密级 ________________

中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

活动区磁螺度与耀斑期间磁场变化的观测研究

作者姓名 宋 永 亮

指导教师 张枚 研究员

中国科学院国家天文台

学位类别 理学博士

学科专业 天体物理

培养单位 中国科学院国家天文台

2016 年 5 月

Typeset by LaTeX 2_ε at May 26, 2016

With package `CASthesis` v0.2 of CTeX.ORG

Magnetic helicity in active regions and the variation of magnetic fields during solar flares

By

Yong-liang Song

A Dissertation Submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Science

National Astronomical Observatories,
Chinese Academy of Sciences

May, 2016

摘　要

磁场在太阳物理研究中占有重要地位。围绕太阳磁场所进行的理论和观测研究内容丰富，从时间尺度上，小至磁场瞬时浮现、对消，短时太阳爆发（耀斑、暗条爆发、CME等），大到磁场随太阳活动周的演化等；从空间上，由太阳内部磁场发电机理论，到光球层磁场浮现演化，日冕磁场外推，以及行星际磁场的研究等。本论文主要对光球活动区磁场的磁螺度演化以及耀斑事件中磁场的变化展开了相关研究。

论文的主要内容及研究成果归纳如下：

1. 磁螺度光球传输量计算是磁螺度研究的重要内容。在SDO发射升空以前，以往的研究一般采用MDI视向磁场数据来计算磁螺度在光球上的传输量。这些计算基于一个重要假设，即活动区磁场是径向的。然而事实上，该假设并不严格成立。因此，对该假设在光球磁螺度传输量计算中所造成的影响给出一个定量的评估十分必要。通过对三个活动区NOAA11072、11084、11158的研究，我们发现：该假设对于速度场计算的影响很小，即使活动区的观测位置已经靠近日面边缘，其与真实的速度场仍然非常符合；对于磁螺度传输率的计算，当活动区靠近日面中心时影响很小，而当观测位置远离日面中心时影响逐渐变大，不仅值的大小会有很大差别，连符号也可能会相反；但是该影响对于磁螺度积累量的计算并不十分显著，如果我们的观测区间不是太靠近日面边缘的话。

2. 以往的研究发现，在一些大的耀斑事件中，活动区磁场在中性线附近会发生持久性、不可逆的改变；其后又发现，磁场变化的区域往往对应于黑子结构（亮度）变化明显的地方。对于这些现象，尽管有一些相关唯像模型解释，但仍没有定论。我们研究了分别来自5个活动区的5个X级耀斑事件，证实在这些事件中的确存在磁场和黑子结构的不可逆变化；随后，我们计算了两种变化的相关系数，发现两者有高度的相关性，在我们的研究样本中，相关系数都大于0.90，平均值达到0.96。为进一步理解这种高相关性，我们利用观测的和模拟的宁静时刻的活动区数据，研究

了四个活动区黑子半影区域亮度与磁场强度的关系，发现除了已知的黑子亮度与径向场强度的线形关系外，黑子亮度与横场强度也有非常好的线性关系。我们的研究表明，耀斑事件中的黑子结构变化与磁场变化高度相关，说明它们是同一个现象的两个方面。我们更进一步指出，耀斑爆发过程中看到的黑子结构变化，实际可能是由磁场变化引发的，源于黑子亮度与磁场强度之间的高度线性相关性。

3. 鉴于上一个工作中使用的矢量磁场数据的时间分辩率（12分钟）不高，我们进一步使用了HMI的45 秒高时间分辨率的全日面视向磁场数据，研究了6个活动区的几个大于$M9.0$级耀斑事件中黑子结构和视向场的高时间分辨率变化。研究结果不仅进一步证实了磁场和亮度变化在空间和时间上的高关联性，而且显示其中两个活动区（NOAA 11283和11890）磁场在耀斑峰值时刻附近同时存在瞬变现象。对这两个活动区的磁场瞬变现象的详细研究显示，这些磁场瞬变持续时间3∼5分钟，不仅发生在黑子本影区域且表现为磁场发生变号，而且存在于中性线附近且瞬变磁场并没有发生反号。

本文的研究结果，一方面对于准确的计算光球磁螺度传输具有指导意义，另一方面帮助人们更深入地理解耀斑期间活动区磁场及黑子结构的演化及其内在的物理关系。这些研究对于磁螺度在太阳物理研究和预报中的应用，以及耀斑期间各种变化的物理本质的理解，都有重要的参考价值和促进作用。

关键词： 磁场，耀斑, 活动区，光球，磁螺度

Abstract

Magnetic field is an important topics in solar physics researches. There have been many theoretical and observational studies on solar magnetic fields. In terms of different time scales, topics include magnetic flux emergence, cancelation as well as solar eruptions (flares, filaments eruption and CMEs) in relatively short time scales, and the evolution of magnetic fields over a relatively long time scale such as solar cycles. In terms of spatial location where the physics is taking place, interests locate from the dynamo process in the solar interior, to the photospheric magnetic field evolution, coronal magnetic field extrapolation and the evolution of interplanetary magnetic field and so on. This thesis mainly focus on the study of the magnetic field on the photosphere, specifically, on the evolution of magnetic helicity in active regions and the variation of magnetic field associated with flares.

The main work and results are summarized as follows:

1. It is generally believed that the evolution of magnetic helicity has a close relationship with solar activity. Before the launch of SDO, earlier studies have mostly used SOHO/MDI line of sight magnetograms and assumed that magnetic fields are radial when calculating magnetic helicity injection rate from photospheric magnetograms. However, this assumption is not necessarily true. In this thesis we use the vector magnetograms and line of sight magnetograms, both taken by SDO/HMI, to estimate the effects of non-radial magnetic field on measuring magnetic helicity injection rate. We find that: *1*) The effect of non-radial magnetic field on estimating tangential velocity is relatively small; *2*) On estimating magnetic helicity injection rate, the effect of non-radial magnetic field is strong when active regions are observed near the limb and is relatively small when active regions are close to disk center; *3*) The effect of non-radial magnetic field becomes minor if the amount of accumulated magnetic helicity is the only concern.

2. Many previous studies have shown that magnetic fields as well as sunspot structures present rapid and irreversible changes associated with solar flares. In this thesis we first use five X-class flares observed by SDO/HMI to show that not only the magnetic fields and sunspot structures do show rapid, irreversible changes but also these changes are closely related, both spatially and temporally. The magnitudes of the correlation coefficients between the temporal variations of horizontal magnetic field and sunspot intensity are all larger than 0.90, with a maximum value of 0.99 and an average value of 0.96. Then using four active regions in quiescent times, three observed and one simulated, we show that in sunspot penumbra regions there also exists a close correlation between sunspot intensity and horizontal magnetic field strength, in addition to the well-known one between sunspot intensity and normal magnetic field strength. Connecting these two observational phenomena, we show that the sunspot structure change and the magnetic field change are the two facets of the same phenomena of solar flares, one change might be induced by the change of the other due to a linear correlation between sunspot intensity and magnetic field strength out of a local force balance.

3. In the previous work we have used vector magnetograms obtained by SDO/HMI to study the relationship between sunspot structure and magnetic field changes associated with solar flares. However, the time resolution of these vector magnetograms is not high, that is, only 12 minutes per vector magnetogram. In order to get a better understanding on the high temporal variations, we have used SDO/HMI full disk line-of-sight magnetograms which has a high time resolution of 45 seconds per magnetogram. We have studied 7 X-class flares from 7 active regions. The study not only confirms the relations between sunspot structure and magnetic field changes, but also uncover short-period magnetic transient changes around the flare peak times in NOAA 11283 and 11890. These magnetic transient changes last about 3∼5 minutes. They are not only located in sunspot umbra and show a change in field polarity, but also show up around position inversion lines

and do not show a polarity change as those in the umbra.

These results are important to the accurate calculation of photospheric magnetic helicity transfer and helpful for a deeper understanding on the evolution of magnetic fields and sunspot structures during solar flares.

Keywords: Magnetic field, Flare, Photosphere, Active regions, Magnetic helicity

目　录

表　格

插　　图

第一章 引言

1.1 太阳物理研究的意义

宇宙浩瀚无边，每当人们仰望星空，无不惊奇于这个奇妙世界的存在。对宇宙的好奇、对生命的敬畏是人类文明前进不竭的动力，只有对未知世界不断探究，人类的内心才能获得真正的安宁、幸福。

太阳是宇宙中极为普通的一颗恒星，然而其对于我们却意义重大，若不是她无私的给予光和热，地球上就不会有生命，亦不会有人类，太阳系将会变成一个没有文明、死寂的世界。在人类文明发端之时，人们就对太阳充满了无限的崇拜，考古研究发现几万年以前地球上许多散布的原始部落就以太阳作为神明、作为精神世界的依托。在漫长的历史岁月中，人类也表现出了了解太阳的强烈欲望。中国古代对于太阳的观测和记录做出了卓著的贡献，如《汉书五行志》中记载，“汉成帝河平元年三月乙末，日出黄，有黑气，大如钱，居日中央”。目前世界上公认的最早的太阳黑子的记录来自于中国。到了近代，伽利略开始用望远镜观测太阳黑子，自此人类对太阳物理的研究进入望远镜观测的时代，并开始手绘太阳黑子。到了十九世纪，随着人们制作望远镜技术的进步，人类对太阳的观测研究更具体、更加系统化。而到了二十世纪末，随着空间技术的发展，人类对太阳物理的研究进入了空间望远镜观测的时代。

太阳是一颗典型的光谱型为G2V 的主序星，是离人类最近且唯一可以进行高空间分辨、高时间分辨率、高光谱分辨率以及高灵敏度观测研究的恒星。而宇宙中最重要的天体就是恒星，按照现代宇宙理论，原始大气凝聚坍缩形成恒星，无数的恒星又汇聚成了星系，进而构成了星系团；而随着恒星的演化、生命的终结，又创造了黑洞、脉冲星、白矮星以及行星等新的天体。只有通过对太阳的研究，才能更好的认知恒星，更好的理解我们的宇宙，因而太阳物理研究意义非凡、不可或缺。

太阳提供了地面难以实现的物理环境，因而对于太阳物理的研究也促进了其他学科的发展。近代，对于复杂的夫琅禾费光谱、色球光谱以及高温日冕光谱的研究，在谱线认证、谱线加宽机制等方面促进了光谱学的发展。而对于太阳能源的研究以及对太阳中微子“亏损”问题的研究也一定程度促进了核物

理的进展。此外，太阳物理研究还涉及粒子物理、量子辐射理论、等离子体物理、流体和磁流体力学、计算物理等基础学科。

太阳活动及其周期性的变化，对人类的生存环境产生深远的影响，尤其是人类的活动、认知空间逐渐的扩展到外太空，要求人们更深的了解太阳活动并对日地空间灾变性事件能够作出预报。耀斑和日冕物质抛射是太阳典型的剧烈的活动现象，太阳一次耀斑爆发释放的能量相当于几十亿次核爆炸；而磁场驱动的日面物质抛射，每次相当于把数十亿吨的等离子体物质抛到日地空间。激烈的太阳活动会干扰地球磁场和电离层，进而导致无线电通讯中断、供电系统破坏、长距离输油管道损害、空间飞行器发生故障、宇航人员健康受到伤害以及远距离导航失灵等。因此，监测并预报太阳活动已成为太阳物理学家重要的任务。

1.2 太阳的基本参数

太阳作为一颗恒星，目前正处于壮年期。尽管太阳的内部、太阳表面以及太阳大气有多种复杂的、剧烈的活动形式，但是整体上看太阳的一些基本性质是相对稳定的。地球轨道的形状为接近正圆的一个椭圆，日地的平均距离约为$1.5 \times 10^8 Km$，其周年变化约为1.5%。历史上曾将日地平均距离作为太阳系内天体距离的一个基本单位，称为“天文单位”，1976年国际天文学年会决议将天文单位作为导出单位重新定义，定位$1AU = 149597870 \pm 2km$，因而现在的日地平均距离为1.000 000 023 6个天文单位。在日地平均距离处测量太阳的角半径为$960''$（$16'$），因而太阳的半径为$R = 6.963 \times 10^{10} cm$，约为地球半径的109倍，其体积则是地球的130万倍。太阳的质量为$M = 1.989 \times 10^{33} g$，平均密度约为$1.4 g/cm^3$。从化学组成上来看，目前太阳质量约四分之三为氢，剩下的几乎都是氦气，氧、碳、铁等其他气体和重金属元素总和所占比重少于2%。太阳的总辐射功率是基本稳定的，可以由安装在人造卫星上的辐射仪测得，日地平均距离处，垂直于光线方向单位面积上、单位时间内接受到的太阳的辐射能量为$S = (1367 \pm 2) W/m^2$，这个数值称为太阳常数，因此可以得出太阳的辐射功率为$L = 4\pi A^2 S = (3.845 \pm 0.006) \times 10^{33} erg/s$。太阳不同区域的温度，可以通过不同区域的辐射特征来定，通过光谱观测、分析，我们可以得出太阳许多重要的信息，太阳的表面（光球）温度约为6000K，而核心温度则高达$16 \times 10^{16} K$。此外，太阳一些其他的基本参数见表1-1。

表 1.1: 太阳的基本参数

1.总体情况		
日地平均距离	$A = 1.496 \times 10^{13} cm \approx 1.5 \times 10^{13} cm \approx 215 R_\odot$	
最近距离	$A_1 = 1.471 \times 10^{13} cm$	
最远距离	$A_2 = 1.521 \times 10^{13} cm$	
半径	$R_\odot = 6.963 \times 10^{10} cm \approx 7 \times 10^{10} cm$	
平均半径	$\theta = 960'' = 16'$	
质量	$M_\odot = 1.989 \times 10^{33} g \approx 2 \times 10^{33} g$	
体积	$V = 1.412 \times 10^{33} cm^3 \approx 1.4 \times 10^{33} cm^3$	
表面重力加速度	$g = 2.74 \times 10^4 cm \cdot s^{-2}$	
表面逃逸速度	$V = 617.7 km/s$	
表面压力	$P = 0.01 atm = 1.01325 \times 10^3 Pa$	
2.密度		
平均密度	$\rho = 1.408 g \cdot cm^{-3} \approx 1.4 g \cdot cm^{-3}$	
内部（中心）	约$150 g \cdot cm^{-3}$	
表面（光球）	约$10^{-9} g \cdot cm^{-3}$	
色球	约$10^{-12} g \cdot cm^{-3}$	
日冕低层	约$10^{-14} g \cdot cm^{-3}$	
（地球海平面	约$10^{-3} g \cdot cm^{-3}$）	
3.温度		
内部（中心）	约$16 \times 10^6 K$	
表面（光球）	约$6000 K$	
黑子本影	约$4200 K$	
黑子半影	约$5700 K$	
色球	约$4300 \sim 50000 K$	
日冕	约$8 \times 10^5 \sim 3 \times 10^6 K$	
4.辐射能		
太阳常数	$S = 1367 W \cdot m^{-2}$	
总辐射功率	$L = 3.845 \times 10^{33} erg \cdot s^{-1}$	
表面发射率	$a = 6.311 \times 10^{10} erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$	
5.自转	自转周期	会合周期（从地球看）
太阳赤道（$\varphi = 0$）	25.0d	26.8d
其他纬度：$\varphi = 30^o$	26.2d	28.2d
$\varphi = 60^o$	28.4d	30.8d
$\varphi = 75^o$	29.3d	31.8d
6.磁场强度		
黑子	约$1000 \sim 4000 G$	
极区	约$1 \sim 2 G$	
宁静区网络	约20G	
谱斑区	约$100 \sim 200$G	
日珥	约$10 \sim 100 G$	
（地球极区	约0.7G）	
7.太阳的化学成分（按质量百分比）		
H:71.0, He:27.0, C:0.3, N:0.2	O:0.8, Ne:0.02, Na:0.003, Mg:0.015	
Al:0.006, Si:0.06, S:0.04, Ar:0.006	Ca:0.009, Fe:0.04, Ni:0.2, ...	

注释：摘自林元章《太阳物理导论》。

1.3 太阳的结构

太阳的结构由内向外，大致分为：核反应区，辐射传能区，对流层，光球层、色球层、日冕层，详见图1.1 所示：

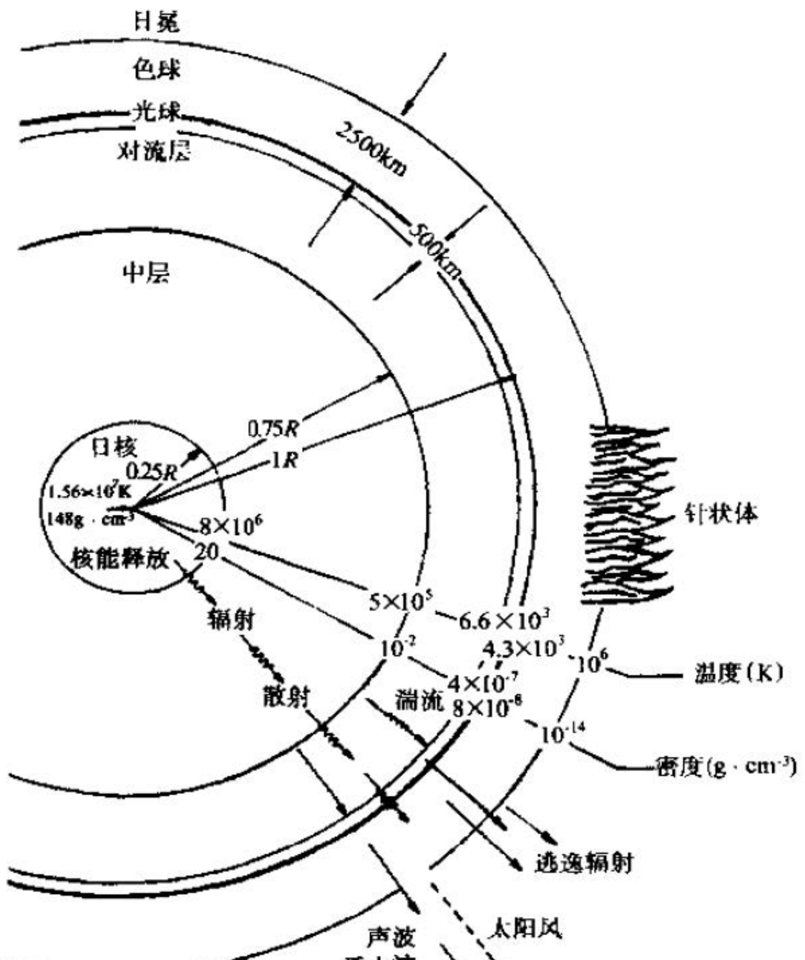

图 1.1: 太阳的分层结构图

自日心至大约$0.25R_\odot$的区域为太阳的产能区，即日核。日核的温度和密度非常的高，不停的进行着由氢气聚变成氦的热核反应，产生不断向外发射的辐射能。自$0.25R_\odot$至约$0.75R_\odot$的区域为辐射层，这里的温度和密度向外逐渐的减小，日核产生的辐射能通过这一层逐渐的向外扩散。自$0.75R_\odot$至肉眼算看到的

太阳表面附近，是太阳的对流层，该区域的物质处于剧烈的对流状态。日核、中层辐射区、对流层，这些区域的辐射由于被其上面的气体物质全部吸收，因此我们不能看到这些层次，对于这些看不见的部分，我们通常称为太阳内部或太阳本体。

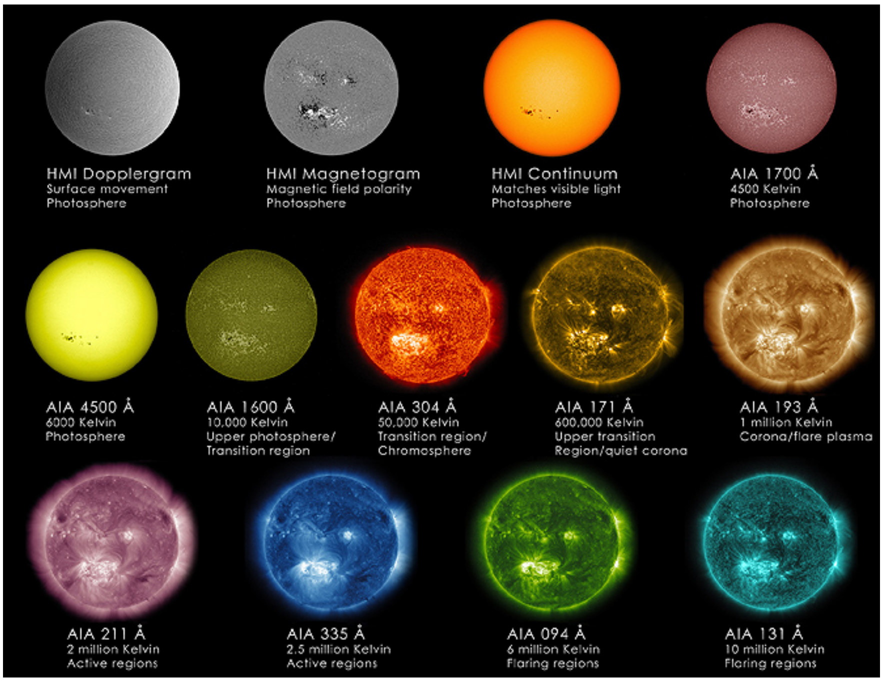

图 1.2: SDO多波段太阳观测

当我们用肉眼观察太阳时，看到的明亮的日轮是光球层，它位于对流层的上方，是一个很薄但非常重要的层次。光球的厚度不过几百公里，但是它所辐射出的可见光却远远大于其他层次，这也是我们命名之为“光球”的原因，太阳的半径和太阳表面都是以光球的外边界来定义的。光球之上为色球层，相对于光球而言色球的厚度要更厚且外缘参差不齐，色球的密度要比光球低但是其温度却高于色球。从色球低层到高层，密度逐渐下降（约有5个量级）而温度逐渐升高（约有3个数量级），日面高度1500Km以下色球相对相对比较均匀，而该高度之上为所谓的针状体所充满。色球之上为日冕层，其更稀薄、形状很不规则、且无明显的边界，但其温度却异常的高，高达10^6K。光球、色球、日冕被称为太阳大气，对于这些区域，通过适当得选择观测谱线，可以进行比较直观、详尽的观测，事实上关于太阳包括太阳内部的许多知识都是通过对太阳大气的观测、研究、推证得出的。图1.2 是空间望远镜SDO上的HMI和AIA多

个波段对光球磁场、太阳大气不同高度的观测。

1.4 太阳的活动现象

太阳活动是主要是指太阳大气中的活动现象，主要包括黑子、光斑、谱斑、耀斑、暗条（日珥）、日冕物质抛射和太阳风等。人类对太阳活动的认识是从肉眼观看黑子开始，随着现代技术的发展、应用，尤其是光谱分析和空间科学技术，人们可以更清楚的观测太阳上的活动现象。耀斑和日冕物质抛射是太阳最典型的、最剧烈的活动形式，研究它们的形成机制及对人类生活的影响是极为重要的科学任务。

1.4.1 黑子

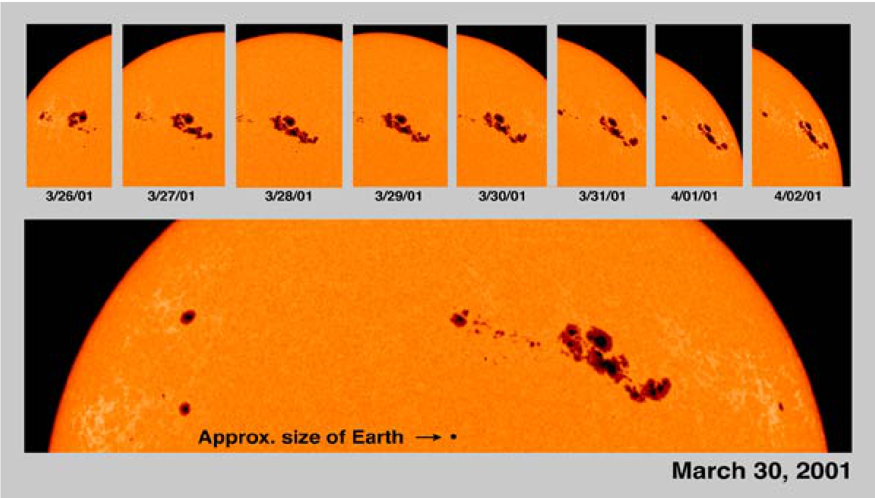

图 1.3: 太阳黑子（来自SOHO卫星观测）

太阳黑子是太阳光球中观测到的一些比周围背景明显暗黑的斑点状的小区域。太阳到处分布着磁场，而太阳黑子是磁场最集中的区域，黑子的磁场强度为$1000G \sim 4000G$，远高于宁静区磁场（约为几十高斯），强磁场抑制了光球层下方的热对流，致使该区域的温度低于日面其他地方，观测上显得暗黑。一般较大的黑子，中心区域常有一块或几块特别黑的区域，称为本影；围绕本影的淡黑区域称为半影。本影的温度为$4000 \sim 4500K$，半影的温度约为5500K。黑子的寿命不一，短的$1 \sim 2$天，长的可达几个月，大多数为$10 \sim 20$天。图1.3是SOHO卫星观测的黑子，以及随着太阳的转动，黑子在日面位置的变化。

太阳上黑子多的时候，其他的活动现象也会变多，而谱斑、耀斑等现象主要发生在黑子附近的区域，因而太阳大气从低层到高层，以强磁场的黑子为核心，形成了一个活动中心，称为太阳活动区。黑子既是活动区的中心，也是太阳活动区最明显的标志，因此一段时期内，太阳黑子和黑子群的数目代表了该时期内太阳活动的水平。

太阳黑子是被人类观察并关注最早的活动现象，中国两千多年前就有关于太阳黑子的历史记录，而到了近代，尤其是望远镜应用到天文学观测中，人们开始了对太阳黑子系统的、连续的观测和记录。如现在广为人知的用于测量太阳表面的黑子和黑子数目的沃夫数（也称为国际黑子数、相对黑子数或苏黎世数），从1750年开始，至今已300多年。经过对太阳黑子长期的观测研究人们发现太阳黑子演化在数目上和在日面的分布上有11年的周期，这个周期被称为太阳活动周（详见1.4.5节）。

1.4.2　耀斑

耀斑是最剧烈的太阳活动现象，它可以在短时间内释放大量的能量，向外发射各种电磁波和高能粒子。关于耀斑，早先是人们用Ha单色光看到色球谱斑突然增亮的现象，因而也称之为色球爆发。而后的多种观测手段表明，与Ha观测到的突然增亮的同时，还伴有更高能的现象发生，电磁辐射从高能的、波长短于1$\mathring{A}$的γ 射线、X射线到波长达几公里的射电波段，所发射的粒子流的能量也从10^3eV到$10^{11}eV$，一个较大的耀斑所释放的能量可以达到$10^{32}erg$，其中约1/4的能量会转化成电磁辐射，其余3/4的能量会以高能粒子和等离子动能形式释放。因此现代太阳耀斑的概念，基本上包括以上所有的突变现象。目前通用的耀斑级别分类主要依据于GOES卫星测量的软X-射线的峰值流量，主要为C、M、X级，所对应的峰值流量分别为：$< 10^{-2}$、$10^{-2} \leq Fx \leq 10^{-1}$、$\geq 10^{-1}\ erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$。

大量的观测资料表明，太阳耀斑中电磁辐射和高能粒子流来源于太阳大气的两个区域，一个是色球中低温耀斑区也称之为光学耀斑区，另一个则是位于过渡区到日冕层的高温耀斑区。两者之间并没有明显的分界，现代研究认为，高温耀斑区是耀斑的主体，而光学耀斑区（低温耀斑区）则是较低能的次级现象。两者之间的关系大致为，由于等离子体的不稳定性触发的磁重联发生在高温耀斑区附近，然后触发区产生的粒子流和热能一起向下层传播，在低层大气

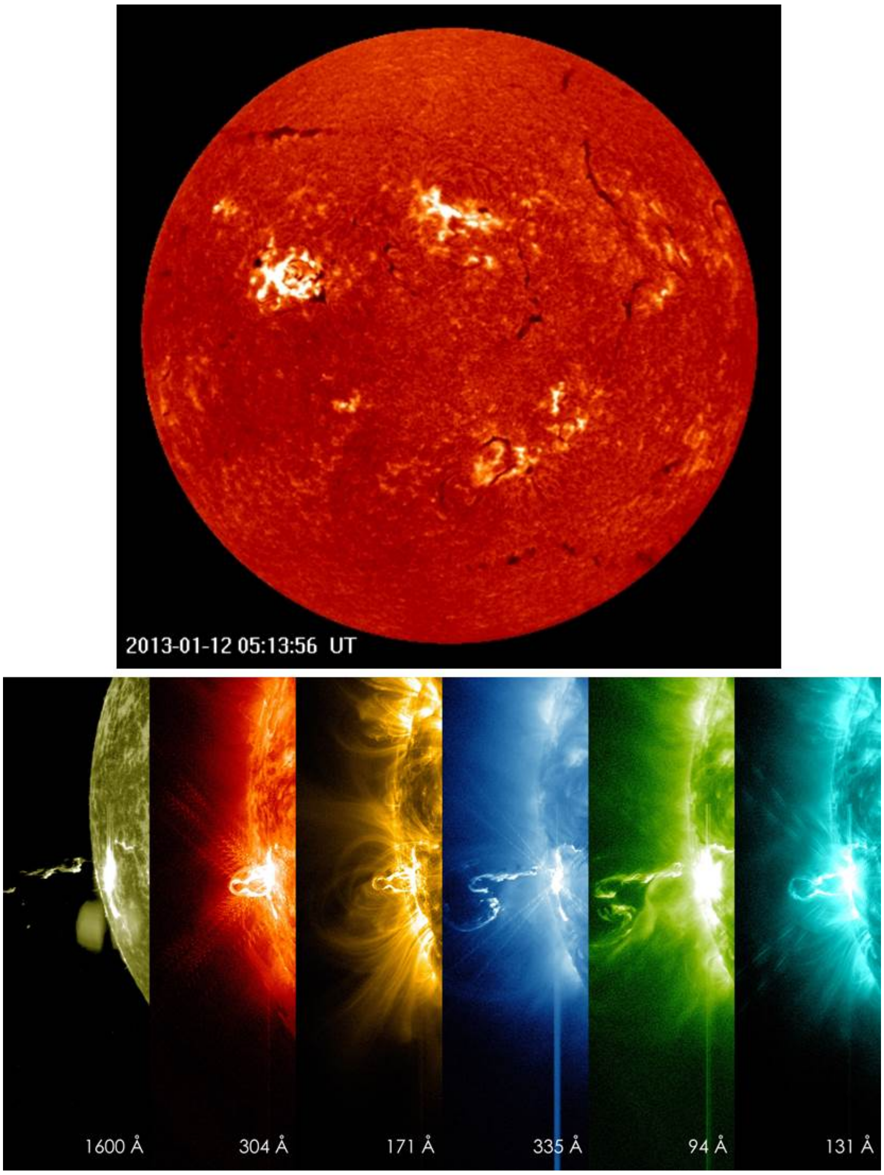

图 1.4: 太阳耀斑，上为怀柔太阳观测基地Ha的观测图像，下为SDO/AIA观测的日面边缘的耀斑爆发

触发产生光学耀斑。而大量的观测资料表明，Ha观测到的光学耀斑大致可以分为两类：致密耀斑和双带耀斑，前者是外观较小，耀斑过程中变化不大，基本于当地自生自灭；后者则有两个较大的亮带，分别处于相反的磁极性区，二者用一系列近乎平行的磁弧连接，亮带就是这些磁弧的足根。图1.4 是来自不同观测设备的耀斑，上面是怀柔太阳观测基地的全日面Ha观测（色球层），下面

是来自NASA的空间科学望远镜SDO上搭载的AIA多波段观测得的日面边缘的一个耀斑爆发，不同谱线可以得到不同的高度、不同温度区的信息，可以让我们更进一步的了解耀斑爆发的过程。

太阳耀斑是太阳最典型、最剧烈的活动形式之一，尽管现已有许多理论可以对耀斑的发生机制以及一些主要的特征做出解释，但是也各有所长、各有所缺。而随着观测技术、观测手段的进步耀斑的观测也更详细，以耀斑为中心的新的科学问题不断产生，更深入的理解耀斑、理解太阳活动现象依然是摆在太阳物理学家面前的科学任务。

1.4.3　日冕物质抛射（CME）

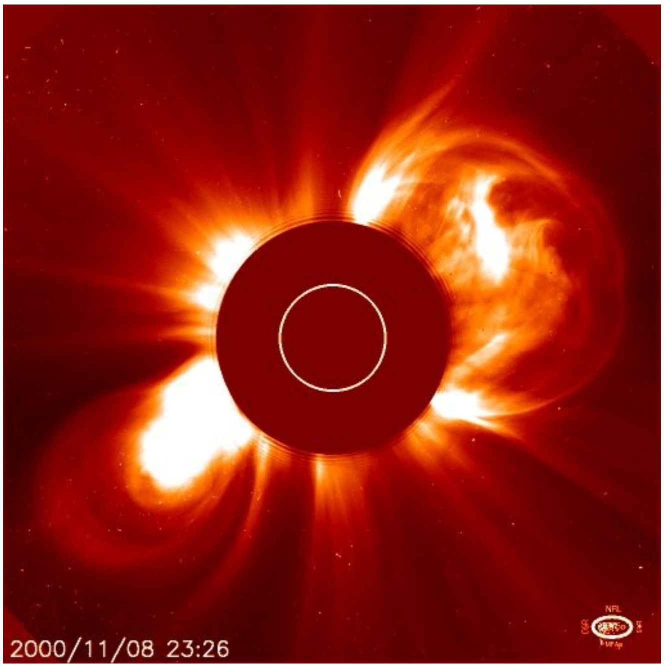

图 1.5: 日冕物质抛射（CME）

日面物质抛射的英文表述为“Coronal Mass Ejection”简称为“CME”，现在无论在口头表述还是论文中，人们普遍采用“CME”的叫法。CME是日冕大尺度磁场平衡遭到破坏后的产物，观测上表现为几分钟到几小时内从太阳向外抛射一团物质，速度由每秒几十公里到上千公里，整个过程会对日冕造成极大的扰动，剧烈的改变日冕的形态和磁场位型。CME的形态结构非常复杂和多样性，典型的形态是膨胀的泡环状，其前端是亮环面，中间是暗腔，最后是亮

核，亮环的双腿扎根在太阳上，但更多的是其他形态，如云状、扇状、多重尖峰、射线状等。图1.5 就是观测上的一个CME事件。

CME并不是一个孤立的太阳爆发性活动，其与其他的太阳活动现象联系紧密，一些研究表明，约有近四成的CME与耀斑事件共生，约有七、八成的CME与爆发的日珥或暗条有关。CME与其他太阳活动的关联性，涉及CME可能的不同的产生机制与相关模型的建立，现已有多个CME触发模型。耀斑和CME是太阳最剧烈的活动形式，也是最地球、对人类生活影响最大、最直接的活动形式。现在研究证实，CME所造成的日地空间和地球物理效应并不亚于耀斑。一般耀斑对粒子的加速是脉冲式的，粒子的流量不大；而快速CME所驱动的激波可以对大量的粒子加速，因而相应的高能粒子流流量很大。此外，CME驱动的行星际扰动也是非重现性大磁暴的扰动源。理解耀斑和CME的物理过程，并能尽早预报它们的发生是极为重要的研究课题。

1.4.4 日珥（暗条）

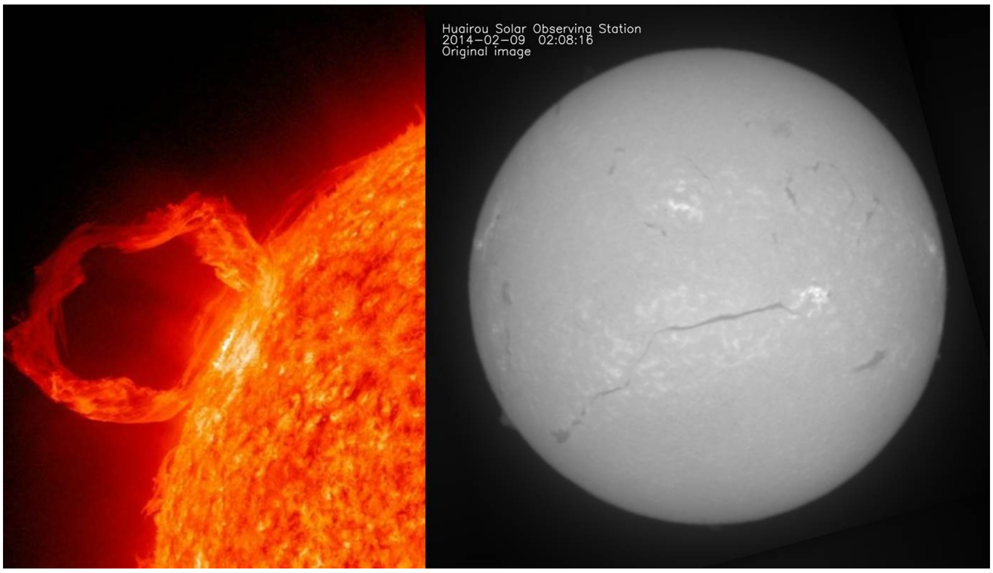

图 1.6: 日珥和暗条

日珥是日全食时或在色球望远镜中观测到的突出于日面边缘色球之上的火焰状物体，由于日珥的辐射强度低于日轮的背景辐射，因而日珥在日面上的投影就形成了暗条。太阳边缘处看到的日珥是多种多样的，如篱笆、云彩、喷泉

和圆弧，其厚度约为五千公里，高度一般为几万公里，长度可以达到一二十万公里。日珥的主体部分在日冕中，底端与色球相连。日珥大体上可以分为三类：宁静日珥、活动日珥和爆发日珥，宁静日珥形态长期稳定，寿命可以长达$2\sim3$个太阳自转周；活动日珥主要出现在黑子群附近，其形状不断变化，可以察觉到其中有物质运动；爆发日珥是前两者突然发生猛烈地爆发性膨胀或向外抛射。图1.6 中，左为日珥的图像，右边是怀柔太阳观测基地的Ha观测图像，上面的长暗条为2015年2月9日出现的史上最长的暗条，至少有100万公里。

1.4.5 太阳活动周

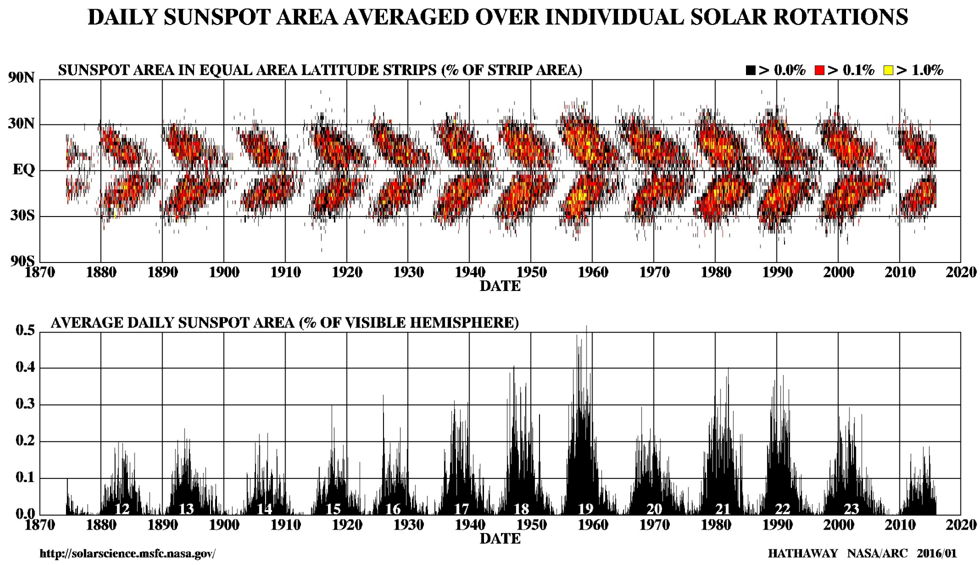

图 1.7: 太阳黑子蝴蝶图

太阳活动周也称太阳磁活动周期，是太阳黑子数及其他现象的准周期变化，大约11年为一个周期，历史最短为9.0年，最长约为13.6年。太阳活动周最早由德国天文学家施瓦布发现。之后伯尔尼天文台台长的鲁道夫·沃尔夫对太阳黑子做仔细的观测并整理相关的资料，其中包括伽利略及其同时代的观测者的记录，发现太阳黑子数的变化周期平均为11.1年。除了黑子数的周期变化，英国天文学家卡林顿和德国天文学家斯波勒各自发现太阳黑子出现的位置会随太阳周变化，活动周刚开始时一般出现在纬度为30^o的位置，到极大年时一般出现在15^o的位置。后来英国的天文学家爱德华·瓦尔特·蒙德将二十多年的

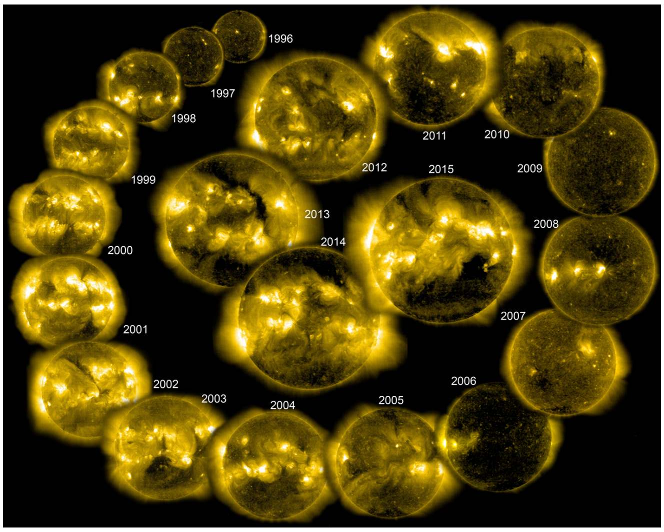

图 1.8: 太阳辐射强度的周期性变化

观测数据绘成图，横轴位时间纵轴为黑子出现的纬度，清晰展示出了黑子位置随太阳周的变化，该图就是现在著名的“蒙德蝴蝶图”（见图1.7)。随后美国天文学家海尔发现双极黑子的前导与后随的极性南北半球相同，但是到了下一个活动周期前导与后随的极性会发生转换。

太阳上活动的多少、强度的大小都严格遵守着这个周期，在活动低年，日面只有几个黑子有时甚至几天日面干干净净，而在活动峰年，日面几乎常常“千疮百孔”，相应的太阳活动、电磁辐射等非常强，图1.8 是两个太阳活动周太阳辐射强度的变化。太阳活动周的发现是天体物理尤其是恒星物理中极为重要的事，关于太阳活动周的形成依旧是一个谜，现代普遍认可的解释是由于太阳上偶极磁场与较差自转相互作用的导致的。围绕着太阳活动周的理论研究逐渐形成了建立在磁流体力学上太阳发电机理论。

第二章　太阳磁场测量与磁螺度

2.1　太阳表面磁场的分布

太阳表面布满了磁场，且分布相当的复杂，太阳大气中不同源的磁力线交错纵横，太阳上的各种活动现象都少不了磁场的参与。对于太阳磁场进行准确的测量是极为重要的工作，目前从观测上我们只能对光球层的磁场做较为精确地测量，对色球磁场可做精度稍差的观测，而对于日冕中的磁场只能通过射电方法做粗略的估计，因而对于更高层太阳大气中磁场，人们往往通过理论外推进行研究。太阳磁场大体分类如下：

1）活动区磁场。以黑子为中心的活动区拥有太阳上最强的磁场，黑子本身的磁场强度为$1000 \sim 4000G$，然后向外延伸，活动区磁场具有各种极性分布，但多为双极结构，有的复杂的活动区可以有多个极性，而相应的该活动区也往往十分活跃。活动区上空的日珥和日冕中的磁场估计只有几高斯到几十高斯。由于活动区只出现在日面的局部区域，因而活动区磁场也被称为局部磁场。活动区在日面的延伸范围从几百到十几万公里不等，并且主要出现在太阳的中低纬度，其数目、位置、总磁通也随着太阳周作周期性的变化。

2）宁静区磁场。上世纪70年代以后的观测表明，太阳活动区之外的太阳大气中分布着磁场，但强度要相对弱些，一般呈网络状结构，故而称之为网络磁场。网络磁场往往沿超米粒边界延伸成链儿状，磁场强度为$20 \sim 200G$，其寿命可超过一天。网络内部存在许多离散的小磁岛，称为网络内磁场，强度约$5 \sim 25G$，寿命从几分钟到几十分钟。观测上认为网络磁场主要是由活动区磁场瓦解形成的，网络内磁场主要是从网络内部某些区域以混合极性浮现出来的。

3）极区磁场。20世纪50年代观测到了太阳极区（$\varphi > 55^o$）存在强度为$1 \sim 2G$的磁场，并且南北极区磁场极性相反，在太阳活动极大期附近极性会发生转换。太阳极区磁场不同于真正的偶极子磁场，它只限于极区附近，没有准确的轴向和对称性，并且是变化的。现代研究认为极区磁场只埋藏在太阳表面的浅处，只不过是太阳表面磁场叠加后的净结果。

2.2 太阳磁场的测量原理

2.2.1 太阳光谱的Zeeman效应

1）纯发射线的Zeeman效应

根据原子光谱理论，处于磁场中的原子能级会发生空间量子化，能级量子化的直接结果就是原子谱线的分裂，这种现象称为Zeeman效应。而处于磁场中的谱线分裂又分为正常Zeeman效应和反常Zeeman效应，只有总自旋$S=0$的时候才会产生正常的Zeeman效应。正常的Zeeman分裂会产生三条子线：一条π 子线，分裂后波长λ_0不变；两条δ子线，波长为$\lambda_0 \pm \Delta\lambda$。而反常Zeeman分裂可能不止产生三条子线，太阳磁场观测中通常只用正常的Zeeman三分裂。Zeeman裂距与磁场之间的关系如下：

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-5} g \lambda^2 B \tag{2.1}$$

对于三分裂的纯发射线，波长不变的π子线为线偏振，偏振的方向与磁场平行；而两条位于紫端和红端的子线δ_v和δ_r，迎着磁场的方向观测时（纵向观测），δ_v 为左旋，δ_r为右旋，π子线看不到，如图2.1（a）所示。而当观测者的视向与磁场垂直时（横向观测），三条子线都可以看到，且均为线偏振。π子线和两个δ线的偏振方向分别与磁场平行和垂直，见图2.1（b）。

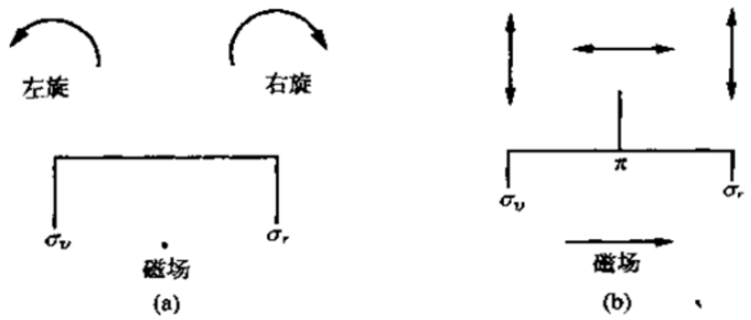

图 2.1: 发射线的Zeeman效应，（a）为纵向观测，（b）为横向观测

2）纯吸收线的Zeeman效应

由于处于磁场中的气体原子能级会发生分裂，因而当白光入射到这些吸收气体中产生的吸收线也会呈现Zeeman分裂，这种现象称为逆Zeeman效应。假定谱线为三分裂，产生三条吸收的子线：δ_v、π和δ_r。与发射线分裂的子线不

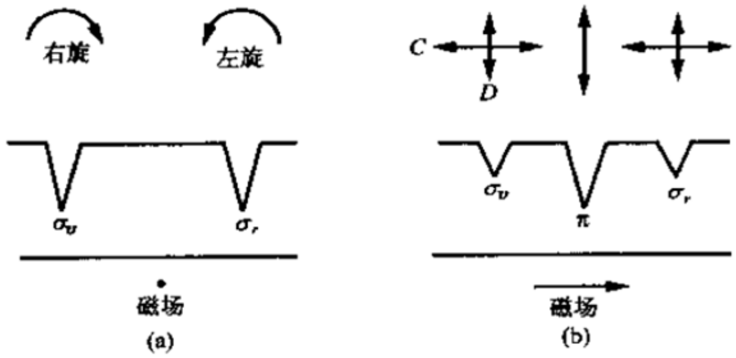

图 2.2: 吸收线的Zeeman效应，（a）为纵向观测，（b）为横向观测

同，当观测者的迎着磁场方向观测时（纵向观测），δ_v为右旋，δ_r为左旋，如图2.2（a）所示。当观测者的视向与磁场垂直时（横向观测），三条子线都能看到，其中π子线的偏振方向与磁场方向垂直，两个δ子线的偏振则为与磁场方向平行的部分线偏振，如图2.2（b）所示。

3）太阳夫琅禾费谱线的Zeeman效应

太阳的夫琅禾费谱线的形成是大气物质不断吸收辐射又不断发出辐射，在该波长形成辐射减弱的过程，与上述的纯发射线和纯吸收线不同。因此夫琅禾费谱线的Zeeman分裂的子线的强度与偏振状态不能通过以上两种简单形式做推测，须建立在有磁场存在时的谱线转移方程，并在某些假定条件下求解，来得到其Zeeman分裂子线的强度和偏振状态。当磁场不存在时，只需要一个强度参数$I(\theta,\tau)$就可以描述辐射场；当磁场存在时，就需要借助4个Stokes参数来描述此时的偏振辐射。因此，磁场中的辐射转移方程变成了4个Stokes参数的辐射转移方程。通过求解相应的Stokes参数转移方程，就可以得到太阳夫琅禾费谱线Zeeman分裂的三条子线的状态。

2.2.2　偏振光的Stokes参数描述

沿视向方向（定为Z轴）传播的任何光束，其电矢量的振动可以分解为垂直于视向平面（x，y）两个正交方向上的振动之和。假定为单色波，则两个振动分量为：

$$\begin{cases} E_x = & \xi_x \cos(\omega t - \varepsilon_x) \\ E_y = & \xi_y \cos(\omega t - \varepsilon_y) \end{cases} \tag{2.2}$$

其中ω为圆频率，ξ_x 和ξ_y为振幅，ε_x和ε_y为相位。斯托克斯参数则定义为：

$$\begin{cases} I = \overline{E_x^2} + \overline{E_y^2} \\ Q = \overline{E_x^2} - \overline{E_y^2} \\ U = \overline{2E_xE_y\cos(\varepsilon_x - \varepsilon_y)} \\ V = \overline{2E_xE_y\sin(\varepsilon_x - \varepsilon_y)} \end{cases} \tag{2.3}$$

上式中横线表示对时间的平均。四个Stokes参数为强度量，可以证明存在关系:

$$\begin{cases} I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \\ \tan 2\phi = U/Q \\ \sin 2\psi = V/(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} \end{cases} \tag{2.4}$$

其中ϕ为椭圆偏振光的长轴与x轴的夹角，ψ为椭圆短轴与长轴之比，$\psi < 0$和$\psi > 0$分别表示左旋和右旋偏振。一般情况下，大多数自然光为部分偏振光，其偏振度为:

$$P = (\frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2})^{1/2} \tag{2.5}$$

对于圆偏振光应有$\overline{E_x^2} = \overline{E_y^2}$和$(\varepsilon_x - \varepsilon_y) = 90^o$，于是$Q = U = 0$ 和$I = V$，因此V代表圆偏振，而对于线偏振有$\overline{E_x^2}$ 和$\overline{E_y^2}$ 之一为0，于是$U = V = 0$ 和$I = Q$,所以Q 代表着线偏振。Stokes参数确定以后，光束的强度和偏振状态就确定了，在实际观测中，磁分析器中的偏振光学元件光轴方向上的不同组合就可以分离出各个参数，然后再结合太阳大气的模型，来反演得到磁场。

2.2.3 Stokes轮廓与偏振辐射转移方程

太阳光谱线具有一定的宽度，因而谱线范围处的每一个λ 都有一套Stokes参数，也就是说谱线范围内，Stokes 参数是波长λ 的函数（$I(\lambda), Q(\lambda), U(\lambda), V(\lambda)$），因此称之为Stokes 轮廓。理论的Stokes 轮廓可以在一定的大气和磁场模型以及吸收机制的假定下，求解Stokes 参数转移方程。

Stokes 参数转移方程可以用矩阵来表示，令**S** 表示为Stokes 参数：

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \tag{2.6}$$

类似于无磁场时的吸收线的辐射转移方程，在局部热动平衡的假设下，Stokes 参数的转移方程形式如下：

$$\cos\theta\frac{d\mathbf{S}}{d\tau}=(1+\boldsymbol{\eta})(\mathbf{S}-\boldsymbol{B_\lambda}) \tag{2.7}$$

其中θ 为辐射方向与太阳径向方向的夹角，τ 为谱线附近连续谱光深，$\boldsymbol{B_\lambda}=(B_\lambda,0,0,0)$ 为普朗克函数，而$\boldsymbol{\eta}$ 为四维吸收矩阵：

$$\boldsymbol{\eta}=\begin{bmatrix}\eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V\\ \eta_Q & \eta_I & 0 & 0\\ \eta_U & 0 & \eta_I & 0\\ \eta_V & 0 & 0 & \eta_I\end{bmatrix} \tag{2.8}$$

因此可以得到Stokes 参数转移方程的具体形式如下所示：

$$\begin{cases}\cos\theta\dfrac{dI}{d\tau}=(1+\eta_I)(I-B_\lambda)+\eta_Q Q+\eta_U U+\eta_V V\\ \cos\theta\dfrac{dQ}{d\tau}=(1+\eta_I)Q+\eta_Q(I-B_\lambda)\\ \cos\theta\dfrac{dU}{d\tau}=(1+\eta_I)U+\eta_U(I-B_\lambda)\\ \cos\theta\dfrac{dV}{d\tau}=(1+\eta_I)V+\eta_V(I-B_\lambda)\end{cases} \tag{2.9}$$

只要能得到观测的Stokes 参数，结合太阳大气的模型，就可以反演出磁场。但目前只能对光球磁场做较为精确地测量，对于太阳高层大气中的磁场测量难度很大，因此对于那些区域的磁场需要采用新的方法进行研究。

2.3　磁螺度及其在太阳物理研究中的应用

2.3.1　磁螺度的概念

2.3.1.1　高斯连接数与磁螺度

“高斯连接数”是数学家高斯于十九世纪在研究小行星轨道时提出的，对于两个相互连接的曲线1 和2，令δ 和τ 分别为两条曲线的参数，而$\vec{x}(\delta)$ 和$\vec{y}(\tau)$ 分别为两条曲线上任意点的空间坐标，令$\vec{r}=\vec{y}-\vec{x}$，则有高斯连接数：

$$L_{12}=\oint_1\oint_2\frac{d\vec{x}}{d\delta}\cdot\frac{\vec{r}}{r}\times\frac{d\vec{y}}{d\tau}d\tau d\delta \tag{2.10}$$

高斯连接数从宏观上讲反映的是两轨道相套的圈数。与此类比，磁螺度是一定空间体积内任意两个（两组）磁力线之间的连接数之和。假设由n 个磁流管，每个磁流管的通量为Φ_i，我们计算高斯积分之和为：

$$H = \sum_{i=1}^{N} \sum_{i=1}^{N} L_{ij} \Phi_i \Phi_j \tag{2.11}$$

由以上两式，可以得出：

$$H = -\frac{1}{4\pi} \int_v \vec{B}(x) \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \times \vec{B}_y d^3y d^3x \tag{2.12}$$

采用矢势的库伦规范:

$$\vec{A} = -\frac{1}{4\pi} \int_v \frac{\vec{r}}{r^3} \times \vec{B}_y d^3y \tag{2.13}$$

则2.12式变成如下表达式：

$$H = \int_v \vec{A} \cdot \vec{B} d^3x \tag{2.14}$$

此式由高斯连接数积分公式推出，同样其反应了空间磁力线的缠绕程度。

2.3.1.2 边界条件

由于矢势$\vec{A}$具有规范不变性，假设两个不同规范下的矢势$\vec{A}$ 和$\vec{A}'$，且$\vec{A}' = \vec{A} + \nabla\psi$，两种规范下的磁螺度分别为：

$$H = \int_v \vec{A} \cdot \vec{B} d^3x \tag{2.15}$$

$$H' = \int_v \vec{A} \cdot \vec{B} d^3x \tag{2.16}$$

两者相差的磁螺度为：

$$\Delta H = H' - H = \int_v \nabla\psi \cdot \vec{B} d^3x \tag{2.17}$$

由$\nabla \cdot (\psi\vec{B}) = \nabla\psi \cdot \vec{B} + \psi\nabla \cdot \vec{B}$ 式（2.17）可以变成：

$$\Delta H = \int_v (\nabla \cdot (\psi\vec{B}) - \psi\nabla \cdot \vec{B}) \tag{2.18}$$

根据磁场的无散性$\nabla\cdot\vec{B}=0$ 和高斯定理$\iint\vec{f}\cdot d\vec{s}=\int_v\nabla\cdot\vec{f}d^3x$，两种规范下的磁螺度差为：

$$\Delta H=\iint\psi\vec{B}\cdot\hat{n}d^2x \tag{2.19}$$

可以看出若要磁螺度也具有规范不变形，则要求边界条件为：

$$\vec{B}\cdot\hat{n}|_s=0 \tag{2.20}$$

即磁场在边界面上垂直于边界的法向分量。

2.3.2　磁螺度的性质

2.3.2.1　磁场的扩散和冻结

由于太阳上布满了磁场，因而我们在研究处于磁场中的等离子流的运动性质时，不能简单用普通流体力学的方法去讨论。这种用流体近似模型来研究等离子在磁场中运动规律的科学被称为磁流体力学（MHD）。分析表明用磁流体力学来处理等离子运动必须满足两个条件：等离子体的特征长度L 必须远大于粒子的平均自由程$\bar{\lambda}$ （$L\gg\bar{\lambda}$)；等离子的特征时间τ 要远大于粒子的平均膨胀时间τ_c（$\tau\gg\tau_c$)。要想完整的描述磁场中等离子体的运动规律，磁流体力学的方程组应包括描述导电流体与磁场变化之间关系的磁感应方程与包括考虑电磁力的运动方程、连续性方程、能量平衡方程和物态方程。其中磁感应方程的表达式为：

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}=\nabla\times(\vec{v}\times\vec{B})+\frac{1}{\mu_0\sigma}\nabla^2\vec{B} \tag{2.21}$$

从感应方程的表达式（2.21）可以看出磁场随时间的变化由两部分引起，方程右端第一项表示等离子体运动引起的感应电场产生的附加磁场对原磁场的影响；第二项表示有限磁导率对磁场产生的扩散衰减，两种过程的相对重要性可以通过量级估计来讨论。

$$\nabla\times(\vec{v}\times\vec{B})\approx\frac{vB}{l},\quad\frac{1}{\mu_0\sigma}\nabla^2\vec{B}\approx\frac{B}{\mu_0l^2\sigma} \tag{2.22}$$

两者之比$R_m=\mu_0\sigma vl$ 为磁雷诺数。

当运动速度$v\approx0$时，即$R_m\ll1$ 时，（2.21）式变为：

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}=\frac{1}{\mu_0\sigma}\nabla^2\vec{B} \tag{2.23}$$

此时的磁感应方程为典型的扩散方程，表示磁场的变化完全是由欧姆衰减造成的，扩散时标为$\tau = \mu_0 l^2 \sigma$。

当磁雷诺数$R_m \gg 1$ 时，导电流体的感应将起主导作用，于是（2.21）式变为：

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \tag{2.24}$$

此时导电流体将会带着磁力线一起运动，就像磁力线被冻结在流体中一样，称之为磁冻结效应。

由此可见磁雷诺系数的大小起着重要的作用，$R_m \ll 1$ 表明磁扩散比导电流体的运动更快，此时扩散占优势；$R_m \gg 1$ 时表明磁扩散慢于导电流体的运动，即磁冻结。磁雷诺数正比于$\sigma V l$，对于包括太阳在内的宇宙等离子体，电导率σ 范围约为$10^{12} \sim 10^{16} esu$，v 的量级为$10^3 \sim 10^8 cm/s$，而特征长度至少为$10^9 cm$（相当于太阳黑子的尺度），可得$R_m \gg 1$，因此一般在宇宙等离子体中普遍存在磁冻结效应。而磁冻结的概念对于理解太阳上的活动现象和磁螺度非常有帮助。

2.3.2.2 磁螺度守恒

对于一个边界面为磁表面（$\vec{B} \cdot \hat{n} = 0$）的封闭体积内，导电率无穷大，则磁场随时间的演化将遵循公式（2.24），因为$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$，所以（2.24）式可变为：

$$\nabla \times \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \nabla \times [\vec{v} \times (\nabla \times \vec{A})] \tag{2.25}$$

亦即：

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{v} \times (\nabla \times \vec{A}) + \nabla \psi \tag{2.26}$$

以磁表面为积分表面，无论采用任何规范都可以得到相同的螺度值（详见2.3.1.2），因此可取一标量使$\nabla \psi = 0$，于是：

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{v} \times (\nabla \times \vec{A}) \tag{2.27}$$

所以：

$$(\nabla \times \vec{A}) \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0 \tag{2.28}$$

磁螺度随时间的变化率：

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial H}{\partial t} &= \frac{\partial}{t}\int_V \vec{A}\cdot\vec{B}d^3x \\
&= \frac{\partial}{t}\int_V \vec{A}\cdot(\nabla\times\vec{A})dV \\
&= \int_V \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\cdot(\nabla\times\vec{A})dV + \int_V \vec{A}\cdot(\nabla\times\frac{\partial\vec{A}}{\partial t})dV
\end{aligned}
\tag{2.29}
$$

利用（2.28）式和关系式$\nabla\cdot(\vec{f}\times\vec{g}) = (\nabla\times\vec{f})\cdot\vec{g} - \vec{f}\cdot(\nabla\times\vec{g})$，并结合高斯定理，（2.29）式可以简化为：

$$
\frac{\partial}{\partial t}\int_V \vec{A}\cdot(\nabla\times\vec{A})dV = -\iint_s(\vec{A}\times\frac{\partial\vec{A}}{\partial t})\cdot d\vec{s} \tag{2.30}
$$

对于以磁表面为边界的封闭体积，该式的积分为0，根据矢势的定义$\vec{B} = \nabla\times\vec{A}$，并且矢势是连续的，因此在这个体积内的磁等离子的运动不会影响到其体积之外的矢势，即使表面电流存在时，$\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$ 在积分区域的表面也一定消失。因此可得：

$$
\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_V \vec{A}\cdot(\nabla\times\vec{A})dV = 0 \tag{2.31}
$$

以上表明在一个以磁表面为边界的、电导率无穷大的区域内，磁螺度是守恒的。我们可以从物理上简单分析一下磁螺度守恒的物理实质：某一区域内无数磁流管相互缠绕在一起，如果电导率无穷大，即磁雷诺数远大于1，此时满足磁冻结的条件。磁力线将随着流体一起运动，而每一根磁力线上的等离子体由于冻结效应，只能沿着磁力线的方向上运动，不可以横越磁力线，而垂直于运动方向的磁通量也将保持不变，就像空间中嵌套连接的闭合的管子，只要两个相嵌套的管子任何一个不被切断，他们之间的连接数就不会发生改变，而这也正是连接数的几何含义，这也意味着磁场的这种拓扑结构不会发生改变。

2.3.3 磁螺度的演化

2.3.3.1 磁螺度传输率

磁螺度的定义为：

$$
H = \int_V \vec{A}\cdot\vec{B}dV = \int_V h_0 dV \tag{2.32}
$$

则其随时间的变化为：

$$\frac{dH}{dt} = \int_V \frac{\partial h_0}{\partial t} dV = \int_V (\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \cdot \vec{B} + \vec{A} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}) dV \tag{2.33}$$

又根据电动力学中，$\vec{E}$、$\vec{B}$ 与矢势$\vec{A}$ 的关系，以及法拉第电磁感应定律

$$\begin{cases} \vec{B} = \nabla \times \vec{A} \\ \vec{E} = -\nabla\varphi - \dfrac{\partial \vec{A}}{\partial t} \\ \dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \end{cases} \tag{2.34}$$

并结合矢量点乘、叉乘的基本关系式，（2.33）式可以化为（详细推导见杨尚斌博士论文）：

$$\frac{dH}{dt} = \int_V (-2\vec{E} \cdot \vec{B} - \nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{A} + \varphi \vec{B})) dV \tag{2.35}$$

进一步利用高斯定理，即可得到磁螺度传输率的表达式：

$$\frac{dH}{dt} = -\int_V (2\vec{E} \cdot \vec{B}) dV - \int_S (\vec{E} \times \vec{A} + \varphi \vec{B})) \cdot d\vec{S} \tag{2.36}$$

从磁螺度传输率的表达式可以看出，磁螺度的变化主要来自两个方面，一是区域内部磁场的变化，二是通过边界传输对于该区域磁螺度的影响。对上式做一个简单分析，如果积分区域无限大或积分区域表面为磁表面（$\vec{B} \cdot \hat{n} = 0$），则（2.36）式第二项消失，进一步，如果区域内为理想磁流体即电导率无穷大，则有$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}$，因此最终有$\frac{dH}{dt} = 0$，即磁螺度守恒。

2.3.3.2 相对磁螺度及其传输率

在实际的观测研究中，我们只能对光球磁场做较为精确地测量，对于光球层以下的磁场只能通过数值模拟等手段做一些理论推测，而对于光球层以上的磁场往往以光球磁场作为边界通过外推获得。然以光球为边界的表面并不满足$\vec{B} \cdot \hat{n} = 0$，因此磁螺度将不再是规范不变，$H = \int_V \vec{A} \cdot \vec{B} dV$ 将得不到确定值。于是Berger（1984）提出了相对磁螺度的概念，进而避免了开放场磁螺度不满足规范不变性的问题。

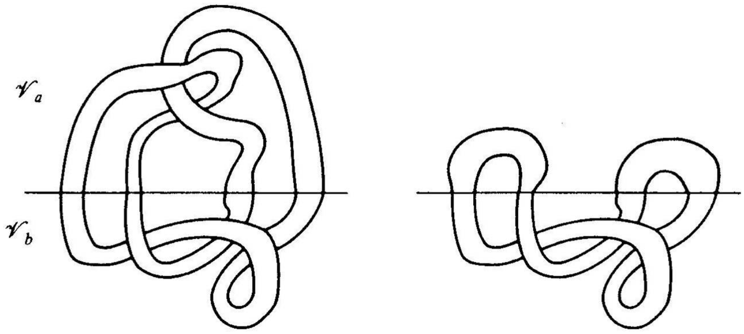

图 2.3: 相对磁螺度示意图（Berger 1984）

考虑一个空间区域V，被一个边界面S 分成两个部分V_a 和V_b，因此区域V 内的磁场B 可以表达为：

$$\vec{B}(x) = \begin{cases} \vec{B}_a(x) & x \in V_a \\ \vec{B}_b(x) & x \in V_b \end{cases} \tag{2.37}$$

为了满足磁场$\nabla \cdot \vec{B} = 0$ 的基本性质，磁场在边界面S 应当满足：

$$\vec{B}_a \cdot \hat{n}|_s = \vec{B}_b \cdot \hat{n}|_s \tag{2.38}$$

其中$\hat{n} = \hat{n}_a = -\hat{n}_b$，区域$V$ 中的磁螺度可以表示为$H(B) = H(B_a, B_b)$，为了保证磁螺度有确定值即满足规范不变性，我们只考虑源电流处于有限区域的磁场，这样相应区域的边界将会满足磁表面的条件。

现在考虑两个磁场$\vec{B}_1$ 和$\vec{B}_2$，两者唯一的不同是在区域V_a 中的部分，如图2.3 所示，现在需要进一步证明两个磁场的螺度的差值：

$$\Delta H = H(\vec{B}_1) - H(\vec{B}_2) \tag{2.39}$$

与两个磁场完全相同的区域V_b 无关，并且满足规范不变性。令：

$$\vec{B}_1 = (\vec{B}_{1a}, \vec{B}_b) \tag{2.40}$$

$$\vec{B}_2 = (\vec{B}_{2a}, \vec{B}_b) \tag{2.41}$$

令$\vec{A}_1$ 和$\vec{A}_2$分别为两磁场的矢势, 两者的螺度之差为:

$$\begin{aligned}\Delta H &= H(\vec{B}_{1a}, \vec{B}_b) - H(\vec{B}_{2a}, \vec{B}_b) \\ &= \int_V (\vec{A}_1 \cdot \vec{B}_1 - \vec{A}_2 \cdot \vec{B}_2) dV \\ &= \int_V (\vec{A}_1 - \vec{A}_2) \cdot (\vec{B}_1 + \vec{B}_2) dV + \int_V (\vec{A}_2 \cdot \vec{B}_1 - \vec{A}_1 \cdot \vec{B}_2) dV\end{aligned} \tag{2.42}$$

该积分式的第二项可以变为面积分形式:

$$\begin{aligned}\int_V (\vec{A}_2 \cdot \vec{B}_1 - \vec{A}_1 \cdot \vec{B}_2) dV &= \int_V (\vec{A}_2 \cdot (\nabla \times \vec{A}_1) - \vec{A}_1 \cdot (\nabla \times \vec{A}_2) dV \\ &= \int_V \nabla \cdot (\vec{A}_1 \times \vec{A}_2) dV \\ &= \iint_S (\vec{A}_1 \times \vec{A}_2) \cdot d\vec{S}\end{aligned} \tag{2.43}$$

由于该积分区域的边界依然满足磁表面的条件，故上式积分结果应为0。由于$\vec{B}_1$ 和$\vec{B}_2$ 在区域V_B 中完全相同，故在V_B 中应有$\nabla \times \vec{A}_1 = \nabla \times \vec{A}_2$，令区域$V_B$ 中，$\vec{A}_1 - \vec{A}_2 = \nabla \chi$，故:

$$\begin{aligned}\Delta H &= \int_{V_a} (\vec{A}_1 - \vec{A}_2) \cdot (\vec{B}_1 + \vec{B}_2) dV + \int_{V_b} \nabla \chi \cdot (\vec{B}_1 + \vec{B}_2) dV \\ &= \int_{V_a} (\vec{A}_1 - \vec{A}_2) \cdot (\vec{B}_{1a} + \vec{B}_{2a}) dV + \iint_S \chi (\vec{B}_{1a} + \vec{B}_{2a}) \cdot \hat{n} dS\end{aligned} \tag{2.44}$$

由上式可以看出，相对磁螺度ΔH 只依赖与V_a 内参数的变化，与V_b 无关，我们可以进一步证明上式满足规范不变性，令$\vec{A}'_1 = \vec{A}_1 + \nabla \xi_1$，$\vec{A}'_2 = \vec{A}_2 + \nabla \xi_2$，$\delta \triangle H = \triangle H(\vec{A}'_1, \vec{A}'_2) - \triangle H(\vec{A}_1, \vec{A}_2)$，则有:

$$\begin{aligned}\delta \triangle H &= \int_{Va} (\nabla \xi_1 - \nabla \xi_2) \cdot (\vec{B}_{1a} + \vec{B}_{2a}) dV - \iint_S (\xi_1 - \xi_2) \cdot (\vec{B}_{1a} + \vec{B}_{2a}) \cdot \hat{n} dS \\ &= 0\end{aligned} \tag{2.45}$$

与重力势能相仿，将$\triangle H$定义为区域V_a 的相对磁螺度，记做:

$$H_R(V_a) = H(\vec{B}_a, \vec{B}_b) - H(\vec{P}_a, \vec{B}_b) \tag{2.46}$$

此处的$\vec{B}$ 为V_a 内的真实场，$\vec{P}_a$ 为参考场，且满足$\nabla \times \vec{P}_a = 0$，亦即$\vec{P}_a$ 为势场。

因为体积V 是一个区域为无穷大或区域表面为磁表面，所以磁螺度的传输应采用（2.36）式的第一项，则相对磁螺度传输为：

$$\frac{dH_R(V_a)}{dt} = -2\int_v(\vec{E}\cdot\vec{B}_a)dV + 2\int_V(\vec{E}\cdot\vec{P}_a)dV \tag{2.47}$$

根据矢量点乘、叉乘的基本关系式以及$\vec{P}_a = \nabla\times\vec{A}_p$ 和理想磁流体中$\vec{E} = \vec{B}\times\vec{V}$，并利用高斯定理和边界条件，（2.47）式可以最终写成面积分的形式，即穿过边界面S 的相对磁螺度的传输率：

$$\frac{dH_R(V_a)}{dt} = -2\iint_S((\vec{A}_p\cdot\vec{V})\vec{B} - (\vec{A}_p\cdot\vec{B})\vec{V})\cdot d\vec{s} \tag{2.48}$$

在实际操作中，我们只有光球磁场数据，通过上式可以计算光球表面的相对磁螺度的传输率，对其进行时间上的积分，就可以计算在某段时间内通过光球表面传到太阳大气中的磁螺度的累积量。式中第一项是磁流管足点运动造成的磁螺度传输，第二项代表的是磁流管浮现导致的磁螺度的传输。

2.3.4 磁螺度在太阳物理研究中的应用

2.3.4.1 螺度半球符号法则

人们从观测上发现，太阳磁场的所对应的螺度在南北半球符号相反，一般南半球的螺度符号趋向于正，而北半球的螺度趋向于负值，这一规律被称为螺度半球符号法则，图2.4 所呈现的是螺度半球符号法则在观测上的证据。通过对活动区矢量磁图的分析研究，人们（e.g. Seehafer 1990; Pevtsov et al. 1995, 2001; Bao and Zhang 1998; Bao et al. 2000; Hagino and Sakurai 2004, 2005; Zhang 2006; Hao and Zhang 2011）发现，活动区约有60-75% 符合螺度半球符号法则；太阳软X-射线的S 形特征被认为是活动区磁场具有相应于螺度为正或负的S 或反S 手性的标志，基于此人们发现符合螺度半球符号法则的活动区至少有60%（Pevtsov and Canfield 1999）；螺度半球符号法则也在暗条、暗条通道、以及之上的背景磁场做过观测统计，通过观察宁静区和活动区暗条形态的分析，人们（Martin (1994); Pevtsov et al. (2003); Yeates et al. (2007); Lim and Chae (2009)）发现约有76－82% 的暗条符合螺度半球符号法则，然而Bernasconi et al.（2005）使用自动识别位型的算法统计了暗条螺度符号，发现符合半球符号法则的只有68%; 对于更大尺度磁场螺度符号的研究，比如通过大尺度矢量磁场计算电流螺度，或计算由视向磁场得到的综合磁图的磁螺度

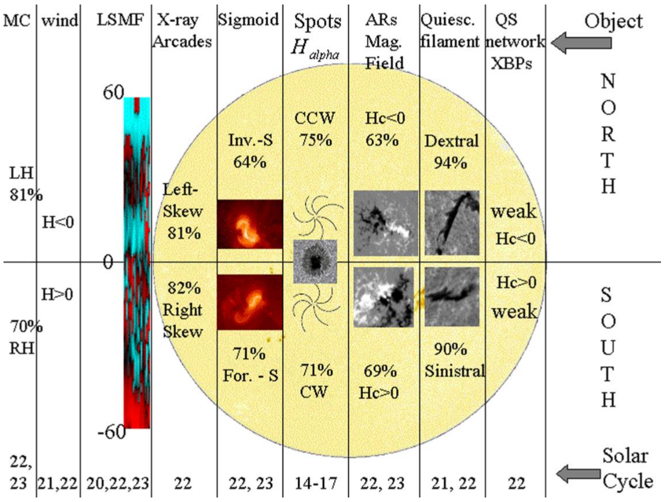

图 2.4: 螺度半球符号法则（Pevtsov 2002）

注入率（Yang & Zhang 2012），Pevtsov & Latushko （2000）在纬度$\pm 40^o$ 范围内并没有发现明显的半球手征性的对称性，而Wang & Zhang（2010）、Yang& Zhang（2012）、Gosain et al.（2013）等发现即使是对于大尺度的磁场，螺度半球符号法则依旧是普遍的；对于小的空间尺度的磁场，比如太阳宁静区磁元，螺度半球符号法则依然成立（Pevtsov & Longcope 2001, 2007）。

此外，人们也研究了螺度半球符号法则随太阳周的变化。Pevtsov et al.（2008）研究分析了来自第21、22、23太阳周的19年矢量磁场数据，发现螺度半球符号法则是一个相对较弱的规律；通过对电流螺度的计算，Bao et al.（2000）发现螺度半球符号法则在第23太阳周的上升期不符合；Hagino & Sakurai（2005）则认为螺度半球符号法则在太阳活动周的极大期符合，而在极小期可能不满足。Hao & Zhang（2011）计算了23周下降期和24周上升期共64个活动区的局地扭曲度和电流螺度，发现第24太阳周中的34个活动区符合螺度半球符号法则，而23太阳周的30个活动区不符合该法则。在研究螺度半球符号法则是否会随太阳周的变化，我们也需要考虑到特殊年份，比如活动区极小期，磁活动强度低，没有足够的样本可能会对统计的结果造成影响（Pevtsov et al.（2008））。关于螺度半球符号的形成及其随太阳周应有的变化，人们也做过诸多讨论，太阳较差自转、科里奥利力、太阳发电机及对流层湍流等都成为螺度半球符号法则可能的成因。不同人的理论也对螺度半球符号法则随太阳周变化做出不同的预测，而这至今仍是一个开放的、有争论的课题，这里不再具

体论述不同研究者的理论及相关的研究工作。

2.3.4.2 磁螺度与太阳爆发性活动

无论磁螺度在太阳上的产生机制是什么，不可置否的是磁螺度的产生是一个连续不断的过程，而随着螺度在日冕中的积累，太阳也会通过某些机制释放掉一些螺度。日面物质抛射（CME）被认为是太阳释放多余螺度的一个典型的物理过程（Rust 1994；Low 1996；Zhang and Low 2005）。张枚及其合作者的一系列研究工作（Zhang and Low (2001, 2003)；Zhang et al. (2006, 2012)；Zhang and Flyer 2008）从理论上探讨了螺度与日面物质抛射（CME）的关系。Zhang et al.（2006）提出了CME是磁螺度在日冕中积累的必然结果的观点，在该工作中通过对一些非线性无力场的模拟和理论推导，发现对于任一给定的边界条件，非线性无力场的总磁螺度存在一个上限值，一旦磁螺度的积累超过该上限，就会导致一个非平衡态的产生，进而爆发CME。在此工作的基础上，Zhang & Flyer 2008 进一步研究了无力场总磁螺度的上限值和不同边界条件的关系，发现边界为多极场的非线性无力场的总磁螺度上限值要比边界为偶极场的非线性无力场低一个数量级。

张枚及其合作者的关于磁螺度与CME的研究工作也从观测上、数值模拟中得到支持，如Demoulin （2007）指出张等理论上得到的磁螺度上限值与他们从观测上估计的基本相符，而Fan & Gibson （2007）通过三维数值模拟研究了两种不同的日冕物质抛射，一种通过kink 不稳定性爆发，一种通过torus 不稳定性爆发，两个磁绳在爆发时虽然有十分不同的自螺度，但两者磁场的总磁螺度却是相同的。太阳日冕中的磁螺度是通过光球上的磁浮现带入日冕中的，继而由于磁螺度在日冕中守恒，而在日冕中不断的积累起来。如若该理论是正确的，我们则可以通过测量磁螺度向日冕传输的量来监测磁螺度在日冕中的积累，以实现预报CME 的目的。

Nindos & Andrews （2004）通过线性无力场外推和α_{best} 的方法模拟了发生大耀斑的78个活动区于耀斑前的日冕磁场，其中大约只有60% 的耀斑伴有CME，通过得到的α_{best} 值他们进而计算相应的日冕中的螺度，他们的结果从统计上表明，伴有CME 的大耀斑发生的活动区的α 的绝对值和日冕中的螺度要高于没有CME 的活动区的α 绝对值和其日冕中的螺度。 LaBonte et al.（2007）研究了48个爆发X 级耀斑的活动区和345个无耀斑爆发的活动区的磁螺度传输，发现有X 级耀斑发生的磁螺度传输率的阈值为$6 \times 10^{36} Mx^2 S^{-1}$ （见

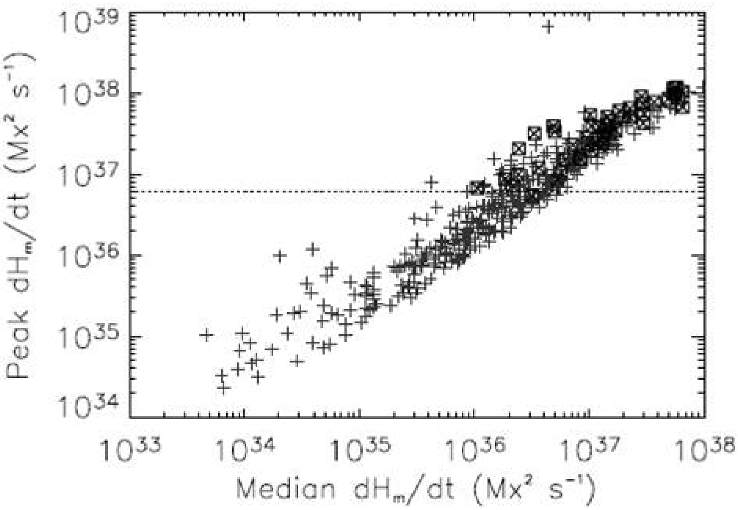

图 2.5: 观测时间内磁螺度传输率峰值与平均值的关系，“□”代表爆发X 级耀斑的活动区，可见产生X 级耀斑的磁螺度传输率的峰值$> 6 \times 10^{36} Mx^2 S^{-1}$（LaBonte et al. 2007）

图2.5），并且爆发X 级耀斑的活动区的磁螺度积累要明显高于无耀斑事件发生的活动区。

Zhang et al.（2008）研究了活动区NOAA10930 的于2006年12月13日的一个爆发事件，发现耀斑发生时磁螺度传输率迅速的由负变为正（见图2.6）。Park et al.（2010）也研究了此活动区同一耀斑（X3.4）事件，认为该事件是由于正号的磁螺度突然注入已存在的负号螺度系统导致的。此外其他人的一些研究工作（Yokoyama et al. 2003; Wang et al. 2004; Jing et al. 2004; Romano et al. 2011;Zuccarello et al. 2011）也发现，活动区磁场的拓扑结构呈现出两个相反螺度符号系统的特征，往往容易爆发。这也符合Kusano et al.（2004）磁流体力学模拟的结果，即反号螺度的输入会引起爆发。

Moon 等一系列的研究工作（Moon. et al 2002a, 2002b, 2003）发现磁螺度传输率脉冲与耀斑事件的发生在时间上有很好的对应性，暗示着磁螺度的脉冲注入很可能会引发爆发事件。然而，该结论一直存有较大争议。主要的争议点有：一、先前的研究受制于磁场数据的低时间分辨率，故两者在时间上相关的可信度受到质疑；二、爆发事件中磁场的谱线轮廓可能会改变，从而影响磁场测量的精度；三、脉冲注入的位置通常与耀斑发生位置一致，从而加深第二点

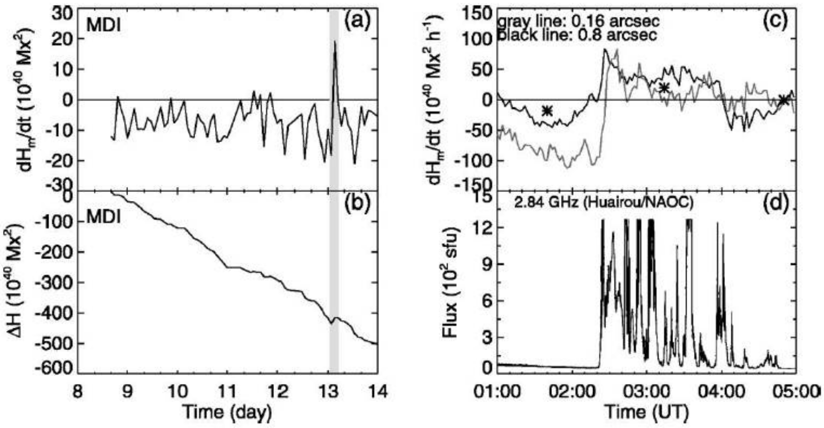

图 2.6: （a）和（b）为2006年12月8-14日，活动区AR10930 磁螺度传输率和积累量随时间的变化；（c）和（d）为耀斑爆发前后一段时间的磁螺度传输率和怀柔射电频谱仪检测到的2.4GHz 波段的演化（Zhang et al. 2008）

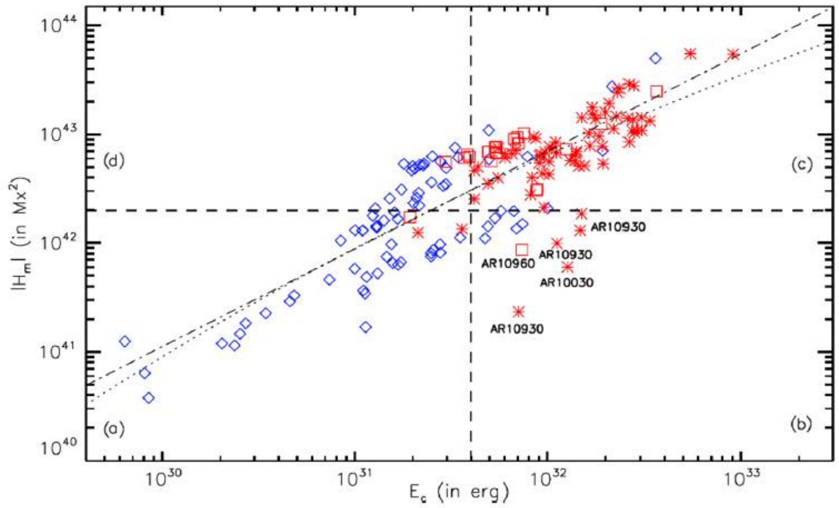

图 2.7: 活动区磁自由能与磁螺度的关系图，“⋄”、“□”、“∗”分别为无耀斑发生、爆发M 级和X 级耀斑的活动区，虚线是活动区爆发大耀斑相应的磁螺度和磁自由能的阈值，点线和点虚线分别是两者的最小二乘拟合和最小二乘对数拟合（Tziotziou et al. 2012）

质疑。针对此，张枚等人最近展开了一项研究工作，她们使用HMI高时间分辨率（45s）的全日面磁场数据研究了四个活动区（NOAA11158、11283、11429、11084）的磁螺度传输率，并利用MHD数值模拟，指出观测的螺度脉冲式注入

并非由磁场测量误差引起的，而脉冲注入的位置通常与耀斑发生位置一致，是因为磁螺度脉冲注入是由于耀斑前后磁场（主要是横向磁场）变化引起的，这为与耀斑发生相关的磁螺度脉冲注入找到了合理的物理解释。该成果已经写作完成并将投稿。

Tziotziou et al.（2012）计算了42个活动区的162张矢量磁图的磁自由能和磁螺度。他们发现自由能和螺度在统计上存在一个明显的单调的相关关系，这种相关性表明在爆发现象中除了螺度外，自由能也扮演着一个重要的角色。在他们的研究中，爆发的活动区的自由能和磁螺度要明显高于无爆发的活动区（见图2.7）。此外对于活动区，背景磁场会对其爆发起到一定的抑制作用。Nindos et al.（2012）用HMI 的视向场和矢量场研究了活动区AR11158 背景磁场在一段时间内的演化，其中爆发了三个大的CME 。他们的研究结果认为，爆发事件的发生并不显著依赖于不同高度背景磁场随时间的演化，相反他们认为，日冕中不断积累的磁自由能和磁螺度是导致爆发的主要原因（图2.8）。

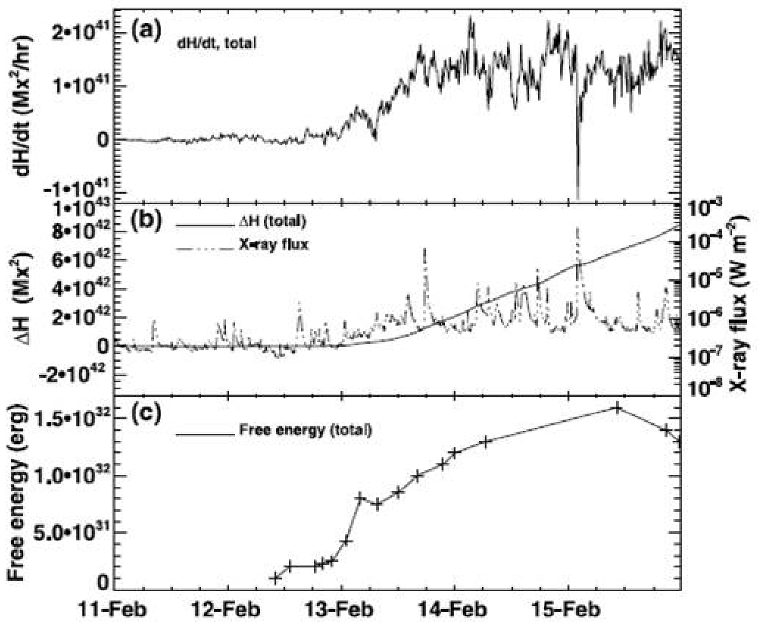

图 2.8: （a）活动区AR 11158 磁螺度传输率随时间的演化；（b）实线为磁螺度的积累量，虚线为GOES 软X-射线流量的曲线；（c）磁自由能随时间的演化（Nindos et al. 2012）

2.4　本文研究的内容及意义

磁螺度是近年来太阳物理研究发展出的一个重要概念，它描述了太阳磁场复杂的拓扑结构。许多研究表明太阳大气中的各种活动现象、爆发事件都与磁场复杂的拓扑结构密切相关。因而，研究磁螺度在太阳上的产生、演化、传输对于深入理解各种日面活动的物理机制乃至探索太阳活动周的起源都有重要意义。

如前所述，张枚研究员及其合作者的一系列工作认为CME 是磁螺度在日冕中积累的必然结果，如果我们能够根据给定的边界条件估算出无力场对应的磁螺度上限，并通过对光球磁螺度传输的监控，就可以预报CME 的爆发。此外许多研究者也探讨了磁螺度传输率、磁螺度积累量与太阳爆发的关系。需要强调的是此类研究都要求尽可能准确的计算磁螺度传输。本文首先调查研究了传统的利用视向磁场数据，基于活动区磁场径向假设计算的磁螺度传输与真实的、由矢量场计算的磁螺度传输的差别，进而评估磁场非径向性在磁螺度传输计算中的影响。

磁螺度是用来描述空间磁场复杂拓扑结构的一个宏观量，人们除了关注并研究活动区磁场拓扑结构变化、随时间长期演化与太阳活动现象的关系，也注意到了一些大的耀斑事件中活动区某些地方磁场会发生快速的甚至是永久性的变化。与此同时，许多研究者也指出伴随着磁场变化的区域，相应的黑子结构也会发生变化。基于此，我们在前人工作的基础上详细研究、探讨了耀斑事件中黑子结构变化与磁场变化的关系，并进一步探讨了两者关系背后的原因。此外，我们还用高时间分辨率（45S）的视向场数据研究两者变化的关系，发现磁场持久性变化的同时也会发生磁场瞬变，我们着重分析了该瞬变的过程，并探讨了其成因。

第三章　活动区磁场非径向性对光球磁螺度传输计算的影响

3.1　研究背景

磁螺度是用来描述磁场复杂拓扑结构的一个重要的物理量。通过对太阳磁螺度的产生、输运、累积以及释放等过程的研究，可以帮助我们更好的理解太阳的各种活动现象（Zhang & Low 2005）。理论研究表明，太阳大气中磁螺度的积累也伴随着磁自由能的累积，然对于无力场，磁螺度的累积存在一个上限，一旦这个上限被突破就会导致一个非平衡态的产生，从而产生日冕物质抛射（CME）等爆发事件（e.g., Zhang et al. 2006, 2012; Zhang & Flyer 2008）。许多观测研究也证实了磁螺度的重要性，Moon et al. (2002a, 2002b, 2003)、Zhang et al.(2008) 等研究发现耀斑期间光球磁螺度传输具有脉冲式的特征。Labonte et al.(2007) 调查研究了393个活动区的磁螺度传输，发现磁螺度传输率的峰值在X级耀斑发生时要大于$6\times10^{36}Mx^2s^{-1}$。Nindos & Andrews (2004) 研究认为活动区磁螺度积累量的大小可能会决定一个大的耀斑会否成为一个失败的爆发。Park et al. (2010) 研究了活动区NOAA 10930 的一个X3.4级耀斑爆发过程中的磁螺度传输，认为该耀斑可能是由于符号相反的磁螺度输入导致的。类似的，Vemareddy et al. (2012) 研究了两个活动区的磁螺度传输，认为磁流管的运动及磁螺度在不同位置的传输对于太阳爆发有重要的意义。可见，磁螺度在太阳物理研究中扮演很重要的角色，也因此精确测量磁螺度的传输十分重要。

光球表面特定区域**S**的磁螺度传输率，可以用下面的公式来计算（Berger 1984）

$$\left.\frac{dH_R}{dt}\right|_s = 2\int_s [(\mathbf{A}_p\cdot\mathbf{B}_t)v_n - (\mathbf{A}_p\cdot\mathbf{V}_t)B_n]ds \tag{3.1}$$

式中$\mathbf{B}_t$ 和B_n 分别是磁场在水平方向和垂直方向上的分量，$\mathbf{V}_t$ 和V_n 是相应的速度场，而$\mathbf{A}_p$ 是磁矢势，其满足以下条件：

$$\nabla\times\mathbf{A}_p\cdot\hat{\mathbf{n}} = B_n,\ \ \nabla\cdot\mathbf{A}_p = 0,\ \ \mathbf{A}_p\cdot\hat{\mathbf{n}} = 0. \tag{3.2}$$

基于公式（3.1）由实际观测到数据来计算光球磁螺度传输率，我们需要知道$\mathbf{B}_t$、B_n、$\mathbf{V}_t$ 和V_n。然而，在SDO发射升空以前，具有高空间分辨率、连续

性比较好、质量比较高的磁场观测数据主要是SOHO/MDI 视向磁场。当人们用视向磁场数据来计算磁螺度传输率（$\frac{dH_R}{dt}$），就离不开两个假设。

第一个假设是Démoulin & Berger (2003) 首先提出来的，他们认为通过磁力线足点跟踪得到的水平速度（$\boldsymbol{U}$）同时包含了磁场垂直浮现和水平剪切两个部分。也就是说，通过磁力线足点跟踪得到的水平速度$\boldsymbol{U}$，满足以下关系：

$$\mathbf{U} = \mathbf{V}_t - V_n \cdot \frac{\mathbf{B}_t}{B_n} \quad . \tag{3.3}$$

因此，公式（3.1）可以简化成下面的公式：

$$\left.\frac{dH_R}{dt}\right|_s = -2\int_s (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{U}) \cdot B_n ds \quad . \tag{3.4}$$

之后该公式就成为计算光球磁螺度传输率的标准方法。水平速度$\boldsymbol{U}$ 可以有多重方法获得，如局部相关跟踪（LCT; e.g., Chae 2001）、微分放射速度估计法（DAVE; Schuck 2006）、非线性微分放射速度估计法（NAVE; e.g., Schuck 2005）等等。最近的一些研究工作（Schuk 2008; Liu & Schuck 2012; Kazachenkol et al. 2014; Liu et al.2014）对Démoulin & Berger 的假设即：通过LCT等方法跟踪得到的磁流管水平运动同时包含了水平剪切和磁通浮现两个方向上的运动，提出了质疑。他们发现通过LCT或者DAVE获得的速度主要是真实的水平速度，并不明显包含磁通浮现的部分。此外Liu and Schuck (2012) and Liu et al (2014) 发现，在多个活动区中，水平运动模式（剪切运动）主导了磁通浮现，即使在某些区域观测上明显呈现磁流管上浮的样子。因此，由公式（3.4）计算得到的磁螺度传输率包含了主要部分的磁螺度传输。

第二个假设即：太阳磁场在光球基本上是垂直于日面的。基于此，公式（3.1）-（3.4）中的法向磁场B_n 可以由视向磁场估计得到，即$B_l \times 1/\cos\theta$,θ是视向方向与径向（垂直于日面）的夹角。以活动区NOAA 10365为例子，Chae at al. (2004)证实该假设可以广泛用于磁螺度计算中。类似于Démoulin & Berger （2003）的假设，该假设也被广泛接受并成为传统的用视向磁场计算光球磁螺度传输必不可少的要素。

随着SDO 卫星的发射，我们可以有高分辨率和时间连续性更好的全日面矢量磁场观测数据（Hoeksema et al. 2014, Bobra et al. 2014）。现在我们完全可以用公式（3.1）来计算光球磁螺度传输率。为了更好的理解前人关于磁螺度传输的一些研究结果，现在我们也许有必要对于前人基于两个假设对磁螺度传输的一些计算做一个评估。

本章我们将研究第二个假设的影响，即：活动区磁场非径向性对光球磁螺度传输率计算的影响。本章的安排如下：3.2节是样本及数据处理的介绍；3.3节是我们的分析及结果；结论及讨论在3.4 节。

3.2　样本及数据处理

本研究所用的磁场数据主要来自于SDO/HMI 的观测。HMI 的设计主要是用来研究日震与光球磁场，它可以进行全日面的观测通过一个4096×4096的CCD，观测谱线为6173 Å（Scherrer et al. 2012; Schou et al. 2012a, 2012b）。磁场反演是通过一个基于Milne-Eddington (ME)构建的反演程序（Borrero et al. 2011），180° 不确定性通过一个“最小能量法”（minimum energy）的算法解决（Metcalf 1994; Metcalf et al. 2006; Leka et al. 2009）。

HMI 活动区矢量磁场主要有两种：hmi.sharp_720s 和hmi.sharp_cea_720s (Sun et al. 2013)。hmi.sharp_720s 给出的矢量磁场是二维的以CCD为坐标，是每一个CCD 像素上的值，其包含：磁场强度（B），倾角（γ）和方位角（φ）。hmi.sharp_cea_720s 给出的矢量磁场，则经过了圆柱等面积投影（Cylindrical Equal Area：CEA）。因此标准的CEA 坐标（x,y）相应于球面的经度和维度，而为一个像素都对应于相同的面积。hmi.sharp_cea_720s 的矢量磁场（B_r，B_θ 和B_ϕ）是通过“remapping”和“vector transformation”等数学方法由hmi.sharp_720s 获得。

在本研究中，我们使用了这两个形式的矢量磁场，我们通过hmi.sharp_cea_720s可以得到径向磁场B_r，也就是公式（3.1）-（3.4）中的磁场的法向分量B_n。我们通过hmi.sharp_720s 获得视向方向磁场B_l，即在很多前人的研究工作中用到的数据类型。为了让两种数据在每一个像素上都对应，我们将hmi.sharp_720s数据做了CEA 投影。

由于我们主要关注于第二个假设的影响，我们将会比较真实的由矢量磁场得到的B_n 和基于磁场径向假设估计得的B_n' 对磁螺度计算的区别。我们用公式（3.4）来计算磁螺度传输率，式中的磁失势$\mathbf{A}_p$ 和水平速度U 可以分别通过快速傅里叶变换和DAVE (Schuck, 2006) 获得。磁螺度的积累量可以用下面的公式计算：

$$H(t) = \int_0^t \frac{dH_R(t)}{dt} dt \quad . \tag{3.5}$$

我们研究了三个活动区：NOAA 11072, NOAA 11084 和NOAA 11158。活动区NOAA 11072 和NOAA 11158 是新浮现的活动区，AR 11072 具有双极磁结构，在其通过日面的过程中没有C 级或C 级以上的耀斑，AR 11158 是一个多极的复杂的活动，爆发了若干个大耀斑。作为对比，AR 11084 是一个成熟的、位型简单的活动区，在其经过日面的过程中没有任何明显的耀斑事件。我们的样本数据在日面的跨度比较大，经度从E60° 到W60°。表3.1 给出了这三个活动区的基本信息。

表 3.1: 活动区样本

NOAA	Start of Observation		End of Observation		Sunspot
No.	Time (UT)	Position	Time (UT)	Position	Classification
11072	2010.05.20_16:24:00	S14 E34	2010.05.27_14:48:00	S14 W60	β
11084	2010.06.28_00:24:00	S22 E60	2010.07.06_23:48:00	S23 W60	α
11158	2011.02.10_22:00:00	S14 E42	2011.02.18_14:12:00	S14 W60	$\beta\gamma\delta$

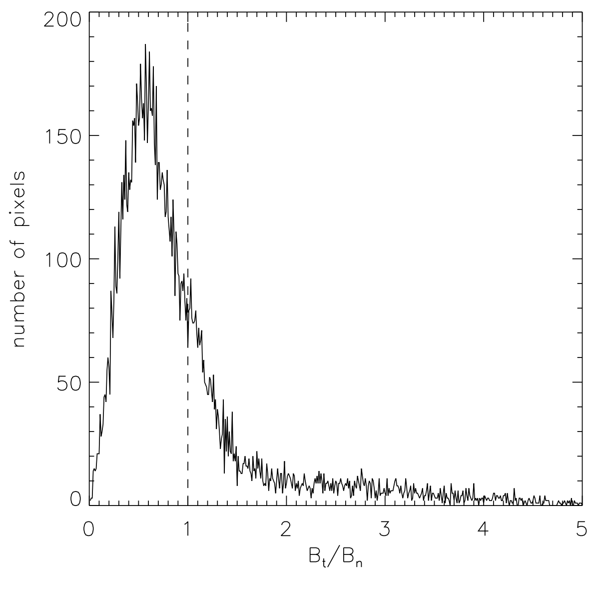

图 3.1: 活动区11072 磁场横向分量与法向分量比值的柱状图, 磁图的观测时间2010年5月25日16:36 (UT). 横轴是比值, 纵轴是相应比值的像素点数目

3.3　分析和结果

活动区的磁场并不是严格径向的，尤其是在半影以及磁场中性线（PIL）附近的区域。图3.1 是活动区NOAA 11072 的磁场水平分量（B_t）和法向分量（B_n）比值的柱状图，该磁图的观测时间为2010年5月25日16:36 UT，所在日面位置S14W33，忽略$|B_n| < 100G$ 的数据点。我们可以看到活动区相当多的地方（$\sim 30\%$），磁场的横向分量要大于径向分量。这说明活动区磁场横向分量不可以轻易的忽略掉，需要注意的是绝大部分的活动区都如此，因此研究磁场横向分量对于磁螺度传输计算的影响也是十分重要的。

3.3.1　对径向磁场的影响

如前所述，当使用SOHO/MDI 视向场数据来计算磁螺度传输率时，一个基本的假设是磁场径向（垂直于日面），然后由视向磁场数据B_l 可以得到径向磁场B_r, 即$B_r' = B_l/cos\theta$，θ 是径向方向与视向的夹角。基于该假设得到径向磁场，自此在本文以B_r' 表示，以区别于真实的B_r。

图3.2-3.4 是分别三个活动区NOAA 11158、11084和11072磁图B_r' 和B_r 在不同位置的比较。从中我们可以看到，当活动区比较靠近日面中心时，B_r' 和B_r 看起来非常的相似，这说明矢量磁场的横向分量对于径向磁场的估计在靠近日面中心的位置比较小。然而，当活动区的位置远离日面中心时，基于假设得到B_r' 与真实的B_r 则有很大的不同，在某些区域（例如：图3.2、3.3 中红框标识的区域）两者的符号甚至是相反的。这对磁螺度的计算必然会产生影响。

为了更精确的比较两者（B_r' 、B_r）的不同，在图3.5 我们画出了三个活动区在靠近日面中心和靠近日面边缘两个位置的B_r' 和B_r 的散点图。每一个子图的左上角给出了B_r' 和B_r 的相关系数。从该图可以看到，当活动区位于日面中心时，两者的相关度很高，大于0.95，这说明磁图B_r' 和磁图B_r 非常的相近；而当活动区位于经度45° 的位置时，两者的相关度则低于0.85，这说明此时的磁图B_r' 和磁图B_r 有这显著的差别。

3.3.2　对速度场的影响

图3.6 展示的是活动区NOAA 11158 通过DAVE （Schuck 2006）方法计算的速度场。关于DAVE 的计算程序，我们跟随Liu & Schuck (2012)的做法，速

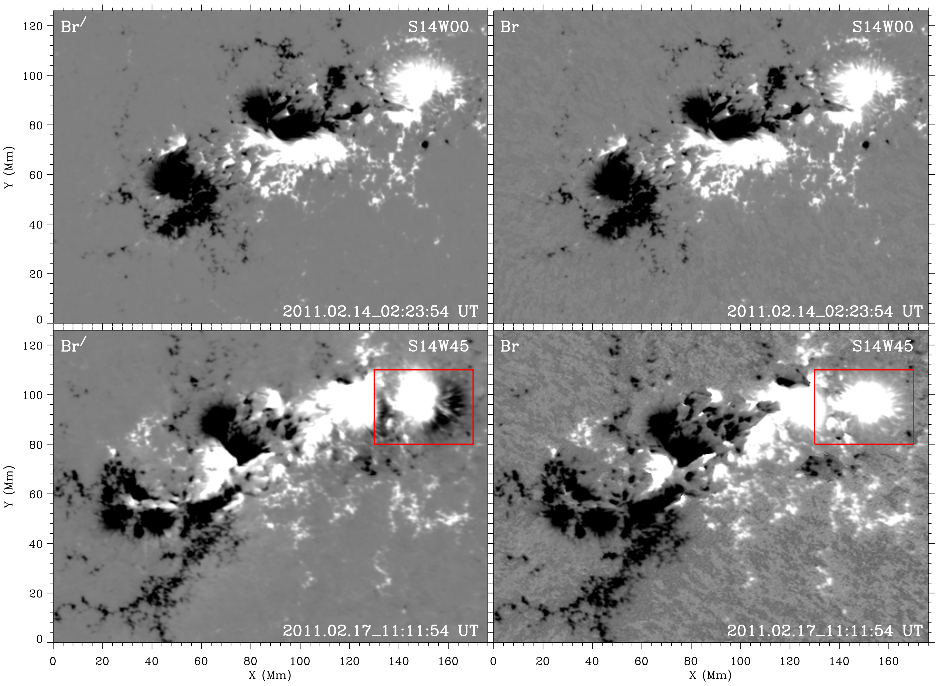

图 3.2: AR 11158 两个位置的磁图.左：基于假设由视向磁场得到的径向磁图（B_r'）。右：真实的径向磁图（B_r）。上：活动区靠近日面中心的位置，下：活动区在日面经度为45°的位置。红框区域是B_r' 和B_r 有显著不同的地方

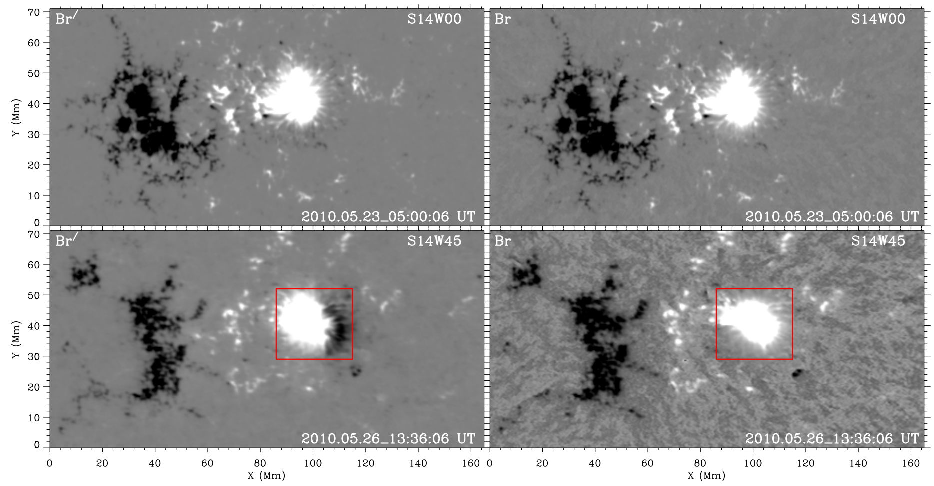

图 3.3: 与图3.2 类似，活动区NOAA 11072 在不同位置的真实的径向磁图（B_r）和基于假设由视向场得到的径向磁图（B_r'）的对比

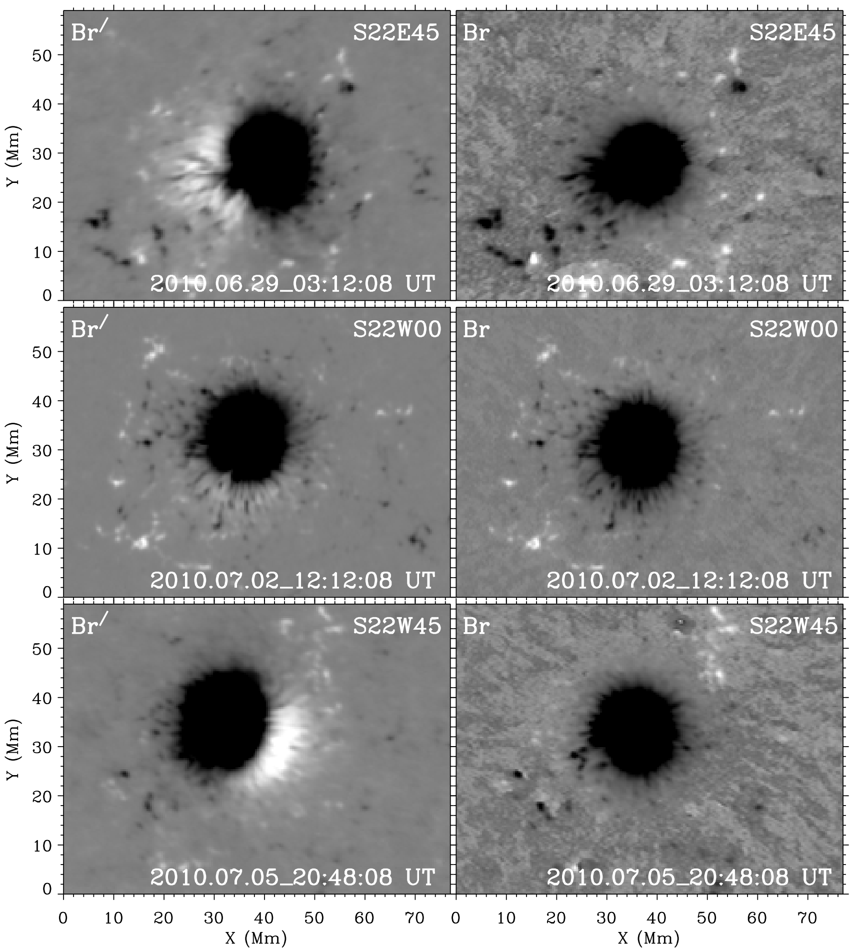

图 3.4: 与图3.2 类似，活动区NOAA 11084 在不同位置的真实的径向磁图（B_r）和基于假设由视向场得到的径向磁图（B_r'）的对比。上：活动区位于E45° 的位置。中：靠近日面中心。下：活动区位于W45° 的位置

度估计时的窗口选为19个像素点（对于HMI磁图，相当于8.5″）。在图3.6 中，右侧部分是由真实的径向磁图（B_r）计算得到的速度场，左侧部分则是由B_r'计算得到的速度场。类似于图3.2，我们展示了不同时刻的不同位置的速度场，靠近日面中心（上面的两幅图）和远离日面中心的位置（下面的两幅图）。

图3.6 中上面的两幅由径向场通过DAVE 计算得的水平速度场很相近，对此我们也许并不感到惊奇，正如我们从图3.2 中已知，磁场的横向分量对于径向磁场的估计在活动区靠近日面中心时的影响很小。然而，有趣的是在下面的两幅图，我们可以看到两个速度场分布也极其相似，尽管此时的两个径向磁

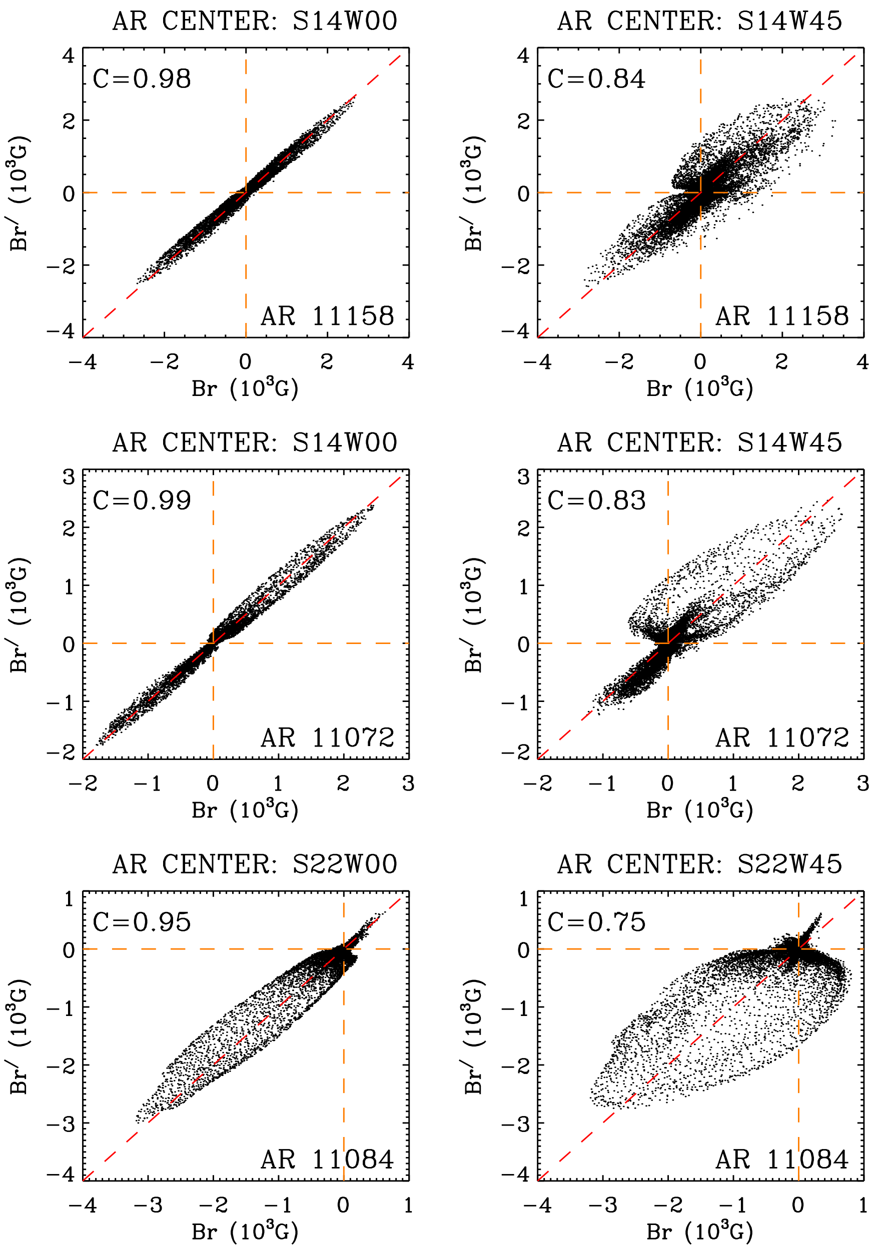

图 3.5: B_r 和B_r' 的散点图。上：NOAA 11158，中：NOAA 11072，下：NOAA 11084。左：活动区靠近日面中心，右：活动区靠近日面边缘

图B_r' 和B_r 有很大的差别。这意味着，磁场径向假设对于水平速度场的估计影响很小，无论活动区靠近日面中心还是远离日面中心。

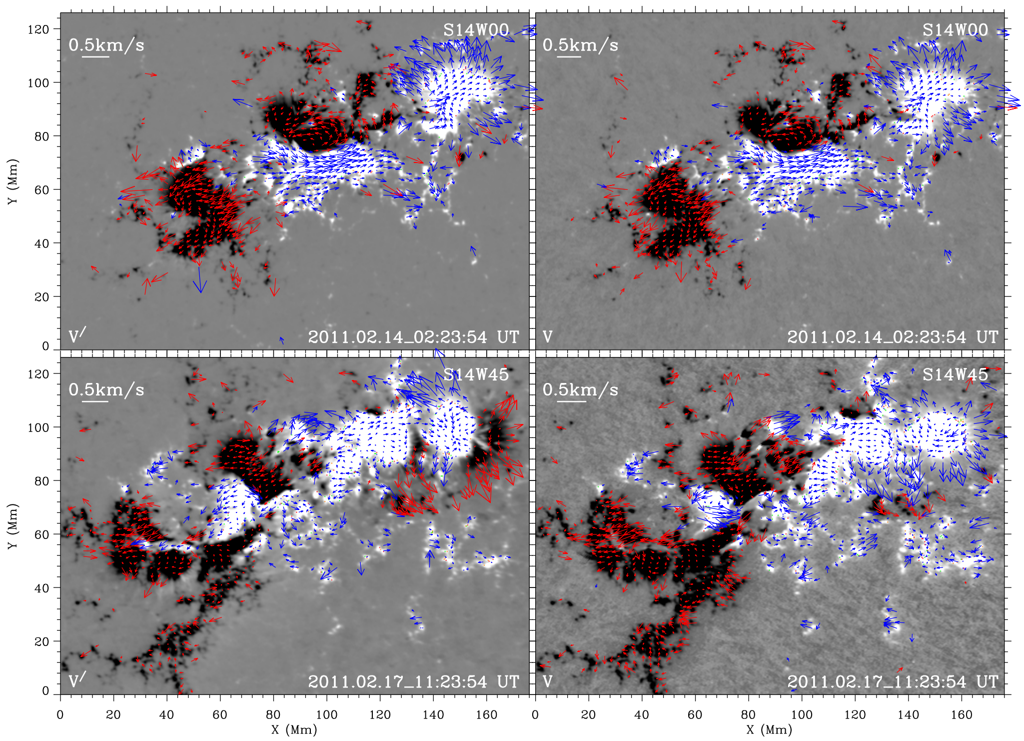

图 3.6: 活动区NOAA 11158 水平速度分布图（箭头），灰度图为径向磁场强度（B_r or B_r'）。蓝色的箭头是$B_r > 0$ or $B_r' > 0$ 的区域，红色的箭头是$B_r < 0$ or $B_r' < 0$ 的区域。右面的部分是由B_r 磁图计算得的速度场；左面的部分是由B_r' 磁图计算的速度场。类似于图3.2，上面两幅图是活动区靠近日面中心的位置，下面两幅图是活动区位于日面经度45^o 的位置

为了更定量化的展示说明，图3.7 给出两个速度场（分别由B_r 和B_r' 计算得）的相关性。上面的两幅图是V_x，以日面旋转的方向为正；中间两个图是V_y，由南向北为正；下面的两幅图是合速度的大小。我们可以看到，在所有的图中两者的相关度都很高。当活动区靠近日面中心时，两者的相关度可以大于0.97。而当活动区靠近日面边缘时（W45^o），两者的相关度大于0.72，这仍然是一个很高的值，要知道此时用来计算速度场的两个径向磁图已经有很大的差别。

类似的，图3.8 给出了三个活动区的两个水平速度场在日面不同位置的相关度。我们可以看到当活动区靠近日面中心时，两者的相关度都大于0.9。随着活动区的位置越来越远离日面中心，两者的相关度逐渐的下降，这说明磁场径向假设的影响逐渐增强。然而，相比于磁螺度传输率（下一小节详述），两者

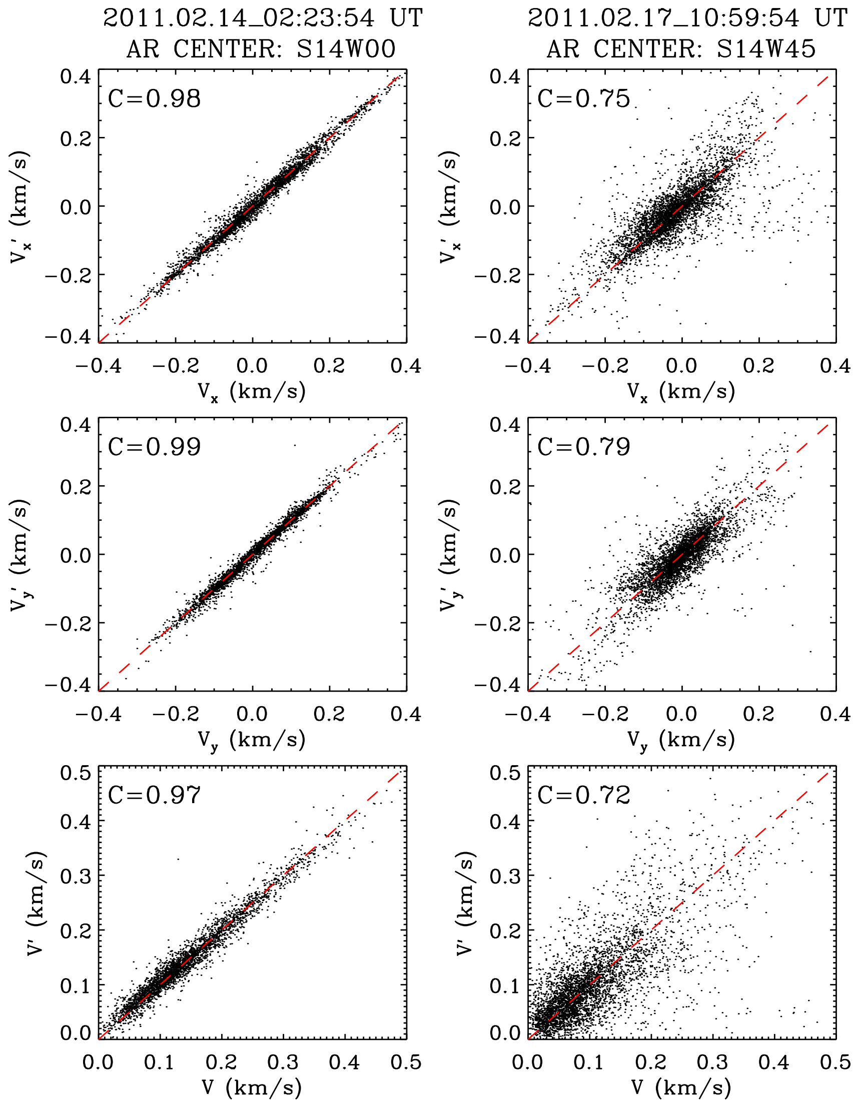

图 3.7: 图3.6 中两个速度场的相关性。左：活动区靠近日面中心的时刻，右：当活动区位于日面经度45^o 的位置时。上：V_x （太阳旋转的方向为正），中：V_y （由南向北为正），下：V （速度的大小）。每一个图的左上角给出了两个速度场的相关系数

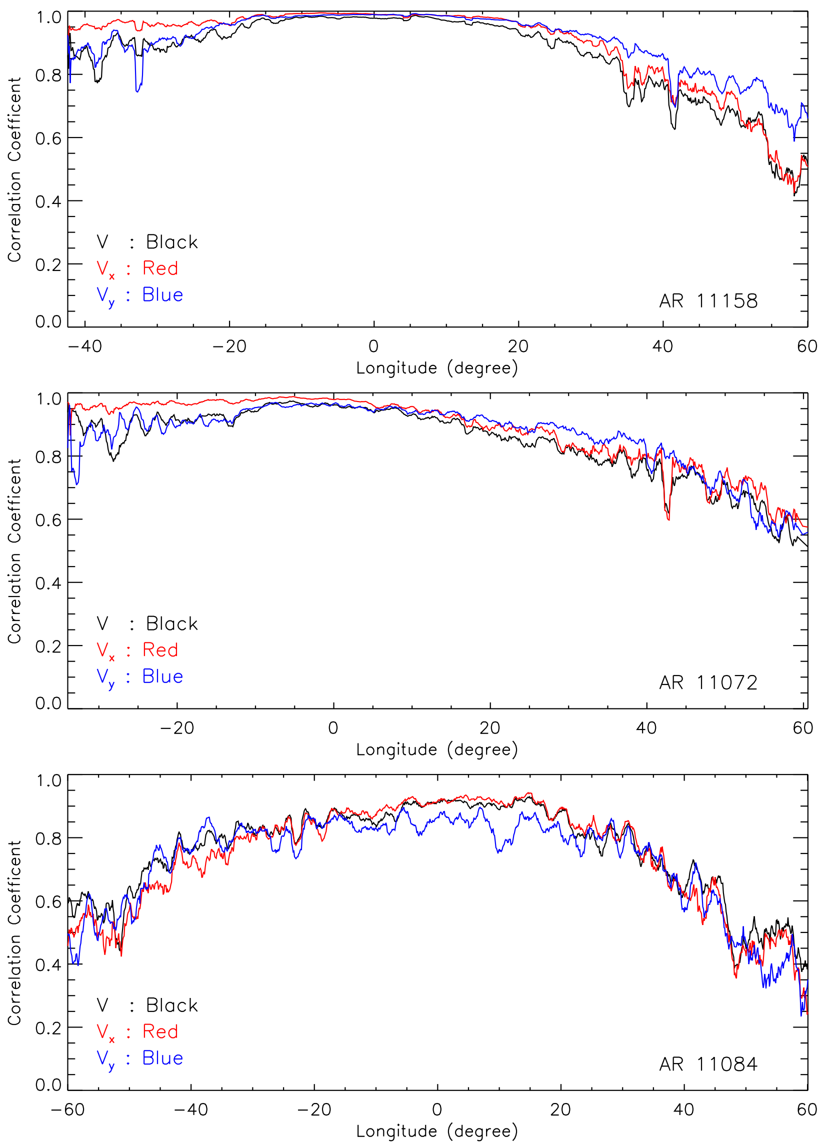

图 3.8: 由径向场B_r 和B_r' 得到的速度场在日面不同位置时的相关系数。上：NOAA 11158，中：NOAA 11172，下：NOAA 11084。红线是V_x，蓝线是V_y，黑线是V

的相关度始终保持在一个较高的值。

表3.2 是图3.8 中相关系数的一个简单统计。从中我们可以看到，两个新浮现的活动区（NOAA 11158 和NOAA 11072）的两个速度场相关系数高于0.6的位置范围位：从开始浮现的位置到W54^o。而对于简单活动区NOAA 10084, 该范围（$CC > 0.6$）则由E50^o 到W41^o。这说明活动区磁场非径向性对于水平速度场的计算相对要小些，即使活动区的位置已经十分远离日面中心，比如日面经度为45^o 的位置。

表 3.2: 两个横向速度场相关系数的统计

NOAA	Maximum			Mininum			Longitudes where $CC > 0.6$		
No.	V_x	V_y	V	V_x	V_y	V	V_x	V_y	V
11158	0.99	0.99	0.99	0.43	0.59	0.41	- W54	- W58	- W54
11072	0.99	0.97	0.97	0.58	0.54	0.51	- W58	- W59	- W58
11084	0.94	0.90	0.93	0.24	0.23	0.38	E50 - W41	E57 - W45	E50 - W46

此外我们需要说明的是，在通过DAVE 方法得到水平速度场时，所用的磁图是经过了等面积的投影方法（比如：CEA）处理，Welsch et. al (2009) 指出这种投影方法不能够保证方向不变，也就是V_x 和V_y 可能会被扭曲。Welsch et. al (2009) 认为可以用保角变化（conformal map），如：墨卡托投影法（Mercator projection），来保证速度的方向不被扭曲。然而，另一方面，Liu and Schuck (2012) 认为如果所研究的区域相对于日面只是很小的一部分，则那些扭曲、失真影响不大。由于我们所分析研究的活动区，也被Liu and Schuck (2012) 做了研究、分析（NOAA 11158 和11072），所以我们认为我们所得到的速度场的扭曲、失真不会有太大影响。

3.3.3 对磁螺度计算的影响

3.3.3.1 对磁螺度传输率计算的影响

通过公式（3.4）我们可以计算磁螺度传输率。同样，我们需要比较两个磁螺度传输率的区别，dh/dt 为由B_r 磁图计算得到的磁螺度传输率，dh'/dt 为由B_r' 磁图计算得的传输率。作为一个例子，图3.9 给出了活动区NOAA 11158 在不同位置时磁螺度传输率的分布图。上面两图为靠近日面中心，下面两图为活动区靠近日面边缘的地方（W45^o）。

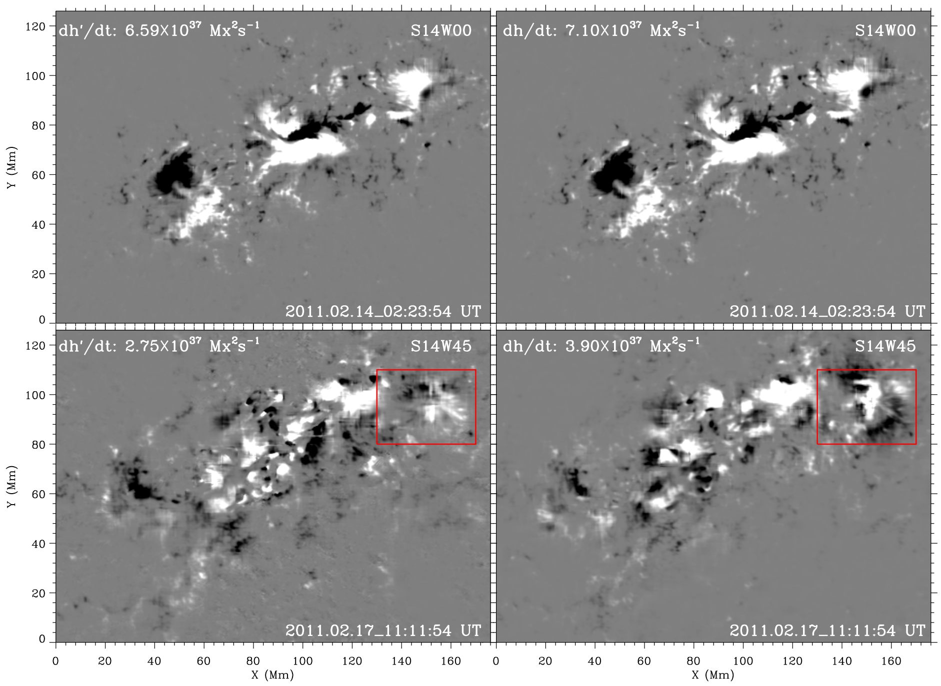

图 3.9: 活动区NOAA 11158 磁螺度传输率的分布图。右：通过磁图B_r 计算得的dh/dt，左：通过磁图B_r' 计算得的dh'/dt 。同样，上：活动区靠近日面中心，下：活动区位置为日面经度45^o 处。红框标示的区域为dh/dt 和dh'/dt 差别最大的地方

从图3.9 上面的两图可以明显看出，两个磁螺度传输率的分布十分相近。左上图中，总的磁螺度传输率值为$dh'/dt = 6.59 \times 10^{37} Mx^2 s^{-1}$，右上图总的磁螺度传输率值为$dh/dt = 7.10 \times 10^{37} Mx^2 s^{-1}$，两者相差$(7.10-6.59)/7.10 = 7\%$。然而当活动区位于日面位于经度$45^o$ 的地方时，dh'/dt 和dh/dt 分布则呈现出明显的不同，如图3.9 中下面的两个子图中红色方框的区域，两者在有些地方符号相反，即使符号相同的区域，所对应的传输率值（在图中表现为黑白的程度）也有很大差异。这提醒我们，在研究磁螺度传输率在活动区不同位置的分布时要谨慎一些，尤其是基于磁场径向假设由视向场得到B_r'。下面两幅图总的磁螺度传输率值分别为$dh'/dt = 3.90 \times 10^{37} Mx^2 s^{-1}$ 和$dh/dt = 2.75 \times 10^{37} Mx^2 s^{-1}$，两者相差$(3.90-2.75)/2.75 = 42\%$。

该情况普遍存在于三个活动区，我们可以从随活动区位置变化磁螺度传输率的变化曲线（图3.10、3.11、3.12的中图）看出。当活动区靠近日面中心时，

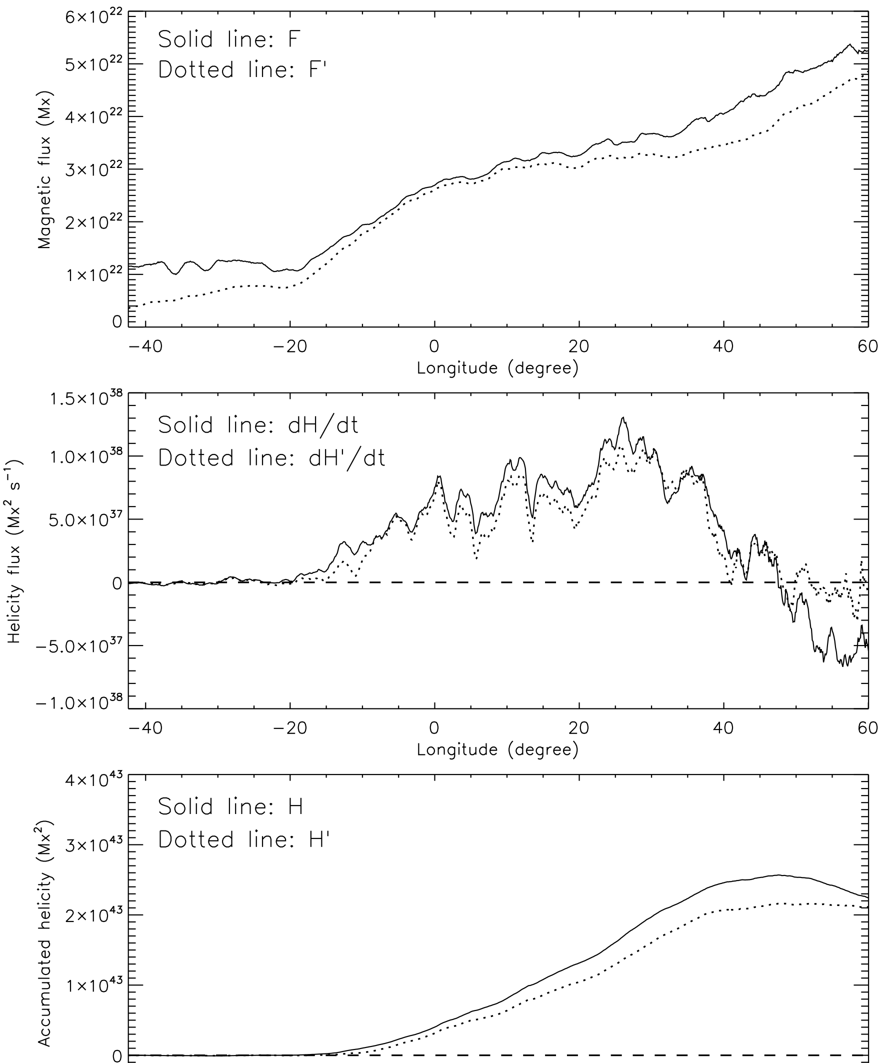

图 3.10: 活动区NOAA 11158 随时间演化的曲线图，上：总磁通, 中：磁螺度传输率，下：磁螺度的积累量。实线是相应于B_r 计算得到的，点虚线是相应的B_r' 的计算值

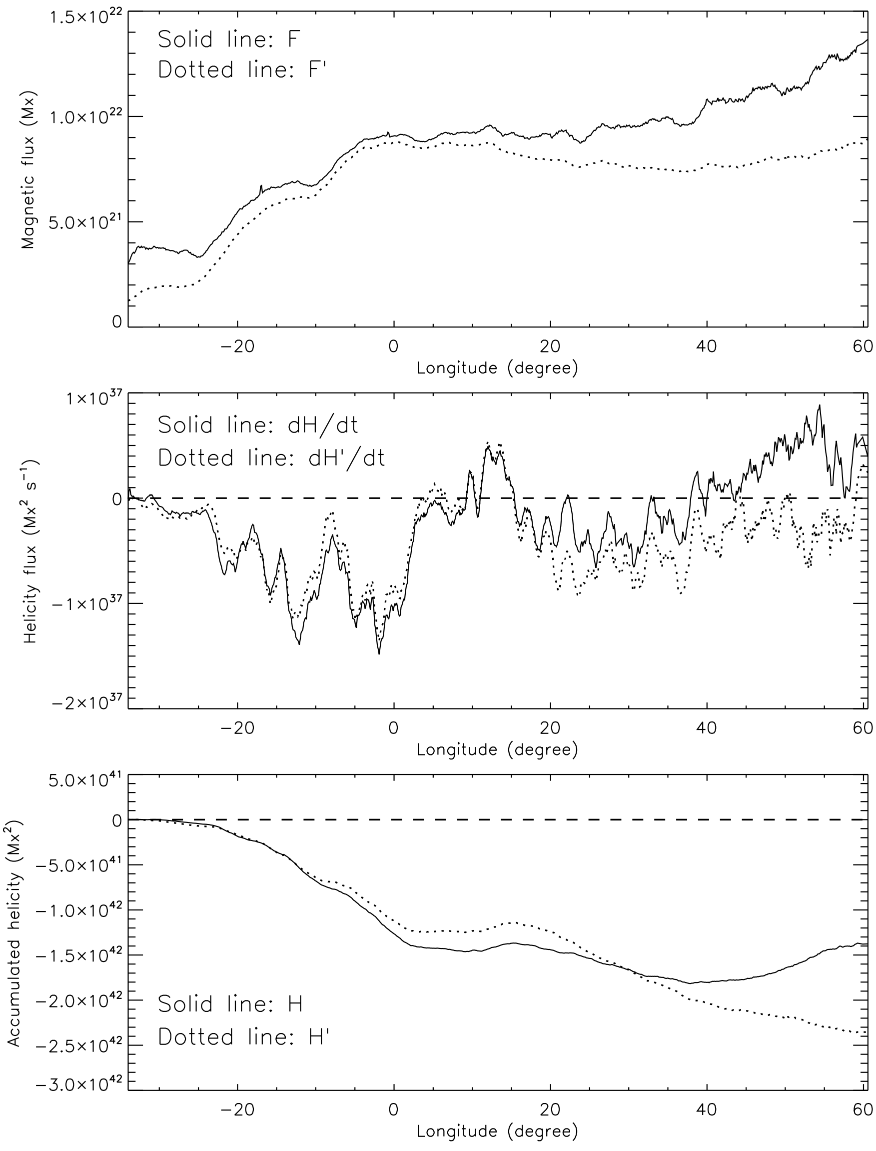

图 3.11: 类似于图3.10, 活动区NOAA 11072 随时间的演化

两个磁螺度传输率dh/dt （实线标示）和dh'/dt （虚线标示）的值非常的接近，但是当活动区逐渐远离日面中心时，两者的差别也越来越大，甚至出现符号相反的情况。

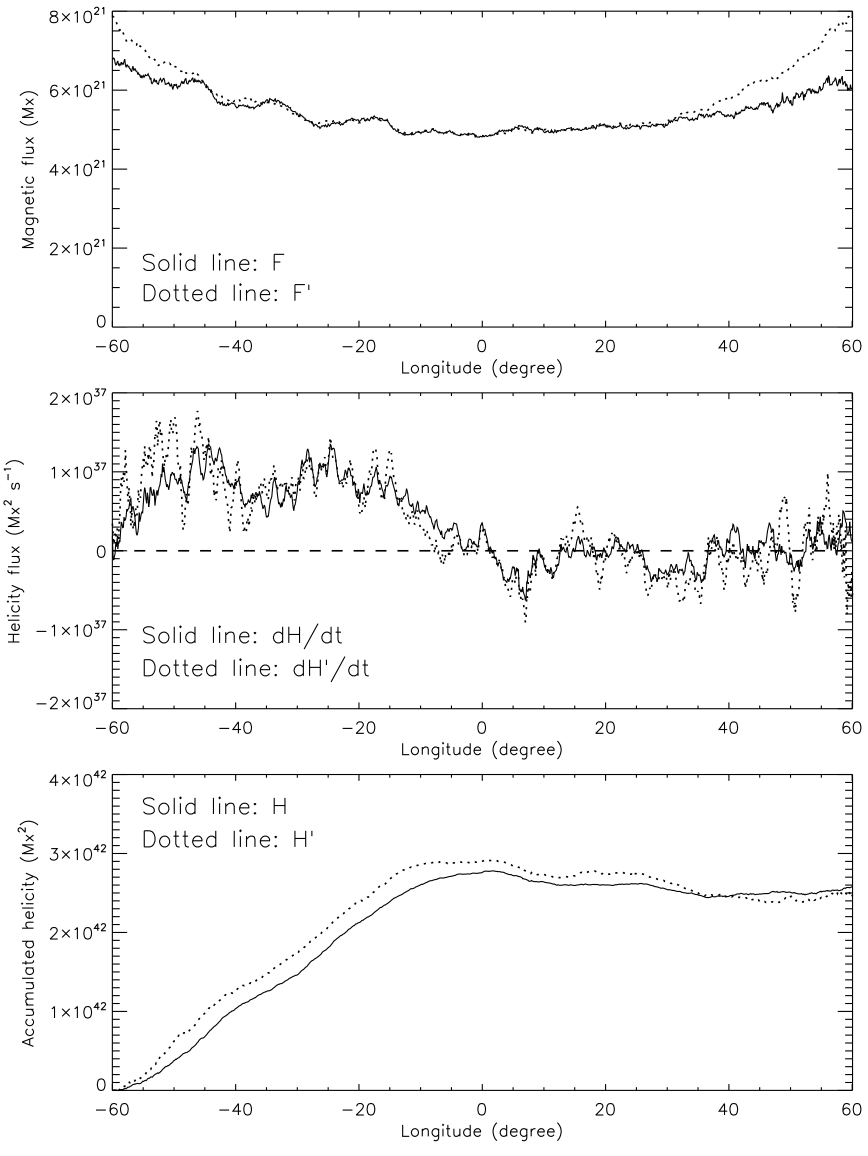

图 3.12: 类似于图3.10, 活动区NOAA 11084 随时间的演化

类似于图3.8，为了定量化的展示dh/dt 和dh'/dt 的相关度随日面位置的变化，我们计算并画出了三个活动区的两个磁螺度传输率的相关系数随活动区在日面位置变化的演化曲线，见图3.13。从该图可以看出，不同于两个水平速度

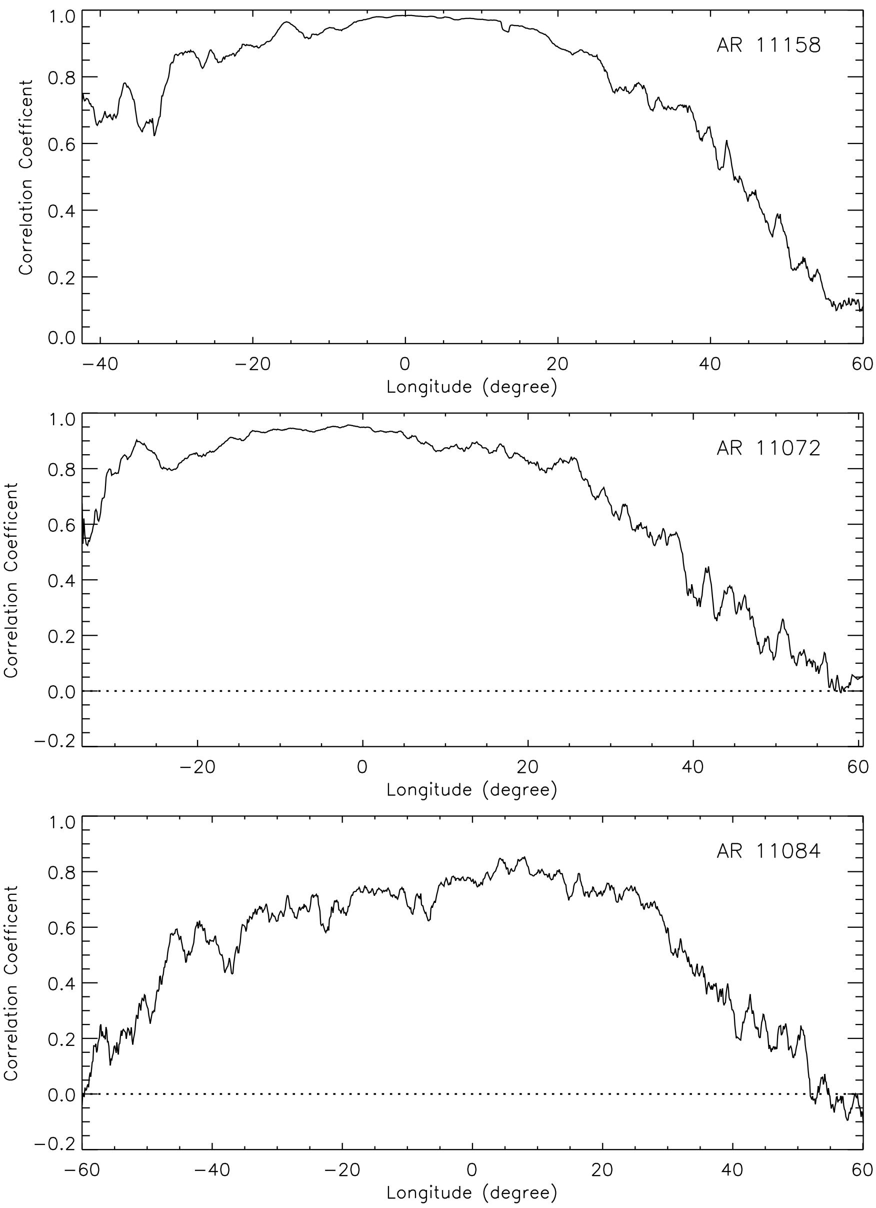

图 3.13: 类似于图3.8，三个活动区的两个磁螺度传输率值在日面不同位置时相关系数的变化曲线

场的相关系数的变化，两个磁螺度传输率的相关系数随着活动区远离日面中心快速的衰减。当活动区非常远离日面中心时（比如靠近日面经度为60^o 的地方），两者的相关系数甚至变为负值。

和表3.2类似，在表3.3中我们对dh/dt 和dh'/dt 的相关系数做了一个简单的统计。从该表可以看出，两个磁螺度传输率的相关度大于0.6的位置范围最小位于日面经度小于25^o 的地方（NOAA 11084），位置范围最大也不过日面经度小于40^o 的地方（NOAA 11158），而这个范围显然要小于速度场的两个相关系数大于0.6的位置范围。这说明磁场非径向性对磁螺度传输率的计算影响显著。

表 3.3: dh/dt 与dh'/dt 相关系数的统计

NOAA No.	Maximum	Mininum	Longitudes where $CC > 0.6$
11158	0.98	0.10	- W41
11072	0.96	-0.01	- W34
11084	0.85	-0.10	E41 - W24

3.3.3.2 对磁螺度积累量的影响

通过公式（3.5）我们可以分别计算三个活动的磁螺度积累量，首先需要选定起始点，对于两个浮现活动区（NOAA 11158 和11072）起始点为其开始浮现的时刻，而对于成熟、稳定的活动区AR 11084起始点选为E60^o。三个活动区的磁螺度积累可以分别从图2.10-2.12 的下图看到。这里H 是由B_r计算得的磁螺度积累量，H' 是由B_r' 计算得的积累量。

从那些图中，我们可以看出H 和H' 差别很小，除了活动区NOAA 11072，当其位置超过W45^o 时差异明显。这表明磁场非径向对于磁螺度积累量的计算影响较小，尤其是磁螺度的积累主要发生在活动区的位置比较靠近日面中心的位置时。

表3.4 是一个更为定量化的比较，由该表可以明显看出当活动区位于W40^{o}时，尽管两个磁螺度传输率dh/dt 和dh'/dt 有显著不同，但两个磁螺度的积累量H 和H' 差别并不大，两者相差最大为16%。有意思的是对于活动区NOAA 11158 和11084，即使到了经度为60^o 的位置，H 和H' 相差也很小，小于6%。

这表明当活动区的位置并不十分远离日面中心时，比如40^o 或45^{o}的地方，磁场非径向对于磁螺度积累量的影响较小，应属于可接受的范围。

表 3.4: 在日面边缘区域两种形式磁螺度计算的比较

NOAA	W40					W50					W60				
No.	$\frac{dH}{dt}$	$\frac{dH'}{dt}$	H	H'	$\frac{\vert\triangle H\vert}{H}$	$\frac{dH}{dt}$	$\frac{dH'}{dt}$	H	H'	$\frac{\vert\triangle H\vert}{H}$	$\frac{dH}{dt}$	$\frac{dH'}{dt}$	H	H'	$\frac{\vert\triangle H\vert}{H}$
11158	41.6	19.4	24.6	20.7	16%	-23.4	4.44	25.4	21.5	15%	-54.7	-8.06	22.4	21.1	6%
11072	0.29	-4.54	-1.80	-2.03	13%	5.57	0.28	-1.64	-2.18	33%	5.80	3.23	-1.38	-2.35	70%
11084	1.29	-0.43	2.46	2.48	1%	-0.89	-1.32	2.50	2.50	0	1.11	-5.92	2.58	2.50	3%

Note: The unit for $\frac{dH}{dt}$ and $\frac{dH'}{dt}$ is $10^{36} Mx^2 s^{-1}$, for H and H' $10^{42} Mx^2$.

3.4　总结与讨论

我们使用SDO/HMI 的磁场观测数据调查、研究了活动区磁场非径向对于磁螺度相关量计算的影响。我们研究了三个活动区：NOAA 11158，NOAA 11072 和NOAA 11084。

首先，我们比较了真实的径向磁场B_r 和基于磁场径向假设由视向场B_l 得到的径向磁场$B_r' = B_l/cos\theta$ 两者的差别。对比显示，磁场径向假设是不严格的，尤其当活动区远离日面中心时，该假设会对径向磁场的结构造成明显的失真。

其次，我们研究了磁场非径向对于速度场计算的影响，在本研究中我们采用DAVE的方法计算速度场。比较有意思的是，我们发现其对速度场的计算相对较小些。主要的原因也许是，尽管基于磁场径向假设由视向场得到的径向磁场，在活动区远离日面中心的位置与真实的径向磁场无论在强度上或者结构上有显著的差别，但是磁力线足点运动的信息却始终保持，与真实径向磁场的磁力线足点运动无较大的差别。

最后，我们讨论了磁场非径向对于磁螺度传输相关量计算的影响。当活动区的位置远离日面中心时，磁场非径向会对磁螺度传输率的计算造成较大影响，有时符号甚至会与由真实的径向磁场的计算值相反。然而，如果我们只考虑对于磁螺度积累量的影响是，磁场非径向的影响就变得不是十分显著，只要我们所研究的范围不是太远离日面中心（比如在日面经度为40^o 或45^o 的范围内）。

第四章　耀斑事件中黑子结构变化与磁场变化的关系

4.1　研究背景

自Hale（1908）发现太阳黑子中存在磁场，至今太阳物理学家已经达成一个普遍的共识，即磁场在各种太阳活动现象中扮演者重要的角色（Wang & Liu 2015）。人们已发现，活动区磁场复杂的位型分布与其产生爆发性事件的潜力密切相关（Zirin & Liggett 1987; Wang et al. 1991; Song et al. 2013）。此外，科学家普遍认为，太阳磁场拓扑结构的演化会导致磁能由太阳内部传输到太阳表面，并在日面中积累（Berger 1988; Zhang & Low 2005）。

许多研究（Severny 1964; Zvereva & Severny 1970; Tanaka 1978; Patterson 1984; Chen et al. 1989）发现，耀斑事件中磁场会发生变化。这些变化主要分为两类：一种称之为磁场瞬变（e.g. Kosovichev & Zharkova 2001; Qiu & Gary 2003; Zhao et al. 2009），另一种则是磁场快速且不可逆的变化（e.g. Wang 1992; Wang et al. 1994; Kosovichev & Zharkova 2001; Wang et al.2002a, 2002b, 2004）。磁场瞬变主要发生在耀斑的核心区，并且持续很短时间（约几分钟），科学家普遍认为耀斑期间的磁场瞬变是由于磁场观测谱线受到干扰所导致，故没有实际物理意义。然而，对于耀斑期间磁场发生快速、不可逆的变化，则被认为是真实的物理过程。

许多研究者对于耀斑期间磁场发生持久性的改变做了深入的研究探讨（e.g. Cameron & Sammis 1999; Spirock et al. 2002; Wang et al. 2002b; Wang 2006）。利用GONG（Global Oscillation Network Group，http://gong.nso.edu/；Harvey et al. 1988）的数据，Sudol & Harvey （2005）研究了15个X级耀斑事件中纵场（视向场）的变化，发现在耀斑发生的区域，磁场呈现出阶梯式的、持久的变化。通过对视向磁场数据的研究，尤其是SOHO/MDI（Scherrer et al. 1995）的观测数据，许多研究者发现在耀斑发生的区域，通常在靠近日面边缘的一端磁通会有所增加，而在靠近日面中心的一端磁通会下降（Yurchyshyn et al. 2004; Wang 2006; Wang & Liu 2010）。这种现象表明，耀斑后活动区的磁场可能整体变得更加的平舒（Wang & Liu 2010; Wang & Liu 2015）。使用SDO/HMI（Scherrer et al. 2012；Schou et al. 2012a, 2012b）高时间、高

空间分辨率的矢量磁场数据，Liu et. al（2012）研究了活动区NOAA 11158于2011年2月13日的一个M6.6耀斑事件中磁场快速、不可逆的变化，他们发现在耀斑爆发的磁场中性线（PIL）区域，横场的平均值增加了约为28%。Wang et. al（2012）也做了类似的工作，他们研究了4个活动区的18耀斑事件，也发现了爆发耀斑的磁场中性线区域磁场类似的变化。

与耀斑相关的单色像亮度的变化也被很多研究证实（Wang et al.2004；Deng et al. 2005；Liu et al. 2005；Chen et al. 2007；Li et al. 2009；Su et al. 2011）。人们经常性发现具有δ-黑子结构的活动区，在爆发耀斑后外半影区域亮度增强，而在发生耀斑的内半影即磁场中性线区域亮度会变暗（e.g. Deng et al. 2005; Li et al. 2009; Wang et al. 2012; Wang et al. 2013）。例如，Liu et al.（2005）研究分析了6个X级和1个M级耀斑事件中，黑子结构（亮度）的变化，他们发现与耀斑相关的黑子结构的变化是不可逆的，并且认为黑子半影亮度的衰减或增强与半影处的磁场位型变得变得更加垂直或水平有关。

本工作的研究目标是进一步研究与耀斑相关的磁场变化与黑子结构（亮度）的变化，细化两者的关系并探究背后的物理原因。本章的安排如下：4.2节我们首先证实已发现的与耀斑相关的磁场和黑子结构的持久性的变化，并进一步探讨两者之间的关系；4.3节我们进一步理解两者变化紧密关系背后的物理原因；最后，4.4节是结论与讨论。

4.2 黑子结构变化与磁场变化在空间、时间上的关联

本研究所用数据主要来自于HMI 的观测，HMI（Scherrer et al. 2012; Schou et al. 2012a, 2012b）的设计目标是研究日面震荡与光球磁场。它用一个4096×4096 CCD探测器在谱线Fe I 6173 Å 的6个位置对太阳进行全日面的观测，空间分辨率可以达到1″。我们用了HMI 12分钟的矢量磁场和相应的单色像数据。

需要说明的是HMI 观测使用的是国际原子时（International Atomic Time，缩写为TAI）而非协调世界时（Coordinated Universal Time，缩写为UTC）。TAI 与UTC 的差别在于后者由于地球自转的不稳定性会在相应的年份加上闰秒，而这样的闰秒并没有加在TAI 上。例如，从2012年7月1日到2015年6月30日，UTC 滞后TAI 35秒。我们将本研究中所用到的HMI 数据的时间转换成UTC，方法是将TAI 在不同年份超前UTC 的时间去掉，如此来符合GOES X-射线观

测的时间（UTC）。本文中用“UT”来代表UTC。

为了研究耀斑期间黑子结构变化与磁场变化的关系，我选择了5个复杂的活动区作为研究样本，这些活动区在经过日面时，爆发了多个大的耀斑。我们选择这些活动区作为研究样本基于两个条件：一是有大的耀斑事件发生（$\geq X1.0$）；二是当这些耀斑发生时，活动区的位置比较靠近日面中心。我们对来自这5个活动区的5个耀斑事件做了研究分析，这些事件的详细信息见表4.1。

表 4.1: 耀斑事件列表

NOAA	Flare						CME
No.	Date	Start	Peak	Stop	Class	Position	
11158	2011.02.15	01:44	01:56	02:06	X2.2	S20W10	Y
11283	2011.09.06	22:12	22:20	22:24	X2.1	N14W18	Y
11429	2012.03.07	00:02	00:24	00:40	X5.4	N18E26	Y
12205	2014.11.07	16:53	17:25	17:34	X1.6	N14E36	Y
12242	2014.12.20	00:11	00:28	00:55	X1.8	S19W29	Y

图4.1 所呈现的是活动区NOAA 11158 在一个X2.2级耀斑爆发过程中的黑子结构（亮度）与磁场的变化，以及两者之间的关系。GOES（Grubb 1975；Neupert 2011）软X-射线流量曲线显示，该耀斑的爆发时间为2011年2月15日01:44（UT），于01:56（UT）达到峰值，耀斑结束的时间为02:06（UT）。我们研究了活动区在5个小时内横场和连续谱亮度的变化（耀斑前150分钟和耀斑后的150分钟）。图4.1 中，（a）是活动区NOAA 11158 连续谱的强度图，观测时间为01:23:20 （UT），与耀斑峰值时刻相差33分钟，（b）是相应时刻活动区的法向（或径向）磁图（B_z）。

图（c）是耀斑后（02:11 UT）与耀斑前（01:23 UT）两个时刻活动区连续谱强度的差分图。可以看到有两个区域，连续谱的强度有明显的变化：在区域1（绿框所示）连续谱的强度在耀斑后变弱，在区域2（黄框所示）连续谱强度在耀斑后增强。相同的区域也在图（d）中标出。

同样的，图（d）耀斑后（02:11 UT）与耀斑前（01:23 UT）两个时刻活动区横场（B_h）强度的差分图，横场强度的定义为$B_h = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$。同样，从图（d）中我们可以看到变暗和变亮的区域，而这里的“变暗”是指横场的强度增强，“变亮”则表明该区域的横场减弱。我们用蓝色的等值线标出横场变化为$\triangle B_h < -100\ G$ 的区域，红色的等值线标出$\triangle B_h > 100\ G$ 的区域。同样，这些等值线也在图（c）中画出。

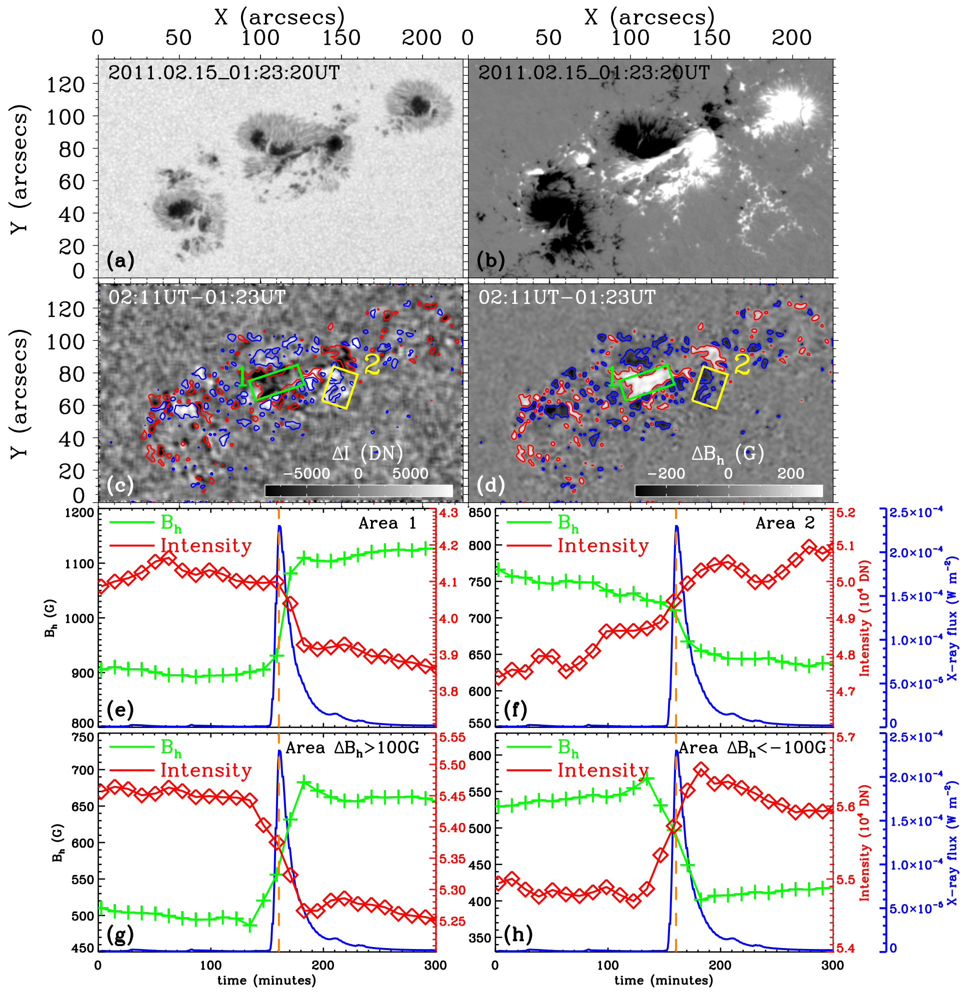

图 4.1: a：活动区NOAA 11158 的单色像图，b：径向磁图，c：单色像差分图，d：横场差分图，区域1（或2）：耀斑后单色像变暗（或亮的）地方，c 和d 中的等值线是横场变化值在± 100 G的地方，e-h：横场与单色像亮度平均值在四个区域随时间的演化

通过比较（c）和（d），我们可以看到，耀斑后连续谱强度变暗的地方（（c）中的绿框区域1）横场增强（见（d）中相应的绿框区域1）；而连续谱强度变亮的地方（（c）中的黄框区域2）横场减弱（见（d）中相应的区域2）。类

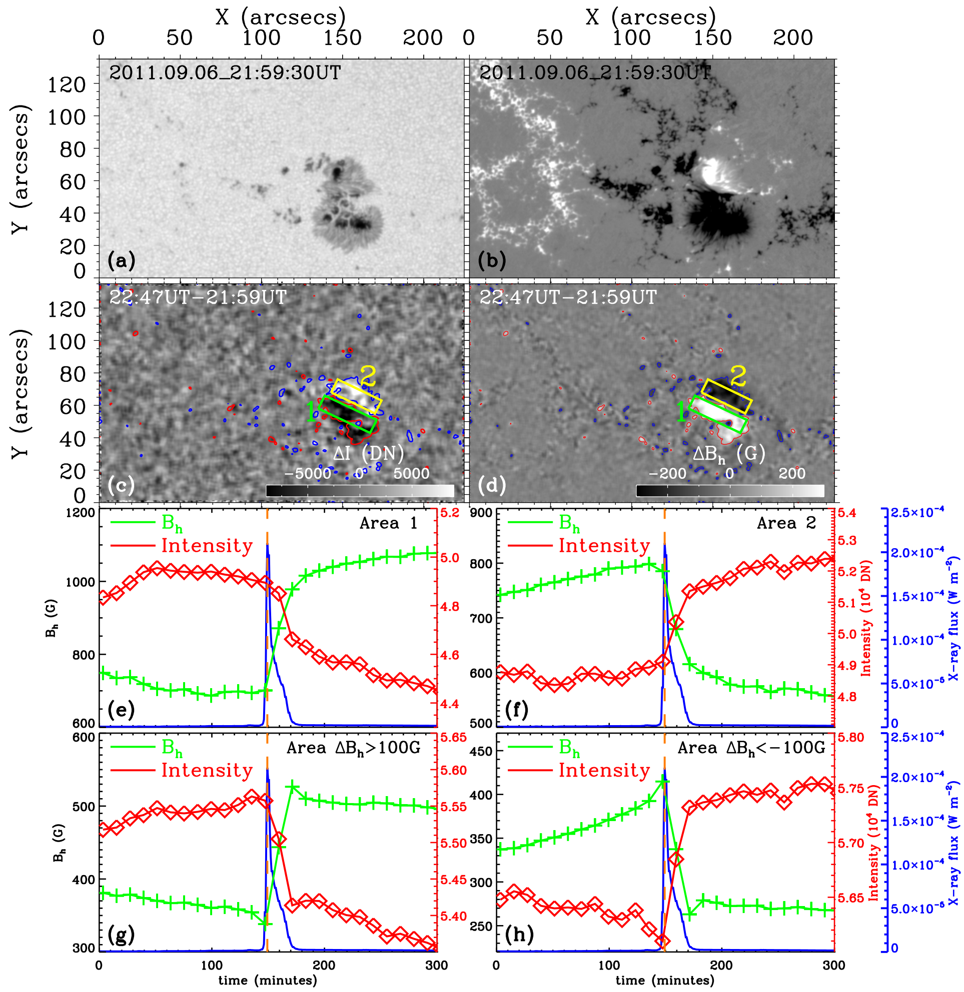

图 4.2: 如图4.1，活动区NOAA 11283的X2.1 耀斑事件中连续谱强度和B_h的变化

似的，横场减弱的地方（(d）中蓝色等值线对应于$\triangle B_h = -100\ G$ 的区域）连续谱的强度变亮，横场增强的地方（(d）中红色等值线对应于$\triangle B_h = 100\ G$ 的区域）连续谱的亮度减弱。显然，横场强度的变化与连续谱强度的变化在空间上有非常好的相关性。

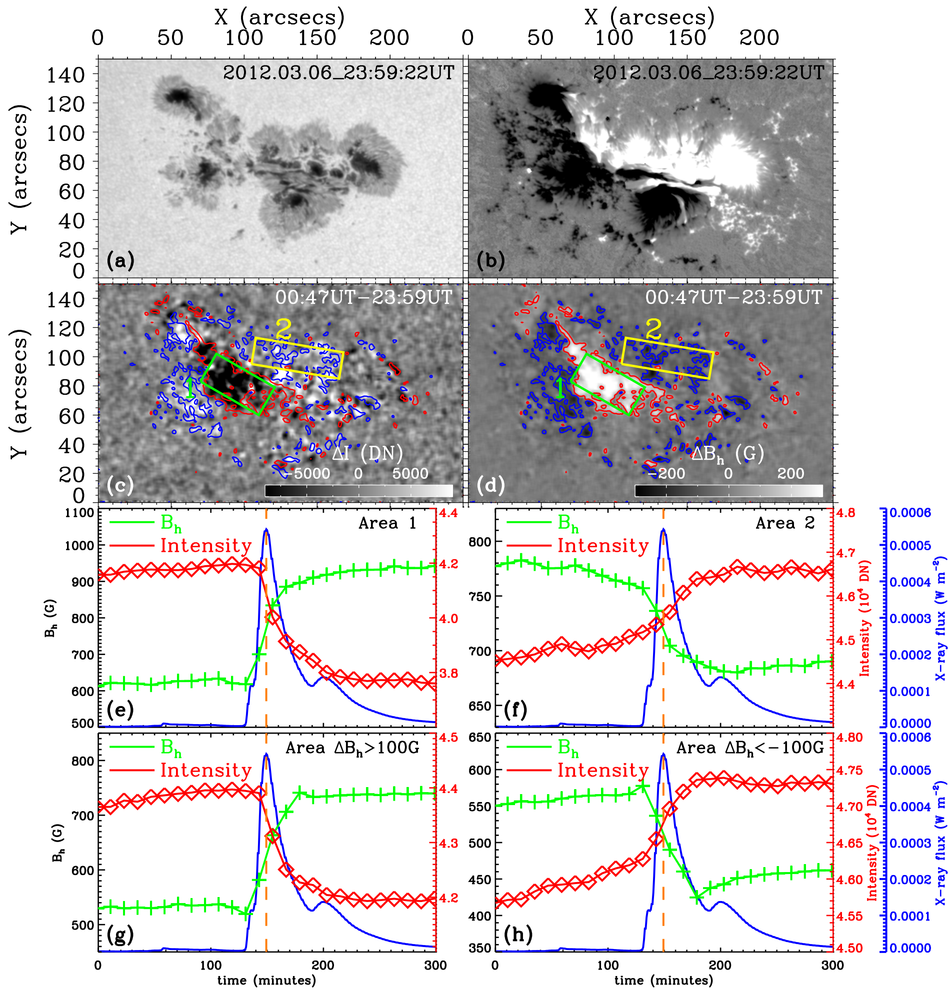

图 4.3: 如图4.1，活动区NOAA 11429的X5.4 耀斑事件中连续谱强度和B_h的变化

连续谱强度和横场强度如此协调一致的变化，可以从两者随时间演化的曲线图更清晰的看出，见图（e）-（h）。（e）、（f）、（g）、（h）分别为连续谱强度（红色实线）和横场强度（绿色实线）平均值在区域1、区域2、$\triangle B_h > 100\ G$的地方和$\triangle B_h < -100\ G$的地方随时间的变化。从那些曲线我们不仅可以看到已被许多研究证实的耀斑期间连续谱（或单色像）强度与横场强度发生持久性的

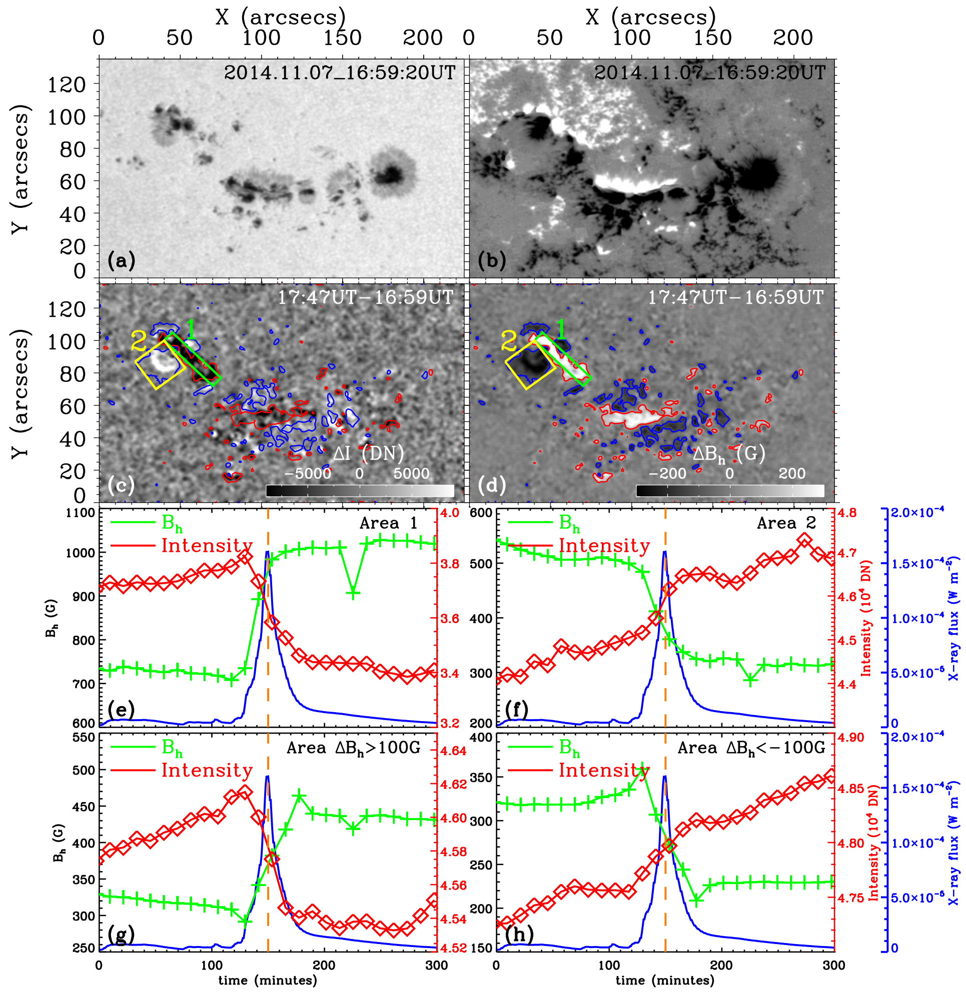

图 4.4: 如图4.1，活动区NOAA 12205 X1.6 耀斑事件中连续谱强度和B_h的变化

变化，而且可以看到两者发生变化的时间非常的接近耀斑的峰值时刻。这说明连续谱强度与横场强度的变化在时间上也有很好的关联性。

为了进一步展示两者随时间变化的高度关联，我们计算了（e）-（h）中连续谱强度和B_h变化曲线的相关系数，分别为-0.97, -0.97, -0.99 和-0.96。我们可以看到这些相关系数的绝对值非常高，接近1，最小为0.96，这表明连续谱强度

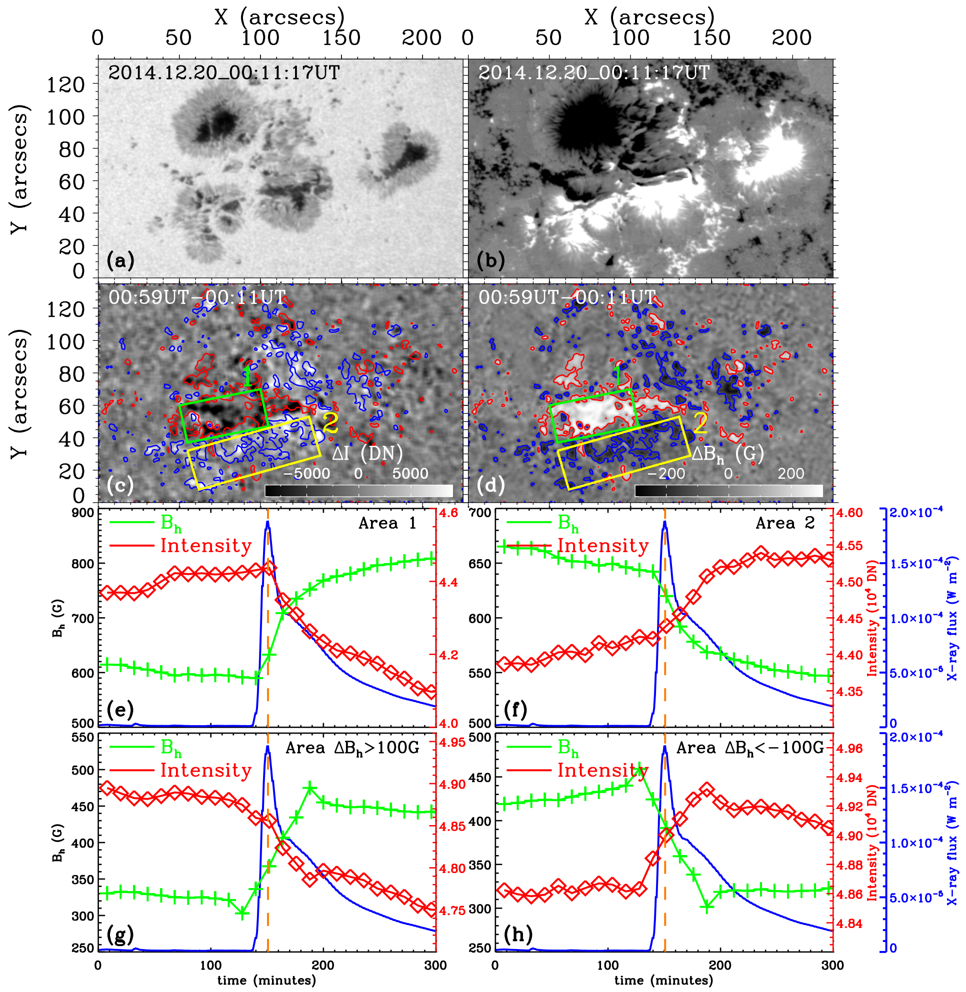

图 4.5: 如图4.1，活动区NOAA 12242 X1.8 耀斑事件中连续谱强度和B_h的变化

和B_h变化在时间上具有很高相关度。

如同图4.1 ，图4.2-4.5是其他四个活动区（NOAA 11283、11429、12205、12242）的黑子亮度与横场强度在耀斑前后一段时间的变化及两者之间的关系。在这四个图中，我们看到了与图4.1完全相同的结果，即：黑子连续谱的亮度与横场强度的变化在时间、空间上高度的关联。

这里需要强调的是，所谓空间上的关联性是指，耀斑后活动区连续谱强度减弱（或增强）的地方横场强度增强（或减弱）；相应的，耀斑后横场强度减弱（或增强）的地方连续谱的亮度增强（或减弱）。所谓时间上的关联性是指，两者的变化几乎同时发生，并且两者随时间演化的相关系数的值很高。相关系数最高达到0.99，最小值为0.90，平均值为0.96，详见表4.2.

表 4.2: 黑子亮度变化与B_h变化的相关系数统计

NOAA	Flare		Correlation coefficients			
No.	Date	Class	Area 1	Area 2	$\triangle B_h$ >100 G	$\triangle B_h$ <-100 G
11158	2011.02.15	X2.2	-0.97	-0.97	-0.99	-0.96
11283	2011.09.06	X2.1	-0.98	-0.98	-0.96	-0.98
11429	2012.03.07	X5.4	-0.98	-0.98	-0.98	-0.95
12205	2014.11.07	X1.6	-0.94	-0.97	-0.96	-0.90
12242	2014.12.20	X1.8	-0.96	-0.99	-0.95	-0.94

需要说明的是，耀斑期间黑子结构（亮度）与磁场的变化关系已经被多位研究者发现、证实。比如，使用TRACE（Transition Region and Coronal Explorer）的白光像观测和MDI的磁场数据，Deng et. al（2005）和Liu et. al（2005）研究了耀斑期间具有δ-位型的黑子的结构变化，前者研究发现磁通（视向）在半影衰减区域减少，而在中央的本影区域增加；后者在此发现的基础上，进一步强调横场强度的平均值在半影衰减区减弱，而在中性线附近黑子亮度变暗的地方增强。Wang et al.（2013）研究了2012年7月2日的一个C7.4级耀斑的爆发过程，他们发现磁场中性线区域快速的形城新的半影，该处的横场也相应的增强。Ruan et al.（2015）研究了活动区NOAA 11283 在2011年9月7日的X1.8级耀斑爆发之前的磁场演化，他们报道了在该活动区的磁场中性线区域连续谱强度Ic and B_h（or θ_B ）在约24小时的演化中存在着明显的反相关关系。

尽管许多研究已经直接或间接的表明，黑子结构与磁场的变化呈现出很强的相关性，而在本工作中，我们对于两者的变化及关系做了更细致的探讨，并且进一步强调了两者之间高度的相关性。如此高的相关性，预示着两者之间有着更紧密的内在关系，而这将在下一节做下详细的讨论。

作为对比，我们研究了复杂活动区NOAA 12242 处于宁静期的一段时间，其黑子的结构（亮度）与横场的变化。从2014年12月19日18:30 UT 到23:30 UT，活动区NOAA 12242 处于一个相对宁静的状态，该段时间内GOES X-射线流量要比其在耀斑期间低至少一个量级。如前面几个例子，图4.6 所示的是我

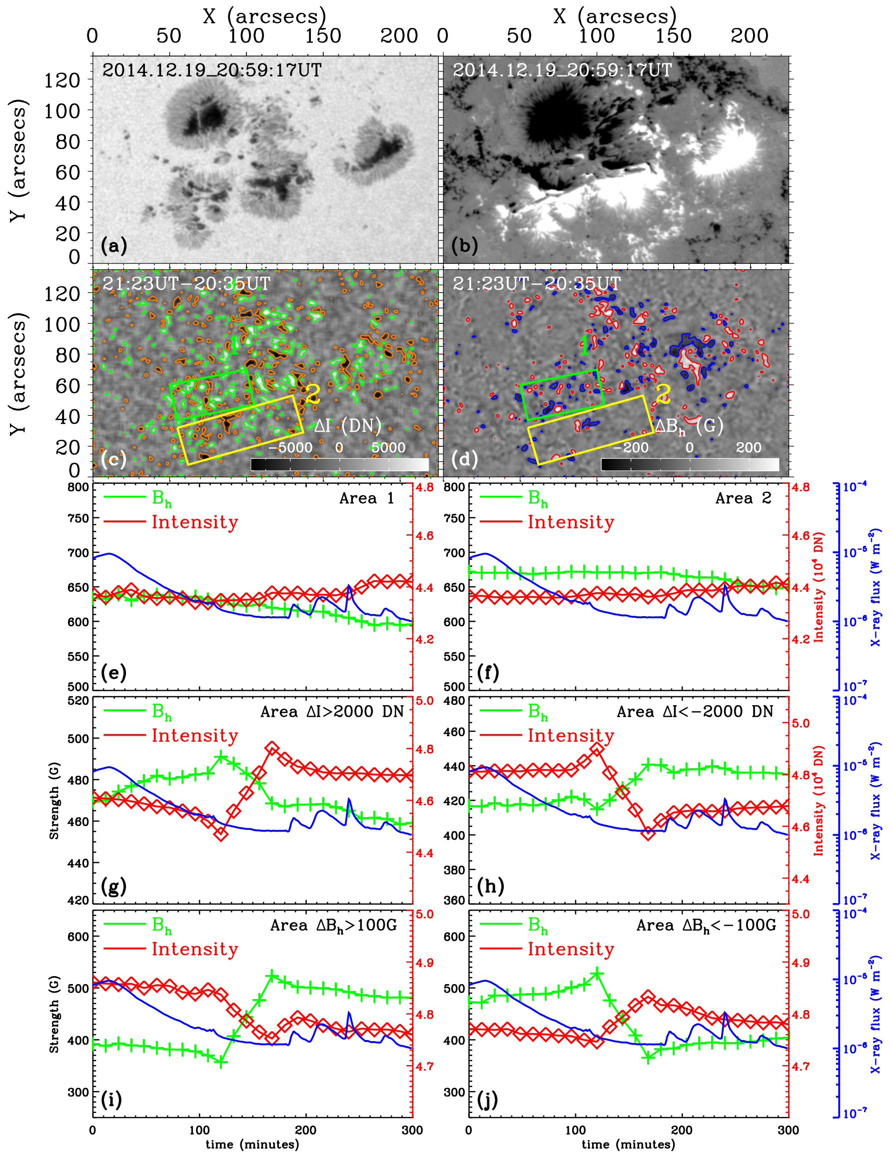

图 4.6: 如图4.5，活动区NOAA 12242 没有耀斑事件的一段时间黑子亮度与磁场的演化。（a）和（b）分别是连续谱强度图和径向磁图；（c）和（d）为两个不同时间的连续谱强度与横场强度差分图，（c）中的等值线为连续谱强度变化为± 2000 DN，（d）中等值线为横场变化± 100 G，区域1 和2 与图4.5中的相同。（e）-（j）分别为区域1、2、$\triangle I > 2000\ DN$、$\triangle I < -2000\ DN$ 和$\triangle B_h > 100\ G$、$\triangle B_h < -100\ G$ 的横场平均值（B_h，绿线）和连续谱强度（红线）随时间演化的曲线图，蓝色实线是GOES X-射线流量。（e）-（j）的起始时间为2014年12月19日18:30（UT）

们对其在5个小时时间内的研究结果。与图4.1-4.5 类似，（a）和（b）是活动区NOAA 12242 于2014年12月19日20:59 UT 时的连续谱强度图和径向磁图。

与前类似，（c）和（d）分别为两个不同时间（20:35 UT-21:23 UT）连续谱强度和横场强度的差分图，（c）中绿色和棕色的等值线所对应的区域分别为$\triangle I > 2000\,DN$ 和$\triangle I < -2000\,DN$，（d）中红色和蓝色的等值线所对应的区域则分别为$\triangle B_h > 100\,G$ 和$\triangle B_h < -100\,G$。绿框所示的区域1 与黄框所示的区域2 与图4.5 中的相同。从（c）和（d）中我们可以看到，尽管活动区处于相对宁静期连续谱强度和磁场强度也有变化。然而不同于耀斑期间的变化，即连续谱强度和B_h 变化主要集中于PIL 附近，而处于宁静期的这些变化是以许多小的斑块随机分布，且变化为正负的斑块区域的数目基本相同。

区域1 和2 的连续谱强度和横场强度随时间的变化见（e）和（f），我们可以看到在活动区处于相对宁静期时，两者的平均值几乎保持不变。这与图4.5 中，活动区处于耀斑期间两个区域的连续谱强度和B_h 的变化形成了鲜明的对比。连续谱强度和横场强度在区域$\triangle I > 2000\,DN$、$\triangle I < -2000\,DN$、$\triangle B_h > 100\,G$ 和$\triangle B_h < -100\,G$ 随时间的演化展示在（g）-（j）。有意思的是我们可以看到，尽管连续谱强度和B_h 的变化是以一些小的斑块随机分布在整个活动区，但是两者的变化也呈现出一种反相关性。

同样，我们也计算了图4.6 中（e）-（j）两个变化曲线的相关系数，结果展示在表4-3中。我们可以看到，两者的相关系数的值依然很高，尽管不如前面的有耀斑事件发生时的相关系数。这再一次表明，连续谱强度和横场强度变化的高度相关性的背后有着必然的物理原因，无论有没有耀斑事件的发生。如何理解两者变化的高度相关性，将是下一节重点讨论的内容。

表 4.3: 无耀斑事件发生的时间段内黑子亮度变化与B_h变化的相关系数统计

NOAA	Time			Correlation coefficients			
No.	Date	Start	stop	$\triangle I$ >2000 DN	$\triangle I$ <-2000 DN	$\triangle B_h$ >100 G	$\triangle B_h$ <-100 G
11084	2010.07.02	15:30	20:30	-0.59	-0.78	-0.92	-0.76

4.3　黑子半影区域的I-B关系

通过白光像或其他连续谱强度的观测，许多研究发现、证实耀斑期间黑子结构的变化。然而，连续谱的强度或亮度事实上反应的是太阳表面温

度的信息，对于黑子的亮度与磁场强度之间的关系许多研究者已经从理论上（Alfvén 1943; Maltby 1977）和观测上（Kopp & Rabin 1992; Solanki et al. 1993; Stanchfield et al.1997; Westendorp Plaza et al. 2001; Penn et al. 2003; Mathew et al. 2004）进行了广泛的研究。通常人们发现磁场强度与该处的温度呈现出一种反相关的关系（Kopp & Rabin 1992; Stanchfield et al. 1997; Mathew et al. 2004），Solanki et al.（1993）、Penn et al. （2003）和Mathew et al.（2004）研究发现他们的关系是非线性的。

基于我们的发现，即黑子结构（亮度）与磁场强度在耀斑期间几乎同时变化，且两者随时间的演化呈现出很强的反相关关系。本节我们将研究连续谱强度和磁场强度之间的关系，而非前人所进行的太阳表面温度和磁场强度之间的关系。从物理上看，连续谱强度由太阳表面的温度决定的，而温度和磁场强度并不是线性相关的。我们注意到温度和磁场强度在整个黑子区域呈现出一个非线性的关系，并不意味着连续谱强度和磁场强度的关系也是非线性的，尤其是单独考虑黑子本影或半影区域两者之间的关系。由于耀斑期间黑子结构和磁场的变化主要发生靠近磁场中性线的半影区域，我们将重点讨论黑子半影区域的连续谱强度和磁场强度之间的关系，而非整个黑子区域。

图4.7 所呈现的是两个简单活动区的I-B关系，左面是真实观测的NOAA 11084，右边是数值模拟得的简单黑子。NOAA 11084 是一个简单的活动区，主要包含一个形状规则的、较圆的负极黑子，在其经过日面的过程中没有任何耀斑事件发生，我们选择它作为宁静的没有任何耀斑事件的活动区的代表。同样，我们使用了HMI hmi.sharp_cea_720s 系列的观测数据，选择活动区处于最靠近日面中心的位置时作为研究对象。图4.7 中（a)、（b）分别为了连续谱强度和径向（或法向）磁图（B_z）。两图上的白色等值线为连续谱强度值为3.5×10^4 DN 的地方，我们定此为黑子本影与半影的分界线。我们只研究白色等值线外的区域，也就是黑子半影区域。

（c）-（e）分别为NOAA 11084 半影区域的归一化的连续谱强度与法向磁场（B_z）强度、横场（B_h）强度和总的磁场（B）强度之间的关系。这里归一化的连续谱强度（或亮度）是指每个像素点上的连续谱强度值（I）除以宁静区连续谱强度的平均值（I_0）,I_0 是连续谱强度在所有$|B| < 50\ G$的地方的平均值。散点图上的每一个点代表半影区域某一位置点上的值，在这些散点图上每50 G 我们会对归一化的连续谱强度计算一个平均值，那些点用红色的线连接

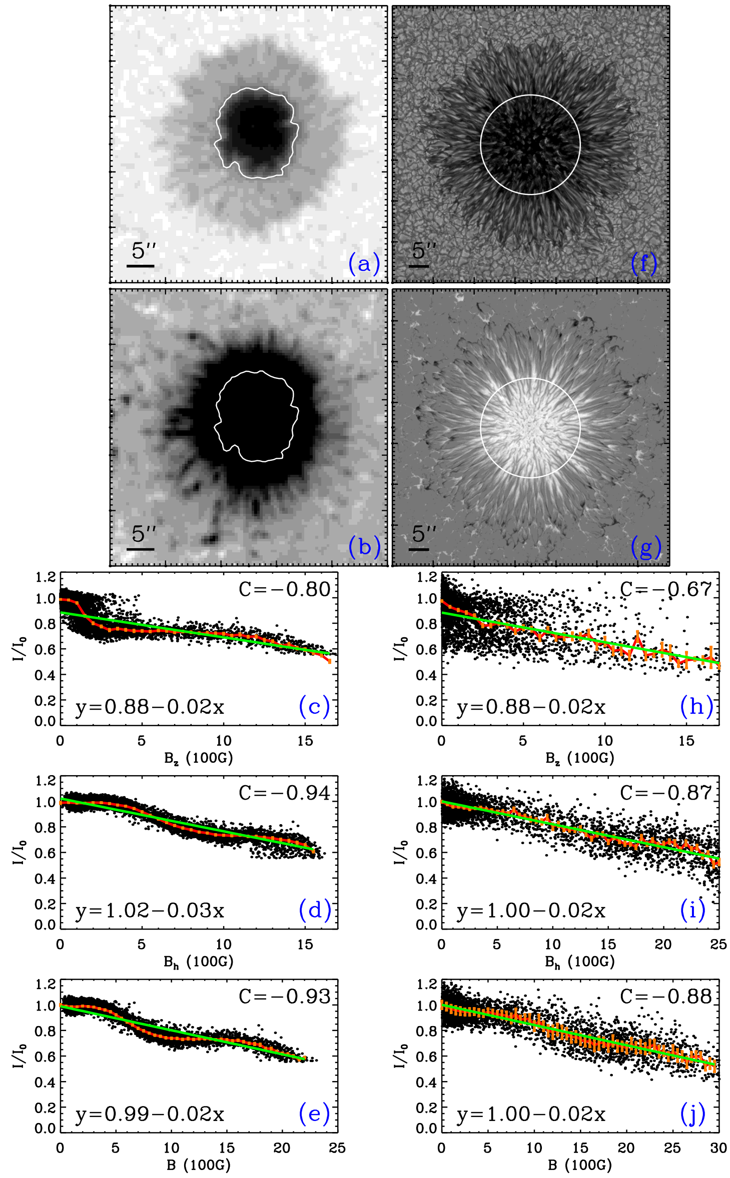

图 4.7: 连续谱强度和磁场强度之间在黑子半影区域的关系（白圈以外的区域）。左：一个观测的简单黑子NOAA 11084；右：一个数值模拟的黑子。（a）和（f）为连续谱强度图；（b）和（g）为B_z；（c）和（h）为归一化的连续谱强度与径向磁场之间的关系；（d）和（i）为归一化的连续谱强度与横场强度之间的关系；（e）和（j）为连续谱强度与总的磁场强度之间的关系。详见文章所述

起来，如图所示。在这些关系图中的绿线是我们对这些散点进行的线性拟合。我们可以看到归一化的连续谱强度和磁场的法向分量（B_z）、横向分量（B_h）和总的磁场（B）强度呈现很好的线性关系。线性拟合的斜率基本相同，两者的相关系数也很高（（c）-（e）分别为-0.80, -0.94 and -0.93）。以上说明，除了许多研究者已经发现的半影区域的连续谱强度与法向磁场有较好的线性关系，与我们多关注的横场也有很好的线性关系。

图4.7 右边的部分，是对一个数值模拟的黑子做类似的研究，该黑子是Rempel（2012）进行数值模拟得出的。我们选择一个模拟的黑子来做同样的处理、研究，是想说明我们所得出的半影区域连续谱强度与磁场强度的线性关系不是由于某一特殊仪器的一次特殊的观测的结果。Rempel（2012）在进行黑子的数值模拟过程中几乎考虑了所有相关的物理过程：可压缩的磁流发电机、部分电离、能量的辐射转移等等，详见Rempel et al. （2009a, 2009b），我们使用光深为1（$\tau = 1$）处的辐射强度和矢量磁场。辐射强度图和法向磁场强度图见（f）和（g），视场的大小为$49 \times 49\ Mm^2$，空间分辨率为$96\ km$ 每个像素点。对于这个模拟的黑子，由于较低的对比度我们根据经验简单的画了一个圆圈作为本影和半影的分界，见图（f）和（g）。

如同（c）-（f），（h）-（j）所展示的分别为归一化的连续谱强度与法向磁场（B_z）强度、横场（B_h）强度和总的磁场（B）强度之间的关系。同样，在半影区域我们可以看到它们之间呈现出很好的线性关系，尽管这是一个数值模拟得的黑子。与B_z、B_h和B线性拟合的斜率基本一致，而且相关系数也很高。尤为重要的是，这些线性拟合在实际观测和数值模拟的黑子半影区非常的接近。两者如此的一致，进一步强化了我们对于黑子半影区连续谱强度和磁场强度具有一个线性（或接近线性）关系的看法。

由于我们前一节研究的活动区主要是复杂活动区，所以我们也从中选择了两个来分析复杂活动区半影区域的I-B关系，我们发现即使是具有复杂位型的活动区，其黑子半影区域的I-B关系也是线性的。如同图4.7，图4.8 是两个复杂活动区NOAA 11158 和11283 半影的I-B关系。不同于前一节，此处研究的两个活动区是其非常靠近日面中心时，且在该时间前后约2个小时内没有耀斑事件，处于相对稳定的状态。左边的部分活动区NOAA 11158，右边是NOAA 11283，（a）、（b）、（f）和（g）中红色等值线所圈的区域为我们扣除的本影区，等值线的选值为连续谱强度为3.5×10^4 DN，我们选定处于红色等值线外黑框

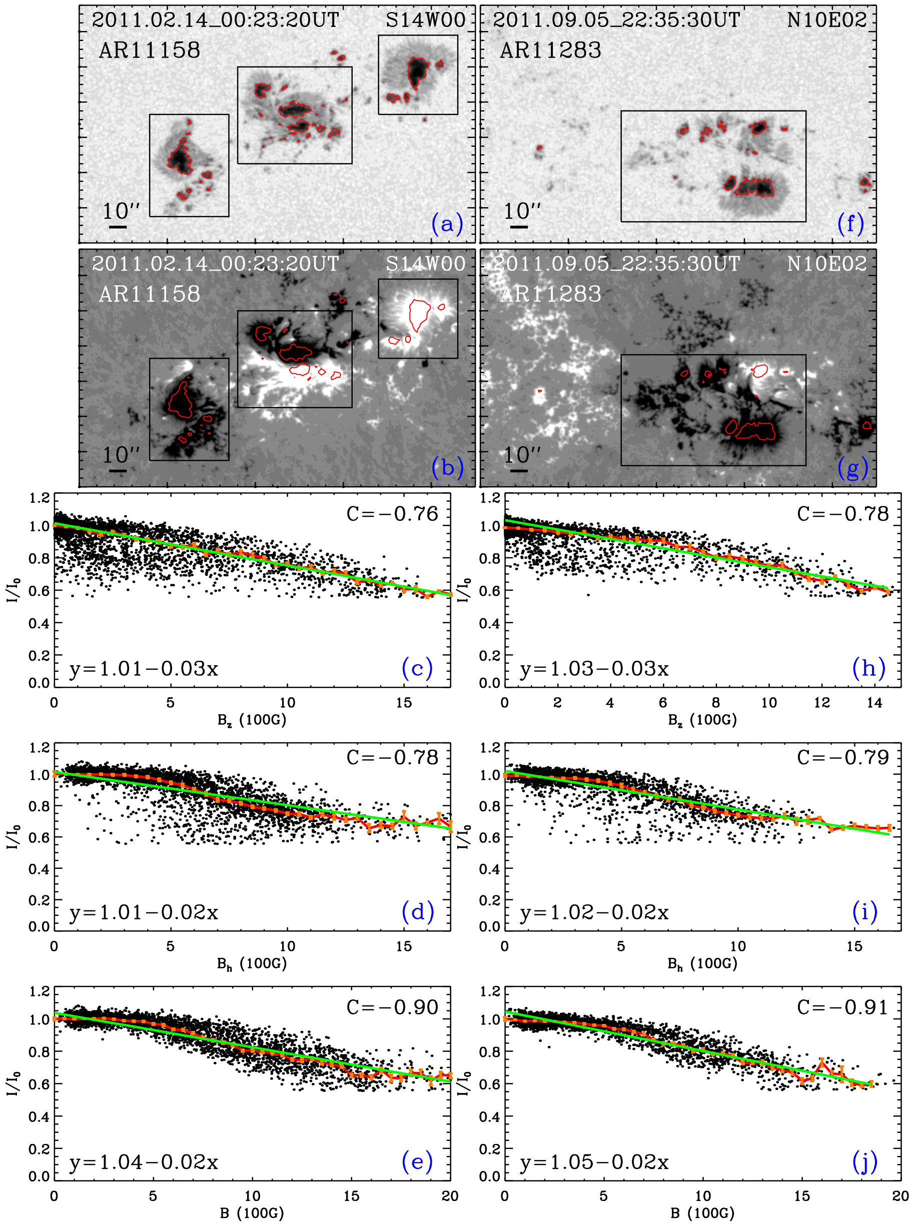

图 4.8: 如图4.7，两个复杂活动区NOAA 11158（左）和NOAA 11283（右）半影区域的I-B关系。黑框内红色等值线外为所研究区域。详见文章所述

内的区域为半影区域。归一化的连续谱强度和B_z、B_h、B的散点图见（c）-（e）和（h）-（j），如同图4.7。我们可以看到，即使是在位型复杂的活动区，处于宁静状态、无耀斑事件发生的时间段，其半影区域I-B关系也呈现出很好

的线性。同样，这些线性拟合的结果无论是观测到的复杂活动区或简单黑子还是数值模拟的黑子，都非常的接近。

需要提到的是SDO/HMI 的空间分辨率无法让我们进一步去研究半影区域的精细结构。许多研究（详见Solanki 2003的综述）已经发现黑子半影存在亮、暗的纤维结构，通常暗的结构磁场的倾角更大。那些半影区域小尺度上“蓬乱”的磁场，通常是由近日面小尺度的磁对流引起的，如Scharmer et al. 2011 观测上以及Rempel et al. 2009a, 2009b 理论模拟中的讨论。这些蓬乱的磁场与Intensity 在以本影中心为圆心的不同方位角上变化的关系也是一个有趣的研究课题，然而这需要数据有更高的空间分辨率，如Hinode/SP。在本研究中，那些小尺度上的变化可能是造成图4.7、4.8中（c）到（j）Intensity 和磁场强度线性拟合不是很强的原因。

尽管那些线性拟合不是十分的完美，但是其基本上给出了一致的拟合结果，无论是观测上的还是模拟得的简单的或复杂的活动区。这些线性关系意味着黑子半影的亮度与磁场的强度是高度相关的，这也许是由于黑子中磁压平衡的缘故，如Maltby（1977）即其他学者所做的研究探讨。我们认为黑子半影区的这种线性的I-B关系，正是耀斑事件中黑子结构变化与磁场变化在空间上、时间上如此协调一致背后的原因。我们推测耀斑期间磁场的变化是由于Hudson et al.（2008）提出的磁场反作用力导致的，而后磁场的变化又导致了黑子结构的变化基于两者之间在半影区域很好的线性关系。

4.4 总结与讨论

本工作研究了耀斑事件中的黑子结构与磁场变化之间的关系，和处于宁静状态的黑子半影区域的I-B关系。这两个问题都被很多研究者做了探讨、分析，但是本工作稍有不同的是将两个看似无关的现象关联起来。

我们首先研究了5个活动区的5个X级耀斑事件中的黑子结构与磁场变化的关系，不仅证实了先前许多研究关于耀斑事件中黑子结构与磁场发生快速的、不可逆的变化，并用更直接、具体的方式指出两者的变化在空间上、时间上具有高度的协调性。对于耀斑后黑子亮度增强（或减弱）的地方，横场强度通常会减弱（或增强）；反之，耀斑后横场增强（或减弱）的地方，黑子的亮度会相应的减弱（或增强）。横场强度与黑子亮度随时间变化的相关系数很高，基本都大于0.90，最大值为0.99，平均值为0.96。

我们用了四个活动区，三个来自于观测（NOAA 11084、11158和11283）和一个来自于数值模拟，研究了半影区域的连续谱强度和磁场强度的关系。我们发现除了已知的连续谱强度和法向磁场（B_n）高度的现象相关关系外，其与横场强度也有极高的线性相关关系。黑子亮度与磁场强度的线性关系可以理解为黑子区域磁静力学平衡的结果，如Maltby (1977) 及其他研究者的讨论。因为两者此关系的存在，因而无论在宁静期还是耀斑期，连续谱强度的变化和磁场强度的变化两者之间存在紧密的关系且相关系数很高如本研究所呈现的，就是十分自然的事。

考虑到两者之间的这种关系，我们认为也许我们没有必要单独寻找黑子亮度或磁场强度变化的原因，其中一个的变化必然会导致另一个的变化，基于局部的磁静力学平衡。我们进一步认为我们也许可以越过Kleint et al. 2016 对于白光耀斑解释的困难。耀斑中观测到的连续谱强度的变化可能是由于磁场变化引起的。而白光辐射所需要的能量，也许并不需要来自光球上方的日冕中的能量传输，可能是有局地的热能释放，如由于局部磁静力平衡所需的光球层的对流能。

第五章　高时间分辨率下大耀斑事件中黑子结构与磁场变化

5.1　研究背景

众所周知，耀斑是太阳大气中快速、剧烈的能量释放过程，然而，耀斑的发生与能量的释放都与磁场密切相关。因此，耀斑期间磁场的演化是太阳物理研究中的重要课题。Wang & Liu（2015）系统的总结了近些年关于耀斑期间磁场演化的研究进展。耀斑期间磁场的变化总体上可以分为两类，一种称之为“磁场瞬变”，而另一种则是快速的、持久性的变化。磁场瞬变主要是耀斑峰值时刻活动区某些区域磁场发生反号，并维持较短时间，一般为几分钟，许多研究者认为其是由于耀斑对于观测谱线的干扰造成的瞬时效应，并不具有真实的物理意义（e.g. Kosovichev & Zharkova 2001; Qiu & Gary 2003; Zhao et al. 2009）。而对于快速且持久性的磁场变化，认为是真实的物理过程，许多研究者做了深入的探讨、分析，并结合多种模型描述了磁场变化的过程（e.g. Cameron & Sammis 1999; Spirock et al. 2002; Wang et al. 2002b; Wang 2006）。此外，许多研究者也通过白光像或单色像探讨了耀斑期间黑子结构（亮度）的变化，以表明活动区磁场的改变（e.g. Deng et al. 2005; Li et al. 2009; Wang et al. 2012; Wang et al. 2013），进而探讨磁场变化的物理过程及原因。

在上一章中，我们用HMI 的矢量场研究了来自5个活动区的5个耀斑事件中黑子结构（亮度）变化与磁场变化的关系，并指出两者其实是一体两面，基于半影区域黑子亮度与磁场强度之间高度的线性相关关系。这也是为何两者的变化几乎同时发生，而且变化的区域基本相同，换句话说就是两者的变化在时间上、空间上具有高度的关联性。然而，该工作使用的是HMI 矢量磁场，时间分辨率为12分钟。为了在更高时间分辨率上研究耀斑期间磁场和亮度的变化，本章中我们将使用HMI 45秒视向场数据来做进一步研究。

本章的安排如下：5.2节是样本及数据处理；5.3节是我们的分析及结果；结论及讨论在5.4节。

5.2　样本及数据处理

本章所用数据主要是来自SDO/HMI 观测的视向磁场数据以及SDO/AIA

1600 Å 的观测数据。HMI 的设计主要是用来研究日震与光球磁场，它可以进行全日面的观测通过一个4096 × 4096 的CCD，观测谱线为6173 Å（Scherrer et al. 2012; Schou et al. 2012a, 2012b）。磁场反演是通过一个基于Milne-Eddington (ME)构建的反演程序（Borrero et al. 2011）来处理的，而180° 不确定性则是通过一个“最小能量法”（minimum energy）的算法解决（Metcalf 1994; Metcalf et al. 2006; Leka et al. 2009）。AIA 的设计主要是为了研究日冕，它可以多波段的对太阳过渡区和日冕进行成像观测，其空间分辨率可以达到1.5 个角秒，时间分辨率可以达到12 秒。AIA 设计的科学目标是促进科学家更深入的理解太阳大气中各种活动现象背后的物理本质，尤其是对日地空间造成直接影响的太阳爆发活动。

本章选取了6个级别大于M9.0 的耀斑事件，这6个耀斑事件来自6个不同的活动区，即NOAA 11158、11261、11283、11429、11890、12242。所有活动区都是磁场位型复杂的活动区，有较明确的磁场中性线（PIL），这些活动区都有较为密集的耀斑事件发生，是极活跃的活动区，如AR 11158、11283、11429等，已被许多研究者做过分析探讨。这些耀斑事件的发生都伴有CME。关于样本事件的基本信息见表5.1。

表 5.1: 耀斑事件列表

NOAA	Flare						CME
No.	Date	Start	Peak	Stop	Class	Position	
11158	2011.02.15	01:44	01:56	02:06	X2.2	S20W10	Y
11261	2011.08.04	03:41	03:57	04:04	M9.3	N16W51	Y
11283	2011.09.06	22:12	22:20	22:24	X2.1	N14W18	Y
11429	2012.03.07	00:02	00:24	00:40	X5.4	N18E26	Y
11890	2013.11.08	04:20	04:26	04:29	X1.1	S11W03	Y
12242	2014.12.20	00:11	00:28	00:55	X1.8	S19W29	Y

5.3 分析及结果

5.3.1 耀斑期间磁场发生持久性的变化

图5.1 所展示的是活动区NOAA 11158 于2011年2月15日爆发的X2.2 耀斑事件中黑子亮度与视向磁场变化。（a）和（b）分别是耀斑前活动区的连续谱强度（continuum intensity）图和视向磁图，时间为2011.02.15_01:23:09 UT；（c）和（d）则分别是耀斑前、后连续谱强度和B_l 的差分图，（c）、（d）中的绿框和

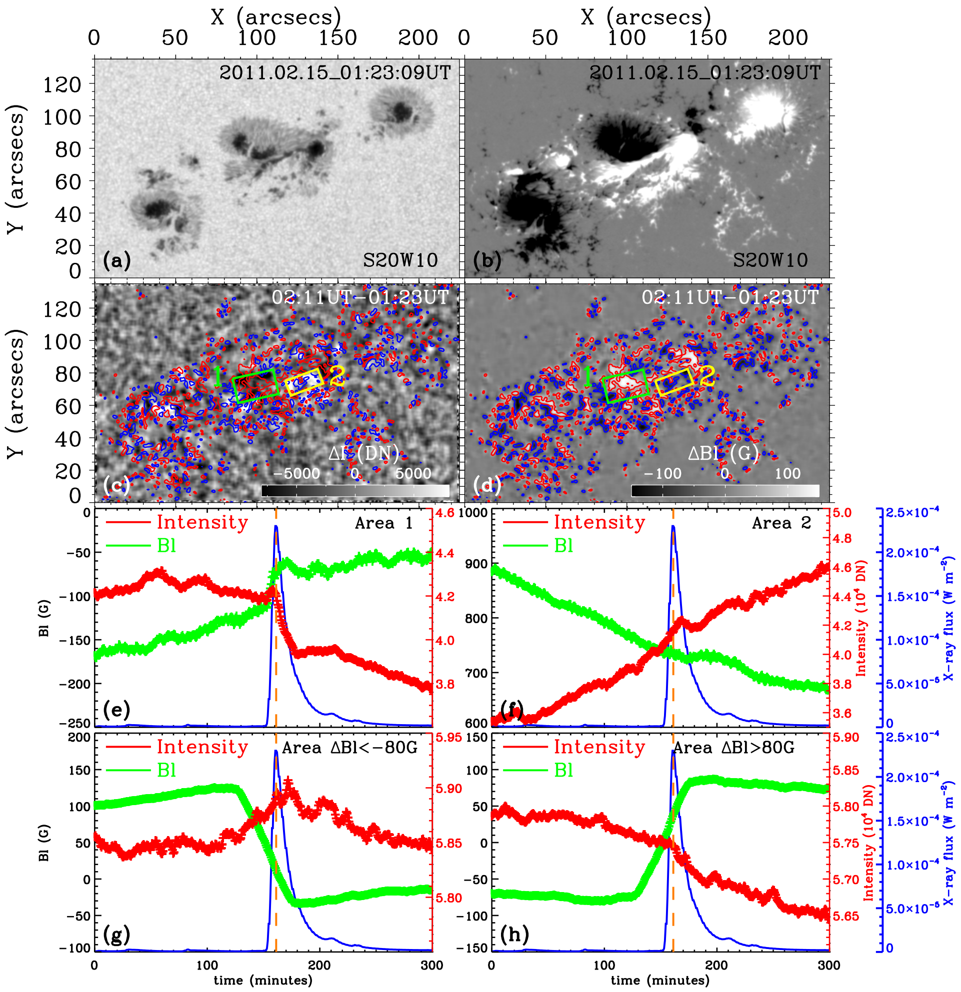

图 5.1: a：活动区NOAA 11158 的单色像图，b：视向磁图，c：单色像差分图，d：视向场差分图，区域1（或2）：耀斑后单色像变暗（或亮的）地方，c 和d 中的等值线是横场变化值在± 80 G的地方，e-h：横场与单色像亮度平均值在四个区域随时间的演化

黄框区域分别是连续谱强度明显变暗和变亮的地方，而红色与蓝色的等值线所对应的区域分别为B_l 变化值为$> 80G$ 和$< -80G$ 的地方。

从（c）和（d）中，我们可以看到无论是根据连续谱强度变化选定的区域1 和2，还是依据于B_l 变化通过等值线画出的B_l 增强和减弱的区域，两者的变化在空间上依旧呈现出极好的对应性，即连续谱强度变暗（亮）的区域对应于磁场（B_l）变强（弱）的区域，而B_l 变弱（强）的地方对应于亮度变亮（暗）的地方。但需要指出的是该事件也是上一章中的研究样本，然而不同于连续谱强度与横场（B_h）强度变化，视向方向上连续谱强度和B_l 变化明显的地方是一些相对散落的、面积不太大的小块儿区域，而面积相对大的块儿区域主要在PIL 附近，如区域1 和2。

（e）到（h）分别为连续谱强度和B_l 在四个区域的平均值随时间的演化，首先可以看到两者的变化基本上是同时发生的，而且变化的趋势呈现明显的反相关性，变化发生的时间基本上于耀斑爆发同时。区域1（e）中连续谱强度和B_l 的变化呈现明显的阶梯式，与上一章中连续谱强度与B_h 的变化相同。然而区域2（f）中两者的变化，并不呈现出明显的阶梯式，而两者在耀斑期间的变化也不十分明显。而（g）和（h）中也可以看到两者变化的反相关的同步性，且变化主要发生在耀斑期间，并呈现出一定的阶梯式（持久性改变），但是变化幅度相比于连续谱强度和横场（B_h）的变化要弱一些。我们也计算了两者变化的相关系数，分别为-0.92、-0.98、-0.60、-0.93，可见两者的变化在时间上相关性度很高。

表 5.2: 黑子亮度变化与B_h变化的相关系数统计

NOAA	Flare		Correlation coefficients			
No.	Date	Class	Area 1	Area 2	$\triangle B_l$ >80 G	$\triangle B_l$ <-80 G
11158	2011.02.15	X2.2	-0.92	-0.98	-0.60	-0.94
11261	2011.08.04	M9.3	0.99	-0.85	0.94	-0.16
11283	2011.09.06	X2.1	0.99	0.94	0.94	0.94
11429	2012.03.07	X5.4	0.98	-0.89	0.87	0.86
11890	2013.11.08	X1.1	0.11	0.91	0.83	0.85
12242	2014.12.20	X1.8	-0.98	-0.84	-0.41	-0.93

图5.2-5.6 分别为其他5个活动区（NOAA 11261、11283、11429、11890、12242）于耀斑事件中连续谱强度和B_l 的变化。在这五个图中，我们看到了与图5.1基本相同的结果，即：黑子连续谱的亮度与横场强度的变化在时间、空间上高度的关联。但是与众不同的是，我们发现活动区AR 11283 和11890 在耀斑期间连续谱强度和B_l 发生持久性改变的同时，也存在瞬变的情况，见图5.5、5.6 中（e）和（g），在下一节我们将详细探讨、分析这两个活动区的瞬变过

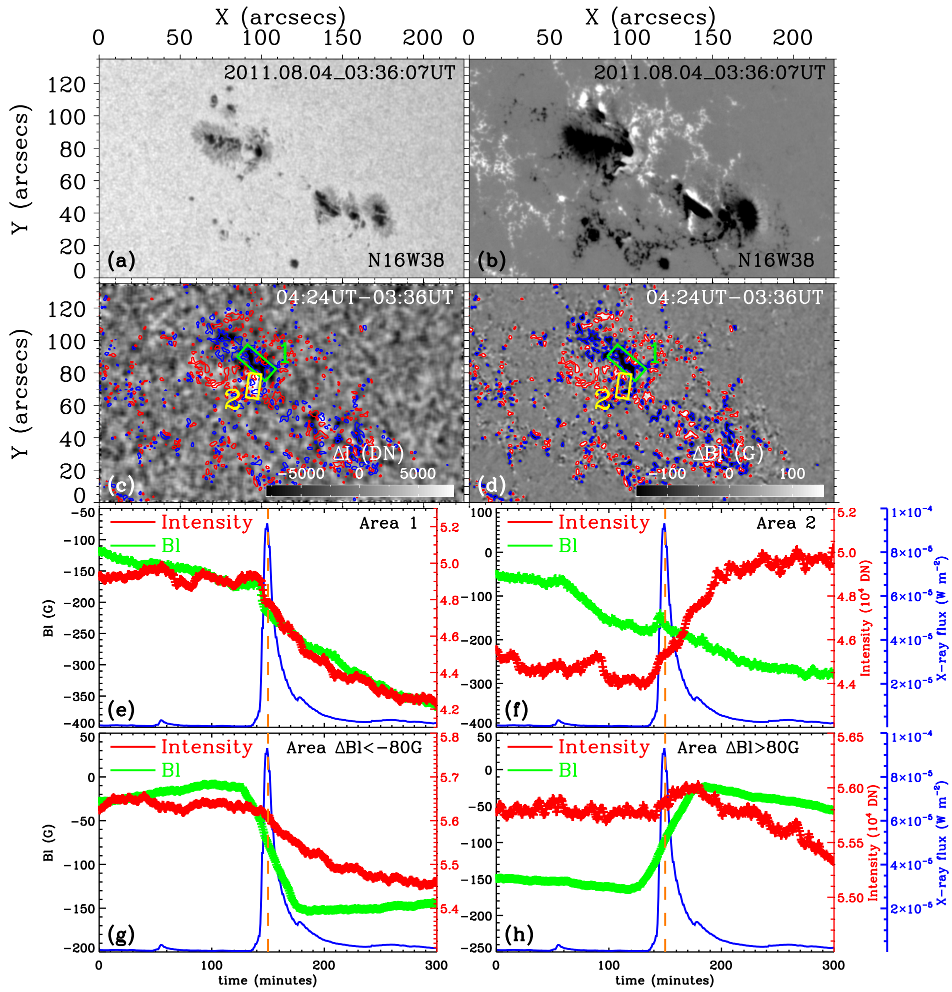

图 5.2:　如图5.1，活动区NOAA 11261的M9.3 耀斑事件中连续谱强度和B_l的变化

程。与前一章类似，我们也计算了这6活动区的耀斑事件中，各个区域的连续谱强度与磁场（B_l）随时间变化的相关系数，见表5.2，我们可以看到相关系数绝对值基本上都很高。需要说明的是与上一章中表4.2 不同，表5.2 中的系数符号有正有负，这是因为B_l 自身带有符号，而我们所谓的反相关性是指连续谱强度与B_l 强度（$|B_l|$）变化之间的关系。

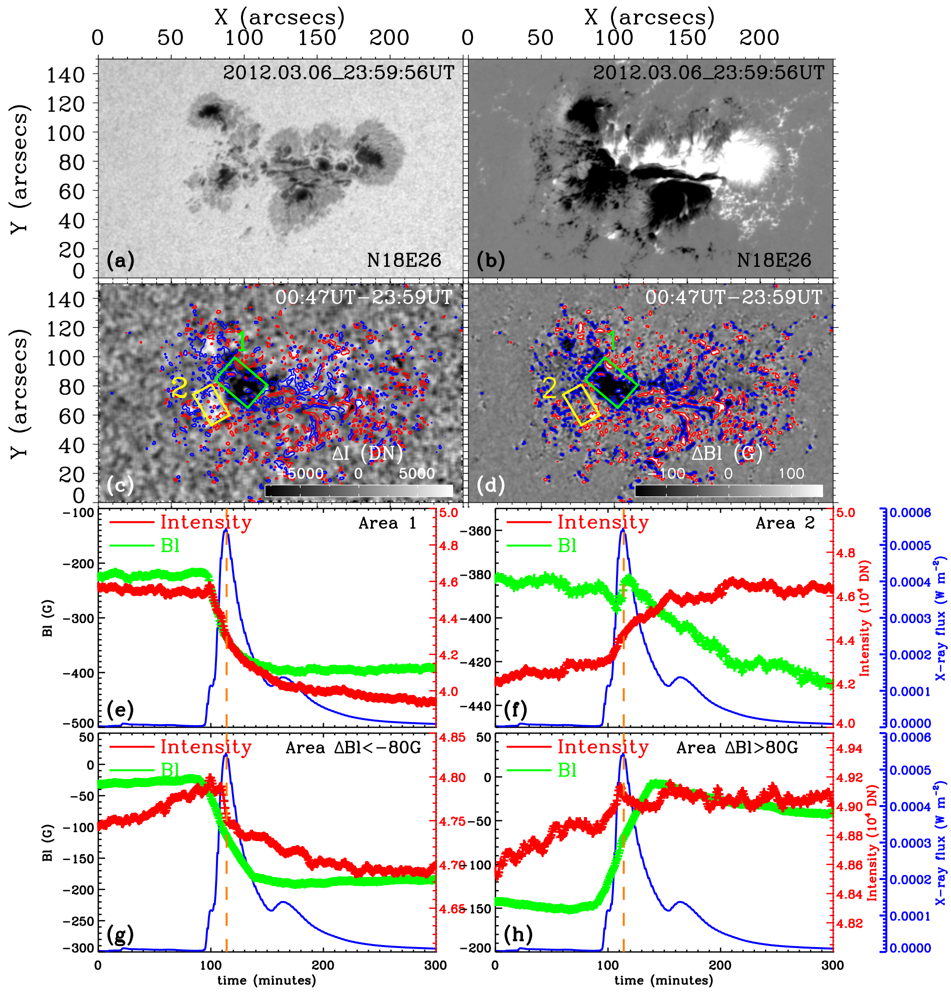

图 5.3: 如图5.1，活动区NOAA 11429的X5.4 耀斑事件中连续谱强度和B_l的变化

另外，从以上几个图可以看到，连续谱强度和B_l（视向场）变化曲线不如前一章中连续谱强度与B_h（横场）变化曲线呈现出的在耀斑发生时快速且持久性变化明显，尽管相关度很高但相关系数要比后者表现的差一些。我们认为，耀斑期间磁场的变化主要体现在PIL 区域的横场变化，如前一章所述，而

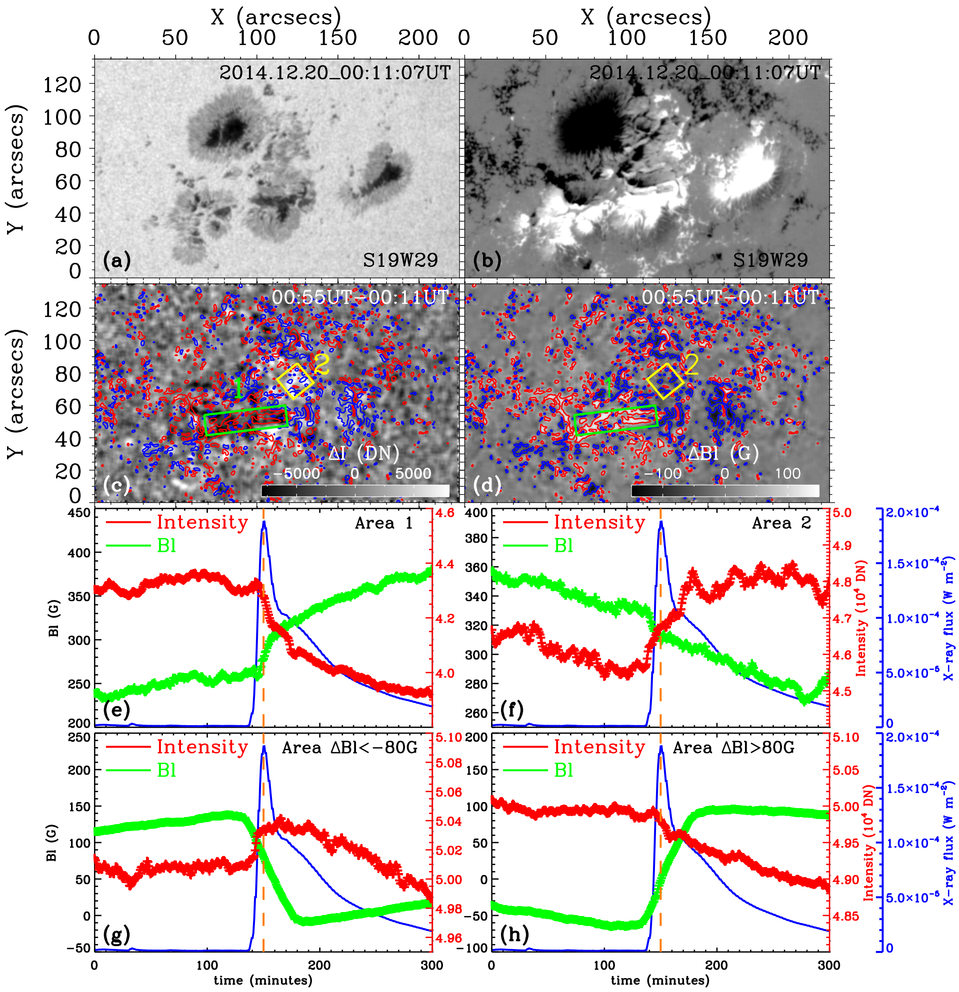

图 5.4: 如图5.1，活动区NOAA 12242 X1.8 耀斑事件中连续谱强度和B_l的变化

视向场（B_l）的变化主要来自横场的投影，视向场与矢量场之间的关系如下：

$$B_l(\theta,\varphi) = B_r \cdot \sin\theta\cos\varphi + B_\theta \cdot \cos\theta\cos\varphi - B_\varphi \cdot \sin\varphi \tag{5.1}$$

而横场为$B_h = \sqrt{B_\theta^2 + B_\varphi^2}$，显然两者之间的关系不是线性的，这也许是耀斑期间视向场的变化无论在区域上还是时间上都稍逊于横场的变化的原因。另外，耀斑期间PIL 上磁场方位角的变化，也会造成此情况，但这需要进一步研究、

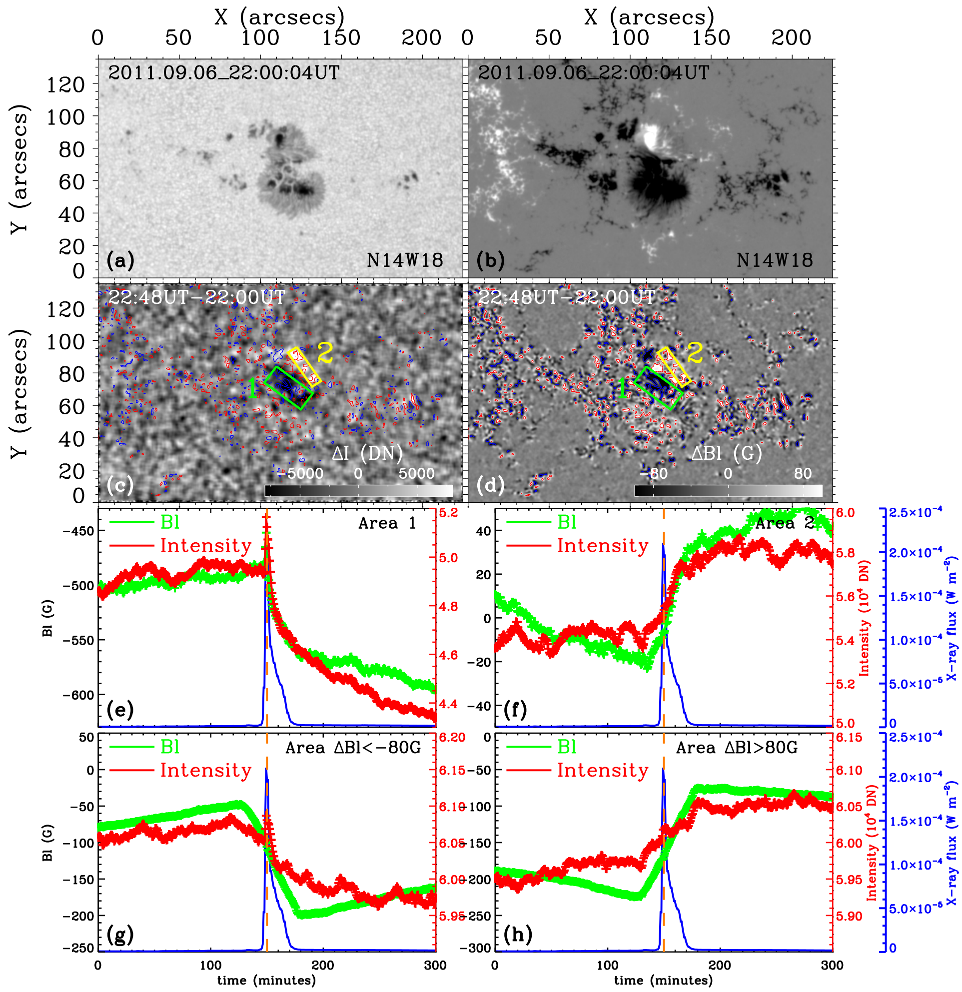

图 5.5: 如图5.1，活动区NOAA 11283 X2.1 耀斑事件中连续谱强度和B_l的变化探讨。

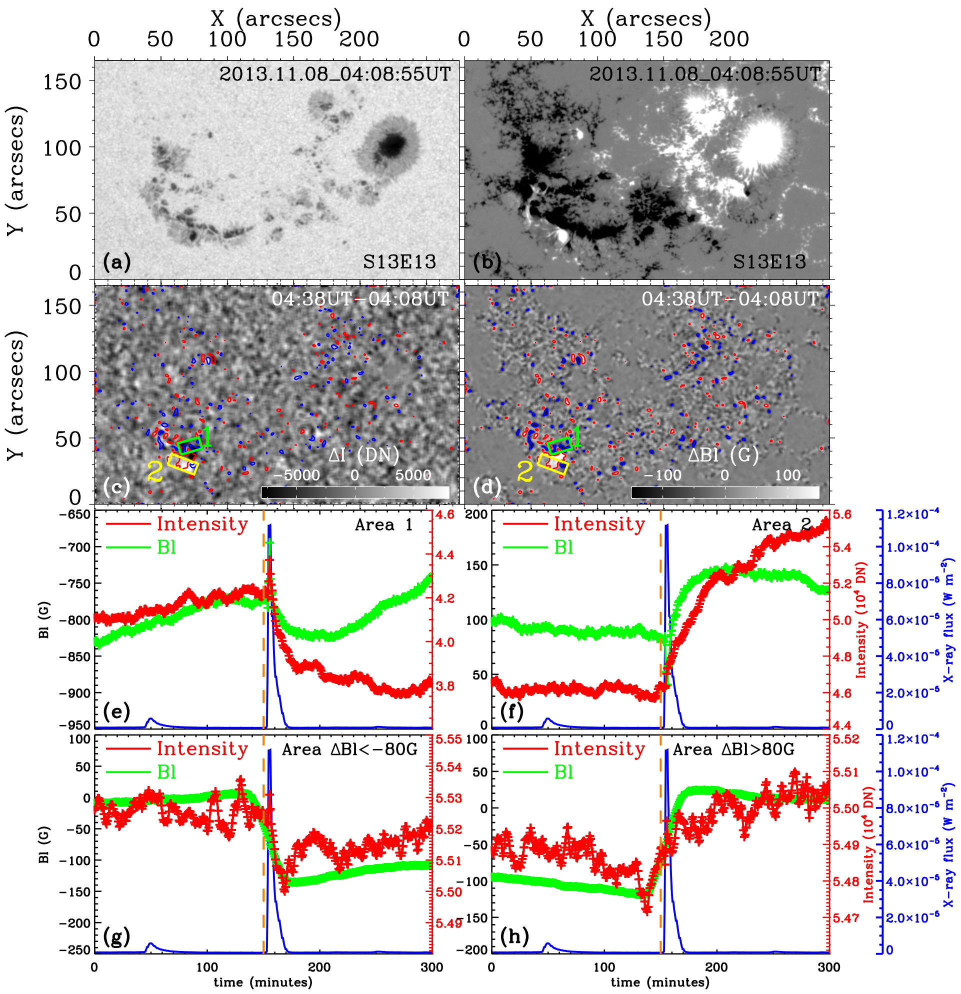

图 5.6: 如图5.1，活动区NOAA 11890 X1.1 耀斑事件中连续谱强度和B_l的变化

5.3.2 耀斑期间的磁场瞬变

图5.7为活动区11283于耀斑爆发时的磁场瞬变。（a）是活动区的视向磁图，观测时间为2011年9月6日22:20:19 UT ，图中红框标定的区域1 和2 为两个明显发生磁场反号地方，黄框标定的区域3 磁场并没有明显发生反号，至少在45s时间间隔内，我们在该区域没有发现磁场反号的情况。（b）、（c）、（d）为相应的三个区域的连续谱强度和B_l 平均值随时间的变化。与图5.7 类似，图5.8 所呈现的是活动区11890在耀斑期间的磁场瞬变，同样的我们也发现了两个瞬变区域，区域1（红框）有明显的磁场反号现象，而区域2（黄框）则没有明确的发现磁场反号。

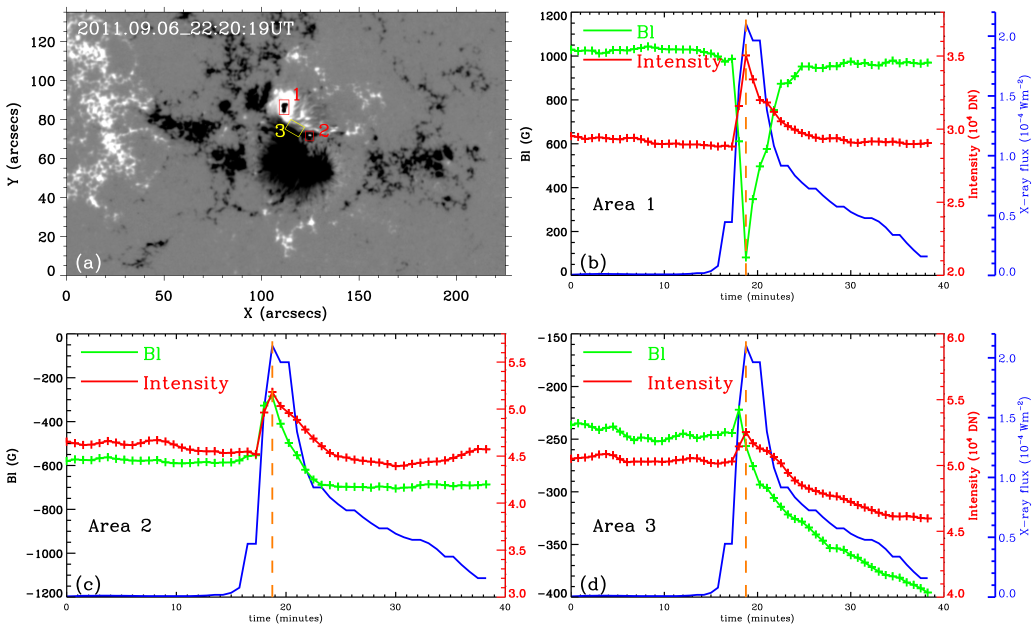

图 5.7: 活动区NOAA 11283 X2.1 耀斑事件中连续谱强度和B_l的瞬变。（a）中区域1 和2（红框）是明显发生反号，区域3（黄框）则没有发现明显反号，（b）-（d）为三个区域的黑子亮度和B_l 平均值随时间的变化，蓝色曲线为GOES X-射线流量曲线

由图5.7 和5.8 可以看到，从空间位置上看，磁场极性发生反转的地方主要是黑子本影区域（见两图中区域1 的位置），而没有发生极性反转的区域主要是

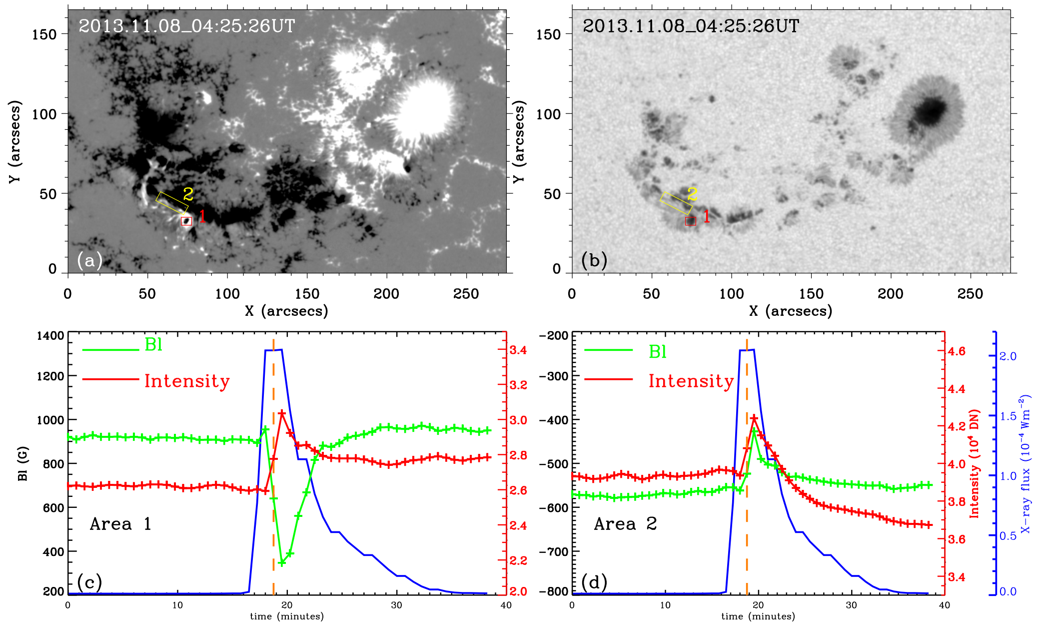

图 5.8: 如图5.7，活动区NOAA 11890 X1.1 耀斑事件中连续谱强度和B_l的瞬变。（a）和（b）分别为耀斑时刻的视向磁图和黑子亮度强度图，区域1、2 为发生瞬变区域，其中区域1 发生反号，而区域2 没有发生明显反号。（c)、（d）为相应区域的曲线图

活动区磁场中性线（PIL）附近。从两者曲线图可以看出，磁场极性反转的区域磁场的变化值很高，如活动区AR 11283 区域1 约1000G，区域2 约为200G，而活动区AR 11890 的区域1 磁场变换值约为600G，而PIL 附近的磁场瞬变区，磁场的变化值要小的多，如活动区AR 11283 区域3 磁场变化值约为20G，而活动区AR 11890 的区域2 磁场变化值约为150G。

从时间上看，磁场瞬变主要发生在耀斑峰值时刻附近，而磁场与连续谱强度的变化值也基本上在耀斑峰值时刻达到最大值。瞬变持续的时间约为几分钟，然而通过比较可以看出，对于磁场反号区域的瞬变持续时间约为5-6 分钟，而没有发现明显反号的区域瞬变持续的时间约为2-3 分钟左右，为前者持续时间的一半甚至更少。

图5.9 和图5.10 分别为活动区AR11283 与活动区AR11890 于耀斑期间磁场

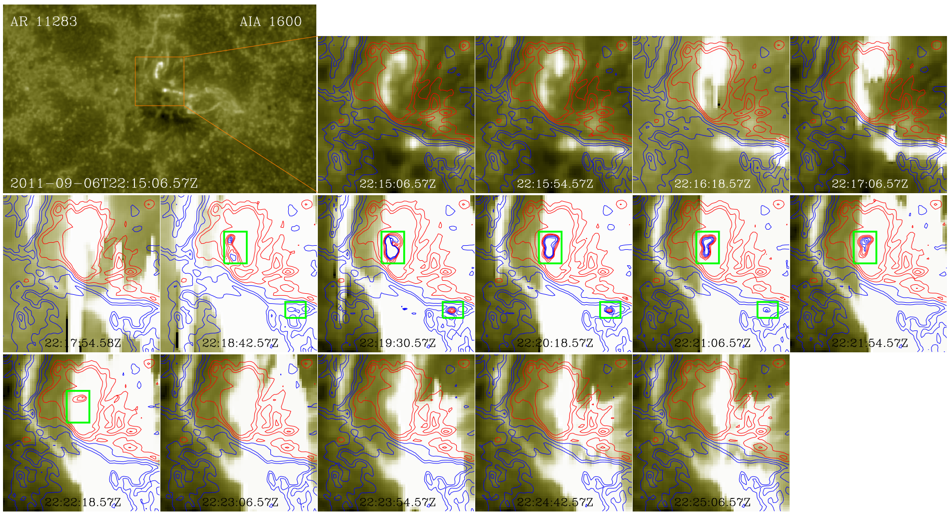

图 5.9: 活动区NOAA 11283 X2.1 耀斑期间AIA 1600Å辐射及磁场的变化。图上红色和蓝色的等值线分别对应视向场强度值为±100G、±300G、±500G。绿框所示为磁场明显发生反号的区域

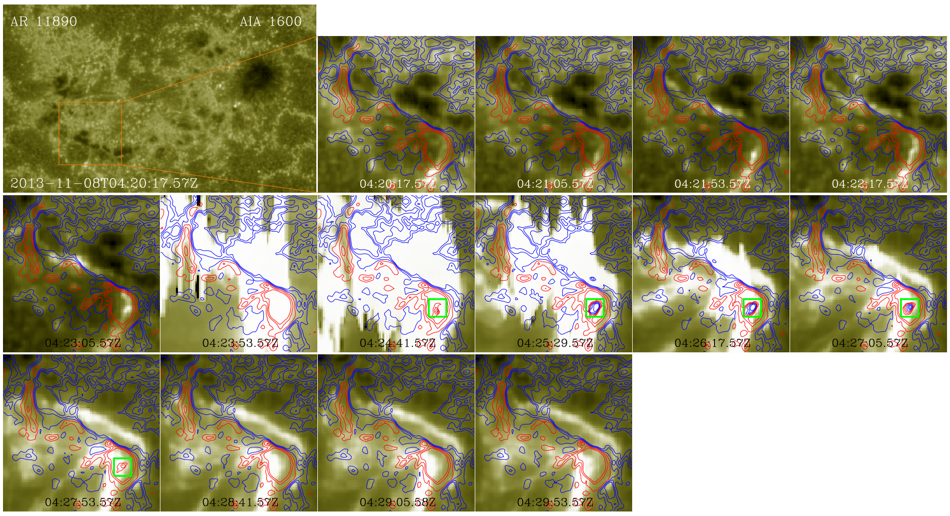

图 5.10: 如图5.9，活动区NOAA 11283 X2.1 耀斑期间AIA 1600Å辐射及磁场的变化

瞬变的几分钟时间内的AIA 1600Å的观测图像，我们主要呈现特定区域（第一张图中的棕色框区域）磁场（红色与蓝色的等值线图，红色代表正极，蓝色代表负极）与AIA 1600Å辐射随时间的变化。从两幅图中可以看出，磁场反号出

现的时间相应于AIA 1600Å辐射极大值时刻附近，并随着辐射的减弱而最终消失，另外发生磁场反号区域的位置基本固定，亦即整个过程中看不到磁场反号区域的移动，只有瞬变开始、结束时整体上大小的变化。

为了进一步明确磁场瞬变的发生区域，我们将两个活动区发生耀斑的PIL附近100×100 个pixel 的区域分成了100个小格，每一个小格为10×10 个pixel，见图5.11 和图5.13。然后我们分别计算了每一个小块儿区域磁场平均值在一个小时（60分钟）内随时间的变化，见图5.12 和5.14. 从这几个图中，我们可以看到两个活动区发生磁场瞬变的区域主要沿着耀斑爆发的磁场中性线（PIL）分布，在两极黑子本影区域发生磁场反号，而在其他区域未明显看到磁场反号。另外，从每一个小块儿区域磁场平均值随时间的演化来看，磁场没有明显反号的区域磁场瞬变持续的时间一般小于反号区域的磁场瞬变持续时间。

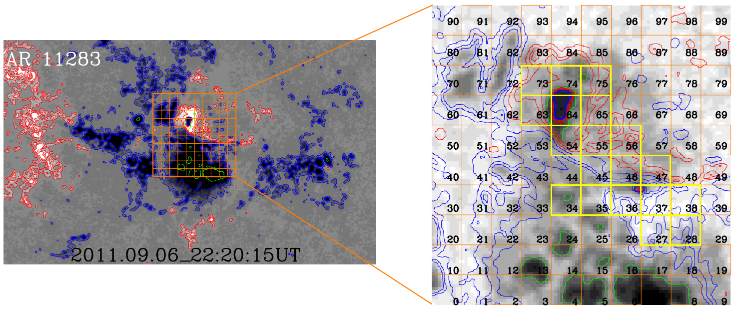

图 5.11: 活动区NOAA 11283 于2011.09.06_22:20:15 UT 时的视向磁图

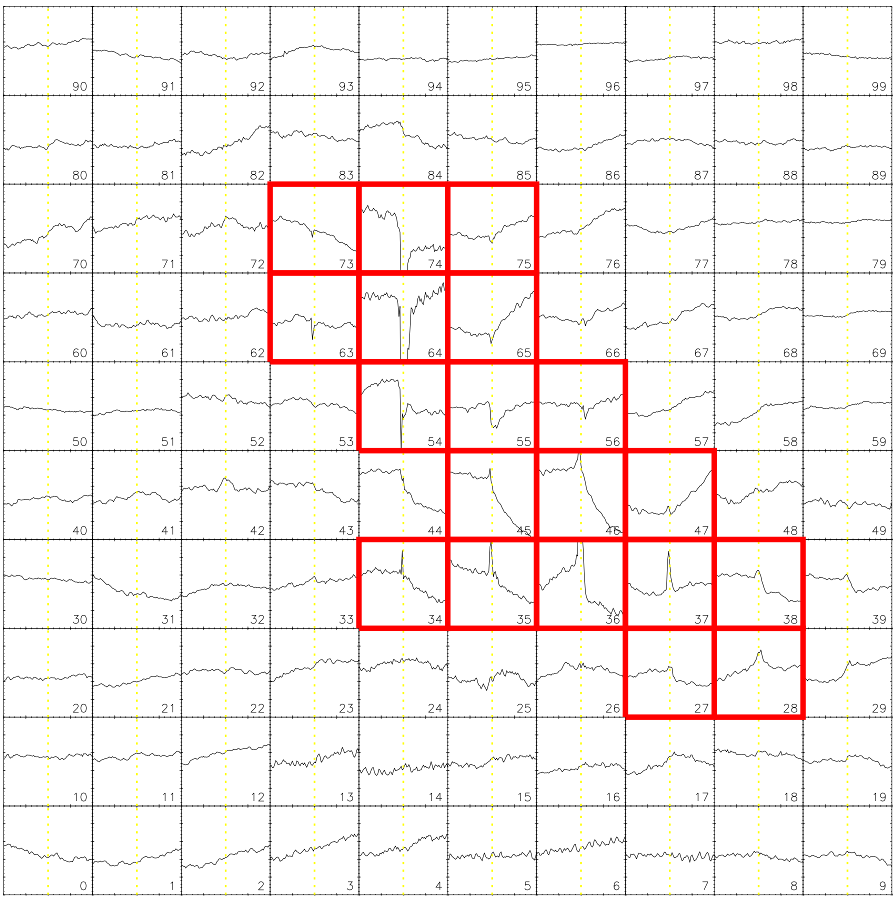

图 5.12: 图5.11 中100个小块儿区域中B_l 平均值随时间的变化

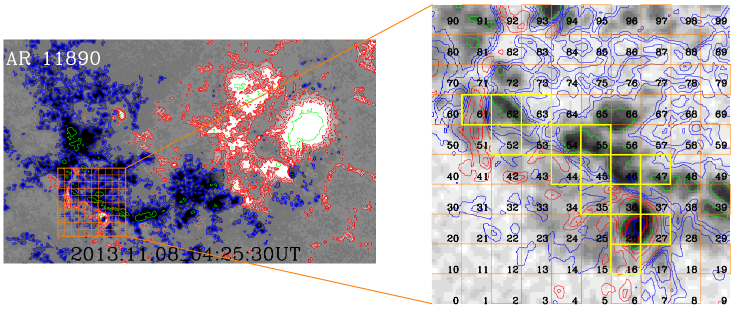

图 5.13: 如图5.11，活动区AR11890于2013.11.08_04:25:30 UT 时的视向磁图

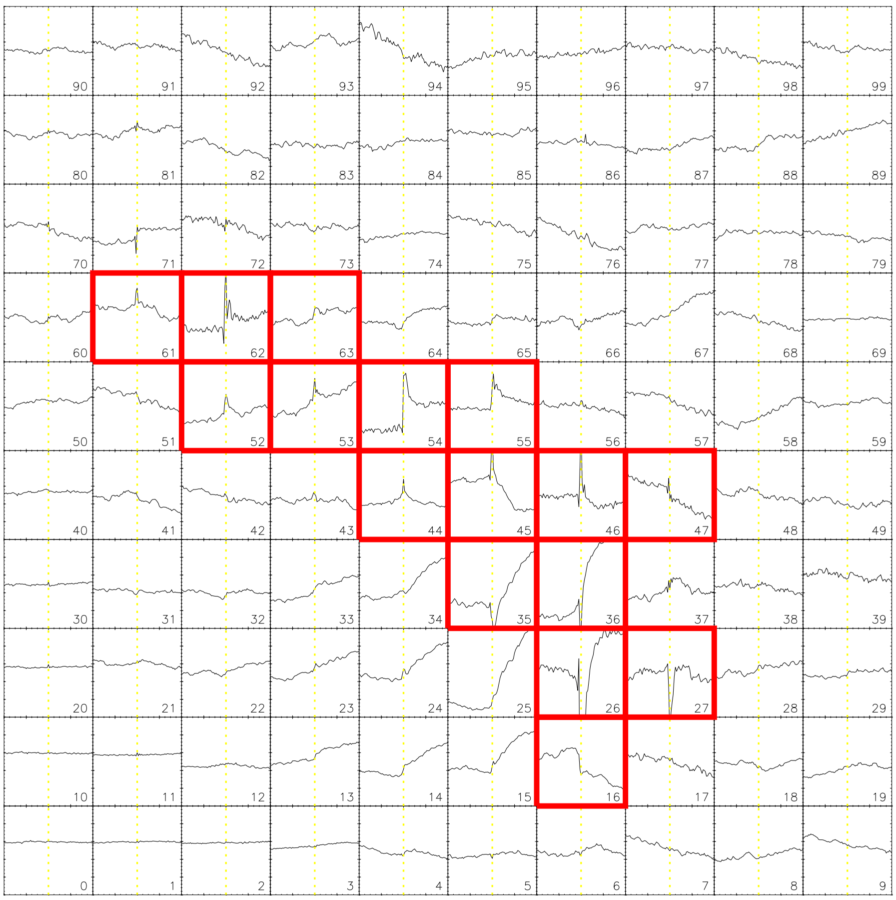

图 5.14: 图5.13 中100个小块儿区域中B_l 平均值随时间的变化

5.4 结论与讨论

我们用HMI 高时间分别率(45S)的视向场数据研究了6个活动区的6个级别大于M9.0的耀斑事件中黑子结构（亮度）与磁场的变化，依然可以明显的看到耀斑期间磁场及黑子结构发生快速的、不可逆的变化，以及两者在时间上、空间上存在高度的关联性。另外，我们发现活动区AR11283 和AR11890 在发生磁场快速且持久性变化的同时，也发生了磁场瞬变。

我们着重分析了两个活动区的耀斑于爆发期间的磁场瞬变。发现磁场瞬变有两种形式，一种为明确的短时反号，且主要发生在黑子的本影区域；另一种未观察到磁场反号，该瞬变主要发生在磁场中性线（PIL）附近。从持续时间来看，后者要比前者持续时间相对要短一些，前者约为5-6 分钟，后者约为3分钟左右。另外对比于AIA 1600Å辐射的变化，可以看到磁场反号发生的时间基本上接近于耀斑峰值时刻，并随着辐射强度的减弱快速消失。

关于磁场瞬变的成因，对于存在反号的磁场瞬变，其相应区域的位置基本上不变，只是瞬变开始、结束时区域整体上的大小会发生变化，这说明该类磁场瞬变不具有运动特征，因而其产生可能与太阳表面动力学过程无关，可能是由于耀斑对观测谱线造成的影响所导致的，如Qiu & Gary（2003）所做的研究分析。而对于没有明显反号的磁场瞬变，由于其持续时间要比反号的磁场瞬变要短，且发生的位置主要在中性线附件，我们无法排除其可能的动力学成因，即PIL 区域磁场发生快速的、持久性变化时，磁压的不稳定造成的对周围磁场的扰动，同时我们也无法排除其可能是谱线异常引致的虚假的变化。而关于这一类的磁场瞬变还需要进一步的研究、探讨，另外我们也看到，谱线分析对于理解该类问题的重要性。

第六章　总结和展望

6.1　总结

1908年Hale 利用塞曼效应发现太阳黑子存在强磁场，自此人类对于太阳的认知进入了一个新的高度。太阳磁场的产生、演化及其在太阳各类活动中扮演的角色一直是太阳物理研究中的重要内容。许多研究表明太阳磁场的演化尤其是拓扑结构的改变，与太阳爆发有着密切的联系。磁螺度是描述太阳磁场复杂拓扑结构的一个重要物理量，也是太阳物理研究中一个非常有用的工具。从螺度入手来研究太阳的活动、太阳爆发、太阳发电机等，许多科学家取得了重要的研究成果。此外，人们也注意到在一些大的耀斑事件中，磁场会发生变化，而且往往是持久性的改变，许多人对此展开了讨论，一方面证认了磁场变化的真实性，另一方面不断的探求引起磁场变化的原因。本文基于以上两点展开了工作，研究了传统的基于视向场计算磁螺度传输中，磁场非径向性对于计算结果的影响；研究了耀斑事件中黑子结构变化与磁场变化的关系，并探讨了其关系背后的物理原因；用更高时间分辨率的SDO/HMI 45s 视向场数据研究了耀斑期间黑子结构与磁场的变化。

本文的主要结论及意义：

1、通过对三个活动区NOAA11072、11084、11158的研究，我们发现：活动区磁场径向假设对于速度场计算的影响很小，即使活动区的观测位置已经非常靠近日面边缘，其与真实的速度场仍然非常符合；对于磁螺度传输率的计算，当活动区靠近日面中心时影响很小，而当观测位置远离日面中心时影响逐渐变大，不仅值的大小会有很大差别，连符号也可能会相反；但是该影响对于磁螺度积累量的计算并不十分显著，如果我们的观测区间不是太靠近日面边缘的话。该结果表明：在以往基于视向场的磁螺度传输的研究中，对于速度场的计算基本不受该假设的影响；对于磁螺度传输率的计算，若活动区研究的范围比较靠近日面中心该假设的影响会比较小，若研究区域过于靠近日面边缘就会有较大的误差；而对于磁螺度积累量的研究，该影响相对小一些。因此，以往大量的基于视向场计算磁螺度传输的研究的结果还是基本可靠的。

2、我们研究了分别来自5个活动区的5个X级耀斑事件，在这些事件中的确

发现磁场及黑子结构的不可逆的变化;随后，我们探索了两种变化的关系，发现两者有高度的相关性，在我们的研究样本中，相关度都大于0.90，平均值达到0.96。进一步，利用观测和模拟数据，我们考察了四个活动区黑子半影区域亮度与磁场强度的关系，发现除了已知的黑子亮度与径向场强度的相关关系外，黑子亮度与横场强度也有非常好的线性关系，从而使黑子亮度与总磁场强度的线性相关度最高。我们的研究结果表明，耀斑事件中的黑子结构变化与磁场变化高度相关，说明它们是同一个现象的两个方面。我们更进一步指出，耀斑爆发过程中看到的黑子结构变化，可能是由磁场变化引发的，源于黑子亮度与磁场强度之间的高度相关的线性关系。

3、我们之前用矢量场数据研究了大耀斑事件中黑子结构变化与磁场变化关系，但是矢量场数据的时间分辨率不高，为了做更细致的研究探讨，我们使用了SDO/HMI具有45秒高时间分辨率的全日面视向磁场数据，研究了6个活动区的6个级别超过M9.0 耀斑事件中黑子结构变化与视向场变化。研究进一步证实了对应于永久性的横场变化，磁场和亮度变化在空间上、时间上存在明显关联性。此外，我们还分析、探讨了耀斑事件中磁场瞬变的现象，发现磁场瞬变存在反号与非反号两种形式，并分析了两者的区别。

6.2 展望

太阳磁场的产生、演化及影响是太阳物理研究的核心内容。磁螺度是研究太阳磁场的一个有力工具，随着观测技术的提升和计算方法的改进，人们可以越来越精确的计算磁螺度的传输与积累。未来在本论文的基础上以螺度为中心可以继续展开的研究工作有：

1. Zhang, Song & Fan（2016）认为，耀斑期间磁螺度脉冲式的注入是真实的物理过程，是横场发生快速且持久性改变的结果。为从统计上进一步检验此结论，我们现已建立了一个有三十多个包括级别超过M5.0的耀斑样本，相关数据已备齐，初步的统计工作也已展开。

2. 人们发现黑子的本影、半影呈现出不同的运动学特征，如两个区域速度场具有不同的旋度，这也许是强场、弱场的具有不同的螺度符号的原因（Zhang 2006; Hao & Zhang 2011）。对此，我们可以利用第三章的方法计

算速度场，进而从动力学螺度的角度分析黑子本影、半影的不同，从而更深入地理解黑子磁场的动力学行为。

3. 磁螺度与日面物质抛射（CME）在理论上已基本形成一个合理的知识体系，如张枚及其合作者的研究工作，在准确测量螺度传输率的基础上，可以进一步从观测上检验和应用这些理论。

4. 将我们的磁螺度传输率计算方法应用于全球矢量磁图（Wang & Zhang 2010, 2015），可以研究磁螺度随太阳活动周的长时标演化。此外，从空间尺度上分析大尺度与小尺度的螺度变化及区别也是极有意义的研究课题。

众所周知，耀斑是太阳大气中快速、剧烈的能量释放过程，然而，耀斑的发生与能量的释放都与磁场密切相关。因此，耀斑期间磁场的演化是太阳物理研究中的重要课题。与本论文相关的未来以耀斑期间相关变化为研究方向可以展开的研究工作有：

1. 我们用HMI 45s 视向场数据发现，耀斑期间的磁场持久性改变与磁场瞬变可以同时存在，而对于后者除了人们常见的位于本影附近且伴有磁场反号的现象外，也同时存在位于中性线附近非反号的瞬变。因此如何理解磁场瞬变，尤其是非反号的磁场瞬变，其成因又是什么，需要进一步研究探讨，以便于我们更深入地理解耀斑期间的各种变化过程。

2. 我们用视向场研究磁场持久性变化时，发现不如用矢量场的横向分量变化明显，原因除了视向场B_l 与横场B_h 并非线性关系外，我们推测耀斑期间磁场方位角的变化也可能会造成视向磁场的变化稍逊于横场变化的原因。对此问题的进一步研究，可以帮助我们更好的认识耀斑期间短时内活动区磁场的动力学过程。此外，该问题还可以结合相关的数值模拟（eg: Zhang & Low 2003; Fan 2010）来做分析。

3. 我们已知耀斑事件中横场发生快速的、持久性的改变是真实的物理过程，然而B_t 的变化，必然会引起磁压（P_B）的变化，磁压的变化必然会引发一些连锁反应，如磁流管的膨胀或收缩等。由此展开的研究工作，可以使我们更好的理解耀斑期间的运动学过程。

参考文献

[1] Alfvén, H. 1943, Arkiv. Mat. Astron. Fysik, 29, 11

[2] Bao, S. D., & Zhang, H. Q. 1998, ApJ, 496, L43

[3] Bao, S. D., Pevtsov, A. A., Wang, T. J., Zhang, H. Q. 2000, Sol. Phys. 195, 75 – 87.

[4] Berger, M. A. 1984, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 30, 79

[5] Berger, M. A. 1988, A&A, 201, 355

[6] Bernasconi, P. N., Rust, D. M., Hakim, D. 2015, Sol. Phys., 228, 97

[7] Borrero, J. M., Tomczyk, S., Kubo, M., et al. 2011, Sol. Phys., 273, 267

[8] Bobra, M. G., Sun, X., Hoeksema, J. T., et al. 2014, Sol. Phys., 289, 3549

[9] Cameron, R., & Sammis, I. 1999, ApJ, 525, L61

[10] Chae, J. 2001, ApJ, 560, L95

[11] Chae, J., Moon, Y. J., & Park, Y. D. 2004, Sol. Phys., 223, 39

[12] Chen, J., Ai, G., Zhang, H. Q., et al. 1989, Publications of the Yunnan Observatory of CAS, special issue 1, 108

[13] Démoulin, P., & Berger, M. A. 2003, Sol. Phys., 215, 203

[14] Démoulin, P. 2007，Adv. Space Res. 39, 1674

[15] Deng, N., Liu, C., Yang, G., et al. 2005, ApJ, 623, 1195

[16] Fan, Y., & Gibson, S. E. 2007, ApJ, 668, 1232

[17] Gosain, S., Pevtsov, A. A., Rudenko, G. V., Anfinogentov, S. A. 2013, ApJ. 772, 52

[18] Hagino, M., & Sakurai, T. 2004, PASJ, 56, 831

[19] Hagino, M., & Sakurai, T. 2005, PASJ, 57, 481 - 485

[20] Hale, G. E. 1908, ApJ, 28, 315

[21] Hao, J., & Zhang, M. 2011, ApJ, 733, L27

[22] Hoeksema, J. T., Liu, Y., Hayashi, K., et al. 2014, Sol. Phys., 289, 3483

[23] Hudson, H. S., Fisher, G. H., & Welsch, B. T. 2008, ASPC Conference Series, 383, 221

[24] Jing, J., Yurchyshyn, V. B., Yang, G., Xu, Y., & Wang, H. 2004, ApJ, 614, 1054

[25] Kazachenko, M. D., Fisher, G. H., Welsch, B. T. 2014, ApJ, 795, 17

[26] Kleint, L., Heinzel, P., Judge, P., & Krucker, S. 2016, ApJ, 816, 88

[27] Kopp, G., & Rabin, D. 1992, Sol. Phys., 141, 253

[28] Kosovichev, A. G., & Zharkova, V. V. 2001, ApJ, 550, L105

[29] Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., Sakurai, T. 2004, ApJ 610, 537

[30] LaBonte, B. J., Georgoulis, M. K., & Rust, D. M. 2007, ApJ, 671, 955

[31] Leka, K. D., Barnes, G., Crouch, A. D., et al. 2009, Sol. Phys., 260, 83

[32] Lim, E., Chae, J., 2009, ApJ, 692, 104

[33] Liu, C., Deng, N., Liu, Y., et al. 2005, ApJ, 622, 722

[34] Liu, C., Deng, N., Liu, R., et al. 2012, ApJ, 745, L4

[35] Liu, Y., Hoeksema, J. T., Sun, X. 2014, ApJ, 783, L1

[36] Li, Y., Jing, J., Tan, C., et al. 2009, Science in China: Physics, Mechanics and Astronomy, 52, 1702

[37] Liu, Y., & Schuck, P. W. 2012, ApJ, 761, 105

[38] Low, B. C. 1996, Sol. Phys., 167, 217

[39] Maltby, P. 1977, Sol. Phys., 55, 335

[40] Mathew, S. K., Solanki, S. K., Lagg, A., et al. 2004, A&A, 422, 693

[41] Martin, S. F. 1994, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 68, p. 264

[42] Metcalf, T. R. 1994, Sol. Phys., 155, 235

[43] Metcalf, T. R., Leka, K. D., Barnes, G., et al. 2006, Sol. Phys., 237, 267

[44] Moon, Y. J., Chae, J., Choe, G. S.,et al. 2002a, ApJ, 574, 1066

[45] Moon, Y. J., Chae, J., Wang, H., Choe, G. S., & Park, Y. D. 2002b, ApJ, 580, 528

[46] Moon, Y. J., Chae, J., & Park, Y. D. 2003, J. Korean Astron. Soc., 36, S37

[47] Nindos, A., & Andrews, M. D. 2004, ApJ, 616, L175

[48] Nindos, A., Patsourakos, S., Wiegelmann, T. 2012, ApJ. 748, L6

[49] Park, S. H., Chae, J., & Wang, H. 2010, ApJ, 718, 43

[50] Patterson, A. 1984, ApJ, 280, 884

[51] Penn, M. J., Walton, S., Chapman, G., et al. 2003, Sol. Phys., 213, 55

[52] Pevtsov, A. A. 2000, ApJ 531,553

[53] Pevtsov, A., Canfield, R., & Metcalf, T. 1995, ApJ, 440, L109

[54] Pevtsov, A., Canfield, R., Geophysical Monographs Series, 1999, vol. 111, pp. 103 – 110

[55] Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., Sakurai, T., & Hagino, M. 2008, ApJ, 677, 719

[56] Pevtsov, A. A., Longcope, D. W. 2007, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 369, 99

[57] Pevtsov, A. A., Longcope, D. W., 2001, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 236, p. 423

[58] Pevtsov, A. A., Maleev, V. M., Longcope, D. W. 2003, ApJ, 593, 1217 – 1225

[59] Qiu, J., & Gary, D. E. 2003, ApJ, 599, 615

[60] Rempel, M., Schüssler, M., Cameron, R. H., et al. 2009a, Science, 325, 171

[61] Rempel, M., Schüssler, M., & Knölker, M. 2009b, ApJ, 691, 640

[62] Rempel, M. 2012, ApJ, 750, 62

[63] Romano, P., Pariat, E., Sicari, M., & Zuccarello, F. 2011, A&A, 525, A13

[64] Rust, D. M. 1994, GRL 21, 241 – 244

[65] Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 207

[66] Schou, J., Borrero, J. M., Norton, A. A., et al. 2012a, SoPh, 275, 327

[67] Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012b, SoPh, 275, 229

[68] Schuck, P. W. 2005, ApJ, 632, L53

[69] Schuck, P. W. 2006, ApJ, 646, 1358

[70] Schuck, P. W. 2008, ApJ, 683, 1134

[71] Seehafer, N. 1990, Sol. Phys. 125, 219 – 232

[72] Severny, A. B. 1964, ARA&A, 2, 363

[73] Solanki, S. K., Walther, U., & Livingston, W. 1993, A&A, 277, 639

[74] Song, Q., Zhang, J., Yang, S. H., & Liu, Y. 2013, RAA, 13, 226

[75] Spirock, T. J., Yurchyshyn, V. B., & Wang, H. 2002, ApJ, 572, 1072

[76] Stanchfield II, D. C. H., Thomas, J. H., et al. 1997, ApJ, 477,485

[77] Sudol, J. J., & Harvey, J. W. 2005, ApJ, 635, 647

[78] Sun, X. 2013, arXiv: 1309.2392

[79] Tanaka, K. 1978, Sol. Phys., 58, 149

[80] Tziotziou, K., Georgoulis, M. K., Raouafi, N. E. 2012, ApJ, 759, L4

[81] Vemareddy, P., Ambastha, A., & Maurya, R. A. 2012, ApJ, 761, 60

[82] Wang, C. Y., & Zhang, M. 2010, ApJ, 720, 632

[83] Wang, C. Y., & Zhang, M. 2015, Sol. Phys., 290, 811

[84] Wang, H. 1992, Sol. Phys., 140, 85

[85] Wang, H. 2006, ApJ, 649, 490

[86] Wang, H., Ewell, M. W., Jr., Zirin, et al. 1994, ApJ, 424, 436

[87] Wang, H., Ji, H., Schmahl, E. J., et al. 2002a, ApJ, 580, L177

[88] Wang, H., & Liu, C. 2010, ApJ, 716, L195

[89] Wang, H., & Liu, C. 2015, RAA, 15, 145

[90] Wang, S., Liu, C., & Wang, H. 2012, ApJ, 757, L5

[91] Wang, H., Liu, C., Wang, S., et al. 2013, ApJ, 774, L24

[92] Wang, H., Qiu, J., Jing, J., et al. 2004, ApJ, 605, 931

[93] Wang, H., Spirock, T. J., Qiu, J., et al. 2002b, ApJ, 576, 497

[94] Wang, H., Tang, F., Zirin, H., & Ai, G. 1991, ApJ, 380, 282

[95] Welsch, B. T., Li, Y., et al. 2009, ApJ, 705, 821

[96] Westendorp Plaza, C., del Toro Iniesta, J. C., Ruiz Cobo, B., et al. 2001, ApJ, 547, 1130

[97] Yang, S. , Zhang, H. 2012, ApJ. 758, 61

[98] Yeates, A. R., Mackay, D. H., van Ballegooijen, A. A. 2007, Sol. Phys., 245, 87

[99] Yokoyama, T., Kusano, K., Maeshiro, T., & Sakurai, T. 2003, Advances in Space Research, 32, 1949

[100] Yurchyshyn, V., Wang, H., Abramenko, V., et al. 2004, ApJ, 605, 546

[101] Zhang, M., Flyer, N. 2008, ApJ, 683, 1160

[102] Zhang, M., Flyer, N., & Low, B. C. 2006, ApJ, 644, 575

[103] Zhang, M., Flyer, N., & Low, B. C. 2012, ApJ, 755, 78

[104] Zhang, M., & Low, B. C. 2001, ApJ, 561, 419

[105] Zhang, M., Low, B. C. 2003, ApJ 584, 479

[106] Zhang, M., & Low, B. C. 2005, ARA&A, 43, 103

[107] Zhang, Y., Tan, B., Yan, Y. 2008, ApJ, 682, L133

[108] Zhao, M., Wang, J. X., Matthews, S., et al. 2009, RAA, 9, 812

[109] Zirin, H., & Liggett, M. A. 1987, Sol. Phys., 113, 267

[110] Zuccarello, F. P., Romano, P., Zuccarello, F., & Poedts, S. 2011, A&A, 530, A36

[111] Zvereva, A. M., & Severny, A. B. 1970, Izv. Krymskoi Astrofiz. Obs., 4142, 97

[112] 林元章, 《太阳物理导论》, 2000, 科学出版社

[113] 杨尚斌, 博士论文, 2009

简　　历

基本情况

宋永亮　男　河北邯郸人　1988年4月生　已婚

中国科学院国家天文台 硕博连读研究生

北京市朝阳区大屯路甲20号，中国科学院国家天文台（邮编：100012）

E-mail: ylsong@bao.ac.cn

教育状况

2007 年9月－2011年7月 石家庄学院 物理与电气信息工程学院

理学学士

研究兴趣

太阳磁场　太阳爆发

参与基金

1. 项目来源：　国家自然科学基金委青年基金
   项目名称：　太阳跨赤道日冕环的研究
   项目负责人：陈洁
   项目编号：　11303048
   支持年度：　2014年1月至2016年12月
2. 项目来源：　国家自然科学基金青年基金
   项目名称：　太阳活动区磁场螺度特征研究
   项目负责人：郝娟
   项目编号：　11303052

支持年度： 2014年1月至2016年12月

3. 项目来源： 中科院国家天文台青年基金

项目名称： 基于怀柔站矢量磁场观测的太阳爆发预测系统

项目负责人：杨潇

支持年度： 2015年6月至2016年5月

学术会议及报告

1. 2016年4月于山东大学（威海）举行的“IRIS-7 Workshop”的学习、研讨会
2. 2016年1月于北京举行的“2015年度中科院太阳活动重点实验室年会”，张贴报告“耀斑事件中黑子结构变化与磁场变化关系的研究”
3. 2015年10月于北京大学举行的“2015年度中国天文学会年会”，口头报告“大耀斑事件中黑子结构变化与磁场变化关系的研究”。
4. 2015年1月于北京举行的“2014年度中科院太阳活动重点实验室年会”
5. 2014年10月于西安举行的“第13届SCOSTEP日地空间物理科学研讨会”国际会议，口头报告“Effects of non-radial magnetic field on measuring magnetic helicity transport rate”
6. 2014年1月于北京举行的“2013年度中科院太阳活动重点实验室年会”
7. 2013年10月于北京举行的“国际太阳物理螺度会议”，口头报告“Effects of non-radial magnetic field on measuring magnetic helicity transport rate”
8. 2013年5月于洛阳举行的“全国太阳物理年会”，口头报告“活动区磁场非径向性对光球磁螺度传输计算的影响”

荣誉奖励

中国科学院大学 2013-2014年度 三好学生

国家天文台 2015年度 AMD奖学金 一等奖

发表文章目录

[1] **Yongliang Song** and Mei Zhang, *Effects of the non-Radial magnetic field on measuring magnetic helicity transport across the solar photosphere*, 2015, **ApJ**, 804, 102

[2] **Yongliang Song** and Mei Zhang, *On the relationship between flare-related structure and magnetic field changes*, 2016, **ApJ**, in press

[3] Mei Zhang, **Yongliang Song** and Yuhong Fan, *On the impulsive helicity transport rate associated with solar flares*, 2016, **ApJ Letters**, to be submitted

[4] **Yongliang Song** and Mei Zhang, *High-temporal resolution observation on sunspot structure and magnetic field changes associated with solar flares*, in preparation

致　谢

硕博五年，犹如白驹过隙，或许是过得太快，也或许是自己没有跟得上时间的脚步，匆匆离别之际难掩心中万千感慨。

衷心感谢我的导师张枚研究员，是她为我打开了太阳物理研究的大门，让我逐渐的认识、了解并开始探索这一奇妙的领域。张老师严谨、缜密的科学态度、清雅淡泊的生活作风和对科学问题孜孜不倦探求的精神时刻影响着我。五年来，不论是课题的选择、研究还是论文写作、修改亦或是生活上的一些事情，张老师都热情的给予指导、帮助和关怀。回想这五年点点滴滴，我也深刻体悟到张老师为人师的不易和辛劳，为人学子无论将来身处何处，都时刻铭记这份师情。万千感慨，数言难尽，谨于此向她表示由衷的感谢和深深的敬意。

衷心的感谢张洪起研究员，每次组会上都给予我中肯的建议并认真传授磁场测量的知识，使我对自己的研究课题有更深的认识。感谢邓元勇研究员对我科研和生活上的关心和帮助。感谢陈洁副研究员、杨尚斌副研究员在我入组之初的帮助，让我迅速的认识并融入怀柔观测基地的大家庭，感谢他们对我在螺度知识方面的帮助、指导。感谢苏江涛研究员、姜杰研究员、高裕副研究员、刘锁副研究员和徐海清博士对我科研中遇到的一些问题的建议和帮助。衷心的感谢杨潇师姐，是她对我在计算机上和科研工作中无私的帮助，才能让我的科学研究顺利开展。感谢郝娟师姐、赵翠师姐对我的帮助。

感谢怀柔太阳观测基地所有工作人员：王东光研究员、林刚华研究员、杨永田老师、李威老师、林佳本高级工程师、王晓帆博士、张志勇博士、郭娟博士、滕飞博士、孙英姿博士、王炳祥工程师、王绚、孙文君、曾真等。感谢王薏站长，在舒适安逸的“乐居驿站”里学习和生活是一件幸福的事，感谢汪国萍老师和荆帅在观测方面给予的帮助，感谢张鼎波师傅和怀柔站上的阮文东、支坤香、杨桂莲、包亚东、王立东在站期间生活上的帮助。感谢学生办公室一起工作、学习的师兄、师姐、师弟、师妹们：侯俊峰、白先勇、张洋、张小敏、魏烨艳、印度留学生Priya,T.G.等。

感谢北京师范大学的毛信杰教授。毛老师讲的磁流体力学课程使我对太阳物理的重大问题认识更深刻，也让我充分意识到了理论知识在科研中的重要性。感谢研一集中学习期间教授天文基础知识的诸位老师，如北京大学的吴学

兵、北京师范大学的毕少兰、国家天文台的刘继峰研究员、谭宝林研究员，班主任杜翠花老师等。感谢大学期间的刘继宏老师，谢谢您让我坚定了踏入天文领域的决心。

感谢文章论文的审稿人，谢谢你们对本文的评审并提出宝贵意见。

感谢杜红荣老师、艾华老师、马怀宇老师对我读研期间学习生活上的照顾和帮助。

感谢我的妻子郑相杰女士，八年来的陪伴和支持，正是因为有你作为我坚强的后盾，我的内心才充满了勇气、敢于拼搏。感谢我们刚出生不久的宝贝儿，谢谢你的降临，我会因为你而骄傲，也会因为你而不懈的努力，你将是我不断前进新的动力。

感谢我的父母，谢谢你们辛勤的付出，将我们养大、供我们读书，你们辛劳的这三十多年，换来了我们的成长、自立，而你们却慢慢老去，我想说的是尽管你们承受了太多的委屈与辛苦，但这一切不会是白劳，我们每一个人都不会让你们失望。还有，感谢我的哥哥、弟弟，谢谢你们对我的支持和鼓励，让我坚定的踏入天文的领域。

谨以此文献给在科学道路上无畏辛劳、不断探求的每一个人，以及在生活中为梦想不断奋斗的所有人。