

文章编号: 1000-8349(2008)04-0321-15



太阳大气等离子体的电流研究

谭宝林

(中国科学院 国家天文台, 北京 100012)

摘要: 该文讨论了太阳大气等离子体中电流的成因和对各种爆发活动的作用和影响, 对目前的研究现状和存在的问题进行了分析讨论, 指出虽然磁场是太阳物理观测和研究的关键要素, 但是电流也是理解能量的传输与耗散、不稳定性的驱动和激发、等离子体的加热和粒子加速等太阳物理过程的重要概念。该文还提出了一个定性的改进电路模型, 认为电流主要产生于太阳内部的发电机过程, 同时电路在日冕部分的环形磁场位型也将产生部分新经典电流, 通过磁通量管流入太阳大气, 并在日冕区域通过磁场重联等过程释放能量。对该模型尚待解决的问题也进行了简单讨论。

关键词: 等离子体天体物理学; 太阳物理学; 电流; 太阳大气等离子体

中图分类号: P182.6⁺2 **文献标识码:** A

1 前 言

太阳大气中存在着许多剧烈的爆发过程, 如耀斑、爆发日珥、日冕物质抛射等, 它们在很短时间内释放出大量的能量, 并引起物质的剧烈运动。一个大的爆发过程常常还伴随着强烈的电磁辐射和高能粒子发射, 这些过程将产生一系列空间和地球物理效应, 从而对航空、航天、卫星通讯、地面电力网的正常运转以及人们日常生活产生重大影响。因此, 研究这些爆发过程的成因以及活动规律, 不但对一般天体物理学问题具有基础性的学术意义, 而且对现代社会生产发展和人们的物质生活都具有极其重要的现实意义。

早在 1941 年 Edlen 根据日食时日冕光谱分析发现日冕气体的温度高达百万度以上, 这比光球温度(约 5000 度)高出 3 个数量级, 这表明在太阳大气中一定存在着某种加热过程。60 多年以来人们一直试图在理论上解释这种反常的升温现象, 然而到目前为止, 关于这种加热过程的物理机制始终没有得到很好的解决。

人们提出了许多物理模型来研究上述两个过程, 这些模型都强调了磁场的作用, 认为爆

收稿日期: 2008-02-27; 修回日期: 2008-06-24

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10733020, 10778605); 科技部国家基础研究计划(2006CB806301)

发过程和等离子体的加热所需能量都来自于非势性磁场中的自由能,能量的释放和粒子加速则与磁场重联有密切联系。然而到目前为止几乎还没有一个模型能够对太阳物理中的三大问题,即能量传输与释放、日冕等离子体的加热、粒子加速,给出满意的解释。

Benz^[1]曾写到:“没有火,何来烟;在等离子体中,没有一定的电流,又何来磁场?”安培定律将电流和磁场密切地联系在一起。在日常生活中,相比于磁场,人们更关心的是电流,例如在一个电路中电流的产生、传输和能量在家用电器上的释放等。然而在天体物理过程中可观测的基本物理量是磁场,电流一般都是通过磁场间接得到。太阳活动区中可供释放的自由磁能实际上就是活动区中电流系统的能量。磁约束核聚变等离子体物理的理论和实验研究表明,载流等离子体中的电流及其分布对等离子体系统的演化具有重要的作用,一方面电流的焦耳耗散和箍缩效应可以对等离子体系统进行加热,同时被加热等离子体的运动又将激发等离子体不稳定性,如撕裂模不稳定性、气球模不稳定性、磁岛结合不稳定性等^[2]。这些不稳定性的爆发和演化为等离子体系统的爆发和能量释放准备了条件。而且一定的电流系统本身就是一个能量输运系统,它可以将能量的产生、传输和释放过程有机地联系起来。因此利用电流概念来思考太阳大气等离子体中所发生的许多过程,将非常直观^[3,4]。

但是到目前为止,电流的作用却常常被人们忽略,人们将更多的注意力都放在了对磁场的观测和研究上。即使提到电流,通常也是强调电流片的作用。这主要是因为受观测技术的限制,矢量磁场观测的空间和时间分辨率普遍不高,人们只能得到有关电流的粗略结果,而且根据这些粗略结果常常导出一些似是而非的结论。自20世纪70年代以来, Skylab、SMM、Yohkoh、SOHO、TRACE和最近的RHESSI等卫星的EUV波段和X射线探测,以及地面可见光和射电波段的观测都表明,太阳大气爆发过程中所释放的能量主要集中在等离子体环形结构中,各种尺度的等离子体磁环是色球和日冕的基本结构,是能量释放的基本单元。同时,矢量磁场观测也表明,在这些环形结构中,环向电流是普遍存在的。那么,电流,尤其是环形电流对太阳大气的爆发过程将有什么作用呢?最近,由于大量采用了最新技术, Hinode发射升空后对太阳光球矢量磁场的观测具有史无前例的高空间分辨率和灵敏度^[5],再结合太阳射电宽带频谱观测所提供的关于日冕高层大气中的信息,都对太阳大气中的电流以及与之相关的物理过程的研究提供了一个难得的机会。

事实上,太阳大气中的爆发过程与加热过程是互相联系的,电磁场是互相耦合的,磁场与电流是描述太阳大气的复杂性活动的两个重要的物理量,不能因为研究其中一个量而忽略另一个量^[6]。而电流概念,以及电流在等离子体不稳定性方面的作用将可以帮助我们更好地解释这种联系,这将是今后理解所观测到的各种太阳物理现象,以及其他天体爆发过程的一个有意义的研究思路。探讨电流的起源及对天体演化的作用是等离子体天体物理中的一个重要的课题。

2 太阳大气等离子体中电流的成因

首先,可以根据电流的分布特征的差异,大致将太阳大气中的电流分成如下两种类型:

(1) 电流片,主要分布在不同位形磁场结构之间的作用面上,例如环与环之间的碰撞面、磁剪切面、在耀斑环顶以上磁场打开的区域等。在电流片内电流密度的方向与磁场方向互相垂直。Parker指出^[7],在无穷大的导电流体中,几乎所有初始均匀场的强连续变形都能产

生电流片。

(2) 环向电流, 主要与环形磁通量管有关, 也叫场向电流 (field-aligned current), 方向与磁通量管磁场方向近于平行或反平行。这种电流与 Tokamak 等离子体中的电流较为相似。很显然, 这种场向电流很难用感应机制来解释, 因为感应电流的方向始终与磁场方向互相垂直。这种电流与无力场有关。

上述两种形式电流的产生机制、电流通道, 以及在太阳等离子体活动过程中的作用显然是不同的, 弄清这两者的差别与联系将有助于我们全面了解太阳大气中电流的本质以及电流同其他太阳物理过程之间的联系。

从本质上说, 太阳大气是一个磁化等离子体系统。在磁化等离子体中, 根据广义欧姆定律, 电流可以由下式表示:

$$\mathbf{J} = \sigma \left[(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{en} \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \nabla p_e \right], \quad (1)$$

电流 \mathbf{J} 可以由如下几种因素产生:

(1) 静电场 $-\sigma \mathbf{E}$ 。与空间净电荷关联, 在太阳大气等离子体条件下, 静电场常常是可以忽略的。

(2) 等离子体相对于磁场的运动而产生的感应电场 $-\sigma(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ 。这是太阳大气等离子体中产生电流的重要因素, 如前面已经提到的旋转、扭曲和剪切等运动。这种方式产生的电流与当地磁场的方向垂直。

(3) 霍尔电流 $-\frac{\sigma}{en} \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 。其方向不但垂直于当地磁场的方向, 而且也垂直于原有的电流方向, 在强磁场情况下, 这一项的作用是不可忽略的。

(4) 电子热压力梯度驱动的电流 $-\frac{\sigma}{en} \nabla p_e$ 。这是由电子密度的非均匀分布而驱动的热电效应和扩散效应产生的电流。在太阳大气等离子体中, 这种作用是常常存在的。而且其产生的电流既可垂直于磁场, 也可沿磁场方向。

从观测角度上说, 对于太阳大气等离子体, 直接测量电场和电子密度的非均匀分布等都是非常困难的。由于上述四部分因素产生的电流都能感应出磁场, 利用安培定律:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2)$$

在这里, 电流 \mathbf{J} 由两部分组成: (1) 非零旋度的磁场; (2) 感应电场随时间的变化, 例如在电磁波中电场的变化产生位移电流。但是, 通常太阳大气等离子体中的电场都很微弱, 所以第 2 部分可以忽略, 则通过矢量磁场的测量可以间接地得到电流的分布。

关于电流通道问题, 首先对于电流片的形成, Priest 和 Raadu^[8] 指出, 电流片可由光球物质运动 (如剪切或扭转) 或极性相反的新浮磁通量管相互挤压形成; Parker^[9] 则认为磁场的不平衡将产生电流片, 当流体被挤压时, 电流片将不断地变薄、变密, 即使电阻率很小, 它也将迅速重联和耗散, 电流片内电子的高速传导还将产生等离子体湍动, 引起反常电阻并加速电阻性撕裂模不稳定性的演化。

对于场向电流, Alfvén 和 Carlqvist^[10] 提出, 电流产生于光球及其内部物质的对流运动, 电流通道由两部分构成: 在光球以上的太阳大气中沿着磁场方向很窄的通道中流动, 而在光球内部则沿着电阻较小的路径流动。

一般认为场向电流主要分布在一系列磁通量管中,基本上沿着环的轴向,形成载流等离子体磁环。Melrose^[11]认为存在两种电流分布模式:即中性模式和非中性模式。由光球物质的剪切或扭动等运动所产生的电流出现在磁通量管浮现以后,而且在磁通量管的每一个足点处向上流出的电流与向下流入的电流相等,即电流存在回流(Return Current),在每一个足点处的净电流为0,此即为中性电流模式^[12-18]。然而经过40多年对光球矢量磁场观测数据的详细分析发现,实际电流总是从一个足点流出并从另一个足点流入的,很少有证据表明在足点附近存在回流^[19-22]。对此很自然的一个理解就是,电流模式本身就是非中性的^[3,4,11],即电流很可能是在光球以下的太阳内部闭合的。

在非中性模式中,电流从一个足点流出光球表面而从另一个足点流回光球,不需要在光球以上的太阳大气等离子体中存在一个回流,电流在光球内部深处闭合而形成完整的电流回路,这种模式的电流不可能由光球中的剪切或其他形式的运动产生,而很可能是与太阳内部的发电机机制有关,这种发电机过程不但产生了太阳磁场,同时也产生了电流。目前大多数观测结果似乎都支持这种非中性电流模式,不过,目前在理论上还未能圆满地阐述太阳发电机模型如何同时产生电流和磁场,并与观测现象相吻合。

我们把太阳等离子体环与托卡马克等离子体在磁场位形和等离子体特征方面进行对比,发现:在结构紧凑的耀斑环内拥有局部磁镜场,所有的带电粒子均可分成捕获粒子和通行粒子两大类,如果在等离子体环的截面上存在压强不均匀性,当等离子体参数满足无碰撞香蕉区条件时,则由等离子体径向密度梯度将驱动一种沿等离子体环向的新经典自举电流。经过一系列简化,我们得到一个自举电流在总环电流中所占比例的近似关系^[23]:

$$f_{bs} = \frac{j_{bs}(r)}{j(r)} \approx \frac{(1-f)^{1/2}}{2}, \quad (3)$$

其中, $f = B_{top}/B_{foot}$, 即环顶与环足磁场强度之比,通常是从一定的磁场外推模型给出。在一般的日冕冷环和热环中,典型的等离子体参数尚不足以满足无碰撞香蕉区条件,其新经典效应可以忽略。但是对于高温耀斑环,等离子体参数基本满足上述条件,这时新经典效应是很显著的,我们对发生于1999年8月25日的M3.6耀斑事件中的等离子体环参数进行了分析,发现其中的自举电流在总电流中所占的比例可达44.6%。

新经典自举电流的产生主要取决于等离子体环内部的参数和结构,它是部分太阳等离子体环演化到一定阶段(高温耀斑环)的产物,而且也只是总电流中的一部分。同时,这种自举电流的存在也说明,太阳大气载流等离子体环中的电流很可能是多源驱动的。

实际上,关于电流通道以及电流的分布还直接与另一个基本问题密切相关,那就是电流的起源,即电流到底是起源于什么区域的物质运动?关于这个问题事实上也存在三种可能:

(1) 光球物质对流运动起源,最初Parker等提出的电流模型即属于这一类的。最近Santos和Buchner^[24]根据三维MHD数值模拟结果表明,光球等离子体和磁场的水平运动将可以在色球、过渡带和低日冕区域产生电流,这些电流将主要出现于物质运动区域和磁场集中区域上空,而且平行于磁场的电流分量要比垂直于磁场的电流分量大得多。

(2) 对流层起源,即深源模型, Melrose就曾提出这种深源设想^[3]。这种模型认为,电流同磁场一样,是由太阳内部深处物质的对流运动有关,这种对流运动的发电机模式不但产生了磁场,同时也产生了电流。这种深源模型与非中性电流模式是一致的。

(3) 太阳大气起源,例如我们前面提到的新经典自举电流就是属于这一类型。另外,各种

尺度的电流片也主要是由太阳大气中不同拓扑位形的磁场相互作用而产生的。

3 太阳大气等离子体中电流的观测

由于直接观测电流是非常困难的, 一般我们都是利用式 (2), 忽略电磁波中电场变化产生的电流成分, 通过观测矢量磁场来外推电流。

1964 年, Sevrny [6] 首先通过对光球矢量磁场测量资料的分析发现, 在太阳耀斑活动的黑子区域中存在着强电流, 电流强度为 $10^{11} \sim 10^{12} \text{A}$ 。1968 年 Moreton 和 Severny [19] 测得耀斑活动区中的电流密度大于等于 $8.3 \times 10^{-3} \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$, 总电流强度约为 $2 \times 10^{11} \text{A}$ 。1993 年 Canfield 等人 [25] 得到在太阳耀斑活动区最大电流密度为 $(24 \sim 26) \times 10^{-3} \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$, 总电流强度则达 $(6.6 \sim 8.8) \times 10^{12} \text{A}$ 。1995 年 Gary 和 Demoulin [26] 则利用马歇尔飞行中心的矢量磁图得到在太阳活动区的最大电流密度为 $30 \times 10^{-3} \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$, 在部分活动区的总电流强度甚至高达 10^{13}A , 电流分布在直径为 $3 \times 10^7 \text{m}$ 范围内, 电流密度从中心向外线性降低。2006 年我们 [27] 根据大熊湖太阳物理观测台高分辨率矢量磁场测量资料得到的太阳活动区最大电流密度为 $80 \times 10^{-3} \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$, 活动区的总电流约为 $3.6 \times 10^{12} \text{A}$ 。

上述根据矢量磁场测量结果计算电流的方法还受横向 180° 不确定性问题的制约。这是利用 Zeeman 效应测量磁场所固有的缺陷, 解决这一问题需要寻找一个独立于 Zeeman 效应以外的理论假设或观测效应来约束横向磁场的方向, 在这方面, 许多人根据不同的假设而提出了解决的方法, 这些方法各有优缺点。其中最近的一项工作是 2004—2005 年间由 Georgoulis [28,29] 提出的非势场算法 (Non-potential field calculation, NPFC)。定义了一个结构化函数:

$$F = \omega_g \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} \right)' + \omega_s |J_{sz}|, \quad (4)$$

其中 $\left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} \right)' = \frac{\mathbf{b}_z}{\mathbf{b}_x^2 + \mathbf{b}_y^2} \left(\mathbf{b}_x \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} + \mathbf{b}_y \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} \right)$, $\frac{4\pi}{c} J_{sz} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} \mathbf{b}_y - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} \mathbf{b}_x$, ω_g 和 $\omega_s = 1 - \omega_g$ 分别为权重因子, $\omega_s = (T_b - T_{bmin}) / (T_{bmax} - T_{bmin})$, T_b 为计算的亮温, T_{bmin} 和 T_{bmax} 则分别为强场区域中的最小亮温和最大亮温。 $\mathbf{b}_i = \mathbf{B}_i / B$, $i = \{x, y, z\}$ 。令 $F \rightarrow 0$ 而求得初步的方位角解, 通过进一步的平滑和筛选得到最终的解。该方法计算量小, 甚至对于远离日面中心的活动区都能得到较好的结果。

同时, 迄今为止比较可靠的磁场测量仍然仅限于光球表面, 因此我们也就只能获得光球表面上的垂直电流密度:

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B})_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right). \quad (5)$$

除了上述直接利用光球矢量磁场测量来推求电流信息的方法外, 也有人利用间接方法来探测太阳大气中电流结构的存在。例如 Sui 等人 [30] 利用 RHESSI 的成像观测耀斑发生前后在耀斑环顶以上的 Cusp 结构的状态变化来间接确定电流片的存在。这种耀斑环顶以上的 Cusp 结构中的电流片对于标准耀斑模型来说至关重要, 它决定着耀斑期间的能量释放、粒子加速以及色球蒸发等过程, 甚至对与耀斑有关的日冕物质抛射 (CME) 等现象的起源和加速也具有关键性的作用。

对于光球以上的色球乃至日冕中的电流信息, 由于磁场测量的困难, 目前我们知之甚少。Zaitsev 等人^[31] 假定载流等离子体环为一等价的共振电路, 通过对耀斑期间毫米波辐射的周期性调制分析, 可以诊断等离子体环中的总电流强度, 他们所得到的近似关系为

$$I \approx 10^{12} \times P^{-1}, \quad (6)$$

其中, 总电流强度 I 以 A 为单位; P 为振荡电路的调制周期, 单位为 s。Zaitsev 等人通过对 16 个太阳耀斑的毫米波的观测数据的分析, 发现其调制周期约为 0.7~17 s, 由此而得出环内电流强度大约为 $I \approx 6 \times 10^{10} \sim 1.4 \times 10^{12}$ A。

我们根据射电微波辐射频谱观测的脉动结构的分析^[32], 从载流等离子体环中的撕裂模时间演化特征的线性近似分析, 也可以得到一个冕环中的总电流与脉动周期之间的关系:

$$I \approx \frac{4\pi^2 a^2 \sqrt{\rho}}{P \sqrt{M \mu_0}}, \quad (7)$$

这个关系比 Zaitsev 等人得到的关系要复杂一些, 总环电流不但与脉动周期 (P) 有关, 同时还与环的截面半径 (a)、等离子体密度 (ρ)、环内的结构特征 (与参数 M 相应) 等因素有关。由于目前射电成像观测在空间分辨率方面的严重不足, 因此这种诊断方法尚只有理论分析方面的意义, 有待今后进一步发展。

最近, Spangler 利用美国甚大阵 (VLA) 观测来自于遥远类星体的射电信号经过太阳日冕大气以后相邻视线上射电辐射的法拉第旋转测量的差异 (ΔRM) 来估计日冕电流^[33]:

$$I = 1.65 \times 10^6 \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{2.5} (\Delta RM), \quad (8)$$

式中 r 为观测点的日心距, R_{\odot} 为太阳半径。观测表明, 在相邻视线经过太阳日冕的回路上确实有电流存在, 其电流强度大约为 $10^8 \sim 10^9$ A。不过这种方法的应用也有局限性, 它对日面中心区域上空中的日冕电流测量无能为力, 即使在边缘区域, 如果在需要观测的时间段没有合适的遥远射电源, 也将无法观测。

但是上面几种射电方法也实实在在地告诉我们, 通过射电方法, 再结合一定的 X 射线辐射观测频谱结构特征的分析, 有可能为我们提供一些关于电流甚至磁场方面的信息, 这种能力是光学观测所不具备的。随着下一步具有高空间-时间-频率分辨率的频谱日像仪的建造和投入使用, 利用射电观测并结合其他多波段成像的综合分析来诊断日冕电流将更加具有实际的意义。

4 电流在太阳物理模型中的作用和意义

4.1 电流与太阳大气加热过程

加热问题主要包括两个方面: 加热的时空结构和加热机制, 两者是相辅相成的。现有的加热机制可分为内部加热和外部加热两类。其中外部加热时, 自由能是从磁环的外部传送到环内的, 例如传播中的阿尔芬波耗散等。内部加热时, 环内的自由磁能转化为等离子体的热能, 例如电流以焦耳耗散方式转化为热能、磁场重联时磁能的耗散等。目前还不能确定到底哪一

种或哪几种加热方式是色球和日冕加热的主要机制。Kopecky 等人指出^[34], 电子和离子之间库仑碰撞产生的经典电阻率对日冕加热的贡献是非常小的, 提高这种耗散的唯一途径是磁场发生变化, 以及伴生的电流集中于电流片、电流鞘或者电流纤维中, 若电流密度很大且分布范围极小, 则通过等离子体湍动可使耗散大为增强。Sakai 等人^[35]曾分析过电流冕环的加热, 发现电流环可被箍缩效应加热, 箍缩效应是由环内外压力不平衡驱动的, 环内电子和离子在垂直于周围磁场方向上被加热, 并出现温度分布的各向异性, 这种分布能驱动等离子体不稳定性的发展, 高频电磁波可能就是由这种不稳定性激发的。Ionson^[36]曾提出一个模型: 用一个等价的共振电路表示载流等离子体环, 该电路的电动势来自于光球内部物质的对流运动和磁场的相互作用, 产生的电流通过载流等离子体环这个电路输送到日冕中, 在日冕中通过一定的耗散机制将能量释放出来对日冕等离子体进行加热。Ionson 认为能量主要是通过离子粘滞性进行耗散, 其效率大约是电子焦耳耗散加热的 5 倍。

Beaufume 等人^[37]根据矢量磁场测量得到的冕环中存在强电流、热等离子体的填充因子 ($f \approx 10^{-4} \sim 10^{-3}$) 很低以及冕环高分辨率 X 射线图像等信息的研究认为, 初始载流等离子体磁环具有很高的导电性, 光球物质对流运动产生的电场感生了电流, 由于趋肤效应, 电流主要分布在环柱的表面, 形成一个厚度为 Δa 的电流薄层。在没有扰动的情况下, 横向热传导率很低, 因此电流的焦耳加热将集中在电流薄层内, 使得薄层内等离子体温度远高于环内其他区域。环内其他部分等离子体的加热需要一个很强的跨越磁力线的热传导率, 这是由电流薄层的破裂产生磁场扰动并使电子扩散增强引起的。当电流薄层中的电流密度达到一定的阈值后, 将激发微观不稳定性的爆发, 从而导致反常电阻的产生, 并进一步引起宏观的磁场重联, 在电流层附近形成磁岛。磁岛出现后, 磁力线的形态发生高度扭曲直至电流薄层的破裂, 引起横越磁力线的粒子和能量的输运大幅度增强, 热量向内扩散实现对环内等离子体的加热。他们求得冕环的加热率为

$$W_h \approx f \frac{B_\theta^2}{8\pi\tau_c}, \quad (9)$$

式中, W_h 的单位为 $10^{-7} \text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, $f = 2\pi a \Delta a / (\pi a^2) = 2\Delta a / a$ 为电流的填充因子, a 和 Δa 分别为电流鞘的半径和宽度, B_θ 为极向磁场分量, τ_c 为电流鞘的瓦解时间。

Beaufume 的模型可以在一定程度上说明环的加热过程, 并能解释一些观测事实, 例如耀斑环内很低的填充因子。但是, 由于通常太阳等离子体环中物理量变化的时间尺度都比较长, Beaufume 模型中的趋肤效应在太阳耀斑等离子体环中不一定是显著的, 电流只分布在环表面附近薄层中的情形与实际观测结果^[38]也是有出入的。

总之, 一般认为爆发过程与加热过程都同电流一定有关, 但是电流到底以何种形式发生作用目前在观测方面并没有搞清楚。

4.2 电流与太阳大气爆发过程

从观测信息分析电流同太阳大气中爆发过程之间的联系一直就是电流研究的主要内容, 然而这方面的结果却是混乱不清的。最初 Severny 等人^[6]的观测结果表明耀斑发生以后, 磁场梯度下降, 电流减小, 他们认为电流的减小意味着磁场自由能的释放并引发了耀斑。然而另外一些结果却表明在耀斑现象发生的前后, 磁场和电流并没有显著的变化^[39,40]。甚至还有相反的结果, 如王海民^[41,42]曾发现有几个耀斑爆发时光球磁场的剪切不但没有减小, 反而还在增大, 即在耀斑发生后电流反而增强。

很多人都利用太阳光球矢量磁场的观测资料来研究过电流与太阳耀斑和紫外线、软 X

射线亮点等现象之间的时空联系^[43-45]，其中一个较为重要的工作是 Leka 等人^[46]关于载流新浮磁流的考察。不过，Leka 等人和 De La Beaujardiere 等人^[47]的研究表明，虽然电子沉降与电流有关，但是它们在空间上并不与最大电流位置一致。Li Jing 等人^[48]研究发现电子沉降发生的位置与光球强电流密度的位置并不一致，硬 X 射线源总是与较小的电流密度和较低的磁场强度位置对应的。De Loach 等人^[49]还曾研究过电流与过渡区紫外辐射亮点之间的关系，发现最大电流密度与较小的但是持续增强的紫外辐射亮点在空间上密切相关。王同江等人^[50]通过对矢量磁场和垂直电流的仔细分析发现，新浮磁流本身就可能携带电流从光球内部上升而进入太阳大气中，耀斑的发生很可能就是由这种新浮电流与太阳大气中原有的电流系统相互作用而激发的。这种由新浮磁流携带电流的观点也受到 Leka 等人的支持^[51]。

我们^[27]通过分析大熊湖太阳物理观测台对两个 M 级耀斑活动区的光球矢量磁场的观测资料，发现：在空间上耀斑活动确实与电流有关，但耀斑出现的位置却并不与最大电流出现的位置一致，而是出现在电流密度中等，但是结构很复杂的区域中；在时间上，不同的耀斑活动区中电流的行为是不同的，对于空间结构小而紧密的耀斑区，当耀斑发生以后，电流迅速减小（见图 1 中的 c1），这与 Severny 等人的自由能释放的看法是一致的；但是在耀斑环尺度较大磁场活动较为复杂的活动区，耀斑发生以后电流则不但没有减小，反而还会迅速增加，这实际上与活动区中新浮磁流的活动有关（图 1 中的 c2）。

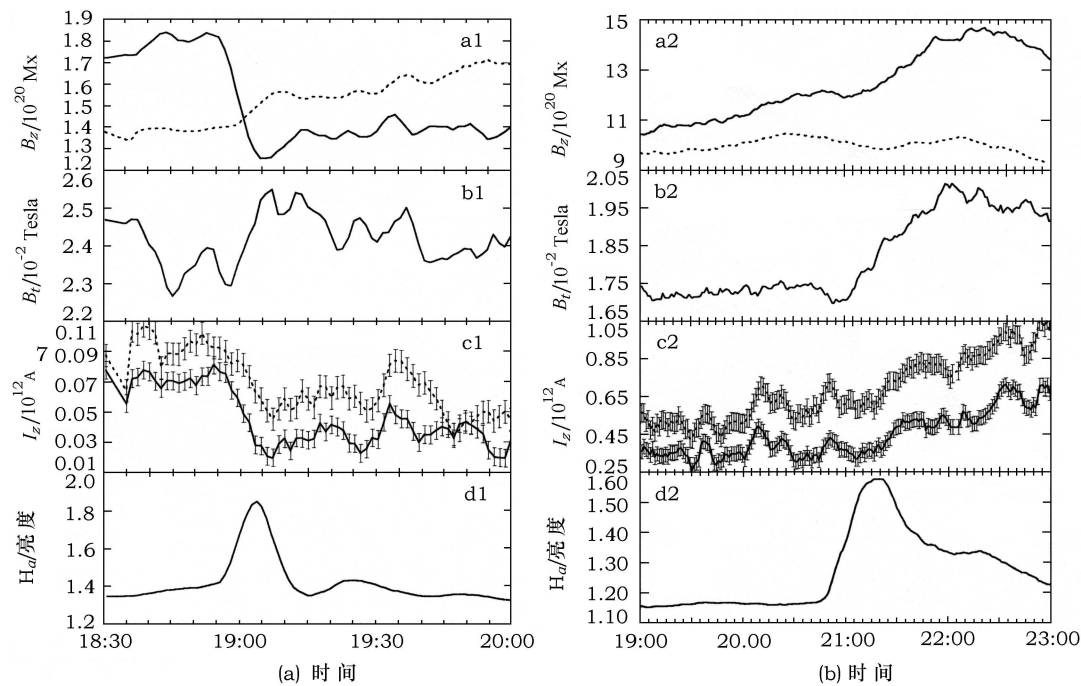


图 1 在不同耀斑活动中电流的不同行为

(a) 与 2002 年 7 月 26 日发生于活动区 10044 中的一个 M1.0 级致密耀斑有关的纵向磁场、横向磁场、电流密度、 H_{α} 亮度的时变曲线；(b) 对应于当天在活动区 10039 中的一个 M8.7 级双带耀斑

载流等离子体系统本身就是一个非势性的结构系统, 具有可释放的自由能, 对该系统的研究可以解决两个方面的问题: 一是为探索太阳大气中爆发过程的物理机制提供理论依据, 另一个是大量各种尺度的载流等离子体系统的活动与演化还可以为过渡区和日冕的加热提供理论支持。关于上述问题, 许多人都强调了电流片的作用, 例如 Parker 就认为磁场的不平衡产生电流片, 当流体被挤压时, 它就不断地变薄, 无论电阻多小它都将迅速发生磁场重联而耗散, 另外, 电流片内很高的电子传导速度将在等离子体中产生湍动, 激发反常电阻并引起撕裂模不稳定性。1990 年 Mandrini 等人^[52]通过对 X 射线环的研究表明, 大部分的耀斑能量释放并不是发生在相互作用的环之间的分界面上, 而是主要发生在环的内部, 这说明环内的物理演化过程可能对耀斑爆发具有重要的作用, 其中载流等离子体环很可能在这里具有重要的地位。对该系统的详细研究很可能为太阳物理乃至天体物理提供重要的理论线索。

最初 Gold 和 Hoyle^[53]提出环足附近光球物质的扭曲运动可在磁通量管中产生环向电流, 当两个载流磁通量管中的电流方向相同而环向磁场方向相反时, 它们互相吸引而靠拢, 在接触面上产生磁场重联, 两环并合而引起耀斑的爆发。

Alfvén 和 Carlqvist^[10]则将冕环看成一个等价的电流回路, 电流由光球层中的对流运动产生, 在该电路中, 如果在某一点处将电流断开, 则整个电路中的磁能将在该点处释放, 如果电流的断开是在短时间内完成的, 则磁能的释放将导致爆发性的过程发生。引起电流断开的主要原因是断开处的电阻迅速增加, 从而导致电磁能的快速耗散。在一定的等离子体环中通过的电流存在一个密度上限, 达到该上限值时, 等离子体电阻率会迅速增大若干个数量级, 产生放电中断和能量释放, 导致耀斑爆发。

如图 2 所示, 设完全电离的冷等离子体中, $n_e = n_i = n$, 离子相对不动, 通过的电流为电子沿 x 轴方向的运动形成: $i = -nev_e$, 电子的运动速度: $v_e = -i/(ne)$ 。假定在等离子体中产生一个小的密度扰动 (图中实线), 使 X_0 点附近的密度比周围略低, 由于电流密度应当处处相等, 因此, 在 X_0 点附近电子的运动速度将略大于在周围其他地方的速度, 则由于电荷分离而引起的电场为

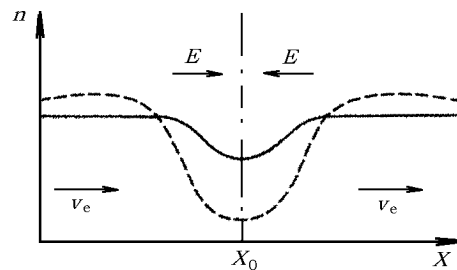


图 2 载流等离子体中密度扰动所引起的不稳定性

$$E_x = -\frac{m_e}{e} \frac{dv_e}{dt} = -\frac{m_e}{e} \frac{\partial v_e}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \approx -\frac{m_e v_e}{n^2 e^2} i \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (10)$$

在 X_0 的左侧附近, $\partial n/\partial x < 0$, $E_x > 0$, 电子减速; 而在 X_0 的右侧附近, $\partial n/\partial x > 0$, $E_x < 0$, 电子被加速。电子低速进入低密度区域而高速离开该区域, 从而导致低密度区的电子密度进一步减少, 使密度扰动越来越大 (见图中的虚线), 可见这种扰动是不稳定的。

在热等离子体中, 设离子温度为 T_i , 则离子扩散速度等于其漂移速度时其电场为

$$E_D = \frac{kT_i}{ne} \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (11)$$

当 $|E_x| > |E_D|$, 则该电流环将趋于不稳定, 于是可得到电流密度的上限为

$$i_c = \frac{nekT_i}{m_e\nu_e} = ne\sqrt{\frac{kT_i^2}{m_eT_e}} \approx ne\sqrt{\frac{kT_i}{m_e}}, \quad (12)$$

即当等离子体环中的电流密度大于 i_c 时, 将引起等离子体环不稳定性的爆发。而且临界密度主要取决于等离子体的密度。

Spicer^[54] 提出, 在等离子体环中磁力线扭曲引起的撕裂模不稳定性是导致磁能转换为等离子体热能并引起电子加速的原因, 但是他所提出的撕裂模不稳定性演化速度太慢了, 不足以说明在耀斑脉冲相中发生的快速过程。Colgate 等人提出一个唯象模型^[55], 认为环电流感应一个极向磁场, 极向磁场的耗散引发了耀斑活动。

Tajima 等人^[56] 则提出电流环结合模型来解释耀斑过程, 他们认为耀斑脉冲能量释放的最可能的方式便是通过电流环结合过程激发, 该模型经 Sakai 等人加以发展。由于考虑到由撕裂模不稳定性引起的磁能转化为动能的速度太慢, 因此他们提出一种快速磁重联机制, 根据数值模拟结果, 在线性阶段释放的能量很少, 之后两个电流环互相靠近, 电流环被压缩, 在环的接触面附近的等离子体被挤压并具有很高的密度, 引起快速重联。Sakai^[35] 进一步指出, 储存于电流环中的磁能可通过两种方式结合而引起磁场重联释放磁能: (1) 在同一时间里两个或几个环之间发生相互作用; (2) 同一个环通过自身的非线性扭转而发生作用。

Zaitsev 和 Stepanov^[57,31] 认为太阳等离子体环为载流环, 等价于一个直流电路, 在光球附近和色球层中部分电离的等离子体对耀斑能量的释放起了决定性的作用。他们认为, 等离子体中的槽形不稳定性导致部分电离等离子体从日珥(在环顶附近)或色球层(环足附近)注入载流等离子体磁环的电流通道中, 由于离子与中性原子之间的碰撞可引起电阻的大幅度升高(可提高几个数量级), 从而产生耀斑能量的释放(见图3)。

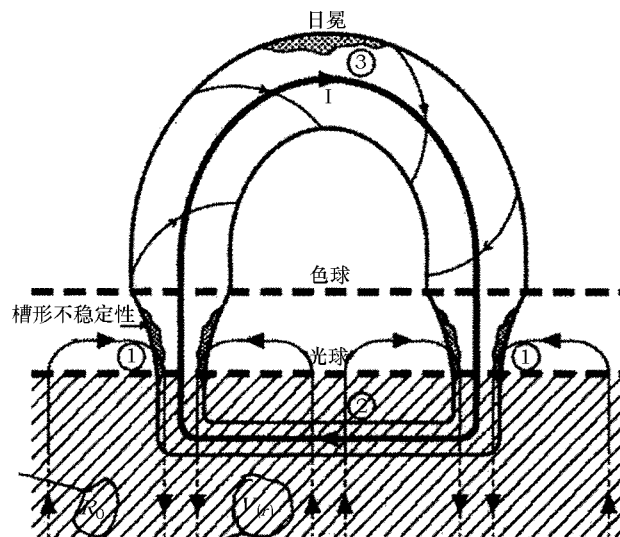


图3 电路模型

磁约束聚变等离子体研究的实践表明, 在载流等离子体环内部由电流驱动磁场重联和能量释放往往是引起爆发过程的一个最重要的因素^[58], 那么这种过程是否在太阳大气等离子体中也同样发生作用呢? 我们曾对这个问题进行过仔细的对比分析^[23], 结果发现, 在某些

太阳耀斑环里, 同样也会产生像 Tokamak 等离子体中那样的自举电流成分, 由此而激发的新经典撕裂模不稳定性将产生一个快速的磁场重联和能量释放。然而问题远没有最终解决, 因为, 毕竟太阳耀斑等离子体环的情形要比 Tokamak 等离子体中的情形复杂得多, 进行定量求解也困难得多, 尚需要做进一步大量的探索。

4.3 电流与太阳等离子体的粒子加速

太阳等离子体中粒子的加速是一个极为关键的科学问题, 尤其是太阳耀斑活动期间, 有相当一部分的能量都是以高能粒子的形式被释放出来并带走的。关于粒子加速的机制, 目前人们普遍认为存在三种可能的方式: 激波加速、湍流加速和直流电场加速^[59]。其中直流电场加速则常常与一定的电流结构有关, 尤其是电流片中的粒子加速则是被人们研究得很多的一种加速方式。关于电流对粒子加速的作用可以分成三个不同的研究方向:

(1) 大尺度电流片中的粒子加速, 在大尺度电流片中, 因等离子体的有限电阻效应而激发的撕裂模重联将在电流片区域形成一系列的磁岛, 在磁岛之间的 X 点附近的重联电场将对带电粒子进行加速。其实在绝大多数耀斑模型中, 有关粒子加速机制几乎都与来自于耀斑环顶以上的大尺度电流片中的磁场重联过程密切联系。例如目前被多数人接受的双带耀斑模型^[60]、Shibata 等人的耀斑统一模型等^[61]。即使在致密耀斑模型中, 电流片的形成和演化过程直接影响着耀斑爆发的全过程^[62]。Drake 等人利用 PIC 数值模拟方法清晰直观地得到了磁岛的形成和电子被加速的过程, 请参考文献 [63] 中的图 1 和图 2。

另外, Karlicky 等人也用上述 PIC 方法研究了对大尺度电流片中的撕裂模活动产生的磁岛在随时间演化过程中对电子的加速过程^[64]。他们的模拟表明, 电子一般是在磁岛之间的 X 点附近开始被加速的, 所产生的高能电子主要沿磁场的 X 面分布。利用上述模拟结果, 他们对太阳射电微波辐射的漂移脉动结构给出了一个动态阐述。有很多人的工作都与电流片中的粒子加速有关^[65,66]。

(2) 小电流片中的粒子加速, 对这种粒子加速方式的研究以 Vlahos 等人^[67]的工作为代表。假定在日冕活动区中一定的大尺度磁场结构中到处随机地存在着许多短寿命的小尺度不稳定性电流片 (Unstable Current Sheet, 即 UCS), 带电粒子绕磁力线作回旋运动, 其引导中心沿磁力线运动, 当运动到某一小电流片区域时, 受电流片区域静电场的作用而得到加速。几乎每一个带电粒子在这样的日冕区域中运动时, 都有可能多次被加速, 于是在较短的时间内将产生大量的高能粒子。他们利用数值模拟方法对上述过程进行模拟研究, 结果表明, 在日冕活动区环境, 将热电子加速到 1MeV 以上的能量所需时间不到 1s; 在同样时间内, 可以同时将质子加速到 10MeV 以上。

(3) 电流环中的粒子加速, 为了解释太阳微波爆发的时间精细结构, Kuijpers 等人^[68]于 1981 年首次提出这种微波爆发的时间精细结构可能是由耀斑磁通量环内多个小电流片处的感应电场加速的粒子引起的。不过, Kuijpers 等人并未对耀斑磁通量环内的多个小电流片的形成机制给予说明。实验室等离子体的研究表明, 在载流等离子体环中由撕裂模不稳定性所引起的磁场重联将在环内形成一系列的磁岛结构, 在这些磁岛之间的 X 点附近存在重联电场, 该电场有可能对带电粒子进行加速。利用这种构想, 我们对微波射电频谱观测中所发现的快速脉动结构进行了初步的定性解释, 尤其是对快速脉动结构的两种频率漂移率 (即快速的单脉冲频率漂移率和缓慢的脉动结构整体频率漂移率) 首次给予了解释^[32](见式 (7))。不过, 这方面的工作目前还刚刚开始, 还有许多工作没有做。

5 存在的问题和研究思路

到目前为止,在太阳物理的观测方面,无疑磁场测量是重点,而且无论是在测量的精度、分辨率、可信度、观测的连续性等方面都取得了长足的进展。通过磁场和速度场的测量和研究,人们取得了一系列的丰硕成果。不过,正如我们前面已经提到过的,目前的磁场测量基本上主要局限于光球表面及附近有限区域,对于日冕磁场的测量几乎是无能为力的。与此同时,几乎目前所有的观测研究都表明,在太阳上所产生的几乎绝大多数爆发活动(如耀斑、日冕物质抛射以及各种高能粒子事件等)都发生在远离光球的日冕大气等离子体中。而且更让人困惑的是,引起这些爆发事件所需要的能量肯定是来自于太阳内部的,那么这些能量如何从太阳内部穿越相对低温的太阳低层大气(即光球和色球区域)而在高温的日冕区域里释放呢?日冕的高温是如何产生和维持的?通过光学磁场测量和多波段的太阳物理观测研究,我们已经可以接受关于能量的释放是通过磁场重联的方式来完成的,高能粒子的加速也同磁场重联密切相关(尽管还有许多细节有待进一步完善和研究)。但是能量是如何从太阳内部传输到太阳大气中来的呢?作者认为,电路模型或许是一个很有前景的模型。但是,如图3所示的电路模型必须进行改造,因为电流的产生很可能是多源的,既包括太阳内部发电机机制产生的电流(图4中的 j_c),同时在电路环的日冕部分,由环形磁场位型的作用而引起的新经典自举电流等(图4中的 j_b)也可能存在并对环的稳定性演化和爆发过程产生重要影响。

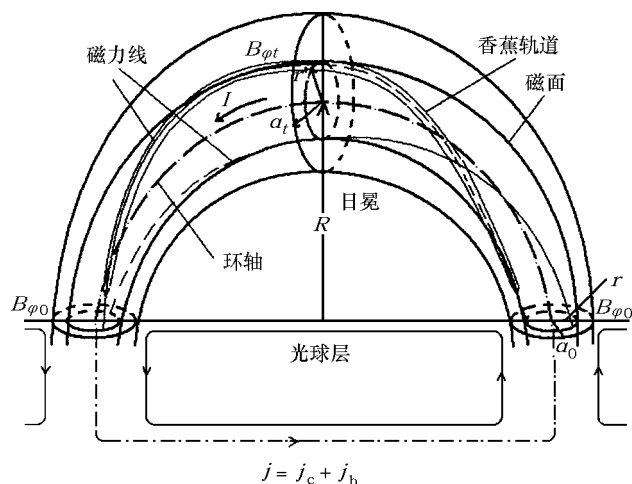


图4 改进的电路模型

在这种改进的电路模型里,电流与环的纵向近乎平行。在光球附近区域,磁场近乎垂直于光球表面,相互之间也近于平行,而且磁场较强,相互之间发生磁场重联的可能性极小,虽然由于这里气体的电离度不高,经典电阻率也较高,但是,磁通量管仍然只承担了一个电路导线的角色。由于磁通量管对等离子体的约束作用,使来自于太阳内部的能量可以通过它穿越相对低温的太阳低层大气而进入高层大气中,好比导线可以保持低温而将电能从电源输送到高温的用电器上一样。而在环的高层大气部分,即环顶附近区域,不同的环与环之间磁场方向

很难保持平行, 相互之间相切、斜交乃至交叉的几率大增, 因而发生磁场重联的机会也高得多, 通过磁场重联, 磁场变得越来越不规则, 甚至极其混乱, 从而使等离子体的反常电阻率大大增强, 从而使电阻性耗散效应迅速增强, 导致能量释放。当这个过程缓慢而又持续地进行时即为日冕加热, 而当该过程迅速而猛烈地进行时, 则产生耀斑等爆发事件。

改进的电路模型将太阳内部的源区、能量的输送和日冕大气中能量的释放联系起来, 比较自然而直观。不过该模型还只是一个设想, 还有许多基本性的问题需要研究。这些问题包括:

(1) 太阳内部的发电机机制如何产生所需要的磁场和大致沿磁通量环的纵向电流?

(2) 在观测上如何证明电流是由太阳内部的发电机模式产生的? 在这方面有一些间接的证据似乎已经说明了新浮磁通量管从光球内部上升进入太阳大气的同时本身就携带电流出现^[51]。但是, 这些证据还远远不够。

(3) 上述模型在太阳内部的电流通道问题, 这个问题的探索需要更高分辨率和灵敏度的磁场观测研究, 同时还需要对光球磁场向太阳内部外推。这方面的工作目前几乎还是一片空白。

(4) 上述载流等离子体环的稳定性问题, 对这个问题的研究可以帮助我们了解能量的释放过程。

(5) 粒子的加速问题。我们可以推测, 粒子的加速与磁场重联有关, 在这种电路模型里, 磁场重联如何激发、如何加速粒子等。

由于在日冕区域, 宽带的射电和 X 射线频谱观测具有非常丰富的结构信息, 将这些频谱观测与成像观测进行有效配合, 将有可能为我们提供大量关于日冕电流、磁场以及载流等离子体系统结构方面的信息, 这对我们探索太阳物理中的一些基本问题, 如日冕加热、能量释放过程、和粒子加速等产生非常重要的意义。

致谢 感谢中国科学院紫金山天文台黄光力研究员的指导, 感谢季海生研究员和中国科学院国家天文台的颜毅华研究员等给予的许多帮助!

参考文献:

- [1] Benz A. Plasma Astrophysics, London: Kluwer Academic Publisher, 1993: 212
- [2] Biskamp D, Welter H. Phys. Rev. Lett., 1980, 44: 1069
- [3] Melrose D B. ApJ, 1995, 451: 391
- [4] Wheatland M S. ApJ, 2000, 532: 616
- [5] Ichimoto K. the Solar-B Team. JKAS, 2005, 38: 307
- [6] Severny A. Space Sci. Rev., 1964, 3: 451
- [7] Parker E N. ApJ, 1996, 471: 489
- [8] Priest E R, Raadu M A. Solar Phys., 1975, 43: 177
- [9] Parker E N. ApJ, 1985, 294: 47
- [10] Alfvén H, Carlqvist P. Sol. Phys., 1967, 1: 220
- [11] Melrose D B. ApJ, 1991, 381: 306
- [12] Barnes C W, Sturrock P A. ApJ, 1972, 174: 659
- [13] Tanaka K, Nakagawa Y. Solar Phys., 1973, 33: 187
- [14] Low B C. ApJ, 1977, 217: 988L
- [15] Low B C. A&A, 1992, 253: 311
- [16] Parker E N. ApJ, 1979, 230: 905
- [17] Van Ballegoijen A A, Martens P C H. ApJ, 1989, 343: 071
- [18] Priest E R, Forbes T G. Solar Phys., 1990, 126: 319

- [19] Moreton G E, Severny A B. *Solar Phys*, 1968, 3: 282
- [20] Ding Y J, Hagyard M J, DeLoach A C, et al. *Solar Phys*, 1987, 109: 307
- [21] Venkatakrishnan P, Hagyard M J, Hathaway D H. *Solar Phys.*, 1989, 122: 215
- [22] Mok Y, Van Hoven G. *ApJ*, 1997, 490: L107
- [23] Tan B L, Huang G L. *A&A*, 2006, 453: 321
- [24] Santos J C, Buchner J. *Astrophys. Space Sci. Tran.*, 2007, 3: 29
- [25] Canfield R C, De La Beaujardiere J-F, Fan Y, et al. *ApJ.*, 1993, 411: 362
- [26] Gary G A, Demoulin P. *ApJ.*, 1995, 445: 982
- [27] Tan B L, Ji H S, Huang G L, et al. *Solar Phys.*, 2006, 239: 137
- [28] Georgoulis M K, Labonte B J, Metcalf T R. *ApJ*, 2004, 602: 446
- [29] Georgoulis M K. *ApJ*, 2005, 629: L69
- [30] Sui L H, Holman G D. *ApJ*, 2003, 596: L251
- [31] Zaitsev V V, Stepanov A V, Urpo S, et al. *A&A*, 1998, 337: 887
- [32] Tan B L, Yan Y H, Tan C M, et al. *ApJ.*, 2007, 671: 962
- [33] Spangler S R. *ApJ*, 2007, 670: 841
- [34] Kopecky M, Obridko V. *Solar Phys.*, 1968, 5: 354
- [35] Sakai J I, Ohsawa Y. *Space Sci. Rev.*, 1987, 46: 113
- [36] Ionson I A. *ApJ*, 1982, 254: 318
- [37] Beaufume P, Coppi B, Golub L. *ApJ*, 1992, 393: 396
- [38] Tan B L. *Adv. Space Res.*, 2007, 39: 1825
- [39] Harvey J. *PASP*, 1971, 83: 495
- [40] Livingston W, Harvey J, Slaughter C. *Nature*, 1970, 226: 1146
- [41] Wang H. *Solar Phys.*, 1992, 140: 307
- [42] Wang H, Tang F. *ApJ*, 1993, 407: 89
- [43] Lin Y Z, Gaizauskas V. *Sol. Phys.*, 1987, 109: 81
- [44] Zhang H Q, Wang T J. *Sol. Phys.*, 1994, 151: 129
- [45] Zhang H Q. *A&A*, 1995, 304: 541
- [46] Leka K D, Candfield R C, McClymont A N, et al. *ApJ*, 1993, 411: 370
- [47] De La Beaujardiere J-F, Canfield R C, Hudson H S, et al. *ApJ*, 1995, 440: 386
- [48] Li J, Cuperman S, Semel M. *A&A*, 1993, 279: 214
- [49] DeLoach A C, Hagyard M J, Rabin D, et al. *Solar Phys.*, 1984, 491: 235
- [50] Wang T J, Xu A A, Zhang H Q. *Solar Phys.*, 1994, 155: 99
- [51] Leka K D, Canfield R C, McClyment A N. *ApJ*, 1996, 462: 547
- [52] Mandrini C H, Hernandez A M, Rovira M G, et al. *Adv. Space Sci.*, 1990, 10: 115
- [53] Gold T, Hoyle F. *MNRAS*, 1960, 120: 89
- [54] Spicer D S. *Solar Phys.*, 1977, 53: 305
- [55] Colgate S A. *ApJ*, 1978, 221: 1068
- [56] Tajima T, Brunel F, Sakai J. *ApJ*, 1982, 258: 45
- [57] Zaitsev V V, Stepanov A V. *Solar Phys.*, 1992, 139: 343
- [58] Boozer A H. *Rev. Mod. Phys.*, 2004, 76: 1071
- [59] Dauphin C. *A&A*, 2007, 472: 993
- [60] Lin J, Raymond J C, Van Ballegooijen A A. *ApJ*, 2004, 602: 422
- [61] Shibata K, Masuda S, Shimojo M, et al. *ApJ*, 1995, 451: L83
- [62] Heyvaerts J, Priest E R, Rust D M. *ApJ*, 1977, 216: 123
- [63] Drake J F, Swisdak M, Che H, et al. *Nature*, 2006, 443: 553
- [64] Karlicky M, Barta M. *A&A*, 2007, 464: 735
- [65] Zharkova V V, Gordovsky M. *ApJ*, 2004, 604: 884
- [66] Wood P, Neukirch T. *Sol. Phys.*, 2005, 226: 73
- [67] Vlahos L, Isliker H, Lepreti F. *ApJ*, 2004, 608: 540
- [68] Kuijpers J, van der Post P, Slottje C. *A&A*, 1981, 103: 331

The Study of the Electric Currents in Solar Atmospheric Plasma

TAN Bao-lin

(National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

Abstract: The electric current is an important factor for the evolution of instability, energy release and transport, and particle acceleration in magnetized plasma system, such as solar atmospheric plasma. This report presents a detailed discussion on the main properties of electric currents in solar atmospheric plasma, its origin, role for plasma instabilities, and some unresolved problems. The magnetic field is a key factor for the solar observation. However, the electric current is also an important concept for understanding the processes of solar activities, such as the energy transportation and dissipation, the trigger and driver of the plasma instabilities, the coronal plasma heating, and particle acceleration. Such knowledge may be helpful for us to probe the evolution of other plasma systems in the universe (for example, flaring stars, active galactic nuclei, atmosphere in neutron star, etc). In the final part of this report, the author proposes a qualitative modified electric circuit model in which the electric current is originated mainly from the dynamo process in the solar convective zone. At the same time the neoclassical current may partially contribute to the total current and affect the evolution of the current-carrying plasma loops. These electric currents flow in the magnetic flux tubes, and release the energy by means of magnetic reconnections in solar corona. At the end of this report some unresolved problems associated with this model are outlined.

Key words: : plasma astrophysics; solar physics; electric current; solar atmospheric plasmas