对天文观测是可以接受的。

如果把天线看作发射天线，（具有正确设计）馈源发射的一个球面波经理想的抛物反射面天线反射后，在口径平面上应该是一个均匀（相同相位和相同振幅）的平面电磁波（参看图 3.31）。上面我们已经研究了这

种均匀圆孔径场分布的场方向图和功率方向图，它们的场方向图和功率方向图的解释表达式是方程 E3.3-3 和 E3.3-5，在直角坐标系中功率分布如图 3.18 所示。实际的抛物反射面天线有的地方凹下去而

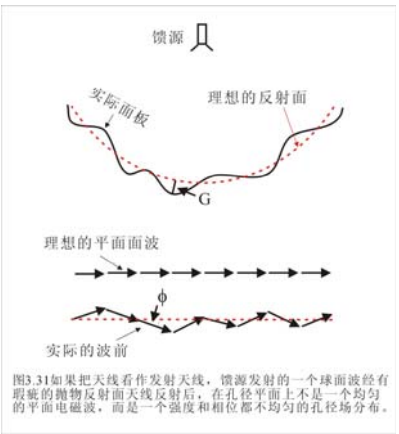


图3.31如果把天线看作发射天线，馈源发射的一个球面波经理想的抛物反射面天线反射后，在口径平面上不是一个均匀的平面电磁波，而是一个强度和相位都不均匀的孔径场分布。

有的地方却凸起来偏离了理论抛物面的面形。馈源发射的一个球面波经这个有瑕疵的抛物反射面天线反射后，在孔径平面上不是一个均匀的平面电磁波，而是一个如图 3.31 所示实际的波前，其强度和相位都被歪曲的电磁波。设相对于理想反射面，实际面板误差的均方根值（rms）为 ε ，则在孔径平面上实际波前与理想波前的相位差为 $\phi=k \cdot 2\varepsilon$ ，其中因子 2 是天线反射面反射一次引起的。在孔径平面实际波前的电场振幅 $E=E_0 \cos \phi$ ，其中 E_0 是理想波前平面电磁波的振幅。实际波前与理想波前平面电磁波发射功率的比值是 $P/P_0 = \cos^2 \phi = \cos^2(4\pi\varepsilon/\lambda)$ ，则当实际面板误差的均方根值为 $\varepsilon = \lambda/20$ 时，实际发射功率只有理论值的 65%。定性地说，实际面板误差使孔径平面上的平面电磁波变形，强度和相位不均匀的孔径场分布使功率方向图最大方向的值变小，或者说天线的增益变小，同时使天线束宽加大，使天线分辨率降低。实际天线面板误差均方根值为 $\lambda/20$ 时天线的增益减小了 35%，这成为衡量抛物反射面天线面板好坏的一个标准界线。

上面我们粗略地估计了实际面板误差对天线增益的影响，习题 3.4 给出详细的推导，供想进一步了解这个问题的读者参考。

习题 3.4 本习题比较详细的说明为什么当实际反射面偏离理论旋转抛物面均方差为 $\lambda/20$ 时，天线增益降低了 35%。为了解决这个问题，我们得首先回忆习题 3.3 中给出的一些结果。在习题 3.3 中我们讨论了天线孔径场分布为常数这种特殊情况下的功率方向图，即 $\varepsilon(\rho, \phi) = 1$ ，这意味在孔径平面上电场的振幅和相位都是常数。这时远场的分布为（参看方程 E3.3-2）

$$E(\theta) = C_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{-iv \cos \phi} \rho d\rho d\phi$$

其中 a 是天线孔径半径， $v = 2\pi\rho \sin \theta$ ， $C_0 = E_0 e^{ikR}$ 。当 $\theta = 0$ 时，即垂直且通过这个圆孔径中心电轴方向的电场为 $\pi a^2 E_0 e^{ikR}$ 。从上式，我们可以得到均匀孔径场分布的天线功率方向图

$$E(\theta)E^*(\theta) = \left| C_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{-iv \cos \phi} \rho d\rho d\phi \right|^2 \quad (\text{E3.4-1})$$

注意在积分符号中指数值 $v \cos \phi$ ，它表示均匀场分布天线孔径上一个面元对 θ 方向辐射场的相位。如果在天线面板的某一处凸起，相位超期了 $k \cdot 2\varepsilon = kG$ ，其中 k 为波数，而 G 为实际的抛物反射面天线有凹凸不平引起偏离理论抛物面面形的程差。则不均匀孔径场分布的天线功率方向图为

$$E(\theta)E^*(\theta) = \left| C_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{-i(v \cos \phi - kG)} \rho d\rho d\phi \right|^2 \quad (\text{E3.4-2})$$

一个不均匀孔径场分布和均匀孔径场分布功率方向图在功率方向图最大方向（ $\theta = 0$ ）的比率为

$$B(0) = \frac{E_G(0)E_G^*(0)}{E(0)E(0)} = \left| \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{ikG} \rho d\rho d\phi \right|^2 \quad (\text{E3.4-3})$$

考虑 G 是一个小量，上式可改写为

$$B(0) = \left| \int_0^a \int_0^{2\pi} [1 + ikG + (ikG)^2/2 + \dots] \rho d\rho d\phi \right|^2 \quad (\text{E3.4-4})$$

我们只选择展开式中的二次项并设

$$\langle G^n \rangle = \left| \int_0^a \int_0^{2\pi} G^n \rho d\rho d\phi \right|^2 \quad (\text{E3.4-5})$$

则相对于均匀孔径场分布，一个天线面板有瑕疵的圆孔径天线功率方向图最大方向的值为

$$B(0) = \left| 1 + ik \langle G \rangle - k^2 \frac{\langle G^2 \rangle}{2} \right|^2$$

或者可以写成

$$B(0) = 1 - k^2 [\langle G^2 \rangle - \langle G \rangle^2] = 1 - k^2 W^2 \quad (\text{E3.4-6})$$

其中 W 表示一个面板凹凸不平圆孔径天线在孔径平面上的程差相对于平均程差的均方根值，或者说实际面板的圆孔径天线在孔径平面上的被歪曲的波前(参看图 3.31)相对于平均波前的均方根值。从方程 E3.4-6 我们发现，当 $W = \lambda/10$ 时 $B(0) \approx 61\%$ ，即均方根值为 $\lambda/10$ 时天线的功率方向图的最大值（或者说天线增益）降低了 39%。由于射线经过反射面的一次反射，实际天线面板误差是波前均方根值的一半，则天线面板误差均方根值为 $\lambda/20$ 时，天线增益降低了 39%。为了提高天线的增益现代毫米波和亚毫米波天线要求天线面板误差均方根值为 $\lambda/40$ ，这时天线增益只降低了 10%。

3.3.7 全息法测量原理

一架普通的卡式射电望远镜天线系统由主反射面天线、副面和馈源组成，其中射电望远镜天线是最重要的部分。我们希望射电望远镜能达到或超过设计的要求，工作在最佳的状态，而要使一架射电望远镜天线要处在最佳的工作状态，一是要求构成天线的所有光学组员，即天线主反射面、副面和馈源，应在设计的正确位置上，并有很好的准直；另一方面，也可能比前者更重要的是天线反射面的精度要达到天线设计的要求，即实际天线反射面与理想反射面偏离的均方差（r.m.s.）好于 $\lambda/40$ ，其中 λ 为射电望远镜工作波长。调整射电望远镜天线系统到最佳状态，并使主反射面有很高的精度，在射电天文方法和技术上，是一项具有挑战性的工作。特别是当今短波大口径射电望远镜的发展趋势以及卫星地面站天线严格的旁瓣限制，使得射电望远镜天线的调整变得越来越困难。

前面我们已谈到，如果天线系统很理想，馈源发射的一个球面波经理想的抛物反射面天线反射后，在孔径平面上应该是一个均匀（相同相位和相同振幅）的平面电磁波。天线的孔径场分布与远场

批注 [XZ1]:

方向图是 Fourier 变换关系，用 Fourier 变换我们可以得到这种均匀圆孔径场分布所对应的功率方向图（参看图 3.18）。正如上一节我们讨论过的那样，实际的抛物反射面天线却凹凸不平偏离了理论抛物面的面形，馈源发射的一个球面波经这个凹凸不平的抛物反射面天线反射后，在孔径平面上形成的不是一个均匀的平面电磁波，而是一个如图 3.31 所示其强度和相位都不均匀的被歪曲的电磁波前。这个实际的孔径场分布经 Fourier 变换后我们可以得到对应于凹凸不平抛物反射面天线实际的场方向图或功率方向图，它与理论面形得到的功率方向图可能相差甚远。原则上，我们如果能得到孔径平面上各点实际电场的相位与均匀平面电磁波波前的相位差 $\phi = k \cdot 2\varepsilon$ （参看图 3.31），我们就可以得到所对应该点实际天线面板与理论面形的差。在实际操作中，我们不能测量孔径平面各点电场的振幅和相位，但我们可以观测具有信标信号的人造卫星，测出远场方向图或功率方向图，通过反 Fourier 变换获得孔径平面实际的孔径场分布。如果这个实际孔径场分布能与上面提到的均匀圆孔径场分布比较，我们就可以获得在孔径平面上振幅和相位。实验表明，这个均匀圆孔径场可以用一架小的天线观测同一个人造卫星得到。由于这架参考天线口径很小可以做得很精密，它的波束宽度很大，能在较长时间里稳定地对准具有信标信号的人造卫星，获得信号恒定的振幅和相位。实际得到孔径平面上电场的振幅和相位与这个参考电场的振幅和相位比较，从残差我们就可以获得天线面板各部分的误差。

微波全息技术（Microwave Holography Technique）就是利用了上述射电望远镜天线孔径场分布和远场方向图是 Fourier 变换对这个关系而建立起的一套技术。在全息技术中，它通过待测天线观测一颗强射电点源或一颗地球同步卫星（Geosynchronous Satellite）来测定这架天线的复远场方向图。经 Fourier 变换，我们可以得到天线上的孔径场分布，即天线孔径上任一点电场的振幅和相位。从我们实际测得的孔径场分布与小天线得到参考场比较，可以推断出天线表面误差，同时还可以得到副面位置、天线空径照明（Antenna Aperture Illumination）、方向性（Directivity）和重力变形因素引起的各种误差。微波全息技术检测和调整射电望远镜天线，克服了所有传统方法的缺点，其原理清晰、所用的仪器简单、可检测望远镜处在工作状态下，实际天线偏离原设计参数的各种误差。用微波全息技术调准射电望远镜天线，可以使射电望远镜天线工作达到或超过设计的状态。

目前，从相位获取的方法上来分，微波全息技术有相位干涉全息法（Phase Coherent Holography）和相位恢复全息法（Phase Retrieval Holography）。在这里由于篇幅限制，我们只介绍相位干涉全息法原理。

图 3.32 给出相位全息法硬件构架，它包括发射源、待测天线、参考天线、相关器和数据处理计算机。发射源提供测量场方向图的目标，一般是远场源如天体或同步卫星，对它的观测和后处理相对比较简单。当然近场源也可以，但相对于参考天线来说，它应该是点源。发射源的频谱可以是连续谱也可以是单色谱，许多测量都用同步卫星的信标（satellite beacon），它们提供已知频率带宽的信号。

参考天线监视发射源并随时提供一个固定地参考场的振幅和相位。一般参考天线的口径在 1 米左右，它决定于需要提供参考信号的信噪比。由于参考天线的口径很小，天线的 FWHP 很大，可以认为在整个实验中发射源总是在天线的束宽以内，它所接收到发射源的信号有恒定的振幅和相位。当待测天线对准或偏离发射源观测时，他的输出和参考天线的恒定信号经相关器相关，可以获得待测天线观测得到的振幅和相位。

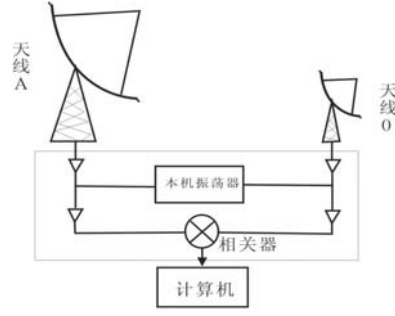


图3.32 相位全息法硬件构架，方框部分称微波天线全息法系统。

在图 3.32 中，设待测天线为 A 和参考天线为 0，若不考虑接收系统的增益和相位的影响，当它们都对准发射源时，输入相关器的信号分别为

$$E_A = \varepsilon_A \exp[i(\omega t + \psi_A)], \quad E_0 = \varepsilon_0 \exp[i(\omega t + \psi_0)] \quad (3.64)$$

其中 ω 发射源的信号频率、 ψ_A 为待测天线对准发射源或附近位置 i 时所接收到信号的相位， ψ_0 为参考天线对准发射源时所接收相位。两个信号输入相关器，相关器有两种，一种是把所接收信号直接相关，另一种是经 Fourier 变换后相关。对于直接相关方法，相关器的输出为

$$R_i(\Delta\psi) = E_A E_0^* = \varepsilon_A \varepsilon_0 \exp[i(\psi_A - \psi_0)] \quad (3.65)$$

从上式我们发现，相关函数 $R_i(\Delta\varphi)$ 包含待测天线观测信号的相位和振幅（只相差一个常数）。

另外一种方法是把接收下来信号先进行 Fourier 变换，然后再相关得到待测天线在某个特定方向的观测相位和振幅。设参考天线和待测天线有 Fourier 关系

$$\begin{aligned} E_0(t) &= \frac{1}{2\pi} \int E_0(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ E_A(t) &= \frac{1}{2\pi} \int E_A(\omega) e^{i\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (3.66)$$

信号自相关和互相关功率谱为

$$\begin{aligned} P_0(\omega) &= E_0(\omega) E_0^*(\omega) \\ P_A(\omega) &= E_A(\omega) E_A^*(\omega) \\ R(\omega) &= E_A E_0^* = \varepsilon_A(\omega) \varepsilon_0(\omega) e^{i(\psi_A - \psi_0)} \end{aligned} \quad (3.67)$$

如果接收的是同步卫星信标信号，只要在这个带宽内平均就可以得到待测天线在某个特定方向的观测相位和振幅。

图 3.32 所示的相位全息法硬件构架中接收机和相关器部分称为微波天线全息法系统（英文简称

MAHST, Microwave Antenna Holography System)。

定义天线对准发射源的方向为视轴(boresight)方向,如图 3.33 所示,天线相对于视轴方向,以等间隔 λ/D 角距离,在高度或水平方向作扫描观测,形成一个 $N \times N$ 扫描观测点阵。每一个观测点我们用微波天线全息法接收系统都可以得到发射源的振幅和相位,经过 Fourier 变换就可以得到孔径场分布。从孔径场分布的相位,用方程 (3.67) 就可以得到主反射面的误差。

上海天文台 25 米天线在全息法调准前该望远镜主反射面误差均方根值 (r.m.s) 为 1.22 毫米,调准后面板 r.m.s 为 0.55 毫米。改进是非常明显的。图 3.34 (a) 和 (b) 给出面板调准前后用全息法测得面板误差。

在全息法测量中,在孔径平面测得的相位既包含主反射面的误差也包含调焦误差和副面的偏离。调焦误差是由于天线的馈源喇叭没有放在焦点上所至,它有三个分量 (x, y, z)。副面偏离有五个分量,包括副面在天线光轴 (z 轴) 和垂直光轴 (x 和 y 轴) 三个方向的位移以及绕 x 和 y 轴的旋转。在全息法中都可以进行调准,由于篇幅有限在此不作讨论。

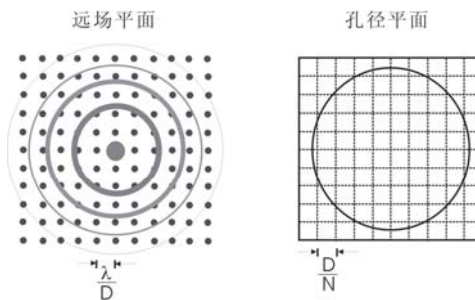


图3.33 远场平面和孔径平面采样示意图

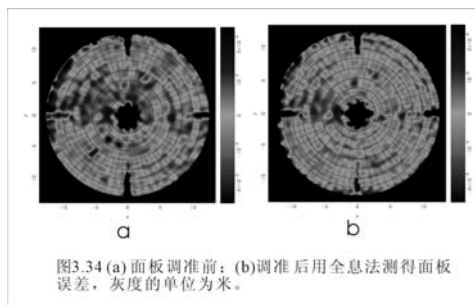


图3.34 (a) 面板调准前; (b) 调准后用全息法测得面板误差, 灰度的单位为米。

§4 天线对射电天文观测结果的影响

上面的讨论侧重于射电望远镜天线本身的特性,很少涉及天线对所得射电天文观测的结果的影响,本节我们将着手讨论这个问题。

本章开头我们曾讨论过射电望远镜与光学望远镜不同之处,由于射电望远镜有比光学望远镜长得多的工作波长,按照分辨率为 λ/D 计算,一架口径为 25m,工作在 1cm 波长的抛物面天线,在天空 $1'.4$ 范围内的像都重叠在一起,换句话说,这个天线在天空 $1'.4$ 范围(且一定带宽)内收集到的辐射聚集到焦点,焦点上的馈源把辐射转换成电流或电压,天线只收到天空某个方向 $1'.4$ 角范围的一个信号,于是单天线射电望远镜是单点或称单像素(one pixel)的天文观测仪器。如果用单天线射电望远镜要获得天空一个区域的一幅射电图,一种方法是扫描观测模式,另一种方法是利用多束观测模式(multiple beam operation)。在涉及这两个问题以前,我们首先来讨论天线对成图观测的影响。

4.1 天线对天体成图观测的影响

4.1.1 观测流量密度

我们已经熟悉一个射电源的流量密度的定义,

$$F_\nu = \int_{\Omega_s} B_\nu(\theta, \phi) d\Omega \quad (3.68)$$

其中 Ω_s 是射电源所张的立体角, $B_\nu(\theta, \phi)$ 是在频率 ν 上射电源的亮分布。它的意义是很明确的, 表示射电源的亮度在观测地点该源所张立体角内的积分。考虑亮度 $B_\nu(\theta, \phi)$ 的定义和量纲 $Wm^{-2}Hz^{-1}St^{-1}$, 流量密度是射电源投射到和辐射方向垂直的单位面积上, 单位频率间隔的功率。下面我们来研究天线对流量密度观测的影响。

当一个有效面积为 A_{eff} 的天线观测在光轴方向的射电点源时, 天线接收到的功率为 (省去下标 ν)

$$W(0,0) = \frac{1}{2} A_{eff,0} F \Delta\nu \quad (3.69)$$

其中 $A_{eff,0}$ 为天线最大有效面积, F 为点源的流量密度。如果这架天线观测一个立体张角为 Ω_s , 亮分布为 $B_\nu(\theta, \phi)$ 的展源, 源的立体角不算太大, 即 $\Omega_s < HPBW$, 按照方程 (3.17), 天线接收到的功率为

$$W = \int_{\Omega_s, \Delta\nu} A_{eff}(\theta, \phi) B_\nu(\theta, \phi) d\Omega d\nu \quad (3.70)$$

考虑在 $\Delta\nu$ 带宽内, 天线的有效面积 A_{eff} 和射电源的亮度分布 $B_\nu(\theta, \phi)$ 变化不大; 射电源是一个完全非偏振的辐射源, 而天线只对一个方向的线偏振灵敏; 结合天线的有效面积与天线功率方向图的关系 (3.3) 式, 我们可以把上式改写为

$$W = \frac{1}{2} A_{eff,0} \Delta\nu \int_{\Omega_s} P(\theta, \phi) B_\nu(\theta, \phi) d\Omega \quad (3.71)$$

与方程 (3.69) 比较, 我们定义观测流量密度

$$F' = \int_{\Omega_s} P(\theta, \phi) B_\nu(\theta, \phi) d\Omega \quad (3.72)$$

显然它与射电源的流量密度有相同的量纲。从上式我们发现, 仅当功率方向图 $P(\theta, \phi) = 1$ 时, 观测流量密度才等于源的流量密度。观测流量密度是天线方向图对亮度分布加权后对整个源立体角的积分。由于各个天线有各自的功率方向图, 它们测出的观测流量密度是不同的。在射电天文里, 引入方向图改正因子 k_1 , 它定义为

$$k_1 = \frac{F'}{F} = \int_{\Omega_s} P(\theta, \phi) B_\nu(\theta, \phi) d\Omega / \int_{\Omega_s} B_\nu(\theta, \phi) d\Omega \quad (3.73)$$

则当观测一个展源时，必须事先知道天线的方向图改正因子才能测得它的实际流量密度。

从方程 (3.73) 我们发现，当天线电轴对准一个角直径 θ_s 远小于天线束宽，即 $\theta_s \ll \text{HPBW}$ 的射电源时，我们近似有 $F' = F$ 。换句话说，观测那些相对于天线来说是点源的射电源，天线的方向图改正因子为 1。反之当观测射电源 $\theta_s \gg \text{HPBW}$ 时，此时射电源的亮度近似地可以看做常数，则有

$$F' = B_v(\theta, \phi) \Omega_M \quad (3.74)$$

其中 Ω_M 是上面已定义的天线波束立体角。如果在一般情况下不能看作常数，由于在波束范围内不能分辨小于波束宽度的那些精细结构，此时所得到的射电源亮度是天线的观测亮度，或称束平均亮度分布

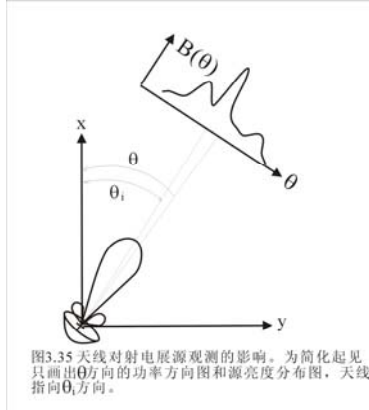
$$B_v(\theta, \phi) = \frac{F'}{\Omega_M} \quad (3.75)$$

单位量纲是 Jy/beam ，这里的 *beam* 表示天线波束立体角。于是单天线观测一个射电展源，可以一点一点挨着一点观测，获得束平均亮度分布，这就是下面我们要介绍的单天线扫描观测成图。

4.1.2 天线功率方向图卷积

上面我们谈到当单天线观测一个展源时，不可能得到实际的射电源亮度分布，而只是束平均亮度分布。读者肯定会有一个疑问，我们怎样从观测的束平均亮度分布出发，恢复得到源实际的亮度分布。这在射电天文里是一个大课题，今天还有不少的射电天文学家关心和研究这个问题。

为了直观一点，我们考虑射电展源其中一维的亮度分布。如图 3.35 所示，射电望远镜天线的电轴对准 θ_i 方向，在这个方向天线的有效面积为 $A_{\text{eff}}(\theta_i)$ 。实际上天线不只是在



这个方向收到源的信息，也从其他方向接受到辐射。天线对应于 θ 方向，角径为 $d\theta$ 辐射小面元的功率输出可以写为，

$$W(\theta) = \frac{1}{2} F A_{\text{eff}}(\theta - \theta_i) \Delta \nu \quad (3.76)$$

其中 F 是这块小面积发射的流量密度，有 $F = B(\theta) d\theta$ ，则上式可改写为

$$W(\theta) = \frac{1}{2} B(\theta) d\theta A_{\text{eff}}(\theta - \theta_i) \Delta \nu \quad (3.77)$$

天线在 θ_i 方向整个波束范围内接收到的功率为

$$W(\theta_i) = \frac{1}{2} \Delta \nu \int_{\Omega_M} B(\theta) A_{eff}(\theta - \theta_i) d\theta \quad (3.78)$$

考虑把上式扩展到二维的形式，同时认为观测射电源的范围是有限的，上式可写为

$$W(\theta_i, \phi_j) = \frac{1}{2} \Delta \nu A_{eff,0} \int_{-\infty}^{\infty} B(\theta, \phi) P(\theta - \theta_i, \phi - \phi_j) d\Omega \quad (3.79)$$

或

$$F'(\theta_i, \phi_j) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\theta, \phi) P(\theta - \theta_i, \phi - \phi_j) d\Omega \quad (3.80)$$

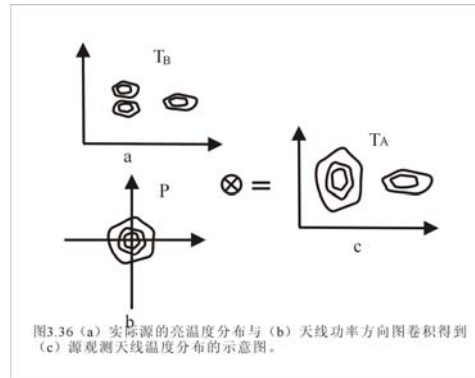
读者要注意 (θ_i, ϕ_j) 的含义，它表示天线电轴指向不同位置时天线观测得到流量。如果方程 (3.79) 左边天线所接收的功率用天线温度表示， $W = kT\Delta\nu$ ，方程右边积分中的亮度用亮温度来表示， $B = 2kT_B / \lambda^2$ ，则该方程可改写为

$$T_A(\theta_i, \phi_j) = \frac{A_{eff,0}}{\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} T_B(\theta, \phi) P(\theta - \theta_i, \phi - \phi_j) d\Omega \quad (3.81)$$

在大部分情况下，天线功率方向图有性质 $P(\theta - \theta_i, \phi - \phi_j) = P(\theta_i - \theta, \phi_j - \phi)$ ，则上面两个方程分别可以写为

$$\begin{aligned} B_A(\theta, \phi) &= B(\theta, \phi) \otimes P(\theta, \phi) \\ T_A(\theta, \phi) &= \frac{A_{eff,0}}{\lambda^2} T_B(\theta, \phi) \otimes P(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (3.82)$$

其中 \otimes 是卷积符号。它们是很重要的两个方程，表明天线得到的观测亮度分布（或观测天线温度分布）是实际源亮度分布（或实际源亮温度分布）与天线功率方向图的卷积。图 3.36 给出实际源的亮温度分布 (a) 与天线功率方向图 (b) 卷积得到源观测天线温度分布 (c) 的示意图。实际上天空有三个角径比天线束宽 (HPWB) 小的射电源，与天线功率方向图卷积以后，源观测天线温度分布图里只看到两个源，其中左边两个射电源因为靠得太近以致天线无法分辨，它们看起来好像是一个源，只是在南北方向（一般赤道坐标系射电图）稍稍拉长了一些。另外一个源经天线功率方向图卷积以后看起来变大了。



如果观测一个射电点源，设 $B(\theta, \phi) = 1$ 和 $T_B(\theta, \phi) = 1$ ，则方程 (3.82) 简化为

$$B_A(\theta, \phi) = P(\theta, \phi)$$

$$T_A(\theta, \phi) = \frac{A_{eff,0}}{\lambda^2} P(\theta, \phi) \quad (3.83)$$

上式表明天线对射电点源的响应就是该天线的功率方向图，这就是上面我们介绍扫描观测射电点源获得天线功率方向图的理论依据。方程（3.82）的左边是天线观测的亮度分布，右边天线功率方向图是从观测射电点源得到的，原则上通过解上述方程是可以恢复（restoration）实际源的亮度分布。在现代射电天文中，是通过消卷积方法来恢复实际源的亮度分布，射电天文学家经过努力已研究出了许多算法排除天线对成图观测的影响。在这里我们不可能详细介绍这些算法，所有的这些算法出发点是消卷积方法。习题 3.5 给出基本原理，详细的留到涉及干涉仪的有关章节来讨论。

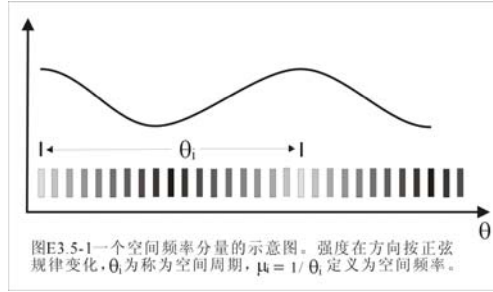
习题 3.5 我希望对射电天文方法和技术感兴趣的读者参阅下面介绍的消卷积方法，你可能对如何恢复实际源的亮度分布有一个初步的了解。为简化起见，我们讨论一维情况下天线观测亮度分布与实际源亮度分布的关系，

$$B_A(\theta) = B(\theta) \otimes P(\theta) \quad (E3.5-1)$$

首先我们来讨论 θ 方向亮度分布 $B(\theta)$ 的性质，它在有限的空间角范围 $\theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}$ 内具有有限的亮度分布。类似在时间域里函数 $f(t)$ 和频率域里 $f(\omega)$ 是傅里叶变换对一样，亮度分布 $B(\theta)$ 也可以傅里叶变换，相对应空间域不是一般的频率而是空间频率。则源的亮度分布可以表示为

$$B(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}(\mu) e^{-i2\pi\mu\theta} d\mu \quad (E3.5-2)$$

其中 μ 为空间 θ 方向的空间频率，单位为周/单位弧度。读者可能第一次接触到空间频率，这里我用一张图（图 E3.5-1）来说明空间频率的意义。设想在空间有一个特定强度分布的物体，它由一组等间隔的线源组成，每根线源强度分布均匀，即在 ϕ 方向强度没有变化，在 θ 方向强度按正弦规律变化。若用 θ_i 表示波峰或波谷间的间隔，由于



强度按正弦变化，则 θ_i 称为空间周期，单位是表示空间尺度的米、度、弧度等。类似于在时间域里我们熟悉的周期和频率，我们定义空间频率 $\mu_i = 1/\theta_i$ ，则空间频率的单位为周/米、周/度、周/弧度等。上面我们描述的这种强度按空间频率 μ_i 正弦变化的分布就是在空间域里强度变化函数的一个空间频率分量。类似在时间域里一个强度随时间变化的函数可以傅里叶分析一样，空间强度变化的函数也可以由无数个不同空间频率分量合成，这就是方程（E3.5.2）的物理含义。

同样我们有天线功率方向图和天线观测亮度分布的傅里叶变换

$$P(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}(\mu) e^{-i2\pi\mu\theta} d\mu \quad (\text{E3.5-3})$$

$$B_A(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}_A(\mu) e^{-i2\pi\mu\theta} d\mu$$

按照傅里叶变换中的卷积定律，我们有

$$\tilde{B}_A(\mu) = \tilde{B}(\mu) \tilde{P}(\mu) \quad (\text{E3.5-4})$$

或

$$\tilde{B}(\mu) = \frac{\tilde{B}_A(\mu)}{\tilde{P}(\mu)} \quad (\text{E3.5-5})$$

如果亮度用亮温度表示，则上式改写为

$$\tilde{T}_B(\mu) = \frac{\lambda^2}{A_{\text{eff},0}} \frac{\tilde{T}_A(\mu)}{\tilde{P}(\mu)} \quad (\text{E3.5-6})$$

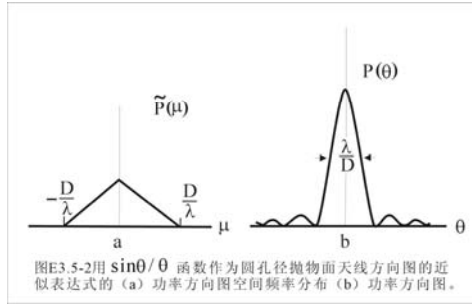
原则上可以从上面两式恢复出源实际的亮度或亮温度分布。从上面我们发现，要恢复原始的图象关键是功率方向图的傅里叶变换，下面我们对它作一点剖析。

如果我们用函数 $(\sin \theta / \theta)^2$ 作为圆孔径抛物面天线方向图的近似表达式（参看图 E3.5-2a），傅里叶变换后功率方向图空间频率分布如图 E3.5-2b。若功率方向图的 $HPBW = \lambda / D$ ，则功率方向图空间频率只在如下的空间频率范围有值，

$$-\frac{D}{\lambda} \leq \mu \leq \frac{D}{\lambda} \quad (\text{E3.5-7})$$

从方程 E3.5-2 我们发现，一个射电展源的辐射包含无穷多个空间频率分量，仅当天线能接收所有这些分量时，才能从所观测的天线亮度分布恢复出源的实际亮度分布。对于分辨率为 λ / D 的抛物面天线，天线只能接收 $\mu \leq D / \lambda$ 的空间频率。借助于一般频率域中滤波的概念，单天线是一种低通 $\mu \leq D / \lambda$ 的空间频率滤波器。

借助信号接收中的概念，具有带宽为 B_B （量纲为频率）的无线电接收机要充分获得无线电信号的信息，接收机采样必须遵循 Nyquist 采样定律，即采样时间间隔应为 $1 / 2B_B$ （量纲为时间）。类似地，具有空间频率带宽为 D / λ 的圆孔径抛物面天线观测一个射电展源时，为了充分获得它的信息，空间的采样间隔应为 $\lambda / 2D$ 。这就是抛物面天线进行扫描观测时，扫描步长取为 $HPBW / 2$ 的理论依据。

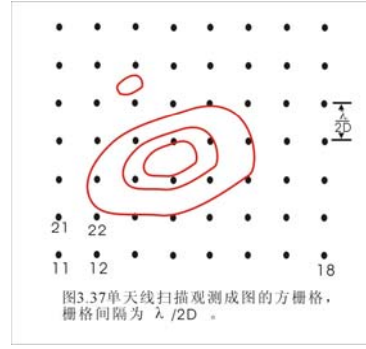


4.2 单天线成图观测

前面我们谈到单天线射电望远镜是单像素（one pixel）的射电天文观测仪器，如果要得到一个

展源的射电图，天线必须一个位置一个位置的观测，记录下天线指向每一个天空位置得到流量（实际得到的是单位天线束的流量 $Jy/beam$ ），才能得到射电展源的射电图，这种方法称单天线扫描观测成图。

图 3.37 给出单天线扫描观测成图的方法。根据预计展源的大小，可以设计一个观测栅格的大小。一般来说总的尺度要略大于预计源的大小，如果实际观测得到源的大小要大一些，我们可以向外扩展。每个栅格之间的空间角距离应符合习题 3.5 中指出的 Nyquist 采样定律，即间隔为 $HPBW/2$ 。为了节省天线



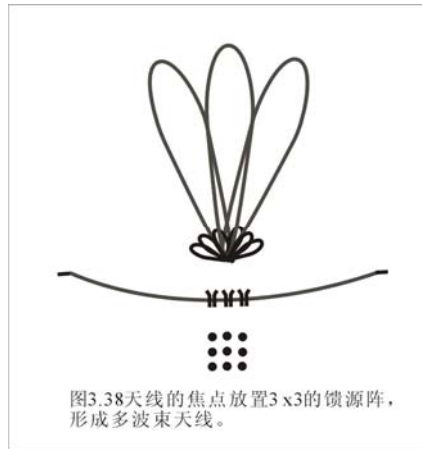
换位置时天线转动所有的时间，扫描观测的路线可以第一行从左到右，第二行则从右到左，依次重复。

读者需要记住的是我们观测得到的射电图不是真正源亮度分布图，而是经过天线功率方向图卷积后的观测亮度分布图，即

$$T_A(\theta, \phi) = \sum_{i,j} T_{A_{i,j}} \left[\frac{\sin 2\pi \frac{D}{\lambda} (\theta - \theta_i)}{2\pi \frac{D}{\lambda} (\theta - \theta_i)} \right] \left[\frac{\sin 2\pi \frac{D}{\lambda} (\phi - \phi_j)}{2\pi \frac{D}{\lambda} (\phi - \phi_j)} \right] \quad (3.84)$$

其中 $\theta_i = i\lambda/2D$ $\phi_j = j\lambda/2D$ 。在显示观测亮度分布图的时候，同时给出天线束宽是很必要的，使读者了解这张射电图在多大的程度上是可信的。

上面我们介绍了单天线扫描观测成图的方法，如果观测射电源很弱，需要有长时间的积分观测才能达到要求的信噪比，如 10 分钟一点观测，则要作出图 3.37 那样的扫描射电图需要 13.5 个小时，太费时间了。为了提高观测效率，一些射电望远镜天线上安装了多波束系统，这样天线称作为多波束天线（Multiple-Beam Antenna）。如图 3.38 所示，在天线的焦点放置一个馈源阵形成多个天线波束，接收来自空间间隔为 $HPWB/2$ 不同方向的射电辐射。这样一次观测就可以多点观测，大大节省了时间。



§3.5 现代单天线射电望远镜

上面我们比较详细地讨论了天线的结构、特性和它对天文观测结果的影响。本节以美国国立天文台 Green Bank 的 100 米射电望远镜为例，描述天线的结构和特性，特别是现代单天线主动面板的技术，使读者有一个实际的认识。

图 3.39 是位于西弗吉尼亚 Green Bank 隶属美国国立射电天文台的 100 米射电望远镜（Green Bank Telescope，简称 GBT）。GBT 是世界上最大最先进的可驱动单天线射电望远镜，整个望远镜的总重量为 7300 吨，为了能自由地精确地驱动这样笨重的望远镜，它采用地平式结构，整个望远镜可以在直径为 64 米轮轨上自由地转动，指向不同方位的天体。主反射面是直径为 100 米的旋转抛物面，为了在



图 3.39 位于西弗吉尼亚 Green Bank 隶属美国国立射电天文台的 100 米射电望远镜（GBT）。

观测的各个方向最大限度地保持反射面有精确的面形，主反射面由桁架结构的背架支撑。从图我们发现，另有一个框架结构再支撑这个背架，这个框架结构放在高度轴上，使天线可以在高度轴上自由的转动，指向仰角大于 5 度的任何天体。

传统的射电望远镜主镜都采用对称的旋转抛物反射面，光学系统用主焦或卡塞格林式设计（参看图 3.20a 和 b），在这两种设计中，天线有 3 或 4 根支柱支撑主焦点上的馈源（和接收机）箱或副反射面。支撑柱、馈源箱和副面对入射辐射有遮挡，这降低了天线的增益和增加了天线功率方向图的旁瓣。为了完全消除口径的遮挡，提高天线的增益，GBT 采用双偏轴格雷果里式设计。格雷果里式是类似于卡塞格林式的双反射面望远镜系统，它的主反射面是旋转抛物面，而副面是旋转椭球面。经主



a



b

图 3.40 (a) GBT 主反射面由 2004 块小单元铝面板组成，每块单元面板的四角都由调节器支撑。(b) 主反射面上四块单元铝面板的节点都有一个广角后向反射器

反射面反射的射线第一次先交于这两个反射镜面之间，经过这个焦点后再投射副面上，然后反射到第二焦点。对于低仰角的射电源，格雷果里式设计有比较小的溢出。在图 3.39 中，在主反射面旁边有一高耸的铁架，这个铁架顶端是旋转椭球面形的副

面，下面白色的是格雷果里式系统的馈源（包括接收机前端低噪声放大器）箱。在副面和馈源箱之间有可以升降的主焦架（在这张照片中看不见），当它升起来时低频馈源就放在主焦点上。

GBT 的观测频率从 100 MHz 到 115 GHz，在 100 MHz 至 1.2 GHz 频率范围，GBT 工作在主焦式系统，而大于 1.2 GHz 的频率 GBT 工作在格雷果里式系统。为了有效地观测高频射电辐射，GBT 采用主动反射面，它由 2004 块（大小为 2.5×2.0 米）小单元铝面板组成(参看图 3.40a)，加工精度为 0.125 mm (rms)。小单元面板的每个角都有一个高度调节器，调节器在计算机的控制下，按要求调节高度，从而改变主反射面的面形。在不用主动面板工作模式下，由于重力、风、热等因素的影响，整个主反射面严重变形，这个歪曲的反射面与旋转抛物面的偏差为 1.25 mm(rms)，按照反射面偏差(rms)不大于 $\lambda/20$ 的判据，GBT 最大的工作频率是 12 GHz。在使整个主反射面严重变形的因素中，引力具有大尺度结构的性质，当天线观测处在某个特定位置时，可以根据天线结构本身给出重力变形的模型，计算出受重力变形影响的面板与旋转抛物面的偏差，计算机控制驱动单元面板四角的调节器（actuator），使天线整个面板接近理想的情况。这种所谓“开环”（open-loop）的主动面板工作模式，GBT 整个面板的偏差小于 0.36 mm (rms)，使天线可以工作到 42 GHz，远远没有达到高频观测的要求。天线面板的偏差是由风和热效应引起的，它们是一种随机过程，不可能通过建立模型来估计天线面板的误差，只可能实时测量和实时的调整使面板达到理论旋转抛物面面形，这称为“闭环”（closed-loop）主动面板调整。下面我们简单介绍“闭环”主动面板调整的工作原理。

GBT 主反射面由 2209 调节器支撑 2004 块小单元面板，如图 3.40b 所示在四个小单元面板节点都有一个广角后向反射器（retroreflector）。在主反射面旁边支撑副面的塔架上安装 6 台激光测距仪。激光测距仪可以发射波长为 780 nm 振幅调制的激光，其中调制频率为 1.5 GHz。激光测距仪把经广角后向反射器反射的激光与原来的激光比较，从调制波中得到相位差而精确地计算出距离。激光测距仪测量的速度是每秒钟 5 点，6 台激光测距仪每 8 分钟扫描整个主反射面一次，获得每个小单元面板顶点的坐标。从这些坐标就可以很容易地求得实时主反射面的面形，它与理想抛物面比较就可以得到每个小单元面板调节的距离。实际上面板变形都有大尺度的性质，激光测距仪测量的点数不要很多就能得到实时的主反射面面形。研究表明单元面板调节的精度为 0.1mm，实时“闭环”主动面板调整可以使主反射面精度达到 0.22 mm (rms)。

在地面半径为 120 米的圆上等间距地安装 12 台激光测距仪，在望远镜背架的重要部位都安装有广角后向反射器，安装在地面稳定性很好的这 12 台激光测距仪测得距离结合安装在副面塔架上的 6 台激光测距仪测得信息，可以精确地计算出主反射面相对地面参考坐标的位置，从而可以得到主反射面天线束的指向，在 50 GHz，天线的指向精度为 1"。