

太阳物理学中的分形和混沌

环 遵 祥 吴 铭 蟾

(中国科学院云南天文台 昆明 650011)

摘 要

对非线性科学的两个重要分支：分形和混沌在太阳物理学中的应用情况作了综述。主要内容包括：太阳活动混沌性的揭示；对太阳活动混沌性的可能解释——太阳非线性发电机理论；一些太阳现象的分形描述；耀斑的自组织临界行为研究。最后给出了作者对这一领域工作前景的展望。

关键词 混沌现象 — 太阳：活动性 — 太阳：磁场 — 太阳：耀斑 — 发电机理论

1 引 言

非线性科学研究的历史可以追溯到 Poincare 时代对三体问题的研究^[1]。可是，由于非线性问题在数学处理上的复杂性，使其一直未能有太大的突破性进展。到了本世纪 70 年代，非线性科学得到了长足的发展。Mandelbrot^[2] 提出的分形概念，使人们对自然界中一大类具有自相似行为的复杂系统进行几何定量描述；Lorenz^[3] 开创性的工作使混沌研究真正成为一大热点。从 70 年代中期开始，关于分形和混沌的理论及应用研究发展十分迅速，比较起来，在应用研究方面所取得的成就更引人注目。虽然分形和混沌理论本身还未尽完善，但由于其本身具有的特点（处理自然界中广泛存在的复杂系统几何描述和动力学行为研究），使其迅速渗透到自然科学的各个领域。

天体物理所处理对象的复杂性，决定了分形及混沌理论应用的可行性，这方面工作已有综述，参见文献 [4, 5, 6]。在本文中不再对理论本身进行介绍，而是关注在太阳物理这一领域中的应用情况。我们看到，已经得到相当多的有趣结果。由于这一工作尚未成为太阳物理研究中的一个独立分支，而只是作为一种新的理论和方法引入，虽然深度尚显不足，但涉及的面已较广，在太阳活动性研究、太阳活动预报、耀斑动力学、磁场位形研究及耀斑能量触发机制研究中都已有所涉及。虽然有些结果尚存争议，但无疑分形和混沌理论在太阳物理中的应用使我们看到了一些全新思想的出现，并在太阳复杂现象研究中显示了独特之处。

2 太阳活动混沌性的揭示

太阳活动具有 11 年的准周期性，这在很长一段时期内是人所共知的事实。同时人们又已发现了许多不同于 11 年的准周期活动性以及非周期性的太阳活动行为。这种传统认为带有准周期性并兼有非周期性的太阳活动，目前被许多学者证实为既非周期也非准周期的，而是混沌的，并求出了表征太阳活动混沌性的各种吸引子维数，进而对传统活动预报方法提出了质疑。

1976 年 Eddy 发现了 Maunder 极小^[7]，显示出太阳并非具有完全的准周期性。70 年代中后期正是混沌理论出现并被广泛应用的时期。揭示这种准周期中带有非周期性行为的本质特征，自然使人们想到动力混沌性。在以后的 10 多年中，一系列工作证实了太阳活动混沌性确实存在。

首先是 11 年周期的倍周期的发现。Siscoe^[8]，Feynman^[9] 先后通过不同的方法得到太阳活动具有 88 年周期的结论。Sonett^[10] 发现了太阳活动 44 年周期。Damon^[11] 和 Sonett^[12] 通过分析 7000 年 C¹⁴ 数据发现了 175 年及 350 年周期。Feynman^[13] 讨论了太阳活动的倍周期分岔过程，将 88 年周期看成是 11 年周期的 3 分岔点。而 175 年及 350 年周期则相应于准 11 年周期的第 4 和第 5 个倍周期。以上工作揭示了太阳活动倍周期分岔的存在。

这些 4 分岔以上倍周期的存在，预示着此系统将有可能通过倍周期分岔方式进入混沌^[2]，研究也证实了这一点。1981 年 Ruzmaikin^[14] 首先将吸引子概念引入太阳周研究，以期解释太阳周在大时间尺度上的随机性（将在后面详述）。同时，Takens^[15] 提出了用时间延迟重构相空间求取吸引子维数的方法，它可将一维时间序列中隐含的多维信息展示出来，而太阳观测大多是针对某一物理量（如射电流量，黑子数等）随时间变化而得到的一维时间序列，因而利用一维时间数据序列研究太阳活动系统吸引子的动力学特征引起了广泛关注。

Ostayakov^[16] 等人通过一年及一个月的黑子 Wolf 数的平均值以及 C¹⁴ 序列数据分析，得到太阳活动吸引子维数分别是 3.3，4.3 和 4.7。在 Maunder 极小期，维数变得高达 8.0。而在 1792 年到 1928 年的灾变区，Wolf 月平均数产生的吸引子维数为 3.0。他们同时还确定了 Kolmogrov 熵 (K) 及第一阶的李指数 LE₁，清楚地表明了太阳活动行为是混沌的。这一工作将 Maunder 等几个极小活动期的特点定量表示出来，这就是在太阳活动极小年，吸引子维数特别高，而最大预测时间为： $T = -\log_2 \Delta h/k$ ，从信息论角度看， Δh 为初始信息精度， $k = dh/dt$ ， h 是可获取的信息，由此求出相应的 $T < 5$ 年。因而想要预测超过几年的太阳活动将是不可能的。

Gizatullma 等人^[17] 通过分析 4300BC—1950AD 的 C¹⁴ 数据，得到代表太阳活动动力系统的吸引子维数约为 3.0，他们同时还讨论了该吸引子轨道显示的磁场的长期不规则行为。开展类似工作的还有 Kurths，Mundt 等人，他们得到的结论均认定了太阳活动的混沌性，参见文献 [18-23]。

国内学者也开展了相应的研究。沈玫^[24] 等人考察了 1932—1982 年间逐日太阳黑子相对数的 9 日平均时间序列，分析了太阳黑子演变的动力学特征，发现太阳黑子是至少需要有 7 个独立变量来描述的复杂动力系统，并求出了相应的关联维数、二阶 Renyi 熵及最大的李指数。张勤^[25-27] 探讨了 10.7cm 射电流量月平均变化的动力行为，同时，对太阳黑子相对数月平均变化的研究表明，太阳黑子数月平均变化是一个复杂的低维混沌系统，其演化既非周期

也非准周期，而是混沌的。

以上工作从不同方面通过对不同数据的处理，得到太阳活动周是混沌演化的结论。这必然导致对活动性长期预报可信度的质疑。这就是说，太阳活动的长期演化行为将是不可预测的，而在可预报时间尺度内的短期预报是可信的，用数值方法准确预测太阳活动长期行为将无能为力。

虽然已有如此众多的工作支持上述结论，可是相反的观点仍然存在。Price 等人^[28]认为，上述作者用月平均或年平均黑子 Wolf 数求出的太阳周为一低维吸引子的结论并非真实，其理由主要认为复杂系统行为可由两种途径产生：一是具有很大自由度的随机系统；二是具有很小自由度的非线性系统。他们对未经平滑的原始数据的处理得到的结果与前述学者的结论有很大的不同。由此他们认为，到现在为止还没有足够的证据表明月（或年）平均黑子数序列是低维非线性混沌吸引子。

这样看来，太阳周活动性是大自由度随机系统还是有很小自由度的非线性系统，争论焦点在于弄清数据的平滑处理是否真的可行。

用一维时间序列数据重构相空间求系统吸引子维数的方法（一般称为“嵌入空间法”，简称 GP 法^[29]），虽在各学科中已被许多学者广泛采用，可是对其可信度一直在争论^[30,31]。GP 法提出后，Eckmann 等人认为，GP 法不会产生大于 $D_2 = 2 \log(n) / \log(1/\rho)$ 的维数，式中 n 为样本变量。在此前，Smith 等人^[32]指出在 5% 内的可信度下，计算一个非空集合的关联维数所要求的样本容量下限为 $N_{\min} > 42m$ ，其中 m 为不小于这个集的维数的最大整数。可以看到，Eckmann 的结果只能用来否定不正确的计算，而 Smith 的结果却有可能用来肯定正确的计算，因而是很重要的。但是，要满足 Smith 的样本容量限存在两方面的困难：一是在有限时间进程内难以取得如此完整、连续、大量的数据，特别对太阳活动更是如此；二是即使有足够的数量，也由于计算量的快速增加而难以实现。

因而，基于更精确完备的原始数据，探讨太阳周演化动力行为是否真的是一低维混沌吸引子的工作，仍将继续开展下去。因为这将直接影响我们采用怎样的方法进行太阳活动预报，并对预报结果的可信度进行判断。最近的工作参见文献 [33, 34]。

3 太阳非线性发电机理论^[100]

发电机理论目前已成为研究天体活动的一个重要领域，它首先从研究太阳磁场发展起来。太阳发电机理论所要研究的最根本问题在于解释太阳磁场如何产生并维持以及解释太阳磁场的变化行为。

3.1 经典太阳发电机理论简述

完整的发电机理论由下述磁感应方程及包含洛伦兹力的动量方程构成：

$$\begin{aligned} \partial \mathbf{B} / \partial t &= \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \\ \rho d\mathbf{V} / dt &= \nabla p - \rho \mathbf{g} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \end{aligned} \quad (1)$$

这里 \mathbf{B} 是磁场， \mathbf{V} 是等离子体速度， ρ 是密度， P 是压力， \mathbf{j} 代表电流， \mathbf{g} 是引力加速度， η 代表电阻率。

这一套方程的相互作用机制将使磁场达到一稳定状态。可是，通常要求出这一稳定状态

下的磁场解是十分困难的。若只考虑磁感应方程，这种方法通常称为“运动学发电机理论”或“经典发电机理论”。Cowling 于 1934 年^[35]首先将运动学发电机理论应用于太阳磁场解释。他得到一个著名的发电机不存在定理：一个轴对称系统不可能因带电流体的运动而维持该系统的磁场。其后有了更多的讨论，最重要的是 1954 年 Bullard^[36]证明了一个纬向运动（太阳自转）不可能支持发电机活动。

为解决 Cowling 的发电机不存在这一难题，1955 年 Parker^[37]提出了一个重要的概念： α -效应。他认为由于柯氏力的作用，太阳对流上升的带电流体将会出现旋转，在其冲击之下使磁力线向上突起并产生扭转，从而将纬向场变为经向场，由此 Parker 建立了一个对流胞网状效应模型，其结果是增加一个电场：

$$E_{\varphi} = \alpha B_{\varphi} \quad (2)$$

其中 α 为比例常数。由此可导出磁感应方程的经向场分量方程。

在 Parker 的 α 效应基础上，Krause^[38]等人对运动学发电机理论进行了详尽的研究，最早的基础性工作于 1966 年由 Steerbeck^[39]等人作出。他们考虑了一个稳定、均匀但各向异性的小尺度湍流运动，这样产生了小尺度上的涨落磁场 \mathbf{b} 及大尺度上的平均磁场 \mathbf{B}_0 ，总磁场为： $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ 并由此获得了平均场方程和涨落场方程。

其后的一系列工作均建立在此基础之上^[40,41,42]。这些理论都同时考虑了两个因素： α -效应和太阳的较差自转，因而将其统称为 α - ω 发电机理论。

上述这些理论有一个共同点，即都只考虑了磁感应方程而忽略了另一个重要因素：洛仑兹力。经典发电机理论近几十年来得到充分的发展，它解释了诸如太阳活动周等诸多问题，可是其局限性是显然的。由经典发电机理论可得到两种解：一种是周期或拟周期解；另一种是指数型的增长解。后一种解显然是不正确的，它是由于忽略了洛仑兹力作用的结果。另外，太阳活动的长周期及不规则变化（太阳活动混沌性）等，很难用经典发电机理论来加以解释。对经典发电机理论的详细介绍，可参见文献 [43]。

3.2 太阳非线性发电机理论

近十年来，人们意识到太阳活动的不规则变化只能由非线性调制和多模发电机来进行解释。因为在强磁场情况下，洛仑兹力能减小发电机活动产生磁场的的能力，使磁场和运动场在新的条件下达到平衡，即非线性稳定态。因而近几年的发电机理论工作基本上都是在磁流体动力学理论框架之下进行。这样，就必须求解一个 9 维的磁流体动力学方程组。要想获得精确解几乎是不可能的，因而只能求助于计算机求解。一般采用两种方法来进行求解：一是修正磁感应方程中的参数 \mathbf{V} 和 α ，采用截断形式，将非线性物理响应包括进去；二是直接进行数值模拟。下面重点介绍前一种方法及所取得的进展。

Ruzmaikin^[14]最早将混沌奇异吸引子与太阳活动性联系起来，Zeldovich 等人^[44]指出太阳活动的磁流体动力学混沌行为可以由非常简单的混沌发电机模型来加以解释。在经典的发电机方程组中，取 $\alpha = \alpha_0$ 为一常数值，即在弱磁场中可忽略洛仑兹力。当磁场较强时，洛仑兹力对小尺度湍流场的作用将越来越明显，这意味着 α 将发生变化而不再是一个常数。由于洛仑兹力总是抑制磁流体的运动，这样将减小湍流场的螺旋性，使 α 随磁场增加而减小。由此可断定 $\alpha = \alpha_0 f(B)$ ，其中 f 是单调下降函数。

Zeldovich 等将 α 取为如下形式:

$$\alpha = \alpha_0 - cB^2 \quad (3)$$

其中 c 为正常数。并考虑如下关系:

$$\partial\alpha/\partial t = f(\alpha, B \cdots) \quad (4)$$

其中 f 是待确定函数。

定义 $\xi = \alpha - \alpha_0$, Zeldovich 等假设 ξ 满足一个非常简单的方程形式:

$$\partial\xi/\partial t = -\xi/\tau_\alpha + AB_\varphi/4\pi\rho L^2 \quad (5)$$

这里 ρ 是密度, L 是对流层深度, τ_α 是调整时标, 它表征对流层中洛仑兹力减小 α 的程度及非线性反馈的极限时标。

Zeldovich 等人假设在场方程中包含空间非均匀项的影响粗略地由三个时标来表示: τ_φ 是纬向场扩散时标; τ_p 是经向场扩散时标; $\tau_\omega = 1/\omega$ 是 ω 效应的时标, ω 是太阳旋转频率。并由此得到三个一阶常微分方程组:

$$\begin{cases} \partial B_\varphi/\partial t = A\omega/L - B_\varphi/\tau_\varphi \\ \partial A/\partial t = \alpha_0 B_\varphi - \xi B_\varphi - A/\tau_p \\ \partial \xi/\partial t = -\xi/\tau_\alpha + AB_\varphi/4\pi\rho L^2 \end{cases} \quad (6)$$

通过做如下变换:

$$\begin{aligned} B &= B_\varphi (\sqrt{4\pi\rho L/\tau_p})^{-1}, \\ A' &= A (\sqrt{4\pi\rho L^2/\omega\tau_\varphi\tau_p})^{-1}, \\ C &= \xi (L/\omega\tau_\varphi\tau_p)^{-1}, \\ \bar{t} = t/\tau_p, \quad \alpha &= \tau_p/\tau_\alpha, \quad \nu = \tau_p/\tau_\alpha, \quad D = \alpha_0\omega\tau_p\tau_\varphi/L \end{aligned}$$

并将 A' 仍记为 A , 可得:

$$\begin{cases} \dot{A} = -A + DB - CB \\ \dot{B} = -\sigma B + \sigma A \\ \dot{C} = -\nu C + AB \end{cases}$$

该方程组与著名的 Lorenz 方程完全一致, 对该方程组有:

(1) 有定常解 $(A, B, C) = (0, 0, 0)$, 意味着太阳可以无磁场, 活动性消失。对小的发电机数 $D < 1$, 零解是稳定的;

(2) 当 $D > 1$, 出现两个解: $S_\pm = (\pm\nu(D-1)^{1/2}, \pm\nu(D-1)^{1/2}, D-1)$

Rabinovich^[45] 证实对确定的参数 σ, ν, D , 此系统轨道会很快及准周期地从 S_+ 附近移到 S_- 附近, 在此过程中有时会到达 0 附近, 并逗留较长时间, 点在 0 附近所呆时间 τ_m 为:

$$\tau_m = \nu^{-1}(D - D_{cr})$$

其中 D_{cr} 是 $\sigma \rightarrow 1, \nu \ll 1$ 时之值, $D_{cr} \approx 4(\sigma - 1)^{-1}$, Kleorin 等人^[46] 还求出小 ν 时关于 C 的一个近似解。

在使用方程组 (7) 时, 人们也许会解释说基本的 11 年周期可当成从 $S+$ 到 $S-$, 又从 $S-$ 到 $S+$ 。可以证实, S_{\pm} 的振荡相应于规则的太阳周有非线性畸变的情形; 从 $S+$ 到 $S-$ 本身具有 11 年周期, 而到达 0 附近后, 则会使太阳活动性产生停顿, 如 Maunder 极小的发生。作为初步估计, 可以假设非线性畸变频率等于以临界频率 $D = D_{cr}, \omega = 2\nu\sigma(\sigma + 1)(\sigma - 1 - \nu)$ 围绕 S_{\pm} 发展的极限环运动。可估计出周期的基本频率量级为: $P^{-1} \propto (\alpha D)^{1/2}$ 。而呆在 0 附近的时间决定于 ν 。为了能满足观测到的 Maunder 等极小, τ_m 被认为是较小的, 因而 τ_m 比 P 长, 即: $\omega^{-1} \ll P \ll \tau_m$, 如果 D 足够大或 D 与 D_{cr} 的差 ($D - D_{cr}$) 足够小, 上述不等式将是明显的。推测到达 0 点的统计平均时间将很长, 因而在规则周期中间歇的出现将是不规则及较少的, 正如观测事实一样。

Weiss 等人^[47]考虑了在基本的较差自转水平上的磁场作用, 而不是平均螺旋场, 得到如下方程组:

$$\begin{aligned}\dot{A} &= -A + DB \\ \dot{B} &= -B + iA - \omega A^*/2 \\ \dot{\omega} &= -\nu\omega - iAB\end{aligned}\quad (8)$$

其中 A, B 含义同上, A^* 是 A 的复数形式, ω 是太阳自转角速度, ν 和 D 是确定参数。

它是 Lorenz 系统的复杂扩展。对方程组 (8), 其定常解是 (0,0,0), 它对 $D < 2$ 稳定。第一个双分岔产生于 $D = 2$; 对 $D > 2$, 系统有确定的周期解:

$$B = |B|e^{ipt}, \quad A = |A|e^{i(pt+\varphi)}, \quad \omega = |\omega|e^{2ipt}\quad (9)$$

此周期解是六维相空间 (A, B, ω) 的极限环。在平面 ($\text{Re}A, \text{Re}B$) 上它有椭圆形式。在双分岔点后, 解变成有两个不同频率的双周期, 接着随 D 的增大, 产生三周期, 四周期... 在 $D \approx 7.68$ 时, 系统进入混沌。Weiss 所求出的发电机波周期解的 ω 值恰好是磁场的半周期, 这正好对应于太阳观测的一个事实: “环向振荡”的 11 年周期正好是太阳磁周期的一半。此模型能自然地再现 Maunder 极小等太阳活动的不规则调制, 这正是 Weiss 工作的最成功之处。其不足之处在于: 它不能描述活动区之间的相互作用、活动区飘移等全局性质。

Belvedere 等人^[48]改进了上述模型, 把原来仅考虑的局部区域扩大到场和流对纬度的依赖, 求得了周期、拟周期和脉冲的非线性发电波解。此模型的特点是能解释太阳磁场在太阳表面的变化。

除此之外, 对非线性发电机方程组作直接的数值模拟, 近期也得到不同程度的发展, 这里不再详述, 可参见 Meneguzzi^[49,50], Gilman^[51], Glatzmaier^[52,53] 等人的工作。

总之, 随着近年来计算机能力的提高, 太阳非线性发电机理论得到了很大发展。该理论在解决太阳周期不规则性^[54]及太阳黑子现象分析^[55]等方面都取得了明显的进展。非线性发电机理论中最引人注目的进展, 是将混沌理论引入发电机问题之中^[56]。Kurths^[57]最近用混沌理论作了三维磁流体动力学方程模拟及二维平均场模型的定性分析。其他工作可参见文献 [58],[59],[60]。虽然近 20 年来太阳非线性发电机理论取得了一定的进展, 但问题仍然不少。这主要是因为求解的方法无论怎样还是显得过于简单化。但随着观测的深入和计算机能力的提高, 以及混沌动力系统理论不断发展, 相信太阳非线性发电机理论的应用前景将十分广阔。

4 磁位形分形描述及耀斑自组织临界行为研究

磁场在太阳物理学中一直占据着特殊重要的地位。自从将磁能作为耀斑能量来源的提法得到普遍公认以来,对活动区精细磁场位形的探测即成为研究的一大热点。同时,耀斑释能的触发机制问题,一直是耀斑物理前沿课题之一。活动区磁场及耀斑释能方式反映出共同的特点:高度复杂性。而分形理论研究的正是对复杂现象的共性描述^[61],复杂系统自组织行为一定程度上带有广泛的普适性。将分形和自组织概念用于磁场及耀斑释能机制探讨,已取得一定进展。

4.1 磁元分形及分形磁流扩散

Spruit 等人^[62]和 Tarbell 等人^[63]证实了接近活动区的磁元分布是具有分数维 $D = 1.4 - 1.7$ 的分形分布,该分形分布存在的范围(即无标度区范围)可达 $0''.5 - 1000''$ 。这种分形分布显然属于随机分形,即自相似性是建立在统计意义之上的。

Shaughnessy 和 Proccaccia^[64,65]首先考虑了磁位形是分形分布的结果对活动区磁扩散的影响。他们推求了在 D 维分形体中的扩散几率密度 $P_D(r, t)$ 。Lawrence^[66]运用该结果对小尺度运动的磁流的研究表明,分形磁流扩散可以以分维 $D = 1.3 - 1.8$ 维发生,与二维扩散比较表明分形扩散将导致活动区磁流耗散水平提高 7% 到 35%。同时, Schrijver 和 Martin^[67]对一个衰减活动区中的小尺度磁元的直接观测证实了分形扩散正是以 $D = 1.3 - 1.8$ 维发生。

上述工作表明穿过太阳表面的磁元扩散事实上是分形的。Lawrence 的工作同时还指出,许多可应用于太阳现象的研究理论及方法,在其他物理领域其实早已存在。分形扩散更广泛的应用领域是化学扩散动力学极限方程 $A + B = 0$, 这些反应直接类似于太阳相反极性磁场的对消。这一类工作由 West 等人^[68]作了评述。由此我们可以更深刻体会到分形论描述不同学科领域的复杂现象共性这一特征。

此外,王华宁^[69]考虑了太阳活动区的磁场位形特征,得到活动区太阳光球纵向磁场分布并不满足分形布朗表面分布(non fractal Brownian surface),并指出复杂程度不同的活动区其磁场分布特征显著不同。

4.2 光球磁场的渗滤分形

固体物理理论揭示出,在相变临界点附近,各种宏观物理量与临界点关系密切,并表现出幂分布特征和微分发散现象。从微观上看,这起因于相关长度的发散,导致宏观物理量表现出微分发散特征。处于临界点的物质分布是典型的分形分布。渗滤(Percolation)是一个引起相变的简单的例子^[70]。而渗滤作为一种随机分形的典型现象,其研究越来越受到重视。近年来渗滤理论与分形几何联系日益密切,渗滤中的分形、分维及分形子日益引人注目。这其中,自相似性和无标度律仍是其主要特征。

将渗滤现象与太阳光球磁场位形研究联系起来的工作由 Balke^[71]作出。近年来对太阳高分辨率的观测使人们可以研究光球磁场和对流之间的相互作用的细节。这些研究表明这种相互作用引起磁场呈现高度结构化的图像^[72,73,74]。Balke 等人研究了这一无明显特征的活动区磁场复杂结构图形,通过分析 Sewdsh 天文台磁图,研究了磁元分布的几何性质,表明磁元在大至 $3''$ 范围内显示出自相似性。磁元分布分数维 $D_f = 1.54 \pm 0.05$, 此值与由渗滤理论求得的描述从束的分数维 $D_w = 1.56$ 十分吻合。此从束是由密度低于某临界值时在渗滤格子中随机填充而形成的,由观测得到的磁元的面积与随机格子束面积也吻合很好。观测性质与

随机填充束之间的极好相关性表明, 太阳磁流在至少 $3''$ 及可能更大尺度上是随机分布的。Balke 同时还指出, 若进行更小尺度的观测, 预期也有同样结果。Schrijver^[75] 也注意到了 D_f 与 D_w 的一致性。Wentzel 等人也开展了将磁活动区作为一种渗滤现象的研究, 他们设想太阳表面的磁活动区来自于发电机层的渗滤流^[76]。其他类似工作还可参见文献 [77]。

4.3 活动区自组织临界行为研究

Dennis^[78], Lin^[79] 等人的观测表明了硬 X 射线爆发耀斑的分布在质子峰值流量上是一种幂分布, 幂指数约为 1.8。Hudson^[80] 对太阳耀斑、微耀斑、纳耀斑及日冕加热过程作了讨论, 得到太阳耀斑随能量的发生率遵循幂分布特征: $dN/dE \propto E^{-\alpha}$, 观测测定 $\alpha \approx 1.8$ 。幂指数分布在太阳活动周内是独立的, 这表明导致幂分布的机理对日冕磁活动水平的高低并不敏感, 在单个耀斑过程与耀斑产率分布之间必然存在某种联系。

Parker, Sturrock 等人已提出过耀斑由许多小事件构成^[81,82] 以及日冕由许多小的非热事件加热^[83,84] 的思想。Low^[85] 也设想深入光球层的磁场的混乱运动将导致日冕层有许多电流片存在, 在日冕层中还有相应的磁场切向不连续性。如果磁能的释放过程有区域不稳定性, 它就将激发附近位置的磁能释放, 那么日冕磁场就有可能处于一种自组织临界状态。

正是基于这种思想, Edward 等人^[86] 提出了一种简单的日冕处于自组织临界态的晶格释能模型, 其结果与观测到的耀斑统计性质一致。在这一模型中, 认定所有大小的耀斑都是相同物理过程的表现, 而耀斑等级大小由重联事件的数目来决定。这种小尺度过程与因缘于自组织磁场位形的全日面耀斑统计特征之间的关系提供了一种了解未观测到的小尺度重联物理过程的方法。Edward 等人关于用由自组织临界态晶格模型解释日冕加热及磁能释放的工作仍在进行之中^[87]。

Nakagawa^[88] 考虑了类似的问题, 他得到的最主要结论仍是: 导致耀斑能量释放的动力学机制有明显的自组织临界性。将自组织临界性的概念用于理解黑子群面积及时间的变化的思想已由 Neff 等人提出^[89], 他们同时还探讨了双极黑子磁结构位形的时间变化模拟, 这些工作都还在继续进行之中。在这些工作的基础上, 文献 [90] 中给出了关于黑子本影形态及耀斑能量分形的初步探讨。

分形与混沌理论应用于太阳物理研究的一些最近的工作, 可参见文献 [91—93]。

5 展 望

非线性科学发展至今, 已形成了众多的分支学科, 分形和混沌是其中的两个重要方面。同时也形成许多研究非平衡、非线性问题的相关学科, 诸如耗散结构理论^[94]、突变理论^[95]、协同学^[96] 等。虽然理论本身还有许多未尽完善之处, 可是, 它们已在复杂现象探索过程中发挥了重要的作用。一个体系的复杂性反映在多个方面: 在热力学上, 它是远离热力学平衡态的; 在动力学上, 它反映出非周期性行为; 在几何形态上, 体现出不同于传统欧氏几何的特征 (绝对自相似分形、统计自相似分形、自仿射分形及多分形等); 在能量释放上, 伴随有突发性及平稳性相互共存的特点, 等等。同时, 系统本身又反映出协调统一的有序性, 即高度自组织的行为特点。

可见, 要想在太阳物理研究中综合如此众多方面于一体, 实在不是一件容易的事情。是通过本综述可以看到, 分形及混沌的引入, 确实产生了许多不同于以往的结果, 许多思想

是具有普遍意义的, 它并不囿于某一门特殊的学科领域。分形和混沌理论在太阳物理学中的应用目前尚处于起步阶段。其他自然科学领域, 如生物、地球物理、化学等领域业已形成比较规范的非线性研究体系^[97,98]。太阳物理学本身所研究对象的复杂性, 预示着分形、混沌等非线性科学必然有其广阔的应用前景。非线性理论的其他分支, 包括分岔理论和突变论在太阳物理中的应用情况, 可参阅 Martens 的综述文章^[99]。

参 考 文 献

- [1] Poincare H. Les methods nouvelles de la mecanique ce leste. Paries: Dover Press, 1957
- [2] Mandelbrot B B. Fractal, form, chance and dimension. [s.l.]: W.H.Freeman and Company, 1977
- [3] Lorenz E N. J.Atmos. Sic., 1963, 20: 130
- [4] Spiegel E A. Chaos in astrophysics. Dordrecht: Reidel, 1985
- [5] Heck A, Perdang J M eds. Applying fractals in astronomy. Lecture notes in physics. Berling: Springer-Verlag, 1991
- [6] Ferraz-mello S eds. Chaos, resonance and collective dynamical phenomena in the solar system, Proc. of IAU Symposium No.152, Angra dos reis, Brazil, 1991, Dordrecht: Kluwer, 1992
- [7] Eddy J A. Science, 1976, 192: 1189
- [8] Glessiberg W. Publ. Istanbul Univ. Obs., 1955, 57
- [9] Feynman J, Fougere P F. J.G.R., 1984, 89: 3023
- [10] Sonett G P. Geophys. Res. Letters., 1982, 9: 1313
- [11] Damon P E. In: Stephenson F R eds. Wolf dates in 10000 years, Dordrecht: Kluwer, 1988
- [12] Sonett G P. Nature, 1983, 306: 670
- [13] Feynman J, Gabriel S B. Solar Phys., 1990, 127: 393
- [14] Ruzmaikin A A. Comm. Astrophys., 1981, 9: 85
- [15] Takens F. Lecture Notes in Math., 1981, 989: 366
- [16] Ostayakov V M and Vsoskin I G. Solar Phys., 1990, 127: 405
- [17] Gizzatullma S M. Solar Phys., 1990, 127: 281
- [18] Casdagli M *et al.* In: Kim J, Stringer J eds. EPRI workshop on applications of chaos, Electric Power Research Institute, Palo Aito, Calif., 1991
- [19] Hogenson E A. J.Undergrad. Res.in Phys., 1992, 10: 57
- [20] Kapoor S G, Wu S M. J.G.R., 1982, 87: 9
- [21] King-Hele D G. Nature, 1963, 199: 226
- [22] kurths J, Ruzmaikin A A. Solar Phys., 1990, 126: 407
- [23] Mundt M D *et al.* J.G.R., 1991, 96: 1705
- [24] 沈 玫, 杨培才. 空间物理学报, 1990, 10: 1
- [25] 张 勤. 天体物理学报, 1993, 13: 61
- [26] 张 勤. 天体物理学报, 1995, 15: 84
- [27] 张 勤. 天文学报, 1994, 35: 27
- [28] Price C P, Prichard D, Hogenson E A. J.G.R., 1992, 97(A12): 19113
- [29] Grassberger P, Procaccia I. Phys. Rev. Lett., 1983, 50: 1265
- [30] 吴 元等. 见: 辛厚文主编. 分形理论及其应用. 合肥: 中国科技大学出版社, 1993. 429
- [31] 李后强. 见: 辛厚文主编. 分形理论及其应用. 合肥: 中国科技大学出版社, 1993. 1
- [32] Smith L A. Phys. Lett. A., 1988, 6, 133: 283
- [33] Shinich W. Solar Phys., 1995, 158: 365
- [34] Kremliovsky M N. Solar Phys., 1995, 159: 371
- [35] Cowling T G. M.N.R.A.S., 1934, 94: 39
- [36] Bullard E C, Gellman H. Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1954, A247: 213
- [37] Parker E N. Ap. J., 1955, 122: 293

- [38] Krause F, Rader K H. Mean-field MHD and dynamo theory. Oxford: Peramon, 1980
- [39] Stdeerbeck M, Krause F, Rader K H. Z. Naturforsch., 1966, 21: 369
- [40] Roberts P H. Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1972, A272: 663
- [41] Cowling T G. Magnetohydrodynamics. Bristol: Adam Hilger, 1976
- [42] Parker E N. Ap. J., 1975, 198: 205
- [43] Ruzmaikin A A, ZelDovich Ya B. In: Syunyaev ed. Soviet scientific reviews section E : Astrophysics and space physics reviews. 1983, 2: 333
- [44] Zeldovich Ya B, Ruzmaikin A A, Sokolff D D. Magnetic field in astrophysics. New York: Gordon and Breach, 1983
- [45] Rabinovich M I. USP. Fiz. Nauk, 1978, 125: 123(Sov. Phys. USP., 1979, 21: 443)
- [46] Kleeorin N I, Ruzmaikin A A. Magnetohydrodynamics, 1982, 18: 116
- [47] Weiss N O, Catlano F, Jones C A. Geophys. Astrophys Fluid Dyn., 1984, 30: 305
- [48] Belvedere G, Pidotella R M, Proctor M R E. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 1990, 51: 263
- [49] Meneguzzi M, Frisch V, Pouquet A. Phys. Rev. Lett., 1981, 47: 1060
- [50] Meneguzzi M, Pouquet A. J. Fluid Mech., 1989, 205: 297
- [51] Gilman P A. Ap. J. Suppl., 1983, 53: 243
- [52] Glatzmaier G A. J. Comp. Phys., 1984, 55: 461
- [53] Glatzmaier G A. Ap. J., 1985, 291: 300
- [54] Choudhuri A R. Astron. Astrophys., 1992, 253: 277
- [55] Gokhale M H et al. Solar Phys., 1992, 138: 35
- [56] Schmal Z G, Stix M. Astron. Astrophys., 1991, 245: 654
- [57] Kurths J et al. In: Krause F ed. The cosmic dynamo, Proc. of IAU Symp. No.157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 51
- [58] Vainshtein S L, ZelDovich Ya B. USP. Fiz(SSSR), 1972, 106: 431
- [59] Moffatt H K. Nature, 1989, 341: 285
- [60] Andrew P G. Nature, 1991, 350: 483
- [61] Mandelbrot B B. The fractal geometry of nature. [s.l.]: W.H.Freeman and Company, 1977
- [62] Spruit H C, Nordlund A, Title A M. Annu. Rev. Astron. Astrophys., 1990, 28: 263
- [63] Tarbell T D et al. Bull. Am. Astron. Soc., 1990, 22: 878
- [64] Shaughnessy B O, Procaccia I. Phys. Rev. Letters, 1985, 54: 455
- [65] Shaughnessy B O, Procaccia I. Phys. Rev., 1985, A32: 3073
- [66] Lawrence J K. Solar Phys., 1991, 135: 249
- [67] Schrijver L J, Martin S F. Solar Phys., 1990, 129: 95
- [68] West B J, Kopelman R, Lindenberg K. J. Stat. Phys., 1989, 54: 1429
- [69] Wang Huaning. In: Wang Jingxiu et al eds. Proceedings of the third China-Japan seminar on solar physics, Dunhuang, China, 1994, Beijing: IAP, 1995: 278
- [70] Stauffer P. Introduction to percolation theory. London: Taylor and Frances Ltd., 1985
- [71] Balke A C et al. Solar Phys., 1993, 143(2): 215
- [72] Sheeley N. Solar Phys., 1969, 9: 347
- [73] Ramsey H et al. Ap. J., 1977, 215: L41
- [74] Simon G et al. Ap. J., 1988, 327: 964
- [75] Schrijver C et al. Astron. Astrophys., 1992, 253: L1
- [76] Wentzel K P et al. Ap. J., 1992, 390: 280
- [77] Tang F et al. Solar Phys., 1984, 91: 75
- [78] Dennis B. Solar Phys., 1985, 100: 465
- [79] Lin R P et al. Ap. J., 1984, 87: 58
- [80] Hudson H S. Solar Phys., 1991, 133: 357
- [81] Parker E N. Solar Phys., 1989, 121: 271
- [82] Sturrock P A et al. Solar Phys., 1984, 94: 341
- [83] Parker E E. Ap. J., 1988, 330: 474

- [81] Sturrock P A *et al.* *Ap. J.*, 1989, 356: L31
- [85] Low B C. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1990, 28: 491
- [86] Edward T Lu, Russell J H. *Ap. J.*, 1991, 380: L89
- [87] Edward T Lu. In: *The 185th AAS Meeting-Tucson, Abstract, Arizona, 1995: 1472*
- [88] Nakagawa Y. In: Harold Zirin *et al* eds. *The magnetic and velocity fields of solar active regions*, ASP Conference Series 46, Beijing, 1992, San Francisco: ASP 1993: 369
- [89] Neff J S. In: *The 185th AAS Meeting-Tucson, Arizona, Abstract, 1995: 1464*
- [90] Huan Zunxiang, Wu Mingchan. In: Wang Jingxiu *et al* eds. *Proceedings of the third China-Japan seminar on solar physics*, Dunhuang, China, 1994, Beijing: IAP, 1995: 284
- [91] Polygiannakis J M, Moussas X, Sonett C P. *Solar Phys.*, 1996, 163: 193
- [92] Shinichi W. *Solar Phys.*, 1996, 163: 259
- [93] Shinichi W. *Solar Phys.*, 1996, 163: 371
- [94] Nicolis G, Prigogine I. *Self-organization in nonequilibrium system*. New York: Wiley, 1977
- [95] Thom R. *Structural stability and morphogenesis*. New York: Benjamin-Addison Wesley, 1975
- [96] Haken H. *Synergetics: an introduction*. Berlin: Springer, 1978
- [97] 陈颢等著. 分形和混沌在地球物理学中的应用. 北京: 学术期刊出版社, 1989
- [98] 李后强, 汪富泉. 分形理论及其在分子科学中的应用. 北京: 科学出版社, 1993
- [99] Martens P C H. *Phys. Rep.*, 1984, 115: 315
- [100] 董 彝, 苏 扬, 李启斌. *天文学进展*, 1995, 13: 112

(责任编辑 舒似竹)

The Fractal and Chaos in Solar Physics

Huan Zunxiang Wu Mingchan

(Yunnan Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Science, Kunming 650011)

Abstract

The important results of the application of fractal and chaos theory in solar physics are given in this paper. The main contents are: the revealing of the chaotic solar activity; the solar nonlinear dynamo theory; the fractal description of the solar magnetic field and the research of the self-organized criticality of the energy releasing manner in solar flares. Finally, we give the forecasting of such application in future.

Key words Chaotic phenomena—Sun: activity—Sun: magnetic fields—Sun: flares—dynamo theory