

# 太阳活动起源研究 (I): 太阳活动周的经验与半经验模型

林 元 章

(中国科学院国家天文台 北京 100012)

## 摘 要

概括了从观测上发现的太阳活动主要特征,对 Babcock 的太阳活动周经验模型和 Leighton 的半经验模型分别作了阐述,简要讨论了与 Babcock 和 Leighton 模型有关的后续研究情况。

**关键词** 太阳 — 太阳活动 — 太阳活动起源 — Babcock 模型 — Leighton 模型

**分类号** P182.9

## 1 引 言

太阳活动是指发生在太阳表面局部区域中的各种短时标现象,包括出现在光球层的太阳黑子和光斑、色球层的谱斑、日珥(暗条)和太阳耀斑以及日冕中的凝块和日冕物质抛射等。这些现象的时标为几分钟至几十天。不过通常都用太阳黑子和黑子群的基本特征以及黑子相对数的变化规律来代表太阳活动的整体特征及其演化规律。这是因为:(i)各种太阳活动现象往往集中出现在以太阳黑子为中心的局部区域,称为太阳活动区或活动中心;(ii)代表黑子和黑子群多寡的黑子相对数的大小大体上可以表示其它各种活动现象的出现频数和强度;(iii)太阳黑子实质上是太阳表面的局部强磁场区,只要强磁场存在,其它形形色色的活动现象都可以用太阳等离子体与磁场相互作用给予解释。

经过长期的观测和研究之后,在 20 世纪 50 年代之前,人们就已认识到以太阳黑子为代表的太阳活动现象具有的主要特征<sup>[1]</sup>。

### 1.1 黑子群的形态特征

大多数黑子群为双极群,由大致沿东西向排列的前导和后随两部分组成,它们的极性相反,磁流大致平衡。前导和后随部分的重心连线相对于太阳赤道前倾,即前导部分更近于赤道,其黑子分布比较紧密,后随部分的纬度较高,其黑子分布比较疏松。

### 1.2 太阳活动周期

每日黑子相对数  $R = 10g + f$  ( $g$  和  $f$  分别为该日的黑子群和黑子数目) 的年平均值  $\bar{R}$  的变化明显表现出存在 11yr 左右的周期<sup>[2]</sup>, 称为太阳活动周或太阳周。也可能存在更长的周期<sup>[3,4]</sup>, 例如约为 80yr 的周期<sup>[5]</sup>, 但不很确定。

### 1.3 Spörer 定律和蝴蝶图

黑子的平均纬度随太阳活动周进程而变 (Spörer 定律)。在活动周开始时 (极小年), 南北半球黑子的平均纬度在  $\pm 30^\circ$  左右, 然后分别向赤道迁移, 在极大年约为  $\pm 15^\circ$ 。在活动周的最后一年, 约为  $\pm 8^\circ$ , 而此时新活动周的黑子又在高纬出现, 形成大约在 1yr 的时间内旧周黑子在低纬和新周黑子在高纬同时并存的局面。把所有黑子群纬度对时间作图即成蝴蝶图<sup>[6]</sup>。

### 1.4 Hale 极性定律

双极黑子群的磁场极性分布随太阳周的变化遵从 Hale 极性定律<sup>[7]</sup>。同一太阳活动周中, 北半球双极群中前导黑子与南半球双极群中后随黑子的磁场极性相同; 而北半球的后随黑子与南半球前导黑子同为另一种极性。但在下一活动周中, 北半球和南半球双极黑子群的极性顺序发生变换, 如图 1 所示。因此太阳黑子的活动周期按磁场变化规律看是 22yr, 称为太阳活动磁性周期。

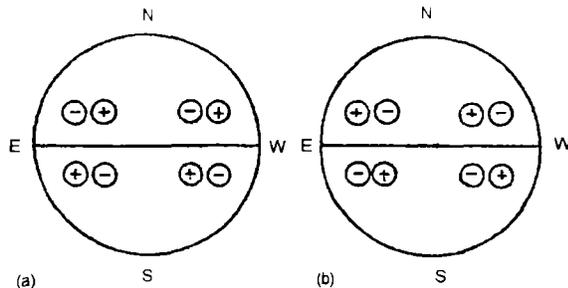


图 1 双极黑子群极性转换的 Hale 定律:

(a) 前一活动周; (b) 后一活动周

从 20 世纪 50 年代 Babcock 研制成测定精度可达  $10^{-4}\text{T}$  的太阳磁象仪之后, 又经过多年观测, 人们发现太阳的南北极区附近也存在强度为  $10^{-4}\text{T}$  量级的磁场。南北极区的磁场极性相反, 类似于偶极子场, 但并无精确的偶极子轴。太阳极区磁场极性在活动周的前半周与该半球双极黑子群的后随极性相反。在太阳活动极大年附近, 极区磁场极性开始变换。即原有极性的磁场强度逐渐减弱, 并于短暂消失之后, 转变为另一种极性, 强度也由弱逐渐增强。南北两极区磁场极性转换的过程并不同步, 往往略有先后。这些现象表明太阳极区磁场同样参与太阳活动周进程, 属于太阳活动范畴。

大量的观测事实和理论研究均表明, 在各种太阳活动现象中, 最关键的因素是磁场。太阳活动中最重要的现象——太阳黑子, 本质上就是强磁场区。换句话说, 太阳大气中的局部强磁场区就是太阳活动区。因此, 太阳活动的起源问题, 实际上就是太阳表面局部强磁场区的起源及其演化规律的理论解释。

## 2 Babcock 的太阳活动周经验模型

太阳磁象仪的观测除了发现太阳极区磁场及其变化规律之外, 另一结果就是太阳活动区磁场依靠扩散衰减的迹象。观测表明, 对于双极活动区, 似乎存在后随磁场向极区扩散和前导磁场向赤道扩散的倾向。根据 20 世纪 50 年代之前关于太阳黑子形态特征和

演化规律的总结, 以及 50 年代太阳磁象仪观测发现太阳极区磁场特征和双极活动区磁场扩散的迹象, Babcock 于 1961 年提出了关于太阳活动和活动周起源的经验模型<sup>[8]</sup>。Babcock 模型的实质是太阳活动起源于太阳的准偶极子磁场与较差自转的相互作用, 可以展现整个太阳活动磁性周期 (22 yr) 的发展过程。

2.1 太阳活动极小期之前 3 年的形势 ( $n = -3$ )

若以活动极小年作为时间的起点, 并以  $n$  表示年份。则当  $n = -3$  时, 太阳表面基本上只有极区存在磁场, 此时偶极子场的磁力线具有图 2 年示的形状。这些磁力线只在纬度  $\phi \geq 55^\circ$  的区域穿出太阳表面, 其余部份埋藏在表面以下。在  $\phi = \pm 30^\circ$  之间的低纬度区, 磁力线的埋藏深度约为  $0.05R$  ( $R$  为太阳半径), 基本上是均匀分布。纬度增大时, 埋藏深度也增大, 在  $\pm 55^\circ$  处约为  $0.1R$ 。

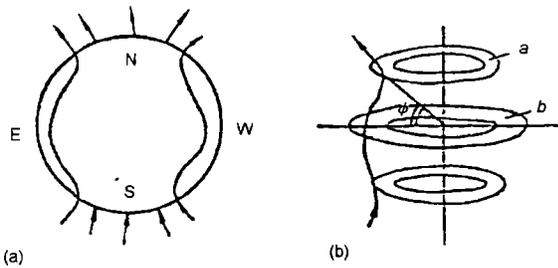


图 2 太阳活动极小之前 3 年的磁力线位形  
(a) 纵截面; (b) 不同纬度的环截面

假定对于某一活动周, 南极区为负极 (S 极), 则磁力线由南极区进入太阳, 在北极区离开太阳, 它们在几个太阳半径的远处形成闭合。Babcock 根据太阳极区磁场的测量结果, 假定这时极区磁场的总磁流为  $8 \times 10^{13} \text{Wb}$ 。由这个数值, 可以估算赤道处的磁场强度约为  $B_0 = 5 \times 10^{-4} \text{T}$ 。而在  $\pm 30^\circ$  之间的区域, 磁力线穿越的环截面积  $a$  与赤道处的环截面积  $b$  之间应存在关系 (图 2b):

$$a = b \cos \phi, \tag{1}$$

$\phi$  为纬度, 故其磁流应为

$$B = B_0 \sec \phi. \tag{2}$$

Babcock 假定磁力线埋藏在太阳表面浅处的根据是因为对于太阳等离子体和太阳活动尺度来说, 磁扩散时标  $\tau = \mu_0 \sigma l^2$  很大 (其中  $\sigma$  为电导率,  $\mu_0$  为真空导磁率,  $l$  为特征尺度), 磁力线若埋藏得太深, 太阳表面磁场的转换时间将会超过 22yr 磁周期。

2.2 从极小前 3 年至极小年 ( $n = -3 \sim 0$ )

由于磁力线的冻结效应和太阳较差自转, 磁力线将被拉伸成图 3 所示的形状。Babcock 取较差自转的角速度分布为

$$\omega = 14.38^\circ - 2.17^\circ \sin^2 \phi, \tag{3}$$

则可算得经过几年后, 纬度  $\phi$  处的太阳物质相对于  $55^\circ$  处的经度差为

$$\theta = 17.6(n + 3) \sin^2 \phi \text{ rad}, \tag{4}$$

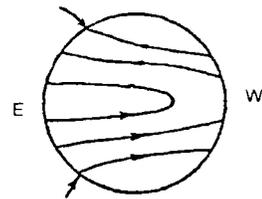


图 3 经太阳较差自转拉伸后的磁力线

此式的应用范围限于  $\pm 30^\circ$  的区域。而且可以算得 3yr 后 ( $n = 0$  时), 赤道处将比  $\phi = 55^\circ$  处多转了 5.6 圈。由 (4) 式还可进一步计算磁力线密度随  $\phi$  的变化, 从而得到磁场强度  $B$  随  $\phi$  的变化为

$$B = 35.2(n + 3)B_0 \sin \phi, \quad (5)$$

此式表示  $n$  增大时, 磁场  $B$  不断被放大。

另一方面, 磁场存在浮力, 当磁流足够大时, 磁流管就会上升。Babcock 认为 (5) 式中当  $n = 0$  和  $\phi = 30^\circ$  时的磁场强度  $B = 264 \times 10^{-4} \text{T}$  就是磁流管能够向太阳表面升浮的临界强度  $B_c$ 。于是其它纬度达到这一临界值的时间应满足

$$B_c = 35.2(n + 3)B_0 \sin \phi, \quad (6)$$

以  $B_c$  和  $B_0$  值代入, 于是得

$$\sin \phi = \frac{1.5}{n + 3}, \quad (7)$$

$\phi$  随  $n$  的变化如图 4 所示。当  $n = 11$  时,  $\phi = 8^\circ$ 。

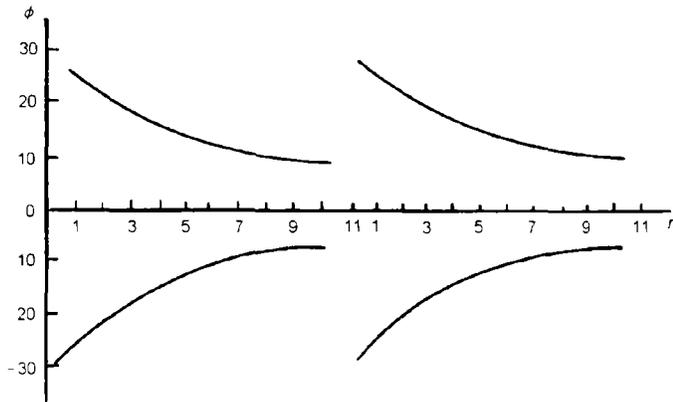


图 4 到达临界值  $B_c$  的纬度  $\phi$  与  $n$  的关系

### 2.3 磁流管升浮成黑子 ( $n = 0 \sim 11$ )

凡是达到临界磁场强度的磁力线段由于磁浮力作用, 即开始升浮。当它们到达太阳表面时, 就成为一双极黑子。由于图 3 所示的磁力线形状, 使双极黑子群前导部分略向赤道倾斜。根据 (7) 式, 在活动周开始时最先出现的应是  $\phi = 30^\circ$  附近的高纬黑子群。随后到达临界磁场的纬度逐渐降低。在活动周结束时 ( $n = 11$ ),  $\phi = 8^\circ$ 。因此 (7) 式就是 Spörer 定律的数学表示式。而图 4 就是理想化的蝴蝶图。Babcock 强调, 在磁力线升浮过程中, 有如下几个特点:

(i) 磁场继续放大和出现不均匀性。在太阳大气中对流和湍流的作用下, 磁力线不可能均匀分布, 而是被冲击成一束束的磁流管。磁流管中磁力线密集, 意味着磁场又被放大。而且, 不同部位的磁流管中的磁力线也是不均匀的, 必然存在某些局部磁力线密度特别大的段落。由这些情况, 估计磁场可以从临界值的  $264 \times 10^{-4} \text{T}$ , 增大到  $(1000 \sim 2000) \times 10^{-4} \text{T}$ 。

而如果某些部位的磁流管发生扭绞, 磁场强度就可达到  $(3000 \sim 4000) \times 10^{-4} \text{T}$ , 相当于观测到的黑子最强磁场。

(ii) 何处出现黑子有一定的随机性。哪些区域的磁场何时达到临界值, 虽然大体上由 (7) 式确定, 然而由于 (i) 中所述的原因, 同一纬度处的磁力线不会同时在太阳表面浮现。而且某些较低纬度的局部磁力线段也可能比高纬处更早达到临界值。这就表明 Spörer 定律只是一种统计规律, 黑子到底在何处出现具有一定的随机性。

(iii) 活动周开始时, 到达临界值的磁力线段落很少, 因此黑子数目很少。随后达到  $B_c$  值的磁力线段落逐渐增多, 黑子数也逐渐增大, 并达到极大期。当大部分磁流管浮现到表面并扩散之后, 黑子数又开始下降。只有当某纬度处的磁流管完全浮现耗散之后, 该纬度才不会再出现黑子。可以粗略估计一个太阳活动周中大约可以产生 3000 群黑子, 这与观测也大体相符。

#### 2.4 极区磁场的极性反转 ( $n = 0 \sim 8$ )

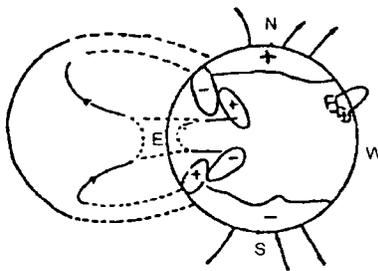


图 5 双极活动区磁场扩散和极区磁场极性转换

双极活动区后随部分有向极区扩散的倾向, 而前导部分有向赤道扩散的倾向。在每个活动周的前半周, 双极活动区后随部分的极性与该半球极区磁场极性相反。因此后随部分磁场扩散必然会导致极区磁场逐渐被中和, 在活动极大附近达到完全中和, 然后开始转变为相反极性, 完成了偶极子场的极性转换。另一方面, 前导部分则与纬度比较低的其它双极群中的后随部分中和。赤道附近的双极群还可与另一半球的双极群中和。于是整个形势如图 5 所示。不同磁场极性中和时, 磁力线重联被切断, 形成闭合磁流环, 被抛向空间。

极性反转后的偶极子场逐渐扩大, 在下一活动周开始前 3 年 ( $n = 8$  或  $n = -3$ ), 形势又恢复到图 2 中的情况, 只是南北极区的磁场极性已变换。因此下一活动周中, 双极黑子群的磁场极性顺序将与上一周相反。这就同时解释了极区磁场极性转换和黑子群的 Hale 极性定律。造成极区磁场极性转换的主要是高纬黑子群。由于极区磁场很弱, 可以估计在高纬黑子群后随部分的磁流中, 只要有 1% 扩散到极区, 就可实现中和, 并进而使极性反转。

Babcock 还认为, 一般情况下新活动周和老活动周的磁流管基本上处在太阳大气的不同区域。然而由于种种原因, 也会发生新旧磁流管交错, 形成极性结构复杂的黑子群。

由上可见, Babcock 的模型确实能够比较自然地解释一系列重要和相当独特的太阳黑子活动规律。其中包括 Spörer 的纬度迁移定律、Hale 极性定律、黑子相对数的变化趋势、极区磁场的极性反转、大多数黑子群为双极群、双极群基本上沿东西向延伸但前导部分倾向赤道、双极黑子群前导和后随部分的磁流大致平衡, 以及黑子群的磁场扩散现象等。对于其它一些较次要的现象, 实际上也可以解释。例如黑子群的前导部分较密实而后随部分较疏松、日面上某些经度区存在较强的活动 (称活动经度) 等, 均可给予解释。

### 3 Leighton 的太阳活动周半经验模型

在 Babcock 的太阳活动周模型中, 第 4 阶段的后随黑子向极区迁移和前导黑子向赤道迁移的观测证据实际上不太明显。Leighton 的贡献就是对这种前导和后随极性分离, 并导致极区磁场极性转换的现象进行了理论阐述<sup>[9]</sup>。他引入超米粒运动导致磁力线的湍流扩散机制, 对 Babcock 模型中的弛豫相位进行数学模拟。结果表明, 中纬度双极区的磁力线扩散, 可以在太阳活动周的时标内使极区磁场极性反转。因此若把 Babcock 的模型看作是以观测事实为依据而提出的经验模型, 那么 Leighton 的模型就是一种介于经验模型和以后将要讨论的太阳发电机理论之间的半经验模型。

Leighton 的思路是把光球磁流管的横向运动类比于原子受到流体运动的推拖<sup>[10]</sup>。若一个原子在单位时间内经受了  $N$  次横向推拖, 每次推拖的平均路程为  $L$ , 方向随机, 则可以证明经过时间  $t$  后, 该原子与出发点的距离为

$$r = LN^{1/2}t^{1/2}. \quad (8)$$

若把  $L$  和  $\tau$ (或  $N^{-1}$ ) 分别取为日面米粒或超米粒的尺度和寿命, 则可发现米粒(尺度小和寿命短)与超米粒(尺度大和寿命长)扩散的范围差不多。不过 Leighton 认为, 既然观测到太阳表面的网络状磁场系沿超米粒边界分布, 而非沿米粒边界分布, 表明超米粒对磁场随机漫步的贡献更大。故若以超米粒参数  $L \approx 1.5 \times 10^5 \text{ km}$  和  $\tau \approx 7 \times 10^4 \text{ s}$  代入, 则可发现活动区磁场扩散到太阳半个球面约需 5yr。若用实测磁图上的扩散速度进行更精确的计算, 得到的所需时间会比 5yr 更长。

Leighton 用如下方程研究磁场在一球面上的分布

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n, \quad (9)$$

其中  $n$  为磁流管的面密度,  $D$  为二维扩散系数

$$D = \frac{1}{2} L^2 N. \quad (10)$$

分析结果表明, 一个与太阳赤道倾斜约  $1^\circ$  的紧密双极活动区, 在太阳较差自转作用下, 以超米粒中的运动速度扩散, 则后随极性在经度方向的扩散范围会比前导极性扩散的范围更大, 从而可以解释双极黑子群的后随部分比前导部分更弥散。而更重要的结果则是处在中纬度而且对赤道略为倾斜的活动区, 其后随极性向极区的扩散可以在半个太阳活动周的时标内中和极区磁场。只要给定合理的二维扩散率(各向同性)和很小的极向子午流以及活动区源分布, 就可以用数学模拟重现整个活动周的光球磁场的经度和纬度分布。

### 4 与 Babcock 和 Leighton 模型有关的后续研究

发表于 20 世纪 60 年代的 Babcock 和 Leighton 的太阳活动周模型中, 对于某些设想的物理过程, 缺乏坚实的观测证据以及严格的数学描述。他们模型中的主要特征是极向

磁场 (poloidal magnetic field) 与环向磁场 (toroidal magnetic field) 之间的相互转换。极向磁场  $B_p$  是指磁力线在子午面内, 在球坐标系中只有  $r$  和  $\theta$  分量而无  $\phi$  分量的磁场, 如图 2 中所示。环向磁场  $B_t$  是指磁力线环绕太阳自转轴并且大致与纬度圈平行的磁场, 如图 3 所示。在图 2 中原先处在子午面内的磁力线通过太阳内部的较差自转把磁力线拉伸成如图 3 所示的具有东西向分量的环向磁场。环向磁场升浮后穿越太阳表面, 形成活动区磁场, 并且再转换为极向磁场。因此, 在太阳表面形成的极向磁场必须下沉到太阳内部, 才能开始新的活动周循环。但对于极向磁场下沉的过程并没有严格的物理论证和数学描述。Leighton 认为是通过超米粒运动完成太阳表面的极向磁场下沉到太阳内部。后来的观测发现, 太阳除了较差自转外, 还存在主要在子午面内流动的子午环流<sup>[11]</sup>。环流的平均速度约为  $10 \sim 20\text{m/s}$ <sup>[12]</sup>。于是一些研究者认为, 正是子午环流完成了极向磁场从太阳表面向太阳内部的传输<sup>[13~16]</sup>。近年来 Durney<sup>[17]</sup>、以及 Dikpati 和 Charbonneau<sup>[18]</sup>

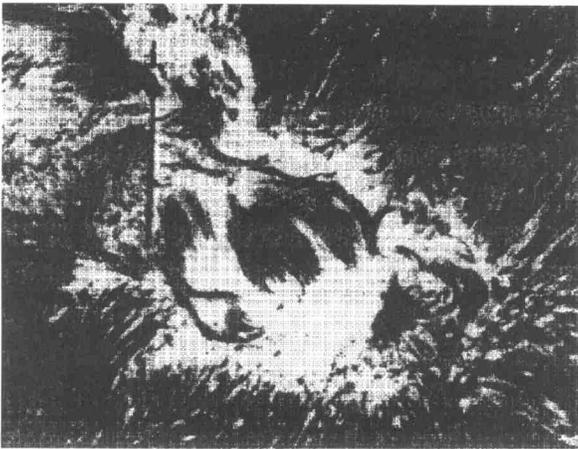


图 6 新活动区中的拱状暗条系<sup>[20]</sup>

此图为从太阳光谱仪狭缝上拍摄的  $H\alpha$  线心单色像, 竖直黑线为光谱仪狭缝, 图中部的一族暗纤维即 AFS

对略为偏离东西向的双极活动区浮现和衰减所作的数学模拟证明, 这样产生的极向磁场可以从太阳表面返回到太阳内部的强剪切层, 从而开始新的太阳活动周循环。

Babcock 和 Leighton 的模型中磁流管由太阳内部升浮到太阳表面, 从而形成双极活动区的过程可以从观测上证实。最明显的证据就是在新生的双极活动区中, 当用  $H\alpha$  单色光观测时, 往往可以看到连接前导和后随黑子的拱状暗条系 (arch filament system, 简称 AFS)<sup>[19]</sup>, 如图 6 所示。它对应于磁流管穿越太阳表面 (光球) 后出现在色球中的情况。

然而却很难从观测上推测太阳活动区磁场衰减的具体过程。实际上至少有 3 种物理过程可以导致活动区磁场衰减<sup>[1]</sup>。它们是 (i) 磁流管缩回光球下面; (ii) 随太阳风抛向日地空间; (iii) 磁能转换为热能和物质动能的损耗过程。其中 (i) 和 (ii) 的过程不难理解, 而且只是磁流传输, 并无磁流损失, 只有 (iii) 才是真正的磁流损失。目前还难以确定上述过程在活动区磁场衰减中各起多大作用, 大概随不同活动区而异。不过近年来已普遍认为过程 (iii), 即磁能转化为热能和物质动能的过程在太阳大气和活动区的磁场演化中起非常重要的作用, 这一点是 Babcock 和 Leighton 年代未曾认识到的他们的模型亦未提及这一过程。磁能转化为热能和物质动能的物理过程称为磁并合 (magnetic merging), 它包含磁湮灭 (magnetic annihilation) 和磁重联 (magnetic reconnection) 两个阶段<sup>[21]</sup>。产生磁并合的前提条件是太阳大气中出现由方向相反的磁力线形成的中性片, 或称电流片。当等离子体从磁力线的两侧流向电流片并沿着电流片逸出时, 因冻结效应由等离子体带到电流片的磁能将耗散, 其中一部分转化为焦耳热 (称热耗散), 另一部分转化为等离子体

动能(称动力耗散)。这些过程的精确数理描述已有大量的深入研究<sup>[22]</sup>。在太阳活动区中,由于不同极性磁场的互动和新磁流的浮现等,经常会产生电流片,因此磁并合过程理应是导致黑子磁场衰减的重要原因。Babcock 和 Leighton 的活动周模型中第 4 阶段极区磁场极性反转所涉及的磁中和的物理含义,现在看来主要应指磁并合过程。同时,通过调整磁并合的速率和规模,这种过程还可以应用于解释爆发日珥、耀斑和日冕物质抛射等更剧烈的现象<sup>[23]</sup>。

关于黑子和黑子群演化的推动力问题,目前尚有争议<sup>[10]</sup>。一种是与 Leighton 类似的观点,认为是超米粒的运动起主要作用。它认为光球下面的磁流管一旦浮出太阳表面后,因超米粒的水平运动,会进一步使磁流增强,导致对流被抑制,从而温度下降和压力减少,于是磁流管收缩,磁场进一步增大到黑子本影的磁场强度。另一方面,由于黑子阻挡了对流,黑子底部被加热,产生了与超米粒运动相反的压力。这种力将使构成黑子的细磁流管集合体的根部散开,导致黑子瓦解。而且由于双极黑子中后随黑子的磁流管偏离垂向较大,更容易被这种冲击力瓦解,因而可以解释黑子群的后随部分消失较快,寿命比前导部分短。另一种对立的观点认为,黑子的形成和衰减过程与超米粒运动无关。它认为黑子是光球下面树形磁流管浮现的结果,树干为强扭绞的磁绳。树干磁流管与树杈磁流管(表现为黑子周围相同极性的小尺度磁场)之间的相对运动主要表现为磁应力。磁绳的扭绞提供了稳定性,黑子衰减是磁绳随时间演化导致松绞的结果。后一种观点似乎更为自然和合理,因为观测上发现比超米粒组织更大的对流系统在确定黑子群位置和大尺度磁场极性分布上起主要作用。尺度为  $(1 \sim 5) \times 10^5 \text{ km}$  和寿命为 3 ~ 6 个太阳自转周的活动区复合体(active region complexes)的演化不可能受尺度仅为  $3 \times 10^4 \text{ km}$  和寿命为几十小时量级的超米粒组织控制。而且,即使是单个前导黑子的寿命一般也比超米粒寿命长得多,这一点显然也不利于第一种观点。McIntosh 认为<sup>[24]</sup>,黑子位形与 4 种尺度的对流有关:黑子的精细结构,尤其是在诞生和衰减期,对应于光球米粒组织;黑子的大小对应于中米粒元胞;黑子群中黑子分布取决于超米粒组织;而黑子群在全日面的分布与全球对流图像有关。

## 参 考 文 献

- 1 林元章. 太阳物理导论, 北京: 科学出版社, 2000, 第 8 章
- 2 Waldmeier M. The Sunspot-Activity in the Years 1610~1960, Zürich: Schutthess & CO AG, 1961
- 3 Lin Y Z. *Astrophys. Rep.*, 2000, 35: 47
- 4 林元章. 自然杂志, 2000, 22: 328
- 5 Gleissberg W. *Solar Phys.*, 1971, 21: 240
- 6 Manneder H D. *M.N.R.A.S.*, 1922, 82: 534
- 7 Hale G E. *Nature*, 1924, 113: 105
- 8 Babcock H W. *Ap. J.*, 1961, 133: 572
- 9 Leighton R B. *Ap. J.*, 1969, 156: 1
- 10 Foukal P V. *Solar Astrophysics*, New York: John Wiley and Sons Inc., 1990
- 11 Howard R, Gilman P A. *Ap. J.*, 1986, 307: 389
- 12 Hathaway D H. *Ap. J.*, 1996, 460: 1027
- 13 Durney B R. *Solar Phys.*, 1995, 160: 213

- 14 Kitchatinov L L, Rudiger G. *Astron. Astrophys.*, 1995, 299: 446
- 15 Durney B R. *Solar Phys.*, 1996, 166: 231
- 16 Durney B R. *Solar Phys.*, 1996: 169: 1
- 17 Durney B R. *Ap. J.*, 1997, 486: 1065
- 18 Dikpati M, Charbonneau P. *Ap. J.*, 1999, 518: 508
- 19 Ligget M, Zirin H. *Solar Phys.*, 1985, 97: 51
- 20 Stix M. *The Sun*, Berlin: Springer-Verlag, 1989. 286
- 21 吴林襄. 见: 胡文瑞, 林元章, 吴林襄编. *太阳耀斑*, 北京: 科学出版社, 1983. 第 7 章
- 22 Priest E R. *Solar Magnetohydrodynamics*, Dordrecht: Reidel, 1982
- 23 林元章. *太阳物理导论*, 北京: 科学出版社, 2000, 第 9 章
- 24 McIntosh P S. In: Cram L E, Thomas J H eds. *The Physics of Sunspots*, New Mexico: Sacramento Peak Observatory, 1981. 7

## Researches on the Origin of Solar Activity (I): The Empirical and Semi-empirical Models of Solar Cycle

Lin Yuanzhang

(National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

### Abstract

The main observed characteristics of solar activity are summarized at the beginning. Then the Babcock's empirical model and the Leighton's semi-empirical model of solar cycle are described respectively. Finally the following researches related to the Babcock's and Leighton's models are briefly discussed.

**Key words** sun—solar activity—origin of solar activity—Babcock's model—Leighton's model