

太阳活动起源研究 (II): 太阳发电机理论

林 元 章

(中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘 要

对试图解释太阳活动起源的太阳发电机理论作了综合评述。着重介绍了平均场运动学发电机理论, 包括平均场的 α 效应、运动学的 $\alpha\Omega$ 发电机和迁移发电机。讨论了 MHD 发电机和其它类型发电机的研究概况。

关键词 太阳 — 太阳活动 — 太阳发电机 — 太阳活动起源

分类号 P182.9

1 引 言

由文 (I) 所述可见^[1], Babcock 和 Leighton 的太阳活动周模型分别为经验和半经验模型, 而非严格的动力学描述。目前认为维持周期性太阳活动过程的物理机制是太阳等离子体自身运动感应的磁场所表现的周期性现象。运动导体通过感应能够产生磁场正是自激发电机原理。其基本过程为运动导体切割磁力线产生电场, 电场将产生电流 (Ohm 定律), 而电流又产生磁场 (Ampere 定律), 磁场将产生电场 (Faraday 定律) 和 Lorentz 力, 后者将限制导体运动, 使磁场达到某种平衡, 形成完整的发电机循环。因此人们想到太阳磁周规律可能也是太阳本身自然形成的自激发电机产生的。人造自激发电机中有许多导体、绝缘体和导线以及精巧的联结方式, 其运转过程不难理解。然而太阳上是连成一片的导电等离子体, 并且永远处在短路状态, 它能形成自激发电机吗? 换句话说, 也就是感应方程

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1)$$

是否存在发电机解? (上式 \mathbf{B} 、 \mathbf{v} 和 η 分别为磁场、速度和磁扩散系数。) 许多理论研究者进行了艰难的探索。从观测上以及 Babcock 和 Leighton 的模型中可见, 太阳活动周的主要特征

是极向磁场与环向磁场之间的相互转换^[1]。因此探索的主要思路就在现有太阳速度场（主要是较差自转和对流）条件下，寻求可以实现极向磁场 B_p 与环向磁场 B_t 之间不断相互转换的磁场解。

在初期的探索过程中，曾经提出过两个重要的制约性定理（有时称作反发电机定理）。其一是 Cowling^[2] 发现发电机解必须是非轴对称的；另一是 Bullard 和 Gellman^[3] 发现，若速度场只有太阳自转，不管自转是否均匀，则只能由极向磁场 B_p 产生环向磁场 B_t ，不能从 B_t 转化为 B_p ，从而无法完成 B_p 与 B_t 之间的相互转换，即不存在发电机解。Parker 首先提出^[4]，如果采用平均场的概念，则可绕开上述制约，找到轴对称的平均场发电机解。Parker 指出，由于 Coriolis 力的作用，太阳对流层中的上升和下降气团将产生转动，大量小尺度转动的平均结果等效于存在大尺度电场（称为 α 效应），从而可以导致 B_t 向 B_p 转化。随后 Steenbeck 等人^[5]、Steenbeck 和 Krause^[6]、Moffatt^[7] 以及 Krause 和 Radler^[8] 等人的深入探讨，逐步完善了平均场的发电机理论。

2 平均场运动学发电机理论

2.1 平均场和 α 效应

观测表明，太阳表面磁场存在一定的起伏范围，因此可以把磁场写成

$$\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b} \quad (2)$$

其中 $\langle \mathbf{B} \rangle$ 为平均场，可以把它理解为大量随机变化的现实磁场集合体的平均值； \mathbf{b} 为起伏部分，其平均值 $\langle \mathbf{b} \rangle = 0$ 。同时速度场也可以写成

$$\mathbf{v} = \langle \mathbf{v} \rangle + \mathbf{u}, \quad (3)$$

其中平均速度 $\langle \mathbf{v} \rangle$ 可以理解为太阳全球尺度运动（尤其是较差自转）的平均速度， \mathbf{u} 表示不规则的湍动对流速度。通常无需知道 \mathbf{v} 的细节，只需知道其平均值 $\langle \mathbf{v} \rangle$ 和 \mathbf{u} 的统计性质。在以下的讨论中，将认为 \mathbf{v} 已给定，它不受 \mathbf{B} 的影响。换句话说，将作为运动学方式，而非动力学方式处理。实际上 Babcock 和 Leighton 的太阳周模型也是运动学模型。

把 (2) 和 (3) 代入 (1) 式，并把平均场和起伏场分离，得到

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{B} \rangle = \nabla \times (\langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{E} - \eta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{v} \rangle \times \mathbf{b} + \mathbf{u} \times \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{G} - \eta \nabla \times \mathbf{b}) \quad (5)$$

其中 η 为扩散系数，而

$$\mathbf{E} = \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle. \quad (6)$$

$$\mathbf{G} = \mathbf{u} \times \mathbf{b} - \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle. \quad (7)$$

这里的平均电场 \mathbf{E} 是关键参量。若 \mathbf{E} 已知，就可以由 (4) 式求解 $\langle \mathbf{B} \rangle$ 。原则上说，必须先从 (5) 式得到一个 \mathbf{b} 解，再代入 (6) 计算以 $\langle \mathbf{B} \rangle$ 表示的 \mathbf{E} 。这实际上很困难。因此通常采用所

谓“一级平滑近似”, 即假定二级微量项 \mathbf{G} 可以忽略, 于是可由 (5) 式求得 \mathbf{b} , 再由 (6) 式求得 \mathbf{E} 。可以证明, 当满足如下两个条件之一时, 一级平滑近似成立^[6]:

$$ul/\eta \ll 1, \quad (8)$$

或
$$u\tau/l \ll 1, \quad (9)$$

其中 u 为 \mathbf{u} 的特征值, l 和 τ 分别为 \mathbf{u} 和 \mathbf{b} 变化的空间和时间尺度。条件 (8) 可保证 \mathbf{G} 远小于 (5) 式右端最后一项, 这相当于磁 Reynold 数很小的情况; 而若 (9) 式成立, 则 \mathbf{G} 与 $\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}$ 相比可忽略。遗憾的是在太阳上这两个条件均不满足。太阳的磁 Reynold 数很大, 而且观测表明 $u\tau/l \approx 1$ 。尽管如此, 我们仍可进行以下启发性的讨论。

若仅限于了解定性结果, 则除了忽略 \mathbf{G} 之外, 再略去 (5) 式中的 $\langle \mathbf{v} \rangle$ 项。同时, 考虑到太阳等离子体的高电导率, 再略去 (5) 式中的扩散项, 立即可得到 \mathbf{b} 的解为

$$\mathbf{b} = \int_{-\infty}^t \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) dt'. \quad (10)$$

上式系对时间 t' 积分, 但无需写出起始场 $\mathbf{u}(-\infty)$, 因为它肯定与 $\mathbf{u}(t)$ 无关, 从而对计算 \mathbf{E} 无贡献。若 \mathbf{u} 为弱各向同性湍流场, 则可以证明 \mathbf{E} 可以写为^[9,10]

$$\mathbf{E} = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \beta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle + \dots, \quad (11)$$

其中
$$\alpha = -\frac{1}{3} \int_0^\infty \langle \mathbf{u}(t) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(t-t') \rangle dt', \quad (12)$$

$$\beta = \frac{1}{3} \int_0^\infty \langle \mathbf{u}(t) \cdot \mathbf{u}(t-t') \rangle dt'. \quad (13)$$

把 (11) 式代入 (4) 式, 就得到平均场的感应方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{B} \rangle = \nabla \times (\langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \eta_t \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle), \quad (14)$$

其中
$$\eta_t = \eta + \beta. \quad (15)$$

把 (14) 式与 (1) 式比较, 可发现有两个变化。其一是扩散系数增加了一项 β , 其大小为

$$\beta \approx \frac{1}{3} u^2 \tau \approx \frac{1}{3} ul \gg \eta. \quad (16)$$

在太阳对流层中, $\eta_t \approx \beta = 10^8 \sim 10^9 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。另一更重要的变化, 即方程中增加了一项 $\alpha \langle \mathbf{B} \rangle$ 。正是这一项保证了平均场 $\langle \mathbf{B} \rangle$ 不受上述两个反发电机定理的制约。通常把平均场感应方程 (14) 中增加的这一关键项称为 α 效应。从 (12) 式可见, α 实际上代表湍动对流场 \mathbf{u} 的螺度 (helicity)。太阳对流层中的 α 值很难估计。不过从 (12) 式可见, $\alpha \neq 0$ 要求流场必须有螺度。Kraust 已证明^[11], 太阳对流层中的密度分层与 Coriolis 力相结合, 能够使流场存在螺度。在太阳北半球, 对流层中不断上升膨胀的气团由于 Coriolis 力作用将获得左旋螺度, 下沉气团也将获得左旋螺度。这样, 北半球左旋螺度占优势, 故螺度为负值。这一点已经得到

观测证实^[12,13]。而由(12)式知 α 符号与螺度相反,故太阳北半球 α 为正值。Krause等人的计算表明

$$\alpha = \pm l\Omega, \quad (17)$$

其中 Ω 为太阳平均角速度,其取正号和负号分别对应于北半球和南半球。在太阳对流层中, \mathbf{u} 变化的空间尺度 l 的范围很大,因而 α 的大小约从每秒几cm至100m。

平均场感应方程(14)是大多数太阳发电机理论研究者的工作基础,并且也被研究地球磁场发电机和恒星磁场发电机理论的学者采用,甚至被应用于研究其它天体如吸积盘和星系磁场^[14~16]。但是它本身包含着许多假定,其中最严重的就是一级平滑近似。这一近似所要求的条件(8)和(9)式在太阳上至多只能达到临界满足。

2.2 运动学的 $\alpha\Omega$ 发电机

由上述可见, α 效应的作用是保证平均场的存在,而 α 效应与太阳自转速度场 Ω 相结合,就可构成 $\alpha\Omega$ 发电机。若仍然采用运动学的处理方法,就是运动学的 $\alpha\Omega$ 发电机。假定在球坐标系 (r, θ, φ) 中,取给定形式的 $\alpha(r, \theta)$ 和太阳的自转角速度分布 $\Omega(r, \theta)$ 同时根据(17)式把 α 取为对太阳赤道反对称,即

$$\alpha(r, \pi - \theta) = -\alpha(r, \theta). \quad (18)$$

自转角速度则取为对赤道对称,即

$$\Omega(r, \pi - \theta) = \Omega(r, \theta). \quad (19)$$

若除了自转,无其它运动,于是

$$\langle \mathbf{v} \rangle = (0, 0, \Omega r \sin \theta). \quad (20)$$

把平均场 $\langle \mathbf{B} \rangle$ 分解为极向场 \mathbf{B}_p 和环向场 \mathbf{B}_t ,即

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_t, \quad (21)$$

其中

$$\mathbf{B}_p = \nabla \times (0, 0, \mathbf{A}(r, \theta, t)), \quad (22)$$

$$\mathbf{B}_t = (0, 0, \mathbf{B}(r, \theta, t)). \quad (23)$$

(22)式中的 $\mathbf{A}(r, \theta, t)$ 为 \mathbf{B}_p 的矢量势,它由 $\nabla \cdot \langle \mathbf{B} \rangle = 0$ 和轴对称确定。于是平均场的感应方程也分解为极向和环向分量,对于 $\eta_t = \text{常数}$ 的最简单情况,它们是^[9]

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \eta_t \nabla_1^2 A, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} = & \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \sin \theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} (r A \sin \theta) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\alpha \frac{\partial}{\partial r} (r A) \right] - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\alpha}{\sin \theta} \frac{\partial (A \sin \theta)}{\partial \theta} \right) + \eta_t \nabla_1^2 B. \end{aligned} \quad (25)$$

其中

$$\nabla_1^2 = \nabla^2 - (r \sin \theta)^{-2}. \quad (26)$$

由 (24) 和 (25) 式可以看到 α 效应的关键作用。当 $\alpha = 0$ 时, (24) 退化为扩散方程, 极向场立即指数衰减, \mathbf{A} 消失。这时 (25) 也变成扩散方程, \mathbf{B} 也指数衰减后消失。由 (26) 还可清楚地看出, 环向场是原始极向场通过较差自转和 α 效应产生的。不过对于太阳, 后者贡献比前者小, 故常把 (25) 式中含 α 的项略去, 其条件是

$$|\alpha| \ll R^2 |\nabla \Omega|, \quad (27)$$

其中 R 为太阳半径。虽然 α 的大小不太清楚, 但 (27) 可能是成立的。这样, 运动学 $\alpha\Omega$ 发电机的原理可概括为: \mathbf{B}_t 通过 α 效应产生 \mathbf{B}_p , 再通过较差自转 $\nabla\Omega$ 产生 \mathbf{B}_t 。因此严格地说应称为 $\alpha\nabla\Omega$ 发电机。

若令 α_0 为 α 的典型值, Ω_0 为 Ω 的梯度 $\nabla\Omega$ 的典型值, 并把 α 和 Ω 分别用 α_0 和 Ω_0 表示, r 和 t 分别用 R 和 R^2/η_t 表示, 则可看出 $\alpha\Omega$ 发电机的关键参数为

$$D = \alpha_0 \Omega_0 \frac{R^3}{\eta_t^2}. \quad (28)$$

D 称为发电机数 (dynamo number), 它是衡量 α_0 和 Ω_0 两种效应相对于扩散的强度。当 α_0 或 Ω_0 有一为零时, 解即指数衰减。数值计算表明, D 必须达到某一临界值, 才能避免衰减。

2.3 迁移发电机

发电机方程 (24) 和 (25) 一般只能数值求解。已有许多作者试用各种数值技术对其求解, 其边界条件大多取为由平均场平滑过渡到外界势场。由于方程和边界条件均为齐次, 因而必须处理本征值问题, 即方程的解具有如下形式

$$\langle \mathbf{B} \rangle \propto \exp(i\omega t), \quad (29)$$

其中复数频率 ω 为与特定函数 $\alpha(r, \theta)$ 和 $\Omega(r, \theta)$ 以及常数 η_t 对应的本征值。发电机的振动周期由 ω 的实部确定。发电机振动产生的发电机波在太阳表面的传播可以解释太阳活动周中的纬度迁移 (Spörer 定律)^[1]。这种振动式的发电机就称为迁移发电机 (migratory dynamo), 也称为振动发电机。为了寻求临界稳定解, 可以固定 $\alpha(r, \theta)$ 和 $\Omega(r, \theta)$ 的形式, 仅改变其振幅, 亦即改变发电机数 D 。因复数频率 ω 的虚部代表振动的增长或阻尼, 于是 ω 的虚部 $\text{Im}(\omega) = 0$, 得到的 D 值就是临界发电机数 D_0 。

Parker^[4] 曾在某些简化条件下, 得到发电机方程的分析解。他改用直角坐标, 对北半球令 x 轴向南, y 轴向东, z 轴向上, 并令 $\alpha = \text{常数}$, $\langle \mathbf{v} \rangle = (0, \Omega_0 z, 0)$, Ω_0 为常数。要寻找的解为 $\mathbf{A}(x, t)$ 和 $\mathbf{B}(x, t)$ 。这种情况下, \mathbf{B}_p 和 \mathbf{B}_t 分别为

$$\mathbf{B}_p = \left(0, 0, \frac{\partial A}{\partial x} \right), \quad (30)$$

$$\mathbf{B}_t = (0, B, 0). \quad (31)$$

于是发电机方程 (24) 和 (25) 变成

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \eta_t \frac{\partial^2 A}{\partial x^2}, \quad (32)$$

$$\text{和} \quad \frac{\partial B}{\partial t} = \Omega_0 \frac{\partial A}{\partial x} + \eta_t \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}. \quad (33)$$

$$\text{其解为} \quad (A, B) = (A_0, B_0) \exp[i(\omega t + kx)], \quad (34)$$

$$\text{色散关系为} \quad (i\omega + \eta_t k^2)^2 = ik\Omega_0 \alpha_0 \quad (35)$$

先讨论 $\alpha\Omega_0 < 0$ 的情况。在太阳上, 这相当于 $\alpha > 0$ 和自转径向剪切为负值 (自转角速度向日心方向增大)。一般可假定 $k > 0$, 于是得复数频率

$$\omega = i\eta_t k^2 \pm (1+i)|k\alpha\Omega_0/2|^{1/2}. \quad (36)$$

对于能够有效运转的发电机, 其虚部

$$\text{Im}(\omega) = \eta_t k^2 \pm |k\alpha\Omega_0/2|^{1/2} \quad (37)$$

必须为负值, 于是 (36) 和 (37) 中的正号可以取消。另一个解即与 $\text{Im}(\omega) = 0$ 对应的临界稳定解

$$|k\alpha\Omega_0/2|^{1/2} = \eta_t k^2 \quad (38)$$

(38) 式表明乘积 $\alpha\Omega_0$ 必须超过某一数值, 亦即发电机数必须超过一临界值, 发电机才能运转。对于临界解, 振动频率为 ω 的实部

$$\text{Re}(\omega) = -|k\alpha\Omega_0/2|^{1/2} \quad (39)$$

是负值。所以平均场 (34) 是沿 x 轴正向传播的波。若起初假定 $k < 0$, 只要 $\alpha\Omega_0 < 0$, 得到的结果是一样的。反之, 如 $\alpha\Omega_0 > 0$, 则波将沿负 x 轴方向传播。通过适当放置坐标系, 可以证明发电机波一般将沿等角速度面迁移^[17], 其迁移方向由如下矢量确定

$$\alpha \nabla \Omega \times \hat{e}_\varphi, \quad (40)$$

其中 \hat{e}_φ 为方位角 φ 方向的单位矢量。(39) 式还表明发电机的振动周期由两种感应效应时标的几何平均值确定。而从 (38) 式可见, 这个几何平均值, 即发电机周期, 正好等于扩散时标。

求数值解通常采用球坐标系。由于平均场沿等 Ω 面迁移, 为了拟合太阳活动带的纬度迁移, 大多数模型着重于讨论 Ω 的径向梯度 $\frac{\partial \Omega}{\partial r}$, 并且把北半球的 α 取为正值, 南半球取为负值。数值计算证实了 Parker 分析解得到的结论。当 α 和 Ω 按上述取法时, 南北两半球的平均场均从高纬向赤道迁移, 并且振动解的周期从量级上可以与太阳活动周相符。但很难作进一步的比较, 因 $\alpha(r, \theta)$ 在对流层中的具体形式不清楚。图 1 是 Stix 得到的运动学 $\alpha\Omega$ 发电机在各种相位时的平均场分布^[18]。

方程 (24) 和 (25) 的解有两种, 其一为相对赤道对称, 另一为相对赤道反对称, 即:

$$A(r, \pi - \theta) = A(r, \theta), \quad (41)$$

$$\text{和} \quad B(r, \pi - \theta) = -B(r, \theta), \quad (42)$$

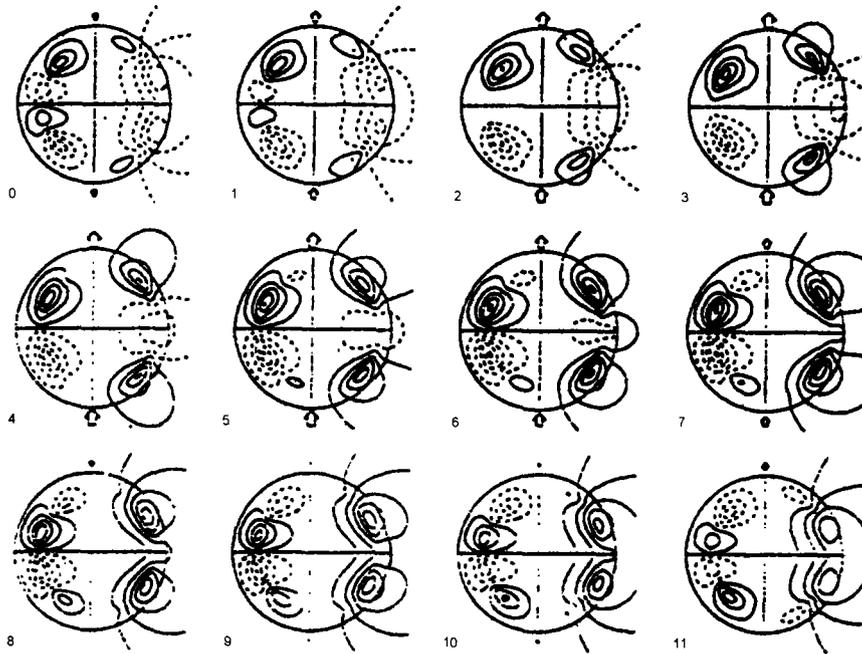


图 1 运动学振动发电机中的平均场^[18]

图中表示不同振动相位时子午剖面上的平均场分布, 左侧为环向场的等强线, 右侧为极向场的磁力线, 箭头表示极区场的方向和强度, 左下角的数字代表年份

后者与观测相符。计算表明, 当 $\frac{\partial \Omega}{\partial r} < 0$ 、北半球 $\alpha > 0$ 和南半球 $\alpha < 0$ 时, 可以在发电机数较小的条件下得到上述反对称解。这表明对 Ω 和 α 的这种选择是正确的。不过 $\frac{\partial \Omega}{\partial r} < 0$ 似乎与目前日震学观测得到的结果相矛盾^[19,20], 这是平均场发电机理论遇到的重大困难。

3 MHD 发电机和其它发电机模型

上述的运动学发电机模型中, 一旦发电机数 D 超过临界值, 磁场将会无限增长。而实际上这是不可能的。因为从动力学的角度来看, 磁场增大将使 Lorentz 力修正速度场, 导致发电机功效减弱 (Lentz 定律)。因此可以期望发电机将达到以有限振幅运转的平衡态。这种平衡态的发电机就称为磁流体力学发电机 (magnetohydrodynamic dynamo, 简称 MHD 发电机), 以区别于运动学发电机 (kinematic dynamo)。

MHD 发电机必须考虑磁场与速度场的耦合, Lorentz 力的作用就是使 α 和 Ω 依赖于平均场。因此, 除了 MHD 方程外, 还必须建立包含运动和 Lorentz 力的方程。但是实际上很难对 MHD 发电机方程得到分析解。通常只对一些最简单的情况进行讨论。目前通行的一种处理方法就是仍然运用运动学的发电机方程, 但通过修正其中的参数来考虑磁场对速度场的反馈作用。这种模型也称为修正的运动学发电机 (modified kinematic dynamo)。可以设想, 当磁

场增大之后,一定会影响小尺度湍流场,使湍流场的螺度减小,亦即 α 变小,这种效应称为 α 退火 (α quenching)。因此可以令 α 为磁场的某种形式函数 $\alpha = f(\mathbf{B})$ 来计及这种效应。同样,磁场的增大也会影响到大尺度的平均运动,即影响到较差自转,称为 Ω 退火。因此也可以令 $\Omega = g(\mathbf{B})$ 来计及这种效应。通过对运动学发电机方程中 α 和 Ω 的修正,就能够限制平均场的无限增长。另一种方法就是考虑磁浮力^[21]。在平均速度中加上磁浮现速度,也能够限制平均场无限增长。还有其它一些计及磁场对速度场反馈的方法,例如对强磁场 \mathbf{B} 的截断法^[22] 和引入时间延迟参数法^[23] 等,这里不作进一步阐述。

上一节所述工作于对流层的平均场发电机模型,因为要求较差自转的径向梯度 $\frac{\partial \Omega}{\partial r} < 0$, 与目前日震学的观测结果 $\frac{\partial \Omega}{\partial r} \approx 0$ 不符^[19,20]。同时,工作在对流层的发电机还存在磁流损失问题。因而一些研究者提出了工作于对流层底部过冲层中的过冲层发电机模型 (overshoot layer dynamo)。对流层底部的过冲层是指按 Schwarzschild 判据确定的对流层下边界下方的一个薄层^[24]。该层已不满足 Schwarzschild 的对流判据 ($|\frac{dT}{dr}|_{ad} < |\frac{dT}{dr}|_{rd}$), 然而上方对流层中的气团运动仍然对这一层冲击。因此过冲层中仍有对流气团运动。经过过冲层之后,气团才会彻底瓦解,因此过冲层的厚度约为一个混合长距离,对于太阳估计为 16000km^[25]。过冲层虽然比对流层稳定,但仍有气团运动,因此存在 α 效应, $\alpha\Omega$ 发电机能够工作。许多研究者已对过冲层发电机作了探讨^[26~32]。Schmitt 和 Schussler^[21] 的过冲层发电机模型中已考虑了磁场对流场的反馈。他们分别采用 α 退火和磁浮力两种方法,因此属于修正的运动学模型。他们的研究表明,以磁浮力作为反馈因素的计算结果与观测到的太阳活动周性质符合得较好。

Parker 曾于 1993 年提出一种界面发电机模型 (interface dynamo)^[33]。这里的界面是指太阳对流层与内部非对流区的分界面,因此亦指对流层底部。不过与过冲层发电机工作于过冲层不同,界面发电机的工作源区实际上有两个,分别位于界面的上方和下方。界面下方的工作源区中主要是大尺度剪切运动,其作用是完成极向场转化为环向场;而环向场产生极向场的 α 效应则在界面上方完成。随后 Macgregor 和 Charbonneau 等人^[34,35] 对界面发电机模型作了具体计算。他们在平均场运动学框架下得到的结果也能解释太阳活动周中的主要现象。

此外,研究表明, MHD 发电机还具有混沌行为。Weiss 等人^[36] 曾研究一种最简单的发电机模型。他们发现当发电机数很大和扩散很小时,发电机的周期解变成不稳定。先是被多种周期取代,而最终变成了混沌解。这时,除了相当于太阳活动周的正常周期外,还包含有低活动的周期,很像太阳活动超长期变化规律中的世纪极小期^[37,38]。

除了目前已成为主流的 $\alpha\Omega$ 发电机模型外,可能还有依赖其它效应的发电机模型也可以解释天体的磁场。例如,其工作原理无需对流运动仅依靠等离子体湍动波效应和天体自转的等离子体湍动发电机 ($p\Omega$ 发电机)^[39]。不过在 $\alpha\Omega$ 发电机已能够基本上解释太阳活动周主要特征的前提下,目前尚难以判定 $p\Omega$ 发电机效应是否会在太阳大尺度磁场的产生和演化中起某种作用,哪怕是次要作用。

参 考 文 献

- 1 林元章,天文学进展, 2001, 19(4): 436
- 2 Cowling T G. M.N.R.A.S., 1934, 94: 39
- 3 Bullard E, Gellman H. Phil. Trans. Roy. Soc. London A, 1954, 247: 213

- 4 Parker E N. *Ap. J.*, 1955, 122: 293
- 5 Steenbeck M, Krause F, Radler K-H. *Zeit. Naturforsch*, 1966, 21: 369
- 6 Steenbeck M, Krause F. *Astron. Nachr.*, 1969, 291: 49
- 7 Moffatt H K. *Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids*, Cambridge: Cambridge University Press, 1978
- 8 Krause F, Radler K-H. *Mean-Field Magnetohydrodynamics and dynamo Theory*, London: Pergmon Press, 1980
- 9 Stix M. *The Sun*, Berlin: Springer-Verlag, 1989
- 10 Hoying P. In: Schmelz J T, Brown J C eds. *The Sun, A Laboratory for Astrophysics*, Dordrecht: Kluwer, 1992. 99
- 11 Krause F. *Habilitationschrift*, Jena: University of Jena, 1967
- 12 Seehafer N. *Solar Phys.*, 1990, 125: 219
- 13 Bao S-D, Zhang H-Q. *Ap. J.*, 1998, 496: L43
- 14 Stepinski T F, Levy E H. *Ap. J.*, 1990, 362: 318
- 15 Ruzmaikin A A, Sokoloff D D, Shukurov A M. *Nature*, 1988, 336: 341
- 16 Ruzmaikin A A, Shukurov A M, Sokoloff D D. *Magnetic Fields of Galaxies*, Dordrecht: Kluwer, 1988
- 17 Yoshimura H. *Ap. J.*, 1975, 201: 740
- 18 Stix M. In: Bumba V, Kleczek I eds. *Basic Mechanisms of Solar Activity*, IAU Symp. No.71, Dordrecht: Reidel, 1976. 367
- 19 Dziembowski W A, Goode P R, Libbrecht G. *Ap. J.*, 1989, 337: L53
- 20 Leibacher J W. In: Noels A, Gabriel M eds. *Theoretical Problems in Stellar Stability and Oscillation*, 25th Liege Coll., Liege: Universite de Liege, 1984. 298
- 21 Schmitt D, Schussler M. *Astron. Astrophys.*, 1989, 223: 343
- 22 Stix M. *Astron. Astrophys.*, 1972, 20: 9
- 23 Yoshimura H. *Ap. J.*, 1978, 226: 706
- 24 林元章. *太阳物理导论*, 北京: 科学出版社, 2000
- 25 Piddatella R M, Stix M. *Astron. Astrophys.*, 1986, 157: 338
- 26 Spiegel E A, Weiss N O. *Nature*, 1986, 287: 616
- 27 Spruit H C, van Ballegoijen A A. *Astron. Astrophys.*, 1982, 106: 58
- 28 Schussler M. In: Stenflo J O ed. *Solar and Stellar Magnetic Fields: Origin and Coronal Effects*, IAU Symp. No.102, Dordrecht: Reidel, 1983. 213
- 29 Schussler M. In: Durney B R, Sofia S eds. *The Internal Solar Angular Velocity*, Dordrecht: Reidel, 1987, 303
- 30 Brandenburg A et al. *Astron. Astrophys.*, 1990, 232: 277
- 31 Brandenburg A et al. *Ap. J.*, 1995, 446: 741
- 32 Jennings R L. In: Tuominen I, Moss D, Rudiger G eds. *The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos*, Berlin: Springer-Verlag, 1991. 62
- 33 Parker E N. *Ap. J.*, 1993, 408: 707
- 34 Macgregor K B, Charbonneau P. *Ap. J.*, 1997, 486: 484
- 35 Charbonneau P, Macgregor K B. *Ap. J.*, 1997, 486: 502
- 36 Weiss N O, Cattaneo F, Jones C A. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 1984, 30: 305
- 37 Lin Y Z. *Astrophys. Reports*, 2000, 35: 47
- 38 林元章. *自然杂志*, 2000, 22: 328
- 39 Tong Y et al. *Astron. Astrophys.*, 1997, 317: 265

Researches on the Origin of Solar Activity (II): The Theories of Solar Dynamos

Lin Yuanzhang

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

Abstract

The Theories of various solar dynamos to explain the origin of solar activity are reviewed. The emphases are put on the theories of mean-field kinematic dynamos, including the mean-field α effect, the kinematic $\alpha\Omega$ dynamo and the migratory dynamo. Finally the researches on the MHD dynamo and other kinds of dynamos are briefly discussed.

Key words sun—solar activity—solar dynamo—origin of solar activity