

级联激波触发的太阳耀斑理论

胡文瑞

(中国科学院力学研究所)

随着观测特征不断积累和丰富,太阳耀斑的理论模型也越来越多^[1,2].空间观测的结果似乎只要求活动区磁场是双极拱形,与大量的电流片模型不一致.耀斑过程可能并不总是一种机制.本文从理论上进一步讨论太阳耀斑的级联爆发模型^[2,3].对流区的波动能量转换为活动区的横向磁场能量,由于扭转不稳定性使磁能释放,并转换为激波动能,活动区激发的级联激波特征可解释太阳耀斑的光学、粒子加速、等离子体抛射等过程.

一、储能过程——快磁声波的传播

太阳对流区激发的声波使太阳大气加热,其能流可达 3×10^7 尔格/秒·厘米².在强磁场区域,波动能流可达 3×10^8 尔格/秒·厘米².一天时间内,由 10^{19} 厘米²面积流出的能流达 3×10^{32} 尔格,足够一次大的太阳耀斑能量.问题在于这些能量是如何储存在活动区中.人们曾设想根部磁力线的扭转或剪切而储存能量^[4,5],也提出通过磁声波或阿尔文波提供能量的耀斑模型^[6,7].

太阳活动区下面的对流区湍流将激发快磁声波,在向外传播时发展为磁流体力学快激波.磁场在激波前后是共面的,快激波后面的磁力线扭转角度比激波阵面前的大,磁力线被扭紧.如果初始磁力线管是不扭转的,在强磁场 ($\beta \ll 1$) 的活动区中会形成诱生激波.这种激波阵面后横向磁场与纵向磁场分量的比值为

$$\left(\frac{B_r}{B_n}\right)^2 = 2\eta \left[\frac{(\gamma+1) - (\gamma-1)(1+\eta)}{2} - \gamma \frac{4\pi\rho_0}{B_n^2} \right], \quad (1)$$

其中 η 为激波强度,下标 0 对应于激波前的量.若取活动区参数 $\beta = 0.5$, $\gamma = 5/3$, $\eta = 0.1$, 则有

$$\left(\frac{B_r}{B_n}\right)^2 \simeq 0.11. \quad (2)$$

如果激波前的磁力线扭转角 $\theta_0 \approx 0$, 弱激波关系

$$\left|\frac{\Delta B_r}{B_0}\right| = \frac{\sin\theta_0}{1 - v_A^2 \cos^2\theta_0 / V_F^2} \eta + O(\eta^2), \quad (3)$$

若取阿尔文速度 V_A 与快磁声波速度 V_F 之比 $V_A/V_F = 0.5$, $\eta = 0.1$, $\theta_0 = 45^\circ$, 则可得到

$$\left|\frac{\Delta B_r}{B_0}\right| \simeq 0.08. \quad (4)$$

由此可见,快激波扭转磁场是将动能转换为横向磁能的一种有效方式.每一激波前后扭转角变化为

本文 1979 年 12 月 3 日收到.

$$|\Delta\theta| = \tan^{-1} \left(\frac{|\Delta B_r/B_{0n}|}{|1 - B_{r0}B_{r1}/B_{0n}^2|} \right). \quad (5)$$

波动周期大约是五分钟,则一天内将有约 300 个激波传过,由(5)式可估计激波系列的总扭转角度的变化.连续一天的扭转过程所储存的横场能量可以相当于势场位形的能量,足够供应一次太阳耀斑释放能量的需要.

太阳大气中的激波会衰减,它有一定的传播距离.为了使太阳外层大气加热,这些波动总要传到色球层,以至日冕中.另外,磁场也随高度增加而很快衰减,低层中磁场的扭转会向高层弛豫,使上层磁力线随之扭转.相对于低层而言,上层的横向磁场储存的能量较小.

根部等离子体的转动会使磁力线扭转,但是这种运动并未在黑子中被普遍地观测到.Osterbrock 在计算太阳大气中弱激波传播过程时认为^[8],激波后的切向磁场的增大会在激波传过去以后消失,磁能被转换为热能.事实上,磁场跃变是由电流产生的,它一旦被产生以后,扭转磁能不能随意转换为其他形式的能量.

二、扭转不稳定性释放能量

磁力线管的扭绞会产生不稳定性,使磁场位形畸变,驱动等离子体,将磁能转变为等离子体的动能.这种能量转换是速变的,因此等离子体运动将表现为磁流体力学的激波.

对于一根轴对称的磁力线管,出现扭转不稳定性的充分必要条件是,环向场的平均能量密度大于轴向场平均磁能密度的两倍^[9],即

$$\int_0^R B_\theta^2 r dr > 2 \int_0^R B_z^2 r dr \quad (6)$$

用不同的方法可大体得到类似的结果.

还可以从另一角度来看.太阳活动区中磁场很强,在色球和日冕低层为无力场.无力场的磁力线随其中电流而扭绞^[10].引用通常的关系

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(\mathbf{r}, t)\mathbf{B}. \quad (7)$$

可以证明,若无力场的典型尺度为 d ,则稳定位形的充分条件为^[11]

$$d(|\alpha|_{\max} + |\nabla\alpha|_{\max}) < 1. \quad (8)$$

这表明,只是对较小的 α 值,磁场位形才是稳定的,而小 α 值意味着扭转程度不严重.具体计算表明,随着 α 的增加,无力场区域中的磁能密度将增大,磁场位形将更趋于向低能的状态跃变^[12,13].这种迅速释放能量的过程将驱动等离子体,形成激波.

从能量来看,出现扭转不稳定性时,环向场分量与轴向场分量具有相同的量级.平均而言,在 3×10^9 厘米的尺度内,场强若为 200 高斯,则区域中的磁能为 10^{32} 尔格.所以,释放环向场的能量就足以供应耀斑的爆发.由于磁场随高度的衰减是明显的,触发低层磁力线的扭转不稳定性将比高层释放更多的能量,表现为更强的耀斑爆发.

现在的观测表明,太阳磁场是由许多小的强磁力线管组成,它们集束而成黑子.对每一根磁力线管也存在扭转不稳定性的爆发过程,只是这种爆发释放的能量较少,区域较局部.在太阳活动区中,根据释放能量的大小,可以表现为日浪、日喷,以及日珥爆发等活动特征.这样,活动区中等离子体的各种剧烈运动形式都可以看成是磁力线管扭转不稳定性的结果.

三、解释太阳耀斑过程的基本特征

太阳对流区的波动能量在活动区中转换为环向磁场的能量,储存在活动区中.当扭转达

到一定程度, 触发场的扭转不稳定性, 释放磁能, 它产生激波并转化为运动等离子体的功能。在产生的激波传播过程中, 激波动能耗散为等离子体内能, 使气体加热, 表现为热耀斑的特征。

仿照文献[8]的处理方法, 可得激波强度公式为

$$\frac{d}{dz} [\ln(\eta^2 \cdot g_1)] = -\frac{\sqrt{3}}{4V_F t_0} \eta. \quad (9)$$

其中的函数 $g_1(z)$ 在超磁声波速流时为

$$g_1(z) = \frac{\rho V_F \gamma_0 t_0}{8\sqrt{3}} \left[a^2 + \frac{2V_A^2}{3(1 - V_A^2/3V_F^2)} \right], \quad (10)$$

上式中 a 为声速, γ_0 为激波通过的平均频率。(9)式可化为 $\frac{1}{\eta}$ 的线性方程求解, 无力场时有

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \left(\frac{V_{A0}}{V_A} \right)^{5/2} \left[1 + \frac{\sqrt{3} \eta_0}{8V_{A0} t_0} \int_{z_0}^z \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \left(\frac{V_{A0}}{V_A} \right)^{5/2} dz \right]^{-1}, \quad (11)$$

其中 η_0, ρ_0, V_{A0} 为 $z = z_0$ 处的激波强度、密度和阿尔文速度。

在太阳色球层中, 气体密度急剧下降, 其速率比磁场的衰减快得多, 所以阿尔文速度 $B/\sqrt{4\pi\rho}$ 随高度而增大。在日冕中, ρ 缓变, 故 V_A 随高度而减少。从(11)式可见, 当 V_A/V_{A0} 很快增加时, 激波强度迅速衰减。所以, 色球层由于不稳定性所激发的激波, 难于持续。反之, 日冕中的激波则易于维持, 不易衰减。当日冕活动区磁场被扭绞得接近于不稳定状态, 同时有一局部区域不稳定性产生有限振幅的激波。激波传过的区域中, 磁场被有限程度的扭绞, 而达到不稳定性。由于激波传过的距离较长, 可触发较大区域中不断产生激波, 在日冕中形成一组激波系列, 将很大区域中的扭转磁场能量转换为激波动能。当激波传播使日冕等离子体加热, 产生软 X 射线增强, 表现为热耀斑的特征。若激波速度 200 公里/秒, 传播距离 3×10^4 公里, 则预耀相的时间约 150 秒, 与观测估计的符合。

激波倾向于沿着磁力线方向传播。一系列不稳定性释放磁能所形成的许多激波、有限振幅波, 以及等离子体波的波阵面将互相碰撞, 相当于许多对的磁镜对头碰。每一次碰撞过程产生一次粒子的费米加速过程, 然后高能粒子变化投射角, 再次被加速。这种过程可理解为耀斑的第一次粒子加速过程。由于碰撞是随机的, 随机费米加速过程也不是非常有效, 所以粒子的能量并不太高, 它们可以解释 III 型射电爆发等特征。由于日冕活动区磁场较弱, 所以热耀斑所释放的能量也比较低。

个别情况下, 日冕活动区磁场较强, 或磁场位形整体较接近扭转不稳定性, 或初始触发不稳定性的激波强度比较强; 这时, 日冕激波系列的叠合总强度就比较大。对于一个简单的双极磁场位形, 总合的强激波可能从磁拱部沿磁力线传到色球层。一旦激波传过阿尔文速度的峰值位置, 再下传时阿尔文速度就越来越小。根据(11)式的结果, 激波就不易迅速衰减。激波在色球层中下传时, 会触发新的扭转不稳定性, 激发色球层的激波系列。由于色球层活动区的磁场比日冕中的场强得多, 所以释放的能量以及激波的强度都比热耀斑要多得多。下传激波后面的气体被加热, 表现为双亮带移开纵场中性线的特征。激波传播并不严格沿磁力线, 对很强的激波双带, 可传过双极黑子的两个根部位置; 较弱的激波, 双带的传播距离较短些。色球激波系列还会产生向上传的两列激波系, 它们在磁拱处合为一个, 喷向行星际空间, 表现为耀斑的 II 型射电爆发。可以看出, II 型爆发的质量来源于色球层, 是色球激波系列传递质量的结

果。

从双极磁场两边向上传播的激波和等离子体波的系列,在磁拱部对头碰,使粒子费米加速。这种粒子的第二次加速过程比第一次的费米随机加速更为有效,可以使粒子加速到高能。第二次加速过程与第一次加速过程之间的时间延迟大体就是激波往返传播的时间,在几万公里的尺度上约为几分钟。利用第二次加速产生的高能粒子,可以解释太阳耀斑的许多非热过程,以及高能现象。

四、讨 论

太阳耀斑是极其复杂的过程,可能具有不同的产生机制。这里提出的耀斑过程没有附加任何不合理的条件。能源来自对流区湍流激发的波动,这是得到观测和理论所证实的。弱激波在太阳活动区中传播使力线扭转,储存磁能。扭转不稳定性将磁能转化为激波动能。这种激波系列只有在日冕中才能维持,说明耀斑现象始于日冕。

我们特别指出,宇宙线或质子耀斑事件是由日冕激波系列下传到色球层,触发色球激波系列而产生的。激波阵面的传播就激发了 H_{α} 双带特征。同时,双极磁场位形向上传的两列激波带着色球质量传到行星际空间,可以解释II型爆发及其质量来源问题。而激波阵面对应的随机费米加速和费米加速过程解释了粒子的二步加速机制,进一步可说明耀斑的高能特征。

耀斑观测信息具有明显的脉动涨落,很像是级联激波系列的叠加结果。

参 考 文 献

- [1] Svetska, Z., *Solar Flare*, 1976.
- [2] 胡文瑞等, 太阳耀斑, 科学出版社(待出版).
- [3] 胡文瑞, 日地空间物理学文集II, 科学出版社(将出版).
- [4] Cold, T., Hoyle, F., *Monthly Notices RAS*, **120**(1960), 89.
- [5] Low, B. C., Nakagawa, Y., *Astrophys. J.*, **199**(1975), 237.
- [6] Pnauman, G. W., *Solar Phys.*, **2**(1967), 462.
- [7] Piddington, J. H., *Solar Phys.*, **31**(1973), 229; **38**(1974), 465.
- [8] Osterbrock, D. E., *Astrophys. J.*, **134**(1961), 347.
- [9] Lundquist, S., *Phys. Rev.*, **83**(1951), 307.
- [10] 胡文瑞, 中国科学, 1977, 1:69.
- [11] Molodensky, M. M., *Solar Phys.*, **49**(1976), 279.
- [12] Barnes, C. W., Sturrock, P. A., *Astrophys. J.*, **174**(1972), 659.
- [13] 马云丽、胡文瑞, 1977年天文学会议文集, 科学出版社, 1980.