

# 太阳色球的速度切向间断面\*

胡 文 瑞

(中国科学院力学研究所,北京 100080)

张 洪 起 陈 济 民

(中国科学院北京天文台,北京 100080)

## 摘 要

光球 (5324 Å) 和色球 (4861 Å) 速度场和磁场数据显示了色球中速度切向间断面的特性。本文具体地分析了怀柔编号 88029 的太阳活动区及其周围的速度场。观测揭示了大量磁流体力学间断面,主要是切向间断。计算的间断层厚度及不稳定性发展时间与观测结果相符。由于磁场与等离子体运动密切地耦合,流场的变化将直接影响活动区的发展和演变。

关键词: 太阳色球,磁场,速度场

## 一、引 言

太阳色球磁场和速度场对质量、动量和能量的传递过程至关重要,与过渡区及日冕动力学过程密切相关<sup>[1]</sup>。太阳色球速度场有时被归结为定常流、准定常流及瞬态流三大类,以及相应的次类<sup>[2]</sup>,并提出了一些理论模型来解释<sup>[3]</sup>。

利用磁象仪观测到大量光球磁场和速度场的资料<sup>[4]</sup>。天空实验室和 SMM 的空间观测取得了从过渡区到低层日冕的数据,包括由 Doppler 计得到的速度场<sup>[4]</sup>。这些数据只给出速度超过 4km/s 的区域,但不能给出具体分布,也缺乏磁场等数据进行实时的分析。

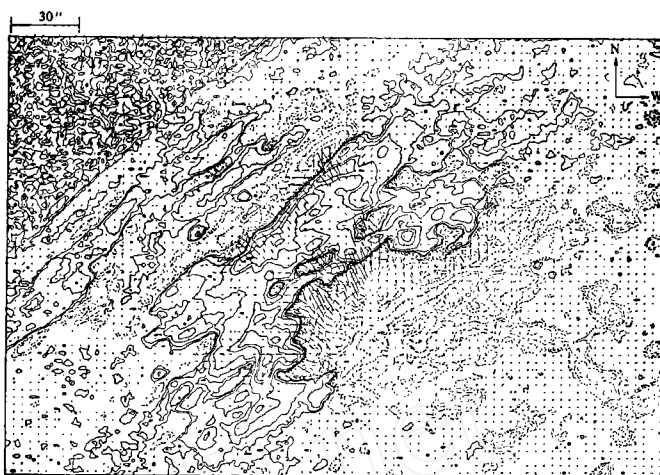
北京天文台的磁场望远镜提供了色球 (4861 Å) 和光球 (5324 Å) 的速度场、磁场观测资料<sup>[5]</sup>。用这些资料可以具体地研究色球物质运动的特征。

本文将讨论 1988 年 3 月由日面东边缘出现的怀柔编号 88029 活动区,该活动区的观测结果已有专文描述<sup>[6]</sup>。图 1 是 3 月 26 日的光球磁场及 3 月 27 日的光球和色球磁场。色球场与光球场位形相似,但强度减弱。光球磁场有清晰的边界,磁通量区域的边界附近有较大磁场梯度,在反向磁场之间有明显的电流片。大部分磁通量从活动区东北面浮出,从西边沉入,呈现磁双极区域的形态。光球磁场的观测值给出,横场分量与纵场分量有相同的数量级量值,色球磁场的横向分量没有观测结果。我们可以用光球场的的数据确定出磁场与视向的夹角  $\theta_p$ , 并以此作为色球磁场与视向夹角  $\theta_{ps}$  的参考值。图 2 是 1988 年 3 月 26 日、3 月 27 日和 4 月 2

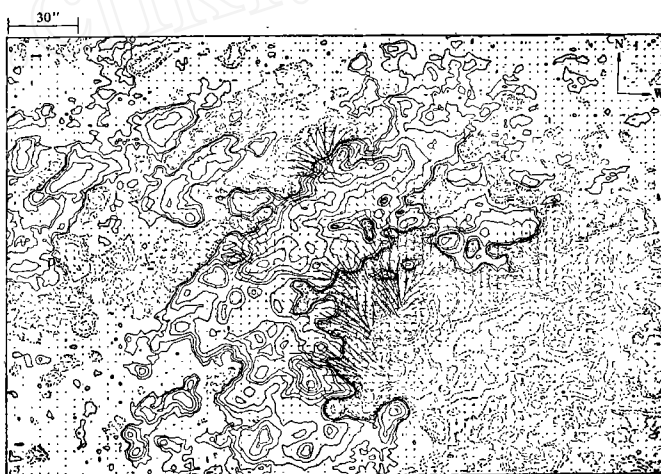
1990 年 3 月 1 日收到修改稿。

\* 中国科学院 87-64-01-01 合同资助。

(a) 3月26日 0305UT 光球  $5324 \text{ \AA}$  的  
磁场矢量图



(b) 3月27日 0126UT 光球  $5324 \text{ \AA}$  的  
磁场矢量图



(c) 3月27日 0315UT 色球  $4861 \text{ \AA}$   
纵向磁场图



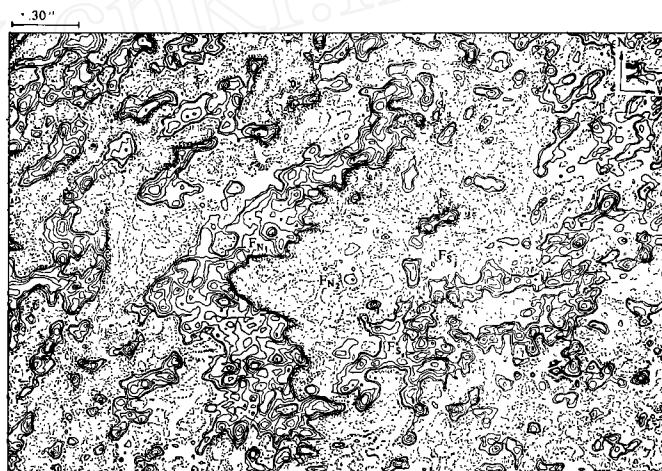
图1 光球和色球磁场强度等值线图

(封闭线为视向场,实线为N级,虚线为S级,由外向里分别为40, 80, 160, 320, 640, 960, 1280, 1600( $\times 10^{-4}$ )T. 实线段给出横场的大小和方向)

(a) 3月26日 0144UT 的色球视  
向速度场图



(b) 3月27日 0237UT 的色球视  
向速度场图



(c) 4月2日 0141UT 的色球视  
向速度场图

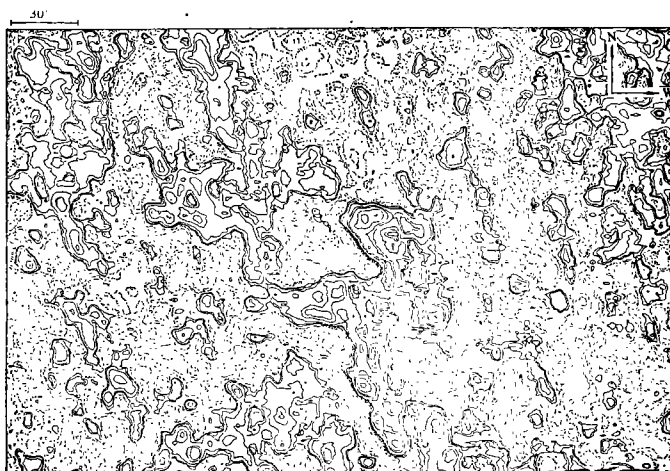


图 2 色球谱线  $4861 \text{ \AA}$  视向速度的等值线图  
(实线为向下流,虚线为向上流. 由外向里的等值线大小分别为 120, 240, 480, 1960,  
2600, 3900, 5200, 6500m/s)

日的色球视向速度观测值。这些观测结果表明,速度场的间断是色球物质运动中普遍存在的形态。

## 二、色球速度切向间断面

比较图 1 和图 2 可看出, N 极磁场由东南向西北延伸 100'' 以上, 其中流场在东南一片  $F_{N_1}$  主要下流, 延伸达 180'', 西南的流体  $F_{N_2}$  主要上流; S 极磁区域中上流  $F_{S_i}$  和下流  $F_{S_j}$  ( $j > i$ ) 犬牙交错。图 1 表示磁场大致呈由 N 至 S 极的拱形。流体一般沿磁面运动, 则物质由  $F_{N_2}$  流出并流入  $F_{S_j}$ , 以及由  $F_{S_i}$  流出并流入  $F_{N_1}$ 。因  $F_{N_1}$  和  $F_{N_2}$  区域大于 N 极区域, 超过部分的流体不再受磁场约束。区域  $F_{S_i}$  和  $F_{S_j}$  中也类似。因此, 88029 活动区中有许多速度间断面, 它们大多为切向间断。根据具体分布, 可把这些间断面分为三种类型。

1. 磁流体力学间断: 如  $F_{N_1}$  区域与 N 极磁场区域在东南边界的重合部分。那里同时有速度和磁场的间断, 这时的间断关系为

$$v_n = 0, B_n = 0, \quad (1)$$

$$\left\{ p + \frac{B^2}{8\pi} \right\} = 0, \quad (2)$$

$$\{v_\tau\} \approx 0, \{B_\tau\} \approx 0, \{\rho\} \approx 0, \{T\} \approx 0, \quad (3)$$

其中的下标  $n$  和  $\tau$  分别表示法向和切向,  $v$  和  $B$  为速度和磁场,  $\rho$ ,  $T$ ,  $p$  为密度, 温度和压力,  $\{ \}$  表示间断面两边的差值。

2. 普通流体力学切向间断: 如  $F_{N_1}$  区域或  $F_{S_2}$  区域北部的边界, 那里只有速度间断而没有磁场。只有速度间断而磁场连续时, 也可归入这一类, 诸如 N 极区域中  $F_{N_1}$  与  $F_{N_2}$  的交界面和 S 区域中  $F_{S_i}$  和  $F_{S_j}$  的界面。这时的间断关系 (1) 不变, (2) 和 (3) 式简化为

$$\{p\} = 0, \quad (4)$$

$$\{v_\tau\} \approx 0, \{B_\tau\} = 0, \{\rho\} = 0, \{T\} = 0. \quad (5)$$

3. 速度连续而磁场间断: 如  $F_{N_1}$  或  $F_{N_2}$  区域中的 N 极磁场区边界, 以及  $F_{S_i}$  或  $F_{S_j}$  区域中的 S 极磁场区边界。这种边界与静力学时的磁间断面类似, 这时的间断关系 (1) 和 (2) 不变, 而 (3) 式变为

$$\{v_\tau\} = 0, \{B_\tau\} \approx 0, \{\rho\} \approx 0, \{T\} \approx 0. \quad (6)$$

图 3 给出了几种典型的切向间断的磁场和速度分布。图 3(a) 是位于  $F_{N_1}$  东边缘位置的磁流体力学切向间断, 旋涡层和电流层的厚度大约都是 1000km。图 3(b) 是  $F_{N_1}$  北部边界的速度分部, 那里没有磁场, 是典型的流体力学切向间断。图 3(c) 是  $F_{N_1}$  西部边界的速度分布, 那里有连续的磁场, 而且旋涡层的特征十分明显。图 3(d) 的磁场分布为 N 极区北部边界处的位形, 那里的流场是连续的。

我们来估算速度间断层的厚度。一般流体力学把速度间断看成是粘性旋涡层。取坐标原点在间断面内  $v = 0$  处, 速度沿  $z$  轴方向, 间断面法向沿  $x$  轴。这时, 动量守恒关系给出

$$\rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = - \frac{\partial p_t}{\partial z} + \mu \left( \frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right), \quad (7)$$

其中  $\mu$  为粘性系数, 总压  $p_t$  定义为

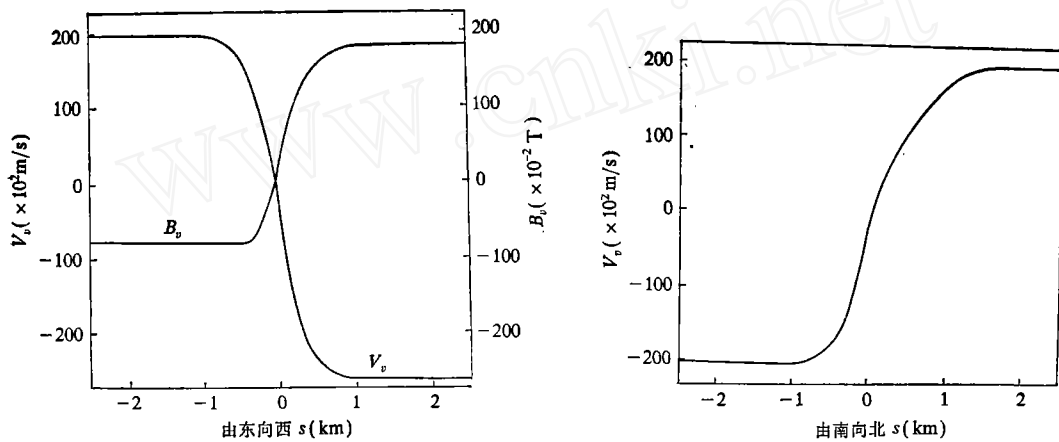
$$p_t = p + \frac{B_y^2}{8\pi}, \tag{8}$$

其中假设  $B_x = 0$  及所有量只依赖于  $(x, z)$ 。在旋涡层中主要是惯性力与粘性力相平衡, 我们得到下列的量级关系:

$$\rho v_z \frac{\delta v_x}{L} / \mu \left( \frac{\Delta v_x}{\delta^2} \right) = O(1), \tag{9}$$

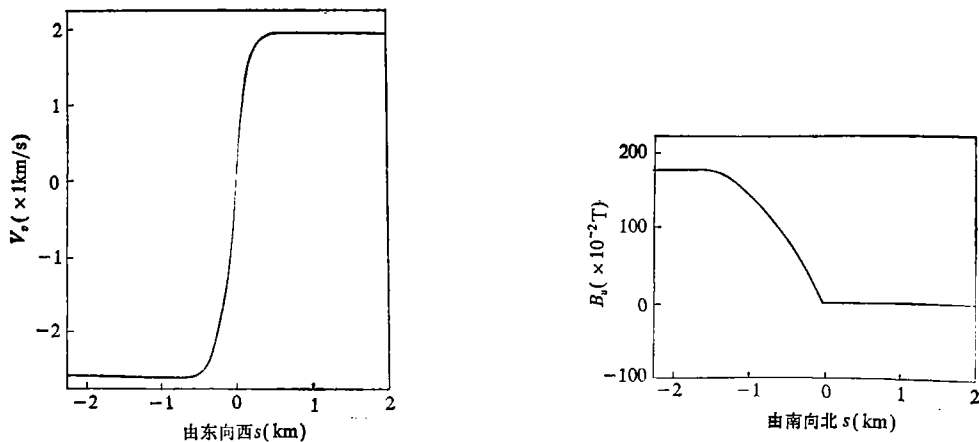
其中  $\delta v_x$  和  $\Delta v_x$  分别为沿  $z$  方向的速度差和旋涡层上、下游的速度差,  $L$  和  $\delta$  分别为速度方向的典型尺度和旋涡层的厚度。由 (9) 式立即导出粘性层的厚度

$$\frac{\delta}{L} = \sqrt{\frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\Delta v_x}{\delta v_x} \right)}, \tag{10}$$



(a) 磁流体力学切向间断,  $\delta \approx 1500 \text{ km}$ ,  $\theta_p \approx 70^\circ$

(b) 流体力学切向间断,  $\delta \approx 2000 \text{ km}$ ,  $B = 0$



(c) 流体力学切向间断,  $\delta \approx 1000 \text{ km}$ ,  $\theta_p \approx 70^\circ$

(d) 磁场间断, 流体连续,  $\delta \approx 2000 \text{ km}$ ,  $v = 1950 \text{ m/s}$ ,  $\theta_p \approx 70^\circ$

图 3 几种典型的磁场和速度的切向间断分布  
( $B_y$  和  $V_x$  的下角  $\nu$  表示视向)

其中的 Reynolds 数定义为

$$Re = \frac{\rho v_x L}{\mu}, \quad (11)$$

所以,旋涡层的典型厚度与  $Re^{1/2}$  成正比。

取色球层温度为  $10^4\text{K}$ , 这时,气体仅部分电离,色球大气以中性氢为主。常温下氢分子的粘性系数  $\mu_{\text{H}_2} = 845\text{g/cm} \cdot \text{s}$ , 由此导出  $10^4\text{K}$  时氢分子的粘性系数为

$$\mu_{\text{H}_2} = 4878\text{g/cm} \cdot \text{s}.$$

取色球密度  $n = 10^{-12.5}\text{g/cm}^3$ , 速度场差值之比例

$$\frac{\Delta v_x}{\delta v_x} = 4, \quad v_x = 2000\text{m/s}, \quad L = 1000\text{km},$$

由此导出间断层厚度

$$\delta = 1755\text{km}. \quad (12)$$

这个估算值与图 2 所得到的观测结果符合得比较好。这个分析表明,色球中的大量切向速度间断就是流体力学中的粘性旋涡层。

### 三、色球切向间断的不稳定性

切向间断是绝对不稳定的。当有磁场存在时,垂直于磁场方向的扰动可以被磁刚性所抑制,但磁场对沿其方向的扰动没有致稳作用。磁场致稳作用的相对大小可以用 Alfvén 速度与速度差  $\Delta v_x$  的相对大小来衡量。在色球层中,  $0.02\text{T}$  磁场所对应的 Alfvén 速度为

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \simeq 1.0 \times 10^3\text{km/s}, \quad (13)$$

其中取  $\rho = 10^{-12.5}\text{g/cm}^3$ 。这个速度与色球层的视向速度具有相同的量级。这表明,磁场和等离子体运动相互间有很强的耦合。

对于不可压缩模型,均匀上下游的磁流体力学切向间断关系为基态,其小扰动线性化波的色散关系为<sup>[7]</sup>

$$\omega = \frac{1}{\rho_1 + \rho_2} \left\{ \rho_1 \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_2 \pm \sqrt{\frac{\rho_1 + \rho_2}{4\pi\rho_1\rho_2} [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1)^2 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_2)^2 - \rho_1\rho_2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_2)^2]} \right\}, \quad (14)$$

其中  $\omega$  为波的频率,  $\mathbf{k}$  为波数, 下标 1, 2 分别对应于上游和下游的基态值。当 (14) 式根号内的表达式取负值时,  $\omega$  将出现虚部, 扰动振幅将随时间的增长而增大, 表现为不稳定性的发展。不稳定性条件要求

$$|\mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{v}| > \sqrt{\frac{\rho_1 + \rho_2}{4\pi\rho_1\rho_2} [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1)^2 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_2)^2]}. \quad (15)$$

垂直于磁场方向的扰动 ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ ) 模式是稳定的, 这时 (14) 式的根式为零; 所有其它方向的扰动在满足 (15) 式的条件时都不稳定。在太阳物理中, 一般认为等离子体沿着磁面运动。这时要求垂直于磁面的速度为零, 但在磁面上并不一定要求磁场与速度场处处平行。在不垂直于磁场的其它方向, 扰动是可以不稳定的。

我们来讨论一种典型切向间断的扰动增长速率  $1/\gamma$ , 它一般地定义为频率虚部的倒数

$1/\omega_i$ 。为了简单,我们讨论磁区域中  $F_{N_1}$  与  $F_{N_2}$  或  $F_{S_1}$  与  $F_{S_2}$  的交面。这时,可以假定

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_2 = \mathbf{B}, \quad \rho_1 = \rho_2 = \rho,$$

相应地,(14)式简化为

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\mathbf{k} \cdot (\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2)}{2k} \pm \frac{i}{k} \sqrt{\left(\frac{\mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{v}}{2}\right)^2 - \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B})^2}{4\pi\rho}}. \quad (16)$$

所以,扰动增长率为

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\mathbf{e}_k \cdot \Delta \mathbf{v}}{2}\right)^2 - \frac{(\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{B})^2}{4\pi\rho}}}, \quad (17)$$

其中  $\mathbf{e}_k$  为  $\mathbf{k}$  的单位矢量,  $\lambda$  为典型波长。由(17)式可以看出,比较大尺度的位形,相对地比较稳定;小尺度的扰动发展很快。这与观测的特征相符。

我们来具体计算扰动随时间的增长率。(13)式曾出色球的典型 Alfvén 速度为  $1.0 \times 10^3 \text{ km/s}$ 。而图 2(b)中所列出的典型速度分布所给出的值与色球 Alfvén 速度相当。最快的扰动增长率 ( $\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{B} = 0$ ) 为

$$\left(\frac{1}{\gamma}\right)_{\max} \approx \frac{\lambda}{\pi |\mathbf{e}_k \cdot \Delta \mathbf{v}|}. \quad (18)$$

为了清楚地显示扰动的变化,讨论光球层的场,取  $|\mathbf{e}_k \cdot \Delta \mathbf{v}| = 6 \text{ km/s}$ ,  $\lambda = 10^4 \text{ km}$ , 特征时间为  $10^3 \text{ s}$  的数量级。如果假设  $\Delta \mathbf{v}$  与  $\mathbf{B}$  平行,则沿磁场方向扰动的增长率为  $1/\gamma \approx 10^4 \text{ s}$ 。由此得出,不稳定的增长特征时间大约是小时的数量级。分析光球速度场的观测资料表明,在几个小时的时间间隔内,切向间断的形态可以发生明显的变化,与估算的扰动发展速率相符合。

仔细研究图 2 的速度分布可以发现,速度分布在各个流动区域的边界附近有较大的变化,表现为间断层的特征;在边界附近的分布不是均匀的,边界两边往往有一对对的高速流动的涡对,与这些涡对相对应的往往是边界的畸变。这些特征可以看作是不稳定扰动发展的过程,以及所产生的结果。1988 年 3 月 26 日出现的这一类大尺度的速度间断面(比地球尺度大一个数量级)提供了丰富的数据来研究磁等离子体的形态和运动规律。

还要指出的是,观测的磁场和速度场代表视向的分量。实际的磁场方向可以由图 1(a)的纵场和横场观测值推算出来。对于这个活动区,磁场明显地倾斜于日面,而不是垂直于日面。这样,由(14)式所给出的扰动发展将会在太阳大气不同层次中给出形态的变化,即使是相对较强的磁场,扰动的发展在色球水平层也会反应出来。

#### 四、活动区磁场与流场的相互作用

活动区的磁场位形和物质的流动形式之间的关系从实测和理论的角度均有重要价值,它涉及到磁流管在太阳大气中浮现、发展和扩散等一系列基本的动力学过程。

从该活动区看到,在纵向磁场中性线附近,呈现出大尺度的色球物质向上运动,这种运动从纵场中性线附近明显地向偶极活动区的 N 极后随磁区扩展,形成陡峭的视向速度间断面。在中性线附近大尺度流动图形上迭加有小尺度的结构。而在强磁场聚集的区域,色球物质往往表现为显著向下流动<sup>[6]</sup>。中性线附近向上流动过程不仅把太阳大气深层的炽热气体运输到大

气表面,而且可能使大气深层的磁流管浮现出来,形成新的复杂磁结构。我们看到,在强磁场区域中,向下流动的气体可以把太阳表面大气中相对冷的介质携带到活动区的深层,降低磁流管的温度和气体压力,并使磁流管聚集而形成更高的磁场强度。另外,色球中的切向间断面是不稳定的,它使磁位形发生畸变,使磁区域分裂。观测显示的间断面两侧偶对,它们以2—3h的时间尺度位移,使间断面形态变形。这可以看成是色球大气中速度间断不稳定性导致的磁场位形变化。

从4月2日的色球速度场图上看到,3月26日出现的色球速度场间断面从中间断开,几乎崩溃而变成分立的结构(图2(c))。从观测的磁场可看出<sup>[6]</sup>,光球磁场的结构发生了较大的变化。除了局部区域小尺度磁场结构的变化外,可以看到磁偶极活动区的后随磁结构分成两片。磁场的力线从两个后随N极区域向上扩展,大部分磁力线在前导的S极沉入,其结构与相应区域上空色球向下流动物质分布区域相似,形成与3月27日不同的磁场位形。

我们希望强调活动区域场的发展将受速度场的强烈影响,并且具体讨论由于切向间断不稳定性引起的活动区域场演化(畸变、分裂等)。

## 五、总 结

一般都设想,活动区的等离子体运动都是被约束在磁通量管中,这时通量管与流管重合,其边界为切向间断面<sup>[3]</sup>。实际的流场远比这个简单图案复杂得多。各种类型的边界和间断面及复杂的磁场与流场的相互作用,对简单的理论计算模型提出了挑战。

在本文的分析中,我们假定在磁面边界处的法向速度为零,即 $v_n = 0$ ,由此导出了各种形态的切向间断。从理论估算的旋涡层厚度及不稳定性的发展时间看来,这种假定还是有一定道理的。从实验的观点看,假设 $v_n = 0$ 并未得到观测的验证。如果 $v_n \neq 0$ ,这时的间断面就有可能是激波阵面。这对于色球的质量、动量和能量传递过程是重要的。

色球活动区中的磁流体力学切向间断面的存在,为活动区的演化提供了新的机制。切向间断的不稳定性使间断面发生了畸变,以致破碎和湮灭。流场的变化和流动区域形态的变化与磁场变化密切相关,磁通量区域也可能相应地被聚集而增强,或者被湮灭而消失。

可以看出,北京天文台的磁场望远镜数据已提供了大量新的信息,揭示了许多新的现象。进一步若能提供色球磁场和速度场的横向分量数据,则将极为重要。本文的理论分析模型还是较简单的,许多研究还需要进一步深化,诸如非均匀场的理论,非线性的稳定性理论等。这些问题将在今后进一步研究。

## 参 考 文 献

- [1] de Bussac, G., *Energy Balance and Hydrodynamics of Solar Chromosphere and Corona*, IAU Symp. 36, Clermont-Ferrand, 1975.
- [2] Athay, G., in *Solar Active Region* (Ed. Orrall, F.Q.), Colorado Univ, 1981, 83.
- [3] Priest, E. R., *ibid.*, 213.
- [4] Athay, G., *Solar Phys.*, **100**(1985), 257.
- [5] 艾田祥,胡岳风,天文学报, **27**(1986), 173.
- [6] 张洪起等,北京天文台台刊,1989, 14: 1.
- [7] 胡文瑞,宇宙磁流体力学,科学出版社,1987.
- [8] 史忠先,太阳耀斑(胡文瑞等编著),科学出版社,1983.