第15卷 第1期 空间科学学报 Vol. 15, No. 1
1995 年 1 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Jan., 1995

活动区新浮磁流和暗条的激活*

印 春 霖
(中国科学院紫金山天文台,南京 210008)
唐 玉 华
(南京大学天文系)

摘 要

用数值计算方法探讨了新浮磁流驱动下暗条运动的基本规律. 计算表明,活动区新浮磁流是驱动暗条运动导致暗条激活的有效机制之一,这个过程是通过暗条电流和背景磁场的相互作用来实现的. 当选取不同强度的浮现磁流时,暗条可出现周期性振荡、激活上升和闪烁;此外,对同极性磁流浮现,当浮现强度足够强时,暗条一开始就会下沉.

关键词 太阳活动区磁场,新浮磁流,暗条激活

一、引 言

宁静暗条可被外界扰动激活. 暗条激活时除内部运动增强外常常伴有大尺度整体运动,如垂直振荡、快速上升或下沉,突然消失或瓦解等等. 活动区暗条的激活是一种重要的耀斑前现象. 据统计大约45% 以上的大耀斑和绝大多数双带耀斑在脉冲相前均有此征兆[1,2]. Dodson 等还发现产生在无黑子老活动区中的耀斑爆发前也常出现暗条突然消逝[3]. 因此研究暗条的形成,发展和激活机制对理解活动区的演化,揭示暗条和耀斑过程的物理本质具有很重要的意义. 近年来太阳物理学家在这方面进行了不少有益的探索,特别对活动区光球物质的剪切运动和挤压运动在激活暗条和驱动耀斑爆发中的作用从观测和理论两个方面都得到积极的结果[4-8]. 在大量观测资料的分析中,人们还发现新浮磁流和磁对消同样具有重要的触发作用[9-12]. Martin 等人收集分析的21 周峰年期间 Hall No. 16918 活动区的观测资料是一个很典型的例证. 这个活动区从1980 年4 月16 日到4 月23 日产生的86 个耀斑中74% 都发生在新浮磁流区或新老磁区交界处,而在此期间找到的17 个新浮磁流大多位于暗条附近[13]. 这充分说明新浮磁流与暗条激活和耀斑爆发的密切关系. 但有关揭示这一观测现象物理本质的进一步探讨还有待深入. 本文通过数值方法探讨磁通量变化在激活暗条过程中的作用,得到了一些有意义的结果.

* 国家自然科学基金和中国科学院天文委员会基金资助课题.
本文于1994 年5 月20 日收到.

二、物理模型和数学描述

活动区暗条通常位于活动区中异极性黑子的极性反转线即所谓磁中性线上。已有的研究表明，把暗条作为电流处理无论在观测上和理论上都是合理的[4-8]。对于活动区暗条通常采用 Kuperus-Raadu 模型描述的电流回路更为恰当[14]。于是活动区磁场是扎根光球的背景磁场和暗条电流所激发的场两部分叠加的结果。背景场可用势场或无力场描述，暗条电流用线电流近似，电流暗条在背景场中的运动方程为

$$m\frac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2}=\frac{I^2}{c^2z}-\frac{IB_{bx}}{c}-mg\frac{R^2}{(z+R)^2}, \tag{1}$$

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}=\frac{IB_{bz}}{c}. \tag{2}$$

式中 m 为单位长度暗条的质量，I 为暗条电流强度，$I=I_0+I'$，I_0 为暗条初始平衡时的电流强度，I' 为由于新浮磁流而引起暗条电流的变化，$I'=\eta I_0\sin\pi t/2T_0$，$R$ 为太阳半径，g 为太阳表面重力加速度，$\boldsymbol{B}_b$ 为活动区背景磁场强度，$\boldsymbol{B}_b=\boldsymbol{B}_{b0}+\boldsymbol{B}_{be}$，$\boldsymbol{B}_{b0}$ 是暗条平衡态时的背景场强，$\boldsymbol{B}_{be}$ 是新浮磁流的场强。为了研究不同类型活动区中暗条激活规律，本文采用两种背景场模型：场强随高度指数递减的周期场模型和拱形场模型。为了简化理论计算又不失一般性，这两种模型均取势场位形，其数学表达式为：

(i) 周期势场模型(简称模型 I)

$$B_{bx}=-B_0\cos\frac{\pi x}{l}e^{-\pi z/l}-B_e\cos\left[\frac{\pi}{l_e}(x\cos\gamma+y\sin\gamma-a\cos\gamma)\right]e^{-\pi z/l_e}\cos\gamma, \tag{3}$$

$$B_{by}=-B_e\cos\left[\frac{\pi}{l_e}(x\cos\gamma+y\sin\gamma-a\cos\gamma)\right]e^{-\pi z/l_e}\sin\gamma, \tag{4}$$

$$B_{bz}=B_0\sin\frac{\pi x}{l}e^{-\pi z/l}+B_e\sin\left[\frac{\pi}{l_e}(x\cos\gamma+y\sin\gamma-a\cos\gamma)\right]e^{-\pi z/l_e}. \tag{5}$$

(ii) 拱形场模型(简称模型 II)

$$B_{bx}=\frac{-2B_0\left(\frac{2z}{l}+1\right)}{\left(\frac{2}{l}\right)^2x^2+\left(\frac{2z}{l}+1\right)^2}-\frac{2B_e\left(\frac{2z}{l_e}+1\right)\cos\gamma}{\left(\frac{2}{l_e}\right)^2(x\cos\gamma+y\sin\gamma-a\cos\gamma)^2+\left(\frac{2z}{l_e}+1\right)^2}, \tag{6}$$

$$B_{by}=\frac{-2B_e\left(\frac{2z}{l_e}+1\right)\sin\gamma}{\left(\frac{2}{l_e}\right)^2(x\cos\gamma+y\sin\gamma-a\cos\gamma)^2+\left(\frac{2z}{l_e}+1\right)^2}, \tag{7}$$

$$B_{bz}=\frac{2\frac{2}{l}xB_0}{\left(\frac{2}{l}\right)^2x^2+\left(\frac{2z}{l}+1\right)^2}+\frac{2\frac{2}{l_e}(x\cos\gamma+y\sin\gamma-a\cos\gamma)B_e}{\left(\frac{2}{l_e}\right)^2(x\cos\gamma+y\sin\gamma-a\cos\gamma)^2+\left(\frac{2z}{l_e}+1\right)^2}. \tag{8}$$

其中 l 和 l_e 分别为初始背景场和新浮磁流正负极之间的距离，a 为它们的中性线与 x 轴交点之间的距离，γ 为 l 和 l_e 的夹角(见图 1)。B_0 和 B_e 分别为初始磁场和新浮磁流的

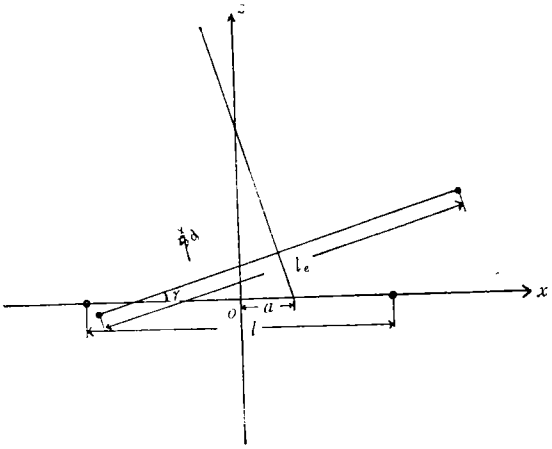


图 1 初始背景场和新浮磁流位置示意图

Fig. 1 The scheme of locations for primary background magnetic field and emerging magnetic flux

强度. 设 B_0 为常数, B_e 是时间的函数

$$B_e=\begin{cases}\xi B_0\sin\dfrac{\pi}{2T_0}t, & t\leqslant T_0;\\ \xi B_0, & t>T_0.\end{cases}\tag{9}$$

$t=0$ 时,暗条处于静力学平衡状态. 当活动区内有新浮磁流时,系统的力学平衡受到破坏,暗条电流与背景场的相互作用将驱动暗条发生运动. 为了计算上的方便,假设 $\gamma=0$, 即新老磁场的正负极均在一条直线上,于是 B_{by}, $\dfrac{\partial}{\partial y}$ 仍恒为零.

三、计 算 结 果

为了研究两种不同背景场模型中暗条在新浮磁流扰动下的运动特点,将 B_x 和 B_z 的表达式(3),(5),(6),(8)代入运动方程(1),(2)中,并取 $h_0=7500$km, $T_0=3600$s, $\xi=\pm0.1$, ±0.5 和 ±1.0; $\eta=0$, 0.5, 1.0; $l=30000$km 和 50000km; $l_e=1.5l$ 和 $10l$; 模型 I 中 B_0 取 -150×10^{-4}T, 模型 II 中 B_0 取 $-150\times10^{-4}/\sqrt{2}$ T. 这是因为在 $x=\pm\dfrac{l}{2}$ 处, 模型 I 的 $B_x=0$, $|B|=|B_z|=|B_0|_{\mathrm{I}}$, 而在模型 II 中, $|B_x|=|B_z|=|B_0|_{\mathrm{II}}$, $|B|=\sqrt{2}\,|B_0|_{\mathrm{II}}$, 为使两种模型的磁极处强度相等,必须取 $|B_0|_{\mathrm{II}}=|B_0|_{\mathrm{I}}/\sqrt{2}$. 至于暗条平衡时的电流强度 I_0 则可通过(1)式令 $\dfrac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2}=0$ 求得(见表 1). 联立解方程(1)、(2),可得到暗条运动情况随时间的演化,从计算结果,可以发现新浮磁流驱动下暗条运动的基本特点. 新浮磁流可同时影响背景场和暗条电流从而驱动暗条发生运动. 图 2 表明在新浮磁流作用下,暗条激活除有垂直运动外还有水平运动;图 3 给出暗条垂直运动变化的示意图;由图可见,在新浮磁流扰动下暗条速度随时间呈包含微振荡精细结构的准周期

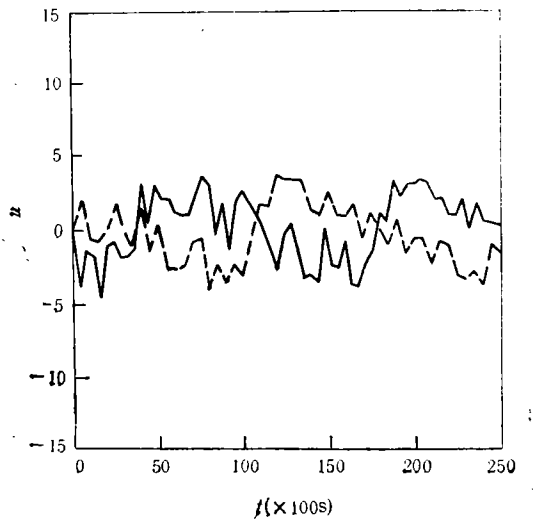


图 2　新浮磁流扰动下，暗条水平运动速度变化特征示意图

Fig. 2　The scheme of time profiles of the filament horizontal velocity by emerging magnetic flux

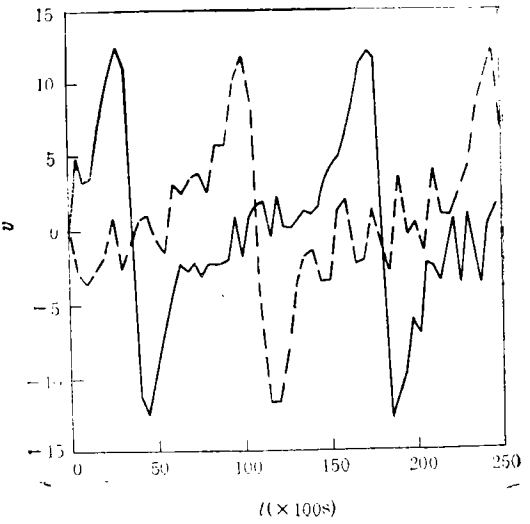


图 3　新浮磁流扰动下，暗条垂直运动速度变化特征示意图

Fig. 3　The scheme of time profiles of the filament perpendicular velocity by emerging magnetic flux

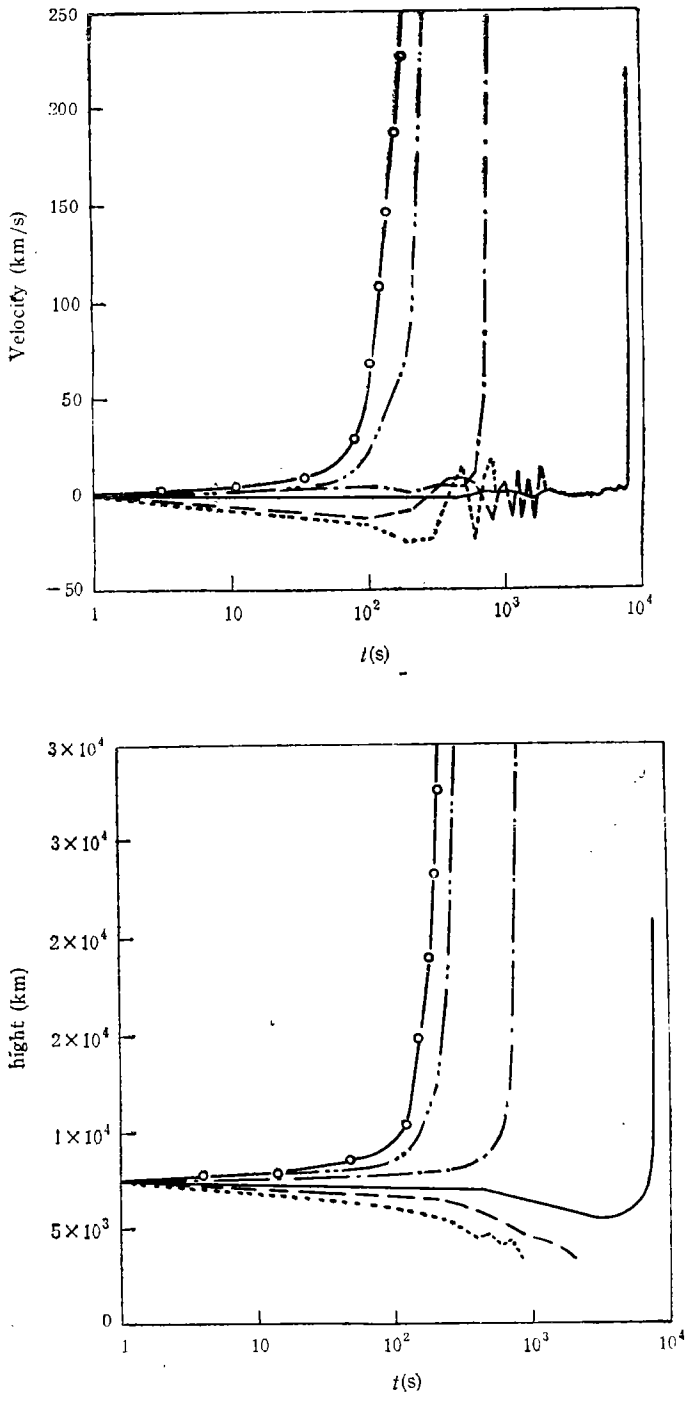
表 1　平衡在 7500 公里处暗条的电流值

磁场结构 / 宽度 (km)	周期背景场	拱形背景场
30000	5.17×10^{11}A	1.06×10^{12}A
50000	7.05×10^{11}A	1.22×10^{12}A

振荡，一般情况下，垂直运动较水平运动更为显著。由图 3 看出，如果新浮磁流与原始磁场极性相同，则暗条垂直运动速度以负方向开始振荡(虚线)；如果新浮磁流与原始场极性相反，则暗条垂直运动速度由正方向开始振荡(实线)。需要指出的是，暗条运动速度的大小受背景场结构、浮现位置、尺度等诸多因素的影响，幅度可以相差很大，下面将分别探讨各个参数所起的作用。

(i) ξ 的影响

在活动区中，新浮磁流的强度和磁极方向对暗条运动有重大影响。图 4 和图 5 分别给出在两种背景场模型中不同强度和方向的新浮磁流引起的垂直速度和高度的演变。可以看到，弱的新浮磁流 ($\xi = \pm 0.1$) 引起暗条作上下振荡运动，振荡速度因其它参数不同可由小于 1km/s 到大于 10km/s。因此在很多情况下人们不一定能从观测上发现这种振荡运动。较强的新浮磁流则可导致暗条的突然消逝。特别是异极性新浮磁流的扰动可以使暗条在很短的时间达到 100km/s 以上的速度而突然快速上升。磁流愈强，暗条被激活的速度也愈快。与原始场极性相同的新浮磁流达到一定强度时也能将暗条加速到超过 100km/s，而磁场强度更强时却导致暗条向日面沉落而消失。



——$\xi = 0.1$, ----$\xi = 0.5$, ····$\xi = 1.0$, —·—$\xi = -0.1$,
—··—$\xi = -0.5$, ∘-∘-$\xi = -1.0$

图 4 周期场中不同新浮磁流强度对暗条垂直运动的影响

Fig. 4 The influence of different emerging flux intensities in periodic magnetic field on the filament perpendicular motion

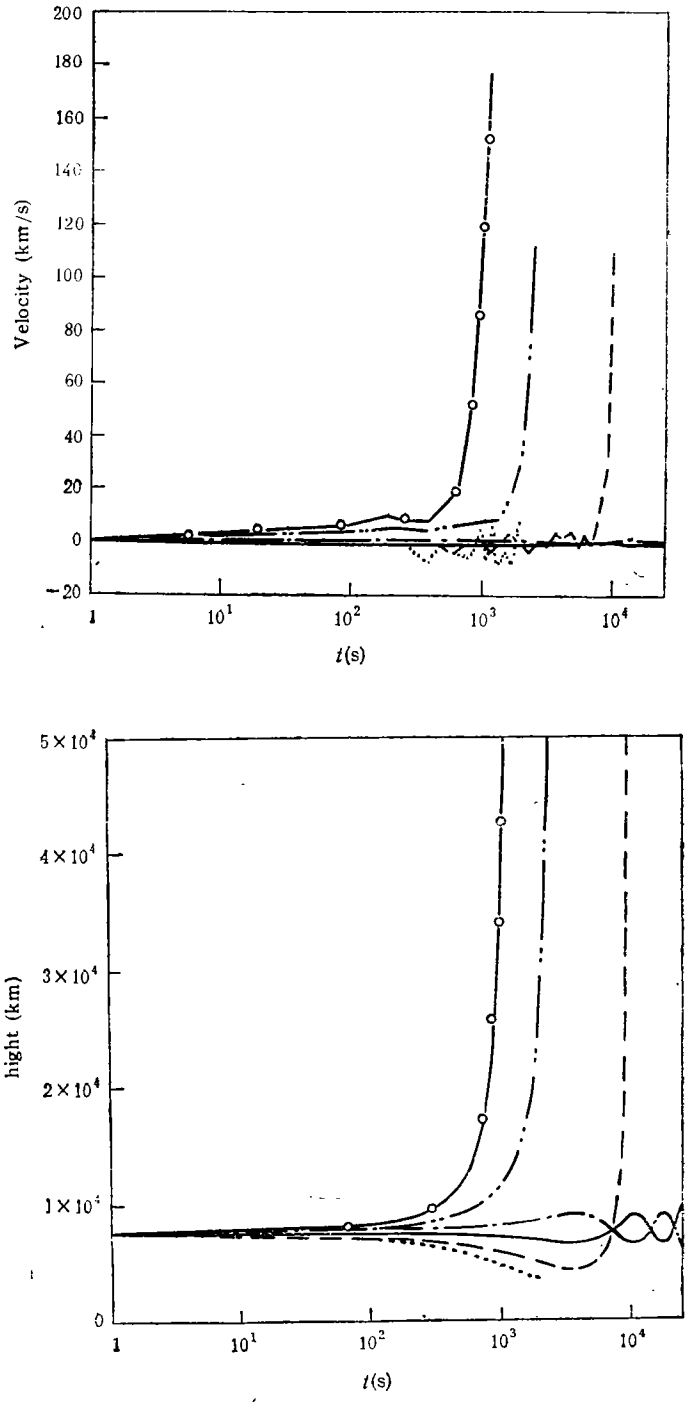


图 5　拱形场中不同新浮磁流强度对暗条垂直运动速度的影响，各条曲线的 ξ 值同图 4

Fig. 5　The influence of different emerging flux intensities in arch magnetic field on the filament perpendicular motion. ξ values are adopted the same as Fig. 4

(ii) l_e 的影响

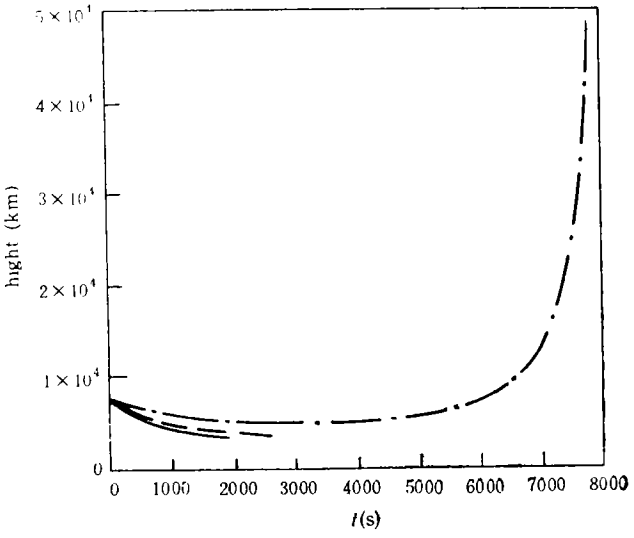
其它参数相同的情况下，大的 l_e 更易于使暗条激活。同时，l_e 愈大导致暗条在 x 方向的位移也愈大。因此，暗条激活时实际是沿一条曲线作快速上升或下沉。

(iii) 背景场的影响

比较图 4 和图 5，可以发现拱形背景场中的暗条比周期场中的稳定，其它条件相同时后者更易于激活。背景场的尺度也影响暗条的运动，l 愈小愈容易激活。

(iv) η 的影响

取 $\xi = 1.0$，其它参数同前，考虑不同的 η 值。$\eta = 0$ 相当于新浮磁流的影响仅改变背景磁场而不改变暗条电流，$\eta = 0.1$ 和 $\eta = 0.5$ 分别表明新浮磁流既改变背景场又增强暗条电流，η 越大新浮导致的暗条电流增强越剧。此时活动区总磁场的演化由初始背景磁场，新浮磁流引起的背景场的改变和新浮导致暗条电流增强而引起磁场的改变三部分决定。图 6 给出了由新浮而引起暗条电流的变化对暗条激活状态的作用，例如对于



—— $\eta = 0$, —·— $\eta = 0.1$, —··— $\eta = 0.5$

图 6 暗条电流的变化对暗条垂直运动的影响

Fig. 6 The influence of the filament current change on the filament perpendicular motion

拱形场的同极性浮现，当 $\eta = 0$ 时暗条呈下沉运动，而当 η 取 0.5 时，暗条就可呈激活上升状态，当 $\eta = 0.1$ 时，只能延长暗条下沉的时间而不能使其激活上升。

四、结论和讨论

活动区中新浮磁流激活暗条并驱动耀斑爆发是早已被观测所确认的事实。本文用数值方法初步分析研究了仅在新浮磁流驱动下暗条运动的特点，用以探讨这种观测现象的物理本质。数值计算表明：

1. 活动区新浮磁流是驱动暗条运动导致暗条激活的有效机制之一，这个过程是通过

暗条电流和扎根光球的背景磁场相互作用来实现的．新浮磁流扰动下暗条运动的基本规律如图 2 所示．由于浮现强度的不同可能出现三种不同的运动形式．当浮现强度比较弱时，暗条以较小的速度作周期振荡，观测上通常不一定能察觉这类缓慢的振荡运动．当浮现强度较强时，暗条的振荡速度比较大，有可能达到百公里每秒而被抛向日冕，这时对应于观测中见到的暗条突然上升而消逝，如果上升速度不是特别大，根据图 2 所示的运动规律，暗条还有可能再度出现，这也许就是观测中看到的闪烁现象．

2. 对于同极性磁流浮现，当浮现强度足够强时，暗条一开始就以较大的速度向下运动，以至于沉落到日面而消失．根据以前的工作[8]，剪切与挤压不可能使暗条下沉，而同极性磁流浮现，数值计算表明可以导致暗条下沉，这一结论有待于观测验证．这类暗条的激活并不导致耀斑的爆发，这也许可以解释为什么暗条激活并不一定都能触发耀斑．

3. 新浮磁流导致的暗条激活除有垂直上升运动外还有水平运动．当新浮磁流两极间距离 l_s 较小时，暗条的垂直运动远大于水平远动，暗条运动可近似用垂直运动描述，但当 l_s 较大时，不可忽略水平运动．

4. 必须指出，本文为简化计算，作了一些简化近似，例如将暗条简单地看成线电流而没有考虑暗条内部电流的分布；又如光球表面经常存在着各种形式的水平运动，速度场和磁场的相互作用将使背景场偏离势场结构，这些都会使暗条在垂直方向的实际运动更加复杂．尽管如此，本文计算所依据的思想即暗条的激活过程是通过暗条电流与背景磁场的相互作用来实现的，反映了问题的物理本质，并且观测表明，确有以新浮磁流为主而没有明显水平运动的激活过程．

参　考　文　献

[1] Smith, S. F. and H. E. Ramsey, *E. Astrophys.*, Vol. **60**, p. 1, 1964.
[2] Bruzek, A., Solar Flares and Space Research (Ed. by C. de Jager and Z. Svestka), North-Holland Publishing Company, Amsterdam, p. 61, 1969.
[3] Dodson, H. W. and E. R. Hedeman, *Solar Phys.*, Vol. **13**, p. 401, 1970.
[4] Van Tend, M. and M. Kuperus, *Solar Phys.*, Vol. **59**, p. 115, 1978.
[5] Martens, P. C. H. and N. P. M. Kuin, *Solar Phys.*, Vol. **122**, p. 263, 1989.
[6] 许敖敖，天文学报，第**32**卷，第343页，1991.
[7] Sakai, J. I. and S. Koide, *Solar Phys.*, Vol. **137**, p. 293, 1992.
[8] 印春霖，吴桂平和许敖敖，天文学报，第**35**卷，第33页，1994.
[9] Livi, S. H. B. et al., *Solar Phys.*, Vol. **121**, p. 197, 1989.
[10] Rust, D. M. et al., *Solar Phys.*, Vol. **41**, p. 397, 1975.
[11] Bumba, V., *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, Vol. **37**, p. 281, 1986.
[12] Priest, E. R. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **91**, p. 5579, 1986.
[13] Martin, S. F. et al., Measurements of Solar Vector Magnetic Fields (Ed. by M. J. Hagyard et al.), NASA conf. Pub., p. 403. 1985.
[14] 许敖敖和 S. T. Wu，天文学报，第**34**卷，第181页，1993.

EMERGENT MAGNETIC FLUX AND FILAMENT ACTIVATION IN ACTIVE REGIONS

Yin Chun-lin

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica, Nanjing 210008)

Tang Yu-hua

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

In this paper, the basic regularity of filament motion driven by emerging magnetic flux is first explored numerically. The results show that the emerging flux in the active region is an effective mechanism for driving filament motion and causing filament activation. This process can be realized by the interaction between the filament current and background magnetic field in the active region. With different emerging flux intensities, the periodic oscillation, activation rising and "twinkle" can occur in the filament. Moreover, if the polarity of emerging flux is the same with that of the filament, the filament would drop down at the beginning of its evolution when the emerging flux is strong enough.

Key words Magnetic field in solar active region, Emerging magnetic flux, Filament activation