

# 太阳低层大气中的磁重联<sup>1</sup>

丁明德

南京大学天文系, 南京 (210093)

E-mail: [dmd@nju.edu.cn](mailto:dmd@nju.edu.cn)

**摘要:** 本文探讨了太阳低层大气中电离效应和辐射致冷对 Sweet-Parker 磁重联的作用。我们发现与绝热情况相比, 中性原子的电离很大程度上抑制了温度的增加。辐射致冷仅在色球上层起作用。较小的温度增量对应于重联区较大的入流速度, 这可以部分解决绝热情况下入流速度同观测相比小很多的问题。我们将重联模型应用于埃勒曼炸弹和 II 类白光耀斑的解释, 推导出了两类现象在低层大气发生时所需的物理参数。

**关键词:** 太阳大气, 磁重联, 电离, 辐射

## 1. 引言

磁重联是大多数太阳活动的产生机制。长期以来, 人们注重的是发生在日冕(即一个稀薄的、高温的、完全电离的、低  $\beta$  的等离子体)中的磁重联。例如, 太阳耀斑的传统模型是认为初始的能量释放(磁重联)发生在日冕, 能量往下传输以后才加热色球。然而, 近来有比较多的证据显示低层大气(色球和光球)中能直接产生磁重联, 包括磁对消<sup>[1,2]</sup>, UV 和 EUV 爆发事件<sup>[3]</sup>, 埃勒曼炸弹<sup>[4]</sup>, II 类白光耀斑<sup>[5,6]</sup>等。因此, 有关低层大气中磁重联问题成为近年来一个重要的研究课题。

太阳低层大气中是否能真的产生磁重联? 答案当然是肯定的。问题的关键是重联的效率多大, 以及它能否定量地解释上面提到的观测现象。与日冕不同的是, 色球和光球(尤其是光球)相对来说温度低、密度大, 等离子体处于弱电离、高  $\beta$  状态。Li 等<sup>[7]</sup>提出低层大气中电流片内产生电阻不稳定性, 中性原子对电阻不稳定性的作用使得 II 类白光耀斑发生。Chen 等<sup>[8]</sup>用完整的 MHD 方程数值模拟了磁重联过程。他们发现电离和辐射效应可以明显地改变重联区附近的温度和密度结果, 但是对重联速率的影响不大。通过重联产生的物质出流速度和温度增量可以大致解释埃勒曼炸弹和 II 类白光耀斑。

最近, Litvinenko<sup>[9]</sup>和 Chae 等<sup>[10]</sup>研究了低层大气中一个稳态的 Sweet-Parker 型电流片的物理过程。为了简化能量方程, Litvinenko<sup>[9]</sup>假设电流片内外的温度相同。Chae 等<sup>[10]</sup>则用了一个绝热方程。Chae 等<sup>[10]</sup>的模型的优点是它能给出重联入流速度和温度增量的解析表达式, 易于同观测比较。但是, 在低层大气中, 中性原子的电离和辐射过程能消耗大部分通过磁重联释放的能量。因此, 这个过程既不是等温, 又不是绝热的。本文在充分考虑电离和辐射两个因素前提下, 研究低层大气中电流片和磁重联的特性, 并与观测进行比较。

## 2. 电流片模型

我们考虑一个二维的 Sweet-Parker 型的电流片(图 1)。电流片长度为  $\Delta$ , 宽度为  $\delta$ 。用下标“1”和“2”分别代表入流和出流的物理量, 用“n”代表电流片(耗散区)中的物理量。从 Chae 等<sup>[10]</sup>的模型出发, 一个稳态的重联过程可以由以下方程描述:

感应方程

$$v_1 B_1 = v_2 B_2 = \eta B_1 / \delta, \quad (1)$$

连续性方程

<sup>1</sup> 本课题得到高等学校博士学科点专项科研基金(项目编号: 20060284010)的资助。

$$\rho_1 v_1 \Delta = \rho_2 v_2 \delta, \quad (2)$$

垂直于电流片的动量方程

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 + \frac{B_1^2}{8\pi} = p_n, \quad (3)$$

平行于电流片的动量方程

$$p_2 + \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 = p_n + \frac{B_1 B_2}{8\pi} \frac{\Delta}{\delta}, \quad (4)$$

能量方程

$$\left( \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 + \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 + \frac{B_1^2}{4\pi} + n_{e,1} \chi_H \right) v_1 \Delta = \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 + \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 + \frac{B_2^2}{4\pi} + n_{e,2} \chi_H \right) v_2 \delta + [R(T_n, z) - R(T_1, z)] \Delta \delta. \quad (5)$$

在以上方程中，气体压力可表达为

$$p = [(1 + Y_{He}) n_H + n_e] kT, \quad (6)$$

物质密度为

$$\rho = (1 + 4Y_{He}) n_H m_H, \quad (7)$$

其中  $Y_{He} = 0.1$  是氦元素丰度。

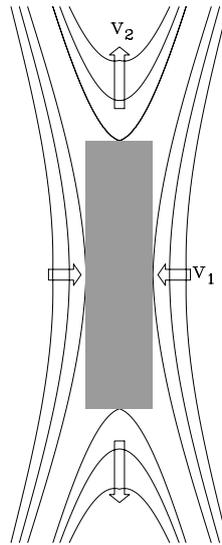


图 1 Sweet-Parker 重联模型的二维结构  
Fig. 1 Geometry of the Sweet-Parker reconnection model

在光学厚的大气中，电子密度和辐射致冷速率只能通过求解完整的辐射转移方程（处于非局部热动平衡状态）来得到。如果与电流片的动力学方程相结合，这个过程就成为二维的辐射动力学问题，目前难于求解。因此，我们采用了 Gan 和 Fang 的方法<sup>[11]</sup>。将电子数密度表达成改进的 Saha 公式：

$$n_e = \frac{1}{2} (\sqrt{\phi^2 + 4\phi n_H} - \phi), \quad (8)$$

其中

$$\phi = \frac{1}{b_1} \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_H / kT}, \quad (9)$$

偏离因子  $b_1$  取自 Brown 给出的数值<sup>[12]</sup>。辐射致冷速率用以下的经验公式求出：

$$R(T, z) = n_H n_e \alpha(z) f(T), \quad (10)$$

其中高度变化因子  $\alpha(z)$  和温度变化因子  $f(T)$  的定义与 Gan 和 Fang 推导的表达式相同。

与 Chae 等<sup>[10]</sup>的模型相比，我们在能量方程中增加了电离和辐射致冷两项。进一步假设电流片内的物理量同出流区中的相等，即  $X_n = X_2$ ， $X$  代表以上公式中所有的变量。在此基础上，从方程 (1) - (3) 我们可以推出一个熟知的关系，即出流速度等于入流区的阿尔芬速度，

$$v_2 = v_{A,1} = \frac{B_1}{\sqrt{4\pi\rho_1}}. \quad (11)$$

Chae 等<sup>[10]</sup>还推导了绝热情况下入流速度和温度增量的表达式。在目前情况下，考虑电离和辐射以后，以上的方程只能用数值方法求解。

为了研究太阳大气不同层次的磁重联情况，我们采用了 VAL-C 宁静太阳模型<sup>[13]</sup>，并且假设电流片长度  $\Delta$  等于局部的气体压力标高<sup>[9]</sup>。磁耗散系数  $\eta$  按照 Kubat 和 Karlichy<sup>[14]</sup>给出的电导率计算出来。

## 2.1 电离和辐射在磁重联中的作用

我们通过数值求解等式 (1) - (5)，得到 VAL-C 大气中温度和入流速度随高度的变化。图 2 显示了三种不同磁场强度的情况，即  $B_1 = 5, 10, 20$  G。正如预期的那样，中性氢原子的电离以及辐射致冷大大抑制了温度的增加。但是，两者作用的相对大小在不同层次是不同的。在色球低层和光球，电离效应占主导地位，使得温度增量与绝热情况相比下降最多达一个量级。相反，辐射致冷效应在低层大气的作用相对较小，而在色球高层变得比较重要，因为光子的逃逸率增加。温度增量的下降使得磁重联速率增加，具体体现为入流速度的增加。Chae 等<sup>[10]</sup>发现绝热情况下理论计算出的入流速度同观测值相比具有较大的差异，特别是在解释爆发性事件和 EUV 喷流的典型特征时间问题更突出，前者一般仅为后者的一半左右。我们的结果表明如果考虑了重联时的电离效应，理论和观测的不符合程度可以明显减弱。但是，问题不能彻底消除，主要是因为爆发性事件和 EUV 喷流发生在色球上层和过渡区，而当地电离所起的作用相对较小。

出流区相比于入流区的温度增量和密度增量依赖于入流区磁场而变化。图 3 和图 4 给出了两个不同高度  $h = 650$  km 和  $h = 0$  km (即  $\tau_{5000} = 1$ ) 处的情况，分别对应于埃勒曼炸弹和 II 类白光耀斑的特征高度。在  $h = 650$  km 处，我们发现温度随  $B_1$  有两种变化：一种较慢的变化和一种较快的变化，转折点在  $B_1 \approx 7$  G 附近。原因是当  $B_1 \leq 7$  G 时，磁重联释放的能量大部分被用来电离中性氢原子，对温度增加的贡献不大；而当  $B_1 \geq 7$  G 时，磁重联释放的能量使得氢原子几乎完全电离，因此温度随  $B_1$  急剧上升。密度增量在  $B_1 \approx 7$  G 时出现一个极大。这和等温情况<sup>[9]</sup>或绝热情况<sup>[10]</sup>是很不相同的，因为在这些情况下出流区的密度随  $B_1$  单调增加。其实，我们可以推导出密度增量的表达式：

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(1 + \frac{1}{\beta_1}\right) \frac{1}{1+t}, \quad (12)$$

其中  $t = (T_2 - T_1)/T_1$  是温度的相对增量,  $\beta_1 = 8\pi p_1 / B_1^2$  是入流区等离子体  $\beta$  值。右边第一项代表等温情况下的密度变化, 而第二项代表由于温度增加导致的修正。因此, 最大的密度增量对应于温度转折点, 主要是由电离效应产生的。当  $B_1$  足够大时,  $\rho_2 / \rho_1$  接近绝热时的数值 2.5。

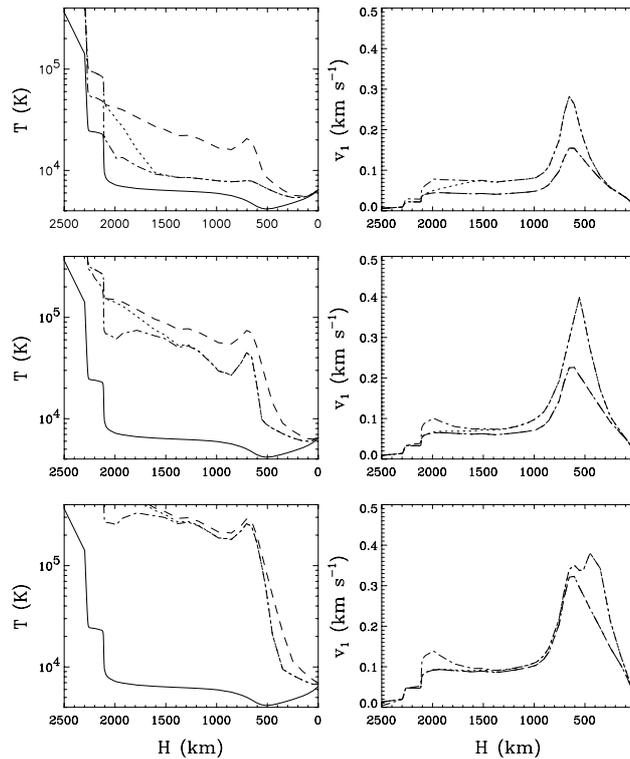


图 2 重联模型计算出的出流温度和入流速度随高度的分布。实线代表 VAL-C 宁静太阳模型, 虚线代表绝热情况, 点线代表仅考虑电离情况, 而点虚线代表考虑电离和辐射致冷情况。从上往下的三种情况分别对应  $B_1=5, 10,$  和  $20 \text{ G}$

Fig. 2 Height distribution of the outflow temperature and inflow velocity calculated for the reconnection model. The solid curve refers to the VAL-C quiet-Sun model. The dashed curve is for the adiabatic case, the dotted curve for the case that includes ionization only, and dash-dotted curve for the case that includes both ionization and radiative cooling. From top to bottom, the three rows correspond to cases of  $B_1=5, 10,$  and  $20 \text{ G}$ , respectively

以上的结果适用于低层大气的所有层次。需要指出的是对应于温度转折点的  $B_1$  值随周围密度的变化很大。在  $h = 0 \text{ km}$  处, 密度变得很大, 较大的  $B_1$  值才能使得氢原子完全电离。在图 4 显示的参数范围中, 温度仅出现缓慢的变化。

## 2.2 埃勒曼炸弹的解释

埃勒曼炸弹, 又称胡须现象, 是小尺度的类耀斑现象, 其典型特征是  $\text{H}\alpha$  线翼辐射明显增强, 而线心有一个深的吸收。近来的观测表明埃勒曼炸弹中 UV 辐射也有增强, 并且在大部分情况下同  $\text{H}\alpha$  线翼辐射相关<sup>[4]</sup>。Georgoulis 等<sup>[15]</sup>发现埃勒曼炸弹发生在磁分界线 (separatrix) 或准分界线 (quasi-separatrix) 附近, 因此认为它们是由低层大气磁重联产生

的。埃勒曼炸弹中的  $H\alpha$  辐射可以用非热电子束轰击来解释<sup>[16]</sup>或由色球低层一个加热和致密的层次产生<sup>[17]</sup>。Kitai<sup>[17]</sup>所做的计算表明温度增加 1500 K，密度增强 5 倍可以很好地再现观测到的  $H\alpha$  轮廓。Georgoulis 等<sup>[15]</sup>根据埃勒曼炸弹的能量估计出辐射区域有约 2000 K 的温度增量。

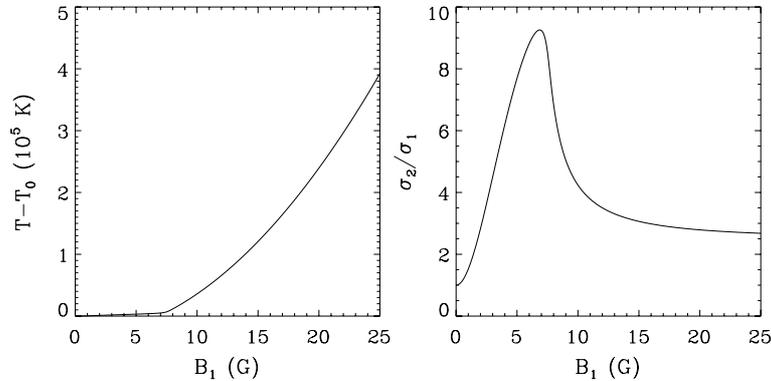


图 3 重联出流区温度和密度的增量随入流区磁场强度的变化。对应高度为  $h=650$  km，即埃勒曼炸弹的典型高度

Fig. 3 Temperature increase and density enhancement of the reconnection outflow as a function of the inflow magnetic field strength at a height of  $h=650$  km, a characteristic height of Ellerman bombs

对  $h = 650$  km（对应于色球低层）情况，我们取  $\Delta T = 1500$  K 作为典型温度增加， $\rho_2 / \rho_1 = 5$  为典型密度增加，然后来检验是否存在合适的磁重联的解来解释观测参数。如图 3 展示的，我们发现  $B_1 = 2.5$  G 能大致再现温度的增量，但是得到的密度增量 3.6 稍小；当  $B_1 = 3.3$  G 时密度增量达到期望值 5，但是温度增量 2000 K 相应偏高。考虑到模型的一些近似，我们大致认为入流区磁场强度为  $B_1 \approx 2.5 - 3.3$  G 时能产生对应埃勒曼炸弹辐射所需的低层大气的物理状态。

### 2.3 II 类白光耀斑的解释

II 类白光耀斑属于比较罕见的一类耀斑，它们有连续辐射增强，但是同硬 X 射线辐射没有或仅有较弱的相关性<sup>[18]</sup>。这类事件的机制目前尚不清楚。以往计算出的半经验模型通常需要在光球上层有一个温度增量，以解释连续辐射的增强<sup>[5,19]</sup>。在 I 类白光耀斑中，能量是在日冕释放的，低层大气通过非热电子束轰击和向下辐射得到加热。II 类白光耀斑则需要低层大气有直接的加热（磁重联）。

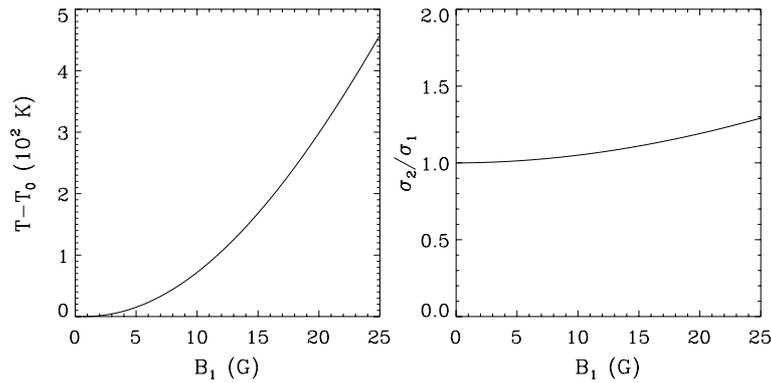


图4 重联出流区温度和密度的增量随入流区磁场强度的变化。对应高度为  $h=0$  km, 即 II 类白光耀斑的典型高度

Fig. 4 Temperature increase and density enhancement of the reconnection outflow as a function of the inflow magnetic field strength at a height of  $h=0$  km, a characteristic height of type II WLFs

Ding 等<sup>[5]</sup>提出的 II 类白光耀斑的半经验模型显示在  $h = 0$  km 处需要有  $\Delta T = 250$  K 的温度增量, 才能解释观测到的连续谱的增强。如上所述, 在这个高度电离效应对磁重联的作用仍比较重要。我们的计算表明, 磁场强度为  $B_1 \approx 18$  G 的磁重联能大致产生所需的温度增量。

### 3. 结论

太阳低层大气中的磁重联与许多太阳活动现象相关, 因而近来成为一个引人注目的课题。本文中, 我们研究了电离和辐射过程对低层大气磁重联的影响。我们采用与 Chae 等<sup>[10]</sup>类似的方法, 考虑一个 Sweet-Parker 磁重联模型。通过求解电流片的方程组, 得到了各个物理参量的关系和大小的估计。我们发现相比于绝热过程, 中性原子的电离可以很大程度地抑制温度的增加, 特别在温度极小区附近最明显。相对而言, 辐射致冷的效应仅在色球上层区域比较重要。较小的温度增量对应于较大的入流速度, 即重联效率更大。这可以部分解决绝热情况下入流速度同观测相比小很多的问题。最后, 我们将模型应用于埃勒曼炸弹和 II 类白光耀斑的解释。我们推导了两种现象通过低层大气的磁重联产生时所需的物理参数。

## 参考文献

- [1] Livi S H B, Wang J, Martin S F. The cancellation of magnetic flux. I. On the quiet sun. *Australian J. Phys.*, 1985, 38: 855—873
- [2] Martin S F, Livi S H B, Wang J. The cancellation of magnetic flux. II. In a decaying active region. *Australian J. Phys.*, 1985, 38: 929—959
- [3] Chae J, Wang H, Lee C, et al. Photospheric magnetic field changes associated with transition region explosive events. *ApJ*, 1998, 497: L109—L112
- [4] Qiu J, Ding M D, Wang H, et al. Ultraviolet and H $\alpha$  emission in Ellerman bombs. *ApJ*, 2000, 544: L157—L161
- [5] Ding M D, Fang C, Gan W Q, et al. Optical spectra and semi-empirical model of a white-light flare. *ApJ*, 1994, 429: 890—898
- [6] Ding M D, Fang C, Yun H S. Heating in the lower atmosphere and the continuum emission of solar white-light flares. *ApJ*, 1999, 512: 454—457
- [7] Li X Q, Song M T, Hu F M, et al. Magnetic reconnection mechanism for type II white-light flares. *A&A*, 1997, 320: 300—304
- [8] Chen P F, Fang C, Ding M D. Ellerman bombs, type II white-light flares and magnetic reconnection in the solar lower atmosphere. *ChJAA*, 2001, 1: 176—184
- [9] Litvinenko Y E. Photospheric magnetic reconnection and canceling magnetic features on the sun. *ApJ*, 1999, 515: 435—440
- [10] Chae J, Moon Y, Park S. Observational tests of chromospheric magnetic reconnection. *JKAS*, 2003, 36: S13—S20
- [11] Gan W Q, Fang C. A hydrodynamic model of the gradual phase of the solar flare loop. *ApJ*, 1990, 358: 328—337
- [12] Brown J C. The temperature structure of chromospheric flares heated by non-thermal electrons. *Solar Phys.*, 1973, 31: 143—169
- [13] Vernazza J E, Avrett E H, Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *ApJS*, 1981, 45: 635—725
- [14] Kubat J, Karlicky M. Electrical conductivity in the solar photosphere and chromosphere. *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 1986, 37: 155—163
- [15] Georgoulis M K, Rust D M, Bernasconi P N, et al. Statistics, morphology, and energetics of Ellerman bombs. *ApJ*, 2002, 575: 506—528
- [16] Ding M D, Henoux J C, Fang C. Line profiles in moustaches produced by an impacting energetic particle beam. *A&A*, 1998, 332: 761—766
- [17] Kitai R. On the mass motions and the atmospheric states of moustaches. *Solar Phys.*, 1983, 87: 135—154
- [18] Fang C, Ding M D. On the spectral characteristics and atmospheric models of two types of white-light flares. *A&AS*, 1995, 110: 99—106
- [19] Mauas P J D, Machado M E, Avrett E H. The white-light flare of 1982 June 15: Models. *ApJ*, 1990, 360: 715—726

## Magnetic reconnection in the solar lower atmosphere

Ding Mingde

Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing, PRC (210093)

### Abstract

We investigate the effect of ionization and radiative cooling on the Sweet-Parker type magnetic reconnection in the solar lower atmosphere. We find that the temperature increase can be suppressed appreciably by the ionization of neutral atoms, as compared with the adiabatic case. The effect of radiative cooling is only important in the upper chromosphere and above. A less temperature increase corresponds to a bigger inflow velocity in the reconnection region, which can partly resolve the problem that the inflow velocity in the adiabatic case is much smaller than the observed value. We apply the model to the explanation of Ellerman bombs and type II white-light flares. We derive the required parameters that correspond to these two phenomena if they are from in situ reconnection in the lower atmosphere.

**Keywords:** solar atmosphere, magnetic reconnection, ionization, radiation