分类号 _____ 密级 _____

UDC _____ 编号 _____

中国科学院研究生院
博士学位论文

光球磁场变化和太阳活动现象的关系

张 印

指导教师 张洪起 研究员 张 枚 研究员

中国科学院国家天文台

申请学位级别 博士 学科专业名称 太阳物理

论文提交日期 2007年05月 论文答辩日期 2007年06月25日

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 LaTeX 2ε at June 25, 2007

With package `CASthesis` v0.1g of CTeX.ORG

Relationship Between the Variation of Photospheric magnetic field and the Activities on the Solar Disk

Yin Zhang

Supervisor:

Prof. Hongqi Zhang
Prof. Mei Zhang

National Astronomical Observatories
Academy of Mathematics and Systems Science
Chinese Academy of Sciences

June, 2007

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

摘　　要

本论文主要从两个方面研究了太阳光球磁场变化与太阳活动现象的关系。

首先我们定量地研究了太阳光球纵向磁场变化与日冕物质抛射（CME）触发的关系。其次我们研究了黑子的旋转运动和活动区能量积累以及耀斑触发的关系。

在论文的第一部分，我们定量地研究了第23太阳活动周中189个对地晕状CME发生前的源区磁通量的变化，并将这种变化与两个参考样本（活动区和新浮现活动区）进行了比较。我们发现：（1）归一化后的CME源区的磁通量变化率与活动区长期演化的磁通量变化率相当，但两者都明显低于新浮现活动区的磁通量变化率；（2）91%的源区在CME发生前都有小尺度的磁浮现，同样比例的源区在CME发生前有小尺度的磁对消，这说明CME发生前既有磁浮现又有磁对消的源区是我们CME源区样本里的典型源区。但这种小尺度的变化与无太阳活动期间的变化幅度相当。我们的研究表明，磁浮现和CME触发之间没有必然的联系，仅仅从是否有磁浮现来判断CME是否发生，对空间天气预报工作来说是远远不够的。

在论文的第二部分，我们以出现在第23太阳周下降段的超级活动区NOAA 10486为例，详细地研究了耀斑/CME前磁场的能量积累和触发过程。我们发现：（1）在活动区演化的主要阶段，由黑子宏观的旋转运动估算的螺度传输量为$-2.9 \times 10^{43}\mathrm{Mx}^2$，而用局部相关跟踪技术（LCT）方法计算出的螺度传输量为$-5.2 \times 10^{43}\mathrm{Mx}^2$，两者在同一量级上，而它们的差异表明了简单估算的缺陷；（2）从活动区相似耀斑的触发过程来看，它们和黑子的快速旋转运动在时间和空间上有很好的对应关系。这些结果表明，黑子的旋转运动不仅输送了此活动区大部分的螺度，而且对耀斑的触发起到了关键的作用。

这些工作取得的主要进展和创新之处在于：（1）通过23周对地晕状CME和光球磁场观测的大样本统计表明：即使非势磁能的释放在日冕物质抛射（CME）的形成过程中至关重要，活动区的磁流快速变化量仍然不能作为CME以及空间天气预报的重要判据；（2）通过太阳复杂活动区个例研究得到：黑子旋转运动是一个重要的物理过程，可能输运了活动区磁场绝大部分螺度和相应的非势磁能，在耀斑－日冕物质抛射的触发中起到了关键作用。

关键词： 太阳磁场，太阳活动，日冕物质抛射（CME），太阳耀斑，太阳黑子，磁螺度传输

Abstract

The objective of this dissertation is to study the relationship between the surface magnetic field variation and solar activities such as flare and coronal mass ejection (CME). These relationships are important for space weather prediction.

We carried out our investigations from two respects, one using statistical method to study the relationship between surface field variation and CME initiation, and the other addressing the important role of rotating sunspots through a case study.

In the statistical study, we quantitatively investigated the relationship between the surface magnetic field variation and CME initiation. We used a sample of 189 halo CME in Solar Cycle 23 and compared them with two comparative samples. One comparative sample consists of 46 active regions, not particularly selected in relating to CMEs. The other consists of 15 newly-emerging active regions. By analyzing their flux variation rates, we find that: (1) Flux variation rates of CME-source regions are statistically identical to those of active regions, although both of them are significantly smaller than those of newly-emerging active regions; (2) Over 90% of CME-source regions are found to have small-scale flux emergences, but the small-scale flux emergences are also easily identified in active regions during periods of no solar surface activities. Our study suggests that the relationship between flux emergence and CME eruption is more complicated than simple appearance and the appearance of flux emergence alone is not unique for the initiation of CME eruption.

In the case study, we studied the evolution of a rotating sunspot in active region NOAA 10486. We paid particular attention to the role of the rotating sunspot to helicity build-up and flare initiation. We find that: (1) The helicity injection inferred from the rotational motion of the sunspots is -2.9×10^{43} Mx^2, which is comparable to the number (-5.2×10^{43} Mx^2) calculated by using the Local Correlation Tracking (LCT) method; (2) By studying two homologous flares occurred in this region, we find that there is a good spatial and temporal

relationship between the onset of CME-associated flares and the rotational motion of the sunspots. These results suggest that the rotation of sunspots plays an important role in both helicity buildup and flare initiation.

Keywords: Magnetic Field, Solar Activity, Coronal Mass Ejections, Solar Flare, Sunspot, Helicity Transportation

目　　录

摘要 i

Abstract iii

目录 v

第一章　引言 1

1.1　太阳的基本结构 2

1.2　太阳活动现象 3

1.2.1　黑子 3

1.2.2　耀斑 11

1.2.3　日冕物质抛射（CME） 12

1.3　怀柔太阳观测站磁场测量介绍 20

1.3.1　磁场测量原理（Zeeman效应） 21

1.3.2　怀柔太阳磁场望远镜 22

1.4　磁场非势性的产生 23

1.5　磁场非势性的定量描述 26

1.5.1　剪切 26

1.5.2　电流 27

1.5.3　磁螺度 28

1.6　本文的目的和意义 31

第二章　光球表面磁场变化和CME触发之间的关系的统计研究 33

2.1　引言 33

2.2　研究样本 34

2.2.1 CME源区 34
2.2.2 活动区 36
2.2.3 新浮现的活动区 36
2.3 磁通量的大尺度变化 37
2.3.1 MDI数据分析 37
2.3.2 参数计算 37
2.3.3 结论 40
2.4 CME源区小尺度的磁通量变化 44
2.4.1 小尺度磁浮现和磁对消的证认 44
2.4.2 结论 44
2.5 总结和讨论 47

第三章 活动区10486中黑子的旋转运动和耀斑之间的关系 **49**
3.1 引言 49
3.2 数据处理 50
3.3 旋转黑子的演化 50
3.3.1 活动区演化 50
3.3.2 旋转运动 51
3.3.3 磁场的缠绕 55
3.3.4 自行运动 57
3.3.5 磁螺度的传输 58
3.4 10月26日X1.2和10月28日X17.2耀斑的过程 61
3.5 总结 64

第四章 今后工作展望 **67**

参考文献 **69**

发表文章目录 **77**

致谢 **79**

第一章　引言

太阳是距离地球最近的一颗恒星。研究太阳对于地球上的人类而言，有很重要的意义。太阳是地球生命所需要的光和热的唯一来源。太阳的辐射对人类有着重要的影响。太阳同时又是一颗普通的恒星，对太阳的研究和理解会促进人们对其他恒星的理解，进而理解整个宇宙。太阳上还有着非常特殊的物理条件，包括高温、稀薄、高电离度、大尺度和强磁场（10^3Gs）。这些条件同时并存，是地面实验室难以模拟的。对太阳上各种物理过程的观测和研究，能促进物理学相应分支学科的发展。最后也是和人类生活联系最紧密的是，地球高空的大气结构和日地之间的空间环境在很大程度上是由太阳的电磁波辐射和粒子辐射决定的。各种持续时间很短的太阳活动产生的X光和紫外光的增强，以及各种高能粒子流的发射，会对地球高空的大气结构和日地空间环境造成很大的影响，最终影响到航天、通讯、电力、导航、航测、物探气象和水文等诸多和人们生活息息相关的领域。因此，深入的理解太阳，掌握太阳活动规律，不仅能满足人类与生俱来的好奇心，还对人们日常的生产和生活有着直接的影响。

早在西汉初年我国就有了肉眼观测的关于太阳活动现象——黑子的观测记录。《淮南子· 精神训》有“日中有蹲鸟”的记载。《汉书· 五行志》对公元前28年（汉成帝河平元年）出现的大黑子记载更详：“三月己未，日出黄，有黑气大如钱，居日中央”。这条记录不仅说明了黑子出现的日期，而且描述了黑子的形状、大小和位置。随着望远镜以及空间探测技术的发展，人们发现并观测到越来越多的太阳活动现象，如耀斑、暗条爆发、日冕物质抛射等，并逐渐认识到肉眼看似平静的太阳其实经常会有一些超乎人们想象的活动现象发生。而这些形态各异的活动现象大多都和磁场有关。

我在博士期间的工作就是围绕着磁场和它所主宰的活动现象（耀斑、日冕物质抛射）展开的。我们希望通过研究太阳活动现象发生前后太阳磁场的变化，来理解和太阳活动现象有关的磁场能量的贮存和释放的物理过程，进而对太阳活动现象的物理本质有更进一步的了解。

1.1 太阳的基本结构

太阳结构可以分为太阳内部和大气层两部分（如图1.1所示）。太阳内部从中心到边缘可分为日核、辐射区和对流区。从日心到大约0.25$R_\odot$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。日核外面一层称为辐射区，范围从0.25$R_\odot$到0.86$R_\odot$。从日核反应区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。能量在对流层的传递要比辐射层快的多。这一层中的大量气体以对流的方式向外输送能量（有点像烧开水，被加热的部分向上升，冷却了的部分向下降）。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的磁场。

太阳大气层从内到外可分为光球、色球和日冕三个层次。光球是一层不透明的气体薄层，厚度约500km。我们所见到太阳的可见光，几乎全是由光球发出的。在光球上我们能观测到黑子（如图1.1所示），光斑以及米粒组织。色球层是从光球表面到2000km高度左右的一个薄层。它的亮度比光球层微弱得多，也比白昼天空背景暗弱，只有在日全食发生时，在月亮遮掩了光球明亮光辉的一瞬间，人们才能看到日轮边缘上一层玫瑰红的绚丽光彩，那就是色球层。现在利用加了窄带滤光器的色球望远镜，我们可以对色球进行常规观测。色球上有不同于光球的活动现象，包括色球网络结构，黑子附近的谱斑，暗条，日面边缘的日饵以及耀斑。在日全食发生的短暂瞬间，我们还可以看到太阳周围除了绚丽的色球外，还有一大片白里透蓝，柔和美丽的晕光，这就是太阳大气的最外层——日冕。日冕的温度高达百万度，但密度却小于$10^{-14}g/cm^3$。在1931年日冕仪发明以前，人们只能在日全食时观测到日冕，因为它的亮度仅为光球亮度的百万分之一左右，约相当于满月的亮度，在平时，地面上大气的散射光和观测仪器的散射光，会大大超过日冕本身的亮度而将它淹没。随着近年来空间探测事业的发展，人们已将日冕仪放在火箭、轨道天文台或天空实验室上进行大气外常规观测。这样，不仅可以观测日冕的可见光波段，而且可以对紫外、远紫外和X射线辐射进行探测，同时也能在行星际空间对太阳风取样。

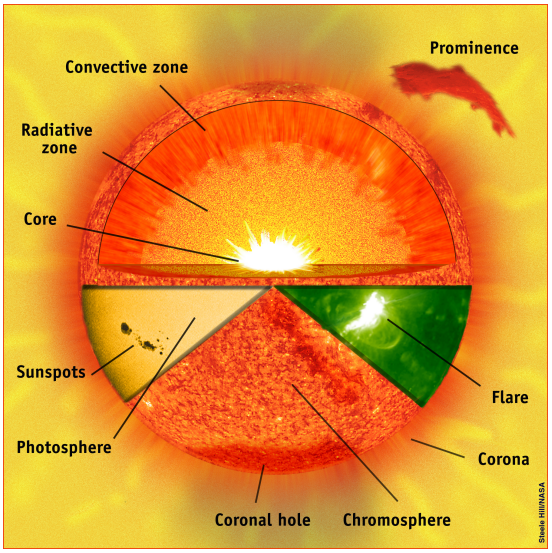

图 1.1: 这是一张太阳结构的示意图（图片来自http://www.physics.hku.hk/，Credit: SOHO, ESA and NASA）。上半个太阳从内而外，分别是日核、辐射层和对流层。左下角黄色的区域是肉眼看到的光球。明亮背景上的暗黑的区域就是黑子。右下脚绿色的区域是SOHO太空船上的远紫外光相机（EIT）在195Å波长位置拍到的太阳的单色像。这条谱线是十一次电离铁发出的。它记录了太阳表面温度超过摄氏110万度的日冕区域。其中明亮的小区域是正在爆发的耀斑。正下方的区域是EIT在284Å波长位置拍到的单色像。其上暗红的区域是冕洞，它是高速太阳风的源区。

1.2 太阳活动现象

太阳活动现象是太阳大气中局部区域各种不同活动现象的总称。这些活动现象包括：黑子、光斑、谱斑、耀斑、暗条爆发、日冕物质抛射（Coronal Mass Ejection，即CME）及太阳射电辐射的变化等。下面就本论文涉及的几种太阳活动现象做一个简单的综述性介绍。

1.2.1 黑子

黑子是光球上经常出现的暗黑斑点，是太阳活动的基本标志。如图1.2 所示，一个充分发展的黑子通常由较亮的半影围绕着暗黑的本影组成。黑子从出现到消失，会经历一系列的发展和变化。黑子最初出现一般是一个小黑点，然后

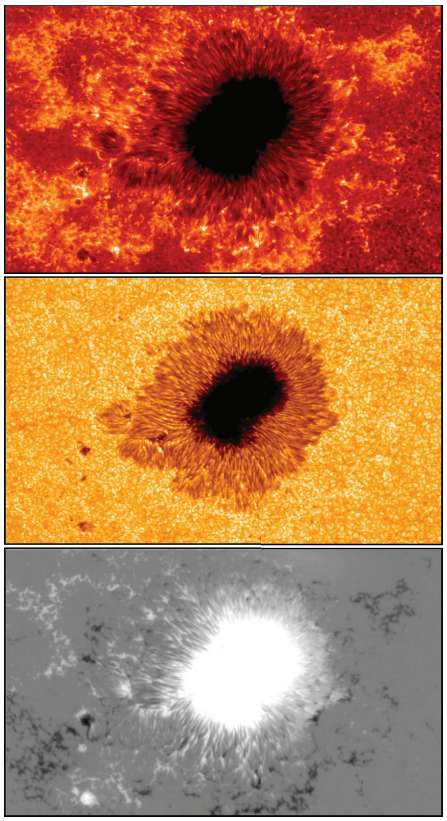

图 1.2: 这是solar b 观测到的黑子像。

逐渐发展出完整的半影，复杂的黑子四周还会出现密布的小黑子。黑子经常成对出现，形成黑子群。复杂的大黑子群往往由几十个大小不等的黑子组成，这样的黑子群通常被称为活动区。为了对不同形态的黑子有深入的了解，人们根据不同的标准对黑子进行了不同的分类。目前最常用的方法是Wilson山磁分类法。根据这个分类方法，根据磁场的复杂程度，黑子可以分为单极群，双极裙，多级群和δ黑子，分别用α，β，γ和δ表示。δ黑子由于其特殊的磁场结构，通常在中性线上都存在很强的磁剪切和磁梯度，是几乎所有的X级耀斑以及大的地磁暴的源区。

1.2.1.1 δ 黑子——具有特殊磁场位型的黑子

1960年*Kunzel* 发现当活动区中有极性相反的本影处于同一个半影内时，该活动区特别容易产生大耀斑。他将处于同一个半影内的极性相反的本影定义为δ

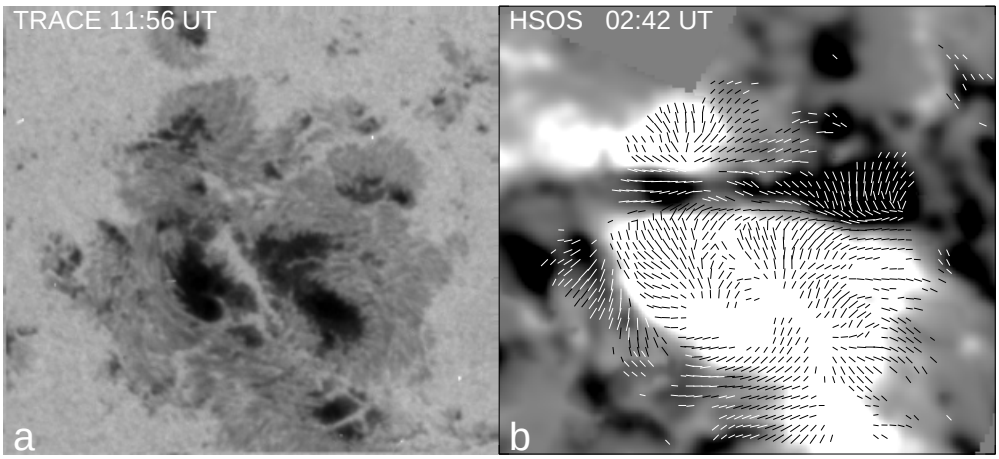

图 1.3: 这是一个典型的δ 黑子的观测图像，左图是TRACE观测到的黑子的白光像，右图是HSOS观测到的黑子的响应矢量磁场。

黑子。(图1.3的左图是TRACE观测到的活动区NOAA 10486的白光像，右图是怀柔太阳观测站（HSOS）观测到的相应的矢量磁场，灰度图是纵向磁场，白色表示正极，黑色表示负极；小的短线表示横场，线的长短和横场的大小成正比，而线的走向表示横场可能的方向。这是第23太阳活动周最著名的δ活动区之一。从TRACE的单色像上我们看到2个大黑子的周围分布着一些小黑子，它们共同分享了一个延展的半影。和右图的磁场像比较可以看出这个延展的半影中既有正极黑子也有负极黑子。活动区中性线两侧的横场方向几乎和中性线平行，这表明中性线附近磁场的剪切很厉害。)。20世纪80年代后，随着磁场观测的发展，人们展开了对δ 黑子的系统研究和分析。*Tanaka*（1980）发现在1917年到1974年间，90% 的δ黑子爆发了大的耀斑及地磁爆。*Zirin et al.*（1987）总结了25个δ 黑子的特点和形成过程，发现δ 黑子的形成有三种途径：1. 一个复杂的黑子群浮现的时候就已经具有了δ 结构；2. 许多小的异极黑子浮现在原来就存在的大黑子的半影里；3. 两个普通双极黑子异极间的挤压合并。这三种黑子中，前两种比较活跃，而后一种相对而言不活跃。 *Liu et al.* （2002）发现活动区NOAA 9077中的一对小δ黑子的形成是来自以前的老δ位形的分解重组，并在这个复杂结构分离重组的过程中产生了一次强烈的大耀斑（3B/X5.7）。*Zhang*（2004）分析了两个存在了4个太阳旋转周的活动区，发现活动区刚开始是势场位型，如图1.4所示，到第二周、第三周才发展出非势的形态。因为一个磁绳浮现的时标

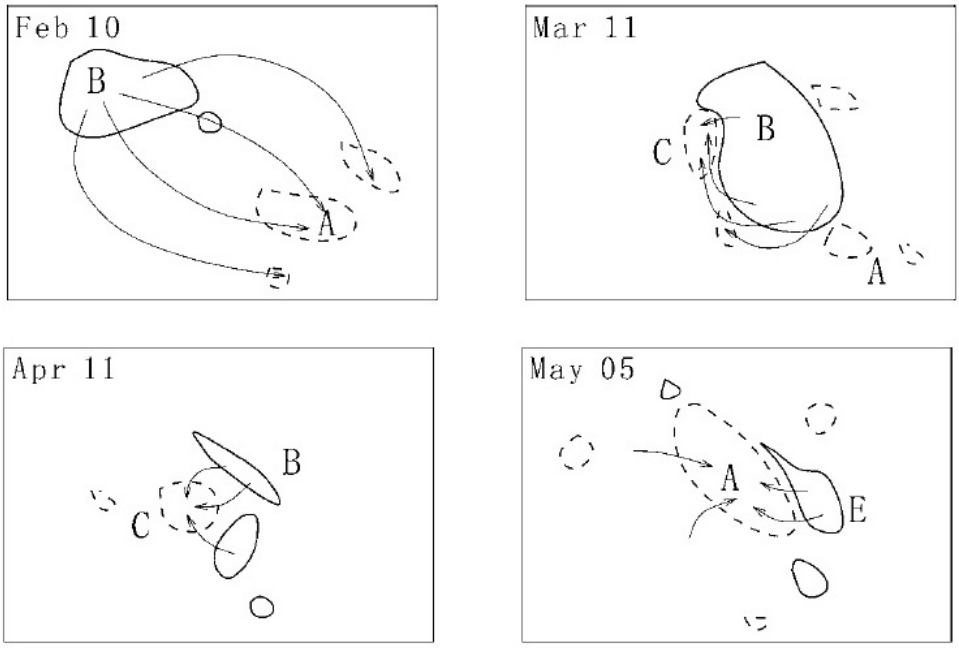

图 1.4: 出现在1989年的活动区NOAA5353-5395-5441-5470的基本形态的演化（*Zhang*，2004）。

是一个太阳周，所以他认为这些活动区的δ结构是由不同时间浮现的不同的磁绳所形成的，而不是在对流层底部缠好浮上来的。而对活动区NOAA 9026的分析则发现分析δ活动区的扭曲只分析强场区是不够的，因为黑子附近的增强网络对扭曲的贡献是不可忽略的（9026的势场外推的扭曲的磁力线很多和增强网络场相连，软X射线的反S结构也覆盖了增强网络场的区域如图1.5 所示）。这说明δ活动区和其周围的磁场存在复杂的链接性。

δ黑子的生长并不被两个黑子的相互靠近而阻碍，仔细的观察可以发现δ黑子相互靠近的部分的半影被压缩了，而相互靠近的两个黑子会相互围绕着运动或产生很大的剪切运动，以避免相碰。这样就会在中性线两旁形成比较明显的剪切运动。伴随这种剪切运动，δ黑子中性线附近的横向磁场也会产生剪切。这样的磁场位型会储存大量可供释放的磁自由能。对这样的典型的耀斑发生区域的研究极大的促进了人们对耀斑的理解。

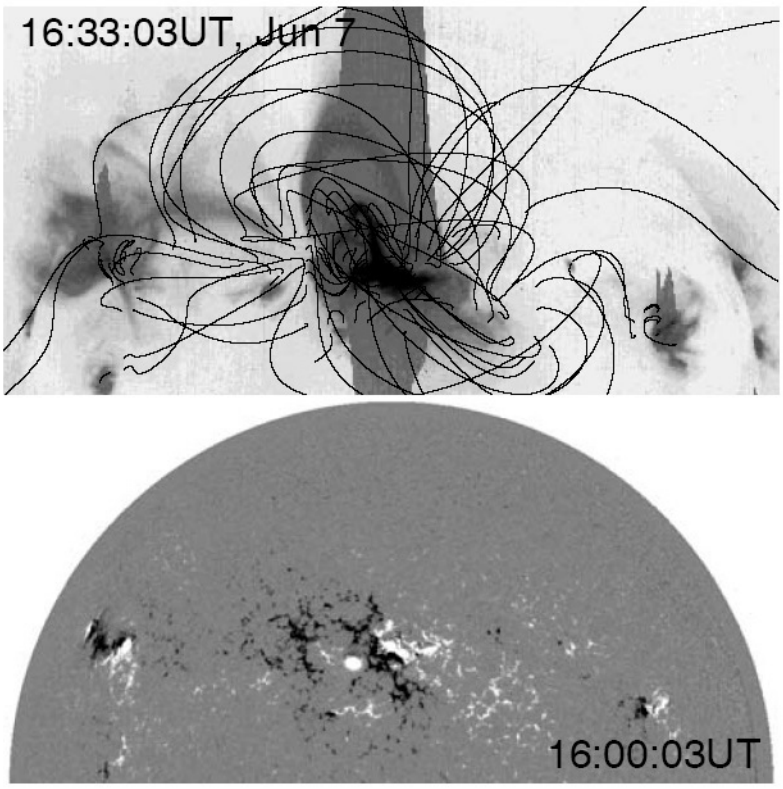

图 1.5: 上图是活动区NOAA9026叠加了磁场外推得到的高层磁场的软X射线，下图是相对应的MDI的磁图（*Zhang*，2004）。

1.2.1.2　黑子的运动

我们知道，黑子其实是磁力线在光球上的截面，随着磁流绳不断的从光球下浮现上来，黑子的形态和运动特性也不断的发生变化。所以对黑子形态和运动特性的时间演化的研究往往能给我们提供磁流绳空间结构的信息，从而使人们对磁流绳的三维拓扑结构有进一步的了解。

一、黑子的自行运动

所谓的自行，是指把黑子看成一个质点，去除较差自转的影响后，其质心随黑子的演化在日面上的运动轨迹。黑子的自行运动在一定程度上反映了活动区中各个黑子之间的拓扑连接性。*Van Driel-Gesztelyi et al.*（1994）提出如果把黑子看成是上浮的磁流管在光球上的截面，那么黑子的自行其实反映了

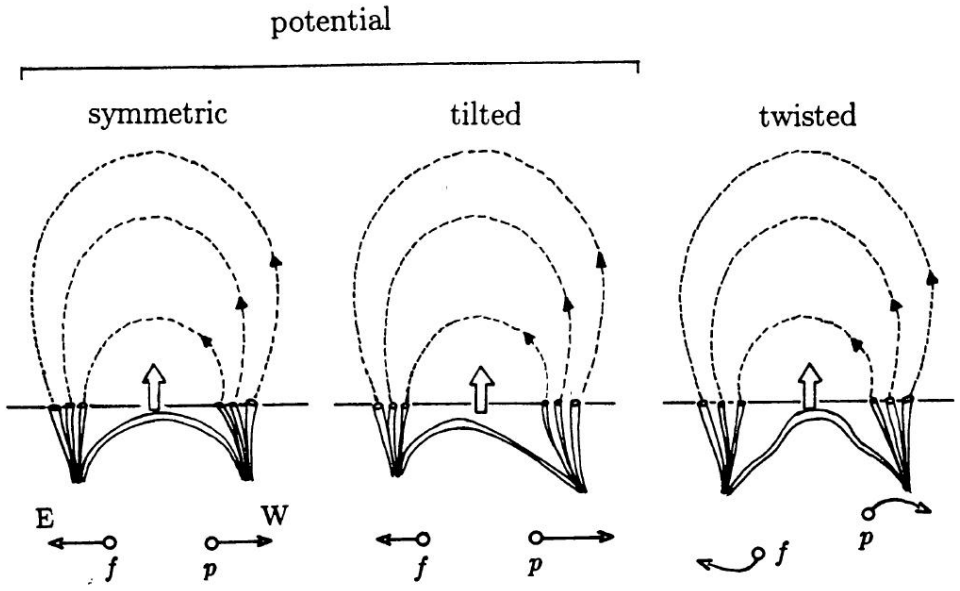

图 1.6: 三种不同几何结构的磁流管浮现时黑子的自行运动（*Van Driel-Gesztelyi et al.*，1994）。

正在浮现的磁流管的结构。如图1.6所示，由对称的势场位形的磁流管浮现而引起的黑子的自行运动是如左图所示的简单的对称的相互分离运动；中图显示如果浮现的磁流管是倾斜的，那么黑子的自行运动则方向相反而大小不同；右图展示了更复杂的情况，如果浮现的磁流管是缠绕的，那么黑子的自行运动留在日面上的轨迹将会是相互远离的曲线。 *Ishii et al.*（1998，2000）详细的研究了两个超级活动区NOAA4201和NOAA5359的自行，发现黑子的自行运动可以用缠绕的磁流束的浮现来解释（如图1.7）。 而这种缠绕的磁流束本身提供了我们一条理解某些黑子群能产生大量耀斑的途径。*Liu et al.* （2001）研究发现，2000年7月14日著名的巴士底耀斑发生前，活动区黑子有快速的自行运动，他们认为黑子的快速运动、分裂、重组，不仅使活动区保持了高剪切的位形，而且其中一组黑子的整体运动的方向和耀斑前爆发暗条被切断和激活的位置，以及耀斑核起源的位置有很好的空间相关性。他们进一步指出如果把黑子的自行运动看成是上浮磁流管与光球空间截面移动的话，那么黑子的这种自行运动对我们了解磁流系统之间的拓扑结构起着非常关键的作用。**二、黑子的水平运动**

局部相关跟踪技术（Local Correlation Tracking，LCT）（*November et al*

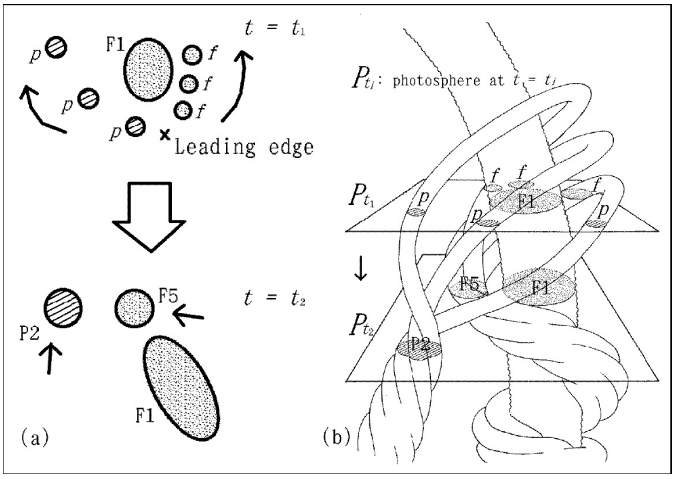

图 1.7: 左边的截面图给出了小黑子在光球上的涡旋形的自行运动，右边的卡通图显示了产生这样运动的磁流绳的结构（*Ishii et al.*，1998）。

1988）是目前广泛使用的用来精确计算特征物在一系列的时间演化的数据中的水平运动的方法。*Chae*（2001）利用这种方法，求出了黑子在光球表面上的水平运动，并发现中性线附近的剪切运动和螺度传输有密切的关系。实际上，黑子在光球表面存在复杂的水平运动，如剪切运动，会聚运动，发散运动等（*Moon et al.*，2002；*Wang et al.*，2004；*Nindos et al.*，2002）。*Yang et al.*（2004）利用大熊湖高时空分辨率的近红外资料，研究了超级活动区NOAA 10486 在大耀斑发生前的水平运动，发现在大耀斑发生前，活动区中性线附近有很强的剪切运动，而且剪切运动的速度核和硬X射线核在的时间和空间上都有很好的对应关系。*Deng et al.*（2006）扩展了Yang的研究，她分析了在G band，白光以及近红外三个波段黑子的水平运动，发现Yang研究的剪切运动在X10.0的大耀斑爆发前持续了至少5小时。而且在不同波段上，即在光球的不同层次，这种水平的剪切速度的方向不变，但速度随高度的增加而变大（如图1.8所示）。

三、黑子的旋转运动

黑子的自旋运动以及黑子之间的相互的绕转运动早在二十世纪初期就已经被观测到了（*Evershed*, 1910; *St. John*, 1913; *Maltby*, 1964）。如今，随着高时空分辨率的空间望远镜的不断投入使用，黑子的这种旋转运动更容易被观测到。利用TRACE和SOHO的空间资料，*Brown et al.*（2001）发现了一个X射线亮点在光球上的足点（一个小的磁结构）在7-8小时的时间范围内旋转了130°。在这个

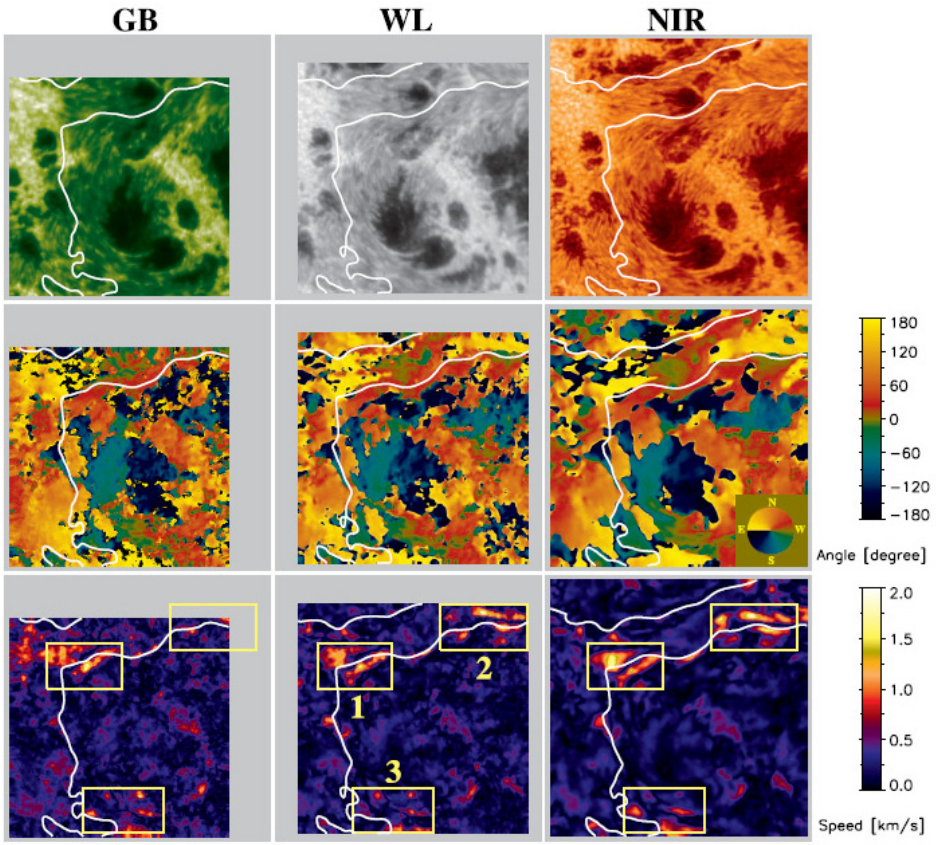

图 1.8: 不同波段的黑子的水平运动（*Deng et al.*，2006）。

足点做旋转运动的过程中形成了一个S形的sigmoid。人们普遍认为光球上黑子的演化反映了磁场的能量和螺度从太阳内部向日冕的传输过程。利用TRACE的白光数据*Brown et al.*（2003）研究了7个活动区中各自旋转速度最大的黑子。他们发现在3-5天的时间范围内，这7个黑子的旋转角度在100° ∼ 200°之间。在此期间，GOES记录到了6个X射线级别从C级到X级不等的耀斑。对于这6个耀斑，他们认为其中3个的发生和黑子的旋转有直接的关系，2个和黑子的旋转没有关系，剩下的一个和黑子旋转的关系无法确认。*Tian et al.*（2006）研究活动区NOAA 9684中的快速旋转的前导黑子。这个活动区在2001年11月4日爆发了一个X1.0级的耀斑，并伴随一个快CME和一次大的质子事件。他们的研究认为黑子的旋转是活动区螺度产生和传输的主要途径，活动区的动力学演化以及后来的暗条和软X射线sigmoid的爆发是因为大量螺度注入而产生的kink不稳定性

的结果。

1.2.2　耀斑

1859年，太阳物理学家Carrington发现在黑子附近的太阳表面有明显的、短暂的增亮现象。在随后的一天，发生了强烈的地磁爆。当时他就敏锐的意识到这两者之间一定存在某种联系。现在我们知道，他所观测到的增亮现象其实是一个很典型的、剧烈的耀斑。所谓耀斑，是指发生在太阳的色球-日冕过渡层中的一种局部辐射突然增强的太阳活动。爆发耀斑的局部区域在短暂的时间（约$10^2 \sim 10^3$s）内释放大量能量（$10^{30} \sim 10^{33}$erg），引起局部区域瞬时加热和各种电磁辐射和粒子辐射（质子、电子、中子等）的突然增强。除少数剧烈的耀斑能使射电、白光、EUV、软X-ray，硬X-ray甚至γ-ray的波段都发生增强外，其他大部分耀斑产生的光辐射增强主要限于波长短于1500Å的远紫外光和X光波段，以及可见光波段的某些谱线如氢的H线和电离钙的H、K线上。所以最初的耀斑是指用单色光观测到的色球的H α 单色辐射突然增强现象，因此又称色球爆发。耀斑的分类目前有两种，第一种是依据一次耀斑事件释放的能量的大小，按照GOES（Geostationary Operational Environmental Satellites）卫星上软X-ray积分流量将耀斑分为四类，分别为B、C、M和X，所释放的能量依次增大。第二种是根据耀斑的形态，将耀斑分为简单的两类，致密耀斑和双带耀斑。致密耀斑是指范围比较小，形态比较简单的增亮，且增亮的耀斑核在耀斑过程中不发生位置的移动也不改变形状。而双带耀斑则指耀斑发生时，有两条明显的增亮的带，随耀斑过程，双带增亮，变长，并向两侧移动，双带耀斑具有更多的能量，和太阳上其他的爆发现象的联系更紧密。*Chen et al.*（1999）通过数值模拟，提出这两类耀斑可以用一个统一的模型来解释。他们认为这两种耀斑之间的差异仅仅在于重联点的高度不同。当重联点的位置较低时，重联后的耀斑环没有明显的运动，对应于致密耀斑的情况；而当重联点的位置较高时，耀斑环随重联过程而升高，在环足则表现为足点随耀斑过程而分离，对应于双带耀斑的情况。

1.2.2.1　相似耀斑

所谓相似耀斑是指一系列在太阳活动区中同一位置上反复出现的，在Hα或EUV上观测到有相同的亮核的耀斑。它们必须在极大时在Hα像上有相同的耀斑带同时在EUV像上有相同的形态（*Woodgate et al.*, 1984）。相似耀斑

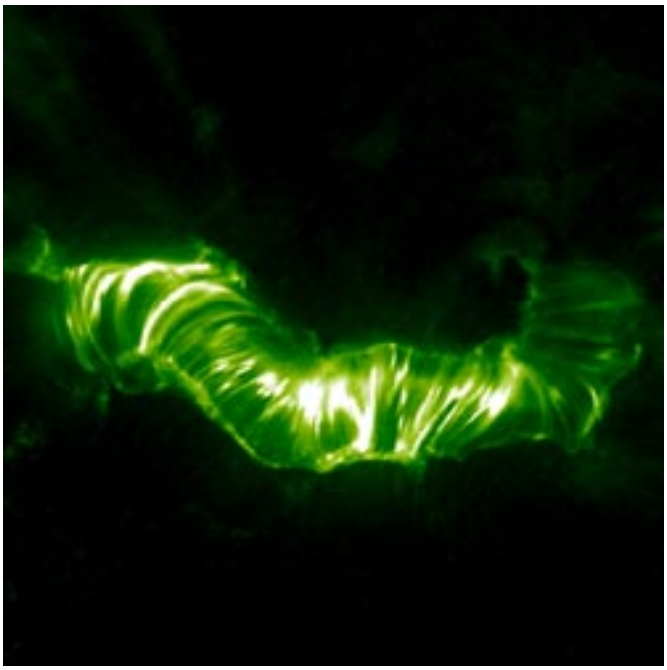

图 1.9: TRACE观测到的耀斑图像（图片来自http://trace.lmsal.com/）。

在黑子群的同一个位置上出现，意味着在活动区上空耀斑产生的地方，磁场状况在相当长的时间内（2～3天）保持不变或者在耀斑发生后，活动区的磁场结构能在下一个耀斑发生前恢复到原来的结构。磁场测量表明，有的磁场在耀斑爆发之后很快恢复到爆发前的状况，有的在爆发前后没有实质性的变化。*Barnes et al.*（1972）提出黑子的旋转运动可以不断的把光球的动能转化为耀斑过程所需要的能量，希望以此来理解相似耀斑能量的积累过程。*Zhang et al.*（2002）研究了在2天的时间内发生在活动区NOAA 9236中的5个伴随有相似CME的相似耀斑，并用MDI高分辨率磁场详细分析了耀斑前磁场的变化，发现相似耀斑的触发和持续浮现的运动磁结构有关，浮现磁结构的数目和通量都有一个提前10小时的峰值和耀斑的发生有很好的对应关系。

1.2.3 日冕物质抛射（CME）

日冕物质抛射（CME）是指大尺度的日冕等离子体物质结构从太阳日冕中抛射出来并在行星际空间传播的一种太阳爆发现象。CME所携带的巨大的能量和物质，以及CME发生时所产生的大量的高能粒子和高能射线会在很短的时间

内穿过行星际空间到达地球大气层，引起近地空间的地磁爆、电离层爆以及极光等现象。地磁爆是影响空间天气的重要因素，它会威胁宇航员的生命，引起电力供应中断，造成卫星失控及地面的无线通讯中断。这种空间灾害性天气事件，无论是在太阳活动高年还是低年，都经常发生。近年来随着社会的进步，人们对航天、通信、导航、国家安全等高科技领域的需求日益迫切，空间灾害所带来的严重威胁和巨大损失，越来越引起人们的重视了。全面、深入的了解CME的发生，提高空间灾害天气的预报能力，对人类的太空活动、国民生产和国家安全都有着极为重要的意义。

CME是1971年12月14日，由美国NASA的OSO-7（Orbiting Solar Observatory）太空船首次发现的一种重要的太阳活动现象。从那以后，关于CME的研究就成为太阳物理和空间物理中一个最活跃的领域。继OSO-7后，1973～1974年作为美国阿波罗计划的一部分的Skylab卫星升空，它所载的白光日冕仪提供了更多有关CME的信息。大量而系统的CME观测是自1979～1985年的Solwind卫星和1980年和1984～1974年的SMM（Solar Maximum Mission）卫星所载的日冕仪开始的。LASCO（Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment, Brueckner, 1995 ）是搭载在由美国航空航天局（NASA）和欧洲空间局（ESA）共同拥有的SOHO（Solar and Heliospheric Observatory, Domingo, *et al.*, 1995）太阳观测卫星上的大视角分光日冕仪。它由三个日冕仪：C1（1.1-3.0$R_{\odot}$），C2（2.2-6.0$R_{\odot}$）和C3（4.0-32.0$R_{\odot}$）组成。它于1995年12月2日发射升空。在它之前的其他空间日冕仪（OSO-7, Skylab, SMM, Solwind）已经对太阳的日冕进行了长时间的观测，记录到了数以千计的CME。太阳物理学家们由此了解了CME的基本情况。但LASCO的资料还是让太阳物理学家们欣喜若狂。它提供了1.1-32$R_{\odot}$的高时空分辨率的日冕资料，让太阳物理学家们可以对CME的发生、发展做详细的研究。可惜的是LASCO 观测内冕的日冕仪C1在1998年6月的一次意外中坏了。作为空间观测的补充，Mauna Loa Solar Observatory（MLSO）的日冕仪对太阳日冕进行了很长时间的常规观测。目前还在使用的日冕仪Mark IV是1998年投入使用的。它提供了1.08-2.85$R_{\odot}$的内冕的信息，是LASCO日冕仪C1的一个很好的补充。到目前为止，利用各种空基和地基的日冕仪太阳物理学家已经对CME展开了30多年的研究。图1.10展示了历史上各个空基日冕仪的观测结果。从这张图中，我们可以清晰的看到随着科学技术的发展，人们对CME的观测能力的发展。 图1.11展示了地基日冕仪（Mark IV）的观测结果。它清晰的显示了太阳内冕的结构以及它的快速演化，展示了作为空基观测的有利的补充的地基

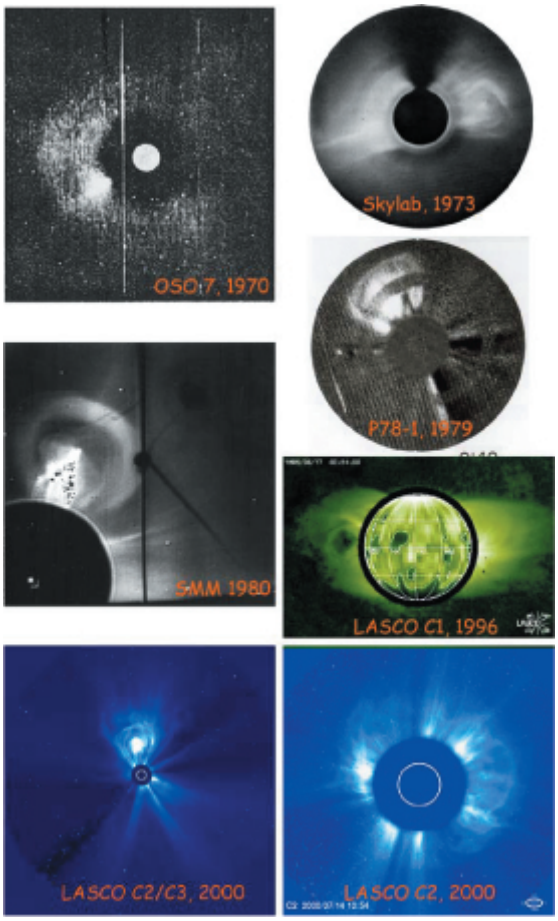

图 1.10: 这是不同空间卫星观测到的CME的图像（*Schwenn et al.*，2006）。

观测的重要性。

按照观测上的定义，CME是由日冕仪在空间投影平面内日冕仪遮光板外所观测到的向外传播的日冕亮结构。这样，CME的基本性质，如速度、张角、角速度以及中心位置等可以由一系列的日冕图像推算出来。下面我们简单的介绍一下CME的各种观测特性。表1.1（*Hudson et al.*, 2006）列出了自1971年12月14日首次观测到CME以来，所有空间日冕仪的情况以及由这些仪器得到的CME的观测性质。

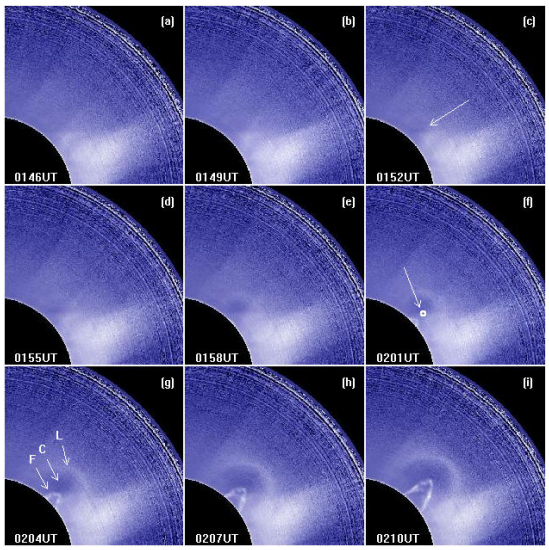

图 1.11: 这是地面日冕仪Mark IV观测到的CME的图像（包星明博士提供）。

1.2.3.1　CME的形态

Munro et al.（1985）研究了1973年5月到1974年2月间Skylab观测到的77个主要的CME，并根据形状将它们分成了7类：（1）环状（26%），CME的前锋为明亮的环，随着时间的推移，环沿径向向外扩张，并且CME的根部有少量或者没有侧向运动；（2）泡状（10%），泡状CME与环状CME类似，只不过亮区为一实体，像充满气的气泡沿径向向外扩张；（3）束流状（16%），CME像一束明亮的向外喷发的射流；（4）分离束流状（5%），CME 像几束靠在一起的明亮的向外喷射的射流；（5）射线状（8%），CME像一束明亮的射线；（6）云状（17%），CME为明亮的不规则的实体；（7）其他（18%），不能归入上述类型的CME。*Howard et al.*（1985）研究了1979年3月到1981年12月间Solwind观测到的998个CME，并将它们按结构进行了重新分类。

实际上，CME的形状会随着CME的演化发生变化，所以不同波段、不同灵敏度以及不同视场范围的日冕仪观测到的CME的形状也会有所不同。而且由于观测到的只是CME在天空平面上的投影，观测到的形状并不能代表CME的真实形状。所以，按照CME的形态对CME 进行详细的分类并没有太多的物理意义。研究表明即使是形态差异很大的CME如前面两种分类中的晕状CME和射线状及束流状的CME，它们在速度分布上也是相同的（*Gilbert*，2001）。当

表 1.1: 各种日冕仪观测的CME的性质总结（*Hudson et al.*, 2006）

日冕仪	MK3	SMM	Skylab	Solwind	LASCO
观测时间	$1980-99$	1980	$1973-74$	$1979-80$	1996–至今
		$1984-89$		$1984-85$	
视场范围/$R_\odot$	$1.15-2.24$	$1.8-\sim 5$	$2-6$	$3-10$	$1.1-32$
平均角宽/（°）	37	47	42	43	72
平均速度/km s_{-1}	390	349	470	460	424
平均质量/10^{15}g		3.3	4.7	4.0	1.7
平均动能/10^{30}erg		6.7	3.1	3.4	4.3
平均势能/10^{30}erg		7.1	8.0		

然很明显这两类CME的质量差别会很大，由此它们携带能量的差别也会很大，从而使得它们在CME对地有效性的研究中的地位也不一样。目前认为比较典型且理论上研究比较多的是具有三分量结构的CME。即CME包括一个亮的外环，低密度的暗腔，暗腔内有一个高密度的亮核，通常认为亮核是爆发日珥。人们一直试图了解CME的三维形态以及它真实的内部结构。*Crifo et al.*（1983）研究了ATM日冕仪观测到的发生在1973年8月10日的一个形态比较简单的环状CME，发现CME的结构是三维的泡状而非二维的环状。*Cremades et al.* 从LASCO 1996年1月到2002年12月所有的资料中找出了124个低日冕活动以及光球磁场可以在EIT、MDI或地面的H_α资料中鉴别出来的CME。他们的研究表明CME具有沿轴向的三维结构。这个三维结构的轴向通常被看成延伸的暗条或是磁场的中性线。*Lee, et al.*（2006）利用SOHO卫星上的远紫外及多普勒速度场对发生在2002年4月21日的CME进行了三维的结构重建。2005年10月25日发射升空的两颗STEREO卫星搭载了相同的日冕仪。它们进入预订轨道后，从太阳的角度看，两颗卫星将呈45。夹角，可以从不同的角度看太阳，物理学家们将有机会看到CME真正的三维图像。

1.2.3.2 CME的速度和加速度

根据CME的观测定义，CME的速度可以根据CME快速运动的前沿不同时刻在天空背景上的投影位置的“时间-距离”曲线拟合出来。最常用的方法是线性拟合，得到CME在观测视场内的平均速度。观测得到的CME的速度分布在一个

很大的范围内：20km s^{-1}到3 $\times 10^3$km s^{-1}之间（*Gosling et al.*, 1976; *Howard et al.*, 1985; *Hundhausen et al.*, 1994; ）。不同日冕仪观测得到的CME的平均速度大约都是400km s^{-1}。由LASCO的观测数据得到的结果因为其观测时间长，视场范围大，时间分辨率高而更具统计意义。显然这样得到的速度是一种投影速度，对于大部分CME尤其是晕状CME来说，用这样的方法得到的速度会比真实的速度小。*Michalke et al.*（2003）做了简单的假设（晕状CME在向外扩张的过程中的速度和角宽是不变的，CME的三维形状可以看成一个圆锥体），对1996－2000年之间LASCO观测到的核状的有明显亮前沿的CME做了速度的投影改正，发现改正后的速度比改正前快了20%。当然这个改正由于观测的原因还有很多局限性，我们期待STEREO的观测能让我们有机会对CME的速度进行更精确的测量。

1.2.3.3　CME的角宽

CME的角宽是指CME在天空投影平面中张开的角度的大小。由表1.1可以看出，随着日冕仪视场不断变大，观测到的CME角宽的平均值也增大了。这说明随着CME的向外传播，由于其体积不断膨胀，与其相联系的在天空投影平面的CME的张角也会不断增大，所以CME角宽的平均值与所用的日冕仪的分辨率和视场大小密切相关。而且，由于投影效应，对于发生在靠近日面中心的CME，张角的测量值会和真实值差别很大，基本上已经不能反映CME的真实角宽了。

1.2.3.4　CME的发生率

CME的发生率随太阳活动周有明显的演化。在太阳活动低年，CME的发生率是一天不到一个，在太阳活动峰年每天都会有好几个CME发生。*Gopalswamy et al.*（2003）分析了SOHO/LASCO在1996-2002年观测的CME，得到从太阳活动极小年到太阳活动极大年，CME的最低发生率从小于1个/天变化到大于6个/天，在太阳活动极大年CME的发生率（6.09个/天）比以前得到的CME的最大发生率（3.11个/天）高很多，大约是以前结果的两倍，这主要是由于LASCO的灵敏度远高于以前的仪器。

1.2.3.5　CME的质量和能量

到2005年底为止，LASCO观测到了超过10000个CME事件。观测的时间涵盖了大半个太阳周，这使得我们可以对CME的质量和能量进行可信的估

计。*Vourlidas*（2002）对1996年到2002年的CME进行了估计，并详细的介绍的估算的方法和假设。*Schwenn*（2006）将统计的样本扩大到了2004年。对这期间发生6335个CME的统计表明，(1) CME的质量存在上限，为10^{16}g；(2) 约3%的CME的质量小于10^{15}g；(3) CME的最大的动能为10^{32}erg~10^{33}erg；(4) 平均质量为1.4×10^{15}g，平均动能为2.6×10^{30}erg。从表1.1中可以看到，由于有了更高的灵敏度，更大的视场和更长的时间覆盖范围而使LASCO观测到了大量的极小的CME。所以，有必要对CME进行重新定义，以把真正的日冕物质抛射与小的喷流和太阳风的扰动分开。

1.2.3.6 CME和其他太阳活动的关系

了解CME和太阳表面活动的相关性非常重要。CME是发生在日冕的爆发活动，而日冕的磁场我们至今无法准确的获得，而如果CME是和太阳表面活动相关，至少我们可以知道CME发生的磁场在光球的结构和演化，从而通过外推等方法来获取CME爆发时磁场结构的信息。

由于缺乏低日冕的观测，我们无法确定CME初发的高度和时间，而只能由日冕仪观测到的已经形成的CME在日冕仪上的时间－高度曲线拟合求出CME的平均速度，在CME是匀速膨胀，且都初发于某一个固定高度的假定下，反推出CME初发的时间。因此关于CME和其他日面活动现象的统计研究基本上都遵守以下两条标准：1. 时间标准，即CME初发时间和日面活动现象发生时间的时间差在一定范围内（不同的研究者根据自己研究的日面活动现象会定义不同的时间范围，但一般都取$\pm 30min$）。2. 位置标准，即日面活动在日面上的位置要位于相关CME的张角覆盖的范围内。

一、CME和耀斑的关系

Munro et al.（1979）研究了77个Skylab观测到的CME发现其中12个（16%）和GOES记录的X射线耀斑有关（耀斑级别大于C1，时间标准为$\pm 30min$）；*Webb et al.*（1987）发现58个SMM观测到的CME中，19个（33%）和GOES记录的X射线耀斑有关（耀斑级别大于C1，时间标准为$\pm 90min$）；*Sheeley et al*（1983）用P78-1观测到的125个CME作为样本来研究时，发现它们的伴生率为50%。用SMM1984年到1986年间的观测资料，*St. Cry et al.*（1991）发现48%的CME伴随有X射线耀斑（耀斑级别大于C1，时间标准为$\pm 90min$）。用更多的样本，*Harrison*（1995）发现整个比例仍为48%（耀斑级别大于C1，时间标准为$\pm 120min$）。考虑到投影效应，观测到的CME有一半可能发生在日面的背面，对于这样的CME，我们不

可能观测到它相应的日面活动现象。即使认为发生在背面的靠近日面边缘的耀斑事件也可能被GOES软X射线流量记录下来，耀斑和CME之间的伴生率也至少应该是以上统计的2倍。*Zhou et al.*（2003）研究了LASCO观测到了所有的对地晕状CME，排除了背面事件的影响，他们发现88%的CME事件与耀斑相关。如果按他们的定义，认为日面爆发位置的相对日冕亮度超过50%就认为有耀斑发生的话，这个比例还将提高。耀斑和CME之间如此高的伴生率说明它们之间一定有物理联系。*Zhang et al.*（2001）在此基础上研究了CME与其伴生耀斑之间的时间演化关系。他们将CME的动力学演化过程分为三个阶段：初发相、膨胀相和传播相。初发相通常发生在耀斑开始之前。随后在速度－时间图上，CME进入膨胀加速阶段。这一阶段与伴生耀斑的上升相符合得很好，持续了几到几十分钟，并在接近软X射线耀斑极大时终止。此后，CME经历了传播相，以常速度或减速向外传播。他们的图像展示了CME传播速度和伴生耀斑强度之间的时间演化关系。

二、CME和暗条爆发的关系

日珥（暗条）是嵌在高温日冕中的较冷的和较密的物质，通常可用色球光学谱线或紫外波段谱线观测到。它在日面边缘表现为明亮的突出物，称为日珥；日珥在日面上的投影称为暗条。为了叙述方便，两者常交替使用。暗条有两种基本类型，即活动区暗条和宁静暗条。活动区暗条一般位于活动区的中性线上，尺度比较小，活动比较剧烈，寿命从几分钟到几个小时；宁静暗条一般位于宁静区扩展的弱磁场的中性线上，形态稳定、体积比活动区暗条大，可持续几个月。

普遍认为和暗条相关的CME具有明显的三分量结构，即有明显的前沿，暗腔和明亮的内核。一般明亮的内核就是暗条物质。从统计角度来看，CME与暗条爆发的相关性比与耀斑的相关性高。*Munro et al.*（1979）分析了Skylab的白光日冕仪1973-1974年观测的77个CME，发现有34个与耀斑或爆发日珥相关，其中70%的与暗条爆发相关。*Webb et al.*（1987）分析了1980年SMM卫星观测到的58个CME，发现有68%的CME与暗条爆发相关。*St. Cyr et al.*（1991）则分析了1984-1986年太阳活动极小年时SMM观测的73个CME，发现有49个CME（占67%）与爆发日珥相关。Subramanian et al.（2001）分析了1996年1月到1998年6月SOHO/LASCO观测的32个CME，他们发现44%的CME与活动区日珥相联系，15%的CME与非活动区日珥相关。*Gilbert et al.*（2000）分析研究了54个日珥，把它们分为活动区日珥和爆发日珥，并分别研究了它们与CME的

相关性，结果发现94%的爆发日珥与CME相关，而活动区日珥与CME的相关性只有46%。*Gopalswamy et al.*（2003）等人发现72%的日珥与CME相关，同时他们按日珥的抛射方向将其分为径向事件和切向事件，发现83%的径向事件与CME相关，而只有24%的切向事件与CME相关。最近，*Zhou et al.*（2003）等人分析了197个发生在太阳正面的CME，她们发现94%的CME与爆发日珥相关。

Bao et al.（2006）分析了发生在2003年2月18号位于日面西北边缘的暗条爆发已经和它相伴随的CME的早期演化过程。这个暗条是一个典型的宁静区暗条，暗条爆发时X-射线的流量很低，但在EUV波段上能看到暗条下方有类似双带耀斑的明亮的双带。Forbes（2000）指出CME、暗条爆发和耀斑是磁场爆发的同一物理过程在不同时间和不同太阳大气高度上的表现。随后很多的理论和观测都支持这一观点。在这种认识下，单纯的讨论CME、暗条爆发和耀斑之间的关系已经没有太大的意义。但深入的分析它们之间的时间顺序和空间关系，并和光球磁场相联系，却是我们在目前阶段了解CME爆发时日冕磁场结构的唯一方法。

1.3 怀柔太阳观测站磁场测量介绍

人们很早就观测到了太阳上诸如黑子、耀斑等活动现象。但直到1908美国威尔逊山天文台的太阳物理学家Hale设计和主持建造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，人们才发现黑子区域原来是强度达到数千高斯的强磁场所在。这项工作后来在波茨坦天文台（1942年）、克里米亚天体物理台（1955年）等处也相继开展起来。1912年，Hale等开始测量太阳的普遍磁场，但得到的结果有较大误差。1953年，H.D.巴布科克研制了太阳光电磁像仪，用以观测太阳表面的微弱磁场。在以后二十多年,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磁场、太阳整体磁场和磁结点等。在实测工作取得巨大进展的同时，以磁场观测为基础的理论研究也蓬勃开展起来。例如，黑子磁场结构、太阳活动周的起源、耀斑爆发机制以及磁场内谱线形成理论等研究，都有了重要的进展。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。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（λ）、Q（λ）、U（λ）和I（λ），然后把Stokes轮廓转化成矢量磁

场。这两类仪器各有优缺点。滤光器型的观测仪具有高时间分辨率和高空间分辨率的优点,但同时也有透过率低、谱分辨率和信息量不足的缺点。而光栅光谱仪型的观测仪有高谱分辨率、光谱信息量充足的优点，但时空分辨率较低，难以进行快速活动的动力学演化与观测研究。

坐落在北京怀柔太阳观测站的太阳磁场望远镜是由我国天文学家独立发明、设计和制造的（*Ai et al.*, 1986）。它选用滤光器型仪器，主光学系统包括一台口径35cm的折射望远镜，一台半宽为0.015nm/0.012nm的双折射滤光器（其工作波长为532.4nm和486.1nm）和一个像素数为640 × 480的CCD接收器。望远镜的观测视场为$3.81' \times 2.75'$（太阳角半径16′）。谱线FeI5324.191Å作光球矢量磁场和视向速度场观测，其谱线的等值宽度为0.334Å，线心剩余强度0.1315，是一条较宽、较强的吸收线。H β l 4861.324Å用于太阳色球的纵向磁场和视向速度场观测。这架望远镜于1986年开始常规观测，这是我国太阳物理观测仪器方面一个里程碑式的成就。在这一时期的国际同类仪器中，包括美国马歇尔飞行中心的光球矢量视频磁像仪和美国加州理工学院大熊湖天文台的光球视频磁像仪，都只能观测太阳光球的磁场状态，因此太阳磁场望远镜在总体性能上处于国际领先地位。这台仪器目前仍良好的运行着。到目前为止，它为我们提供了长达2个太阳活动周的太阳活动区的矢量磁场和速度场的数据。下面我们将详细的介绍怀柔太阳磁场望远镜的观测原理。

1.3.1　磁场测量原理（Zeeman效应）

采用Zeeman效应方法，是观测太阳磁场最主要的方法。磁场会使谱线简并的能级发生分裂，这就是塞曼效应。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Lande因子。对于发射线，如图1.12左图所示，沿磁场方向观测，会看到两条完全圆偏振谱线，紫端左旋，红端右旋；而在垂直磁场观测，如图1.12右图所示，则会看到三条完全线偏振的谱线，中间的谱线偏振方向平行于磁场，红紫两端的谱线偏振方向垂直于磁场。对于吸收线，如图1.13左图所示，沿磁场方向观测，会看到两条完全圆偏振谱线，紫端右旋，红端左旋；而在垂直于磁场的方向上，如图1.13右图所示，则会看到三条偏振谱线，中间的完全线偏振，方向垂直于磁场，红紫两端的是部分线偏振，方向平行于磁场。这是简单的塞曼效应。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，不同于上述纯吸收或纯发射情形。而且太阳磁场比较弱，并

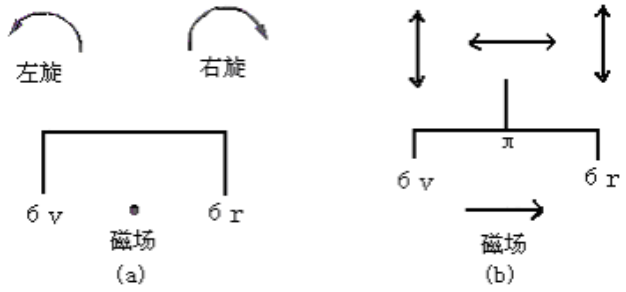

图 1.12: 发射线的Zeeman效应的示意图。

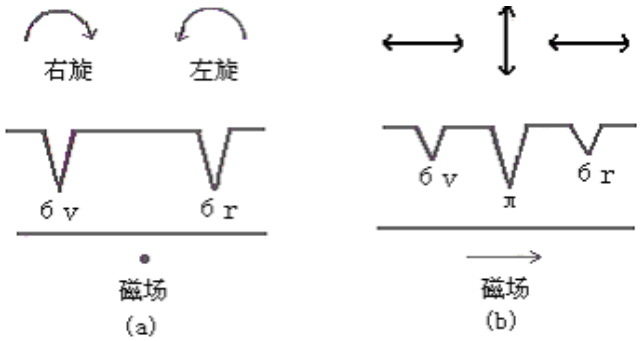

图 1.13: 吸收线的Zeeman效应的示意图。

不能使磁敏谱线发生分裂，而是使谱线加宽。在这种情况下用Zeeman效应测量磁场，只能先测得磁敏谱线的偏振光成份，而后由理论或经验定标归算出矢量磁场。

1.3.2 怀柔太阳磁场望远镜

太阳磁敏谱线中的偏振光可以用I，Q，U，V四个Stokes参数来表示。怀柔太阳磁场望远镜测量矢量磁场的关键部分是双折射滤光器和磁分析器。磁分析器由由一个四分之一波片，一个KD^*P 电光晶体和一个偏振片组成。下面

用Mueller矩阵来描述它对偏振光的作用。

$$
\begin{aligned}
S &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & cos\sigma & 0 & sin\sigma \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & sin\sigma & 0 & cos\sigma \end{pmatrix} \\
&\quad \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & cos^2 2\theta & \frac{1}{4}sin^2 4\theta & -sin^2 2\theta \\ 0 & \frac{1}{4}sin^2 4\theta & sin^2 2\theta & cos^2 2\theta \\ 0 & sin^2 2\theta & -cos^2 2\theta & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \\
&= 0.5I + 0.5Q(cos\sigma cos^2 2\theta - sin\sigma sin2\theta) \\
&\quad +0.5U(\frac{1}{4}cos\sigma sin^2 4\theta + sin\sigma cos^2 2\theta) - 0.5V sin^2 2\theta cos\sigma
\end{aligned}
$$

测量纵向磁场时，四分之一玻片不用，移到光路以外。上式变成

$$S = 0.5I + 0.5Qcos\sigma - 0.5Vsin\sigma. \tag{1.1}$$

给KD*P晶体加矩形正负高压，使得光的延迟在$\pm\lambda/4$之间调制，让左右圆偏振光交替通过滤光器。得到$S_\pm = 0.5I \mp 0.5V$，即$V = S_- - S_+$，于是和纵场相关的斯托克斯V信号可以从右旋圆偏振光与左旋圆偏振光的差中得到。在测量横场时，将四分之一玻片放在光路中，先将它的光轴的方位角调为0°，然后在KD*P晶体加矩形正负高压，使偏振面方位角分别为0°和90°的线偏振光交替通过滤光器，得到$S_\pm = 0.5I \mp 0.5U$，即$U = S_+ - S_-$，由此可得与横场有关的斯托克斯U信号。当1/4波片的光轴方位角为45°时，在KD*P晶体加矩形正负高压，偏振面方位角分别为45°和135°的线偏振光交替通过，得到$S_\pm = 0.5I \mp 0.5Q$，即$Q = S_- - S_+$，由此可得与横场有关的斯托克斯U信号。对所得到的I、Q、U、V进行理论或经验定标，就可以得到矢量磁场的信息。图1.3（右图）是怀柔太阳磁场望远镜观测到的一张矢量磁图。

1.4　磁场非势性的产生

太阳磁场是太阳表面一切爆发活动现象的能量来源。一次太阳活动所释放的能量来源于可供释放的自由磁场能，即总磁场能E与势场能E_p之差：

$$\triangle E = E - E_p \tag{1.2}$$

其中，

$$E = \frac{1}{8\pi}\int B^2 dV, \tag{1.3}$$

$$E_p = \frac{1}{8\pi}\int B_p^2 dV, \tag{1.4}$$

其中B为太阳活动源区的磁场，而B_p是与太阳活动源区的光球表面的纵向磁场分布相对应的势场，其积分体积为整个太阳活动的区域。由此可见，磁场对势场的偏离越大，其可提供的可供释放的磁场能量就越多。太阳磁场对势场的偏离称为非势性。磁场的非势性越强，产生太阳活动的可能性就越大。（林元章，太阳物理导论）

关于太阳磁场非势性的产生，一般认为有三种情况：

（1）光球下面和光球面上流体的各种运动（特别是扭绞和剪切运动）带动磁力线足根运动，使磁场位形偏离势场。*López Fuentes et al.*（2003）提出光球磁场的变化是由太阳对流层、光球层以及光球层下的大尺度的涡旋流造成的。利用日震学中的时距分析法，*Zhao et al.*（2001）分析了1998年6月18日SOHO/MDI的一系列的高分辨率的多普勒速度场的观测资料，发现了在光球下1.5−5Mm深处存在很强的涡旋流。*Zhao et al.*（2003）用同样的方法研究了出现在2000年8月的活动区NOAA 9114中的一个快速旋转的黑子，他们发现，在可见的光球面下同样存在缠绕的结构（如图1.14）。同时还发现，在黑子下方5Mm的深处，存在水平的涡旋流，方向相反的涡旋流在9Mm的深处也被发现了（如图1.15所示）。这些说明，光球下对流层内部的流场的涡旋运动可能是活动区螺度和能量的来源。进一步的计算还发现，对流层中的运动学的螺度和光球面上矢量磁场得到的磁螺度在量级上是可比的。

（2）新浮现的磁流系统和其附近的原有的磁流系统作用，使磁场偏离势场。*Krall et al.*（1982）发现浮现在原来磁场下的磁场方向相反的新浮磁流会使磁场偏离势场。*Liu et al.*（2006）研究快速浮现的活动区NOAA 10488时发现，一对新浮现的磁流系统和稍早浮现的磁流系统相互作用，使矢量磁场产生了很大的剪切，在两个磁流系统相互作用的地方产生了很大的电流。两个磁流系统相互之间的强剪切运动还成为活动区螺度的主要来源。

（3）新浮现的磁流系统本身就是非势的。*Leka et al.*（1996）研究了活动区NOAA 7260中新浮现的磁流对，发现这些新浮现的磁流绳在浮现之前就具有了缠绕的结构，并认为这个活动区中的新浮磁流在浮现的过程中带来了在光

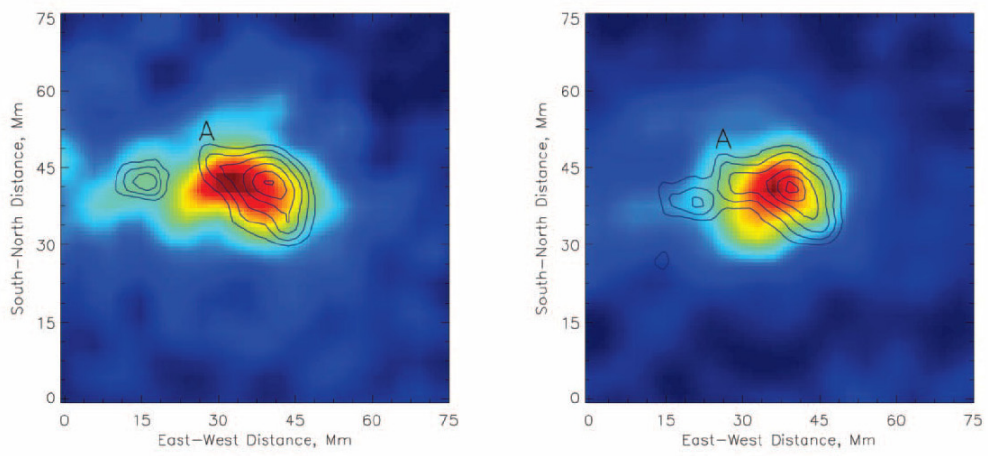

图 1.14: 背景的彩色图是光球下6Mm处的声速变化的图像，等高线是光球纵向磁场（*Zhao et al.*，2003）。

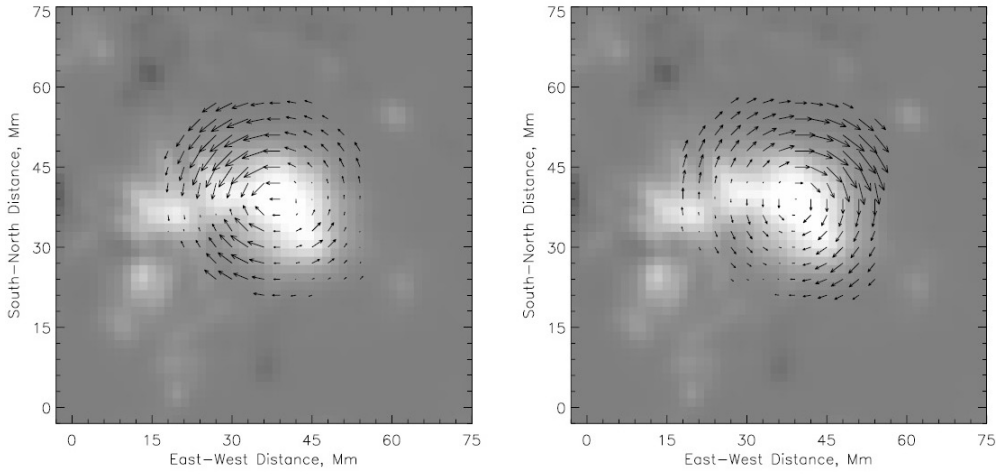

图 1.15: 在2000年8月8日得到的黑子中心在两个深度处（左图是0-3Mm，右图是9-12Mm）的流场的水平分量。灰度图是光球的纵向磁场，箭头表示速度的方向，图中最长的箭头表示速度为0.45 km s^{-1}。（*Zhao et al.*，2003）

球下就形成了的电流。*Kurokawa et al.*（2002）构建了一个简单的磁流绳浮现的模型来解释了活动区NOAA9026磁场的快速演化以及耀斑的发生。*Dun et al.*（2007）研究了三个非势参数：磁剪切，纵向电流以及纵向电流螺度在超级活动区NOAA 10486过日面过程中的变化，认为这些变化都可以用缠绕的磁流绳浮现来解释，并认为浮现的磁绳提供了活动区中的主要的非势的能量。这些观测研究都说明活动区在对流层就形成了非势的结构，活动区演化过程中所观测到的黑子的旋转，黑子之间的剪切运动等，其实都是缠绕的磁绳浮现的一种体现。*Fan et al.*（2004）和*Gibson et al.*（2004）用数值模拟的方法研究了一个缠绕的磁绳浮现的过程，他们发现这样的磁绳的浮现会在其上空形成S形或反S形的结构，和软X射线的观测是很吻合的。

1.5 磁场非势性的定量描述

1.5.1 剪切

1973年*Zirin et al.* 从Hα纤维结构平行于磁场中性线的活动区耀斑产率高提出了剪切的想法。*Hagyard et al.*（1984）定义剪切角为$\varphi_{obs}-\varphi_p$ 即观测场的方位角和由观测场推出的势场的方位角的差。更深入的研究（*Hagyard et al.*, 1986; *Moore et al.*, 1987; *Hagyard*, 1990）表明有利于耀斑发生的区域应满足：1. 最大剪切角必须大于85°；2. 最大的横场强度要大于1000Gs；3. 沿中性线的强剪切区域（剪切角大于80°）应长于8,000－10,000km。*Lü et al.*（1993）提出空间剪切角的概念，并将它定义为观测的磁场和势场之间的夹角，他们认为*Haryard*提出的剪切角是空间剪切角在光球上的投影，空间剪切角的大小不仅和剪切角的大小有关，还和当地的横场强度有关。空间剪切角的定义很好的解释了为什么有的地方剪切角很大却没有耀斑发生而有的剪切角比较小的地方反而爆发了大耀斑。通过求解球面三角形，可得

$$\cos\Delta\psi=\sin\theta_p\sin\theta_o+\cos\theta_p\cos\theta_o\cos\Delta\varphi \tag{1.5}$$

其中θ_p和θ_o分别为实测磁场和相应的势场分别与光球平面的交角，而$\Delta\psi$和$\Delta\varphi$分别表示空间剪切角和剪切角。由公式可以看出，$\Delta\psi$和$\Delta\varphi$的关系并不简单，向量剪切角$\Delta\psi$很大的地方，横场剪切角$\Delta\varphi$ 可以很小，反之亦然。这就可以解释为什么许多$\Delta\varphi$很大的地方并不发生耀斑而有的$\Delta\varphi$很小的地方反而发生耀斑。

Wang（1994）研究了5个X级耀斑（NOAA 6555），发现耀斑后剪切角都变大。对于两个时间分辨率很高（几分钟）的事件，他们发现剪切角的增加是短时间的。*Chen*（1994）研究了20个M级耀斑，7个符合上文所说的条件，2个耀斑后剪切角变大，其余的没有明显的变化。*Sakurai*（1992）结合矢量磁场和*Yohkoh*软Xray的资料，给了一个清楚的例子，耀斑后磁场更接近于势场的位型。*Ambastha et al.*（1993）研究了同一个活动区（NOAA 6555），发现耀斑发生时剪切角普遍有变小的趋势。他们认为Wang 之所以发现的剪切角增加是因为他研究的时段在剪切角的恢复期。*Wang*（1996）首次给出了剪切角演化的二维图。他研究了一个M1的耀斑，发现耀斑发生前3 小时剪切角有明显的增加，而耀斑后期剪切角变小。*Wang et al.*（2004）发现在2002年7月26日的大耀斑发生前在中性线处有新的磁通量的浮现，这个新浮现的磁通量造成了中性线上磁剪切的增强，他们认为是这个快速的浮现引起了磁重联从而产生耀斑，并引起了耀斑后磁场剪切角的增强。

1.5.2　电流

太阳活动区的磁场如果偏离势场，就是$\bigtriangledown \times B \neq 0$，由Ampere定律$J = \frac{1}{\mu_0}\nabla \times B$ 可知，磁场形成了电流系统。因此，磁场非势性和电流的存在是等价的。太阳大气中的电流现在还无法直接测量，只能通过向量磁像仪测得向量磁场B的分布后，再由Ampere定律计算电流分布，由于迄今为止比较可靠的磁场测量仍限于光球层次，我们还无法计算横场在视线方向的梯度（将来的多波段观测或许能解决这个问题）。所以，通常只能按照下式获得光球面上的纵向电流密度，即视线方向的分量：

$$J_z = \frac{1}{\mu_0}(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y}) \tag{1.6}$$

Moreton et al.（1968）首先观测研究了耀斑Hα发射与电流之间的关系。他们研究了30个耀斑发现其中大约80%的Hα初始增亮与电流的主要位置一致。随后，关于耀斑位置和电流之间关系的研究就此展开了（*Lin et al.*, 1987; *Leka et al.*, 1993; *Wang*, 1996; *Li et al.*, 1997; *Zhang*, 1996）。*Li et al.*（1999）利用美国大熊湖天文台（BBSO）和怀柔观测站的矢量磁场和白光像，首次对电流演化与磁场、黑子运动和耀斑活动的关系做了长时间的跟踪研究，得到如下的主要结论：1. 活动区的电流通常出现在正磁场区域而消失在负磁场区域；2. 在强剪切

中性线两边存在着一对相反极性但相距很近的集中电流系统。磁剪切度反映了中性线与电流系统的符合程度，但最大的集中电流并不与强剪切区域一致；3. 存在一些横场很强的区域，虽然剪切很强，但并没有耀斑发生；4. 磁场演化（时间、空间）、黑子运动以及耀斑的产生都与纵向电流相对应。该活动区耀斑活动的日变化，并不与总电流密度有关，而是与剩余电流的变化密切相关。他们也首次从载有电流的磁流绳的角度解释了该δ 位形群异常活动的动力学起源，并提出：太阳耀斑触发及其大小与两个因素有关，(1) 涌现剪切，即由磁流涌现产生的剪切；(2) 移动剪切，即由集中电流的移动产生的剪切。这两个因素是产生耀斑的能源。和以前的工作类似，他们的工作也发现，虽然纵向电流可以作为磁场非势性存在的一种表现，即可作为磁场中非势的自由能存储的一种体现，但它只反映了矢量电场的一部分分量，所以和磁场的剪切角一样，它和耀斑的发生在空间和时间上都不存在一一对应的关系。*Zhang*（2001）把活动区的纵向电流写为$J_z = \frac{B}{\mu_0}(\frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y}) + \frac{1}{\mu_0}(b_y\frac{\partial B}{\partial x} - b_x\frac{\partial B}{\partial y})$，并指出该式中第一部分与磁场手征性有关，第二部分和磁场的剪切和梯度有关。活动区磁场的剪切和电流都反映了活动区电流的一部分分量，尤其在中性线附近。这也说明，其实描述活动区磁场非势性的参量之间是相互联系的，它们各自反映了磁场非势性的某些方面。*Deng et al.*（2001）研究了著名的Bastille事件日面源区磁场非势参数逐日演化的过程，其结果显示，沿着暗条通道及在暗条通道附近区域，磁场剪切角变化很大，这一变化过程在大耀斑之间至少持续了9小时；旧的电流系统爆发，代之以新的弱的电流系统，同样，新的垂直电流螺度代替了旧的；源场减弱。而这些变化都发生在磁通量大量损失的区域。

1.5.3 磁螺度

螺度是对复杂物理对象拓扑特性的一种描述，它与缠绕、扭曲等特征有关。磁螺度的定义是磁螺度密度$h = A \cdot B$在所研究的空间内的积分（$H = \int hdv$），其中矢量A是磁场B的磁矢势（$B = \nabla \times A$）。由于磁矢势在空间的变化$\nabla \times A$反映了矢量磁场B，因此磁矢势A以及由其计算而得到的磁螺度H在一定程度上反映了磁场的拓扑结构，即反映了磁场在所研究的空间中的缠绕、扭曲、打结等结构。举个简单的例子，对于如图1.16 所示的两个封闭的不缠绕的通量管

$$H = \pm 2\phi_1\phi_2 \tag{1.7}$$

其中ϕ_1和ϕ_2分别表示两个通量管的磁通量，而H的符号则由两个管之间的缠绕

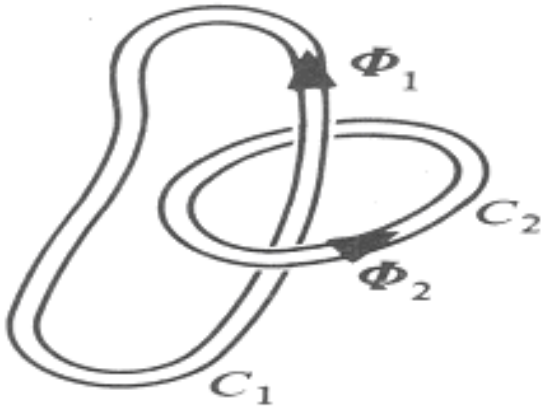

图 1.16: 两个简单的小通量管的螺度。

方向决定。对于更复杂的情况，我们可以把H表示为表示单根磁流管绕自身轴线的缠绕和不同磁流管之间的缠绕两部分组成，即

$$H = H_T + H_K \tag{1.8}$$

对于太阳磁场，我们可以认为磁螺度是描述磁场复杂性、磁力线缠绕数的一个量度。总螺度可用磁流管内的磁力线缠绕与磁流管本身的扭转（磁极轴的倾斜）之和来表示，即

$$H = (T_w + W_r)\Phi^2 \tag{1.9}$$

其中T_w表示磁力线绕轴心的缠绕；而W_r表示磁力线轴心本身的缠绕。这样的两部分不是拓扑不变的，它们会相互转化。一种最简单的情况就是当磁力线绕轴心的缠绕T_w超过一定的域值时会转化成磁力线轴心本身的缠绕W_r。实际的太阳磁场是很复杂的，很多情况下我们不清楚活动区磁极之间的拓扑链接，所以很难用这个简单的公式来估算活动区磁场系统中的螺度。

磁力线绕轴心的缠绕在观测上会体现为黑子的自旋运动，除了用黑子旋转的角速度来表示外，还可以用磁场的无力因子α来表示。而磁力线轴心本身的缠绕在观测上则会体现为不同极性黑子之间的绕转，观测上可由磁倾角来表示。

一、无力因子α

除了在剧烈的太阳活动（如耀斑过程），有明显的加速运动，以及激波过程中，一般来说活动区在光球层上方的磁场可以近似为无力场，这种近似不仅是

合理的，观测上也是符合的。由此等离子体的磁场静力学平衡方程可近似写为：

$$(\nabla \times B) \times B = 0 \tag{1.10}$$

上式表明此时电流与磁场平行，即Lorentz力为零，因此称为无力场方程。上式也可写为：

$$\nabla \times B = \alpha(r)B \tag{1.11}$$

其中$\alpha(r)$为空间位矢的函数，称为无力因子。无力因子$\alpha(r)$ 在沿磁力线的方向上无梯度，即方向导数为零，也即在同一条磁力线上$\alpha(r)$ 为常数。当$\alpha(r)$对所有磁力线为常数时，即$\alpha(r) = \alpha$，成为常α无力场，也叫线性无力场。无力因子α的大小表征磁力线扭曲的程度，同时也表征电流密度与磁感应强度的比值的大小；α的正负表征磁力线扭曲的方向与势场磁力线方向的相对关系，即扭曲的螺旋方向（右手螺旋或左手螺旋），同时也表示电流密度矢量与磁感应强度矢量的平行或反平行的关系。无力因子α 把磁场的几何特征与物理特征联系到了一起，成为研究太阳活动区磁场特征，尤其是研究磁场非势特征的一个重要物理参量。*Pevtsov et al.*（1995）定义了一个用来描述活动区整体缠绕性的参数α_{best}。活动区的α_{best}可以这样得到，在常α无力场的假定下对活动区进行多次外推，找出其中外推结果和活动区观测的横向磁场的方向的夹角的差最小的那个α植就是所求的α_{best}。用这个方法得到的α_{best}能更好的描述活动区磁场的缠绕的特征。

二、磁倾角

磁倾角这个可观测量可以提供光球层以下伴随着磁流管在太阳内部产生以及演化过程的相关信息。活动区的强环向场通常被认为是在太阳发电机的作用下，对流层底以下的强剪切层产生的。由于浮力不稳定性的作用，一旦环向场被带到对流层底部，这些环向场就会衰减，磁力线就会收缩而形成磁流管，随后这些磁流管就会以Ω 形状浮出光球层表面形成黑子或者活动区（*Parker*，1955）。在浮出光球层的过程中，这些磁流管将会受到多种力的作用，比较典型的有柯里奥利力和湍动。这两种物理过程都会将它们的某些信息以扭绞和磁倾角的形式表现在不断上浮的磁流管上。

三、磁骡度的观测计算

Berger et al.（1984）给出了空间中螺度的类似于电磁传播问题中的坡印亭矢量的面积分：

$$\frac{dH}{dt} = \oint 2(B \cdot A_p)v_z dS + \oint -2(v \cdot A_p)B_z dS \tag{1.12}$$

其中A_p表示磁场为势场时所对应的磁矢势（库仑规范下），B表示观测得到的纵向磁场，v_z表示磁力线的水平速度，这些物理量都是可以由观测来计算的。这就提供了一个具有物理意义的可观测量，让我们可以从观测的角度来研究磁场螺度的演化。从这个公式我们可以看出，在开放系统中，磁场的螺度是会改变的，它的变化可以由螺旋的磁流管的上浮（第一项）和磁流管在光球表面的水平运动引起（第二项）。*Chae*（2001）利用局部相关跟踪的方法首次用纵向磁场计算了一个活动区（NOAA 8011）与局部剪切运动有关的磁螺度的演化（即上述公式中的第二项）。2003年，*Démoulin et al.* 在仔细分析了利用局部相关跟踪方法用纵向磁场计算光球表面上磁场足点的水平运动的方法后，指出，无论磁场的结构如何复杂，用局部相关跟踪的方法算出的磁场的螺度的传输率即包括了磁流管在光球表面做剪切运动所产生的螺度也包括了缠绕的磁流管在浮现过程中带来的螺度。之后，很多人用这种方法估算了光球表面水平速度所传输的螺度，发现单个活动区向日冕传输的螺度与活动区所产生的CME所带走的螺度在量级上是可比的（*Nondos et al.*, 2002; *Moon et al.*, 2002; *Nindos et al.*, 2003; *Chae et al.*, 2004）。

1.6　本文的目的和意义

二十世纪九十年代是空间望远镜飞速发展的一个时期，各种空间望远镜陆续升空并成功的进行常规观测，提供了近乎全波段不间断的的信息。目前随着太阳活动慢慢步入低年，对上一太阳周的数据进行统计分析和总结对我们进一步了解太阳活动是很重要的。本文利用已证认的CME源区的样本和MDI光球全日面纵向磁图定量的分析了23周的对地晕状CME爆发前光球纵向磁场的变化，为下一步定量的分析光球矢量磁场变化和CME触发的关系打下了基础。

太阳上出现的各个超级活动区，作为太阳剧烈爆发事件以及空间灾害天气的源区，对它们的特性和演化的研究一直是太阳物理一个经典的课题。利用丰富的空基和地基资料，我们研究了一个典型的超级活动区里黑子的旋转运动的特性和演化，发现δ黑子的旋转运动不仅在活动区能量的积累和传输中很重要，对于耀斑的触发也起了重要的作用。

第二章　光球表面磁场变化和CME触发之间的关系的统计研究

2.1　引言

很长一段时间以来，人们一直认为磁浮现是各种太阳活动现象（如耀斑，暗条爆发）的重要的触发机制。*Martin et al.*（1982）研究了发生在Hale active region16918中的88个耀斑的位置，发现，至少有2/3 的耀斑和磁浮现有直接的关系，而剩下的1/3和磁浮现的关系不明显或者没有直接的关系。*Feynman et al.*（1995）研究了1997年9月－11月两个月的暗条，发现2/3和宁静暗条爆发相伴随的CME发生在暗条附近浮现了一定数量的新磁通量。*Tang et al.*（2000）比较了*Yohkoh*软X射线像、矢量磁场和Hα单色像，分析了一个和新磁浮现有关的软X射线增亮事件。他们发现磁通量的突然增加发生在Hα和软X射线增亮前20分钟，并持续了近10分钟。他们认为增亮是新浮现的小磁环和以前存在的势场形态的磁环重联的结果。*Schmieder et al.*（1997）发现持续浮现的剪切的磁场和原来的日冕磁场的相互作用触发了一系列的耀斑。*Liu et al.*（2005）分析了一个发展成为喷流状的CME的日浪，发现日浪活动与磁场浮现有密切的关系。

同时，人们还发现磁对消，作为低层磁重联的一种证据，也和太阳表面的活动现象有密切的联系。*Martin et al.*（1985）首次发现了磁对消和耀斑之间的联系，之后*Livi et al.*（1989）对它进行了详细的研究。*Wang et al.*（1993）提出耀斑过程中可能的两步重联过程。他们提出观测到的磁对消是低层大气的慢重联，这是第一步重联。而耀斑的能量来源于高层日冕的快速的突发的第二步重联。*Zhang et al.*（2001）对著名的大耀斑－－巴士底耀斑的研究发现发生在耀斑事件前约10小时的磁对消（底层大气重联的体现）和耀斑事件有直接的联系。*Wang et al.*（2002）发现发生在2002年2月20日的M2.4的耀斑前的小黑子突然消失现象，并提出这个消失的小黑子是由快速的磁重联以及随后的磁和合并引起的。

理论研究和数值模拟也认为光球或光球以下的磁场的浮现会引起磁场结构发生不稳定，并爆发CME。*Chen et al.*（2000）在二维数值模拟研究中模拟了一种以磁浮现为触发机制的CME初发过程。他们的数值模拟显示，磁场位型有

利于磁重联发生的磁浮现无论发生在暗条通道内还是发生在暗条通道旁边，都会导致磁绳系统丧失平衡并在磁绳下形成电流片。随后发生在电流片中的快速的磁重联会导致磁绳爆发形成CME，同时形成在X-射线耀斑中经常被观测到的尖峰状结构。*Lin et al.*（2001）用一个简单的模型研究了磁浮现对以前存在的磁场的影响，他们发现新的磁浮现会使磁场发生不稳定并产生爆发，而且能引起爆发的情况是很复杂的，除了磁场的极性外，诸如浮现磁场的强度，距离、面积等也能使引起磁场不稳定。

近年来很多人致力于研究CME爆发时太阳光球纵向磁场的变化。*Subramanian et al.*（2001）发现源区是活动区的CMEs大多伴随有小尺度的磁浮现或磁对消。这些小尺度磁浮现和磁对消持续的时间为6－7小时。*Lara et al.*（2000）计算了8CME源区的磁通量，发现在几小时到几天的时间尺度内，这些源区发生了了小尺度的磁浮现和磁对消。这些小尺度的变化约为$\sim$ 0.4 to $\sim$ 3.1 $\times$ 10^{17} Mx/象素（$\sim$ 4 arcsec^2）。*Green et al.*（2003）研究了四个活动区并发现大部分的CME和耀斑都发生在新磁浮现发生的过程中或新磁浮现之后。*Muglach et al.*（2005）研究了32个CME源区，发现其中的28个CME源区在CME发生时磁通量有变化，4个CME源区的磁通量没有发生变化。

在这个工作中，我们研究一个包括189个CME源区的大样本。我们主要研究了CME前12小时源区磁通量的变化。我们研究了磁通量在大尺度（角分的量极）和小尺度（角秒量极）两种空间范围上的变化。为了进一步确定以上得出的变化是否和CME初发相关，我们把计算的结果和两个比较样本－－一个包括46个活动区的子样本和一个包括15个新浮现活动区的样本进行比较。我们将在第二节中介绍本文的三个样本。在第三节、第四节中分别介绍大尺度和小尺度的光球纵向磁场的变化。结论和简单的讨论在第五节中给出。

2.2 研究样本

2.2.1 CME源区

研究CME和太阳表面活动的相关性是CME研究中一个很重要的课题。所有的有常规观测的日冕仪的资料都有人做过所记录的CME和其他太阳表面活动的相关性的统计研究。最近，*Zhou et al.*（2003）研究了1997年到2001年间LASCO记录到的所有的对地晕状CME，并给出了197个在EIT和其他空基和地基观测中有相对应的日面活动现象的CME 的列表。*Gopalswamy et al.*

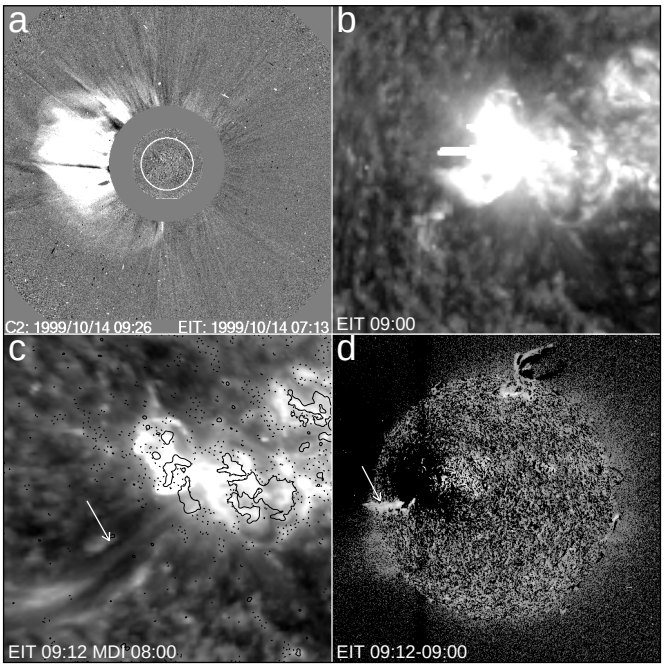

图 2.1:　（a）从http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list下载的C2和EIT的较差图像；（b）EIT 284Å 的图像，显示了X1.8的耀斑极大；（c）叠加了相应的MDI纵向磁场的EIT 284Å 图像。等高线中实线表示正极，虚线表示负极。箭头指明了爆发暗条；（d）EIT 284Å 的较差图，它很清楚的显示了耀斑，暗条爆发和CME的对应关系。

（2007）研究了1996年到2005年间的378晕状CME并给出了详细的列表。我们工作中所用的CME源区的样本就来自上述两个列表。

图2.1举例说明了一个CME的证认过程。图2.1a显示了一个向东传播的CME。它的前沿第一次出现在LASCO C2中的时间是1999年10月14日09:26 UT，出现的高度是5.36 $R_{\odot}$。我们利用CME高度和时间的记录（http://cdaw.gsfc.nasa.goc/CME_list）用线性拟合的方法求出这个CME初发的时间是08:44 UT。根据GOES X-ray 1-8 Å 记录，我们发现在这个时间前后活动区NOAA 8731爆发了一个X1.8级的耀斑。这个耀斑的开始时间是08:54 UT，耀斑在09:00 UT达到极大，在09:03 UT结束。而CME的初发时间是08:44 UT，即CME发生在耀斑前10分钟。图2.1b是局部的EIT 284 Å 的像。它展示了耀斑在到达极大前在09:00 UT的形态。图2.1c是09:12 UT时耀斑过程的图像。我们用箭头指出了一个爆发暗条的位

置。我们在图2.1c上叠加了相应的MDI的纵向磁场，这样可以清楚的看出这个活动区的磁场结构。这些太阳表面活动（耀斑，暗条抛射）和CME之间的关系能在EIT的较差图像中清楚的看出来（图2.1d）。所以我们认为活动NOAA 8731是这个CME的源区。

在MDI的纵向磁图上证认完CME源区后，我们研究了CME源区在CME发生前12小时内磁通量的变化。在计算源区磁场前我们对MDI的磁图做了投影效应的改正，关于这个改正的方法我们会在后面详细的介绍。由于MDI全日面磁场的资料受投影效应的影响比较大，所以我们只选择了源区位置位于日面中心$\pm 60^{\circ}$的样本。这样我们的样本里共有189个CME源区。

2.2.2 活动区

想要对空间灾害性天气预报有所帮助，我们必须知道我们在CME源区中发现的这些磁场的变化是否真的和CME的触发有关。所以我们从CME源区这个样本中找出我们可以进行长时间演化研究的样本作为活动区磁场演化的子样本。这个子样本是这样找到的：（1）CME的源区是活动区；（2）源区在CME发生时位于W10°～ W50°之间。这样我们找到了46个活动区。对于这个子样本中的活动区，我们把研究的时间从CME触发前12小时延长到CME发生前96小时至CME发生后15小时（即总共111个小时）。在这111个小时中，大部分的活动区的磁通量都是先增加后减少的。于是，我们把活动区磁通量的长时间演化分为两个阶段：磁通量增加的阶段和磁通量减少的阶段。这样和CME或别的太阳活动现象有关的磁通量的短期的变化就会被长时间的演化平滑掉。我们把这个样本所计算得到的磁通量的变化作为活动区正常演化时（没有大的表面活动现象）的磁通量变化的标准。

2.2.3 新浮现的活动区

CME触发和磁浮现之间的关系，一直是一个很有意义但不确定的问题，为了进一步的理解这个问题，我们建立了另一个样本，这个样本包括了15个新浮现的活动区。这些活动区是从MDI的磁场的演化中找出来的。考虑到MDI 全日面纵向磁场的投影效应的改正以及为了使对每个新浮现的活动区的研究时间尽量的长，我们只选择那些浮现在西半球，且浮现时位于西经30°～60° 以西的活动区。这些活动区的浮现阶段持续的时间在50 ～ 160小时之间，其平均浮现阶

段的时间为110小时。对于这些活动区，我们只计算了它们浮现阶段的磁通量的变化，并把它作为活动区磁通量快速浮现的上限。

2.3　磁通量的大尺度变化

2.3.1　MDI数据分析

我们用的MDI全日面纵向磁图的空间分辨率是$\sim 2''$，时间分辨率是96 min。我们按照下面介绍的步骤对MDI的磁场资料做了更进一步的处理。

1. MDI的磁场数据受仪器的影响有明显的饱和效应。针对磁场密度高于1200 Gs的数据，*Berger et al.*（2003）提出了一个线性改正的方法。*Nindos et al.*（2003）对磁场密度小于1200Gs和大于1200Gs的数据给出了一个非线性的改正方法，

$$B = 1.45(B_{obs} + 0.23B_{obs}), \quad if \ \ |B_{obs}| > 1200 \ gauss \tag{2.1}$$

$$B = 1.45B_{obs}, \quad if \ \ |B_{obs}| < 1200 \ gauss \tag{2.2}$$

按他们的方法，我们重新定标了MDI的磁场数据。

2. 根据*Chae*（2001）和*Chae et al.*（2001）中介绍的图像处理方法，我们把数据从平面坐标转换到了球面坐标。这个改正方法还考虑了太阳较差自转和投影效应的影响。处理后的数据的像元分辨率为$1''$。对于纵向磁场，改正后的磁场强度变成了视向磁场的$1/cos\psi$，其中ψ 是日心角。将磁场资料的像元分辨率从$2''$/像素内插成$1''$/像素将使我们对小尺度磁浮现和磁对消的证认变得更加容易。同时我们也做了检验，对于同一张磁图，两种不同像元分辨率的数据计算的磁通量的差别小于1%。而且，小尺度的磁浮现和磁对消的尺度也远大于$2''$，所以内插并不会对我们证认小尺度的磁浮现和磁对消带来伪信息。

2.3.2　参数计算

我们分别计算了三个参数来定量的描述三个样本的磁通量的变化。这三个参数是：

1. 平均总磁通（ATF）（$\overline{\Phi}$）：活动区的总磁通量在所计算的时间段内的平均值：

$$\overline{\Phi} = \frac{\sum_{i=1}^{m} \Phi_i}{m} \ , \tag{2.3}$$

其中$\Phi = \sum_{j=1}^{n} (|B_j|) \cdot s$（n是每张磁图中被用来计算总磁通的像素数，$B_j$ 是磁场强度密度，s是以cm^2 为单位的每个像素的面积）。

为了准确的计算长时间范围内的磁通量，我们需要消除每张磁图的噪声。我们在每张磁图中的宁静区中取一个小区域，以这个区域内磁场的绝对值的平均值作为这张磁图的噪声B_{noise}。我们用以下的公式来消除噪声对总磁通的贡献：

$$|B_j| = 0, \quad if \ \ |B_j| < B_{noise} \tag{2.4}$$

$$|B_j| = |B_j| - B_{noise}, \quad if \ \ |B_j| > B_{noise} \tag{2.5}$$

2.磁通量变化率（FVR）（$\frac{d\Phi}{dt}$）：总通量在一段时间内的变化率。它可以通过对总通量和时间做线性拟合求出来。它的单位是Mx h^{-1}。磁通量变化率的符号表示了磁通量变化的趋势，正号表示磁浮现而负号表示磁对消。

3. 归一化的磁通量变化率（NFVR）（$\frac{d\Phi}{\Phi dt}$）：它是上面提到的磁通量变化率和总磁通的比。它的单位是1 h^{-1}。它的符号和磁通量变化率的符号相同，但是数值是用总磁通做了归一化的结果。它表示了CME源区中，变化的磁通量占源区磁通量的百分比。这个比例消除了总磁通的影响，使大小不同，类型不同的CME源区的磁通量变化具有一定的可比性。

图2.2列出了三个典型的事件说明这三类样本的参数计算方法。三张图的坐标是一样的：X轴是时间，以小时为单位；Y轴是以10^{21} Mx为单位的总磁通。平均总磁通是图中所标点的平均值，磁通量变化率是这些点和时间做线性拟合的斜率，归一化磁通量变化率是前面两个参数的商。

图2.2 的上图展示了我们在上一节介绍过的1999年10月14日的CME爆发前12小时磁通量的演化。图中的加号表示由MDI磁图计算得到的总通量，斜线是对这些点做线性拟合得到的总磁通的变化趋势。在CME爆发前的12小时，我们有8张磁图可以用来计算总磁通。对这个事件而言，我们计算得到的总磁通是50.3×10^{21} Mx。由拟合的趋势线的斜率算出的磁通量变化率和归一化的磁通量变化率分别为0.45×10^{21} Mx h^{-1} 和0.009 h^{-1}。

用同样的方法，图2.2的中图展示了活动区NOAA8214的总磁通的演化。这个活动区的总磁通在1998年5月2日11:12 UT达到极大，我们在图中用竖线做了标注。我们以这个时间为界，把活动区总磁通的演化分为两个阶段：总磁通增加的阶段，这个阶段从1998年4月29日19:12 UT到1998年5月2日11:12 UT以及总磁通减少的阶段，这个阶段从1998年5月2日11:12 UT到1998年5月4日12:48 UT。

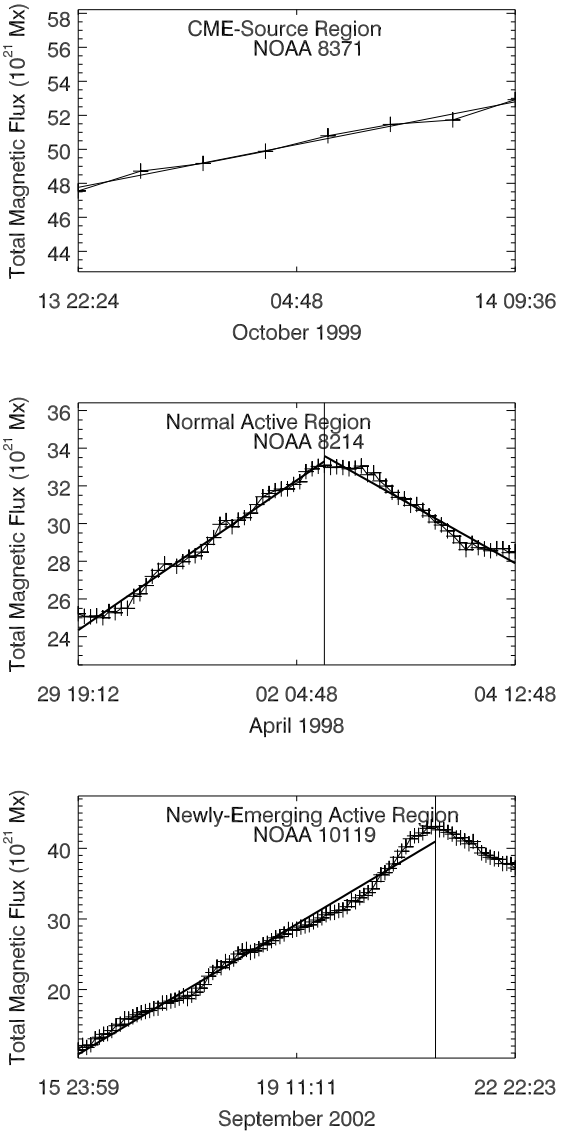

图 2.2: 举例说明三个参数的计算方法。上图是CME发生前12小时活动区NOAA 8371的磁通量随时间的演化。实线是线性拟合磁通量演化的趋势线；中图是活动区NOAA8214长时间的磁通量随时间的演化。竖线表明了活动区磁通量达到最大的时间。两条斜线表示了在活动区磁通量增加阶段和减少阶段线性拟合的趋势线；下图是新浮现的活动区NOAA10119磁通量随时间的演化。竖线表明了活动区浮现结束的时间，斜线拟合了活动区浮现阶段的磁通量变化。

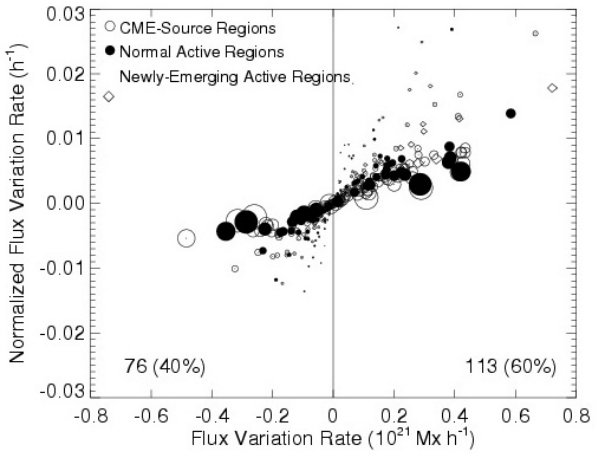

图 2.3: 磁通量变化率和归一化磁通量变化率的散点图。空心圆表示CME源区，实心圆表示活动区，菱形表示新浮现的活动区。它们的大小和总磁通成正比。

我们分别计算了两个阶段里的三个参数。图中的两条斜线分别表示了两个阶段的线性拟合的总磁通的变化趋势。对于这个活动区在总磁通增加的阶段，活动区的总磁通是28.9×10^{21} Mx磁通量变化率是0.14×10^{21} Mx h^{-1}，归一化的总磁通变化率为0.005 h^{-1}。在总磁通下降的阶段，总磁通是30.7×10^{21} Mx，磁通量变化率为-0.11×10^{21} Mx h^{-1}，归一化的磁通量变化率为-0.004 h^{-1}。

同样的，图2.2的下图展示的是新浮现活动区样本中活动区总磁通的演化。这个活动区是NOAA 10119，它于2002年9月16日浮现在日面上。活动区浮现之初是一个β 活动区，然后在9月17日时迅速发展成一个$\beta\gamma$ 活动区。这个活动区发生了4个C级的耀斑，每个耀斑都和一个CME相伴随。这个活动区的总磁通在2002年9月22日01:35 UT达到极大，我们计算的它在磁通量增加的阶段内的总磁通，磁通量变化率和归一化的磁通量变化率分别为25.9×10^{21} Mx，0.22×10^{21} Mx h^{-1} 和0.009 h^{-1}。

2.3.3 结论

图2.3是三个样本的磁通量变化率和归一化的磁通量变化率的散点图。X轴是磁通量变化率，单位是10^{21} Mx h^{-1}，Y轴是归一化的磁通量变化率，单位是1 h^{-1}。空心圆和实心圆分别表示CME源区和活动区，圆的半径和总磁通的大小成正比。方形表示新浮现的活动区，它的大小也和磁通量的大小成正比。从这

表 2.1: 大尺度磁场变化I

样本	**ATF** (10^{21} Mx)	**FVR** (10^{21} Mx h^{-1})	**NFVR** (1 h^{-1})
CME源区	37.4	0.16	0.005
	35.4	-0.12	-0.004
活动区	40.0	0.18	0.005
	42.3	-0.10	-0.003
新浮现的活动区	25.7	0.28	0.012

张图中我们发现CME发生前的12小时内，CME源区总磁通增加（$\frac{d\Phi}{dt} > 0$）和减少（$\frac{d\Phi}{dt} < 0$）的数目是一致的。在189个CME源区中，有113（60%）个源区的总磁通是增加的，76（40%）个源区的总磁通是减少的。这样我们就无法从整个源区的总磁通的变化中找到和CME触发有关的信息。从这张图中我们还能看出，CME源区的磁通量变化率以及归一化的磁通量变化率和活动区正常演化所产生的是一致的，它们都远小于新浮现活动区的变化。更进一步，我们发现磁通量变化率和归一化的磁通量变化率成正比，尤其当我们把这些样本按总磁通的大小做了分类时。这实际上是很显然的，因为当总磁通不变时，它们就是成正比的。图2.3还指出总通量和CME的发生率是没有关系的，甚至磁通量变化率和归一化的磁通量变化率也和CME的发生率无关。这个图还进一步说明，即使做了定量计算，磁通量变化率和归一化的磁通量变化率仍然不能为CME是否发生，在什么地方发生提供有用的信息。

这个结论也可以从表2.1中看出来。在这个表中，我们给出了三个样本的这三个参数的平均值。在计算平均值的时候，我们把CME源区按磁通量变化率的正负分成了两个子样本，并分别计算了它们的平均值。对活动区，我们也把它们总磁通增加和减少的阶段分成了两个子样本。从这张表中，我们再次看出CME源区的磁通量的变化和活动区的正常演化是一样的，它们都远小于新浮现的活动区的磁通量的变化。

在这，我们还讨论了这三个参数和CME的速度之间的关系，如图2.4所示。图2.4 从上到下展示了平均总磁通，磁通量变化率和归一化的磁通量变化率和CME的速度之间的关系。在这里，磁通量变化率和归一化的磁通量的变化率用的是绝对值，即我们不考虑磁通量是增加还是减少（即磁场是表现为磁浮现

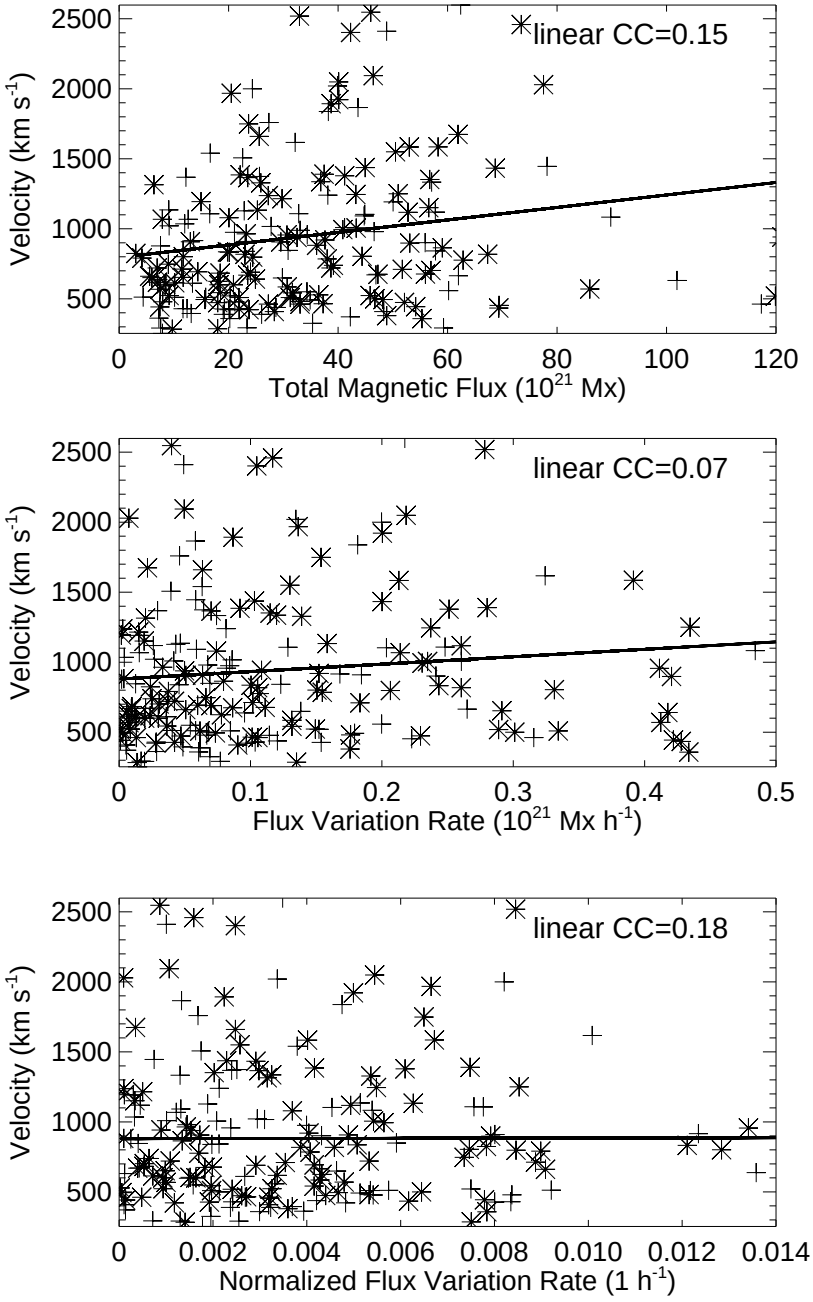

图 2.4: 总磁通，磁通量变化率，归一化的磁通量变化率和CME速度的关系的散点图。加号表示磁通量变化率为正的源区，星号表示磁通量变化率为负的源区。

表 2.2: 大尺度磁场变化II（源区为活动区）

样本	ATF (10^{21} Mx)	FVR (10^{21} Mx·h^{-1})	NFVR (h^{-1})
CME爆发前12小时	37.7	0.15	0.004
	37.9	-0.12	-0.004
长期演化	21.5	0.11	0.006
	23.1	-0.10	-0.005

还是磁对消），只考虑磁场变化的快慢。实线是对数据做最小二乘法拟合得到的趋势线，对这三个参数，其拟合系数分别为0.16，0.03，0.20。这就是说，这三个参数和CME的速度也没有很好的正相关性。这进一步说明，磁场的浮现或对消和CME 的触发的关系是很复杂的。

在这189个CME源区中，我们发现其中有22个活动区爆发了2次以上的CME，确切的说，这22个活动区一共爆发了83个CME。这样我们可以进一步研究两次CME之间的时间间隔和磁通量的变化率。我们发现在磁通量增加的阶段，两次CME之间的时间间隔是37.2小时，磁通量的变化率是14%。在磁通量减少的阶段，两次CME之间的时间间隔是41.6小时，磁通量的变化率是10%。

所有的CME源区样本根据它的磁场特点可以简单分为活动区和非活动区。这两类源区的磁场有各自的特点。活动区的磁场场强比较大但尺度稍小（角分量级）而非活动区的磁场场强比较弱但尺度较大（几十个角分）。所以我们选出了1996年到2001年间的源区是活动区的样本，分别计算了它们在CME发生前12小时以及它们过日面中心的6－9天内的3个参数的变化。表2.2给出了计算结果。我们发现单独考虑源区是活动区的样本，得到的结论和既考虑活动区又考虑非活动区时得到的结论在统计上是一致的。我们知道磁通量的大小可以从一个侧面反映出磁系统能够提高的自由能的大小而磁通量变化的快慢则是磁场结构变化快慢的一个体现。这说明作为CME源区不论它是活动区还是非活动区，它的磁场结构和变化是有共性的。

观测和理论工作都表明CME是否爆发和新浮现的磁通量的位形关系很密切（*Feynman et al.*, 1995; *Chen et al.*, 2000; *Wang et al.*, 1999）。如果新浮现的磁通量的极性分布有利于新旧磁通量之间的重联，那么出现CME 的概率就很大。在这个工作中，我们认为如果新浮现的磁通量和周围的旧磁通量的极性相

反，就认为这种浮现是反极性的浮现（我们在图2.5中的方形标出的浮现）。我们仔细的看了所有源区的磁场演化，发现57%的CME源区在CME爆发前有反极性的浮现，16%的CME源区发现有反极性的运动磁结构浮现，而27%的CME源区则没有明显的反极性的磁通量浮现。即总的来说，有73%的CME源区在CME发生前12小时有反极性的磁浮现发生。

2.4 CME源区小尺度的磁通量变化

2.4.1 小尺度磁浮现和磁对消的证认

由于我们在上节CME源区大尺度磁通量变化（角分的量级）和CME触发的关系的研究中没有发现对空间天气预报有用的信息，所以，我们在下面进一步的研究了CME源区小尺度的磁场变化（角秒的量级）和CME触发之间的关系。我们仔细研究了CME爆发前12小时源区磁场的演化，并从中找出小尺度的磁浮现和磁对消。

我们用图2.5为例来介绍证认小尺度磁浮现和磁对消的方法。在CME发生前12小时，我们在这个源区既证认出了磁浮现也发现了磁对消。这个源区还是我们上面几节提到的1999年10月14日的CME的源区——活动区NOAA 8371。在第四张图中白色的方形圈出了一个浮现在负极磁场中的正极磁流。黑色的方形则标出了活动区演化时，磁对消发生的地方。把图2.5和图2.1进行比较，我们发现，证认出的磁浮现和磁对消发生的位置和活动区耀斑增亮的位置在空间上有很好的对应关系。像这样在CME发生前既有磁浮现也有磁对消的CME源区，是我们CME源区样本中的典型源区。

2.4.2 结论

我们仔细的研究了每个CME源区的磁场演化并证认出其中小尺度的磁浮现和磁对消。然后我们把CME源区分为4类：1. CME发生前只有磁浮现的；2. CME发生前只有磁对消的；3. CME发生前既有磁浮现又有磁对消的；4. CME发生前既没有磁浮现也没有磁对消。我们发现，在189个CME源区中，只有7个（5%）CME源区在CME前只有磁浮现。同样，只有7个（5%）CME源区在CME前只有磁对消。有6个（4%）CME源区在CME发生前既没有磁浮现也没有磁对消。剩下的大部分CME 源区，即163个（86%）CME源区在CME发生前，即有磁浮现又有磁对消。这就是说，在我们的样本中，有171个CME源区（91%）

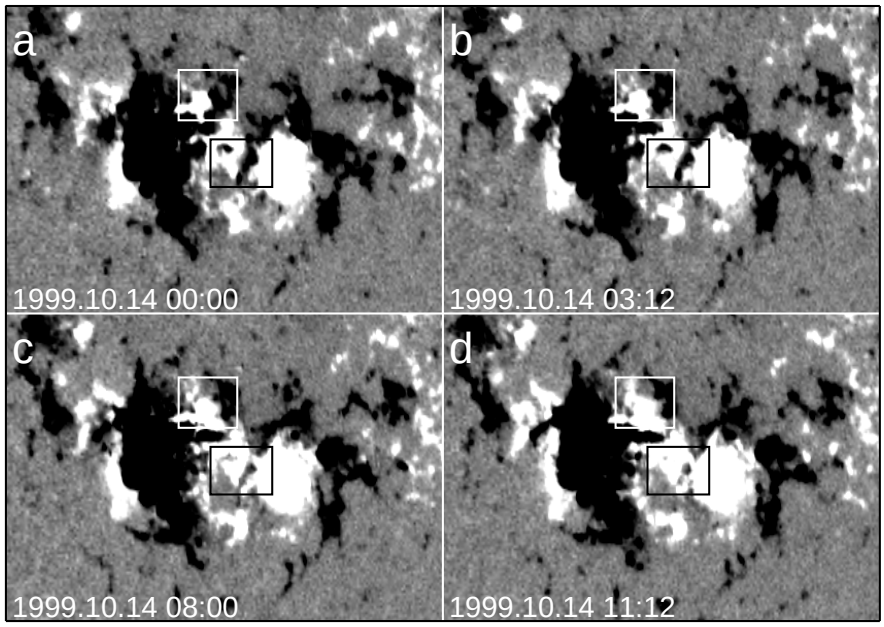

图 2.5: 1999年10月14日发生的CME爆发2前源区的纵向磁场的演化。白色的方形标出了小尺度磁浮现的位置。黑色的方形标出了小尺度磁对消的位置。活动区的视场是$320'' \times 226''$。

在CME发生前的12个小时里有磁浮现发生，同时，有同样比例的CME源区在CME发生前的12小时里有磁对消发生。

占绝大多数的CME源区在CME发生前有磁浮现存在，这说明小尺度的磁浮现和CME触发之间有紧密的联系。但如果我们想把这个联系应用到对空间天气预报中来，我们还要进一步检验小尺度磁浮现是不是CME发生的唯一的必要条件。于是，我们用同样的方法仔细的研究了46个活动区的长时间的演化。我们发现小尺度的磁浮现是活动区演化时普遍存在的一种现象，即使活动区没有任何大的表面活动现象发生，也可能会出现小尺度的磁浮现。对这46个活动区各自长达111个小时的研究，我们只在5个活动区中找到了8个长于12小时没有小尺度磁浮现的时间段。对于其他的活动区或者这5个活动区在其他时间段上，我们总能找到一个或多个小尺度的磁浮现。这说明，小尺度的磁浮现频繁出现在活动区的演化过程中，无论活动区是否发生CME。

我们用和计算大尺度磁通量变化相同的方法，计算了小尺度磁浮现的变化率，以试图揭示有CME伴随的小尺度的磁浮现和没有CME的小尺度的磁浮现

表 2.3: 小尺度磁浮现

样本	**ATF** (10^{21} Mx)	**FVR** (10^{21} Mx h^{-1})	**NFVR** (1 h^{-1})
和CME相伴生	0.036	0.010	0.340
不和CME相伴生	0.093	0.021	0.260

有何异同。我们选出了34个从浮现开始就能被很好的跟踪的和CME相伴随的小尺度磁浮现。我们计算了它们的磁通量的变化率和归一化的磁通量的变化率。对于每一个小尺度磁浮现我们计算时所涉及的时间是不一样的。这个时间范围取决于CME发生前12小时小尺度磁浮现发生的时间。34个样本的平均时间是9.7小时。作为对比，我们还同时选择了27个与CME发生没有关系的小尺度的磁浮现。这些小尺度磁浮现是这样挑选出来的，我们首先从活动区长时间演化的磁图中挑选出从浮现初始就能被很好的跟踪的小尺度的磁浮现，然后再挑选出在磁浮现发生后12小时内没有大的太阳活动（CME或GOES记录的X级以上的耀斑）发生的事件。我们同样计算了这27个与CME无关的小尺度磁浮现的磁通量变化率和归一化的磁通量的变化率。为了更好的比较，我们只取了这些小浮现前9.7个小时的数据。这样，这两个子样本就具有了很好的可比性。它们唯一的区别就是一个和CME相伴随一个和CME无关。图2.6是这两个小样本磁通量变化率和归一化磁通量变化率的散点图。和图2.3一样，空心圆和实心圆分别表示与CME相伴随的小尺度磁浮现和与CME无关的小尺度磁浮现。同时，正如细心的审稿人指出的一样，与CME相关的小尺度磁浮现的归一化磁通量变化率偏大而与CME无关的小尺度磁浮现的磁通量变化率偏大。这是因为在证认和跟踪小尺度磁浮现的时候，对于CME源区，我们更多的关注和CME相伴随的日面活动现象的位置，任何小的磁场的变化都被关注到。而对于活动区演化时的小尺度磁浮现，尺度比较大的磁浮现更容易被发现和跟踪。这多少有些人为的因素在里面。但即使我们不考虑这部分样本，我们仍然发现，CME源区中与CME相关的小尺度磁浮现和活动区中与CME无关的小尺度的磁浮现的磁通量变化率及归一化的磁通量的变化率是一致的。所以，即使在小尺度的磁场范围内，即使做了定量计算（磁通量变化率和归一化的磁通量变化率），我们仍然找不到磁场变化和CME发生之间的一一对应的关系。

和表2.1类似，对于小尺度磁浮现的计算结果我们在表2.3中给出了。对34个

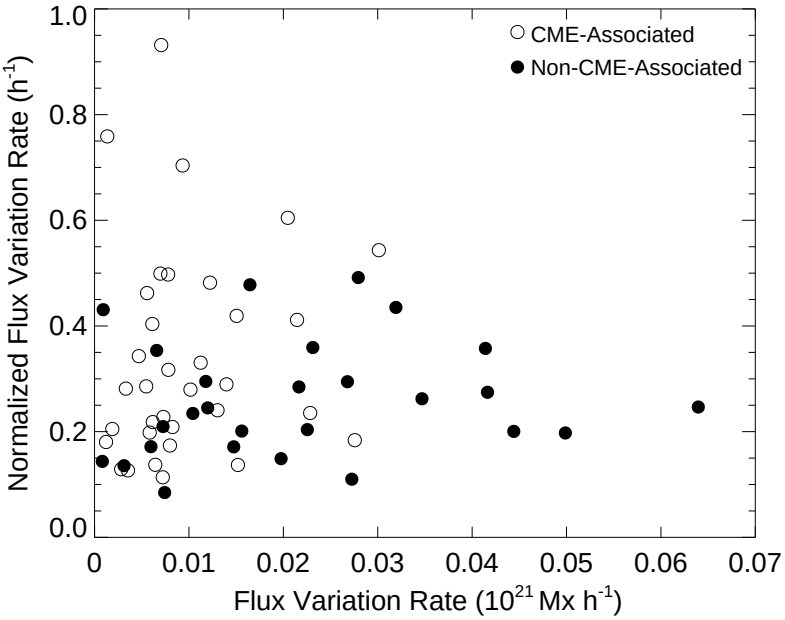

图 2.6: 和CME 有关的（空心圆）以及和CME无关的（实心圆）小尺度磁浮现的磁通量变化率和归一化磁通量变化率的散点图。

与CME 相伴随的小尺度的磁浮现，它们的总磁通，磁通量变化率和归一化的磁通量变化率分别为0.036×10^{21} Mx，0.010×10^{21} Mx h^{-1}和0.340 h^{-1}。对于27个与CME发生无关的小尺度的磁浮现，它们的总磁通，磁通量变化率和归一化的磁通量变化率分别为0.093×10^{21} Mx，0.021×10^{21} Mx h^{-1}和0.260 h^{-1} respectively。同样的，我们发现对这两个小样本，它们的归一化的磁通量变化率也是一致的。

2.5　总结和讨论

在这个工作中，我们研究了189个CME源区。为了进一步的理解光球磁场变化和CME触发之间的关系，我们研究了大尺度（活动区尺度）和小尺度（活动区内）磁场的磁通量的变化以及磁场的浮现和对消。我们计算了总磁通，磁通量变化率和归一化的磁通量变化率这三个参数来定量的描述磁场的变化。

我们发现，189个CME源区中，60%的CME源区在CME爆发前的12小时内磁通量是增加的，其余40%的CME源区在CME爆发前的12小时内磁通量是减少

的。所有CME源区的总磁通，磁通量变化率，归一化的磁通量变化率的平均值和活动区演化时计算得到的值是一致的，它们都远小于新浮现活动区的变化率。这说明，虽然CME发生前CME源区会发生磁浮现或磁对消，但它们更像是活动区正常演化的变化，而不是CME发生的前兆。自然的，这三个参数和发生的CME的速度没有很好的相关性。

我们进一步研究了CME源区小尺度的磁浮现和磁对消。我们发现，在189个CME源区中，91%的CME源区在CME爆发前12小时有磁浮现发生，有占同样比例的（91%）CME源区在CME发生前有磁对消发生。同时，我们发现小尺度的磁浮现在活动区没有大的活动现象的时候同样存在。我们对34个与CME相伴随的小尺度磁浮现和27个与CME无关的小尺度磁浮现也做了同样的定量计算，结果显示，它们的磁通量的变化率也是一致的。我们进一步发现，仅有73%的CME源区有有利于磁重联发生的反极性的磁浮现存在。

我们的研究结果表明，磁浮现和CME触发之间的关系是很复杂的，仅从磁浮现来判断CME是否发生是不够的。为了准确的进行空间天气预报，我们需要更一步的研究以及理解它们之间更可靠的联系。实际上，CME的爆发和CME源区的磁场环境关系是很密切的，不仅新磁通量的浮现可能会触发CME爆发，其他诸如新浮现的磁场的强度，和旧磁通的距离，新浮现的磁通量的面积以及新浮现的磁通量所携带的螺度的符号等都会对CME是否爆发产生影响（*Lin et al.*, 2001; *Wang et al.*, 2004）。所以，想要找到空间天气预报所需要的CME和新浮现磁通的充要关系，还需要更进一步的努力。

第三章　活动区10486中黑子的旋转运动和耀斑之间的关系

3.1　引言

螺度是定量描述太阳大气磁场全球手征性的一个量。它可以分解成描述磁力线绕轴心的缠绕以及轴心本身的扭曲两部分，即

$$H = (T_w + W_r)\Phi^2 \tag{3.1}$$

其中T_w 表示磁力线绕轴心的缠绕，W_r表示磁力线轴心本身的扭曲。在理想磁流体力学环境下，在封闭系统中它是一个守恒量。但在一个象太阳大气这样的开放系统中，它是不守恒的。太阳大气中磁场的螺度可以通过螺旋形的磁力线的浮现或磁力线之间的剪切运动从光球下传输到太阳日冕中（*Berger et al.*, 1984）。磁力线之间的这种剪切运动可能和活动区中黑子的两种旋转运动有关。一种是活动区整体的旋转，即活动区中黑子的一个极性的中心绕着另一个极性的中心旋转（*Tian et al.*, 2005）。而另一种则是黑子的自旋运动，即活动区中的黑子绕着自己的质心做旋转运动（*Brown et al.*, 2003）。举个最简单的例子，如果我们只考虑由磁流绳的自旋运动带来的磁螺度注入，我们得到$H = n\Phi^2$，其中n表示磁流绳中磁力线缠绕的圈数，Φ表示磁流绳的磁通量。如果假设这些旋转的黑子是单极的，我们得到由黑子的旋转运动所传输的螺度为（*Berger et al.*, 1984; *Pevtsov et al.*, 2003）

$$\frac{dH}{dt} = -\frac{1}{2\pi}\Phi^2(\omega_+ + \omega_-), \tag{3.2}$$

其中ω_+和ω_-是正极或负极黑子的角速度，Φ表示磁通量。由此由黑子旋转所带来的螺度的积累可以由

$$\Delta H = -\frac{1}{2\pi}(\omega_+ + \omega_-)\cdot\Delta t\cdot\Phi^2, \tag{3.3}$$

得到。

活动区10486是一个由逆时针旋转的正极黑子主导的δ活动区。在这个工作中，我们研究了黑子旋转运动的演化和特性，用3.3式估算了由黑子的旋转运动

所积累的螺度，并将它和用LCT方法计算得到的整个活动区的螺度积累量比较，最后我们分析了两个相似耀斑，这两个相似耀斑发生在旋转黑子旁边，在耀斑极大时双带延伸成反S形。在本章的下一节我们介绍我所用的数据。黑子的运动特性及其演化在第三节中介绍。在第四节中我们描述了两个相似耀斑的过程并在第五节中给出结论。

3.2 数据处理

关于MDI全日面纵向磁图的处理我们已经在前一章做了详细的介绍，这里就不再重复了。

在活动区过日面中心的2003年10月26日到10月30日这段时间内，怀柔太阳观测站的矢量视频磁像仪（*Ai et al.*, 1986; *Zhang et al.*, 1992）提供了良好的矢量磁场数据。利用这些数据，我们可以清楚的了解活动区磁场的演化过程，并能计算活动区非势参数α_{best}的演化。我们用线性无力场的方法来解决横向磁场的180°不确定性（*Wang et al.*, 2000）。由于活动区位于南纬17°，为了更准确的从矢量磁场中得出磁场形态和α_{best}随时间的演化趋势，我们用*Gray et al.*（1990）提供的方法改正了矢量磁场的投影效应，并将测得的磁场从平面坐标转换到球面坐标。

我们还利用高时间分辨率和高空间分辨率的TRACE的白光像来研究黑子的快速的旋转运动，用1600 Å 的像来研究耀斑的发生和发展过程。

3.3 旋转黑子的演化

3.3.1 活动区演化

图3.1显示了活动区NOAA 10486 从10月25日到11月1日的形态演化情况。我们在27日的黑子的形态图上叠加MDI的纵向磁场的等高线，以便清楚的看出黑子的极性和磁场的分布。我们用P表示正极黑子，用N表示负极黑子。活动区主要的负极黑子N11和N12是两个孤立的黑子。在活动区过日面的时间段内，除了相互之间缓慢的绕转外，它们没有明显的变化。P12绕着自己的重心做旋转运动，而P11向西缓慢运动。正极黑子P21和P22做相互绕转的旋转运动。黑子对P4-N4后来浮现在P21的北面，而且向南快速运动。一个小的正极黑子P6在10月26日快速浮现在P4的北面，并向南运动。由于这几个黑子的持续浮现和共同的快速

的向南的运动，N4被积压成一个长条形并于10月27日00：00UT和N2合并。于是活动区里形成了一条反S形的中性线。正极黑子P5位于整个活动区的南面。它10月26日就消失了。在它消失的地方，同时浮现了两个正极黑子P7和P8，他们浮现后就迅速的向南运动。实际上，P11，P12，P21，P22以及它们周围的其他的黑子都被同一个半影所包围，所以它们共同形成了一个比较松散的δ 结构。我们计算了这个δ 黑子在28日时的磁通量，发现80% 的磁通量都是正极黑子贡献的。在后面的工作中，我们会仔细的研究这个δ结构中旋转的正极黑子。

3.3.2　旋转运动

从图3.1我们可以看到黑子P12是长条形的，它的方位可以用它的长轴和赤道的夹角来表示。而黑子对P21和P22的方位可以用它们的重心的连线和赤道的夹角来表示。我们定义从赤道逆（顺）时针旋转的角速度为正（负）。图3.1中的白色的短线表示黑子P12的长轴以及黑子对P21和P22的重心之间的连线。从连续两天的方位角的变化中，我们可以得到黑子的旋转速度。

从图3.1可以看出在过日面的几天中黑子有时候转的快，有时候转的慢。表3.1更清晰的显示了它们的旋转速度的差别。黑子P12在25日的角速度是0.96° h^{-1}。这个速度持续了两天，然后慢慢变小，到27日的时候，它顺时针的旋转了6°。28日的时候，它又回复了逆时针旋转，旋转速度和25日相当。P12在29日的时候不仅旋转速度变的很快，它的形状也发生了改变，所以这一天的长轴的方向的确定比较困难。但利用高分辨率的TRACE的白光资料，我们发现在29日P12确实逆时针旋转了105°。这一天的旋转速度为4.83° h^{-1}, 比其他时间高了一个量级。在随后的30日，它的旋转速度急速变小。黑子对P21和P22在25日的时候相互的绕转是很快的，达到了1.63° h^{-1}。26日的时候，它们快速的相互靠近，而相互的绕转慢了下来。从图3.1中可以看到这两个黑子在27日的时候合并到一块，并在随后的两天里快速的旋转。它们在30日的时候分开，同时相互的绕转运动也慢了下来。综上所述，黑子P12在6天的时间旋转了168°，平均角速度是1.2° h^{-1}。黑子对P21和P22在6天的时间里旋转了222°，平均旋转速度是1.5° h^{-1}。对黑子对P21和P22，它们的旋转速度在25日，27日，28日三天比较大，其旋转速度都超过了1.5° h^{-1}的平均旋转速度。对黑子P12，它的旋转速度在29日最大，比别的时间大了一个量级。我们注意到在10月25日到10月30日之间，活动区共发生了三个和日冕物质抛射相伴随的X级耀斑－－10月26日的X1.2级的耀斑，10月28日的X17.2级的耀斑和10月29日的X10的耀斑。它们都发生在黑子快

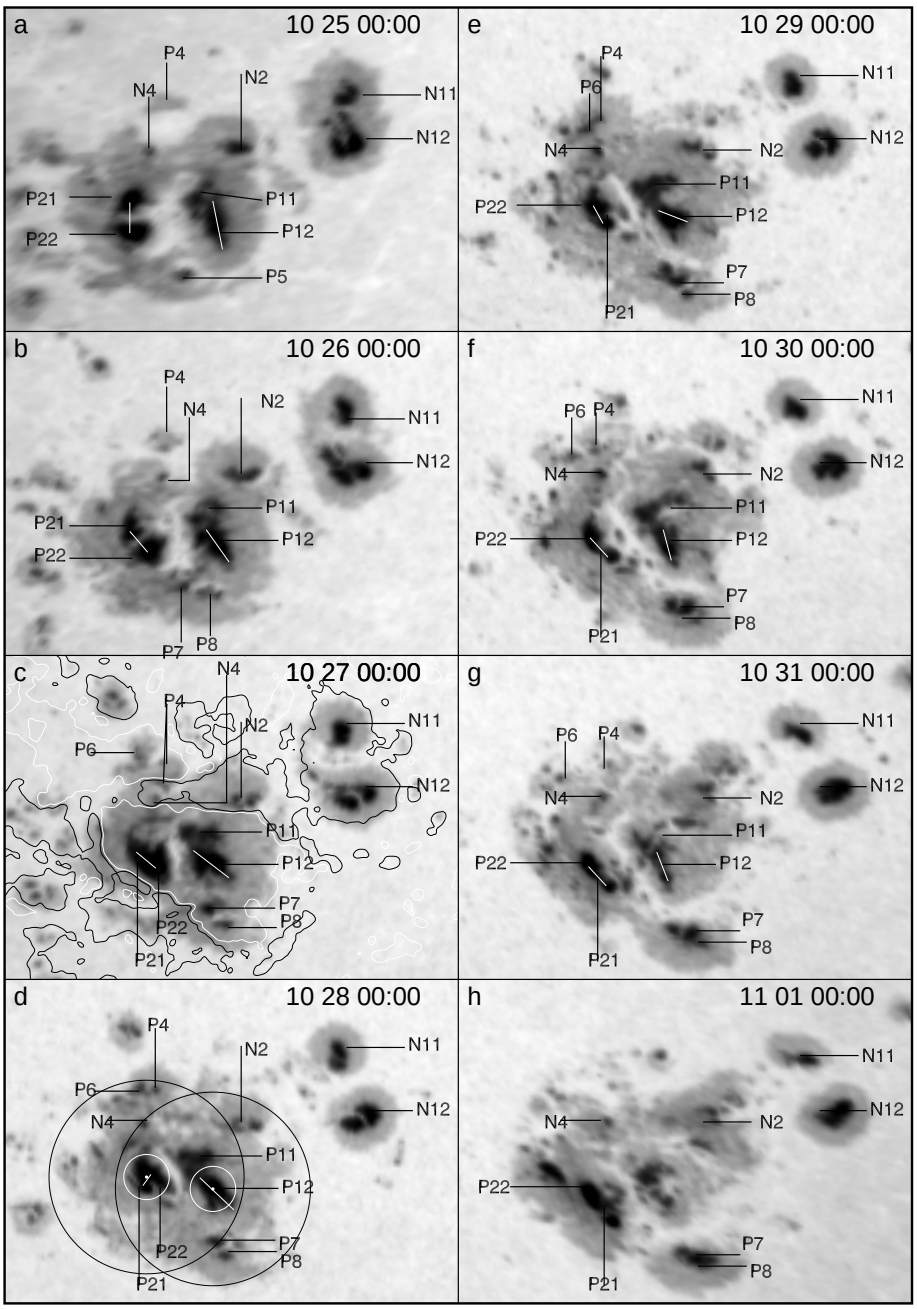

图 3.1: 活动区在NOAA 10486 在2003年10月25日到11月1日期间的MDI连续谱的像，它清楚的展示了活动区的演化。我们在27日的图像上叠加了相应的MDI纵向磁场。N表示前导黑子（负极黑子），P表示后随黑子（正极黑子）。白色的短线标出了黑子P12 的长轴方向和黑子对P21和P22的重心的连线。图1d 中的白色的小点表示旋转黑子的重心。白色和黑子的圆标出了图3和图4展开的圆的半径。

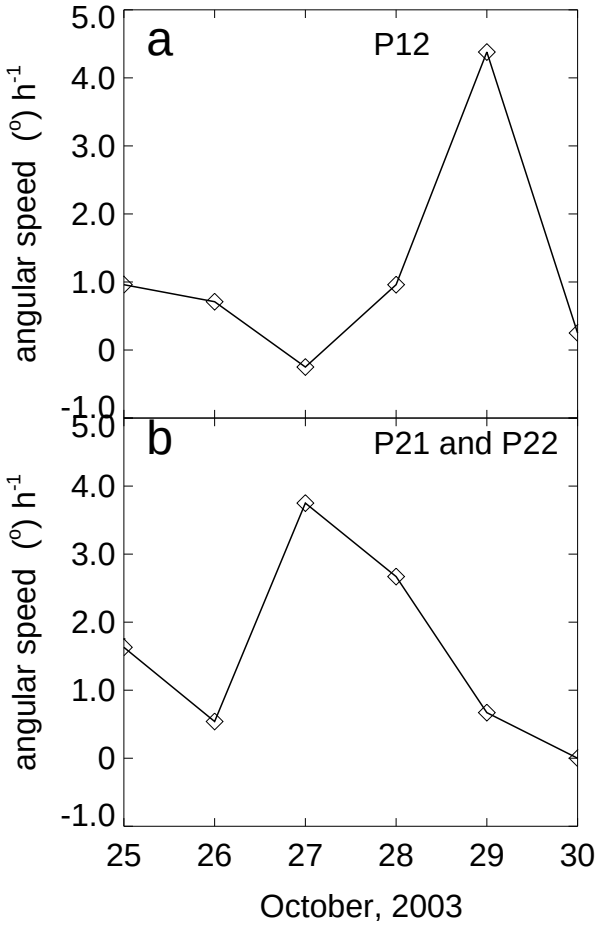

图 3.2: 旋转黑子的角速度随时间的变化。

速旋转的一天后，这说明黑子的快速旋转和其后发生的耀斑/日冕物质抛射是有紧密的联系的。

Brown et al. (2003) 提出了一种用白光的数据来分析黑子的旋转运动的方法。这个方法最基本的想法就是从一系列黑子的演化图中分别找到黑子的重心，然后以重心为圆心把黑子从x-y的笛卡儿坐标系转化到r-θ的极坐标中。这样，把转化后的数据按时间排列，就可以看到黑子的旋转运动了（图3.3和图3.4）。更进一步，我们把同一半径处的数值按时间顺序排列，黑子的旋转运动就体现为一些或黑或白的条纹了（图3.5和图3.6）。计算条纹的斜率，我们就可以得到在指定半径处，黑子某一特征的旋转速度了。为了更好的跟踪黑子的重心，我们在计算黑子重心的时候，只考虑了强度小于背景强度的35%的数据点。我们在图3.1d中用白点标出了计算出的黑子的重心。图3.1d中白色的圆表示我们计算

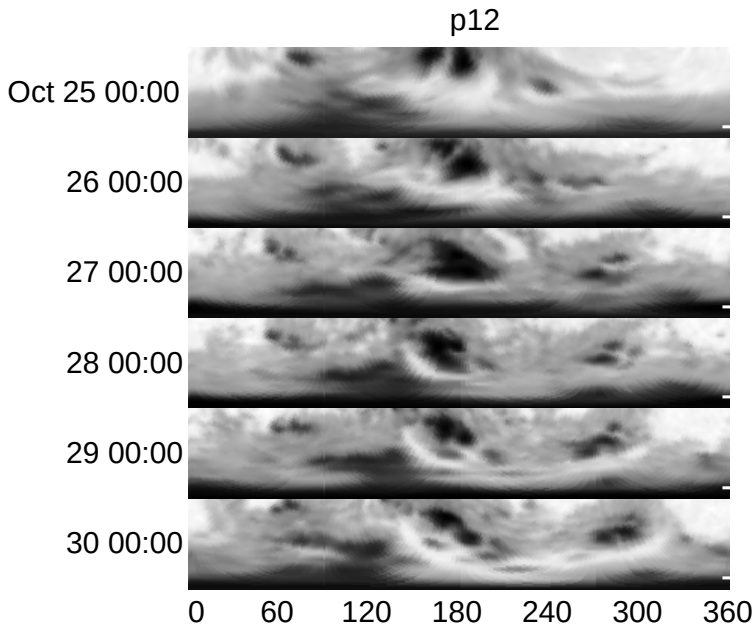

图 3.3: 转化到r-θ坐标中的旋转黑子随时间的演化。白色的短线标出了$r = 7''$ 的位置。

重心时所考虑的黑子，黑色的圆表示了离重心60″的位置，它是我们在对黑子做坐标转化时所考虑的半径范围。黑子是沿西方被逆时针展开的。

我们把25日到30日00:00UT的旋转的黑子的连续谱的像展开到r-θ坐标内，并把它们按时间排序展示在图3.3中。因为MDI的连续谱的像的分辨率比较低，我们无法得到更多的细节，只能从黑子本影的轮廓的变化看出黑子的旋转运动。我们从黑子的r-θ坐标的图像中抽取同一半径的数据并把它们按时间顺序排序起来，黑子的这种旋转运动可以更清楚的从这样的图像中看出来（图3.3和图3.4）。

图3.5和图3.6分别展示了旋转黑子P12和旋转黑子对P21和P22在$r = 7''$的半径处的情况。图中的粗条纹显示了黑子本影的旋转。黑子的旋转速度可以按以下步骤计算出来：（1）找到每一时间处特征条纹的中心；（2）把这些中心的点的坐标做线性拟合，得到斜率，这个斜率就是黑子的旋转运动的角速度。用这种方法，我们得到P12的平均角速度是1.39° h^{-1}，而黑子对P21和P22的平均角速度是1.67° h^{-1}。对于黑子P12和黑子对P21和P22，用这种方法计算出来的6 天内

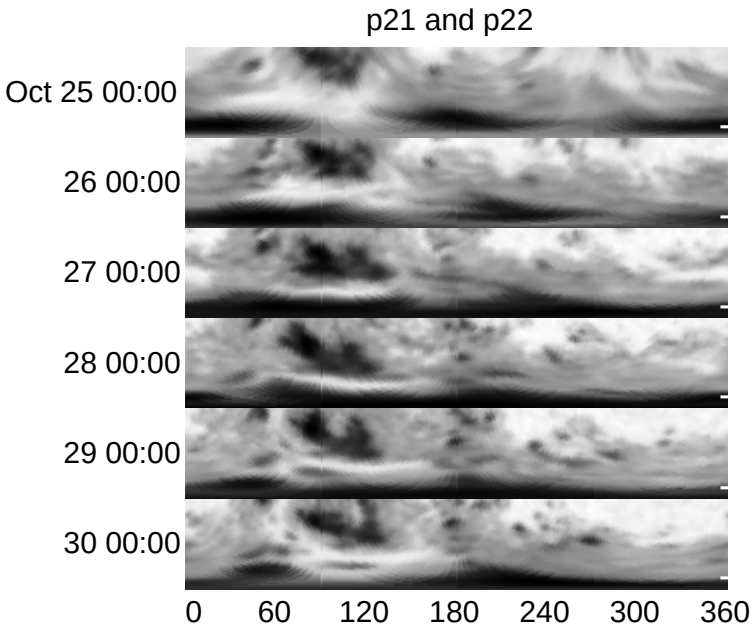

图 3.4: 转化到r-θ坐标中的旋转黑子对P21和P22随时间的演化。白色的短线标出了$r = 7''$ 的位置。

旋转黑子总的旋转角度分别是200° 和240°。这和我们上面用的方法得到的结果是一致的。由于MDI的时间分辨率比较低，我们没用这种方法来计算旋转黑子每天的角速度。

3.3.3　磁场的缠绕

图3.7展示了27日到30日间活动区矢量磁场的变化。我们发现活动区矢量磁场最显著的特征就是旋转黑子的横场是左手螺旋的。把活动区的矢量磁场和MDI 连续谱像的演化相比较，我们发现这个活动区中黑子的逆时针的旋转运动和横向磁场左手旋转的手征性有很好的对应关系。黑子P12是逆时针旋转的，在矢量磁场的图中可以发现它的横向磁场是左手螺旋的。同时我们发现，逆时针旋转的黑子对P21和P22和它旁边的持续浮现的运动磁结构被一个大尺度的左手螺旋的横向磁场所覆盖。正如图3.8所展示的，这个大尺度的左手螺旋的横向磁场是在26日到30日之间从一个尺度比较小的左手螺旋的横向磁场结构发展

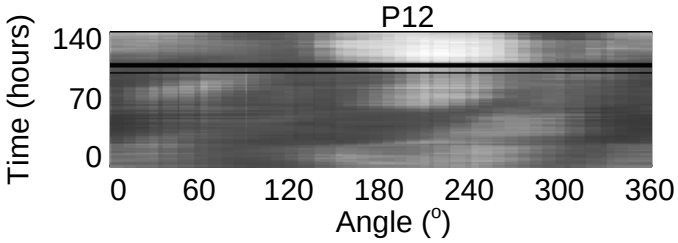

图 3.5: 从r-θ坐标中取出$r = 7''$ 的数据沿时间排列得到的旋转黑子P12的旋转速度图。图中的条纹显示了黑子不同特征位置的旋转速度。

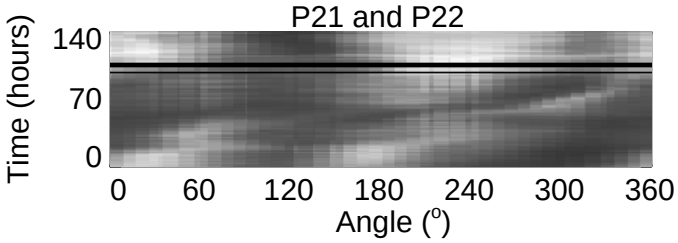

图 3.6: 从r-θ坐标中取出$r = 7''$ 的数据沿时间排列得到的旋转黑子对P21和P22的旋转速度图。图中的条纹显示了黑子不同特征位置的旋转速度。

过来的。这说明这个大尺度的左手螺旋的缠绕的横向磁场结构是由黑子的逆时针旋转和新的运动磁结构的不断浮现共同作用而发展起来的。这说明活动区速度场和矢量磁场之间的关系是很复杂的（*Zhang*, 2006; *Liu et al.*, 2006）。

图3.8 是α_{best}随时间变化的曲线。活动区NOAA10486的α_{best} 是负的，这和它左手螺旋的横向磁场是一致的。在26日到28日间，它的α_{best}的值快速下降到$-6.26 \times 10^{-8}\mathrm{m}^{-1}$（绝对值是增加的），这和矢量磁场的演化是一致的。$\alpha_{best}$随时间的演化也说明黑子的旋转运动使活动区磁场的复杂性增加了。本太阳周其他的几个耀斑/日冕物质抛射发生率比较大的活动区相NOAA AR 8210和NOAA AR 9415（它们都产生了6个X级的耀斑），其δ结构都由旋转的黑子所主导（, *Warmuth et al.*, 2000）。虽然仅从这三个例子不足以证明由旋转黑子所主导的δ结构的活动区会产生更多的大耀斑和日冕物质抛射，但它至少说明了由

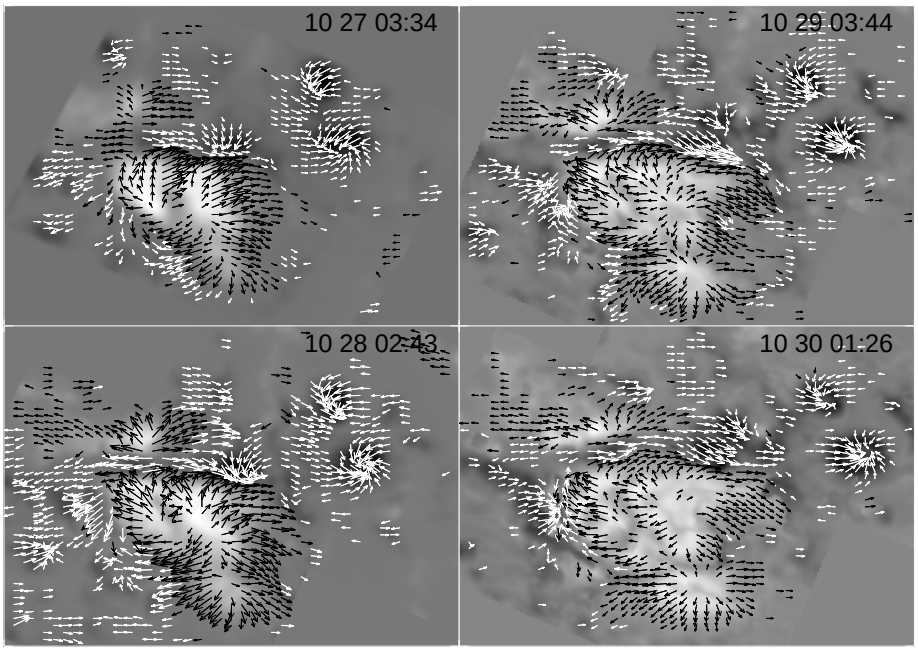

图 3.7: 活动区NOAA 10486的HSOS的矢量磁场的演化。灰度图代表纵向磁场。白色（黑色）表示正极（负极）。箭头表示横向磁场，箭头的方向表示横向磁场的方向，箭头的长短和相应的横向磁场的强度成正比。视场大小为$280'' \times 200''$。

旋转黑子所主导的δ结构对活动区的能量及螺度的积累以及耀斑/日冕物质抛射的触发都可能会有很重要的作用。

3.3.4　自行运动

为了准确的获知每个黑子在日球面上的位置，我们使用了全日面MDI连续谱的像。我们选取了10月25日到11月1日8天时间内每天00:00UT的数据。我们先确定每个黑子在MDI全日面连续谱像上的坐标，再把它转换成三维球坐标位置，并做P角改正。对得到的坐标值做太阳较差自转改正后，我们就得到了黑子再每天00:00UT卡林顿坐标系里的新位置了。

图3.9是活动区NOAA10486自行运动的运动曲线。这个活动区的自行运动是很复杂的：再开始的25日到27日的三天里，活动区里所有的黑子都向南运动，再28日，29日两天里所有的黑子都在改变运动方向，开始向东运动，之后折向北。29日以后，所有的黑子都加速向北运动。总的说来，黑子的自行运动也是逆时针的。

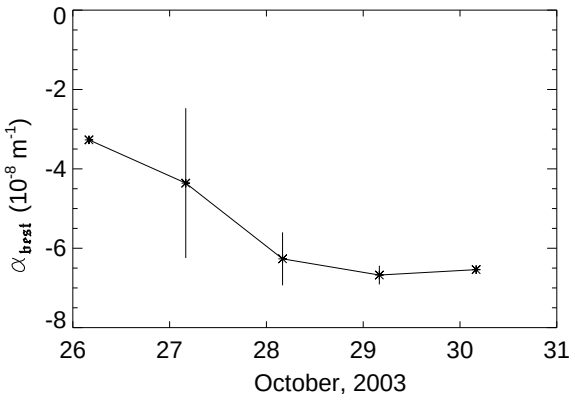

图 3.8: 活动区NOAA 10486的非势参数α_{best}在2003年10月26日至11月1日内随时间的演化。误差棒给出了α_{best}在1σ范围内的误差。

图3.10显示了δ结构中主要的正极黑子以及其北面的一系列小黑子P4-P6-N4自行速度随时间的变化。因为我们每天只选择一幅连续谱的像用来计算自行运动，所以我们得出的结果是黑子在较长时间（24小时）内的平均的自行速度。从这幅图中，我们可以看出这些黑子自行运动的三个特点：

1.所有的黑子在25日的时候，自行速度都很大$(0.23-0.33\ \mathrm{km\ s^{-1}})$，随后，速度变小。在28日，N2, N4,P11和P12 （图3.11a）的速度达到极小，在29日P4, P6, P21 and P22的速度达到极小（图3.11b）.

2.在发生大的X级耀斑的28日和29日两天，所有的黑子的速度都达到了极小$0.02-0.11\,\mathrm{km\ s^{-1}}$。

3. 29日以后，所有的黑子都开始加速运动。

3.3.5 磁螺度的传输

通常认为黑子是磁场由太阳内部向日冕延伸在光球上的截面，所以观测到的黑子的旋转运动实际上是缠绕的磁流管上浮的一种体现或旋转运动本身能使磁力线缠绕起来。如果活动区里黑子的旋转方向相同，那么这种由黑子的旋转运动所带来的磁场的缠绕就会积累起来。所以，我们预期观测到的黑子的旋转运动和活动区的螺度积累是成正比的。在表3.1中，我们列出了利用公式（3.3），由旋转黑子P12和黑子对P21和P22的旋转角速度所估算出的活动区磁场螺度的变化率（$\frac{dH}{dt}$）以及磁螺度的积累量（$\triangle H$）。计算中要用到旋转黑子

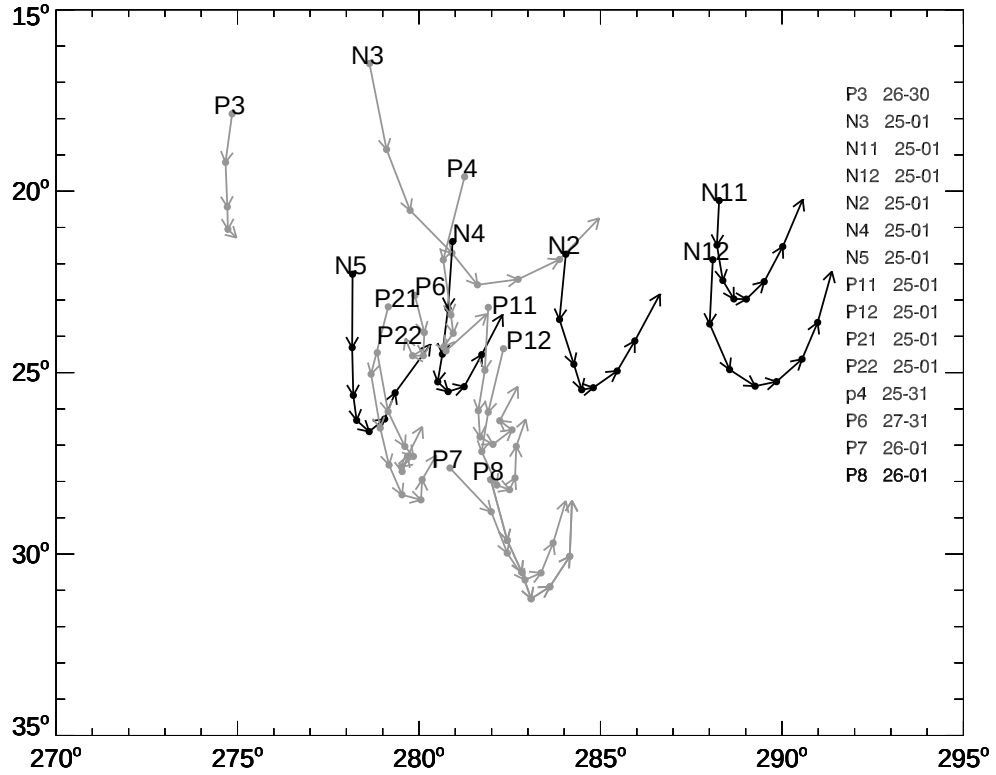

图 3.9: 图一中的黑子的自行随时间的演化。图中的黑点表示了黑子在每一天的00：00 UT时的位置。坐标是卡林顿坐标。

的磁通量，为了把旋转的黑子和别的黑子区别开来，我们先把MDI的连续谱的像和磁场的像对齐，取出了在连续谱像上强度是背景强度50%的点的磁场数据用来计算磁通量，所以我们计算出来的磁通量实际上是旋转黑子的磁通量的下限，由此计算出的磁螺度的传输率及磁螺度的积累量也是相应的下限值。计算时所用到的角速度和磁通量都取的一天的平均值。通过表3.1，我们可以看出，在25日，27日，28日，29日4天，磁螺度的传输率比较大，比别的时间大了一个量级，这和黑子在这几天的快速旋转运动时一致的。我们还发现在25日到30日之间由黑子P12和黑子对P21和P22的旋转运动所传输的螺度分别为-1.0×10^{43} Mx^2和-2.0×10^{43} Mx^2（总和是-3.0×10^{43} Mx^2）。在相同的时间段内，由局部相关跟踪方法计算出的磁螺度的积累量为-5.2×10^{43} Mx^2，这个值比用黑子

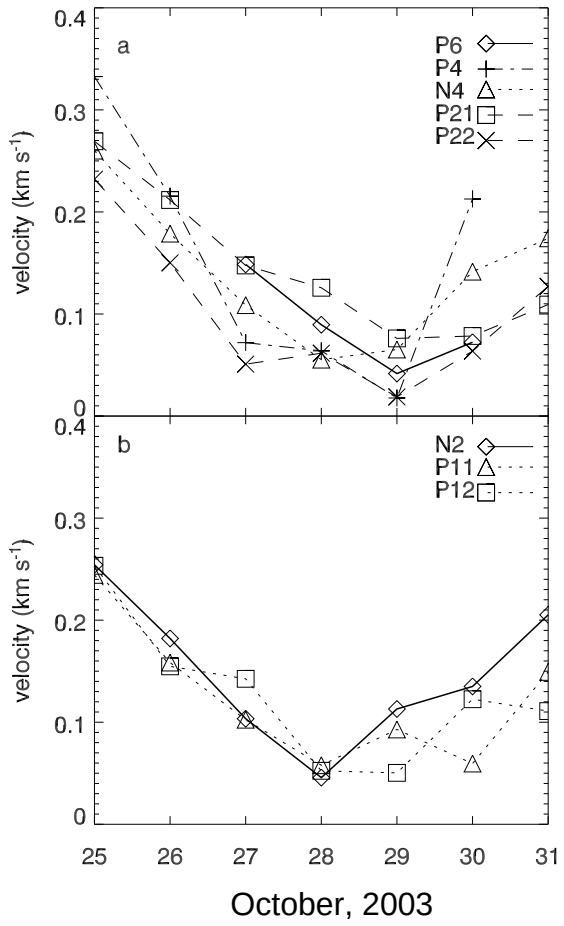

图 3.10: 黑子的自行速度随时间的演化。

旋转运动估算出的磁螺度积累量稍微大一点。这是因为我们在用旋转速度进行估算时，只计算了旋转速度可以从连续谱像上推出的黑子，这就忽略了活动区其他的次要的黑子以及活动区磁场的精细结构。这个结果说明，对于活动区NOAA10486，活动区螺度传输的主要贡献来源于黑子的旋转运动，它们贡献了58% 的磁螺度。

这里我们来分析一下两种方法各自的误差。对于第一种方法，因为这是第一次尝试由黑子的旋转速度来估算活动区磁螺度的积累，我们注意到以下几点会对估算带来误差。一是由于黑子的快速运动和形变，黑子方位的判定会有一些不确定性。二是在计算旋转黑子的磁通量的时候，我们只考虑了连续谱上的强度小于背景强度50%的点，这样的考虑多少有一些人为的因素，而且带来的后果是计算的结果应该是一个下限值。但是由于我们用了两种不同的方法来计

算旋转黑子的角速度，两种方法得到的结果基本一致，而且其中的误差只占我们计算的磁螺度的积累量的百分之几，不会影响我们的计算结果。另一方面，我们也计算了当我们考虑在连续谱上的强度小于背景强度60%的点的时候，我们得到的磁通量是原来的1.4倍，相应的磁螺度的积累量变为原来的2.1倍。同时，由于我们用的磁通量是每天磁通量的平均值，磁浮现的贡献也被包括进来了。所以，尽管这种估算方法有些人为的因素且比较粗糙，但它还是很有意义的。对于第二种方法，人们普遍认为用局部相关跟踪的方法检测不到沿磁力线方向的运动（*Démoulin et al.*, 2003; *Gibson et al.*, 2004）。也就是说，如果一个圆形的黑子只做旋转运动的话，那么它的这种运动就无法用局部相关跟踪的方法酸楚来。实际上，活动区内的黑子基本上不会是圆形的，而且自行运动在活动区种总是存在的，所以活动区中旋转运动的主要部分还是能被局部相关跟踪的方法算出来的。总之，尽管这两种方法有各自的不确定的方面，但它们得出了基本相同的结果，这就说明它们都揭示了活动区磁场拓扑结构的主要特征。

在25日到30日之间，活动区NOAA10486发生了三次和晕状日冕物质抛射相伴随的X级的耀斑（10月26日的X1.2级的耀斑，10月28日的X17.2级的耀斑和10月29日的X10的耀斑）。图3.11中的竖线表示了与之相伴随的晕状日冕物质抛射开始的时间。有人提出（*Low*, 1996; *Zhang et al.*, 2005）带走大量缠绕的磁场的日冕物质抛射在太阳活动中一个重要的使命就是带走日冕磁场中积累的过量的磁螺度。在这里我们也通过计算两次日冕物质抛射之间活动区积累的螺度估算了一下每个日冕物质抛射所能带走的螺度。我们发现在28日和29日的日冕物质抛射前由黑子旋转速度估算出的活动区磁螺度的积累量为-1.5×10^{43} Mx^{2}和-1.0×10^{43} Mx^2，而用局部相关跟踪的方法得到的结果是-2.7×10^{43} Mx^{2}和-1.3×10^{43} Mx^2。它们都远大于*DeVore*（2000)取磁云的长度为0.5 AU时所计算出的日冕物质抛射所带走的螺度（2×10^{42} Mx^2）。

3.4　10月26日X1.2和10月28日X17.2耀斑的过程

在这里我们分析了发生在活动区NOAA 10486中的GOES记录为26日X1.2和28日X17.2的耀斑。在GOES X-ray 1-8 Å的流量的记录中它们都是长时间的事件而且都伴随了晕状的日冕物质抛射。图3.12的左边是26日的X1.2的耀斑的演化过程，右边是28日的X17.2的耀斑的演化过程。我们在两列图的最下面的一张图上都叠加MDI的纵向磁场的等高线。我们发现尽管26日的耀斑发生在活

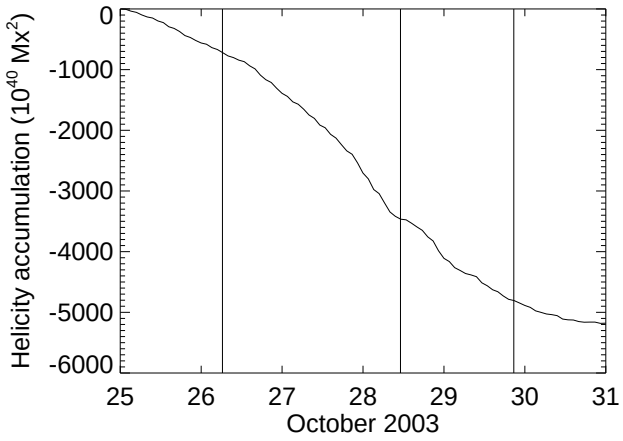

图 3.11: 局部相关跟踪计算得出的螺度变化率$\Delta H(t)$ 随时间的变化。竖线表示日冕物质抛射开始的时间。

表 3.1: 磁通量，角速度和由旋转运动估算的螺度

	P12			P21 和P22			总计
时间	Φ	ω	$\frac{dH}{dt}$	Φ	ω	$\frac{dH}{dt}$	$\frac{dH}{dt}$
	10^{21}Mx	(°) h^{-1}	10^{40} Mx^2 h^{-1}	10^{21}Mx	(°) h^{-1}	10^{40} Mx^2 h^{-1}	10^{40} Mx^2 h^{-1}
25	3.5	0.96	-3.74	4.3	1.63	-9.56	-13.30
26	4.0	0.71	-3.57	4.7	0.54	-3.80	-7.37
27	5.4	-0.25	+2.32	5.9	3.75	-41.57	-39.25
28	5.0	0.96	-7.64	5.3	2.67	-23.89	-31.53
29	4.3	4.38	-25.79	4.8	0.67	-4.92	-30.71
30	4.1	0.25	-1.30	4.5	0.00	0	-1.30
总计	$\sim$	168°	-1.0×10^{43} Mx^2	$\sim$	222°	-2.0×10^{43} Mx^2	-3.0×10^{43} Mx^2

动区演化的早期而28日的耀斑发生在活动区的δ结构充分发展之后，它们仍然有很多相似的地方:（1）两个耀斑都是双带耀斑;（2）两个耀斑的最初增亮都发生在快速的旋转的黑子和快速浮现的新磁流相接的狭长的带内;（3）两个耀斑都是一个耀斑带紧贴着旋转的黑子的边缘而另一个带沿着中性线延伸，当耀斑极大时，和一般的线状的双带耀斑不同，它们的耀斑带形成反S的结构。用Pectsov, Canfield and McClymont（1997）提出的简单的近似的计算方法，我们计算了反S形的耀斑带的无力场参数α 的值。它们分别是-2.86×10^{-8} m^{-1}和3.34×10^{-8} m^{-1}，这和用怀柔的矢量磁场算出的当天的活动区光球的非势参数α_{best}的值-3.27×10^{-8} m^{-1} 和-6.26×10^{-8} m^{-1}是一致的。（4）两个耀斑都发生在黑子快速旋转的一天后。

这两个耀斑在极大时有相似的形状并且初发在活动区内同一位置，这说明这两个耀斑是相似耀斑。从耀斑和黑子旋转运动之间良好的时间和空间上的对应关系，我们认为这两个耀斑很可能是被黑子的快速的旋转运动所触发的。从它们极大时的相似的形态我们可以推断，第二个耀斑发生前活动区的磁场结构已经由于黑子的旋转运动回复到了第一个耀斑前的状态。

3.5 总结

超级δ活动区NOAA10486是由大的快速旋转的黑子所主导的。δ 结构中正极黑子的这种快速的旋转运动使活动区的磁场结构发生了很大的变化，它使活动区中性线附近的剪切增强并逐渐形成了活动区中黑子的左旋的横向磁场。在25日到30日之间，由活动区的主要的正极黑子的旋转运动所传输的螺度是-3.0×10^{43} Mx^2，它和我们用局部相关跟踪方法得到的结果(-5.2×10^{43} Mx^2).是一致的。这说明黑子的旋转运动是活动NOAA10486主要的螺度注入方式。非势参数α_{best}的演化和黑子的旋转运动也是一致的。它的α_{best}为负值，并且随着黑子的演化运动绝对值增大到-6.26×10^{-8} m^{-1}。两个相似耀斑都发生在黑子快速旋转的一天后。初发的位置都在旋转黑子的东边缘，而且极大时耀斑带都沿着旋转黑子的边缘延伸成反S形。反S形的耀斑带的无力场因子α分别为-2.86×10^{-8} m^{-1}和-3.34×10^{-8} m^{-1}，和用矢量磁场计算的当天的光球的无力场因子是一致的。这些都说明这个活动区里黑子的旋转运动不仅对能量和磁场拓扑复杂性从光球下向日冕传输起作用，还可能在耀斑的触发过程中起到重要的作用。

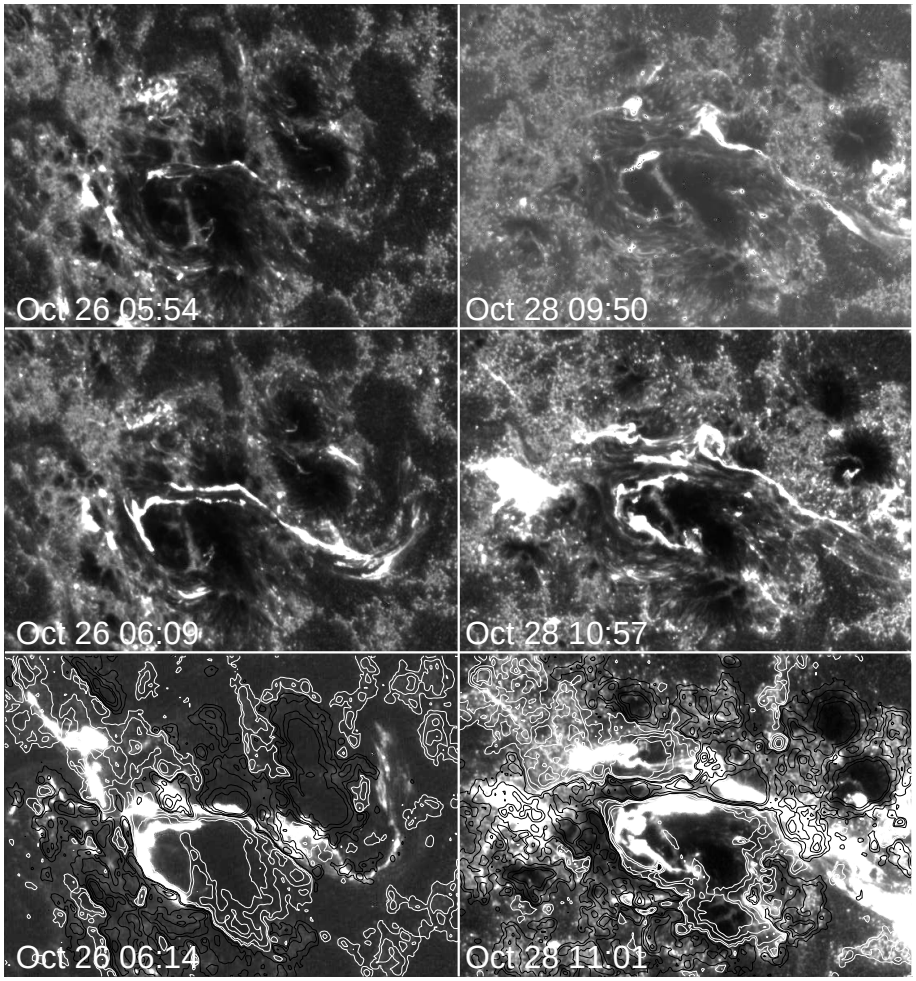

图 3.12: TRACE 1600 Å像显示的X1.2（左边）和X17.2（右边）的耀斑的过程。最下面的一张图像上叠加了MDI纵向磁场。白色表示正极，黑色表示负极。视场大小为$280'' \times 200''$。

第四章　今后工作展望

作为太阳表面最剧烈的爆发活动，CME对日地空间环境的影响在科技日益发达的今天受到了越来越多的关注。和太阳上其他活动现象的研究相比，CME还属于新兴研究领域，有关CME的很多关键问题至今还没有解决。而关于CME的触发机制问题更是在SOHO 等空间望远镜升空获得常规观测并在统计上肯定了CME和其他太阳表面活动的关系并进一步确定CME的日面源区后才开始被研究的。虽然CME是发生在日冕的活动现象，但日冕磁场测量现在仍然存在很大的问题。我们至今无法得到日冕可靠的磁场测量，只能在某些假定的前提下以观测到的光球磁场做边界条件用外推的方法来得到日冕磁场的信息。所以研究光球磁场变化和太阳爆发活动之间的关系是太阳物理研究中一个重要的课题。目前我们只利用光球纵向磁场的数据对光球磁场磁通量变化和CME触发之间的关系做了初步的研究。我们知道，CME爆发所需要的能量上由非势磁场中储存的自由能提供的，所以进一步研究非势参量（如梯度、剪切、电流以及螺度等）的变化和CME 触发之间的关系是很必要的。此外，磁场的位型，以及CME所处的大尺度磁场环境等也都会对CME的发生起作用，进一步理解CME源区的磁场特点，努力找出对CME发生起决定性作用的磁场参数将是我们进一步努力的目标。

黑子作为太阳物理研究领域中一个经典的课题也由于空间望远镜高时空分辨率数据的获得而重新焕发出勃勃生机。黑子的自旋以及活动区中黑子间相互围绕的旋转运动不仅为我们提供了有关活动区磁场螺度的信息也为我们进一步了解活动区磁场的拓扑结构提供了参考。而黑子的旋转运动的产生机制，即黑子的旋转运动到底是由光球下流场的拖拽而使磁场产生旋转运动还是旋转运动本身只是缠绕的磁流绳浮现过程中所体现出来的一种投影效应，也是一个急待解决的问题。从统计研究的角度定量的分析黑子的旋转运动和活动区非势参数之间的关系，以及由黑子的旋转运动输送的螺度和活动区总螺度之间的关系，可能会对我们进一步理解这一问题有些帮助，这也将是我们下一步努力的方向。

参考文献

Ai, G.X. and Hu, Y.Q.: 1986, *Publ. Beijing Astron. Obs.* **8**, 1.

Ambastha, A., Hagyard, m. J., West, E. A.: 1993, *Solar Phys.* **148**, 277.

Bao, X. M., Zhang, H. Q., Lin, J.: 2006, *Chin. J. Astron. Astrophys.* **6**, 741.

Barnes, C.W. and Sturrock, P.A.: 1972, *Astrophys. J.* **174**, 659.

Berger, M.A. and Field, G.B.: 1984, *Journal of Fluid mechanics.* **147**, 133.

Berger, M.A.: 1999, *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas: Geophysical Monograph 111*, Published by the American Geophysical Union, p.1.

Berger, T.E. and Lites, B.W.: 2003, *Solar Phys.* **213**, 213.

Brown, D.S., Parnell, C.E., Deluca, E.E., Golub, L., and McMullen, R.A.: 2001, *Solar Phys.* **201**, 305.

Brown, D.S., Nightingale, R.W., Alexander, D., Schrijver, C.J., Metcalf, T.R., Shine, R.A., *et al.*: 2003, *Solar Phys.* **216**, 79.

Brueckner, G. E.: 1995, *Solar Phys.* **162**, 357

Canfield, R.C. and Pevtson, A.A.: 1999, *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas: Geophysical Monograph 111*, Published by the American Geophysical Union, p.197.

Chae, J.: 2001, *Astrophys. J.* **560**, L95.

Chae, J., Wang, H.M., Qiu, J., Goode, P.R., Strous, L., and Yun, H.S.: 2001, *Astrophys. J.* **560**, 476.

Chae, J., Moon, J. Y., and Park, Y. D.: 2004, *Solar Phys.* **223**, 39.

Chen, J. M., Wang, H. M., Zirin, H., and Ai, G. X.: 1994, *Solar Phys.* **154**, 261.

Chen, P.F., and Shibata, K.: 2000, *Astrophys. J.* **545**, 524.

Chen, P.F., Fang, C., Ding, M. D, *et al.*: 1999, *Astrophys. J.* **520**, 853.

Crifo, F.; Picat, J. P.; Cailloux, M.: 1983, *Solar Phys.* **83**, 143.

Deng, N., Xu, Y., Yang, G., Cao, W. D., Liu, C., Rimmele, T., *et al.*: 2006, *Astrophys. J.* **644**, 1278.

Domingo, V., Fleck, B., and Poland, A. I.: 1995, *Solar Phys.* **162**, 1.

Démoulin, P. and Berger, M.A.: 2003, *Solar Phys.* **215**, 203.

DeVore, C. R.: 2000, *Astrophys. J.* **539**, 944.

Dun, J. P., Kurokawa, H., Ishii, T. T., Liu, Y., and Zhang, H. Q: 2007, *Astrophys. J.* **657**, 577.

Evershed, J.: 1910, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **70**, 217.

Fan, Y., Gibson, S. E.: 2004, *Astrophys. J.* **609**, 1123.

Feynman, J., and Martin, S.F.: 1995, *J. Geophys. Res.* **100**, 3355.

Forbes, T.G.: 2000, *J. Geophys. Res.* **105**, A10, 23153.

Gibson, S. E., Fan, Y., Mandrini, C., Fisher, G., and Démoulin, P.: 2004, *Astrophys. J.* **617**, 600.

Gilbert, H. R., HOlzer, T. E., Burkepile, J. T., and Hundhausen, A. J.: 2000, *Astrophys. J.* **537**, 503.

Gilbert, H. R., Serex, E. C., Holzer, T. E., MacQueen, R. M., McIntosh, P. S.: 2000, *Astrophys. J.* **550**, 1093.

Gopalswamy, N., Hanaoka, Y., Kundu, M. R., Enome, S., Lemen, J. R., Akioka, M., *et al.*: 1997, *Astrophys. J.* **475**, 348.

Gopalswamy, N., Shimojo, M., Lu, W., *et al.*: 2003, *Astrophys. J.* **586**, 562.

Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S. et al., *et al.*: 2003, *ISCS Symp.* 403.

Gopalswamy, N., Yashiro, S., Akiyama, S.: 2007, *JGR.* in press

Gosling, J. T., Hildner, E., MacQueen, R. M., *et al.*: 1976, *Sol. Phys.* **48**, 389.

Gray, g. A. and Hagyard, M. J.: 1990, *Solar Phys.* **126**, 21.

Green, L.M., Démoulin, P., Mandrini, C.H. and Van Driel-Gesztelyi, L.: 2003, *Solar Phys.* **215**, 307.

Hagyard, M. J., Teuber, D., West, E. A., Smith, J. B.: 1984, *Solar Phys.* **90**, 117.

Hagyard, M. J., Rabin, D. M.: 1986, *AdSpS* **6**, 7.

Hagyard, M. J., Venkatakrishnan, P., Smith, J. B., Jr.: 1990, *ApJS* **73**, 159.

Harrison, R. A.: 1995, *Astron. Astrophys.* **304**, 585.

Howard, R. A., Sheeley, N. R., Koomen, M. J., Michels, D. J.: 1985, *JGR.* **90**, 8173.

Hudson, H. S., Bougeret, J. L., Burkeple, J.: 2006, *Space Science Reviews.* **123**, 13.

Hundhausen, A. J., Burkepile, J. T., and St. Cyr, O.C.: 1994, *JGR.* **99**, 6543.

Ishii, T. T., Kurokawa, H. K., Takeuchi, T. T: 1998, *Astrophys. J.* **499**, 898.

Ishii, T. T., Kurokawa, H. K., Takeuchi, T. T: 2000, *PASJ.* **52**, 337.

Klimchuk, J.A.: 2000, *Proc. of the Chapman Conference on Space Weather, AGU Monograph Series, ed. P. Song, G. Siscoe.* & *H. Singer*

Krall, K. R., Smith, J. B., Jr., Hagyard, M. J., West, E. A., Cummings, N. P.: 1982, *Solar Phys.* **79**, 59.

Kunzel, H.: 1960, *Astron. Nachr.* **285**, 271.

Kurokawa, H. K., Wang, T. J., Ishii, T. T.: 2002, *Astrophys. J.* **572**, 598.

Lara, A., Gopalswamy, N., and DeForest, C.: 2000, *Geophys. Res. Lett.* **27**, 1435.

Leka, K. D., Canfield, R. C., McClymont, A. N., and van Driel-Gesztelyi: 1996, *Astrophys. J.* **462**, 547.

Li, W., Chik-Yin, Lee., Chae, J., *et al.*: 1999, *ESA SP Series*, **448**, 169.

Lin, J., Forbes, T. G., and Isenberg, P. A.: 2001, *JGR*, **106**, 25053.

Lin,Y.Z., Gaizauskas, V.: 1987, *Sol. Phys.*, **109**, 81.

林元章，太阳物理导论，2000，科学出版社

Liu, J.H. and Zhang, H.Q.: 2006, *Solar Phys.* **234**, 21.

Liu, Y. and Zhang, H.Q.: 2001, *Astron. Astrophys.* **272**, 1019.

Liu, Y. and Zhang, H.Q.: 2002, *Astron. Astrophys.* **386**, 646.

Liu, Y., Kurokawa, H., Liu, C., Brooks, D. H., Dun, J. P., Ishii, T. T., and Zhang, H. Q.: 2007, *Solar Phys.* **240**, 253.

Liu, Y., Su, J. T., Morimoto, T., Kurokawa, H., Shibata, K.: 2005, *Astrophys. J.* **628**, 1056.

Livi, S.H.B., Martin, S.F., and Wang, H. M.: 1989, *Sol. Phys.* **121**, 197.

Lü, Y. P., Wang, J. X., and Wang, H. N.: 1993, *Sol. Phys.* **148**, 119.

López Fuentes, M. C., Démoulin, P., Mandrini, C. H., Pevtsov, A. A., and Driel-Gesztelyi, L.: 2003, *Astron. Astrophys.* **397**, 305.

Low, B. C.: 1996, *Solar Phys.* **167**, 217L.

Low, B.C.: 2001, *J. Geophys. Res.* **106**, 25141.

Maltby, P.: 1964, *Astrophys. Norw.* **8**, 205.

Martin, S.F., L. Dezso, A. Antolova, A. Kucera, and Harvey, K.L.: 1982, *Adv. Space Res.* **2**, 39.

Martin, S.F., Livi, S.H.B. and Wang, J.: 1985, *Aust. J. Phys.* **38**, 929.

Moon, Y. J., Chae, J., Wang, H. M., Choe, G. S., Park, Y. D.: 2002, *Astrophys. J.* **580**, 528.

Moon, Y. J., Chae, J., Choe, G. S., Wang, H. M., Park, Y. D., Yun, H. S., et al.: 2002, *Astrophys. J.* **574**, 1066.

Moore, R. L., Hagyard, M. J., Davis, J. M.: 1987, *Solar Phys.* **113**, 34.

Moreton, G. E., Severny, A. B.: 1968, *Solar Phys.* **3**, 282.

Mugkach, K., and Dere, K.: 2005, *IAU Symposium.* **226**, 179.

Munro, R. H., Gosling, J. T., Hildner, E., MacQueen, R. M., Poland, A. I., and Ross, C. L.: 1979, *Solar Phys.* **61**, 201.

Munro, R. H., Sime, D. G.: 1979, *Solar Phys.* **97**, 191.

Newkirk, G. A., Jr, and Lacey, L.B.: 1970, *Nature.* **226**, 1098.

November, L. J. and Simon, G. W.: 1988, *Astrophys. J.* **333**, 427.

Nindos, A., Zhang, J., and Zhang, H.Q.: 2003, *Astrophys. J.* **594**, 1033.

Nindos, A., and Zhang, H.Q.: 2002, *Astrophys. J.* **573**, L133.

Parker, E. N.: 1955, *Astrophys. J.*, **121**, 491.

Pevtsov, A.A., Canfield, R.C., and Metcalf, T. R.: 1995, *Astrophys. J.*, **440**, 109.

Pevtsov, A.A., Canfield, R.C., and McClymont, A.W.: 1997, *Astrophys. J.*, **481**, 973.

Pevtsov, A.A., Maleev, Y.M., and Longcope, D.W.: 2003, *Astrophys. J.*, **593**, 1217.

Sakurai, T., Shibata, K., Ichimoto, K., Tsuneta, S., Acton, L. W.: 1992, *PASJ.* **44**, 123.

Schwenn, R., Raymond, J. C., Alexander, D., Ciaravella, A., Gopalswamy, N., Howard, R., Hudson, H., Kaufmann, P., Klassen, A., Maia, D., Munoz-Martinez, G., Pick, M., Reiner, M., Srivastava, N., Tripathi, D., Vourlidas, A., Wang, Y.-M., Zhang, J.: 2006, *Space Science Reviews.*, Volume 123, Issue 1-3, 127-176

Schmieder, B., Aulanier, G., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Roudier, T., Nitta, N., *et al.*: 1997, *Astron. Astrophys.* **325**, 1213.

Sheeley, N. R., Howard, R. A., Koomen, R. A., and Michels, D. J.: 1983, *Astrophys. J.* **272**, 349.

St. Cyr, O. C., and Webb, D. F.: 1991, *Solar Phys.* **136**, 379.

St. John, C.E.: 1913, *Astrophys. J.* **37**, 322. St.

Subramanian, P., and Dere, K.P.: 2001, *Astrophys. J.* **561**, 372.

Tanaka, K., in R. F. Donnelly (ed.): 2001, *solar-Terrestrial Predictions Proceedings, NOAA-ERL,* **3**, C1, 1980.

Tang, Y. H., Li, Y. N., Fang, C., Aulanier, G., Schmieder, B., and Démoulin, P.: 2000, *Astrophys. J.* **534**, 482.

Tian, L.R., Liu, Y., Yang, J., and Alexander, D.: 2005, *Solar Phys.* **229**, 237.

Tian, L.R., and Alexander, D.: 2006, *Solar Phys.* **233**, 29.

Tousey, R.: 1965, *Ann. d' Ap.* **28**, 600.

van Driel-Gesztelyi, L.，Leka, K. D.: 1994, *ASPC.* **68**, 138.

Vourlidas, A., Buzasi, D., Howard, R. A., Esfandiari, E.: 2002, *ESA* **506**, 91.

Wang, H.M., Ewell, M. W., Zirin, H., Ai, G. X.: 1994, *Astrophys. J.* **424**, 436.

Wang, H.M., Spirock, T., Qiu, J., Ji, H.S., Yurchyshyn, V., Moon, Y. J., *et al.*: 2002, *Astrophys. J.* **576**, 497.

Wang, H.M., Qiu, J., Jing, J., Ji, Spirock, T.,H.S., Yurchyshyn, Abramenko, Y., *et al.*: 2004, *Astrophys. J.* **605**, 931.

Wang, T.J. and Abramenlko, V.I.: 2000, *Astron. Astrophys.* **357**, 1056.

Wang, Y.M., and Sheeley Jr, N.R.: 1999, *Astrophys. J.* **510**, L157.

Wang, J.X., and Shi, Z.X.: 1993, *Sol. Phys.* **143**, 119.

Wang, J.X.: 1996, *Sol. Phys.* **163**, 319.

Wang, J.X., Zhou, G. P., Zhang, J.: 2004, *Astrophys. J.* **615**, 1021.

Warmuth, A., Hanslmeier, A., Messerotti, M., Cacciani, A., Moewtti, P.F., and Otruba, W: 2000, *Solar Phys.* **194**, 103.

Webb, D. F., and Hundhausen, A. J: 1987, *Solar Phys.* **108**, 383.

Woodgate, B.E., Martres, M.J., Smith, J.B., Jr., Strong, K.T., McCabe, M.K., Machado, M.E., *et al.*: 1984, *Adv. Space. Res.* **4**, 11.

Yang, G., Xu, Y., Cao, W. D., Wang, H. M., Denker, C., Rimmele, T. R.: 2004, *Astrophys. J.* **617**, 151.

Zhao, J. W., Kosovichev, A. G.,and Duvall, Jr.: 2001, *Astrophys. J.* **557**, 384.

Zhao, J. W. and Kosovichev, A. G.: 2003, *Astrophys. J.* **591**, 446.

Zhang, J., Dere, K. P., Howard, R. A., Kundu, M. R., and White, S. M: 2001, *Astrophys. J.* **559**, 452.

Zhang, J., Wang, J.X., Deng, Y.Y., and Wu, D.J.: 2001, *Astrophys. J.* **548**, L102.

Zhang, J. and Wang, J.X.: 2002, *Astrophys. J.* **566**, L117.

Zhang, H.Q. and Song, M.: 1996, *Astrophys. J.* **471**, 1049.

Zhang, H.Q.: 1996, *Chin. J. Astron. Astrophys.* **Vol 4**, 563.

Zhang, H.Q.: 2004, *Chin. J. Astron. Astrophys.* **Vol 4**, 563.

Zhang, H.Q.: 2006, *Chin. J. Astron. Astrophys.* **Vol 6, No 1**, 96.

Zhang, M., Golub, L., Deluca, E., and Burkepile, J.: 2002, *Astrophys. J.* **574**, L97.

Zhang, M., and Low, B.C.: 2005, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics.* **43**, Issue 1, 103.

Zirin, H., Tanaka, K.: 1973, *Sol. Phys.* **32**, 173.

Zirin, H. Liggett, M. A.: 1987, *Sol. Phys.* **113**, 267.

Zhou, G.P., Wang, J.X., and Cao, Z.L.: 2003, *Astron. Astrophys.* **397**, 1057.

发表文章目录

[1] **Zhang,Y.**, Liu, J. H, Zhang, H.Q., Relationship between rotating sunspots and flares, 2007, *Solar Physics.*, accepted

[2] **Zhang,Y.**, Zhang, M., Zhang, H.Q., On the relationship between flux emergence and CME initiation, 2007, *Solar Physics.*, waiting for formal acceptance

[3] **Zhang,Y.**, Zhang, M., Zhang, H.Q., A statistical study on the relationship between surface field variation and CME initiation, 2007, *ASR.*, in press

[4] Liu, J.H., **Zhang,Y.**, Zhang, H.Q., The relationship between powerful flares and dynamic evolution of magnetic field in solar surface, 2005, *Solar Physics.*, waiting for formal acceptance

[5] **Zhang,Y.**, Liu, J.H., Zhang, H.Q., The relationship between photospheric magnetic field evolution and major flares, 2005, *IAU symposium.*, 226, 229

[6] Liu, J.H., **Zhang,Y.**, Zhang, H.Q., The relationship between magnetic helicity and current helicity, 2005, *IAU symposium.*, 226, 227

[7] Zhang, H.Q., Bao, X.M., **Zhang, Y.**, et al., Three super active region in the descending phase of solar cycle 23, 2003, *ChjAA.*, 3, 491

致　　谢

在论文完成之际，我要衷心地感谢我的导师张洪起研究员。张老师严谨的治学态度、勤俭的生活作风、无私的奉献精神深深地影响着我，这将是我以后从事科研工作以及生活的一笔宝贵的财富。我要感谢张老师作为一位老师在学术和生活上给予我的关心和照顾，更要感谢他作为一位长者和我分享他的成长中的经历并给予我的建议。我为我博士期间有这样的导师而深感庆幸。

我要衷心的感谢我的导师张枚研究员。张老师敏锐的科学洞察力、锐意进取的科研精神以及宽容、谦逊的品格永远是我学习的榜样。张老师为我的论文倾注了大量的时间和精力，在此，我深表感谢。

怀柔太阳观测基地是一个团结向上的研究集体。在这里我深深的体会到了坦然的接受帮助和热心的帮助别人的快乐，也正是在这个集体中，我逐渐体会到了研究太阳物理的乐趣。在这我要感谢怀柔太阳观测基地所有的老师：李威老师、邓元勇老师、包曙东老师、王东光老师、林钢华老师、王艺老师和胡柯良老师，感谢你们对我在学期间的关心和帮助。感谢早已经毕业离开的刘煜师兄和敦金平师兄，感谢你们鼓励并帮助我走进太阳物理，也感谢你们一直以来的关心和鼓励。感谢怀柔基地的汪国平、齐宏伟、李超在观测资料中给予的大力协助，以及卢永宁、阮文东和陈翠香在各方面的帮助，对于同窗朝夕相处的苏江涛、包星名、刘继宏、郭娟、林佳本、阮桂萍、陈洁、孙英姿、张志勇、胡新华、高裕、徐海清、谢文彬、王晓帆、杨尚斌等同学给予的帮助，我深表谢意。

同样诚挚的谢意献给国家天文台从事太阳物理研究的其他老师：汪景琇老师，颜毅华老师，王华宁老师，张军老师以及紫金山天文台的黎辉老师，南京大学的方成老师和程鹏飞老师以及云南天文台的屈中权老师，感谢你们对我的工作给于的中肯的建议以及偶遇时给于的热情的鼓励。

我还要感谢我文章的审稿人，感谢你们提出的意见和建议，使我的文章逐渐完善和提高并最终得以发表。同时还要感谢论文的评审老师，感谢他们百忙之中抽时间评阅我的论文。

对于杜红荣老师和艾华老师对我在学期间的帮助和关心，我深表谢意。

感谢我的先生韩立新，是你一如既往的支持，鼓励和呵护，才让我一路走到

今天，感谢上天在茫茫人海中让你我牵手。感谢我的爸爸妈妈，感谢你们给于我的无私的关怀和爱。感谢我的妹妹和家人们，你们的鼓励和挂念一直是我研究工作的动力。

谨把本文献给我可爱的女儿，感谢你带给我的快乐和幸福!