

毫米波太阳射电的观测研究

吴洪毅

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

摘 要

综述了毫米波太阳射电的观测研究概况,着重介绍一些中、大型的毫米波太阳射电观测设备最新的观测结果。

关键词 太阳:射电辐射 — 太阳:耀斑 — 技术:射电天文

1 引 言

近50年来,射电天文技术的发展,对了解太阳现象方面已取得长足的进展。如澳大利亚于1968年建成的第一个射电日像仪,可对太阳日冕作快速的二维成像,这对可用来解释各种复杂射电现象的等离子体射电物理的发展,作出了重大贡献。70年代初,相继发生了一些重大的事件:卫星上天、宇宙飞船的发射以及一些主要用于恒星射电天文的大型干涉仪的建成,导致太阳射电天文学家可对等离子体波、行星际空间磁场的直接检测。而秒量级空间分辨率的射电设备,则可容许人们看到日面上几百公里范围的活动区精细结构的细节。最重要的是射电观测可用来测量日冕磁场。这是光学天文和X射线天文难以实现的。

时至今日,随着毫米波射电天文技术的发展,毫米波射电望远镜的建立以及工作在毫米波段干涉仪的使用,使得我们有可能以角秒量级的空间分辨率,对日面上的亮度温度分布、活动区结构及其演化、毫米波爆发源的位置和运动、辐射分量的组成、辐射电子的能谱指数、磁场以及辐射机制、模型等,作精确的测量和相应的验证。有关太阳射电毫米波段的宁静分量和缓变分量(SVC)的观测研究,在第2节给出,而第3节则给出毫米波段爆发分量的一些最新的观测研究结果。

2 毫米波太阳射电的宁静分量与缓变分量

2.1 太阳宁静分量的观测及其毫米波段的亮度分布

宁静太阳的辐射,是扣除了太阳大气层中所有离散源的贡献之后的辐射。它的亮温度是

1995年6月16日收到

中国科学院天文口和“太阳物理前沿”资助项目

波长的函数,从毫米波段的几千度到分米波段的几万度之间变化,这种变化是同太阳大气层中自由电子的热辐射一致的。

宁静太阳毫米波段亮度分布的精确测定,对太阳大气结构的研究是非常重要的。70年代 Kundu 等人^[1],在 9mm 和 3.5mm 波长上,对宁静太阳亮度分布的测定表明:9mm 波长在赤道和极区两个方向上的亮度分布,存在着相似的临边增亮,其增亮幅度约为中心亮度的 8%,但在 3.5mm 波长上,其亮度分布呈现为均匀分布。Kosugi 等人^[2]在 1984 年 7 月 16—22 日期间,在 36GHz(8.3mm)、空间分辨率为 46" 的 Nobeyama 45m 天线上,采用了经向扫描技术,对日面的亮度分布进行了测量。发现在纬度大于 65° 的极冠附近,相对于宁静太阳有 3%—7% 的增亮证据,对应的增亮温度为 240—560K。而在赤道区,则没有发现 1% 以上的增亮。增亮的范围,在北极冠的经向尺度约为 3', 略大于南极冠的增亮范围,且与极区的冕洞边界范围相符,这表明极冠增亮与 mm 波段冕洞相关的增亮是同一现象。我们在 1987 年 9 月 23 日 8.6mm(35GHz) 的日环食观测表明,在 0.998 的光学太阳半径处,存在着约为中心亮度 5.1% 的增亮^[3]。Beckman 等人^[4]利用日食期间提供的 1".5 的空间分辨率,在 1.2mm 波段上对日面亮度进行测量,发现从光学边缘内 5" 处,一直延伸到光学边缘外 4" 处,存在着尖峰 (spike) 结构。这一观测结果,后来由 Horne 等人^[5],用 Owens Valley 射电天文台在 1.3mm 波段上具有半功率束宽为 28" 的 10m 天线,对日面扫描作亮度测量所证实,发现相对于平均宁静太阳约为 (10 ± 5)% 的临边增亮。这些观测表明,mm 波段日面亮度分布的临边增亮,与色球针状结构模型是一致的^[6]。

2.2 毫米波段活动区及缓变分量

与活动区相关的缓变分量辐射,产生自太阳大气的所有层次,从低色球的 mm 波辐射,到高日冕的米波、十米波辐射。

毫米波缓变射电源与钙谱斑区紧密相关,几乎遍布整个日面。在 9mm 和 3.5mm 波段上,它们的峰值亮温度分别达到 1000K 和 700K,约为这些波长上宁静太阳辐射的 10%—15%。Kundu^[7] 仔细分析后指出:(1)mm 波缓变区的角径为 1'—4', 紧密相关于钙谱斑区;(2)这两个波段上的过亮的亮温度正比于钙谱斑区的磁场强度,但与相关黑子的面积和磁场无关。

毫米波缓变分量的辐射,似乎与密度高于正常色球密度区的色球温度的热辐射相关。事实上它们的亮温度谱随波长变短而降低的观测结果,与热辐射的解释是相容的,这与厘米波段缓变分量的回旋共振辐射明显不同。如果毫米波段的缓变分量也是由回旋共振辐射所致,那末,它对磁场的要求,至少要比观测结果大一个量级。

在磁场存在的情况下,毫米波缓变区的热辐射是圆偏振的,观测到的偏振模为异常模,偏振度在 9mm 波长上的变化范围为 1%—6%,偏振区域的角径比总强度区域小。

3 毫米波太阳射电的爆发分量

太阳微波爆的总强度观测研究已有几十年的历史,对它们的形态特征及其辐射机制也了解得比较清楚。相对而言,太阳毫米波爆发则要稀少得多,只有特大的耀斑事件,才能检测到毫米波爆发事件。这是因为毫米波爆发事件一般处于爆发谱的光学薄部分,爆发流量比较低,所以用低灵敏度的小天线,较难检测到毫米波段的爆发增强辐射。如我国在两个峰年期间,在 8.6mm 波段上(天线口径 40cm)才检测到两次爆发事件。一个是 1982 年 4 月 27 日特

大耀斑事件，另一个是 1992 年 11 月 2 日的爆发事件^[8](如图 1)，而用高灵敏度、具有一定空间分辨率的中大型设备观测时，又有可能漏掉一些非跟踪区域的爆发事件。尽管如此，毫米波太阳射电事件的观测研究，是太阳耀斑事件全波段观测研究的不可缺少的重要组成部分，特别是对了解低色球层的磁场、发射电子的能谱指数等方面起着重要的作用。

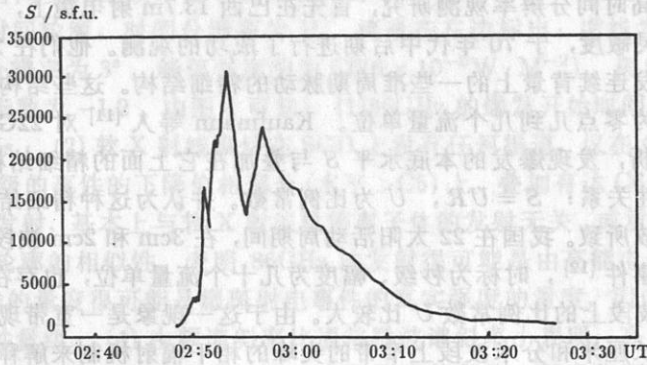


图 1 1992 年 11 月 2 日 8.6mm 太阳射电事件^[8]

3.1 毫米波段太阳射电爆发分量的总强度观测

Kaufmann 等人^[9]曾将 ~1GHz—100GHz 的爆发谱综合在一张图里，我们也曾对 1989 年 3 月 AR5395 产生的爆发事件谱作了类似的综合^[10](见图 2)。由图可见，爆发谱基本上可

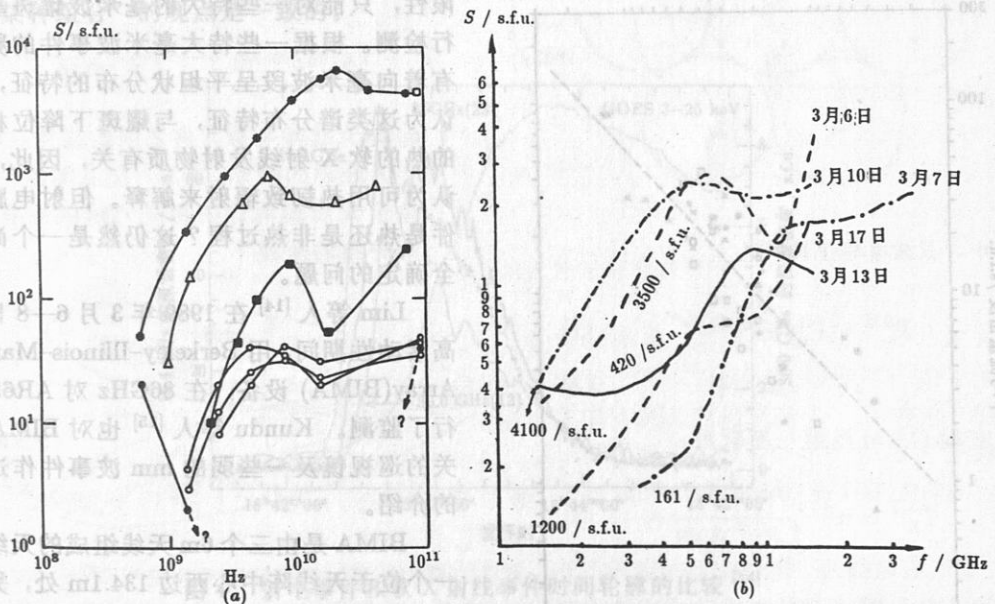


图 2 太阳射电爆发谱

(a) 太阳射电爆发谱的综合^[9]；(b) AR5395 射电事件爆发谱^[9,10]

分为三类，即 U(或双峰)型谱、单峰谱，可用回旋同步辐射机制得到合理解释。我们感兴趣

的是第三种谱型，也就是它具有与上述两类典型的微波谱不同特征的频谱，它在频谱高频端不是明显地下降，而是向着毫米波段方向平坦地上升，这类谱型用熟知的回旋同步辐射机制已无法解释，只有借助于相对论电子的同步辐射、或逆康普顿散射机制才能得到合理解释。

3.2 毫米波段的高时间分辨率观测

毫米波太阳射电高时间分辨率观测研究，首先在巴西 13.7m 射电镜上，用 1ms 的时间分辨率、0.003s.f.u. 的灵敏度，于 70 年代中后期进行了成功的观测。他们在 22GHz 和 44GHz 上，检测到叠加在爆发连续背景上的一些准周期脉动的精细结构。这些结构的典型特征是：时标为亚秒级、幅度为零点几到几个流量单位。Kaufmann 等人^[11]对 22GHz 上 10 个不同的爆发事件进行了分析，发现爆发的本底水平 S 与叠加在它上面的精细结构的重复率 R 之间，存在着简单的线性关系： $S = UR$ ， U 为比例常数。并认为这种精细结构是由能量释放区准量化的能量释放所致。我国在 22 太阳活动周期间，在 3cm 和 2cm 波段上，也观测到类似的精细结构同时性事件^[12]，时标为秒级、幅度为几十个流量单位，也存在着类似的 $S-R$ 关系，只是在短厘米波段上的比例常数 U 比较大。由于这一现象是一宽带现象（几 GHz—几十 GHz），它不能用长厘米和分米波段上窄带的尖峰的相干辐射机制来解释，它仍属于非相干的回旋同步辐射机制。对于这种准周期的脉动现象的成因，基本上可分为两类，即机制本身和外部因素。对于前者，通常认为是加速电子周期性的脉冲注入引起，而后者为等离子体的 MHD 不稳定性过程的调制所致^[13]。

3.3 毫米波太阳射电高空间分辨率观测

太阳射电毫米波爆发事件的一些性质，由于过去观测设备的灵敏度、低空间分辨率的局

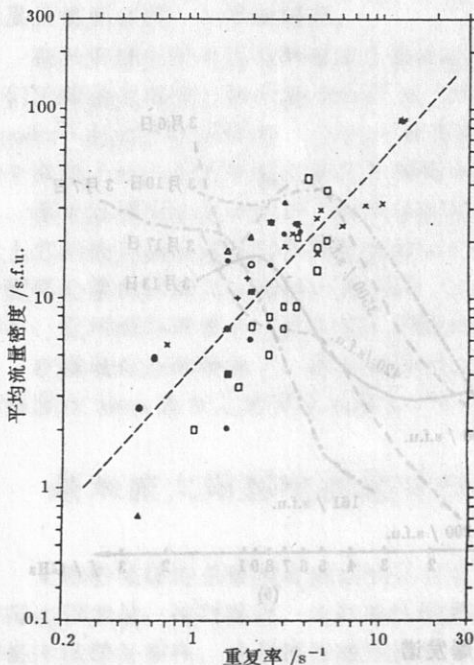


图 3 S 和 R 之间的关系图^[11]

4''.8，时间分辨率为 0^s.39，灵敏度为 0.03s.f.u.。为研究耀斑事件的射电谱，也结合了 Owens

限性，只能对一些特大的毫米波耀斑事件进行检测。根据一些特大毫米波事件的频谱，有着向毫米波段呈平坦状分布的特征，通常认为这类谱分布特征，与耀斑下降位相见到的热的软 X 射线发射物质有关，因此，有人认为可用热韧致辐射来解释。但射电脉冲事件是热还是非热过程？这仍然是一个尚未完全确定的问题。

Lim 等人^[14]在 1989 年 3 月 6—8 日太阳高活动性期间，用 Berkeley-Illinois-Maryland Array (BIMA) 设备，在 86GHz 对 AR6538 进行了监测。Kundu 等人^[15]也对 BIMA、有关的巡视镜及一些弱的 mm 波事件作过简单的介绍。

BIMA 是由三个 6m 天线组成的天线阵。一个位于天线阵中心西边 134.1m 处，另一个在东边 24.4m，第三个位于北面 97.5m 处。其视场为 2'，当太阳越过子午线时，对应于三条基线的干涉条纹距分别为 4''.5、9''.8 和

Valley Radio Observatory(OVRO) 和 Sagamore Hill 从 0.24—15GHz 的同时性事件的资料, 此外, 也为了了解耀斑加热的高温等离子体对射电事件的贡献, 因此也考虑了 GOES 的软 X 射线资料。在上述监视期间, 共得到 6 个毫米波太阳射电脉冲事件, 为说明起见, 这里我们仅给出 3 月 7 日的一次观测事件 (图 4)。图中粗线和点线分别为 86GHz 的 23 和 12 基线的干涉条纹幅度的时间变化曲线, 其干涉条纹距分别为 $10''$ 和 $4''$, 流量在右边给出: 细线为 OVRO15GHz 的时间轮廓, 时间分辨率为 1^s , 流量在左边标出; 虚线为对应的软 X 射线的时间轮廓, 时间分辨率为 3^s , 峰值强度约为 $C6(6 \times 10^{-5} W \cdot M^{-2})$ 。射电事件从 15.4GHz 到 86GHz 的爆发谱指数为 -1.2 。由图 4 可知: (1)86GHz 的爆发开始时间, 滞后于 15.4GHz 的爆发开始时间约 5s; (2) 软 X 射线事件在 SGD 上没有任何报道, 仅在 GOES 上可以看到 12 小时前一个 X5.5 级的事件的下降位相部分 (水平 $>C5$) 上, 叠加有达 C6 水平的小的增强, 表明 86GHz 事件的发射, 基本上与软 X 射线热等离子体的发射无关、或贡献甚小; 而由 86GHz 与 15.4GHz 时间轮廓的相似性, 表明 86GHz 的发射很可能是由高能电子的回旋同步辐射所致; (3) 最短基线的量度很可能是耀斑射电事件的真实强度的量度, 因此, 86GHz 发射源的尺度约为几个角秒量级; (4) 由频谱斜率比通常微波谱斜率小表明, 高能电子能谱要比通常微波谱指数导出的更平坦。上述四点虽由一个观测事件得到, 但它们同样适用于其余五个观测事件。我们最近的工作^[16]也表明, 脉冲事件中含有热分量 (图 5), 尽管这种热分量对事件的脉冲相贡献甚小。图 5 的下部为天线指向日面边缘时, 由于天线指向精度和天线主波束 ($\sim 4'$) 方向内存在显著温度梯度所引起的准周期脉动记录曲线, 而上部则为望远镜跟踪一活动区期间检测到的一个脉冲事件, 在脉冲相的前后, 叠加有类似于下部的准周期脉动记录曲线, 意味着源区存在着温度梯度。这一观测事实, 与 Takakura^[17]的“耀斑脉冲事件是由多种成分的某种组合”的观点是一致的。

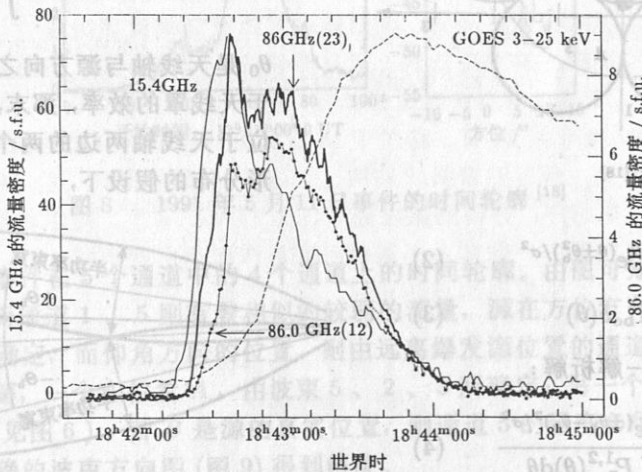


图 4 射电事件和软 X 射线事件时间轮廓的比较^[14]

太阳耀斑射电事件中另一个急待解决的问题是源区位置的确定。这只有借助高空间分辨率设备, 才能对源区位置作出精确测定。一个简单而又价廉的高空间分辨率设备^[18]在巴西已经建成。它是在 13.7m 射电镜的焦平面上, 按方位和仰角位置, 放置五个波束为 $2'$ 的馈源 (图 6), 其工作频率为 48GHz, 视场为: $\sim 2' \times 4'$, 空间分辨率为 $5''-20''$, 时间分辨率为

1ms, 带宽 400MHz, 灵敏度为 0.04s.f.u.。可以同时五个波束的通道上, 接收源区发射中心的辐射。确定源区位置的基本原理如下:

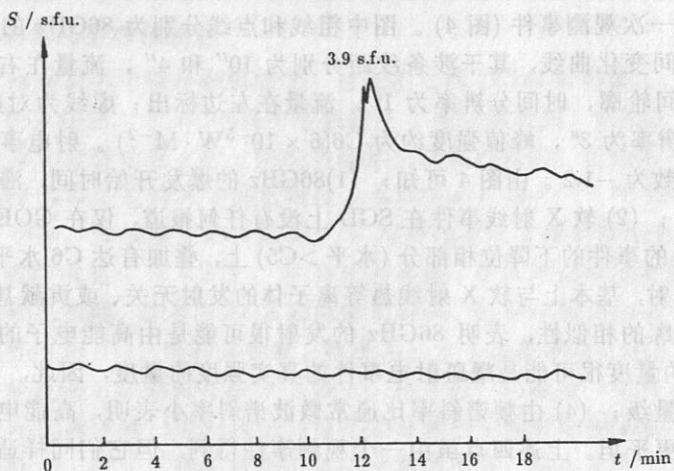


图5 叠加在 22GHz 脉冲事件上的准周期脉动分量^[16]

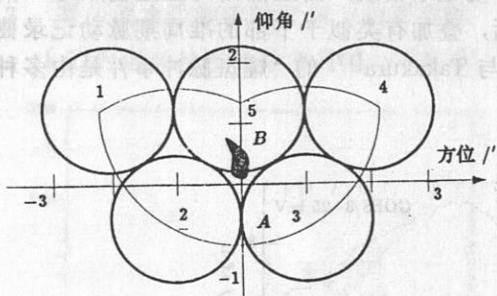


图6 五波束的位形^[18]

$$P_n^{1,2} = P_{n0}^{1,2} e^{(\theta \pm \theta_b^2)/\sigma^2} \quad (2)$$

$$T_b = T_{b0} \delta(\theta) \quad (3)$$

则方程 (1) 可得到一解析解:

$$T_A^{1,2} = \eta \frac{T_{b0} e^{(\pm \theta_b - \theta_0)^2/\sigma^2}}{\int P_n^{1,2}(\theta) d\theta} \quad (4)$$

为简化起见, 我们考虑两个波束在一维方向的结构位形 (图 7)。天线温度可表为:

$$T_A(\theta_0) = \eta_R \frac{\int T_b(\theta) P_n(\theta - \theta_0) d\theta}{\int P_n(\theta) d\theta} \quad (1)$$

θ_0 是天线轴与源方向之间的夹角, η_R 相当于天线罩的效率, 那末, 在点源以及对称地位于天线轴两边的两个天线波束具有高斯形分布的假设下,

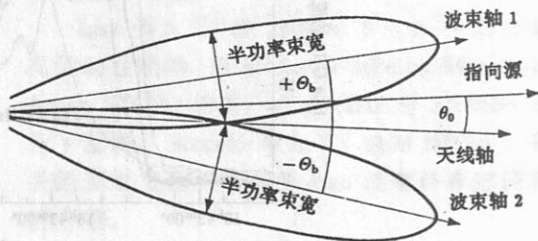


图7 两个波束一维方向的结构位形^[18]

这里, P_n^1, P_n^2 分别为两个波束的方向图, σ 与波束半功率带宽有关: $\sigma^2 = (\text{HPBW}/2)^2 (1/\ln 2)$, θ_b 是波束极大与天线轴之间的夹角。由 $T_A^1/T_A^2 = e^{-4\theta_b \theta_0/\sigma^2}$, 最后得到: $\theta_0 = \frac{\sigma^2}{4\theta_b} \ln \frac{T_A^1}{T_A^2}$ 。这样, 源的位置就可确定, 它只与由两个波束通道接收到的天线温度比的对数有关, 而与源的亮温度无关。对于展源情况, 必须对发射中心的辐射作加权计算。为说明问题起见, 我们以

1991年5月11日为例，说明如下：

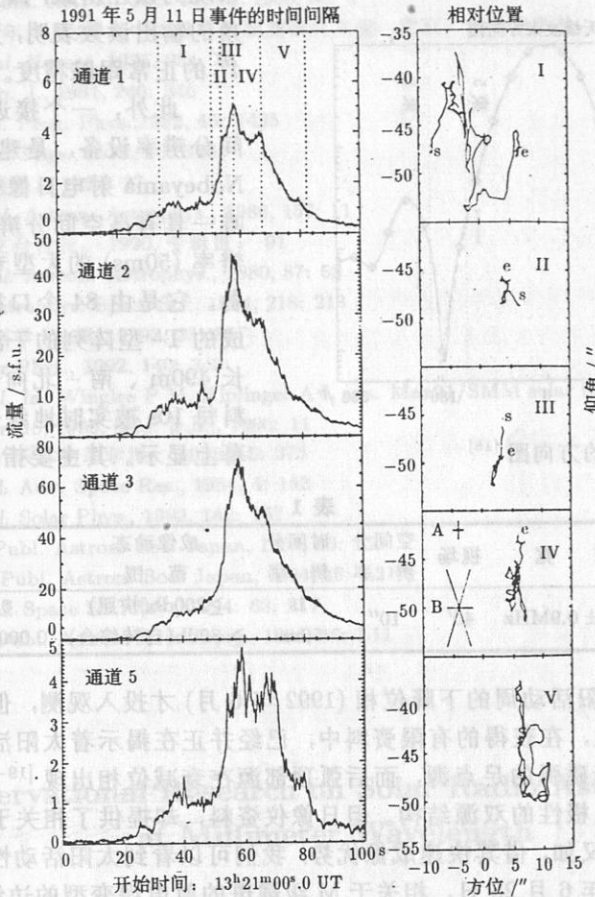


图8 1991年5月11日事件的时间轮廓^[18]

图8展示了该事件在5个通道中的4个通道上的时间轮廓。由图可知，通道2、3有着相似的极大流量，而通道1、5则有着相似的较弱的流量，源在方位方向的位置，主要由通道2、3的强信号确定，而仰角方向的位置，则由远离爆发源位置的通道1、5确定。似乎存在着两个不同的解，一个在位置A，由波束5、2、3所确定；另一个在位置B，由波束1、2、3可确定(见图6)。若B是源的真实位置，则通道5的强度必须高于观测值。这个矛盾可通过考虑正确的波束方向图(图9)得到解决。

此外，由图8的4个通道的时间轮廓，还可进一步了解源的运动情况。如图所示，2、3通道有着相似的时间轮廓，表明源的位置在方位方向比较稳定，但在5通道时间轮廓的极大附近，存在着显著不同的结构特征，表明在仰角方向存在着运动。为说明这种运动情况，把时间轮廓分成I—V的五个不同位相。位相I和V表明位置比较弥散，而在主相即II、III、IV位相，位置比较好地被确定，由图可知，它在仰角方向位于 $8''$ 范围，而在方位方向位于 $5''$

范围。但即使在这种几个角秒的小尺度上, 5 通道相对于 2、3 通道不同的时间轮廓, 表明在 II、III、IV 位相期间, 发射中心在仰角方向可能存在着约 $5''$ 的真实运动, 这不可能是跟踪

系统的误差所致, 因为从码盘的方位同仰角的输出读数表明, 天线位置没有偏离 $\approx 4''$ 的正常跟踪精度。

此外, 一个接近于毫米波段的高空间分辨率设备, 是建成于 1992 年 6 月的 Nobeyama 射电日像仪。它是目前国际上唯一具有高空间分辨率 ($10''$)、高时间分辨率 (50ms) 的大型专用太阳射电成像设备。它是由 84 个口径为 80cm 的天线组成的 T-型阵列的干涉仪, 基线东-西向长 490m、南-北向长 220m, 相关器资料每 10s 被实时地综合成图, 并在监视屏幕上显示。其主要指标如下:

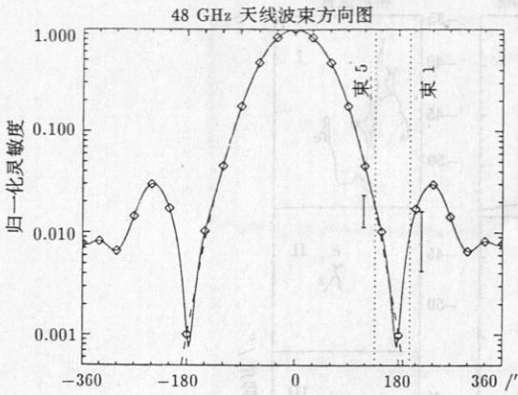


图 9 波束 5 和波束 1 的方向图^[18]

表 1

频率	带宽	视场	空间分辨率	时间分辨率	成像动态范围	灵敏度
17GHz($\sim 1.76\text{cm}$)	$33.6 \pm 0.9\text{MHz}$	$40'$	$10''$	1s 50ms	$\geq 20\text{db}$ (快照) $\geq 30\text{db}$ (自转综合)	0.0044s.f.u. (1s 快照) 0.000073s.f.u. (1h 转动综合)

该设备虽在 22 太阳活动周的下降位相 (1992 年 6 月) 才投入观测, 但由于它空前的高空间、高时间分辨率特性, 在获得的有限资料中, 已经并正在揭示着太阳活动的一些新特征。如脉冲耀斑通常是位于磁弧的足点源, 而后弧顶部源在衰减位相出现^[19-21], 这种弧与非热电子的结合, 将导致反极性的双源结构。但日像仪资料, 却提供了相关于脉冲事件的相同极性的双源结构^[19,20]; 又如, 借其快速成像优势, 我们可以看到太阳活动性演化的动态过程。一个典型事例是 1992 年 6 月 28 日, 相关于 M 级耀斑的射电缓变型的边缘事件^[22], 它首先从弧状结构的足点增亮, 而后沿着弧状结构上升运动到弧的顶部。这一演化过程通常解释为色球的蒸发。根据成像时序, 导得的蒸发速率约为 $170\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。可以相信, Nobeyama 射电日像仪, 对太阳耀斑物理中一些重大问题的解决将作出杰出的贡献。

综上所述, 毫米波太阳射电的观测研究, 相对于厘米波和分米波段而言, 无论是广度还是深度, 虽尚处于起步阶段, 但业已给我们带来了许多耳目一新的观测特征, 她不仅是诊断太阳低色球层物理状态的有力工具, 也是联系太阳射电天文和太阳红外天文之间的桥梁。随着这一领域的观测研究的深入开展, 必将对耀斑物理、乃至太阳物理的发展, 起着巨大的推动作用。有鉴于此, 我国太阳射电学科的发展, 除了坚持高时间分辨率时间同步网的观测研究, 加快正在研制的高时间、高频率分辨率太阳射电宽带频谱仪的进程外, 还应把重点放在 mm 波段的高时间、高空间分辨率的观测研究上, 这样, 才能使我国太阳射电观测研究步入国际先进行列。

参 考 文 献

[1] Kundu M R et al. *Solar Phys.*, 1976, 51: 321

[2] Kosugi T et al. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1986, 38: 1

[3] 孙九祯等. 1987年9月23日中国日环食观测研究文集. 北京: 科学出版社, 1990. 47

[4] Beckman J E et al. *Nature*, 1975, 254: 38

[5] Horne K et al. *Ap. J.*, 1981, 240: 340

[6] Kundu M R. *Rep. Prog. Phys.*, 1982, 45: 1435

[7] Kundu M R. *Solar Phys.*, 1970, 13: 348

[8] 许富英等. *天文通讯*, 1992: 27

[9] Kaufmann P et al. *Astron. Astrophys.*, 1986, 157: 11

[10] 吴洪敖. *云南天文台台刊*, 1990, 专辑III: 91

[11] Kaufmann P et al. *Astron. Astrophys.*, 1980, 87: 58

[12] Qin Z H et al. *Astrophys. Space Sci.*, 1994, 218: 213

[13] 王德育等. *中国科学 (A 辑)*, 1993, 23: 857

[14] Lim J et al. *Solar Phys.*, 1992, 140: 343

[15] Kundu M R et al. In: Winglee P M, Kiplinger A L eds. *Max91/SMM solar flares*, Max 91 workshop No.3, Estes Park, Colorado, 1990, [s.l.]: [s.n.], 1990: 11

[16] 吴洪敖, 许富英. *天体物理学报*, 1995, 15: 373

[17] Takakura T et al. *Adv. Space Res.*, 1984, 4: 143

[18] Herrmann R et al. *Solar Phys.*, 1992, 142: 157

[19] Enome S et al. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1994, 46: L27

[20] Takano T et al. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1994, 46: L21

[21] Shibasaki K et al. *Space Sci. Rev.*, 1994: 68: 217

[22] Nishio M et al. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1994, 46: L11

(责任编辑 刘金铭)

Observational Research on Solar Radio Astronomy
at Millimeter Wavelength

Wu Hongao

(Purple Mountain Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008)

Abstract

In this paper, we summarize the general situation of observational research on solar radio astronomy at millimeter wavelength with emphasis on the latest observing results with medium and large-sized instruments for solar radio astronomy.

Key words Sun: radio radiation—Sun: flares—techniques: radio astronomy