

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院研究生院 博士学位论文

太阳活动区磁场螺度的统计研究和发电机理论

徐海清

指导教师 张洪起 研究员 D. Sokoloff 教授

中国科学院国家天文台 莫斯科大学物理系

申请学位级别 博士 学科专业名称 天体物理

论文提交日期 2009年4月 论文答辩日期 2009年4月

培养单位 中国科学院国家天文台

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 王华宁 研究员

Typeset by L^AT_EX 2 ϵ at April 14, 2009

With package C_ASt_Hesis v0.1g of C_TE_X.ORG

The statistical study of magnetic helicity in solar active regions and dynamo theory

Hai-Qing Xu

Supervisor:

Prof. Hong-Qi Zhang¹ and Prof. D. Sokoloff²

¹National Astronomical Observatories Chinese Academy of Sciences

²Lomonosov Moscow State University, Moscow

April, 2009

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.
in Solar Physics Research*

摘 要

从上个世纪90年代开始,太阳光球磁场螺度和电流螺度研究已经取得了重大进展。大样本的统计结果揭示了螺度分布的一个重要趋势:太阳表面的活动区,在北半球的螺度符号主要为负值,在南半球的螺度符号主要为正值。这一规律被称为“半球螺度符号法则”。本论文主要从三个方面研究了螺度分布:第一方面,我们第一次从统计上同时比较了三个矢量磁像仪观测的矢量磁场、螺度符号的相关性以及螺度随时间变化的趋势。通过比较,我们得到由这三个仪器观测的矢量磁图计算得到的螺度符号具有基本的一致性。同时,我们还发现它们之间还存在着一些差异。第二方面,我们计算了三个矢量磁像仪共同观测的活动区的磁场螺度,并且与软X射线像结构和用 H_{α} 谱线观测的黑子周围的超半影纤维结构比较。通过对不同的观测方法、观测条件、数据处理方法和线性无力场外推的局限性等的分析,我们讨论了光球半球螺度符号法则的真实的弥散或波动性质。第三方面,从简单的太阳发电机模型出发,通过直接求解和渐进求解发电方程,我们得到螺度符号对赤道具有反对称性,并且首次得到螺度和环向场之间存在 $\pi/4$ 的位相差。

论文的主要成果详细归纳如下:

1. 由三个太阳观测站的矢量磁图计算的螺度比较:分析了怀柔太阳观测站的太阳磁场望远镜(SMFT)和日本国立天文台Mitaka太阳观测站的太阳耀斑望远镜(SFT)共同观测的从1992年到2005年的228个活动区。同时也分析了SFT和夏威夷大学的Mees太阳观测站的Haleakala斯托克斯偏振仪(HSP)共同观测的从1997年到2000年的55个活动区。计算了电流螺度密度(h_c)和无力场因子(α_{av})。研究发现:(1) SMFT和SFT数据的横场方位角差统计上小于SFT和HSP数据的横场方位角差;(2) 对于由SMFT和SFT观测的228个活动区,分别有83.8%的 h_c 和78.1%的 α_{av} 具有相同的符号,它们的线性相关系数分别是0.72(h_c)和0.56(α_{av})。对于由SFT和HSP观测的55个活动区,分别有61.8%的 h_c 和58.2%的 α_{av} 具有相同的符号,它们的线性相关系数分别是0.34(h_c)和0.31(α_{av});(3) 由这三个仪器观测数据得到的两个螺度参数随时间的变化基本一致。另外我们还发现由不同仪器观测的数据计算的螺度参数得到的螺度符号法则的强度有些不同,即使由同一仪器观测的数据,当活动区不

完全相同时得到的螺度符号法则强度也不同。

2. 由矢量磁场数据和日冕软X射线像研究活动区螺度特性：利用SMFT, SFT和HSP共同观测的从1997年到2000年的15个活动区的磁场数据计算光球层次的无力场因子 α_{av} 。利用SOHO/MDI观测的纵向磁图和 *Youkoh*/SXT观测的软X射线像做常 α 线性无力场外推，当外推的磁力线与SXT观测到的日冕结构符合最好时，则确定了日冕层次的螺度 α_c 。在15个活动区中，有12（80%）个活动区的螺度由三个或四个仪器的数据计算得到的符号相同，这些活动区的螺度符号基本可信。有5个活动区的螺度符号由HSP的数据计算得到的与由其它仪器的数据得到的都不相同。HSP观测的这五个活动区的横场的旋转方向与SMFT和SFT观测的不一样。我们利用大熊湖太阳观测站（BBSO）观测的 H_α 像检验这五个活动区的螺度符号。我们利用矢量磁图计算了 α_{best} （利用线性无力场拟合，当外推得到的横场与观测的拟合最好时的 α ），大部分活动区的 α_{av} 和 α_{best} 的符号相同。但是，对某些 α_{av} 值比较小的活动区，它们符号出现相反的情况。

3. 太阳发电机中的磁（电流）螺度：对于简单的Parker迁移发电机模型，我们得到了磁（电流）螺度在太阳活动周中的演化。磁螺度和环向场之间有 $\pi/4$ 的位相差。并且在考虑了 α 效应的非线性和径向扩散的发电机模型中，计算得到的磁螺度和环向场之间的位相差也是 $\pi/4$ 。我们也讨论了由发电机波的渐进解析解计算得到的螺度随太阳活动周的变化，螺度符号相对于赤道反对称，并且不随太阳周改变符号，这一法则可以认为是Hale极性法则的推广。当子午环流不为零时，在给定的半球中会出现螺度符号违反半球法则的一些区域，这些区域一般都在太阳周结束时。我们认为出现这些螺度符号不正确的区域是Parker发电机模型的一个特性，不需要引入其它任何机制。

关键词： 太阳磁场，螺度，太阳发电机，日冕

Abstract

Since the 90th in last century, there is a large progress in the study on magnetic helicity and current helicity. A tendency was discovered that the active regions show negative sign of magnetic helicity in northern hemisphere and positive in southern hemisphere. This tendency is called “the hemispheric sign rule of helicity (HSR)”. We study helicity distribution in the following three aspect: First, we simultaneously compared the vector magnetic field, the relation of helicity and the time variation of helicity observed by three vector magnetographs for the first time. From the comparison, we obtained that there is a basic consistency between different instruments. But there was also some difference between different instruments. Second, We used vector magnetograms obtained with these instruments to calculate the helicity in photospheric level, and compared the results with the structure in X-ray images observed with *Yohkoh*/SXT and the superpenumbra of sunspots in H_α images. By assessing differences in measurements, observing conditions, data reduction methods, and limitation in linear force-free-field extrapolation, we are able to discuss true dispersion or fluctuation in HSR. Third, we studied the evolution of magnetic and current helicity in simplest models of solar dynamo and found that there was a $\pi/4$ phase shift between helicity and toroidal field for the first time.

Our main contribution are as follows:

1. Helicity comparison among three magnetographs: We have compared vector magnetograms of 228 active regions observed by the Solar Magnetic Field Telescope (SMFT) at Huairou Solar Observing station and the Solar Flare Telescope (SFT) at Mitaka, National Observatory of Japan from 1992 to 2005, and 55 active regions observed by SFT and the Haleakala Stokes Polarimeter (HSP) at Mees Solar Observatory, University of Hawaii. from 1997 to 2000. Two helicity parameters, current helicity density h_c and α_{av} coefficient of linear force free field were calculated. From this comparison we concluded: (1) the mean azimuthal angle differences of transverse fields between SMFT and SFT data are

systematic smaller than that between SFT and HSP data; (2) there are 83.8% of h_c and 78.1% of α_{av} for 228 active regions observed by SMFT and SFT agree in sign, and the Pearson linear correlation coefficient between these two data sets is 0.72 for h_c and 0.56 for α_{av} . There are 61.8% of h_c and 58.2% of α_{av} for 55 active regions observed by SFT and HSP agree in sign, and the Pearson linear correlation coefficient between these two data sets is 0.34 for h_c and 0.31 for α_{av} ; (3) there is a basic agreement on time variation of helicity parameters in active regions observed by SMFT, SFT and HSP. We also found that the strength of hemispheric sign rule is slightly different between different instruments. Even for the same instrument, there is also slightly difference in the strength of HSR when the studied active regions are different.

2. Magnetic helicity of solar active regions as revealed by vector magnetograms and coronal X-ray images: We have used vector magnetograms obtained with SMFT, SFT, HSP from 1997 to 2000 to calculate current helicity parameter α_{av} at photosphere. We have also calculated the α_{best} (linear force-free field α that fits best observed transverse field) for these three data sets. We found that the sign of α_{av} and α_{best} is generally the same, but it is opposite for some active regions which the value of α_{av} is relatively small. We have used the line-of-sight magnetograms observed with SOHO/MDI and coronal X-ray images observed with *Yohkoh*/SXT to determine the constant α_c of the linear force-free field model ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$) in the corona. The value of α_c corresponds to the extrapolated coronal field whose field lines best match the structure of coronal loops in X-ray images. We found that the sign of α is basically believable (when α inferred from three or four data sets agree in sign) for 12 (80%) active regions in our sample. There are 5 active regions in which the sign of α_{av} inferred from the HSP data is different from the results based on other three instruments. The rotation of the transverse field in these five active regions observed by HSP is slightly different from that observed by SMFT and SFT. We then used H_α images observed at Big Bear Solar Observatory (BBSO) to check the helicity sign in these active regions.

3. The behavior of the electric-current and magnetic helicities in the course of the solar-activity cycle is studied in the framework of Parker' s very simple

model for the solar dynamo. We found that the phase shift between the helicity and the toroidal field is $\pi/4$. The same phase shift was also found in the solar dynamo model which considering the non-linear of α effect and the contribution of diffusion across the convection zone. We also discussed the helicity in dynamo wave, the sign of helicity is antisymmetric about the solar equator and this predominant sign didn't change from cycle to cycle. This polarity rule is similar with the well-known Hale polarity rule. Some areas can be identified where the helicity has a sign that disobey the hemispheric sign rule of helicity for the given hemisphere. These areas are associated with the end of the cycle, and their shape depends substantially on the meridional circulation. We emphasize that the emergence of such areas of helicity of incorrect sign is a property of Parker's model, and can be explained without invoking any special mechanism.

Keywords: Solar magnetic field, Helicity, Solar dynamo, Coronal

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	vii
第一章 引言	1
1.1 太阳的基本结构及其观测特征	1
1.1.1 光球观测特征	1
1.1.2 色球观测特征	2
1.1.3 日冕观测特征	3
1.2 太阳磁场测量原理	3
1.3 太阳矢量磁场测量仪器	4
1.3.1 太阳磁场望远镜	5
1.3.2 太阳耀斑望远镜	6
1.3.3 Haleakala斯托克斯参数仪	6
1.4 软X射线望远镜及其观测的日冕结构	7
1.5 太阳的动力学特征	8
1.5.1 太阳较差自转	8
1.5.2 子午环流	9
1.6 发电机理论基础	12
1.6.1 磁感应方程	12
1.6.2 平均场及 α 效应	13
1.6.3 平均场发电机的相关概念及其解析解	15
1.6.4 $\alpha - \Omega$ 发电机的渐进解析解	17
1.7 螺度	26

1.7.1	螺度的观测研究	26
1.7.2	螺度的理论分析	30
1.8	本文的目的和意义	31
第二章	三个太阳观测站的螺度比较	33
2.1	数据处理	33
2.2	结果	35
2.2.1	怀柔和日本观测的数据比较	35
2.2.2	日本和夏威夷观测的数据比较	38
2.2.3	螺度随纬度的分布	40
2.3	结论与讨论	40
第三章	用矢量磁图和软X射线像研究活动区磁场螺度特性	43
3.1	数据处理	43
3.2	螺度参数的计算方法	44
3.3	结果	44
3.3.1	例子(具有S型结构的活动区NOAA 8232)	44
3.3.2	光球和日冕中的 α 值比较	46
3.3.3	由矢量磁图计算的 α_{av} 和 α_{best} 的比较	46
3.3.4	螺度符号不相同的活动区	51
3.4	讨论与小结	56
第四章	简单太阳发电机模型中的磁螺度和电流螺度	63
4.1	由Parker发电机模型计算得到的螺度	63
4.2	由Parker非线性发电机模型计算得到的螺度	65
4.3	由发电机波的渐进解析解计算的螺度	67
4.4	小结	69
第五章	总结与展望	73
	参考文献	75

目 录	ix
发表文章目录	83
致谢	85

第一章 引言

太阳磁场观测对于研究太阳的各种爆发活动具有重要意义。太阳剧烈活动的主要表现形式，如太阳耀斑和日冕物质抛射，其物理本质是太阳磁场中储存的自由磁能的释放。磁场的非势性越强储存的自由磁能越多。磁螺度和电流螺度对研究磁场非势性具有重要意义。

1.1 太阳的基本结构及其观测特征

太阳结构可以分为太阳内部和太阳大气层两部分。太阳内部从中心到边缘可以分为日核、辐射区和对流区。从日心到 $0.25R_{\odot}$ (R_{\odot} 为太阳半径)的区域是太阳的核反应区，称为日核。那里温度和密度都极高，不停的进行着由氢原子聚变成氦原子的热核反应。从 $0.25R_{\odot}$ 到 $0.75R_{\odot}$ 的区域为辐射区。从日核发出的能量开始是以高能 γ 射线的形式发出，辐射区通过对这些高能粒子的吸收、再发射实现能量传递，经过无数次这种再吸收再辐射的漫长过程，高能 γ 射线经过X射线、极紫外线、紫外线逐渐变为可见光和其他形式的辐射。若没有辐射区的中介作用，太阳将是一个仅发射高能射线的不可见天体。在辐射层外侧一直到肉眼所看到的太阳表面附近是太阳的对流层。这一层中的大量气体以对流的方式向外输送能量。正是由于这一层中磁流体的较差自转和湍流运动产生了太阳磁场。

太阳大气层从内到外可分为光球、色球和日冕三个层次(图1.1)。下面我们详细介绍一下这三个层次的观测特征。

1.1.1 光球观测特征

太阳光球就是我们平常所看到的太阳圆面，是不透明的气体薄层，厚度约为500千米。用望远镜可以观测到太阳黑子、光斑和米粒组织。在各种太阳活动现象中，最容易观测的现象是太阳黑子。Schwabe (1844) 通过1826–1843年间的黑子观测，首先发现了太阳黑子出现多寡的11年周期。1908年，美国威尔逊山天文台的太阳物理学家Hale设计和主持建造的利用光谱线的塞曼效应测量太阳黑子磁场的18米太阳塔竣工。人们发现黑子区域的磁场强度达到数千高斯。典型

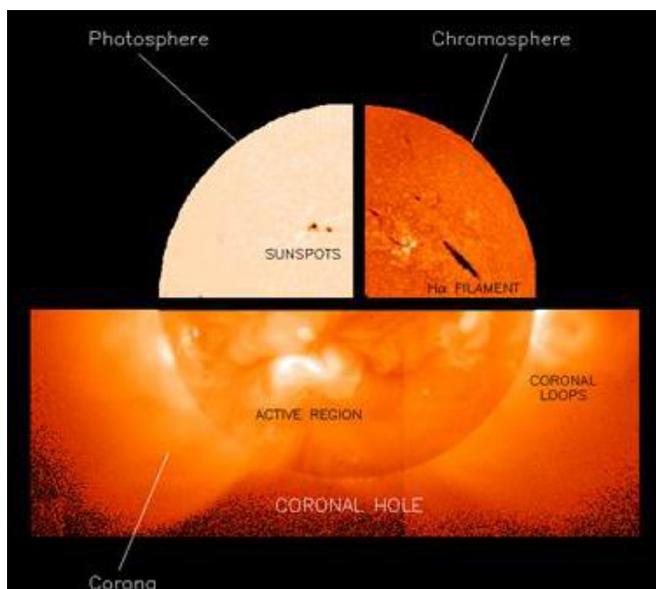


图 1.1: 太阳大气结构及其观测特征

的双极黑子群磁场极性分布随太阳活动周变化遵从Hale极性定律，即在同一太阳周中北半球双极黑子群的前导黑子与南半球的后随黑子为同种极性，北半球的后随黑子与南半球的前导黑子为另一种极性。但在下一活动周中，北半球和南半球双极黑子群中的极性顺序发生变化。因此太阳黑子的活动周期按磁场变化规律来看，应是22年，称为太阳磁性周期。随着科技的发展，各种不同类型的磁像仪先后研制成功，并因此发现了日面局部区磁场、太阳整体磁场和磁节点等。

1.1.2 色球观测特征

光球以上的一层大气称为色球层，色球层平均厚度约2000千米。色球辐射中主要为发射线，连续谱很弱。在色球发射谱线所在波长处非常窄的波段中，色球的辐射强度可以超过光球辐射强度。因此，在色球发射线波长处用非常窄的单色光来观测太阳，看到的的就是色球。色球望远镜就是用这个原理制成的，在光路中附加有透过波长在色球发射线处、透过波段非常窄的滤光器望远镜。通常用色球发射的可见光区最强谱线 H_{α} （波长6562.8Å）作为色球望远镜的透过波长。许多天文台都用配备 H_{α} 双折射滤光器的色球望远镜进行每日太阳色球观测。例如怀柔太阳观测站的多通道太阳望远镜就配备了 H_{α} 色球望远镜。美国大

熊湖太阳观测站也配有 H_{α} 色球望远镜，还有很多空间卫星上也有色球望远镜。色球上的活动现象色球网络结构、黑子附近的谱斑、暗条、日珥、耀斑以及黑子超半影旋转等都能观测到。

1.1.3 日冕观测特征

太阳大气的最外层是日冕。日冕的范围在色球之上，一直延伸到好几个太阳半径的地方。在光学波段，可以看到光球层，但日冕基本上是不可见的，只有在日食时才可以观测到。在软X射线、硬X射线和射电波段，最亮的发射来自于日冕。日冕观测的重大突破开始于发射火箭和卫星的空间时代。美国于1973年发射的载人科学实验室卫星“天空实验室 (Skylab)”标志着太阳空间观测进入一个新阶段。它携带了两台X射线望远镜，在其观测期间观测到一百多次太阳物质抛射现象，以及日冕和日珥结构的变化。1980年2月发射的美欧合作观测卫星“太阳峰年卫星 (SMM)”上有太阳X光成像和光谱观测。1981年2月发射的“火鸟 (Hinotori)”主要做太阳软X射线和硬X射线成像观测。太阳日冕的软X射线观测的重大突破来自于日本发射的Yohkoh卫星，第一次展示了大尺度磁力线重构和耀斑磁重联过程的几何拓扑。1995年SOHO卫星发射成功，为太阳物理研究提供了大量的科学数据。通过这颗卫星，可以观测从太阳内部到30个太阳半径以外的日球空间。它为太阳日冕的研究提供了丰富的数据资料。TRACE卫星对日冕的观测提供了史无前例的高空间分辨率(0.5角秒/像元)，它从1998年4月发射到现在一直很好的观测。

磁场在日冕中占主要地位，它控制了日冕的动力学特征和拓扑结构。热等离子体流沿着磁力线流动，能量粒子沿着磁力线传播。但是日冕磁场很弱，不能直接测量，则是通过间接的方法得到。目前主要有以下几种方法：(1) 在大于等于0.5个日地距离由空间飞行器测量，(2) 由塞曼效应测量活动区暗条，(3) 由光球磁场外推得到，(4) 由射电波段的资料推断(章振大，2000)。

1.2 太阳磁场测量原理

太阳磁场的测量目前主要借助于太阳光谱线的塞曼效应。磁场会使谱线简并的能级发生分裂，即塞曼效应。利用这一效应，测量磁敏谱线在磁场中分裂的裂距，我们可以由一个简单的公式 $\Delta\lambda_B = 4.67 \times 10^{-5} g \lambda^2 B$ ，反推出磁场的强度。其中， g 是磁敏谱线的Landé因子。对于发射线，只发生简单的三分裂塞曼效应。

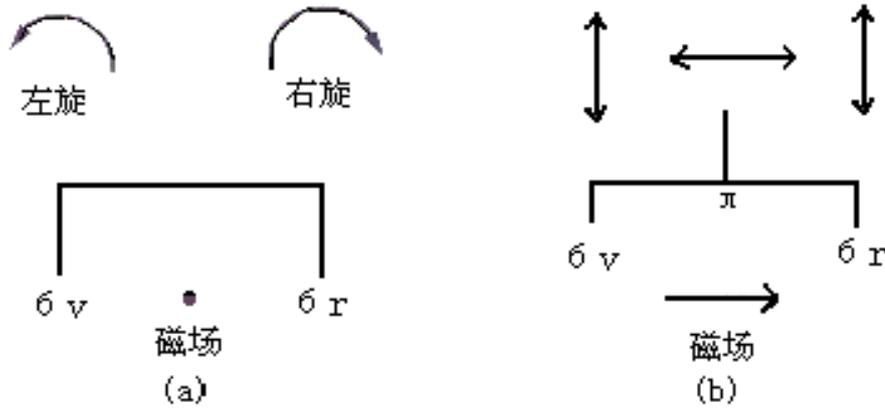


图 1.2: 发射线的Zeeman效应.(a)为纵向观测, (b)为横向观测。箭头表示偏振方向, 线段长短表示子线的强度。

如图1.2a所示, 沿磁场方向观测(纵向观测), 可以看到两条圆偏振子线, σ_v 为左旋, σ_r 为右旋; 当垂直磁场观测时(横向观测), 如图1.2b所示, 会看到三条线偏振子线, π 子线的偏振方向与磁场平行, 两个 σ 子线的偏振方向与磁场垂直。对于吸收线, 也只发生简单的三分裂塞曼效应。如图1.3a所示, 沿着磁场方向观测时(纵向观测), σ_v 为右旋, σ_r 为左旋; 当垂直磁场观测时(横向观测), 三条子线都能看到, 其中 π 子线是完全线偏振谱线, 偏振方向与磁场垂直, 两个 σ 子线是部分线偏振谱线, 偏振方向与磁场平行。这是简单的塞曼效应。但是, 太阳的夫琅禾费谱线的形成是太阳大气对光辐射吸收和发射共同作用的结果, 因此它的塞曼分裂子线的强度和偏振状态不能简单的用纯发射或纯吸收线的塞曼效应来描述。在这种情况下用塞曼效应测量磁场, 只能先测得描述光强和偏振状态的Stokes参数, 然后由理论或经验定标归算出矢量磁场。

1.3 太阳矢量磁场测量仪器

目前测量太阳矢量磁场的仪器主要有两种类型: 滤光器型矢量磁像仪和光谱仪型矢量磁像仪。滤光器型矢量磁像仪是利用双折射滤光器在一个特定的窄波段内观测整个选定的区域, 然后把观测到的I、Q、U和V的图像转化成矢量磁场。这类型的仪器主要有中国科学院国天文台怀柔太阳观测基地的太阳磁场望远镜(简称HSOS/SMFT), 日本国立天文台Mitaka太阳耀斑望远镜(简称MTK/SFT)和美国Marshall空间飞行中心(简称MSFC)的光球矢

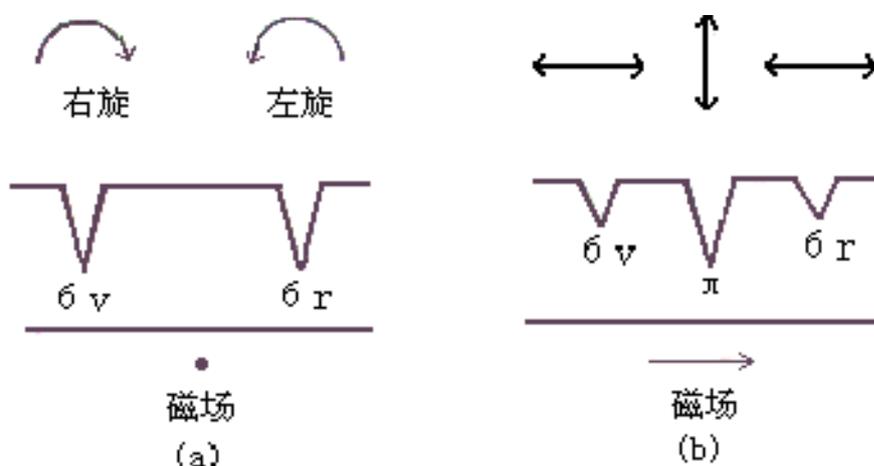


图 1.3: 吸收线的Zeeman效应.(a)为纵向观测, (b)为横向观测。箭头表示偏振方向, 线段长短表示子线的强度。

量磁像仪。光谱仪型磁像仪是测量选定区域中每个空间点的Stokes参数的轮廓: $I(\lambda)$ 、 $Q(\lambda)$ 、 $U(\lambda)$ 和 $V(\lambda)$, 然后把Stokes轮廓转化成矢量磁场。这类型仪器主要有美国夏威夷大学Mees太阳天文台的Haleakala斯托克斯参数仪(简称Mees/HSP)和日本的Okayama天体物理研究所(简称OAO)的光球矢量磁像仪。这两类仪器各有优缺点。滤光器型的观测仪具有高时间和高空间分辨率的优点, 但是同时也有透过率低、谱分辨率和信息量不足的缺点。而光谱型的仪器有高的谱分辨率和光谱信息充足的优点, 但是时空分辨率较低, 不利用进行快速活动区的动力学演化与观测研究。下面将主要介绍我们在工作中所用数据的观测仪器。

1.3.1 太阳磁场望远镜

怀柔太阳磁场望远镜测量磁场的关键部分是35厘米真空折射望远镜、 $1/8\text{\AA}$ 双折射滤光器和磁分析器。磁分析器由一个四分之波片、一个KD*P电光晶体和一个偏振片组成。根据塞曼效应, 纵向磁场使谱线分裂成左旋和右旋圆偏振光, 这样就得到磁场的纵向分量 V 。当KD*P调制器前加上光轴为 0° 或 45° 的消色差 $1/4\lambda$ 波片时, 可以测得磁场的横向分量 Q 或 U 。

从 Q 、 U 和 V 可以求出:

纵向磁场的大小:

$$B_{\parallel} = C_{\parallel} V \quad (1.1)$$

横向磁场的大小:

$$B_{\perp} = C_{\perp} (Q^2 + U^2)^{1/4} \quad (1.2)$$

横向磁场的方位角:

$$\phi = 0.5 \tan^{-1}(U/Q) \quad (1.3)$$

其中, C_{\parallel} 和 C_{\perp} 分别为纵向磁场和横向磁场的定标系数。

太阳磁场望远镜测量光球矢量磁场时的工作谱线是 Fe I 5324.19 Å。光球横向磁场的测量是在谱线线心, 纵向磁场的测量是在偏离线心 -0.075 Å 处 (Ai 和 Hu, 1986)。2001 年 12 月之前, 观测磁场时 CCD 相机可采集 512×512 像素点, 视场为 5.23'×3.63' (2001 年 8 月 25 日之前) 和 4.06'×2.77' (2001 年 8 月 25–11 月 30 日)。2001 年 12 月之后, CCD 相机换成 640×480 像素点的, 视场为 3.75'×2.81'。

1.3.2 太阳耀斑望远镜

日本国立天文台 Mitaka 太阳耀斑望远镜的磁场观测的设计和怀柔太阳磁场望远镜很相似。双折射滤光器的透过带是 0.125 Å, 它测量光球矢量磁场时的工作谱线是 Fe I 6302.5 Å, 纵向和横向磁场的测量都是在偏离线心 -0.08 Å 处 (Sakurai 等, 1995)。输出数据是 512×512 像素点, 每个像素是 0.66"。

1.3.3 Haleakala 斯托克斯参数仪

美国夏威夷大学 Mees 天文台的斯托克斯参数仪是光谱型偏振器 (Mickey, 1985)。它测量磁场时的工作谱线是 Fe I 6301.5 Å 和 Fe I 6302.5 Å (Ronan 等, 1987)。磁场是通过用辐射转移方程的解析解拟合观测到的 Stokes 轮廓得到 (Skumanich 和 Lites, 1987)。这种方法考虑了磁光效应, 并且可以估计每个像素点内的磁化和非磁化等离子体的相对贡献。一般要用一个小时才能得到一张磁图。它的空间分辨率明显比滤光器型仪器低, 步长是 2.8" 和 5.7"。

上文中介绍的都是局部区太阳磁场观测, 怀柔太阳观测基地的全日面太阳矢量磁场望远镜于 2005 年年底成功落成 (Zhang 等人, 2007)。该望远镜已经取得了很好的观测资料并实现了数据上网, 中国科学院空间研究与应用中心和 国家天文台太阳预报组已经将这些数据投入应用。全日面太阳磁场望远镜的观测

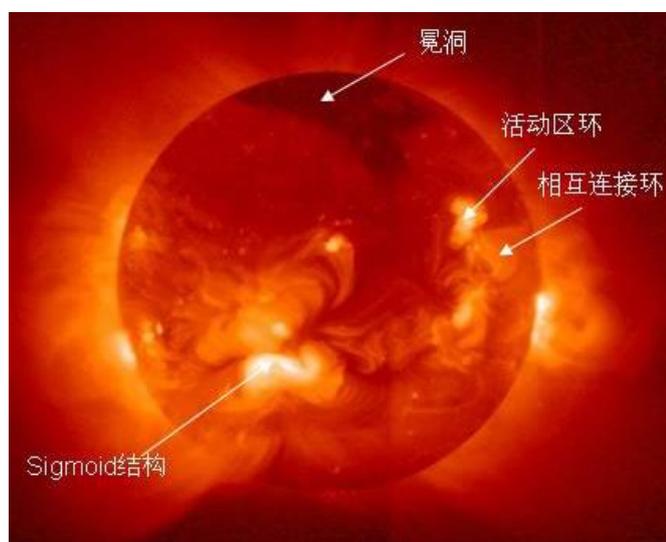


图 1.4: Yohkoh/SXT观测的1992年8月26日的一张软X射线像

原理与多通道望远镜类似。原理上的主要不同之处有二。一是全日面像的视场大，故采用远心光路。因为视场大，日面中心和边缘处透过光学元件后波长漂移差别就大，远心光路减小了视场对像面均匀性的影响。二是横、纵场均在线翼观测，这样就减小了磁光效应的影响。

除了地面观测仪器，现在也有很多空间太阳观测仪器。空间观测可以不受地球大气对光的吸收的影响，并且可以24小时不间断观测。现在最常用的全日面纵向磁场数据是由1995年10月发射的欧美合作观测卫星“太阳和日球天文台（Solar and Heliospheric Observatory, 简称SOHO）”上的MDI（Mishelson Doppler imager）观测的。它有两种时间序列的磁图：一种是每96分钟一张磁图，另一种是每1分钟一张磁图。空间分辨率是 $1.96''$ （Scherrer等，1995）。

由日美欧共同研制的Hinode卫星，又称“Solar-B”或“日出”卫星于2006年9月23日发射升空，其科学观测数据于2007年5月起正式对全世界实时开放。Hinode的一个主要科学载荷太阳光学望远镜（SOT）用于太阳磁场观测的空间分辨率达到 $0.2''$ 。Hinode卫星将是24周太阳活动峰年期间最重要的太阳观测卫星之一。

1.4 软X射线望远镜及其观测的日冕结构

Yohkoh卫星于1991年发射，在软X射线波段观测太阳大气将近10年的时间。Yohkoh的软X射线望远镜是一个反射式望远镜，CCD探测器是 1024×1024 像

元。它能提供太阳日冕的全日面像和局部像，其时间分辨率为秒和分钟量级。在各成像模式下，又可对CCD像元采取 1×1 、 2×2 、 4×4 的不同组合方式，分别对应 $2.45''$ 、 $4.91''$ 、 $9.81''$ 的分辨率（Tsuneta等，1991）。

从图1.4我们可以看到日冕在软X射线波段的主要结构有冕洞、活动区环、相互连接环。在软X射线中，经常可以看到‘S’型或反‘S’型的结构。Acton（1992）首先发现这种结构，Rust和Kumar（1996）将这种结构命名为Sigmoid结构。

Sterling和Hudson（1997）第一次用Yohkoh/SXT研究了Sigmoid结构和对地日冕物质抛射（CME）的关系，发现CME爆发以后，Sigmoid变成软X射线拱。Hudson（1998）用大样本研究发现在对地CME产生的位置。Sigmoid变成拱的形状是一个普遍的特征。

Canfield等人（1999）研究了软X射线从1993到1997年的图像，按照形状将这些活动区分成Sigmoid结构和非Sigmoid结构以及根据是否爆发将其分为爆发型和非爆发型，发现如果一个活动区是Sigmoid结构更容易爆发。

1.5 太阳的动力学特征

1.5.1 太阳较差自转

太阳是一个流体，它各部分的转动速度（速率）是不一样的。太阳表面和内部不同纬度处具有不同的自转角速度的现象称为太阳的纬向较差自转。太阳自转角速度随深度的变化现象称为径向较差自转。这两者统称为太阳较差自转。Carrington在1863年的工作中就发现太阳的较差自转，低纬处旋转的比高纬处快。Howard和Harvey（1970）利用分光镜测量得到较差自转可以一直延伸到极区。太阳表面较差自转的经典表示式为：

$$\Omega = \Omega_0 + B \sin^2 \phi + C \sin^4 \phi \quad (1.4)$$

其中， Ω 为纬度 ϕ 处的自转角速度， Ω_0 为赤道处的自转角速度， B 和 C 代表纬向较差程度。它们的单位都是度/天。当示踪物不同时，得到的 Ω 、 Ω_0 、 B 和 C 的值也不同。

日震学的观测提供了一个研究太阳内部速度的极好工具。使我们对太阳速度场的探测不再只是停留在太阳表面。美国国立天文台（NSO）的GONG（The Global Oscillation Network Group）通过观测太阳5分钟振荡，利用日震学反

演法探测太阳内部结构和运动，得出极区转动速度是赤道处转动速度的3/4。图1.5是根据观测资料反演得到的太阳内部不同纬度和深度处的旋转速度。

Basu和Antia (2003) 根据MDI/SOHO和GONG/NSO的观测资料采用日震学反演法绘制了太阳内部转动速度的等值图 (图1.6)。从图1.5和1.6我们可以看出太阳内部旋转有以下特征：(1) 半径小于 $0.68R_{\odot}$ 的太阳内部区域，旋转速度不随纬度和深度变化，速度与对流层中纬度的速度相当，基本处于刚性自转；(2) 对流层的旋转速度几乎不随深度变化，即 $\partial\Omega/\partial r \approx 0$ ；(3) 存在两个剪切层，第一个在接近太阳表面的部分，随深度的增加旋转速度也增加，即 $\partial\Omega/\partial r < 0$ ，在大概 $0.95R_{\odot}$ 处速度达到最大。另一个是在高纬区 (大于 30°) 的过渡层中 (约 $0.8-0.7R_{\odot}$)，随深度的增加速度增加 ($\partial\Omega/\partial r < 0$)，在小于 30° 纬度的区域，旋转速度随深度的增加而减小 ($\partial\Omega/\partial r > 0$)，在 30° 纬度的地方，旋转速度几乎不随径向变化。此外，高纬度过渡层的宽度显然大于低纬度的。

根据Charbonneau等人 (1999) 的日震学反演结果，如下形式的太阳内部较差自转轮廓在发电机模型中被广泛采用：

$$\Omega(r, \theta) = \Omega_c + \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(2 \frac{r - r_c}{d} \right) \right] \{ \Omega_s(\theta) - \Omega_c \} \quad (1.5)$$

其中 $\Omega_s(\theta)$ 是太阳表面的较差自转， $\Omega_s(\theta) = \Omega_{\text{eq}} + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta$ ， Ω_c 是太阳核心速度， d 是过渡层半宽， $\Omega_c/2\pi = 432.8 \text{ nHz}$ ， $\Omega_{\text{eq}}/2\pi = 460.7 \text{ nHz}$ ， $a_2 = -62.69 \text{ nHz}$ ， $a_4 = -67.13 \text{ nHz}$ 。一般认为过渡层的剪切是发电机过程中环向场产生的原因，紧贴光球下的剪切层不可能产生观测的太阳活动特征 (Dikpati等, 2002)，因此在发电机模型中此剪切经常被忽略。但Brandenburg (2005) 建立了一分布式的发电机模型，数值模拟的结果表明接近表面的剪切完全可能产生赤道向迁移的发电机波 (Mound蝴蝶图)、11年周期、Joy定律等许多特征，近来引起了发电机领域的关注。

1.5.2 子午环流

子午环流是指在太阳子午面 (通过太阳自转轴的平面) 内的环流系统，具体是指太阳对日面经度平均后得到的速度场，因而是轴对称的，只有南北向和径向分量。Howard和Labonte (1980) 在分析Wilson山天文台对太阳表面速度场观测资料时指出太阳大气中存在耳状速度模式。Labonte和Howard (1982) 在对同一资料分析后证实太阳大气中存在着南北向的环流系统。Topka和Moore (1982)

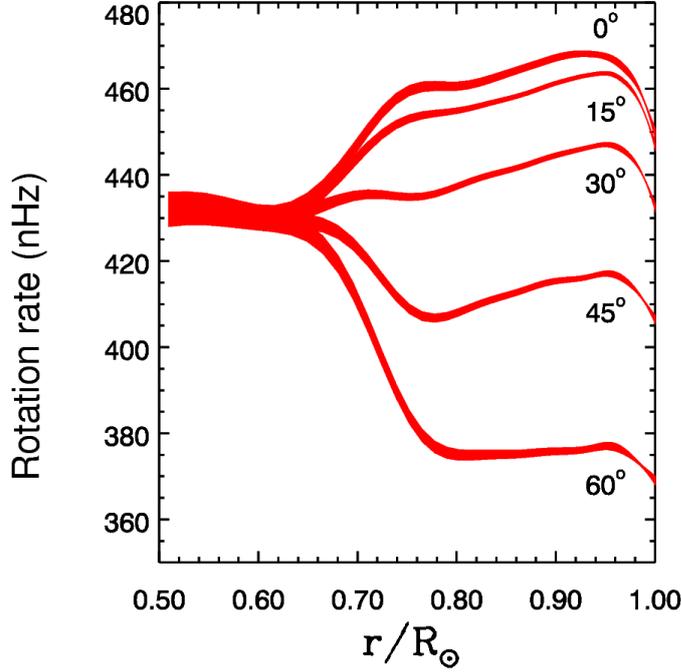


图 1.5: 太阳内部转动速度

通过对极区磁场的研究进一步证实日面上存在着由赤道向极区的流动现象。在两个半球，子午流由赤道向两极区流动，幅度大约是 20ms^{-1} 。太阳表面的旋转速度大约是 $2\text{km}\text{s}^{-1}$ 。因此子午流很难得出准确的流动速度，只有局地日震学方法，如环图方法（Hill, 1988）和时距方法（Duvall等, 1993）可用来去研究它。

在发电机模型中，两种形式的子午流解析表达式被广泛采用。van Ballegoijen和Choudhuri（1988）在分析子午流在对流层中磁通量管的稳定性问题中所起的作用时，给出了径向 v_r 和纬向 v_θ 子午环流的表达式为：

$$v_r(r, \theta) = u_0 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^2 \left(-\frac{1}{n+1} + \frac{c_1}{2n+1} \xi^n - \frac{c_2}{2n+k+1} \xi^{n+k} \right) \times \xi \sin^m \theta [(m+2) \cos^2 \theta - \sin^2 \theta] \quad (1.6)$$

$$v_\theta(r, \theta) = u_0 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^3 (-1 + c_1 \xi^n - c_2 \xi^{n+k}) \sin^{m+1} \theta \cos \theta \quad (1.7)$$

其中 u_0 是子午环流的幅度， k 和 m 是描述子午环流对径向和纬向方向的依赖参数。表面子午流在 $\pi/2 - \tan^{-1}(1+m)^{1/2}$ 处达到最大速度 u_0 ， c_1 和 c_2 的选择使

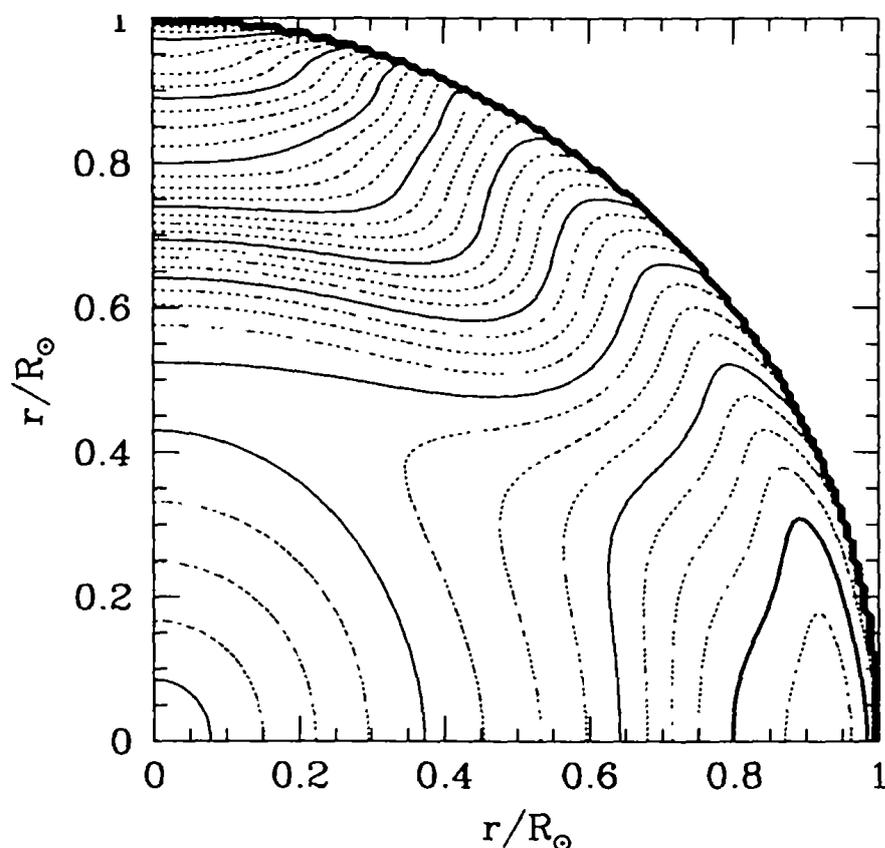


图 1.6: 太阳内部转动速度等值图 (Basu和Antia, 2003)

得在对流层底部 v_r 和 v_θ 为0。根据公式1.6和1.7, Dikpati等人 (2004) 给出了子午环流的典型图案 (图1.7)

研究表明, 子午流至少渗透 $0.1R_\odot$, 并且速度随纬度变化, 随深度有很微弱的变化。从物质连续性的观点, 物质不可能聚集在极区, 在太阳深层应该有反转的速度场。但既然现在没有太阳表面 $0.1R_\odot$ 以下的观测证据, 子午流的渗透深度依然是一个重要的未解决的问题。图1.7给出的子午流渗透深度在 $0.7R_\odot$ 以上, 但Nandy和Choudhuri (2002) 提出要得到低纬度浮现的黑子, 子午流必须要渗透到 $0.7R_\odot$ 以下。其具体的深度由于观测的局限目前还存在较大争议。

子午流的存在表明存在沿子午圈的角动量转移, 基本上起源于雷诺应力和浮力之间的不平衡。可以简单认为由于太阳自转, 对流运动被Coriolis力扭曲, 使对流能量传输与纬度有关, 形成子午流。(林元章, 2000)。这种解释是否正确还有待于进一步验证。

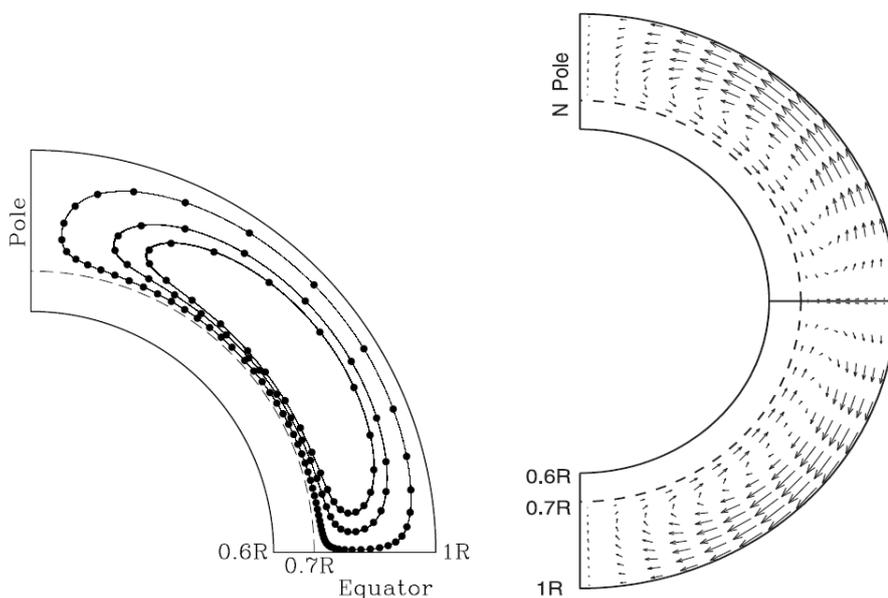


图 1.7: 左图: 北半球的子午环流的流线, 并且方向为逆时针, 两黑点之间是每间隔一年子午流所经过的距离。最大速度约为 $15m.s^{-1}$ 。右图: 子午流的方向 (Dikpati等, 2004)

1.6 发电机理论基础

太阳活动现象最主要的就是磁场。太阳黑子实质上就是强磁场区, 而强磁场区就是太阳表面的活动区。只要强磁场区存在, 各种太阳活动现象例如极区磁场的周期性变化、黑子蝴蝶图的存在以及其它太阳磁场时间空间上的演化等都可以解释。目前认为, 维持周期性太阳活动过程的物理机制是太阳等离子体自身运动感应的磁场所表现的周期性现象。

1.6.1 磁感应方程

Larmor (1919) 第一个尝试解释太阳维持其磁场产生的原因, 指出是由于太阳上高度电离的等离子体运动引起的。本过程如下: (1) 穿过磁场 \mathbf{B} 的导电流体的运动 (\mathbf{V}) 产生一个电场 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$; (2) 根据法拉第定律, 磁场的变化产生更多的电场 \mathbf{E} ($\nabla \times \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t$); (3) 对于运动的导体, 根据欧姆定律, 过程 (1) 和 (2) 所产生的电场会产生一电流 \mathbf{j} ($\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B})$); (4) 根据安培定律, 这一电流将会产生磁场 \mathbf{B} ($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{j}$); (5) 磁场与电流的相互作用产生的Lorentz力 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 再反作用于带电导体的运动。如果上述过程的各种相互作

用能够产生自我维持的磁场，我们就得到了磁流体力学的发电机。由Maxwell方程组我们可以进一步得到描述导电流体运动与磁场变化的磁感应方程：

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.8)$$

第一项 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ 是感应项，反映的是流体运动导致磁场增加。第二项 $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$ 是扩散项，反映了磁场的衰减。

20世纪30—50年代的大约30年的时间里，发电机理论主要集中在寻找发电机方程解的条件，这一理论的进步开始于把磁场分解成极向和环向分量的思想，发电机过程就是极向和环向场持续转换的过程。极向场是指磁力线在子午面内，环向场则是指磁力线环绕太阳自转轴并且大致与纬度圈平行的磁场。极向场通过速度场的剪切或太阳较差自转变换成环向场，这个过程称为 Ω 效应。环向场通过黑子群的极性分离、扩散和对消，最终又形成新的极向场。但是在探索这一过程时遇到了两个制约性定理也称反发电机理论。其一是Cowling（1934）提出发电机过程不能最终产生轴对称的磁场，即发电机产生的磁场必须是三维的（详细证明可见Moffat（1978）第六章）。其二是Bullard和Gellman（1954）得出在球体里忽略子午流和对流层的对流运动，只有环向的较差自转，也不能产生稳定的磁场（详细证明可见Backus，1958）。Parker（1955）（首次提出这一观点）和Steenbeck等人（1966）（给出详细的数学描述）揭开了这一理论的新篇章。他们理论的核心是考虑小尺度磁场和速度场（可能是非轴对称的）的相互作用来产生大尺度的磁场，如果小尺度的流场有相同的手征性（运动学螺度），这种小尺度的相互作用就能使得环向场转换为极向场，这个过程称为 α 效应。整个这样一个过程称为平均场发电机理论。下面我们将详细介绍这一理论。

1.6.2 平均场及 α 效应

可以把磁场分解成平均项和相对平均项的扰动项，即

$$\mathbf{B} = \bar{\mathbf{B}} + \mathbf{b} \quad (1.9)$$

其中 $\bar{\mathbf{B}}$ 为平均场，代表大量随机变化的磁场集合体的平均值。 \mathbf{b} 为扰动场，其平均值为0。速度场也可以写成：

$$\mathbf{V} = \bar{\mathbf{V}} + \mathbf{v} \quad (1.10)$$

其中平均速度 $\bar{\mathbf{V}}$ 可以理解为太阳全球尺度运动（尤其是较差自转）的平均速度， \mathbf{v} 代表不规则的湍动对流，其平均值为0。将公式1.9和1.10代入1.8取平均得到平均场的感应方程为：

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{\mathbf{V}} \times \bar{\mathbf{B}}) + \nabla \times \mathbf{E} + \eta \nabla^2 \bar{\mathbf{B}} \quad (1.11)$$

以及相应的扰动量的感应方程为：

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \bar{\mathbf{B}} + \bar{\mathbf{V}} \times \mathbf{b} + \mathbf{v} \times \mathbf{b} - \mathbf{E}) + \eta \nabla^2 \mathbf{b} \quad (1.12)$$

其中 $\mathbf{E} = \overline{\mathbf{v} \times \mathbf{b}}$ ，称为平均电动势。在一阶平滑近似下有：

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \approx \nabla \times (\mathbf{v} \times \bar{\mathbf{B}}) \quad (1.13)$$

假定湍流相关时间为 τ ，即湍流变化的时间尺度，可得：

$$\mathbf{b} \approx \tau \nabla \times (\mathbf{v} \times \bar{\mathbf{B}}) \quad (1.14)$$

假设为不可压缩流体，有 $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ ，

$$\mathbf{b} \approx \tau (\bar{\mathbf{B}} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \tau (\mathbf{v} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{B}} \quad (1.15)$$

把方程1.15代入 $\mathbf{E} = \overline{\mathbf{v} \times \mathbf{b}}$ ，如果湍流为各向同性，求得 \mathbf{E} （参见Stix, 1989）为：

$$\mathbf{E} = \alpha \bar{\mathbf{B}} - \beta \nabla \times \bar{\mathbf{B}} \quad (1.16)$$

其中

$$\alpha = -\frac{1}{3} \overline{\mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{v})} \tau \quad (1.17)$$

$$\beta = \frac{1}{3} \overline{\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}} \tau \quad (1.18)$$

将方程1.16代入1.11，得到平均场的感应方程为：

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{\mathbf{V}} \times \bar{\mathbf{B}}) + \nabla \times (\alpha \bar{\mathbf{B}}) + \eta_t \nabla^2 \bar{\mathbf{B}} \quad (1.19)$$

其中

$$\eta_t = \eta + \beta \quad (1.20)$$

β 代表湍流耗散，其作用类似于分子耗散 η ，通常远大于 η ，在太阳对流层中有 $\eta_t \approx \beta$ 。方程1.19中还增加了一项 $\alpha\bar{\mathbf{B}}$ ，实际上代表了湍动对流场 \mathbf{v} 的螺度。正是这一项保证了平均场 $\bar{\mathbf{B}}$ 不受反发电机理论制约，通常将其称为 α 效应。把反发电机理论所要求的不对称因素转移到了小尺度的流场和磁场，因此可以寻找轴对称磁场的解，使得计算有了很大的简化。同时我们不要求解小尺度磁场， α 效应的形式一旦给出，避免了磁流体力学湍流的各种困难。

发电机模型中经常用到 α 退火 (α -quenching) 这一非线性效应，当发电机过程产生的磁场能量密度达到湍流运动的能量，即 $B_{\text{eq}} = \sqrt{4\pi\rho v}$ (v 是湍流的速度)， α 效应将被抑制。人们经常引入 α 效应对磁场 \mathbf{B} 的非线性依赖，即

$$\alpha \rightarrow \alpha(B) = \frac{\alpha_0}{1 + (B/B_{\text{eq}})^2} \quad (1.21)$$

当 B 远超过 B_{eq} 时， α 趋于0。该表达式把流场和磁场之间复杂的相互作用以极端简单的形式表达了出来，称之为“ α 退火”。

1.6.3 平均场发电机的相关概念及其解析解

在局地笛卡儿坐标系下 (图1.6)， x 轴对应径向向外的方向， y 轴对应环向方向， z 轴对应纬度增加的方向。磁场 \mathbf{B} 可以写成：

$$\mathbf{B} = B_y(x, z)\mathbf{e}_y + \nabla \times [A(x, z)\mathbf{e}_y] \quad (1.22)$$

假设只存在随 x 变化的 y 方向的速度场，即 $\mathbf{V} = V_y(x)\mathbf{e}_y$ 。速度的剪切为 $G = dV_y/dx$ ， α 为常数。把方程1.22代入1.19，得到关于 B_y 和 A 分量的方程为：

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = G \frac{\partial A}{\partial x} - \alpha \nabla^2 A + \eta_t \nabla^2 B_y \quad (1.23)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B_y + \eta_t \nabla^2 A \quad (1.24)$$

$G \frac{\partial A}{\partial x}$ 对应于较差自转剪切 (相当于自转角速度 Ω)，它拉伸极向场的 A 产生环向场。运动学螺度 (α 效应) 既可以扭曲环向场来产生极向场 (对应方程1.24中的 αB_y 项)，又可以扭曲极向场来产生环向场 (对应方程1.23中的 $-\alpha \nabla^2 A$)。由方程1.23和1.24组成的发电机模型称为 $\alpha^2 - \Omega$ 模型。对于具有较强较差自转的

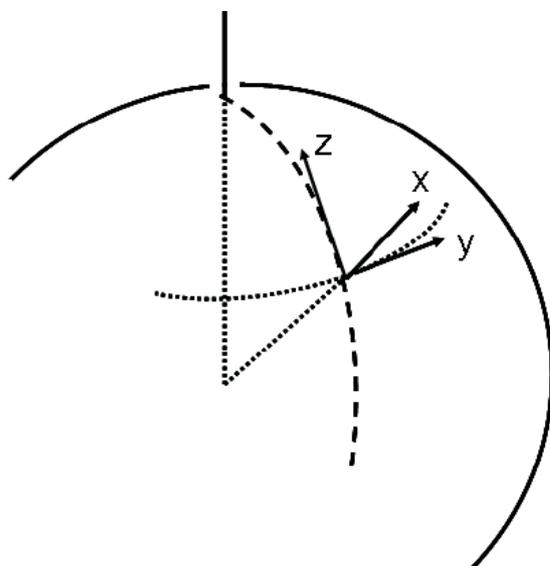


图 1.8: 局地的笛卡儿坐标系。x轴对应于径向向外的方向，y轴对应于环向方向，z轴对应于纬度增加的方向。

天体，较差自转项 $G \frac{\partial A}{\partial x}$ 远大于源项 $-\alpha \nabla^2 A$ 时，我们可以忽略后一源项，极向场由 α 效应产生，环向场由 Ω 效应产生，此即 $\alpha - \Omega$ 模型。有些天体具有很弱的较差自转，较差自转项 $G \frac{\partial A}{\partial x}$ 远小于源项 $-\alpha \nabla^2 A$ ，极向场和环向场都是由 α 效应产生，此即为 α^2 模型。

当 α 、 G 和 η_t 为常数时，方程 1.23 和 1.24 具有如下试解：

$$\begin{aligned} A &= \hat{A} \exp(\sigma t + ikz) \\ B_y &= \hat{B} \exp(\sigma t + ikz) \end{aligned} \quad (1.25)$$

当 $k > 0$ 时，把它们代入方程 1.23 和 1.24 得：

$$\begin{aligned} (\sigma + \eta_t k^2) \hat{A} &= \alpha \hat{B} \\ (\sigma + \eta_t k^2) \hat{B} &= -ikG \hat{A} \end{aligned} \quad (1.26)$$

由这个方程组得到：

$$\sigma = -\eta_t k^2 \pm \left(\frac{i-1}{\sqrt{2}} \right) \sqrt{k\alpha G} \quad (1.27)$$

首先考虑 $\alpha G > 0$ 的情况，要是磁场得以维持则 σ 的实部必须大于零，因此我们需要在方程1.27中选择负号，即：

$$\sigma = -\eta_t k^2 + (1 - i) \left(\frac{k\alpha G}{2} \right)^{1/2} \quad (1.28)$$

在这里引入一个无量纲的参数 $R = \frac{|\alpha G|}{\eta_t^2 k^3}$ ，当 $R \geq 2$ 时，将会得到磁场增长解。当 $R = 2$ 时。磁场处于临界稳定状态，本征模式的形式为：

$$A, B_y \sim \exp \left[-i \left(\frac{k\alpha G}{2} \right)^{1/2} t + ikz \right] \quad (1.29)$$

它所对应的波沿 z 的正方向传播，也就是向极向传播。

现在讨论 $\alpha G < 0$ 的情况，方程1.27同样需要选择负号：

$$\sigma = -\eta_t k^2 + (1 + i) \left(\frac{k|\alpha G|}{2} \right)^{1/2} \quad (1.30)$$

要得到增长的磁场解同样需要 $R \geq 2$ ，临界的本征模式的为：

$$A, B_y \sim \exp \left[i \left(\frac{k|\alpha G|}{2} \right)^{1/2} t + ikz \right] \quad (1.31)$$

这正是我们要得到的向赤道向传播的发电机解。Parker (1955) 首次讨论了赤道向传播的发电机解，并第一次给出了产生黑子蝴蝶图的赤道向传播的发电机波有解的条件：

$$\alpha \frac{d\Omega}{dr} \leq 0 \quad (1.32)$$

Steenbeck和Kraus (1969) 首次在球坐标系中求解平均场感应方程1.19，从理论上得出了合理的蝴蝶图。Yoshimura (1975) 详细讨论了平均场的感应方程，通过数值计算的方法证实了Parker (1955) 的结论，我们称方程1.32为Parker-Yoshimura符号规则（参见姜杰博士论文）。

1.6.4 $\alpha - \Omega$ 发电机的渐进解析解

太阳对流区内平均磁场的产生和演化可以用平均场电动力学方程来描述（Krause和Rädler, 1980）。由较差自转和平均螺度激发磁场产生的平

均场的电动力学方程经常通过数值方法研究 (Brandenburg, 1993, 1994, 综述)。对发电机模型的解析和渐进解析研究是数值求解的一个重要补充 (Robert和Soward, 1992)。在强产生限制的情况下, 用渐进WKBJ方法研究 $\alpha\Omega$ 发电机模型取得了重大进展 (Makaro等, 1987; Ruzmaikin和Starchenko, 1988; Ruzmaikin等, 1988)。“最大有效产生法 (Maximaly-Efficient Generation, 简称MEGA)”是渐进求解的一种方法 (Ruzmaikin等, 1990)。这种方法的总体思想是: 假设磁场源的分布在点 r_0 处有最大值, 在 r_0 附近的一个小区域内产生磁场, 这个小区域的空间尺度是由无量纲的发电机数 D ($D = \nabla\Omega R_\odot^3/\eta_t$) 确定。离 r_0 很远的地方的磁场是由产生磁场最大的小区域内的磁场通过扩散传播到那里的。这个假设使发电机方程有一个渐进解, 对于一个无振动或者很慢振动的体系, 这个解能够正确地表述发电机方程的精确解的特性 (Sokoloff等, 1983)。但是, 当发电机问题的一阶本征函数是发电波的形式时, 最大有效产生法经常只能给出解的粗略性质, 而不能给出详细的特性, 尤其是当发电机波模的最大位置偏离最大产生点时 (Isakov等, 1981)。从数学角度讲, 最大有效产生法是一种半经典 (semiclassical) 的渐进扩展 (Maslov和Fedoryuk, 1981)。这个问题的一个重点是渐进解要通过转折点, 在转折点时这个解会出现一些异常。对于振动体系这些点的位置和特性还没有研究过。这自然会造成对这种方法的应用产生怀疑 (Roberts和Soward, 1992)。

Kuzanyan和Sokoloff (1995) 以行波形式的最简单的平均场发电机 (Parker的迁移发电机) 为例阐明了这个问题。下面我们详细介绍一下他们的推导过程。

在轴对称情况, 当发电机数很大 ($D \gg 1$) 时, 在一个薄的较差旋转的太阳对流壳内, 在磁流体动力学中 (Krause and Rädler, 1980) 产生磁场的发电机方程为 (Parker, 1955; Stix, 1989):

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha(\theta)B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\hat{D}G(\theta) \cos \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}$$

B 是平均场的环向分量, A 是磁矢势, \hat{D} 是无量纲的发电机数, 代表了产生源的强度, θ 代表从赤道开始测量的纬度。 $\alpha(\theta)$ 是平均螺度, $G(\theta)$ 是旋转角速度的径向梯度, 代表较差旋转。方程1.33做为一个渐进近似值可以在一定的条件下从

一般的平均场发电机方程推得 (Sokoloff等, 1995)。 $G(\theta)$ 是偶函数并且认为在发电机波存在的局部体积内变化很小, 为了使符号简单, 我们假设 G 为常数并且引入无量纲数 $D = \hat{D}G$ 。

我们考虑运动学问题, 这种情况下, 磁场对介质的反作用可以忽略。因此, 方程组1.33是线性的, 我们可以寻找这个方程组的指数解, 它对时间的依赖形式为 $\exp \gamma t$ 。在这里 γ 是复常数, 它的实部是磁场的增长率, 虚部与磁场振动的频率成比例。我们仅对发电机的增长解感兴趣, 即 γ 的实部大于零的情况。这样方程组1.33可以写成只有一个变量, 即纬度 θ 的微分方程组:

$$\begin{aligned}\gamma A &= \alpha(\theta)B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \\ \gamma B &= -D \cos \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}\end{aligned}\tag{1.34}$$

螺度函数是纬度的奇函数, 最简单形式是 $\alpha(\theta) = \sin \theta$ 。由于标准化, α 的最大值为1。现在考虑发电机数很大的情况, 当 $|D|$ 趋于无穷大时, 构建这个方程组的解的渐进表达式, 必须要有边界条件。然而, 对于渐进解不需要它们的精确表达式。我们只寻找在远离产生区时消失的解, 例如在太阳极区附近。因此, 我们可以用远离产生区的快速衰减解的条件代替精确的边界条件。方程组1.34应该有分别在南北半球传播的发电机波形式的解。因此, 渐进问题的完整解应该包括两部分: 在给定的半球构建发电机波的渐进解和在两个半球内对发电机波的解的匹配。为了明确起见, 我们只考虑第一种情况。因此, 我们没有考虑偶极和四极解之间的任何差异。由于螺度在赤道处为零并且那里没有任何产生源, 所以我们寻找在赤道面附近消失的发电机波形式的解。方程组1.34渐进解的形式为:

$$\begin{pmatrix} A \\ |D|^{2/3} B \end{pmatrix} = \exp(i|D|^{1/3} S) (f_0 + |D|^{-1/3} f_1 + \dots)$$

$$\gamma = |D|^{2/3} \Gamma_0 + |D|^{1/3} \Gamma_1 + \dots \quad (1.35)$$

$$f_0 = \begin{pmatrix} \mu \\ \nu \end{pmatrix}, \quad f_1 = \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \nu_1 \end{pmatrix}, \dots$$

在这里 S 和矢量 f_0, f_1, \dots 是位置的复函数。发电机数 D 可以是正号也可以是负号，当符号不同时，渐进解的表达式也有些不同。解的特性首先取决于源函数 S 的行为。为了使解在远离源的产生区消失，源函数 S 的虚部应该是正的并且它的绝对值随着远离源区而增加。我们在方程1.35中的函数 S 前面保留 i 是为了保持符号与WKB方法手册中的一致（Maslov和Fedirjuk, 1981）

将解1.35代入方程组1.34，得到确定 S, μ, ν 和 Γ_0 的均匀系统中的一阶方程组：

$$[\Gamma_0 + (\frac{\partial S}{\partial \theta})^2] |D|^{2/3} \mu - \alpha(\theta) |D|^{-2/3} \nu = 0 \quad (1.36)$$

$$iD \cos \theta |D|^{1/3} \frac{\partial S}{\partial \theta} \mu + [\Gamma_0 + (\frac{\partial S}{\partial \theta})^2] \nu = 0$$

方程组1.36有解的条件为：

$$\left[\Gamma_0 + \left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right)^2 \right]^2 \pm i \hat{\alpha} \left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (1.37)$$

在这里 $\hat{\alpha} = \alpha(\theta) \cos \theta$ 。我们所感兴趣的是发电机数 D 为负号时发电机的解。令 $k = \partial S / \partial \theta$ ，方程1.37变为：

$$(\Gamma_0 + k^2)^2 - ik \hat{\alpha}(\theta) = 0 \quad (1.38)$$

这是一个关于 k 的四阶代数方程，在这里 $\hat{\alpha}$ 是一个参数， $\hat{\alpha}_*$ 为 $\hat{\alpha}$ 的最大值，此时 $\theta = \theta_0$ 。假如我们只考虑发电机波在北半球传播，则螺度为正值（我们选择右手坐标系），所以我们可以认为 $\hat{\alpha}$ 在0到 $\hat{\alpha}_*$ 之间变化。这个方程通常有四个复解，

随着 $\hat{\alpha}$ 满足变化, 在复平面内会有四条曲线。为了构建发电机解(方程组1.35) 我们选择在远离源区的地方解消失的分支。这样的分支应该提供下面的条件:

$$\text{Im}k \Big|_{\theta \rightarrow \pi/2} > 0, \quad \text{Im}k \Big|_{\theta \rightarrow 0} < 0 \quad (1.39)$$

方程1.38的解明显依赖于 Γ_0 , 这种依赖性使我们可以找到 Γ_0 的值。对于所有 Γ_0 的值, 这些解的曲线与图1.9A的基本相同, A点对应于 $\theta = \pi/2$, B点对应于 $\theta = 0$ 。我们可以看到, 方程1.38的根四个分支都不能连接A和B点, 所以对于任何 Γ_0 值, 没有满足上述条件的根的分支。因此, 我们必须用属于不同分支的部分组成我们的解, 这种情况下构建的解在匹配点必须满足方程组1.34, 所以函数 $S(\theta)$ 必须是连续可微的, 图1.9中的C和D点必须是一致的。一个分支的末端和另一个分支的末端相一致的点称为转折点。这里我们用Maslov和Fedorjuk (1981) 的符号, Landau和Lifschitz (1958) 用的是另外一种符号。图1.9中的A和B点都是转折点, 然而它们对应于 $\hat{\alpha} = 0$ 和对应的空间点在所考虑的体积的边界上, 由于边界条件, 解在那里消失, 所以我们将不再考虑这些不重要的转折点。对一些 Γ_0 的值, 曲线AC和BD是相交的并且新的转折点出现(图1.9B和图1.10)。通过分支3和4可以将A和B点连接起来, 这个转折点出现的条件为:

$$\text{Im}\Gamma_0 = \pm\sqrt{3}\text{Re}\Gamma_0 \quad (1.40)$$

$$|\Gamma_0| = \frac{3}{2^{8/3}} [\hat{\alpha}(\theta')]^{2/3} \quad (1.41)$$

这里纬度 θ' 对应于分支3和4相交的点。当 $\hat{\alpha}(\theta') < \hat{\alpha}_*$ 时, 满足条件(1.40)和(1.41)的情况在图1.9B中给出。当 $\hat{\alpha}(\theta') = \hat{\alpha}_*$, 并且 $\text{Im}\Gamma_0 > 0$ 的情况在图1.10中给出。

由于我们将要构建的渐进解对应于具有最大增长率的一阶本征函数, 从条件(1.40)和(1.41)我们总结得到 $\hat{\alpha}(\theta) = \hat{\alpha}_*$, 转折点为 $\theta' = \theta_0$, 在这一点 $\hat{\alpha}(\theta_0)$ 为最大值, 并且得到 Γ_0 的值为:

$$\Gamma_0 = \frac{3}{2^{11/3}} (1 \pm i\sqrt{3}) \hat{\alpha}_*^{2/3} \quad (1.42)$$

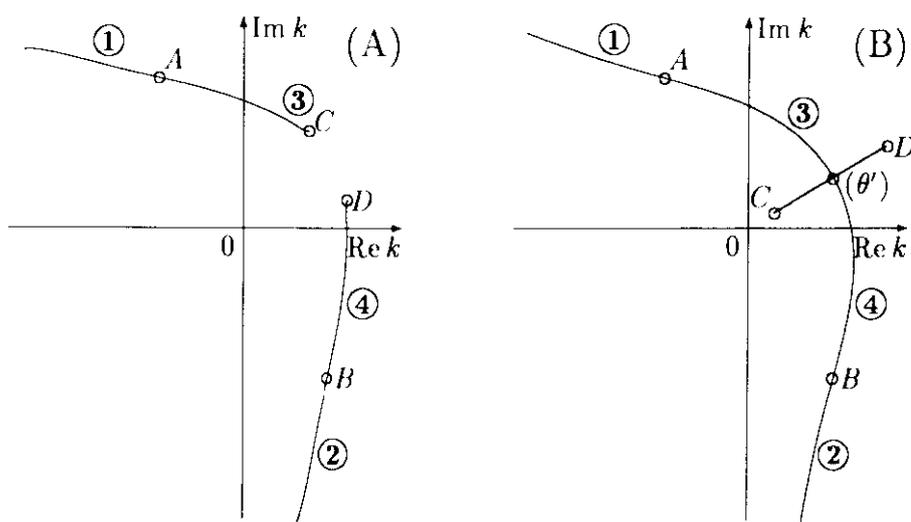


图 1.9: 对于不同的 Γ_0 , 方程1.38的根 k 作为参数 θ 的函数在复平面内的位置。(A) $\Gamma_0 = 0.165 + 0.247i$ 时的根。(B) $\Gamma_0 = 0.1088 + 0.1802i$ 时的根。在计算(B)时我们用到了公式(1.41), $\hat{\alpha}(\theta') = 0.625\hat{\alpha}$ 。A和B点对应于 $\hat{\alpha}_* = 0$, 它们属于两个不同的分支。C和D点对应于 $\hat{\alpha} = \hat{\alpha}_*$, 它们标记在分支3和4上, 我们只对这两个分支感兴趣(Kuzanyan和Sokoloff, 1995)。

在这种情况下, 图1.9中的C和D点是一致的。对于其它的 Γ_0 值, C和D点都不一致。为了清晰的好处, 我们选择:

$$\Gamma_0 = \frac{3}{2^{11/3}} (1 + i\sqrt{3}) \hat{\alpha}_*^{2/3} \quad (1.43)$$

将本征值 Γ_0 (式1.43) 代入方程1.38得:

$$k(\theta_0) = k_0 = 2^{-4/3} \hat{\alpha}_*^{1/3} e^{i\pi/6} \quad (1.44)$$

为了得到在转折点连续的并且在所考虑的体积边界的小区域内有增长虚部的函数 S , 我们必须选择分支3和4 (图1.10), 更精确的当 $\theta > \theta_0$ 时, 选择分支3, 当 $\theta < \theta_0$ 时, 选择分支4。在这样的选择下, 如果 $\hat{\alpha}(\theta)$ 是解析的, 函数 S 在转折点相对于空间变量也是解析的。对于一阶本征函数或者薛定谔方程的基本状态, 函数 S 具有相同的特性。将得到的 S 函数和本征值代入方程组1.36, 得到系数 μ 和 ν 为:

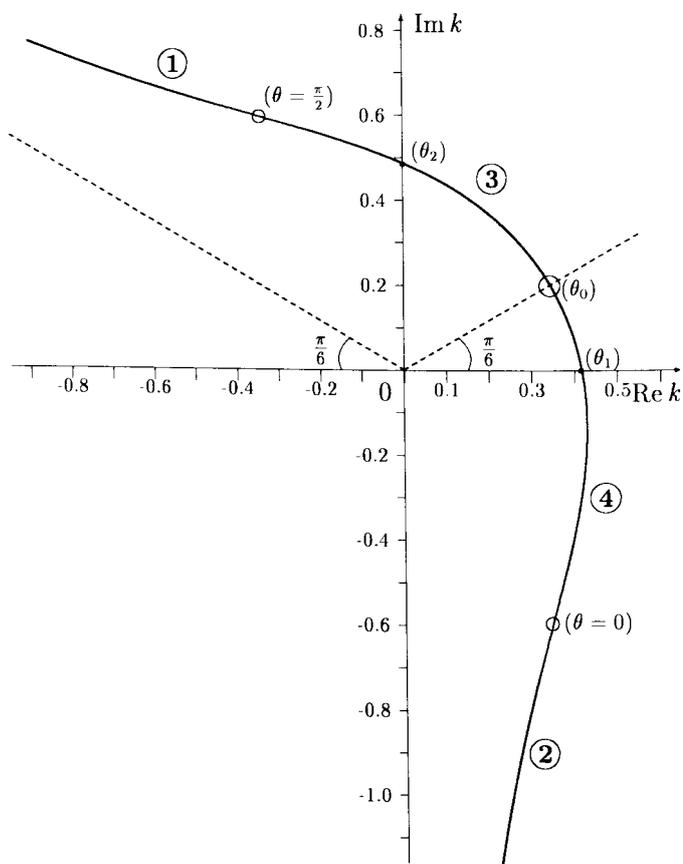


图 1.10: 当 $\Gamma_0 = \frac{3}{2^{11/3}}(1 + i\sqrt{3})\hat{\alpha}_*^{2/3}$ 时, 方程1.38的根 k 作为参数 θ 的函数在复平面内的位置。匹配不同分支的点用圆圈画出, 相应的变量 θ 值在括号中给出。带圆圈数字代表标分支数 (Kuzanyan和Sokoloff, 1995)。

$$\mu = [\Gamma_0 + k^2(\theta)] \sigma(\theta) \tag{1.45}$$

$$\nu = ik(\theta) \cos \theta \sigma(\theta)$$

这里的标量函数 $\sigma(\theta)$ 和方程1.35中的 Γ_1 可以通过对 D 的幂系列的近似得到:

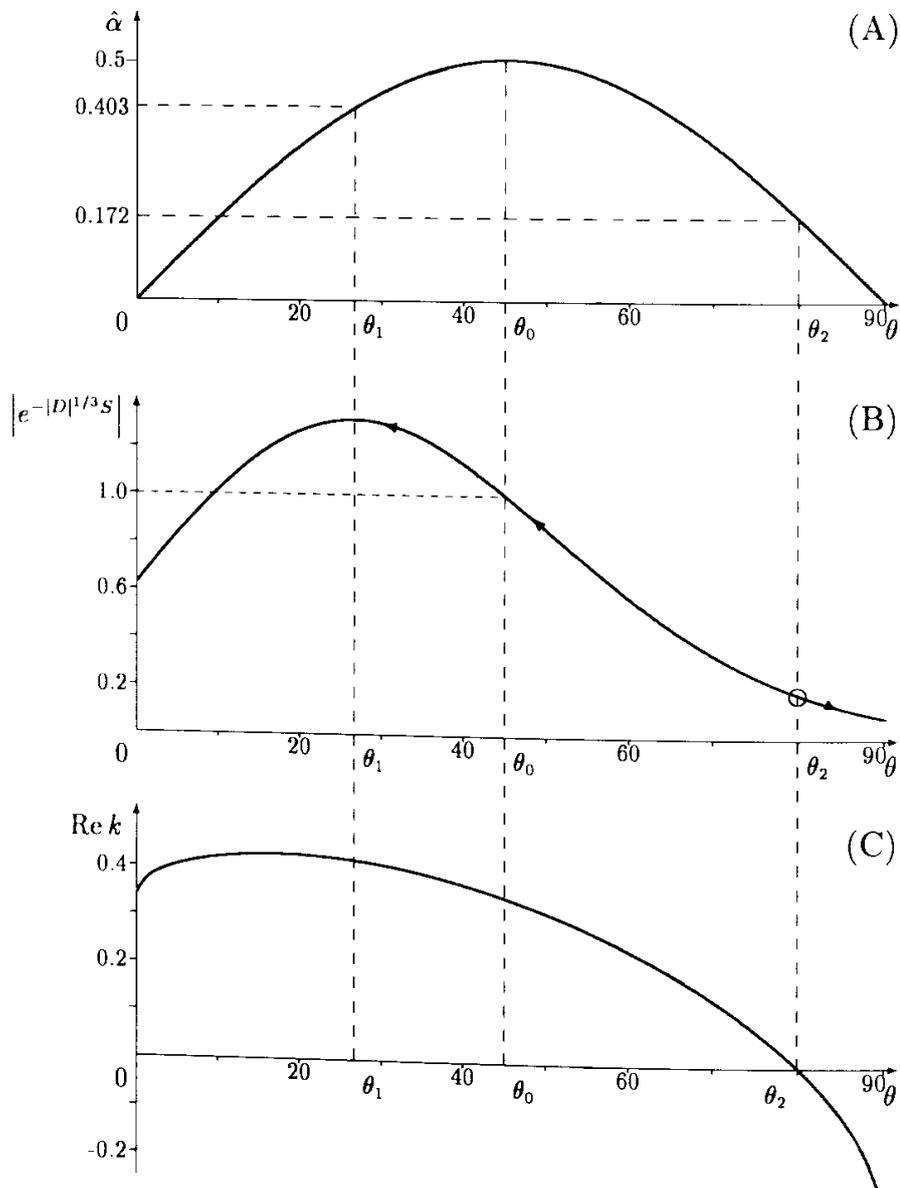


图 1.11: 方程组1.34的渐进解。(A) $\hat{\alpha}(\theta)$; (B) 当 $D = -10^3$ 时, 方程组1.34的解的指数项的模, 箭头的方向表示发电机波传播的方向; (C) 发电机波的波数的实部。横轴纬度以度为单位, 方程组1.35中的本征值是在归一化的条件下求得的, 在这里采用了归一化条件 $\text{Im}S(\theta_0) = 0$ (Kuzanyan和Sokoloff, 1995)。

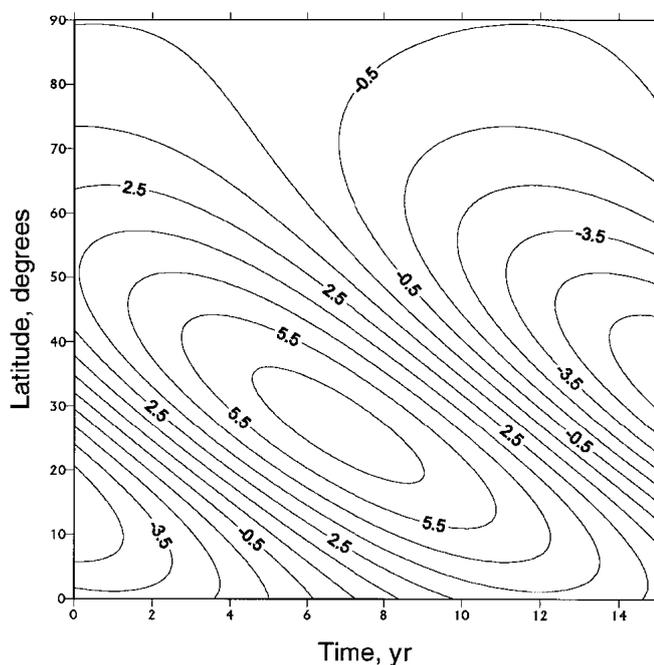


图 1.12: 函数 $F(\theta, t) = \text{Re}\{\exp[i|D|^{1/3}S(\theta) + i|D|^{2/3}\text{Im}\Gamma_0 t]\}$ 随时间的变化, 与著名的蝴蝶图类似 (Kuzanyan和Sokoloff, 1997)。

$$\sigma(\theta) = (\theta - \theta_0)^n [C_0 + C_1(\theta - \theta_0) + \dots]$$

$$\Gamma_1 = -2^{-4/3} \hat{\alpha}_*^{1/3} \frac{\sqrt{3} + i}{2} \sqrt{-6 \frac{\hat{\alpha}''(\theta)}{\hat{\alpha}_*}} \left(n + \frac{1}{2} + \frac{i \tan \theta_0}{\sqrt{-6 \hat{\alpha}''(\theta_0) / \hat{\alpha}_*}} \right) \quad (1.46)$$

其中 $C_0 \neq 0$ 和 C_1 为泰勒展开系数, 正数 n 取值为 $0, 1, 2, 3, \dots$, 对于 $\alpha(\theta) = \sin \theta$ 的情况, $\theta_0 = \pi/4$, $\hat{\alpha}''(\theta_0) = -4\hat{\alpha}_*$ 。这样我们就得到了发电机波的渐进解析解 (图1.11)。

Kuzanyan和Sokoloff (1997) 利用上述发电机解给出和分析了Parker的迁移发电机波的渐进解的蝴蝶图 (图1.12), 并且计算了磁场位置的最大半宽和发电机波的位速。他们指出即使一个简单的模型也能揭示太阳磁场的一些特性。Belvedere等人 (2000) 依据太阳内部旋转, 利用WKBJ方法得到了二维 $\alpha\Omega$ 发电机模型的一阶渐进解。这个解拥有遵循Yoshimiura法则的发电机行波解的特性。实际上发电机波沿着角速度为常数的线传播。这个解与一维发电机

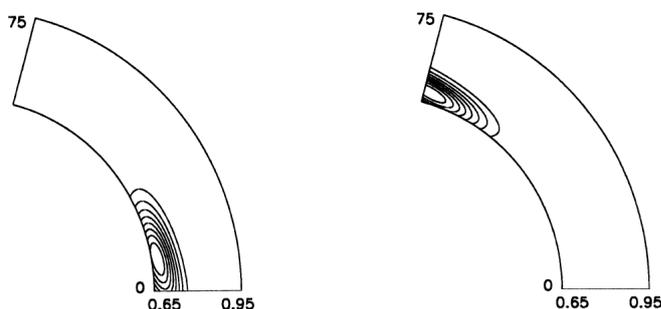


图 1.13: 当发电机波数 $|D| = 10^3$ 时, 渐进解包层的等高线。左图: 低纬区, 右图: 高纬区 (Belvedere等, 2000)。

模型得到的解和太阳大尺度磁活动的观测结果相符合。他们得到了两个不重叠的发电机波, 一个是在低纬区向赤道传播的波, 另一个是在高纬区向极区传播的波。波的最大值在对流区底部。图1.13是他们计算得到的渐进解的一种情况。

1.7 螺度

近年来, 磁螺度的研究越来越热。出现这种现象的原因之一就是用传统的物理量, 比如能量和磁通量, 我们无法描述磁流体力学中复杂的磁场, 而磁螺度可以研究复杂磁力线的拓扑结构, 可以解决太阳活动区磁场的非势性问题。磁螺度这个量, 与经典的发电机理论, 太阳活动周, 以及近地空间的物理环境有重要的关系。

Elsasser (1956) 首次提出磁螺度这个概念, 并指出在理想MHD中它是守恒的。Woltjer (1958) 把它引入到空间物理和天体物理的研究当中。Moffatt (1969) 指出磁螺度实际上反映了磁场拓扑结构的复杂性。Berger和Field (1984) 提出了相对螺度概念, 使螺度在开放区域内也是一个规范不变量。并在一定的条件和限制下, 计算出了相对螺度随时间的变化。这一开创性的工作, 使螺度能够应用到天体物理中, 尤其是太阳物理上。这样, 可以通过观测计算磁螺度随时间的变化率和活动区电流螺度的符号。

这一节, 我们从观测和理论两个方面详细介绍了螺度的最新进展。

1.7.1 螺度的观测研究

由于光球活动区的矢量磁场可以直接观测, 我们可以利用观测的数据, 计

算活动区的电流螺度。下面介绍几种螺度参数的计算方法及其分布特征。

1.7.1.1 光球磁场螺度的计算方法

磁螺度密度:

$$h_m = \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.47)$$

电流螺度密度:

$$h_c = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{B} \quad (1.48)$$

其中, \mathbf{B} 是磁场, \mathbf{A} 是它的矢势。目前大部分矢量磁像仪只能得到光球表面的矢量磁场, 因此我们可以计算得到电流螺度密度的纵向分量:

$$h_c = B_{\parallel} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})_{\parallel} \quad (1.49)$$

在线性无力场假定下有:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (1.50)$$

因此, $\alpha = h_c / \mathbf{B}^2$ 也可以作为计算螺度的一个参数。最常用的计算 α 的方法有两种:一种是把光球磁场的纵向分量作为边界条件, 通过线性无力场对整个活动区进行拟合, 使观测的磁场的水平分量与计算得到的拟合的最好时得到 α_{best} ; 另一种是计算 $\alpha_{\text{av}} = \sum J_z \cdot \text{sign}(B_z) / \sum |B_z|$, 其中, $J_z = (\nabla \times \mathbf{B})_z$ 。

1.7.1.2 光球螺度符号的半球不对称性

Seehafer (1990) 通过假定活动区为常 α 无力场, 计算了16个活动区的电流螺度, 除了两个活动区外, 剩下的活动区在南半球的电流螺度符号为正值, 北半球的螺度符号为负值。这一规律称为“半球螺度符号法则”。在这之后, 许多科学家做了大样本的统计研究, 证实了这一法则(表1.1)。

在表1.1中, Pevtsove等人(1995)和Longcope等人(1998)用Mees观测站的数据计算了 α_{best} 。Pevtsov等人(2001)用Mees观测站的数据和Bao等人(2000a)用怀柔太阳观测站的数据计算了 α_{best} 和 h_c 。Hagino和Sakurai(2004)用日本Mitaka观测站的数据计算了 α_{av} 。Abramenko等人(1996)和Bao和Zhang(1998)用怀柔太阳观测站的数据计算了 h_c 。从表1.1中我们看到, 在第22太阳活动周, 由不同的仪器数据计算得到的螺度都满足半球螺度符号法则, 但是遵守半球螺

度符号法则的活动区所占的百分比有些不同。在第23太阳活动周,由SMFT数据计算得到的电流螺度密度 h_c 违反半球螺度符号法则的比例增多。违反半球螺度符号法则的活动区趋向于出现在特定的经度上并且持续时间较长。造成这些活动区螺度反号的原因可能是由于新出现的磁通量和原来已经存在的磁通量相互作用,或者由太阳内部发电机产生并且带到了太阳表面(Zhang和Bao, 1999)。

Pevtsov和Latushko(2000)研究了大尺度磁场的螺度符号规则。他们选取了SOHO/MDI观测的全日面纵向磁图,对8个太阳旋转周的数据进行了分析。结果表明在太阳纬度 $\pm 40^\circ$ 以内,没有很强的螺度反对称性。而在高纬度符合螺度符号规则,北半球电流螺度主要为负,南半球主要为正。

螺度研究已经有两个太阳周的时间,这些研究表明半球螺度符号法则随太阳周的变化是一个比较复杂的问题(Bao等, 2000a; Pevtsov等, 2001)。Hagino和Sakurai(2005)研究了螺度的长时间演化,他们发现螺度随时间有着明显的变化。螺度半球法则在太阳活动极大年期间是满足的,但是在太阳活动极小年期间可能不满足。Choudhuri等人(2004)利用太阳发电机模型研究螺度随时间的演化,他们发现在太阳活动周开始时的一个短时期内螺度符号趋势与前一太阳周的相反。

1.7.1.3 色球和日冕中的螺度

早在1927年, Hale研究色球层太阳黑子周围的纤维时就发现,在北半球纤维成逆时针旋转,在南半球成顺时针旋转,并且不随太阳活动周变化。

Richardson(1941)从威尔逊山天文台的观测中,找出141个大的孤立的太阳黑子。发现在这些黑子周围的超半影纤维,存在涡旋结构。并且这些超半影纤维,在北半球中有大约3/4为反时针旋转,南半球大约3/4为顺时针旋转。这些结果在观测上证实了Hale的结果。Ding等人(1987)通过对大量的数据统计,使这一结果进一步得到证实。

在日冕中,可以假定磁场为无力场,方程为 $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ 。 α 反映的是日冕中的螺度结构。从Yohkoh/SXT观测的软X射线像中看到的‘S’型或反‘S’型结构是日冕中的螺度在观测上的表现形式。Rust和Kumar(1996)根据模型得到 $\alpha > 0$,对应S型,磁场有正的磁螺度; $\alpha < 0$,对应反S型,磁场有负的磁螺度。他们还发现,在北半球主要为反S型,南半球主要为S型。这个对赤道的反对称性与光球活动区电流螺度的半球法则一致。

表 1.1: 螺度随纬度的分布

参考文献	太阳活动周	半球	α		h_c		活动区数	数据来源
			负	正	负	正		
Pevtsov等 (1995)	22	北	25(76%)	33	HSP
		南	...	25(69%)	36	HSP
Abramenko等 (1996)	22	北	15(79%)	...	19	SMFT
		南	18(86%)	21	SMFT
Longcope等 (1998)	22	北	58(62%)	93	HSP
		南	...	73(66%)	110	HSP
Bao和Zhang (1998)	22	北	168(84%)	...	199	SMFT
		南	177(79%)	223	SMFT
Bao等 (2000a)	23	北	26(59%)	...	14(32%)	...	44	SMFT
		南	...	28(65%)	...	21(49%)	43	SMFT
Pevtsov等 (2001)	23	北	88(63%)	...	70(50%)	...	140	HSP
		南	...	86(70%)	...	70(57%)	123	HSP
Hagino和Sakurai (2004)	22 + 23	北	60%	SFT
		南	...	70%	230(N+S)	SFT

1.7.2 螺度的理论分析

太阳大气中都存在螺度，并且具有同样的半球规则。那么螺度是怎样产生的？为什么会存在这样的半球规则？虽然目前还没有一个定论，但是一般认为螺度产生于对流区底部。在1.6节中，我们介绍了太阳发电机的基本理论，但是现在我们还没有办法观测到对流区。目前认为由光球活动区矢量磁图计算的电流螺度可能是反映对流区 α 效应的观测证据。但是要将太阳发电机理论与观测结果联系起来，仍然需要做大量的假设。建立这种联系的一个重要贡献是Frisch等人（1975）将 α 效应分解为动力学和磁贡献两部分：

$$\alpha = \alpha^v + \alpha^m \quad (1.51)$$

Kleeorin等人（2003）引入退火函数 ϕ_v 和 ϕ_m ，则

$$\begin{aligned} \alpha^v &= \chi^v \phi_v \\ \alpha^m &= \chi^c \phi_m \\ \chi^v &= -(\tau/3) \langle u \cdot \nabla \times u \rangle \end{aligned} \quad (1.52)$$

在这里 τ 是湍动速度场的相关时间， χ^v 是动力学螺度， χ^c 实际上是磁螺度，但是由于磁矢势不是规范不变量，计算比较麻烦，所以利用湍动对流局部均匀近似条件将磁螺度与电流螺度联系起来（Kleeorin和Rogachevskii，1999）。这样就需要一个适度的尺度得到正确的 χ^c ，在这里他们引入了密度 ρ ，即

$$\chi^c \equiv (\tau/12\pi\rho) \langle b \cdot \nabla \times b \rangle \quad (1.53)$$

他们根据磁螺度守恒从平均场发电机方程组中导出了磁螺度项 χ^c 的演化方程：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^c}{\partial t} + (T^{-1} + \kappa\mu^2) \chi^c &= \left(\frac{2R}{l}\right)^2 \left(\frac{\partial A}{\partial \theta} \frac{\partial B}{\partial \theta} - B \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \right. \\ &\quad \left. - \alpha B^2 + 2\mu^2 AB + CB^2 \phi_v \chi^v(\theta) \right) + \kappa \frac{\partial^2 \chi^c}{\partial \theta^2} \end{aligned} \quad (1.54)$$

在这里 μ 为湍动扩散系数， R 为太阳半径， l 为湍动运动尺度， κ 为磁螺度扩散系数， T 为磁螺度释放时间， C 是常数，他们在文章中也给出了这些参数的取值范围。

从这个模型中得到的电流螺度与Bao和Zhang (1998) 用怀柔观测的422个活动区的矢量磁图计算得到的电流螺度值年平均及纬度平均变化存在一定的相关性。这种相关性一方面为发电机模型提供一组适合的调节发电机的参数, 另一方面, 观测数据已经足够否定一些其它的调节发电机的参数。尽管这种一致性还在初级阶段, 但是, 使我们利用观测数据来约束太阳发电机框架内磁场的产生的想法成为可能。

Kuzanyan等人 (2003) 研究了电流螺度和 α 效应随深度的变化, 发现在对流层底部电流螺度的符号会发生改变。Zhang等人 (2006) 结合观测结果, 从理论上探讨了电流螺度在太阳内部的径向分布以及随时间的演化。Sokoloff等人 (2006) 基于上述模型讨论了太阳活动周初期的“反号”电流螺度的产生机制, 估计结果显示发电机模型产生的“反号”电流螺度比例要明显低于观测值。

1.8 本文的目的和意义

太阳光球磁场螺度和电流螺度研究已经跨越了两个太阳活动周, 一些基本特性已经得到, 例如电流螺度的半球符号法则, 螺度随太阳周的变化等。不同观测仪器数据之间的比较也做了大量的工作。虽然不同数据之间存在基本的一致性, 但是还存在着一些差异, 例如由不同仪器的数据计算的电流螺度的半球符号法则强度不太一样, 尤其在太阳活动周初期, 不同研究者用不同的数据得到的结果差异比较大, 并且当螺度参数不一样时, 结果也有较大的差异 (Bao等, 2000a; Pevtsov等, 2001)。由于这种差异的存在, 对研究半球螺度符号法则随太阳周演化、矢量磁场观测误差以及螺度的计算精度等有重要的影响。因此, 不同矢量磁像仪观测的数据之间的比较以及将它们的结果与空间资料进行比较对研究上述问题具有重要意义。一般认为太阳活动周是由基于较差自转和 α 效应的发电机激发的。较差自转目前可以通过日震学的观测结果得到, 但是 α 效应却是纯理论解释。直到最近才通过观测得到的电流螺度来研究 α 效应的一些特性。所以, 通过不同仪器观测的数据之间的比较, 确定观测结果的可靠性, 对研究发电机理论也具有重要意义。本文的主要目的归纳为:

(1) 观测方面, 通过比较由三个矢量磁像仪观测的磁场计算的螺度参数的相关性, 确定半球螺度符号法则是可信的。同时将地面的观测结果与空间观测结果相结合, 为研究不同仪器观测的数据之间的误差提供一个基本的衡量尺

度。

(2) 理论方面, 由太阳发电机方程的解析解或渐进解析解计算螺度, 分析螺度随时间的演化特性, 为观测研究提出预言以及理论依据。

本文的主要进展:

(1) 与之前的工作相比, 我们的样本更全面。通过由大量矢量磁图计算的螺度的比较, 得出了不同仪器观测的螺度随时间的演化趋势基本一致。通过小样本研究, 我们得出光球层次的螺度与日冕层次的螺度符号具有基本的一致性。但是, 对于个别仪器, 有些活动区的螺度符号与其它仪器得到的螺度符号都不相同。通过个例分析, 我们认为可能是由于观测误差和磁场反演过程的误差造成的。

(2) 从简单的Parker发电机模型出发, 首次得到了螺度和环向场之间存在 $\pi/4$ 的位相差。当子午环流不为零时, 在活动周结束时会有一些区域内的螺度符号违反半球螺度符号法则。

第二章 三个太阳观测站的螺度比较

目前,大部分磁场螺度的统计研究都是基于我们在引言中介绍的三个仪器(SMFT、SFT和HSP)观测的矢量磁图。对于这三个仪器的数据一些科学家已经做过比较。Bao等人(2000b)详细的比较了由怀柔 and 夏威夷观测的活动区NOAA 5747的六张磁图,他们发现这两个仪器之间存在定性的一致,尽管由怀柔观测的磁场强度略高于夏威夷观测的。他们还发现两个仪器所观测的横场方位角存在一个系统的偏差,并且估计出如果除去可能的误差来源,方位角差有12度是由怀柔磁图中的法拉第旋转引起的。计算了两个螺度参数,线性无力场因子 α_{ff} 和电流螺度不平衡度 ρ_h ,由两个仪器计算得到的螺度参数之间存在很好的一致性。Zhang等人(2003)分析了由怀柔,夏威夷,IVM和日本观测的两个活动区的矢量磁图,他们发现由这几个仪器观测的横场基本一致。Pevtsov等人(2006)利用怀柔 and 夏威夷观测的从1997到2000年的矢量磁图计算了螺度参数 α_{best} 。在考虑了各种因素之后,他们发现由这两个仪器观测的数据计算的 α_{best} 有80%具有相同的符号。

虽然不同观测仪器数据之间的比较已经得到了一些初步结果,但是还没有人从统计上同时比较过三个矢量磁像仪观测数据之间的相关性。在这一章中,我们比较了三个太阳观测站的矢量磁图的横场方位角和推导出的螺度符号,给出了由不同仪器观测的矢量磁图计算得到的螺度符号的相关性以及螺度随时间的变化,并且分析了不同资料之间存在差异的原因。

2.1 数据处理

我们选择了1992年到2005年由怀柔太阳观测站和日本国立天文台Mitaka观测站共同观测的228个活动区,1997年到2000年由日本国立天文台Mitaka观测站和美国夏威夷大学Mees太阳观测站共同观测的55个活动区。每对磁图的选择是基于最小的观测时间差。怀柔和日本数据之间的平均观测时间差是1小时23分钟(最小是0分钟,最大是7小时11分钟)。日本和夏威夷之间的平均观测时间差

* 一部分工作发表在 *Adv. Space Res.*, 2007, Vol. 39, No.11, p. 1715-1722.

另一部分已投到中国科学上,基本接收

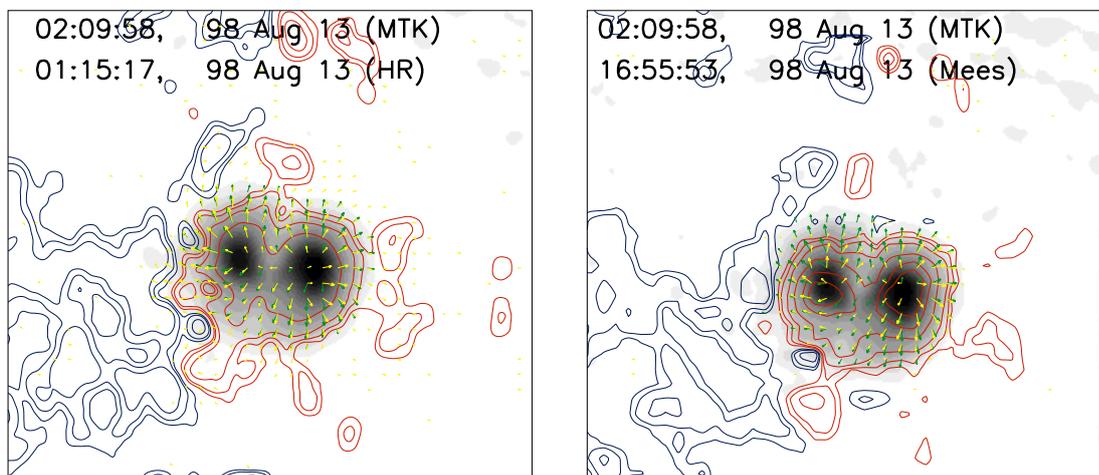


图 2.1: 怀柔, 日本和夏威夷观测的活动区NOAA 8299的矢量磁图。绿箭头代表由日本观测的横场的方向。黄箭头分别代表由怀柔(左)和夏威夷(右)观测的横场方向。黑子图像是由日本观测的, 红色(蓝色)等高线对应由怀柔(左)和夏威夷(右)观测的纵向磁场的正极(负极)($\pm 50, 100, 200, 500, 1000, 1500$ G)。

是10小时38分钟(最小是3小时43分钟, 最大是19小时40分钟)。我们仅选择经度和纬度在 $\pm 40^\circ$ 之内的活动区(大部分活动区都在 $\pm 30^\circ$)并且没有做投影改正。我们用两种不同的方法来改正横场 180° 不定性。对于怀柔和日本数据, 我们通过势场比较来改正横场 180° 不确定性(Wang等, 1994)。对于夏威夷数据, 横场 180° 不确定性是根据Canfield等人(1993)的方法, 从常 α 无力场开始, 使相邻像素之间的改变最小和光球宁静区电流最小。如果 180° 改正正确, 由不同仪器观测的一对磁图的横场方位较差应该小于 90° 。当一对磁图之间的横场方位角差大于 90° 时, 我们将其改正到小于 90° 。为了实现两个磁图之间每个像素的比较, 我们将矢量磁场数据内插到相同的空间分辨率(每个像素大概 $0.01'$)。首先画出纵向磁场的灰度图, 然后选择把黑子全部包括进去的一个区域, 最后对齐数据。在图2.1中给出活动区NOAA 8299的矢量磁图, 我们发现在大部分区域由怀柔, 日本和夏威夷观测的矢量磁场基本一致。

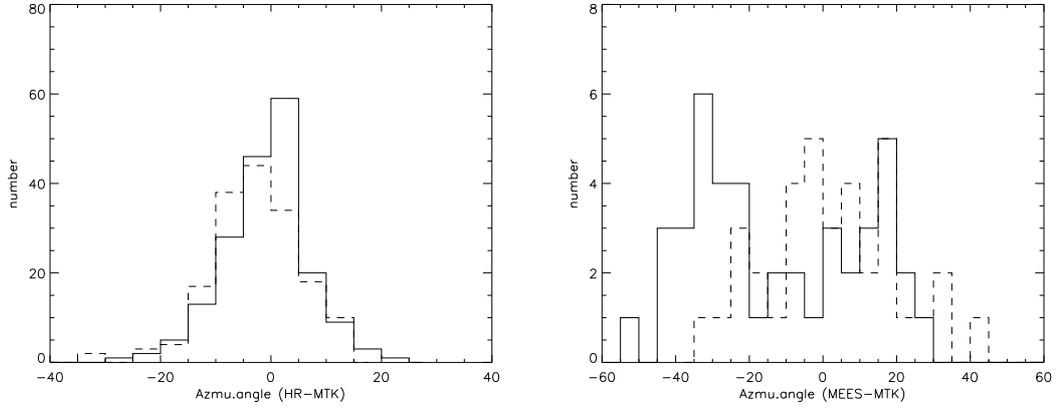


图 2.2: 左图: 怀柔和日本观测的平均横场方位角差的分布。右图: 日本和夏威夷观测的平均横场方位角差的分布。实线和虚线分别代表正极和负极。

2.2 结果

2.2.1 怀柔和日本观测的数据比较

我们定义横场方位角 $\phi = \tan^{-1}(B_y/B_x)$, B_x 和 B_y 是横场的两个分量。我们对每个活动区的强横场区(大于300高斯)计算了由怀柔和日本观测的横场方位角差的平均值,称之为平均横场方位角差。图2.2左,横轴是怀柔和日本观测的228个活动区的平均横场方位角差,纵轴是活动区数。从此图可以看到,怀柔和日本观测的磁图的平均横场方位角差都在零附近,这说明怀柔和日本观测的横场方向有很好的 consistency。

对这228个活动区我们计算了螺度参数 h_c 和 α_{av} 。当我们计算螺度参数的时候,只计算横场大于200高斯和纵场大于20高斯的点。在以后的讨论中, h_{HR} , h_{MT} 和 h_{Me} (α_{HR} , α_{MT} 和 α_{Me})分别代表由怀柔,日本和夏威夷数据计算的电流螺度密度 h_c (α_{av})。我们发现由怀柔和日本观测的矢量磁图计算的 h_c 和 α_{av} 分别有83.3%和78.1%具有相同的符号,它们的线性相关系数是0.72 (h_c)和0.56 (α_{av})。图2.3中给出了由怀柔和日本观测的矢量磁图计算出的螺度参数的相关性。我们可以看到它们之间的相关性很好,尽管由怀柔的数据计算得到的螺度参数值要大一些。螺度参数的纬度分布在图2.4中给出,线性拟合的斜率分别是 $dh_{HR}/d\theta = (-0.21 \pm 0.20) \times 10^{-4} \text{ G}^2 \text{ m}^{-1} \text{ deg}^{-1}$, $dh_{MT}/d\theta = (-0.10 \pm 0.15) \times 10^{-4} \text{ G}^2 \text{ m}^{-1} \text{ deg}^{-1}$, $d\alpha_{HR}/d\theta = (-4.55 \pm 1.42) \times$

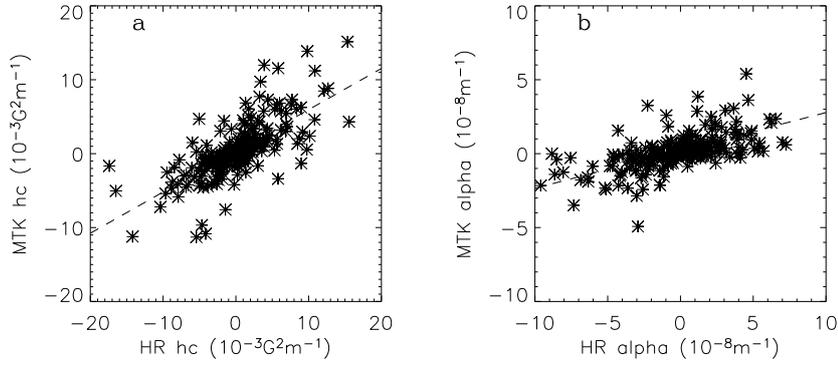


图 2.3: 由怀柔和日本数据计算得到的 h_c 和 α_{av} 的散点图。(a) h_{HR} 和 h_{MT} 的相关性。(b) α_{HR} 和 α_{MT} 的相关性。虚线是对数据的线性拟合。

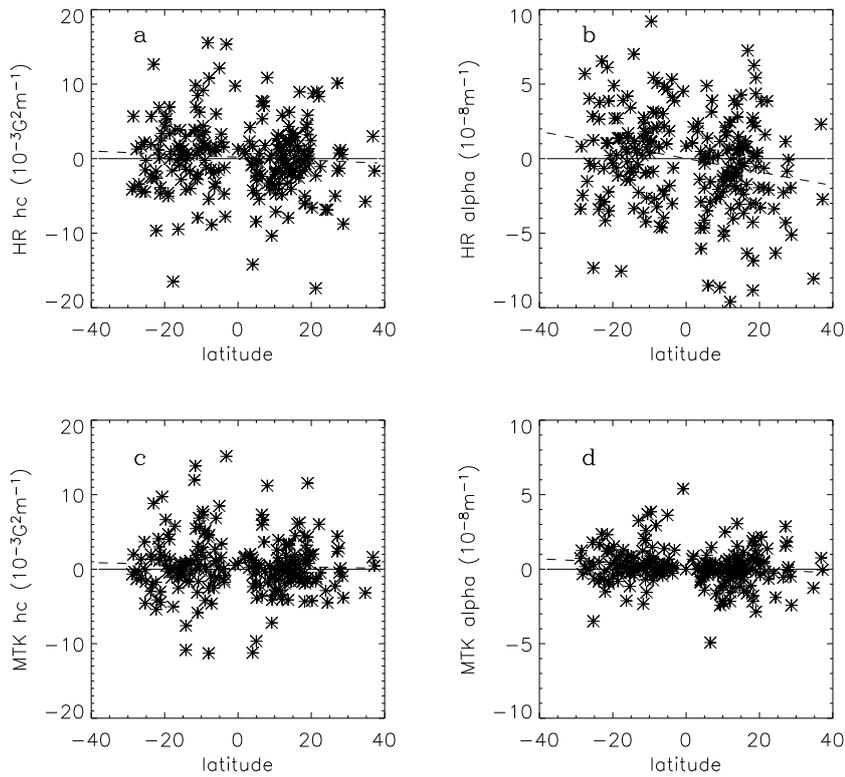


图 2.4: 由怀柔和日本数据计算的螺度参数随纬度的分布;(a) h_{HR} 纬度的分布。(b) α_{HR} 随纬度的分布。(c) h_{MT} 随纬度的分布。(d) α_{MT} 随纬度的分布。

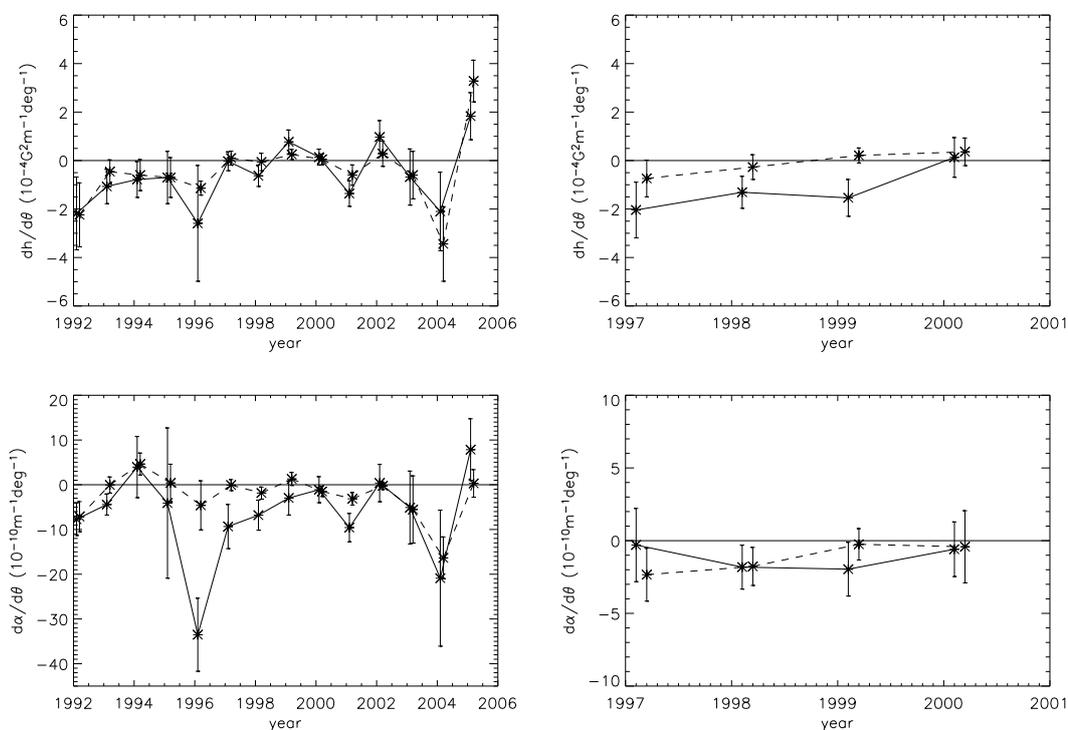


图 2.5: 螺度参数随时间的变化。左上图: $dh_{HR}/d\theta$ 和 $dh_{MT}/d\theta$ 。左下图: $d\alpha_{HR}/d\theta$ 和 $d\alpha_{MT}/d\theta$ 。右上图: $dh_{Me}/d\theta$ 和 $dh_{MT}/d\theta$ 。右下图: $d\alpha_{Me}/d\theta$ 和 $d\alpha_{MT}/d\theta$ 。左图中实线和虚线分别代表怀柔和日本数据,右图中实线和虚线分别代表夏威夷和日本数据

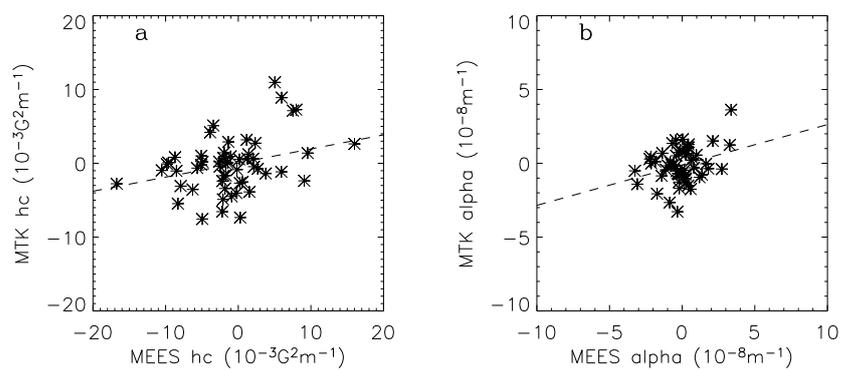


图 2.6: 由日本和夏威夷数据计算得到的 h_c 和 α_{av} 的散点图。(a) h_{MT} 和 h_{Me} 的相关性。(b) α_{MT} 和 α_{Me} 的相关性。虚线是对数据的线性拟合。

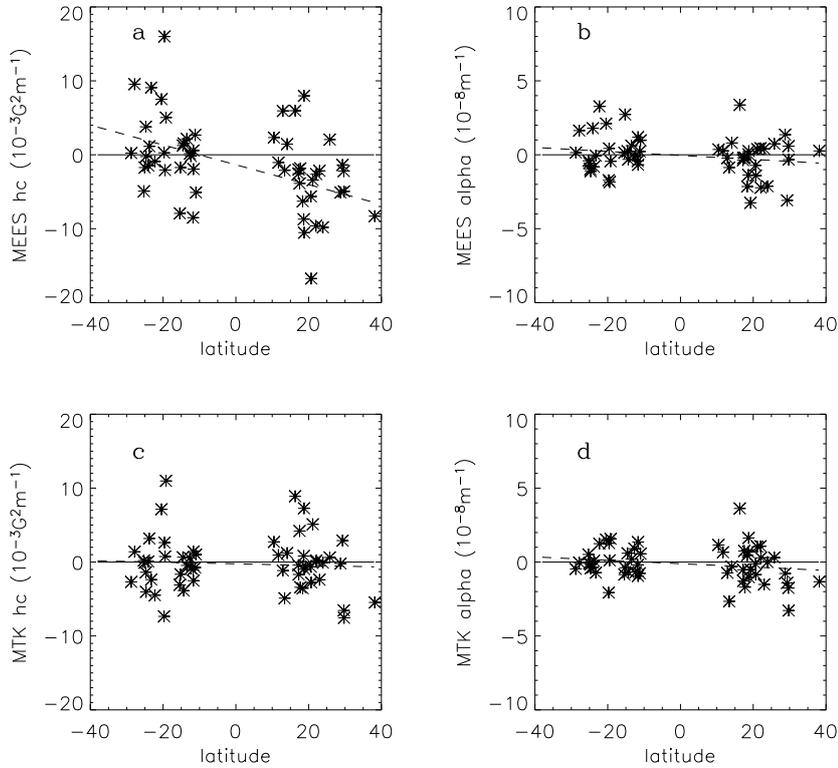


图 2.7: 由日本和夏威夷数据计算的螺度参数随纬度的分布; (a) h_{Me} 纬度的分布。(b) α_{Me} 随纬度的分布。(c) h_{MT} 随纬度的分布。(d) α_{MT} 随纬度的分布。

$10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ 和 $d\alpha_{MT}/d\theta = (-1.18 \pm 0.66) \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ 。算出的斜率都是负值，满足半球螺度符号法则。为了研究螺度随时间的变化，我们计算了从1992到2005年每一年的螺度随纬度分布轮廓线性拟合的斜率，结果列在表2.1中和显示在图2.5左中。14年中，有13年的 $dh_{HR}/d\theta$ 和 $dh_{MT}/d\theta$ 具有相同的符号，有11年的 $d\alpha_{HR}/d\theta$ 和 $d\alpha_{MT}/d\theta$ 具有相同的符号。我们发现由怀柔和日本观测的矢量磁图计算出的螺度参数随时间的演化趋势基本一致。活动区少的年份计算的误差棒大一些。

2.2.2 日本和夏威夷观测的数据比较

图2.2右，是由日本和夏威夷观测的平均横场方位角差的分布。由日本和夏威夷观测的平均横场方位角差比较大，但是仍然有一个趋向于零的系统分布。然而，这个样本中有一小部分活动区使其偏离高斯分布。

表 2.1: 由怀柔和日本观测的数据算出的螺度参数的斜率

Year	$dh_{HR}/d\theta$	$dh_{MT}/d\theta$	$d\alpha_{HR}/d\theta$	$d\alpha_{MT}/d\theta$
1992	-2.18 ± 1.50	-2.24 ± 1.32	-7.72 ± 3.62	-7.13 ± 3.35
1993	-1.07 ± 0.71	-0.46 ± 0.49	-4.42 ± 2.36	-0.06 ± 1.80
1994	-0.78 ± 0.74	-0.60 ± 0.64	3.95 ± 6.84	4.63 ± 2.46
1995	-0.70 ± 1.08	-0.70 ± 0.82	-4.10 ± 16.79	0.40 ± 4.19
1996	-2.59 ± 2.39	-1.14 ± 0.29	-33.52 ± 8.17	-4.61 ± 5.48
1997	-0.03 ± 0.39	0.10 ± 0.29	-9.34 ± 4.93	-0.08 ± 1.24
1998	-0.63 ± 0.44	-0.06 ± 0.36	-6.80 ± 3.36	-1.86 ± 1.35
1999	0.77 ± 0.49	0.25 ± 0.21	-2.97 ± 3.80	1.29 ± 1.45
2000	0.14 ± 0.33	0.05 ± 0.22	-1.11 ± 2.91	-1.50 ± 1.15
2001	-1.36 ± 0.53	-0.60 ± 0.42	-9.58 ± 3.18	-3.14 ± 1.40
2002	0.97 ± 0.68	0.28 ± 0.52	0.38 ± 4.18	-0.24 ± 0.83
2003	-0.68 ± 1.16	-0.60 ± 0.98	-5.09 ± 8.14	-5.53 ± 7.51
2004	-2.10 ± 1.62	-3.44 ± 1.54	-20.88 ± 15.20	-16.35 ± 4.69
2005	1.83 ± 0.97	3.28 ± 0.86	7.84 ± 6.91	0.30 ± 3.08

注: $dh_c/d\theta$ 和 $d\alpha/d\theta$ 的单位分别是 $10^{-4}G^2m^{-1}deg^{-1}$ 和 $10^{-10}m^{-1}deg^{-1}$ 。

我们对由日本和夏威夷共同观测的55个活动区计算了螺度参数。我们发现69.1%的 h_c 和65.5%的 α_{av} 具有相同的符号。它们的线性相关系数是0.34 (h_c)和0.31 (α_{av})。图2.6给出了由日本和夏威夷观测的矢量磁图计算的螺度参数的相关性。螺度参数随纬度的分布在图2.7中给出,线性拟合的斜率分别是 $dh_{Me}/d\theta = (-1.34 \pm 0.39) \times 10^{-4} G^2 m^{-1} deg^{-1}$, $dh_{MT}/d\theta = (-1.63 \pm 0.32) \times 10^{-4} G^2 m^{-1} deg^{-1}$, $d\alpha_{Me}/d\theta = (-1.36 \pm 0.87) \times 10^{-10} m^{-1} deg^{-1}$ and $d\alpha_{MT}/d\theta = (-3.07 \pm 1.09) \times 10^{-10} m^{-1} deg^{-1}$ 。线性拟合的斜率都是负的,满足半球螺度符号法则。为了研究螺度随时间的变化,我们计算了从1997到2000年每一年的螺度随纬度分布轮廓线性拟合的斜率,结果列在表2.2中和显示在图2.5右中。在所研究的4年中,有3年的 $dh_{Me}/d\theta$ 和 $dh_{MT}/d\theta$ 具有相同的符号,有4年的 $d\alpha_{Me}/d\theta$ 和 $d\alpha_{MT}/d\theta$ 具有相同的符号,由图中也可看到它们随时间的变化趋势基本一致。

表 2.2: 由夏威夷和日本观测的数据算出的斜率

Year	$dh_{Me}/d\theta$	$dh_{MT}/d\theta$	$d\alpha_{Me}/d\theta$	$d\alpha_{MT}/d\theta$
1997	-2.04 ± 1.15	-0.74 ± 0.76	-0.30 ± 2.52	-2.34 ± 1.82
1998	-1.31 ± 0.66	-0.27 ± 0.51	-1.82 ± 1.51	-1.77 ± 1.31
1999	-1.54 ± 0.76	0.21 ± 0.31	-1.96 ± 1.85	-0.25 ± 1.08
2000	0.13 ± 0.82	0.36 ± 0.57	-0.59 ± 1.88	-0.42 ± 2.48

2.2.3 螺度随纬度的分布

在表2.3中, 我们给出了由不同仪器观测的数据计算得到的半球螺度符号法则。通过比较我们可以发现在22太阳活动周, 由怀柔和日本数据计算得到的螺度符号遵守半球螺度符号法则的活动区的百分比有6%–17%的不同, 但是在第23太阳活动周, 仅有1%的不同。我们所研究的样本中, 22太阳活动周的活动区(60)比23太阳活动周(167)的活动区少, 当样本数少时, 对统计研究造成误差会比较大。这也可能是造成日本和夏威夷数据之间较大差异(4%–22%)的原因。对于同一个仪器日本的太阳耀斑望远镜, 在第23太阳活动周, 当所研究的样本不同时, 螺度符号遵守半球螺度符号法则的活动区的百分比仍然有5%–13%的不同。对于 α_{av} , 除了在1997–2000年期间由日本和夏威夷观测的南半球的活动区有大部分不满足半球螺度符号法则之外, 大部分活动区都满足半球螺度符号法则。对于 h_c , 满足半球螺度符号法则的活动区的百分比在22太阳周比在23太阳周高。一个可能的原因是 h_c 受法拉第效应影响比较严重。由法拉第效应造成的方位角偏差与磁场强度正相关, 因此法拉第效应可以在22太阳周提高半球螺度符号法则的强度, 而在23太阳周可以降低半球螺度符号法则的强度(例如; Gao等, 2008a, 2008b)。满足半球螺度符号法则的活动区的百分比在两个太阳活动周的不同也有可能反映了光球下面的物理机制。

2.3 结论与讨论

在这一章中, 我们比较了由怀柔, 日本和夏威夷观测的横场方位角和计算得到的螺度参数, 得到以下主要结果:

- (1) 由怀柔和日本观测的横场方向基本一致, 但是由日本和夏威夷观测的

表 2.3: 由不同仪器的数据计算的螺度的半球分布的比较

太阳活动周	半球	α_{av}		h_c		活动区总数	数据来源
		负	正	负	正		
60 ARs (1992–1996)	北	16(57%)	...	20(71%)	...	28	SMFT
	南	...	21(66%)	...	25(78%)	32	SMFT
	北	14(50%)	...	15(54%)	...	28	SFT
	南	...	24(75%)	...	23(72%)	32	SFT
167 ARs (1997–2005)	北	53(57%)	...	45(48%)	...	93	SMFT
	南	...	43(58%)	...	37(50%)	74	SMFT
	北	52(56%)	...	44(47%)	...	93	SFT
	南	...	42(57%)	...	36(49%)	74	SFT
55 ARs (1997–2000)	北	17(61%)	...	16(57%)	...	28	SFT
	南	...	12(44%)	...	12(44%)	27	SFT
	北	15(54%)	...	22(79%)	...	28	HSP
	南	...	13(48%)	...	15(56%)	27	HSP

横场方向相差比较大。

(2) 由怀柔和日本观测的数据计算得到的螺度参数相关性很好, 由日本和夏威夷数据计算得到的螺度参数的相关性相对低一些。

(3) 由怀柔, 日本和夏威夷数据计算得到的螺度参数随时间的变化趋势基本一致。

(4) 当所研究的样本中包括的活动区不完全相同时, 满足半球螺度符号法则的活动区的百分比也会有些差异。所以样本的选择对于半球螺度符号法则的强度也会有影响。

(5) 在1997–2005年期间, 由怀柔和日本数据计算得到的 h_c 违反半球螺度符号法则的活动较多。在1997–2000年期间, 由日本和夏威夷数据计算得到 α_{av} 和 h_c 只有在南半球违反半球螺度符号法则的活动区较多。由于这种不一致性, 半球螺度符号法则随太阳活动周的真实变化还需要进一步研究。

不同仪器观测的数据之间除了存在基本的一致性之外, 但不可避免的也会存在一些差异。造成这些差异有各种原因, 不同仪器的观测方法不同, 数据处理和定标的不同都会造成一些差异。磁光效应是造成矢量磁场观测误差的一个明显原因, 它不仅影响螺度参数的符号, 同时也影响数值的大小(例如: Bao等, 2000b; Zhang, 2000; Su和Zhang, 2004a; Hagino和Sakurai, 2004)。一般认为在线翼观测磁场受磁光效应影响小, 例如日本是在Fe 1 6302.5 Å 线的蓝翼0.08 Å 处观测。但是日本观测的磁图在强磁场区仍然受磁光效应的影响。对于夏威夷数据, 在获得磁场过程中, 利用一些简单的辐射转移模型和假设已经做了磁光效应改正。这也许是日本和夏威夷平均横场方位角差比较大的原因。尽管不同仪器观测的矢量磁场和计算得到的螺度参数之间存在差异, 我们仍然能通过不同数据之间的比较得到对矢量磁场观测精度的一个基本估计。

第三章 用矢量磁图和软X射线像研究活动区磁场螺度特性

Pevtsov等人(1997)研究了140个活动区,所研究活动区的日冕环都有明显Sigmoid结构。利用HSP观测的光球矢量磁场计算了光球层次的 α_p 值。利用Yohkoh/SXT观测的单个日冕环计算了日冕层次的 α_c 值,公式为 $\alpha_c=(\pi/L)\sin\gamma$ 。其中 γ 为双极黑子中心与Sigmoid切线的夹角,L为两个足点间的距离。他们发现对于光球层次的 α 主要有一个符号的活动区, α_p 和 α_c 的值有很好的相关性。Zhang(2001)利用一系列的光球矢量磁场和软X射线像分析了活动区NOAA 7321,发现与低层大气活动区中电流螺度相联系的新浮现磁流会导致上层大气中电流螺度密度重新分配,为磁流和螺度是一起浮现的提供了观测证据。Burnette等人(2004)用美国国家天文台Kitt Peak观测的纵向磁图和Yohkoh/SXT观测的软X射线像确定了线性无力场因子 α ,当用线性无力场外推的磁力线与日冕软X射线结构一致时,则 α_c (日冕层次)值确定。用这个方法计算了34个相对简单的有耀斑发生的双极活动区的 α_c 值。用HSP的光球矢量磁图计算了拟合最好的 α_p (光球层次)值,发现 α_c 和 α_p 在统计角度是相等的。这些工作说明光球层次的螺度和日冕层次的螺度具有相关性并且可以比较。

在前一章的工作中我们也发现三个矢量磁像仪观测数据之间还存在一些差异,为了深入研究这些差异产生的原因以及由矢量磁图计算的螺度的可信度,在这一章中,我们比较了由SMFT、SFT和HSP观测的15个活动区的矢量磁图计算得到的螺度值(α_{av})与利用Yohkoh/SXT观测的软X射线像和MDI纵向磁图线性无力场外推得到的螺度值(α_c)。同时对个别活动区还与黑子的 H_α 像的超半影纤维结构比较,为造成不同矢量磁像仪观测数据之间差异的原因的确定提供一个基本的判据。

3.1 数据处理

我们选择了由SMFT、SFT和HSP共同观测的从1997到2000年的15个活动区的矢量磁图,同一活动区由不同观测仪器得到的磁图的时间差都在24小时之内。当活动区偏离日面中心 35° 时,磁场的投影效应比较严重。因此我们只选择经度

* 关于这部分工作的文章已完成

和纬度都在 35° 之内的活动区（大部分活动区都在 30° 之内），并且没有做投影改正。我们用前一章中相同的方法对矢量磁图做了横场 180° 不确定性改正。利用Gao等人（2008）文章中的公式对怀柔的矢量磁场进行Faraday旋转效应改正。为了减少定标系数对螺度值的影响，我们以日本Mitaka观测的磁场作为标准，对怀柔和夏威夷观测的磁场进行标准化。

我们用的软X射线像是用A1.1和AIMg滤光器得到的，空间分辨率是 $4.9''$ 每像素，它的观测时间与对应的矢量磁图的观测时间最接近，然后选择了相应的96分钟一张的MDI纵向磁图。

3.2 螺度参数的计算方法

用光球矢量磁场计算了无力场因子 α_{av} ，代表光球层次的螺度。我们计算 α_{av} 时，只计算横场大于200高斯和纵场大于20高斯的点。

日冕环的螺度： α_c

用Chiu和Hilton（1977）的方法，假定日冕磁场是常 α 无力场，用格林函数的方法解线性无力场方程，以光球表面的纵向磁场做边界条件，做线性无力场外推来确定日冕环的扭曲符号。我们用SOHO/MDI的纵向磁场做边界条件来外推日冕磁力线，不断改变 α 值，当外推的磁力线和SXT观测的日冕环结构拟合得最好时，此时的 α 值就是我们所需要的 α_c 。

3.3 结果

3.3.1 例子（具有S型结构的活跃区NOAA 8232）

对所选择的15个活动区，我们都做了线性无力场外推。在这一节中我们以活动区NOAA 8232为例，介绍一下我们确定 α_c 的方法，图3.1左上图，Yohkoh/SXT观测的1998年6月8日的活动区NOAA 8232的软X射线像和线性无力场外推得到的日冕磁力线。除了‘A’点和‘B’点附近外，线性无力场外推得到的日冕磁力线与软X射线像的结构拟合得很好。这个日冕环的结构有明显的S型，从图像我们可以看出这个活动区的螺度为正。利用线性无力场外推得到 α_c 的值是 $(1.08 \pm 0.08) \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ 。在三个矢量磁图中，横场的旋转方向都是右手螺旋。计算得到的 α_{av} 值分别是 $2.93 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ (SMFT), $1.21 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ (SFT)和 $2.29 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ (HSP)。通过这个例子我们得出：当活动区磁场偏离势

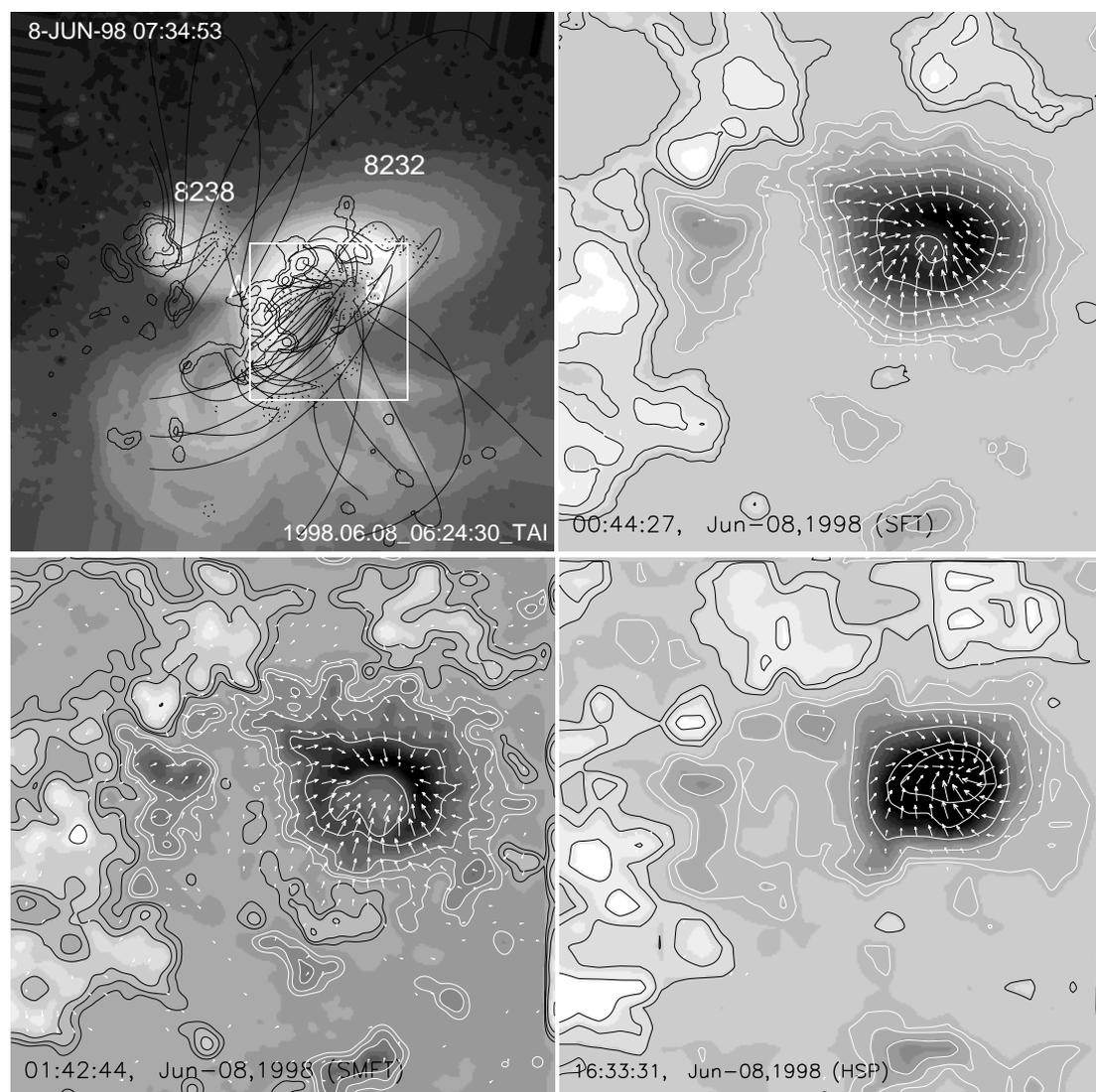


图 3.1: 左上图: 1998年6月8日观测的活动区NOAA 8232的软X射线像和线性无力场外推得到的日冕磁力线, 视场为 $9.56' \times 9.56'$, 实线和虚线分别代表由MDI观测的正和负的纵向磁场。等值线的强度为 $\pm 50, 100, 200, 400, 1000, 1800$ G。右上图: SFT观测的矢量磁图。左下图: SMFT观测的矢量磁图。右下图: HSP观测的矢量磁图。三个矢量磁图中的灰度图是纵向磁场, 黑线和白线分别代表正和负的纵向磁场, 等值线的强度是 $\pm 50, 100, 200, 500, 1000, 1500$ G。箭头代表横场, 矢量磁场的视场为 $2.5' \times 2.5'$, 相当于左上图中的矩形区域。

场较明显时, α_{av} 和 α_c 的计算误差比较小, 并且由不同仪器观测的数据计算得到的螺度值差异较小。

3.3.2 光球和日冕中的 α 值比较

在表3.1中, 我们给出了由不同仪器计算得到的15个活动区的 α 值。第一列给出NOAA活动区号, 第二和第三列分别是活动区的观测日期和位置, 第四到第六列分别给出了由SMFT、SFT和HSP的数据计算的 α_{av} 的值, 最后一列给出了由线性无力场外推得到的 α_c 的值。对于怀柔数据, 除了活动区NOAA 8085, 其它的活动区一天有多张磁图, 我们计算了 α_{av} 的平均值和它的标准方差。改变 α_c 的值, 使外推得到的磁力线与软X射线像拟合有明显改变的最小值作为 α_c 的误差。由SMFT、SFT和HSP的矢量磁图计算得到的 α_{av} 与由线性无力场外推得到的 α_c 符号相同的活动区有六个。

在表3.2中, 我们给出了由不同仪器数据计算的 α 的相关性。第一列给出了不同仪器, 第二和第三列给出了 α 符号相同的活动区个数和对应的百分比, 第四列是所研究的总的活动区数, 第五和第六列分别给出线性相关系数和线性拟合的斜率及其 1σ 误差。在计算 α_{av} 和 α_c 的相关性时, 去掉了活动区NOAA 9017(比较接近势场)。由表3.2, 我们可以得出 α_{av} (光球)和 α_c (日冕)符号相同的活动区所占的百分比分别是78.6%(SMFT)、85.7%(SFT)和50.0%(HSP)。由SMFT和SFT数据计算得出的 α_{av} 相关性, 即滤光器型仪器之间的相关性最好。由SMFT和HSP, SFT和HSP数据计算得出的 α_{av} 相关性, 即滤光器型仪器和斯托克斯参数仪之间的相关性相对低一些。图3.2给出了 α_{av} 和 α_c 以及由不同仪器数据计算得到的 α_{av} 之间的相关关系的散点图。由图3.2a可以看出, 由SFT数据计算得到的 α_{av} 的值大约是 α_c 的一半。HSP和SFT, HSP和SMFT之间的弥散性要大一些(图3.2b和图3.2e)。

3.3.3 由矢量磁图计算的 α_{av} 和 α_{best} 的比较

对SMFT、SFT和HSP观测的矢量磁图, 我们利用线性无力场拟合, 当外推得到的横场与观测的横场拟合最好时, 得到了这个活动区的 α_{best} 。在表3.1中, 括号内为 α_{best} 值, 比较 α_{best} 和 α_{av} , 我们会发现对于大部分活动区两者符号都相同, 但是有些活动区两者符号相反。在表3.1中, 由SMFT观测的活动区NOAA 9087、HSP观测的活动区NOAA 8375和SFT观测的两个活动区NOAA

表 3.1: 由不同仪器数据计算得到的 α 值, 单位: 10^{-8} m^{-1}

NOAA	日期	位置	$\alpha_{\text{av}} (\alpha_{\text{best}})$				α_c
			SMFT	SFT	HSP	SXT	
8100	1997 Nov 03	S19W25	-1.14±0.63 (-0.31)	-0.08 (-0.87)	-7.71 (-6.10)	-0.25±0.17	
8232	1998 Jun 08	S20W04	3.10±0.31 (2.18)	1.21 (2.18)	2.29 (3.66)	1.08±0.08	
8518	1999 Apr 21	S15E15	0.99±0.82 (0.31)	0.41 (-0.11)	3.45 (3.45)	0.5±0.25	
8611	1999 Jul 02	S25W06	-1.34±0.76 (-1.25)	-0.95 (-1.31)	-1.21 (-1.22)	-0.83±0.21	
8739	1999 Oct 28	S11W21	-0.79±0.19 (-0.62)	-0.27 (-0.87)	-1.89 (-2.64)	-0.21±0.21	
9046	2000 Jun 20	N21E06	0.70±0.42 (0.62)	0.09 (0.87)	1.46 (0.86)	0.21±0.21	
8085	1997 Sep 11	S26E14	1.29 (1.25)	0.76 (0.44)	-1.73 (-1.22)	0.63±0.21	
8093	1997 Oct 15	N24W27	0.42±0.56 (0.31)	0.26 (0.05)	-9.91 (-4.06)	0.42±0.21	
8156	1998 Feb 17	S25W22	-0.74±0.41 (-1.25)	-0.34 (-1.52)	1.35 (0.61)	-0.21±0.21	
8375	1998 Nov 04	N18W07	3.28±0.51 (1.87)	1.83 (2.61)	0.14 (-0.41)	-0.33±0.17	
8898	2000 Mar 08	S13W07	-0.20±0.06 (-0.31)	-0.05 (-0.44)	1.56 (2.24)	-0.21±0.21	
9017	2000 Jun 01	S13W24	0.19±0.36 (0.93)	0.46 (0.11)	1.58 (1.98)	0±0.21	
9166	2000 Sep 18	S14E23	1.04±0.82 (2.18)	0.63 (0.03)	-2.39 (-0.82)	0.63±0.21	
9087	2000 Jul 18	S12E14	-0.24±1.27 (1.25)	-0.56 (-1.52)	0.41 (2.03)	0.67±0.17	
9125	2000 Aug 16	N25W11	-1.04±1.11 (-1.25)	0.22 (-0.05)	-1.36 (-2.85)	0.33±0.17	

表 3.2: 由不同仪器计算的 α 的相关性

数据来源	α 符号相同的活动区		活动区总数	相关系数	线性拟合斜率
	数量	百分比			
SXT and SMFT	11 (12)	78.6% (85.7%)	14	0.48 (0.64)	1.36±0.72 (0.71±0.13)
SXT and SFT	12 (10)	85.7% (71.4%)	14	0.41 (0.34)	0.56±0.36 (0.75±0.11)
SXT and HSP	7 (8)	50.0% (57.1%)	14	0.12 (0.36)	0.92±2.03 (0.86±0.49)
SMFT and SFT	14 (13)	93.3% (86.7%)	15	0.89 (0.67)	0.44±0.06 (0.67±0.21)
SMFT and HSP	9 (9)	60.0% (60.0%)	15	0.28 (0.37)	0.67±0.69 (0.86±0.6)
HSP and SFT	8 (7)	53.3% (46.7%)	15	0.13 (0.23)	0.02±0.06(0.1±0.12)

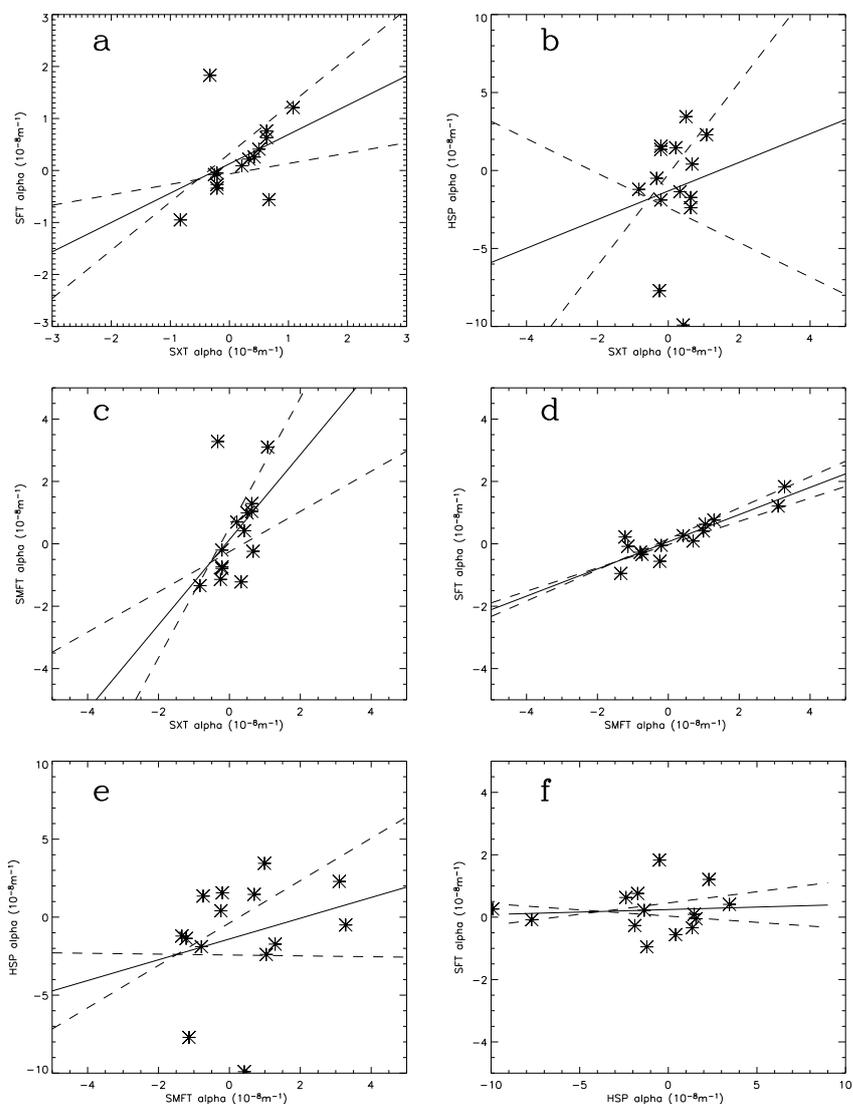


图 3.2: α_{av} 和 α_c 相关性或者由不同仪器的矢量磁场计算得到的 α_{av} 的相关性: (a) SXT 和 SFT, (b) SXT 和 HSP, (c) SXT 和 SMFT, (d) SMFT 和 SFT, (e) SMFT 和 HSP, (f) HSP 和 SFT. 实线是对数据的线性最小二乘法拟合, 虚线代表 1σ 拟合误差。

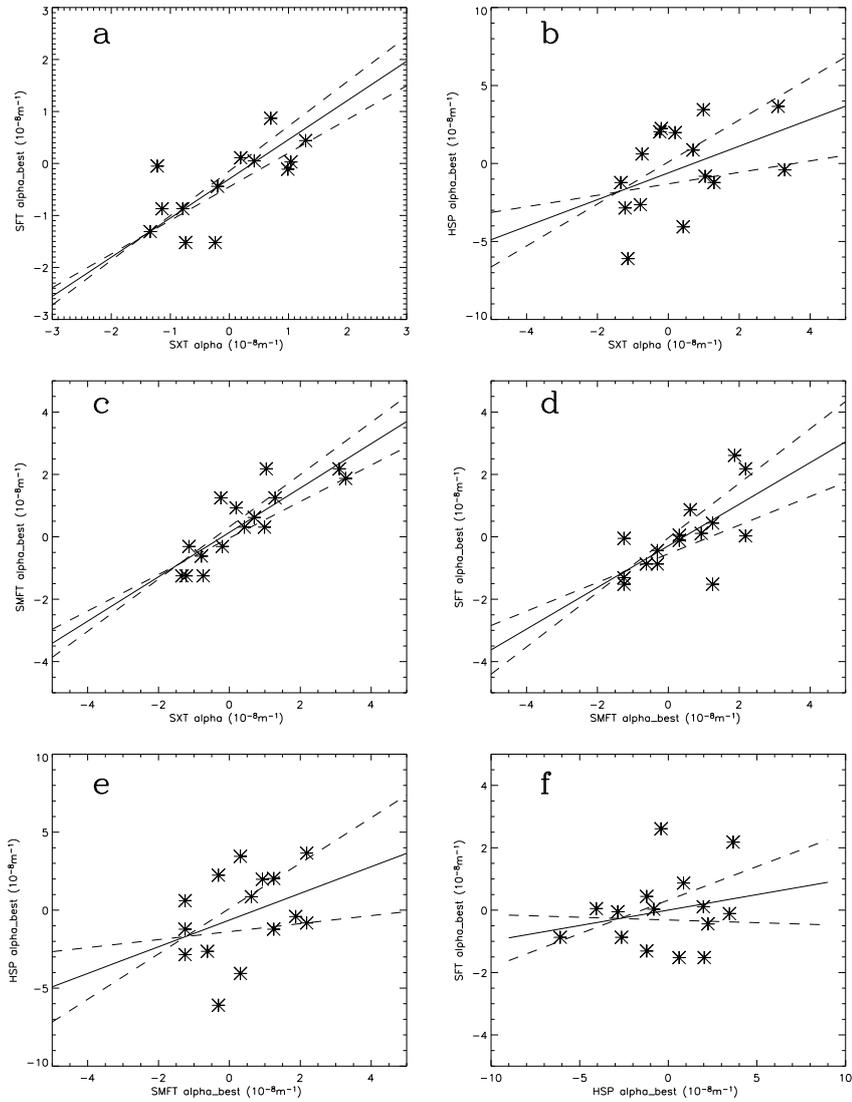


图 3.3: α_{best} 和 α_c 相关性或者由不同仪器的矢量磁场计算得到的 α_{best} 的相关性: (a) SXT和SFT, (b) SXT和HSP, (c) SXT和SMFT, (d) SMFT和SFT, (e) SMFT和HSP, (f) HSP和SFT. 实线是对数据的线性最小二乘法拟合, 虚线代表 1σ 拟合误差.

8518和NOAA 9125的 α_{av} 和 α_{best} 的符号相反。这几个活动区的 α_{av} 的值相对比较小。当 α_{av} 的值比较大时， α_{av} 和 α_{best} 的符号相同。当 α_{av} 比较小时，活动区的螺度的不确定性增加， α_{av} 和 α_{best} 的符号有可能相反。当考虑 α_{best} 时，对应的相关性列在表3.2中的括号内。我们发现 α_{best} 与 α_c 相关性最好的是怀柔数据，由SMFT和SFT数据计算得到的 α_{best} 的相关性最好。图3.3a-c是 α_{best} 和 α_c 之间相关性的散点图。图3.3d-f是由SMFT、SFT和HSP数据计算得到的 α_{best} 相关性的散点图。我们可以看出图3.3中的弥散性比图3.2中的小。

3.3.4 螺度符号不相同的活动区

由表3.1得到，由HSP数据计算的 α_{av} 与由其它仪器观测的数据计算得到的 α 符号都不相同的活动区有五个，而对于SMFT和SFT的数据来说，没有这样的情况。下面我们将详细分析这五个活动区。

活动区NOAA 8085

活动区NOAA 8085的叠加在软X射线像上的线性无力场外推得到的磁力线以及由SMFT、SFT和HSP观测的矢量磁图在图3.4中给出。外推的磁力线与软X射线结构拟合的很好。由这个方法计算的 α_c 的值是 $(0.63 \pm 0.21) \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ 。从矢量磁图中，我们可以发现由SMFT和SFT观测的横场有明显的右手螺旋，但是由HSP观测的横场有很强的左手螺旋。我们可能认为这一差异是由这个活动区的时间演化造成的，因为HSP磁图的观测时间比SMFT和SFT的晚12个小时。SFT和HSP都有这天的前一天的数据，但SFT没有。我们计算了这三天（9月9-11日）的 α_{av} 值并将结果列在表3.3中。对于HSP数据，9日和11日的 α_{av} 的符号都是负号。对于SFT数据，10日和11日的 α_{av} 都是正号。对于怀柔数据，11号前后都没有数据，所以只算了11日的 α_{av} 值，符号为正号。这就表明由HSP的数据计算的螺度符号与由其它仪器观测的数据得到的不同不是由时间演化造成的。我们也找到了大熊湖太阳观测站（BBSO）11日观测 H_α 像，我们发现这个活动区的超半影纤维是顺时针旋转的。我们用3.3节中的方法进行线性无力场外推，当外推得到的磁力线与 H_α 像的结构拟合最好时（图3.5左图） α 是 $1.27 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ ，符号与由SMFT、SFT和SXT的数据计算得到的螺度符号相同。图3.5右图是外推得到的矢量磁图，当横场的方向与 H_α 像结构拟合很好时 α 是 $1.24 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ 。因此，我们得出这个活动区的螺度是正的。

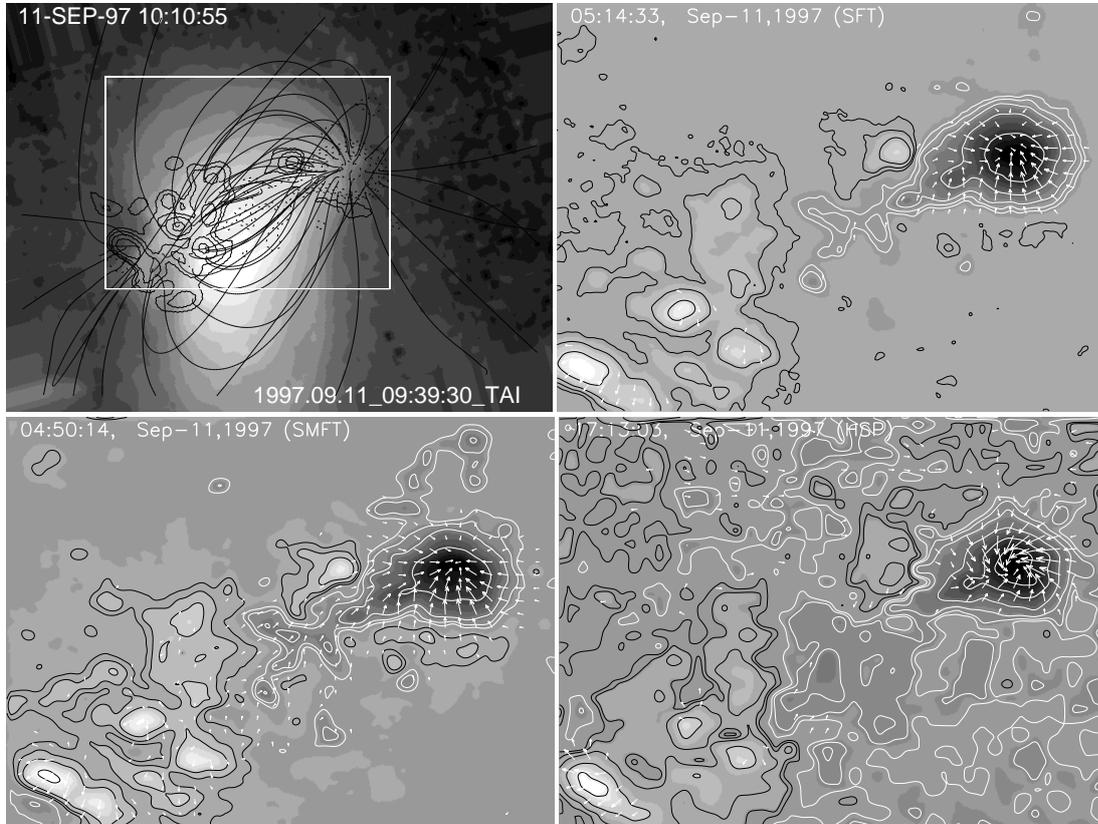


图 3.4: 左上图: 1997年9月11日观测的活动区NOAA 8085的软X射线像和线性无力场外推得到的日冕磁力线, 视场为 $7.63' \times 5.75'$ 。等高线和箭头的意义与图3.1相同。矢量磁图的视场为 $4' \times 3'$ 。

表 3.3: 活动区NOAA 8085的 α_{av} 值。单位: 10^{-8} m^{-1}

Date	Time	SFT	SMFT	HSP
Sep 9	16:44			-1.48
Sep 10	03:03	0.68		
Sep 11	04:50		1.29	
Sep 11	05:14	0.76		
Sep 11	17:13			-1.73

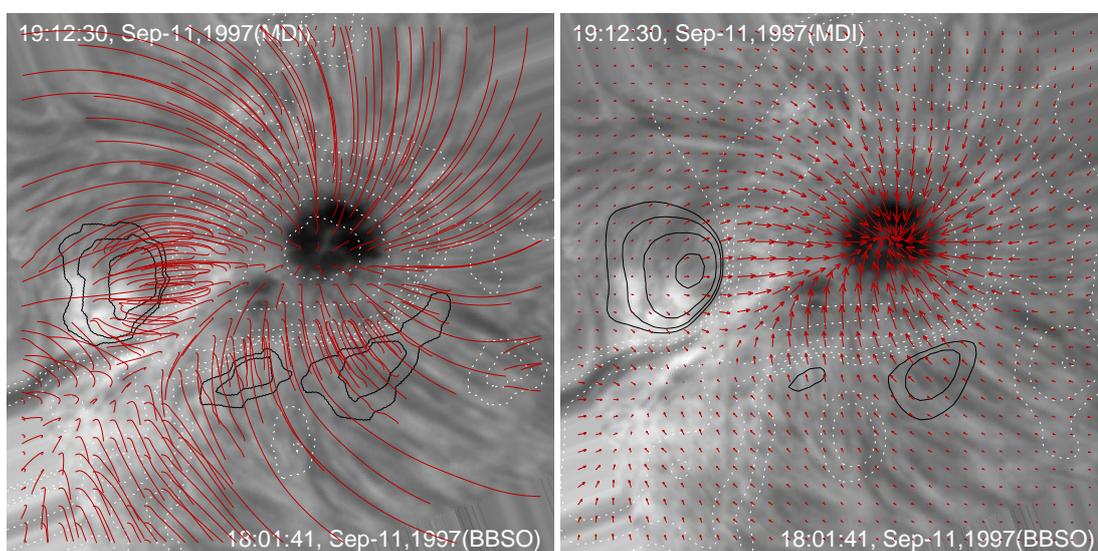


图 3.5: 左图: 1997年9月11日由BBSO观测的活动区NOAA 8085的 H_{α} 像和外推得到的磁力线, 视场为 $2.5' \times 2.5'$ 。实线和虚线分别代表由MDI观测的正和负的纵向磁场, 等值线的强度为 $\pm 5, 10, 20, 40, 100, 180$ G, $\alpha = 1.27 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 。右图: 箭头代表在光球以上2000公里左右处由线性无力场外推得到的横场, 实线和虚线分别代表线性无力场外推得到的正和负的纵场, 等值线的强度是 $\pm 5, 10, 20, 40, 100, 180$ G, $\alpha = 1.24 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 。

活动区NOAA 8093

活动区NOAA 8093的叠加在软X射线像上的线性无力场外推得到的磁力线以及由SMFT、SFT和HSP观测的矢量磁图在图3.6中给出。当外推的磁力线与软X射线像结构拟合最好时的 α_c 值为 $(0.42 \pm 0.21) \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 。 α_{av} 的值分别是 $1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (SMFT)、 $0.26 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (SFT) 和 $-9.91 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (HSP)。由HSP数据计算得到的 α_{av} 的值比较大的一个可能原因是这个活动区相对比较小, 对于HSP观测的磁图来说可用的点比较少, 这样可能在计算 α_{av} 时造成比较大的误差。从矢量磁图中我们可以看到, 由SMFT和SFT观测的磁场比较接近势场, 但是由HSP观测的横场有很强的左手螺旋。从图3.7中的 H_{α} 图像可以看出这个活动区黑子的半影的旋转不是很明显。图3.7左图和右图的矢量磁场分别是当 $\alpha = -1.22 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 和 $1.22 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 时线性无力场外推得到的。比较这两张图我们会发现当 α 为正时, 外推的横场与 H_{α} 图像的结构拟合的比较好。

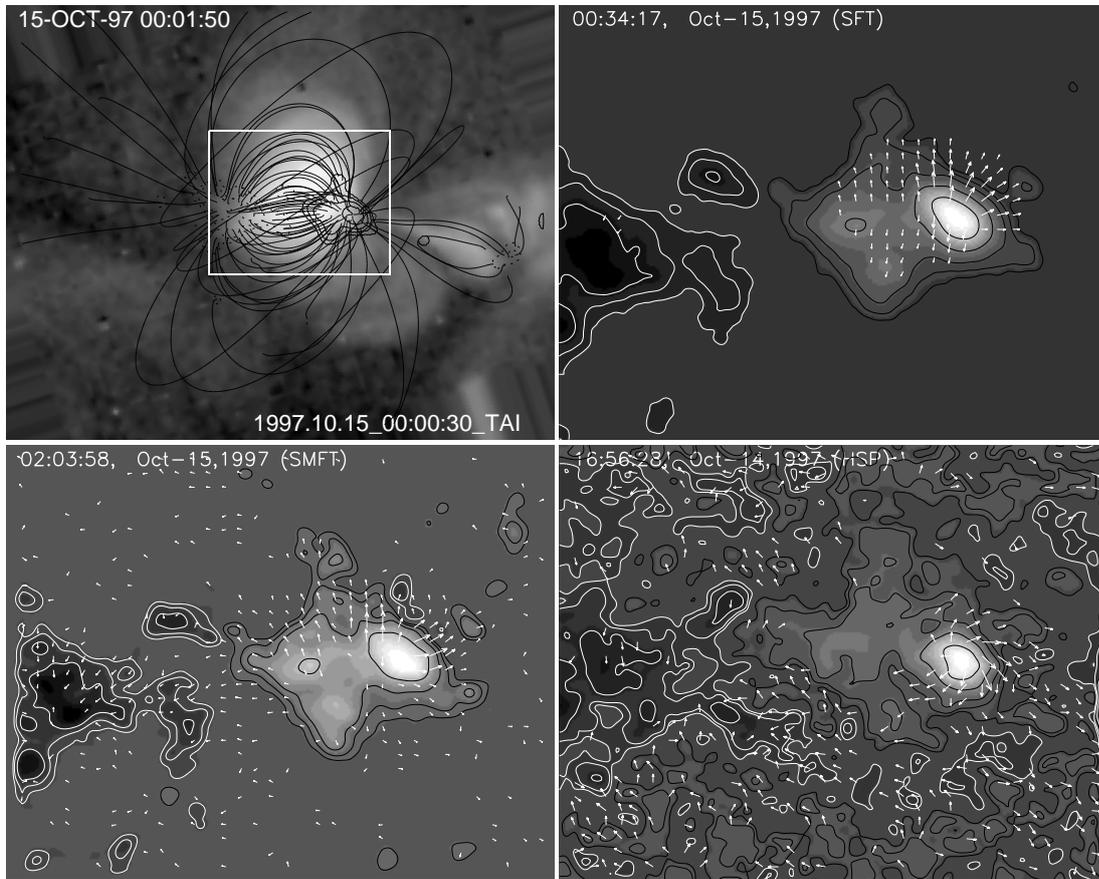


图 3.6: 左上图: 1997年10月15日观测的活动区NOAA 8093的软X射线像和线性无力场外推得到的日冕磁力线, 视场为 $7.63' \times 6.13'$ 。等高线和箭头的意义与图3.1相同。矢量磁图的视场为 $2.5' \times 2'$ 。

活动区NOAA 8156

从图3.8我们可以看到日冕磁场比较接近势场, 当外推的磁力线与软X射线像结构拟合最好时 α_c 的值为 $(-0.21 \pm 0.21) \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 。由矢量磁图可以看出, SMFT和SFT观测的横场没有明显的旋转, 但是HSP观测的横场有明显的右手螺旋。 α_{av} 的值分别是 $-0.3 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (SMFT)、 $-0.34 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (SFT)和 $1.35 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (HSP)。BBSO在17日没有观测, 因此我们选择了16日和18日的 H_α 像和相应的MDI全日面纵向磁图来做线性无力场外推。外推得到的矢量磁场在图3.9中给出, 从16日到18日磁场有很大的演化, 当外推的横场与 H_α 像的结

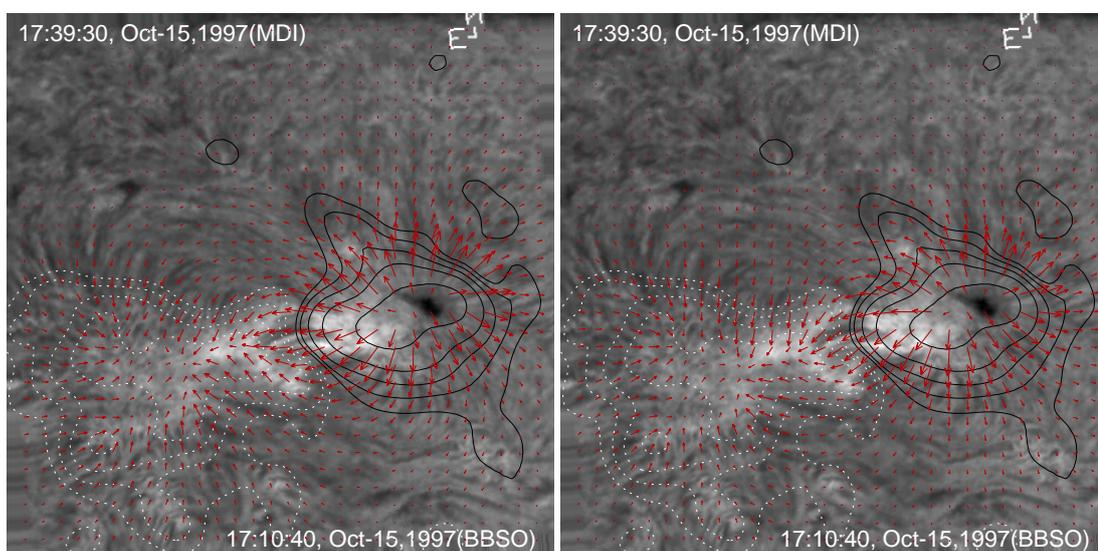


图 3.7: 1997年10月15日由BBSO观测的活动区NOAA 8093的 H_{α} 像和外推得到的在光球以上2000公里左右处的矢量磁场。箭头和等高线的意义与图3.5一样。 $\alpha = -1.22 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (左图)和 $\alpha = 1.22 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (右图)。视场为 $3.3' \times 3.3'$

构拟合比较好时 $\alpha = -1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 。

活动区NOAA 8898

图3.10给出了活动区NOAA 8898的叠加在软X射线像上的线性无力场外推得到的日冕磁力线和矢量磁图。当外推的磁力线与软X射线像结构拟合最好时的 α_c 为 $(-0.21 \pm 0.21) \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 。 α_{av} 的值分别是 $-0.16 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (SMFT)、 $-0.05 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (SFT)和 $1.56 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (HSP)。由SMFT和SFT数据计算得到的 α_{av} 值比较小。从矢量磁图中也可以看出由这两个仪器观测的横场的旋转也很弱,但是由HSP观测的横场的旋转很强。由图3.11中的 H_{α} 的图像可以看出超半影的旋转不是很清楚。图3.11左图和右图的矢量磁场分别是 $\alpha = -1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 和 $\alpha = 1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 时线性无力场外推得到的。虽然很难辨别那个 α 值得到的外推结果比较好,但是可以为不同仪器的观测误差做一个估计。

活动区NOAA 9166

从图3.12中的日冕磁场和SMFT和SFT观测的矢量磁场,我们会发现NOAA 9166的磁场有一个弱的右手螺旋。当外推的磁力线与软X射线结构拟合最好

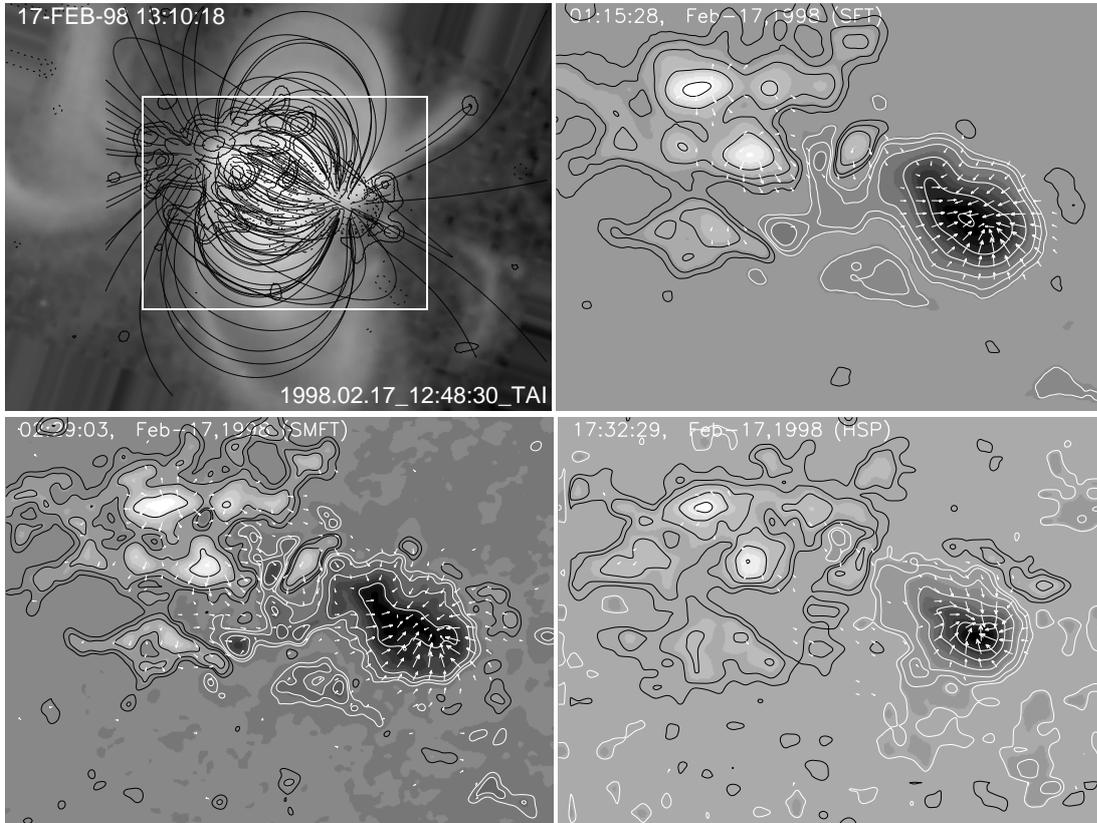


图 3.8: 左上图: 1998年2月17日观测的活动区NOAA 8156的软X射线像和线性无力场外推得到的日冕磁力线, 视场为 $7.63' \times 5.75'$ 。等高线和箭头的意义与图3.1相同。矢量磁图的视场为 $4' \times 3'$ 。

时的 α_c 值为 $(0.63 \pm 0.21) \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 。 α_{av} 的值分别是 $1.04 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (SMFT) 和 $0.63 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (SFT)。HSP观测的横场是左手螺旋, α_{av} 的值为 $-2.39 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 。图3.13左图和右图分别是当 α 为 $-1.59 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 和 $1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ 外推得到的矢量磁场。从 H_α 图像可以看出这个活动区的谱斑非常强, 很难确定哪一个 α 值更适合这个活动区。

3.4 讨论与小结

在这一章中, 我们比较了由SMFT、SFT、HSP和SXT数据计算得到的螺度参数。不同数据之间具有基本的一致性, 但是, 我们也发现了数据之间存在明显的差异。

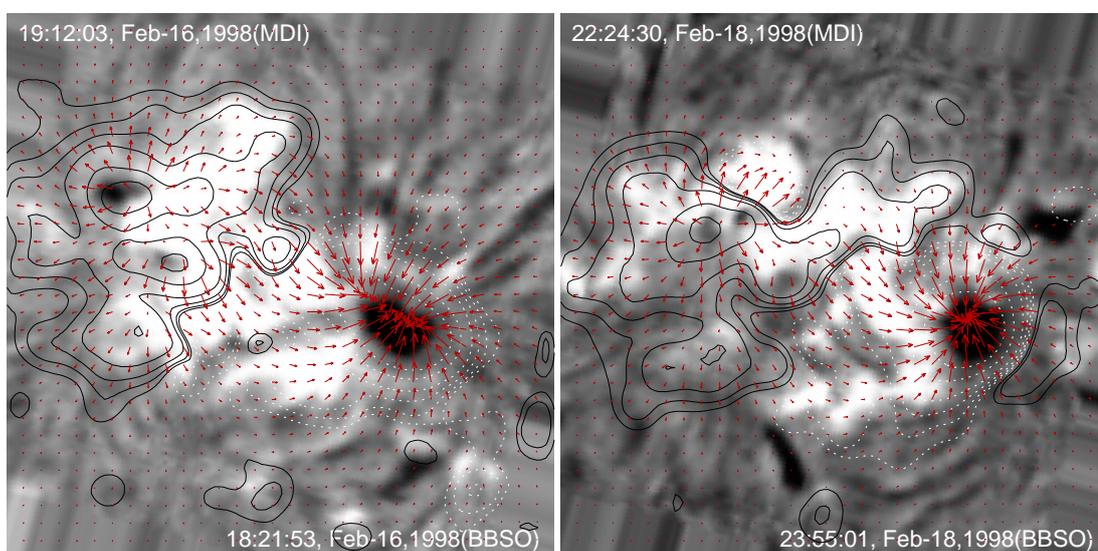


图 3.9: BBSO观测的活动区NOAA 8156的 H_α 和外推得到的在光球以上2000公里左右处的矢量磁场。箭头和等高线的意义与图3.5一样。2月16日: $\alpha = -1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (左图), 2月18日: $\alpha = -1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (右图), 视场为 $3.81' \times 3.81'$ 。

主要结果总结如下:

(1) 有12个活动区的 α 由三个或四个仪器数据计算得到的符号都相同。这些活动区的 α 的符号基本是可信的, 占我们所研究样本的80%。

(2) α_{av} 和 α_c 符号相关性最好的是SFT数据。SFT观测的磁场数据与SMFT相比具有较低的分辨率, 这可能是由于SFT的孔径比较小和Mitaka的视宁度比怀柔的低的原因。对光球磁场数据进行平滑好像可以使 α_{av} 与 α_c 的相关性较好。

(3) 由SMFT和SFT数据计算得到 α_{av} 的相关性最好, 这两个仪器都是滤光器型磁像仪, 尽管它们观测的特征谱线和观测的波长位置不同。

(4) 在我们所研究的15个活动区中, 由HSP观测的5个活动区的 α_{av} 的符号与由其它仪器观测的数据计算得到的符号不相同。光谱型磁像仪HSP和滤光器型磁像仪SMFT和SFT之间的差异可能是由于HSP数据已经改正过磁光效应但是SFT数据没有。我们对SMFT数据进行了磁光效应改正, 改正前后 α_{av} 的符号并没有变, 只是值的大小有些变化。如果是由磁光效应造成这样的差异, 但是为什么由HSP数据计算得到的 α_{av} 的符号与由SXT数据得出的日冕的 α_c 的符号也不相同。在3.3.4中, 我们利用BBSO观测的 H_α 图像来对这五个活动区的 α 符号进行检验。但是这个方法也存在一定的问题, 有的时候 H_α 像的结构并不是清

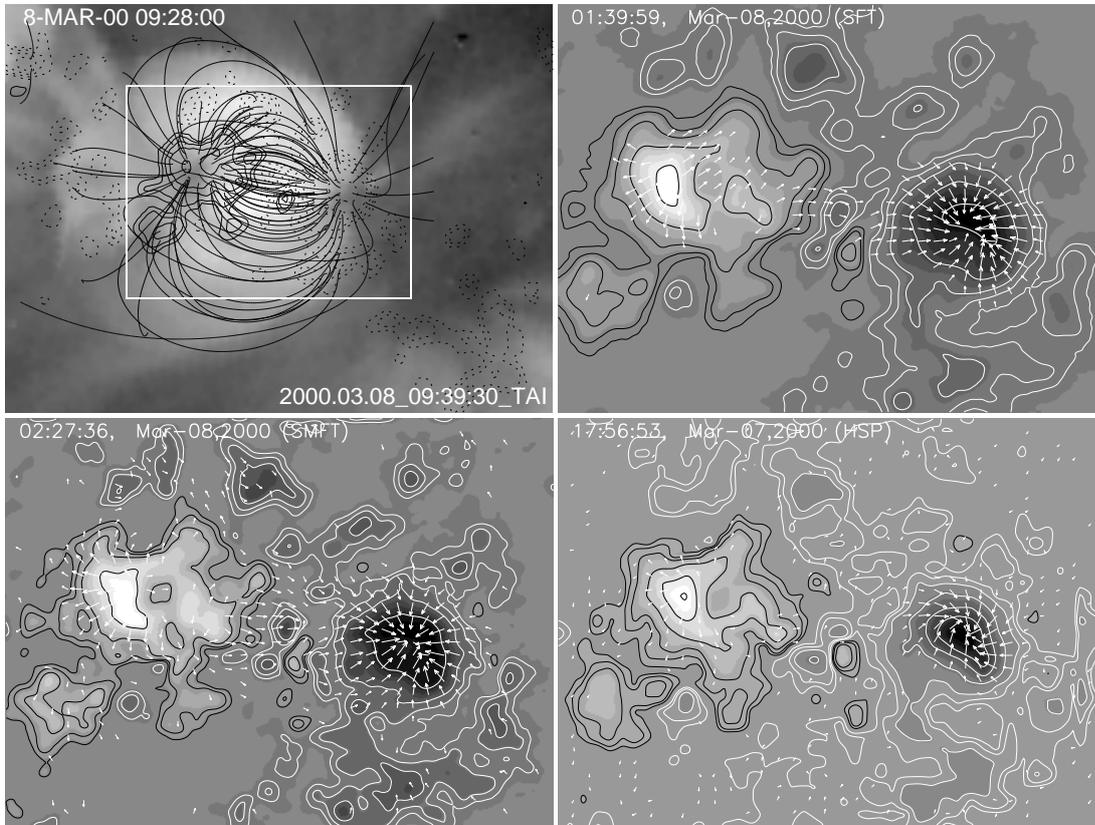


图 3.10: 左上图: 2000年3月8日观测的活动区NOAA 8898的软X射线像和线性无力场外推得到的日冕磁力线, 视场为 $7.63' \times 5.75'$ 。等高线和箭头的意义与图3.1相同。矢量磁图的视场为 $4' \times 3'$ 。

晰到可以估计出 α 符号。另一个问题是当磁场比较接近势场时很难判断 α 的符号。如果我们去除这五个活动区, 由SMFT和HSP计算得到的 α_{av} 符号相同的活动区的百分比增加到90%, SFT和HSP数据之间增加到80%。由HSP数据计算得到的 α_{av} 和由SXT数据得到的 α_c 符号相同的活动区的百分比增加到77.8%。

(6) 尽管由三个矢量磁像仪观测的数据计算得到的 α_{av} 的符号基本相关的, 但是线性拟合的斜率并不等于1。造成这一差异的原因可能是由于空间分辨率和磁场观测定标的不同。我们已经以SFT的磁场强度作为标准, 将SMFT和HSP的磁场进行标准化, 这样可以减少由定标系数不同造成的 α_{av} 值的差异, 但是这个方法也不能将定标不同对 α_{av} 的影响完全消除。

下面我们将详细讨论造成这些差异的可能原因。

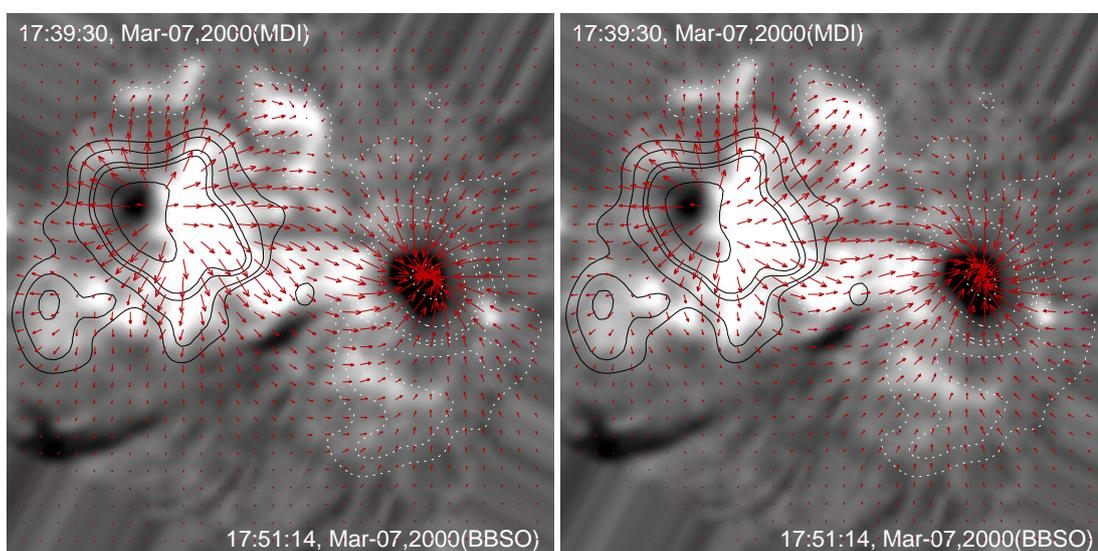


图 3.11: 2000年3月7日由BBSO观测的活动区NOAA 8898的 H_{α} 和外推得到的在光球以上2000公里左右处的矢量磁场。箭头和等高线的意义与图3.5一样。 $\alpha = -1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (左图), $\alpha = 1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (右图), 视场为 $3.81' \times 3.81'$ 。

(1) 时间差异

观测时间的差异有可能造成磁场的真实演化 (Zhang等, 2003)。在我们的样本中, HSP观测的磁图比SMFT和SFT观测的磁图晚10–14个小时, 有时 α_{av} 的符号在这段时间里由于磁场的演化可能会改变。为了确定这个可能性, 我们分析了一个仪器在一段时间内观测的多张磁图, 发现我们所研究的样本在10–14个小时内 α_{av} 的符号不会发生变化。Pevtsov等人 (2006) 分析了时间差为2–9小时和9–22小时的磁图, 他们发现对于由SMFT和SFT数据计算得到的 α 的相关性没有影响。因此, 观测时间的差异不是造成不同数据之间差异的主要原因。

(2) 磁光效应 (法拉第旋转)

磁光效应会对真实的横场方向带入偏振面的旋转, 因此它是矢量磁像仪用磁敏线观测磁场的显著问题 (Landolfi和Landi Degl'Innocenti, 1982)。West和Hagyard (1983) 指出在磁敏线 ($\text{Fe I } 5250.22 \text{ \AA}$) 线心附近观测方位角受磁光效应影响比在线翼观测要严重。SMFT是在 $\text{Fe I } 5324.19 \text{ \AA}$ 的线心观测横场。Bao等人 (2000b) 估计得出SMFT观测的横场方位角由法拉第旋转造成的误差为 12° 。Zhang (2000) 发现由SMFT观测的横场方位角统计平均误差

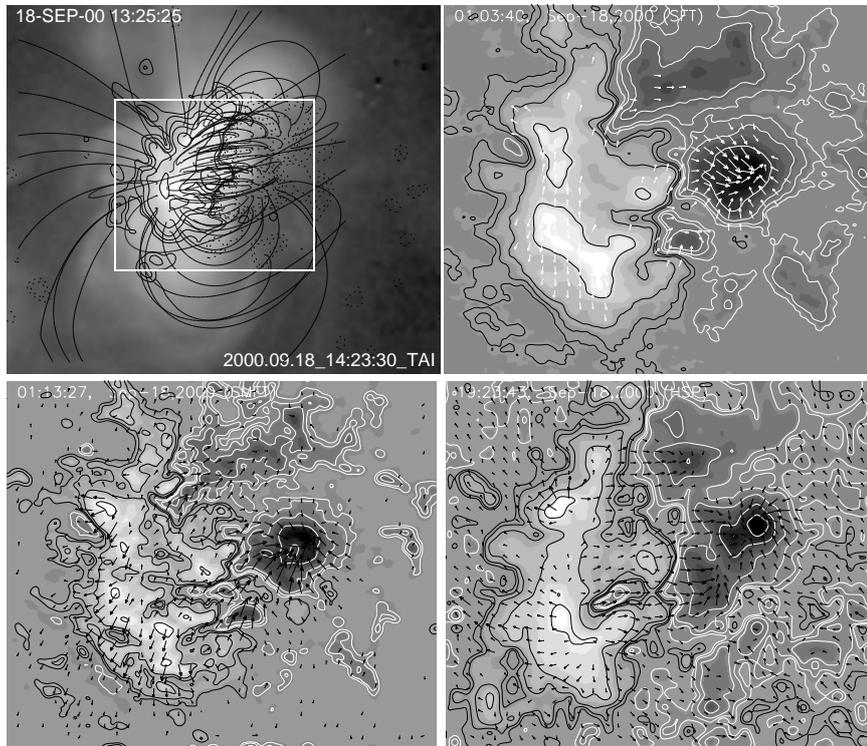


图 3.12: 左上图: 2000年9月18日观测的活动区NOAA 9166的软X射线像和线性无力场外推得到的日冕磁力线, 视场为 $7.63' \times 6.54'$ 。等高线和箭头的意义与图3.1相同。矢量磁图的视场为 $3.5' \times 3'$ 。

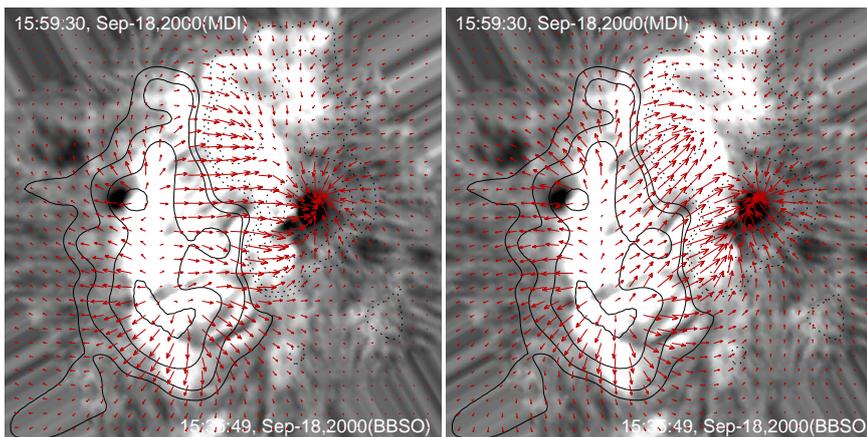


图 3.13: 2000年9月18日由BBSO观测的活动区NOAA 9166的 H_{α} 像和外推得到的在光球以上2000公里左右处的矢量磁场。箭头和等高线的意义与图3.5一样。 $\alpha = -1.59 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (左图), $\alpha = 1.06 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$ (右图)。视场为 $3.81' \times 3.81'$ 。

为 12.8° 。Su和Zhang (2004b) 比较了SMFT磁图中最大的法例第旋转和由马歇尔飞行中心 (MSFC) 矢量磁像仪得到的磁图中的比较。他们发现在Fe I 5324.19 Å的线心观测的方位角旋转受法拉第旋转影响比在谱线Fe I 5250.22 Å线心处轻。SFT在谱线Fe I 6302.5 Å 的蓝翼观测磁场,但是在纵向磁场超过500高斯时仍然存在磁光效应 (Hagino和Sakurai, 2004)。对于HSP的磁图,在数据处理过程中已经考虑到磁光效应,但是只是在简单的辐射转移模型下 (Skumanich和Lites, 1987)。磁光效应对螺度参数的具体影响还需要进一步研究,但是目前我们不认为磁光效应是造成不同数据之间差异的主要原因。

(3) 空间分辨率、观测误差和数据处理

Pevtsov等人 (2006) 指出HSP磁图的低分辨率会导致由HSP和SMFT观测小活动区磁图计算的 α 值的相关性降低。对于小活动区或者弱场区, HSP磁图中可用的点太少,这样会导致 α 值统计正确度降低。这有可能是造成活动区NOAA 8093 (相对较小的活动区) 的 α 与其它仪器 (SMFT、SFT和SXT) 不相同的原因之一。数据的观测和处理方法不同也会造成不同仪器数据之间的差异。前面提到的由HSP观测的五个活动区的 α 符号与由其它仪器的数据计算得到的不一样有可能是由于这个原因。我们对SMFT、SFT和HSP的数据计算了 α_{best} 。对于我们所研究的样本,除了3.3.3中提到的几个活动区之外,其它活动区的 α_{av} 和 α_{best} 的符号都相同。当磁场比较接近势场时, α 的值受数据处理和计算方法影响很严重,有可能改变符号。

(4) 光球螺度、日冕螺度与 H_α 结构之间的关系

我们是通过线性无力场外推得到的日冕环的缠绕,线性无力场外推是一个近似的方法。如果日冕或者色球的磁场为无力场但是 α 值在一个空间中变化 (非线性无力场),线性无力场外推方法可能会失效。这种情况会导致不能用计算得到的磁力线成功的拟合日冕结构。这可能是 α_{av} 和 α_c 的相关性相对低 (与不同矢量磁像仪之间的相关性比较) 的原因。

α_{av} 代表的是光球活动区磁场的螺度。用线性无力场外推得到的 α_c 代表的是日冕磁场的缠绕情况。由于光球磁场有可能不是无力场, α_{av} 和 α_c 之间的实际关系,他们是否应该相等,不是一个简单的问题,并且需要更深入的研究 (例如: Zhang, 2001)。尽管如此,通过外推磁场与日冕和色球结构相比为研究太

阳大气中磁场的缠绕和对不同磁像仪之间的观测误差估计提供了一个重要的判据。

第四章 简单太阳发电机模型中的磁螺度和电流螺度

现在普遍认为太阳活动周的物理机制是磁流体动力学发电机。目前一种能够确定磁场对 α 效应贡献的途径就是利用观测的活动区电流螺度。本章的主要目的是研究由简单发电机模型预言的磁螺度和电流螺度的演化。并且确定当与观测得到的电流螺度比较时这些预言在多大程度上是成功的。

4.1 由Parker发电机模型计算得到的螺度

首先遇到的一个问题是Parker的最初的发电机体制中并没有电流螺度这一项。我们将Kleeorin等人(2003)使用的参量与Parker体制中相应的参量联系起来。Parker发电机模型可以用环向场 B 和环向场的磁矢势 A 来描述。这些量的方程可以通过将平均场的电子动力学方程对对流区与径向垂直部分平均得到。因此这两个量都是纬度 θ 和时间 t 的函数。在给定纬度 θ 附近的发电机波行为的最简单的Parker方程为：

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = D \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2} \quad (4.2)$$

D 是无量纲的发电机数，它与 α 和角速度的径向梯度成比例。纬度从赤道开始算起，时间和长度都是无量纲的，时间 t 以扩散时间为单位。为了比较这个简单模型和接下来要讨论的复杂模型之间的关系，在以上的方程中保留了 α 系数，尽管在标准化后为1。方程(4.1)、(4.2)的解的形式可以写成：

$$(A, B) = (\mu, \nu) \exp(\gamma t + ik\theta) \quad (4.3)$$

将方程4.3代入方程4.1和4.2我们可以得：

* 这部分工作已发表在 *Astron. Repoert.*, 2009, 53, 160.

$$\gamma\mu = \alpha\nu - \mu k^2 \quad (4.4)$$

$$\gamma\nu = Dik\mu - k^2\nu \quad (4.5)$$

由方程4.4和4.5可以得到:

$$\gamma = -k^2 \pm \sqrt{iDk\alpha} \quad (4.6)$$

只考虑赤道向的波时, 有 $D < 0$, 即,

$$\gamma = -k^2 \pm (|D|k\alpha)^{1/2} \frac{-1+i}{\sqrt{2}} \quad (4.7)$$

当 γ 的实部大于0时有增长的发电机波, 所以:

$$\gamma = -k^2 + (|D|k\alpha)^{1/2} \frac{1-i}{\sqrt{2}} \quad (4.8)$$

当 γ 的实部最大时, 即

$$\frac{d\gamma}{dk} = -2k + \frac{1}{2^{3/2}}(|D|\alpha)^{1/2}k^{-\frac{1}{2}} = 0 \quad (4.9)$$

由此我们得到 k 和 $\gamma + k^2$ 分别为:

$$k = \frac{(|D|\alpha)^{1/3}}{2^{5/3}} \quad (4.10)$$

$$\gamma + k^2 = \frac{(1-i)}{2^{4/3}}(|D|\alpha)^{2/3} \quad (4.11)$$

将 γ 和 k 代入方程4.4并令 $\nu = 1$, 得:

$$\mu = \frac{\alpha^{1/3}2^{4/3}}{(|D|)^{2/3}(1-i)} \quad (4.12)$$

这样我们就得到了方程4.1和4.2的解的具体形式。

磁螺度是与 α 效应相关的一个量, 总的磁螺度是守恒的。在这个模型中, 大尺度量只包括平均场 \mathbf{B} 和矢势 \mathbf{A} , 由它们推得的磁螺度密度 \mathbf{AB} 是不守恒的。这个不守恒量必须通过小尺度螺度密度 \mathbf{ab} 来平衡。一搬认为小尺度量 \mathbf{a} 和 \mathbf{b} 的局部分布是均匀各向同性的。因此, 小尺度磁螺度密度 \mathbf{ab} 与电流螺度密度 \mathbf{bj} 是成比

例的, 在这里 \mathbf{j} 是电流。电流螺度密度的纵向分量是可以通过观测得到。由于磁螺度和电流螺度可以近似看成是互相成比例关系的, 并且我们只对它们在太阳周期间的定性行为感兴趣, 因此我们就可以比较由Parker发电机模型计算出的磁螺度 \mathbf{AB} 和观测得到的电流螺度 \mathbf{bj} 。由上面得到的发电机解可以计算出螺度为:

$$AB = \frac{2^{5/6}}{(|D|)^{2/3}} \exp(2\gamma t + 2ik\theta + \frac{i\pi}{4}) \quad (4.13)$$

这个方程说明磁螺度和环向场 B 的位相差为 $\pi/4$ 。如果太阳活动周的时间为11年, 这个位相差相当于2.75年, 即螺度产生于环向场之后。

比较感兴趣的是由环向场和极向场之间的位相差决定的这个位相差。即使Parker (1995) 也意识到这个模型不能成功的预言这个位相差, 并且这是有关太阳发电机众多问题中的一个。然而, 环向场和极向场之间的位相差不能很容易的从观测中得到, 因为在太阳表面找到一个直接代表极向场的好的追踪物不是很容易。如果我们将太阳表面的大尺度磁场作为这个追踪物, 我们会发现 (Obridko, 2006) 得到的纬度-时间图 (我们将称其为蝴蝶图, 与太阳黑子的蝴蝶图类似) 与发电机波在纬度上的传播只有很小的部分一样。另外, 环向场不是直接渗透到太阳表面的, 而是通过太阳黑子过程的形式传输到太阳表面的。很难估算出时间滞后的数值。对于电流螺度, 两个追踪物 (环向场的和螺度的) 能够在同一物体中 (活动区) 确定, 因此估算追踪物传输到太阳表面的时间滞后是没有问题的。只在Parker的简单发电机模型中环向场和极向场的位相差才与螺度和环向场的位相差相等。

4.2 由Parker非线性发电机模型计算得到的螺度

我们在方程4.1中引入代数退火项, 即用 $\alpha(1 - B^2)$ 代替 α 。发电机方程变为:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha(1 - \overline{B^2})B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2}, \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = D \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}.$$

在这种情况下, 方程4.14和4.15的解可以是实数形式,

$$\begin{cases} A = a_1 \cos(\omega t + k\theta) + a_2 \sin(\omega t + k\theta) \\ B = b_1 \sin(\omega t + k\theta) \end{cases} \quad (4.15)$$

k 和 ω 是波数和频率。将它们带入方程组4.14得到:

$$\begin{cases} \omega a_1 = -k^2 a_2 \\ -\omega a_2 = \alpha(1 - \frac{b_1^2}{2})b_1 - k^2 a_1 \\ \omega b_1 = Dk a_1 \\ D a_2 + k b_1 = 0 \end{cases} \quad (4.16)$$

由方程组4.16可以得到如下关系式:

$$\begin{cases} k^2 = \omega \\ a_2 = -\omega/k^2 a_1 \\ b_1 = Dk a_1/\omega \\ a_1^2 = 2k^2(D\alpha - 2k^3)/D^3\alpha \end{cases} \quad (4.17)$$

根据上面的关系式并结合Sokoloff (1995) 年的结果得到螺度为:

$$AB = \frac{k^2(1 - 2k^3)}{D^2}(1 - \sqrt{2} \sin(2\omega t + 2k\theta + \pi/4)) \quad (4.18)$$

我们发现螺度和环向场之间的位相差仍然为 $\pi/4$ 。

考虑到垂直于对流区的扩散, 在方程组4.14中加入衰减项 $-\sigma^2 A$ 和 $-\sigma^2 B$ 。 σ 是对流区的深度和半径的比, 对于太阳 $\sigma = 1/3$ 。发电机方程组变为:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha(1 - \overline{B^2})B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - \sigma^2 A, \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = D \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2} - \sigma^2 B.$$

这个方程组与方程组4.14具有相似的实数解的形式, 推倒过程与上述过程一样, 不再赘述。最后得到螺度的表达式为:

$$AB = \frac{(k^2 + \mu^2)(Dk - 2(k^2 + \mu^2)^2)}{D^2 k^2} (1 - \sqrt{2} \sin(2\omega t + 2k\theta + \frac{\pi}{4})) \quad (4.20)$$

k 是发电机波的波数，螺度和环向场之间的位相差仍然为 $\pi/4$ 。

磁螺度 (α 效应) 是一个伪标量, 可以认为对于赤道反对称。也就是说, 类似于黑子的Hale极性法则的规律也适用于磁螺度。

公式4.13、4.18和4.20的一个直接和重要的结果是螺度的极性定律比Hale定律更复杂。当然, 由于 A 和 B 之间的位相差决定了环向场和螺度之间的位相差。螺度在一个给定的半球内并不能保持符号的恒定不变, 但是这也不能阻止它的赤道反对称性。为了对这一现象的详细考虑, 我们回到基于Parker体制的模型中, 但是所描述的发电机波从极区到赤道的范围。

4.3 由发电机波的渐进解析解计算的螺度

我们考虑如下的发电机模型:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + V \frac{\partial A}{\partial \theta} = \alpha(\theta)B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \quad (4.21)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + V \frac{\partial B}{\partial \theta} = -D \frac{\partial A}{\partial \theta} \cos \theta + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}$$

在这个模型中加入了子午环流 V , 为了简单, 我们认为 V 与纬度无关。对于整个北半球 ($0 < \theta < 90$) 并且考虑 α 效应对纬度的依赖。一个特殊情况, 我们选择 α 随纬度分布的最简单形式 $\alpha = \sin \theta$ 。如果发电机足够有效 ($|D| \gg 1$), 这个模型有一个精确的渐进解。这个方程组的解的形式可以写成:

$$\begin{pmatrix} A \\ |D|^{2/3} B \end{pmatrix} = \exp \left(\Gamma |D|^{2/3} t + i |D|^{1/3} S \right) \begin{pmatrix} \mu \\ \nu \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

这里 S 、 μ 和 ν 都是平滑函数, 并且 $|D| \gg 1$ 。

将方程4.22代入方程组4.21, 得到关于 μ 和 ν 的代数方程, 即

$$(\Gamma + ikv + k^2) |D|^{2/3} \mu - \alpha |D|^{-2/3} \nu = 0 \quad (4.23)$$

$$iD |D|^{1/3} k \cos \theta \mu - (\Gamma + ikv + k^2) \nu = 0$$

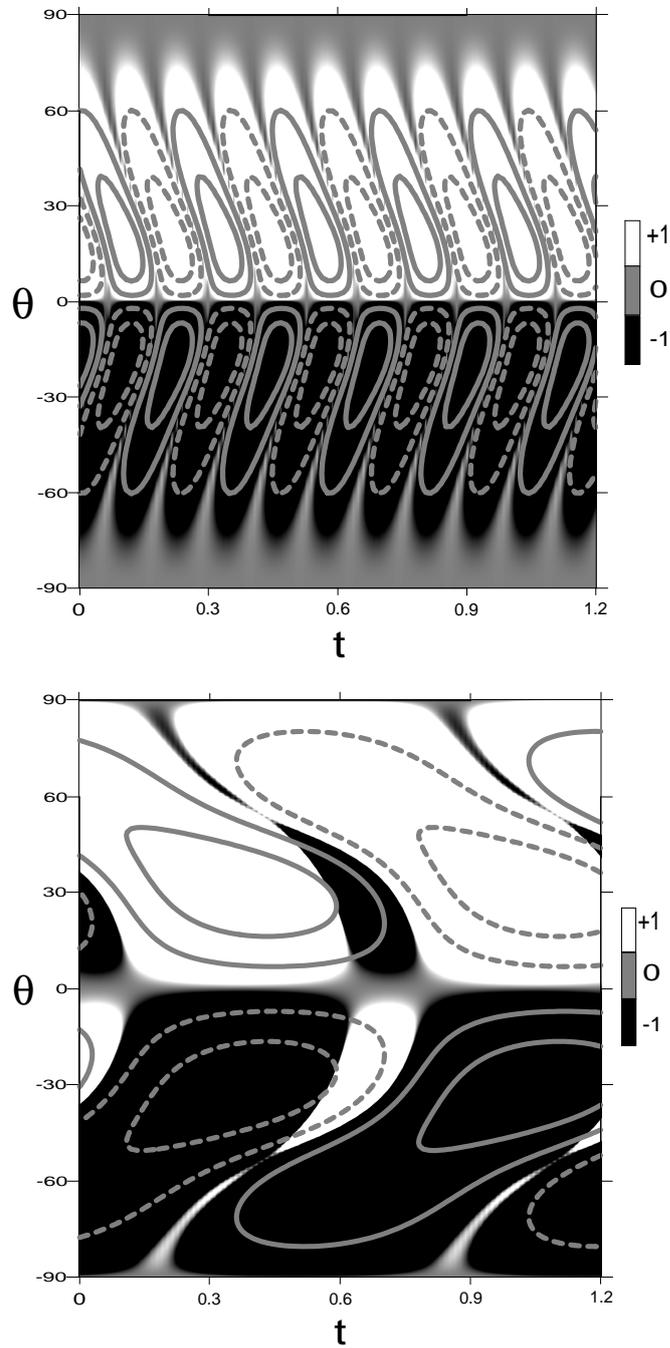


图 4.1: 螺度的纬度-时间分布 (灰度图) 和类似的环向场分布 (等高线, 实线和虚线分别代表正和负的 B)。横轴是无量纲的时间, 竖轴是纬度。 $D = -1000$, 无量纲的子午环流的速度为: 上图 $V = 0$ 和下图 $V = |D|^{1/3}$ 。

在这里 $k = \partial S / \partial \theta$, $V = |D|^{1/3} v$ 。这个方程组有解的条件是发电机波频率和波矢量之间的色散关系, 即:

$$(\Gamma + ikv + k^2)^2 - i\hat{\alpha}k = 0 \quad (4.24)$$

在这里 $\hat{\alpha} = \alpha \cos \theta$, ikv 这一项对应于子午环流。如果 Γ 是已知的, 则方程 4.24 是 k 的四阶方程。对于 $V = 0$ 的情况, Kuzanyan 等人 (1997) 给出了详细的求解过程。Popova 等人 (2008) 详细讨论了 V 不等于零时的求解过程。我们利用他们的结果, 构建了一个磁螺度的纬度-时间分布 (蝴蝶图) 叠加在类似的环向场的蝴蝶图上 (图 4.1)。从这张图中我们发现螺度的分布是相对于赤道反对称的, 在太阳北半球螺度主要是正的, 而在南半球螺度主要是负的。有这样的符号特征是因为我们是在右手的坐标系下写的方程。实际上, 螺度关于赤道的反对称性与选择的坐标系无关。环向场随太阳周改变符号, 而螺度符号不随太阳周改变。比较图 4.1 中的两张图, 我们发现太阳周的周期对子午环流有一定的依赖性。从图 4.1 的下图也可以看出, 在给定的半球中会出现一部分螺度符号违反螺度符号法则的区域, 这些区域一般都在太阳周结束时, 并且它们的轮廓依赖于子午环流。我们认为出现这些螺度符号不正确的区域是 Parker 发电机模型的一个特性, 不需要引入其它任何机制。实际上螺度经常有不正确的符号在电流螺度的观测数据中得到过证实 (Sokoloff 等, 2006), 并且在数值模拟中也有过预言 (Brandenburg 和 Sokoloff, 2002)

从图 4.1 中也能看出螺度落后于环向场。但是, 很难估算出位相差的数值。因此, 在图 4.2 中我们给出了位相差随子午环流的变化。很明显, 位相差随子午环流变化, 即使这个变化比较小。

图 4.3 给出了一个由适度强度的发电机 ($|D|$ 接近极磁场自激发时的极限值) 得到的螺度和环向场的蝴蝶图。我们利用了 Sokoloff 和 Nofedov (2007) 的结果。螺度的纬度-时间分布与图 4.1 相似。

4.4 小结

在前几节中, 我们给出了在简单的、不包括磁螺度平衡的 Parker 发电机模型中螺度的纬度-时间分布遵守类似于 Hale 极性定律的法则。我们也描述了这两个法则之间的相似性和差异性。螺度与环向场之间的位相差在不同的发电机模型中是稳定不变的。

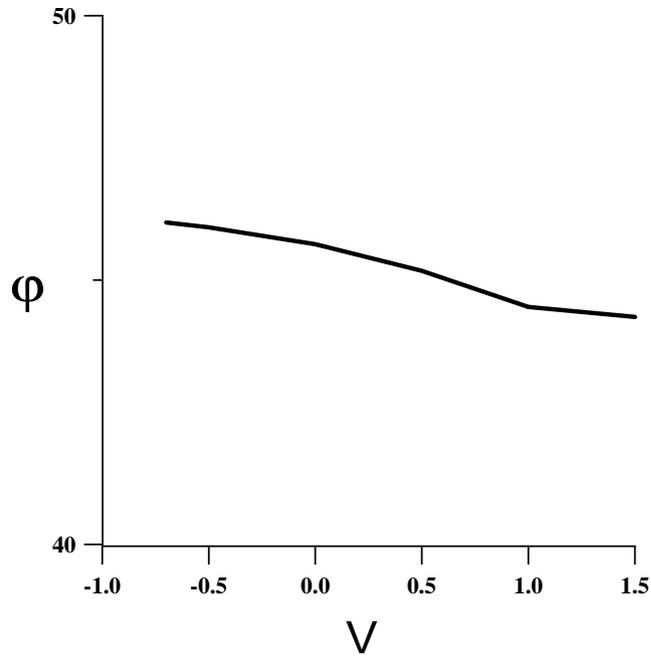


图 4.2: 螺度和环向场之间的相位差随子午环流 V (以 $|D|^{1/3}$ 的分数来测量) 的分布。

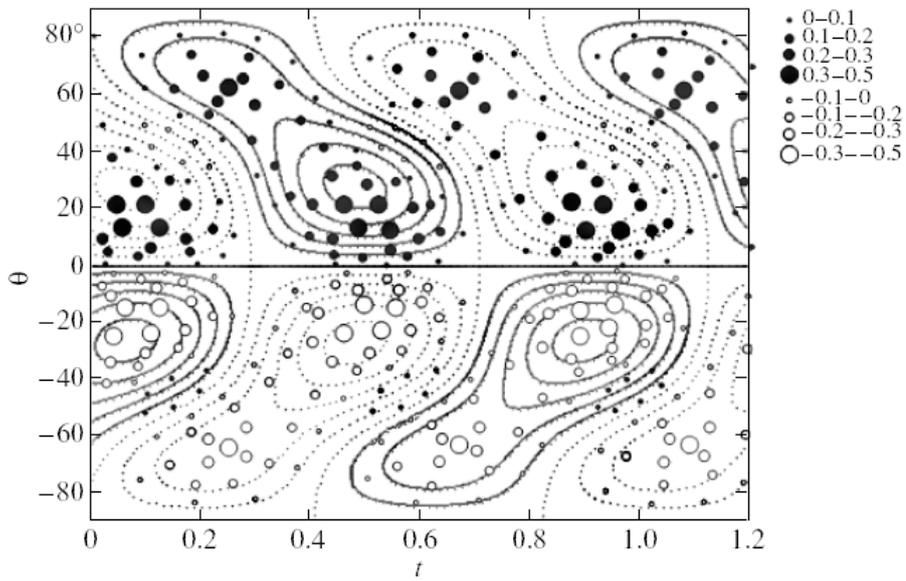


图 4.3: 螺度的纬度-时间分布 (实心和空心的圆圈分别代表正和负的螺度) 叠加在环向场的蝴蝶图上, 横轴是无量纲的时间, 竖轴是纬度。

当然，我们希望有比Parker发电机模型更精确的模型能够预言不同于本章所讨论的相位差和蝴蝶图。一个特别的情况就是假设微分方程中描述螺度演化的项可以调整螺度和环向场之间的相位差，然后螺度对磁场变化的反映会滞后一些，而不是立即的。

另外，现有的观测数据的数量和质量已经足够得出电流螺度的蝴蝶图。考虑到我们的结果，为研究太阳发电机的非线性饱和提供了一个直接的探测手段。

第五章 总结与展望

从上个世纪90年代开始,太阳光球磁场螺度和电流螺度的研究已经取得很多重要的结果。本文中,我们用由怀柔太阳观测、日本Mitaka太阳观测站和美国夏威夷大学Mees天文台观测的矢量磁图计算了太阳光球活动区的磁场螺度参数。从螺度符号和数值上比较了这三个台站观测的矢量磁场之间的一致性和存在的差异性以及造成这些差异的原因。为了研究由矢量磁图计算得到的螺度的准确度,我们通过线性无力场外推得到日冕的磁力线,并且与Yohkoh卫星观测的软X射线像的结构比较,得到日冕层次的螺度。同时我们还从发电机理论方面研究了磁螺度的演化。主要结果如下:

(1) 由怀柔、日本和夏威夷观测的数据得到的两个螺度参数随时间的变化基本一致。另外我们还发现由不同仪器观测的数据计算的螺度参数得到的半球螺度符号法则的强度有些不同,即使由同一仪器观测的数据,当活动区不同时得到的螺度符号法则强度也不太一样。

(2) 在1997-2000年间的的数据,我们所计算的15个活动区的螺度的相关性最好的是怀柔和日本数据,这两个观测站的仪器都是滤光器型的。由怀柔和夏威夷、日本和夏威夷数据计算得到的螺度的相关性较低,即滤光器型仪器和光谱型仪器之间的相关性要低一些。通过特例分析,我们认为观测误差或通过斯托克斯参量反演磁场的过程误差可能是造成由不同仪器观测的矢量磁图计算得到的螺度差异的主要原因。

(3) 通过直接求解线性、非线性和考虑径向扩散的发电机方程,得到螺度与环向场之间存在着 $\pi/4$ 的位相差。由发电机波的渐进解析解计算得到螺度随时间演化的蝴蝶图,我们发现太阳活动周的周期对子午环流具有一定的依赖性。当子午环流速度不为零时,在活动周结束时有一小区域的螺度符号违反半球螺度符号法则。

虽然我们得到了一些初步结果,但是有些问题还值得深入探讨。下一步的研究如下:

(1) 选取更多的活动区,侧重分析由不同仪器观测的数据计算得到的螺度不相同的活动区。分析不同数据处理方法对螺度计算精度的影响,不同螺度参

数之间的关系。分析活动区的螺度值在什么情况下受观测误差、数据处理、定标系数等影响。

(2) 深入研究不同的发电机模型，对螺度和环向场之间位相差做更深入的分析。研究螺度随时间的演化，并与观测结果比较。

参考文献

- [1] Abramenko, V.I., Wang, T.J. and Yurchishin, V.B., 1996, *Sol. Phys.*, 168, 75.
- [2] Acton, L., Tsuneta, S., Ogawara, Y., Bentley, R., Bruner, M., Canfield, R., Culhane, L., Doschek, G., Hiei, E. and Hirayama, T., 1992, *Science*, 258, 618.
- [3] Ai, G.X. and Hu, Y.F., 1986, *Acta Astron. Sinica*, 27, 173.
- [4] Backus, G. E., 1958, *Ann. Phys.*, 4, 372.
- [5] Basu, S. and Antia, H. M., 2003, *ASP Conference Series*, 293, 250.
- [6] Bao, S. D., Ai, G. X. and Zhang, H. Q., 2000a, *J. Astrophys. Astron.*, 21, 303.
- [7] Bao, S.D. and Zhang, H.Q., 1998, *ApJ*, 496, L43.
- [8] Bao, S.D., Pevtsov, A.A., Wang, T.J., and Zhang, H.Q., 2000b, *Sol. Phys.*, 195, 75.
- [9] Belvedere, G., Kuzanyan, K. M. and Dokoloff D., 2000, *MNRAS*, 315, 778.
- [10] Berger, M. A. and Field, G. B., 1984, *J.Fluid Mech*, 147, 133.
- [11] Brandenburg, A., in Krause, F., Rädler, K., Rüdiger, G., eds, Proc. IAU Symp., The Cosmic dynamo., Kluwer, Dordrecht., 1993, 157, P. 111.
- [12] Brandenburg, A., in Proctor, M. R. E., Gilbert, A. D., eds, Lectures on Solar and Planetary Dynamos., Cambridge Univ. Press, Cambridge., 1994, P. 117.
- [13] Brandenburg, A., 2005, *ApJ*, 625, 539.

- [14] Brandenburg, A. Sokoloff, D. 2002, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 96, 319.
- [15] Bullard, E. C., and Gellman, H., Phil. Trans. R., 1954, *Soc. London*, 247, 213.
- [16] Burnette, A.S., Canfield, R. C. and Pevtsov, A.A., 2004, *ApJ*, 606, 565.
- [17] Canfield, R.C., De La Beaygardière, J.-F., Fan, Y., Leka, K. D., Mcclymont, A. N., Metcalf, T. R., Mickey, D. L. and Wülser, J. P., 1993, *ApJ*, 411, 362.
- [18] Canfield, R.C., Hudson, H. S., McKenzie, D. E., 1999, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 627.
- [19] Carrington, R. C., 1863, Observations of the spots on the Sun, Williams and Norgate, London
- [20] Charbonneau, P., Christensen-Dalsgaard, J., Henning, R., Schou, J., Thompson, M. J. and Tomczyk, S., 1999, *ApJ*, 527, 445.
- [21] Chiu, R.C. and Hilton, H., 1977, *ApJ*, 411, 362.
- [22] Choudhuri A R, Chatterje P and Nandy D., 2004, *Astrophys. J*, , 615: L57.
- [23] Cowling, T. G., 1934, *MNRAS*, 94, 39.
- [24] Dikpati, M., de Toma, G., Gilman, P. A., Arge, C. N. and White, O. R. 2004, *ApJ*, 610, 1136.
- [25] Ding, Y. J., Hong, Q. F. and Wang, H. Z., 1987, *Sol. Phys.*, 107, 221.
- [26] Duvall, T. L., Jr. Jefferies, S. M., Harvey, J. W. and Pomerantz, M. A., 1993, *Nature*, 362, 430.
- [27] Elsasser, W. M., 1956, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 135.
- [28] Frisch, U., Pouquet, A., Leorat, I. and Mazure, A., 1975, *J. Fluid Mech.*, 68, 769.
- [29] Gao, Y., Su, J., Xu, H. and Zhang, H. Q., 2008a, *MNRAS*, 386, 1959.

- [30] Gao, Y., Xu, H. Q. and Zhang, H. Q., 2008b, *Adv. Space Res*, 42, 888.
- [31] Hagino, M. and Sakurai, T., 2004, *PASJ*, 56, 831
- [32] Hagino, M. and Sakurai, T., 2005, *PASJ*, 57, 481.
- [33] Hale, G. E., 1927, *Nature*, 119, 708.
- [34] Hill, F., 1988, *ApJ*, 333, 996-1013.
- [35] Howard, R., and Harvey, J., 1970, *Sol. Phys.*, 12, 23-51.
- [36] Howard, R., and Labonte, B. J., 1980, *APJ*, 239, 33.
- [37] Isakov, R., Ruzmaikin, A., Sokoloff, D. and Faminskaia, M. V, 1981, *Astrophys. Space Sci.*, 80, 145.
- [38] Hudson, H. S., Lemen, J. R., St. Cyr, O. C., Sterling, A. C. and Webb, D. F., 1998, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2481.
- [39] 姜杰, 太阳运动学发电机的理论和应用研究, 博士论文.
- [40] Kleorin, N., Rogachevskii, I., 1999, *Phys. Rev. E.*, 59, 6724.
- [41] Kleorin, N., Kuzanyan, K., Moss, D., Rogachevskii, I., Sokoloff, D. and Zhang, H. Q., 2003, *Astron. Astrophys.*, 409, 1097.
- [42] Kuzanyan, K. and Sokoloff, D., 1995, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.*, 81, 113.
- [43] Krause, F. and Rädler, K. H., 1980, *Pergamon. Oxford.*
- [44] Kuzanyan, K., Lamburt, G. and Zhang, H. Q. and Bao, S. D., 2003, *Chin. J. Astron. Astrophys*, 3, 257.
- [45] Kuzanyan, K. and Sokoloff, D., 1995, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.*, 81, 113.
- [46] Kuzanyan, K. and Sokoloff, D., 1997, *Sol. Phys.*, 173, 1.

- [47] 林元章, 太阳物理导论, 科学出版社, 书号: 7-03-008760-7, 北京, 2000.
- [48] Labonte, B. J. and Howard, R., 1982, *Sol. Phys.*, 80, 361.
- [49] Landau, L.D. and Lifschitz, E. M., 1958, Quantum Mechanics, Addison Wesley, Mass.
- [50] Landolfi, M. and Landi Degl'Innocenti, E.: 1982, *Sol. Phys.*, 78, 355.
- [51] Larmor, J., 1919, *Rep. Bri. Assoc. Adv. Sci.*, 159.
- [52] Longcopre, D.W., Fisher, G.H. and Pevtsov, A.A.: 1998, *ApJ*, 507, 417.
- [53] Liu, Y., Zhao, X.P., Hoeksema, J.T., Scherrer, P.H., Wang, J. and Yan, Y., 2002, *Sol. Phys.*, 206, 333.
- [54] Makarov, V. I., Ruzmaikin, A. and Starchenko, S. V., 1987, *Sol. Phys.*, 111, 267.
- [55] Maslov, V. P. and Fedorjuk, M. V., 1981, D. Reidel: Dordrecht.
- [56] Mickey, D. L., 1985, *Sol. Phys.*, 97, 223.
- [57] Moffatt, H. K., 1969, *J.Fluid Mech.*, 106, 27.
- [58] Moffatt, H. K., 1978, *Cambridge University Press*.
- [59] Nandy, D., and Choudhuri, A. R., 2002, *Science*, 1671.
- [60] Obridko, V.N., Sokoloff, D.D., Kuzanyan, K.M., Shelting, B. D. and Zakharov, V. G., 2006, *MNRAS*, 365, 827.
- [61] Parker, E. N., Hydromagnetic dynamo models, 1955, *ApJ.*, 122, 293.
- [62] Pevtsov, A.A., Canfield, R.C. and McClymont, A.N., 1997, *ApJ*, 481, 973.
- [63] Pevtsov, A. A., Canfield, R. C. and Latushko, S. M., 2001, *ApJ.*, 549, L261.
- [64] Pevtsov, A. A., Canfield, R.C. and Metcalf, T.R., 1995, *ApJ*, 440, L109.
- [65] Pevtsov, A. A., Dun, J.P. and Zhang, H. Q., 2006, *Sol. Phys.*, 234, 203.

- [66] Pevtsov, A. A. and Latushko, S. M., 2000, *ApJ*, 528, 999.
- [67] Richardson, R. S., 1941, *ApJ*, 93, 24.
- [68] Popova, E.P., Reshetnyak, M.Yu., Sokoloff, D.D., 2008, *Astron. Rep.* 85, 183.
- [69] Rust, D.M., Kumar, A. and Orrall, F.Q.: 1996, *ApJ*, 464, L199.
- [70] Ruzmaikin, A., Shukurov, A. Sokoloff, D. and Starchenko, S., 1990, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 52, 125.
- [71] Ruzmaikin, A., Sokoloff, D. and Starchenko, S. V., 1988, *Sol. Phys.*, 115, 5.
- [72] Ruzmaikin, A. and Starchenko, S. V., 1988, *SvA*, 31, 552.
- [73] Roberts, P. H. and Soward, A. M., 1992, *Annu. Ret. of Fluid Mech.*, 24, 459.
- [74] Ronan, R.S., Mickey, D.L. and Orrall, F.Q.: 1987, *Sol. Phys.*, 113, 353.
- [75] Sakurai, T., Ichimoto, K., Nishino, Y., Shinoda, K., Noguchi, M., Hiei, E., Li, T., He, F., Mao, W., Lu, H., Ai, G. X., Zhao, Zh. W., Kawakami, S. and Chae, J. Ch., 1995, *PASJ*, 47, 81.
- [76] Schwabe, H., 1844, *Astron. Nachr.*, 21, 233.
- [77] Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., Hoeksema, J. T., Kosovichev, A. G., Schou, J., Rosenberg, W., Springer, L., Tarbell, T. D., Title, A., Wolfson, C. J., Zayer, I. and MDI Engineering Team, 1995, *Sol. Phys.*, 162, 129.
- [78] Seehafer, N., 1990, *Sol. Phys.*, 125, 219.
- [79] Skumanich, A. and Lites, B.W, 1987, *ApJ*, 322, 473.
- [80] Sokoloff, D., 2007, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 49, B447.
- [81] Sokoloff, D. Bao, S. D. and Kleorin, N., Kuzanyan, K., Moss, D., Rogachevskii, I., Tomin, D., Zhang, H., 2006, *Astron. Nachr.*, 327 876.

- [82] Sokoloff, D., Fioc, M. and Nesme-Ribes, E., 1995, *Magn. Hidrocin*, 31, 19.
- [83] Sokoloff, D. and Nefedov, S. N., 2007, *Vych. Metody Programmir*, 8, 195.
- [84] Sokoloff, D., Shukurov, A., and Ruzmaikin, A., 1983, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 25, 293.
- [85] Steenbeck, M., Krause, F., and Rädler, K. H., 1966, *Z. Naturf.*, A21, 369.
- [86] Steenbeck, M., and Krause, F., 1969, *Z. Naturf.*, 291, 49.
- [87] Sterling, A. C. and Hudson, H. S., 1997, *Apj*, 491, L55.
- [88] Stix, M., The Sun, *Springer. Berlin.*, 1989.
- [89] Stepanov, R., Volk, R. Denisov, Frick, S. P., et al., 2006, *Phys. Rev.*, E73, 046310.
- [90] Su, J.T. and Zhang, H. Q., 2004a, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 4, 365.
- [91] Su, J.T. and Zhang, H. Q., 2004b, *Sol. Phys.*, 22, 17.
- [92] Topka, K. and Moore, R., 1982, *Sol. Phys.*, 79, 231.
- [93] Tsuneta, S., Acton, L., Bruner, M., Lelem, J., Brown, W., Carvalho, R., Catura, R., Freeland, S., Jurcevich, B. and Morrison, M., 1991, *ApJ*, 136, L37.
- [94] van Ballegooijen, A. A., and Choudhuri, A. R., 1988, *ApJ*, 333, 965.
- [95] Wang, T.J., Xu, A.A. and Zhang, H.Q., 1994, *Sol. Phys.*, 155, 99.
- [96] West, E. A. and Hagyard, M. J., 1983, *Sol. Phys.*, 88, 51.
- [97] Woltjer, L., 1958, *Proc. Natl Acad. Sci. USA*, 44, 489.
- [98] Yoshimura, H., 1975, *ApJ*, 29, 467.
- [99] Zhang, H. Q, 2000, *Sol. Phys.*, 197, 235.
- [100] Zhang, H. Q, 2001, *MNRAS*, 326, 57.

-
- [101] Zhang, H. Q. and Bao, S. D., 1998, *Astron. Astrophys.*, 339, 880.
- [102] Zhang, H. Q. and Bao, S. D., 1999, *ApJ*, 519, 876.
- [103] Zhang, H. Q., Labonte, B., Li, J. and Sakurai, T., 2003, *Sol. Phys.*, 213, 87.
- [104] Zhang, H. Q., Sokoloff, D., Rogachevskii, I., Moss, D., Lamburt, V., Kuzanyan, K. and Kleeorin, N., 2006, *MNRAS*, 365, 276.
- [105] Zhang, H. Q., Wang, D. G., Deng, Y. Y., Hu, K. L., Su, J. T., Lin, J. B., Lin, G. H., Yang, S. M., Mao, W. J., Wang, Y. N., and 9 coauthors, 2007, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 7, 281.
- [106] 章振大, 日冕物理, 2000, 科学出版社.

发表文章目录

- [1] **Xu, H. Q.**, Gao, Y., Zhang, H. Q., Sakurai, T., Pevtsov, A. and Sokoloff, D., Helicity comparison among three magnetographs, 2007, Adv. Space Res., Vol. 39, No.11, p. 1715-1722. (SCI)
- [2] **Xu, H. Q.**, Gao, Y., Popova, H. P., Nefyodov, S. N., Zhang H. Q. and Sokoloff, D., Magnetic and Electric-Current Helicities in Very Simple Models of the Solar Dynamo, 2009, Astron. Repoert., Vol. 53, No.2, 160. (SCI)
- [3] Gao, Y., **Xu, H. Q.** and Zhang H. Q., Probing the method of correcting Faraday rotation in vector magnetograms, 2008, Adv. Space Res, Vol. 42, No.5, p. 888-894. (SCI)
- [4] Gao, Y., Su, J., **Xu, H.Q.** and Zhang, H. Q., Statistical removal of Faraday rotation in vector magnetograms taken by filter-type magnetographs, 2008, MNRAS, Vol. 386, No.4, p. 1959-1965. (SCI)
- [5] Zhang, H.Q., Gao,Y, Chen, J., **Xu, H. Q.**, Magnetic Helical Properties of Solar Active Regions Inferred from Vector Magnetograms, 2006, IAUJD., 8E,24Z.
- [6] **Xu, H. Q.**, Gao, Y. and Zhang, H. Q., Some basic questions on helicity inferred from vector magnetograms, 2009, Science in China Series G, 基本接收.(SCI)
- [7] **Xu, H. Q.**, Gao, Y., Zhang, H. Q., Sakurai, T., Sokoloff, D. and Pevtsov, A., Magnetic Helicity of Solar Active Regions as Revealed by Vector Magnetograms and Coronal X-Ray Images, 已经完成.

致 谢

值此论文完成之际，衷心感谢我的导师张洪起研究员。张老师严谨的治学态度，对新事物的迅速的接受能力，因材施教的教育方式以及勤奋简朴的生活作风，都令我受益匪浅。这将是我以后从事科研以及生活的一笔宝贵财富。张老师无论在课题的选择、研究和论文的写作上，还是在生活上，都给予我热情的关怀、指导和帮助，我才得以顺利完成本论文的工作。我为在博士期间有这样的导师而深感庆幸。

衷心感谢我的导师莫斯科大学物理系D. Sokoloff教授，他深厚的理论知识、执着的科研态度使我对太阳发电机理论有了更深入的了解，并在他的认真指导和帮助下完成了本文中有关发电机渐进解析解方面的工作。

感谢日本国立天文台樱井隆（T. Sakurai）教授、美国国家太阳观测站的A. Pevstov博士以及莫斯科地磁、电离层和射电传播研究所（IZMIRAN）日地物理分部的K. Kuzanyan博士对我研究工作和论文写作的指导和建议。这对我以后的工作有很大的帮助。

衷心感谢邓元勇研究员、张枚研究员、包曙东研究员、苏江涛副研究员、王东光高级工程师、胡柯良高级工程师等人的不吝赐教。感谢林刚华高级工程师对我计算机方面的帮助。感谢李焕荣老师、李威老师和王慧老师对我工作和生活上的关怀和帮助。感谢汪国平老师对我观测方面的指导。

感谢我的师兄师姐们：包星明、张志勇、张印、刘继红、郭娟、胡新华、阮桂平、陈洁、孙英姿等。感谢他们对我工作上的帮助和建议。

感谢一起合作的高裕博士，他积极认真的工作态度对我影响深刻。

感谢一起工作的同学们：谢文彬、杨尚斌、郝娟、王晓帆、王栋、王传宇、李小波、赵明宇、玄伟佳、肖江、刘锁、王硕、杨潇等。与你们一起的学习、交流和讨论开阔了我的思路。

感谢在怀柔站工作的其他人员，是你们给我的工作带来了更好的环境和便利。

感谢杜红荣老师在我研究生期间学习和生活上的关怀和帮助。感谢艾华老师的热心帮助。

感谢我所有的朋友，是你们使我的生活更加丰富多彩。

感谢我的父母，是你们的支持和关怀让我完成学业。

感谢丁明德教授、李可军研究员和毛信杰教授。感谢他们在百忙之中抽出时间对我的论文进行了认真细致的评阅，纠正了论文中一些写作和认识上的错误。他们提出的宝贵建议对本文的最终完成起到了重要作用。