



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

太阳表面磁通量转移与太阳大尺度磁场演化

作者姓名: 王子凡

指导教师: 汪景琇 院士

中国科学院大学

中国科学院国家天文台

学位类别: 理学博士

学科专业: 天体物理

培养单位: 中国科学院国家天文台

2023 年 6 月

Surface Flux Transport and The Large-scale Magnetic Field
Evolution of The Sun

A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Astrophysics

By

Wang Zifan

Supervisor: Academician Wang Jingxiu

National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences

June, 2023

中国科学院大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。承诺除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体享有著作权的研究成果，未在以往任何学位申请中全部或部分提交。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人或集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院大学有关收集、保存和使用学位论文的规定，即中国科学院大学有权按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则，保留并向国家指定或中国科学院指定机构送交学位论文的电子版和印刷版文件，且电子版与印刷版内容应完全相同，允许该论文被检索、查阅和借阅，公布本学位论文的全部或部分内容，可以采用扫描、影印、缩印等复制手段以及其他法律许可的方式保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘 要

太阳表面的磁通量转移过程,与太阳活动周、太阳发电机模型、太阳开放磁场和快速太阳风等研究领域有着紧密的联系。表面磁通量转移过程主要描述了太阳活动区浮现之后,在表面的大尺度流场和小尺度湍动的影响下,其磁通量在太阳表面发生的移动、扩散、对消等过程。表面磁通量转移的观测研究以太阳黑子观测,太阳磁场观测,和太阳表面与内部速度场的观测为基础。表面磁通量转移过程是 Babcock-Leighton 型太阳发电机过程中,由环向磁场产生极向磁场的关键部分,它决定着极区磁场的演化,并影响下一个太阳周的太阳磁场与太阳活动强度。同时,极区磁场的变化也决定了太阳开放磁场、快速太阳风、行星际磁场等重要特征。表面磁通量转移过程可以通过唯像运动学模型进行数值模拟。准确理解太阳表面磁通量转移过程,对再现和预测活动区时标和活动周时标的大尺度磁场演化有着重要意义。

在本篇学位论文中,我们描述了对太阳表面磁通量转移过程的观测、模拟、理论分析与统计研究。我们通过表面磁通量转移数值模拟,首次定量描述了前人观测得到的太阳表面复杂活动集合体产生强向极区磁通量流的过程,揭示了这种环向磁场的集中浮现在太阳活动周演化中的主导作用。我们首次提出了普遍适用的代数学方法来描述活动区对太阳活动周演化的贡献;这种方法能够准确地反映活动区磁场位形对太阳活动极小年极区磁场的影响。我们引入统计方法,首次定量描述了太阳表面向极区磁通量转移的非均匀性,得到了第 21-24 太阳活动周的向极磁通量转移存在显著非均匀性的结论,这支持了复杂活动集合体产生强向极磁通量流这一结论。我们的研究从不同角度揭示了活动区不同特性对太阳大尺度磁场演化的贡献。

活动区磁通量向极区转移,往往不是均匀的,而是以磁通量流的方式呈现于表面磁场的时间-纬度图样上的。在观测上,人们发现强磁通量流与活动区集中浮现形成的复杂活动集合体有关,并会导致相对剧烈的极区磁场反转。这种物理联系,需要通过数值模拟进行验证,并量化这种强磁通量流的具体贡献。我们从观测和数值模拟分析了第 24 太阳活动周南半球最显著的向极磁通量流。我们发现这个“超磁通量流”主要由长时间存在的复杂活动集合体产生,对第 24 太阳周后半程的极区磁场演化起到了主导和决定性作用。如果没有这些复杂活动集合体产生的强磁通量流,极区磁场将不可能发生极性反转,从而可能在接下来的活动周演化中产生类似蒙德极小期的情况。我们定量描述了这种超磁通量流对极区磁场的决定性贡献,为观测中得到的磁通量流与极区磁场的关系提供了重要的证据。

活动区磁场对大尺度磁场演化的贡献,可以通过代数学的方法加以描述。在前人的研究中,通过模拟与理论分析得到了根据活动区参数得到其对极小年极区磁场贡献的代数学方法。但是这种方法局限于固定的活动区磁场位形。随着模

拟研究的发展,人们发现活动区的磁场位形对表面磁通量转移有显著的影响,有必要给出具有普遍性的解析描述。因此,我们提出了一种新的可普遍适用的代数学方法来量化太阳活动区对太阳活动极小年极区磁场的贡献,进而预报对下一个太阳周活动强度的贡献。数值模拟发现,这种方法对不同磁场位形的活动区都能准确计算其对极区磁场的贡献;而前人的方法作为这个方法的特例,只能准确地描述一类标准磁场位形的活动区的贡献。我们的代数学方法提供了一种便捷、准确的量化活动区对大尺度磁场演化贡献的方法,作为数值模拟的替代。

向极磁通量流,体现着向极区磁通量转移的非均匀性。这种非均匀性的强弱的量化,最终需要使用统计方法来实现。我们将一种科学上广泛运用的统计方法,首次引入太阳表面磁通量转移的研究。我们分析中高纬度磁场出现的频率分布,考察峰度这一反映分布中极端值(分布的尾部)的统计量,来量化分布的非高斯性。非高斯性对应着活动区分布对随机分布的偏离,也对应着磁通量转移过程中磁场的磁通量密度显著强于平均值的程度。我们将这种方法应用于第 21-24 太阳周的 WSO, NSO, MWO, 和 HMI 磁场观测。总体而言,不同数据来源的观测结果均显示出第 21-24 太阳周具有显著的统计意义上的非均匀性。对于具体的太阳周,其结果与太阳周特性与观测数据来源有关。第 24 太阳周南半球的结果一致呈现出最大的非均匀性,这与此前的观测模拟研究结果一致。显著的非均匀性意味着活动区的分布存在着非随机的特性,这也支持了复杂活动集合体产生强磁通量流的观点。

我们通过观测与模拟、理论推导和统计方法等不同角度,综合诠释了活动区自身特性与活动区分布特性对大尺度磁场演化的影响。同时,磁浮现过程是表面磁通量转移中磁通量的源头,这需要通过辐射磁流体力学的观测、理论与数值模拟来得到充分理解。我们开展了小尺度磁浮现过程的数值模拟,作为未来复杂磁场位形产生与演化相关研究的初步基础。

关键词: 太阳磁场, 太阳活动周, 太阳活动区

Abstract

Surface flux transport on the Sun is closely related to solar cycle development, solar dynamo models, solar open magnetic field and fast solar wind, etc. The surface flux transport process describes the evolution of an active region after its emergence, including the advection, diffusion, and cancellation of flux on the surface, under the influence of large scale flows and turbulent motions. It is based on the observations of sunspots, surface magnetic field, surface and subsurface velocity fields. It is a crucial component in the generation of poloidal magnetic field from toroidal magnetic field in Babcock-Leighton type dynamos. It determines the polar field evolution, and in turn affects the strength of solar activity during the next solar cycle. Meanwhile, the polar field also determines the open magnetic field, fast wind, and interplanetary fields. Surface flux transport can be simulated with an empirical kinematic model. Thorough understanding of surface flux transport processes, and simulating large-scale field evolution at active region and solar cycle time scales is of vital importance.

In this thesis, we describe our observation, simulation, theoretical analysis, and statistical study on the surface flux transport of the Sun. Using surface flux transport simulations, we provide the first quantified description of activity complexes generating a prominent poleward surge, revealing the dominating role of the concentrated emergence of the toroidal magnetic field to the solar cycle development. We first propose a generalized algebraic method to quantify the contribution of an active region to the solar cycle development, accurately evaluating the influence of active region magnetic field configurations to the polar field at the solar cycle minimum. We provide the first quantification of the nonuniformity of poleward flux transport by adapting a statistical method, and find that the poleward flux transport during solar cycles 21-24 is significantly nonuniform, supporting the conclusion that activity complexes form prominent poleward surges. Our results reveal the influence of different active region properties to the solar large-scale magnetic field from a variety of perspectives.

The transport of active region flux to the pole is usually not uniform, but in the form of poleward surges seen in time-latitude diagrams of surface field. As shown by observations, strong surges are associated with activity complexes where active regions emerge in proximity, and cause violent polar field reversal. It is needed to confirm this physical relationship with simulations, and to quantify the contribution of such strong poleward surges to the polar field. We observe and simulate the evolution of a prominent surge during solar cycle 24 on the southern hemisphere. We find that this super surge majorly originates from long-lasting activity complexes, and plays a determining role in the polar field evolution during the latter half of cycle 24. Without this super surge

originating from activity complexes, the polar field would not reverse, and the solar cycle development would experience a Maunder minimum-like period. We quantify the dominating contribution of the super surge to the polar field, which provides valuable evidence to the observed surge-polar field relationship.

The contribution of active regions to the large-scale field can be quantified by algebraic methods. Previously, an algebraic method quantifying active region's contribution to the polar field at cycle minimum from its parameters is obtained from simulations and theoretical studies. However, this method is restricted in terms of active region magnetic configurations. As the simulation develops, people have recognized the important influence of active region magnetic configurations to surface flux transport, which requires a generalized analytic explanation. Hence, we provide a generalized method to quantify the active region contribution to the polar field at cycle minimum, and thus the strength of solar activity during the next cycle. Our simulations show that the generalized method is capable of providing accurate polar field contributions regardless of different active region magnetic configurations, while the previous method, as its special case, can only accurately calculate the contributions of active regions with standard configurations. Our generalized algebraic method provides a swift and reliable alternative of numerical simulations to quantify active region contributions to the large-scale field.

Poleward surges are manifests of the nonuniformity of poleward flux transport. This nonuniformity needs to be quantified statistically. For the first time, we apply a widely utilized statistical method to the study of surface flux transport. We analyze the frequency distribution of the occurrence of magnetic field flux density, describing its non-Gaussianity with kurtosis, which evaluates the tailedness of the distribution. Non-Gaussian distribution indicates nonrandom active region emergence, and more prominent strong fields deviating from the mean value during the poleward flux transport. We apply the statistical method to solar cycles 21-24 by analyzing WSO, NSO, MWO, and HMI observations. Generally, cycles 21-24 show statistically significant nonuniformity for all of the data sources. As for individual cycles, the results vary for different cycles and data sources. The southern hemisphere of cycle 24 shows agreed largest nonuniformity, further confirming our previous work. The significant nonuniformity of poleward flux transport originates from the nonrandomness of active regions, which favors the activity complexes origin of poleward surges.

By observations, simulations, theoretical study, and statistical analysis, we have established a comprehensive understanding of how different properties of the active regions themselves and their emergence tendency would affect the large-scale field evolution. Meanwhile, since the magnetic flux source of the surface flux transport is the flux emergence process, which is needed to be fully understood by radiative magne-

to hydrodynamics observations, theoretical study, and simulations, we also carry out small-scale emergence simulations to build a preliminary foundation of future study on complex magnetic configuration formation and evolution.

Key Words: Solar magnetic field, solar cycle, solar active region

目 录

第 1 章 太阳表面磁通量转移 (SFT) 综述	1
1.1 太阳发电机理论与 SFT 模型的观测基础	1
1.1.1 太阳黑子观测与太阳活动区磁场	1
1.1.2 太阳全日面磁场观测与表面磁通量转移	2
1.1.3 太阳表面与内部的等离子体运动	5
1.2 太阳全球发电机理论	6
1.2.1 平均场发电机理论	7
1.2.2 Babcock-Leighton 机制与磁通量转移发电机	9
1.3 SFT 模型与磁通量转移发电机的重要成果与现状	12
1.3.1 活动区对太阳大尺度磁场与活动周演化的作用	12
1.3.2 太阳活动周演化的可预测性	15
1.3.3 极区磁场与太阳开放磁场, 高速太阳风	17
1.3.4 基于物理模型的第 25 太阳周预报	18
1.4 本文关注的表面磁通量转移问题	19
第 2 章 复杂活动集合体与第 24 太阳周的向极超磁通量流	21
2.1 引言	21
2.2 CR2145-2159 的活动区	22
2.2.1 活动区识别方法	22
2.2.2 活动区识别结果	24
2.3 数据驱动的 SFT 模型	28
2.3.1 模型描述	28
2.3.2 SFT 源项	28
2.3.3 可靠性验证	29
2.4 模拟结果	29
2.4.1 向极磁通量流的总体特征	29
2.4.2 复杂活动集合体中活动区的演化性质	30
2.5 讨论与结论	36
第 3 章 活动区对太阳活动周演化贡献的代数学定量方法	37
3.1 代数学方法的数学推导	37
3.2 用以验证代数学方法的 SFT 模拟	39
3.3 使用 SFT 模拟验证普遍适用的代数学方法	40

3.3.1 实际观测活动区的验证	40
3.3.2 人为制造活动区的验证	41
3.4 讨论与总结	44
第 4 章 太阳表面向极磁通量转移非均匀性的统计分析	45
4.1 引言	45
4.2 分析方法	46
4.2.1 量化向极磁通量转移非均匀性的统计方法	46
4.2.2 通过 SFT 模型验证统计分析方法	47
4.3 对第 21-24 太阳周观测数据的统计分析	50
4.4 讨论与总结	55
第 5 章 总结与未来研究展望	57
5.1 已解决的问题与提出的问题	57
5.2 未来的研究	59
5.2.1 基于 SFT 模型和磁通量转移发电机的大尺度磁场演化研究	59
5.2.2 基于辐射磁流体力学数值模拟的磁浮现研究——以瞬现区尺度 磁浮现为例	59
参考文献	65
致谢	77
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果	79

图目录

图 1-1	不同数据来源的磁蝴蝶图	4
图 1-2	不同类型活动区的磁场结构示意	14
图 2-1	HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) 观测得到的第 24 太阳周磁蝴蝶图	22
图 2-2	活动区在综合磁图上的识别	25
图 2-3	识别的活动区的参数	26
图 2-4	CR2145-CR2159 堆叠磁图	27
图 2-5	模拟的磁蝴蝶图	31
图 2-6	极区磁场演化	32
图 2-7	不同纬度的纬度平均磁场	33
图 2-8	AC 中部分活动区的演化	35
图 3-1	代数方法得到的最终偶极矩与 SFT 模拟结果的比较	41
图 3-2	最终与初始偶极矩之比 D_f/D_i	42
图 3-3	最终与初始偶极矩之比 D_f/D_i , 对人为制造的活动区	43
图 3-4	代数方法得到的最终偶极矩与 SFT 模拟结果的比较, 对人为制造的活动区	43
图 4-1	SFT 模拟对统计方法的检验	49
图 4-2	WSO 观测得到的第 21-24 太阳周不同纬度的磁场强度频率分布	54
图 5-1	磁浮现模拟的初值条件	61
图 5-2	磁浮现过程的时间演化	62
图 5-3	磁浮现的表面磁场和 AIA171Å 演化	62
图 5-4	表面水平方根均速率	63
图 5-5	不同波段合成 AIA 图像的积分	64

表目录

表 2-1	AR12222 在标准参数组及其变体下得到的参数	23
表 2-2	AR12192 在 CR2156 和 CR2157 的参数	24
表 2-3	AC 中部分活动区参数	32
表 4-1	模拟的向极磁通量转移频率分布的各阶中心距	50
表 4-2	WSO 观测的 21-24 太阳周磁场频率分布峰度	51
表 4-3	NSO 观测的 21-24 太阳周磁场频率分布峰度	52
表 4-4	MWO 观测的 21-23 太阳周磁场频率分布峰度	52

表 4-5	HMI 观测的 24 太阳周磁场频率分布峰度	52
表 4-6	WSO, NSO, MWO 观测的向极磁通量转移的磁场频率分布的 中心距	55

符号列表

字符

Symbol	Description	Unit
$\mathbf{B}$	magnetic field	G
$\hat{e}_r, \hat{e}_\theta, \hat{e}_\phi$	unit vectors in spherical coordinates	1
λ	latitude	1
Re_m	magnetic Reynolds number	1
η	magnetic diffusivity	$\text{km}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
ε	turbulent electromotive force	$\text{G} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$
η_T	turbulent diffusivity	$\text{km}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
α	alpha effect	$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$
γ	turbulent pumping	$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$
Ω	differential rotation	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
v_θ	meridional circulation	$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$
$R_\odot$	solar radius	cm
$S(r, \theta, \phi)$	SFT source	$\text{G} \cdot \text{s}^{-1}$
D_i	Initial dipole moment	G
D_f	Final dipole moment	G

算子

Symbol	Description
∇	gradient operator
$\langle \rangle$	latitudinal average

缩写

AC	Activity complex
AIA	Atmospheric Imaging Assembly
AR	Active region
B-L	Babcock-Leighton
BMR	Bipolar magnetic region
CR	Carrington rotation
HMI	Helioseismic Magnetic Imager

MWO	Mount Wilson Observatory
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
NSO	National Solar Observatory
SDO	Solar Dynamics Observatory
SEK	Standard error of kurtosis
SFT	Surface flux transport
UMR	Unipolar magnetic region

第 1 章 太阳表面磁通量转移 (SFT) 综述

太阳表面磁通量转移 (Surface Flux Transport, SFT), 是太阳大尺度磁场演化的重要部分。SFT 模型以太阳表面黑子观测, 太阳表面磁场观测, 以及太阳表面速度场观测等观测研究为基础。作为一类有充分观测基础的模型, SFT 是太阳发电机理论中的一个可靠的组成部分, 为太阳发电机模型提供重要的观测检验, 对理解太阳活动周的演化与活动周预报有重要意义。与此同时, SFT 模型从数值模拟方法重构太阳表面大尺度磁场, 特别是极区磁场演化的能力, 对于理解太阳开放磁场与行星际磁场等的演化有显著的意义。本章中我们从 SFT 模型与太阳发电机理论的观测基础, 太阳发电机理论的发展, 和 SFT 模型的发展、现状及目前的问题, 引出我们的 SFT 研究内容。

1.1 太阳发电机理论与 SFT 模型的观测基础

1.1.1 太阳黑子观测与太阳活动区磁场

太阳全球发电机理论的主要目的是解释太阳活动周的演化规律。太阳黑子的 11 年周期最早由 Schwabe (1844, 1849) 从观测中提出, 并随着后续的黑子观测研究, 逐渐形成了太阳活动周演化的一般规律, 这些规律在太阳黑子随时间的纬度分布图, 即蝴蝶图中, 有着显著的体现 (Maunder, 1904)。以黑子数为太阳活动周强度的标志, 可以区分出活动极小年, 活动周的上升, 峰值和下降到下一个极小年等。

太阳黑子在太阳表面的浮现服从 Spörer 定律 (Carrington, 1858; Spörer, 1879; Maunder, 1904)。黑子的浮现集中在低纬度区域, 并且随着活动周的进程, 浮现纬度逐渐降低, 形成蝴蝶图中的“翅膀”形状。在下一个活动周开始时, 活动区的浮现重新从较高的纬度开始。

对太阳黑子的磁场观测表明, 太阳黑子的磁场极性服从 Hale 定律 (Hale et al., 1919)。Hale 等通过 Zeeman 效应首次观测到太阳黑子中存在 1kG 量级的磁场, 并通过黑子磁场的极性, 对黑子进行了归类。其中, 具有双极磁场的黑子群, 其相对于太阳自转方向的前导和后随黑子的极性相反。在相同半球的前导与后随极性的黑子群服从相同的正负极性规律, 而与另一个半球相反。在相邻两个太阳活动周中, 黑子群极性规律相反。因此, 太阳活动周被认为拥有 22 年的磁周期。太阳黑子作为太阳表面强磁场集中的区域, 是太阳活动集中产生的区域, 也称为活动区 (active region), 与宁静区相对应。

太阳黑子群中, 双极磁场服从 Joy 定律 (Hale et al., 1919)。从统计分析得出, 以磁通量的重心平均计算, 前导极性相对于后随极性更靠近赤道, 因此, 磁通量重心连线相对于纬度方向有一个倾角。对于更高纬度浮现的活动区, 其倾角通常更大。后续的基于太阳白光像的黑子观测研究 (Howard, 1991b; Sivaraman et al.,

1999, 2007), 以及基于日面磁场观测的研究 (Wang et al., 1989a; Howard, 1991a; Tian et al., 1999) 等, 皆证明 Joy 定律对于太阳活动周中的黑子倾角的普遍性, 同时也都提出 Joy 定律存在较大散布, 即黑子倾角除了与纬度相关之外, 还包括较大的随机性。

太阳活动区的分布除了纬度特征外, 还存在着经度分布特征。活动区的分布有在一定时间、纬度和经度集中的倾向 (van Driel-Gesztelyi et al., 1992; Harvey et al., 1993)。Gaizauskas et al. (1983) 观测了一系列活动区浮现的过程, 发现了一组在一定区域内存在着几个太阳自转周之内持续不断地浮现的活动区, 这些活动区被其成为复杂活动集合体 (activity complex, AC)。这个概念与Castenmiller et al. (1986) 通过观测提出的黑子穴 (sunspot nest) 的概念相符。Castenmiller 等的观测表示, 至少 30% 的活动区存在集中浮现的倾向。Spörer 的早期观测 (Spörer, 1879) 也提出过类似的“活动经度”概念。AC 数量在太阳活动周中的演化规律与太阳黑子数演化规律相一致 (Yazev, 2015), 因此, AC 反映了活动区的一个普遍特征。

以太阳黑子数所表示的活动性强度演化也与活动周的性质有关。比如, Waldmeier 效应 (Waldmeier, 1935) 反映了观测上, 更强的太阳活动周活动性上升到峰值的时间更短的规律。近年来的观测研究也得出一个与之相关的规律, 即更强的太阳活动周, 活动性上升速率更大 (Cameron et al., 2008)。这个效应也被Karak et al. (2011) 区分为 Waldmeier 效应 2。这两个相互关联的效应同样是理解太阳活动周演化和太阳发电机理论需要解决的重要效应。

太阳活动性除了 11 年黑子周期之外, 也存在着更长时间尺度的变化, 比如在数个太阳活动周之内显著的活动性偏高或者偏低。其中, 1645 至 1715 年之间长约 70 年的蒙德极小期是一个最引人关注的事件 (参见 Eddy, 1976)。在这个约 70 年的时段内几乎没有黑子出现, 这与通常的太阳活动周的一般规律很不一致。如何让太阳活动性从一般的周期性变化, 进入蒙德极小期类似的状态, 而后能脱离这种状态重新回到通常的周期性变化, 是一个太阳发电机理论需要解决的问题。

前文所列举的观测规律主要是从黑子纪录, 和黑子的白光像与磁场等观测得到的结果中总结出来的描述活动区自身性质, 活动区分布性质, 和活动周演化性质的规律。这些规律是太阳发电机理论的约束条件。同时, 除了黑子纪录与活动区磁场, 活动区衰减之后的磁场以及极区磁场等观测, 也对太阳发电机理论提出了重要的约束, 将在接下来的小节进行概述。

1.1.2 太阳全日面磁场观测与表面磁通量转移

除了黑子纪录和活动区磁场观测, 活动区之外的磁场观测对于理解太阳活动周演化也有重要意义。活动区之外的弱磁场观测, 最早的尝试是 Mount Wilson Observatory (MWO), 由Hale et al. (1933) 开展的。随着 MWO 的太阳磁像仪的完善 (Babcock, 1953), 开始逐渐产生了对衰减后活动区的观测和极区磁场观测。

Babcock et al. (1955) 的磁场观测发现, 在活动区所分布的低纬度, 磁场以双极磁场区域 (bipolar magnetic regions, BMRs) 为主, 这与Hale et al. (1919) 的黑子磁场观测一致。同时, Babcock 和 Babcock 也发现了太阳表面的单极磁场区域 (unipolar magnetic regions, UMRs), 推测为 BMR 衰减产生的。Babcock (1959) 的极区磁场观测则发现, 极区磁场在活动周极小年最大, 在活动周上升段逐渐减小, 而在活动周极大年附近发生反转, 随后在与起始相反的极性方向增大。

活动区磁场衰减之后的演化, 与极区磁场演化有密切的关系。Bumba et al. (1965) 分析 MWO 的磁场观测指出, 活动区磁场在太阳表面呈现出扩散, 衰减, 拉伸等表观运动。相同极性的磁场之间存在相互靠近的倾向。相互靠近的活动区磁场, 即Gaizauskas et al. (1983) 所描述的 AC 的磁场之间发生相互作用, 可以形成大面积的 UMR, 这些 UMR 的后续演化则可以对极区磁场产生影响。这些得到了后续的Stenflo (1972); Eddy (1976) 观测研究的验证。

在太阳表面大尺度磁场研究中, 往往使用综合磁图 (Synoptic maps/charts), 如上述Bumba et al. (1965) 的研究。综合磁图是通过一个太阳自转周之内, 不同时刻经过日面中心纬线的观测拼合而成的整个球面的磁场分布图, 它可以直观反映太阳自转周这个时间分辨率的日面磁场演化规律。

随着日面磁场观测精度的提高, 更细节磁场演化规律也随之被发现。Howard et al. (1981) 通过改进的 MWO 观测, 明确提出了由活动区低纬度产生的间歇的向极区的磁通量转移, 构建了极区磁场的演化, 特别是极区磁场在活动周中的极性反转。同时, Howard 等也指出, 太阳表面的大尺度磁场基本以垂直于太阳表面的分量为主。Wang et al. (1989b) 比较了 MWO, National Solar Observatory/Kitt Peak (NSO), 和 Wilcox Solar Observatory (WSO) 第 21 活动周的太阳磁场观测, 进一步肯定了上述规律。Wang et al. (1989b) 通过将不同时间的太阳表面磁场观测按照纬度平均, 得到磁场分布的纬度-时间图像, 这种图像被称为磁蝴蝶图。活动区磁场在太阳表面演化, 前导极性向赤道扩散, 与另一个半球的磁性相互抵消, 而后随极性则向极区迁移, 贡献于极区磁场, 使极区磁场在活动周中发生反转, 并构成极小年的极区磁场。这种来自活动区的磁通量向极区迁移不是均匀的, 而是间歇的, 集中在某些时段, 与前文描述的结果一致。这种非均匀的向极磁通量转移, 被Wang et al. (1989b) 称为向极磁通量流 (poleward surge)。

图1-1展示了由 WSO, NSO, 和 MWO 磁场观测所生成的太阳表面径向磁场的纬度-时间分布图, 即磁蝴蝶图。WSO 和 NSO 对应的时间为 21-24 太阳活动周, 而 MWO 对应的时间为 21-23 太阳活动周。不同数据来源的磁场呈现出一致的日面大尺度磁场演化规律, 符合前文中根据第 21 太阳活动周的观测得到的结论。图中所示, 在低纬度的活动带中 (约南北 30° 纬度之间), 斑点状的强磁场区域对应着活动区, 其分布在活动周之内满足随着时间向更低纬度延伸的 Spörer 定律。在活动周开始的时候, 极区磁场最强, 在活动周期间因为活动区磁场的后随极性迁移而反转。由活动带向极区延伸的向极磁通量流是活动区磁通量迁移的主要形式, 其极性以 Hale 定量所表述的后随极性为主。极性反转往往与磁场

更强，持续时间更长的向极磁通量流密切相关。比如，图中 2014 年南半球产生了一个第 24 太阳活动周期间最强的向极磁通量流，导致了南半球极区磁场的反转。

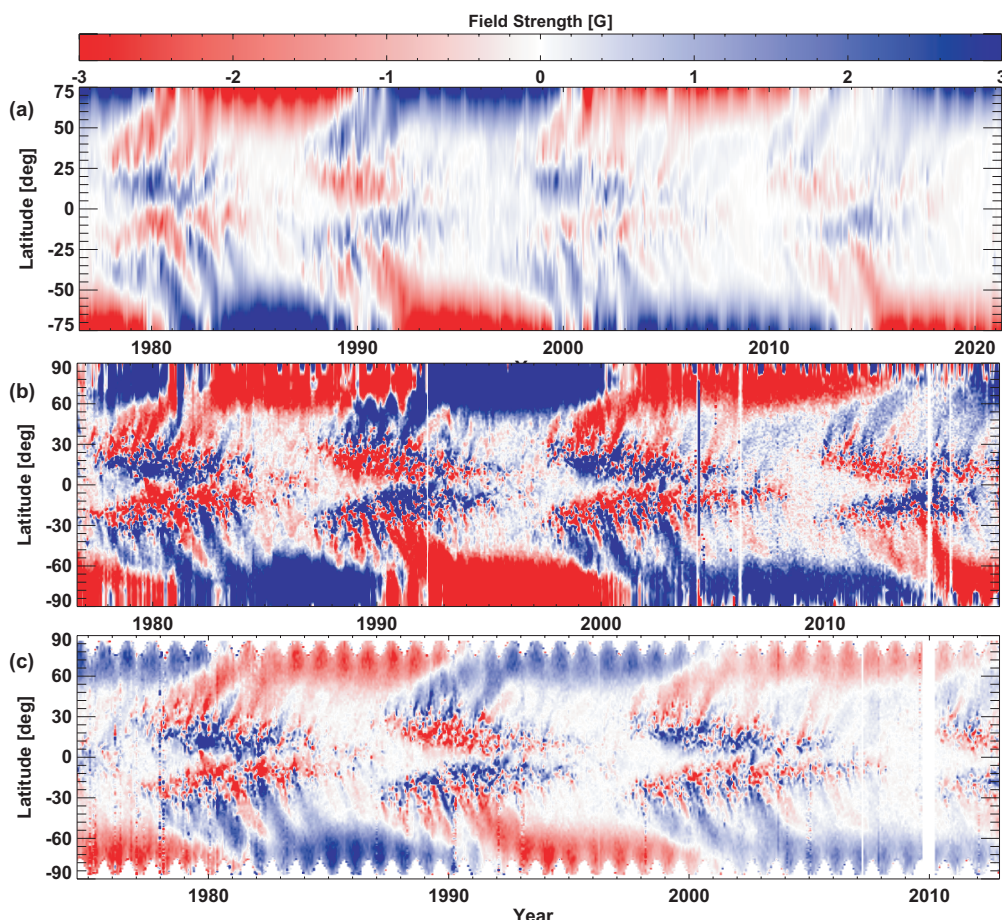


图 1-1 不同数据来源的磁蝴蝶图

Figure 1-1 Magnetic butterfly diagrams

即纬度平均的表面磁场的时间-纬度分布图。其中 (a), (b), (c) 分别对应 WSO, NSO, MWO 的观测数据。

从详细的太阳表面磁场观测，特别是极区磁场观测，可以得到极区磁场演化与由黑子数表征的太阳活动周强度的统计规律。在太阳活动周极小年的极区磁场，与下一个太阳活动周强度呈正相关，这种现象又被称为极区磁场先兆。在早期研究中，[Ohl et al. \(1979\)](#) 通过分析太阳活动极小年的地磁特性与下一个活动周强度的关系，提出了太阳活动周预报的先兆方法。而后续的研究中，人们渐渐认为，极区磁场本身比与极区磁场相关的指标更能反映太阳活动周演化的规律。随着观测进步与方法改进，基于极区磁场先兆的第 24 太阳活动周预报比较准确地预测了第 24 太阳活动周是百年最弱活动周，例如[Svalgaard et al. \(2005\)](#); [Schatten \(2005\)](#) 的预报。极区磁场只与下一个太阳活动周强度有显著的相关关系，与本活动周或者下下个活动周等相距更远的活动周则没有显著的相关关系 ([Nandy, 2021](#))，这对于太阳发电机模型的运动学记忆是一个重要的约束条件。

太阳表面的磁场运动，与太阳表面以及对流区内的等离子体运动密切相关。磁通量转移过程的性质，受到物质运动的速度场影响。因此，在下文中，我们回顾太阳表面与内部速度场的观测性质。

1.1.3 太阳表面与内部的等离子体运动

太阳内部与大气是典型的磁场与等离子体相互作用的系统。因此，我们关于太阳大尺度磁场演化的讨论不能不考虑等离子体的运动。磁场演化的主要决定因素，由磁雷诺数描述， $Re_m = UL/\eta$ ，其中 U 是等离子体的特征速度， L 是特征长度，而 η 是磁扩散率，正比于电导率的倒数。 Re_m 反映的是磁场层流效应与磁扩散效应的比值。当 $Re_m \gg 1$ ，则说明磁冻结效应占据主导地位，即磁场与等离子体的运动是高度一致的。根据太阳对流区模型 (Spruit, 1974)，太阳在对流区和表面光球层满足 $Re_m \gg 1$ (Martínez Pillet, 2013)，因此，太阳表面的磁场演化与太阳表面的速度场紧密关联。人们对太阳表面等离子体运动的规律认识，也与对磁结构运动的认识高度一致，从磁场演化的观测中，可以总结出等离子体运动的规律。

太阳表面的大尺度速度分布中，研究最早，最详细精确的速度分量，是较差自转，即自转速率在不同位置不同的现象。总体而言，赤道的自转速率相较于高纬度更快。早至 17 世纪的黑子观测者就意识到了较差自转的现象。黑子观测一直是较差自转研究的重要手段，比如 Newton et al. (1951) 的观测研究。基于黑子观测只能得到低纬度的较差自转分布。基于太阳表面磁场观测的研究，如前文 Bumba et al. (1965) 在综合磁图的分析中也发现了较差自转的效应。Wilcox et al. (1970); Stenflo (1974, 1977); Snodgrass (1983) 等通过磁场观测的自相关得到较差自转的纬度分布，本质上是考虑磁冻结效应，磁场特征的运动与等离子体一致，从而可以通过追踪磁场特征的演化来得到较差自转分布。通过太阳表面的多普勒分析可以得到表面速度，进而从中得到活动带和较高纬度区间的较差自转分布，如 Howard et al. (1970); Snodgrass (1984); Ulrich et al. (1988) 等的多普勒观测。极区的磁场观测在精度等方面受到限制，极区与靠近极区高纬度的较差自转，最早是由 Deng et al. (1999b) 通过追踪磁场特征得到的。

日震学研究也提供了太阳表面以及内部的较差自转分布。Brown et al. (1989); Schou et al. (1998) 的全球日震学研究，得到了太阳对流区和表面的较差自转。在对流区主体部分，较差自转的效应以纬度方向为主，而在对流区与辐射区交界处，即差旋层，是从较差自转向非较差自转变化的区域，而在这个区域存在着很强的径向较差自转。这对于后文中太阳发电机理论发展有重要意义。

太阳表面的等离子体运动除了整体的转动，也包含随机运动。Leighton (1960) 发现的超米粒组织，作为米粒组织之后发现的对流元胞，在太阳表面的磁冻结条件下，作用于磁场的演化。Leighton (1964) 将超米粒组织的运动的效果，描述成一种随机游走。这种随机游走可以等效为一种扩散效应，这种超米粒扩散与电阻率并没有直接联系，而是一种等效的唯像模型。这种扩散作用用来解释磁场在太

阳表面的运动，包括前文所述的活动区磁场衰减之后的运动以及作用于极区磁场。随机运动等效的扩散，将在后文介绍 SFT 模型中详细讨论。

太阳表面的子午流也是等离子运动的重要部分。Howard et al. (1981) 对向极磁通量流的分析得出，其驱动因素不是扩散，而是整体流动的输运。与此前 Duvall (1979) 的多普勒观测结果一致，在太阳表面存在着从赤道向极区的整体流动。之后的多普勒观测，如 Ulrich (2010) 进一步证实了表面的向极子午流的存在。另一方面，考虑到表面的物质是向极流动的，那么一个自然的推论是在对流区内部应有相应的向赤道流动，构成子午环流，以保流体质量守恒。Giles et al. (1997) 的日震学研究揭示了太阳对流区中的子午环流是表面的向极流动以及内部的向赤道流动构成的。然而，对流区内部子午环流的日震学结果有较大的不确定性。比如，Zhao et al. (2013) 报道了在对流区的双层子午环流的日震学研究结果，表层子午环流在内部向赤道方向的回流比预计更浅，而在下方还存在一层环流。这样在对流层底部，子午流是向极区方向的。然而，Jackiewicz et al. (2015) 的日震学结果认为子午环流在内部向赤道的回流更浅，但是没有第二层环流。使用与 Zhao et al. (2013) 数据集基本一致的 Rajaguru et al. (2015) 的日震学研究则得到了在基本覆盖对流区的单层子午环流的结果。这些子午环流的差异是日震学以及太阳发电机理论中的重要问题，更详细的关于子午环流观测与理论的讨论，可以参见 Choudhuri (2021) 的综述。

以上所描述的，是最主要的太阳活动周演化，太阳大尺度磁场演化，以及太阳表面与内部的等离子体运动的相关观测。这些是太阳发电机理论与 SFT 模型的观测基础，用以为理论模型提供条件，并检验理论的可靠性。除此之外，关于太阳大尺度磁场和速度场，还有很多其他的重要观测现象，限于本文关注的焦点则不展开讨论。太阳不同尺度的磁场结构以及其物理意义，参见 Wang (1999) 的综述。

1.2 太阳全球发电机理论

太阳全球发电机理论是解释太阳磁场在太阳等离子流动的作用下，长时间维持周期性变化的理论。太阳发电机理论，在 Charbonneau (2010); Cameron et al. (2018); Charbonneau (2020); Hazra et al. (2023) 等的综述中，有详细的描述。本文中我们简述其核心内容。磁流体力学中，描述磁场随时间演化的方程是磁感应方程。磁感应方程如下，

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

其中， $\mathbf{B}$ 为磁场矢量， $\mathbf{V}$ 为速度场矢量，而 η 是磁扩散率。磁感应方程右侧的两项分别对应磁场层流和磁扩散效应，而磁雷诺数 Re_m 则表征这两项特征大小的比值。如小节 1.1.3 中所述，在对流区和太阳表面满足 $Re_m \gg 1$ ，意味着磁冻结占据主导地位。这样，磁场可以在等离子体流动的作用下发生剪切，压缩，

与迁移等效应，这是太阳发电机理论的基础。等离子的流动提供磁场的能量，而对流区的等离子流动能量本质来源于太阳核心的核反应。

太阳全球发电机模型应该包含一个大尺度偶极场分量和一个活动区磁场分量。大尺度磁场在太阳活动极小年的时候，主要是南北方向的偶极场，因此，我们可以把磁场拆分为子午平面之内的极向场，和平行于纬线的环向场。在球坐标系 (r, θ, ϕ) 中，磁场的分解如下。

$$\mathbf{B} = \nabla \times A \hat{\mathbf{e}}_\phi + B_\phi \hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (1-2)$$

等式的右侧的两项分别为极向场和环向场，其中 $A \hat{\mathbf{e}}_\phi$ 是平行于纬线的磁矢量势，那么极向场也就在垂直于 $\hat{\mathbf{e}}_\phi$ 的平面内，即子午平面。极向场对应太阳的大尺度偶极场，而环向场则对应太阳活动区磁场。我们希望两者能够周期性变化，并且之间相差 $\pi/2$ 的相位，同时在南北半球是反对称的。这意味着，极向场和环向场应该相互产生，交替变化。在太阳活动的极小年，是极向场主导的偶极场，这个极向场产生环向场，来到活动峰年，而环向场又产生极向场，与原本的极向场反向，完成太阳黑子的 11 年周期，而整个的磁周期则是 22 年。

相应地，我们可以把太阳等离子的大尺度流场也分解成环向和极向分量，也就是太阳的较差自转 $r \sin \theta \Omega \hat{\mathbf{e}}_\phi$ 和子午环流 $v_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta$ ，分别在纬度方向和子午平面之内。这种大尺度流场是轴对称的。而磁冻结项 $\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B})$ 发生在相互垂直的磁场和速度场之间，那么较差自转 $r \sin \theta \Omega \hat{\mathbf{e}}_\phi$ 对极向场 $\nabla \times A \hat{\mathbf{e}}_\phi$ 有剪切效应，而子午环流 $v_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta$ 对环向场 $B_\phi \hat{\mathbf{e}}_\phi$ 有迁移效应。考虑什么样的流场对对磁场造成主要的影响，不包括完整的流场与磁场相互作用的磁流体力学过程，这种简化的模型被称为运动学 (Kinematic) 发电机。

在活动周开始时的极向场，在较差自转的剪切下，产生环向场。极向场由较差自转产生环向场对应的项为 $r \sin \theta \left(B_\theta \frac{\partial \theta}{\partial r} \Omega + B_r \partial_r \Omega \right)$ 。由于较差自转在对流区内普遍存在，只要极向场在对流区中，就可以产生环向场。同时，由于赤道处自转最快的特点，易知南北半球产生的环向场是反向的。

相应地，轴对称的流场并不能从环向场中产生极向场。轴对称分布的子午环流只能带着环向场整体迁移，而不能放大磁场。事实上，根据 Cowling 定理 (Cowling, 1933)，轴对称的磁场和流场不能维持一个周期存在的发电机。这意味着太阳发电机中必须存在本质上非轴对称的机制，使环向场产生极向场。Parker (1955) 的关键性工作提出了由涡旋运动带来的极向场产生机制，自此发展出了一系列太阳发电机理论。

1.2.1 平均场发电机理论

为了构建轴对称的发电机模型，同时满足 Cowling 定理对发电机理论的限制，我们可以采取一种简化方法，认为太阳对流区和表面的大尺度磁场的系综平均是轴对称的，而相对于平均的涨落是非轴对称的。这种系综平均在实际中也通常表示为纬度平均。这种处理方式得到的发电机理论被称为平均场理论，

在Moffatt (1978); Parker (1979); Krause et al. (1980) 的论著和Hazra et al. (2023) 的综述有详细的论证。

我们把磁场和流场速度做如下改写, $\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b}$; $\mathbf{V} = \langle \mathbf{V} \rangle + \mathbf{v}$ 。其中, $\langle \rangle$ 指的是纬度平均, 而 $\mathbf{b}$ 和 $\mathbf{v}$ 分别是相对于轴对称平均场的涨落项, 它们的平均为 0。平均与微分和积分是可交换的。将磁场和流场的平均场分解代入磁感应方程1-1, 可以得到平均场的磁感应方程。

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{V} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \langle \mathbf{v} \times \mathbf{b} \rangle - \eta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle) \quad (1-3)$$

式中可以看到, $\langle \mathbf{v} \times \langle \mathbf{B} \rangle \rangle$ 和 $\langle \langle \mathbf{V} \rangle \times \mathbf{b} \rangle$ 这样的项都消失了, 而 $\langle \mathbf{v} \times \mathbf{b} \rangle$ 却保留了下来, 这一项对应着非轴对称的湍动效应, 被记为 ε , 即湍动电动力, 是维持太阳发电机的关键。

湍动电动力可以表述为平均场与平均场的各阶偏导数的组合, 考虑其有限截断, 这是平均场理论中的一个重要处理方式。一种基础的表达形式如下。

$$\varepsilon = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle + \gamma \times \langle \mathbf{B} \rangle - \eta_T \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle \quad (1-4)$$

其中, $\alpha \langle \mathbf{B} \rangle$ 一项, 可以维持从环向场产生极向场的过程。Parker (1955); Steenbeck et al. (1966) 提出的等离子涡旋运动即包含在这一项中。对于各向同性的湍动, α 来自于运动学螺度 $-\langle \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) \rangle$ 。这种形式的由环向场产生极向场的过程, 被称为 α 效应。

$\gamma \times \langle \mathbf{B} \rangle$ 一项, 对应着湍动磁泵效应, 效果上相当于除了大尺度流场的速度之外, 额外的输运速度。磁泵效应来自于对流等离子体密度和湍动特性的非均匀性Rädler (1968)。这种额外的磁通量输运在Brandenburg et al. (1992) 的工作中首次被引入太阳发电机模型。Kichatinov et al. (1992) 的推导和Ossendrijver et al. (2002); Käpylä et al. (2006) 的数值模拟给出了磁泵效应的形式。在后续的太阳发电机模型中, 磁泵效应也起到了重要作用 (Guerrero et al., 2008; Hazra et al., 2016; Zhang et al., 2022)。

$\eta_T \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle$ 是湍动扩散项。一般来说, 可以把 η_T 与磁扩散 η 项合并。由于在对流区与太阳表面通常有 $Re_m \gg 1$, 即磁场的运动以磁冻结为主, 因此湍动扩散效应往往远强于磁扩散。因此习惯上, 也常常用湍动扩散系数 η_T 代替平均场磁感应方程中的 $\eta_T + \eta$ 。

在平均场发电机理论中, α 效应与较差自转产生环向场的 Ω 效应, 构成了极向场与环向场相互产生, 交替变化的发电机过程。这一系列的发电机模型被称为 $\alpha\Omega$ 发电机。接下来需要解决的是, 在太阳活动周之内, 活动区浮现向赤道迁移的 Spörer 定律如何产生。这在Parker (1955) 中被解释为向赤道传输的发电机波。向赤道的发电机波的产生条件, 即 Parker-Yoshimura 法则 (Parker, 1955; Yoshimura, 1975), 被证明如下。

$$\alpha \frac{\partial \Omega}{\partial r} < 0 \quad (1-5)$$

其中 $\frac{\partial\Omega}{\partial r}$ 是纬向较差自转。

用发电机波解释 Spörer 定律提出时, 关于太阳内部的较差自转形式还未确定。然而, 随着太阳内部较差自转的图景被日震学观测发现并完善, 人们发现在径向较差自转显著的差旋层中, Parker-Yoshimura 法则并不被满足。与此同时, 随着太阳表面磁场观测的完善, 发现了从活动区向极区延伸的磁通量流。对于纯粹由发电机波主导的, 没有磁通量转移的 $\alpha\Omega$ 发电机, 并不能同时同地产生向赤道和向极的发电机波。同时, 人们注意到, 磁浮现形成活动区需要的环向场强度比 $\alpha\Omega$ 发电机预期的更强。Choudhuri (1989); D'Silva et al. (1993) 等关于磁浮现的数值模拟与理论研究表明, 为了满足活动区倾角的观测, 环向场需要足够强以同科里奥利力的效应相互抗衡。这些对太阳发电机模型提出了挑战。在太阳表面磁场观测得到的表面磁通量转移与内部速度场的认识的驱动下, 磁通量转移发电机渐渐得到人们重视和充分发展, 以及运用于太阳活动周演化的研究与预报中。

1.2.2 Babcock-Leighton 机制与磁通量转移发电机

由发电机波主导的发电机模型遇到的问题使人们考虑一种基于表面磁场演化观测的发电机模型, 即 Babcock-Leighton 发电机 (Babcock, 1961; Leighton, 1964, 1969)。在这种基于观测的发电机模型中, 由极向场产生环向场同样是对流区内较差自转的作用, 而环向场会在磁浮力的作用下上浮, 形成活动区。由于活动区存在相对于纬线的服从 Joy 定律的倾角, 所以活动区磁场包含子午平面内的分量, 因此产生了极向场。活动区磁场在太阳表面演化, 由于后随极性更靠近极区而前导极性更靠近赤道, 后随极性向极区转移, 使极区磁场发生反转, 而前导极性向赤道转移, 与另一个半球的相反的前导极性磁通量对消。相反磁极的磁通量相互对消的方式是磁重连。从而, 在极小年形成与活动周相反的极向偶极场。这种 Babcock-Leighton 发电机模型中由环向场产生极向场的过程, 是由活动区的浮现和表面演化这种比湍流时间和空间尺度更大的过程完成的, 这个过程由被称为 B-L 机制, 在有的文献中也被称为 B-L α 效应。

太阳表面浮现的活动区的倾角, 在 Babcock (1961) 的模型中, 被认为是磁流管上浮时受到科里奥利力的作用的结果。活动区倾角产生于科里奥利力的作用, 在 Choudhuri (1989); D'Silva et al. (1993) 的理论模型中被证实。带有倾角的活动区浮现是一种非轴对称的过程, 使 B-L 机制也符合 Cowling 定理的限制。

活动区磁场在太阳表面的转移, 在 Babcock (1961) 中, 从观测假设了子午环流的存在并包括在发电机模型中, 即便没有确切的观测。在 Leighton (1964) 中, 活动区磁场在表面的转移, 主要由超米粒组织的随机游走导致的扩散作用, 而不考虑子午平面内的流动。超米粒扩散可以对应表面的湍动扩散 η_T 。后续的磁场观测, 例如 Howard et al. (1981), 表明表明向极的速度场的存在。观测的进步使人们构建出基于 B-L 机制的表面磁通量转移模型, 即 SFT 模型。

SFT 模型, 是描述太阳光球表面径向磁场在表面等离子体大尺度流动的水平速度的作用下迁移的运动学模型 (例如 DeVore et al., 1985; Wang et al., 1989b;

van Ballegooijen et al., 1998; Mackay et al., 2002; Jiang et al., 2014)。它基于表面的流速场观测与估计结果，描述浮现磁场在表面较差自转、子午流、表面湍动扩散的作用下，如同流动的水流中的墨滴一样转移和扩散的过程。

假设在光球表面，太阳磁场仅有径向分量 $B_r(\theta, \phi)\hat{\mathbf{e}}_r$ 。仅有水平分量的等离子体速度对径向磁场有转移作用。湍动扩散对垂直磁场的作用限制于水平方向，而没有径向方向的扩散。在这些假设下，表面的磁感应方程在球坐标系下，可以写成如下形式。

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_r}{\partial t} = & -\Omega(\theta) \frac{\partial B_r}{\partial \phi} - \frac{1}{R_\odot \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [v_\theta(\theta) B_r \sin(\theta)] + \\ & \frac{\eta_T}{R_\odot^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 B_r}{\partial \phi^2} \right] + \\ & S(\theta, \phi, t) \end{aligned} \quad (1-6)$$

其中， $\Omega(\theta)$ 是表面较差自转， $v_\theta(\theta)$ 是表面子午流， η_T 是表面湍动扩散系数。 $R_\odot$ 是太阳半径，而 $S(\theta, \phi, t)$ 是对应着活动区浮现的源项。这是 SFT 模型的基本方程。

在 SFT 过程中，表面子午流使磁通量向极区转移，而湍动扩散使磁通量向四周扩散，包括向极区和向赤道方向。双极活动区前导极性和后随极性在太阳表面的演化是两种过程相互影响的结果。如果双极活动区的正负磁通量相等，那么跨赤道的磁通量转移应该与向极的磁通量转移相同。实际上，平均而言，大部分活动区的磁通量都在演化过程中对消，转移至极区的磁通量通常只是活动区磁通量的一小部分，具体的比例与表面子午流和湍动扩散的强度，以及活动区本身的性质有关。极区磁场的总磁通量，通常只相当于一个中等大小的活动区 (Wang, 2017)。

B-L 机制的优点在于能够与比较精确的太阳观测相比较，由观测对模型提出限制和检验。表面磁通量演化可以通过磁场观测来限制。B-L 机制中，磁通量发生相互作用会对应可观测的活动现象。按照 Babcock (1961) 的模型，两个半球的磁通量向赤道输运的时候，会形成跨赤道环结构。跨赤道环最早的观测研究是 Chase et al. (1976); Svestka et al. (1977) 等的 x 射线观测。Pevtsov (2000); Fárník et al. (2001); Chen et al. (2006) 等的研究给出了跨赤道环的统计规律。根据 Chen et al. (2006)，有 66% 的跨赤道环连接的是两个半球分别的前导极性，多于连接后随极性的跨赤道环。这与 B-L 机制中，主要是前导极性的磁通量向赤道输运并对消的理论模型一致。跨赤道环会产生很多太阳活动现象 (Harra et al., 2003; Zhou et al., 2006)。Zhou et al. (2006) 的统计研究指出，有 40% 的指向地球的日冕物质抛射与跨赤道环有关。另一方面，跨赤道暗条同样也与日冕物质抛射有关，例如 Wang et al. (2005)。这些观测研究，给 B-L 模型提供了重要的观测依据。

如在平均场发电机中引入 B-L 机制，表面子午流可以使磁场向极区转移，而子午环流在对流层底部是向赤道的话，就可以越过 Parker-Yorshimura 法则，让

环向场向赤道转移, 而环向场在磁浮力作用下形成符合 Spörer 定律的向赤道迁移的活动区。这样, 一个在对流区中的子午环流如同传送带使磁通量随其转移, 连接了产生环向场的对流层底与极向场的表面磁通量演化。这种以磁通量在表面与对流区中转移为途径, 联系发电机中的重要过程的模型, 称为磁通量转移发电机, 由 Wang et al. (1991); Choudhuri et al. (1995) 提出。后续的一系列研究, 如 Durney (1995); Dikpati et al. (1999); Nandy et al. (2002), 进一步发展了磁通量转移发电机理论。而 Cameron et al. (2015) 的理论推导, 进一步联系了表面磁场与环向场产生之间的关系, 为磁通量转移发电机提供更坚实的基础。

磁通量转移发电机的关键是如何用磁通量转移联系对流区内部, 特别是底部差旋层, 与表面的活动区磁场演化。上述的充斥整个对流区的单圈子午环流是一种方法。对流区内的湍动扩散, 和径向的湍动磁泵, 同样可以联系对流区内部与表面的演化, 这些因素往往共同起作用。主导作用的不同, 可以把具体的磁通量转移发电机归为不同的类别。根据子午环流的层流输运与扩散作用的相对强度, 可以把发电机模型区分为层流主导发电机和扩散主导发电机 (Yeates et al., 2008)。

层流主导发电机, 例如 Dikpati et al. (2006) 对第 24 太阳活动周强度预报的发电机模型, 以子午环流的传送带作用为主。在该模型中, 动力学记忆时间较长, 一个活动周结束的极区磁场强度可以影响接下来数个活动周的强度。根据该模型的结果, 第 24 太阳周被预报为强太阳周。

相对应地, Jiang et al. (2007); Choudhuri et al. (2007) 对第 24 太阳周预报的模型则是扩散主导。在这种模型下, 扩散在连接表面磁通量转移过程与对流层底的 Ω 效应起到更大作用。在这种情况下, 极区磁场先兆现象是因为极小年极区磁场和下一个太阳周的环向场, 二者都与表面的 B-L 机制存在因果关系, 而不是极区磁场与环向场之间存在因果关系。也就是说, 表面的 B-L 效应同时产生了极区磁场和对流区中的将由 Ω 效应放大的极向场, 而不是层流主导发电机中, 极区磁场由子午环流输运到对流区 (Choudhuri, 2018)。扩散主导发电机的动力学记忆更短, 使得极区磁场只与下一个活动周的强度有关, 而与之后的没有相关性。据此, 在 Jiang et al. (2007); Choudhuri et al. (2007) 的数值模拟中, 使用了前一个太阳周结束时的极区磁场作为数据驱动。扩散主导发电机给出的第 24 太阳周预报是一个很弱的太阳周。

第 24 太阳周是百年最弱太阳周, 基于极区先兆的预报 Svalgaard et al. (2005); Schatten (2005), 和扩散主导发电机更符合实际。这有效地限制了太阳发电机理论的动力学记忆应该局限在一个太阳周以内。后续的太阳发电机理论, 应该满足这一条件。

湍动磁泵效应也可以作为联系表面 B-L 机制与对流区中的 Ω 效应的主导机制。由于子午环流的日震学观测的不确定因素, 人们考虑以磁泵作为主要的磁通量输运机制。根据 Wang (2017), 径向的磁泵可以联系表面极向场与对流区, 而如果存在纬向的磁泵, 则可以产生活动区浮现向赤道的迁移。磁泵主导发电机的

动力学记忆也可限制在一个活动周以内，不论子午环流和湍动扩散的相对大小 (Karak et al., 2012)。如果径向磁泵在不同纬度强弱不同，那么磁通量向下输运的时间不同，也可以作为活动区浮现向赤道迁移的产生机制 (Zhang et al., 2022)。

B-L 机制本质上是一个三维过程。而磁通量转移发电机模型，通常沿用平均场发电机的纬向平均，因此是二维模型。如何将子午平面 (r, θ) 的发电机模型，与太阳表面 $(\theta, \phi)|_{r=R_\odot}$ 的 SFT 模型完全结合，是一个重要的问题。Cameron et al. (2012b) 的模拟分析表明，发电机模型需要径向磁泵，来保证表面磁场的径向扩散被抑制，使得发电机模型与 SFT 模型结果一致。Lemerle et al. (2017) 的 $2 \times 2D$ 模型，将 SFT 结合磁通量转移发电机这两个二维模型进行模拟，将 SFT 模型作为发电机的边界条件，而从发电机模拟中，得到 SFT 模型所需的磁浮现。这样的模型可以产生周期性的太阳活动周，以及可能出现的巨极小等。如何进一步在发电机模型中考虑三维效应，是一个重要的发展方向。

1.3 SFT 模型与磁通量转移发电机的重要成果与现状

SFT 模型在解释太阳表面大尺度磁场演化中起到了关键的作用，同时也加深了人们对太阳发电机模型与活动周演化的理解。我们在本节主要介绍 SFT 模型以及相关发电机理论的重要成果与现状。

1.3.1 活动区对太阳大尺度磁场与活动周演化的作用

根据 SFT 模型，活动区在太阳表面的浮现，和速度场与扩散作用对磁通量的影响，决定了磁通量在太阳表面的演化。那么，哪些因素对磁通量演化的影响最显著，是一个重要的问题。这其中，包括活动区磁场对大尺度磁场演化的短期和长期影响。而长期影响，特别是对极小年极区磁场的影响，对下一个太阳周的演化有重要意义。

在对第 24 太阳周进行预报的时候，Schatten (2005) 推测，使第 23 太阳周末尾极小年极区磁场较弱的原因是表面速度场，主要是表面子午流的改变。从直觉推断，向极的速度场决定会有多少磁通量能够到达极区。然而，Jiang et al. (2015) 的基于观测与 SFT 模型的分析得出，第 23 太阳周极小年极区磁场较弱的原因，是第 23 太阳周中，存在一系列低纬度的，倾角偏离正常的活动区。使用活动区真实观测得到的活动区倾角，与使用根据 Joy 定律经验公式的固定的倾角相比，得到的极区磁场明显更小，而且更符合实际观测。更小的极小年极区磁场带来了百年最弱的第 24 太阳周。

活动区对极小年极区磁场的影响，可以通过一系列的 SFT 模拟得到。Jiang et al. (2014) 的模拟给出了这一规律。描述极小年极区磁场的一个常用的方向是使用轴向偶极矩，即 $D = \frac{3}{4\pi} \int \int B_r(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$ ，是球谐函数展开中的 $l=1, m=0$ 项，这种描述不依赖于极区范围的具体定义。Jiang et al. (2014) 得到如下结果，对于标准的双极活动区（即 BMR）而言，活动区在极小年对轴向偶极场的贡献 D_f ，与活动区初始时因为 Joy 倾角而包含的轴向偶极矩，应满足如

下规律。

$$\frac{D_f}{D_i} = A_R \exp\left(\frac{-\lambda^2}{2\lambda_R^2}\right) \quad (1-7)$$

其中, $\lambda = \pi/2 - \theta$ 是纬度, A_R , λ_R 是与模型有关的参数。

该式表明, 活动区的纬度越低, 初始偶极矩越大, 对极小年极区磁场的贡献越大。对于标准的双极活动区而言, 倾角越大, 初始偶极矩越大。那么, 对活动周演化影响最大的活动区, 是低纬度, 大倾角活动区。对于特别靠近赤道的, 倾角显著偏离 Joy 定律的活动区, 它们对极区磁场演化有重要的冲击。这些被称为“rogue”的活动区, 在 [Nagy et al. \(2017\)](#) 的模拟中, 甚至可以直接使活动周演化进入蒙德极小期这样的长期的活动性极弱的状态。同时, 这种活动区会在南北两个半球的演化中产生显著的不对称性。

另一方面, 从向极磁通量流的角度, 活动区纬度越高, 活动区产生的向极磁通量流越显著。磁通量流到达极区之后, 作用于极区磁场的短期演化, 显著的磁通量流则带来强烈的极区磁场短期扰动。然而, 纬度更高的活动区的前导极性的向极迁移倾向也更高, 使得活动区对极小年的极区磁场影响较弱。例如, [Yeates et al. \(2015\)](#) 对第 24 太阳周北半球的一个显著磁通量流的模拟, 揭示了其产生于一系列纬度较高的活动区, 而它们对极小年极区磁场的影响则较小。

在 SFT 数值模拟的结果的驱动下, [Petrovay et al. \(2020\)](#) 从 SFT 模型的理论出发, 解析地证明了式 1-7。他们考虑双极活动区的两个极性, 在赤道附近的子午流和湍动扩散效应共同作用下, 穿过赤道的部分。穿过赤道的磁通量在最终达到磁通量转移的平衡时, 则对应着极区磁场。据此, 他们得到了双极活动区对极区磁场的贡献。而参数 λ_R 的形式被证明如下。

$$\lambda_R = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{\eta_T}{R_\odot^2 \Delta_u}} \quad (1-8)$$

其中, σ_0 是双极磁场两个极性的大小参数, Δ_u 是表面子午流在赤道处的纬度向导数。它表明, 对表面子午流的形式与大小对极小年极区磁场的影响, 主要由其在赤道附近的部分和与扩散效应的相对强度决定。[Wang \(2017\)](#) 所提出的子午流的强度与子午流随纬度变化的形式对极区磁场演化的影响, 实际上从理论而言, 是赤道附近的大小和形式在起作用。相应地, 在中高纬度的表面子午流的形式, 对极区磁场的短期演化影响更大, 而对长期演化影响较小。

1-7 式引导人们使用代数方法得到的参数来量化活动区对大尺度磁场演化的影响。这种方法可以加深人们对活动区演化的理解, 同时省去开展 SFT 模拟所需的计算时间与资源。比如, [Jiang et al. \(2019\)](#) 中提出了基于上述等式的偶极场指数。[Nagy et al. \(2020\)](#) 给出的 ARdoR (Active Region degree-of-rogueness) 则定量描述活动区相对于正常的 Joy 定律的偏移。这些代数方法参数可以有效简化我们对活动区性质的判断。

本小节以上的结论主要基于活动区是标准 BMR 的假设。然而，真实的活动区有可能在两个极性上存在不对称性，即两个极性弥散与集中的程度不同。另一方面，活动区有可能拥有更复杂的结构，比如 δ 型黑子对应的活动区。图1-2展示的是几个典型的例子。图1-2 (a) 对应的是上述结论所基于的 BMR 活动区，两个极性区域除了极性和位置不同，其他特性是相同的。而 (b) (c) 则展示了一个后随极性更加弥散的情况。而 (d) 展示的是一个显著的大面积的 δ 型活动区，NOAA AR (National Oceanic and Atmospheric Administration, active region) 12673，这里为了对比改变了其半球。

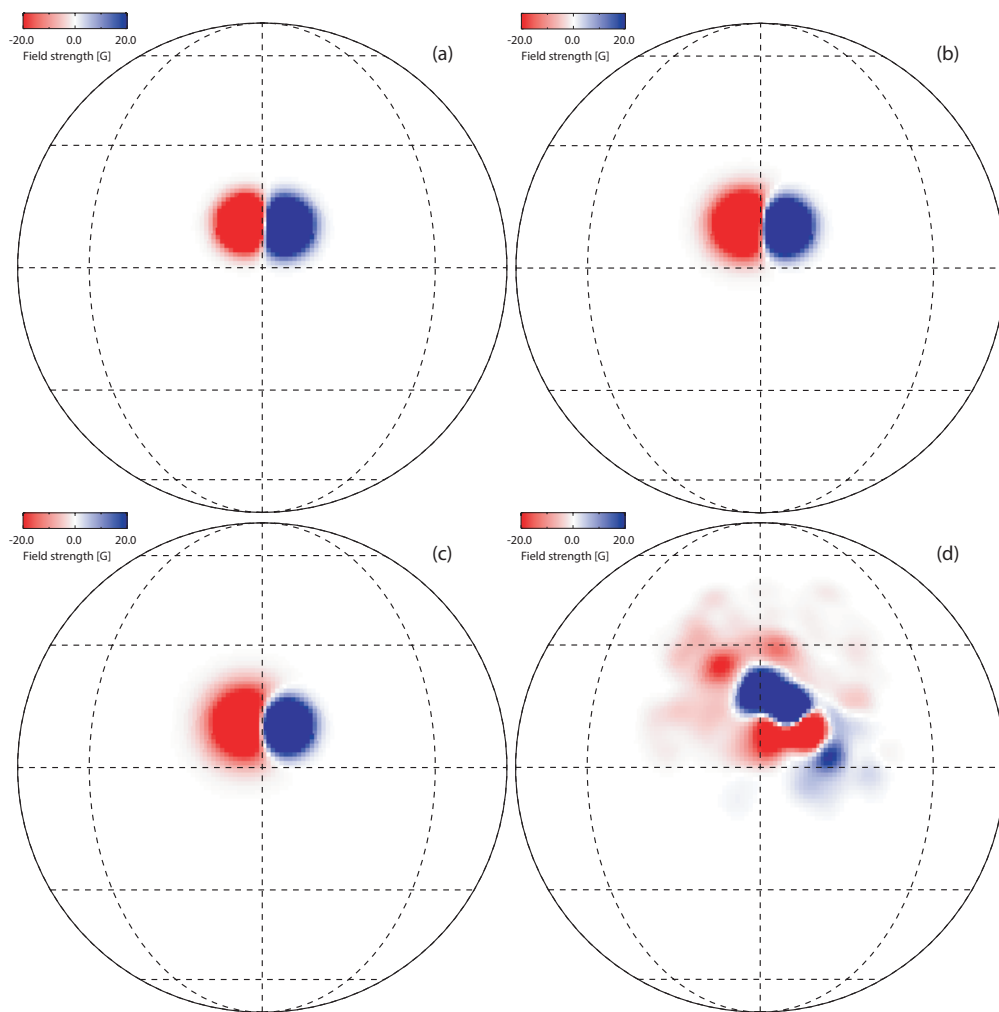


图 1-2 不同类型活动区的磁场结构示意图

Figure 1-2 Magnetic fields of different active regions

(a), (b), (c), (d) 分别对应对称 BMR，弱对称 BMR，强非对称 BMR，和复杂结构情况的活动区。

这些偏离标准 BMR 活动区磁场结构的活动区对太阳大尺度磁场有重要影响。根据 Iijima et al. (2019) 的 SFT 模拟，由于后随极性通常更加弥散，活动区对极小年极区磁场的贡献比标准双极活动区假设下得到的结果更小。这可以理解为，对于更弥散的后随极性，它的一部分距赤道更近，因此后随极性的跨赤道扩

散的倾向变强了,那么后随极性对其本身半球的极区磁场贡献则减弱了。[Jiang et al. \(2019\)](#) 则指出,对于拥有更复杂磁场位形的活动区,其对极区磁场贡献可能与其初始的倾角方向相反。对于复杂的横跨纬度范围较大的多极活动区,虽然从整体上考虑可以得到其倾角,但是对极区磁场贡献最大的部分是其低纬度部分,而不是其整体。因此,对极区磁场的贡献有可能是与整体的倾角相反。从整个活动周的 SFT 模拟而言,使用真实磁场位形与使用标准双极活动区近似之间,存在明显的差距 ([Yeates, 2020](#))。因此,进一步将活动区与极区磁场演化的关系推广到任意磁场位形的活动区,是一个呼之欲出的问题。

总结地,活动区对大尺度磁场演化的作用包括以显著磁通量流为主的短期影响,和以极小年极区磁场为主的长期影响。对于极小年极区磁场,低纬度、大倾角的活动区有更加显著的作用,这个作用可以通过代数学方法量化,从而简化我们对活动区的认识。从速度场的角度,对极小年极区磁场有影响的是赤道附近的表面子午流相对于扩散作用的强度。另一方面,向极磁通量流通常来说,产生自的活动区纬度越高越显著,它对应着极区磁场的短期演化。通过 SFT 数值模拟,我们得到了表面磁通量转移中,影响活动周的主要因素。与此同时,活动区复杂位形的影响需要进一步研究。

1.3.2 太阳活动周演化的可预测性

SFT 模型根据活动区浮现的观测,可以得到表面大尺度磁场演化规律。那么从观测中得到的活动区浮现规律,可以预测活动区浮现,进而预测表面大尺度磁场演化。([Jiang et al., 2011a](#)) 从以往太阳周的活动区观测数据,得到了活动区浮现的统计规律。这些规律应用到[Jiang et al. \(2011b\)](#) 的模拟中,即再现大尺度磁场演化。既然这些统计规律可以再现演化,那么也可以预测磁场演化,在一定程度上预知极小年极区磁场的强度,从而通过发电机理论或者先兆方法进行活动周预报 ([Cameron et al., 2016](#); [Jiang et al., 2018b](#))。然而,由于太阳活动周中的不确定因素,这些预报随着所使用的估计的活动区越多,而不确定度越大。太阳活动周的可预测性,与太阳发电机模型中的非线性和随机性密切相关,并限制长期活动周预报的准确性。

太阳发电机模型中应该存在非线性。[Gnevyshev et al. \(1948\)](#) 发现,太阳活动周呈现出一个强活动周和一个弱活动周交替出现的倾向,这种规律被称为 Gnevyshev-Ohl 规则。这预示着太阳发电机理论中的非线性机制,当一个强活动周存在时,某种机制限制了强环向场产生强极向场的能力,从而使下一个活动周变弱,反之亦然。

随着太阳发电机理论的发展,发电机模型中如何限制太阳周强度增长成为一个重要问题。如果发电机模型是纯粹的线性运动学模型,那么强的极向场产生强的环向场,进而又产生强的极向场,那么太阳周的强度增长就不能被限制。根据[Yoshimura \(1978a\)](#),发电机模型中的非线性作用是重要的限制太阳周强度的因素。非线性项在[Stix \(1972\)](#); [Brandenburg et al. \(1989\)](#); [Schmitt et al. \(1989\)](#) 等的模

型中也有重要作用。非线性作用根据模型初值条件（发电机数，反映发电机对应的强度）的不同，可能平衡于单一值附近，也可能在两个值之间震荡，随着初值的变化存在分叉现象 (Yoshimura, 1978b)。模型在小扰动下能维持稳定平衡。其中震荡情况，类似于上述观测中的 Gnevyshev-Ohl 规则的情况。

当发电机数进一步增大时，发电机模型则会进入混沌 (Schmalz et al., 1991)。在混沌区域，系统不再存在单一的稳定值或者周期震荡值，而是毫无规律地变化。这种混沌虽然是决定论 (deterministic) 的，但是由于对初值条件和扰动的敏感而不可预测。Charbonneau et al. (2005) 明确地展示了一个非线性发电机模型随着发电机数的变化如何从一个稳定点开始倍周期分叉，最终变成混沌的现象。由于不可预测性，混沌会显著限制长期太阳活动周预报的有效范围。因此，需要探究太阳活动周中的非线性的具体表现，特别是可观测的表现。

根据1.3.1小节中关于 B-L 机制中活动区与速度场性质对长时间大尺度磁场演化的作用规律，可观测的 B-L 机制的非线性也着重体现于这些方面。其中，Joy 定律倾角的活动周变化，是一个重要的观测现象。在Dasi-Espuig et al. (2010)，以及其勘误Dasi-Espuig et al. (2013) 中，通过对活动区倾角的数据的统计分析，得出了更强的活动周，其活动区倾角倾向于更小。这样，根据上述规律，这些活动区对极小年极区磁场的贡献更小，这使得下一个活动周的强度下降。这个非线性机制被称为倾角退火 (tilt quenching)。虽然这个对机制的基础，倾角的太阳周变化也有不同的观测研究提出不同意见，例如Ivanov (2012)，但是通过黑子观测的进一步发展和详细的统计分析，对这种机制的存在提供了支持 (Jiao et al., 2021)。

一个与倾角退火相关的非线性机制，是表面向活动带的汇聚流 (Haber et al., 2002; Zhao et al., 2004; Gizon, 2004; Jiang et al., 2010b; Cameron et al., 2012a)。当活动区磁场强时，与周边产生温度差异和压强差，从而使等离子体向活动带汇聚 (Spruit, 2003; Gizon et al., 2008; Cameron et al., 2010a)。从 SFT 模型的角度，汇聚流的作用相当于减小了倾角 (Jiang et al., 2015)。根据Martin-Belda et al. (2017)，汇聚流作为一种非线性机制，可以限制太阳活动周的强度。强活动周普遍更强的活动带来更强的汇聚流，从而使活动区的倾角减小，这与倾角退火的概念相一致，并对其提供了一种原理解释。

除了倾角退火，活动区浮现的纬度也与活动周强度有关。更强的活动周，其活动区浮现的位置倾向于更高纬度 (Jiang, 2020)，根据1-7式，它们对极小年极区磁场的贡献会下降。这种非线性效应在Petrovay (2020); Jiang (2020) 中被称为纬度退火 (latitude quenching)。纬度退火在Jiang (2020); Talafha et al. (2022) 的模拟中，也起到了限制太阳周强度的重要作用。

相对于发电机模型的非线性，随机性也是重要的影响模型可预测性的因素。相比于强非线性带来的混沌，随机性是非决定论的 (non-deterministic)，在绝对精确的极限下依旧不能够准确预测。然而从实际出发，两者同样是不可预测的。在 B-L 型太阳发电机中，可观测的随机性主要包含活动区性质的随机性。如1.1.1小节所述，活动区倾角带有很强的随机因素，这与活动区浮现时受到的湍动对流

影响有关, 从而影响活动周演化 (Jiang et al., 2014)。除了活动区倾角, 活动区纬度也存在随机性, 例如1.3.1中所描述的“Rogue”活动区, 往往是低纬度靠近赤道的活动区。活动区的浮现率也有一定的随机因素 (Karak et al., 2017)。总结地, B-L 发电机中的随机性, 最主要的体现是活动区性质的随机性。

太阳发电机模型的非线性和随机性可以解释太阳活动周尺度之上的时间跨度的演化规律。Cameron et al. (2017) 使用了一个带有弱非线性 (即非混沌), 和随机性的活动周演化模型, 来解释长期规律。这在Cameron et al. (2019) 的谱分析中, 进一步被验证。弱非线性与随机性也与Jiang (2020) 中的认识相符。

SFT 模型的数值模拟与理论分析在研究活动周演化非线性与随机性中起到了重要作用。这些结论可以进一步使人们更准确地生成一个太阳活动周内活动区的浮现, 并准确分析其不确定性, 以作为 SFT 模型的源项, 从而进一步提升 SFT 模型在一个活动周极小年之前得到极区磁场演化趋势和相关误差分析的能力, 从而与先兆法和发电机模拟结合, 对太阳活动周进行预报。

考虑到活动区在太阳周演化中的重要地位, 活动区的集中分布的性质, 特别是 AC, 在太阳周演化中也应当扮演重要的地位。既然几个磁通量大、纬度低的活动区就可以对极区磁场产生深远的影响, 那么作为更大的 AC, 对活动周演化和极区磁场也可能存在更强的影响。AC 与向极磁通量流, 极区磁场反转存在关联 (Mordvinov et al., 2016, 2019)。Petrie et al. (2017) 对第 21-24 太阳活动周的观测认为, 越长时间存在的 AC 可以产生越强的向极磁通量流, 进而导致更剧烈的极区磁场反转。进一步的研究需要从 SFT 模型的角度理解 AC 的演化, 再现其作用于极区磁场的过程, 并验证其对极区磁场的贡献。进一步地, AC 作为一种 B-L 机制的非轴对称特性的重要体现, 也促动人们从轴对称的磁通量转移发电机, 向非轴对称的, 乃至三维的发电机模型发展。

1.3.3 极区磁场与太阳开放磁场, 高速太阳风

再现和预测太阳大尺度磁场演化, 特别是极区磁场演化, 是 SFT 模型和磁通量转移发电机理论的重要目的。除了预测太阳活动周, 对太阳极区磁场的研究也有着各种重要的意义。极区磁场是快速太阳风的来源 (Tu et al., 2005), 以及行星际磁场的来源 (Balogh et al., 1995; Jiang et al., 2010a)。这意味着, 相比于活动区对极小年极区磁场这种活动周时间尺度的影响, 活动区对极区磁场的活动区演化时标的短期影响也很重要。这主要是以活动区产生的磁通量流的形式使极区磁场发生短期扰动, 从而导致太阳开放磁场和行星际磁场的扰动。

由于视角的限制和 Zeeman 效应在不同方向上的精确度差异, 极区磁场的观测有很大不确定性, 包括磁场的大小以及方向。SFT 模型中, 极区磁场基本是均匀的, 因为它反映的是大尺度的平均。实际上的极区磁场并不均匀, 根据Tsuneta et al. (2008) 利用 Hinode 的极区磁场观测, 得到了极区磁场的基本单元是 kG 的量级。Jin et al. (2011) 的极区磁场观测表明, 极区磁场的次要极性与主导极性之比为 0.5, 意味着只有三分之一的磁通量对应着开放磁场。关于极区磁场的方向,

Svalgaard et al. (1978); Petrie et al. (2009) 等的观测研究给出了太阳光球表面磁场, 包括极区磁场, 以径向分量为主的结论。极区磁场最早的矢量观测 (Deng et al., 1999a), 给出了倾斜的极区磁场结论。极区磁场的非径向分量在后续的研究中得到关注, 例如 Sun et al. (2021)。极区磁场的具体性质有待验证。

极区磁场观测的限制, 会带来一些尚未解决的观测问题, 其中一个引起广泛关注的是太阳开放磁场问题 (Linker et al., 2017), 即太阳行星际磁场观测得到的开放场, 与太阳表面磁场与太阳极紫外观测得到的开放场存在不一致的观测问题。这个问题可能与极区磁场测量的不准确有关。SFT 模型可以用于太阳开放场的计算, 比如 Jiang et al. (2011b)。相对于极区磁场, 低纬度的活动带磁场的观测显然更准确, 而在 SFT 模型中, 极区磁场是由活动区磁场在表面演化得到的。那么, 对于理想的 SFT 模型, 可以凭借准确测量的活动区磁场来再现极区磁场演化, 从而得到更准确的开放场。这其中, 向极磁通量流到达极区后, 会在几个自转周乃至一年左右的时标内影响太阳极区磁场的变化。由此, 准确描述向极磁通量流的产生和演化, 特别是可能与 AC 相关的强磁通量流, 有重要意义。

极区磁场的总磁通量可以由 SFT 比较准确地得出, 而极区磁场的具体形式与极区的流速场, 特别是极区子午环流有关。极小年的极区磁场分布, 在 SFT 模型下可以视为表面子午流与扩散相互制约达到的平衡状态 (van Ballegooijen et al., 1998)。而极区的速度场观测, 例如 1.1.3 小节中描述的多普勒观测和日震学观测, 在极区依旧是不准确的。因此, 极区磁场的具体分布存在不确定性。另一方面, 如果极区磁场并不是垂直于表面的径向场, 那么 SFT 模型中则会增加额外的输运项, 影响 SFT 模型以及磁通量转移发电机的结果。

极区磁场观测与模型的进一步完善需要离开黄道面角度的观测, 这需要空间观测, 例如正在进行的 Solar Orbiter 项目, 计划提升轨道与黄道面倾角, 从而观测极区的磁场与速度场, 为太阳开放场、太阳风、太阳发电机理论提供新的观测认识 (Müller et al., 2020)。届时, SFT 模型与磁通量转移发电机可以得到进一步的验证, 抑或是模型的补充。未来的轨道倾角更高的探测器计划, 比如极轨探测, 则更能带来相近的关于太阳极区磁场的认识。

1.3.4 基于物理模型的第 25 太阳周预报

在上文中, 提到了 SFT 模型与磁通量转移发电机在第 24 太阳活动周演化的预测和分析中起到的重要作用。磁通量转移发电机明确了太阳活动周演化的动力学记忆时间, 以及极区磁场先兆的物理基础, 而 SFT 模型解释了极区磁场的来源, 分析了其中关键的活动区因素。这些经验的积累, 可以运用到第 25 太阳周的预报与分析之中。

Jiang et al. (2007); Choudhuri et al. (2007) 的扩散主导的发电机模型在预测第 24 太阳周, 和解释极区先兆取得了成功。为了检验模型的可重复性, Guo et al. (2021) 采取了相同的扩散主导模型, 利用第 24 太阳周极小年极区磁场作为数据驱动, 对第 25 太阳周强度作了预报。预报的结果是第 25 太阳周会比第 24 太阳

周强 10%，因此也是一个较弱的太阳周。

在第 24 太阳周极小年之前做出的预报，主要使用了 SFT 模型来得到极小年的极区磁场，例如 [Hathaway et al. \(2016\)](#); [Bhowmik et al. \(2018\)](#); [Jiang et al. \(2018b\)](#)。在极小年极区磁场的基础上，使用先兆方法或者发电机模型进行预报。[Labonville et al. \(2019\)](#) 则使用了 [Lemerle et al. \(2017\)](#) 的 $2 \times 2D$ 模型进行了结合表面与内部的模拟预报。这些预报得到的结果与第 24 太阳周相差不远。预报之间的一致性显著高于第 24 太阳周的各种预报，这可能与第 24 太阳周的预报使得人们对太阳周演化，特别是其记忆时间的认识更加深入有关。

第 25 太阳活动周已经处在上升阶段，这是检验并更新我们对太阳活动周和发电机理论认识的大好时机。如何更准确地观测和认识极区磁场，如何更好地联系太阳表面磁场演化与内部的发电机过程等，皆可依照新的观测结论，进一步得到充分研究和发展。

1.4 本文关注的表面磁通量转移问题

前文中，我们回顾了 SFT 模型、发电机理论的观测基础，发展以及现状。本文对 SFT 过程与大尺度磁场演化的关注，主要集中在活动区的不同特性，对极区磁场的演化上。

活动区在一定时间和空间范围内集中分布的特性，是活动区的一个重要的特征，作为环向场集中浮现的反映，在太阳发电机过程中应有重要的地位。我们从观测与模拟结合的方法来证实这种地位。我们选取第 24 太阳活动周中，2014 年全年在南半球最显著的一个向极磁通量流作为分析对象。根据图1-1的磁蝴蝶图所示，该磁通量流直接导致了南半球的极区磁场反转，对极区磁场演化有极显著的作用。我们分析这个磁通量流的产生自的 AC 的特征，使用 SFT 模型来再现其演化，并分析其对极区磁场的作用。我们同时分析在 AC 演化的过程中的磁通量转移和对消。我们可以证实这个磁通量流在第 24 太阳活动周南半球极区磁场演化的决定性作用，直接主导了极小年极区磁场的强度。对这个“超磁通量流”的分析研究，提供了一个“复杂活动集合体-向极磁通量流-极区磁场”经验观测规律的一个典型的有力例证。这是基于 SFT 模型的事例观测模拟研究。

活动区性质与对极小年极区磁场贡献之间的代数关系，是 SFT 模型得到的一个重要成果。然而，活动区的真实位形会对演化结果造成影响。我们将基于标准 BMR 活动区的代数学方法，推广到描述任意磁场位形的活动区的代数学方法。这种新的方法，可以视为小块磁通量贡献的叠加，以此作用于活动区整体。我们利用 SFT 模型，来检验这种推广的方法的可靠性，并与前人的方法进行比较。我们选取活动区进行模拟，比较模拟结果与代数方法得出的结果。新的方法可以准确量化任意位形活动区对极区磁场的贡献。这是基于 SFT 模型的理论分析研究。

活动区集中分布的特性与向极磁通量流有关，怎样定量地检验和描述这一关系？向极磁通量流对应着非均匀的向极磁通量转移。这种非均匀性的大小，应

该与活动区的分布性质有关，这是一个统计问题。我们需要一个关于非均匀性大小的统计描述，并且与活动区是否集中分布联系。我们提出了在磁蝴蝶图上，一个活动周内中高纬度的磁场的磁通量密度出现的几率密度分布，可以反映非均匀性的大小。磁通量流对应的是分布中显著偏离平均磁通量密度的部分，这样可以利用统计量来定量描述。通过与高斯分布相比较，可以得到该分布的产生原因是均匀、随机、非相关的，还是有着非随机性的。而非高斯的磁场分布，则对应着活动区产生的非均匀性。我们使用 SFT 模型来验证这一点，并将这个统计描述方法应用到第 21-24 太阳活动周的磁场观测中。结果显示，现实观测的磁场分布反映了显著的非均匀性，这意味着活动区集中分布的倾向在活动周演化中有显著影响。这是基于 SFT 模型的统计研究。

表面磁通量转移过程的磁通量来源是表面的磁浮现。SFT 模型本身并不解决磁场如何浮现，只是回答了浮现之后的磁场如何演化。另一方面，作为一个高度简化的运动学唯像模型，SFT 模型对再现具体的可观测物理过程上有所欠缺，这需要完整的动力学模型。磁浮现的规律可以从观测、理论分析和数值实验中得到。我们开展了一部分基于辐射磁流体力学的磁浮现研究，分析了其表面磁场演化的特征和大气响应特征，得到了一定的成果。未来的研究，需要更多的不同尺度的磁浮现模拟，以生成不同情形的表面磁场演化，从而完善我们对 SFT 模型源项的认识，和运动学模拟所能揭示之外的可观测过程。

我们的研究集中于活动区本身性质和分布性质在大尺度磁场演化中的作用。我们在接下来的三个章节中，分别详细介绍三个工作的背景，方法，结果与结论，并用一个章节总结全文及展望未来研究计划，其中包括太阳表面磁浮现的数值模拟的初步成果。

第2章 复杂活动集合体与第24太阳周的向极超磁通量流

2.1 引言

在第1章中，我们回顾了太阳 SFT 过程与大尺度磁场演化之间的关系。我们总结了“复杂活动集合体 (AC) -向极磁通量流-极区磁场反转”的观测联系。AC 作为环向场浮现的突出表现形式，应该在向极磁通量流的产生和大尺度磁场演化中有关键地位。观测上，通常通过叠放综合磁图的方法，凸显某个经度范围持续的磁浮现，例如 [Gaizauskas et al. \(1983\)](#); [Petrie et al. \(2017\)](#)。这种方法可以直观地看到 AC 的产生，在此之后的向极磁通量流，以及极区磁场演化，但是定量描述期间的因果关系，则需要 SFT 模型。AC 的 SFT 模拟，于本文之前尚未得到广泛关注。使用 SFT 的数值模拟，可以再现 AC 的活动区如何形成向极磁通量流，并定量分析其对极区磁场的影响，特别是极小年极区磁场。而极小年极区磁场则对应着下一个太阳活动周的强度。因此，使用 SFT 模拟可以定量地确定 AC 对磁通量流和太阳活动周演化的贡献。

AC 中的活动区存在复杂的磁场演化。[Bumba et al. \(1965\)](#) 在观测中发现，活动区之间同号的磁极有视觉上的相互靠近和汇聚的倾向。[Gaizauskas \(2008\)](#) 的观测发现，AC 中所包含的众多活动区之间会相互对消，而在 AC 的边缘剩余出大面积的单一极性区域，而单一极性区域向极迁移产生磁通量流。使用 SFT 模型可以一定程度再现这一过程。

我们使用 AC 中的活动区作为 SFT 模型的源项，提供表面新产生的磁通量。最近，越来越多的 SFT 模型使用真实观测的活动区磁场位形作为源项 (例如 [Yeates et al., 2015](#); [Virtanen et al., 2017](#); [Whitbread et al., 2018](#); [Jiang et al., 2019](#))。根据1.3.1小节所述，使用真实磁场位形相较于使用活动区参数构建标准 BMR 更为准确。因此，我们需要从磁场观测中得到 AC 中的活动区，将其作为数据驱动的 SFT 模拟的输入，从而保证模拟结果的准确性。

为了定量描述 AC 产生向极磁通量流并作用于极区磁场的过程，我们选择第24太阳周南半球最显著的磁通量流。根据图1-1和图2-1，这个磁通量流所主要涵盖的时间是卡林顿周 (Carrington Rotation, CR) 2145-2159 (2013.12-2015.01)，输送了大量的负极磁通量到极区，使极区磁场发生反转，并继续增长至 $-4G$ 。这个磁通量流产生自长时间存在的 AC。为此我们将在接下来的小节从观测中识别和提取这些 AC 中的活动区，描述其性质，并以之进行 SFT 模拟，再现磁通量流的产生。我们可以证明这个来自 AC 的磁通量流对南半球极区磁场演化的主导作用。同时，我们也截取一部分分布密集的活动区进行模拟，来描述和分析 AC 中的活动区之间的频繁的相互对消以及产生的单一极性区域。同时，我们也提出，在 AC 中识别与提取活动区存在着一些固有的困难。

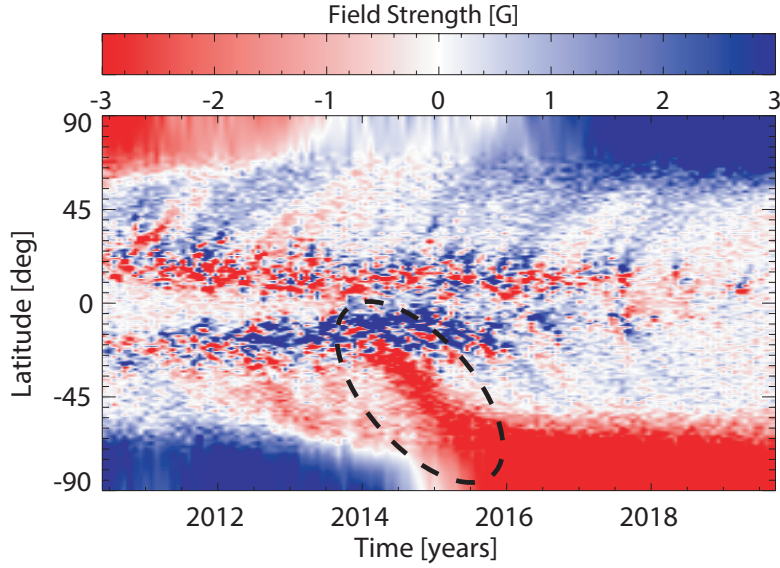


图 2-1 HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) 观测得到的第 24 太阳周磁蝴蝶图

Figure 2-1 Magnetic butterfly diagram for cycle 24 from HMI observations

椭圆虚线区域标注了所研究的超磁通量流。

2.2 CR2145-2159 的活动区

2.2.1 活动区识别方法

进行 SFT 模拟, 需要从磁场观测中提取出活动区, 以作为 SFT 模型的源项。此前, SFT 模型源项的获得往往是用一个磁场强度阈值来限定平滑过的磁图, 大于磁场阈值的区域即是活动区 (Yeates et al., 2015; Virtanen et al., 2017; Whitbread et al., 2017, 2018)。阈值通常通过试验以及数值优化方法得到。然而, 由于我们希望模拟的 AC 中有大量活动区在一定范围内持续浮现, 不同强度和离散程度的磁场结构相互混杂, 因而难以使用单一的阈值来提取活动区。我们需要一种包括形态学分析方法的活动区识别与提取方法来应对 AC 中的复杂磁场环境。

我们从 Solar Dynamic Observatory, Helioseismic and Magnetic Imager (SDO/HMI) 的径向磁场综合磁图中提取活动区。径向磁场是从 HMI 的 720s 观测间隔的视线方向磁场观测除以纬度的余弦值得到的。综合磁图的分辨率是 3600×1440 , 在横轴上等经度间距, 在纵轴上等纬度正弦间距。由于太阳自转周与黄道面的夹角, 极区存在一些观测空缺, 因此我们选用 Sun et al. (2011); Sun (2018) 的极区补全综合磁图。

我们选用 Zhang et al. (2010) 的活动区识别与提取方法, 为 SFT 模型提供源项。该方法设计之初是为了分析 MDI 的综合磁图, 这里我们使其适应 HMI 的综合磁图。该形态学分析方法需要四个参数, 核心阈值 (kernel threshold), 腐蚀尺度 (erosion size), 增长阈值 (growth threshold), 和扩张尺度 (dilation size)。该方法选取磁场强于核心阈值, 大小大于腐蚀尺度的磁场区域作为核心, 在这些核心的基础上增长至增长阈值的范围, 然后把相邻距离小于扩张尺度的区域组合在一起, 作为识别的活动区。如何选取参数取决于活动区和研究目的。

对于大多数活动区的识别,我们使用如下参数:核心阈值 250G, 腐蚀尺度 10Mm, 增长阈值 45G, 扩张尺度 10Mm。我们通过多次尝试得到这个参数组,它可以成功识别大部分的活动区。我们在下文中称其为标准参数组 (standard set)。如果使用更低的核心阈值或者更小的腐蚀尺度, 更小尺度的磁结构就会被保留下来。如果增长阈值更低, 则会让识别出来的磁结构范围更大。为了展示不同参数对活动区识别结果的影响, 我们以 NOAA AR12222 的识别结果为例, 在2-1中展示标准参数和其变体下得到的活动区参数。活动区面积与磁通量是通过活动区像素的加和得到的。活动区经纬度是由不带符号的磁通量作为权重的几何中心。倾角是两个极性的重心连线与纬线的夹角。这里的正负极性磁通量并不完全相等。我们在实际分析中, 选取正负磁通量大致平衡的, 判断标准是较强的磁通量不大于较弱磁通量的三倍, 这个标准在之前的 SFT 模拟研究中也使用, 如Virtanen et al. (2017)。

表2-1的第一行给出的结果是基于标准参数组的识别结果。第二至四行则分别是将核心阈值设为 225G, 将增长阈值设为 45G, 将增长与腐蚀尺度设为 30Mm。结果显示, AR12222 的识别结果受这些参数组的变化影响不大。我们在尝试中得出, 参数组在如下范围变化是可以接受的: 核心阈值 225-250G, 腐蚀与扩张尺度 10-20Mm, 增长阈值 40-50G。

表 2-1 AR12222 在标准参数组及其变体下得到的参数

Table 2-1 Parameters of AR12222 identified by the standard set and its variations

识别参数组	纬度 (°)	经度 (°)	面积 (μHem^1)	正磁通量 (10^{20}Mx)	负磁通量 (10^{20}Mx)	倾角 (°)
标准参数组	-20.2	82.6	3021.9	183.9	-138.6	10.2
减小核心阈值	-20.2	82.6	3021.9	183.9	-138.6	10.2
减小增长阈值	-20.2	82.6	3289.3	185.0	-141.3	10.2
增加腐蚀/扩张	-20.2	82.6	3021.9	183.9	-138.6	10.2
特殊参数组	-20.5	83.5	4968.4	194.4	-170.3	14.9

¹ 太阳表面半球面积的百万分之一

在 AC 的演化过程中, 由于大量集中的磁浮现与对消, 识别活动区可能会面临一些困难。新浮现的活动区可能很接近之前浮现的活动区扩散形成的单一极性区域, 或者直接与其他活动区的磁通量混杂在一起。这时, 活动区的磁场是一系列强弱程度不一, 聚集与弥散程度不一的磁场结构的结合, 其背景也常常有一定强度的磁场, 这会给依据一系列固定参数来自动识别活动区的程序带来本征的困难。我们以在所研究的活动区浮现的时间段, 面积最大、持续时间最长的活动区, NOAA AR12192 为例, 展示这种情况。如图2-2 (a)、(b) 所示, AR12192 临近一片大面积单一极性区域 (图中蓝色区域), 这个区域来自于之前的 AC 中的活动区。在 CR2156, 标准参数组可以识别 AR12192。在下一个自转周, CR2157, AR12192 再次出现时被重新记为 AR12209, AR12213, AR12214。这时的 AR12192 与周边的单一极性区域混合在一起, 难以准确区分其分界。标

准参数组并不能准确识别此时的 AR12192, 于是我们采取一组特殊参数组: 核心阈值 100G, 腐蚀尺度 10Mm, 增长阈值 20G, 扩张尺度 60Mm。从图2-2 (c)、(d) 可以看到, 在一个自转周之后, AR12192 的磁场强度、弥散程度、面积等均有较大变化。这些变化可以从表2-2中明显地得出。AR12192 总磁通量减少, 面积增大, 倾角发生明显变化。通过 SFT 模拟可以得知, 在这一个自转周之内 AR12192 的演化, 并不能纯粹地由 SFT 输运项描述。这意味着在这个自转周之内的演化有显著的其他因素的影响, 比如, 在期间发生的新的磁浮现。根据 [McMaken et al. \(2017\)](#), 持续的磁浮现是改变 AR12192 性质的重要因素。在原本活动区基础上新浮现的磁通量与原本磁通量发生对消。如此, 以 CR2156 的 AR12192 为基础进行 SFT 模拟并不能再现其演化。因此, 我们使用特殊参数组提取 CR2157 的 AR12192 作为 SFT 模型的源项。

特殊参数组不仅影响 AR12192, 也影响其他活动区。比如, AR12222 在两种参数组下的性质有较大不同。如表2-1最后一行, 和图2-2 (e)、(f) 所示, AR12222 在特殊参数组下面积、磁通量、磁场结构等均有变化, 这与其与其他磁场结构接壤有关。为此, 我们对于其他活动区保留原本的活动区识别参数组, 而 AR12192 则是一个特殊情况。

表 2-2 AR12192 在 CR2156 和 CR2157 的参数

Table 2-2 Parameters of AR12192 on CR2156 and CR2157

卡林顿周 (CR)	识别参数组	纬度 (°)	经度 (°)	面积 (μHem)	正磁通量 (10^{20}Mx)	负磁通量 (10^{20}Mx)	倾角 (°)
2156	标准参数组	-13.2	246.1	12779.4	631.2	-698.2	0.9
2157	特殊参数组	-15.0	249.9	21834.3	546.0	-523.3	5.7

2.2.2 活动区识别结果

我们使用前文所述的活动区识别方法, 共识别了 84 个活动区。图2-3 (a) 展示了活动区的时间-纬度分布。在两个半球, 所有的活动区都分布在 $\pm 30^\circ$ 纬度之内, 更多的活动区集中在 -10° to -20° 纬度范围。活动区的纬度并没有整体变化, 因为此处涉及的时间范围相对于整个活动周较短。大部分活动区的纬度都低于 [Yeates et al. \(2015\)](#) 所分析的磁通量流产生自的活动区 (主要分布在 $+20^\circ$ 至 $+40^\circ$), 因而我们预计我们所研究的这些活动区与相关的磁通量流对极区磁场有更显著的贡献。

自 CR2145 至 CR2159, 更多的活动区浮现于南半球。图2-3 (b)、(c) 展示了各个 CR 的南北半球各自的活动区数目和面积, 二者都反映了南半球的活动区更多的特点。以面积记的南北半球差距也大于以数目的南北半球差距, 这说明总体而言南半球的活动区的平均面积也大于北半球。

活动区磁通量总体来说存在一定的正负极性不平衡, 如图2-3 (d) 所示。这种不平衡性并不是不变的, 有时正磁通量更大, 有时则相反。不平衡的磁通量会

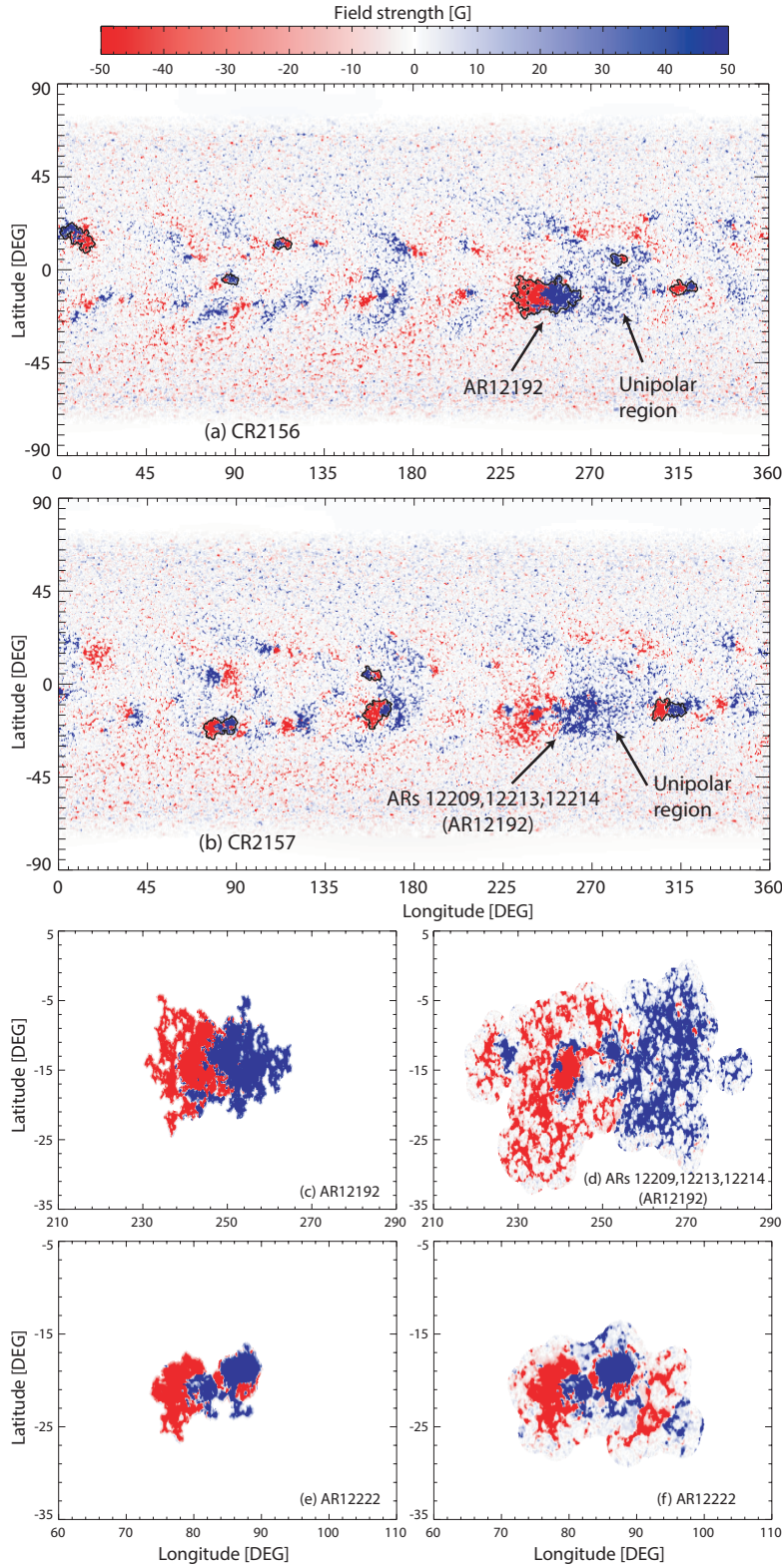


图 2-2 活动区在综合磁图上的识别

Figure 2-2 Identified active regions on synoptic maps

(a)、(b) 分别展示 CR2156, CR2157 的综合磁图, 其中黑色轮廓线是使用标准参数组自动识别得到的活动区范围。黑色箭头标注了 AR12192 与其附近的单一极性区域。(c) (f) 展示识别的活动区。(c) 对应标准参数组在 CR2156 识别的 AR12192, (d) 对应特殊参数组在 CR2157 识别的 AR12192, (e) 和 (f) 分别对应标准参数组与特别参数组在 CR2157 识别的 AR12222。

对 SFT 模拟造成一定影响。

我们识别的活动区中，南半球的部分活动区符合 AC 的描述。我们分辨 AC 的方法与 Gaizauskas et al. (1983); Petrie et al. (2017) 相似，即堆叠磁图。图2-4展示了按照时间顺序堆叠的南半球磁图。从中我们可以看到 180° 与 270° 之间的经度范围内的活动区，可以被认为是长时间存在的 AC。该 AC 从 CR2145 存在到 CR2156，最终结束于 AR12192 这个第 24 太阳周面积和磁通量最大的活动区。该 AC 包括了 18 个活动区，超过了 30% 的南半球活动区总数。在它随时间演化的过程中，我们可以清晰地看到它产生了大面积的单一极性区域，特别是前文中所述的 AR12192 临近的单一极性区域。这些磁场区域，是来自多个之前的活动区的共同贡献。在 AR12192 浮现之后的下一个自转周，它与这些单一极性区域接触混同，同时又存在新的磁浮现发生于原本 AR12192 的位置。依此，AR12192 也属于该 AC。除了这个长时间存在的 AC，CR2145 至 CR2149 浮现于 50° 与 135° 经度范围内的活动区也可被认定为 AC。其中的活动区的磁通量同样相互叠加，形成单一极性区域。总体而言，有 50% 的活动区与 AC 现象有关。

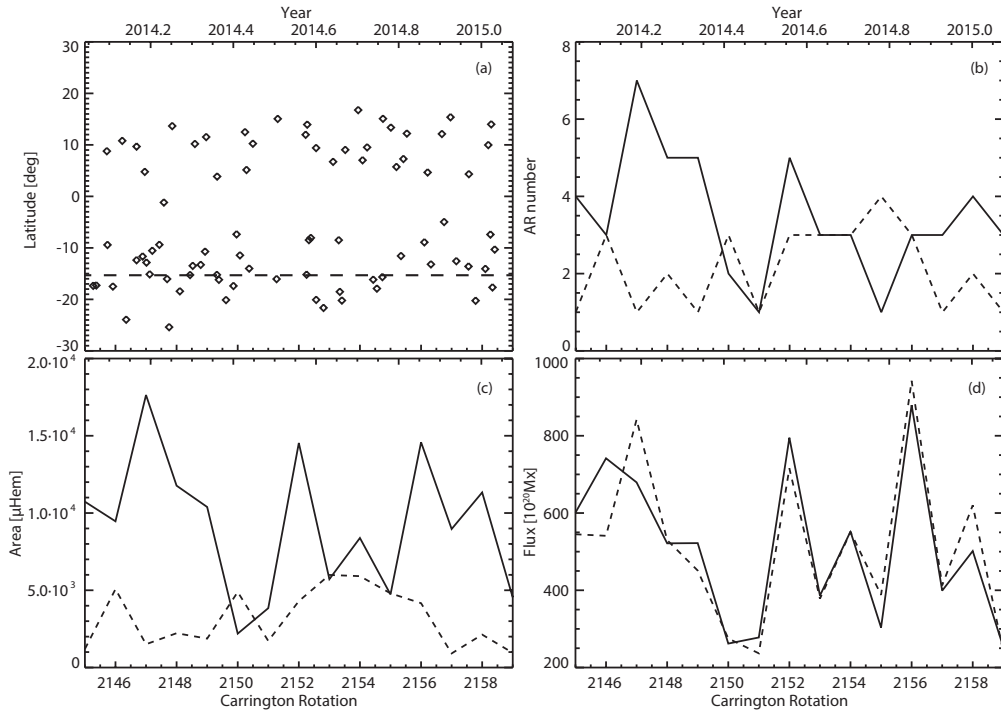


图 2-3 识别的活动区的参数

Figure 2-3 Parameters of identified active regions

(a): 活动区的时间-纬度分布，每个活动区用菱形标注。黑色虚线对应 -15° 纬度，是南半球活动区纬度的中位数。(b): 识别的活动区数目，实线表示南半球，虚线表示北半球。(c): 活动区总面积，实线表示南半球，虚线表示北半球。(d): 活动区总磁通量，实线表示负磁通量，虚线表示正磁通量。

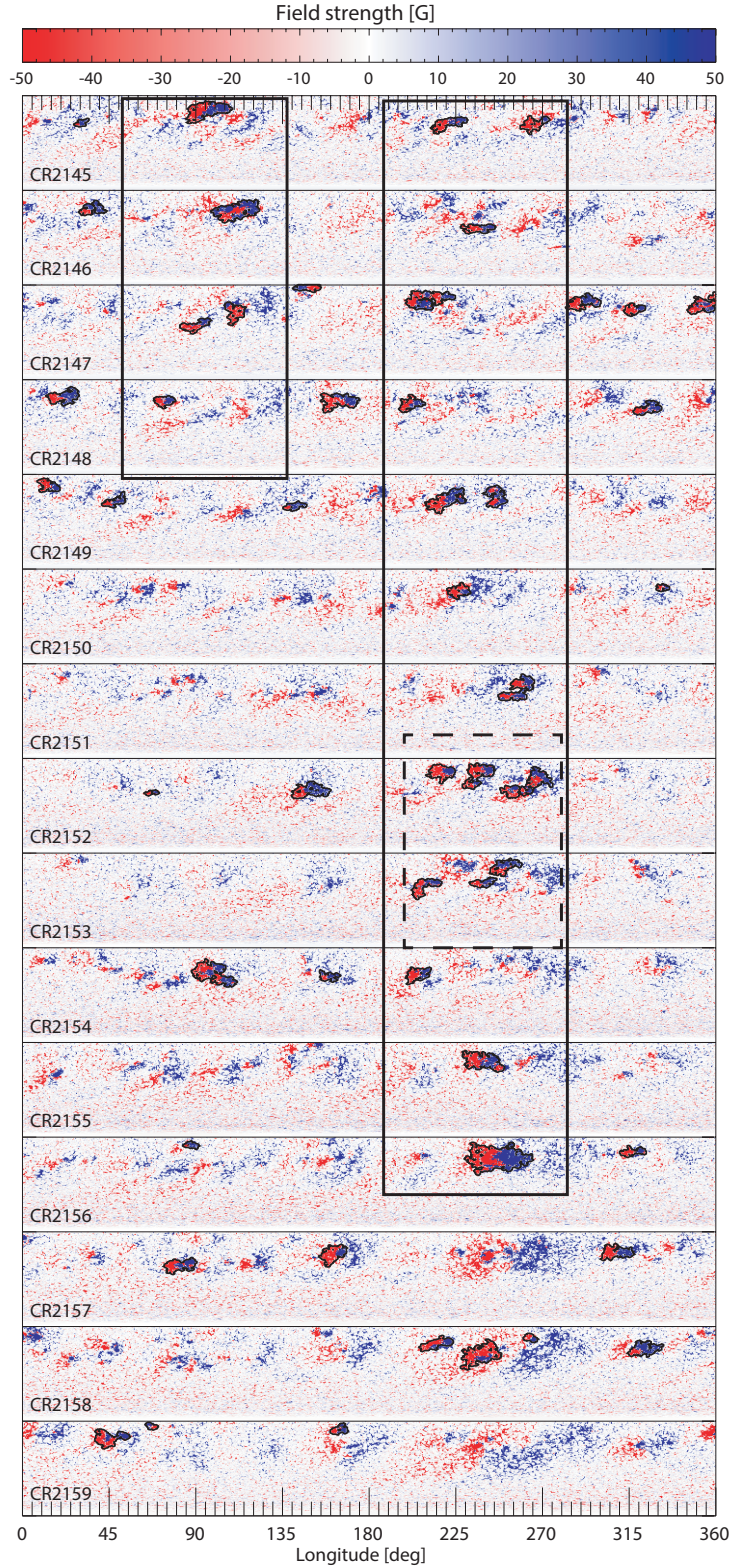


图 2-4 CR2145-CR2159 堆叠磁图

Figure 2-4 Stackplots of synoptic maps during CRs 2145-2159

由南半球综合磁图堆叠而成。黑色轮廓线对应识别出的活动区。黑色实线矩形框对应 AC 中的活动区。黑色虚线矩形框对应表2-3中的活动区。前述 AR12192 的特殊处理未在本图表示。

2.3 数据驱动的 SFT 模型

2.3.1 模型描述

SFT 的数值模拟,是用数值方法求解太阳表面径向分量的磁感应方程,即等式1-6。我们使用一个基于Baumann et al. (2004) 的求解程序。该程序的空间分辨率是 360×180 , 时间积分步长是 1 天。方程的空间部分使用了 63 阶的球谐函数展开, 其对应的空间分辨率可以与超米粒组织相当。时间积分使用了 4 阶 Runge-Kutta 法。

SFT 模型中, 较差自转使用的是Snodgrass (1983) 给出的形式, 而表面子午流使用的是van Ballegooijen et al. (1998) 给出的形式。子午流峰值是 11 ms^{-1} 。湍动扩散系数是 $500 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$ 。模型的更多细节在Jiang et al. (2014) 中有充分论述。

除了这些不随时间变化的输运项, 1.3.2中讨论的向活动带的汇聚流同样是 SFT 过程中的重要因素。在使用标准双极活动区的 SFT 模拟中, 常常通过使用一个参数统一地减小活动区的倾角来模拟这一效果, 例如Jiang et al. (2015)。然而, 对于使用真实磁场位形的模拟, 这种汇聚流的处理应该更复杂。因此, 我们目前并不在模型中对此作出处理。然而, 这是一个值得关注的问题, 由于 AC 中大量持续存在的磁浮现, 汇聚流应该会对 AC 产生影响。汇聚流的具体作用需要后续研究给予描述和讨论。

2.3.2 SFT 源项

2.2中识别的活动区被提取, 并作为源项, 在相应的时间加入正在模拟的磁场中。为此, 我们先将活动区的总磁通量进行平衡。这是因为在整个球面的总磁通量应该保持为 0 以保证磁场的无源性, 因此我们在模拟中添加的活动区也要保证正负磁通量平衡, 才能比较好地维持总磁通量为 0。我们对每个活动区, 按照由其自身的磁通量相对强弱比例, 放大较弱的磁通量使之与较强的磁通量相同。这个方法与Jiang et al. (2019) 的方法一致。然后将活动区从等纬度正弦转化为等纬度, 然后改变分辨率使之与模拟分辨率一致。活动区输入模拟的时间, 由其穿过日面中心经线的时间决定, 这可以从其在综合磁图上的经度简单地得到。

理论而言, 活动区应于其衰减相被输入模拟。然而, 在 AC 中, 剧烈的磁浮现与对消使得其中的衰减相的活动区亦可能与新浮现的磁通量或者更早之前的磁通量相混合。我们观测到的磁通量可能是多个不同时间的来源的叠加, 因此在 AC 中, 想要得到纯粹的衰减相的活动区本质上是很困难的。如2.2.1所述, CR2157 的 AR12192 相比于 CR2156 有很大不同, 这很可能与新磁浮现有关。我们使用 CR2157 的 AR12192 而不是上一个自转周的该活动区。这样的问题, 会在实际活动区的模拟中持续存在。

2.3.3 可靠性验证

为了验证 SFT 数值模拟的可靠性，我们使用如下判断标准来验证 SFT 模拟的结果。其一，我们可以比较模拟与观测的极区磁场演化。如果 SFT 模拟能很好地描述表面磁场演化，那么观测与模拟结果应该保持吻合。这种一致应该能够在最后一个活动区被输入模拟之后依旧保持约一年左右的时间，因为活动区磁场迁移至极区需要一年以上的的时间。据此，我们可以认为活动区的引入与磁通量迁移项的处理符合真实情况。

另一个验证 SFT 模拟的方法，需要比较两个开始时间不同，结束时间相同的 SFT 模拟的结果。如果在两个不同开始时间之间的活动区引入和磁通量迁移项完全符合表面磁场演化规律，那么模拟得到的两个不同开始时间之间的磁场演化，应该与实际观测的两个不同开始时间之间的磁场演化相一致。如此，则这两个 SFT 模拟的结果在之后的磁场演化应该能够保持一致。这样，我们可以认为这个 SFT 模型正确反映了表面磁场演化的规律。

2.4 模拟结果

2.4.1 向极磁通量流的总体特征

我们以 CR2144 作为初始磁场，引入 CR2145-CR2159 的活动区进行 SFT 模拟，以分析我们关注的向极磁通量流的特征。我们把 CR2144 的综合磁图的 y 轴转化为等纬度，然后缩放至 SFT 模拟的分辨率。我们的模拟持续至 CR2220 (2019.08)，对应着开展模拟时最后一个有 HMI 综合磁图数据的卡林顿周。

我们展示模拟得到的磁蝴蝶图以展示磁通量流。同时，我们展示一个只包含初始磁场，而没有活动区的模拟作为比较。二者分别展示于图2-5 (a) 和 (b)。由此可见，这些活动区产生了显著的磁通量流，而如果没有这些活动区，极区磁场会保持一个很弱的状态，甚至恢复到原本的极性而不能完成极区磁场反转。

我们在图2-6中定量展示极区磁场的变化。这里的极区磁场是 60° 至 75° 纬度范围内的磁场平均。黑色线代表的观测值显示，南半球的极区磁场在 2014 年中至 2015 年末迅速从 0 附近上升至最大值，然后开始由于前导极性也迁移至极区而渐渐减弱。相比而言，北半球的极区磁场演化则相对平缓而均匀。红色线代表的模拟值在两个半球的 1 年左右都能与观测相符。更重要地，对于南半球而言，对于整个第 24 太阳周后半程的极区磁场演化，观测与模拟皆有很好的 consistency，即便在 CR2159 之后的活动区没有再被输入进模拟。这意味着，第 24 太阳周南半球极区磁场的上升至最大值，然后从最大值开始下降，是由 CR2145-CR2159 这个阶段的活动区演化的结果主导的，而在此之后的活动区对极区磁场的贡献则不大。我们引入的这些活动区对极区磁场演化，以及下一个太阳周的强度有突出的贡献。这个模拟结果，与橙色线对应的从 CR2159 开始而没有其他活动区引入的模拟基本一致，因此根据2.3.3小节，可以保证其可靠。根据Jiang et al. (2018b,a)，在第 24 太阳周，2016 至 2017 年，存在反常倾角的活动区，减弱了

CR2159 之后的活动区对极区磁场的总体贡献，这与我们的结果一致。如果没有 CR2145-CR2159 的活动区，对应着图中蓝色线的情况，极区磁场会保持在很弱的状态，甚至不能完成极区磁场反转，从而导致巨极小的发生。而我们引入的这些活动区则保证了极区磁场的增长，使极小年的极区磁场保持在与第 23 太阳周极小年相似的水平，预示着下一个太阳周的强度与第 24 太阳周可能类似。

我们所分析的磁通量流比第 24 太阳周后半程南半球所有其他的磁通量流都更强，对极区磁场的影响也更大。为了分析磁通量流的特征，我们在图2-7中展示了不同纬度的磁场演化规律。由黑色线代表的观测值所示，该磁通量流的在时间上的宽度保持在 0.7-1.0 年，直至其抵达 -55° 和 -60° 这样的高纬度区域。该磁通量流的强度大于 3G，远比其他不足 1G 的磁通量流要强。在中间纬度，我们关注的强磁通量流之后的磁通量流常常改变符号，这样它们总的对极区磁场的贡献就会很弱。红色实线对应模拟的磁通量流。它基本保持观测的特征，但是相对而言没有那么尖锐。 -35° 的磁通量流中心位置有一定偏移，但是这种误差随着磁通量转移过程而渐渐减弱。对于 CR2159 之后的磁场演化，模拟与观测同样保持基本一致，这与极区磁场的情况相似。据此，我们可以得到结论，这个最显著的向极磁通量流决定了 CR2145 之后的南半球极区磁场演化的最主要特征。

该磁通量流主要是由 AC 中的活动区产生的。为此，我们进行一个只包含 2.2.2 中描述的 AC 中的活动区的模拟。这组模拟的结果在图2-7中显示为点划线。只包含 AC 的模拟结果与包含全部活动区的结果，在磁通量流强度和宽度上都很接近。这意味着主要由 AC 产生了这个最显著的磁通量流，进而对极区磁场演化产生了长期的影响。

2.4.2 复杂活动集体中活动区的演化性质

在 AC 中，有持续不断的磁通量浮现与对消，而这会影响表面磁场的位形。为了讨论这种磁场演化特性在 SFT 模型中的模拟，我们选取一系列集中浮现的 AC 中的活动区。这些活动区处在 180° 至 270° 的经度范围之内，在 CR2152-CR2153 的时间范围之内，其活动区参数列于表2-3中。其中大部分活动区都拥有较大的正倾角，分布在一个较大范围之内。我们知道 Joy 定律本身即存在较大的散布。正倾角的活动区会产生以后随极性为主的磁通量流。这里列出的有些活动区实际上包含多个 NOAA 活动区编号，比如 AR12104 和 AR12107。我们在不使用初始磁场的情况下只模拟这些活动区的演化，并持续 10 年的时间使磁场达到平衡。

模拟中可以观察到与观测类似的相邻活动区之间的相反极性对消的情形。图2-8展示了 CR2153-CR2158 时间段内的活动区磁场演化。模拟显示，AC 中间部分的磁通量相互对消，而两端的先导与后随极性的磁通量则分别留了下来。后随极性在向极区迁移，而前导极性也形成了一个大面积的单一极性区域。表观地，各个活动区的同号极性分别汇聚而成这两个大面积的单一极性区域，这与 Gaizauskas (2008) 的观测相符。前导极性（正极）的单一极性区域在 CR2156 之后仍然存在了数个卡林顿周，这样，其势必会与 AR12192 的磁场发生一定的

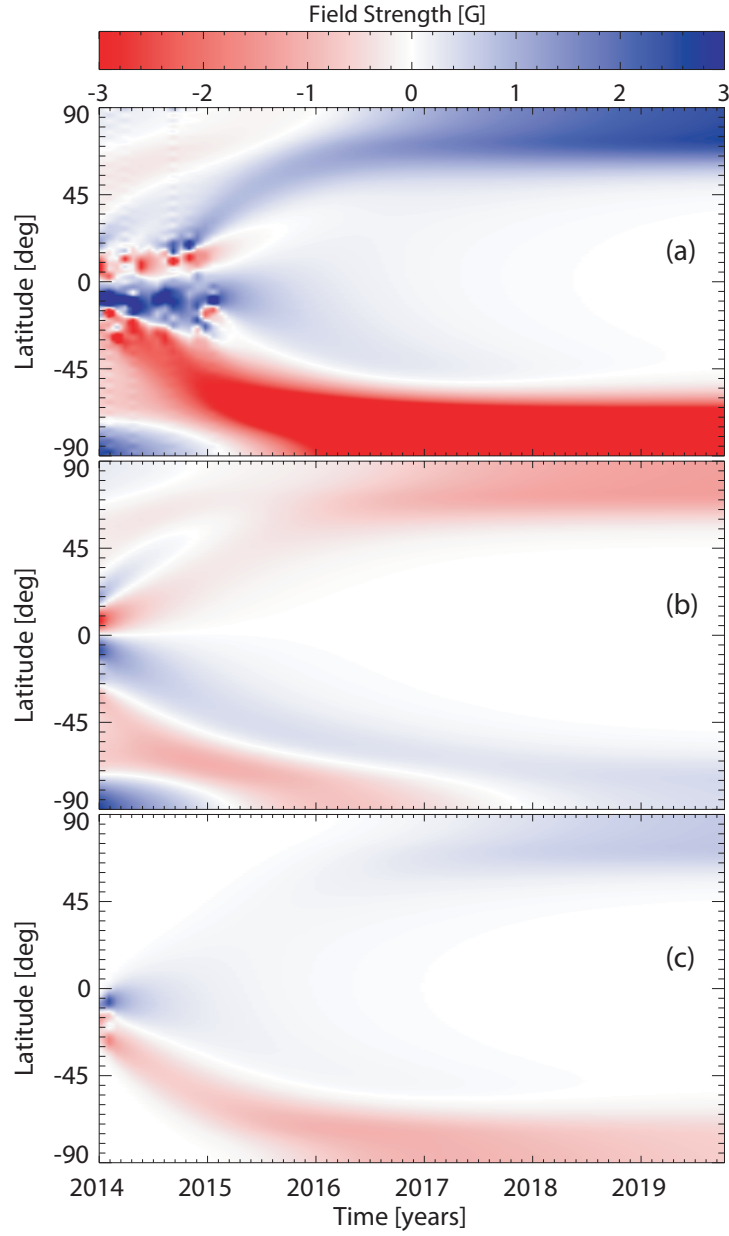


图 2-5 模拟的磁蝴蝶图

Figure 2-5 Simulated magnetic butterfly diagrams

(a): 自 CR2145 开始, 引入了 CR2145-CR2159 的活动区。(b): 自 CR2145 开始, 没有活动区引入。(c): 没有初始磁场, 引入了表2-3中的活动区。

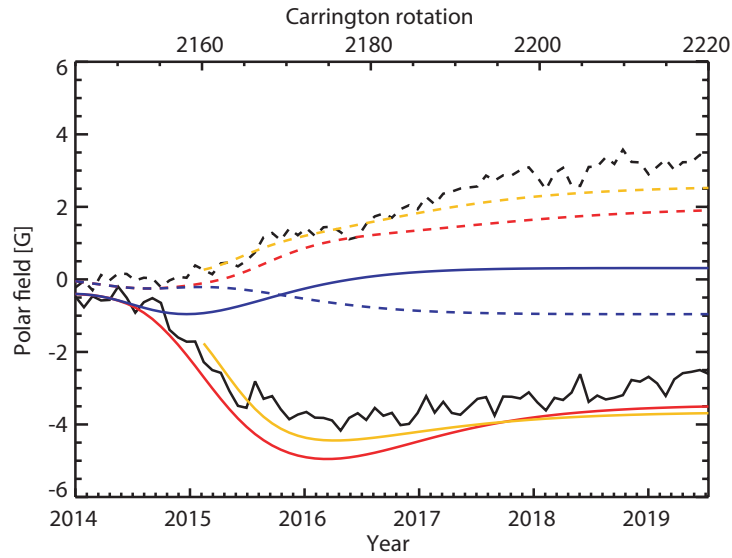


图 2-6 极区磁场演化

Figure 2-6 Polar field evolutions

实线对应南半球，虚线对应北半球。黑色线对应 HMI 的观测结果。红色线是自 CR2145 开始，引入了 CR2145-CR2159 的活动区的模拟结果。蓝色线是自 CR2145 开始，没有活动区引入的模拟结果。橙色线是以 CR2159 为初始磁场，没有活动区引入的模拟结果。

表 2-3 AC 中部分活动区参数

Table 2-3 Parameters of selected active regions in the AC

浮现时间 ¹ (d)	纬度 (°)	经度 (°)	面积 (μHem)	正磁通量 (10^{20}Mx)	负磁通量 (10^{20}Mx)	Tilt (°)	NOAA 活动区编号
195	-15.2	262.9	4730.8	238.2	-154.6	47.0	12104,12107
197	-8.5	237.8	3386.5	151.1	-179.9	1.8	12108,12110
199	-8.1	218.9	2845.9	162.8	-128.4	5.0	12109
224	-8.5	249.5	2198.8	88.8	-51.1	43.6	12127
225	-18.5	238.5	1151.5	35.3	-33.4	7.2	12131
227	-20.2	209.4	2368.9	84.5	-94.4	25.8	12132

¹ 自 CR2144 结束算起 (2013.12.19)

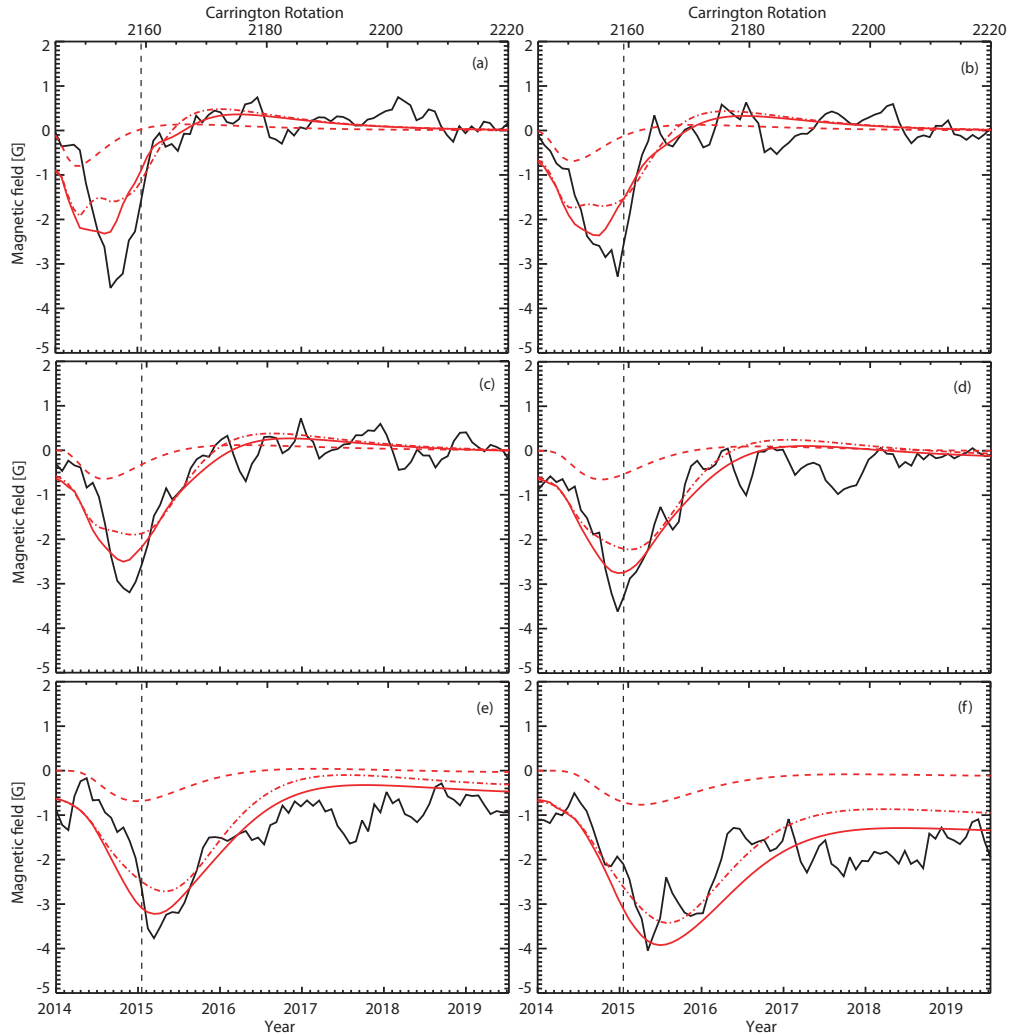


图 2-7 不同纬度的纬度平均磁场

Figure 2-7 Longitudinally averaged magnetic field on different latitudes

从磁蝴蝶图的时间方向切片得到。切片位置分别在 35° (a), 40° (b), 45° (c), 50° (d), 55° (e), 和 60° (f)。黑色曲线是观测结果, 红色实线是包含所有活动区的模拟结果, 红色虚线是包含表2-3中活动区的模拟结果, 红色点划线是包含所有2.2.2小节中描述的 AC 中活动区的模拟结果。黑色垂直虚线表示 CR2159, 即最后一个包含活动区输入的卡林顿周。

重叠，进而影响 AR12192 与后续的活动区浮现的识别与分析。在 SFT 模型中，磁通量相互作用的唯一途径是湍动扩散效应带来的对消。那么，观测上同号磁极相互合并以及形成单一极性区域的过程应该主要是磁对消的结果。这样的磁对消丰富地存在于 AC 中，如2.2.2小节中的观测描述所示。

这一部分的活动区的模拟结果的磁蝴蝶图展示于图2-5 (c)。可以看出这些活动区产生了一部分的后随极性的磁通量流。对于前导极性，向极和向赤道的迁移都有发生。这是典型的一个活动区的磁通量演化的规律。前导极性的单一极性区域随后迁移到两个极区，减弱了南半球磁场，增强了北半球磁场。在图2-7中的红色点划线展示了这些活动区产生的磁通量流的性质。从图中判断，这些活动产生的磁通量流的强度在 0.7G 到 0.8G 之间，大约相当于整个磁通量流的四分之一到三分之一。

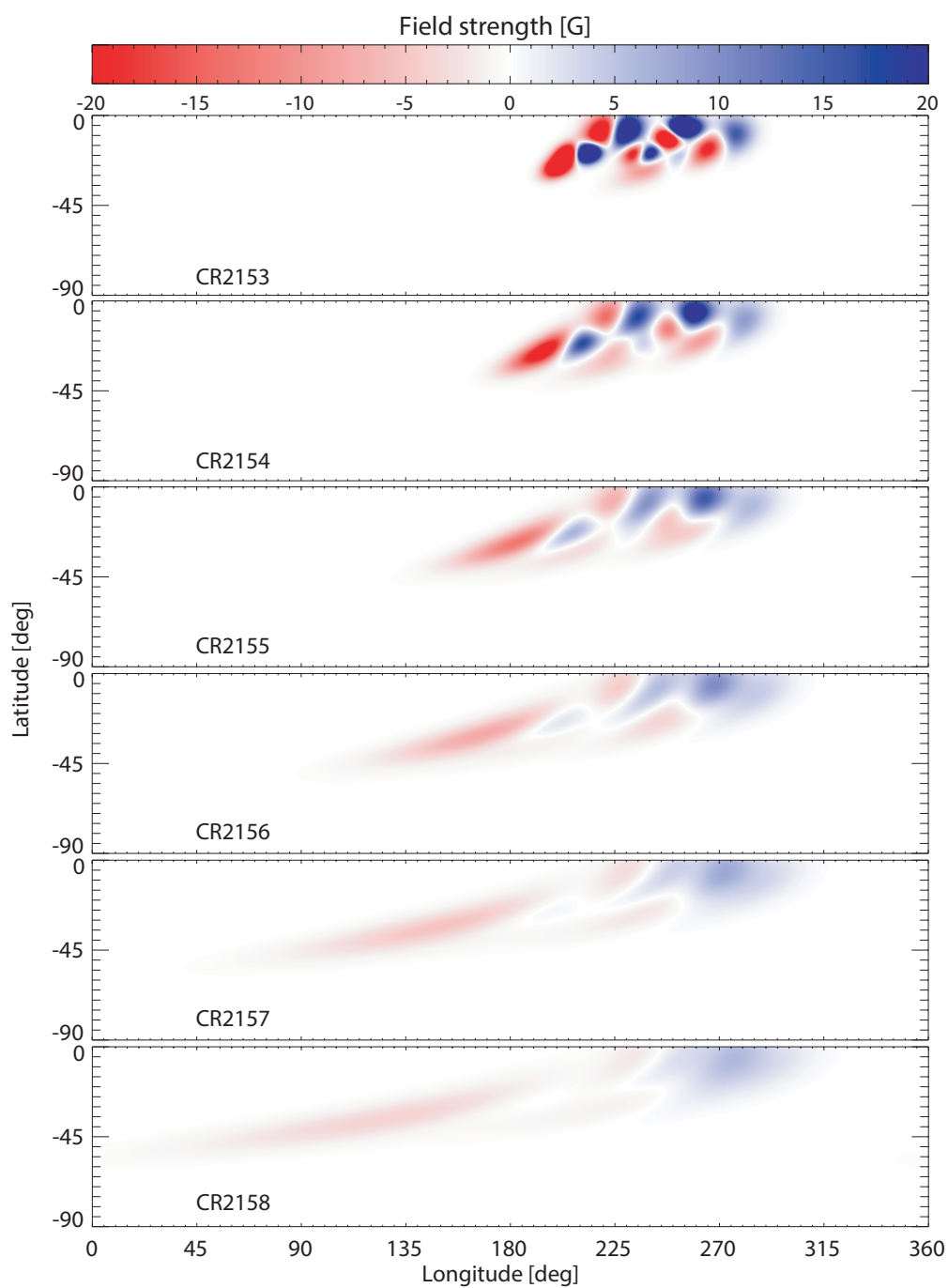


图 2-8 AC 中部分活动区的演化

Figure 2-8 Evolution of selected active regions in the AC

模拟的综合磁图的南半球堆叠磁图，包含对2-3中活动区的模拟，时间范围是CR2153-CR2158。

2.5 讨论与结论

本章中，我们使用了数据驱动的 SFT 模拟再现了产生自 CR2145-CR2159 的第 24 太阳周南半球最显著的向极磁通量流。我们发现这个磁通量流的产生主要由两个长时间存在的 AC 中的活动区主导。这个磁通量流对第 24 太阳活动周南半球极区磁场演化起到了主导作用，对极小年极区磁场有决定性贡献，而其他的磁通量流则相比而言贡献很小。可以认为，南半球后半程的极区磁场演化是由这个最显著的磁通量流塑造的。如果没有这个磁通量流，极区磁场就不能够发生反转，使得活动周演化进入类似蒙德极小期的情况。而这些 AC 中的活动区维持了活动周运行，也奠定了第 25 太阳周的强度。相比于 Yeates et al. (2015) 所研究的磁通量流，我们研究的磁通量流更强，有更显著的长期影响，相应活动区的纬度也更低，这与 1.3.1 小节中回顾的活动区与极区磁场演化的规律相符。我们所研究的这个磁通量流的独特性和重要性，支持我们将其称为“超磁通量流”，这与其他研究中，少数大活动区有可能对活动周演化起到决定性作用的概念相似。这是一个典型的支持“AC-磁通量流-极区磁场演化”关系的定量例证。

从 SFT 模型的角度而言，AC 相当于一个特别巨大的活动区。由于活动区之间的对消可以由 SFT 模拟较好地描述，AC 实际上类似于两个很大面积的，相距较远的前导和后随极性。对于大面积的活动区，如 1.3.1 所总结的，其对极区磁场的贡献集中于低纬度，因此准确而合理地使用活动区的真实磁场位形尤为重要。对于单一活动区，更高纬度的浮现更有利于产生更集中的磁通量流，而更低纬度的浮现更有利于带来更强的极小年极区磁场贡献。而对于 AC，其足够大的纬度范围可以既产生强磁通量流，又产生充足的极小年极区磁场贡献。因此这种来自于 AC 的磁通量流可以被认为拥有长时间的极区磁场贡献。

需要注意的是，即便是超磁通量流，对极区磁场的贡献也只是活动区磁通量的很小的一部分。具体的比例则与活动区的性质有关。衰减相之后的活动区磁通量在太阳表面演化时，因为磁中性线处的磁对消，都是单调递减的。而最终极区磁场的强度需要由各个活动区的贡献决定。

AC 中的磁浮现和对消非常丰富，而这会对活动区的准确识别与提取带来一定的困难。衰减相的活动区可能与新浮现的活动区或者更早的活动区的磁通量相互混合。新浮现的磁通量可能会显著地改变活动区磁场位形。同时，有些 AC 的磁场结果并不能简单视为独立的活动区的叠加 (Banin, 1983)。这些都对准确识别与分析 AC 中的活动区带来一些困难。同时，SFT 对磁对消的处理并不完全真实。除了小尺度的扩散作用，大尺度的作用，例如 U 型环状结构的收缩同样是太阳表面磁通量移除的重要方式 (van Driel-Gesztelyi et al., 1992)。这些不同的磁通量消除的机制需要进一步的分析研究。

我们的模拟尚未包括 AC 中的向活动带汇聚流，然而可以预计的是这种汇聚流应该起了一定作用。活动带因为更多的磁通量而导致的普遍地温度下降使得汇聚流产生 (Spruit, 2003; Gizon et al., 2008; Cameron et al., 2010a)，那么这种汇聚流应该会影响 AC，因为 AC 中有充足的磁通量。这需要后续的研究进行分析。

第3章 活动区对太阳活动周演化贡献的代数学定量方法

3.1 代数学方法的数学推导

我们在1.3.1小节中，详细介绍了活动区对极小年极区磁场贡献的关键因素与代数表达式。极小年极区磁场决定着下一个太阳活动周演化。我们同时强调了相比于标准 BMR，应用真实的磁场位形才能更准确描述活动区对极区磁场与太阳周演化的贡献。那么，我们需要一种普遍适用的代数学方法来描述活动区。我们在本章中，从数学上证明这种新的方法，然后通过 SFT 模拟来验证这种方法的可靠性。我们将推广的方法与前人的方法进行比较，可以证明，推广的方法能够准确描述不同磁场位形的活动区对极小年极区磁场的贡献，而前人的方法在描述非标准 BMR 时，结果会有不同程度的偏离，而对于更复杂的活动区，则完全不能准确描述。我们将展示，新的方法可以准确而便捷地量化活动区对太阳周演化的贡献。

我们首先分析 SFT 模型，以及前人的方法的推导以及如何得到新的方法。根据1.2.2中的介绍，SFT 模型是一个描述太阳表面径向磁场转移的运动学方法。磁通量如同水流中的墨水一样被动地被迁移和扩散。在不考虑磁场对速度场的作用（比如汇聚流）的时候，SFT 的输运项，即表面较差自转，子午流和湍动扩散的作用是线性的。这意味着，不同磁场区域的演化之间可以线性叠加。

活动区在太阳表面演化时，跨赤道的磁通量输运对大尺度磁场演化尤为重要 (Cameron et al., 2013; Wang, 2017)。跨赤道磁通量输运是向四周的扩散与向极的子午流相互竞争的结果。对于一个磁通量平衡的活动区而言，跨赤道输运的磁通量大小就对应着向极输运磁通量的总大小，进而对应着极小年表面磁场达到平衡时的极区磁场贡献，和轴向偶极矩贡献。我们在下文中，把极小年轴向偶极矩称为最终偶极矩。Petrovay et al. (2020) 对代数量化方法的推导，就从跨赤道输运这一概念出发。这项工作的作者们，考虑一个单极的高斯分布的磁场区域，能够产生多少跨赤道磁通量。这个单极磁场区域如下，

$$B_r(\lambda) = \frac{a}{\sigma_0} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma_0^2} \right], \quad (3-1)$$

其中 λ_0 是磁场区域的中心纬度，而 σ_0 是磁场高斯分布的展宽。

在靠近赤道的小范围内，可以将太阳表面近似为笛卡尔坐标系。通过对表面子午流做一阶泰勒展开，Petrovay et al. (2020) 证明了3-1式描述的磁场区域能够产生的跨赤道磁通量的比例为，

$$f_{crosseq} = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\lambda_0 / \sqrt{2\lambda_R} \right) \right]. \quad (3-2)$$

参数 λ_R 是，

$$\lambda_R = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{\eta}{R_\odot^2 \Delta_u}}, \quad (3-3)$$

而 Δ_u 是赤道附近子午流对纬度的导数。

3-2式反映了，磁场区域越靠近赤道，产生的跨赤道磁通量比例越大。而参数 λ_R 的形式则反映了这个比例也与单极磁场区域的大小，和子午流与湍动扩散有关。这个磁场区域越大，就有越多的部分距离赤道更近，从而使跨赤道磁通量比例更大。通过考虑两个相反极性的磁场区域的总体效果，在两个磁场区域间的间距不大的前提下，Petrovay et al. (2020) 证明可以得到1.3.1小节中的1-7式。我们重新展示如下。

$$\frac{D_f}{D_i} = A_R \exp\left(\frac{-\lambda^2}{2\lambda_R^2}\right) \quad (3-4)$$

而我们考虑拥有任意磁场位形的活动区，而不是标准的由两个相反极性的高斯分布磁场区域构成的活动区。既然 SFT 模型中的输运过程是线性的，那么，一个活动区对最终偶极矩的贡献可以分解为其更小的部分的叠加。考虑极限情况，活动区可以视为由大量微小的点状磁场构成的，也就是面积微元。这样，总的活动区对最终偶极矩的贡献就是在每个面积微元上的贡献的积分。我们知道，对于高斯分布，有如下性质，

$$\lim_{\sigma_0 \rightarrow 0} \left\{ \frac{a}{\sigma_0} \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma_0^2}\right] \right\} = a\sqrt{2\pi}\delta(\lambda - \lambda_0), \quad (3-5)$$

其中 $\delta(\lambda - \lambda_0)$ 是狄拉克 δ 函数，是高斯函数在其展宽趋向于 0 时的极限。这意味着，3-2和3-3取 $\sigma_0 \rightarrow 0$ 的极限，便可对应于一个面积微元的跨赤道磁通量比例了。这时， λ_R 便只与表面输运项有关了。

跨赤道输运的磁通量对应这个面积微元带来的两个半球的磁通量差。假设在极小年，极区磁场在扩散与表面子午流下保持平衡，从而极区磁场满足某个固定的函数形式，那么这个面积微元产生的最终偶极矩 $D_{f,point}$ 应该正比于两个半球的磁通量差，

$$D_{f,point} \propto \text{erf}\left(|\lambda_0|/\sqrt{2}\lambda_R\right) \text{sgn}(\lambda_0). \quad (3-6)$$

这里我们加入了符号函数 $\text{sgn}(\lambda_0)$ 以区分不同半球的情况。

总的活动区对最终偶极矩的贡献则是这个函数在整个活动区范围内的积分，

$$D_f = A_0 \int \int B_r(\theta, \phi) \text{erf}\left(|\lambda_0|/\sqrt{2}\lambda_R\right) \text{sgn}(\lambda_0) \sin\theta d\theta d\phi. \quad (3-7)$$

这是我们的推广的代数学量化方法。任何磁场位形的活动区都可以通过对其积分计算相应的贡献，而此时的参数 λ_R 是 $\sqrt{\frac{\eta}{R^2\Delta_u}}$ ，不依赖于活动区的性质。在本文中，数值积分通过简单的梯形规则完成，也就对应于磁图上的逐点相加。

比例系数 A_0 反映的是半球之间磁通量差与偶极矩之间的关系。如上文所述，该系数决定于扩散与表面子午流的平衡。这取决于二者的大小和形式，特别是子午流在极区的形式。根据van Ballegooijen et al. (1998)，子午流在极区的形式和大

小与扩散系数决定了极区磁场的函数形式。这意味着, A_0 取决于输运参数和函数形式。而正比关系则不受具体的输运参数影响。而对于一个具体的输运参数不随时间变化的 SFT 模型而言, A_0 应该是一个固定值。本文中, 我们通过拟合 SFT 模拟结果与代数学方法计算结果, 得到 A_0 的具体值。

相比于 SFT 模拟, 推广的代数方法得到活动区对最终偶极场的贡献更加快捷, 因为不再需要具体数值求解 SFT 的偏微分方程了。相比于旧的方法 (Petrovay et al., 2020), 推广的方法在计算资源上基本相似。推广的方法需要对整个活动区进行积分, 而旧方法需要得到活动区的初始偶极矩, 也就是需要计算 $D_i = \frac{3}{4\pi} \int \int B_r(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$, 这同样是对活动区进行数值积分。如果数值积分方法一致, 两种方法对同样的活动区所需的计算资源应该是相近的。

3.2 用以验证代数学方法的 SFT 模拟

为了验证代数学方法的可靠性, 我们使用 SFT 模型模拟一些活动区, 然后比较 SFT 给出的最终偶极矩结果与代数学方法给出的结果。我们使用与第2章中相同的 SFT 求解程序, 并且沿用相同的较差自转、子午流和湍动扩散的形式与大小。在子午流形式为 van Ballegooijen et al. (1998) 给出的形式, 峰值为 11ms^{-1} , 湍动扩散为 $500\text{km}^2\text{s}^{-1}$ 时, 根据计算推广方法的 λ_R 为 $9^\circ.45$, 我们在之后的分析中使用这个数值。

我们选取一些活动区, 将它们分别独立地模拟, 使其演化 10 年以保证其达到最终的平衡状态, 得到最终偶极矩。为了与旧方法相比较, 我们需要得到每个活动区的纬度, 以不带符号的磁通量为权重的平均纬度表示。我们使用两种活动区, 一种是一系列某个时间段内的真实活动区, 一种是一些按照一定活动区参数人为制造的活动区。

对于真实观测的活动区, 我们使用第2章中分析和模拟过的 CR2145-CR2159, 产生超磁通量流的 84 个活动区。这些活动区对最终偶极矩总体而言应有很大贡献。这些活动区有的存在着复杂的磁场位形, 这种复杂位形如何影响代数学方法是我们需要着重注意之处。

对于人为制造的活动区, 我们制造一系列 BMR 活动区和复杂位形活动区。我们按照 Baumann et al. (2004); Jiang et al. (2014) 的方法, 用两个相反极性的高斯分布磁场区域构建 BMR。磁场峰值为 250G, 活动区倾角则由 Joy 定律决定。Joy 定律决定的活动区倾角为 $k\sqrt{|\lambda|}$, 其中 $k = 1.3$ 是 Joy 定律参数的一个典型值 (Cameron et al., 2010b; Jiang, 2020)。活动区的纬度则从 0° 到 35° 每 5° 间隔设置一个纬度, 则共有 8 个纬度。这样的话, 纬度为 0° 的活动区没有倾角, 也就没有初始偶极矩。为了分析活动区磁场位形的影响, 我们与 Iijima et al. (2019) 类似, 引入活动区前导和后随极性的形态不对称性。我们根据如下的不对称因子 f_{asym} 来对活动区两个相反极性的磁场峰值 B_{max} 和展宽 σ_0 进行修改,

$$f_{asym} = \frac{B_{max,L}}{B_{max,F}} = \left(\frac{\sigma_{0,F}}{\sigma_{0,L}} \right)^2, \quad (3-8)$$

其中，下标 L 和 F 分别代表前导和后随极性。这样的不对称因子定义与 Iijima et al. (2019) 一致。后随极性的磁场分布相较而言更为松散。我们考虑 f_{asym} 等于 1, 2, 和 3 的情况，分别对应于对称情况，弱非对称情况，强非对称情况。其中，对称 BMR 就是旧方法基于的标准 BMR。

为了比较 BMR 与更复杂的活动区，我也人为制造一系列不同纬度的复杂活动区。这些活动区的磁场位形来自于 NOAA AR12573，该活动区在 Jiang et al. (2019) 被详尽研究，是一个典型的复杂位形活动区，其对最终偶极场的贡献与原本其活动区倾角的方向相反。这是因为其活动区位形导致的。我们将它反转到北半球，与上述构造的 BMR 处于相同半球，然后在纬度方向平移其磁场，使得其纬度的权重平均也落在从 0° 到 35° ，每 5° 间隔设置一个纬度的共 8 个纬度上。这四组活动区的例子，由 1.3.1 小节中的图 1-2 所展示。

3.3 使用 SFT 模拟验证普遍适用的代数学方法

3.3.1 实际观测活动区的验证

我们比较 CR2145-CR2159 的活动区的 SFT 模拟结果与代数学方法结果。对于推广的普适代数学方法，我们对整个活动区按照 3-7 式进行积分。 λ_R 的值按照 3.2 小节选取。由于 SFT 模拟是通过球谐函数展开的 63 阶有限截断来求解的，我们的积分也针对 63 阶球谐函数展开的结果，而不考虑更高阶项，以保证数值方法的一致性。系数 A_0 是通过线性拟合得到的，其值为 0.21。

图 3-1 (a) 展示了推广的代数学方法给出的最终偶极矩与 SFT 模型的比较。图中表面，推广的代数学方法得到的结果与 SFT 模拟的结果几乎完全一致。模拟与代数学方法之间最大的差距是 0.009G，这相当于产生最大差距的活动区最终偶极矩的 11%。我们用灰色阴影区域表达这个范围。根据图中显示，最终偶极矩的误差大小并不随着最终偶极矩的绝对大小发生变化。误差可能的来源是靠近赤道的笛卡尔坐标系近似，和子午流的低阶泰勒展开。如此，我们可以看出推广的代数学方法有效地给出了切实可行的对最终偶极矩的描述，大大简化了 SFT 模型，正如 3.1 小节的理论分析所给出的结果。

我们比较推广的方法与前人的基于 BMR 的方法之间的差距。要使用 3-4 式对应的基于 BMR 的方法，需要首先知道活动区的初始偶极矩。这可以从活动区的积分得到。这个积分同样是作用于 63 阶球谐函数展开的结果上的。然后，初始偶极矩乘 D_f/D_i 因子，即可得到最终偶极矩。在基于 BMR 的方法中， λ_R 与活动区位形有关，确切地，是磁场区域的高斯展宽 σ_0 。对于现实观测的活动区， σ_0 并不是一个有良好定义的值。因此，我们选取 3.3.2 小节中对称 BMR 对应的 λ_R 值，作为本小节中基于 BMR 的方法的 λ_R 。这个值是 $10^\circ.06$ 。相应的结果展示于图 3-1 (b)。结果相对于 $y = x$ 的散布明显相较于推广方法而言更大。模拟与代数方法之间的差距最大为 0.06G，产生这个最大差距的活动区是 NOAA AR11990。这个活动区处于 CR2157，它的周边存在着上一个卡林顿周的一个显著的复杂 $\beta\gamma\delta$ 型活动区 AR11967 的演化残余。这使得 AR11990 的磁场分布非常不平衡，导致了

很大偏差。由此可见，基于标准磁场位形 BMR 的方法并不能准确描述复杂的活动区。

为了进一步描述基于 BMR 的方法造成的偏移，我们把其对应的 D_f/D_i 绘于图3-2中。如图所示，虽然这些活动区的 D_f/D_i 大致服从一个高斯函数的趋势，但是很多点都偏离整体趋势。这显示了基于标准 BMR 的方法的局限性，以及推广方法的必要性。这里看上去有更多的活动区分布在趋势线的上方，但是实际上笼统地考虑活动区真实位形对旧方法的影响的话，偏差的符号应该没有倾向性，如Yeates (2020) 所示。从3.3.2小节的结果来看，旧方法对结果是高估还是低估，也与具体位形有关。

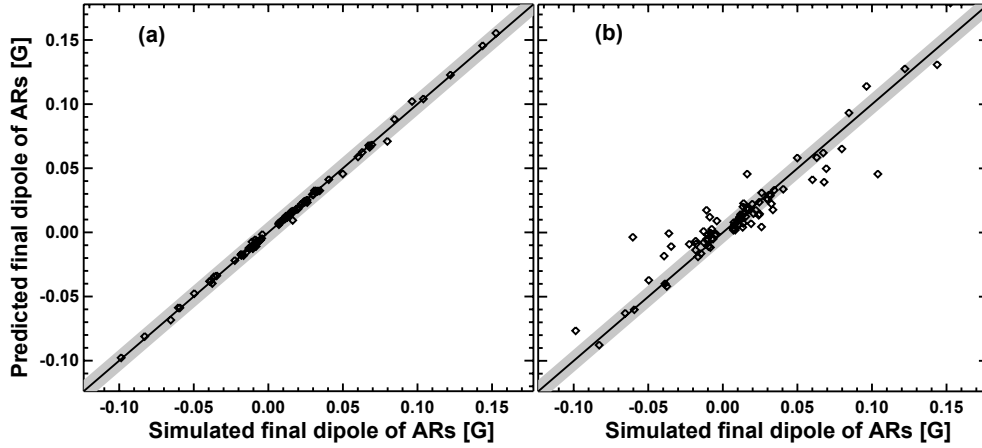


图 3-1 代数方法得到的最终偶极矩与 SFT 模拟结果的比较

Figure 3-1 Comparison of final dipole moment obtained from algebraic methods and SFT simulations

x 轴对应 SFT 模拟结果，y 轴对应代数方法结果。每个菱形对应一个活动区。(a) 对应推广的代数方法，(b) 对应基于标准双极活动区的旧方法。对角线对应 $y = x$ 。灰色阴影区域反映代数方法偏差不大于 0.009G 的区域。

3.3.2 人为制造活动区的验证

为了进一步验证推广的代数学方法，并且更明显地展示两种方法的区别，我们使用两个方法分别得到四组人为制造的活动区的最终偶极矩，并与相应的 SFT 模拟结果进行比较。

我们用与前文相同的两种办法计算这些人为制造的活动区的最终偶极矩。我们在图3-3中展示了这些活动区的 D_f/D_i 。赤道处的 BMR 没有初始偶极矩，因而没有包括在此图中。可以看到，不同类型的活动区并不服从一个统一的趋势。黑色菱形，紫色三角形，蓝色方形对应的不同不对称度的活动区服从各自不同的趋势。随着活动区后随极性越来越弥散，基于 BMR 的代数学方法对活动区的最终偶极矩越来越高估。更加弥散的后随极性意味着有更多的后随极性距离赤道更近，有可能带来更多的后随极性的跨赤道输运。这符合Iijima et al. (2019) 的结论。不对称性很强的活动区，对最终偶极矩的贡献甚至可能跟其初始偶极矩反号。而

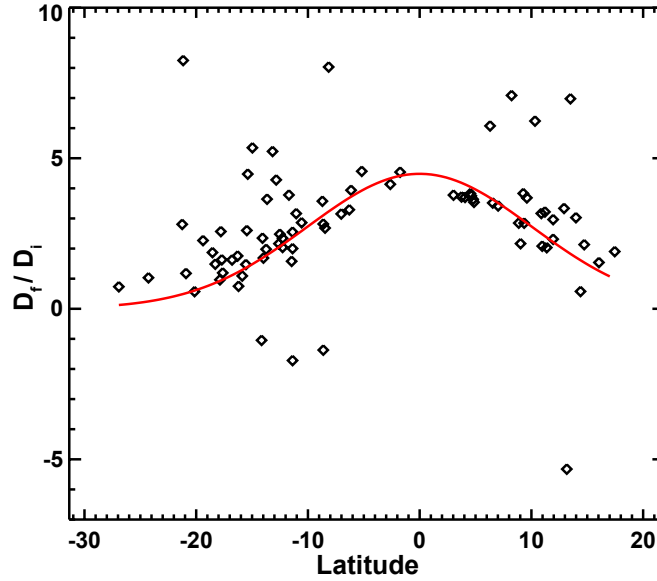

 图 3-2 最终与初始偶极矩之比 D_f/D_i

Figure 3-2 Ratio of final dipole moment to initial dipole moment

每个菱形对应一个活动区。红色趋势线对应3-4式，其中 $\lambda_R = 10^\circ.06$ 。

对于复杂位形的活动区，它们对最终偶极矩的贡献完全不遵从固定的趋势，在某些情况下可能与初始偶极矩相反，这与之前Jiang et al. (2019) 的结论一致。总结而言，对于后随极性更弥散的活动区，基于 BMR 的方法倾向于高估最终偶极矩贡献；而对于复杂活动区，基于 BMR 方法计算的误差则完全没有固定的趋势。

这些结果与3.3.1小节中关于真实活动区的结果相符。根据3-7式，活动区对最终偶极矩的贡献主要由其低纬度部分决定，而不是均匀地由整个活动区决定。那么，当活动区磁通量分布不均时，最终偶极场的贡献就会与基于双极活动区的旧方法产生偏差，因为基于 BMR 的方法只包含活动区的总体特征。这种偏差的倾向由具体位形决定。即便是形状相同的活动区，一点的纬度变化也会对其贡献造成显著影响，由图3-3中的红色星形所示。现实观测的活动区大多不是标准的双极活动区，因而使用前人的基于 BMR 的方法势必会造成明显的偏差。

接下来，我们计算两个方法给出的最终偶极场，与 SFT 模拟结果相比较。图3-4展示了比较的结果。对推广的方法，不同组别的活动区之间并没有明显的区别，依旧分布于同样的趋势附近。推广的代数学方法对于这些不同的磁场位形保持了自身的可靠性。相较而言，基于 BMR 的方法就不能准确地预测非对称和复杂活动区。非对称活动区的结果（紫色三角形、蓝色方形）产生了明显偏离，而复杂活动区的结果（红色星形）则完全不规律。我们知道，对于基于 BMR 的方法， λ_R 参数基于磁场区域的大小，那么对于非对称活动区，就无法使用一个固定的参数来描述活动区。而对于更复杂的活动区， λ_R 则完全无法定义。然而，新的推广的方法的 λ_R 只依赖于输运项，因此没有这种问题，从而能够准确描述各种类型的活动区。由此，我们更明确地展示了，新的推广的方法是 SFT 模型一个涵盖范围更广的 SFT 模型的简化近似，而前人的方法则是其一个特例。

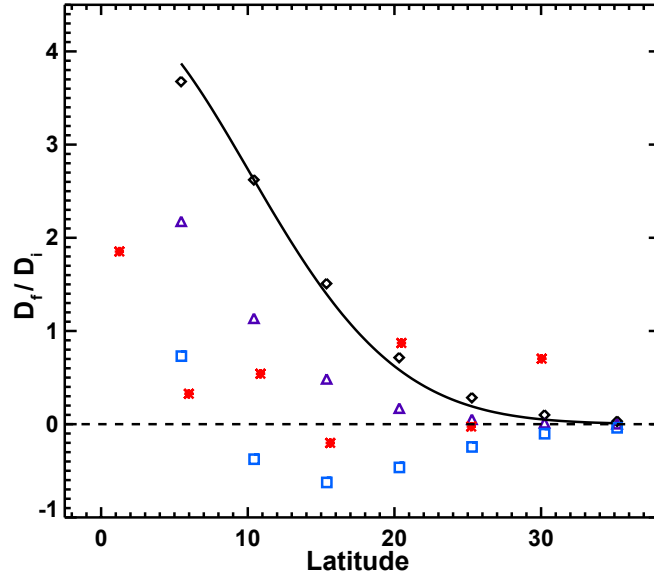


图 3-3 最终与初始偶极矩之比 D_f/D_i ，对人为制造的活动区

Figure 3-3 Ratio of final dipole moment to initial dipole moment for artificial active regions

黑色菱形，紫色三角形，蓝色方形，和红色星型分别对应对称活动区，弱非对称活动区，强非对称活动区，和复杂活动区。黑色趋势线对应3-4式，其中

$\lambda_R = 10^\circ.06$ 。水平黑色虚线对应 $D_f/D_i = 0$ 。

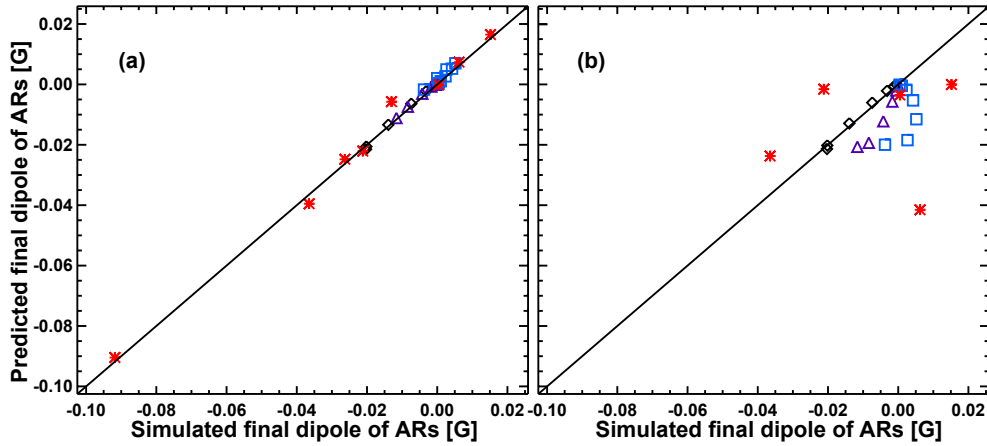


图 3-4 代数方法得到的最终偶极矩与 SFT 模拟结果的比较，对人为制造的活动区

Figure 3-4 Comparison of final dipole moment obtained from algebraic methods and SFT simulations for artificial active regions

x 轴对应 SFT 模拟结果，y 轴对应代数方法结果。黑色菱形，紫色三角形，蓝色方形，和红色星型分别对应对称活动区，弱非对称活动区，强非对称活动区，和复杂活动区。(a) 对应推广的代数方法，(b) 对应基于标准双极活动区的旧方法。对角线对应 $y = x$ 。(b) 中有三个数据点落在显示范围外，其中最极端的取值为 $(-0.092, -0.22)$ 。

3.4 讨论与总结

本章中我们提出了一个推广的普遍适用的代数学方法用以描述任意活动区对极小年偶极场的贡献，而这也对应着对下一个太阳周强度的贡献。相比于 SFT 模拟，我们的推广的方法可以更快地得到最终偶极矩贡献。这个方法基于太阳表面赤道附近面积微元的跨赤道磁通量输运，而活动区整体的贡献则是对活动区的积分。这个方法是 (Petrovay et al., 2020) 的基于 BMR 的代数学方法的推广。通过比较代数学方法与 SFT 模拟在不同活动区给出的结果，我们可以证明推广的方法不论对于什么磁场位形的活动区，都能够得到可靠的结果，而前人的方法则会在非对称和更复杂的活动区的结果上产生明显的偏差。新的代数学方法可以作为一个推断活动区对太阳周演化贡献的快速工具，用以替代大量的 SFT 模拟。这对于今后基于物理模型的太阳周预报研究有重要意义。

当然，我们的推广代数学方法只能准确描述极小年的偶极矩，而不能再现活动区磁通量演化的全过程。如果需要再现太阳表面大尺度磁场演化，以理解行星际磁场等时间演化现象，SFT 模拟依旧是需要。这意味着代数学方法并没有从需求角度完全替代 SFT 数值模拟。

这种推广的代数学方法对于任意的线性 SFT 模型都是有效的。如果输运项不同，那么推广的代数学方法依旧奏效，只不过其中具体的参数会发生一定变化。在未来的使用中，当一个 SFT 模型的输运项固定后，就可以从其具体形式和参数得到所需的代数学方法参数。

新的推广的方法是 SFT 模型的更广泛适用的理论简化，而前人的方法则是其一个特例。我们知道 SFT 模型描述的是衰减相的活动区的磁场演化，而正在浮现的活动区的演化则不能描述。因此，使用代数学方法也需要准确地识别活动区的衰减相。由第2章所示，当活动区集中持续浮现的时候，准确识别衰减相的活动区而不受其他的磁浮现或者对消影响会面临一定困难。这种困难还需要进一步的考虑与研究。

推广的方法需要真实的活动区观测作为输入。那么，计算所涉及的空间分辨率就值得仔细考虑。目前来说，方法所需要的活动区细节程度还不完全清楚。理论而言，SFT 模型中的湍动扩散来自于超米粒组织等湍动对流的随机游走过程，那么我们的方法所考虑的最小空间尺度，应该大于这些湍动对流的空间尺度，以保持与 SFT 模型的基础一致。进一步的观测与数值实验研究，可能有助于进一步理解湍动扩散的效应，从而回答我们的方法的空间尺度问题。

第4章 太阳表面向极磁通量转移非均匀性的统计分析

4.1 引言

我们在第1章中,介绍并总结了AC,向极磁通量流,和极区磁场之间存在的观测规律。一般而言,更长时间存在的AC带来更强的向极磁通量流,使极区磁场发生更剧烈的反转。我们在第2章中,通过观测和SFT数值模拟对第24太阳周的超磁通量流进行分析,得到了其产自长时间存在的AC,以及其对极区磁场演化有着主导作用等重要结论,这是一个上述观测规律的一个有力的例证。然而,从普遍性的角度,AC与向极磁通量流之间的关系究竟如何?这需要一种统计分析方法,来回答这个问题。

向极磁通量流本质是向极磁通量转移的非均匀成分。磁通量流产生自活动区,而活动区本身不是持续不断地存在的。换句话说,活动带的活动区磁通量本身就不能是完全均匀的恒定值,SFT的源项 $S(r, \theta, \phi)$ 并不是随时间不变的,而是变化的。那么,当活动区磁通量向极区迁移的时候,虽然磁通量的分布会因为扩散而变得更平滑,但是依旧会包含非均匀性。这意味着,向极磁通量转移本身一定存在一定程度的非均匀性。

如果活动区在时间上是按照固定的平均数目随机分布于活动带的,那么,依旧有概率在某个时间段内,活动区浮现得更多,更集中。那么,这个时间段内的活动区就会产生强磁通量流。然而,如果活动区并不是随机分布的,而是倾向于集群分布,那么,这样的活动区浮现得更多的时间段就会更多,就会产生更多的强磁通量流。活动区分布是否存在集群倾向,导致的向极磁通量转移的磁场分布形式应该会有所不同,对应着不同程度的非均匀性。这种区别应该可以通过一些统计方法来区分和量化,并且能够据此推测活动区的分布性质。

本章我们提出一种统计分析方法来定量描述太阳活动周中,向极磁通量转移的非均匀性大小。我们选取活动周中,中高纬度的磁场,得到其概率密度函数,从峰度等统计量分析其分布的非高斯性。基于中心极限定理,磁场分布的非高斯性对应着向极磁通量转移非均匀性的大小,反映了活动区分布的集群倾向。我们使用一系列SFT模拟来验证这一分析,并将该统计分析运用到不同观测数据来源的第21-24太阳周的磁场中。我们分析单独的活动周,以及综合4个活动周的数据,得到相应的磁场分布峰度等统计量。我们可以分析得出,在第21-24太阳周,中高纬度的磁场分布存在显著的非0峰度,这意味着有显著统计意义的非均匀性,对应着更多的磁通量是以显著磁通量流的形式输运的。其中,第24太阳周南半球拥有最大的峰度,意味着最强的磁通量流,这也与第2章的结果一致。

4.2 分析方法

4.2.1 量化向极磁通量转移非均匀性的统计方法

我们的统计方法的基础是中心极限定理。对于大量相互独立的满足某种分布的随机变量，无论其具体分布是什么，当随机变量的数目足够大之后，它们的和会服从高斯分布。中心极限定理也常常表述为，对于某一个分布，当取样数足够多时，取样的平均值会服从高斯分布。最广泛应用的中心极限定理中，这些随机变量往往服从同一个分布。然而，更广义的形式值并不要求这些随机变量服从的分布完全一致，只需要这些随机变量的加和由这些随机变量总体贡献，而不是集中于几个极端值的贡献 (Lindeburg, 1922)。中心极限定理启发我们思考太阳大尺度磁场演化。如果活动区的浮现在一段时间内是完全随机且不相关的，那么这种浮现形式符合中心极限定理的要求。这对应着活动区没有集群分布倾向的情况。

我们考虑这种随机分布的、非相关的活动区产生的向极磁通量转移。我们知道，一般情况下在不考虑磁场作用于等离子体流场的效应时，SFT 模型的输运项是线性的，因此可以对不同来源的磁通量进行线性叠加。因此，在某个时间 t ，中高纬度的磁场是在此之前的活动区们对此处磁场贡献的线性加和。在 t_i 时刻浮现的第 i 个活动区会在 t 时刻对中高纬度磁场有 $B_i(t - t_i)$ 的贡献，那么此时总的磁场则为 $B(t) = \sum_i B_i(t_i - t)$ 。如果这些 B_i 服从相同的函数规律，那么中高纬度磁场可被简化为 $B(t) = \sum_i B_0(t_i - t)$ 。如果这些活动区浮现时间 t_i 是活动周内独立随机分布的，那么 $B(t)$ 可以视为大量的对 B_0 进行取样的加和。那么，根据中心极限定理， $B(t)$ 应该服从高斯分布。

现实中的活动区的性质，比如其纬度，大小，磁场位形等并不一致，因此，它们在中高纬度生成的磁场并不完全相同。通常而言，这不会影响中心极限定理的应用，只要这些磁场分布之间的差距不过大，它们方差的和并不由其中少数几个磁场分布的方差决定即可。然而，对于一些性质比较极端的活动区，例如，有部分活动区纬度临近我们考察的中高纬度，那么这时中高纬度的磁场就只由这些活动区决定，而不是大量活动区的线性叠加了。这时，磁场不再是由大量活动区决定的，那么会使分布偏离高斯分布。从观测来说这种活动区也有可能出现，例如 Yeates et al. (2015) 所描述的浮现于较高纬度的活动区。

$B(t)$ 分布的高斯性与非高斯性展示了向极磁通量转移与相关的活动区的性质。如果磁场分布显著地偏离高斯分布，那么说明或者活动区过少以至于不能服从中心极限定理，或者活动区并不是随机且独立地分布的。活动区集群分布的倾向，特别是 AC，是一个很可能的引入活动区非随机独立分布的因素。当 AC 产生更强的向极磁通量流时，中高纬度磁场分布的尾部会显著重于高斯分布。那么，当从观测中得到比高斯分布更重尾的分布，我们可以知道向极磁通量流的产生并不是随机活动区带来的，而是与 AC 有关。这时，我们可以认为向极磁通量转移的非均匀性有统计上的显著意义，它反映了重要的非随机活动区分布与向极磁通量流的关系。这从统计上揭示了观测中 AC 与向极磁通量流的关系的

本质。

因此我们的统计方法分析中高纬度的磁场频率分布，集中关注其尾部相对于高斯分布的偏离。这通常使用峰度（kurtosis）这个由四阶中心距导出的统计量来描述。对于一系列变量 $x_1, \dots, x_n$ ，其峰度为，

$$kurtosis = \frac{1}{n\sigma^4} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^4 - 3, \quad (4-1)$$

其中 n 是变量总数，而 $\bar{x}$ 与 σ 分别是平均值与标准差。高斯分布的峰度为 0，而重尾分布的峰度大于 0。因此我们使用峰度来量化向极磁通量转移的非均匀性。从观测得到的磁蝴蝶图中选取一个活动周的中高纬度磁场，得到其频率分布，然后计算其峰度。实际操作中需要考虑到峰度的标准误差（standard error of kurtosis, SEK）。对于样本数为 n 的变量的峰度，其 SEK 为 $\sqrt{24/n}$ (参照 Jarque et al., 1987; Dorić et al., 2007)。我们在本章中，采取 $2 \times SEK$ 作为统计显著性的判据。也就是说，大于 $2 \times SEK$ 的峰度值被认为是具有统计的显著性，可以推知活动区分布的非随机特性。

4.2.2 通过 SFT 模型验证统计分析方法

为了验证统计方法量化向极磁通量转移非均匀性的能力，以及验证其能否揭示活动区分布是否有利于磁通量流产生的性质，我们通过一系列对人为制造的活动区源项 SFT 模拟，得到相应的磁蝴蝶图，进而通过分析磁场频率分布来进行检验。我们使用的 SFT 模型沿用第2章与第3章的模型，使用相同的输运项的形式与参数。

我们设计两种活动区浮现的模式，非集群活动区与集群活动区两种情况。两种情况在没有初始磁场的情况下分别进行模拟。对于非集群活动区情况，我们使活动区在一段时间内按照固定的产生几率随机浮现。我们设置在 10 年内，平均生成 1500 个活动区，那么每日的平均浮现数为 0.082。有了每日平均浮现数，那么具体每日浮现的数目由泊松分布决定。按照泊松分布的定义，这样的活动区浮现是随机且非相关的。每个活动区的大小都是 $200\mu H_{em}$ ，浮现的纬度是 10° ，且带有展宽为 2° 的高斯误差。活动区的倾角由一个典型的 Joy 定律的形式决定，即 $1.3 \times \sqrt{|\lambda|}$ ，其中 λ 表示纬度。具体的倾角值服从以 Joy 定律描述的倾角为平均的高斯分布，其散布的展宽由 Jiao et al. (2021) 给出的面积与倾角散布的关系给出。每个活动区的构型则是第3章中所描述的标准对称 BMR。我们分别进行 25 个时长为 10 年的模拟。

对于集群分布活动区的情况，我们首先让均匀、随机的活动区浮现几率变为原本的一半，即平均 10 年内有 750 个活动区浮现。与此同时，我们在 10 年内随机选取 5 个时长为 5 卡林顿周的时段作为活动穴。这些活动穴平均每个包含 150 个活动区，这样，总共 10 年内的平均的活动区数目依旧是 1500。这样，我们得到的活动区浮现几率在大部分时间内保持较低的水平，而在这些相对时长较短

的活动穴内却很高。具体每天产生的活动区数目依旧由泊松分布来决定。活动区的纬度和倾角等参数的确定方法与上述非集群情况保持相同。

我们如此设计活动区浮现的方式，是为了产生一种基本均匀的向极磁通量转移，和一种以显著的磁通量流为主要方式的向极磁通量转移。现实中太阳周中的活动区浮现服从更多的唯像规律，比如Jiang et al. (2011a)，而这些规律也可能对向极磁通量转移过程产生影响。比如，活动区浮现的纬度并不相同，而当活动区浮现纬度较高的时候，活动区产生的磁通量流比较集中，这时中高纬度的磁场主要由更少量的活动区决定，因此会偏离中心极限定理的生效要求。在我们的 SFT 模拟中没有考虑这些因素，以便于能够更简明而清楚地展示两种情况的区别。在现实分析中，活动区纬度是需要考虑的影响因素，这一点在接下来的小节中有所讨论。

我们根据前文中论述的分析方法来分析模拟结果。每个模拟结果包括 137 个卡林顿周，其中我们忽略前 14 个以去除初始磁场分布对分析的影响。我们把两种情况各自包含的 25 个模拟的结果合并，分析总共的磁场频率分布。由于 25 个模拟的活动区生成方式相同，平均的活动区浮现数相同，我们可以将这些数据直接合并。那么，每种情况有 3075 个数据点，这时，有 $SEK = 0.09$ ，那么 $2 \times SEK$ 则为 0.18，我们接下来以此数值判断非高斯性的统计显著程度。我们在图4-1的 (a) 和 (b) 分别展示了两种情况的两个典型的磁蝴蝶图。可以看出，集群分布情况得到了明显的强向极磁通量流产生和演化的过程。相比之下，非集群情况的向极磁通量转移更为均匀，但是也存在一些磁通量流。即便是没有集群倾向，当活动区因为随机分布恰好在某时刻浮现数目更多时，也会产生磁通量流。不过，普遍而言其强度会比集群情况的强度更低。这两种情况的区别需要用统计方法来量化。考虑到这些磁通量流所在的纬度，我们选取南北半球纬度范围为 35° 到 40° 的磁场的平均来进行磁场频率分布分析。得到的频率分布函数展示于图4-1(c)~(f)。图中可以看出，对于非集群情况，磁场分布几乎完全服从高斯分布。相对而言，集群情况的磁场分布则显著地偏离高斯分布。这种情况的分布相对于平均值是不对称的，而且在分布的尾部拥有更大的频率，这意味着有更多的向极磁通量输运不是以平均值附近的强度存在的，而是以显著强于平均值的强度存在的，这些显著强于平均水平的磁通量输运（分布的尾部）也就对应着强磁通量流。为了具体描述这些磁场分布的性质，我们计算各阶中心距，展示于表4-1。可以看出两者的平均值是一致的，因为平均的活动区数目相同。而集群情况拥有更大的标准差，也有更明显的偏度。非集群情况的偏度明显更小，这对应着其分布基本对称。非集群情况的峰度远小于 $2 \times SEK$ ，而极区情况的峰度大于 $2 \times SEK$ 。这些中心距所描述的特征与图4-1(c)~(f) 所展示的结果相同，特别是其中峰度值量化了对应强磁通量流的分布尾部的特征。对模拟结果的统计分析有力证实了活动区分布特性，向极磁通量流的特征，以及其代表的向极磁通量转移非均匀性之间的关系，而我们的统计分析能够定量地描述和区分其中的不同情况。

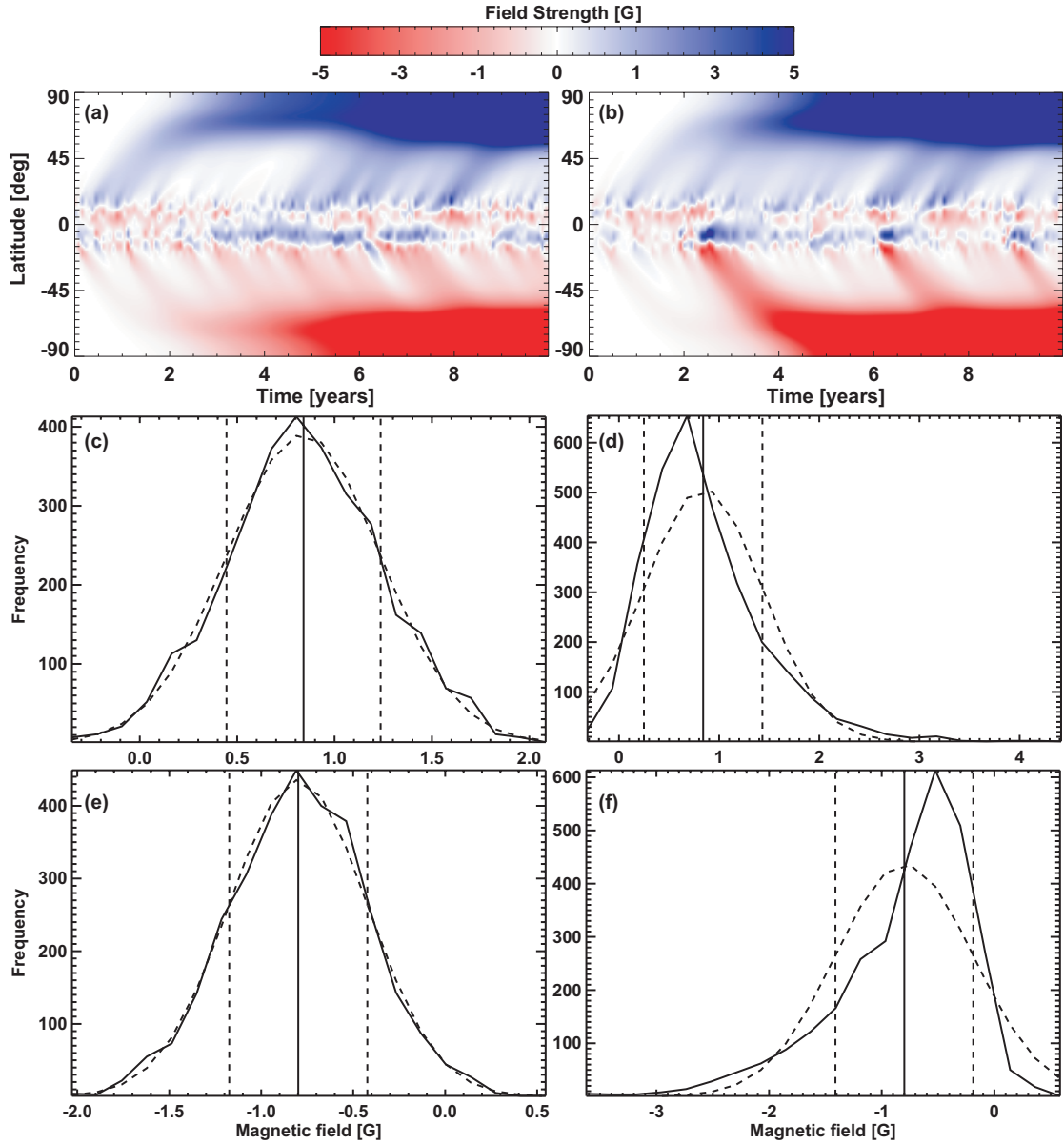


图 4-1 SFT 模拟对统计方法的检验

Figure 4-1 Evaluation of the statistical method with SFT simulations

(a)、(b) 分别展示非集群活动区与集群活动区情况的磁蝴蝶图的两个例子。(c) (f) 展示两种情况下, 25 次模拟得到的磁场频率分布。实曲线对应模拟结果, 虚曲线对应与模拟结果的平均值和标准差相同参数的高斯分布。垂直实线表示平均值, 垂直虚线表示标准差。(c) 和 (e) 分别对应非集群活动区情况的北半球和南半球, (d) 和 (f) 分别对应集群活动区情况的北半球和南半球。

表 4-1 模拟的向极磁通量转移频率分布的各阶中心距

Table 4-1 Central moments of the simulated poleward magnetic field frequency distribution

活动区分布	纬度	平均值	标准差	偏度	峰度
非集群	$-35^{\circ} \sim -40^{\circ}$	-0.80	0.38	-0.06	0.00
	$35^{\circ} \sim 40^{\circ}$	0.84	0.40	-0.02	-0.12
集群	$-35^{\circ} \sim -40^{\circ}$	-0.80	0.61	-1.19	1.76
	$35^{\circ} \sim 40^{\circ}$	0.84	0.59	1.20	2.70

4.3 对第 21-24 太阳周观测数据的统计分析

本小节我们使用前文建立的统计方法分析第 21-24 太阳周向极磁通量转移的非均匀性。我们使用 WSO, NSO, MWO, 和 HMI 的径向磁场观测数据。这些数据是通过将视线方向磁场除以纬度余弦得到的。WSO 与 NSO 的数据包括第 21-24 太阳周, MWO 包括地 21-23 太阳周, 而 HMI 包括第 24 太阳周。WSO, NSO 和 MWO 的磁蝴蝶图展示于图1-1, HMI 的磁蝴蝶图展示于图2-1。在不同的数据来源的磁蝴蝶图上都可以看出向极磁通量流, 但是由于不同数据来源的分辨率不同, 所展示出的鞋机也有所不同。总体而言, WSO 展示的磁通量流的细节最少, 而 MWO 则相较而言最多。而对第 24 太阳周而言, HMI 的观测拥有最多的细节。这会造成不同数据来源的结果之间的差异。

我们分析中高纬度的磁场强度分布。WSO 数据在纬度上有 30 个点等纬度正弦第分布在 -75° 与 75° 之间, 我们选取两个半球 34° , 39° , 和 44° 纬度的磁场进行分析, 这些纬度对应 WSO 的原始数据点而不需要插值。NSO/KPVT 和 NSO/SOLIS 在纬度上分别有 180 个和 900 个等纬度正弦分布的数据点。MWO 有 512 个等纬度的数据点。HMI 有 1440 个等纬度正弦的数据点。为了将 NSO, MWO, 和 HMI 的结果与 WSO 比较, 我们对这几个更精细的数据来源选取几个相邻的纬度的平均进行分析。具体而言, 我们选取了 35° - 40° 和 40° - 45° 纬度带的磁场平均以分析 NSO, MWO, 和 HMI。

每个数据来源, 太阳活动周, 半球与纬度的峰度值展示于表4-2, 4-3, 4-4, 和4-5。这些峰度值在大部分活动周和纬度都是正值, 其具体大小随着数据来源、太阳周和纬度的不同而变化。平均每个太阳周有约 149 个卡林顿周, 那么对于 149 个数据点, 有 $SEK = 0.4$ 。因此 $2 \times SEK$ 应为 0.8, 这将作为我们分析统计结果显著性的判据。

对于特定半球和太阳周, 峰度值随纬度变化, 这种变化总体而言有显著的统计意义。所谓峰度值变化具有显著统计意义是指, 其数值变化的大小大于 $2 \times SEK = 0.8$ 的情况。对于所有数据来源、半球和太阳周总共 22 组纬度变化情况, 共有 68% 的组别展现出了具有显著统计意义的峰度值随着纬度升高而减小的情况。这种峰度值随纬度增加而减小的普遍情况符合我们前述对统计方法的分析, 随着纬度的升高向极磁通量流变得更弥散, 总体的向极磁通量转移变得更均匀。这样, 磁场分布中显著偏离平均值的部分占比会更小, 使得峰度变小。另一方

面,在更高纬度的磁场可以联系到更多的先前浮现的活动区,更接近中心极限定理的适用范围,那么,结果会更接近与高斯分布。然而,我们也注意到有 14% 的情况展现出了峰度随纬度升高而增加的情况,比如 NSO 与 MWO 的第 23 太阳周南半球的结果。不同的向极磁通量流起源的纬度不同,这也可能造成纬度变化,特别是这种与通常的下降趋势不符的变化趋势。

峰度值同样在不同数据来源之间有所不同。依据 $2 \times SEK$ 判据,有的太阳周在向极磁通量转移对应的磁场分布的非高斯性上是一致的,但是有的太阳周则并不一致。比如对于第 21 和 23 太阳周,WSO 数据并不显示出显著统计意义上的非高斯性,而 NSO 和 MWO 却在一些半球和纬度上显示出显著统计意义上的非高斯性。这可能解释为不同数据来源之间在分辨率和细节表现上的差距。根据图1-1,WSO 所展示的向极磁通量流的细节少于 NSO 和 MWO,这会影响峰度的结果。更多的磁通量流细节会导致向极磁通量转移中更多的不均匀部分,从而增加峰度值。从这个角度来看,HMI 的数据拥有最高的分辨率,展现出最多的细节,而最大的峰度值同样也出现在第 24 太阳周南半球 HMI 观测的结果,这与我们的这种认识相符。HMI 与其他观测来源的第 24 太阳周南半球的峰度值结果相差大于 $2 \times SEK = 0.8$,这说明数据品质之间有显著的差距。

峰度值反映了不同半球与太阳周中向极磁通量转移的性质。考虑不同数据来源之间相对比较一致的结果,我们可以看出第 22 太阳周北半球和第 24 太阳周南半球的中高纬度磁场分布有显著统计意义的非高斯性,这意味着,这些向极磁通量转移比纯粹由随机独立活动区所能够产生的向极磁通量转移更加的不均匀。因此,可以推测这些活动区有明显的集群分布的性质,特别是以 AC 的形式浮现。第 24 太阳周南半球的峰度值最大,对于不同数据来源和纬度而言也最一致,这说明第2章所讨论的超磁通量流确实对向极磁通量转移和太阳周演化有突出的长时间的影响。相比而言,北半球的峰度则明显更低,不过 HMI 的观测结果依旧比其他数据来源更强,其中 $35^\circ \sim 40^\circ$ 超过了 $2 \times SEK = 0.8$ 。就确切的结果而言,关于南半球的超磁通量流的结论得到了强有力的证实。

表 4-2 WSO 观测的 21-24 太阳周磁场频率分布峰度

Table 4-2 Kurtosis of the frequency distribution of poleward magnetic field based on the WSO data for cycles 21-24

纬度	21 周	22 周	23 周	24 周
-34°	0.98	1.56	1.15	3.70
-39°	-0.32	0.48	0.19	3.26
-44°	-0.28	-0.13	0.50	3.60
34°	-0.43	2.80	0.39	0.17
39°	0.44	2.44	-0.38	-0.87
44°	0.79	1.06	-0.44	-0.82

为了得到太阳周演化中向极磁通量转移的总体规律,我们将各个数据来源的不同太阳活动周的数据分别合并,然后再次使用统计方法进行分析。如上文

表 4-3 NSO 观测的 21-24 太阳周磁场频率分布峰度

Table 4-3 Kurtosis of the frequency distribution of poleward magnetic field based on the NSO data for cycles 21-24

纬度	21 周	22 周	23 周	24 周
$-35^{\circ} \sim -40^{\circ}$	-0.13	1.52	0.07	3.55
$-40^{\circ} \sim -45^{\circ}$	-0.11	-0.37	1.23	2.67
$35^{\circ} \sim 40^{\circ}$	2.27	2.13	1.77	0.46
$40^{\circ} \sim 45^{\circ}$	1.09	0.73	1.06	-0.62

表 4-4 MWO 观测的 21-23 太阳周磁场频率分布峰度

Table 4-4 Kurtosis of the frequency distribution of poleward magnetic field based on the MWO data for cycles 21-23

纬度	21 周	22 周	23 周
$-35^{\circ} \sim -40^{\circ}$	1.19	2.86	0.30
$-40^{\circ} \sim -45^{\circ}$	-0.04	0.45	1.15
$35^{\circ} \sim 40^{\circ}$	3.88	1.60	1.28
$40^{\circ} \sim 45^{\circ}$	1.31	1.26	0.43

表 4-5 HMI 观测的 24 太阳周磁场频率分布峰度

Table 4-5 Kurtosis of the frequency distribution of poleward magnetic field based on the HMI data for cycles 24

纬度	24 周
$-35^{\circ} \sim -40^{\circ}$	6.33
$-40^{\circ} \sim -45^{\circ}$	4.22
$35^{\circ} \sim 40^{\circ}$	1.32
$40^{\circ} \sim 45^{\circ}$	-0.30

所述,不同活动周的性质有所不同,有的具有更强的统计显著性,有的则没有。因此,想要总体判断则需要合并各个活动周的数据。这样同时也通过增加样本数减小了 SEK 值。单个的活动周的有限的样本数带来的 SEK 较大,对分析与结论的获得有所限制。而综合各个活动周数据得到的结果可以更可靠地判断总体的非均匀性。在不同活动周,向极输运的总磁通量也有所不同。那么,中高纬度的磁场分布的平均值不同,显著偏离平均值的磁场强度的绝对大小亦不相同。我们想考虑的是磁场强度偏离平均值的相对大小,所以,我们把所有的数据除以相应的半球与活动周的平均值,作为一种归一化手段。然后,我们构建总共的磁场分布,计算各阶的中心距。

我们主要展示 WSO 的磁场频率分布作为例子。图4-2展示了不同纬度的磁场频率分布。按照各自分布的平均值与标准差,我们给出了相应的高斯分布,以展示实际分布与高斯分布之间的差距。实际观测的分布明显偏离高斯分布,相比而言有更尖的峰,不对称的分布,并在后随极性的方向(正向)拥有更重的尾部,这种形式与4.2.2小节中的集群分布活动区的情况相似。这里由于上述的对数数据的归一化,分布的平均值总是 1。在后随极性存在的相较于高斯分布的更多显著偏离平均值的磁场,印证了向极磁通量流占据了磁通量转移中重要的部分,这意味着活动区分布存在的非随机性。

我们在表4-6中展示了不同数据来源,综合各个活动周结果的各阶中心距。如表中所示,所有的偏度与峰度都是正值,这与图4-2中所展示的非对称和重尾分布是一致的。对于综合 21-24 太阳周(对于 MWO 是 21-23 太阳周), SEK 为 0.2(对于 4 个太阳活动周是 0.20,对于 3 个则是 0.23)。相比于 $2 \times SEK = 0.4$,所有列出的峰度值都代表着显著统计意义的非高斯性。与此同时,对于各个数据来源而言,也存在半球和不同纬度之间的差距大于 $2 \times SEK$,这说明半球差异和向极磁通量流随纬度的变化的确显著存在。我们可以得知,磁通量流的产生并不是只依靠随机独立产生的活动区来产生,而是需要非随机分布的活动区来产生。这与活动区集群分布的特征尤为相关。

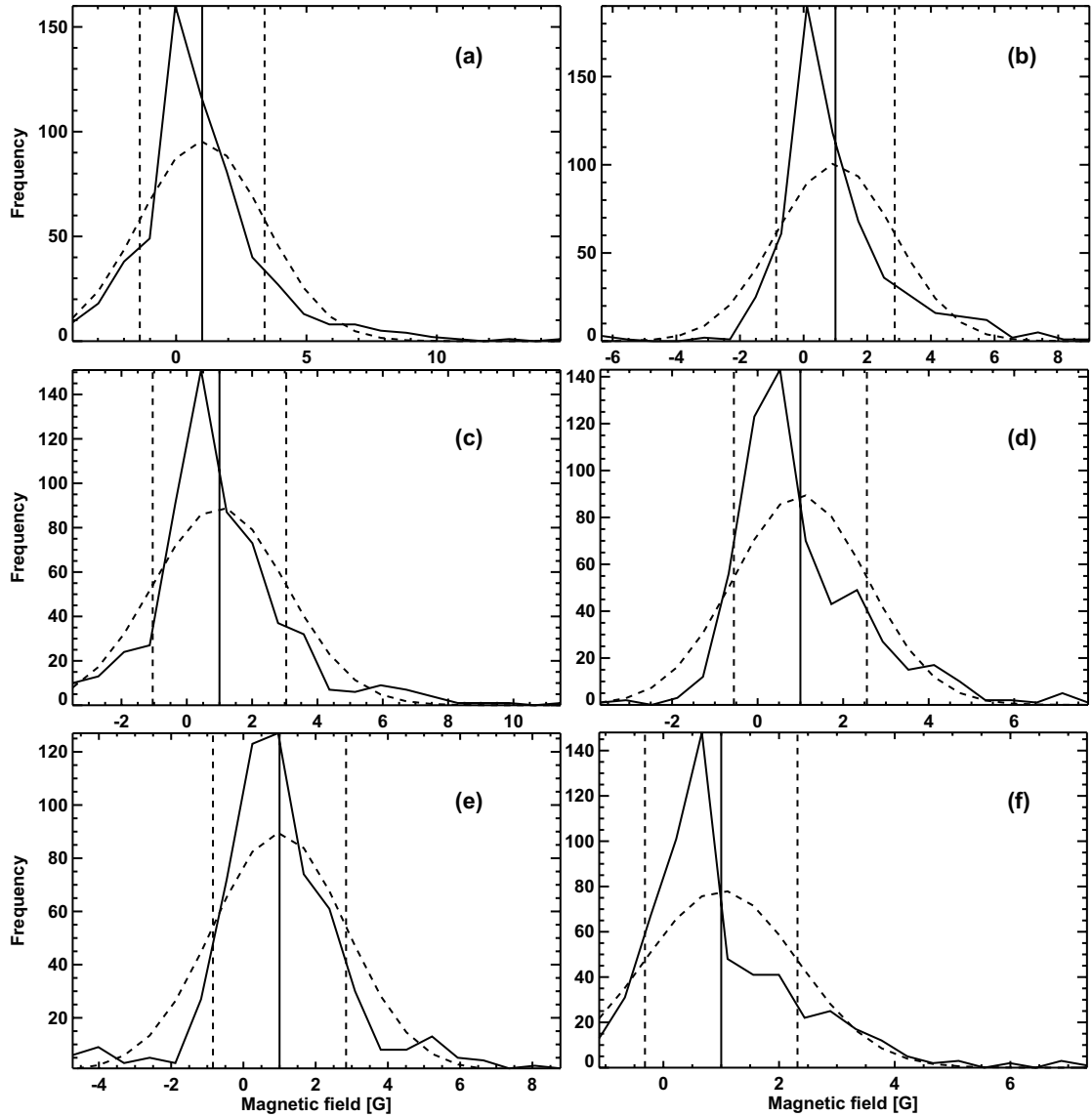


图 4-2 WSO 观测得到的第 21-24 太阳周不同纬度的磁场强度频率分布

Figure 4-2 Magnetic field strength distributions for the WSO data during cycles 21-24

实曲线对应观测结果，虚曲线对应与观测结果的平均值和标准差相同参数的高斯分布。垂直实线表示平均值，垂直虚线表示标准差。(a) ~ (f) 分别对应纬度为 34° , -34° , 39° , -39° , 44° , 和 -44° 。

表 4-6 WSO, NSO, MWO 观测的向极磁通量转移的磁场频率分布的中心距

Table 4-6 Central moments of the frequency distributions of poleward magnetic field for WSO, NSO, and MWO

观测来源	纬度	标准差	偏度	峰度
WSO	-34°	1.86	0.83	3.14
	-39°	1.56	1.22	2.42
	-44°	1.32	1.42	2.88
	34°	2.39	1.33	3.94
	39°	2.04	0.96	2.48
	44°	1.84	0.35	2.47
NSO	-35° ~ -40°	2.31	0.62	1.47
	-40° ~ -45°	1.78	0.89	1.30
	35° ~ 40°	2.24	0.85	4.39
	40° ~ 45°	1.96	0.64	2.35
MWO	-35° ~ -40°	2.02	0.36	1.82
	-40° ~ -45°	1.50	0.75	1.03
	35° ~ 40°	2.40	1.41	3.85
	40° ~ 45°	1.94	1.31	1.65

4.4 讨论与总结

本章中我们对向极磁通量转移的非均匀性进行了定量描述与分析。我们提出了一种基于中心极限定理的统计方法，将其应用于磁蝴蝶图中的中高纬度的磁场磁通量密度出现的频率密度分布，用峰度描述分布中显著偏离平均磁通量密度的部分，而这些部分对应着向极磁通量流。对于随机独立分布的活动区浮现，其产生的向极磁通量转移应该服从高斯分布。那么，大于高斯分布的峰度值，则意味着向极磁通量转移显著地非均匀，对应着由活动区集群分布的特性所带来的强磁通量流。我们使用一系列 SFT 模拟对这种分析方式进行检验，验证了其量化非均匀性的能力，明确了其对活动区是否有集群倾向的区分能力。

我们将统计方法应用于 WSO, NSO, MWO, 和 HMI 的磁场观测。总体而言，第 21-24 太阳周的向极磁通量转移拥有显著的非均匀性。从峰度判断，其数值明显大于二倍的峰度标准误差。对于单独的活动周，不同活动周、纬度、半球以及数据来源之间存在各种的差异性。对于不同数据来源，峰度值因为磁蝴蝶图中包含的细节不同而不同。对于不同纬度，峰度值因为磁场随纬度的扩散等演化作用而不同。不同半球和活动周之间也存在着具体的差异性。通过比较，第 22 太阳周北半球和第 24 太阳周南半球拥有显著的非均匀性。第 24 太阳周南半球的非均匀性最强，相比而言其北半球则没有显著的非均匀性。这与我们在第2章中得到的结论一致。

显著的向极磁通量转移非均匀性意味着活动区浮现与向极磁通量流的产生不是完全随机的。生成向极磁通量流的活动区一定程度上偏离了中心极限定理

的前提。它们有可能不是均匀地随机产生、相互独立的，而这对应着活动区的集群分布倾向和 AC。这说明，从统计上，AC 与强向极磁通量流的产生存在关联，而且在我们的太阳活动周演化中是一个重要的组成部分。这从统计角度有力地验证和补充了我们在第2中的超磁通量流的事例观测与模拟分析研究。

当我们分析单一的活动周时，峰度的标准误差相对较大，会对我们的结论造成一定限制。同时，不同数据来源和不同纬度的影响也需要进一步的分析研究。进一步应用我们的统计方法，需要使用拥有良好的数据一致性的可靠数据来源。我们同时也需要进一步考虑如何处理我们分析的纬度，特别是当活动区浮现纬度变化很大的时候。浮现纬度较高的活动区可能会对分布的非高斯性造成影响。进一步完善和推广我们的统计方法需要解决如何处理这些复杂因素的问题。

第5章 总结与未来研究展望

5.1 已解决的问题与提出的问题

本文中，我们重点关注了太阳表面磁通量转移过程中的关键问题，活动区磁场在太阳表面的转移，受到哪些关键因素影响，这些因素如何作用于短时间和长时间的太阳大尺度磁场演化。活动区的因素，包括了活动区自身的性质，即活动区的纬度、倾角、磁场位形等，也包括了活动区分布的性质，比如是否以复杂活动集合体，即 AC 的形式浮现。太阳大尺度磁场演化，包括短时间的的影响，这包括太阳表面向极磁通量流，以及其对极区磁场造成的短期变化，以及长时间的影响，这主要对应着极小年极区磁场作为下一个太阳活动周强度的先兆，影响接下来的太阳周演化。我们综合了事例分析，理论分析，和统计分析等不同角度，以观测和模拟结合的方式，得到了一系列表面磁通量转移的重要结论。

在太阳表面磁通量转移中，一个重要的观测结论是长时间存在的 AC 会产生强磁通量流，进而使极区磁场发生剧烈反转。AC 是活动区本身集群分布的倾向的主要体现，是环向场集中浮现的过程，是太阳发电机理论中重要的非轴对称过程。而极区磁场先兆是太阳发电机理论的重要结论和太阳磁场观测的重要结论。我们的研究通过数据驱动的 SFT 数值模拟，首次定量地证实了，一个“超磁通量流”可从 AC 中产生，向极区转移，并对极区磁场的活动区时标和活动周时标演化，特别是极小年磁场产生了主导作用。在之前的研究中，人们从磁蝴蝶图中看到了强磁通量流来到极区，引发了极区磁场的变化，这是定性的观测结论。而通过模拟，我们可以充分地定量论证对于第 24 太阳周南半球这个超磁通量流，这种影响是决定性的。我们的研究将 SFT 与磁通量转移发电机与重要的观测结论结合了起来。

这个超磁通量流启发我们继续探索这种情况的普遍性。在各个太阳活动周，如何量化磁通量流的普遍性质？它们与活动区的一般关系是什么？我们想到，磁通量流对应着磁通量转移的非均匀部分。那么，它对应着磁场分布中，显著地偏离平均值的成分。而这个成分相对的重要性，可以使用峰度这个统计量来描述。我们通过中心极限定理可知，完全均匀随机的活动区，生成的磁场分布应该是高斯分布。那么我们可以以高斯分布为基准，判断磁场分布的非高斯性，进而回答向极磁通量转移是否有显著的非均匀性。这样，磁场分布非高斯性，磁通量转移非均匀性，活动区分布非随机性，这些特征之间可以相互关联。遵循这种统计分析的思路，我们发现整体而言，第 21-24 太阳周的向极磁通量转移是显著非均匀的，这意味着活动区分布存在着非随机性，比如以 AC 这种形式浮现。对于不同太阳周各自的差别，最大的峰度则出现在第 24 周南半球，这也与我们的事例分析一致。这意味着，AC 与磁通量流，以及所带来的极区磁场演化之间的关系有普遍性，这补充并完善了我们从一个超磁通量流得来的结论。

在 AC 与磁通量流的分析中，我们认识到活动区位形的准确处理对 SFT 过

程的重要性。AC 本身充斥着持续的浮现与对消，造成了活动区位形的复杂性。而活动区位形如何影响极区磁场演化，与前人提出的标准双极活动区有什么不同？怎样把前人从模拟和理论推导得到的代数描述活动区对太阳活动周演化贡献的方法，推广至拥有任意磁场位形的活动区？我们沿着前人的推导，把真实活动区分解为面积微元，考虑每个微元的跨赤道磁通量输运，最终据此得到一个对活动区进行积分的形式的代数方法。这种代数学方法可以准确而简便地量化活动区对极小年极区磁场，对应活动区对下一个活动周强度的贡献。无论是带有磁场形态不对称性的双极活动区，还是更复杂的活动区，都能够准确地进行量化。而之前的代数学方法，则是推广的方法的一个特例。新的方法是 SFT 模型的准确的化简模型，它一方面提供了一个行之有效的方法以推动太阳周预报方法的进步，另一方法，它与之前的方法一同，进一步揭示了 SFT 模型中影响长期大尺度磁场演化的关键因素。对于长时间演化和活动周预报，最有影响的因素是扩散作用，赤道附近的子午流形式与大小，和活动区靠近赤道的部分的磁通量分布。这也进一步加深了人们对 B-L 机制的认识。

我们解决的问题也对未来发展提出了新的要求。这其中包括应用层面，观测层面，和理论层面的新问题。在应用层面，我们提出的代数方法与统计分析方法，都需要进一步的完善。想把这些方法变成标准化、程序化的考察活动区与向极磁通量转移特征的方法，有各自的问题需要解决。什么样的磁场观测最适合分析，这些观测需要哪些前期处理？我们提出的代数方法与统计分析方法的有效程度，都与磁场观测的分辨率等因素有关，因此需要进一步分析其对方法的影响。

观测上，我们得到了一个超磁通量流的例子，并从统计的角度分析了向极磁通量转移的非均匀性，由此验证了磁通量流的重要性。然而，从统计结果来看，这个超磁通量流以及其产生自的 AC 对于四个太阳周来说，依旧是十分特殊的，它对应的第 24 太阳周南半球有最大的峰度。这种超磁通量流是否还有其他类似的事例可以分析？如何更明确地从长时间的活动区演化定量地定义“超磁通量流”这一概念？它的产生几率如何，是否能够与非轴对称发电机的相关研究产生联系？在它产生与演化时，有哪些相伴的观测现象？B-L 型太阳发电机理论是与观测紧密结合的模型，在跨赤道环等观测研究中有重要的结论。进一步与具体的综合观测研究相结合，会为我们对太阳表面磁通量转移与太阳发电机理论提供新的认识。

我们利用统计方法定量描述了向极磁通量转移的非均匀性。这种统计分析的角度对于太阳大尺度磁场的研究很重要，为我们识别与描述磁场演化现象提供了标准。我们可以通过统计量来定义和区分大尺度磁场演化中“弱”与“强”的现象，这有效地降低了我们分析的模糊性。因此，相近的方法可以继续应用于大尺度磁场演化中的其他方面，比如，极区磁场等。极区磁场本身也是许多活动区的贡献共同组成的，而也会存在某些活动区有突出的贡献，这应该可以对应于一些统计方法。另一方面，我们的统计方法本身局限于一维的某个纬度带的磁场分布，如果能够使用更高维的统计方法，可能能够得到更丰富的结论。

描述表面磁通量转移的 SFT 模型的起点是活动区浮现，而 SFT 模型本身并不包括活动区浮现的具体物理过程。那么活动区如何浮现，其复杂的磁场位形如何形成，特别是如此产生集群浮现的活动区，都需要进一步的研究，这包括观测和数值实验。不同尺度的磁浮现，不同磁场位形的设置，可以通过辐射磁流体力学的观测和数值实验，研究复杂磁场位形的产生以及后续演化。

5.2 未来的研究

5.2.1 基于 SFT 模型和磁通量转移发电机的大尺度磁场演化研究

根据前文的总结，我们在本文的结尾，提出对未来研究的一些展望和计划。这其中一个重要的部分是继续 SFT 模型与磁通量转移发电机的相关研究。

一个可行的研究是通过观测与 SFT 模拟继续发掘超磁通量流的例子。如上文所述，这对于我们加深环向场特征的理解与发电机非轴对称特性有重要意义。我们选取第4章中，峰度值较大的活动周，分析其中的活动区浮现与产生的向极磁通量转移，有可能得到与超磁通量流类似的结论，进而得到超磁通量流更普遍的规律。

SFT 模拟与磁浮现的模拟研究的结合也是一个可行的方向。利用磁浮现的模拟作为输入，探究不同类型的活动区对太阳大尺度磁场演化的作用，这是一种数据驱动的模拟研究。而活动区浮现的模拟可以通过辐射磁流体力学模型来开展，通过不同的初值条件，得到不同尺度，不同特征的磁浮现。更复杂磁场位形的磁浮现，则是我们需要重点关注的。我们在接下来的最后一小节，介绍和讨论我们在这方面的前期研究与初步进展。

5.2.2 基于辐射磁流体力学数值模拟的磁浮现研究——以瞬现区尺度磁浮现为例

太阳不同尺度的磁结构的产生与演化是太阳物理中的关键问题。我们在本文的主要部分中，论证了活动区磁场演化对太阳活动周的重要性。磁流体力学数值模拟在描述太阳宁静区磁场与活动区磁场领域有着显著的成果 (参见 [Chen et al., 2016](#))，特别是各种尺度的磁浮现的研究 (例如 [Shibata et al., 1989](#); [Fang et al., 2010](#); [Cheung et al., 2010](#); [Chen et al., 2017](#); [Toriumi et al., 2019](#); [Chen et al., 2022](#))。关于磁浮现的理论，参见 [Fan \(2009\)](#); [Cheung et al. \(2014\)](#) 的综述。

我们在现阶段开展了瞬现区尺度的磁浮现数值模拟。瞬现区类似于更小的活动区，通常不对应黑子，磁通量不超过 10^{20} Mx，演化寿命不超过 1 至 2 天 ([Harvey et al., 1973](#))。它们的分布更广泛，从活动带到宁静太阳都可能浮现。关于瞬现区与其他尺度太阳磁场结果的关系是人们关注的重点问题。根据 [Harvey et al. \(1993\)](#); [Parnell et al. \(2009\)](#) 的研究，瞬现区可以视为活动区的小尺度极限，与活动区有类似的性质。另一方面，瞬现区并不完全服从 Joy 定律 ([Harvey et al., 1975](#); [Hagenaar, 2001](#))，其倾角有很大随机性 ([Yang et al., 2014](#))，这意味着瞬现区很可能也有很多来自于局地发电机而非全球发电机的成分。瞬现区是连接活动

区磁场的小尺度极限，和网络内磁场的大尺度极限的一个重要的中间磁场尺度类别。考虑到瞬现区的重要性和计算资源，我们在现阶段选择了瞬现区作为磁浮现的研究尺度。

磁浮现的模拟，通常是在对流区的上层引入一个磁流管，在磁浮力的作用下上浮至表面。磁浮力的来源是磁流管中的密度下降，这种方法在Fang et al. (2010)和Cheung et al. (2010)的模拟中有所应用。对流作用同样在上浮中起到重要作用，向上的对流流动可以在磁流管的某些部位提升磁流管，比如Toriumi et al. (2019)的模拟。磁流管的磁场常常带有扭缠的分量，即存在磁流管方向的电流。浮现的活动区带有电流和旋转(Wang et al., 1994; Leka et al., 1996)，这意味着其中的磁场是扭缠的。根据模拟，没有扭缠分量的磁流管在上浮的过程中会发生变形然后破裂，最终无法完成浮现(Schuessler, 1979; Longcope et al., 1996)，而带有扭缠磁场的磁流管则能够通过磁张力维持形状，使其得以上浮(Moreno-Insertis et al., 1996; Krall et al., 1998)。然而，也有研究对上浮磁流管的扭缠程度提出了限制(Fan, 2008)。我们在这里考虑一个没有扭缠分量磁场的磁流管作为一个极限情况，为磁浮现研究提出参照。为了保证磁流管能够在发生变形和破碎之前上浮，我们在磁流管中引入了磁通量不均匀性，使其在中心位置的密度比正常更低，从而上浮更快。这种不均匀性在实际中有可能从湍动对流运动中产生。

我们的磁浮现模拟使用了辐射磁流体力学模拟程序 MURaM(Vögler et al., 2005; Rempel et al., 2009; Rempel, 2017)，该程序主要模拟对流层上层，光球层，日冕等的物理过程。我们使用的模拟考虑局部热动平衡条件，包括了辐射转移过程。模拟的区域大小为 $36\text{Mm} \times 36\text{Mm} \times 45\text{Mm}$ ，其中第三个维度是垂直方向，垂直方向分辨率是 30km ，水平方向分辨率是 90km 。自底部开始， 8Mm 高处光深为 1，对应光球表面。在引入磁流管之前，模拟区域存在着平均为 5G 的垂直磁场，并且充分演化达到平衡。

我们在模拟区域底部引入磁流管。其磁通量为 10^{20}Mx ，没有垂直于磁流管方向的分量。由于磁压力的原因，与磁流管内外的压力平衡，在磁流管内部的压强需要降低一部分。根据程序的物态方程，这使得磁流管中的密度下降，从而带来浮力，这是磁浮现模拟中的常见使磁流管浮现的方法。我们额外引入了一个密度变化，使得磁流管中间部位的密度额外下降，这个下降的幅度比原本此处的密度小 2 个量级。我们在图5-1中展示了所引入的磁场和密度变化。

我们将磁流管模拟了 8 小时，期间观察到了磁流管的浮现与表面磁场演化，环状结构的形成以及与开放背景的相互作用。我们分析了不同的物理量的演化，以得到磁浮现的特性。我们计算总磁通量，温度，垂直波印庭矢量。我们根据 AIA(Lemen et al., 2012) 的响应函数得到不同波段的合成极紫外观测图。相关物理量的时间演化如图5-2。表面垂直磁场与合成 AIA171Å 观测展示于图5-3。

如图所示，在 $t=1.90\text{hr}$ ，171Å 图像积分开始增加，此时表面磁通量迅速上升，大气中对应 10^5K 温度的位置开始下降。此时，171Å 的图像上还没有显示出特别的结构，但是在表面磁场中可以看到已有大量细小的磁结构到达表面，其中

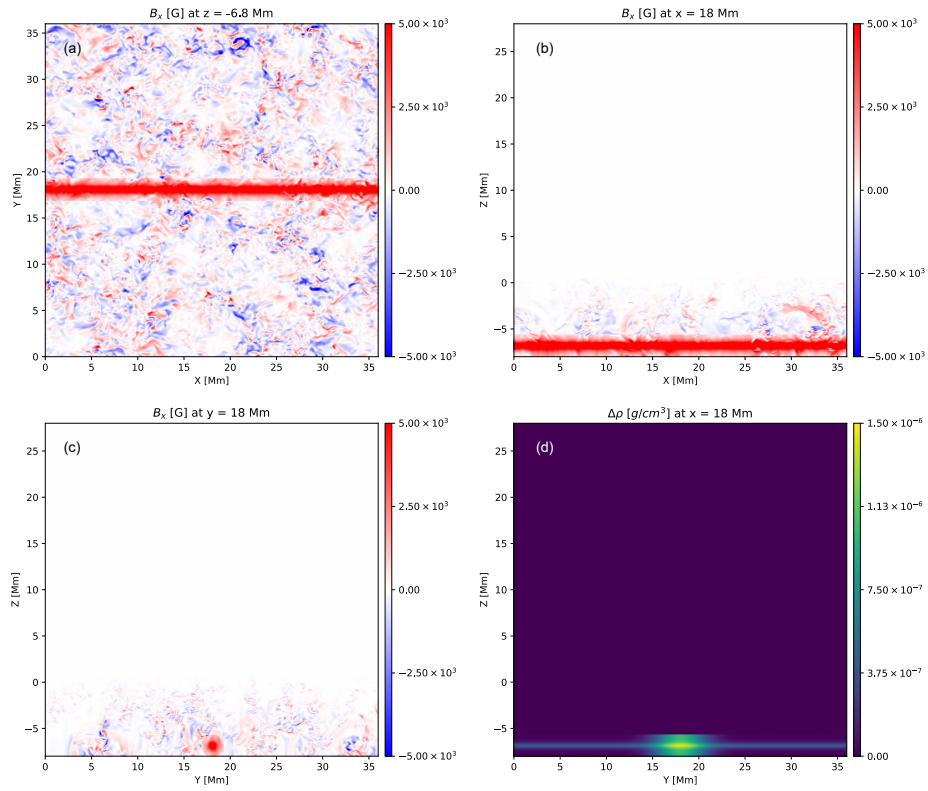


图 5-1 磁浮现模拟的初值条件

Figure 5-1 Initial conditions of flux emergence simulaiton

(a) (b), (c) 本别是 B_x 在 $z = -6.8\text{Mm}$, $x = 18\text{Mm}$, 和 $y = 18\text{Mm}$ 的值。(d) 是磁流管内部相对于引入磁流管之前的密度差。

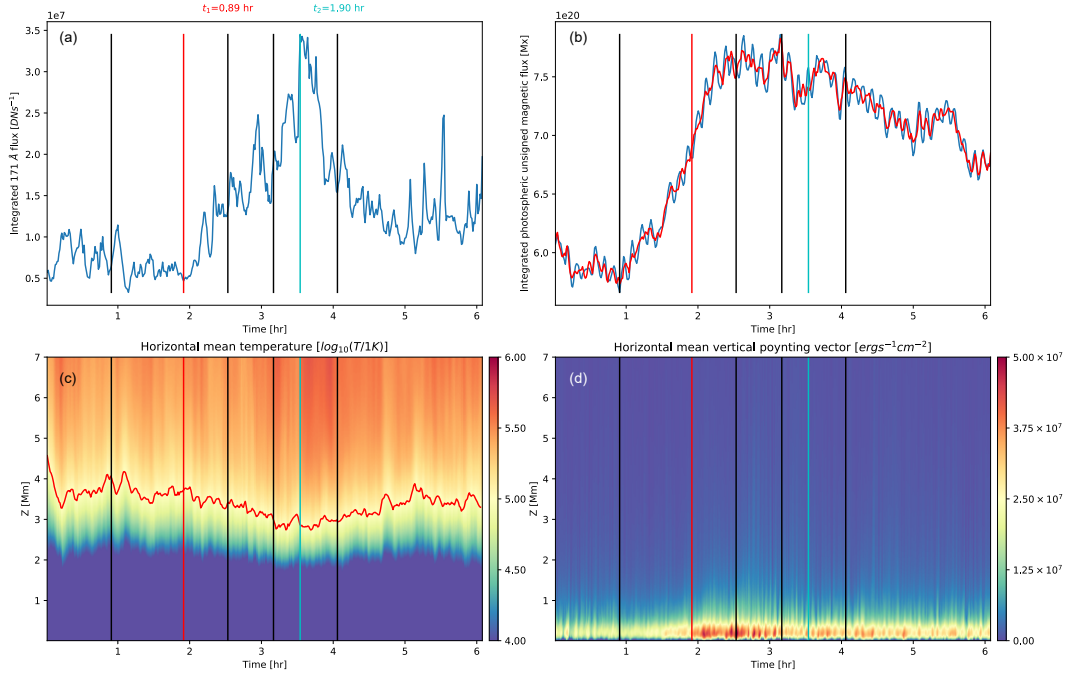


图 5-2 磁浮现过程的时间演化

Figure 5-2 Time evolutions of flux emergence

(a): 合成的 AIA171Å 图像积分。(b): 光球无符号磁通量, 其中蓝线代表原始值, 红线代表过滤 7.7min 周期震荡之后的值。(c)、(d): $z = 0\text{Mm}$ 至 $z = 7\text{Mm}$ 的温度分布和垂直波印庭矢量分布。垂直竖线分别代表 $t = 0.89\text{hr}$, 1.90hr , 2.52hr , 3.15hr , 3.53hr , 和 4.04hr 。

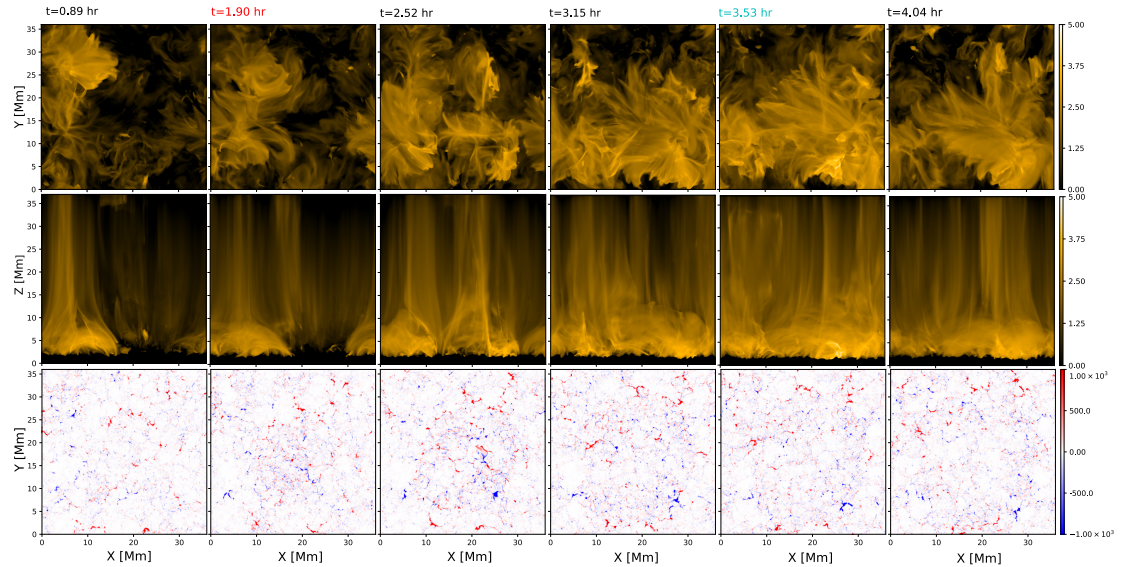


图 5-3 磁浮现的表面磁场和 AIA171Å 演化

Figure 5-3 Surface fields and AIA 171 Å images of flux emergence

第 1 行代表自上向下的合成 AIA171Å 观测。第 2 行代表自侧方代表的 AIA171Å 观测。第 3 行代表光球表面磁场演化。第 1 至 6 列分别代表 $t = 0.89\text{hr}$, 1.90hr , 2.52hr , 3.15hr , 3.53hr , 和 4.04hr 。

包含原本位于磁流管上方的磁场，被上浮的磁流管推动到表面。此时，表面附近的垂直方向波印庭矢量也开始显著增加。

在 $t=1.90\text{hr}$ 至 3.53hr ， $171\text{\AA}$ 图像积分快速上升。这种上升并不是完全的单调上升，而是存在着一系列较小的峰值。表面磁通量达到了最大，随后开始逐渐缓慢下降。在这期间表面磁通量上升了至少 10^{20}Mx ，这说明至少有一半的磁流管的磁通量到达了表面（考虑到磁流管上浮带来两个极性，完全无损失的磁浮现应该带来 $2 \times 10^{20}\text{Mx}$ 的磁通量）。大气中， 10^5K 对应的高度下降了 1Mm ，这意味着大气相较于浮现之前，在更低的高度上升了温度。表面附近的垂直波印庭矢量持续维持较高水平。从合成的 $171\text{\AA}$ 图像和表面磁场来看，都呈现出较为复杂的形状，而不是简单的双极浮现和规则的环状结构。这意味着我们设置的磁流管虽然上浮到表面，但是依旧发生了显著形变和部分的破裂。

在 $t=3.53\text{hr}$ 之后，各项物理量逐渐向浮现之前的情况恢复。关于不同时间段内，物理量演化的差异，我们可以通过考虑表面磁场的运动来进行解释。我们在图5-4中展示了只对位于光球表面 1kG 以上的强磁场区域做方根平均得到的结果，展现了强磁场的运动趋势。我们可以看到，在 $t=1.90\text{hr}$ 附近的方根均速率最大。而在 $t=3.53\text{hr}$ 左右以及之后的时间内，方根均速率则相对较低。在表面磁通量达到最大之后，表面磁场的运动显著减弱。这导致了在浮现过程中和浮现之后这些物理量演化的不同，特别是 $171\text{\AA}$ 积分的相对更为迅速的下降。

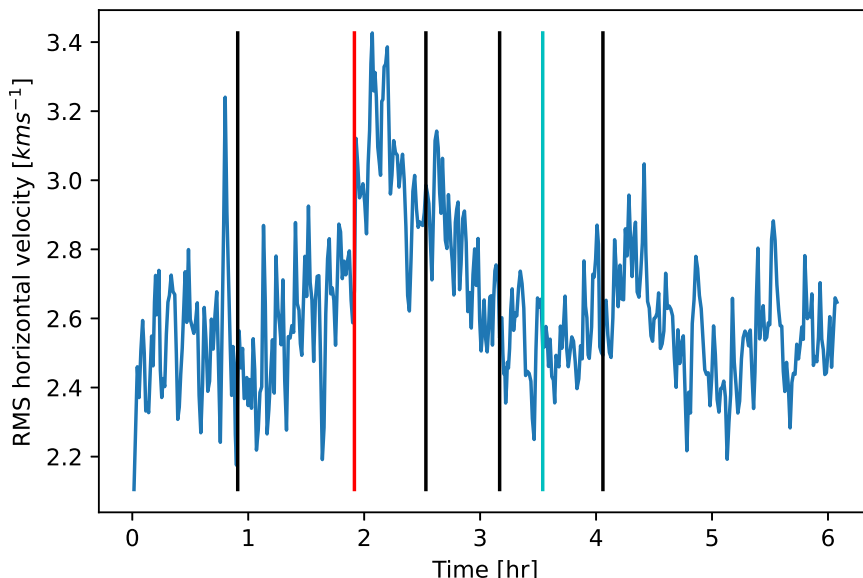


图 5-4 表面水平方根均速率

Figure 5-4 Root mean squared horizontal velocity at the surface

只对 1kG 以上的磁场对应点的水平速度做平均。垂直竖线分别代表 $t = 0.89\text{hr}$, 1.90hr , 2.52hr , 3.15hr , 3.53hr , 和 4.04hr 。

为了展示磁浮现在大气中不同温度范围内的影响，我们合成了不同波段的

AIA 图像，并在图5-5中展示了各自积分值的演化。图中的曲线相对于各自的最大值做归一化。如图，各个曲线的趋势大致相同，都呈现出一个主要的峰值和一系列更小的峰值的特征。这意味着，我们所模拟的磁浮现主要的温度影响没有达到更高温的温度范围，比如 10MK 以上，因而不同波段的变化没有太显著的差异性。同时，一系列更小的峰值则意味着磁浮现过程中对应着的更小的复杂的浮现过程。

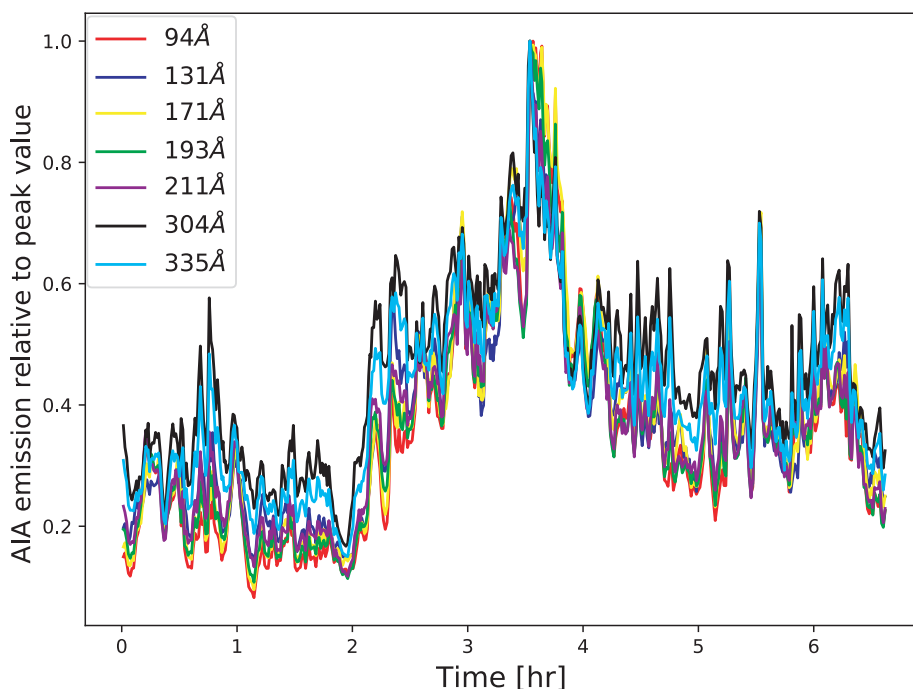


图 5-5 不同波段合成 AIA 图像的积分

Figure 5-5 Integration of synthetic images with different AIA filters

每个曲线都除以了各自的最大值。共包含 94Å, 131Å, 171Å, 193Å, 211Å, 304Å, 和 335Å。

总结地，我们现阶段的磁浮现模拟再现了一个瞬现区尺度的无扭缠分量的磁流管上浮到表面并对太阳大气产生影响的过程。虽然没有充足的磁张力防止磁流管变形和破裂，但是额外的磁浮力可以保证大量的磁通量得以浮现到太阳表面。然而，浮现的磁流管依旧发生了一定形变，从而产生更为复杂的结构。这种磁浮现对太阳大气产生了一定的影响，其升温作用使得大气可以在较低的高度升高到较高温度，但是在更高温的范围内的影响较为有限。

在本文的最后小节中，我们简要介绍了我们在辐射磁流体力学数值实验在太阳物理中的应用的初步研究。该工作正在准备投稿中。以此为基础，我们计划开展更复杂的不同尺度的磁浮现、磁对消等过程的数值实验研究，以支持和补充我们在太阳表面磁场演化方面的研究，揭示这些演化过程对应的可观测现象以促进太阳观测和理论研究。

参考文献

- Babcock H W. The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1961, 133: 572. DOI: [10.1086/147060](https://doi.org/10.1086/147060).
- Babcock H D. The Sun's Polar Magnetic Field. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1959, 130: 364. DOI: [10.1086/146726](https://doi.org/10.1086/146726).
- Babcock H W. The Solar Magnetograph. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1953, 118: 387. DOI: [10.1086/145767](https://doi.org/10.1086/145767).
- Babcock H W, Babcock H D. The Sun's Magnetic Field, 1952-1954. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1955, 121: 349. DOI: [10.1086/145994](https://doi.org/10.1086/145994).
- Balogh A, Smith E J, Tsurutani B T, et al. The Heliospheric Magnetic Field Over the South Polar Region of the Sun [J/OL]. *Science*, 1995, 268(5213): 1007-1010. DOI: [10.1126/science.268.5213.1007](https://doi.org/10.1126/science.268.5213.1007).
- Banin V G. The Complex of Activity and Large Flares in 1981MAY [J]. *Issledovaniia Geomagnetizmu Aeronomii i Fizike Solntsa*, 1983, 65: 129.
- Baumann I, Schmitt D, Schüssler M, et al. Evolution of the large-scale magnetic field on the solar surface: A parameter study [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2004, 426: 1075-1091. DOI: [10.1051/0004-6361:20048024](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20048024).
- Bhowmik P, Nandy D. Prediction of the strength and timing of sunspot cycle 25 reveal decadal-scale space environmental conditions [J/OL]. *Nature Communications*, 2018, 9: 5209. DOI: [10.1038/s41467-018-07690-0](https://doi.org/10.1038/s41467-018-07690-0).
- Brandenburg A, Krause F, Meinel R, et al. The stability of nonlinear dynamos and the limited role of kinematic growth rates [J]. *Astron. Astrophys.*, 1989, 213(1-2): 411-422.
- Brandenburg A, Moss D, Tuominen I. Turbulent Pumping in the Solar Dynamo [C]//Harvey K L. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series: volume 27 The Solar Cycle*. 1992: 536.
- Brown T M, Christensen-Dalsgaard J, Dziembowski W A, et al. Inferring the Sun's Internal Angular Velocity from Observed p-Mode Frequency Splittings [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1989, 343: 526. DOI: [10.1086/167727](https://doi.org/10.1086/167727).
- Bumba V, Howard R. Large-Scale Distribution of Solar Magnetic Fields. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1965, 141: 1502. DOI: [10.1086/148238](https://doi.org/10.1086/148238).
- Cameron R, Schüssler M. A Robust Correlation between Growth Rate and Amplitude of Solar Cycles: Consequences for Prediction Methods [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2008, 685(2): 1291-1296. DOI: [10.1086/591079](https://doi.org/10.1086/591079).
- Cameron R H, Schüssler M. Changes of the Solar Meridional Velocity Profile During Cycle 23 Explained by Flows Toward the Activity Belts [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2010, 720(2): 1030-1032. DOI: [10.1088/0004-637X/720/2/1030](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/2/1030).
- Cameron R H, Schüssler M. Are the strengths of solar cycles determined by converging flows towards the activity belts? [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2012, 548: A57. DOI: [10.1051/0004-6361/201219914](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219914).
- Cameron R H, Schüssler M. Understanding Solar Cycle Variability [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2017, 843 (2): 111. DOI: [10.3847/1538-4357/aa767a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa767a).
- Cameron R H, Schüssler M. Solar activity: periodicities beyond 11 years are consistent with random forcing [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2019, 625: A28. DOI: [10.1051/0004-6361/201935290](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935290).

- Cameron R H, Jiang J, Schmitt D, et al. Surface Flux Transport Modeling for Solar Cycles 15-21: Effects of Cycle-Dependent Tilt Angles of Sunspot Groups [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2010, 719(1): 264-270. DOI: [10.1088/0004-637X/719/1/264](https://doi.org/10.1088/0004-637X/719/1/264).
- Cameron R H, Schmitt D, Jiang J, et al. Surface flux evolution constraints for flux transport dynamos [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2012, 542: A127. DOI: [10.1051/0004-6361/201218906](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218906).
- Cameron R H, Dasi-Espuig M, Jiang J, et al. Limits to solar cycle predictability: Cross-equatorial flux plumes [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2013, 557: A141. DOI: [10.1051/0004-6361/201321981](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321981).
- Cameron R H, Jiang J, Schüssler M. Solar Cycle 25: Another Moderate Cycle? [J/OL]. *Astrophys. J., Lett.*, 2016, 823(2): L22. DOI: [10.3847/2041-8205/823/2/L22](https://doi.org/10.3847/2041-8205/823/2/L22).
- Cameron R H, Dikpati M, Brandenburg A. The Global Solar Dynamo [M/OL]//Balogh A, Cliver E, Petrie G, et al. *Solar Magnetic Fields. Series: Space Sciences Series of ISSI: volume 57*. 2018: 367-395. DOI: [10.1007/978-94-024-1521-6_13](https://doi.org/10.1007/978-94-024-1521-6_13).
- Cameron R, Schüssler M. The crucial role of surface magnetic fields for the solar dynamo [J/OL]. *Science*, 2015, 347(6228): 1333-1335. DOI: [10.1126/science.1261470](https://doi.org/10.1126/science.1261470).
- Carrington R C. On the Distribution of the Solar Spots in Latitudes since the Beginning of the Year 1854, with a Map [J/OL]. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 1858, 19: 1-3. DOI: [10.1093/mnras/19.1.1](https://doi.org/10.1093/mnras/19.1.1).
- Castenmiller M J M, Zwaan C, van der Zalm E B J. Sunspot Nests - Manifestations of Sequences in Magnetic Activity [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1986, 105(2): 237-255. DOI: [10.1007/BF00172045](https://doi.org/10.1007/BF00172045).
- Charbonneau P. Dynamo Models of the Solar Cycle [J/OL]. *Living Reviews in Solar Physics*, 2010, 7(1): 3. DOI: [10.12942/lrsp-2010-3](https://doi.org/10.12942/lrsp-2010-3).
- Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle [J/OL]. *Living Reviews in Solar Physics*, 2020, 17(1): 4. DOI: [10.1007/s41116-020-00025-6](https://doi.org/10.1007/s41116-020-00025-6).
- Charbonneau P, St-Jean C, Zacharias P. Fluctuations in Babcock-Leighton Dynamos. I. Period Doubling and Transition to Chaos [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2005, 619(1): 613-622. DOI: [10.1086/426385](https://doi.org/10.1086/426385).
- Chase R C, Krieger A S, Svestka Z, et al. Skylab observations of X-ray loops connecting separate active regions. [C]//Space research XVI. 1976: 917-922.
- Chen F, Rempel M, Fan Y. Emergence of Magnetic Flux Generated in a Solar Convective Dynamo. I. The Formation of Sunspots and Active Regions, and The Origin of Their Asymmetries [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2017, 846(2): 149. DOI: [10.3847/1538-4357/aa85a0](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa85a0).
- Chen F, Rempel M, Fan Y. A Comprehensive Radiative Magnetohydrodynamics Simulation of Active Region Scale Flux Emergence from the Convection Zone to the Corona [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2022, 937(2): 91. DOI: [10.3847/1538-4357/ac8f95](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac8f95).
- Chen J, Bao S, Zhang H. A Statistical Study of Transequatorial Loops [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2006, 235 (1-2): 281-294. DOI: [10.1007/s11207-006-0072-y](https://doi.org/10.1007/s11207-006-0072-y).
- Chen P, Ding M, Fang C. Numerical Studies of the Radiative MHD Processes in the Lower Solar Atmosphere [J]. *Progress in Astronomy*, 2016, 34(4): 414.
- Cheung M C M, Rempel M, Title A M, et al. Simulation of the Formation of a Solar Active Region [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2010, 720(1): 233-244. DOI: [10.1088/0004-637X/720/1/233](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/1/233).
- Cheung M C M, Isobe H. Flux Emergence (Theory) [J/OL]. *Living Reviews in Solar Physics*, 2014, 11(1): 3. DOI: [10.12942/lrsp-2014-3](https://doi.org/10.12942/lrsp-2014-3).
- Choudhuri A R, Schussler M, Dikpati M. The solar dynamo with meridional circulation. [J]. *Astron. Astrophys.*, 1995, 303: L29.
- Choudhuri A R. The Evolution of Loop Structures in Flux Rings Within the Solar Convection Zone [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1989, 123(2): 217-239. DOI: [10.1007/BF00149104](https://doi.org/10.1007/BF00149104).

- Choudhuri A R. Predicting a Solar Cycle Before its Onset Using a Flux Transport Dynamo Model [C/OL]//Foullon C, Malandraki O E. Space Weather of the Heliosphere: Processes and Forecasts: volume 335. 2018: 177-182. DOI: [10.1017/S1743921317007967](https://doi.org/10.1017/S1743921317007967).
- Choudhuri A R. The meridional circulation of the Sun: Observations, theory and connections with the solar dynamo [J/OL]. Science China Physics, Mechanics, and Astronomy, 2021, 64 (3): 239601. DOI: [10.1007/s11433-020-1628-1](https://doi.org/10.1007/s11433-020-1628-1).
- Choudhuri A R, Chatterjee P, Jiang J. Predicting Solar Cycle 24 With a Solar Dynamo Model [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2007, 98(13): 131103. DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.131103](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.131103).
- Cowling T G. The magnetic field of sunspots [J/OL]. Mon. Not. R. Astron. Soc., 1933, 94: 39-48. DOI: [10.1093/mnras/94.1.39](https://doi.org/10.1093/mnras/94.1.39).
- Dasi-Espuig M, Solanki S K, Krivova N A, et al. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle [J/OL]. Astron. Astrophys., 2010, 518: A7. DOI: [10.1051/0004-6361/201014301](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014301).
- Dasi-Espuig M, Solanki S K, Krivova N A, et al. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle (Corrigendum) [EB/OL]. 2013: C3. DOI: [10.1051/0004-6361/201014301e](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014301e).
- Deng Y, Wang J, Ai G. Vector magnetic field in solar polar region. [J/OL]. Science in China A: Mathematics, 1999, 42(10): 1096-1102. DOI: [10.1007/BF02889512](https://doi.org/10.1007/BF02889512).
- Deng Y, Wang J, Harvey J. High-Latitude Solar Rotation Traced by Magnetic Elements [J/OL]. Sol. Phys., 1999, 186: 13-23. DOI: [10.1023/A:1005186016971](https://doi.org/10.1023/A:1005186016971).
- DeVore C R, Boris J P, Young J, T. R., et al. Numerical simulations of large-scale solar magnetic fields [J/OL]. Australian Journal of Physics, 1985, 38: 999-1007. DOI: [10.1071/PH850999](https://doi.org/10.1071/PH850999).
- Dikpati M, Charbonneau P. A Babcock-Leighton Flux Transport Dynamo with Solar-like Differential Rotation [J/OL]. Astrophys. J., 1999, 518(1): 508-520. DOI: [10.1086/307269](https://doi.org/10.1086/307269).
- Dikpati M, de Toma G, Gilman P A. Predicting the strength of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool [J/OL]. Geophys. Res. Lett., 2006, 33(5): L05102. DOI: [10.1029/2005GL025221](https://doi.org/10.1029/2005GL025221).
- D'Silva S, Choudhuri A R. A theoretical model for tilts of bipolar magnetic regions [J]. Astron. Astrophys., 1993, 272: 621.
- Durney B R. On a Babcock-Leighton dynamo model with a deep-seated generating layer for the toroidal magnetic field [J/OL]. Sol. Phys., 1995, 160(2): 213-235. DOI: [10.1007/BF00732805](https://doi.org/10.1007/BF00732805).
- Duvall J, T. L. Large-scale solar velocity fields. [J/OL]. Sol. Phys., 1979, 63(1): 3-15. DOI: [10.1007/BF00155690](https://doi.org/10.1007/BF00155690).
- Eddy J A. The Maunder Minimum [J/OL]. Science, 1976, 192(4245): 1189-1202. DOI: [10.1126/science.192.4245.1189](https://doi.org/10.1126/science.192.4245.1189).
- Fan Y. The Three-dimensional Evolution of Buoyant Magnetic Flux Tubes in a Model Solar Convective Envelope [J/OL]. Astrophys. J., 2008, 676(1): 680-697. DOI: [10.1086/527317](https://doi.org/10.1086/527317).
- Fan Y. Magnetic Fields in the Solar Convection Zone [J/OL]. Living Reviews in Solar Physics, 2009, 6(1): 4. DOI: [10.12942/lrsp-2009-4](https://doi.org/10.12942/lrsp-2009-4).
- Fang F, Manchester W, Abnett W P, et al. Simulation of Flux Emergence from the Convection Zone to the Corona [J/OL]. Astrophys. J., 2010, 714(2): 1649-1657. DOI: [10.1088/0004-637X/714/2/1649](https://doi.org/10.1088/0004-637X/714/2/1649).
- Fárník F, Karlický M, Švestka Z. Locations of Footpoints of Transequatorial Interconnecting Loops [J/OL]. Sol. Phys., 2001, 202(1): 81-98. DOI: [10.1023/A:1011812000475](https://doi.org/10.1023/A:1011812000475).
- Gaizauskas V. Development of Flux Imbalances in Solar Activity Nests and the Evolution of Filament Channels [J/OL]. Astrophys. J., 2008, 686(2): 1432-1446. DOI: [10.1086/591633](https://doi.org/10.1086/591633).

- Gaizauskas V, Harvey K L, Harvey J W, et al. Large-scale patterns formed by solar active regions during the ascending phase of cycle 21 [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1983, 265: 1056-1065. DOI: [10.1086/160747](https://doi.org/10.1086/160747).
- Giles P M, Duvall T L, Scherrer P H, et al. A subsurface flow of material from the Sun's equator to its poles [J/OL]. *Nature*, 1997, 390(6655): 52-54. DOI: [10.1038/36294](https://doi.org/10.1038/36294).
- Gizon L. Helioseismology of Time-Varying Flows Through The Solar Cycle [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2004, 224(1-2): 217-228. DOI: [10.1007/s11207-005-4983-9](https://doi.org/10.1007/s11207-005-4983-9).
- Gizon L, Rempel M. Observation and Modeling of the Solar-Cycle Variation of the Meridional Flow [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2008, 251(1-2): 241-250. DOI: [10.1007/s11207-008-9162-3](https://doi.org/10.1007/s11207-008-9162-3).
- Gnevyshev M N, Ohl A I. On 22-year cycle of the solar activity [J]. *Astronomicheskii Zhurnal*, 1948, 25: 18-20.
- Guerrero G, de Gouveia Dal Pino E M. Turbulent magnetic pumping in a Babcock-Leighton solar dynamo model [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2008, 485(1): 267-273. DOI: [10.1051/0004-6361:200809351](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809351).
- Guo W, Jiang J, Wang J X. A Dynamo-Based Prediction of Solar Cycle 25 [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2021, 296(9): 136. DOI: [10.1007/s11207-021-01878-2](https://doi.org/10.1007/s11207-021-01878-2).
- Haber D A, Hindman B W, Toomre J, et al. Evolving Submerged Meridional Circulation Cells within the Upper Convection Zone Revealed by Ring-Diagram Analysis [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2002, 570(2): 855-864. DOI: [10.1086/339631](https://doi.org/10.1086/339631).
- Hagenaar H J. Ephemeral Regions on a Sequence of Full-Disk Michelson Doppler Imager Magnetograms [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2001, 555(1): 448-461. DOI: [10.1086/321448](https://doi.org/10.1086/321448).
- Hale G E, Ellerman F, Nicholson S B, et al. The Magnetic Polarity of Sun-Spots [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1919, 49: 153. DOI: [10.1086/142452](https://doi.org/10.1086/142452).
- Hale G E, Adams W S, Seahes F H. Mount Wilson Observatory 1932-1933 [J]. *Mount Wilson Observatory Annual Report*, 1933, 5: 127-169.
- Harra L K, Matthews S A, van Driel-Gesztelyi L. Evidence of Flaring in a Transequatorial Loop on the Sun [J/OL]. *Astrophys. J. Lett.*, 2003, 598(1): L59-L62. DOI: [10.1086/380558](https://doi.org/10.1086/380558).
- Harvey K L, Harvey J W, Martin S F. Ephemeral Active Regions in 1970 and 1973 [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1975, 40(1): 87-102. DOI: [10.1007/BF00183154](https://doi.org/10.1007/BF00183154).
- Harvey K L, Martin S F. Ephemeral Active Regions [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1973, 32(2): 389-402. DOI: [10.1007/BF00154951](https://doi.org/10.1007/BF00154951).
- Harvey K L, Zwaan C. Properties and Emergence Patterns of Bipolar Active Regions - Part One [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1993, 148(1): 85-118. DOI: [10.1007/BF00675537](https://doi.org/10.1007/BF00675537).
- Hathaway D H, Upton L A. Predicting the amplitude and hemispheric asymmetry of solar cycle 25 with surface flux transport [J/OL]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2016, 121(11): 10,744-10,753. DOI: [10.1002/2016JA023190](https://doi.org/10.1002/2016JA023190).
- Hazra G, Nandy D, Kitchatinov L, et al. Mean field models of flux transport dynamo and meridional circulation in the Sun and stars [J/OL]. *arXiv e-prints*, 2023: arXiv:2302.09390. DOI: [10.48550/arXiv.2302.09390](https://doi.org/10.48550/arXiv.2302.09390).
- Hazra S, Nandy D. A Proposed Paradigm for Solar Cycle Dynamics Mediated via Turbulent Pumping of Magnetic Flux in Babcock-Leighton-type Solar Dynamos [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2016, 832(1): 9. DOI: [10.3847/0004-637X/832/1/9](https://doi.org/10.3847/0004-637X/832/1/9).
- Howard R, Labonte B J. Surface Magnetic Fields during the Solar Activity Cycle [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1981, 74(1): 131-145. DOI: [10.1007/BF00151283](https://doi.org/10.1007/BF00151283).

- Howard R, Harvey J. Spectroscopic Determinations of Solar Rotation [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1970, 12 (1): 23-51. DOI: [10.1007/BF02276562](https://doi.org/10.1007/BF02276562).
- Howard R F. The Magnetic Fields of Active Regions - Part Five [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1991, 132(1): 49-61. DOI: [10.1007/BF00159129](https://doi.org/10.1007/BF00159129).
- Howard R F. Axial Tilt Angles of Sunspot Groups [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1991, 136(2): 251-262. DOI: [10.1007/BF00146534](https://doi.org/10.1007/BF00146534).
- Iijima H, Hotta H, Imada S. Effect of Morphological Asymmetry between Leading and Following Sunspots on the Prediction of Solar Cycle Activity [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2019, 883(1): 24. DOI: [10.3847/1538-4357/ab3b04](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab3b04).
- Ivanov V G. Joy's law and its features according to the data of three sunspot catalogs [J/OL]. *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, 52(8): 999-1004. DOI: [10.1134/S0016793212080130](https://doi.org/10.1134/S0016793212080130).
- Jackiewicz J, Serebryanskiy A, Kholikov S. Meridional Flow in the Solar Convection Zone. II. Helioseismic Inversions of GONG Data [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2015, 805(2): 133. DOI: [10.1088/0004-637X/805/2/133](https://doi.org/10.1088/0004-637X/805/2/133).
- Jarque C, Bera A. A test for normality of observations and regression residuals [J/OL]. *International Statistical Review / Revue Internationale de Statistique*, 1987, 55(2): 163-172. DOI: [10.2307/1403192](https://doi.org/10.2307/1403192).
- Jiang J, Cameron R, Schmitt D, et al. Modeling the Sun's Open Magnetic Flux and the Heliospheric Current Sheet [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2010, 709(1): 301-307. DOI: [10.1088/0004-637X/709/1/301](https://doi.org/10.1088/0004-637X/709/1/301).
- Jiang J, Işık E, Cameron R H, et al. The Effect of Activity-related Meridional Flow Modulation on the Strength of the Solar Polar Magnetic Field [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2010, 717(1): 597-602. DOI: [10.1088/0004-637X/717/1/597](https://doi.org/10.1088/0004-637X/717/1/597).
- Jiang J, Cameron R H, Schmitt D, et al. The solar magnetic field since 1700. I. Characteristics of sunspot group emergence and reconstruction of the butterfly diagram [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2011, 528: A82. DOI: [10.1051/0004-6361/201016167](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016167).
- Jiang J, Cameron R H, Schmitt D, et al. The solar magnetic field since 1700. II. Physical reconstruction of total, polar and open flux [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2011, 528: A83. DOI: [10.1051/0004-6361/201016168](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016168).
- Jiang J, Cameron R H, Schüssler M. Effects of the Scatter in Sunspot Group Tilt Angles on the Large-scale Magnetic Field at the Solar Surface [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2014, 791(1): 5. DOI: [10.1088/0004-637X/791/1/5](https://doi.org/10.1088/0004-637X/791/1/5).
- Jiang J, Cameron R H, Schüssler M. The Cause of the Weak Solar Cycle 24 [J/OL]. *Astrophys. J., Lett.*, 2015, 808(1): L28. DOI: [10.1088/2041-8205/808/1/L28](https://doi.org/10.1088/2041-8205/808/1/L28).
- Jiang J. Nonlinear Mechanisms that Regulate the Solar Cycle Amplitude [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2020, 900(1): 19. DOI: [10.3847/1538-4357/abaa4b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abaa4b).
- Jiang J, Cao J. Predicting solar surface large-scale magnetic field of Cycle 24 [J/OL]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2018, 176: 34-41. DOI: [10.1016/j.jastp.2017.06.019](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.06.019).
- Jiang J, Chatterjee P, Choudhuri A R. Solar activity forecast with a dynamo model [J/OL]. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2007, 381(4): 1527-1542. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.12267.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12267.x).
- Jiang J, Wang J X, Jiao Q R, et al. Predictability of the Solar Cycle Over One Cycle [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2018, 863(2): 159. DOI: [10.3847/1538-4357/aad197](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad197).
- Jiang J, Song Q, Wang J X, et al. Different Contributions to Space Weather and Space Climate from Different Big Solar Active Regions [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2019, 871(1): 16. DOI: [10.3847/1538-4357/aaf64a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf64a).

- Jiao Q, Jiang J, Wang Z F. Sunspot tilt angles revisited: Dependence on the solar cycle strength [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2021, 653: A27. DOI: [10.1051/0004-6361/202141215](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141215).
- Jin C, Wang J. Vector Magnetic Fields of A Solar Polar Region [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2011, 732(1): 4. DOI: [10.1088/0004-637X/732/1/4](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/1/4).
- Käpylä P J, Korpi M J, Ossendrijver M, et al. Magnetoconvection and dynamo coefficients. III. α -effect and magnetic pumping in the rapid rotation regime [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2006, 455 (2): 401-412. DOI: [10.1051/0004-6361:20064972](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20064972).
- Karak B B, Choudhuri A R. The Waldmeier effect and the flux transport solar dynamo [J/OL]. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2011, 410(3): 1503-1512. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.17531.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17531.x).
- Karak B B, Miesch M. Solar Cycle Variability Induced by Tilt Angle Scatter in a Babcock-Leighton Solar Dynamo Model [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2017, 847(1): 69. DOI: [10.3847/1538-4357/aa8636](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8636).
- Karak B B, Nandy D. Turbulent Pumping of Magnetic Flux Reduces Solar Cycle Memory and thus Impacts Predictability of the Sun's Activity [J/OL]. *Astrophys. J., Lett.*, 2012, 761(1): L13. DOI: [10.1088/2041-8205/761/1/L13](https://doi.org/10.1088/2041-8205/761/1/L13).
- Kichatinov L L, Ruediger G. Magnetic-field advection in inhomogeneous turbulence [J]. *Astron. Astrophys.*, 1992, 260(1-2): 494-498.
- Krall J, Chen J, Santoro R, et al. Simulation of Buoyant Flux Ropes in a Magnetized Solar Atmosphere [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1998, 500(2): 992-1002. DOI: [10.1086/305754](https://doi.org/10.1086/305754).
- Krause F, Raedler K H. Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory [M]. 1980.
- Labonville F, Charbonneau P, Lemerle A. A Dynamo-based Forecast of Solar Cycle 25 [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2019, 294(6): 82. DOI: [10.1007/s11207-019-1480-0](https://doi.org/10.1007/s11207-019-1480-0).
- Leighton R B. [C]//Thomas R N. Aerodynamic Phenomena in Stellar Atmospheres: volume 12. 1960: 321-325.
- Leighton R B. Transport of Magnetic Fields on the Sun. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1964, 140: 1547. DOI: [10.1086/148058](https://doi.org/10.1086/148058).
- Leighton R B. A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1969, 156: 1. DOI: [10.1086/149943](https://doi.org/10.1086/149943).
- Leka K D, Canfield R C, McClymont A N, et al. Evidence for Current-carrying Emerging Flux [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1996, 462: 547. DOI: [10.1086/177171](https://doi.org/10.1086/177171).
- Lemen J R, Title A M, Akin D J, et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2012, 275(1-2): 17-40. DOI: [10.1007/s11207-011-9776-8](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8).
- Lemerle A, Charbonneau P. A Coupled 2×2 D Babcock-Leighton Solar Dynamo Model. II. Reference Dynamo Solutions [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2017, 834(2): 133. DOI: [10.3847/1538-4357/834/2/133](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/2/133).
- Lindeburg Z W. Eine neue Herleitung des Exponentialgesetzes in der Wahrscheinlichkeitsrechnung [J/OL]. *Mathematische Zeitschrift*, 1922, 15: 221. DOI: [10.1007/BF01494395](https://doi.org/10.1007/BF01494395).
- Linker J A, Caplan R M, Downs C, et al. The Open Flux Problem [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2017, 848 (1): 70. DOI: [10.3847/1538-4357/aa8a70](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8a70).
- Longcope D W, Fisher G H, Arendt S. The Evolution and Fragmentation of Rising Magnetic Flux Tubes [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1996, 464: 999. DOI: [10.1086/177387](https://doi.org/10.1086/177387).
- Mackay D H, Priest E R, Lockwood M. The Evolution of the Sun's Open Magnetic Flux - II. Full Solar Cycle Simulations [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2002, 209(2): 287-309. DOI: [10.1023/A:1021230604497](https://doi.org/10.1023/A:1021230604497).

- Martin-Belda D, Cameron R H. Inflows towards active regions and the modulation of the solar cycle: A parameter study [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2017, 597: A21. DOI: [10.1051/0004-6361/201629061](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629061).
- Martínez Pillet V. Solar Surface and Atmospheric Dynamics. The Photosphere [J/OL]. *Space Sci. Rev.*, 2013, 178(2-4): 141-162. DOI: [10.1007/s11214-013-9967-8](https://doi.org/10.1007/s11214-013-9967-8).
- Maunder E W. Note on the Distribution of Sun-spots in Heliographic Latitude, 1874-1902 [J/OL]. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 1904, 64: 747-761. DOI: [10.1093/mnras/64.8.747](https://doi.org/10.1093/mnras/64.8.747).
- McMaken T C, Petrie G J D. The Great Solar Active Region NOAA 12192: Helicity Transport, Filament Formation, and Impact on the Polar Field [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2017, 840(2): 100. DOI: [10.3847/1538-4357/aa6d0b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6d0b).
- Moffatt H K. Magnetic field generation in electrically conducting fluids [M]. 1978.
- Mordvinov A V, Kitchatinov L L. Evolution of the Sun's Polar Fields and the Poleward Transport of Remnant Magnetic Flux [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2019, 294(2): 21. DOI: [10.1007/s11207-019-1410-1](https://doi.org/10.1007/s11207-019-1410-1).
- Mordvinov A, Pevtsov A, Bertello L, et al. The reversal of the Sun's magnetic field in cycle 24 [J/OL]. *Solar-Terrestrial Physics*, 2016, 2(1): 3-18. DOI: [10.12737/16356](https://doi.org/10.12737/16356).
- Moreno-Insertis F, Emonet T. The Rise of Twisted Magnetic Tubes in a Stratified Medium [J/OL]. *Astrophys. J. Lett.*, 1996, 472: L53. DOI: [10.1086/310360](https://doi.org/10.1086/310360).
- Müller D, St. Cyr O C, Zouganelis I, et al. The Solar Orbiter mission. Science overview [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2020, 642: A1. DOI: [10.1051/0004-6361/202038467](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038467).
- Nagy M, Lemerle A, Labonville F, et al. The Effect of "Rogue" Active Regions on the Solar Cycle [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2017, 292(11): 167. DOI: [10.1007/s11207-017-1194-0](https://doi.org/10.1007/s11207-017-1194-0).
- Nagy M, Petrovay K, Lemerle A, et al. Towards an algebraic method of solar cycle prediction. II. Reducing the need for detailed input data with ARDoR [J/OL]. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 2020, 10: 46. DOI: [10.1051/swsc/2020051](https://doi.org/10.1051/swsc/2020051).
- Nandy D. Progress in Solar Cycle Predictions: Sunspot Cycles 24-25 in Perspective [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2021, 296(3): 54. DOI: [10.1007/s11207-021-01797-2](https://doi.org/10.1007/s11207-021-01797-2).
- Nandy D, Choudhuri A R. Explaining the Latitudinal Distribution of Sunspots with Deep Meridional Flow [J/OL]. *Science*, 2002, 296(5573): 1671-1673. DOI: [10.1126/science.1070955](https://doi.org/10.1126/science.1070955).
- Newton H W, Nunn M L. The Sun's rotation derived from sunspots 1934-1944 and additional results [J/OL]. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 1951, 111: 413. DOI: [10.1093/mnras/111.4.413](https://doi.org/10.1093/mnras/111.4.413).
- Ohl A I, Ohl G I. A new method of very long-term prediction of solar activity [C]//Donnelly R F. NOAA Solar-Terrestrial Predictions Proceedings. Volume 2.: volume 2. 1979: 258-263.
- Đorić D, Nikolić-Đorić E, Jevremović V, et al. On measuring skewness and kurtosis [J/OL]. *Quality and Quantity*, 2007, 43: 481. DOI: [10.1007/s11135-007-9128-9](https://doi.org/10.1007/s11135-007-9128-9).
- Ossendrijver M, Stix M, Brandenburg A, et al. Magnetoconvection and dynamo coefficients. II. Field-direction dependent pumping of magnetic field [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2002, 394: 735-745. DOI: [10.1051/0004-6361:20021224](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021224).
- Parker E N. Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity [M]. 1979.
- Parker E N. Hydromagnetic Dynamo Models. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1955, 122: 293. DOI: [10.1086/146087](https://doi.org/10.1086/146087).
- Parnell C E, DeForest C E, Hagenaar H J, et al. A Power-Law Distribution of Solar Magnetic Fields Over More Than Five Decades in Flux [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2009, 698(1): 75-82. DOI: [10.1088/0004-637X/698/1/75](https://doi.org/10.1088/0004-637X/698/1/75).

- Petrie G J D, Patrikeeva I. A Comparative Study of Magnetic Fields in the Solar Photosphere and Chromosphere at Equatorial and Polar Latitudes [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2009, 699(1): 871-884. DOI: [10.1088/0004-637X/699/1/871](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/1/871).
- Petrie G, Ettinger S. Polar Field Reversals and Active Region Decay [J/OL]. *Space Sci. Rev.*, 2017, 210(1-4): 77-108. DOI: [10.1007/s11214-015-0189-0](https://doi.org/10.1007/s11214-015-0189-0).
- Petrovay K. Solar cycle prediction [J/OL]. *Living Reviews in Solar Physics*, 2020, 17(1): 2. DOI: [10.1007/s41116-020-0022-z](https://doi.org/10.1007/s41116-020-0022-z).
- Petrovay K, Nagy M, Yeates A R. Towards an algebraic method of solar cycle prediction. I. Calculating the ultimate dipole contributions of individual active regions [J/OL]. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 2020, 10: 50. DOI: [10.1051/swsc/2020050](https://doi.org/10.1051/swsc/2020050).
- Pevtsov A A. Transequatorial Loops in the Solar Corona [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2000, 531(1): 553-560. DOI: [10.1086/308467](https://doi.org/10.1086/308467).
- Rädler K H. On the Electrodynamics of Conducting Fluids in Turbulent Motion. II. Turbulent Conductivity and Turbulent Permeability [J/OL]. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 1968, 23: 1851-1860. DOI: [10.1515/zna-1968-1124](https://doi.org/10.1515/zna-1968-1124).
- Rajaguru S P, Antia H M. Meridional Circulation in the Solar Convection Zone: Time-Distance Helioseismic Inferences from Four Years of HMI/SDO Observations [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2015, 813(2): 114. DOI: [10.1088/0004-637X/813/2/114](https://doi.org/10.1088/0004-637X/813/2/114).
- Rempel M. Extension of the MURaM Radiative MHD Code for Coronal Simulations [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2017, 834(1): 10. DOI: [10.3847/1538-4357/834/1/10](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/10).
- Rempel M, Schüssler M, Knölker M. Radiative Magnetohydrodynamic Simulation of Sunspot Structure [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2009, 691(1): 640-649. DOI: [10.1088/0004-637X/691/1/640](https://doi.org/10.1088/0004-637X/691/1/640).
- Schatten K. Fair space weather for solar cycle 24 [J/OL]. *Geophys. Res. Lett.*, 2005, 32(21): L21106. DOI: [10.1029/2005GL024363](https://doi.org/10.1029/2005GL024363).
- Schmalz S, Stix M. An alpha-Omega dynamo with order and chaos [J]. *Astron. Astrophys.*, 1991, 245(2): 654-661.
- Schmitt D, Schuessler M. Non-linear dynamos. I - One-dimensional model of a thin layer dynamo [J]. *Astron. Astrophys.*, 1989, 223(1-2): 343-351.
- Schou J, Antia H M, Basu S, et al. Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1998, 505(1): 390-417. DOI: [10.1086/306146](https://doi.org/10.1086/306146).
- Schuessler M. Magnetic buoyancy revisited: analytical and numerical results for rising flux tubes. [J]. *Astron. Astrophys.*, 1979, 71(1-2): 79-91.
- Schwabe H. Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843. Von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau [J/OL]. *Astronomische Nachrichten*, 1844, 21(15): 233. DOI: [10.1002/asna.18440211505](https://doi.org/10.1002/asna.18440211505).
- Schwabe M. Sonnen-und Saturn-Beobachtungen im Jahre 1848, von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau [J]. *Astronomische Nachrichten*, 1849, 28: 302.
- Shibata K, Tajima T, Steinolfson R S, et al. Two-dimensional magnetohydrodynamic model of emerging magnetic flux in the solar atmosphere [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1989, 345: 584-596. DOI: [10.1086/167932](https://doi.org/10.1086/167932).
- Sivaraman K R, Gupta S S, Howard R F. Measurement of Kodaikanal white-light images - IV. Axial Tilt Angles of Sunspot Groups [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1999, 189(1): 69-83. DOI: [10.1023/A:1005277515551](https://doi.org/10.1023/A:1005277515551).
- Sivaraman K R, Gokhale M H, Sivaraman H, et al. Measurement of Kodaikanal White-Light Images:

- Relaxation of Tilts of Spot Groups as Indicator of Subsurface Dynamics of Parent Flux Loops [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2007, 657(1): 592-599. DOI: [10.1086/510546](https://doi.org/10.1086/510546).
- Snodgrass H B. Magnetic rotation of the solar photosphere [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1983, 270: 288-299. DOI: [10.1086/161121](https://doi.org/10.1086/161121).
- Snodgrass H B. Separation of large-scale photospheric Doppler patterns [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1984, 94(1): 13-31. DOI: [10.1007/BF00154804](https://doi.org/10.1007/BF00154804).
- Spörer F W G. Beobachtung der Sonnenflecken etc. [J/OL]. *Astronomische Nachrichten*, 1879, 96 (2): 23. DOI: [10.1002/asna.18790960205](https://doi.org/10.1002/asna.18790960205).
- Spruit H C. A model of the solar convection zone [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1974, 34(2): 277-290. DOI: [10.1007/BF00153665](https://doi.org/10.1007/BF00153665).
- Spruit H C. Origin of the torsional oscillation pattern of solar rotation [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2003, 213 (1): 1-21. DOI: [10.1023/A:1023202605379](https://doi.org/10.1023/A:1023202605379).
- Steenbeck M, Krause F, Rädler K H. Berechnung der mittleren LORENTZ-Feldstärke ??? X ??? für ein elektrisch leitendes Medium in turbulenter, durch CORIOLIS-Kräfte beeinflusster Bewegung [J/OL]. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 1966, 21: 369. DOI: [10.1515/zna-1966-0401](https://doi.org/10.1515/zna-1966-0401).
- Stenflo J O. Evolution of Solar Magnetic Fields over an 11-Year Period [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1972, 23(2): 307-339. DOI: [10.1007/BF00148096](https://doi.org/10.1007/BF00148096).
- Stenflo J O. Differential Rotation and Sector Structure of Solar Magnetic Fields [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1974, 36(2): 495-515. DOI: [10.1007/BF00151217](https://doi.org/10.1007/BF00151217).
- Stenflo J O. Solar-cycle variations in the differential rotation of solar magnetic fields. [J]. *Astron. Astrophys.*, 1977, 61(6): 797-804.
- Stix M. Non-Linear Dynamo Waves [J]. *Astron. Astrophys.*, 1972, 20: 9.
- Sun X, Liu Y, Hoeksema J T, et al. A New Method for Polar Field Interpolation [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2011, 270(1): 9-22. DOI: [10.1007/s11207-011-9751-4](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9751-4).
- Sun X. Polar Field Correction for HMI Line-of-Sight Synoptic Data [J/OL]. *arXiv e-prints*, 2018: arXiv:1801.04265. DOI: [10.48550/arXiv.1801.04265](https://doi.org/10.48550/arXiv.1801.04265).
- Sun X, Liu Y, Milić I, et al. Are the Magnetic Fields Radial in the Solar Polar Region? [J/OL]. *Research Notes of the American Astronomical Society*, 2021, 5(6): 134. DOI: [10.3847/2515-5172/ac072c](https://doi.org/10.3847/2515-5172/ac072c).
- Svalgaard L, Duvall J, T. L., Scherrer P H. The strength of the Sun's polar fields. [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1978, 58(2): 225-239. DOI: [10.1007/BF00157268](https://doi.org/10.1007/BF00157268).
- Svalgaard L, Cliver E W, Kamide Y. Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? [J/OL]. *Geophys. Res. Lett.*, 2005, 32(1): L01104. DOI: [10.1029/2004GL021664](https://doi.org/10.1029/2004GL021664).
- Svestka Z, Krieger A S, Chase R C, et al. Transequatorial loops interconnecting McMath regions 12472 and 12474. [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1977, 52(1): 69-90. DOI: [10.1007/BF00935791](https://doi.org/10.1007/BF00935791).
- Talafha M, Nagy M, Lemerle A, et al. Role of observable nonlinearities in solar cycle modulation [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2022, 660: A92. DOI: [10.1051/0004-6361/202142572](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142572).
- Tian L, Zhang H, Tong Y, et al. The Tilt of the Magnetic Polarity Axis in Active Regions with Different Polarity Separation and Flux [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1999, 189(2): 305-313. DOI: [10.1023/A:1005252617906](https://doi.org/10.1023/A:1005252617906).
- Toriumi S, Hotta H. Spontaneous Generation of δ -sunspots in Convective Magnetohydrodynamic Simulation of Magnetic Flux Emergence [J/OL]. *Astrophys. J. Lett.*, 2019, 886(1): L21. DOI: [10.3847/2041-8213/ab55e7](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab55e7).
- Tsuneta S, Ichimoto K, Katsukawa Y, et al. The Magnetic Landscape of the Sun's Polar Region [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2008, 688(2): 1374-1381. DOI: [10.1086/592226](https://doi.org/10.1086/592226).

- Tu C Y, Zhou C, Marsch E, et al. Solar Wind Origin in Coronal Funnels [J/OL]. *Science*, 2005, 308 (5721): 519-523. DOI: [10.1126/science.1109447](https://doi.org/10.1126/science.1109447).
- Ulrich R K. Solar Meridional Circulation from Doppler Shifts of the Fe I Line at 5250 Å as Measured by the 150-foot Solar Tower Telescope at the Mt. Wilson Observatory [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2010, 725(1): 658-669. DOI: [10.1088/0004-637X/725/1/658](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/1/658).
- Ulrich R K, Boyden J E, Webster L, et al. Solar Rotation Measurements at MT.WILSON - Part Five [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1988, 117(2): 291-328. DOI: [10.1007/BF00147250](https://doi.org/10.1007/BF00147250).
- van Ballegooijen A A, Cartledge N P, Priest E R. Magnetic Flux Transport and the Formation of Filament Channels on the Sun [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1998, 501(2): 866-881. DOI: [10.1086/305823](https://doi.org/10.1086/305823).
- van Driel-Gesztelyi L, van der Zalm E B J, Zwaan C. Active Nests on the Sun [C]//Harvey K L. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series: volume 27 The Solar Cycle*. 1992: 89.
- Virtanen I O I, Virtanen I I, Pevtsov A A, et al. Reconstructing solar magnetic fields from historical observations. II. Testing the surface flux transport model [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2017, 604: A8. DOI: [10.1051/0004-6361/201730415](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730415).
- Vögler A, Shelyag S, Schüssler M, et al. Simulations of magneto-convection in the solar photosphere. Equations, methods, and results of the MURaM code [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2005, 429: 335-351. DOI: [10.1051/0004-6361:20041507](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041507).
- Waldmeier M. Neue Eigenschaften der Sonnenfleckenkurve [J]. *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zurich*, 1935, 14: 105-136.
- Wang J. Vector magnetic fields and magnetic activity on the Sun. [J]. *Fundam. Cosmic Phys.*, 1999, 20(3): 251-382.
- Wang J, Zhou G, Wen Y, et al. A Trans-equatorial Filament and the Bastille Day Flare/CME Event [C/OL]//Dere K, Wang J, Yan Y. *Coronal and Stellar Mass Ejections: volume 226*. 2005: 135-136. DOI: [10.1017/S1743921305000360](https://doi.org/10.1017/S1743921305000360).
- Wang T, Xu A, Zhang H. Evolution of Vector Magnetic Fields and Vertical Currents and Their Relationship with Solar Flares in AR:5747 [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1994, 155(1): 99-112. DOI: [10.1007/BF00670733](https://doi.org/10.1007/BF00670733).
- Wang Y M. Surface Flux Transport and the Evolution of the Sun's Polar Fields [J/OL]. *Space Sci. Rev.*, 2017, 210(1-4): 351-365. DOI: [10.1007/s11214-016-0257-0](https://doi.org/10.1007/s11214-016-0257-0).
- Wang Y M, Sheeley J, N. R. Average Properties of Bipolar Magnetic Regions during Sunspot CYCLE-21 [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1989, 124(1): 81-100. DOI: [10.1007/BF00146521](https://doi.org/10.1007/BF00146521).
- Wang Y M, Nash A G, Sheeley J, N. R. Evolution of the Sun's Polar Fields during Sunspot Cycle 21: Poleward Surges and Long-Term Behavior [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1989, 347: 529. DOI: [10.1086/168143](https://doi.org/10.1086/168143).
- Wang Y M, Sheeley J, N. R., Nash A G. A New Solar Cycle Model Including Meridional Circulation [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1991, 383: 431. DOI: [10.1086/170800](https://doi.org/10.1086/170800).
- Whitbread T, Yeates A R, Muñoz-Jaramillo A, et al. Parameter optimization for surface flux transport models [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2017, 607: A76. DOI: [10.1051/0004-6361/201730689](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730689).
- Whitbread T, Yeates A R, Muñoz-Jaramillo A. How Many Active Regions Are Necessary to Predict the Solar Dipole Moment? [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2018, 863(2): 116. DOI: [10.3847/1538-4357/aad17e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad17e).
- Wilcox J M, Schatten K H, Tanenbaum A S, et al. Photospheric Magnetic Field Rotation: Rigid and Differential [J/OL]. *Sol. Phys.*, 1970, 14(2): 255-262. DOI: [10.1007/BF00221311](https://doi.org/10.1007/BF00221311).

- Yang S, Zhang J. Properties of Solar Ephemeral Regions at the Emergence Stage [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2014, 781(1): 7. DOI: [10.1088/0004-637X/781/1/7](https://doi.org/10.1088/0004-637X/781/1/7).
- Yazev S A. Activity complexes on the sun in solar cycle 24 [J/OL]. *Astronomy Reports*, 2015, 59 (3): 228-237. DOI: [10.1134/S1063772915030075](https://doi.org/10.1134/S1063772915030075).
- Yeates A R, Baker D, van Driel-Gesztelyi L. Source of a Prominent Poleward Surge During Solar Cycle 24 [J/OL]. *Sol. phys.*, 2015, 290(11): 3189-3201. DOI: [10.1007/s11207-015-0660-9](https://doi.org/10.1007/s11207-015-0660-9).
- Yeates A R. How Good Is the Bipolar Approximation of Active Regions for Surface Flux Transport? [J/OL]. *Sol. Phys.*, 2020, 295(9): 119. DOI: [10.1007/s11207-020-01688-y](https://doi.org/10.1007/s11207-020-01688-y).
- Yeates A R, Nandy D, Mackay D H. Exploring the Physical Basis of Solar Cycle Predictions: Flux Transport Dynamics and Persistence of Memory in Advection- versus Diffusion-dominated Solar Convection Zones [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2008, 673(1): 544-556. DOI: [10.1086/524352](https://doi.org/10.1086/524352).
- Yoshimura H. Solar-cycle dynamo wave propagation. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1975, 201: 740-748. DOI: [10.1086/153940](https://doi.org/10.1086/153940).
- Yoshimura H. Nonlinear astrophysical dynamos: the solar cycle as a nonlinear oscillation in the general magnetic field driven by the nonlinear dynamo and the associated modulation of the differential-rotation-global-convection system. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1978, 220: 692-711. DOI: [10.1086/155953](https://doi.org/10.1086/155953).
- Yoshimura H. Nonlinear astrophysical dynamos: bifurcation of steady dynamos from oscillating dynamos. [J/OL]. *Astrophys. J.*, 1978, 221: 1088-1099. DOI: [10.1086/156112](https://doi.org/10.1086/156112).
- Zhang J, Wang Y, Liu Y. Statistical Properties of Solar Active Regions Obtained from an Automatic Detection System and the Computational Biases [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2010, 723(2): 1006-1018. DOI: [10.1088/0004-637X/723/2/1006](https://doi.org/10.1088/0004-637X/723/2/1006).
- Zhang Z, Jiang J, Zhang H. A Potential New Mechanism for the Butterfly Diagram of the Solar Cycle: Latitude-dependent Radial Flux Transport [J/OL]. *Astrophys. J., Lett.*, 2022, 941(1): L3. DOI: [10.3847/2041-8213/aca47a](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aca47a).
- Zhao J, Kosovichev A G. Torsional Oscillation, Meridional Flows, and Vorticity Inferred in the Upper Convection Zone of the Sun by Time-Distance Helioseismology [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2004, 603(2): 776-784. DOI: [10.1086/381489](https://doi.org/10.1086/381489).
- Zhao J, Bogart R S, Kosovichev A G, et al. Detection of Equatorward Meridional Flow and Evidence of Double-cell Meridional Circulation inside the Sun [J/OL]. *Astrophys. J.*, 2013, 774(2): L29. DOI: [10.1088/2041-8205/774/2/L29](https://doi.org/10.1088/2041-8205/774/2/L29).
- Zhou G P, Wang J X, Zhang J. Large-scale source regions of earth-directed coronal mass ejections [J/OL]. *Astron. Astrophys.*, 2006, 445(3): 1133-1141. DOI: [10.1051/0004-6361:20053536](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053536).

致 谢

在硕博连读研究生阶段，我通过学习和开展科研工作，取得了一些成绩，这些成绩离不开老师们的教导，同学们的帮助，和家人与朋友的大力支持。

我首先需要感谢的是我的导师，汪景琇老师。在我本科阶段就读于中国科学院大学的时候，汪老师就是我的学业导师，也是我本科毕业论文的指导教师。从那时起，汪老师的高屋建瓴的科学视野，严谨治学的科研态度，勤勉的工作精神，和对国家科学事业的热忱一直深深地影响着我。汪老师在我面前展现了一个大有可为的空间，引领我走进了天体物理、太阳物理的领域。汪老师一直孜孜不倦地为了科学领域的晚辈们发光发热，提供宝贵的支持和帮助。我的科研能力的养成和科研成果的产生，无一不来自汪老师的言传身教。自本科入学至今已近十载，而汪老师在科学上的认真态度，和对晚辈学生们的殷切关怀从来没有变更。我一直在怀着敬仰的心情向汪老师学习，迄今为止，汪老师的知识与品格，我尚未学到十之一二，这需要我继续把毕生投入到祖国的科学事业中，来进行学习和感悟。在博士研究生毕业这个重要的时间点，我向汪老师表达最诚挚的感谢。

我需要感谢北京航空航天大学的姜杰老师。姜老师是桃李芬芳的汪老师的高徒，也是我学习的榜样。姜老师一向保持着专注和投入，开展科学研究，总是把科学的进步放在首位，乐于帮助在希望在科学上做出创新的后辈学生们，而不计较自己的得失。姜老师帮助我学习和掌握了表面磁通量转移与磁通量转移发电机等相关的知识和研究方法，对我开展研究生阶段的科研工作起到了不可替代的作用。同时，姜老师的追求创新、求真务实的科学态度也时刻要求着、激励着我。我在研究生阶段的发表成果，离不开姜老师的指导和帮助。我需要进一步地学习姜老师的专业知识和钻研精神，才能做出更多的优秀成果，回报姜老师的帮助与奉献。我在此向姜老师表达由衷的感谢。

我需要感谢马克斯普朗克太阳系研究所的 Dr. Robert Cameron 老师。Dr. Cameron 是我在合作培养期间的指导教师，指导我开展了辐射磁流体力学的数值实验工作。Dr. Cameron 老师学识渊博，在科学合作上始终保持着开放的态度，始终支持和帮助我的学习与工作。在我申请合作培养的时候，Dr. Cameron 就给出了大力支持和帮助。我在德国的学习中，我的学习的开展和研究的推进，无不是 Dr. Cameron 和组里的老师同学们的大力支持下才能完成的。Dr. Cameron 老师为人和蔼可亲，关心大家的生活，与大家打成一片，虽然我远在他乡依旧能够感受到无比的亲切。我非常感谢 Dr. Cameron 老师的付出，这开阔了我的视野，增长了我的能力，也进一步坚定了我科研道路上继续探索的决心。

我感谢我所在的太阳磁场与太阳磁活动课题组的老师和同学们。课题组的组长是周桂萍老师，周老师为了科学事业和课题组的平稳进步与发展倾注了心血，总是为学生们在学术上、行政管理上和生活保障上提供全力的实质性支持，善于营造活跃、团结的团组氛围，让同学们能够心无旁骛地开展科研。我首先需

要对课题组长周老师表达衷心感谢。

自从我接触天体物理和太阳物理领域，组内的老师们就给予了我大力的支持和帮助。我最初接触的太阳物理工作，离不开课题组金春兰老师的关键引领和大力支持与帮助。金老师以及组里的全体老师们的帮助与支持在我的学习与研究经历中从未断绝。我向金老师和组里的全体老师们献上诚挚感谢。太阳磁活动组里的老师和同学们，构建了一个积极进取、团结和谐的科研环境与氛围。老师们一致致力于为学生们创造一个理想的科研环境，热情地指导学生们开展科研，本着开放的态度提倡科研合作，提供各种帮助和保障，让学生们能够安心踏实、方向明确地进行学习和研究。组里的同学们关系融洽，互相帮助，这对于开展科研和养成良好的人际关系有着重要的意义，让我们成为重要的朋友。我向太阳磁活动研究团组的全体献上诚挚的感谢。

我感谢中国科学院大学天文学院的授课与负责学生工作的老师们，感谢国家天文台的老师们。他们的辛勤努力为学生们探索科学提供了关键的知识基础与保障。我本身不是在生活中很细心的学生，正是他们的理解、包容与付出，让我能够顺利地完成学习与研究工作，取得一定的成绩。我对国科大和国台的老师们致以诚挚感谢。

我感谢姜杰老师课题组的同学们，和 Dr. Cameron 老师课题组的同学们以及马普太阳系所的老师同学们。姜老师组的同学们与我也有很多学术的交流和生活的交往，这进一步加强了我的学术能力和人际交往能力，让我有了更多的朋友。马普所的老师 and 同学们都非常热情，在学术和生活上都能够热心提供帮助，让我能够顺利地完成合作培养。我向老师和同学们致以真诚的感谢。

我要感谢自己的父母。我的父母永远是无条件地支持者我的生活与学业，无论有什么样的成绩，无论有怎样的波澜或者风浪。在生活方面，我的父母永远想得比我更周到，在学业方面，我的父母永远全力满足我学习的需要。我的父母都是勤劳的工人，他们养育了我，教育了我，塑造了我。这种来自骨肉亲情的最无私的奉献，无以为报，只能愈加努力奋斗，用最精彩的人生，来报答父母的养育之恩。乌鸟私情，虽千言万语不能穷尽。希望能够尽最大的努力，报答父母的生养与栽培。

感谢本论文的评阅人老师，在百忙之中抽出了时间审阅本论文，给予专业性评价和意见与建议。感谢毕业答辩工作的负责老师同学们。

在我的研究生阶段，有许多的人给我提供了无私帮助。我深知我所做出的一切成绩，都不是我自己一个人的贡献，而是帮助我的人们的结果。我的文字有限，但是情谊无穷，绵延不绝。我希望能够用自己的努力回报每一个为我付出过的人，能够把大家对我的奉献，转化为更多更好的科学上的创新进步，尽全力为我们的科学事业贡献自己的一份力量。

2023 年 6 月

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果

作者简历：

2014 年 09 月——2018 年 06 月，在中国科学院大学物理科学学院获得学士学位。

2018 年 06 月——2023 年 06 月，在中国科学院国家天文台攻读博士学位。

已发表（或正式接受）的学术论文：

- (1) Wang Z -F, Jiang J, Zhang J, Wang J -X. Activity Complexes and a Prominent Poleward Surge during Solar Cycle 24. 2020, ApJ, 904, 62. DOI:10.3847/1538-4357/abbc1e
- (2) Wang Z -F, Jiang J, Wang J -X. Algebraic quantification of an active region's contribution to the solar cycle. 2021, A& A, 650, A87. DOI:10.1051/0004-6361/202140407
- (3) Wang Z -F, Jiang J, Wang J -X. The nonuniformity of poleward flux transport on the solar surface: a statistical method applied to solar cycles 21-24. 2022, ApJ, 930, 84. DOI:10.3847/1538-4357/ac6185
- (4) Jiao Q -R, Jiang J, Wang Z -F. Sunspot tilt angles revisited: Dependence on the solar cycle strength. 2021, A& A, 653, A27. DOI:10.1051/0004-6361/202141215

参加的研究项目及获奖情况：

- (1) 2019-2020 学年三好学生
- (2) 2021-2022 学年三好学生
- (3) 2022 年中国科学院院长优秀奖

