

暗条上升运动与电场直接加速

吴桂平¹ 许敖敖²

(1. 南京铁道医学院物理教研室 南京 210009)

(2. 南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

位于活动区磁中性线上方的暗条,随着活动区光球物质运动和磁结构演化,其上升运动规律呈多样性。根据暗条上升运动的特征,一般将其分为两类:第一类为缓慢上升(速度为 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级),在暗条上升过程中,亚电场加速电子能量为几十~100keV 量级 ($E \ll E_D$, E 为暗条表面电场强度, E_D 为经典 Dreicer 场);第二类为快速上升(速度为几十~几百 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级),因暗条快速上升在其下方形成 X 型中性点,暗条回路能量不断传输给电流片回路,通过磁重联产生的强电场加速电子和离子 ($E \gg E_D$, E 为 $10^3\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$ 量级),加速粒子的最大能量取决于重联区域的磁结构。

关键词 太阳:暗条 — 太阳:耀斑 — 电场加速

分类号: P182.9

1 引 言

最近 Martin 在综述暗条形成条件时指出^[1]:暗条位于偶极场中央,暗条末端磁极性相反,呈四极场结构。正如黑子是强磁场的光学实体,暗条(日珥)以及部分 EUV 环、X 射线环则代表着活动区电流相对集中的区域,它们可能是活动区电流系的主体部分,研究暗条与背景场的相互作用,探讨耀斑爆发机制,一直是太阳耀斑物理研究的前沿课题之一。根据观测 $\text{H}\alpha$ 、X 射线、EUV、磁图、射电所显示的暗条上升运动与耀斑爆发、X 射线增亮、CME 等一系列事件均存在直接的联系^[2~8],在理论上可将暗条作为电流,探讨光球表面物质运动、磁流浮现与耀斑爆发之间的内禀关系^[9~14]。由于背景场分布和位型的不同,导致暗条上升运动规律的多样性^[4,7,15],由此引起的感应电场变化规律亦不同。本文在 Kuprus-Raadu(简称 KR)暗条回路模型^[16,17]的基础上,将暗条上升运动分为两类,讨论每一类运动对应的电场直接加速机制。

2 暗条上升运动特征

观测表明,由于光球磁场演化(包括汇聚、剪切、新浮磁流、黑子群分离和消失)规律不

同,暗条上升运动特征亦不同。一般情况下暗条开始时缓慢上升,内部磁剪切增加、暗条变粗变黑,有时顶部发亮,耀斑脉冲相开始前几分钟,暗条快速上升,磁剪切角开始减小,耀斑爆发;活动区的暗条有时由多个电流通道组成,在缓慢上升过程中暗条长度和内部磁剪切角出现振荡现象;在复杂的日冕磁场作用下暗条上升运动显得很复杂,暗条不同部分具有不同的上升规律,下面将通过几个观测事例加以说明。

2.1 观测资料

2.1.1 1972.1.19日事件^[2]

利用 Sacramento 台 $H\alpha$ 单色光和磁图, Rust 等发现位于 MCMATH 11693 活动区的暗条演化规律: 16 日活动区两个黑子 (p_1, f_2) 开始分离 (速度为 $0.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$), 在 18~19 日期间分离速度增为 $0.20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 耀斑爆发后 6h, 分离速度减为 $0.15 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 20 日速度仅为 $0.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。 $H\alpha$ 观测始于 19 日 15:03UT 直到耀斑爆发 (16:34UT), 在此期间暗条两边谱斑不断增亮, 暗条不断变黑变粗, 暗条顶部不断上升, 暗条物质不断下落, 在 16:19UT 时刻 (耀斑爆发前 15min) 的速度场表明, 两足点附近物质下落, 暗条具有明显绞扭现象, 16:34UT 耀斑闪光相开始, 同时出现硬 X 射线和 FeXXV 辐射, 亮节点位于爆发暗条顶点附近, 16:37UT 暗条螺旋结构完全松弛, 暗条运动分为中央上升运动和两端物质下落运动, 暗条完全被激活, 最后顶点至少以 $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 速度上升, 足点物质下落速度至少为 $70 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

2.1.2 四个典型观测事例^[4]

Kahler 等人^[4] 从 ISEE3 卫星在 1979~1983 年观测到的 235 个 X 射线事件中, 选取 89 个资料完整的事件, 然后与 BBSO (大熊湖太阳天文台) 高空间分辨率和高时间分辨率的 $H\alpha$ 色球资料对比, 发现可以准确测定耀斑脉冲相开始前暗条位置的事件只有 4 个 (表 1), 它们都具有双带耀斑特征, 脉冲发亮位于暗条下方磁中性线两侧, 脉冲相开始前暗条有明显上升运动, 图 1(a) 给出上升速度随时间变化曲线, Kahler 等人^[4] 通过分析后指出, 暗条上升运动始于耀斑脉冲相前几 min; 在 4 个事件中, 有两个事件脉冲相里速度基本不变, 脉冲相开始时的暗条上升速度在 $30\sim 180 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 范围之内。

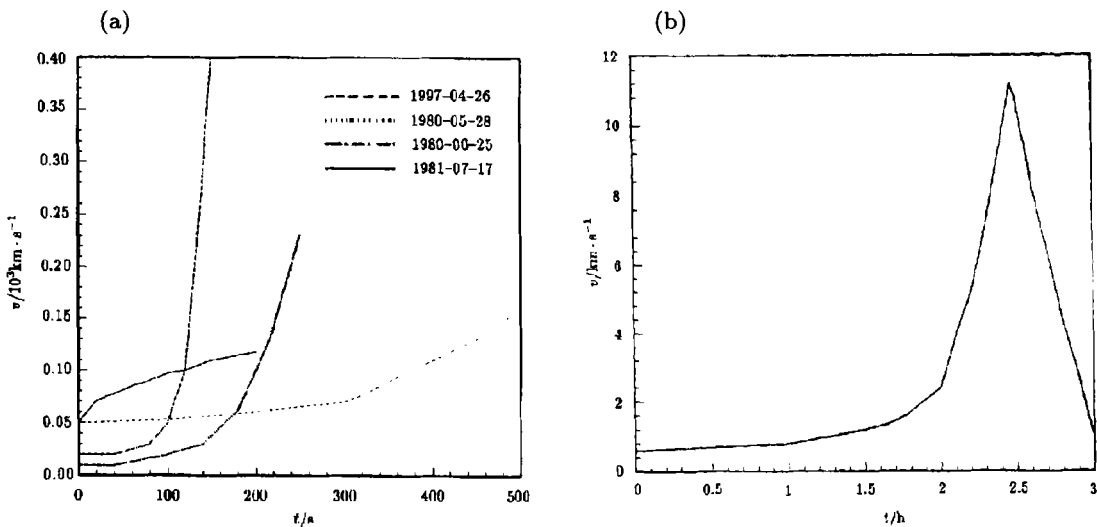


图 1 暗条上升速度随时间的演化关系^[14]

表 1 4 个耀斑的特征参数^[4]

日期	H α 开始时的 UT	级别	位置	活动区	X 射线级别	26~43keV 的极大 流量 / 个 $\cdot s^{-1}$	8800MHz 极大 流量 /sfu
1979.4.26	20:01	1B	N11E31	15976	C7	5.6×10^2	60
1980.5.28	20:38	1B	S16W36	16863	M6	2.5×10^2	400
1980.6.25	15:50	1B	S28W29	16923	M4	1.4×10^3	270
1981.7.27	17:23	1B	S13E10	17760	X1	6×10^3	1800

2.1.3 1981.5.13 和 5.16 事件

位于 Hale 17644 活动区内一条长达 4.5×10^5 km 的 S 型暗条, 其走向基本上与活动区中性线吻合, 此暗条东段两侧分别在 5 月 13 日、14 日、16 日爆发双带耀斑^[19~23]。其中 5 月 13 日和 5 月 16 日双带耀斑是 21 周峰年两个著名的爆发事件, 它们均与暗条东段上升运动相关联。5 月 13 日事件: 开始时暗条以小于 $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ (02:00 ~ 04:00UT) 速度上升, 脉冲相开始时速度增为 $3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ (04:12UT, 图 1(b), 02:00 开始计时)。耀斑闪光相开始于 03:38UT, 03:55UT 耀斑发展完善, 脉冲相始于 04:12UT, 射电和 X 射线辐射观测结果显示鲜明的非热特征^[19,23], 硬 X 射线像与暗条顶部共空间。5.16 日事件: 胡福民等人^[20]通过对 H α 和磁图分析指出, 与耀斑相联系的暗条在 07:47UT~08:00UT 期间上升了 27.8'', 平均上升速度为 $24.9 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, Farnik 等人^[21]指出 07:53UT~08:12UT 期间暗条从 24000 km 上升到 63000 km, 平均上升速度为 $42 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 中性线两侧有相对的水平运动, 暗条不断变黑变粗, 在 07:58 ~ 08:03UT 之间, 暗条纤维与中性线夹角在 $0^\circ \sim 30^\circ$ 之间, 耀斑始于 07:57:35UT, 在 08:10UT, 软 X 射线辐射增加, 脉冲相开始。

2.1.4 1991.8.16 和 1992.11.5 暗条消失事件

1991.8.16 暗条位于 AR6774^[25] 活动区, 该活动区在 8 月 8 日出现在日面东边缘, 寿命极短, 8 月 16 日整个黑子群消失, 暗条被激活, 在 04:39UT 暗条出现不稳定, 暗条中央有很短的空隙, 在 04:50UT 暗条下方出现磁拱, 四个耀斑核成对地分布在暗条的两边, 05:24UT 耀斑爆发, 05:26UT 达到极大, 05:54UT 结束, 05:32UT H α 离带观测再次看到暗条中央出现空隙, 暗条具有“碎片”结构, 不同部分在不同时刻先后被激活, 出现不同的扭曲结构, 暗条长度出现明显的振荡。这说明不同的“碎片”可能对应不同的电流通道, 在不同时刻达到极大电流而爆发, 暗条某些部分物质上升运动速度达 $200 \sim 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

1992.11.5 事件^[26]: 暗条位于 AR7332(S20W15) 活动区, 由于暗条上方日冕磁场减小, 大约在 01:00UT, 暗条的主要部分沿日心角 47° 方向以约 $8 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的速度上升, 在 01:15UT 上升暗条与局域环发生作用, 接触处增亮, 经短暂停止后, 又快速上升, 到 01:50UT 速度达 $130 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 高度达 2.30×10^5 km, 02:00UT 之后, 暗条顶部因遇到另一日冕结构而减速, 相互作用导致暗条弯曲, 而北面腿部仍以原速度继续上升, 相比之下, 暗条中央南面的部分在整个过程中一直在上升。此事件表明暗条上升过程中, 日冕磁场只是部分成为开场, 也显示爆发暗条上升并不要求日冕磁场完全成为开场。

2.2 分类

根据实测的暗条上升高度随时间演化曲线, 我们曾利用 Kuperus-Raadu(简称 KR) 模型, 求得暗条电流强度、回路电流总能量等随时间的演化, 探讨暗条演化与光球物质运动和耀斑爆发之间的内禀关系^[11~14]。所有理论计算与观测结果基本吻合, 表明光球物质运动导致暗条电流增强、回路电流总能量增加、暗条上升和耀斑爆发。由于光球物质运动形式的多样性,

暗条上升运动和耀斑爆发也具多样性。

用 KR 模型解暗条电流在背景磁场中的运动方程

$$m \frac{d^2 h}{dt^2} = \frac{I^2}{c^2 h} - \frac{IB}{c} - \frac{mg}{(1+R/h)^2}$$

式中 h 为暗条高度, B 为活动区背景磁场, m 为单位长度暗条的质量, R 和 g 分别为太阳半径和太阳光球表面的重力加速度, I 为暗条电流强度, 令 $d^2 h/dt^2 = 0$ 可获得暗条电流强度与平衡高度之间的关系 (图 2)^[27], 由图可见, 存在一电流强度极大值, 其对应高度为 h_c ^[16,17], 并有

$$\frac{\partial \ln B}{\partial \ln h} = \begin{cases} > -1 & h < h_c \\ -1 & h = h_c \\ < -1 & h > h_c \end{cases}$$

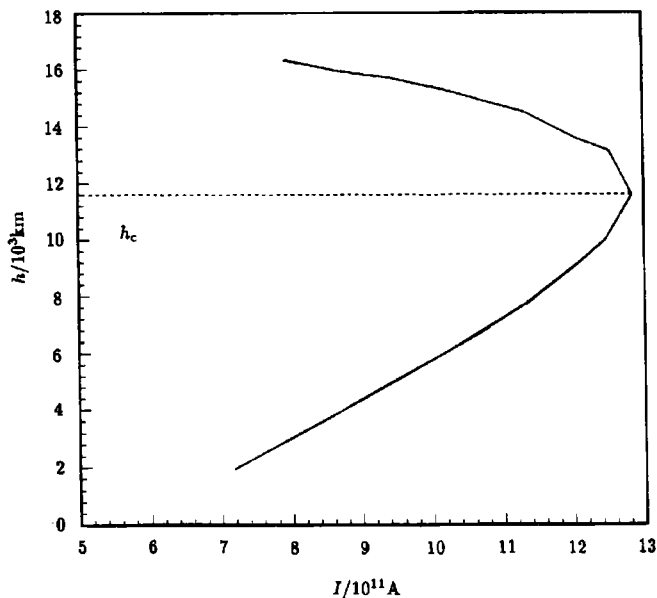


图 2 暗条平衡高度与电流强度的关系^[21]

由此可将暗条上升运动分为两种情况, 第一种情况 (case 1) 由于光球物质运动、磁流浮现激活暗条时, 暗条 ($h < h_c$) 将缓慢上升, 速度为 $0.1 \sim$ 几 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 在此过程中, 随着光球物质运动、浮现磁流激烈程度的增加, 使得暗条上升速度迅速增加一个量级, 新增加的电流基本分布在表面, 一方面由于撕裂模加热等离子体至 $10^6 \sim 10^7 \text{K}$, 形成单环 (致密) 耀斑 (有时也可以产生双带耀斑); 另一方面, 产生亚电场加速电子。第二种情况 (case 2), 当暗条上升到临界高度 h_c 时, 暗条将快速上升, 速度达几十至几百 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 此时暗条下方出现 X 型中性点, 形成电流片, 它将随暗条上升而不断上升, 暗条电流下降, 暗条回路能量不断传输给电流片回路, 通过磁重联释放磁能, 强电场加速带电粒子, 形成一系列爆发过程, 产生双带耀斑, 根据实测暗条上升高度随时间的变化曲线, 求解暗条回路能量发现^[11,13,17], 脉冲相

之后暗条回路能量减少的速率为 $10^{21} \sim 10^{23} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$, 且减少的速率越快, 对应 X 射线事件级别将越高, 释放的总能量为 $10^{23} \sim 10^{25} \text{J}$ 量级, 足以提供耀斑爆发所需的能量。

Mouradian 等人根据观测结果将宁静暗条突然消失事件 (DB) 分为两类 [7,15], 一类为热消失事件 (DBt), 另一类为动力学消失事件 (DBd), 其运动学规律和动力学演化特征分别与 case 1 和 case 2 相同。这表明 DBd 事件是由于光球物质运动、背景场演化引起暗条 (处于临界高度附近), 快速上升抛向日冕, 通常此过程导致暗条完全消失; DBt 事件由于暗条低于临界高度, 光球物质运动、背景场演化, 使暗条电流快速增加, 形成表面电流分布, 加热等离子体, 使氢气电离引起消失事件, 但其形状未发生本质变化, 一旦辐射冷却后, 暗条将再现。

Sivaraman 等人 [9] 从众多观测资料中选出 10 个事件, 测量耀斑爆发前后 1~2d 中磁性线处非势磁场相对于磁中性线的夹角。结果表明, 耀斑爆发前一天, 那些剪切角变化在 15° 左右的区域将产生耀斑。即使活动区磁场很强, 如果磁剪切角无明显变化, 也不产生耀斑。仔细比对耀斑爆发前后活动区磁剪切角的变化 (参见文献 [9] 中的图 1), 有的剪切角增加, 有的剪切角减少, 这说明耀斑爆发前后活动区电流有的增加, 有的减少。这从观测上说明将暗条上升运动分为两种情况是比较合理的。

3 暗条上升运动与直接电场加速

对光球层矢量磁图的分析发现在耀斑核及其附近的区域, 电流 (10^{12}A) 从光球层流向日冕 [28~30]; 利用 KR 模型, 理论推算位于日冕区域暗条电流强度亦为 10^{12}A 量级 [11~14,16~18], 暗条内部为无力场分布, 电场 E 平行于磁场 ($E = \eta J$, J 为电流密度, η 为电阻率)。其结果是, 一方面可加速电子, 产生硬 X 射线, 另一方面, 焦耳热耗加热等离子体, 产生软 X 射线 (许多著名学者利用这一模型解释耀斑爆发过程 [31~34])。究竟是以加热还是加速为主, 取决于电流分布、电子密度和温度。下面我们侧重讨论在暗条上升过程中伴随的粒子加速特征。

3.1 逃逸电场加速

在热等离子体中, 当电子运动速度超过某一临界速度 $V_c = (E_D/E)^{1/2} V_e$ 时 (E_D 为 Dreicer 场, V_e 为电子热速度, E 为等离子体内电场强度), 离子和电子相互碰撞频率随着粒子能量增加而迅速减小, 有效平均自由程则迅速增大。其中

$$V_e = \left(\frac{kT_e}{m_e} \right)^{1/2}$$

$$E_D = \frac{m_e V_e}{e} \nu_{ei}$$

式中 m_e 、 T_e 分别为电子质量和等离子体温度, ν_{ei} 为电子离子碰撞频率。分布在 $V > V_c$ 区域的电子将不断被加速而逃逸, 其逃逸粒子产生率 [35] 为

$$\gamma_D = 0.35 \nu_{ei} \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^{3/4} \exp \left\{ - \left(\frac{2E_D}{E} \right)^{1/2} - \frac{E_D}{4E} \right\}$$

3.1.1 暗条缓慢上升

通常,暗条内电流为体电流分布(取圆柱形近似)其特征参数为:半径 $a = 10^4 \text{km}$,暗条内等离子体温度 $T_e = 10^4 \sim 10^7 \text{K}$,密度 $n_e = 5 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$,则^[36]

$$\begin{aligned}\eta &= 1.3 \times 10^3 T_e^{-\frac{3}{2}} \Omega \cdot \text{m} = (1.3 \times 10^{-2} \sim 4.1 \times 10^{-7}) \Omega \cdot \text{m} \\ J &= \frac{I}{\pi a^2} = 3 \times 10^{-5} \text{A} \cdot \text{m}^{-2} \\ E &= \eta J = (4.2 \times 10^{-7} \sim 1.23 \times 10^{-11}) \text{V} \cdot \text{m}^{-1} \\ E_D &= 1.75 \times 10^{-13} T_e^{-1} n_e = (8.74 \sim 8.74 \times 10^{-3}) \text{V} \cdot \text{m}^{-1}\end{aligned}$$

逃逸电子产生速率:

$$N = n_e \gamma_D \pi a^2 L \approx 0$$

式中 L 表示暗条长度 (L 取 10^8m)。这表明暗条缓慢上升,电流均匀分布时,电场加速可忽略不计。

3.1.2 暗条快速上升

当暗条从缓慢上升过渡到快速上升时,暗条电流强度快速增加,这种快速增长可能导致暗条表面附近出现大电流密度^[34],这时会出现两种情况:(1)因电流密度增加,引起电场强度 E 增加,当 E/E_D 在 $0.01 \sim 0.1$ 之间时 ($E_D = 10^{-2} \text{V} \cdot \text{m}^{-1}$),因损失机制以电子离子碰撞为主,故可将电子在 $L = 10^8 \text{m}$ 区域加速到 $10 \sim 100 \text{keV}$,超过 20keV 的电子最多可达 $10^{35} \text{个} \cdot \text{s}^{-1}$ 。(2)当暗条表面电流鞘层中电流密度达到离子声不稳定 $j = n_e C_s$ (C_s 为离子声速度)时,鞘层中将出现反常电阻,大大增加了逃逸产生率 γ_D ,上述 γ_D 表示式中 v_{ei} 用 $v_{\text{eff}} = 10^{-2} \omega_e$ 代替^[35,36] (ω_e 为等离子体频率)。

$$\begin{aligned}\gamma_D &= 0.35 v_{\text{eff}} \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^{3/4} \exp \left\{ - \left(\frac{2E_D^*}{E} \right)^{1/2} - \frac{E_D^*}{4E} \right\} \\ v_c &= \left(\frac{m_e v_{\text{eff}} v_e^3}{eE} \right)^{1/2}, \quad E_D^* = \frac{m_e v_e}{e} v_{\text{eff}}\end{aligned}$$

逃逸粒子总数 $N = n_e \gamma_D 2\pi a \Delta r L \Delta t$, Δr 为鞘层厚度, Δt 为非热相时间,它大致相当于暗条电流快速增长的时间,代入 1981 年 5 月 13 日的有关数据,可得 $N = 10^{35} \sim 10^{36}$,这与从 1981 年 5 月 13 日 X 射线推得的电子总数基本一致。这说明由亚电场的逃逸电子加速和欧姆加热等离子体可以自洽地解释耀斑爆发过程中热和非热过程^[31~35],但由于只能将电子加速到 100keV 左右,在解释 γ 射线辐射时需要其它加速机制(第二相加速)将电子加速到 MeV 的量级。另外,在此过程中被加速的非热电子能谱随时间的演化还有待进一步研究。

3.2 中性片区强电场加速

对于 case 2,当暗条快速上升下方出现 X 型中性点,产生磁重联形成电流片,重联过程中产生的电场强度 $\mathbf{E} = \mathbf{V} \times \mathbf{B}$,式中 \mathbf{V} 为重联速度, \mathbf{B} 为源区磁场。

早在 1965 年,Speiser^[37] 就数值模拟了带电粒子在中性片中运动轨迹。当取纯中性片模型 ($\mathbf{E} = (0, 0, E)$, $\mathbf{B} = (-y/a, 0, 0)B_0$),带电粒子加速只受电流片在 z 方向长度的限制,通常 $L = 10^7 \sim 10^8 \text{m}$,观测和理论分析表明 E 可达 $(1 \sim 10) \cdot 10^2 \text{V} \cdot \text{m}^{-1}$,它比经典 Dreicer 场大 $10^3 \sim 10^4$ 量级^[38,39],故可将粒子加速到几十 GeV 的能量;当考虑到垂直于电流片方向的磁场分量 B_p 的非中性电流片时,带电粒子在加速区行走的距离只有一个回旋半径的大小

(ZeB_p/mc , 这里 Z 、 m 为粒子电荷数和质量, c 为光速), 然后就离开电流片, 粒子几乎得不到加速。

Martens^[38] 进一步探讨非中性片的粒子加速问题, 当粒子的初始能量远小于被加速后的能量时, 其加速后的能量和长度可表示为

$$U_{p,e} = 2m_{p,e}c^2(E/B_p)^2$$

$$l_{p,e} = \frac{(2m_{p,e}U_{p,e})^{1/2}c}{eB_p}$$

由上式可见加速后质子的能量为电子的 m_p/m_e 倍, 故以质子加速为主, 当取 $B_p = 5 \times 10^{-5}T$, $B_0 = 1.3 \times 10^{-2}T$, 在 $l_p = 10^3m$ 的长度内就可将质子加速到 200keV, 满足观测的要求。

Litvinenko 和 Somov^[40,41] 利用解析方法探讨带电粒子在非中性片 $E = (0, 0, E)$, $B = (-y/a, \xi_{\perp}, \xi_{\parallel})B_0$ 中的运动, 其中, $\xi_{\perp}B_0$ 和 $\xi_{\parallel}B_0$ 分别代表垂直、平行于中性片的磁场分量。结果表明:

- (1) 当 $\xi_{\perp} = \xi_{\parallel} = 0$ 时, 粒子加速不受限制;
- (2) 当 $\xi_{\perp} \neq 0$, $\xi_{\parallel} = 0$ 时, 粒子可获得的最大能量 $\varepsilon_{\max 1} = 2mc^2(E/\xi_{\perp}B_0)^2$;
- (3) 当 $\xi_{\parallel} \neq 0$ 且 $\xi_{\parallel}^2 > mc^2E/(aqB_0^2)\xi_{\perp}$ 时, 粒子可获得的最大能量 $\varepsilon_{\max 2} = \frac{1}{2m} \left(\frac{qaB_0}{c} \xi_{\parallel} \right)^2$ 。

在高温电流片模型下 $\varepsilon_{\max 1}(\text{keV}) = 5 \times 10^{-9}T(\text{K})$, $\varepsilon_{\max 2}(\text{keV}) = 10^{-5}\xi_{\parallel}^2T(\text{K})$, 取 $T = 10^8\text{K}$, $\xi_{\parallel}^2 = 0.1$, 则 $\varepsilon_{\max 1} = 0.5 \text{ keV}$, $\varepsilon_{\max 2} = 100 \text{ keV}$ 。这表明重联区域的磁结构决定了粒子加速的最大能量。例如 1980 年 6 月 25 日双带耀斑^[42] 有 6cm 的微波辐射, 它来自于 $10^2 \sim 10^3\text{keV}$ 的电子回旋辐射; 而 1981 年 5 月 16 日双带耀斑在脉冲相里电子能量不超过 80 keV^[21]。

Litvinenko^[43] 进一步探讨处于非中性片中的粒子运动特征, 指出垂直场分量导致带电粒子处于湍动状态; 平行场分量则抑制湍动, 使带电粒子处于规则运动状态。Litvinenko 和 Somov^[44] 探讨非中性片中相对论质子可能加速机制: 当考虑重联区外部有横向电场存在时(来自于电子质子惯性质量差别, 电荷分离所产生的), 正是这一分量将质子“锁在”非中性片中, 使质子可在 0.1s 内加速到 GeV 量级。

此外, 本文主要讨论活动区只有一根暗条, 有时活动区有数根暗条, 随着活动区演化, 暗条相互碰撞, 产生合并不稳定, 会快速释放磁能加速粒子^[45,46]。

4 总结与展望

以上从理论和观测两方面说明了暗条上升运动可以分为两类, 其电场加速是逃逸加速和电流片重联产生的强场加速, 重联区域的加速与磁位形有关。

上述工作主要是半定量的分析, 从大的框架上分析, 理论与观测是符合的, 目前正在进行和下一步将进行的工作有:

(1) 进一步地利用磁图 $H\alpha$ 、X 射线、 γ 射线、微波等多波段同时观测资料^[47], 特别是射电频谱仪的观测, 分析低日冕磁结构和被加速粒子的能谱及其随时间变化的特征, 分析暗条的形成、演化和粒子的加速过程, 加深暗条与光球磁场、射电和耀斑爆发之间的内禀关系的理解, 为预报耀斑爆发提供理论依据。

(2) 随着高分辨率 X 射线、 γ 射线粒子能谱的观测，特别是成像资料的获得，为理论研究粒子加速过程提供坚实的观测依据，通过解 Fokker-Planck 动力学方程将理论计算和由观测所推得的粒子能谱作比较^[48~52]，对加速过程获得更深刻的理解。

(3) 电流片重联是一个非稳态过程，目前 MHD 模型总是在电流片里人为地引入反常电导率，但反常电导率的出现是与各种离子体不稳定性相联系，需考虑电场强度随时间的变化，将大尺度的磁结构演化和局域的各种粒子加速机制（电场加速、激波、各种低频波湍动加速）一起考虑，建立更合理的模型。

参 考 文 献

- 1 Martin S F. *Solar Phys.*, 1998, 182: 107
- 2 Rust D M, Nakagawa Y et al. *Solar Phys.*, 1975, 41: 397
- 3 Martin S F. *Solar Phys.*, 1980, 68: 217
- 4 Kahler S W et al. *Ap. J.*, 1988, 328: 824
- 5 Hanaoka Y et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1994, 46: 205
- 6 Tsuneta S et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1992, 44: L211
- 7 Mouradian Z, Soru-Escout I, Pojoga S. *Solar Phys.*, 1995, 158: 269
- 8 Schmieder B et al. *Astron. Astrophys.*, 1985, 142: 249
- 9 Sivaraman K R, Ransaria R R, Aleem S M. *Solar Phys.*, 1992, 138: 353
- 10 Van Ballegoijen A, Martens P C H. *Ap. J.*, 1989, 343: 971
- 11 许敖敖. *天文学报*, 1991, 32: 343
- 12 印春霖, 吴桂平, 许敖敖. *天文学报*, 1994, 35: 33
- 13 吴桂平, 许敖敖. *空间科学学报*, 1996, 16: 56
- 14 Xu Aoao, Wu Guiping, Tang Yuhua et al. *Chinese Sci. Bull.*, 1994, 39: 759
- 15 Demoulin P, Vial J C. *Solar Phys.*, 1992, 141: 289
- 16 Van Tend M, Kuperus M. *Solar Phys.*, 1978, 59: 115
- 17 Martens P C H, Kuin N P M. *Solar Phys.*, 1989, 122: 263
- 18 Kaastra J S. *Solar Flare: an Electrodynamical Model*, Thesis, Utrecht: University of Utrecht, 1985
- 19 Takakura T et al. In: Tanaka Y et al. eds, *Proceedings of Hinotori Symposium on solar flare*, Institute of Space and Astronautical Science, Tokyo, Japan, 1982, 142
- 20 胡福民, 吴琴娣. *天体物理学报*, 1983, 3: 294
- 21 Farnik F, Kaastra T et al. *Solar Phys.*, 1983, 89: 355
- 22 Tang Yuhua et al. *Solar Phys.*, 1996, 168: 297
- 23 朱祖彦等. *天文学报*, 1984, 25: 401
- 24 Tsuneta S. *Ap. J.*, 1984, 25: 401
- 25 Korobova Z B et al. *Astron. Astrophys.*, 1996, 305: 643
- 26 McAllister A H et al. *Solar Phys.*, 1996, 169: 123
- 27 许敖敖, 吴式灿. *天文学报*, 1993, 34: 182
- 28 Lin Y, Gaizauskas V. *Solar Phys.*, 1987, 109: 81
- 29 Hagyard M J. *Solar Phys.*, 1989, 115: 107
- 30 Leka K D et al. *Ap. J.*, 1993, 411: 370
- 31 Holman G D. *Ap. J.*, 1985, 293: 584
- 32 Holman G D, Kundu M R, Kane S R. *Ap. J.*, 1989, 345: 1050
- 33 Zarro Z, Mariska J T, Dennis B R. *Ap. J.*, 1995, 440: 888
- 34 Benka S G, Holman G D. *Ap. J.*, 1994, 435: 469
- 35 Spicer D S. *Solar Phys.*, 1981, 70: 149
- 36 Melrose D B. *Ap. J. Suppl. Ser.*, 1994, 90: 623
- 37 Speiser T W. *J. Geophys. Res.*, 1965, 70: 4219

- 38 Martens P C H. *Ap. J.*, 1988, 330: L131
39 Foukl P V, Behr B B. *Solar Phys.*, 1995, 156: 293
40 Litvinenko Yu E, Somov B V. *Solar Phys.*, 1993, 146: 127
41 Litvinenko Y E. *Ap. J.*, 1996, 462: 997
42 Kundu M R *et al.* *Ap. J.*, 1982, 253: 963
43 Litvinenko Y E. *Solar Phys.*, 1993: 337
44 Litvinenko Y E, Somov B V. *Solar Phys.*, 1995, 158: 317
45 Sakai J-I, Yukihiro Ohsawa. *Space Sci. Rev.*, 1987, 46: 133
46 Tang Y H *et al.* *Solar Phys.*, 1996, 163: 133
47 Tang Y H *et al.* *Solar Phys.*, 1999, 185: 143
48 Takakura T. *Solar Phys.*, 1988, 115: 149
49 Park P T, Petrosian V. *Ap. J. Suppl. Ser.*, 1996, 103: 225
50 Hamilton R T, Petrosian V. *Ap. J.*, 1992, 398: 350
51 Miller J A, Cargill P J *et al.* *J. Geophys. Res.*, 1997, 102: 14631
52 吴桂平, 许敖敖, 唐玉华. *天文学报*, 已接受

The Ascending Motion of the Filament and the Direct Electric Field Acceleration

Wu Guiping¹ Xu Aoao²

(1. *Department of Physics, Nanjing Railway Medical College, Nanjing 210009*)

(2. *Department of the Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093*)

Abstract

The filaments, which locate above the magnetic neutral line in the active regions, have the different properties of the ascending motion with the motion of the optical matter and the evolution of the magnetic structure. The ascending motion may be classified into two sorts. One rises slowly (the velocity of the order $1\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$). In the ascending process of the filament, subelectric fields energize the electron to the energy around 10 to 100keV ($E \ll E_D$, E is the electric field inside the surface of the filament, E_D is the classical Dreicer field). Another rises fast (the velocity of the order around the several decades to several hundreds $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$). The neutral point is formed below the fast ascending filament. The energy is transferred from the filament circuit to the current sheet circuit. The strong electric field induced by the magnetic reconnection accelerates the electrons and the ions ($E \gg E_D$, E of the order $10^3\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$). The maximum energy of the particles is decided by the magnetic structure of the reconnection regions.

Key words Sun: filaments—Sun: flares—the electric field acceleration