

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.01.01

# 太阳光球磁亮点的基本特征研究及其 对日冕加热的贡献

刘艳霄<sup>1,2</sup>, 林 隽<sup>1</sup>, 吴 宁<sup>3</sup>

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 云南师范大学 旅游地理学院, 昆明 650031)

**摘要:** 在太阳光球表面出现的磁亮点是目前观测手段能够分辨的最小磁结构, 也被认为是日冕中的磁绳在光球足点运动的可靠示踪者。磁亮点的尺度约为 100~300 km, 寿命从几分钟到几十分钟。磁亮点被观测到不仅具有漩涡运动现象, 还有很强的振荡现象。磁亮点是在磁通量管的对流坍塌过程中形成的, 这已被观测和数值模拟所验证; 磁亮点的运动导致其所在的磁通量管产生振荡, 或者与其他磁通量管发生扭绞。理论上认为, 这些振荡会以波的形式向色球和日冕传送能量, 而磁通量管之间的扭绞会在色球和日冕中发生磁重联并释放能量, 从而加热色球和日冕。为了解开日冕加热和色球加热等未解之谜, 对磁亮点的研究显示出它特殊的重要性。对磁亮点的基本特征、形成原理、观测证据、光球磁亮点和太阳大气其他亮点之间的关系, 以及磁亮点对日冕加热贡献等方面进行了介绍和讨论。

**关键词:** 太阳光球; 磁亮点; 小尺度结构; Alfvén 波和振荡; 色球和日冕加热

**中图分类号:** P182      **文献标识码:** A

## 1 引 言

太阳光球层在太阳对流层和色球层之间, 是太阳大气的最底层, 厚度在 500 km 左右。光球表面布满了米粒状结构, 是一种在对流过程中出现的对流元胞, 称为米粒组织。对流层的热等离子体向上运动到达光球层表面后经辐射冷却, 然后下沉回到对流层, 形成米粒组织的基本几何结构。相邻米粒之间的狭窄区域就是常说的米粒通道。用 G 带 (4305 Å) 和 TiO (7060 Å) 波段观测光球层时, 会发现米粒通道里面有很多比光球平均背景亮的点; 这些亮点有的是孤立的一个亮点, 有的是成长链状的亮线。早在 1973 年和 1974 年, Dunn-Zirker<sup>[1]</sup> 和 Mehlretter<sup>[2]</sup> 分别用 H $\alpha$  和 CaII K 谱线的远翼单色像研究磁汇聚时, 发现这些磁汇聚区域

收稿日期: 2013-04-08; 修回日期: 2013-11-05

资助项目: 国家自然科学基金 (11273055, 11333007); 973 项目 (2011CB811403, 2013CBA01503); 科学院创新工程方向性项目 (KJ CX2-EW-707); 战略性先导科技专项 (B 类, XDB09000000)

通讯作者: 刘艳霄, liuyanxiao@ynao.ac.cn

是亮的,因此他们称之为亮点。又因为这种出现在米粒通道里的光球亮点和磁场有着密切的关系,因此,很多人称之为磁亮点。磁亮点被认为是日冕磁环在光球层足点的示踪者。

对磁亮点的研究有着深远的物理意义。首先,磁亮点是目前望远镜观测所能够分辨的最小磁特征,研究磁亮点的物理性质有助于我们更深入研究光球表面小磁元的物理特征;其次,磁亮点被认为是冕环在光球层足点的示踪者,磁亮点的运动很可能会因为磁通量管横向运动激发磁通量管内部产生阿尔芬波,而光球层阿尔芬波的存在对解释日冕加热机制有着很重要的意义。

米粒中的对流运动将光球中的磁场推挤到米粒通道里,使磁元聚集成磁通量管。这些磁通量管的不断汇聚就会形成气孔乃至黑子<sup>[3]</sup>。磁通量管由于磁场浮力作用而竖立在光球层当中,它们的磁场强度在 0.1 T 的量级 (0.1 ~ 0.2 T),直径在 100 km 左右<sup>[4]</sup>。这些磁通量管在米粒组织对流运动的冲击下处于不断运动的状态中<sup>[5-8]</sup>。由于磁场汇聚,很多磁通量管中的磁场比较强,它们从光球层穿过色球层延伸至日冕。我们将那些两个足点在光球层,其中的磁场延伸至日冕层的闭合磁通量管称为磁环。一般认为,磁环对日冕加热和色球加热有重要贡献<sup>[9-11]</sup>。而另外有一类磁通量管只有一个足点在光球层,它们的另外一端向上穿过色球和日冕并延伸至行星际空间,形成开放的磁通量管;这类开放的磁通量管对太阳风加速有重要贡献<sup>[12-16]</sup>。

目前一些科学家认为,米粒组织的对流运动和振荡的磁通量管的相互作用会在磁通量管内产生阿尔芬波和其他磁流体动力学 (Magnetohydro Dynamics, 简称 MHD) 波。能量以波的形式向上传播至色球,最后到日冕层,MHD 波和阿尔芬波在传播路径上的耗散造成色球和日冕加热及太阳风加速<sup>[17-21]</sup>。光球层中磁通量管足点的随机运动使分立的磁通量管在色球和日冕层发生扭绞和缠绕,从而发生磁重联;这可能也是造成色球加热和日冕加热的一个重要原因<sup>[22-24]</sup>。

本文针对磁亮点的基本特征、一种可能的形成机制及其对日冕加热的贡献的一种理论解释进行详细的阐述。第 2 章介绍磁亮点的基本特征;第 3 章介绍对流坍缩理论;第 4 章介绍太阳大气中的亮点之间的关系;第 5 章介绍太阳大气中的亮点对日冕加热的贡献;第 6 章是对以往工作的总结和对未来工作的展望。

## 2 磁亮点的基本特征

随着望远镜分辨率的不断提高,科学家们不断深入地了解磁亮点的精细结构。观测发现,这些磁亮点大小不一、形状不一、亮暗程度不一、运动方式也不一。有的磁亮点在米粒通道里是一个孤立的亮点,有的则形成一串长长的链式结构;磁亮点的平均尺度在 100 ~ 300 km 之间,也有小的磁亮点尺度接近望远镜的衍射极限;有的磁亮点,特别是那些有长链结构的一串亮点,其亮度几乎是光球平均背景亮度的 2 ~ 4 倍<sup>[25]</sup>,而有的磁亮点的亮度则很弱。

图 1 (a) 给出了瑞典太阳望远镜在 G 光谱带获得的日面中心的图像,其中能够被证认出来的磁亮点被标识出来了(见图 1 (b))<sup>[26]</sup>。

磁亮点在米粒通道里不断被推挤,不断地从一个大亮点分裂为两个或更多个小亮点,很

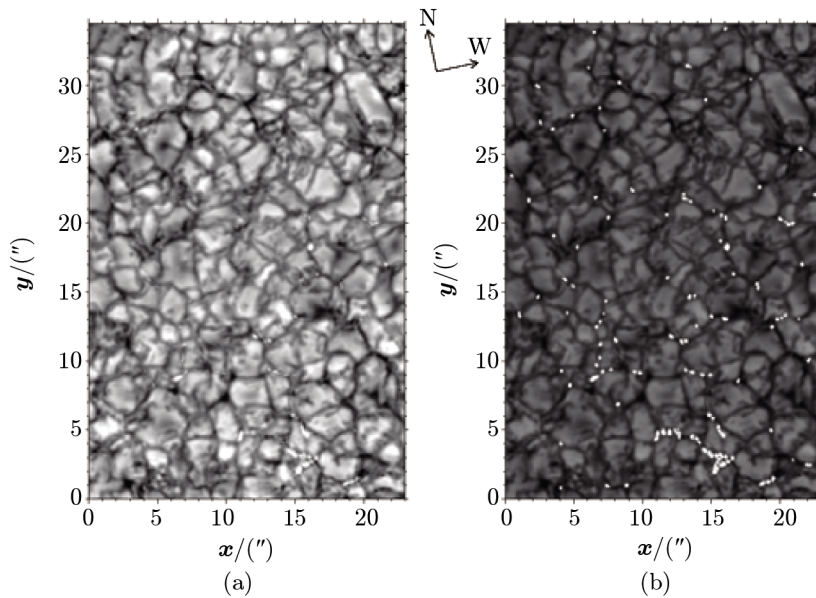


图 1 瑞典太阳望远镜在 G 光谱带获得的日面中心的观测资料<sup>[26]</sup>

(a) 米粒通道里的磁亮点清晰可见; (b) 磁亮点被标为白色。N 箭头指向观测时太阳的北方, W 箭头指向太阳的西方。

多小亮点也会融合成一团或一串亮点。单个亮点的寿命也因为它们的分裂或者融合而终止, 而它们的寿命也因为其大小和亮度的不同而不同。一般来说, 尺度越大, 亮度越强的磁亮点, 其寿命就越长。关于磁亮点的尺度大小、运动速度及寿命等的详细介绍见李东等人<sup>[27]</sup>的综述文章。

## 2.1 磁亮点的温度特征

磁亮点的温度及其变化是深入研究磁亮点内部结构的一个重要参量, 也是我们研究磁亮点物理本质的一个重要切入点。

Beck<sup>[28]</sup> 利用 VTT (Vacuum Tower Telescope) 在多条铁线 ( $\text{Fe I } \lambda 15647.41 \text{ \AA}$ ,  $15648.52 \text{ \AA}$ ,  $15652.87 \text{ \AA}$ ,  $6301.50 \text{ \AA}$ ,  $6302.49 \text{ \AA}$ ,  $6303.46 \text{ \AA}$ ) 和钛线 ( $\text{Ti I } \lambda 6303.75 \text{ \AA}$ ) 处得到的矢量偏振观测资料, 和与之同时间同空间观测得到的 DOT 的 G 带连续谱, 以及在  $\text{Ca II H}$  线心处得到的太阳黑子壕沟的观测资料进行了研究; 利用这些资料同空间同时间观测的特点, 他们对亮点的运动性质及热性质进行了研究。他们发现: (1) 观测到的亮点当中有 94% 的亮点有大于设定的偏振度阈值的偏振信号; (2) 亮点的磁场强度变化范围相当宽, 可从 0.05 T 变化到 0.14 T; (3) 亮点相对于光球背景的亮度对比度依赖于磁场方向和视线方向的夹角, 夹角越小, 对比度越高; (4) 亮点内部有磁等离子体的下沉运动; (5) 亮点的平均有效直径为 150 km, 少数亮点直径大于 300 km。

Beck 等人对 G 带图像平均亮度与蓝光连续谱 ( $(4320 \pm 3) \text{ \AA}$ ) 进行了亮度对比, 并定义 G 带对比度  $C$ :

$$C = \frac{1}{\langle I_{BC} \rangle} \cdot \left[ I_{GB} \cdot \frac{\langle I_{BC} \rangle}{\langle I_{GB} \rangle} - I_{BC} \right], \quad (1)$$

其中  $\langle \rangle$  符号表示取其中参数的平均值,  $I_{GB}$  为 G 带图像的亮度,  $I_{BC}$  为蓝色连续谱图像的亮度。亮点一般集中在阈值大于 0.31 的区域, 在这个阈值以下的少数亮点的亮度比较弱, 在这里就不再考虑。他们发现, 当对比度大于一定阈值 ( $C > 0.31$ ) 时, 磁场区域基本上和亮点相对应。他们通过对偏振图像 (由 VTT 观测到的多条铁线所获取的偏振图) 的每个像素进行斯托克斯反演, 并计算得到磁场强度。由于每个像素内的亮点是不可分辨的, 因此, 他们用填充因子  $f$  来表征一个像素内亮点所占的百分比份额; 填充因子所在的区域称为有磁场区域, 而填充因子以外的区域称为无磁场区域。所以, 无论是有磁场区域还是无磁场区域, 它们的物理参数 (温度等) 的获取都会受到填充因子所处区域内相应参数的影响。这种影响会在图 2 的各个子图所表达的关系中体现出来。

图 2 为 G 带图像对比度与磁场区域和无磁场区域温度的关系图。从图 2 (a) 可以看到, 在相同对比度下, 有磁场的区域比无磁场区域的温度高; 从图 2 (b) 可以看到, 在相同的光学深度处, 有磁场区域的温度平均比无磁场区域高  $10^3$  K; 从图 2 (c) 我们注意到, 磁场区域的温度随着磁通量的增加而略微降低, 无磁场区域的温度与磁通量的关系不是很明显; 从图 2 (d) 我们可以看出, 有磁场区域温度随着磁场强度增强有略微的降低, 而无磁场区域的温度与磁场的关系不明显。总结图 2 透露出来的信息, 我们得知, 磁亮点的温度普遍比无磁场区域温度高, 然而对于亮点内部结构的温度变化及能量转换仍需要进一步研究。

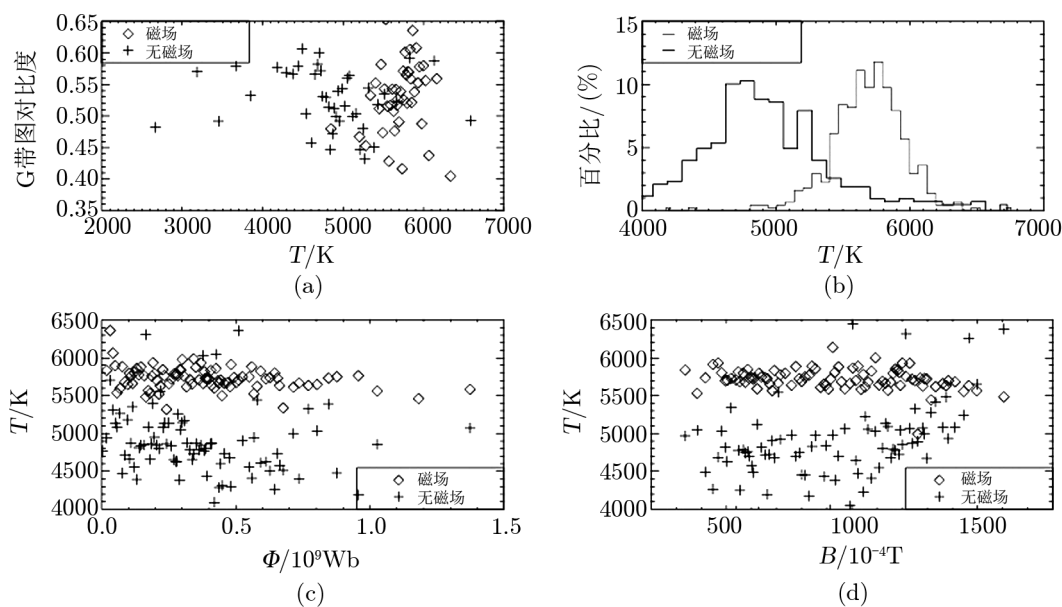


图 2 G 带对比度与光球磁场和无磁场区域温度的关系图<sup>[28]</sup>

(a) 图中  $\diamond$  表示磁场内部, + 表示无磁场区域; (b) 是温度直方图, 在相同的光学深度处, 有磁场区域的温度平均比无磁场区域高 1000 K; (c) 是磁场区域和无磁场区域的温度与平均磁通量的关系; (d) 是温度和磁场强度的关系图。从 (c) 和 (d) 中可以看出, 磁场区域温度随着磁场强度和磁通量的增强有略微的降低, 而无磁场区域的温度与磁场的关系不明显。

Nagata 等人<sup>[29]</sup> 研究日面中心的太阳宁静区磁场的演化时, 假设光球层是黑体辐射, 用亮度变化来表示其温度变化。他们计算得出光球平均温度为 5778 K。他们还注意到, 磁亮点



形成之前, 在磁通量管内的等离子体下沉的过程中, 其内部温度比其周围平均温度低 147 K; 磁亮点形成之后, 磁通量管内部温度比光球平均温度高 140 K。

## 2.2 磁亮点的振荡和波

自从太阳表面即光球中的振荡被发现以来<sup>[30]</sup>, 很多观测和理论研究都证明了波或者振荡也存在于太阳大气的其他层面<sup>[31]</sup>, 这些研究表明波和振荡引起的能量传输可以用来解释色球加热和日冕加热问题<sup>[32-34]</sup>。在太阳低层大气(主要指光球和色球)中有很多种不同波模的波, 比如磁声波、阿尔芬波、腊肠波和 kink 波等<sup>[35-38]</sup>。它们经常被发现在于磁场较集中或者密集的地方, 比如太阳活动区、磁孔和磁亮点里等。Rimmele 等人<sup>[39]</sup>发现光球层中波的振荡主要集中在米粒通道里面。Jess 等人<sup>[40]</sup>分析了在 Dunn Solar Telescope (DST)<sup>[41]</sup>的 G 带和 4170 Å 连续谱同时观测得到的资料, 他们发现光球上存在大量的磁声振荡以及相应的波在传播。这些振荡的周期为 110 ~ 600 s。但是, 当这些振荡的周期低于 140 s 时, 几乎没有发现有波在传播; 而他们的数值模拟结果也表明在振荡周期低于 110 s 时, 没有发现有波在传播的迹象。他们对观测资料进行分析, 发现 73% 的磁亮点存在波向上传播的现象; 数值模拟结果表明 96% 的磁亮点有向上传播波的现象。

Andić 等人<sup>[42]</sup>用小波分析对 New Solar Telescope (NST)<sup>[43]</sup>在日面中心获得的 TiO 波段的观测资料进行了研究, 发现磁亮点有较强的振荡功率。他们选取了 42 个磁亮点, 并对磁亮点及其周围  $3''.5 \times 3''.5$  大小的区域进行分析。他们首先将磁亮点周围的区域进行掩膜处理, 对磁亮点内部的振荡单独分析; 然后将磁亮点掩膜, 分析其周围区域的振荡。他们发现, 这些磁亮点仅占所选取区域面积的 3%, 但是, 其振荡功率大多数都在整个区域总功率的 50% 以上(见图 3)。另一方面, 磁亮点的振荡功率随振荡频率的增加而减小(见图 4), 而且磁亮点处的振荡功率比没有磁亮点处的振荡功率大。这就表明这些较强的振荡功率来自于磁亮点。然而, 这些振荡是不是产生于光球底部磁通量管的水平运动? 这些振荡能否产生阿尔芬波? 则是需要进一步深入研究的问题。

## 2.3 光球磁亮点的漩涡运动

Stein 和 Nordlund<sup>[44]</sup>及 Emonet 和 Cattaneo<sup>[45]</sup>曾经预言, 在米粒通道内有小的漩涡流存在, 而且磁亮点也在快速地旋转。可是一直以来都没有找到观测上的证据。Nisenson 和 van Ballegooijen<sup>[46]</sup>使用 DOT 望远镜的 G 光谱带图像, 通过对孤立磁亮点的轨迹跟踪, 计算出磁亮点的速度, 得到磁亮点平均平动速度为  $0.89 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ; 他们又通过对个别速度较大的磁亮点的轨迹研究, 计算出在获取相邻两帧图像的时间间隔当中磁亮点轨迹的辐角变化, 得出磁亮点的轨迹描述了漩涡运动的结论。Bonet 等人<sup>[47]</sup>研究发现, 两个或者更多的磁亮点以及一些少量的破碎米粒以相同或者相反的方向呈对数螺线形状朝一点运动。利用这样的运动来寻找漩涡, 他们发现很多磁亮点在米粒通道里沿对数螺线运动, 最后被下沉的物质流吞没(如图 5 所示)。他们一共发现有 138 个这样的漩涡, 经统计得出: 在米粒通道等离子体下沉处存在寿命约为 5 min, 平均密度为  $0.009/1000 \text{ (km)}^2$  个漩涡。磁亮点的漩涡运动是否可以示踪磁通量管的一些运动? 磁亮点是否存在自身的旋转运动? 这些问题都是解决日冕加热的关键, 也是我们未来研究工作的重点。

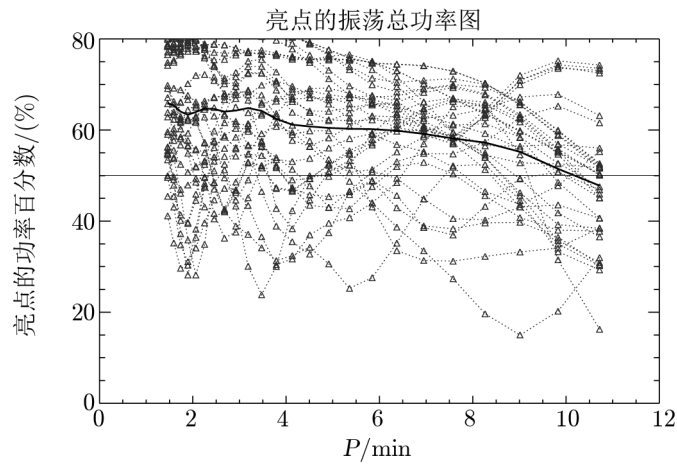


图3 对亮点振荡功率的分析<sup>[42]</sup>

在掩膜区域得到的 42 个亮点的振荡功率百分数。带三角图形的散点线代表在每个亮点里面出现的在周期和面积上的平均功率百分数，三角图形代表的是每个亮点对应特定周期上的平均功率百分数，实线表示所有的被分析的亮点的平均功率百分数，中间横线代表的是 50%。

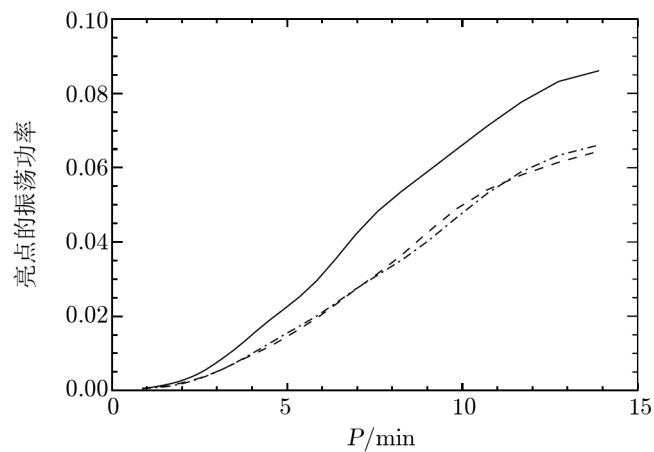


图4 在不同区域内的振荡功率随振荡周期的变化<sup>[42]</sup>

实线表示 42 个亮点的平均振荡功率，虚线和散点线表示没有亮点的区域的平均振荡功率。虚线表示米粒的平均振荡功率，散点线表示米粒通道内的平均振荡功率。

### 3 磁亮点的形成机制及观测和数值模拟的证据

#### 3.1 磁亮点的形成机制

对于光球上磁亮点的形成机制，李东等人<sup>[27]</sup>在磁亮点的综述中对磁亮点的形成原理列举了几种可能。比如有些科研工作者认为磁亮点的形成是对流坍缩原因<sup>[48]</sup>，有的则认为其形成过程是一个复杂的过程<sup>[49]</sup>。目前，理论上的主要观点是，磁亮点是在磁通量管的对流坍缩

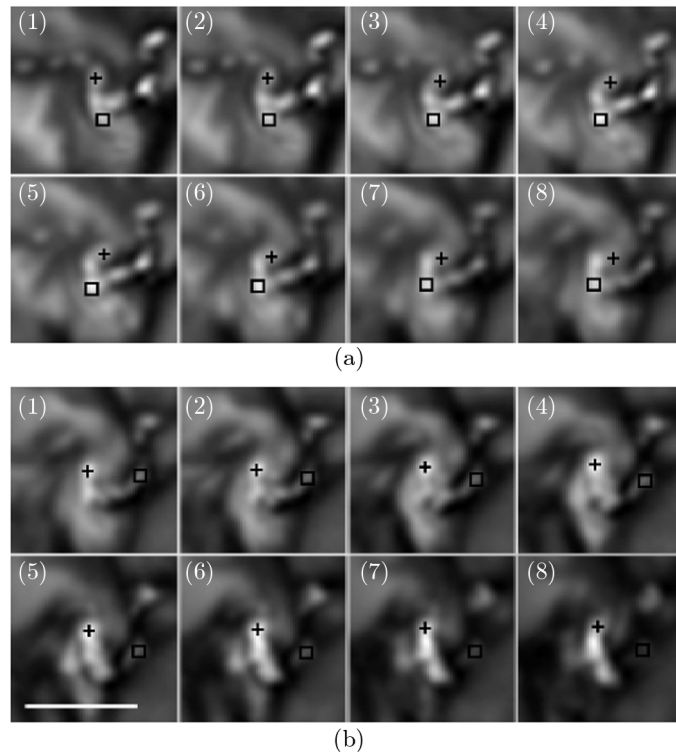


图 5 磁亮点的螺旋运动, 及其与周围流场的相互作用<sup>[47]</sup>

图像序列的时间分辨率为 15 s, (b) 中第 5 个图的白色横条代表太阳上长度为 1 Mm。 (a) 和 (b) 中分别有两对亮点已经分别用十字和正方形符号标了出来。它们的演化顺序均为 (1) - (2) - (3) - (4) - (5) - (6) - (7) - (8)。图中可以看出米粒通道中的磁亮点以及一些少量的破碎米粒以相同或者相反的方向呈对数螺旋线形状朝一点运动。

过程中形成的。

众所周知, 太阳光球上的小尺度磁场结构具有强的磁场强度, 比如磁场汇聚处通常可达到的强度在 0.05 ~ 0.2 T 之间。Parker<sup>[50]</sup> 认为这些磁场之所以这么强, 是由于原先很弱的磁场在米粒对流运动的过程中汇聚形成磁通量管所导致的。Spruit 和 Zweibel<sup>[48]</sup> 认为对流坍缩过程只能发生在磁场强度足够低的地方, 因为磁场强度比较高时, 垂直向上的磁通量管在对流效应中比较稳定; 假设在绝热状态下, 当磁场强度低于一个临界值 (0.127 T) 时, 磁通量管就会变得对流不稳定。一般来说, 磁通量管中的磁场强度都有  $10^{-1}$  T 的量级<sup>[4]</sup>, 超过这一阈值不会太困难, 所以这些区域的磁通量管基本上都处于稳定平衡的状态。当磁场强度低于这个临界值时, 磁通量管就会变得不稳定。

如果磁通量管的不稳定性是由其内部等离子体流的下沉运动激发的, 那么磁通量管内部温度降低, 磁通量管表面气压减小导致了其中的磁场强度增强, 不稳定性受到抑制, 最终磁通量管内部会达到一个以更低的能量、更低的温度和更高的磁场强度为表征的状态, 并再次稳定下来。上述过程就是对流坍缩现象<sup>[51]</sup>, 对在观测上的特征就是在磁通量管内部有强的下沉速度, 并且伴随有磁通量管的磁场强度增强。Spruit 和 Zweibel<sup>[48]</sup> 认为磁通量管内的等离

子体下沉运动过程伴随有发亮的现象,这也正好解释了我们观测中的亮点现象。对于磁通量管的磁场增强, Parker<sup>[50]</sup>认为,在磁通量管内的绝热环境下,气体团下沉时将会被加速,而这将导致磁通量管的扩散;又因为磁通量管内部压强减弱,导致磁通量管内外压强不平衡,因此磁通量管被其外部的气压压缩变得更细更窄,这样磁通量管的磁场强度开始增强,最后达到一个新的平衡。而 Grossmann-Doerth 和 Steiner<sup>[52]</sup>认为,当米粒组织的对流运动使磁场不断汇聚,磁场不断增强时,磁通量管与外界的热交换速度就减小,磁通量管内部的气体热辐射大于热吸收,这导致了磁通量管内部的气体温度降低;又由于磁通量管的绝热分层现象,气体团开始加速下沉,并导致磁通量管部分扩散;这时磁通量管内外压强不平衡,磁通量管被压缩,结果磁场增强。

如果磁通量管的不稳定性是其内部等离子体流的向上运动激发的,在绝热分层条件下,热的等离子体团在磁通量管内向上运动,导致磁通量管内部的压强(气压与磁压的总和)大于其外部的压强(气压);那么磁通量管开始扩散开来,磁场强度降低,不稳定性开始变得更加强烈<sup>[48]</sup>。总之,只要是磁场强度低于磁通量管的临界磁场强度,磁通量管的不稳定性就会被激发,其结果要么是磁通量管内部温度降低,磁场强度增强直到再次稳定下来;要么是磁场强度变得更低,不稳定性更加剧烈,最后导致磁通量管分裂。

### 3.2 支持磁亮点形成理论的证据

目前为止,有很多科研工作者针对磁亮点的形成过程进行了观测和数值模拟的研究,这些研究结果基本上验证了对流坍缩理论。

Beck 等人<sup>[53]</sup>研究了德国真空太阳塔望远镜 (German Vacuum Tower Telescope, VTT) 在可见光谱线 ( $\lambda$  6300 Å) 和红外谱线 ( $\lambda$  15650 Å) 活动区 (NOAA) 中编号为 10425 中的一个黑子附近的矢量偏振测量结果,并结合研究了与之同时获得的 DOT 的 G 带及 CaII H 谱线线心 ( $\lambda$  3967 Å) 的高分辨率观测数据。他们运用 VTT 测量法计算出总偏振度的平均值,并用斯托克斯参数反演<sup>[54]</sup>将偏振测量得到的数据转换为斯托克斯轮廓,从而得到磁亮点的磁场特征。然后他们对活动区 (NOAA) 编号为 10425 中的一个黑子附近的壕沟 (moat) 的一小块区域进行长达 23 min 的连续观测,他们发现在观测的初始时间即  $t = 0$  时,一个相对较大的偏振信号对应有 0.04 T 的磁场强度,但是没有 G 带亮点出现;不过,在  $t = 0$  和  $t = 7$  min 时都发现有  $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的下沉速度,而且在  $t = 7$  min 时,发现在有下沉运动的地方的磁场强度增加到 0.08 T;在  $t = 14$  min 时有亮点出现,同时在亮点出现的地方有 0.09 T 的磁场汇聚。这说明,典型的亮点形成有两个步骤:首先几分钟,磁场逐渐增强(至少 8 min);紧接着亮点在不到 1 min 的时间迅速出现。这从观测的角度支持了磁汇聚对流坍缩产生强磁场的结论,这也与 Grossmann-Doerth 和 Steiner<sup>[52]</sup>数值模拟的结果相一致。

Narayan<sup>[55]</sup>对亮点周围的等离子体下沉运动及亮点的形成过程进行了研究。表 1 是他们观测到的 8 个事件及他们对这 8 个事件进行的研究分析结果。他们发现:(1) 所有观测到的下沉运动都和磁场有关,在无磁场的区域内则没有观测到下沉运动;(2) 下沉运动伴随着磁场的短时间增强;(3) 下沉运动的出现伴有寿命较短的磁亮点形成。这些特征从观测的角度证实了 Parker<sup>[50]</sup>和 Spruit<sup>[51]</sup>的对流坍缩理论。然而他们也发现在磁亮点形成的过程中,磁场的增强只是一个短暂的过程,这也引起了他们的重视。



表 1 8 个事件结果分析<sup>[55]</sup>

事件	$V_{\text{los}}$ ( $t = 0$ ) /km · s <sup>-1</sup>	$V_{\text{los}}(\text{Peak})$ /km · s <sup>-1</sup>	$ B_{\text{los}} $ ( $t = 0$ ) /10 <sup>-4</sup> T	$ B_{\text{los}} (\text{Peak})$ /10 <sup>-4</sup> T	持续 时间 /s	观测结果
a	1.0	5.2	210	650	220	米粒通道里有一个亮点形成, 这个亮点演化为一条长长的亮线。
b	0.8	4.7	220	775	220	米粒通道里有一个孤立亮点形成, 最后分裂为两个亮点。
c	0.3	3.0	525	1320	220	在较大磁通量汇聚处有等离子体下沉, 等离子体下沉处有亮点形成。
d	1.4	4.1	210	1035	180	在米粒边界处有一个亮点形成。这个亮点演化为一个长长的亮线。在这个长亮线中心有等离子体下沉运动。紧接着, 亮线开始分裂, 并被演化的米粒推挤到视线以外。
e	0.9	4.0	280	1140	180	米粒通道里有一个亮点形成, 并且迅速被拉长, 然后和附近的亮点融合在一起成为一个长长的亮线。
f	1.4	5.1	280	1130	240	在米粒通道的交汇处, 两条亮线的连接处, 有一个亮点形成, 同时伴有等离子体下沉。然后分裂为一个孤立的亮点和一条长亮线。
g	1.9	4.1	320	915	320	亮点在米粒通道里形成, 然后被拉长成为一个长亮线, 紧接着发生分裂, 然后消失。
h	1.1	4.0	85	480	320	亮点在米粒通道里形成。由于米粒组织的运动, 亮点在视线内消失。

注:  $V_{\text{los}}$  对应视线方向速度,  $B_{\text{los}}$  代表视线方向磁场强度。

磁场短暂增强现象的解释可追溯到更早一些的研究。Grossmann-Doerth 和 Steiner 等人<sup>[52]</sup> 用二维数值模拟研究了磁通量管中的磁场因对流而增强的过程或现象。他们把磁通量管的初始磁场分别设定为 0.01 T、0.02 T、0.04 T, 在这三种情况下, 磁通量管都很快地被移到米粒通道里面, 磁场很快因为磁通量管内不断加速下沉的等离子体运动而部分扩散, 然后磁场增强达到 0.1 T 量级。在磁通量管初始磁场为 0.04 T 的实验中, 发生了等离子体继下沉之后的反弹上升并形成激波的现象。他们认为, 三种情况中只有在 0.04 T 的情况下发生磁通量管内部的等离子体反弹现象, 可能是前两种情况的初始磁场比较弱的原因。对于这种等离子体反弹上升并迅速发展成为激波的现象, 他们推断, 速度较高的等离子体反弹上升很可能会将色球物质带到日冕层并形成针状体。不过, 在磁通量管内部等离子体流反弹上升的过程中, 磁通量管因经历另一种不稳定性并导致其分裂, 所以, 当等离子体流到达色球至日冕时,

磁通量管已经破裂。故形成日冕针状体这个推断需要进一步的观测数据来证实。

Grossmann-Doerth 和 Steiner<sup>[52]</sup> 认为在磁亮点的形成过程中, 当初始磁场强度较大时, 等离子体会以超声速下沉, 并在磁通量管密度较大的底部反弹, 变为强且上升的等离子体流; 而这个上升的热等离子体流会引发磁通量管的第二种不稳定性, 即磁通量管内部温度升高, 磁场强度变小, 最后磁通量管破裂。这就解释了为什么在磁亮点的形成过程中磁场只是短暂的增强。可是在 Narayan<sup>[55]</sup> 研究的 8 个事件中, 只有一个事件观测到了等离子体流的反弹上升现象。Narayan 认为, 这可能是由于观测的时间不够长; 另一个原因可能是磁汇聚的磁场强度比较小, 不足以产生等离子体流的反弹上升现象。

Danilovic 等人<sup>[56]</sup> 用 MURaM 程序进行 MHD 数值模拟, 考察了三维情况下的磁场增强情况, 并且将分辨率降到了 Hinode 水平上的数值模拟结果与高精度的数值模拟结果进行了对比。他们研究了三个磁亮点的形成事件。第一个事件是一个较大的磁亮点的形成, 事件二和事件三中的磁亮点相对较小。在事件二和事件三中, 磁亮点形成的米粒交汇处都有漩涡出现。事件二中的漩涡持续了 150 s, 直到漩涡附近的米粒发生改变才消失; 事件三中, 一个磁场强度较大的磁汇聚被对流运动推挤到米粒交汇处, 然后开始了涡旋运动, 漩涡持续了 100 s。

事件一没有发生涡旋运动。不过, 在磁亮点形成过程中, 从  $t = 0$  s 到 140 s, 磁通量管内等离子体的下沉速度不断增加, 最后超过了声速; 在  $t = 280$  s 时, 等离子体流下沉速度开始减小, 之后发生了等离子体反弹上升现象。在光球层顶部, 等离子体的上升速度也超过了声速。三个事件中, 磁场和等离子体流场的演化顺序均为: 强的等离子体下沉  $\rightarrow$  磁场的扩散  $\rightarrow$  磁场增强  $\rightarrow$  亮点出现。

Danilovic 等人<sup>[56]</sup> 将事件一的数值模拟结果的空间分辨率下降到 Hinode 的分辨率时发现, 下沉速度由原来的  $6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  变为  $5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 上升速度由原来的  $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  变为  $0.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。在他们数值模拟的分辨率情况下, 磁场从原来的  $10^{-2}$  T 量级增加到 0.2 T 左右; 而下降到 Hinode 资料的空间分辨率时, 磁场强度降为只有原来的 1/10。这说明, 数值模拟给出的磁亮点形成过程中的很多重要细节还没有被观测到。

Nagata 等人<sup>[29]</sup> 用 Hinode<sup>[57]</sup> 的 Solar Optical Telescope(SOT)<sup>[58-61]</sup> 在两条 Fe I 吸收线 ( $6301.5 \text{ \AA}$  和  $6302.5 \text{ \AA}$ ) 处获得的日面中心的观测资料来研究太阳宁静区磁场的演化。他们发现, 磁亮点的亮度达到最大与磁通量管内的等离子体下沉速度达到最大相比, 在时间上延迟了 100 s。当下沉速度最大达到  $6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  时, 磁场强度由原来的 0.04 T 增加到 0.2 T。在磁通量管内的等离子体下沉至磁通量管底部之后, 有一个速度为  $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的反弹, 这与 Danilovic 等人<sup>[56]</sup> 及 Grossmann-Doerth 和 Steiner<sup>[52]</sup> 的数值模拟结果一致。

## 4 太阳大气层中的亮点及其关系

太阳大气层中, 不同波段可以观测到不同大气层的亮点, 比如在 X 射线观测到日冕亮点, Ca II H 观测到色球亮点, G 带观测到光球亮点等。这三种亮点分别位于不同的太阳大气

层里, 那么它们之间有没有直接的关系呢? 下面我们分别介绍这三种不同类型的亮点。

1969 年, 人们通过火箭卫星图像发现在低日冕中有很多亮点<sup>[62]</sup>, 这种亮点主要在 X 射线观测到, 很多人称之为 X 射线亮点, 又因为这种亮点还可以在比如极紫外<sup>[63, 64]</sup>、He I (10 830 Å)<sup>[65]</sup> 等波段观测到, 因此又统称为日冕亮点。日冕亮点直径大约为 14 500~21 750 km, 寿命范围为 2~48 h<sup>[63]</sup>, 平均寿命为 8 h<sup>[66]</sup>, 温度为  $2 \times 10^6$  K, 电子密度为  $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ <sup>[67]</sup>。Golub 等人<sup>[68]</sup> 通过观测日冕亮点投影到光球层所对应的区域发现, 这些日冕亮点对应着光球层一对磁偶极子。后来, 通过对日冕亮点对应的这对磁偶极两极区域的磁通量变化进行研究, 发现这些日冕亮点是在光球的一对磁偶极子的磁通量延伸到日冕层, 并在日冕层中发生磁重联的过程中产生的<sup>[69-71]</sup>。色球亮点的研究相对比较少, 其产生原理还是一个谜。Jafarzadeh 等人<sup>[72]</sup> 对低色球中亮点的基本性质进行了研究分析。他们发现这些色球亮点直径平均为 150 km, 平均平动速度为  $2.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 平均寿命为 673 s。日冕亮点和光球亮点在不同的大气层, 目前, 在观测上也很难对它们进行同空间同时间的观测, 因此它们之间的确切关系仍没有相关研究。同样, 日冕亮点和色球亮点之间的对应关系也没有相关的研究。而对色球亮点和光球磁亮点关系的研究也是目前比较新且重要的研究方向。

Haverkamp 等人<sup>[73]</sup> 采用角分辨率为  $0''.2$  的 Dutch Open Telescope (DOT)<sup>[74]</sup> 的观测资料, 通过对色球层亮点和光球层磁亮点同空间同时间的对比研究, 发现色球亮点的尺度要比光球磁亮点大 17%, 而且色球亮点的平均速度要比光球磁亮点的平均速度大 2 倍。结合亮点的尺度和速度, Haverkamp 等人<sup>[73]</sup> 认为由于受到光球中较高气压的限制, 与光球磁亮点相对应的磁通量管的运动比在色球中要受到更大的限制。他们还把色球层与光球层亮点进行了配对。通过对同时间、同空间前提下观测得到的资料进行分析, 他们发现大部分 (80% ~ 95%, 这也依赖于如何规定它们的匹配性) 的光球磁亮点都能够与色球亮点一一对应; 然而, 只有 40% 的色球亮点能够与光球磁亮点很好地对应。这说明, 由于色球气压的减小, 磁通量管当中的磁场在从光球延伸到色球的路径上有明显的发散, 不同磁通量管中发散出来的磁场之间在色球中还会发生相互缠绕和相互作用。因此, 光球磁亮点与色球亮点之间的相互对应关系还需要更深一步的研究。

## 5 太阳大气亮点对日冕加热的贡献

### 5.1 日冕加热模型的提出

1974 年, Edlén 在通过日食研究日冕光谱时, 发现日冕层温度高达  $1 \times 10^6$  度, 这比光球层温度 (5000 多度) 高出很多倍! 而色球底层至色球最高层, 温度也由 4000 多度上升至几万度。同时, 色球和日冕层分别通过辐射损失和热传导损失等方式损失掉能量。比如, 日冕宁静区通过辐射损失、热传导损失及对流损失等能量损失方式, 能量损失为  $300 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , 活动区的能量损失高达  $5000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ <sup>[75]</sup>。日冕层有这么大的能量损失, 其温度却还保持这么高, 那么必定存在一个合理的加热机制来平衡日冕层的能量损失。为了解决日冕加热问题, 很多理论和模型被相继提出<sup>[84, 86-90]</sup>。目前, 比较成熟的日冕加热理论有以下几种: 对流层激发的

MHD 波沿着磁通量管向上传播至日冕层耗散掉能量加热日冕<sup>[76-81]</sup>；扭绞在一起的磁通量管在日冕中分散开来释放能量加热日冕<sup>[82, 83]</sup>；或者是磁通量管慢速运动产生的电流沿着磁通量管上升运动到日冕中加热日冕<sup>[85, 86]</sup>。以上这些模型都相对简单，不能够描述光球到日冕之间磁场复杂的活动和变化。比如，磁场扭绞模型和磁重联加热模型都没有描绘出光球层中磁场如何运动，也没有体现出位于米粒通道间的磁通量管的形成和尺度大小<sup>[91, 92]</sup>，而是简单假设光球足点运动的水平尺度大约与米粒大小相当或者更大。这样只是把足点看作一个整体，随着米粒的对流运动而被迫运动。然而在米粒组织的对流运动中，磁通量管一直处于不断振荡状态，因此可推测磁通量管内部应该存在着尺度在 100 km 以内的横向运动<sup>[93-96]</sup>。目前，关于磁通量管小尺度上的横向运动很少有观测上的证据。这些小尺度的横向运动很可能会产生阿尔芬波，并沿着磁力线向上传播，在色球和日冕中耗散掉能量。不过，阿尔芬波已经在色球<sup>[98]</sup>和日冕<sup>[99]</sup>的磁结构中被观测到。

可以看出，这些日冕加热模型中的能量来源都是来自于太阳大气底层，而不是日冕层本身。而且，也很少有人做日冕亮点对日冕加热的贡献这方面的研究，因此本文就不再对这方面做详细阐述。色球亮点对色球加热和日冕加热的贡献也很少有人做出相关研究，不过，色球亮点对色球加热和日冕加热有没有贡献，有多大的贡献，也是一个有待深入研究的课题。下面，我们从理论方面重点介绍有关光球磁亮点对日冕加热贡献的研究。

## 5.2 光球磁亮点对日冕加热的贡献

van Ballegooijen 等人<sup>[100]</sup>建立了一个从光球层到色球、日冕层的三维 MHD 波模型。该模型通过数值模拟结果解释了光球足点的小尺度随机运动可以激发阿尔芬波的产生。这些阿尔芬波沿着磁通量管向上传播并在色球和日冕层通过湍流耗散能量，从而加热色球和日冕。5.2.1 节描述了日冕加热率，这是解释日冕加热机制必须解释的一个问题；5.2.2 节重点介绍了阿尔芬波湍流模型；5.2.3 节讨论了该模型通过数值模拟后获取的结果。

### 5.2.1 日冕加热率

日冕加热率是解释日冕加热机制很重要的一个参数。观测发现，活动区通过辐射和热传导的能量损失量意味着为了保持日冕温度平衡，需要输入日冕中的非辐射能流为  $F_{\text{mech}} \approx 1 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ <sup>[101]</sup>。假设这些能量是从一个日冕磁环  $L_{\text{cor}}$  的两端进入的，那么平均体加热率为  $Q_{\text{cor}} = 2F_{\text{mech}}/L_{\text{cor}}$ 。对于一个横截面大小不变的磁环，其长度为  $L_{\text{cor}} \approx 50 \text{ Mm}$ ，我们可以得到其加热率为  $Q_{\text{cor}} \approx 4 \times 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ 。另一种计算加热率的方法为比例定律<sup>[102]</sup>：

$$\begin{aligned} T_{\text{max}} &\approx 1.4 \times 10^3 (p_{\text{cor}} L_{\text{cor}}/2)^{1/3} \\ &= 1.9 \times 10^6 p_{\text{cor}}^{1/3} \left( \frac{L_{\text{cor}}}{50 \text{ Mm}} \right)^{1/3} \text{ K} , \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} Q_{\text{cor}} &\approx 9.8 \times 10^4 p_{\text{cor}}^{7/6} (L_{\text{cor}}/2)^{-5/6} \\ &= 1.44 \times 10^{-3} p_{\text{cor}}^{7/6} \left( \frac{L_{\text{cor}}}{50 \text{ Mm}} \right)^{-5/6} \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1} , \end{aligned} \quad (3)$$

这里  $T_{\text{max}}$  是温度峰值 (单位为 K)， $p_{\text{cor}}$  为日冕等离子体压强 (单位为  $\text{dyne}\cdot\text{cm}^{-2}$ )， $L_{\text{cor}}$  为日冕磁环长度 (单位为 cm 或者 Mm)。X 射线观测表明，活动区磁环的温度和压强最高，



温度峰值为  $T_{\max} \approx 2.5 \text{ MK}$ , 压强为  $p_{\text{cor}} \approx 2 \text{ dyne}\cdot\text{cm}^{-2}$ <sup>[103-107]</sup>。假设一个磁环长度为  $L_{\text{cor}} \approx 50 \text{ Mm}$ , 那么加热日冕需要的加热率为  $2.9 \times 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

### 5.2.2 阿尔芬波湍流模型

van Ballegooijen 等人<sup>[100]</sup>建立的包括等离子体动力学特征在内的日冕磁环模型中, 磁环的一端根植于光球底层, 向上延伸至日冕层, 然后又回到光球层底部, 形成磁环的另一个末端, 这两个末端形成磁环在光球层的两个足点。由于光球和色球层等离子体密度较大, 所以, 模型中假设磁通量管都是竖立在光球层和色球层中。事实上, 太阳大气中的磁环在光球底层的两个足点并不是很好地匹配。而且, 光球层上的磁通量管不断地发生融合和分裂现象<sup>[108-110]</sup>, 这种分裂和融合的情况很容易导致磁重联并且对日冕加热很可能会有很重要的贡献<sup>[111, 112]</sup>。不过, 该模型中不考虑这种情况, 只是假设光球层中的磁通量管在数值模拟的过程中不发生分裂和融合现象, 这样磁环在光球底层的两个足点就能够很好地匹配。忽略磁环的曲折性, 磁环的总长度为  $L$ 。在直角坐标系  $(x, y, z)$  下,  $z$  的方向沿着磁通量管中心轴方向 ( $0 \leq z \leq L$ )。磁通量管横截面为  $x-y$  平面。磁环的两个足点分别用左足点和右足点来表示: 左足点的坐标为  $z \approx 0$ , 高度表示为  $z$ , 重力方向为  $-\hat{z}$ ; 右足点的坐标为  $(z \approx L)$ , 高度表示为  $L - z$ , 重力方向为  $+\hat{z}$ 。尽管两个足点的表示有所不同, 这里还是把磁通量管的高度表示为  $z$ 。磁通量管的横截面被认为是半径为  $R(z)$  的圆形截面。模型中假设磁通量管为细的磁通量管, 并且有着  $0.1 \text{ T}$  的磁场强度。这种近似在很多磁通量管内部波动的研究及磁通量管的不稳定性研究中都用到<sup>[113-115]</sup>。

在数值模拟中, 光球底部米粒组织的对流运动与磁通量管相互作用, 使磁环的两个足点随机运动。这些随机运动激发磁通量管产生阿尔芬波并沿着磁通量管向上传播。等离子体密度随着高度增加而减小, 这些阿尔芬波的速度随着高度增加而增加, 在色球层和日冕层之间的过渡区, 阿尔芬波速度迅速增大。阿尔芬波较大的速度梯度导致其在过渡区发生强的反射, 反射的阿尔芬波与向上传播的阿尔芬波发生波-波相互作用并产生湍流耗散掉能量。模型中的 MHD 理论是用简化的 MHD (RMHD) 近似<sup>[116]</sup>。RMHD 方程描述的是在磁通量管的横截面形状随时间变化并且其内部密度随高度变化的情况下, 磁通量管内部的阿尔芬波非线性动力学特征。RMHD 中假设扰动磁场强度远小于背景磁场强度; 假设流体是不可压缩的; 扰动速度远小于阿尔芬波速度  $v_A(z)$ ; 更进一步地, 假设阿尔芬波的横向尺度小于磁通量管半径, 也小于波的纵向尺度。

### 5.2.3 数值模拟结果

他们首先建立了一个参考模型, 参考模型中日冕磁场强度为  $B_{\text{cor}} = 0.005 \text{ T}$ , 面积扩展因子为  $\Gamma = 1$ , 冕环长度  $50 \text{ Mm}$ 。更精确地, 冕环长度为  $L_{\text{cor}} = 49.6 \text{ Mm}$ 。过渡区高度为  $z_{\text{TR}} = 1.8 \text{ Mm}$ , 磁环总长度为  $L = 53.2 \text{ Mm}$ 。足点运动的相关时间为  $\tau_0 = 60 \text{ s}$ , 每一个驱动模都有一个涡流 ( $\omega_0 = 0.04 \text{ s}^{-1}$ , 均方根速度为  $\Delta v_{\text{rms}} = 1.48 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ )。过渡区的压强也看做日冕压强  $p_{\text{cor}} = 1.833 \text{ dyne}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。由方程 (2) 可以得到温度峰值  $T_{\max} = 2.3 \text{ MK}$ 。

从图 6 (a) 和 6 (b) 中左右足点 ( $z = 0, z = L$ ) 的运动, 可以看出驱动模的涡流为时间的函数。这些足点的随机运动使磁通量管内部产生阿尔芬波, 并沿着磁通量管向上传播。最初,

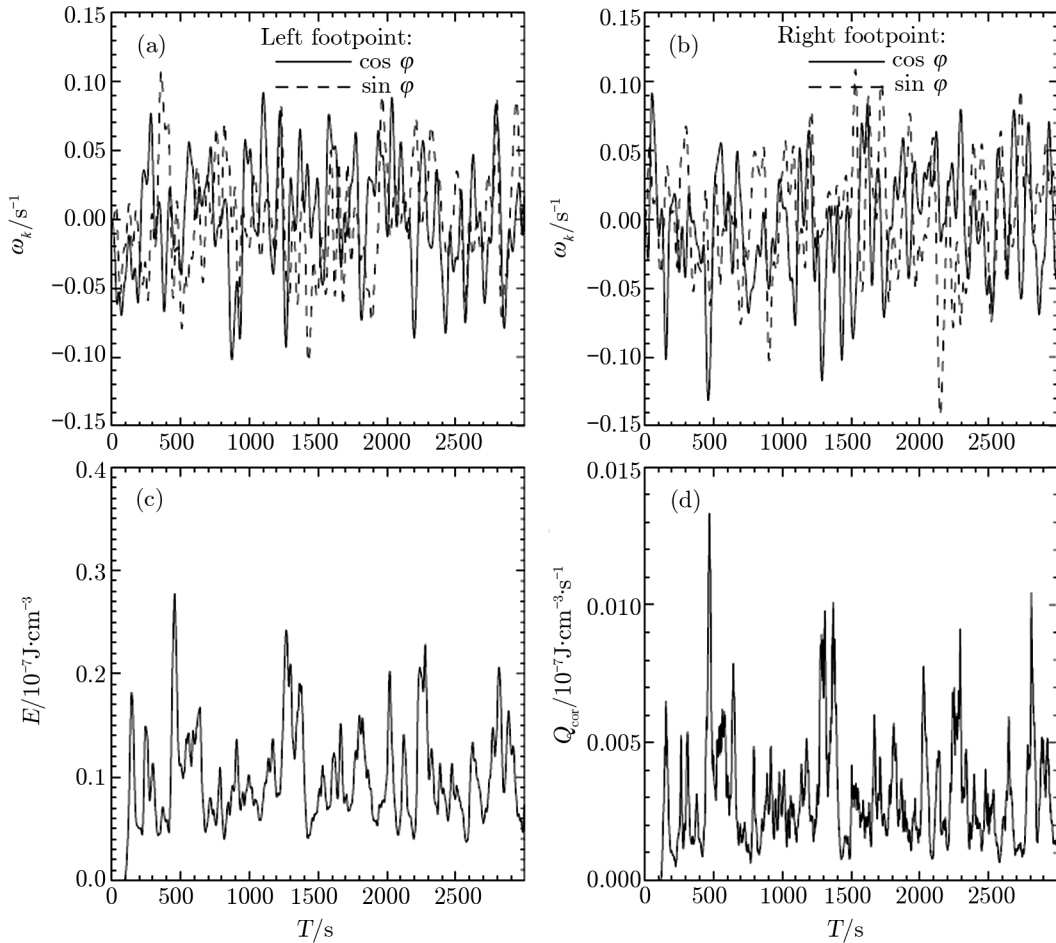


图 6 参考模型中以时间为函数的变量<sup>[101]</sup>

(a) 在左足点 ( $z = 0$ ) 处加入的涡流  $\omega_k$ , 波模为  $k = 6$ (实线),  $k = 7$ (虚线); (b) 与左足点相对应的右足点 ( $z = L$ ); (c) 日冕层的能量密度  $E$ ; (d) 日冕加热率,  $Q_{\text{cor}}$ 。

只有两个驱动模。等离子体密度随着磁通量管高度增高而减小, 这样就使阿尔芬波速度随着高度增加而增大。在色球层, 一部分阿尔芬波因为阿尔芬波速度随着高度增加而快速增加, 以致发生反射。更强的反射发生在色球层和日冕层之间的过渡区。在过渡区中, 阿尔芬波速度突然增大到原来的 15 倍。色球层中的阿尔芬波速度增加到  $20 \sim 30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 这与观测结果相吻合<sup>[98]</sup>。

由于驱动模的演化和阿尔芬波反射造成的时间延迟, 向上传播的阿尔芬波和反射回来的阿尔芬波在同一高度上有不同的空间分布, 他们叠加在一起形成不同波数的波模。这种沿着磁通量管向下传播和向上传播的波有着不同的空间分布和多种波数, 会发生强的相互作用<sup>[121-128]</sup>。同时, 流体横向位移和波的横向位移尺度相当。例如, 对于色球中传播的阿尔芬波, 速度大小为  $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 周期为 50 s, 横向位移为 500 km, 这与驱动模的横向位移尺度相

当。以上两个原因, 导致反射回来沿着磁环向下传播的阿尔芬波被向上传播的阿尔芬波扭曲, 反之亦然<sup>[129]</sup>。这些非线性相互作用的结果是激发了其他更小空间尺度的波模。数值模拟开始 200 s 之后, 阿尔芬波完成演化, 高波数的阿尔芬波耗散开始变得很明显。这种低层大气的波的扰动耗散持续了整个模拟过程。波能量的一小部分通过过渡区传输到日冕层; 磁环两个末端的能量被抛射至日冕层, 造成日冕层中反向传播的波相互作用; 结果, 由于粘滞效应和电阻效应, 部分阿尔芬波能量在日冕层中的冕环里耗散掉。日冕层中阿尔芬波的均方根速度大小跟其在色球层顶层的均方根速度值相近, 但是日冕层的等离子体密度比较低; 因此日冕能量耗散率比色球层的低很多。在目前的模型中, 色球层和日冕层所有的能量耗散都是阿尔芬波湍流导致的。模型中一个重要的特征就是光球层足点运动包括了多个驱动模。如果模型中只用单个驱动模 (比如,  $k = 7$ ), 阿尔芬波湍流中所有非线性项都不再起作用; 这种情况下, 所有的能量都停留在驱动模里, 就没有模型中的湍流出现。因此, 足点运动有多个驱动模对于阿尔芬波湍流的演化是很重要的。

图 6 (c) 显示了日冕中以时间为函数的波的空间平均能流密度 ( $z = z_{\text{TR}}$  和  $z = z_{\text{TR}} + L_{\text{cor}}$  之间的平均值)。空间平均能流密度是磁场自由能  $E_{\text{mag}}(t)$  和动能  $E_{\text{kin}}(t)$  的和, 不过磁场自由能占主导。图 6 (d) 展示的是日冕中单位体积的空间平均加热率  $Q_{\text{cor}}(t)$ 。可以看出能量密度和加热率都随时间变化很大。模拟开始 200 s 之后, 阿尔芬波湍流演化成熟, 这时加热才开始。数值模拟后一部分时间, 磁环在日冕层的平均加热率为  $2.98 \times 10^{-10} \text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ; 这与第二 RTV 比例定律 (见式 (3)) 一致, 第二比例方程计算得到的加热率为  $Q_{\text{cor}} = 2.9 \times 10^{-10} \text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

因此, 参考模型描述的是冕环的等离子体加热被辐射损失和热传导损失所平衡。参考模型代表了一类活动区热而高密度的磁环的加热。他们认为, 这种磁环可以被足点以  $1.5 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  的均方根速度的水平运动所激发的阿尔芬波加热。图 7 为一些在磁环的横截面上及在时间段  $t = [800, 3000] \text{s}$  内取平均值的参数以磁环位置为函数的变量的变化情况, 磁环位置代表了阿尔芬波传播的时间  $\tau(z)$ 。图 7 (a) 给出了动能密度  $E_{\text{kin}}(z)$  和磁能密度  $E_{\text{mag}}(z)$ , 以及它们的和  $E(z)$ ; 图 7 (d) 描述的是动能加热率  $Q_{\text{kin}}(z)$  和磁能加热率  $Q_{\text{mag}}(z)$  以及它们的和  $Q(z)$ , 这些量在过渡区是连续的。可以看出, 在光球层底层 ( $\tau < 20 \text{s}$  和  $\tau > 170 \text{s}$ ) 和日冕层 ( $81.3 < \tau < 109.6 \text{s}$ ), 磁能占主导; 但是在色球层, 动能大于磁能 ( $E_{\text{kin}} > E_{\text{mag}}$ )。

图 7 (b) 为阿尔芬波速度, 7 (c) 为涡流速度的均方根  $\Delta\omega_{\text{rms}}$ , 7 (e) 为扰动磁场的均方根  $\Delta B_{\text{rms}}$ , 7 (f) 为参数  $\alpha_{\text{rms}}$ , 以及时间上这 4 个参数的平均值。这 4 个参数在过渡区均是连续的。同时, 阿尔芬速度和涡流在磁环中点处都达到了峰值  $\Delta v_{\text{rms}} \approx 37 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  和  $\omega_{\text{rms}} \approx 0.52 \text{s}^{-1}$  (见图 7 (b) 和 7 (c))。在磁环中点处的阿尔芬速度比在过渡区时的速度大 60% (见图 7 (b) 中竖直虚线); 这是因为在日冕层中, 这些阿尔芬波在衰减前会被来回反射好几次, 并在日冕底层、过渡区附近产生驻波。模型中, 在日冕层中传播的阿尔芬波速度为  $20 \sim 40 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 这与在活动区<sup>[107, 130, 131]</sup> 和宁静区<sup>[132, 133]</sup> 用谱线观测到的阿尔芬波速度  $20 \sim 60 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  相一致; 这就说明模型中阿尔芬波的速度是符合实际的。图 7 (e) 和 7 (f) 中的扰动磁场  $\Delta B_{\text{rms}}(z)$  和扭绞参数  $\alpha_{\text{rms}}(z)$  在低层大气中都达到了峰值。这是因为阿尔芬波速度在色球层和过渡区有很大的梯度, 反射回来的阿尔芬波与向上传播的阿尔芬波在低层大

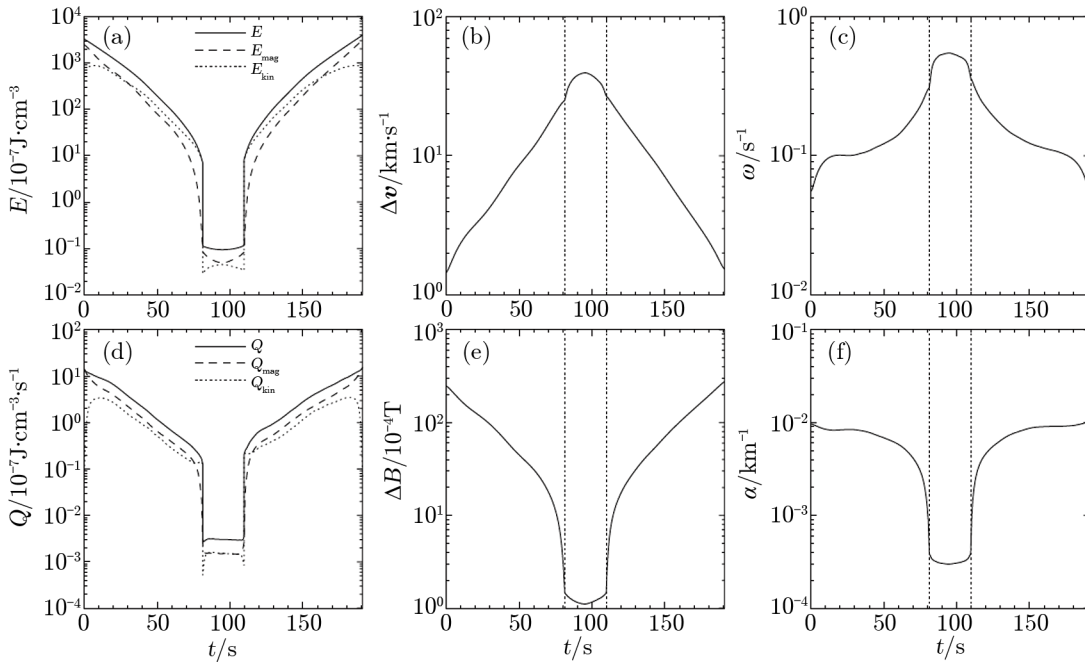


图7 冕环中阿尔芬波湍流模型<sup>[101]</sup>

参考模型中的各个变量都以磁环的位置为函数: (a) 动能和磁能密度以及它们的和  $E(z)$ ; (b) 均方根速度  $\Delta v_{\text{rms}}$ ; (c) 涡流均方根  $\omega_{\text{rms}}$ ; (d) 动能和磁能加热率及它们的和  $Q(z)$ ; (e) 磁扰动均方根  $\Delta B_{\text{rms}}$ ; (f) 扭绞参数均方根  $\alpha_{\text{rms}}$ 。这些参数都是求得磁通量管横截面上的平均值和时间上的平均值。磁环上的位置变化是根据阿尔芬波随着时间变化  $\tau(z)$  沿着磁环传播的位置。阿尔芬波在日冕中磁环传播的时间段是  $81.3 < \tau < 109.6$  s, 这可以由垂直散点线看出。

气中产生驻波。

图8为模拟时间  $t = 3000$  s时, 磁环不同高度处的横截面。最上一排, 为速度流体函数  $f(x, y, z)$ , 第二排为涡流  $\omega(x, y, z)$ , 第三排为磁通量函数  $h(x, y, z)$ , 最后一排为扭绞参数  $\alpha(x, y, z)$ 。不同的列对应磁环不同的高度  $z$ , 磁环位置变化代表阿尔芬波随时间  $\tau(z)$  变化传播的位置。过渡区位置在  $\tau = 81.3$  s 和  $\tau = 109.6$  s 处。左上栏和右上栏为左右足点的位置。涡流  $\omega(x, y, z)$  和扭绞参数  $\alpha(x, y, z)$  展示了非线性相互作用导致的小尺度结构。

van Ballegooijen 等人的日冕加热模型虽然可以解释日冕加热率问题, 但是还存在着一些不足。不能确定的是, 模型中的色球和日冕加热率受一些条件近似和简化的影响有多大。模型中的磁环只是活动区的磁环, 而没有模拟宁静区磁环的加热情况。模型中磁环的磁场小于 0.02 T, 而观测发现低日冕层的活动区磁环磁场大小为 0.01~0.05 T; 模型中只模拟了一个磁环, 且在模拟过程中假设其没有发生融合和分裂现象。不过, van Ballegooijen 等人的日冕加热模型给出了磁亮点研究进一步的方向。更进一步地, 磁亮点的分裂和融合在日冕加热中所扮演的角色也是以后需要重点关注的研究方向。



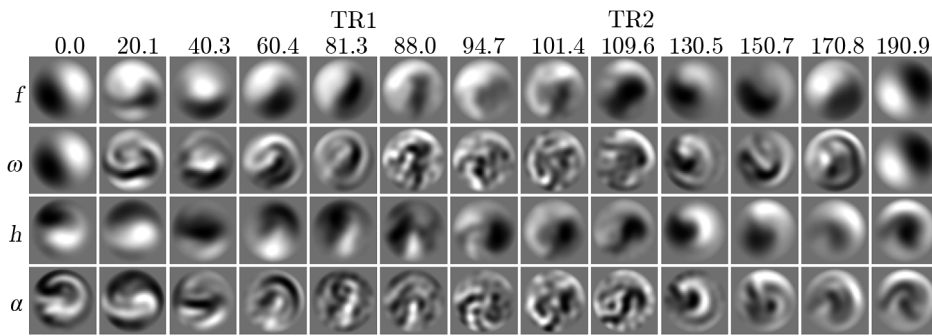


图 8 时间为  $t = 3000$  s 时参考模型中变量的空间分布<sup>[101]</sup>

速度流体函数  $f$ , 涡流  $\omega$ , 磁通量函数  $h$ , 扭绞参数  $\alpha$ 。不同列对应磁环不同的高度, 同样, 磁环位置变化代表阿尔芬波随时间  $\tau(z)$  变化传播的位置。每一栏都给出了相关量以水平坐标为函数的归一化分布。

## 6 总结和展望

近几年来, 有关太阳光球磁亮点的研究工作发展迅速, 使我们对磁亮点的基本结构有了大致的了解。比如, 磁亮点的尺度约  $100 \sim 300$  km; 寿命从几分钟到几十分钟不等; 磁亮点的温度普遍比其周围无磁场区域温度高, 进一步研究磁亮点的温度特征是我们深入理解磁亮点内部结构的一个很好的入口; 磁亮点也存在很强的振荡现象。这些振荡会产生什么样的波动? 在观测上还没有一个定论。磁亮点也被观测到有漩涡运动产生, 这是多个磁亮点及破碎的米粒围绕着米粒交叉口处的一个中心点的旋转运动; 这种旋转很可能造成磁亮点所在的磁通量管发生自身的扭绞。

到目前为止, 大部分的数值模拟和观测结果都表明磁亮点的形成和对流坍缩有直接的关系。磁亮点的形成符合对流坍缩的演化步骤: 先有快的等离子体下沉, 紧接着磁场强度增加, 亮点出现。也有一部分数值模拟和观测结果表明, 在磁通量管内部等离子体下沉至磁通量管底部之后会有一个强的等离子体反弹现象。等离子体的反弹激发了磁通量管的另一种不稳定性, 即磁场强度减小, 磁通量管内部温度升高, 等离子体密度增加, 最后导致磁通量管破裂。而磁通量管内部等离子体强的反弹速度也很可能会形成激波, 到达色球层形成针状体。这种推断还需要我们寻找观测方面的更有利的证据。

磁环的两个足点随机运动激发磁通量管产生阿尔芬波并沿着磁通量管向上传播。等离子体密度随着高度增加而减小, 使阿尔芬波的速度随着高度增加而增加, 在色球层和日冕层之间的过渡区, 阿尔芬波速度迅速增大。阿尔芬波较大的速度梯度导致其在过渡区发生强反射, 反射的阿尔芬波与向上传播的阿尔芬波发生波-波相互作用并产生湍流耗散掉能量, 从而加热色球和日冕。作为磁环在光球层足点的示踪者, 对磁亮点的小尺度运动特征进行研究是检测光球层阿尔芬波很重要的一个方向。

现在有待解决的问题是: 磁亮点的内部结构是怎么样的? 有什么物理性质? 观测结果发现聚集在一起的磁亮点对米粒组织有影响, 它们之间的关系是怎样的? 光球层磁亮点与色球

层亮点的关系又是怎样的? 作为日冕磁场在光球中的足点的示踪者, 磁亮点内部是否存在尺度较小的水平运动? 磁亮点的分裂和融合以及漩涡运动对其在色球层和日冕层所对应的磁环的影响有多大? 磁亮点的亮度对太阳光球总辐照的贡献有多大? 磁亮点的能量如何转换? 太阳光球磁通量管内的能量如何传输?

这些问题构成了我们未来研究工作的重点, 解决这些问题的关键取决于未来大型望远镜和相关技术的发展。在未来的 10~20 年, 人类将建立起 3 个有史以来最大口径的太阳望远镜。它们分别是口径为 4 m 的欧洲太阳望远镜 EST (European Solar Telescope), 口径为 4 m 的美国先进技术太阳望远镜 ATST (Advanced Technology Solar Telescope) 和口径为 8 m 的中国巨型太阳望远镜 CGST (Chinese Giant Solar Telescope)。这些大口径望远镜的成功建造将使我们更加清晰地观测到太阳大气各个层面的精细结构以及捕获更多的磁场信息, 也将为我们提供更多深入研究光球层、色球层和日冕层的机会。

这些巨型望远镜有着相似而又不同的科学目标。EST 将利用多波段成像、光谱和偏振技术, 以高空间、高时间分辨率和高光谱分辨率研究光球深层与色球上层磁场之间的耦合; 研究太阳大气磁场与等离子体的相互作用亦是 EST 的科学目标之一。ATST 将给我们带来更多的机会深入研究太阳黑子、耀斑、日冕物质抛射以及其他重要的太阳活动; ATST 将利用高分辨率这一优势来观测研究小尺度磁场的产生机制, 弱场和强场之间的关系以及它们对日冕层能量传输的贡献等问题; ATST 另一个很重要的科学目标是通过多波段同时观测, 即同时观测光球层、色球层、日冕层, 建立起一个太阳大气层的立体三维图像, 将有利于我们更好地研究一些大尺度结构的演化及色球加热和日冕加热问题。CGST 的科学目标放在太阳低光球到过渡区这一了解甚少的层次上, 在 20 km ( $0''.03$ ) 空间尺度和秒至分钟时间尺度上观测矢量磁场、速度场和热力学结构, 对太阳完整的辐射磁流体动力学过程取得系统的定量结果; 进一步确定小尺度磁场的起源——局地发电机过程, 定量解释低层大气磁重联过程, 可靠诊断耀斑、日冕物质抛射和太阳风与小尺度磁场、流场结构之间的耦合。这样, 就能够为揭示太阳能量流、物质流从低光球到日冕的传输过程, 理解太阳爆发活动的成因, 为空间天气预报提供重要的物理依据和新的手段。

#### 参考文献:

- [1] Dunn R B, Zirker J B. *Sol. Phys.*, 1973, 33: 281
- [2] Mehlretter J P. *Sol. Phys.*, 1974, 38: 43
- [3] Keppens R, Martínez Pillet V. *A&A*, 1996, 316: 229
- [4] Frazier E N, Stenflo J O. *Sol. Phys.*, 1972, 27: 330
- [5] Muller R. *Sol. Phys.*, 1983, 85: 113
- [6] Muller R. *SSM*, 1994, 55: 72
- [7] Berger E T, Title A M. *ApJ*, 1996, 463: 365
- [8] van Ballegooijen A A, Nisenson P, Noye R W. *ApJ*, 1998, 509: 435
- [9] Hendrix D L, van Hoven G. *ApJ*, 1996, 467: 887
- [10] Hendrix D L, van Hoven G, Mikic Z, et al. *ApJ*, 1996, 470: 1192

- [11] Galsgaard K, Nordlund Å. *J. Geophys. Res.*, 1996, 101: 13445
- [12] Cranmer S R, van Ballegoijen A A. *ApJS*, 2005, 156: 265
- [13] Cranmer S R, van Ballegoijen A A, Edgar R J. *ApJS*, 2007, 171: 520
- [14] Chandran B D G, Hollweg J V. *ApJ*, 2009, 700: 1659
- [15] Verdini A, Velli M, Matthaeus W H, et al. *ApJ*, 2010, 708: L116
- [16] Dmitruk P, Matthaeus W H, Milano L J, et al. *ApJ*, 2002, 575: 571
- [17] Hollweg J V. *J. Geophys. Res.*, 1986, 91: 4111
- [18] Velli M, Grappin R, Mangeney A. *Geophys Astrophys Fluid Dyn.* 1991, 62: 101
- [19] Wang Y M, Sheeley N R Jr, *ApJ*, 1991, 372: L45
- [20] Suzuki T K, Inutsuka S I. *J. Geophys. Res.*, 2006, 111: A06101
- [21] Matthaeus W H, Zank G P, Oughton S, et al. *ApJ*, 1999, 523: L93
- [22] Parker, E N. *ApJ*, 1972, 174: 499
- [23] Parker, E N. *ApJ*, 1983, 264: 642
- [24] Parker, E N. *ApJ*, 1994, 330: 474
- [25] Riethmüller T L, Solanki S K, Martínez P V, et al. *ApJ*, 2010, 723: L169
- [26] Sánchez A J, Marquez I, Bonet J A, et al. *ApJ*, 2004, 609: L91
- [27] 李东, 宁宗军. *天文学进展*, 2012, 30: 172
- [28] Beck C, BellotRubio L R, Schlichenmaier R, et al. *A&A*, 2007, 472: 607
- [29] Nagata S, Tsuneta S, Suematsu Y, et al. *ApJ*, 2008, 677: L145
- [30] Leighton R B. *Aerodynamic Phenomena in Stellar Atmospheres in IAU Symp.* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1960: 321
- [31] Stein R F, Leibacher J. *ARA&A*, 1974, 12: 407
- [32] Straus T, Fleck B, Jefferies S M, et al. *ApJ*, 2008, 681: L125
- [33] Cauzzi G, Reardon K, Rutten R J, et al. *A&A*, 2009, 503: 577
- [34] Taroyan Y, Erdélyi R. *Space Sci. Rev.*, 2009, 149: 229
- [35] De Pontieu B, McIntosh S, Hansteen V H, et al. *PASJ*, 2007, 59: 655
- [36] Jess D B, Anđić A, Mathioudakis M, et al. *A&A*, 2007a, 473: 943
- [37] Jess D B, Mathioudakis M, Erdélyi R, et al. *Sci.*, 2009, 323: 1582
- [38] Morton R J, Erdélyi R, Jess D B, et al. *ApJ*, 2011, 729: L18
- [39] Rimmele T R, Goode P R, Harold E, et al. *ApJ*, 1995, 444: L119
- [40] Jess D B, Shelyag S, Mathioudakis M, et al. *ApJ*, 2012, 746: 183
- [41] Maud L, Gil M, Kit R, et al. *SPIE*, 2004, 5490: 59
- [42] Anđić A, Goode P R, Chae J, et al. *ApJ*, 2010, 717: L79
- [43] Cao W, Gorceix N, Coulter R, et al. *AN*, 2010, 331: 636
- [44] Stein R F, Nordlund A. *Sol. Phys.*, 2000, 192: 91
- [45] Emonet T, Cattaneo F. *ApJ*, 2001, 560: L197
- [46] Nisenson P, van Ballegoijen A A. *ApJ*, 2003, 587: 458
- [47] Bonet J A, Marquez I, Sánchez A J, et al. *ApJ*, 2008, 687: L131
- [48] Spruit H C, Zweibel E G. *Sol. Phys.*, 1979, 62: 15
- [49] de Wijn A G, Stenflo J O, Solanki S K, et al. *Space Science Reviews*, 2009, 144: 275
- [50] Parker E N. *ApJ*, 1978, 221: 368
- [51] Spruit H C. *Sol. Phys.*, 1979, 61: 363
- [52] Grossmann-Doerth U, Schüssler M, Steiner O. *A&A*, 1998, 337: 928
- [53] Beck C, Schmidt W, Bellot Rubio L R, et al. *ASPC*, 2006, 358: 72
- [54] Ruiz Cobo B, Del Toro Iniesta J C. *ApJ*, 1992, 398: 375
- [55] Narayan G. *A&A*, 2011, 529: A79
- [56] Danilovic S, Schüssler M, Solanki S K. *A&A*, 2010, 509: A76
- [57] Kosugi T, Matsuzaki K, Sakao T, et al. *Sol. Phys.*, 2007, 243: 3
- [58] Tsuneta S, Ichimoto K, Katsukawa Y, et al. *Sol. Phys.*, 2008, 249: 167

- [59] Suematsu Y, Tsuneta S, Ichimoto K, et al. *Sol. Phys.*, 2008, 249: 197
- [60] Shimizu T, Nagata S, Tsuneta S, et al. *Sol. Phys.*, 2008, 249: 221
- [61] Ichimoto K, Lites B, Elmore D, et al. *Sol. Phys.*, 2008, 249: 233
- [62] Krieger A S, Vaiana G S, van Speybroeck L P. *IAU Symp.*, 1971, 43: 397
- [63] Zhang J, Kundu M R, White S M. *Sol. Phys.*, 2001, 198: 347
- [64] Kwon R Y, Chae J, Zhang J. *ApJ*, 2010, 714: 130
- [65] Harvey K L. *Aust. J. Phys.*, 1985, 38: 875
- [66] Golub L, Krieger A S, Silk J K, et al. *ApJ*, 1974, 189: L93
- [67] Golub L, Pasachoff J M. *The Solar Corona*, UK: Cambridge University Press, 1997
- [68] Golub L, Krieger A S, Vaiana G S. *Sol. Phys.*, 1976, 50: 311
- [69] Harvey K L, *Australian J. Phys.*, 1985, 38: 875
- [70] Webb D F, Martin S F, Moses D, et al. *Sol. Phys.*, 1993, 144: 15
- [71] Harvey K L. *ASP*, 1996, 111: 9
- [72] Jafarzadeh S, Solanki S K, Feller A, et al. *A&A*, 2013, 549: 116
- [73] Haverkamp E P W M. Master's thesis, Netherlands: utrecht univ, 2004: 47
- [74] Rutten R J, Hammerschlag R H, Bettonvil F C M, et al. *A&A*, 2004, 413: 1183
- [75] Withbroe G L, Noyes R W. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1977, 15: 363
- [76] Spruit H C. *A&A*, 1981, 98: 155
- [77] Spruit H C. *Sol. Phys.*, 1982, 75: 3
- [78] Stein R F. *ApJ*, 1981, 246: 966
- [79] Musielak Z E, Rosner R, Ulmschneider P. *ApJ*, 1989, 337: 470
- [80] Ulmschneider P, Zahringer K, Musielak Z E. *A&A*, 1991, 241: 625
- [81] Choudhuri A R, Auffret H, Priest E R. *Sol. Phys.* 1993, 143: 49
- [82] Parker E N. *ApJ*, 1983, 264: 642
- [83] Browning P K. *J. Plasma Phys.*, 1988, 40: 263
- [84] van Ballegoijen A A. *ApJ*, 1985, 298: 421
- [85] Browning P K. *Plasma Phys.* 1991, 33: 539
- [86] van Ballegoijen A A. *ApJ*, 1986, 311: 1001
- [87] Mikić Z, Schnack D D, van Hoven G. *ApJ*, 1989, 338: 1148
- [88] Berger M A. *A&A*, 1991, 252: 369
- [89] Berger M A. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70: 705
- [90] Longcope D, Strauss H. *Sol. Phys.*, 1994, 149: 63
- [91] Stenflo J O. *A&A*, 1989, 1: 3
- [92] Berger E T, Title M A. *ApJ*, 2001, 553: 449
- [93] Cattaneo F, Emonet T, Weiss N. *ApJ*, 2003, 588: 1183
- [94] Vögler A. *Memorie*, 2005, 76: 842
- [95] Stein R F, Nordlund Å. *ApJ*, 2006, 642: 1246
- [96] Bushby P J. *PTRSA*, 2008, 366: 4465
- [98] De-Pontieu B, McIntosh S W, Carlsson M, et al. *BAAS*, 2007, 39: 219
- [98] De Pontieu B, McIntosh S W, Carlsson M. *Science*, 2007, 318: 1574
- [99] Tomczyk S, McIntosh S W, Keil S L, et al. *Sci.*, 2007, 317: 1192
- [100] van Ballegoijen A A, Asgari-Targhi M, Cranmer S R. *ApJ*, 2011, 736: 3
- [101] Withbroe G L, Noyes R W. *ARAA*, 1977, 15: 363
- [102] Rosner R, Tucker W H, Vaiana G S. *ApJ*, 1978, 220: 643
- [103] Saba J L R, Strong K T. *ApJ*, 1991, 375: 789
- [104] Brosius J W, Davila J M, Thomas R J, et al. *ApJ*, 1997, 477: 969
- [105] Winebarger A R, Warren H P, Falconer D A. *ApJ*, 2008, 676: 672
- [106] Ugarte-Urra I, Warren H P, Brooks D H. *ApJ*, 2009, 695: 642
- [107] Warren H P, Winebarger A R, Mariska J T, et al. *ApJ*, 2008, 677: 1395



- [108] Berger T E, Schrijver C J, Shine R A, et al. ApJ, 1995, 454: 531
- [109] Berger T, Title A M. ApJ, 1996, 463: 365
- [110] van Ballegoijen A A, Nisenson P, Noyes R W, et al. ApJ, 1998, 509: 435
- [111] Furusawa K, Sakai J I. ApJ, 2000, 540: 1156
- [112] Sakai J I, Furusawa K. ApJ, 2002, 564: 1048
- [113] Defouw R J. ApJ, 1976, 209: 266
- [114] Roberts B, Webb A R. Sol. Phys., 1978, 56: 5
- [115] Spruit H C. A&A, 1981, 98: 155
- [116] Strauss H R. Phys. Fluids, 1976, 19: 134
- [117] Zank G P, Matthaeus W H J. Plasma Phys, 1992, 48: 85
- [118] Bhattacharjee A, Ng C S, Spangler S R. ApJ, 1998, 494: 409
- [119] Strauss H R. J Plasma Phys, 1997, 57: 83
- [120] Elsasser W M. Phys Rev, 1950, 79: 183
- [121] Shebalin J V, Matthaeus W H, Montgomery D J. Plasma Phys, 1983, 29: 525
- [122] Higdon J C. ApJ, 1984, 285: 109
- [123] Oughton S, Matthaeus W H J. Geophys Res, 1995, 100: 14783
- [124] Goldreich P, Sridhar S. ApJ, 1995, 438: 763
- [125] Goldreich P, Sridhar S. ApJ, 1997, 485: 680
- [126] Bhattacharjee A, Ng C S. ApJ, 2001, 548: 318
- [127] Cho J, Lazarian A, Vishniac E T. ApJ, 2002, 564: 291
- [128] Oughton S, Dmitruk P, Matthaeus W H. J Plasma Phys, 2004, 11: 2214
- [129] Chandran B D G, Quataert E, Howes G G, et al. ApJ, 2009, 701: 652
- [130] Dere K P, Mason H E. Sol. Phys., 1993, 144: 217
- [131] Li Y, Ding M D. Res in Astron Astrophys, 2009, 9: 829
- [132] Chae J, Schöhle U. Lemaire Ph. ApJ, 1998, 505: 957
- [133] McIntosh S W, De Pontieu B, Tarbell T D. ApJ, 2008, 673: L219
- [134] Klimchuk J A. Sol. Phys., 2006, 234: 41

## Studies of Magnetic Bright Points in the Photosphere and Their Contribution to the Coronal Heating

LIU Yan-xiao<sup>1,2</sup>, LIN Jun<sup>1</sup>, WU Ning<sup>3</sup>

(1. Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100039, China; 3. Institute of Geography and Tourism, Yunnan Normal University, Kunming 650031, China)

**Abstract:** Magnetic bright points in the photosphere are the smallest structures that the present observational technique could resolve. They are regarded as a reliable tracer of footpoints of the coronal magnetic field in the photosphere. The energy conversion and transportation caused by the motion of these footpoints is considered as one of the most important energy source of heating the chromosphere and the corona by waves or magnetic reconnection through twist magnetic tubes.

Currently, we have known some important facts about the elementary structures and the basic features of magnetic bright points. For example, magnetic bright points have sizes about 100~300 km and their lifetimes range from several to tens of minutes. Furthermore, their velocities are around  $1\sim 2\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  on average in the horizontal direction. Especially, some magnetic bright points whirl along a logarithm path in granulation lanes, which can trace large scales swirling down flows.

The temperature is an important parameter of the magnetic bright point as well. Studies have indicated that the whole volume of the bright point does not necessarily fill with magnetic field. Instead the magnetic field is confined in a fraction of the bright point volume. The temperature in the region filled with field could be  $10^3\text{ K}$  higher than that without field, and displayed a weak dependence on the strength of the field. On the other hand, the temperature in the field-free region does not show such a dependence.

Most of the numerical simulations and observations show that the formation mechanism of the bright points is related to the process of the convective collapse. Namely, magnetic bright points evolve as follows: strong plasma down flows in the flux tube, magnetic field strengthens, and then magnetic bright points appear. Some simulations and observations revealed that strong downflows bounce back when they reach the bottom of the flux tubes and turn into strong upflows. The upflow may develop a shock front that could be energetic enough to bring the chromospheric matter into the corona producing spicules. At the same time the flow move upward, the flux tube undergoes a kind of instability associated with the convective collapse. The upflowing gas leads to the magnetic field weakening in the flux tube, the gas density and the temperature increasing, and the flux tube eventually splits.

In theory, Alfvén waves are found to be excited by the oscillation of the flux tubes in the photosphere if the footpoints of the flux tubes move at a velocity of  $1\sim 2\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ . The Alfvén wave is invoked in the photosphere and travels upward into the chromosphere and the corona, then dissipates its energy heating the chromosphere and the corona. However, as we have known, the Alfvén wave has not been detected in the photosphere yet. Whether or not the coronal magnetic field footpoints in the photosphere could move at speed of  $1\sim 2\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  is an important criterion for producing the Alfvén wave by the flux tube motions.

Developments of large solar telescopes and advanced data processing techniques lead to the discovery of the magnetic bright points in both the photosphere and the chromosphere. Some important properties and dynamic features of the bright point have been revealed, which include their sizes, brightness, and kinematic behaviors. But the internal structure, the detailed relationship with magnetic field, interactions with the nearby granulations, and so on still remain unknown. These open questions constitute essential scientific goals of the

giant solar telescope in decades. To our knowledge, three such telescopes have been planned. They are the European Solar Telescope with aperture of 4 m, the Advanced Technique Solar Telescope with aperture of 4 m, and the Chinese Giant Solar Telescope. Successfully constructing and running these huge telescopes will bring us a brand new view of the Sun with its very fine structures.

**Key words:** photosphere; magnetic bright point; small scale features; Alfvén waves and oscillations; chromospheric and coronal heating

.....

## 《天文学进展》2014 年征订启事

《天文学进展》是天文学类中文核心期刊。刊物为季刊, 2014 年本刊于 2、5、8、11 月中旬出版, 每期定价 40 元, 全年 160 元 (含邮寄费和包装费)。凡需订阅 2014 年《天文学进展》, 请到所在地邮局进行订购。

统一刊号: CN 31-1340/P

邮发代号: 4-819

欢迎订阅! 谢谢支持!

《天文学进展》编辑部

2014 年 2 月