

# 太阳耀斑区磁场和电流研究 的一些新进展

林元章

(中国科学院北京天文台 北京 100080)

## 摘 要

在太阳耀斑区磁场和电流研究方面,文中将着重介绍太阳横向磁场方位角的确定、太阳活动区磁场的非势性表示、太阳耀斑前后的活动区磁场变化、以及耀斑核块与活动区纵向电流密度极大点位置的关系等几个重要问题的研究现状。鉴于这些问题正是国内同行颇感兴趣和工作较多的领域,文中将强调国内学者在这些课题中的研究进展。

**关键词** 太阳: 磁场 — 太阳: 耀斑 — 太阳: 活动

## 1 太阳横向磁场方位角的确定

大量的观测和理论研究均已表明,太阳活动区中的主导因素是活动区的磁场结构及其演化特征。要理解太阳活动区中所发生的活动现象,尤其是太阳耀斑现象,必须探明活动区的三维磁场结构及其演化特征。可是在现有基于 Zeeman 效应的太阳磁场测量中,其横向磁场(即与视向垂直的磁场分量  $B_t$ )的方位角存在着 180 度任意性,即方位角  $\theta$  和  $(180^\circ + \theta)$  均为可能值。不能确定横向磁场的方位角,当然就不知道向量磁场的真实结构,也就更谈不上利用安培定律来推算活动区的电流系统。因此,国内外许多学者进行了确定横向磁场方位角的探索。由于横场方位角 180 度不确定性是利用 Zeeman 效应进行磁场测量的固有缺陷,无法从测量过程中进行消除,只能借助各种物理模型来加以确定。以往大多采用单一的模型进行校准,常见的有以下几种。

### (1) 势场校准法

假定太阳大气的磁场位形接近势场,于是可以借助势场的横场方位角对观测的横场进行方位角校准。把观测的光球纵向磁场作为边界条件(纵向磁场即与视向平行的磁场分量  $B_l$ ),通过对势场必须满足的拉普拉斯方程  $\nabla^2\varphi = 0$  求解,得到活动区在光球面上的势场的横向磁场分布,把它与观测到的横场方位角的两个可能值  $\theta$  和  $(180^\circ + \theta)$  进行

比较, 选定与势场横场方位角相近者为正确的观测横场方位角。拉普拉斯方程的解法有多种, 常用的有格林函数法<sup>[1]</sup>和傅利叶展开法<sup>[2]</sup>。势场校准法适用于偏离势场不大的活动区磁场。对于磁场结构比较复杂的活动区, 用势场校准法得到的横场分布仅代表活动区大尺度磁场的平均结构, 亦即宏观结构。

### (2) Krall 方法

由于耀斑活动区存在强电流系统, 原则上不能采用势场校准法。Krall 等人<sup>[3]</sup>根据太阳表面磁场通常从 N 极向上空发散和由 S 极上空向下收敛的特点, 提出了如下经验判据

$$B_t \cdot \nabla_t B_t < 0 \quad (1)$$

即横场方向应取为与纵场的横向梯度相反。以此式为判据来确定观测横场方位角中何者为正确。不等式 (1) 纯为经验判据, 吴林襄和艾国祥<sup>[4,5]</sup>以及王华宁<sup>[6]</sup>等人已指出其缺乏普适性, 并且论证了 (1) 式成立所必须满足的附加条件。不过与势场校准法相比, Krall 方法的明显的优越性是它可以用于偏离势场较大的活动区, 它允许磁场有一定程度的扭绞和剪切。实际应用表明, 利用判据 (1) 并辅以连续性条件 (见下述 (3)) 进行校准, 对于大多数活动区, 除了其中磁场变化特别复杂的少数测点外, 一般可以获得比较合理的横场分布。

### (3) 吴-艾方法

1990 年吴林襄和艾国祥提出用双层太阳大气的磁场资料确定横场方位角的方法<sup>[4]</sup>。从磁场无源方程  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  出发, 取直角坐标系, Z 轴指向观测者, (X,Y) 平面为光球面, 则可推得适用于离散数据的关系式

$$\Delta B_z \left( \frac{1}{B_x} \Delta B_x^2 + \frac{1}{B_y} \Delta B_y^2 \right) < 0 \quad (2)$$

其中  $B_z$  即纵向磁场  $B_t$ , 而  $B_x$  和  $B_y$  为横场  $B_t$  的两个分量。若有双层太阳大气 (例如光球和色球) 的纵向磁场测量资料, 则对每一测点,  $B_z$  为已知, 因而可由 (2) 式判定横场分量  $B_x$  和  $B_y$  的两种可能取值中何者为正确。这个方法无任何附加假定, 原理上可称完善, 可是应用上对观测资料要求颇高。其前提是必须要有同时性观测的两个层次的磁场数据, 目前大多数磁像仪无此种观测功能。另外即两层次磁场数据之间要求准确的同一测点对应和同等的测量精度, 这也不易达到。这些要求限制了此法的应用限围。

### (4) 连续性方法

假定磁场区中相邻两点的横场方位角连续变化 (变化小于 90 度), 作为观测横场方位角的校准判据。在 Krall 的方法中, 只把连续性假定作为辅助条件, 用于平滑经 (2) 式校准后横场分布仍有突变的小区。但 Aly<sup>[7]</sup> 则把它应用到整个活动区。他以某点的横场为基准, 应用连续性条件拓延到整个活动区, 得到一种横场分布。而把所有横场变化 180 度作为另一种分布。再由其他方法 (如势场法) 来判别那种分布为合理。显然, 连续性假定缺乏物理依据, 因为非势活动区中不能排除横场方位角有较大变化。对于离散的磁场资料更是如此。即使空间分辨达到 1" 的磁场数据, 相邻两测点对应的距离为 726km, 这样大距离的两点平均横场变化是否一定小于 90 度很值得怀疑。坚持应用连续性假定,

必将抹掉真实的横场突变。而按安培定律, 这些小区必定是纵向电流较大的地方, 也是重要的小区。把连续性假定扩展到整个活动区的方法显然不妥。

由此可见, 不同方法有其不同的适用范围, 很难指望对整个活动区采用单一的校准方法能够得到合理的横场分布。因此, 近年来倾向于采用多步到位的校准方法, 已经提出的有如下几种。

### (1) 综合方法

王华宁等提出的综合方法的要点为<sup>[6,8,9]</sup>: (i) 对一具体活动区, 先用势场校准法和 Krall 方法分别对观测的横场方位角进行校准, 比较这两种结果, 可以找到两种结果相同的区域(称已定区)和不同的区域(称未定区)。前者实际上就是弱非势区, 后者为强非势区; (ii) 对未定区采用无力场模型, 假定其无力因子  $\alpha$  连续变化。由

$$\alpha = \frac{(\nabla \times \mathbf{B})_z}{B_z} = \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) / B_z \quad (3)$$

可得其离散表示式

$$\alpha(x, y) = \frac{1}{B_z} \left\{ \frac{1}{\Delta x} [B_y(x + \Delta x, y) - B_y(x, y)] - \frac{1}{\Delta y} [B_x(x, y + \Delta y) - B_x(x, y)] \right\} \quad (4)$$

从已定区边缘出发, 使  $(x + \Delta x, y)$  和  $(x, y + \Delta y)$  两点处在已定区, 仅  $(x, y)$  一点处在未定区。因已定区的横场方向和  $\alpha$  值为已知, 由 (4) 式可算得对应于两种  $B_x(x, y)$  和  $B_y(x, y)$  分布(相当于  $\theta$  和  $\theta + 180$  度方位角)的  $\alpha(x, y)$  的两个可能值。应用  $\alpha$  值连续变化假定, 选取与  $\alpha(x + \Delta x, y)$  和  $\alpha(x, y + \Delta y)$  相近者为正确。从而与正确  $\alpha(x, y)$  值对应的  $B_x(x, y)$  和  $B_y(x, y)$  方向为正确横场方向。再逐步扩展到所有未定区。这一方法的实质是先排除弱非势区, 再对强非势区应用  $\alpha$  连续变化的无力场模型来校准横场, 这比势场 ( $\alpha = 0$ ) 和常  $\alpha$  无力场模型有更强的物理依据。实际应用表明, 综合方法可得到较满意的横场分布。

### (2) 逐步逼近法

夏威夷大学的 Canfield 等人<sup>[10]</sup> 采用一种逐步逼近的校准方法。其步骤为: (i) 先由势场法对活动区横场作初步校准; (ii) 由初步校准得到的横场计算无力因子  $\alpha = \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) / B_z$ , 取  $\alpha$  为常数, 计算无力场的横场方向, 用以对 (i) 中得到的横场分布作进一步校准; (iii) 在活动区中选一出发点(一般选为黑子中心), 认为此点横场方向已确定, 应用连续性条件向外扩展, 反复进行, 直到区域中不出现横场突变, 这相当于使区域中纵向电流最小; (iv) 对于磁场强度  $|\mathbf{B}| > 1000\text{G}$  和横场方向对势场偏离  $> 85$  度的测点, 应用  $|\nabla \cdot \mathbf{B}|$  为极小判据, 再进行校准。计算  $|\nabla \cdot \mathbf{B}|$  时用到  $\frac{\partial B_x}{\partial z} = - \left( \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right)$ , 其右端由 (i) 或 (ii) 中校准的横场分布计算获得; (v) 对于弱磁场区, 则用“纵向电流为极小”假定再进行校准。由此可见, 他们按顺序采用了势场 — 常  $\alpha$  无力场 — 散度极小和纵向电流极小等多种模型进行逐步校准。

### (3) 等效磁荷法

汪景琇最近提出的等效磁荷法由两步校准完成<sup>[11]</sup>。第一步实质上是把 Gary 等人提出的假设定量化<sup>[12]</sup>。此假设认为某一点的横场方向应接近于最靠近它的正磁极中心

指向负磁极中心的方向。若设想磁场中各点充满磁荷,则某测点处单位磁荷受到周围磁荷作用的磁库仑力  $F_m = \int \int \frac{r}{r^3} B_z dx' dy'$  的方向,应即与测点最靠近的正极中心指向最靠近的负极中心的方向。其中  $r = (x - x')\hat{i} + (y - y')\hat{j}$ ,  $(x, y)$  为测点坐标,  $B_z$  为纵向磁场。实际上积分只需考虑测点周围  $5'' - 10''$  的范围。于是可按  $F_m \cdot B_t > 0$  来确定横场  $B_t$  的方向。第二步是由独立的 H $\alpha$  观测或磁场演化历史,分析和确定磁力线的拓扑连接性,对第一步确定的横场方向进行经验修正。对具体活动区的应用表明,该方法是一个可供选择的解决横场方位角不确定性的有效方法。

目前还难以进一步评论上述三种方法的优劣。

## 2 耀斑区的磁场研究

### 2.1 活动区磁场的非势特征

太阳耀斑与活动区磁场的物理联系模型尽管品种繁多,可是有一个共识,即耀斑能量来自活动区演化形成的非势磁能。因此,研究活动区磁场的非势特征是耀斑物理的重要课题。以往常用 Hagyard 等人<sup>[13]</sup>提出的光球面上横向磁场剪切角  $\Delta\varphi$ (定义为观测的横向磁场与势场横场的交角)来表示磁场的非势程度。研究表明,太阳耀斑多发生在  $\Delta\varphi$  较大的地区,可是例外也不少,即既有  $\Delta\varphi$  很大的区域未发生耀斑,也有许多大耀斑发生在  $\Delta\varphi$  较小的区域。吕艳萍等人<sup>[14,15]</sup>近来提出矢量磁场剪切角的概念,可以更好地表示磁场的非势程度。矢量磁场剪切角  $\Delta\psi$  定义为实测的空间磁场矢量与相应的势场矢量的交角(图1)。

换句话说,  $\Delta\varphi$  是处在光球平面的剪切角,而  $\Delta\psi$  则是三维空间中的剪切角,因而它更真实地反映实测场对势场的偏离程度。

通过解球面三角形可得

$$\cos \Delta\psi = \sin \theta_p \sin \theta_0 + \cos \theta_p \cos \theta_0 \cos \Delta\varphi \quad (5)$$

其中  $\theta_0$  和  $\theta_p$  为实测磁场  $B_0$  和相应势场  $B_p$  分别与光球平面的交角。由(5)式可见,  $\Delta\varphi$  与  $\Delta\psi$  的关系并不直观。矢量场剪切角  $\Delta\psi$  很小时,其横场剪切角  $\Delta\varphi$  可以很大;反之,  $\Delta\psi$  很大时,  $\Delta\varphi$  可能很小。这就可以解释许多  $\Delta\varphi$  很大的区域并不发生耀斑,以及一些大耀斑发生在  $\Delta\varphi$  很小的区域。吕艳萍等人对具体活动区的分析表明,  $\Delta\psi > 80$  度的区域比  $\Delta\varphi > 80$  度的区域范围小得多,其与耀斑的对应也比  $\Delta\varphi > 80$  度区与耀斑的对应更好。

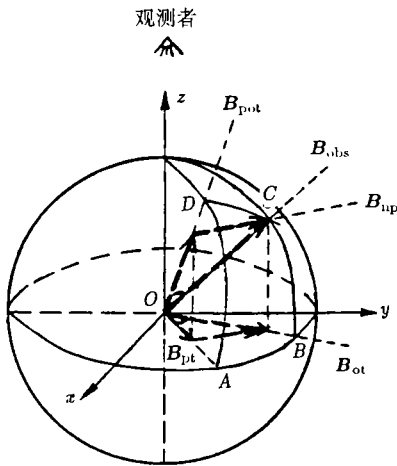


图1 横向磁场剪切角  $\Delta\varphi$  与矢量磁场剪切角  $\Delta\psi$  的关系<sup>[15]</sup>。其中  $\Delta\varphi = \angle AOB$ ,  $\Delta\psi = \angle COD$ ,  $B_{pt}$  和  $B_{ot}$  分别为光球面上的势场横场和实测横场,  $B_{pot}$  和  $B_{obs}$  分别为空间势场矢量和实测磁场矢量

## 2.2 耀斑前后磁场是否变化问题

耀斑发生前后活动区磁场是否有可测变化的问题，长期以来得到的结果是相互矛盾的<sup>[16]</sup>。60年代 Severny 等人<sup>[17]</sup>曾得到肯定的结果，即耀斑发生后纵场和横场均发生

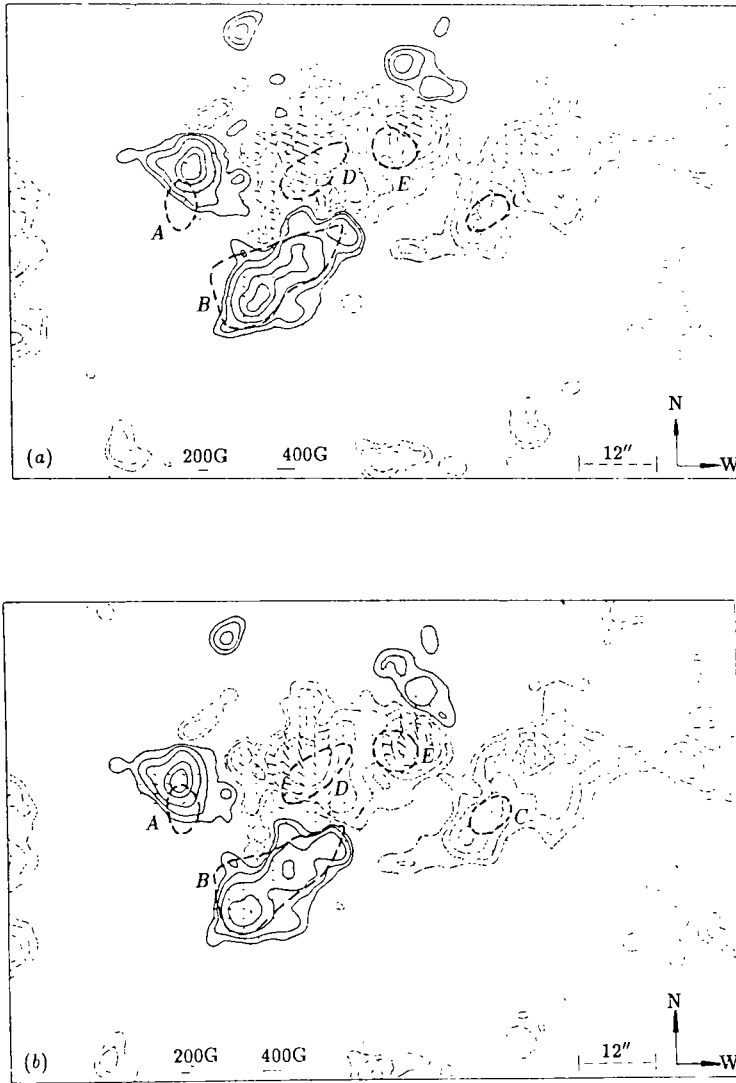


图 2 1987 年 10 月 7 日 AR4862 活动区耀斑前后的向量磁图<sup>[22]</sup>。其中实(虚)等强线分别表示纵场正(负)极性区，短线段表示横场方向和大小，5 个粗虚线区为  $H\beta$  耀斑核块。

(a) 耀斑前： $B_1(00:35UT)$ ， $B_t(00:19UT)$ ；(b) 耀斑后： $B_1(01:14UT)$ ， $B_t(01:24UT)$

变化，位形简化，磁场梯度下降。不过当时的光电磁像仪空间分辨率和时间分辨率都不高，只能认为是初步结果。1970 年 Harvey 等人<sup>[18]</sup>利用 Kitt Peak 天文台的纵向磁图

研究了二个活动区的磁场变化及其与耀斑发生的关系, 结果表明活动区的纵场有时标为小时量级的变化, 但属于活动区的自然演化, 与耀斑发生无关。Livingston<sup>[19]</sup> 也用 Kitt Peak 磁图研究了 1972 年 8 月 4 日 3B 级大耀斑前后的磁场, 结果表明耀斑发生后纵向

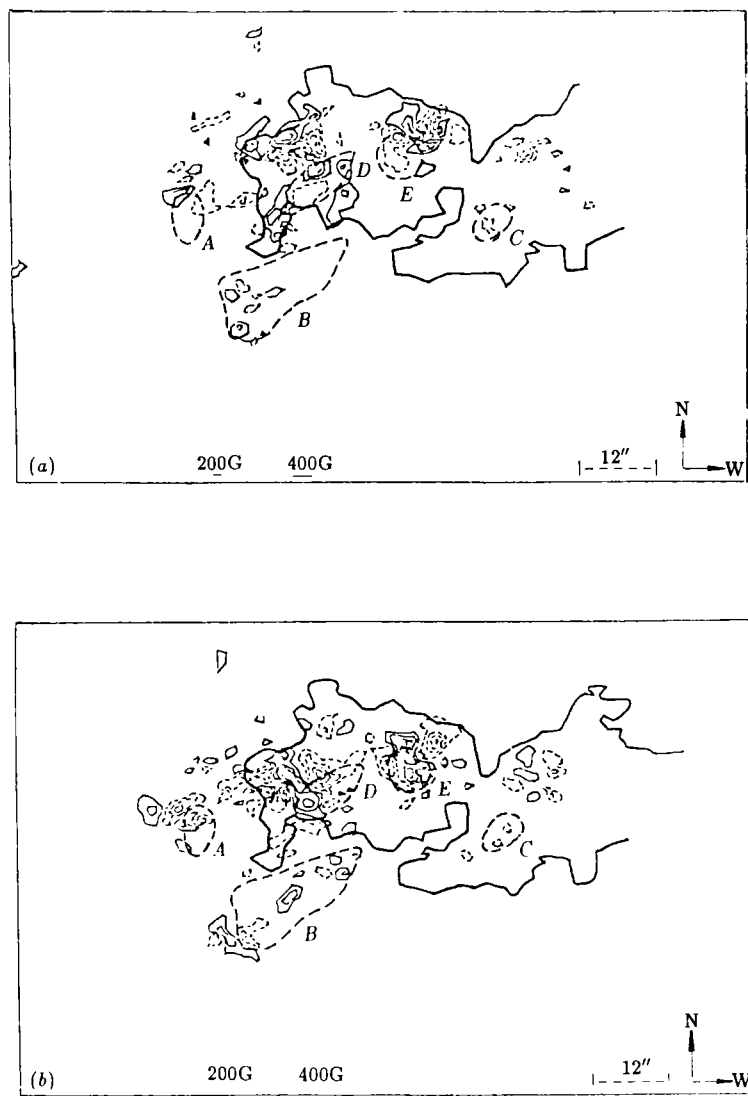


图 3 1987 年 10 月 7 日 AR4862 活动区耀斑前后的纵向电流密度图<sup>[22]</sup>。其中实(虚)等强  
线分别表示正(负)电流区, 粗实线为纵场中性线, 5 个粗虚线区为  $H\beta$  耀斑核块

(a) 耀斑前 (00:19UT), (b) 耀斑后 (01:24UT)

磁场无可测变化。随后 Tanaka<sup>[20]</sup> 又利用 Big Bear 天文台的高分辨纵向磁图, 分析 1970 年 9 月 10 日 McMath 13225 活动区中一个 2B 级耀斑期间的磁场变化, 结果表明在耀斑

开始时, 弱磁场区有幅度为 30%—100% 的变化, 并且认为这些变化与耀斑有关。在 21 周峰年期间, 许多人 [3,13,21] 利用美国 Marshall 空间飞行中心 (MFSC) 的向量磁图研究了 1980 年 4 月 6 日 AR2372 活动区中 (1B/M1) 耀斑期间的磁场变化, 结果表明从耀斑开始至极大期间, 纵场和横场均无变化, 其磁场变化发生在耀斑前夕。由此可见, 研究结果是五花八门。

我们则利用北京天文台怀柔观测站的高分辨向量磁图和  $H\beta$  单色像的耀斑资料, 研究了 1987 年 10 月 7 日 AR4862 活动区中一小耀斑前后的磁场变化 [22]。结果表明, 耀斑前后活动区的纵向磁场基本不变, 而横向磁场 (从而纵向电流) 却有明显变化 (图 2,3)。由于变化最明显的区域正处在耀斑核块附近, 因而表明这种变化确实是由耀斑引起, 而非活动区的自然演化。鉴于这个活动区位于日心附近, 其纵向磁场  $B_l$  和横向磁场  $B_t$  分别相当于垂直和平行于太阳表面的磁场

分量  $B_r$  和  $B_s$ , 这样, 上述结果似乎暗示耀斑发生后活动区磁场平行于太阳表面的分量  $B_s$  易于发生变化, 而垂直于太阳表面的分量  $B_r$  倾向于保持不变。值得注意的是这一结论还可以解释以前得到的一些矛盾结果: 由于 Livingston 观测的耀斑位于日心附近, 他观测的纵场正是  $B_r$ , 因而耀斑发生后未能测出变化; 与此相反, Tanaka 研究的活动区的日心角距为 60 度, 他观测的纵场  $B_l$  中, 由于包含有  $B_s$  成分, 测得的纵场变化实际上是  $B_s$  变化引起的 (图 4)。当然, 这一结论是否可靠, 尚待更多的观测事例来进一步证实。

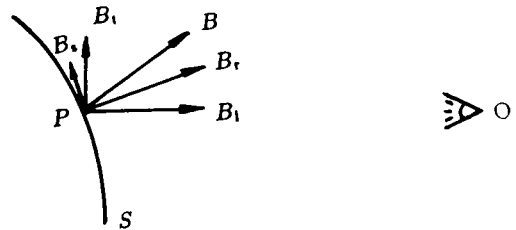


图 4 太阳表面  $P$  点磁场  $B$  的各种分量 [20]。其中  $S$  为太阳表面,  $O$  为观测者,  $B_l$  和  $B_t$  分别为平行和垂直于视向的分量, 称纵向和横向磁场分量。 $B_r$  和  $B_s$  分别为平行和垂直于太阳半径的分量

### 3 耀斑核块与电流极大点的关系

耀斑核块与活动区中电流密度极大点位置对应的研究, 有重要的理论意义和实用价值。在理论上, 它可检验不同的耀斑模型。例如 Alfvén-Carlqvist [23] 的电流中断耀斑模型要求耀斑核块与电流极大点重合; 而 Gold-Hoyle 模型 [24] 则预言耀斑核块应出现在几个电流极大点 (磁弧足点) 之间。另一方面, 耀斑核块与活动区电流关系的研究, 也展现出可以利用活动区的电流分布进行耀斑预报的良好前景。

太阳大气中的电流是不能直接测量的, 只能利用安培定律  $\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}$ , 由观测的磁场资料进行推算。由于目前可靠的磁场测量仅限于光球层次, 因此一般只能推测纵向电流密度分布  $J_z = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial x} \right)$ 。Moreton 和 Severny [25] 最先开展活动区电流推算及其与耀斑关系的研究。他们所用的克里米亚天体物理台的磁图空间分辨率只有  $6'' \times 8''$ ,

时间分辨率长达几十分钟，与耀斑寿命相当。因此难于进行单一事件的逐点比对，只能作统计研究。他们对 30 个耀斑与活动区中电流关系的分析表明，大约 80% 的  $H\alpha$  耀斑亮块处在电流密度极大点附近。1984 年 Hagyard 等人<sup>[26]</sup>利用 MSFC 的高分辨磁图研究了 1980 年 4 月 6 日 AR2372 活动区中一个 1B/X2 级耀斑亮块与电流的关系。但由于耀斑的观测时间与磁图测量时间相差 7h，得到的结果含糊不清。1987 年笔者<sup>[21]</sup>曾发现 Hagyard 所用的那张电流分布图的观测时间碰巧与加拿大 Ottawa 河太阳观测台观测到的另一个 1B/M1 级耀斑的极大时刻准确对应。对这一难得的磁场和耀斑准确同时性观测的资料分析表明，这个耀斑中 5 个  $H\alpha$  核块的位置全部落在电流密度极大点处，符合精度达到  $\pm 2''$  之内，而且核块的形状也与电流块的形状十分相似，结果是相当令人信服的。后来我们又利用怀柔的观测资料分析了 1990 年 3 月 24—25 日 AR5988 活动区中两个耀斑与电流的关系<sup>[27]</sup>，进一步发现耀斑核块与电流极大对应，可能仅限于起始耀斑亮块。这个结论并不与以前对 1980 年 4 月 6 日耀斑研究得到的结果矛盾，因为后者在极大时 5 个核块的位置与它的起始的 5 个亮点位置相同。研究还表明，耀斑发生后活动区电流位形简化，但主要电流区的位置却可相对稳定 1—2h。

1993 年 Canfield, Leka 和 Beaujardiere 等人<sup>[10,28,29]</sup>对这个问题也作了深入研究。他们的磁场数据是由 Stokes 偏振仪观测的 Stokes 参数  $I$ 、 $Q$ 、 $U$ 、 $V$  轮廓通过拟合推算的。得到的磁图空间分辨率为  $6''$ ，时间分辨率近 1h。把磁图用第一节中所述的逐步逼近法推算出电流分布。其耀斑资料则由 CCD 成像光谱仪获得。此仪器沿垂直于狭缝方向扫描可得到日面某区域的两维光谱。光谱宽度为  $19\text{\AA}$ ，空间分辨率为  $4''.8$ ，每次扫描  $216'' \times 216''$  视场需时 10s。他们观测的是 1989 年 10 月 20—22 日 AR5747 活动区中的三个耀斑和 1990 年 8 月 28—29 日 AR6233 活动区中的两个耀斑。此项研究还利用了他们以前得到的一个重要结果<sup>[30]</sup>：耀斑中存在两种不同区域，其  $H\alpha$  谱线轮廓有不同特征。受到强非热电子流冲击的色球区（能量超过  $20\text{keV}$  的粒子流量超过  $10^{10}\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  时），发射的  $H\alpha$  线翼有超过  $3\text{\AA}$  的 Stark 加宽，而且线心反变。另一种是上空存在高压日冕等离子体（压力超过  $10^3\text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$ ）的色球区，其  $H\alpha$  发射线较窄，且无中心反变。因而可以利用这两个特征证认出耀斑中的高能电子冲击区（precipitation）和高压区，并标示出这两种区域在电流图中的位置。结果表明，日冕高压区往往包围电流密度极大区，但电子冲击区却处在中性线上，且多在电流极大点边缘。因而他们倾向于否定 Alfvén-Carlqvist 的电流中断耀斑模型。

Canfield 等人的这项研究作得相当细致，既有磁图，又有两维光谱资料，而且作了大量计算，包括由 Stokes 参数轮廓拟合推算磁场，活动区日面位置的投影改正，横场方位角 180 度任意性的消除和推算出电流，以及由  $H\alpha$  谱线特征证认耀斑中的电子冲击区和高压区等。可是也存在几个问题。其一是磁场测量的空间分辨率 ( $6''$ ) 和时间分辨率 (近 1h) 都不高。同时也未说明用于比较的两类耀斑区位置是否为耀斑的起始位置。另外，中间步骤太多也容易造成误差叠置。因此，对这些结论也只能认为是相当初步的。这个问题很值得进一步深入探讨。



## 参 考 文 献

- [1] Schmidt H U. In: Hess W N ed. NASA symposium on the physics of solar flares, NASA SP-50, 1964: 107
- [2] Teuber D, Tandberg-Hanssen E, Hagyard M J. *Solar Phys*, 1977, 53: 97
- [3] Krall K R, Smith J B Jr, Hagyard M J *et al.* *Solar Phys*, 1982, 79: 59
- [4] 吴林襄, 艾国祥. *天体物理学报*, 1990, 10: 371
- [5] Wu Linxiang. In: Zirin H, Ai Gouxiang, Wang H eds. The magnetic and velocity fields of solar active regions: ASP conf. series Vol. 46, San Fransisco: ASP, 1993. 439
- [6] 王华宁. 硕士论文, 北京: 中国科学院北京天文台, 1991
- [7] Aly J J. *Solar Phys*, 1989, 120: 19
- [8] Wang Huaning, Lin Yuanzhang. *Chinese Astron. Astrophys.*, 1993, 17: 423
- [9] Wang Huaning, Lin Yuanzhang. In: Zirin H, Ai Guoxiang, Wang H eds. The magnetic and velocity fields of solar active regions: ASP conf. series Vol.46, San Fransisco: ASP, 1993. 461
- [10] Canfield R C, Beaujardiere J-F De La, Fan Y *et al.* *Ap. J.*, 1993, 411: 362
- [11] 汪景琇. *天体物理学报*, 1994, 14: 166
- [12] Gary G A, Moore R L, Hagyard M J *et al.* *Ap. J.* 1987, 314: 782
- [13] Hagyard M J, Smith J B Jr, Teuber D *et al.* *Solar Phys.* 1984, 91: 115
- [14] 吕艳萍, 汪景琇, 王华宁. *天体物理学报*, 1993, 13: 291
- [15] Lu Yanping, Wang Jingxiu, Wang Huaning. *Solar Phys.*, 1993, 148: 119
- [16] Svestka Z. *Solar flares*, Dordrecht: Reidel., 1976. 28
- [17] Severny A B. In: de Jager C, Svestka Z eds. *Solar flares and space research*. Amsterdam: North-Holland Publ., 1969. 38
- [18] Harvey K L, Livingston W C, Harvey J W *et al.* In: Howard R ed. *Solar magnetic fields*, Proc. of IAU symp. No.43, Dordrecht: Reidel., 1970: 422
- [19] Livingston W C. World Data Center A for solar-terrestrial phys. report, UAG-28 Part I. Boulder, Colorado: World Data Center A, 1973. 95
- [20] Tanaka K. *Solar Phys.*, 1978, 58: 149
- [21] Lin Yuanzhang, Gaizauskas V. *Solar Phys.*, 1987, 109: 81
- [22] Lin Yuanzhang, Wei Xiaolei, Zhang Hongqi, *Solar Phys.*, 1993, 148: 133
- [23] Moreton G E, Severny A B, *Solar Phys.*, 1968, 3: 282
- [24] Alfvén H, Carlqvist P. *Solar Phys.*, 1967, 1: 220
- [25] Gold T, Hoyle F. *M. N. R. A. S.*, 1960, 120: 89
- [26] Hagyard M J, West E A, Smith J B Jr. In: de Jager C, Chen Biao eds. Proc. of Kunming workshop on solar physics and interplanetary travelling phenomena, Vol. I, Kunming, 1983, Beijing: Science Press, 1985: 179
- [27] Lin Yuanzhang, Wang Huaning. In: Zhang Hongqi, Wang Zhengfan, Hua Lin eds. *Solar magnetic and velocity fields*, Proc. of Wutai Mountain workshop, 1992, Beijing: United Laboratory for Optical Astronomy, The Chinese Academy of Sciences, 1993: 137
- [28] Leka K D, Canfield R C, McClymont A N *et al.* *Ap. J.*, 1993, 411: 370
- [29] Beaujardiere J-F De La, Canfield R C, Leka K D. *Ap. J.*, 1993, 411: 378
- [30] Canfield R C, Gunkler T A, Ricchiazzi P J. *Ap. J.*, 1984, 282: 296

(责任编辑 舒似竹)

## Some Progress in Researches on Magnetic Fields and Electric Currents of Solar Flare Regions

Lin Yuanzhang

*(Beijing Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)*

### Abstract

In respect of the researches on the magnetic fields and electric currents of solar flare regions, this paper is to be concentrated in the review of some important problems, such as the determination of the azimuth of solar transverse magnetic fields, the presentation of the non-potentiality of magnetic fields in solar active regions, the variations of magnetic fields before and after solar flares, as well as the location relations between solar flare kernels and peaks of longitudinal electric current densities. As these subjects are particularly interesting to and studies by the solar researchers in China, their contributions in these fields are emphasized in the paper.

**Key words** Sun: magnetic field—Sun: flares—Sun: activity