科 学 通 报
第 39 卷 第 14 期 CHINESE SCIENCE BULLETIN 1994 年 7 月

一种日冕物质抛射的形成机制 *

王 水 李硕军 郑惠南
(中国科学技术大学地球和空间科学系，合肥 230026)

关键词 日冕物质抛射、太阳耀斑、磁场重联

日冕物质抛射(CME)是一种频繁出现的太阳物理现象，它与耀斑、爆发日珥有着密切的关系．观测资料表明[1]，与耀斑有关的 CME 具有较高的速率，通常可达 500 — 600km/s 以上．观测结果还发现[2,3]，CME 附近发生的耀斑往往在 CME 爆发之后出现，这表明可能不是由耀斑直接驱动 CME．

为了解释耀斑环的形成及其伴随的太阳物理现象，很多作者数值研究了固结(line-tied)的磁场重联过程[4,5]．最近我们数值研究了考虑太阳引力场作用的日冕电流片中磁场重联及其演化[6]．本文的目的是探讨磁场重联同时形成双带耀斑中的后随耀斑环和日冕物质抛射的可能性．

这里限于讨论二维$\left(\frac{\partial}{\partial y}=0\right)$二分量($B_y=0, V_y=0$)情况下电阻撕裂模不稳定性引起的自发磁场重联．考虑太阳引力场作用的可压缩磁流体动力学基本方程组可以写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}=-\rho\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_z}{\partial z}\right)-V_x\frac{\partial \rho}{\partial x}-V_z\frac{\partial \rho}{\partial z}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}-\frac{1}{4\pi\rho}\frac{\partial \psi}{\partial x}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)-V_x\frac{\partial V_x}{\partial x}-V_z\frac{\partial V_x}{\partial z}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-\frac{1}{4\pi\rho}\frac{\partial \psi}{\partial z}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)-V_x\frac{\partial V_z}{\partial x}-V_z\frac{\partial V_z}{\partial z}-g, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t}=-V_x\frac{\partial \psi}{\partial x}-V_z\frac{\partial \psi}{\partial z}+\frac{c^2\eta}{4\pi}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right), \tag{4}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t}=-V_x\frac{\partial p}{\partial x}-V_z\frac{\partial p}{\partial z}-\gamma p\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_z}{\partial z}\right), \tag{5}$$

式中各参量具有通常的意义，磁场 $\boldsymbol{B}=\nabla\times(\psi \boldsymbol{i}_y)$．日冕电流片的初始磁场位形取为[4,5]

$$\psi_0=\begin{cases}\left[\frac{2\delta}{\pi}\cos\left(\frac{\pi x}{2\delta}\right)-\delta\right]B_\infty, & 0\leqslant|x|\leqslant\delta,\ 0\leqslant z\leqslant L,\\ -xB_\infty, & \delta\leqslant|x|\leqslant a,\ 0\leqslant z\leqslant L,\end{cases} \tag{6}$$

式中 δ 是电流片的半宽度，a 和 L 分别为 x 方向计算区域的半宽度和 z 方向的长度，B_∞ 为冕

1993-09-25 收稿，1994-03-09 收修改稿．
* 国家自然科学基金资助项目．

底 ($z=0$) 远离电流片处的磁场值. 等离子体初态满足磁静力平衡

$$\rho_0=\rho_\infty e^{-\frac{z}{H}}, \tag{7}$$

$$T_0=T_\infty\left[1+\frac{1}{\beta_\infty}\left(1-\frac{B_0^2}{B_\infty^2}\right)e^{\frac{z}{H}}\right], \tag{8}$$

$$V_0=0, \tag{9}$$

式中 $H=RT_\infty/g$ 为太阳大气标高, $\beta_\infty=8\pi\rho_\infty RT_\infty/B_\infty^2$.

方程(1)—(5) 可用多步隐格式数值求解[7]. 计算中取 $\delta=H/24$, $a=8\delta$, $L=24\delta$, $\gamma=5/3$, $T_\infty=10^6$K, $\beta_\infty=0.1$, 磁Lundguist 数 $S=\tau_D/\tau_A=125$. 那么有 $H\approx 3\times10^4$km $\delta\approx1250$km, 远离电流片处的 Alfvén 速度 $V_{A\infty}=B_\infty/(4\pi\rho_\infty)^{1/2}\approx 430$km/s, 通过电流片的 Alfvén 输运时间 $\tau_A=\delta/V_{A\infty}\approx3$s, 扩散时间 $\tau_D=4\pi\delta^2/\eta c^2\approx375$s, 远离电流片处的背景声速 $c_{s\infty}\approx123$km/s. 计算中方程(1)—(5)需改写为无量纲形式.

部分计算结果如图 1—3 所示. 图 1 描绘了重联过程中磁场位形随时间的演化. 在电阻

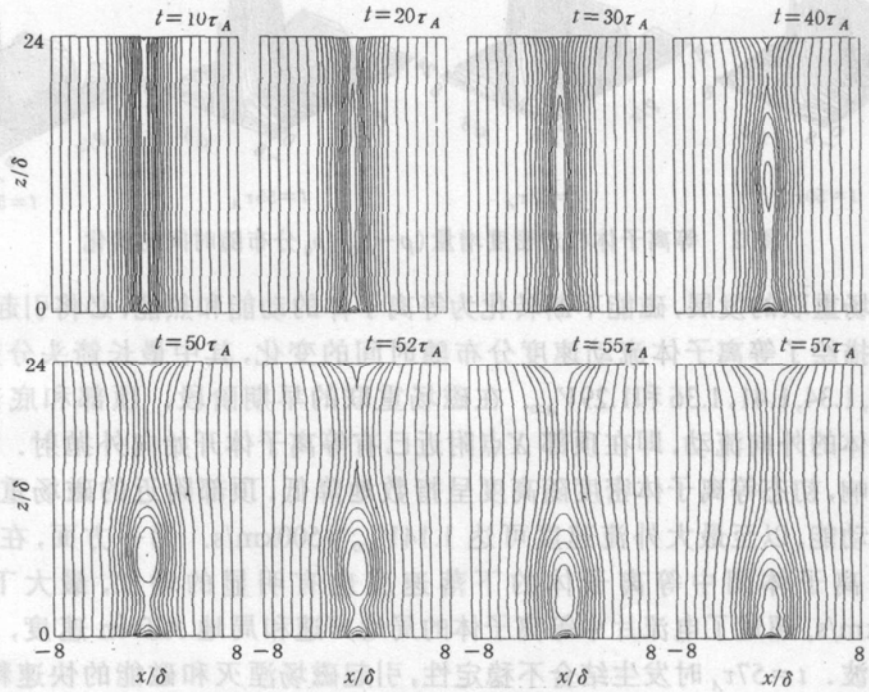

图 1　磁场位形随时间的演化

撕裂模不稳定性的作用下, $t=5\tau_A$ 时在计算区域底部附近已发生磁场重联, 并形成闭合的磁环. $t\approx10\tau_A$ 时顶部附近又产生一个 X 型点, 并在电流片中两个 X 型点之间形成磁岛, 但岛宽非常之小. 磁岛宽度随时间而增长, $t=30\tau_A$ 时岛宽约为 1.0δ, 其位置维持在电流片中心附近; 同时底部附近的闭合磁环也逐渐发展. 从 $t\approx30\tau_A$ 开始, 在太阳引力场和顶部附近磁场重联的共同作用下, 磁岛宽度随时间迅速增长, $t=50\tau_A$ 时最大岛宽达到 3.6δ; 另一方面, $t\approx37\tau_A$ 时磁岛中心位置开始逐步下降. 随着磁岛与底部磁场闭合区逐渐靠近, $t=57\tau_A$ 时开始发生结合不稳定性(coalescence instability), 磁岛与底部磁环逐步合并为一个大的闭合磁场区, 并伴

随着磁场湮灭和磁能的快速释放.

图2描绘了等离子体相对密度增量$(\rho-\rho_0)/\rho_0$分布随时间的演化. 可以看出,相应于磁岛位置为高密度的等离子体团, 其宽度也随时间而增加, $t=50\tau_A$以后最大宽度可达到4.0δ左右. 从$t\approx37\tau_A$开始,等离子体团的中心位置也随同磁岛一起逐渐下降. 当$t=57\tau_A$发生结合不稳定性后,等离子体团中的高温高密度等离子体将不断进入底部附近的磁环中.

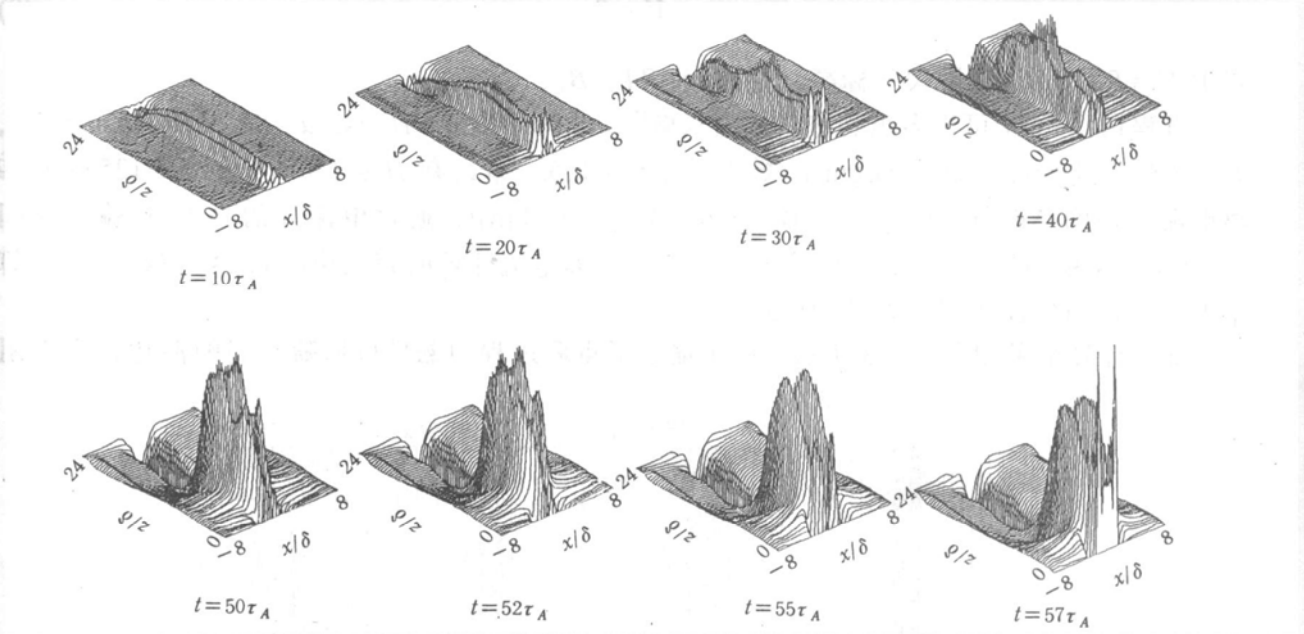

图2 等离子体相对密度增量$(\rho-\rho_0)/\rho_0$分布随时间的演化

伴随着磁场重联的发展,磁能不断转化为等离子体的动能和热能,必将引起等离子体的宏观流动. 图3描绘了等离子体流动速度分布随时间的变化,其中最长箭头分别相应于0.42, 0.75, 0.68, 0.97, 1.34, 1.41, 1.36和$1.29V_{A\infty}$. 在磁场重联的早期阶段, 顶部和底部两个X点附近出现等离子体的外向流动,即在顶部X点附近已有等离子体开始向外抛射. 由于考虑了太阳引力场的影响,初态等离子体密度随高度呈指数地降低,顶部附近的磁场重联将使等离子体获得较大的动能,以至最大外流速度可达$1.14V_{A\infty}\approx500$km/s. 另一方面,在引力场的作用下,高密度等离子体团中等离子体的下落速度也有明显的增加,最大下落速度可达$1.41V_{A\infty}\approx600$km/s, 超过了电流片中等离子体的局地声速和局地Alfvén速度,故在磁岛前方可以形成块激波. $t=57\tau_A$时发生结合不稳定性,引起磁场湮灭和磁能的快速释放,这将可以触发耀斑的爆发,且此过程发生在顶部附近等离子体开始向外抛射之后. 因此,我们认为这种磁场重联过程可用于定性地解释伴有耀斑出现的CME发生在耀斑之前的观测结果,即它可能是导致耀斑和CME的共同起因.

耀斑往往发生在具有强磁场的太阳活动区,其β_∞值通常小于0.1. 因而这种磁场重联会发展得更为剧烈,等离子体向外抛射的速度会更大. 当然,耀斑和CME现象都是十分复杂的,CME有环状、云状、辐射状、月芽状等多种形式,还伴有其它许多重要的物理过程. 上述结果是在十分简单的电流片模型下得到的,试图提出一种解释CME先于耀斑出现的可能机制,用于探讨耀斑和CME之间的因果关系. 对于不同的电流片基态,就可能会得到不同形状的

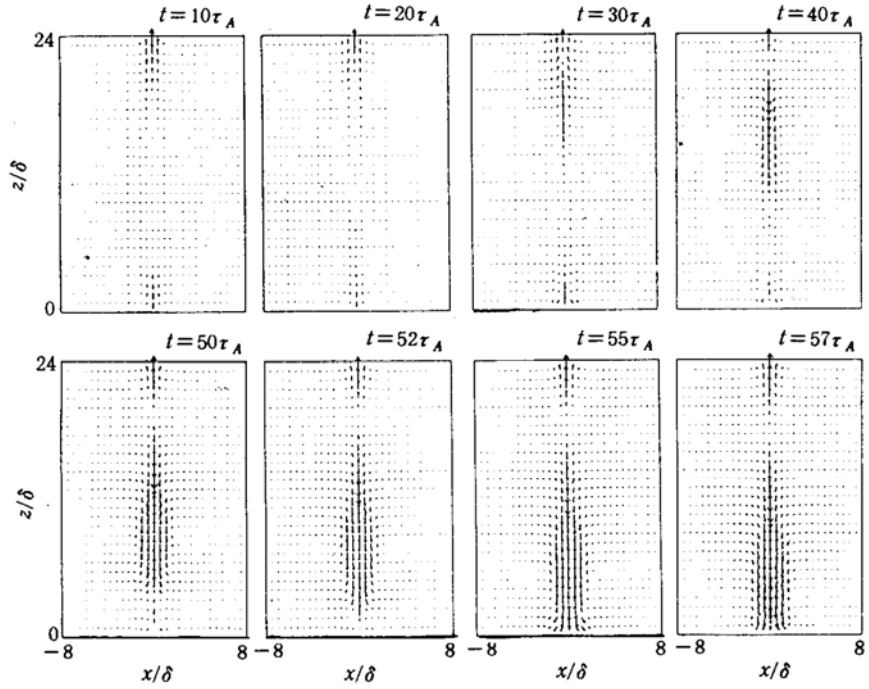

图 3 等离子体速度分布随时间的变化

CME. 我们将进一步结合真实的 CME 观测资料，深入研究耀斑和 CME 的形成过程以及其它有关的物理现象.

参 考 文 献

[1] Mac Queen, R. M., Fisher, R. R., *Solar Phys.*, 1983, **89**: 89—102.
[2] Harrison, R. A. *et al.*, *JGR*, 1989, **94**: 2333—2344.
[3] Harrison, R. A. *et al.*, *JGR*, 1990, **95**: 917—937.
[4] Forbes, T. G., Priest, E. R., *Solar Phys.*, 1983, **84**: 169—188.
[5] Forbes, T. G., *Ap. J.*, 1986, **305**: 553—563.
[6] 王水、李硕军、郑惠南，地球物理学报，1994, **37**: 137—146.
[7] Hu, Y. Q., *J. Comput. Phys.*, 1989, **84**: 441—460.