第4卷 第2期 空间科学学报 Vol. 4, No. 2
1984 年 4 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Apr., 1984

太阳冲浪的可能机制

丁 久 平
（南京铁道医学院物理教研室）

许 敖 敖
（南京大学天文系）

摘 要

本文综合了冲浪的主要观测特征，特别是冲浪活动区的磁特征；利用等离子体动力箍缩理论及 Petschek 机制，提出太阳冲浪的一种可能机制：活动区磁流的脉冲式浮现-等离子体的周期性动力箍缩-活动区磁场的快速湮灭-冲浪等离子体抛射．这个机制能较好地解释太阳冲浪的重复性及其它重要物理性质．

一、前 言

太阳冲浪是太阳大气中典型的等离子体抛射现象．对它的研究已有四十余年历史．最新的观测结果表明，大多数冲浪发生在黑子半影外边缘，常常从半影处的卫星黑子区域演化的磁区抛射出来[1,2]，沿着磁力线向上运动，到达最大高度（约 10^4—10^5 公里）后，基本上沿它原来的轨道返回色球．大多数冲浪寿命为 5—60 分钟，持续时间平均约 20 分钟．当人们在日面上发现冲浪时，其速度约 50 公里/秒．在上升过程中不断被加速，最大速度可超过 200 公里/秒．对于冲浪运动的动力学特征我们曾经从理论上作了解释[3,4]．

迄今为止，提出的冲浪机制已不下十个．例如，Schluter[5] 提出“瓜籽效应”解释冲浪的产生．然而这个机制只是一个等离子体加速的机制，很难解释冲浪的重复性等重要观测特征．Altschuler 等[6]考虑磁场与速度场的耦合，提出当活动区中冷的密度较大的等离子体受重力作用下降时，将切割黑子磁力线，产生与黑子磁场极性相反的场，当感应场与原来磁场相互作用时，便抛射等离子体形成冲浪．Platov 指出这个机制的主要不足之处在于下降物质的质量与观测不符．Carlgvist[7] 将耀斑的电流中断理论作为冲浪机制，但物理图象相当粗糙，不但没有作定量计算，而且有关估算结果也与观测资料不符．Platov[8]曾采用 Syrovatskii 理论说明冲浪的产生，但也不能说明冲浪的重复性和冲浪与 Ellerman 炸弹的关系等重要特征．所以，已有的理论都不能令人满意．

我们总结了冲浪的主要观测结果，利用关于冲浪最新的高分辨观测资料[2]，以冲浪的主要磁特征为基础，提出了太阳冲浪的一个可能机制．这个冲浪机制能比较成功地定量

本文于 1983 年 7 月 18 日收到．

解释冲浪的主要特征，还能定性说明与冲浪有关的其它太阳活动现象.

二、等离子体的动力学箍缩效应与冲浪的重现性

Roy[2] 对冲浪的高分辨观测，发现冲浪的亮或暗物质脉冲往往从直径约几弧秒的小而坚实的节点中迅速增长，这些亮节点（或称 Ellerman bomb）在 5—10 分钟内可望达到耀斑强度，它们的光谱具有与"胡须"相同的性质. 冲浪具有强烈的重现趋势，常常在一小时内从同一位置多次爆发，这是冲浪的基本特征. 观测还发现冲浪与卫星黑子的密切关系，即冲浪发生在活动区内与周围磁极性相反的小区域中. 而且，高分辨磁图及 ATM 空间观测都确认太阳大气中，尤其是活动区中不断有新磁流浮现. 这些都是建立冲浪模型的关键性观测.

1. 冲浪活动区的磁场位形与磁通量的变化

Rust 和 Roy 的观测都肯定了冲浪与 Ellerman 炸弹发生在色球磁场中性点附近，这里经常可以观测到卫星黑子；而且，卫星黑子的磁能损失又正好与冲浪能量相近. 考虑到冲浪的重复性要求冲浪活动区的原始磁位形必须是容易恢复的. 于是，我们综合 Roy[2] 计算的冲浪区的磁位形和 Sturrock[10] 提出的卫星黑子磁位形，并进行适当的修改，得到如图 1 所示的冲浪活动区磁位形. 这种磁位形的形成可归因于光球下面浮现的反向极性磁流，与冲浪活动区磁特征的观测结果相一致.

不少作者[11—15]都曾观测到卫星黑子磁通量的变化. 而 Roy 和 Svestka 进一步认为冲浪发生的原因是活动区磁场的突然变化. 我们指出，这种突然变化正是由于活动区中新磁流的脉冲式浮现. 新浮的反向极性磁流与母黑子磁场相互作用，将使浮现区的等离子体产生动力学箍缩.

2. 周期性动力箍缩效应及其对冲浪重复爆发的调制作用

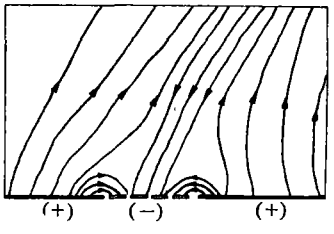


图 1 冲浪活动区的磁位形

Fig. 1 The magnetic configuration of the active region near surges

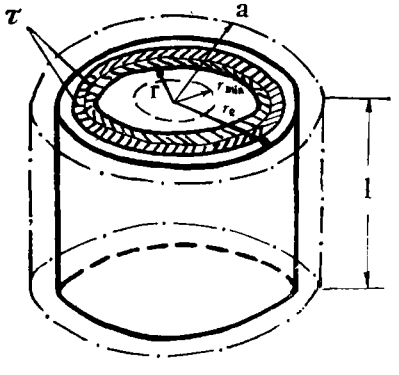


图 2 理想化的卫星黑子磁位形

Fig. 2 The ideal magnetic configuration of a satellite spots

当一个很强的轴向磁场突然加到电导率很大的等离子体柱表面时，将形成一个包围等离子体柱的柱面电流壳层. 强大的壳电流产生远大于等离子体动力压强的磁压强，压缩并带动等离子体急速向柱中心运动，整个过程犹如用耙耙雪，被称作动力学箍缩的"雪耙模型". 柱内等离子体将获得动能和热能，温度急剧上升. 考虑到柱内气体的压强，则压

缩不可能一直进行到轴线上，它存在一个最小半径．以后电流壳层由于柱内气压的增强被向外反弹而形成周期性振荡．

观测表明，冲浪爆发的重复性不可能源于简单的等离子体不稳定性．它可能是由脉冲式新浮反向极性磁流引起的等离子体动力箍缩过程，继而在柱形电流壳层中发生磁场快速湮灭的产物．动力学箍缩的周期性效应对冲浪的爆发起调制作用，而冲浪的重复性将是这种周期效应的反映．

为保持冲浪活动区磁场的基本特征，可将图 1 的磁位形简化成圆柱状位形(如图 2 所示)．柱外是磁场强度为 B_0、动压强为 P_0 的母黑子区；柱内为新浮现的反向极性磁化等离子体，它的场强为 B_i，动压强为 P_i．令 $r_{\min}$ 和 $r_{\max}$ 表示圆柱振荡的最小半径和最大半径，r_e 表示平衡位置时的柱半径，可以证明 $r_{\max}$ 与圆柱初始半径 a 相等．讨论单位长度等离子体圆柱的电流壳层的运动规律，考虑轴对称情况，运动可作一维问题处理．利用 MHD 方程，可得到电流壳层的运动方程

$$\frac{d}{dt}\left(M\frac{dr}{dt}\right)=-2\pi r\left[\left(P_0+\frac{B_0^2}{2\mu_0}\right)-\left(P_i+\frac{B_i^2}{2\mu_0}\right)\right]. \tag{1}$$

M 为单位长度柱体内等离子体的总质量，取为

$$M=\pi\rho_0(a^2-r_{\min}^2)=\text{const.} \tag{2}$$

考虑到柱内磁通守恒

$$B_i r^2=B_e r_e^2 \tag{3}$$

(下标“e”表示平衡位置的值)，且平衡位置处柱内外总压强应该相等，即

$$\frac{B_e^2}{2\mu_0}+P_e=\frac{B_0^2}{2\mu_0}+P_0. \tag{4}$$

如果认为箍缩过程是绝热的

$$P_i=P_0\left(\frac{r_e}{a}\right)^{-\frac{10}{3}}\beta^{-\frac{10}{3}}, \tag{5}$$

其中

$$\beta=\frac{r}{r_e}. \tag{6}$$

由 (1)—(6)，电流壳层运动方程将变成如下形式

$$\ddot{\beta}_{TT}=-\beta(1-\beta^{-4})[1+\varepsilon(\beta)]. \tag{7}$$

(7) 式中，$\omega t=T$，$\omega^2=\dfrac{\pi(2\mu_0P_0+B_0^2)}{M\mu_0}$，$\varepsilon(\beta)=\dfrac{\theta(1-\beta^{2/3})}{\beta^4-1}$，$\theta=1-\dfrac{B_e^2}{2\mu_0P_0+B_0^2}$．

显然，$0<\theta<1$．

计算表明 $\varepsilon(\beta)$ 近似为常数．令 $\alpha^2=\omega^2[1+\varepsilon(\beta)]$，则 (7) 式取如下形式：

$$\ddot{\beta}_{TT}=-\alpha^2\beta\ (1-\beta^{-4}). \tag{8}$$

(8) 式的解析解为

$$\beta^2=k^2-\sqrt{k^4-1}\sin(2\alpha t+C), \tag{9}$$

积分常数 k 和 C 可由初始条件确定

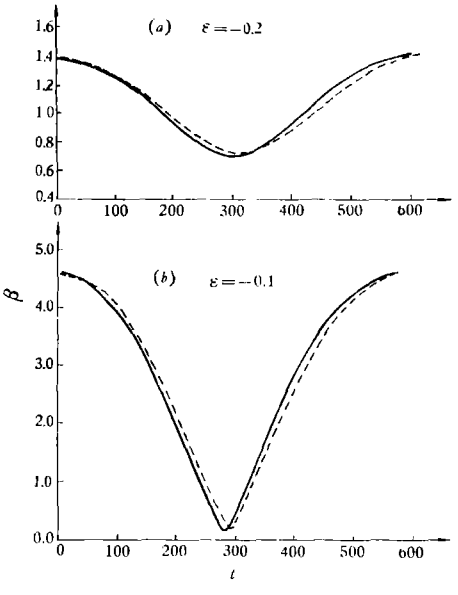
$$k^2=\frac{1}{2}\left[\left(\frac{a}{r_e}\right)^2+\left(\frac{r_e}{a}\right)^2\right], \tag{10}$$

$$C = -\frac{\pi}{2}. \tag{11}$$

于是最后可得

$$\beta^2 = k^2 + \sqrt{k^4 - 1}\cos 2\alpha t, \tag{12}$$

$$\dot{r} = -\frac{\alpha r_e}{\beta}\sqrt{k^4 + 1}\sin 2\alpha t. \tag{13}$$



——公式 (1) 的数值解 (The numerical solution of relation (1))
-----公式 (1) 的近似解析解(The approximate analytic solution of relation (1))

图 3 卫星黑子附近的周期振荡

Fig. 3 The periodic oscillation near the satellite spots

振荡周期 τ 由下式决定:

$$\tau = \frac{\pi}{\alpha} = \frac{\pi a}{\sqrt{1+\varepsilon}}\sqrt{\frac{\mu_0 n_0 m_i\left(1 - \frac{r_{\min}^2}{a^2}\right)}{2\mu_0 P_0 + B_0^2}}. \tag{14}$$

P_0 取理想气体情况

$$P_0 = 2n_0 KT. \tag{15}$$

根据活动区的物理参数，便可利用上述有关公式计算 β-t 曲线. 同时也可直接对 (7) 式进行数值计算. 所得结果显示在图 3 上. 解析解与数值解结果完全一致.

3. 卫星黑子的大小，冲浪发生的高度与冲浪重复爆发的特征时间.

根据MW 18594 活动区的高分辨磁图[9]，卫星黑子的尺度在 10 弧秒以上，即 10^4 公里左右，在光球之上还要更大些.

冲浪发生的高度是有争议的. 大多数人倾向于发生在色球中；但 Kiepenhener[17] 却认为局部色球提供大量冲浪物质有困难，可能产生在更深更密的层中. 然而，基于冲浪爆发于新浮磁流区，无疑这里将有足够的物质. 因此，我们认为冲浪发生在色球中.

由 (14) 式可计算冲浪重复爆发的时标. 因为尽管冲浪的重现没有准确的周期，然而在各种次要因素的干扰下，基本的动力学箍缩周期效应仍然是冲浪重复爆发的主要原因. 于是，动力学箍缩过程的振荡周期被用来作为冲浪重复爆发的时标是合适的. 当取 Roy 和 Rust 等人的观测结果：$r_e = 8 \times 10^6$ 米，$a = 3 \times 10^7$ 米，$T_0 = 10^4 K$，$n_0 = 10^{18}$/米^3，$B_0 = 0.01$ 特斯拉，可得 $\tau \approx 600$ 秒. 这个结果与 Ellerman 炸弹的平均寿命，以及同一活动区中相邻两次冲浪爆发相隔的时标相符.

三、 磁场的快速湮灭与冲浪的抛射

卫星黑子区的电流壳层附近磁场反向，场强梯度很大，基本具备电流片的条件. 只要

柱内外等离子体运动速度满足一定条件，Petschek 的磁场快速湮灭机制将在这里发生重要作用．它把大量磁能快速而有效地转变为等离子体动能和热能，导致冲浪的抛射．

1. 动力学箍缩对等离子体柱内(即卫星黑子中)物理参数的影响

动力箍缩使柱内产生高温，能量无疑来自外部磁场．绝热情况下不难得到

$$T/T_0 = (a/r)^{4/3}, \tag{16}$$

$$T/T_0 = (n/n_0)^{2/3}. \tag{17}$$

n_0, T_0 分别表示柱内等离子体的初始温度和压力．压缩比$\frac{a}{r}$越大，柱内温度就越高．

2. 电流片内部(即壳层中)物理条件的变化规律

等离子体柱箍缩过程中，电流片内部的物理参数在不断变化．对于稳定电流片必须满足下述有关方程：片内外压强相等，即

$$P_c = P_i + \frac{B_i^2}{2\mu_0}.$$

这里下标 c 表示电流片内，i 表示圆柱内．电流片中的能量方程[16]

$$\rho_c T_c \frac{dS_c}{dt} = \rho_c h + \frac{j_c^2}{\sigma} - \chi n_c^2 T_c^\alpha + \nabla \cdot (K \nabla T_c). \tag{18}$$

式中 S_c 为片内等离子体的熵，h 为与太阳大气中力学加热有关的常数，K 为热传导系数，χ 与 α 为与辐射有关的参数，经典电导率 $\sigma = 10^{-3} T^{3/2}$．对理想气体，在定常情况下，(18)式可化为

$$(\gamma - 1)^{-1} n_c^\gamma (\boldsymbol{v} \cdot \nabla)(P_c/n_c^\gamma) = \rho_c h + \frac{j_c^2}{\sigma} - \chi n_c^2 T_c^\alpha + \nabla \cdot (K \nabla T_c). \tag{19}$$

将方程 (19) 与磁场快速湮灭中有关方程联立，便可求得电流片中的物理参数 n_c, P_c, ρ_c, T_c, j_c．电流片外(即圆柱内)各物理量可由动力学箍缩规律确定．

3. 湍动电导率与冲浪的抛射

稳态电流片中发生磁场快速湮灭的必要条件是流入电流片的等离子体速度 M_0($M_0 = v/v_A$, v_A 为局部阿尔芬速度)必须满足下述不等式[18]

$$M_0 < M_{0\max} \approx 0.01 - 0.1. \tag{20}$$

而在电流壳层振荡过程中，柱内等离子体相对壳层电流片的运动速度作周期变化．每一周期中一定会在有些时段中(例如振幅极大或极小附近)，(20) 式将满足．这时便发生磁场快速湮灭．

根据等离子体不稳定性理论，等离子体中的电流密度存在极限值 j^*[16]

$$j^* = nc \sqrt{\frac{KT}{m_e}}. \tag{21}$$

当 $j > j^*$ 时，将发生离子声不稳定性，导致等离子体中出现湍动电导率．按 Buneman 实验，湍动电导率由下式确定，

$$\sigma_{\text{turb}} = 3.05 \times 10^9 n^{1/2}.$$

在太阳活动区中，$\frac{\sigma_{\text{turb}}}{\sigma} = 10^{-4} — 10^{-5}$.

(19) 式的解表明，动力箍缩过程中，电流片内温度和电流密度在不断变化，

$$j_c = \sigma v_i B_i = 10^{-3} v_i B_i T_c^{1.5}. \tag{22}$$

对应于 $j_c = j^*$ 时，$T_c = T_{turb}$，于是可得

$$T_{turb}^2 = 6.2 \times 10^{-13} \frac{\xi}{\xi - 1} \frac{n_i T_i}{v_i B_i}. \tag{23}$$

式中 $\xi = 1 + \frac{2\mu_0 P_i}{B_i^2}$. 当 $T_c > T_{turb}$ 时，电流片中将发生离子声不稳定性，继而出现湍动电导率. 由于 σ_{turb} 远小于 σ，湍动电导率将导致电流片的急剧扩张，电流片的宽度和长度瞬息间将增大 10^4—10^5 倍. 从而出现大规模的磁能转化，大量等离子体从电流片中抛出，带电粒子被加速，这就是一次冲浪爆发. 因此，离子声不稳定性的发生对冲浪爆发起重要的触发作用.

4. 理论计算的结果

基于上述物理模型，可从理论上估算每次冲浪爆发所损耗的总磁能 W 及抛出的等离子体质量 M：

$$W = 4\pi r_i \bar{v}_i \bar{h} \frac{B_i^2}{2\mu_0} (\tau - 2t_0), \tag{24}$$

$$M = 4\pi r_i \bar{v}_i \bar{h} m_i n_i (\tau - 2t_0). \tag{25}$$

上两式中 $\bar{v}_i$ 为平均重连速率，$\bar{h}$ 为重连区域的高度，τ 为动力箍缩的振荡周期，t_0 为每个周期中重连开始的时刻. 根据观测资料，并取 $\bar{v}_i = 0.05 v_A$，利用前面的有关公式，可得 $W = 10^{21}$ (焦耳)，$M = 10^{11}$ (千克). 这个结果与观测基本一致.

对圆柱体内等离子体总磁能 W_{tot} 及总质量 W_{tot} 的估算，可得 $\frac{M_{tot}}{W} \sim 25$，$\frac{M_{tot}}{M} \sim 25$. 因此，每次冲浪爆发仅消耗柱体内极小一部分能量和质量. 显然它不会给爆发冲浪的物理环境带来明显的影响. 于是动力学箍缩的周期性将保证冲浪的重复爆发.

根据 Petschek 理论，从电流片中抛出的等离子体物质所具有的速度 v_{out} 由下式决定：

$$v_{our} = v_A.$$

从冲浪活动区的磁场和密度值，可得 $v_{out} \approx 60$ 公里/秒，这也与冲浪速度的初值相符.

四、结论和讨论

1. 太阳冲浪的爆发，是由于活动区中反向极性磁流的脉冲式浮现，引起等离子体动力学箍缩效应及磁场快速湮灭所致. 动力学箍缩的周期性振荡使得冲浪的抛射具有重复性.

2. 观测表明，冲浪和卫星黑子有密切关系，然而它们并不是完全相对应. 我们认为，卫星黑子的存在只表明活动区中有反向极性磁流浮现；而爆发冲浪的必要条件是新磁流的脉冲式浮现. 因此，可把磁流管的上浮归结为如下几种可能的方式：(i) 准静态缓慢浮现，这时只形成卫星黑子，并不能爆发冲浪或耀斑. (ii) 缓慢浮现中突然发生脉冲式浮现，这时既可观测到卫星黑子，又可在卫星黑子上空观测到冲浪，当浮现的规模足够大时，将引起简单耀斑的爆发. (iii) 反向极性磁流一开始就以脉冲方式浮现，这时便观测到无卫星黑子对应的冲浪.

3. 观测表明，冲浪与 Ellerman 炸弹，“胡须”等活动客体有密切关系. 在本文提出的冲浪模型中，冲浪、Ellerman 炸弹，“胡须”可被看成是同一物理过程的在不同方面的反映：

箍缩造成的局部温度上升及辐射增强表现为 Ellerman 炸弹；而箍缩过程中物质的快速运动则是产生"胡须"的原因.

4. 冲浪与简单耀斑、相似耀斑以及针状物的观测特征有很多类似之处，它们可能具有相同的物理过程. 只是由于规模不同而呈现为不同形式的客体. 随着观测技术的发展，越来越多的观测资料表明，太阳大气中新浮磁流是普遍现象. 因此，能否设想，正是由于浮现磁流的方式和浮现区的磁结构的多样性，造成了太阳大气中绚丽多采的各种活动现象.

参　考　文　献

[1] Rust, D. M., *IAU Symp.*, Vol. **35**, p. 77, 1968.
[2] Roy, J. R., *Solar Phys.*, Vol. **28**, p. 95, 1973.
[3] 曹天君，许敖敖和唐玉华，天文学报，第 **20** 卷，第143页，1979.
[4] 许敖敖，唐玉华和曹天君，天文学报，第 **21** 卷，第 27 页，1980.
[5] Schlüter, A., *IAU Symp.*, Vol. **4**, p. 356, 1957.
[6] Martin, D. Altschuler et al., *Solar Phys.*, Vol. **5** p. 366, 1968.
[7] Carlqvist, P., *Solar Phys.*, Vol. **63**, p. 353, 1979.
[8] Platov, Yu, V., *Solar Phys.*, Vol. **30**, p. 139, 1973.
[9] Roy, J. R., *Solar Phys.*, Vol. **32**, p. 139, 1973.
[10] Sturrock, P. A. Flare-related Magnetic Field Dynamics (ed. by Y. Nakagawa and D. Rust), p. 187, 1974.
[11] Ribes, E., *Astron. Astrophys.*, Vol. **2**, p. 316, 1969.
[12] Bruzek, A., Solar Flare and Space Research (ed. by C. de Jager and Z. Svestka), p. 61, 1969.
[13] Michard, R., *IAU Symp.* Vol. **43**. p. 359, 1971.
[14] Rust, D. M., *Solar Phys.*, Vol. 25, p. 141, 1972.
[15] Zvereva, A. M. and Severny, A. B., *Izv, Krymsk. Astrofiz. Obs.*, Vol. 41, 42, p. 97, 157, 1970.
[16] Heyvaerts, J., Priest, E. R. and Rust, D. M., *Ap. J.*, Vol. **216**, p. 123, 1977.
[17] Kiepenheuer, K. D., *Nobel Symp.*, Vol. **9**, p. 123, 1968.
[18] Petschek, H. E., NASA. SP-**50**, p. 425, 1963.

A Possible Mechanism of Solar Surges

Ding Jiu-ping

(Nanjing Railway Medical College)

Xu Ao-ao

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

It is synthesized that the principle observational features of solar surges, especially the magnetic features within the active region of surges. Using the plasma dynamical pinch theory and Petschek's mechanism, we present a possible mechanism of solar surges, namely a impulsive magnetic flux emergence in the active region——the periodical dynamical pinch of the plasma——the fast reconnection of the magnetic force lines——the ejection of surge plasma. This mechanism successfully explains the periodicity of the surge ejection as well as the other main physical properties of solar surges.