

文章编号: 1000-8349(2011)01-0019-12

# 太阳宏观电场测量进展

苏江涛<sup>1,2</sup>, 邓元勇<sup>1,2</sup>, 王晓帆<sup>1,2</sup>, 侯俊峰<sup>1,2</sup>, 王东光<sup>1,2</sup>

(1. 中国科学院 国家天文台, 北京 100012; 2. 中国科学院 国家天文台 太阳活动重点实验室, 北京 100012)

**摘要:** 太阳耀斑爆发时, 日冕中磁自由能通过磁重联在短时间内转换成其他形式的能量, 并伴随等离子体的加速和加热, 以及带电粒子的加速。在这些过程中, 宏观电场的出现起到关键的作用。但是到目前为止, 由于太阳上宏观电场的探测比较困难, 对电场的研究较少。近几年来随着一系列空间探测卫星被投入使用, 加深了人们对日地空间事件发生、发展的物理过程的认识。但是太阳爆发和日冕加热机制等磁活动现象没有得到本质上的认识。太阳宏观电场的探测对突破这一瓶颈具有重要作用。综述了国内外在太阳宏观电场测量上的进展, 并提出中国巨型望远镜 (Chinese Giant Solar Telescope) 在宏观电场观测上可能的科学目标。

**关键词:** 太阳磁场; 宏观电场; 斯塔克效应

**中图分类号:** P182.7      **文献标识码:** A

## 1 引 言

由麦克斯韦方程可知, 变化的磁场可以产生电场, 变化的电场也可以产生磁场, 电磁是一家。但是在太阳观测上, 人们更多关心的是磁场, 而不是电场。原因在于太阳上宏观电场难以探测。太阳上绝大部分物质是高温、高电导率的等离子体, 其运动和演变都与磁场密切相关, 所以太阳黑子、耀斑、日珥等磁活动现象更多的是受磁场支配。因此, 近几年一系列地基和空间太阳望远镜都将太阳磁场作为主要的科学探测目标, 也取得了很大进展。尽管如此, 由于日冕磁场不可直接测量, 到目前为止人们对日珥和耀斑爆发、日冕物质抛射、日冕加热机制等磁活动还没有得到根本的认识。太阳宏观电场探测对突破这一瓶颈具有重大作用, 它对重新理解和加深认识带电粒子加速机制, 磁能和磁螺度向日冕传输所引起的耀斑爆发、日冕物质抛射等磁活动有重要帮助。

太阳宏观电场测量能提供重要的耀斑爆发等信息, 但是人们经常忽略它的重要性。我们可以利用麦克斯韦方程组对电场 ( $E$ ) 和磁场 ( $B$ ) 能量密度进行对比, 做量级估计,

收稿日期: 2010-03-11; 修回日期: 2010-08-16

资助项目: 天文联合基金 (10878016, 10778723); 中国科学院国家天文台青年人才基金; 中国科学院知识创新项目 (kJCX2-EW-T07); 国家自然科学基金 (10473016)

即:  $\varepsilon_0 E_0^2 / (B_0^2 / \mu_0) \approx l_0^2 / (t_0^2 c^2) = v_0^2 / c^2$ , 其中  $\varepsilon_0$  和  $\mu_0$  是真空中介电常数和磁导率,  $l_0$  和  $t_0$  是特征长度和特征时间,  $v_0$  是等离子体的特征运动速度。在非相对论的情况下, 由于等离子体运动速度远小于光速, 因而电场能量密度也远小于磁场能量密度。另外, 在高电导率的空间等离子体中, 除了在小于德拜半径  $\lambda_D$  尺度 (太阳大气中  $10^{-11} \text{ m} < \lambda_D < 10^2 \text{ m}$ ) 的范围内等离子体没有完全被屏蔽, 而大于这个尺度的电场很快就被消耗掉。假设等离子体密度是  $10^{17} / \text{m}^3$ , 如果有 1% 的粒子在  $r = 10^{-2} \text{ m}$  空间尺度偏离电中性, 其引起的电场强度约为  $6 \text{ V/cm}$ , 它对电子产生的加速度是  $10^6 \text{ m/s}^2$ 。这个加速度如此之大, 使得等离子体偏离电中性的状态很快消失。此外, 在磁场中等离子体运动产生的电场在等离子体的共动坐标系下会消失<sup>[1]</sup>。以上是人们对电场探测忽视的直接原因。

太阳大气中电场的不确定性使得一些理论研究结果难以定量地与观测进行比较。比如, 我们知道太阳耀斑爆发时将大量的磁自由能转变成物质动能、等离子体辐射能、高能非热粒子。在观测上, 高能粒子往往表现出单一或者双幂律谱, 有三种粒子加速机制可能在起作用<sup>[2,3]</sup>: (1) 直流电场加速<sup>[4]</sup>; (2) 湍动波 (随机) 加速<sup>[5]</sup>; (3) 激波加速<sup>[6]</sup>。无论是在双带耀斑还是在致密耀斑中, 数值模拟显示在磁场重联点存在强的直流电场、超阿尔芬速外流湍动、激波<sup>[7,8]</sup>, 磁重联使三种粒子加速机制都可能存在<sup>[8]</sup>。人们在研究直流电场加速粒子时都得到了与观测比较一致的光谱指数为 2 的幂律谱<sup>[10-13]</sup>。但是, 数值模拟得到的能量谱轮廓和观测轮廓有明显的偏差, 并且硬 X 射线指数高于实际观测值。Chen 等人<sup>[9]</sup>指出, 造成理论和观测得到的幂律谱不一致的原因是, 数值模拟中的磁场和电场是研究人员任意选取的, 两者之间没有关联。为改进这一缺陷, Liu 等人<sup>[14]</sup>将磁流体力学数值计算得到的耦合磁场和电场应用到电场加速电子的试验粒子数值模拟中, 得到的结论是, 单一的直流电场加速也许不能实现观测上的单幂律或双幂律谱分布。

同样的问题也存在于理论太阳物理学家在研究日冕磁场和日冕爆发活动的数值计算中。因为没有实际观测的数据可以使用, 他们人为地指定光球电场 (速度场) 和磁场来研究能流 (坡印廷矢量) 和磁螺度向日冕传输<sup>[15-18]</sup>。虽然单一的光球纵向磁场也可以用于此类的数值计算<sup>[19]</sup>, 但是计算得到的日冕磁场无法与观测到的光球横向和纵向磁场这一实际边界条件相匹配。因此, 观测得到的电场 (速度场) 和磁场作为边界条件用于驱动这类数值计算, 才能得到可靠的日冕磁场, 由此才能进一步研究太阳耀斑、日冕物质抛射和太阳发电机等物理机制。太阳宏观电场探测其他的重要意义是可以直接对暗条、耀斑爆发等纷繁复杂的模型进行检验, 相关详细情况可参考 Foukal 和 Behr<sup>[20]</sup> 的论文。

本文安排如下: 第 2 章将介绍太阳宏观电场的起源; 第 3 章主要介绍太阳宏观电场直接测量的原理、电场测量的仪器、可观测量与电场对应关系; 第 4 章介绍电场直接和间接测量的进展情况; 第 5 章介绍中国巨型望远镜电场探测可能的一些科学目标。

## 2 太阳宏观电场的起源

空间电场的起源有两类: 一个是静电场, 另外一个为感应电场。观察者与电荷相对静止

时所看到的电场叫静电场。在太阳大气中, 由于等离子体的存在, 一般在大于德拜半径的尺度 ( $10^{-11} \text{ m} < \lambda_D < 10^2 \text{ m}$ ) 内不存在宏观静电场。感应电场是由于磁场的变化引起的 (法拉第电磁感应定律)。在太阳大气中, 它可以是变化的磁场激发的感生电场, 也可是等离子体沿垂直磁场方向运动产生的运动电场 (动生电场)。在太阳大气中, 既有耀斑期间的准静态电场, 它由重联区的磁场对消感应而生, 一般会持续几十分钟到几小时; 也有快速变化的电场 (小于 1 s), 它由快速变化的磁场引起, 如磁流体力学波、等离子体波、磁流体湍动中的电场。下面我们逐一介绍 Foukal 和 Hinata<sup>[20]</sup> 提出的在太阳大气中可能存在宏观电场的地方。

## 2.1 与磁场平行的电场

### 2.1.1 日冕加热

在光球下, 等离子体在垂直磁场方向运动产生运动电场, 进而有电流产生。电流沿着磁力线延伸到日冕。如果焦耳加热是主要的能源, 热传导是主要的能量损失机制, 那么会得到电场强度约  $3 \times 10^{-7} \text{ V/cm}$ , 这远远低于现在可达到的电场探测的灵敏度 ( $2 \text{ V/cm}$ ), 因此很难探测。

### 2.1.2 回流

在耀斑期间, 当一束电子 (离子) 沿着磁环向下朝着色球运动时, 会引起一个回流, 并伴随着产生一个电场。如果电子 (离子) 束的截界面达到  $10^{20} \text{ m}^2$ , 那么产生的电场强度估计是约  $50 \text{ V/cm}$ , 可以被探测到。

### 2.1.3 电流片

发生耀斑时, 在耀斑后环上方的电流片中会产生强电流, 从而会有一个电场存在, 其具有和磁场平行的分量。电流片的厚度  $l$  为  $\eta_m/v_i$ , 典型的内流速度  $v_i$  是阿尔芬波速度  $v_a$  的 0.1 倍:  $v_i = 0.1v_a$ ;  $\eta_m = \eta c^2/v_i$  是磁扩散率,  $\eta$  是电阻率。当磁场强度  $B = 0.01 \text{ T}$ , 粒子数密度  $n = 10^{16}/\text{m}^3$ , 温度  $T = 10^6 \text{ K}$ , 得到一个很小的电流片厚度  $l = 3 \times 10^{-4} \text{ m}$ 。当电流片的厚度小到使得电流密度超过阈值  $J_c = 2.25 \times 10^9 \text{ A/m}^2$  时, 产生 Buneman 不稳定性。这样电阻率就会增强, 反过来又会增加电流片的厚度, 达到  $l = 0.03/B$ 。虽然电场在电流片中的数值约为  $22 \text{ V/cm}$ , 但是理论上得到电流片的厚度很薄, 约为  $1 \text{ m}$ , 现在的观测条件无法探测到这个尺度内的电场。

## 2.2 与磁场垂直的电场

在磁化等离子体大气中, 电场的基本来源是等离子体沿垂直磁场方向运动的感应电场, 其大小近似可以用理想磁流体欧姆定律所导出的关系式  $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$  来估算。横穿磁场的外部驱动力很多, 如重力、向心力、其他非电磁力等。

### 2.2.1 重力驱动等离子体的运动

假如一等离子体元在与水平磁场垂直的重力场中释放, 如果等离子体元与外部有电阻的回路连接 (太阳上此回路沿着磁力线与光球连接), 等离子体内部电荷分离就会产生外部电流  $\mathbf{J}$  (等离子体元相当于内部电池, 其电流方向也即内部电场方向和磁场垂直), 这时等离子体元下落会受到磁力  $\mathbf{J}/c \times \mathbf{B}$  的阻碍。静电场在运动磁流体元中可以抵消运动电场。由磁流体元引起的电场在外部回路中近似为  $2 \text{ V/cm}$ , 其方向与磁场平行, 接近电场探测灵敏度。

### 2.2.2 磁重联入流区电场

在磁重联的入流区有与磁场垂直的电场,这个电场的存在使稳定的内流成为可能。若假设入流速度为当地阿尔芬速度的10%,电场的大小估计为30 V/cm。在耀斑过程中,观测垂直电场可以为磁重联释放磁能提供重要依据。

## 2.3 随时间变化的电场

随时间变化的电场能通过磁场的变化感应而产生(磁场随时间变化,如电磁波中的阿尔芬波),也可以通过随时间变化的电荷分布而产生(静电波,如等离子体振荡)。在随时间变化的电场中,中性粒子不必随着离子一起运动。因此,它们能够感受到随时间变化的平行于背景磁场的电场,也可以感受到垂直于背景磁场的电场。

### 2.3.1 磁流体力学波

在日冕中,磁流体力学波的波幅依赖于激发机制(背景磁场与光球下等离子体的相互作用),也依赖于磁环,它可能捕获了波谱的一部分。如果一个阿尔芬波沿着磁场传播而没有被捕获,电场波幅估计为1 V/cm。假如阿尔芬波被束缚在一个空腔中(如磁环),电场波幅估计为8.3 V/cm,如果这样一个电场和视线垂直,就可能被电场仪观测到。

### 2.3.2 等离子体波

在耀斑爆发的脉冲阶段,由于带电粒子束驱动不稳定性会使斯塔克-塞曼分裂,伴随禁线形成,谱线加宽被观测到。由于等离子体波的振动频率与伴随禁线移动相对应,因此只有高频等离子体振动被探测到。粒子束激发的等离子体波电场的偏振方向依赖于等离子体频率 $\omega_p$ 和电子的回旋频率 $\omega_{ce}$ 相对比值:(1)当 $\omega_{ce} \gg \omega_p$ 时, $\delta E \parallel B$ ; (2)当 $\omega_{ce} \ll \omega_p$ 时, $\delta E \perp B$ ; (3)当 $\omega_{ce} \approx \omega_p$ ,方向随机。在耀斑期间,由典型的日冕参数和色球参数得知 $\omega_p/\omega_{ce}$ 大于1,波动电场的方向与背景磁场有大的夹角,波振幅从粒子束速度的展宽来估计。对一个典型的事件, $\delta E \approx 10^3$  V/cm。当电子的漂移速度超过离子声速时,电子束和强的直流电流也能激发离子声波,电场的波幅估计为 $\delta E \approx 110$  V/cm。因此,等离子体波中电场可被观测到。

## 3 电场测量原理

在观测上,宏观电场的测量分为直接和间接测量两种。直接观测是利用斯塔克效应诊断太阳电场造成的偏振光信号,然后再反演成电场,实现难度很大。到目前为止,直接测量电场能达到的灵敏度约为2 V/cm<sup>[21]</sup>,这个数值接近耀斑期间的电场间接测量值。由于直接测量电场有仪器测量灵敏度的限制,对耀斑期间电场测量已经很困难,对于非耀斑期间的电场测量更是难上加难,因此,现代太阳电场探测的关键是提高探测仪器的灵敏度。电场间接测量比较典型的方法是通过测定双带耀斑移动速度来估算电场;另外一种常用的方法是前面提到的先测定等离子体横越磁力线速度,再由理想磁流体下的欧姆定律来估算电场。

### 3.1 电场直接测量

#### 3.1.1 斯塔克效应

斯塔克效应是德国格雷复斯瓦尔大学的斯塔克(Johannes Stark,1874—1957)在1913年

发现的原子或分子在外电场作用下能级和光谱发生分裂的现象。1919 年诺贝尔物理学奖授予斯塔克, 以表彰他在极透射线中发现了多普勒效应和电路中发现了分裂的谱线。电场测量最直接的方法是使用氢原子的线性斯塔克效应。除了氢原子和类氢离子一次斯塔克效应以外, 所有的原子和离子在电场的作用下表现的是二次斯塔克效应, 并且在相同电场作用下 (小于  $10^3$  V/cm), 氢原子和类氢离子一次斯塔克效应至少要比其他原子的二次斯塔克效应强 100 倍。对于氢原子谱线, 上下能级量子数是  $n$  和  $n'$ , 在电场中分裂子线裂距为  $\Delta\lambda = 6.42 \times 10^{-5} \lambda^2 E [n(n_2 - n_1) - n'(n'_2 - n'_1)]$ , 这里  $\lambda$  是波长 (单位 cm), 电场单位是 V/cm,  $n_2, n_1, n'_2, n'_1$  是上下能级的双曲量子数。

### 3.1.2 谱线选择和观测量

在使用高量子数的谱线诊断电场时, 由于上能级量子数至少是下能级量子数的 4 倍, 所以在谱线分裂公式中可以忽略下能级的贡献。又由于平均值  $n_1 - n_2$  与  $n$  成正比, 所以谱线分裂公式可以写成  $\Delta\lambda \approx \lambda^2 n^2 E$ 。由这个公式可知, 斯塔克裂距与波长的平方成正比, 和量子数的平方也成正比。通常氢原子高量子数 ( $n \geq 15$ ) 的帕邢线系斯塔克效应比对应的巴尔末线系强 5 倍还多。在观测中, 常常使用  $n \geq 18$ , 波长在约 8500 Å 的帕邢线系和量子数  $n \geq 18$ , 波长约在 3700 Å 巴尔末线系<sup>[1, 21]</sup>。在强电场情况下, Underhill 和 Waddell<sup>[22]</sup> 将所有的巴尔末和帕邢线系的量子数到  $n = 18$  谱线的子线相对位置和强度都制成列表。但是, 观测电场更敏感的谱线是氢原子高量子数能级之间的跃迁, 比如  $n = 12$  至  $n = 8$  和  $n = 15$  至  $n = 9$ , 它们的波长约 11 μm, 其信噪比也很好<sup>[23, 24]</sup>。Casini 和 Foukal<sup>[25]</sup> 发现它们的探测灵敏度比帕邢线系高 10 倍。

在探测低日冕磁结构时 (比如日珥和冕环), 使用氢原子  $n \geq 15$  帕邢线测电场。当电场  $E$  约为 10 V/cm, 谱线裂距约为 100 mÅ, 磁场强度  $B < 0.01$  T, 这些谱线的塞曼效应裂距约为 10 mÅ, 比斯塔克效应裂距小一个量级, 所以磁场的塞曼效应可以忽略<sup>[21]</sup>。另外, 测电场与测磁场的塞曼效应类似: 横向效应中, 视线垂直于实际电场方向,  $\pi$  子线偏振方向平行于电场,  $\sigma$  子线偏振方向垂直于电场; 纵向效应中, 视线正好沿着实际电场方向,  $\sigma$  子线是非偏振的, 而  $\pi$  子线则消失。类似于测量横向磁场有 180° 不确定性, 横向电场也存在 180° 不确定性的问题。与塞曼效应不同的是  $\pi$  子线位于线翼, 而  $\sigma$  子线间的分裂裂距不大, 位于  $\pi$  子线内侧。与纵向塞曼效应不同的是人们不能以光谱偏振分析的方法来观测与视向平行的电场分量<sup>[26]</sup>。

另外, 需要强调的是宏观和微观电场区分不是很严格。但是, Foukal 和 Hinata<sup>[1]</sup> 给出观测上的判断是微观电场一般与等离子体压力致宽有关, 它只能使谱线加宽。因为微观上不同方向生成的电场是各向同性的几率分布, 所以不能像宏观电场那样能产生偏振效应。与此相类似的还有谱线的多普勒致宽和纵向宏观电场致宽都是非偏振的, 只有横向宏观电场致宽或分裂效应是偏振的, 所以在探测宏观电场时, 我们通过实测谱线线偏振, 然后再来反推电场强度。一般是先测定谱线的线偏振信号  $P_S^\pm = (I \pm S)/2$  轮廓, 其中  $I$  是光强,  $S$  表示的是 Stokes  $Q$  和  $U$  参量, 然后确定在没有外电场情况下的谱线轮廓的权重中心  $\bar{\lambda}$ , 那么线偏振信号波长的第二阶矩是:

$$\langle \lambda_{\pm}^2 \rangle_S = \frac{\int P_S^\pm(\lambda)(\lambda - \bar{\lambda})^2 d\lambda}{\int P_S^\pm(\lambda) d\lambda} \quad (1)$$

计算线偏振轮廓的二阶矩:

$$\sigma_S^\pm = \sqrt{\langle \lambda_\pm^2 \rangle_S - \langle \lambda_\pm \rangle_S^2} \quad , \quad (2)$$

最后确定和电场相联系的调制信号<sup>[25]</sup>:

$$\Delta\sigma = |\sigma_S^+ - \sigma_S^-| \quad . \quad (3)$$

因为  $\pi$  子线的方向与横向电场的方向平行, 所以电场方向通过测定最大调制信号的偏振面方向来确定<sup>[20]</sup>。

### 3.1.3 电像仪

Foukal 等人<sup>[27]</sup>用的电像仪原理与磁谱仪测量横向磁场类似, 只不过用对斯塔克效应敏感的氢原子发射线代替对磁场敏感的铁原子吸收线。其偏振分析器由一个消色差的  $\lambda/2$  波片(由步进电机驱动)和一个与  $\lambda/2$  波片成固定角度的线偏振片组成。他们将此偏振分析器直接放在 40 cm SPO (Sacramento Peak Observatory) 日冕仪的挡光板后面, CCD 靶面放置在万能光谱仪的焦点处, 直接记录谱线的调制信号  $\Delta\sigma$ 。半波片旋转 6 次(每次旋转  $30^\circ$ ) 完成一个任务周期, 当信号被发现后, 通过正弦函数拟合观测信号, 就可以确定电场的方向。

进行日面边缘观测, 通常使用的谱线是  $n \geq 15$  的氢原子巴尔末、帕邢线系, 或者是高量子数  $n = 12$  至  $n = 8$  和  $n = 15$  至  $n = 9$  的氢原子跃迁谱线(波长约为  $11 \mu\text{m}$ )。用氢原子帕邢线系  $n = 18$  的谱线测量电场, 其灵敏度是  $2 \text{ V/cm}$ <sup>[21]</sup>。观测对象通常是耀斑、耀斑后环、日珥等。而日面观测通常使用的是氢原子巴尔末线系的  $H\alpha$  谱线。

## 3.2 电场间接测量

这里只介绍如何利用测定双带耀斑移动速度来估算电场。Forbes 和 Priest<sup>[28]</sup>建议通过测量耀斑带的分离速度来探测磁重联区的电场强度。在磁重联的二维模型下(只考虑  $x$ 、 $y$  方向, 物理量的变化不依赖  $z$  方向), 在耀斑发生时磁通量变化率是  $-\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint (B_c dx_c dz_c) = -B_c v_{in} l$ , 其中  $B_c$  是日冕磁场强度,  $v_{in}$  是重联区内流速,  $l$  是电流片在  $z$  方向的尺度。另一方面, 在  $z$  方向的电势降落可以表示为电场沿着路径的积分形式, 即:  $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \int (E_x dx_c + E_z dz_c) = E_z l$ 。最后, 日冕电流片中的电场强度可以表示为:

$$E_z = |B_c v_{in}| = |B_p v_{out}| \quad , \quad (4)$$

$B_p$  是色球上耀斑区的磁场强度,  $v_{out}$  是耀斑带的分离速度。

## 4 太阳电场测量进展

### 4.1 电场直接测量进展

历史上第一个建议在太阳等离子体大气中测量电场的是 Wien<sup>[29]</sup>, 他在实验室中应用斯塔克效应第一次测定了运动电场 ( $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$ )。他指出这样的电场在有强磁场的黑子大气中也可能存在。但是, 后来人们却将耀斑过程中和色球上观测到的巴尔末线系斯塔克效应加

宽都归结为压力致宽(也即微观电场致宽)<sup>[30-35]</sup>。这种电场的产生是由于相对较慢的运动离子产生的,其最概然强度可由 Holtsmak 公式得到:  $E = 2.61eN^{2/3}$ ,  $e$  是高斯单位制的电子电荷。

能够证明宏观电场造成的谱线致宽超过由于等离子体压力造成谱线致宽的证据是在观测耀斑和耀斑后环中得到的。Davis<sup>[36]</sup>观测一个日面边缘耀斑,通过测定氦原子(He I $\lambda$ 3705 谱线)的二次斯塔克效应,发现其电场强度是 700 V/cm。在这里压力致宽效应可以忽略,因为通过测定巴尔末线系得到的电子密度比造成氦原子谱线移动所需要的电子密度小一个量级。Davis<sup>[36]</sup>也排除了这是一个静电场的可能性,因为它远远超过了电子逃逸所需要的 Dreicer 电场强度,而他在这个耀斑观测中也没有发现 III 型射电爆。后来,他又在其他两个耀斑爆发中得到了同样的结果,并提出观测到的电场可能与等离子体波有关系,也许是低混杂漂移不稳定性造成的,但是在波幅达到  $\delta E \approx 700$  V/cm 情况下,低混杂漂移不稳定性会发生饱和<sup>[37]</sup>。

Davis 第一次实现了将斯塔克效应用来诊断太阳上等离子体的电场。他分析的光谱是在耀斑后期得到的,但是要想得到在脉冲阶段氦原子耀斑光谱数据却很困难。Lites 等人分析了在日面上发生的一个白光耀斑的氦原子和一次氦离子光谱数据<sup>[38]</sup>。他们发现氦原子光谱(He I $\lambda$ 4026)的线翼在强的准静态或者快速变化的电场作用下发生增强。有证据显示确实在线翼上发现了一个隆起的峰,但是由于背景噪声太强,它的真实性遭到了质疑,最后他们只给出一个电场强度的上限 1 400 V/cm。

通过一个窄带滤光器(带宽 0.5Å), Dravins 在 1973 年<sup>[38]</sup>想用 H $\alpha$  波段对耀斑进行成像观测,方法是交替观测斯塔克效应造成的互相垂直的线偏振  $\pi$  和  $\sigma$  子线来寻求它们线宽的变化。但是,这样的观测最终没有实现,原因是人们认为在交替观测两种线偏振子线时,视宁度发生了变化。并且用 H $\alpha$  谱线探测电场时,只有目标电场高于 1 000 V/cm,才能够被观测到。Oks<sup>[40]</sup>通过观测巴尔末谱线加宽和连续谱强度跳变推断出电子密度差异,发现在耀斑时的电场强度是 100 V/cm。这个探测是基于 Švestka<sup>[41]</sup>在日面观测到的 H7 和 H11 巴尔末吸收线在线翼出现小的波峰实现的。但是,Firstova 等人<sup>[42]</sup>重新分析同一光谱数据时,对这些光谱特征提出了质疑。

用氢原子线性斯塔克效应,在日面边缘对耀斑后环、宁静和活动日珥的宏观电场进行观测,可以得到更高的灵敏度。在观测耀斑后环时, Foukal 等人<sup>[43]</sup>利用巴尔末谱线加宽,发现了一个总强度达到 170 V/cm 的电场。他们指出这个电场值太高了,不能用平均电子密度是  $(3\sim 7)\times 10^{16}$  m<sup>-3</sup> 所造成的压力致宽来解释。在 1986 年, Foukal 等人<sup>[27]</sup>对 5 个耀斑后环和 3 个活动日珥,用密度敏感线比技术诊断等离子体的密度,发现与 1983 年他们测定的耀斑后环密度数值一致<sup>[44]</sup>。但是,在这两个密度测定中由于系统误差太大,所以他们只给出在耀斑后环中存在约 100 V/cm 的电场估计值。同样问题也存在于利用高量子数的帕邢线系和巴尔末线系对爆发日珥的研究<sup>[45]</sup>。

Foukal 等人<sup>[27]</sup>又通过改进电场探测技术,在一个耀斑后环发现有强度是 40 V/cm 左右的电场存在,造成巴尔末线发射的等离子体密度高达  $10^{18-19}$  m<sup>-3</sup>,而且集中在一个 10 km 左右的壳层中。但是这个 40 V/cm 左右的电场的方向测定(垂直于磁场)是比较粗糙的,因为 SPO 日冕仪的摄谱仪反射镜会造成线偏振平面的旋转。

Jordan 等人于 1980 年<sup>[45]</sup>利用 HRTS 火箭承载的光谱仪探测黑子和微黑子,他们发现硅

原子谱线在远紫外区域有红移。通过估计硅原子态的偏振度,得到电场的强度大约是 300 V/cm,谱线红移是起因于乳化效应(Emulsion effect)与分子谱线的混合效应,多普勒移动和塞曼效应都排除在外。这个电场强度已经超过在黑子和气孔密度下,由于压力造成致宽的微观电场,起因可能是由于磁流体力学波引起的运动电场。

## 4.2 电场间接测量进展

### 4.2.1 耀斑带分离速度方法

Kopp 和 Poletto<sup>[46]</sup>把 Forbes 和 Priest 的磁重联理论用来研究 1973 年 7 月 29 日发生的双带耀斑,得到 1~1.5 V/cm 的电场强度。他们还发现在耀斑最初的几分钟内,电场强度快速增长到极大值 2 V/cm;随后,电场强度随时间单调递减。由磁场弛豫理论可以预期:当越来越多的磁流管受到耀斑重联而被扰动后,它们本身的复合率就会降低。Poletto 和 Kopp<sup>[47]</sup>认为通过耀斑带分离探测到的电场强度还是远小于磁场重联理论所允许的最大值。他们由此断定在双带耀斑中实际重联率不只是由磁扩散区本身决定的,最有可能是由扰动日冕场整体系统动力学决定的。

Wang 等人<sup>[48]</sup>利用 Forbes 和 Priest 理论在研究一个耀斑事件时发现,在耀斑脉冲阶段(20 min),电流片中的电场强度是 1 V/cm;而在耀斑衰减阶段(2 h),电流片中的电场强度是 0.1 V/cm。Qiu 等人<sup>[49]</sup>使用同样方法得到一个 X1.6 级耀斑电流片中电场强度是 5.8 V/cm,一个 M1.0 级耀斑电流片中电场强度是 0.5 V/cm。Jing 等人<sup>[50]</sup>对十几个双带耀斑的分离速度进行统计分析,得出耀斑期间电流片中的电场强度在 0.2~5 V/cm 范围内。

### 4.2.2 等离子体横越磁场速度方法

前面已经多次提到在理想磁流体力学假设下,可以通过测定等离子体在垂直磁场方向的速度由关系式  $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$  测定电场。很明显,在矢量磁场已知的情况下测电场就转化为如何测定磁场中等离子体的运动速度。测定水平流场速度最常用的方法是 November 和 Simon<sup>[51]</sup>发明的局地相关跟踪技术(LCT),由追踪特征点在两幅图像中的位移来计算速度。Chae<sup>[52]</sup>又将这一技术应用到追踪纵向磁图中磁特征移动来估算流场的速度。不过,相关跟踪技术的最大缺点就是得到的特征点移动速度很有可能不是太阳大气中真实流场的速度。Liu 等人<sup>[53]</sup>使用相关跟踪技术研究了 MDI 纵向磁图,得到了活动区电场的分布图。他们发现电场的纵向分量平均值约 0.2 V/cm,横向分量是 0.8~1.5 V/cm,还发现大耀斑初始增亮的位置与强电场的位置相吻合。但是由于相关跟踪技术本身的缺陷,对此项研究的意义有一定的负面影响。

相关跟踪技术得到的流场速度是二维的,不能得到与日面垂直的速度。但是, Démoulin 和 Berger<sup>[54]</sup>由理想磁流管假定,认为磁流管的移动速度  $u$  由传输纵向磁场的等离子体水平速度  $v_h$  和传输水平磁场的等离子体垂直速度  $v_z$  共同合成,即:  $u = v_h - v_z B_h/B_z$ ,所以相关跟踪得到的磁特征速度中已经含了和日面垂直的等离子体速度信息。Kusano 等人<sup>[55]</sup>把局地相关跟踪算法得到二维速度与磁感应方程的垂直分量方程联合得到了和日面垂直的流场速度,从而也就得到了三维流场速度。Welsch 等人<sup>[56]</sup>用磁感应方程的垂直分量方程和 Démoulin 和 Berger 得到的磁流管移动速度关系式,发明了局地感应相关跟踪算法(ILCT)。Longcope<sup>[57]</sup>又



发明了寻求光球速度平方最小值的最小能量拟合算法 (MEF), 得到的速度严格遵循磁感应方程的垂直分量方程。Schuck<sup>[58]</sup>发明了微分仿射算法 (DAVE), 也严格遵循磁感应方程的垂直分量方程。经过数值计算对比分析, Welsch 等人<sup>[59]</sup>认为微分仿射算法得到的速度 (DAVE) 稍微比其他方法得到速度精度高, 而 Longcope<sup>[57]</sup>的最小能量算法得到等离子体速度在用来计算磁能和磁螺度传输时精度最高。

#### 4.2.3 矢量磁场时间演化方法

最近, Fisher 等人<sup>[59]</sup>发明了一种间接测量电场的方法。他们将矢量磁场分解为径向分量和环向分量, 然后对矢量磁场求时间的导数。利用法拉第感应定律, 将磁场的时问导数与电场的旋度建立联系, 这样解出的电场就完全满足法拉第定律。但是这个电场的解不是唯一的, 一个标势的梯度也会满足上述方程。如何唯一确定标势梯度就成为他们间接测量电场的关键所在。在文章中, 他们使用了变分法来确定标势的梯度。

#### 4.2.4 法拉第电磁感应定律方法

我们用法拉第电磁感应定律可以简单估算太阳表面磁场浮现区涡旋感应电场强度。通过测定 NOAA 10930 活动区大黑子 (负极) 的磁通浮现, 得到在 108 h 内的平均磁通量变化率  $2.8 \times 10^8$  Wb/s, 大黑子的平均半径是  $12.5''$  ( $9 \times 10^6$  m), 那么由法拉第电磁感应定律, 我们可以得到这个浮现区的涡旋电场强度是 0.3 V/cm。

## 5 总结和展望

在本文中, 我们简要介绍了太阳大气中宏观电场的测量。由于微观电场的屏蔽效应, 一般情况下在太阳上不存在尺度大于德拜半径 (小于  $10^{-3}$  m 尺度) 的静电场, 大尺度电场通常认为是由耀斑期间磁场变化感应而引起的。可以探测的准静态的感应电场可能存在于耀斑区、耀斑后环 (10~170 V/cm)、日珥 (2~10 V/cm) 等结构中; 而快速变化的感应电场可能存在于太阳大气中的波动和湍动等离子体中, 强度从几十到几百 V/cm。日面边缘的电场较日面上的电场容易探测, 通常是选择帕邢线系 ( $n \geq 18$ ) 的谱线, 其波长约  $8500 \text{ \AA}$ , 此波长靠近硅 CCD 量子效率的峰值位置, 所以是宏观电场诊断的理想选择谱线。在理论上, 比帕邢线系的高量子数谱线更灵敏的是氢原子量子数  $n = 12$  到 8 和  $n = 15$  到 9 的跃迁谱线 (波长约  $11 \mu\text{m}$ )。另外, 我们也介绍了几种间接测量宏观电场强度的方法, 如通过测量耀斑期间耀斑带的分离速度, 诊断出在电流片中的电场强度是 0.2~5 V/cm。

综上, 在过去几十年中对太阳大气中宏观电场的诊断, 不管直接方法还是间接方法, 得到的强度值多数是在几 V/cm 到几十 V/cm 之间, 在非耀斑期间更多时候测得是小于 1 V/cm。所以, 电场测量难度可想而知, 提高其探测灵敏度是实现电场常规测量的关键, 在这一点上研制现代化大口径望远镜设备无疑是人们努力的方向。目前, 中国太阳物理学家提出建设巨型太阳望远镜 (CGST), 口径 8 m, 进行高空间 (0.03'')、高时间分辨率 (秒级至 1 min) 矢量磁场和速度场的光学成像观测, 实现高空间 (0.05'') 高时间分辨率 (秒级至 1 min) 矢量磁场红外成像观测。如果用此大口径望远镜直接测量太阳上快速变化的小尺度磁活动感应的电场,

也许会得到丰富研究成果。

日本 Hinode 卫星和瑞典 1 m 太阳望远镜 (SST) 观测到 *G*-band 亮点的平均尺度是  $0.2''$ ，半径是  $0.1''$ 。如果其磁场强度为  $0.1\text{ T}$  (磁通量  $\Phi = 1.6 \times 10^9\text{ Web}$ )，其寿命  $100\text{ s}$ ，那么在它消失后感应出的平均电场强度是  $0.4\text{ V/cm}$ ，这个电场有可能被此巨型望远镜探测到。Shibata 等人 2007 年<sup>[61]</sup>用 *Ca II H* 波段观测到色球海葵状喷流 (jets)，其长度是  $3'' \sim 7''$ ，宽是  $0.2'' \sim 0.4''$ ，这种小尺度喷流发生在色球以上磁重联区。太阳上无处不存在着这种小尺度磁重联，它的存在有助于色球和日冕加热。另外一个可以探测的小尺度磁活动是本影闪烁 (umbral flashes)，它可能是本影振动激发的波 (周期  $3\text{ min}$ ，相速度  $50\sim 70\text{ km/s}$ ) 和小尺度磁结构 (约  $2''$ ) 相互作用产生的物质喷射<sup>[62]</sup>，尺度也是在  $0.2''$  到几角秒之间。观测本影闪烁时的电场可能用来诊断从光球到色球磁活动的动力学过程。如果将太阳上小尺度磁场和电场同时测量，来研究磁场和电场在小尺度磁活动中它们之间的变化关系，则为研究色球、日冕加热问题提供了一个全新角度。这里需要说明的是太阳大气中电场的能量和磁场相比确实很小，日冕加热肯定是磁能的释放。但磁能的释放过程，不管是磁重联机制还是阿尔芬波加热机制，都伴随电场产生。因此，电场的测量也许可以为日冕加热提供一些重要的信息。

综上所述，中国计划中的大口径望远镜功能之一是诊断太阳上亚角秒尺度以下的宏观电场，其探测灵敏度要达到  $1\text{ V/cm}$ ，预计遇到的困难是前所未有的！

## 致谢

审稿人对本文的修改提出了十分中肯意见，并对文章的结构和错误之处给予调整与改正，在此衷心感谢！

## 参考文献：

- [1] Foukal P, Hinata B. *Sol. Phys.*, 1991, 132: 307
- [2] Miller J A, Cargill, p J, Holman G D, et al. *J. Geophys. Res. (space physics)*, 1997, 102: 14631
- [3] Aschwanden M J. *Space Sci. Rev.*, 2002, 101: 1
- [4] Sturrock P A. *IAU Symp.*, 1968, 35: 471
- [5] Miller J A. *Sol. Phys.*, 1998, 86: 79
- [6] Blandford R D, Ostriker J P. *ApJ*, 1978, 221: L29
- [7] Chen P F, Shibata K. *ApJ*, 2000, 545: 524
- [8] Yokoyama T, Shibata K. *Nature*, 1995, 375: 42
- [9] Chen P F, Liu W J, Fang C. *Adv. Space Res.*, 2007, 39: 1421
- [10] Mori K, Sakai J, Zhao J. *ApJ*, 1998, 494: 430
- [11] Zharkova V V, Gordovskyy M. *ApJ*, 2004, 604: 884
- [12] Hamilton B, Fletcher L, McClements K G, et al. *ApJ*, 2005, 625: 496
- [13] Wood P, Neukirch T. *Sol. Phys.*, 2005, 226: 73
- [14] Liu W J, Chen P F, Ding M D, et al. *ApJ*, 2009, 690: 1633
- [15] Antiochos S K, DeVore C R, Klimchuk J A. *ApJ*, 1999, 510: 485
- [16] Amari T, Luciani J F, Mikic Z, et al. *ApJ*, 2000, 529: L49
- [17] Forbes T G. *J. Geophys. Res.*, 2000, 105: 23153

- 
- [18] Roussev I I, Sokolov I V, Forbes T G, et al. *ApJ*, 2004, 605: L73
- [19] Lionello R, Mikić Z, Linker J A, et al. *ApJ*, 2002, 581: 718
- [20] Foukal P V, Behr B B. *Sol. Phys.*, 1995, 156: 293
- [21] Moran T, Foukal P. *Sol. Phys.*, 1991, 135: 179
- [22] Underhill A B, Waddell J H. *Stark broadening functions for hydrogen lines*, Washington: National Bureau of Standards Circular, 1959: 603
- [23] Brault J, Noyes R. *ApJ*, 1983, 269: L61
- [24] Zirker J. *Sol. Phys.*, 1985, 102: 33
- [25] Casini R, Foukal P. *Sol. Phys.*, 1996, 163: 65
- [26] Condon E, Shortley G. *The theory of atomic spectra*, Cambridge: Cambridge University Press, 1951: 1
- [27] Foukal P, Hoyt C, Gilliam L. *ApJ*, 1986, 303: 861
- [28] Forbes T G, Priest E R. *Solar Terrestrial Physics: Present and Future*, US: NASA Reference Publ., 1984: 1120
- [29] Wiien W. *Ann. Phys.*, 1916, 49:842
- [30] Hirayama T. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1961, 13: 152
- [31] Švestka Z, Frizová-Švestková L. *Sol. Phys.*, 1967, 2: 75
- [32] Redman R, Suemoto Z. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1954, 114: 238
- [33] Rosenberg F, Feldman U, Doschek G. *ApJ*, 1977, 212: 905
- [34] Ivanov-Kholodny G. *Astron. Zh.*, 1959, 36: 589
- [35] Hirayama T. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1963, 15: 122
- [36] Davis W. *Sol. Phys.*, 1977, 54: 139
- [37] Gary S P, Sanderson J J. *Phys. Fluids*, 1978, 21: 1181
- [38] Lites B W, Meidig D F, Trujillo Bueno J. *The Lower Atmosphere of Solar Flares*, Proceedings of the Solar Maximum Mission Symposium, 1986, 101
- [39] Dravins D. *Astrophys. Letters*, 1973, 13: 243
- [40] Oks E A. *Soviet Astron. Letters*, 1978, 4: 223
- [41] Švestka Z. *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 1963, 14: 234
- [42] Firstova N, Heinzel P, Kotrč P. *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 1990, 41: 88
- [43] Foukal P, Miller P, Gilliam L. *Sol. Phys.*, 1983, 83: 83
- [44] Foukal P, Little R, Gilliam L. *Sol. Phys.*, 1988, 114: 65
- [45] Jordan C, Bartoe J D, Brueckner G. *ApJ*, 1980, 240: 702
- [46] Kopp R A, Poletto G. *Goddard Space Flight Center Coronal and Prominence Plasmas*, US: NASA, 1986: 469
- [47] Poletto G, Kopp R A. *Proceedings of the Solar Maximum Mission Symposium*, 1985 (A87-26201 10-92), 1986: 453
- [48] Wang H, Qiu J, Jing J, et al. *ApJ*, 2003, 593: 564
- [49] Qiu J, Lee J, Gary D E, et al. *ApJ*, 2002, 565: 1335
- [50] Jing J, Qiu J, Lin J, et al. *ApJ*, 2005, 620: 1085
- [51] November L, Simon G. *ApJ*, 1988, 333: 427
- [52] Chae J. *ApJ*, 2001, 560: L95
- [53] Liu J, Zhang Y, Zhang H. *Sol. Phys.*, 2008, 248: 67
- [54] Démoulin P, Berger M A. *Sol. Phys.*, 2003, 215: 203
- [55] Kusano K, Maeshiro T, Yokoyama T, et al. *ApJ*, 2002, 577: 501
- [56] Welsch B T, Fisher G, Abbett W. *ApJ*, 2004, 610: 1148
- [57] Longcope D W. *ApJ*, 2004, 612: 1181
- [58] Schuck P W. *ApJ*, 2006, 646: 1358
- [59] Welsch B T, Abbett W P, DeRosa M L, et al. *ApJ*, 2007, 670: 1434
- [60] Fisher G H, Welsch B T, Abbett W P, et al. *ApJ*, 2010, 715: 242
- [61] Shibata K, Nakamura T, Matsumoto T, et al. *Science*, 2007, 318: 1591
- [62] Beckers J M, Tallant P E. *Sol. Phys.*, 1969, 7: 351

## Advances in Measurement of Solar Macroscopic Electric Fields

SU Jiang-tao<sup>1,2</sup>, DENG Yuan-yong<sup>1,2</sup>, WANG Xiao-fan<sup>1,2</sup>,  
HOU Jun-feng<sup>1,2</sup>, WANG Dong-guang<sup>1,2</sup>

(1. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 2. Key Laboratory of Solar Activity, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

**Abstract:** The macroscopic electric field plays a central role in solar flares and filament eruptions for magnetic energy conversion to plasma acceleration and heating, and energetic particle acceleration. Their distribution on the Sun is essential for quantitative studies of how energy flows from the Sun's photosphere, through the corona, into the heliosphere. However, so far more efforts have been made to detect the magnetic field on the Sun instead of the electric field. In recent years, with more and more space-exploring satellites being launched, a huge amount of high quantity data have been obtained, which have greatly deepened our knowledge about the physical processes of solar magnetic activities. Despite these achievements, we still have not clear understanding about the mechanisms of flares and filament eruptions, and the corona heating. To break through these difficulties, it is of importance for us to push forward the diagnosis of the macroscopic electric fields on the Sun. In this paper, we first review the main advances in the direct/indirect measurements of solar macroscopic electric fields, then suggest some detectable objects regarding the electric fields for the ongoing Chinese Giant Solar Telescope.

**Key words:** solar magnetic fields; macroscopic electric fields; Stark effect