

密级 _____



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

博士学位论文

太阳活动区的矢量磁场测量定标研究

作者姓名 _____ 白先勇 _____

指导教师 _____ 邓元勇 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 _____

2014年5月

Typeset by L^AT_EX 2_ε at May 18, 2014

With package CASthesis v0.2 of C_TE_X.ORG

The calibration of solar vector magnetic field in active regions

By
Xian-yong Bai

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, 2014

摘 要

磁场测量定标是实测太阳物理的基础性工作。本文基于我国现有的滤光器型磁场测量设备——太阳磁场望远镜 (SMFT) 和三通道望远镜 (MCST), 瞄准在建的同时成像成谱的磁场测量设备——两维实时光谱仪 (2DS) 开展磁场测量定标工作, 目的有两个方面: 其一, 改进现有磁像仪的的磁场测量定标方法, 提高磁场测量定标的精度; 其二, 开展两维实时光谱仪的磁场测量定标预研究, 为我国未来的地基设备——中国巨型太阳望远镜 (CGST) 或天基设备——深空太阳天文台 (DSO) 的磁场测量定标积累经验。本文以改正交叉串扰获得高偏振精度的数据作为切入点, 利用扫描的实测光谱数据, 利用解析解获得理论轮廓, 通过非线性最小二乘法拟合实测和理论轮廓, 反演得到光球和低色球谱线形成区域的磁场和热力学参数, 从而实现活动区光球和低色球谱线的磁场测量定标。取得的主要结果有:

1. 我们采用对称线翼相加和相减两种方法改正磁场测量过程中仪器引起的 Stokes V 到 Q , U 的交叉串扰 C_q , C_u , 改正交叉串扰后, 明显提高了观测数据的偏振精度。对于三通道望远镜的 Mg b_2 5172.68 Å 谱线, 其视场内统计平均的仪器交叉串扰为 $C_q = 10.3\%$, $C_u = 8.5\%$ 。在偏离线心 0.12 Å 位置, 适合用对称线翼相减法改正交叉串扰, 在 0.08 Å 位置, 对称线翼相减和相加均可以。
2. 对于太阳磁场望远镜的光球工作谱线 Fe I 5324.19 Å, 我们采用六个光谱点的偏振信息逐点反演视场内的数据得到矢量磁场。和 DSO 上的 Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) 准同时的反演结果相比, 二者具有很好的一致性。对比弱场近似假设下的单点线性定标结果和六点反演的结果, 我们发现采用六点反演的方法, 可以弥补单点线性定标的不足, 更好的得到非线性区域的纵场和横场强度。
3. 对于低色球 Mg b_2 5172.68 Å 谱线, 我们采用扩展的解析解对两个活动区的 168 个点的光谱扫描数据反演磁场, 通过计算偏离线心 0.12 Å 处纵场强度 B_l 和 V/I , 横场强度 B_t 和 $(Q^2 + U^2)^{1/4}$ 的关系我们发现弱场近似

假设下的线性定标对这条谱线的适用范围有限。对于纵场，线性关系比较明显；对于横场，线性关系不太明显，特别是在强磁场区域。

本文的结果不仅可以为我国或国外太阳磁场测量设备的数据处理和定标提供参考，可以方便其他太阳物理研究学者基于磁场数据开展诸如三维磁场结构、磁螺度、磁非势性、磁场随活动周的演化等课题，有重要的应用价值；而且为开展高层大气磁场的测量定标奠定了基础。

关键词： 光球，色球，活动区，偏振测量，辐射转移，磁场定标

Abstract

Calibration is of a basic work for measuring solar magnetic fields, which aims to accomplish the inversion of vector magnetic fields from the polarized signals of Stokes I , Q , U and V . In the paper, the polarization data from the Solar Magnetic Field Telescope (SMFT) and the Multi-Channel Solar Telescope (MCST) are used. The purpose includes two respects, one is to improve the old calibration method of the filter based magnetograph, the other is to do some pre-research on the two-Dimensional Spectralgraph (2DS), so as to facilitate the future calibration works from the ground based instruments such as China Giant Solar Telescope (CGST) and the space based instruments such as Deep-space Solar Observatory(DSO). We employ two methods to correct the instrumental crosstalk. Moreover, we use the analytical solution of the polarized transfer equation and adopt the nonlinear least-square fitting method to fit the scanned polarization data of the photospheric and low chromospheric spectral lines. The main results are as follows:

1. The instrumental crosstalk, C_q and C_u , from Stokes V to Q , U , respectively, can be corrected with the signal difference and superposition methods at the symmetrical line wings so as to improve the polarization accuracy of the observation data. For the Mg b₂ 5172.68 Å line, its C_q and C_u is 10.3% and 8.5%. At 0.12 Å from the line center, it is better to use the first method to correct the instrumental crosstalk. Regarding the position at 0.08 Å, both methods are OK.
2. We obtained the magnetic fields by using the polarization data of six points on the profile of Fe I 5324.19 Å line. The retrieved magnetic field parameters between SMFT and the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) show a good correlation. From the comparison of magnetic field parameters between using six points and one point, we conclude that it is better to

deal with the non-linear effects in the calibration of B_l and B_t using six points.

3. We obtained the magnetic fields with the low chromospheric Mg b₂ 5172.68 Å line by adopting a generalized analytic solution to fit 168 points extracted from two active regions. It is found that the correlation between V/I and B_l is linear at 0.12 Å from the line center, demonstrating the validity of linear calibration for B_l in the weak-field case. However, it is nonlinear between $[(Q/I)^2 + (U/I)^2]^{1/4}$ and B_t at 0.12 Å, so the weak-field approximation does not work well for this line, especially in the regions with stronger magnetic field strength.

The results from the paper can be applied to other instruments for solar magnetic field measurement, and are helpful to others devoting to study three dimensional magnetic field structure, magnetic helicity, magnetic nonpotentiality, the evolution of magnetic fields with solar cycle, etc. In addition, the paper opens a door to measure the higher layer magnetic fields of the solar atmosphere.

Keywords: Photosphere, Chromosphere, Active regions, Polarimetric measurement, Radiative transfer equation, Magnetic fields calibration

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	v
第一章 太阳磁场测量概述	1
1.1 偏振光的 Stokes 参数描述	3
1.2 太阳光谱 Stokes 偏振机制的分类 ^[47]	4
1.3 基于塞曼效应的磁场测量	7
1.4 基于汉勒 (Hanle) 效应的磁场测量	8
1.5 太阳磁场的测量设备	10
1.5.1 滤光器型的磁场测量设备	11
1.5.2 光谱仪型的磁场测量设备	13
1.5.3 同时/准同时成像成谱的磁场测量设备	14
1.6 本文的研究目的和内容	16
第二章 太阳磁场测量的定标方法	19
2.1 辐射转移方程及其解	19
2.1.1 形式解	21
2.1.2 解析解	22
2.1.3 数值解	24
2.2 滤光器型的磁场测量设备的磁场定标方法	25
2.2.1 理论定标	29
2.2.2 观测定标	29
2.2.3 经验定标	30

2.2.4	非线性最小二乘拟合定标	31
2.2.5	交叉定标	32
2.3	光谱仪型的磁场测量设备的磁场反演方法	32
2.4	同时/准同时成像成谱的磁场测量设备的定标方法	34
第三章	去除交叉串扰的方法研究	37
3.1	研究背景	37
3.2	弱偏振信号的测量	38
3.3	交叉串扰的改正方法	41
3.3.1	方法一：对称线翼相减法	41
3.3.2	方法二：对称线翼相加法	45
3.4	结论与讨论	48
第四章	活动区光球谱线的磁场测量定标	51
4.1	观测数据	51
4.1.1	Stokes I 的谱线轮廓	51
4.1.2	磁场望远镜的扫描偏振数据	53
4.1.3	HMI 的扫描偏振数据	53
4.2	反演结果	53
4.2.1	反演程序简介	53
4.2.2	磁场望远镜的反演结果	56
4.3	和 HMI 反演结果的对比	57
4.4	六个和一个光谱点磁场定标的对比结果	59
4.4.1	B_l 和 V/I 以及 B_l 和 ζ 的关系	59
4.4.2	对比结果	61
4.5	结论与讨论	63
第五章	活动区低色球谱线的磁场测量定标	67
5.1	研究背景	67
5.2	观测和数据处理	69

5.2.1 Stokes I 的谱线轮廓	69
5.2.2 光谱扫描数据	69
5.3 非线性最小二乘拟合	71
5.4 结论与讨论	77
第六章 总结和展望	81
6.1 总结	81
6.2 展望	82
参考文献	83
发表文章目录	95
简历	97
致谢	99

表 格

2.1	理论纵场定标结果。	29
2.2	观测纵场定标结果。	30
2.3	纵场的经验定标结果。	31
2.4	基于最小二乘法的定标结果， \pm 后面是线性拟合的拟合误差。 ...	32
4.1	磁场望远镜和 HMI 的主要不同之处。	55
4.2	Fe I 5324.19 Å 的低能级和高能级的原子参数。	55
4.3	不同定标方法计算的 C_l 和 C_t 。纵场时滤光器透过带位置在偏离 线心 -0.075 Å，横场时在线心。	63
5.1	Mg b ₂ 谱线不同波长位置处纵场和横场的线性定标系数，括号内 的值为线性拟合误差。	77

插 图

1.1	描述矢量磁场的三个参数：总磁场强度 B ，磁倾角 ψ ，方位角 ϕ 。	2
1.2	自然光 F_0 ，线偏振光 F_1 ， F_2 和圆偏振光 F_3 的示意图。·····	3
1.3	光谱偏振现象的分类表 ^[47] ，横轴代表碰撞频率 (f)，纵轴代表拉莫尔频率 (ν_L)。·····	5
1.4	拉莫尔-碰撞频率 (ν_L-f) 的二维图。图中描述了 15 种机制，和磁场有关的 5 种，和碰撞有关的 3 种，四个标注区域从上到下分别为塞曼效应，汉勒效应，热辐射，共振散射偏振 ^[47] 。·····	6
1.5	横向和纵向塞曼效应示意图 (正常塞曼)。·····	7
1.6	CaI 4227 Å 谱线观测到的汉勒效应。箭头指示位置附近可以看到沿狭缝线心的 Q/I 明显减弱， U/I 符号改变，意味着偏振面旋转 ^[79] 。·····	10
1.7	色球针状物的偏振轮廓和拟合曲线 ^[47] 。·····	11
1.8	滤光器型和光谱仪型的太阳磁场测量设备主要组成部分示意图。·	12
1.9	2013 年 7 月 19 日怀柔太阳观测基地全日面磁场望远镜观测的纵向磁图。白色表示正极性，黑色表示负极性。·····	13
1.10	2000 年 11 月 22 日太阳 Stokes 光谱望远镜获得一黑子处的 Stokes I , Q , U , V 光谱 ^[60] 。·····	14
1.11	HMI 滤光器透过带相对 6173 Å 谱线的相对位置 ^[70] 。·····	15
1.12	两维实时光谱仪透过带的八个位置 ^[31] 。·····	16
2.1	磁场反演过程示意图。·····	20
2.2	横场和纵场定标系数随日面不同位置的变化。* 代表 Su et al. (2007) ^[84] 的结果， Δ 代表对比 Hinode/SP 磁场强度得到的结果 ^[7] 。·····	33
2.3	分别用 AHH 反演法和 M-E 反演法对观测数据进行反演的结果。虚线代表 AHH 反演法的结果，实线代表 M-E 反演的结果，点线代表观测数据 ^[72] 。·····	35

- 3.1 Mg I 5172.68 Å 和 Fe I 5247.05 Å 谱线的 V/I , Q/I , U/I 强度图。两条谱线对应的左列直线上点的强度值见右列。 39
- 3.2 活动区 NOAA 11465 Stokes Q 的强度图。从左到右叠加帧数分别为 128, 512 和 1024 帧。 40
- 3.3 不同的多普勒速度下, 在偏离线心 ± 0.12 Å 位置数值模拟 $(Q'_B - Q'_R)/(V_B - V_R)/C_q$ vs. C_q 和 $(U'_B - U'_R)/(V_B - V_R)/C_u$ vs. C_u 的结果。点线、虚线、点虚线对应的速度值分别为 1 km/s、2 km/s、3 km/s。 42
- 3.4 类似于图 3.3, 对不同磁场强度的模拟结果。点线、虚线、点虚线对应的磁场强度分别为 500 G、1000 G、2000 G。 42
- 3.5 活动区 NOAA 11117 的 Stokes V , Q , 和 U 偏振强度图。从左到右分别为 -0.12 Å, 0.12 Å 和仪器交叉串扰改正后的偏振图像。左列竖线 L1 上的点用来对比交叉串扰改正的效果 (见图 3.7)。 .. 44
- 3.6 交叉串扰改正前 (左列)、改正后 (中间列) $(Q_B - Q_R)/I$ vs. $(V_B - V_R)/I$ 和 $(U_B - U_R)/I$ vs. $(V_B - V_R)/I$ 的散点图。实线是对散点的线性拟合。右列是图 3.5 中定义的直线 L1 交叉串扰改正前和改正后的对比结果。 45
- 3.7 不同多普勒速度和不同透过带位置处 $C_q(V_B + V_R)/(Q_B^0 + Q_R^0)$ vs. C_q 和 $C_u(V_B + V_R)/(U_B^0 + U_R^0)$ vs. C_u 的数值模拟结果。在偏离线心 ± 0.08 Å 的结果用虚线和点虚线描述, 在偏离线心 ± 0.12 Å 处的结果用点线和实线描述。 46
- 3.8 活动区 NOAA 11117 的 Stokes V , Q , 和 U 的偏振图像。左列和中间列分别是偏离线心 -0.08 Å 和 $+0.08$ Å 的图像, 右列是两个位置求平均后的图像。 47
- 4.1 太阳磁场望远镜单色像的扫描光谱和标准太阳光谱对比图。星号线表示扫描光谱, 红色实线表示 BASS2000 下载的标准太阳光谱。虚线代表六个光谱点位置的滤光器透过带的理论轮廓, 从左到右峰值透过位置分别为 -0.24 , -0.16 , -0.08 , 0 , 0.08 , 0.16 Å。 52
- 4.2 活动区 NOAA 11611 六个光谱点的偏振图像。图中从左到右分别对应 Stokes I , V , Q , U ; 从上到下对应的光谱位置分别为 -0.24 , -0.16 , -0.08 , 0 , 0.08 , 0.16 Å。 54

- 4.3 磁场望远镜数据反演活动区 NOAA 11611 得到的强度图和磁图。左上角为强度图，右上角为磁场强度图，左下角为磁倾角图，右下角为磁方位角图。(a) 中黑色方框区为选取的样本。…… 56
- 4.4 HMI数据反演活动区 NOAA 11611 得到的强度图和磁图。左上角为强度图，右上角为磁场强度图，左下角为磁倾角图，右下角为磁方位角图。(a) 中黑色方框区为选取的样本。…… 57
- 4.5 SMFT 和 HMI 反演得到的磁场参数对比结果。(a) 强度，(b) 方位角，(c) 磁倾角，(d) 磁场强度。四个子图中的点线代表完全相关，实线是散点的线性拟合。…… 58
- 4.6 样本区域磁场强度和偏振信号的散点图。(a) 表示纵场强度 B_l 和 Stokes V/I 对比，(b) 表示横场强度 B_t 和 $[(Q/I)^2 + (U/I)^2]^{1/4}$ 对比。实线是散点图的线性拟合，点线是 Su & Zhang (2004) [83] 计算的 C_l 和 C_t 。…… 60
- 4.7 不同大气模型计算的磁场强度和偏振信号的理论曲线。图 (a) 是 Stokes V/I 和纵场强度的关系曲线，图 (b) 是 $[(Q/I)^2 + (U/I)^2]^{1/4}$ 和横场强度的关系曲线。直线代表 VAL-C 光球大气模型，点线代表 Ding 和 Fang 半影大气模型，虚线代表 Allen 本影大气模型。直线是对理论曲线的线性拟合。…… 62
- 4.8 六点和单点磁场定标的对比结果。(a) 纵向磁场，(b) 磁倾角，(c) 横向磁场，(d) 方位角。滤光器透过带的位置是纵场在偏离线心 -0.08 \AA ，横场在线心。…… 64
- 4.9 SMFT 和 HMI Stokes V/I , Q/I , U/I 和 ζ 的对比结果。每列从上到下分别为 V/I , Q/I , U/I 和 ξ 。左边一列代表 SMFT 的数据，右边一列代表 HMI 的数据。…… 65
- 5.1 三通道望远镜扫描的 $\text{Mg } b_2$ 谱线轮廓。星号代表扫描轮廓，实线代表来自 Bass2000 数据库的标准光谱轮廓。…… 68
- 5.2 活动区 NOAA 11117 的 Stokes I , Q/I , U/I , 和 V/I 的偏振图像。每幅图像的视场为 $2' \times 2'$ 。…… 70

- 5.3 活动区 NOAA 11117 (左) 和 NOAA 11236 (右) 的单色像图。每个黑子中的 12 条辐射线和 7 个同心圆组成 84 个交点, 辐射线 0 上的 7 个交点 a, b, c, d, e, f 和 g 被用来展示观测和拟合的轮廓 (图 5.4)。 72
- 5.4 辐射线 0 上的 7 个交点 a, b, c, d, e, f 和 g 处的观测和拟合的 Stokes Q/I , U/I 和 V/I 轮廓。虚线代表观测轮廓, 实线代表非线性最小二乘的最佳拟合轮廓。 73
- 5.5 在偏离线心 -0.12 \AA 处 (y -轴) 和线心位置 (x -轴) 测量的 Q/I 和 U/I 偏振信号的散点图, 对角线上的点满足两个位置的 Q/I 和 U/I 偏振信号完全相同。 74
- 5.6 偏离线心 $\pm 0.12 \text{ \AA}$ 处的纵场和横场定标散点图。图 (a) 表示 Stokes V/I 和纵向磁场的关系, 图 (b) 表示 ζ 和横场的关系。实线表示散点图的线性拟合。 76
- 5.7 偏离线心 -0.12 \AA 处的矢量磁图。左边是交叉串扰改正前的, 右边是用对称线翼相减法 (第 3.3.1 节) 改正交叉串扰后的磁图。背景是纵向磁图, 等值线对应的场强分别为 ± 50 , ± 100 , ± 200 和 $\pm 400 \text{ G}$ 。红色代表负极区, 蓝色代表正极区。箭头大小代表横场强度的大小, 箭头的指向代表方位角。 77
- 5.8 和图 5.7 一样, 不同之处是偏离线心 -0.08 \AA 处的矢量磁场。左图仍为交叉串扰改正前的, 右图为交叉串扰改正后的磁图。 78

第一章 太阳磁场测量概述

太阳磁场测量具有重要的理论和现实意义。现代科学研究表明，磁场是太阳活动的主导，它与黑子、谱斑、日珥、耀斑和日面物质抛射等都有着密切的关系。太阳是地球电磁扰动的主要驱动源，大的太阳爆发会对空间飞行、人造卫星、无线电通讯、石油管道等造成影响，有些甚至是毁灭性的。随着光球磁场测量的逐渐成熟，基于其研究结果开展的活动区非势性与耀斑爆发的研究，为空间天气的预报提供了参考。与此同时，宁静区和活动区磁场随太阳活动周变化的研究也为太阳发电机理论提供了观测证据。如能获得可靠的太阳光球、色球和日冕三个层次的矢量磁场，将会有助于人类更好的理解太阳磁活动的成因、能量积累和释放过程。

太阳磁场测量至今已有百余年的发展历史，百余年间经历了测量总的磁场强度 B 、纵向磁场强度 B_l ($B_l = B \cos \psi$) 和矢量磁场 \mathbf{B} 三个发展阶段。描述矢量磁场需要三个参数，即总磁场强度 B ，磁倾角 ψ ，方位角 ϕ (图 1.1)。Hale (1908) [38] 利用光谱仪和偏振分析器组成的太阳磁场观测仪器发现黑子中一些光球和色球的谱线存在分裂，基于塞曼效应证实了黑子 kG 量级磁场的存在，开启了太阳磁场测量的先河。但此方法只能得到总的磁场强度，只适用于强磁场 (500 G 以上) 的测量，对于弱磁场因塞曼裂距较小并不适用。随后，美国 Babcock 父子 1953 年利用光电原理，研制出了世界上第一台磁像仪 [14]，它可以测出弱达 1 G 的磁场，成功地解决了 10^2 G 以下的弱磁场的测量问题，开启了宁静区的太阳磁场测量。其原理是在光谱焦平面上某一分裂谱线的线翼处放置一狭缝，在狭缝后面置光电管，使由塞曼效应造成的两分裂子线交替出现，则光电管中将出现光电流起伏 $I \pm \Delta I$ ，在弱磁场情况下，有 $\Delta I \propto B \cos \psi$ ，其中 ψ 为磁场 \mathbf{B} 与视线的夹角，经过定标后就可以得到纵向磁场强度。横向磁场的测量归因于 Stepanov 等人于六十年代初在前苏联克里米亚天文台发明的矢量光电磁像仪 [82]，其原理是改变偏振分析器中波片和偏振片的组合方式，使交流信号 $\Delta I' \propto B^2 \sin^2 \psi \sin 2\phi$ ，其中 ϕ 为磁场的方位角，若把其中 $1/4$ 波片光轴转动 α 角，则有 $\Delta I'' \propto B^2 \sin^2 \psi \sin 2(\phi + \alpha)$ ， α 为已知量， $\Delta I'$ 、 $\Delta I''$ 为可测量量，经两次测量后可以解得 ψ 和 $B \sin \psi$ ，再与纵场的测量量 $B \cos \psi$ 一起可求得 B 和 ψ 。

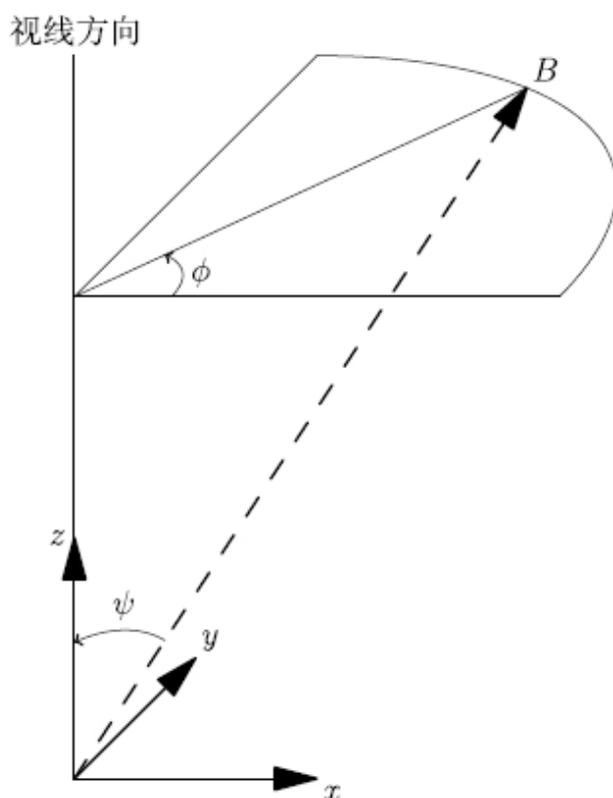


图 1.1: 描述矢量磁场的三个参数: 总磁场强度 B , 磁倾角 ψ , 方位角 ϕ 。

太阳磁场测量的数据处理可以分为如下几步: 首先解调得到望远镜工作谱线的原始偏振数据 Stokes I , Q , U , V , 工作谱线可以是原子或分子谱线; 其次, 做平场、暗场处理, 并去除仪器的交叉串扰, 得到高偏振精度的数据; 最后将偏振数据定标到矢量磁场, 定标过程需要用到偏振辐射转移理论。在偏振辐射转移理论中, 谱线偏振的形成机制很多, 不同磁场强度下的物理机制也不同。解释磁场测量设备获得的谱线偏振数据, 需要找到相应的物理机制, 才能得到太阳磁场的计算方法。本章将对太阳磁场测量中的相关理论和技术基础做一个概述, 主要包括: 偏振光的矩阵描述 (1.1 节), 太阳光谱偏振机制的分类 (1.2 节), 目前太阳磁场测量常用的塞曼效应和汉勒 (Hanle) 效应 (1.3 节和 1.4 节), 以及太阳磁场的测量设备 (1.5 节)。在此基础上, 引出本论文的研究目的

和研究内容。

1.1 偏振光的 Stokes 参数描述

完全描述偏振光需要四个参数，任何一束偏振光都可以由以下三种偏振光线性叠加组成，它们分别为电矢量振动方向 0° 、 45° 的线偏振光 F_1 、 F_2 ，圆偏振光 F_3 ，如图 1.2 所示，其中 F_0 是自然光 [77]。

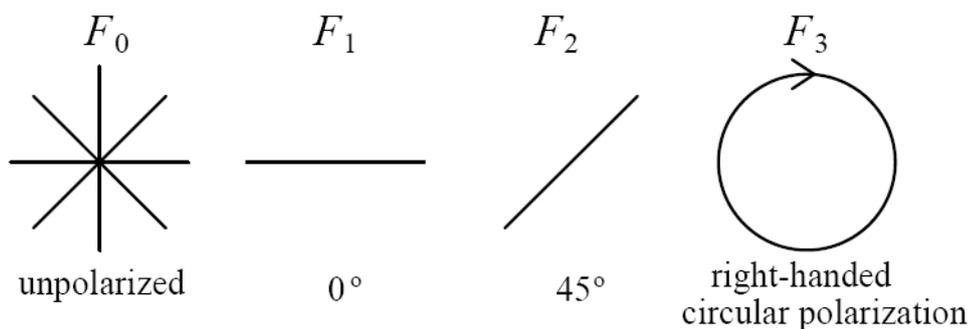


图 1.2: 自然光 F_0 ，线偏振光 F_1 ， F_2 和圆偏振光 F_3 的示意图。

偏振光的描述可以借助琼斯矢量，也可以采用 Stokes 矢量，在辐射转移方程中，通常采取 Stokes 参数来描述。描述光的电矢量和磁矢量在空间中是相互垂直的，并且存在固定的相位关系，所以它们中的任何一个都可以描述光，通常选定的是电矢量 \mathbf{E} 。沿观测者方向 (z 轴) 传播的任何光束的电矢量的振动，可以分解为垂直于视向的 (x, y) 平面内两个正交方向上的振动之和，对于单色波，其振动为

$$E_x = A_x \cos(\omega t - \varepsilon_x),$$

$$E_y = B_y \cos(\omega t - \varepsilon_y),$$

其中 ω 为圆频率， A_x 和 B_y 为振幅， ε_x 和 ε_y 是相位，Stokes 参数定义为

$$I = \langle A_x \rangle^2 + \langle B_y \rangle^2, \quad Q = \langle A_x \rangle^2 - \langle B_y \rangle^2,$$

$$U = 2\langle A_x B_y \cos(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \rangle, \quad V = 2\langle A_x B_y \sin(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \rangle.$$

式中 $\langle \rangle$ 表示对时间的平均。 $\mathbf{I} = (I, Q, U, V)^T$ 即为偏振光的 Stokes 参数表达式, 其中 I 为总强度, $\pm Q$ 为沿 x, y 轴方向线偏振光的强度, $\pm U$ 为沿与 x 轴成 $\pm 45^\circ$ 方向线偏振光的强度, $\pm V$ 为沿 z 轴方向左旋或右旋圆偏振光的强度。对于完全偏振光, 可以证明, 各个 Stokes 参数存在如下的关系

$$\begin{aligned} I^2 &= Q^2 + U^2 + V^2, \\ \tan 2\phi &= U/Q, \\ \sin 2\beta &= V/(Q^2 + U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

其中 ϕ 为方位角, β 为椭圆率角, 是偏振光短轴与长轴之比, 决定偏振度和旋向, $\beta < 0$ 和 $\beta > 0$ 分别表示左旋和右旋偏振。一般情况下, 多数自然光为部分偏振光, 其光强表达式为 $I^2 = I_{\text{unpol}}^2 + Q^2 + U^2 + V^2$, 其偏振度为 $P = (\frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2})^{1/2}$ 。采用 Stokes 参数的主要优点是这四个参数均为辐射强度量纲, 是可测量量。磁场测量中通过磁分析器中偏振元件光轴方向的不同组合, 可以分离出各个参数, 进行测量。当一束光的 4 个 Stokes 参数给定后, 这束光的强度和偏振状态就可以完全确定。

1.2 太阳光谱 Stokes 偏振机制的分类^[47]

在实际的太阳磁场观测中, 测量得到偏振光的 Stokes 参数, 定标磁场时需要找到引起工作谱线偏振的物理机制。通常偏振起源于两种方式, 一种是磁场产生的裂距破坏了原有辐射场的各向同性, 另一种是辐射场固有的各向异性。辐射场的各向异性一般和辐射场的角分布和偏振态有关, 它可以造成偶极子振荡中振幅和相位的差异。此外, 磁场会对偶极子的相位关系产生影响, 各向同性的碰撞扰动对偶极子振荡的振幅和相位都有影响。

磁化等离子体中同时发生着许多物理现象, 这些现象可以采用四个与频率有关的参数来表征。一是拉莫尔频率, 表达式为 $\nu_L = \frac{\mu_0 B}{4\pi m c}$, 和磁场有关; 二是多普勒展宽频率, 取决于等离子体的温度, 表达式为 $\Delta\nu_D = \frac{\lambda_0(\sqrt{\frac{2k_B T}{\mu M} + \xi^2})}{c}$, 式中 M 是相对原子质量, ξ 是微湍动速度; 三是振子的阻尼常数 γ , 类似于量子力学中上能级自发跃迁的爱因斯坦系数 A ; 四是碰撞去偏振的频率 f , 正比于扰动的数密度。根据这四个参数的相对值, 可以在二维图表中对不同的物理机

制分类 (见图 1.3)。图中纵轴拉莫尔频率与磁场强度有关, 横轴的碰撞去偏振频率和碰撞的数密度有关。和磁场有关的可以分为如下五种:

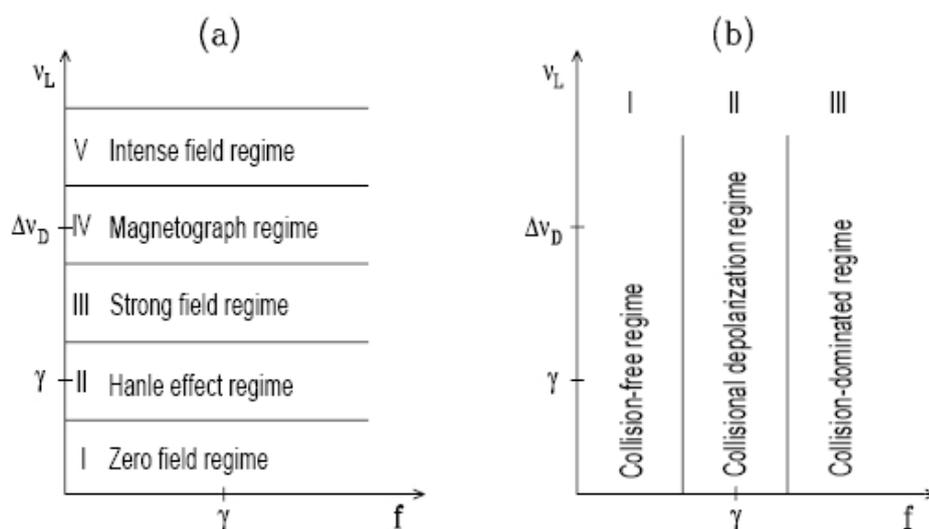


图 1.3: 光谱偏振现象的分类表^[47], 横轴代表碰撞频率 (f), 纵轴代表拉莫尔频率 (ν_L)。

- 零磁场机制 ($\nu_L \ll \gamma$): 磁场足够弱, 磁场引起的塞曼裂距和相位差异可以忽略。这种情况下, 可以认为没有磁场。
- 汉勒效应机制 ($\gamma \approx 2\pi\nu_L \ll \Delta\nu_D$): 磁场足以产生不同偶极子振荡的相位差异。此时塞曼裂距非常小, 可以忽略。
- 弱场机制 ($\gamma \ll \nu_L < \Delta\nu_D$): 相干弛豫完整, 不同偶极子可视为彼此独立。塞曼分裂只是多普勒展宽的一小部分, 塞曼分裂足以产生可观测到的偏振信号。
- 磁像仪机制 ($\gamma \ll \nu_L \approx \Delta\nu_D$): 塞曼裂距和多普勒展宽相差不大, 导致强的偏振信号。塞曼裂距的三个分量还没有完全分开, 太阳磁像仪的观测多采用这种机制。
- 强场机制 ($\nu_L > \Delta\nu_D$): 磁场足够强, 塞曼裂距的三条线明显分开。

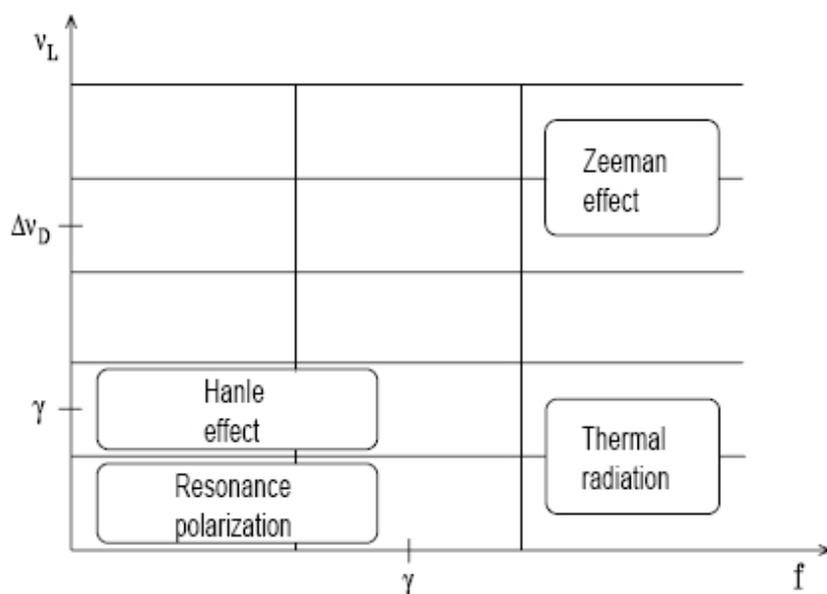


图 1.4: 拉莫尔-碰撞频率 (ν_L-f) 的二维图。图中描述了 15 种机制，和磁场有关的 5 种，和碰撞有关的 3 种，四个标注区域从上到下分别为塞曼效应，汉勒效应，热辐射，共振散射偏振^[47]。

上述五种机制，前两种可以忽略塞曼效应，后三种可以忽略不同偶极子之间的相干效应。和碰撞有关的机制，有如下三种：

- 无碰撞机制 ($f \ll \gamma$)：碰撞去偏振对原子偏振的影响可以忽略。
- 碰撞去偏振机制 ($f \approx \gamma$)：碰撞去偏振对减小原子偏振起重要作用，此时需要碰撞去偏振比率来定量描述其在原子偏振减小过程中的作用。
- 碰撞主导的机制 ($f \gg \gamma$)：碰撞去偏振很强，破坏了原子偏振。这种机制下不同偶极子不再相干，振幅相同，或者讲经典的磁偶极子热化了。

综合考虑磁场和碰撞效应，太阳光谱的偏振可以有 15 种典型机制，每一种都可以在拉莫尔-碰撞去偏振频率构成的二维图中找到 (见图 1.4)。图 1.4 中标明的四个区域是常规实验中经常用到的。这四个区域分别对应着塞曼效应、汉勒效应、共振散射偏振和热辐射。其中热辐射区域在碰撞频率轴上对应于

碰撞主导的机制，磁场位于零磁场、汉勒效应机制。当磁场很弱，碰撞也较弱 (位于无碰撞或碰撞去偏振机制) 时，表现为共振散射效应，日冕谱线的磁场测量由于高温、低密的环境可以用到这种机制。当磁场较强 (位于汉勒效应机制)，并且碰撞也较弱 (位于无碰撞或碰撞去偏振机制) 时，表现为汉勒效应，光球谱线的宁静区磁场测量、色球谱线和日冕谱线的磁场测量都可以用到这种机制。当磁场很强，位于磁像仪和强场机制，碰撞主导时，表现为塞曼效应，这也是百余年来多数光球和低色球谱线活动区或宁静区的磁场测量定标主要用到的机制。

1.3 基于塞曼效应的磁场测量

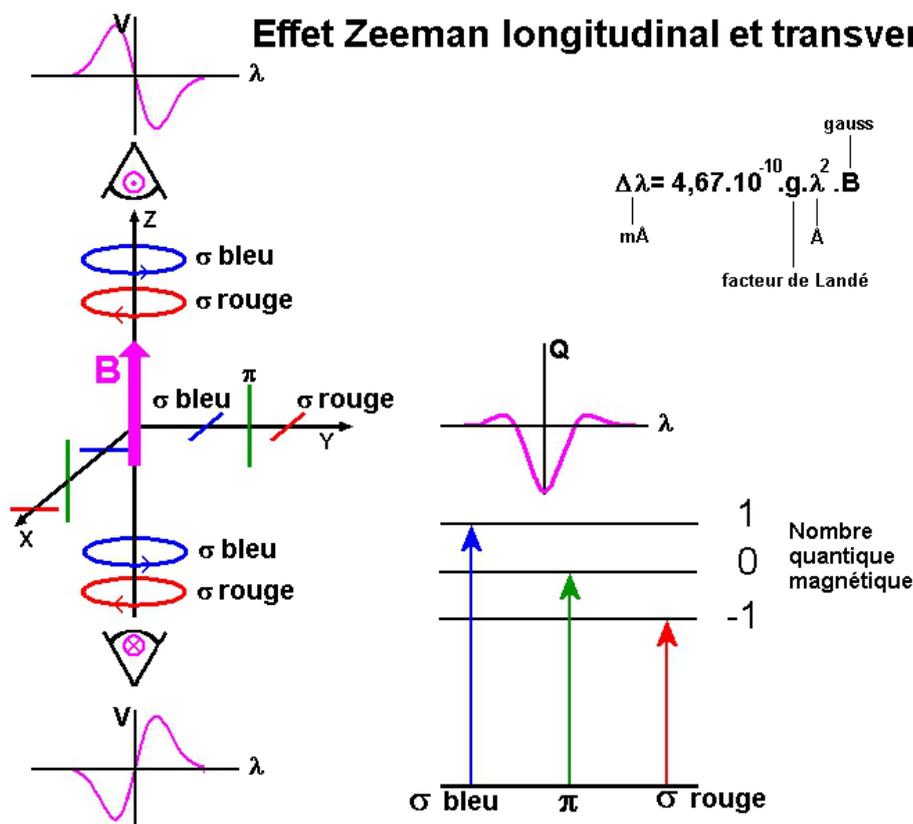


图 1.5: 横向和纵向塞曼效应示意图 (正常塞曼)。

塞曼效应指原子光谱线在外磁场作用下发生了分裂，如果为三分裂且彼此间间隔相等，则为正常塞曼分裂；如果分裂的数目不是三个，且间隔也不尽相

同，则为反常塞曼分裂 [3]。对于发射线的正常塞曼效应，分别标记塞曼三分裂为 σ_v , π , σ_r ，其中 π 子线为线偏振，偏振方向与磁场平行；而对称位于蓝端 (blue) 和红端 (red) 的两条子线 σ_v 和 σ_r 则是在与磁场垂直的平面内圆偏振，一为左旋，一为右旋。对于纯发射线的塞曼效应，其偏振特性为：当沿着磁场方向观测时 (纵向观测)，可以看到 σ_v 和 σ_r 两条子线的圆偏振光；当垂直磁场方向观测时，三条子线都能看到，且均为线偏振， π 子线的偏振方向与磁场平行， σ_v 和 σ_r 两条子线的偏振方向与磁场垂直 [5]，如图 1.5 所示¹。吸收线的塞曼效应和发射线的类似，此处不再赘述。太阳上的夫琅禾费谱线，不同于纯发射或吸收线，它既涉及发射，又涉及吸收，其偏振状态的描述需要偏振辐射转移方程。

塞曼裂距计算公式为：

$$\Delta\lambda_H = 4.67 \times 10^{-13} g_{\text{eff}} \lambda^2 B, \quad (1.1)$$

式中磁场 B 的单位为 G，波长 λ 和 $\Delta\lambda$ 的单位为 \AA ， g_{eff} 为朗德因子。由 (1.1) 式可知裂距和 λ^2 成正比，当波长增加时，裂距增加；波长减小时，裂距减小。1.2 节中提到的不同磁场强度下的五种机制都是和多普勒宽度相比较，所以引入以多普勒宽度为单位的塞曼裂距，其表达式为：

$$\begin{aligned} \nu_B &= \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} = g_L \frac{e\lambda^2 B}{4\pi m_e c \Delta\lambda_D}, \quad \Delta\lambda_D = \frac{\nu_{\text{broad}} \lambda}{c}, \quad \nu_{\text{broad}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \Rightarrow \\ \nu_B &= g_L \frac{e\lambda B}{4\pi m_e} \sqrt{\frac{m}{2kT}}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

上式可以用来衡量磁场灵敏度，式中 e 为电子电量， m 为谱线对应原子的质量， m_e 为电子质量， T 为温度， k 为玻尔兹曼常数。当 $\Delta\lambda_B > 1.5\Delta\lambda_D$ ，即 $\nu_B > 1.5$ 时 [25]，近似满足强场机制，可以通过测量裂距直接得到磁场强度。但多数情况下，这种条件很难满足，需要基于 (1.2) 式求解偏振辐射转移方程来得到矢量磁场。

1.4 基于汉勒 (Hanle) 效应的磁场测量

汉勒效应由德国实验物理学家威廉·汉勒在 1924 年发现，是指用偏振光激发原子，并在原子的特定方向加磁场时，原子发射光的偏振度减少的现象²。

¹<http://www.eyes-on-the-skies.org/shs/Zeman%20Effect.htm>

汉勒效应产生的原因是电子自旋以拉莫尔频率在磁场中进动，在连续激发的情况下，进动使得电子自旋在观测方向上的平均投影变小，而后者决定了圆偏振光的偏振度。因此，偏振度作为横向磁场的函数而减小。汉勒效应被有效的用于半导体中自旋取向的实验中 [1]。

在太阳物理领域，汉勒效应表现为偏振退化 (depolarization) 和偏振面的旋转，仅影响线偏振，不影响圆偏振。描述汉勒效应，可以用两个参数，一个是 P/P_{\max} ，衡量汉勒效应偏振退化程度；一个是 β ，表征偏振面的旋转 [77]。定义

$$P/P_{\max} = \frac{\sqrt{Q^2+U^2}}{I} = \frac{[1 + \Omega^2 + (\frac{1}{2}\Omega^2 \sin^2 \chi)^2]^{\frac{1}{2}}}{1 + \Omega^2 + \frac{1}{2}p_{\max}\Omega^2 \sin^2 \chi}, \quad (1.3)$$

$$\tan 2\beta = \frac{U}{Q} = \frac{\Omega \cos \chi}{1 + \frac{1}{2}\Omega^2 \sin^2 \chi}, \quad (1.4)$$

式中 $\Omega = \frac{2g_u\omega_L}{\gamma}$ ， ω_L 为拉莫尔频率， g_u 为上能级的跃迁系数， γ 指阻尼因子。 Ω 与磁场有关，通过观测到的偏振退化和偏振面旋转量可以推得磁场强度。汉勒效应仅对弱磁场敏感，可探测范围为几高斯到几百高斯。图 1.6 为日面边缘 (南极) 宁静区 Ca I 4227 Å 谱线观测到的汉勒效应 [79]。

太阳观测中，为了区别于塞曼效应的光谱，表现出汉勒效应的谱线被称作第二太阳光谱，它开启了弱磁场的诊断。汉勒效应的优点在于诊断弱磁场区和极性混合磁场区，可用于宁静区弱磁场、色球、过渡区和日冕磁场的探测。常见的几条谱线是 Ca I 4227 Å (低色球)，Si I 4607 Å (光球)，Ba II 4554 Å (低色球)，Na D₂ 5890 Å (低色球)，H α ，紫外 Mg II k&h 谱线等。汉勒效应仅在线偏振中出现，对谱线的线心敏感，对线翼不敏感，多在太阳边缘探测，多用于光谱观测，且用于成像观测的很少。

对于一些谱线，如 He I 10830 Å，形成在高色球低日冕区域，对于圆偏振信号 V/I ，用塞曼效应来解释，对于线偏振信号 Q/I 或 U/I ，则用塞曼和汉勒效应一起来解释偏振光谱。Asensio et al. (2008) [12] 开发了一套针对 He I 10830 Å 和 5876 Å (He D₃) 谱线的反演程序 (HAZEL)，程序中计算偏振光谱时综合考虑了汉勒和塞曼效应。图 1.6 展示的是他们给出的一组反演结果，对于色球针状物，反演到的磁场强度是 2.6 G，倾角为 37°。

²摘自维基百科

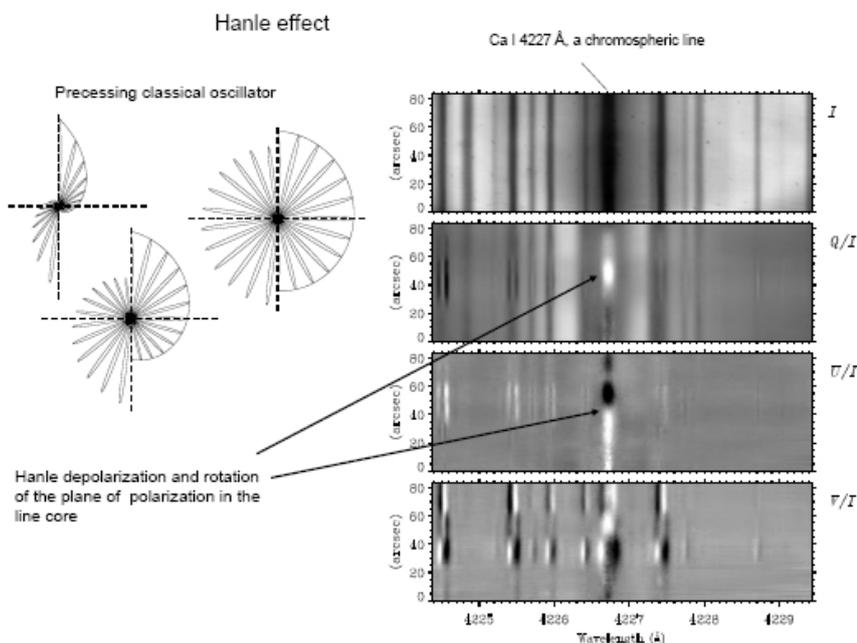


图 1.6: Ca I 4227 Å 谱线观测到的汉勒效应。箭头指示位置附近可以看到沿狭缝线心的 Q/I 明显减弱, U/I 符号改变, 意味着偏振面旋转^[79]。

怀柔太阳观测基地的磁场望远镜选取工作谱线为 Fe I 5324.19 Å, Fe I 5247.05 Å, Fe I 5250.21 Å, Mg I 5172.68 Å 和 H β 4861.34 Å, 前三条为光球谱线, 后两条为低色球谱线。这几条谱线不是汉勒效应研究学者常关注的谱线, 所以在宁静区磁场测量定标时, 不需要考虑汉勒效应 (H β 没有观测线偏振)。另外, 常规观测中关注的是活动区磁场, 更不需要考虑汉勒效应。

1.5 太阳磁场的测量设备

前面介绍了描述偏振光的 Stokes 参数, 对太阳光谱偏振的物理机制进行了分类, 对基于塞曼效应和汉勒效应的磁场测量做了阐述。磁场测量的定标过程无论使用哪种物理机制, 都需要以来自太阳磁场测量设备的偏振数据 Stokes I , Q , U , V 为基础, 区别在于由偏振数据得到矢量磁场的计算方法不同。目前, 测量偏振数据主要有两类设备, 一类是滤光器型的磁场测量设备 (图 1.8a), 一类是光谱仪型的磁场测量设备 (图 1.8b), 前者可以测量望远镜视场

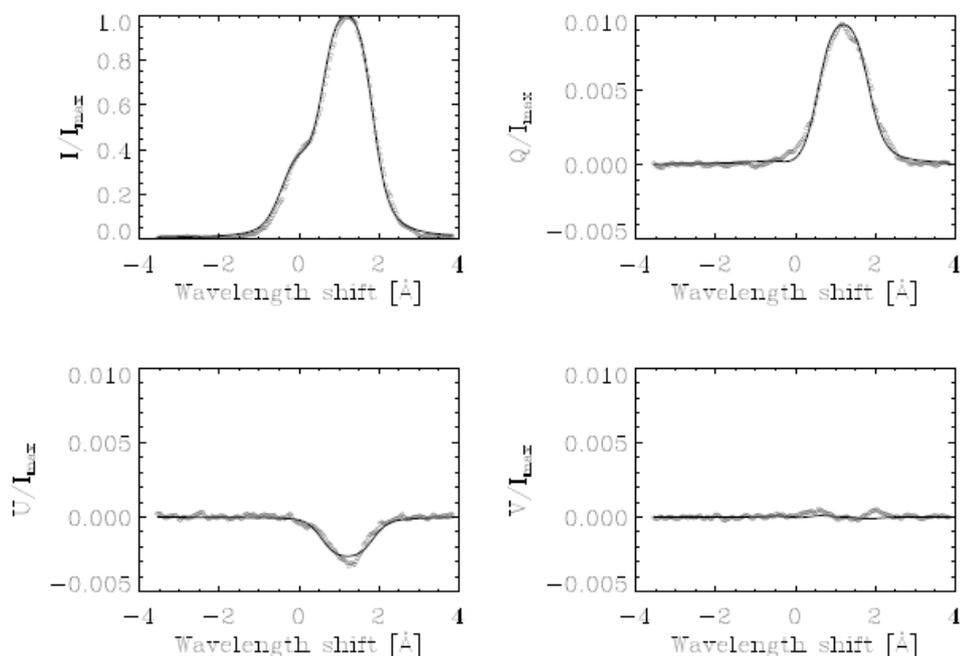


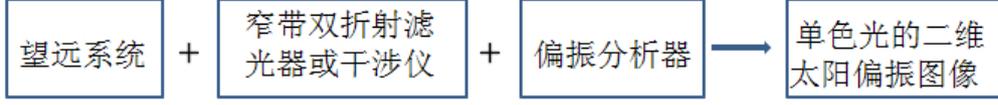
图 1.7: 色球针状物的偏振轮廓和拟合曲线^[47]。

所成像的 Stokes 参数 (面源), 后者可以测量狭缝色散后所成光谱的 Stokes 参数 (线源)。随着技术和理论的发展, 现在的太阳磁场测量设备大都融合了滤光器型和光谱仪型太阳磁场测量设备的优点, 可以同时/准同时成像成谱 (立体观测)。未来在建或在研的大型太阳望远镜如 1.6 m 太阳望远镜 (NST) [34]、1.5 m 太阳望远镜 (GREGOR) [69]、先进技术太阳望远镜 (ATST) [44]、欧洲太阳望远镜 (EST) [26]、中国巨型太阳望远镜 (CGST) [29] 等都将磁场测量作为其基本功能之一, 太阳磁场测量正向更高时间分辨率、更高光谱分辨率、更高空间分辨率、更高磁场灵敏度、更高偏振精度迈进。本节将对滤光器型、光谱仪型和同时/准同时成谱成像的磁场测量设备作些介绍, 对不同磁像仪特点了解后, 才可以因地制宜地开展磁场测量定标工作。

1.5.1 滤光器型的磁场测量设备

国内外滤光器型的磁场测量设备有很多台, 地基的如马歇尔飞行中心 [37]、大熊湖天文台的向量磁像仪 [101] 和怀柔太阳观测基地的太阳磁场望远镜 [10]

(a) 滤光器型的太阳磁场测量设备



(b) 光谱仪型的太阳磁场测量设备

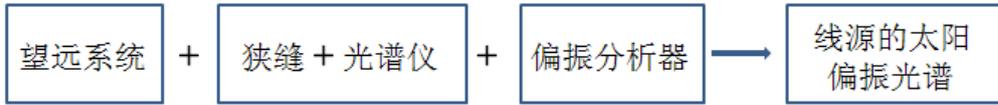


图 1.8: 滤光器型和光谱仪型的太阳磁场测量设备主要组成部分示意图。

等，天基的如 SOHO 卫星上的 MDI (Michelson Doppler Imager) [68]，Hinode 卫星上的 NFI (Narrowband Filter Imager) [88]。这些滤光器型的磁场测量设备大同小异，都是由望远系统、滤光系统和偏振分析器组成 (见图 1.8a)，不同之处在于滤光系统，滤光系统有多种，或基于双折射滤光器 [10, 37, 88, 101]，或基于迈克尔逊干涉仪 [68]，或基于法布里—珀罗干涉仪 [23, 50, 67]。滤光器型的磁场测量设备特点在于面源成像观测，视场比较大，可以获得所成面源的 Stokes I , Q , U , V 图像。

本文中用到的数据来自怀柔太阳观测基地的滤光器型磁场测量设备，其滤光系统由双折射滤光器构成。以太阳磁场望远镜为例，其滤光系统的透过轮廓 (仅考虑最后四级的轮廓) 为：

$$T(\lambda) = \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.15}\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.30}\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.60}\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{1.2}\right). \quad (1.5)$$

从上式可得出滤光系统最终透过轮廓的半高全宽为 0.15 \AA 。在磁场定标时，需要考虑滤光器透过带的影响，各 Stokes 参数需要卷积滤光器透过带轮廓，计算公式为：

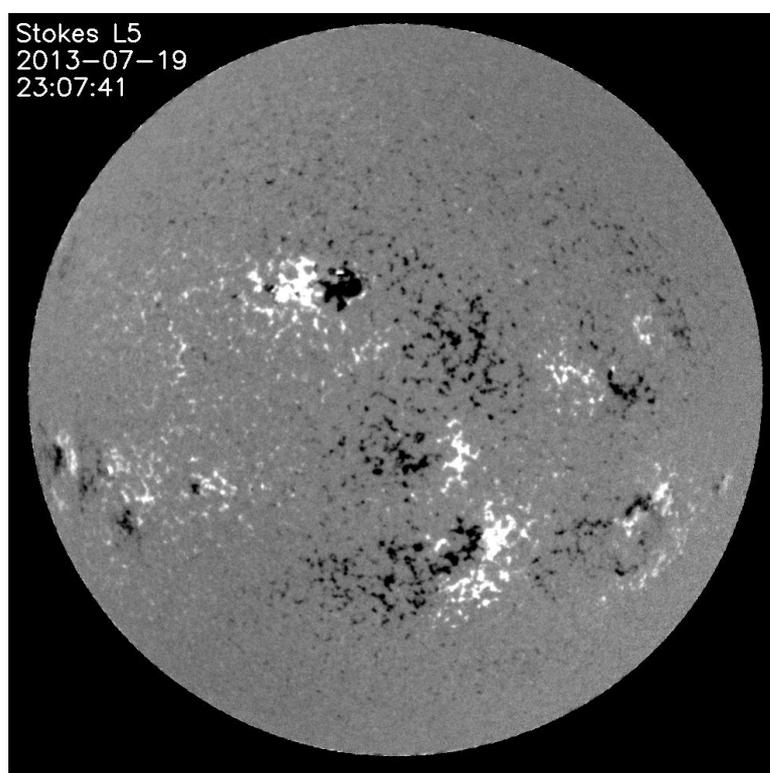


图 1.9: 2013 年 7 月 19 日怀柔太阳观测基地全日面磁场望远镜观测的纵向磁图。白色表示正极性，黑色表示负极性。

$$S_F = \int_{-\infty}^{\infty} S(\lambda)T(\lambda)d\lambda \approx \int_{-2\text{\AA}}^{+2\text{\AA}} S(\lambda)T(\lambda)d\lambda. \quad (1.6)$$

滤光器型的磁场测量设备仅仅透过谱线范围非常窄的一段轮廓 (如: 太阳磁场望远镜 0.15 \AA), 其光谱分辨率非常有限, 精确的磁场测量定标比较困难, 但其优势在于面源成像, 视场大, 时间和空间分辨率比较高, 方便跟踪太阳磁场的形态演化从而理解太阳磁活动的动力学过程, 也可用于太阳突发式灾变现象的监测与预报。怀柔太阳观测基地的三通道望远镜 [28, 31] 和全日面磁场望远镜 [99] 也属于这种类型的仪器, 图 1.9 是怀柔太阳观测基地全日面磁场望远镜观测到的全日面的纵向磁图, 获得一幅这样的磁图仅需要几十秒。

1.5.2 光谱仪型的磁场测量设备

国内外光谱仪型的磁场测量设备也有很多台, 地基的如美国萨克拉门

托峰的 ASP (Advanced Stokes Polarimeter) [32], 基特峰的 SOLIS (Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun) [39], 法国意大利合作的 THEMIS 望远镜 [55], 瑞士的 ZIMPOL (Zurich Imaging Polarimeter) [78], 我国云南天文台的太阳 Stokes 光谱望远镜 (S³T) [60] 等, 天基的如日本的 Hinode/SP (Spectropolarimeter) [88] 等。这些光谱仪型的磁场测量设备也是大同小异, 都是由望远系统、光谱仪和偏振分析器组成 (见图 1.8b), 设备特点在于线源观测, 可以获得沿着光谱仪狭缝方向线源的 Stokes I , Q , U , V 光谱, 如图 1.10 所示。

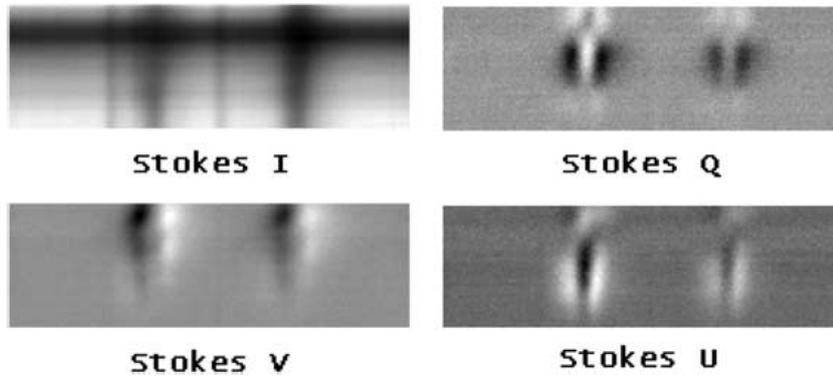


图 1.10: 2000 年 11 月 22 日太阳 Stokes 光谱望远镜获得一黑子处的 Stokes I , Q , U , V 光谱^[60]。

光谱仪型的磁场测量设备优点在于可以获得高分辨率的偏振光谱, 从而得到较高的磁场测量精度, 可以获得观测对象的温度、速度、密度等丰富的物理信息, 便于研究太阳大气的三维磁场结构, 其缺点在于仅能获得沿着光谱仪狭缝方向的线源信息。

1.5.3 同时/准同时成像成谱的磁场测量设备

滤光器型和光谱仪型的磁场测量设备都可以在一定程度上弥补自身的不足, 如滤光器型的磁场测量设备为得到更完整的光谱信息, 可以用光谱扫描模式获得工作谱线不同位置的偏振信号, 如苏江涛博士论文中 [6] 采用光谱扫描模式观测一个活动区的光谱偏振信息用的时间约为 1 小时; 本文使用的太阳磁场望远镜扫描数据耗时 20 多分钟; 光谱仪型的磁场测量设备为得到更大的

视场 [32, 88], 可以用垂直狭缝方向扫描的方法得到关注区域的面源信息, 如 Hinode/SP 获得一个活动区的面源信息扫描时间约为 90 分钟。两类设备的这种观测模式可以称为准同时成像成谱的偏振观测, 但其时间分辨率和太阳活动现象如耀斑的时间尺度 (数分钟) 相比, 相差甚远。

可不可以发展一种新型的磁场测量设备, 充分融合滤光器型和光谱仪型磁场测量设备的优点, 既有较高的时间分辨率、空间分辨率, 又有一定的光谱分辨率, 也就是可以在短时间内成像成谱? SDO(Solar Dynamics Observatory) 卫星上的 HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) 仪器可以在 FeI 6173 Å 谱线 6 个位置 12 分钟内成像成谱, 图 1.11 给出的是其六个位置的滤光器透过带轮廓, 峰值位置即滤光器透过带的位置 [70]。它的滤光系统由迈克尔逊干涉仪和双折射滤光器组成。我国艾国祥院士提出的两维实时光谱仪 (2DS) 可以在 FeI 5324.19 Å 处 8 个位置同时成像成谱, 图 1.12 给出其八个位置的示意图 [31], 其滤光系统完全基于双折射滤光器。这两台设备都是在传统滤光器型磁场测量设备的基础上增加了光谱信息, 旨在实现快速的同时或准同时的成像成谱观测, 基于它们的数据既可以研究磁场的精细结构和短时间内的太阳磁场变化, 也可以在一定程度上定量地研究太阳大气参数。

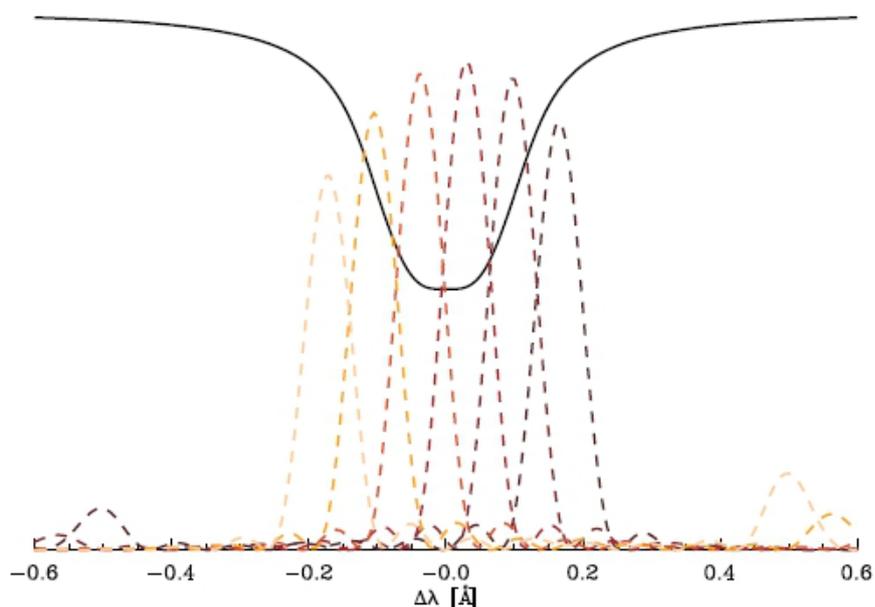


图 1.11: HMI 滤光器透过带相对 6173 Å 谱线的相对位置^[70]。

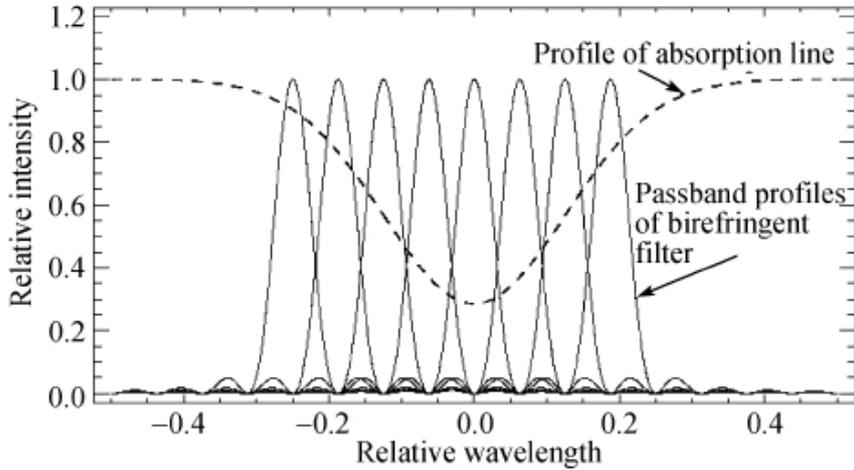


图 1.12: 两维实时光谱仪透过带的八个位置^[31]。

此外, 光纤光谱仪采用光纤阵列、积分视场单元技术、偏振分析器和光谱仪组合可以同时得到二维视场各空间点多条谱线的偏振信息 [57], 是一种非常理想的同时成像成谱的磁场测量设备, 但要获得较高的空间分辨率, 需要大量的光纤阵列和光谱仪, 如何实现精确的光纤排列、如何弥补光纤之间的缝隙 (光纤是圆形的) 等技术难点, 是这类设备目前尚未能攻克的技术难题。

1.6 本文的研究目的和内容

至此, 我们已经介绍了和偏振测量有关的物理背景以及太阳磁场测量设备的历史、现状和未来发展趋势。本文的研究目的是完善滤光器型磁场测量设备的磁场测量定标方法, 提高现有磁场望远镜的定标精度, 同时通过对成像成谱型磁像仪多点定标的方法研究, 为两维实时光谱仪的数据定标提供基础, 为我国下一代天基 (DSO) 和地基太阳望远镜 (CGST) 的磁场数据定标积累经验。研究内容基于我国的太阳磁场望远镜 (SMFT) 和三通道望远镜 (MCST), 开展活动区光球和低色球谱线的磁场测量定标。这两台设备都是滤光器型的磁场测量设备, 其中太阳磁场望远镜口径为 30 cm, 折射式望远镜, 工作谱线为 FeI 5324.19 Å 和 H β 4861.34 Å, 滤光器透过带半宽分别为 0.15 Å 和 0.12 Å; 三通道望远镜的口径为 60 cm, 反射式望远镜, 可以同时观测 Mg b₂ 5172.68 Å、FeI 5247.05 Å 和 5250.21 Å 三条谱线, 滤光器透过带半宽分别为 0.1 Å, 0.05

\AA 和 0.05\AA 。选择活动区的原因在于其 Stokes I , Q , U , V 的偏振信号都比较强, 采用滤光器型的磁场测量设备扫描偏振光谱可以获得较高的信噪比, 而且活动区定标的结果可以扩展到宁静区的太阳磁场测量定标。

本文的章节安排如下: 在第二章将讲述辐射转移方程和它各种形式的解, 即磁场测量定标的理论基础。总结两类磁像仪的不同定标方法, 通过对比, 确定三通道望远镜的定标方法, 为太阳磁场望远镜寻找新的定标方法。由于太阳偏振信号相对于背景而言非常弱 (数个量级), 因此噪声抑制是测量中的一个前提条件。偏振噪声不同 Stokes 参量的交叉串扰是一个主要的误差源, 因此我们首先在第三章中讲述如何测量弱的偏振信号, 然后采用两种方法去除交叉串扰, 以提高偏振精度, 并对两种方法的适用性进行了讨论。第四章侧重于活动区光球谱线的磁场测量定标, 我们采用六个光谱点, 对太阳磁场望远镜进行磁场测量定标, 既和 HMI 六个光谱点得到的矢量磁场进行对比, 也和弱场近似下的其他定标方法进行了对比。第五章侧重于活动区低色球谱线的磁场测量定标, 对三通道望远镜的一条低色球谱线 5172.68\AA 进行磁场测量定标, 给出弱场近似下的线性定标系数。最后一章对本文工作进行总结, 并展望了基于本文可以开展的研究工作。

第二章 太阳磁场测量的定标方法

太阳磁场测量仪器测得 Stokes 参数，由 Stokes 参数得到矢量磁场的过程称为磁场测量定标。目前最通用的方法是通过辐射转移方程得到理论轮廓，然后用非线性最小二乘拟合方法和观测轮廓拟合，满足收敛条件的参数即为最终的磁场或其他热力学参数 (如图 2.1 所示)。对于辐射转移方程，Unno (1956) [90] 首先用唯象的方法建立了 Stokes 参数 I , Q , U , V 的转移方程；Stepanov (1958a) [80] 独立的建立起一套比较严密的 Stokes 参数转移方程，并且在方程中包括了磁光效应(反常色散)；Rachkovsky (1962) [61] 扩展了 Stepanov 的工作，在局部热动平衡假设条件下，提供了一套更加经典、严密的转移方程；后来，Stepanov & Severny (1958b) [81] 和 Rachkovsky (1963) [63] 都放宽了局部热动平衡假设条件，在方程中包括了非共振散射。Beckers (1969) [17] 为了更合理地反映理论 Stokes 轮廓，在 Stokes 转移方程中考虑了磁场矢量、Doppler 频移以及谱线吸收系数等物理参量随光深的变化。随后，Lites et al. (1988) [53] 以及 Jefferies et al. (1989) [43] 也对 Stokes 辐射转移方程做了细致的推导和描述。上世纪八九十年代，整个辐射转移的解析解和数值解逐步发展成熟，许多反演程序和定标方法也应运而生 [33, 65, 66, 72]，为磁场测量的精确定标奠定了坚实基础。本章将从三个方面展开，首先介绍辐射转移方程的解 (2.1 节)，其次概述滤光器型磁场测量设备的定标方法 (2.2 节)，概述光谱仪型磁场测量设备的定标方法 (2.3 节)，最后介绍最新的成像成谱观测仪器的定标方法 (2.4 节)。

2.1 辐射转移方程及其解

Stokes 辐射转移方程可以写为 [77]:

$$\frac{d\mathbf{I}_\nu}{d\tau_c} = (\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})\mathbf{I}_\nu - \mathbf{S}_\nu. \quad (2.1)$$

式中 τ_c 代表连续谱的光深， \mathbf{E} 是 4×4 的单位矩阵。源函数 \mathbf{S}_ν 的表达式为:

$$\mathbf{S}_\nu = S_L \boldsymbol{\eta} \mathbf{l} + S_c \mathbf{l} + \mathbf{j}_{\text{coh}} / \kappa_c. \quad (2.2)$$

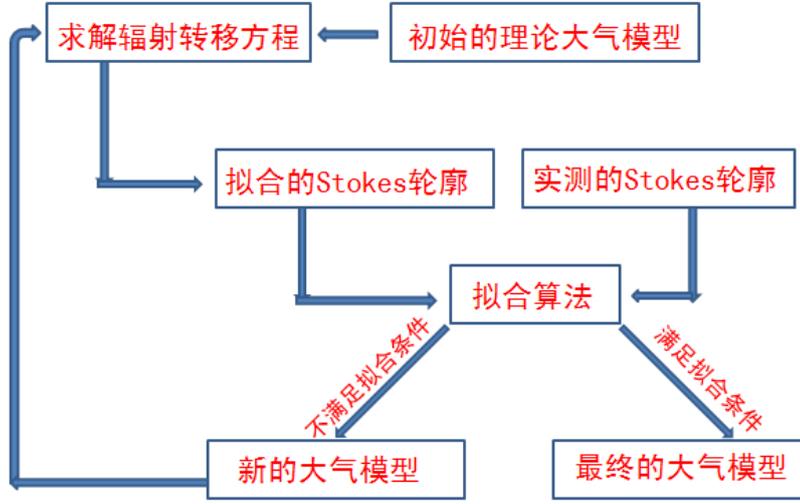


图 2.1: 磁场反演过程示意图。

等式右边从左到右分别为 S_L 谱线的源函数, S_c 连续谱的源函数, \mathbf{j}_{coh} 相干散射引起的发射。

上式中 $\mathbf{l} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, 谱线吸收矩阵的表达式为 $\boldsymbol{\eta} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix}$.

其中,

$$\begin{aligned} \eta_I &= 0.5[\eta_p \sin^2 \psi + 0.5(\eta_b + \eta_r)(1 + \cos^2 \psi)], \\ \eta_Q &= 0.5[\eta_p - 0.5(\eta_b + \eta_r)] \sin^2 \psi \cos 2\phi, \\ \eta_U &= 0.5[\eta_p - 0.5(\eta_b + \eta_r)] \sin^2 \psi \sin 2\phi, \\ \eta_V &= 0.5(\eta_r - \eta_b) \cos \phi, \\ \rho_Q &= 0.5[\rho_p - 0.5(\rho_b + \rho_r)] \sin^2 \psi \cos 2\phi, \\ \rho_U &= 0.5[\rho_p - 0.5(\rho_b + \rho_r)] \sin^2 \psi \sin 2\phi, \\ \rho_V &= 0.5(\rho_r - \rho_b) \cos \phi \end{aligned}$$

式中 ψ 代表磁倾角, ϕ 代表方位角 (见图 1.1)。 η_p , η_b , η_r 和 ρ_p , ρ_b , ρ_r 的表达式为:

$$\begin{aligned}\eta_p &= \eta_0 H(a, \nu), \quad \rho_p = 2\eta_0 F(a, \nu), \\ \eta_{b,r} &= \eta_0 H(a, \nu \pm \nu_B), \quad \rho_{b,r} = 2\eta_0 F(a, \nu \pm \nu_B).\end{aligned}\tag{2.3}$$

其中, η_0 为谱线吸收系数和连续谱吸收系数的比率; $F(a, \nu)$ 为 Faraday 函数, 用来描写反常色散, 即磁光效应; $H(a, \nu)$ 为 Voigt 函数, 用来描写吸收效应。它们的数学表达式分别为:

$$\begin{aligned}\eta_0 &= \kappa_0 / \kappa_c, \\ H(a, \nu) &= \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + a^2} dy, \\ F(a, \nu) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\nu - y)e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + a^2} dy.\end{aligned}$$

上式 $a = \frac{\Gamma\lambda_0^2}{4\pi c\Delta\lambda_D}$ 为阻尼系数, $\nu = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}$, ν_B 为塞曼裂距。

2.1.1 形式解

为求解 Stokes 辐射转移方程 (2.1), 引入 4×4 的矩阵 \mathbf{L} , \mathbf{L} 满足:

$$\frac{d\mathbf{L}}{d\tau_c} = (\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})\mathbf{L},\tag{2.4}$$

$d(\mathbf{L}\mathbf{L}^{-1})/d\tau_c = d\mathbf{E}/d\tau_c = 0$, 由 (2.4) 式, 可得

$$\frac{d\mathbf{L}^{-1}}{d\tau_c} = -\mathbf{L}^{-1}(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E}),\tag{2.5}$$

结合 (2.1), (2.4), (2.5) 式, 可得

$$\frac{d}{d\tau_c}(\mathbf{L}^{-1}\mathbf{I}_\nu) = -\mathbf{L}^{-1}\mathbf{S}_\nu.$$

积分可得

$$\mathbf{I}_\nu(\tau_c) = \mathbf{L}(\tau_c) \int_{\tau_c}^{\tau_0} \mathbf{L}^{-1}(\tau) \mathbf{S}_\tau(\tau) d\tau + \mathbf{L}(\tau_c) \mathbf{L}^{-1}(\tau_0) \mathbf{I}_\nu(\tau_0).\tag{2.6}$$

当 $\tau_0 \rightarrow \infty$, $\mathbf{L}^{-1}(\tau_0)\mathbf{I}_\nu(\tau_0) \rightarrow 0$, 因为 \mathbf{L}^{-1} 指数增长 (见下文), 比 $\mathbf{I}_\nu(\tau_0)$ 的增长快得多, 所以

$$\mathbf{I}_\nu(\tau_c) = \mathbf{L}(\tau_c) \int_{\tau_c}^{\infty} \mathbf{L}^{-1}(\tau) \mathbf{S}_\tau(\tau) d\tau. \quad (2.7)$$

\mathbf{L} 在 $\tau_c = 0$ 处等于单位矩阵, 即 $\mathbf{L}(0) = \mathbf{E}$, 上式变为

$$\mathbf{I}_\nu(0) = \int_0^{\infty} \mathbf{L}^{-1} \mathbf{S}_\nu d\tau. \quad (2.8)$$

求解方程 (2.4), 可得

$$\mathbf{L}(\tau_c) = \exp \left[\int_0^{\tau_c} (\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E}) d\tau \right], \quad (2.9)$$

(2.8) 式变为

$$\mathbf{I}_\nu(0) = \int_0^{\infty} \exp \left[- \int_0^{\tau} (\boldsymbol{\eta}(\tau') + \mathbf{E}) d\tau' \right] \mathbf{S}_\nu(\tau) d\tau. \quad (2.10)$$

2.1.2 解析解

定义光深 τ 的方向为垂直日面方向, 不是视线方向。定义 θ 为视线和垂直日面方向的夹角, $\mu = \cos \theta$, 辐射转移方程中的 τ_c 此时应为 τ/μ 。假设 Milne-Eddington 大气模型 (谱线吸收矩阵 $\boldsymbol{\eta}$ 不随光深 τ 变化, 磁场沿光深不变; 谱线吸收系数和连续谱吸收系数的比率 η_0 , Faraday 函数和 Voigt 函数与光深无关), 方程 (2.8) 变为 $\mathbf{L}^{-1}(\tau) = \exp[-(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})\tau/\mu]$, 代入 (2.7) 式, 可得

$$\mathbf{I}_\nu(0) = [\boldsymbol{\eta}(0) + \mathbf{E}]^{-1} \mathbf{S}_\nu(0) + \mu \int_0^{\infty} \exp[-(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})\tau/\mu] (\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})^{-1} \frac{d\mathbf{S}_\nu}{d\tau} d\tau/\mu, \quad (2.11)$$

忽略源函数 (2.2 式) 中的共振散射项 \mathbf{j}_{coh} , $\frac{d\mathbf{S}_\nu}{d\tau} = \left(\frac{dS_L}{d\tau} \boldsymbol{\eta} + \frac{dS_c}{d\tau} \mathbf{E} \right) \mathbf{l}$ 。引入局部热动平衡 (LTE) 的假设, 即 $S_L = S_c = B_\nu$, 其中 B_ν 为普朗克函数, 源函数变为 $\mathbf{S}_\nu = B_\nu(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})\mathbf{l}$, 代入 (2.11) 式, 可得

$$\mathbf{I}_\nu(0) = B_\nu(0)\mathbf{l} + \mu \int_0^{\infty} \frac{dB_\nu}{d\tau} \exp[-(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})\tau/\mu] \mathbf{l} d\tau/\mu, \quad (2.12)$$

设普朗克函数 $B_\nu(\tau) = B_0 + B_1\tau$, (2.12) 式变为:

$$\mathbf{I}_\nu(0) = B_0\mathbf{l} + B_1\mu(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})^{-1}\mathbf{l}, \quad (2.13)$$

求解 $(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})$ 的逆矩阵后代入上式, 可得 Unno-Rachkovsky 解析解 [61, 62]

$$\begin{aligned} I &= B_0 + \frac{\mu B_1}{\Delta}(1 + \eta_I)[(1 + \eta_I)^2 + d], \\ Q &= -\frac{\mu B_1}{\Delta}[(1 + \eta_I)^2\eta_Q + (1 + \eta_I)(\rho_U\eta_V - \rho_V\eta_U) + R\rho_Q], \\ U &= -\frac{\mu B_1}{\Delta}[(1 + \eta_I)^2\eta_U + (1 + \eta_I)(\rho_V\eta_Q - \rho_Q\eta_V) + R\rho_U], \\ V &= -\frac{\mu B_1}{\Delta}[(1 + \eta_I)^2\eta_V + R\rho_V], \\ \Delta &= (1 + \eta_I)^2[(1 + \eta_I)^2 - a + d] - R^2, \\ a &= \eta_Q^2 + \eta_U^2 + \eta_V^2, \\ d &= \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2, \\ R &= \eta_Q\rho_Q + \eta_U\rho_U + \eta_V\rho_V. \end{aligned} \quad (2.14)$$

基于 Milne-Eddington 大气模型的 Unno-Rachkovsky 解析解有很多假设, 如局部热动平衡, 普朗克函数是光深的线性函数, 谱线吸收系数和连续谱吸收系数的比率 η_0 与光深无关等, 造成其适用范围有限。仍然假设 Milne-Eddington 大气模型, 但适度放宽一些条件, 假设普朗克函数与光深不再线性相关, $B_\nu(\tau) = B_0 + B_1\tau + Ae^{-\alpha\tau}$, 式中 A, α 为正值, 普朗克函数中的指数项可以用来模拟色球的温度上升。此时的解析解称为扩展的解析解, 将 $B_\nu(\tau)$ 代入 (2.12) 式, 可得其形式为:

$$\mathbf{I}_\nu(0) = B_0\mathbf{l} + A\mathbf{l} + [B_1\mu(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{E})^{-1} - A\alpha\mu(\boldsymbol{\eta}' + \mathbf{E})^{-1}]\mathbf{l}, \quad (2.15)$$

式中 $\boldsymbol{\eta}' = \boldsymbol{\eta} + \alpha\mu\mathbf{E}$, 求解逆矩阵后表达式为:

$$\begin{aligned}
I &= B_0 + A + \frac{\mu B_1}{\Delta}(1 + \eta_I)[(1 + \eta_I)^2 + d] \\
&\quad - \frac{A\alpha\mu}{\Delta'}(1 + \eta'_I)[(1 + \eta'_I)^2 + d], \\
Q &= -\frac{\mu B_1}{\Delta}[(1 + \eta_I)^2\eta_Q + (1 + \eta_I)(\rho_U\eta_V - \rho_V\eta_U + R\rho_Q)] \\
&\quad + \frac{A\alpha\mu}{\Delta'}[(1 + \eta'_I)^2\eta_Q + (1 + \eta'_I)(\rho_U\eta_V - \rho_V\eta_U + R\rho_Q)], \\
U &= -\frac{\mu B_1}{\Delta}[(1 + \eta_I)^2\eta_U + (1 + \eta_I)(\rho_V\eta_Q - \rho_Q\eta_V + R\rho_U)] \\
&\quad + \frac{A\alpha\mu}{\Delta'}[(1 + \eta'_I)^2\eta_U + (1 + \eta'_I)(\rho_V\eta_Q - \rho_Q\eta_V + R\rho_U)], \\
V &= -\frac{\mu B_1}{\Delta}[(1 + \eta_I)^2\eta_V + R\rho_V] \\
&\quad + \frac{A\alpha\mu}{\Delta'}[(1 + \eta'_I)^2\eta_V + R\rho_V], \\
\Delta' &= (1 + \eta'_I)^2[(1 + \eta'_I)^2 - a + d] - R^2.
\end{aligned} \tag{2.16}$$

2.1.3 数值解

前面提到，解析解适用范围有限，很多情况下，太阳磁场的定量计算采用一定大气模型下的数值解。本文简单介绍一下目前常用的 DELO (Diagonal Element Lambda Operator) 方法 [56, 64]。

求解辐射转移方程 (2.1) 式面临的主要问题在于谱线吸收矩阵 $\boldsymbol{\eta}$ 是非对角矩阵，把 $\boldsymbol{\eta}\mathbf{I}_\nu$ 移动到源函数中可以避开这个问题，此时 (2.1) 式可以写为：

$$\frac{d\mathbf{I}_\nu}{d\tau_c} = \mathbf{I}_\nu - \mathbf{X}, \tag{2.17}$$

新的源项为：

$$\mathbf{X} = \mathbf{S}_\nu - \boldsymbol{\eta}\mathbf{I}_\nu, \tag{2.18}$$

如果在格点之间线性内插源项 \mathbf{X} ，方程 (2.17) 可以得到精确的解析解。这样可以得到关于 \mathbf{I}_ν 的递推关系，从而推导 $\mathbf{I}_\nu(0)$ 。引入视线方向的深度格点 1, 2, 3, 4, ..., N，其中 1 点代表表面，N 点代表底边界，深度 n 点处的值标记为 $\mathbf{I}_\nu = \mathbf{I}_n$ ， $\mathbf{S}_\nu = \mathbf{S}_n$ ， $\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}_n$ ， $\mathbf{X} = \mathbf{X}_n$ ， $\tau_c = \tau_n$ 。

在形式解 (2.6) 式中做下面的替代 $\tau_c = \tau_n$, $\tau_0 = \tau_{n+1}$, 计算 \mathbf{L} 时移除 (2.9) 式中的 $\boldsymbol{\eta}$, 得到关于 \mathbf{I}_n 和 \mathbf{I}_{n+1} 的递推关系:

$$\begin{aligned}\mathbf{I}_n &= \int_{\tau_n}^{\tau_{n+1}} e^{-(\tau-\tau_n)} \mathbf{X}(\tau) d\tau + e^{-\Delta\tau_n} \mathbf{I}_{n+1}, \\ \Delta\tau_n &= \tau_{n+1} - \tau_n.\end{aligned}\quad (2.19)$$

上式中的积分区间在一个很小的光深尺度 $\Delta\tau_n$, 故在此区间内源函数 \mathbf{X} 可以线性内插,

$$\mathbf{X}(\tau) = \mathbf{X}_n + (\mathbf{X}_{n+1} - \mathbf{X}_n)(\tau - \tau_n)/\Delta\tau_n.$$

将上式代入 (2.19), 求解 (2.19) 式中的积分并合并关于 \mathbf{I}_n 和 \mathbf{I}_{n+1} 的同类项得:

$$\begin{aligned}\mathbf{I}_n &= \mathbf{P}_n + \mathbf{Q}_n \mathbf{I}_{n+1}, \\ \mathbf{P}_n &= \mathbf{R}_n(a_n + \mathbf{S}_n + b_n \mathbf{S}_{n+1}), \\ \mathbf{Q}_n &= \mathbf{R}_n(e^{-\Delta\tau} \mathbf{E} - b_n \boldsymbol{\eta}_{n+1}), \\ \mathbf{R}_n &= (\mathbf{E} + a_n \boldsymbol{\eta}_n)^{-1}, \\ a_n &= 1 - \frac{1}{\Delta\tau_n}(1 - e^{-\Delta\tau_n}), \\ b_n &= \frac{1}{\Delta\tau_n}(1 - e^{-\Delta\tau_n}) - e^{-\Delta\tau_n}.\end{aligned}\quad (2.20)$$

假设源函数的梯度 $dB_\nu/d\tau_c$ 和矩阵 $\boldsymbol{\eta}$ 是常数 (Milne-Eddington 大气假设), 由 (2.12) 式可求得 $\mathbf{I}_N = B_{\nu,N} \mathbf{l} + (\frac{dB_\nu}{d\tau_c})_N (\boldsymbol{\eta}_N + \mathbf{E})^{-1}$. 给定底边界的 \mathbf{I}_N , 利用上面的递推关系式 (2.20) 逐层迭代, 即可得到表面的 Stokes 矢量 \mathbf{I}_1 .

2.2 滤光器型的磁场测量设备的磁场定标方法

滤光器型的磁场测量设备由于缺少光谱信息, 无法对观测目标辐射转移的具体过程进行研究。从观测的 Stokes 参数得到矢量磁场需要采用弱场近似的假设, 得到线性定标系数, 定标系数的获得可以有理论定标、观测定标、经验

定标、非线性最小二乘拟合定标和交叉定标等几种方式。下面从弱场近似的推导开始，给出 Stokes 参数和磁场的关系式，然后简述太阳磁场望远镜已有的定标方法和定标结果。

辐射转移方程 (2.1) 中的吸收矩阵对角化处理，并忽略磁光效应后可以得到如下关系式：

$$\begin{aligned}
 I &= I_+ + I_-, \\
 Q &= (I_+ - I_-) \cos 2\beta \cos 2\phi, \\
 U &= (I_+ - I_-) \cos 2\beta \sin 2\phi, \\
 V &= (I_+ - I_-) \sin 2\beta.
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

式中 I_+ , I_- 是关于 Q , U , V 的表达式，可以通过偏振分析器测量得到， β 为椭圆率角。仍然忽略磁光效应，弱场时满足以多普勒宽度为单位的塞曼裂距 $\nu_B = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} \ll 1$ ，对 Voigt 函数 $H(a, \nu)$ 进行泰勒展开：

$$H_{\pm} \approx H_0 \mp \nu_B \frac{\partial H_0}{\partial \nu} + \frac{1}{2} \nu_B^2 \frac{\partial^2 H_0}{\partial \nu^2} + \dots$$

定义 $h_1 = -\nu_B \frac{\partial H_0}{\partial \nu}$, $h_2 = -\frac{1}{4} \nu_B^2 \frac{\partial^2 H_0}{\partial \nu^2}$ ，吸收矩阵 $\boldsymbol{\eta}$ 中的子项可以写为

$$\begin{aligned}
 \eta_I &\approx \eta_0 [H_0 - h_2 (1 + \cos^2 \psi)], \\
 \eta_Q &\approx \eta_0 h_2 \sin^2 \psi \cos 2\phi, \\
 \eta_U &\approx \eta_0 h_2 \sin^2 \psi \sin 2\phi, \\
 \eta_V &\approx \eta_0 h_1 \cos \psi.
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

吸收矩阵为

$$\boldsymbol{\eta}/\eta_0 \approx [H_0 - h_2(1 + \cos \psi)]\mathbf{E} + \sin^2 \psi \begin{pmatrix} 0 & h_2 \cos 2\phi & h_2 \sin 2\phi & 0 \\ h_2 \cos 2\phi & 0 & 0 & 0 \\ h_2 \sin 2\phi & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ + \cos \psi \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & h_1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ h_1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

式中第二项代表横向塞曼效应，正比于 $B_{\perp}^2 = B^2 \sin^2 \psi$ ；第三项代表纵向塞曼效应，正比于 $B_{\parallel} = B \cos \psi$ 。定义

$$\eta_{\pm} \approx \eta_I \pm \sqrt{\eta_Q^2 + \eta_V^2 + \eta_U^2},$$

线偏振信号比圆偏振信号小的多，即 $\sin 2\beta \approx 1$ ， $\eta_{\pm} \approx \eta_I \pm \eta_V$ ，代入 (2.22) 式可得，

$$\eta_{\pm} \approx \eta_0 \left[H_0 \mp \nu_B \cos \psi \frac{\partial H_0}{\partial \nu} \right] \approx \eta_0 H(a, \nu \mp \nu_B \cos \psi).$$

η_{\pm} 和 I_{\pm} 相关，类比得到

$$I_{\pm}(\Delta\lambda) \approx I_0(\Delta\lambda \mp \Delta\lambda_H \cos \psi).$$

代入 (2.21) 定义式

$$I = I_+ + I_- \approx 2I_0. \\ V \approx I_+ - I_- \approx -\nu_B \cos \psi \frac{\partial I}{\partial \nu}. \quad (2.23)$$

对于 Stokes Q 和 U ，

$$Q \approx (I_+ - I_-) \cos 2\beta \cos 2\phi \approx V \sqrt{\eta_Q^2 + \eta_U^2} / \eta_V, \\ U \approx (I_+ - I_-) \cos 2\beta \sin 2\phi \approx V \sqrt{\eta_Q^2 + \eta_U^2} / \eta_V.$$

代入 (2.23) 式可得,

$$Q \approx -\nu_B \sin^2 \psi \cos 2\phi \frac{h_2}{h_1} \frac{\partial I}{\partial \nu},$$

$$U \approx -\nu_B \sin^2 \psi \sin 2\phi \frac{h_2}{h_1} \frac{\partial I}{\partial \nu}.$$

因为 $h_1 = -\nu_B \frac{\partial H_0}{\partial \nu}$, $h_2 = -\frac{1}{4} \nu_B^2 \frac{\partial^2 H_0}{\partial \nu^2}$, 所以

$$Q \approx - \left(\frac{\nu_B \sin \psi}{2} \right)^2 \cos 2\phi \frac{\frac{\partial^2 H_0}{\partial \nu^2}}{\frac{\partial H_0}{\partial \nu}} \frac{\partial I}{\partial \nu},$$

$$U \approx - \left(\frac{\nu_B \sin \psi}{2} \right)^2 \sin 2\phi \frac{\frac{\partial^2 H_0}{\partial \nu^2}}{\frac{\partial H_0}{\partial \nu}} \frac{\partial I}{\partial \nu}.$$

对于弱的吸收线 $\frac{\partial^2 H_0}{\partial \nu^2} \sim \frac{\partial^2 I}{\partial \nu^2}$, $\frac{\partial H_0}{\partial \nu} \sim \frac{\partial I}{\partial \nu}$, 得到

$$Q \approx - \left(\frac{\nu_B \sin \psi}{2} \right)^2 \cos 2\phi \frac{\partial^2 I}{\partial \nu^2},$$

$$U \approx - \left(\frac{\nu_B \sin \psi}{2} \right)^2 \sin 2\phi \frac{\partial^2 I}{\partial \nu^2}. \quad (2.24)$$

参考 (2.23) 和 (2.24) 式, 对于纵场和横场, 并考虑方位角, 则有弱场近似下的定标关系

$$B_l = B \cos \psi \propto -V \left(\frac{\partial I}{\partial \nu} \right)^{-1},$$

$$B_t = B \sin \psi \propto (Q^2 + U^2)^{1/4} \left(\frac{\partial^2 I}{\partial \nu^2} \right)^{-1/2}. \quad (2.25)$$

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

可以用定标系数将上式写为

$$B_l = C_l V,$$

$$B_t = C_t (Q^2 + U^2)^{1/4}, \quad (2.26)$$

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

表 2.1: 理论纵场定标结果。

内容	位置	光球模型	半影模型	Allen 半影模型	Hong 本影模型
C_l / G	0.15 \AA	0.970×10^{-4}	0.954×10^{-4}	1.000×10^{-4}	0.583×10^{-4}

由上式可见，基于弱场近似的磁场定标最终归结为计算纵场和横场的定标系数 C_l 和 C_t 。

2.2.1 理论定标

给定某一太阳大气模型，利用数值解对 Unno-Becker 方程组 [11] 进行数值积分，可以得到归一化 Stokes 的参数轮廓， $I(\lambda)$, $Q(\lambda)$, $U(\lambda)$, $V(\lambda)$ 。数值计算需要三个初始参数：磁场强度，磁倾角，方位角。根据不同磁场强度、磁倾角、方位角和某个波长位置处 V/I , Q/I , U/I 的变化关系可以计算纵场和横场的定标系数，如对于太阳磁场望远镜的工作谱线 Fe I 5324.19 \AA 在 0.15 \AA 处不同大气模型下的纵场定标结果见表 2.1。

2.2.2 观测定标

定义 λ_m 为滤光器透过带位置，纵场信号：

$$S_H = \frac{I_R - I_L}{I_R + I_L} = \frac{(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m \cdot \Delta \lambda_H}{\bar{I}_H},$$

其中 $\bar{I}_H = \frac{1}{2}(I_R + I_L)$, $\Delta \lambda_H = 4.67 \times 10^{-13} g_{\text{eff}} \lambda^2 B$ 是塞曼裂距，定义定标系数为：

$$C_l = \frac{H}{S_H} = \frac{1}{4.67 \times 10^{-13} K_c \lambda^2 g}, \quad (2.27)$$

其中， $K_c = \frac{(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m}{\bar{I}_H}$ ，而 $(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m$ 随着 $\Delta \lambda_H$ 变化，当磁场强度或者滤光器透过带在谱线线性比较好的位置， $(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m$ 可以看作常数。速度信号是：

$$S_V = \frac{I_r - I_b}{I_r + I_b} = \frac{(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda})_m \cdot \Delta \lambda_D}{\bar{I}_V},$$

表 2.2: 观测纵场定标结果。

日期	位置	C_V (m/s)	C_l (G)	$S = \frac{I_H}{I_V}$
Aug. 21	-0.15 \AA	21118	18497	0.98
Aug. 20	-0.15 \AA	19624	17539	1.00
Aug. 20	-0.075 \AA	10748	9606	1.00

其中, $\bar{I}_V = \frac{1}{2}(I_r + I_b)$, $\Delta\lambda_D = \frac{V}{c}\lambda$, V 是视向速度, c 是光速。速度定标系数定义为:

$$C_V = \frac{V}{S_V} = \frac{\bar{I}_V}{\left(\frac{\lambda}{c}\right)\left(\frac{\Delta I}{\Delta\lambda}\right)_m}. \quad (2.28)$$

由 (2.27) 和 (2.28) 式可以得到:

$$C_H = \frac{SC_V}{K},$$

其中, $S = \frac{I_H}{I_V}$, $K = 4.67 \times 10^{-13} \lambda g c$ 。太阳的自转速度已知, 由速度与 S_V 的关系可以推得 C_V , 继而可以得到纵场定标系数 C_l , 结果见表 2.2。

2.2.3 经验定标

经验定标方法分两步完成: 首先, 我们观测谱线的吸收轮廓 $I(\lambda)$, 计算磁场信号 S_H ; 然后确定最佳的观测位置, 评价指标是这个位置谱线具有较好的灵敏度和线性。灵敏度和线性可用 K_s 和 E 描述:

$$K_s = \left(\frac{\partial I}{\partial \lambda}\right) / N_s(\lambda), \quad (2.29)$$

$$E = \left| \left(\frac{\partial I}{\partial \lambda}\right) - \left(\frac{\Delta I}{\Delta \lambda}\right) \right| / \left(\frac{\partial I}{\partial \lambda}\right), \quad (2.30)$$

$N_s(\lambda)$ 是噪音指标, 随波长变化不大, 结果见表 2.3。

其中 λ_C 是具有最小定标系数的位置; λ_S 是具有最好的灵敏度的位置; λ_L 具有最好线性的位置; λ_{optimum} 是我们最终选定的观测位置。怀柔站日常采用的定标系数也是经验定标结果, 是利用 Kitt Peak 天文台的标准 Stokes 参数轮廓进行定标: 纵场信号, 波带位置是偏离线心: -0.075 \AA , $C_l = 1 \times 10^4 \text{ G}$; 横场信号, 波带位置是在线心附近, $C_l = 97.3 \times 10^4 \text{ G}$ 。

表 2.3: 纵场的经验定标结果。

透过带位置	蓝翼 λ	C_l (G)
λ_C	0.070	8820
λ_S	0.088	9299
λ_L	0.132	14674
λ_{optimum}	0.075	8882

2.2.4 非线性最小二乘拟合定标

非线性最小二乘拟合定标利用最小二乘方法, 将理论 Stokes 轮廓 V/I , Q/I , U/I 同观测的活动区黑子轮廓进行拟合, 得到统计意义上的定标结果, 它实际是将光谱仪型磁场测量设备使用的磁场反演方法 (图 2.1) 应用到滤光器型磁场测量设备上。

计算理论轮廓可以使用解析解 (2.14 式), 拟合轮廓中所使用的 8 个参数是: λ_0 是谱线的线心, λ_D 是多谱勒宽度, a 是阻尼因子, η_0 是谱线吸收系数和连续谱吸收系数的比率, μB_1 是源函数的斜率, B 是总的磁场强度, ψ 是磁倾角, ϕ 是方位角, 我们假设各个参量之间是独立的。观测轮廓可以用谱线扫描的方式获得, χ^2 的定义是:

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_i \frac{1}{\sigma_{Q_i}^2} [Q_i(\text{obs}) - Q_i(a_j; \text{fit})]^2 \\ & + \sum_i \frac{1}{\sigma_{U_i}^2} [U_i(\text{obs}) - U_i(a_j; \text{fit})]^2 \\ & + \sum_i \frac{1}{\sigma_{V_i}^2} [V_i(\text{obs}) - V_i(a_j; \text{fit})]^2, \end{aligned} \quad (2.31)$$

其中求和指标 i 是对所有的波长位置进行的, a_j 指的是 8 个参数, σ 是权重因子。

Su & Zhang (2004) [83] 抽取活动区 NOAA 10484 上 108 个点 (半影区域) 的 V/I , Q/I , U/I 轮廓采用最小二乘法进行拟合得到磁场强度, 计算得到的线性定标系数见表 2.4。

表 2.4: 基于最小二乘法的定标结果, \pm 后面是线性拟合的拟合误差。

内容	透过带位置 (\AA)	定标系数 (G)	透过带位置 (\AA)	定标系数 (G)
C_t	-0.12	10550 ± 92	0.00	6790 ± 52
C_l	-0.12	10076.5 ± 134.3	-0.075	8381.0 ± 159.1

2.2.5 交叉定标

交叉定标是对同一个活动区用准同时的滤光器型磁场测量设备和光谱仪型磁场测量设备的观测资料进行直接对比。Berger & Lites (2002, 2003) [18, 19] 对观测时间一致的 (ASP) 磁图和 SOHO/MDI 的全日面磁图进行对比, 他们发现 MDI 所得磁图的磁通量密度低于 ASP 磁通量密度, ASP 对 MDI 的比率为 1.6。Wang et al. (2010) [7] 比较了一系列准同时的 Hinode/SP 和太阳磁场望远镜的观测资料, 以此来检验太阳磁场望远镜的定标结果。通过比较 (见图 2.2) 他们发现太阳磁场望远镜所测得的磁通量明显低于 Hinode/SP 测得的磁通量, 磁场望远镜的定标系数偏小, 而且他们发现定标系数有明显的中心到边缘的变化。

2.3 光谱仪型的磁场测量设备的磁场反演方法

和最小二乘拟合定标一样, 光谱仪型磁场测量设备的磁场反演是利用最小二乘法技术, 把理论 Stokes 轮廓 V/I , Q/I , U/I 同观测的活动区黑子轮廓进行迭代拟合, 满足拟合条件后输出的参数即为最终的参数 (图 2.1)。计算理论的 Stokes 轮廓即可以采用辐射转移方程的解析解, 也可以采用数值解 [73]。解析解的反演方法可以追溯到七十年代, Harvey et al. (1972) [40] 发展了一套基于 Milne-Eddington 大气模型、反演 I 和 V 轮廓的算法, 该算法不考虑磁光效应, 采用二分量模型。Auer et al. (1977) [13] 扩展到反演四个 Stokes 参量, Landolfi et al. (1984) [48] 在 Auer 的 AHH 反演算法中考虑了磁光效应。Skumanich & Lites(1987) [72] 为 Stokes II 偏振仪和 ASP 开发一套反演算法, 算法中考虑了磁光效应、散射光、填充因子等, 是一套比较经典的算法, 后来的 Hinode/SP 数据的反演也是基于这套算法。图 2.3 是他们反演的一个例子, 文中也和 Auer 等人的反演结果进行了对比。对于色球谱线, Lites et al. (1988)

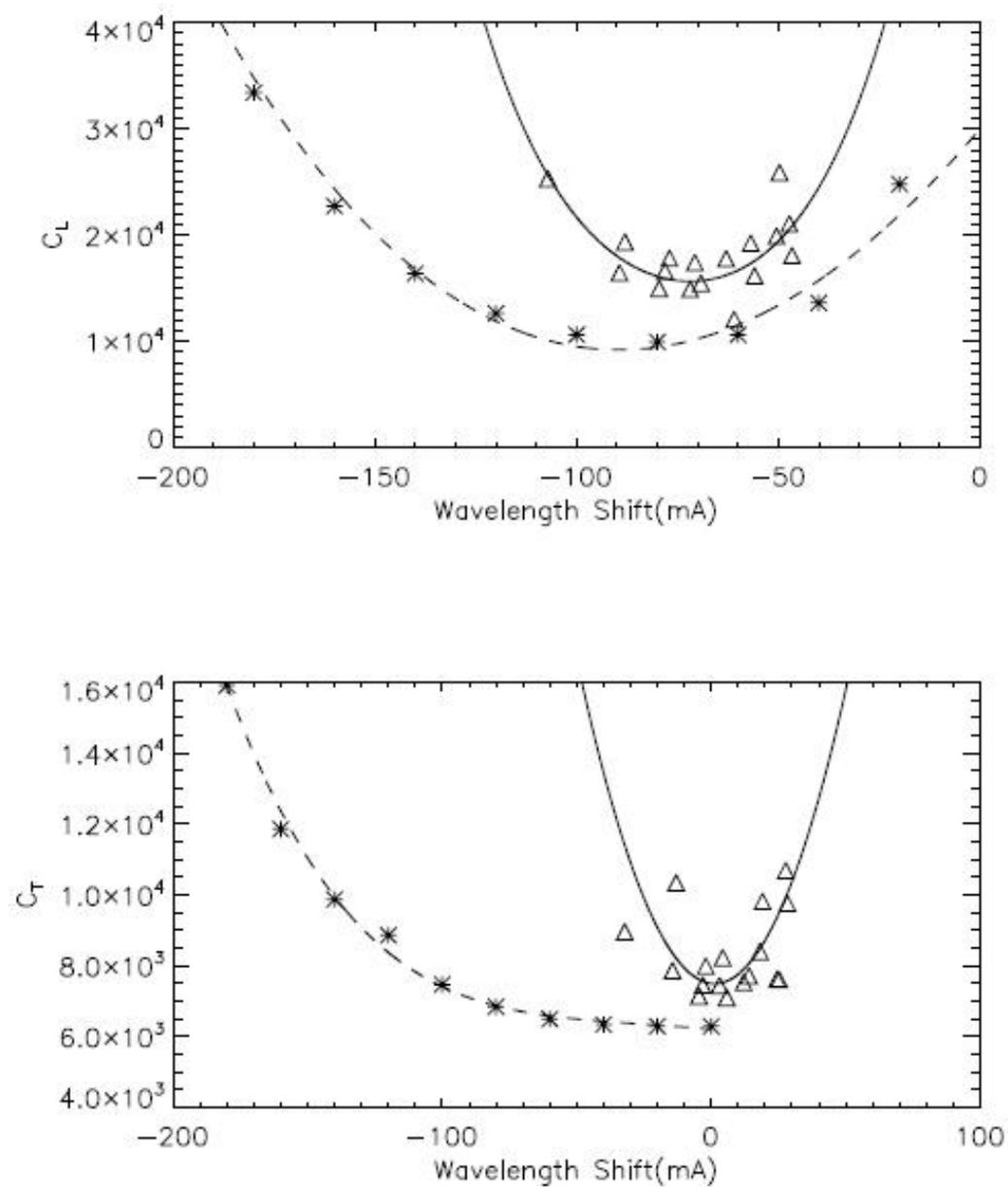


图 2.2: 横场和纵场定标系数随日面不同位置的变化。* 代表Su et al. (2007)^[84]的结果, Δ 代表对比 Hinode/SP 磁场强度得到的结果^[7]。

[53] 采用扩展的解析解 (类似于 2.16 式) 对 Mg 原子的两条谱线同时反演, 结论为采用两条谱线比一条谱线反演的结果更准确。国内用解析解反演磁场的工作始于苏江涛等人, 详见非线性最小二乘拟合定标 (2.2.4 节)。基于解析解的反演算法都基于 Milne-Eddington 大气模型假设, 也就是认为除了源函数外, 其他参数都不随光深变化, 这种模型有些理想化, 偏离太阳大气的真实情况。

考虑磁场等参数随光深的变化, 可以用数值解的反演算法。如 Ruiz Cobo (1992) [65] 开发的基于响应函数的反演方法, Almeida et al. (1997) [66] 的 IAC MISMA (Micro-Structured Magnetic Atmospheres) 反演方法, Zurich (1998) [33] 基于两种不同类型的磁流管的反演方法 (1998 年两种不同类型磁流管)。对于色球谱线, Socas-Navarro (2001) [75] 开发出采用非局部热动平衡下的反演算法。采用数值解的优势除了磁场等参数随光深变化外, 还可以解释 Stokes Q , U , V 轮廓的不对称性问题。国内采用数值解的反演算法见 Qu et al. (2006, 2007) [9, 59] 基于太阳 Stokes 光谱太阳望远镜的工作, 他们提出了一个两层的大气模型。在每层大气里, 参量不变, 但两层之间的参量是变化的, 这样的参量设置可以模拟不对称以及反常的 Stokes 轮廓, 同时可以确保 DELO 数值解的精度。基于数值解反演方法的优点是可以得到分层的磁场、温度、密度等参数, 缺点是分层导致的计算量增大, 以及观测量对输入参数的依赖关系更加复杂, 无法解析求出 Jacobi 矩阵, 对后续的反演计算造成困难 [86]。

除了基于最小二乘拟合反演方法外, 还有一些或基于人工神经网络 (Artificial Neural Network) [22], 或基于主成分分析 (Principal Components Analysis) [74] 的新方法。这些新方法依靠预先准备的含有大量模型计算得出的谱线轮廓数据库, 对观测轮廓的反演就是从数据库中寻找一组 Stokes 轮廓, 从而使这组轮廓最接近观测轮廓。相比较非线性的最小二乘法的反演, 这些方法可以快速、可靠地处理大量的 Stokes 轮廓 [9]。

2.4 同时/准同时成像成谱的磁场测量设备的定标方法

对比滤光器型的磁场测量设备的不同定标方法, 可以看到一个明显的趋势, 滤光器型磁场测量设备和光谱仪型磁场测量设备的定标方法趋于一致, 这也和未来的磁场测量设备向着同时成像成谱的发展趋势一致。可不可以开发一种算法, 用有限的光谱点去反演矢量磁场, 即使是反演磁场的精度稍差些? Graham et al. (2002) [36] 指出用一条谱线上两个点的光谱信息不足以反演到

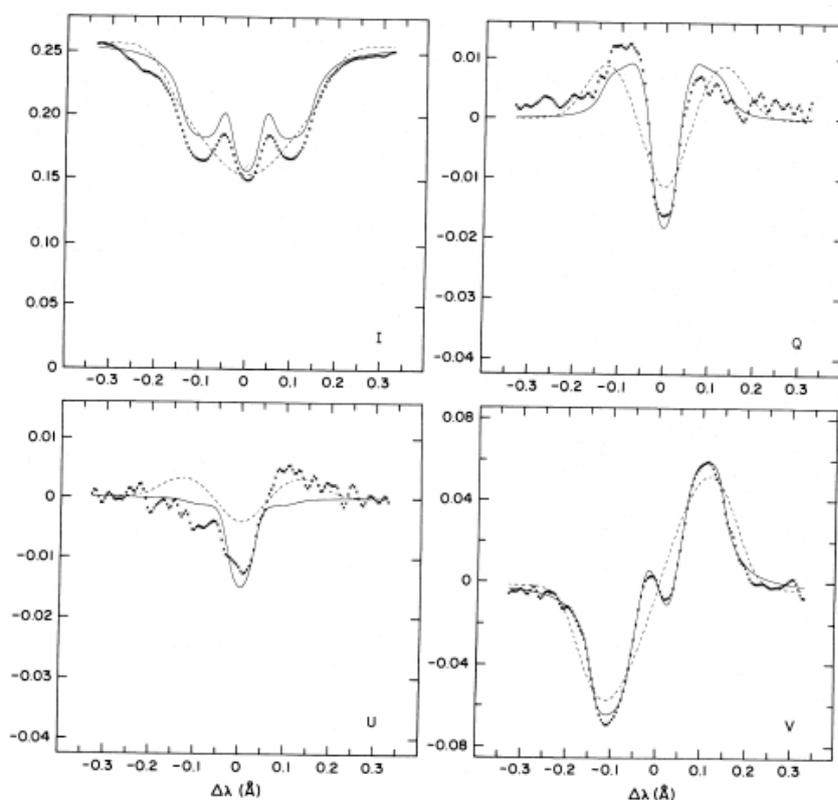


图 2.3: 分别用 AHH 反演法和 M-E 反演法对观测数据进行反演的结果。虚线代表 AHH 反演法的结果, 实线代表 M-E 反演的结果, 点线代表观测数据^[72]。

矢量磁场等参数, 至少 4 个点的光谱信息可以反演到矢量磁场等参数, 且多数情况下精度优于 10%。Borrero et al. (2010) [20] 基于 Levenberg-Marquardt (LM) 的最小二乘拟合方法为 HMI 开发一套算法 VFISV (Very Fast Inversion of the Stokes Vector), 这套算法也是基于 Melin-Eddington 大气模型, 并应用于 HMI 的 12 分钟分辨率矢量磁场数据的反演。滕飞 2012 年独立开发了可适用于 SDO/HMI 和两维实时光谱仪的基于 MPI 的并行磁场反演计算平台 MEINV, 在此平台上对 HMI 算法做了些修改, 包括改进了初值的选择策略、提高了合成 Voigt 和 Faraday 函数的光滑性, 简化了待反演参数从而改善了反演的稳定性 [86]。Centeno et al. (2014) [24] 也优化了 VFISV 算法, 包括对权重因子 σ 的改动, 减少自由参数的数目, 对自由参数数值的限制等。

上面介绍了偏振辐射转移方程的各种形式的解, 总结了不同太阳磁场测量设备的定标方法, 三通道望远镜属于滤光器型的太阳磁场测量设备, 开展其磁

场测量定标需要采取哪种方法？太阳磁场望远镜也是光谱仪型的磁场测量设备，有没有可能完善其磁场测量定标？通过对比不同类型的太阳磁场测量设备的定标方法，我们发现基于最小二乘技术的磁场反演方法是目前用得最多，未来也有很好的应用前景。对于低色球谱线 Mg b_2 5172.68 Å，线心附近的光谱处于非局部热动平衡状态，我们尝试采用扩展的解析解 (第 2.1.2 节)，采用光谱扫描模式获得偏振数据，采用目前常用的非线性最小二乘方法 (第 2.2.4 节) 进行磁场测量定标。有限点磁场反演的方法发展到可以应用到色球谱线时，届时可以将这种方法用到 Mg b_2 谱线上，但目前还不太合适。对于三通道的两条光球谱线 Fe I 5247.05 Å 和 5250.21 Å，以及太阳磁场望远镜的光球谱线 Fe I 5324.19 Å，我们可以尝试采取有限点光谱反演的方法 (第 2.4 节) 开展活动区的磁场测量定标。

在开展磁场测量定标之前，需要对偏振数据做些预处理。偏振数据的处理和单色像的数据处理有所不同，它不仅要改正平场、暗场，还需要改正 Stokes I, Q, U, V 之间的交叉串扰。简而言之，交叉串扰就是观测信号中存在不需要的其他信号，如在 Stokes Q 中，实际上存在着来自 I, U, V 的信号，这部分不是我们所需要的，需要采取某种方法将它们去除。交叉串扰去除后，才可以得到高偏振精度的 I, Q, U, V 数据，从而为准确的磁场测量定标奠定基础。滤光器型的磁场测量设备仅透过工作谱线某一位置处的面源的偏振信号 (第 1.5.1 节)，无法将交叉串扰提取出来，所以去除交叉串扰需要多个光谱位置的偏振信息。对于光谱仪型的太阳磁场测量设备，光谱信息十分丰富，便于改正仪器的交叉串扰。我们开展活动区光球和低色球谱线的磁场测量定标需要采用光谱扫描方式获得多个光谱位置的偏振数据，利用这些偏振数据可以开展去除交叉串扰的研究，在下一章中我们将详述如何去除交叉串扰。

第三章 去除交叉串扰的方法研究

从 (2.25) 式可知, V 正比于 $\frac{\partial I}{\partial \nu}$, Q, U 正比于 $\frac{\partial^2 I}{\partial^2 \nu}$, 可见在 Stokes I, Q, U, V 中, 偏振信号 Q, U, V 相比单色光强信号 I 要小, 而且 V 居中, Q, U 最小。在测量偏振信号时, 最难测量的应该是 Stokes Q, U 。本章不再赘述平场暗场的改正, 而是侧重于如何测量弱的偏振信号 (3.2 节), 以及如何通过理论的方法去除仪器的交叉串扰 (3.3 节), 从而提高偏振精度。

3.1 研究背景

交叉串扰的去除是处理偏振数据的重要环节, 也是低色球磁场测量的难点之一。交叉串扰有可能来自仪器, 也有可能来自太阳自身。来自太阳的交叉串扰起源于辐射转移方程中的反常色散, 反常色散可以导致 Faraday 效应 (磁光效应) 和 Voigt 效应。仪器中的交叉串扰主要来自 $1/4$ 波片的延迟和装调误差, KD*P 的温度变化, 高压控制不稳定等因素, 望远镜几何系统也会造成仪器偏振, 尤其是非轴对称的几何系统。本节的交叉串扰主要侧重在三通道望远镜的仪器交叉串扰, 其几何光路是轴对称系统, 偏振分析器由一个 $1/4$ 波片、KD*P 和偏振片组成。

上世纪九十年代, West & Balasubramaniam (1992) [96] 开始考虑去除滤光器型磁场测量设备的交叉串扰, 并提出改正方法, 当时针对的主要是光球谱线。国内 Su & Zhang (2007) [85] 采用两种方法去除滤光器型磁场测量设备仪器本身的交叉串扰, 针对的也是光球谱线。对于低色球谱线, 滤光器型的磁场测量设备观测的很少, 有关交叉串扰改正的尝试也很少。本章采用 Su & Zhang (2007) [85] 改正光球谱线的交叉串扰时用到的方法来改正色球谱线的交叉串扰。对于偏振信号 Stokes Q, U, V 三个分量, Q, U 最小, 假设存在线偏振 Q, U 到圆偏振 V 的串扰, 因为 Q, U 的值非常小, 对 V 的影响不大; 如果存在 V 到 Q, U 的交叉串扰, 即使非常小 (如: 10% 的串扰值和 Q, U 的值可能在同一个量级), 其对 Q, U 的影响却非常大, 因此本章重点考虑 V 到 Q, U 的交叉串扰。另外, 本章用到的一个假设是 Stokes Q, U 轮廓轴对称, Stokes V 轮廓中心对称, 且仅对三通道的整个视场内的交叉串扰求统计平均

值, 并未对每个像素的交叉串扰单独求值。色球的偏振信号很弱, 特别是线偏振 Q , U 信号, 所以在交叉串扰改正之前我们首先需要弄清造成色球偏振信号弱的原因, 找到提高弱偏振信号信噪比的方法, 然后才能尝试着去除仪器的交叉串扰。

3.2 弱偏振信号的测量

由 (1.2) 式可知以多普勒宽度为单位的塞曼裂距 ν_B 与 $m^{\frac{1}{2}}$ 成正比, 与 $T^{\frac{1}{2}}$ 成反比, 和磁场强度成正比, 和朗德因子成正比。对于许多色球谱线, 其形成温度比较高, 对应的原子质量比较轻, 磁场强度比较弱, 朗德因子较小, 所以这些谱线的偏振信号比较弱(定性解释), 尤其是 Q , U , 这也是色球磁场测量困难的原因之一。例如 Uitenbroek (2010) [89] 的数值模拟结果显示: 对于色球的 $H\alpha$ 谱线, 当磁场强度、倾角、方位角分别为 2000 G, 45° , 90° 时, 对应的 Stokes Q/I 和 U/I 分别为 0.01 和 0.005; 对于 Fe I 6302.5 Å 谱线, 其形成高度在光球, 温度低, 原子质量也比氢原子要高, 在相同的磁场条件下, 其 Stokes Q/I 和 U/I 数值可以达到 0.17。对于 Ca II 8542.14 Å, 其原子质量是氢原子的 40 倍, 此时的 Stokes Q/I 和 U/I 数值分别为 0.04 和 0.02。不考虑温度的变化, 对于 Mg I 5172.68 Å 和 Fe I 5247.05 Å 谱线, 朗德因子分别为 1.75 和 2, 铁原子的质量是镁原子的 2.3 倍, 代入 (1.2) 式可以近似计算裂距 ν_B 的比值约为 $\frac{1}{2}$, 也就是说 Fe I 5247.05 Å 谱线测得的偏振信号约是 Mg I 5172.68 Å 谱线的两倍。2012 年 4 月 25 日, 我们通过三通道望远镜测量 5172.68 Å 和 5247.05 Å 的 Stokes Q , U , V 。对于 5172.68 Å 谱线, 选择灵敏度最好的位置 -0.12 Å, 对于 5247.05 Å, 也是灵敏度最好的位置 -0.05 Å, 活动区编号为 NOAA 11465, 结果见图 3.1。对比可以发现, 5247.05 Å 的值约是 5172.68 Å 的 2 倍, 与通过 ν_B 的定性计算结果一致。

对于弱的偏振信号, 特别是 Stokes Q/I , U/I 的准确测量是太阳磁场测量的一个难题。一般有两种方法, 一种是建造大的望远镜, 提高空间分辨率, 获得更多的光子数。另外一种方法是 Deng & Zhang (1999) [30] 采用的深积分方法, 来提高信噪比。这种方法已经应用在色球宁静区纵向磁图的测量和日冕磁场的测量 (Zhang & Zhang (2000) [100] Lin et al.(2004) [51])。其基本原理是信噪比 S 与时间 t 的关系满足

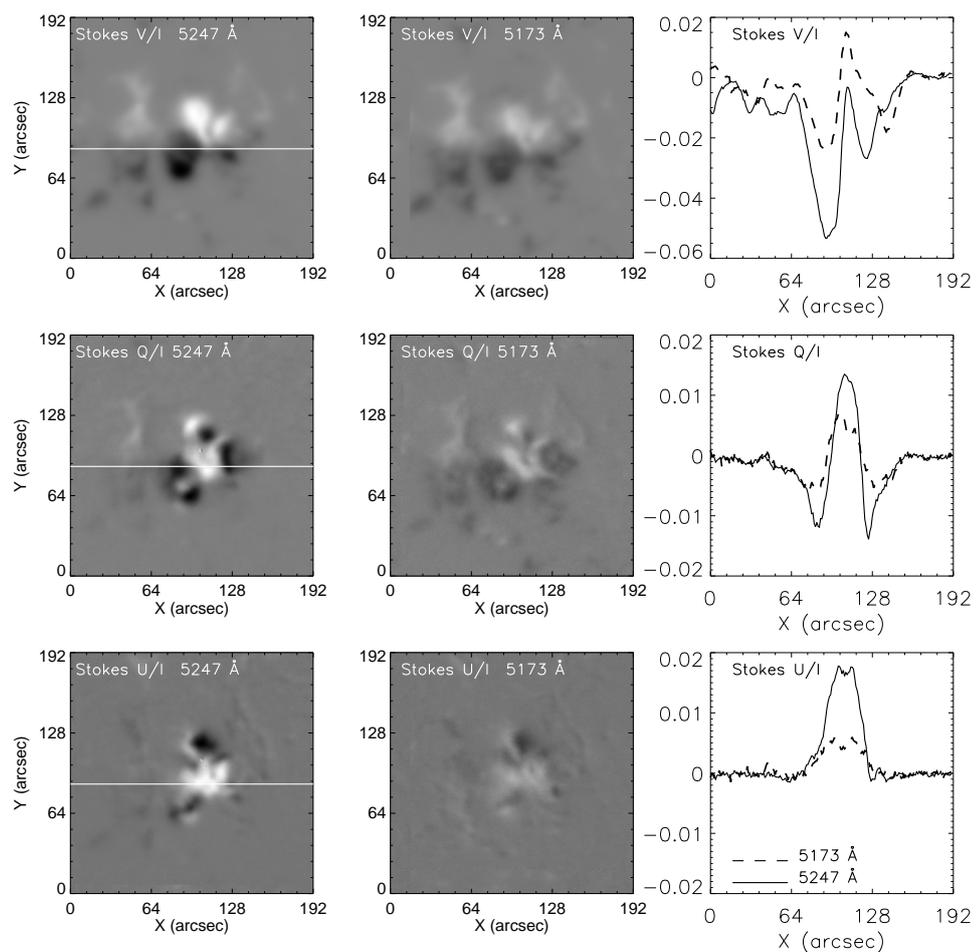


图 3.1: MgI 5172.68 Å 和 FeI 5247.05 Å 谱线的 V/I , Q/I , U/I 强度图。两条谱线对应的左列直线上点的强度值见右列。

$$S \propto \sqrt{t}. \quad (3.1)$$

由上式可知, 增加积分时间, 就可以获得高的信噪比, 5247.05 Å 的偏振信号约是 5172.68 Å 的 2 倍, 同等条件下, 观测 5172.68 Å 谱线偏振信号时的积分帧数 (等同于积分时间) 应该是观测 5247.05 Å 信号时的 4 倍。增加积分帧数对实际观测的改善效果如何? 下面仍然以 Stokes Q 为例, 观测活动区 NOAA 11465, 看看其改善效果 (见图 3.2)。

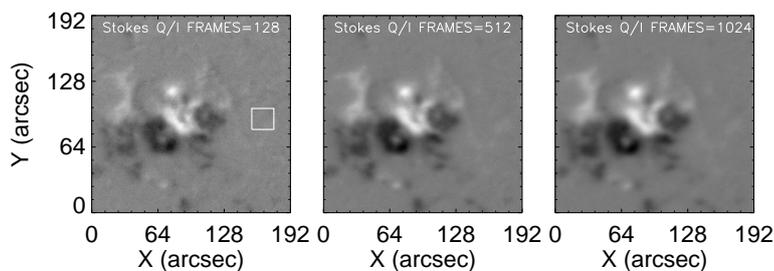


图 3.2: 活动区 NOAA 11465 Stokes Q 的强度图. 从左到右叠加帧数分别为 128, 512 和 1024 帧。

所选区域单帧的曝光时间为 60 ms, 帧数为 128, 512, 和 1024 帧。为了定量描述其改善效果, 统计黑子周围一小块宁静区 (图 3.2 中左图矩形区域) 的标准方差, 可以衡量所测图像的信噪比。从左到右, 三组数据矩形区域的方差分别为 0.00042, 0.00025 和 0.00017, 可见, 叠加帧数增多后, 标准方差减少, 测量信号更加准确。由于三通道望远镜可以同时测量 5172.68 Å, 5247.05 Å 和 5250.21 Å 的偏振信号, 在测量时叠加帧数应该保证 5172.68 Å 有较高的信噪比。例如, 5247.05 Å 和 5250.21 Å 谱线, 测量活动区的 Stokes Q/I , U/I 256 帧叠加就可以获得较高的信噪比, 对 5172.68 Å 谱线, 则需要 1024 帧叠加来获得相近的信噪比 (信号是 5247.05 Å 的 $\frac{1}{2}$)。多帧叠加可以显著提高信噪比, 然而因其耗时较长, 会引起空间分辨率下降, 所以不适合观测快速变化的活动现象。

3.3 交叉串扰的改正方法

3.3.1 方法一：对称线翼相减法

圆偏振信号 V 串扰到 Q 中的部分用 C_q 来描述，串扰后的信号 Q' 和串扰前的信号 Q^0 二者的关系可以写为：

$$\begin{aligned} Q'_{\lambda_0+\delta\lambda_1} &= Q^0_{\lambda_0+\delta\lambda_1} + C_q V_{\lambda_0+\delta\lambda_1}, \\ Q'_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} &= Q^0_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} + C_q V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

式中 $Q'_{\lambda_0+\delta\lambda_1}$ 和 $Q'_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}$ 分别代表 Mg b₂ 谱线的红翼和蓝翼，角标 λ_0 代表滤光器透过带的真实位置，多普勒速度造成的波长漂移为 $\delta\lambda_1$ 和 $\delta\lambda_2$ ，实际观测中一般满足 $\delta\lambda_1 = \delta\lambda_2$ ，等式 (3.2) 中两个子式相减得到：

$$Q'_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - Q'_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} = (Q^0_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - Q^0_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}) + C_q (V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}). \quad (3.3)$$

依据假设 Stokes Q 的轮廓轴对称，且多普勒速度为零，上式等号右边第一项为零，有：

$$Q'_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - Q'_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} = C_q (V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}). \quad (3.4)$$

对于 Stokes U ，类比可以得到：

$$U'_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - U'_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} = C_u (V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}). \quad (3.5)$$

然而 $(Q^0_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - Q^0_{-\lambda_0+\delta\lambda_2})$ 和 $(U^0_{\lambda_0+\delta\lambda_1} - U^0_{-\lambda_0+\delta\lambda_2})$ 实际观测中并不为零，忽略这两项会引起改正误差。为了计算它们对交叉串扰改正的影响，我们用数值模拟的方法计算了不同多普勒速度 ξ 和不同磁场强度下 $(Q'_B - Q'_R)/(V_B - V_R)/C_q$ 以及 $(U'_B - U'_R)/(V_B - V_R)/C_u$ 的变化情况。角标 B 对应的波长位置为 $(-\lambda_0 + \delta\lambda_1)$ ，角标 R 对应的位置为 $(\lambda_0 + \delta\lambda_2)$ ， λ_0 是滤光器透过带的实际位置。为了定量描述 $(Q^0_B - Q^0_R)$ 和 $(U^0_B - U^0_R)$ 的影响，定义两个参数 δC_{q1} 和 δC_{u1} ，其中 $\delta C_{q1} = (Q^0_B - Q^0_R)/(V_B - V_R)/C_q$ ， $\delta C_{u1} = (U^0_B - U^0_R)/(V_B - V_R)/C_u$ 。定义 $\delta C_{q1,u1} = 10\%$ 作为判据，当 $\delta C_{q1,u1} > 10\%$ 时，改正交叉串扰需要考虑

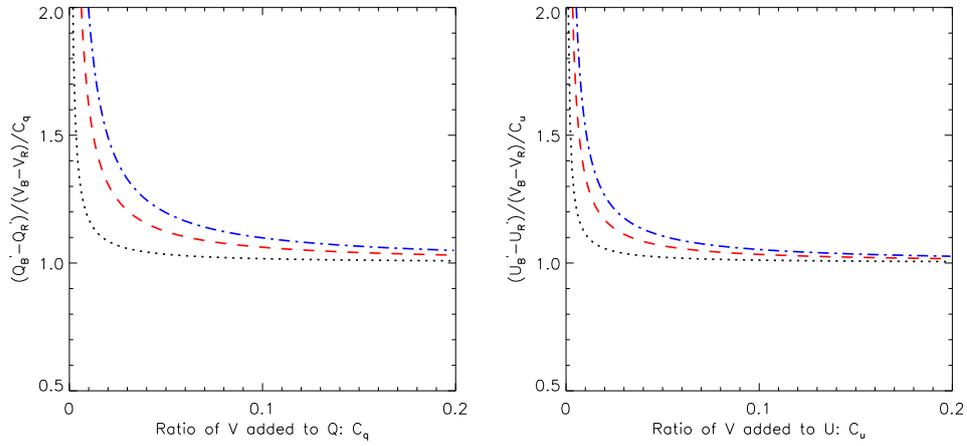


图 3.3: 不同的多普勒速度下, 在偏离线心 $\pm 0.12 \text{ \AA}$ 位置数值模拟 $(Q'_B - Q'_R)/(V_B - V_R)/C_q$ vs. C_q 和 $(U'_B - U'_R)/(V_B - V_R)/C_u$ vs. C_u 的结果。点线、虚线、点虚线对应的速度值分别为 1 km/s、2 km/s、3 km/s。

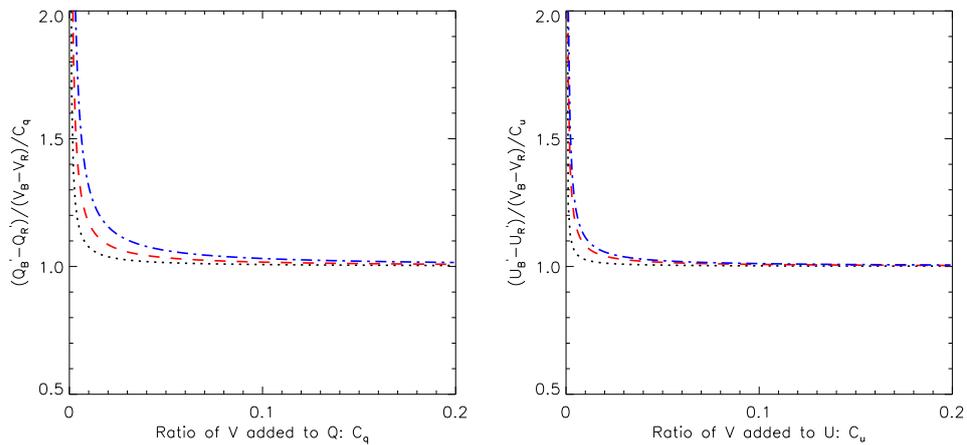


图 3.4: 类似于图 3.3, 对不同磁场强度的模拟结果。点线、虚线、点虚线对应的磁场强度分别为 500 G、1000 G、2000 G。

$(Q_B^0 - Q_R^0)$ 和 $(U_B^0 - U_R^0)$ ；当 $\delta C_{q1,u1} \leq 10\%$ 时，改正交叉串扰时可以忽略 $(Q_B^0 - Q_R^0)$ 和 $(U_B^0 - U_R^0)$ 。计算 Stokes Q , U , 和 V 参数轮廓用的是解析解，且大气参数的数值由拟合实测光谱得到 [15]。

V 信号进入到 Q 和 U 信号中的比例为 C_q 和 C_u ，在不同的多普勒速度 ξ 下的模拟结果见图 3.3。结果显示，当多普勒速度为 1 km/s、磁场强度为 1000 G、磁倾角为 30° 、方位角为 60° 时， C_q 和 C_u 的值越大， $(Q'_B - Q'_R)/(V_B - V_R)/C_q$ 和 $(U'_B - U'_R)/(V_B - V_R)/C_u$ 的值越接近 1。对于不同的多普勒速度，趋势相近。根据上面设定的判据 $\delta C_{q1,u1} = 10\%$ ，当多普勒速度为 1 km/s、2 km/s 和 3 km/s 时，交叉串扰 C_q 对应的临界值分别为 2%、8% 和 11%，交叉串扰 C_u 对应的临界值分别为 2%、4% 和 6%。临界值随多普勒速度的增大而增大，当交叉串扰 C_q 和 C_u 小于临界值时，去除交叉串扰需要考虑 $(Q_B^0 - Q_R^0)$ 或 $(U_B^0 - U_R^0)$ 的影响，否则交叉串扰去除精度不高；当交叉串扰 C_q 和 C_u 大于临界值时，不需要考虑 $(Q_B^0 - Q_R^0)$ 或 $(U_B^0 - U_R^0)$ 的影响，只需要去除 C_q 和 C_u 即可。

图 3.4 显示的是对于不同磁场强度下 $(Q'_B - Q'_R)/(V_B - V_R)/C_q$ 和 $(U'_B - U'_R)/(V_B - V_R)/C_u$ 随交叉串扰 C_q 和 C_u 变化的模拟结果。 $(Q'_B - Q'_R)/(V_B - V_R)/C_q$ 和 $(U'_B - U'_R)/(V_B - V_R)/C_u$ 随 C_q 和 C_u 的增加逐渐趋于 1。按照判据，当磁场强度分别为 500 G、1000 G 和 2000 G 时，对应的交叉串扰 C_q 临界值分别为 1%、2% 和 4%， C_u 的临界值分别为 1%、2% 和 3%。临界值随磁场强度的增加而增加，当交叉串扰 C_q 和 C_u 大于临界值时，不需要考虑 $(Q_B^0 - Q_R^0)$ 或 $(U_B^0 - U_R^0)$ 的影响，只需要去除 C_q 和 C_u 即可，结论和不同多普勒速度时得到的结论相似。至此，我们可以得到这样一个结论，这种方法对大的交叉串扰 (大于临界值) 改正有效，对于小的交叉串扰 (小于临界值) 不理想，小的交叉串扰既要改正串扰，又要去除 $(Q_B^0 - Q_R^0)$ 和 $(U_B^0 - U_R^0)$ 影响。

上面是模拟的结果，下面以我们来看看实际观测中的改正效果。假设视场内的交叉串扰是一样的，观测数据取活动区 NOAA 11117，计算时只取 $2' \times 2'$ 的视场。图 3.5 是观测的偏振数据，左列对应的位置为偏离线心 -0.12 \AA ，中间列为偏离线心 0.12 \AA 处的位置，右列是交叉串扰改正后的偏振图像。图 3.6 左列是 $(Q_B - Q_R)/I$ vs. $(V_B - V_R)/I$ 和 $(U_B - U_R)/I$ vs. $(V_B - V_R)/I$ 的散点图。线性拟合散点图可以统计得到视场内的交叉串扰 C_q 和 C_u ，拟合值分别为 10.3% 和 8.5%。参考模拟得到的临界值，此时不需要考虑 $(Q_B^0 - Q_R^0)$ 和

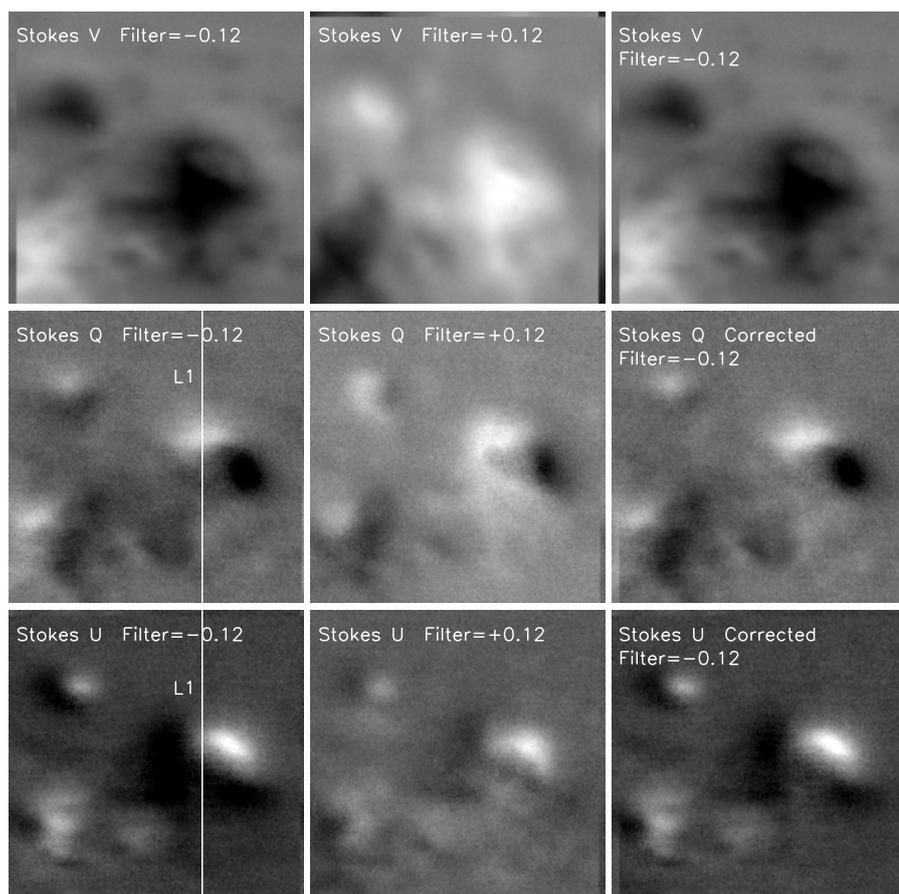


图 3.5: 活动区 NOAA 11117 的 Stokes V , Q , 和 U 偏振强度图. 从左到右分别为 -0.12 \AA , 0.12 \AA 和仪器交叉串扰改正后的偏振图像. 左列竖线 L1 上的点用来对比交叉串扰改正的效果 (见图 3.7)。

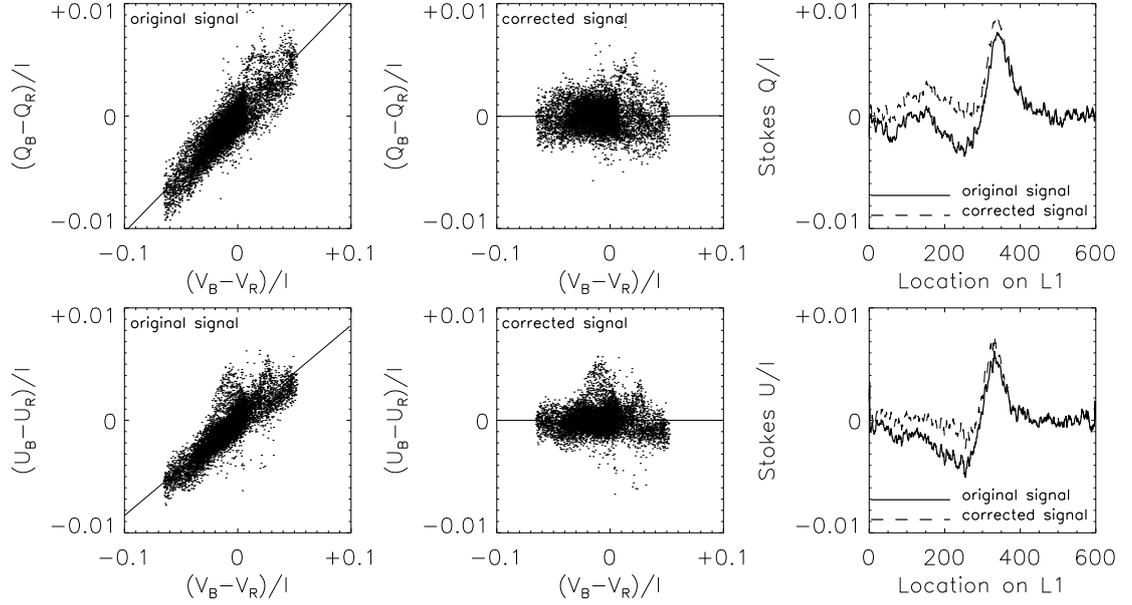


图 3.6: 交叉串扰改正前 (左列)、改正后 (中间列) $(Q_B - Q_R)/I$ vs. $(V_B - V_R)/I$ 和 $(U_B - U_R)/I$ vs. $(V_B - V_R)/I$ 的散点图。实线是对散点的线性拟合。右列是图 3.5 中定义的直线 L1 交叉串扰改正前和改正后的对比结果。

$(U_B^0 - U_R^0)$ 的影响, 交叉串扰改正后的散点图见图 3.6 的中间列, 线性拟合散点图得到的值分别为 0.03% 和 0.003%, 交叉串扰的改正有效。交叉串扰改正后的偏振图像 (图 3.5 右列) 和改正前的数据 (图 3.5 左列) 对比可知部分区域的偏振强度变化很大, 用图 3.5 左列直线 L1 可以更好的描述改正前后的效果, 结果见图 3.6 右列。

3.3.2 方法二: 对称线翼相加法

(3.2) 式中两个子式相加可得:

$$Q'_{\lambda_0+\delta\lambda_1} + Q'_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} = (Q_{\lambda_0+\delta\lambda_1}^0 + Q_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}^0) + C_q(V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} + V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}). \quad (3.6)$$

对于 Stokes U , 类比得到:

$$U'_{\lambda_0+\delta\lambda_1} + U'_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} = (U_{\lambda_0+\delta\lambda_1}^0 + U_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}^0) + C_u(V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} + V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}). \quad (3.7)$$

如果 $\delta V = V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} + V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} \rightarrow 0$, C_q 和 C_u 即使再大, 相乘为零, 没有必要考虑交叉串扰。但是这种方法需要寻找一个合适的滤光器透过带波长位置, 在此位置需满足 $V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} \approx -V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}$ 。圆偏振信号的轮廓中心对称, 也就是在对称的波长位置满足 $V_{\lambda_0} = -V_{-\lambda_0}$ 。如果波长位移 $\delta\lambda_1$ 和 $\delta\lambda_2$ 比较小, 可以近似认为 $V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} \approx V_{\lambda_0-\delta\lambda_1}$ 并且 $V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2} \approx V_{-\lambda_0-\delta\lambda_2}$, 这样就得到 $V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} = -V_{-\lambda_0-\delta\lambda_2}$, 最终 $V_{\lambda_0+\delta\lambda_1} \approx -V_{-\lambda_0+\delta\lambda_2}$ 。简单的讲就是可以找到关于线心对称的两个透过带位置 $(\lambda_0 + \delta\lambda_1)$ 和 $(-\lambda_0 + \delta\lambda_2)$, 在这两个位置, V 信号相加近似为零。

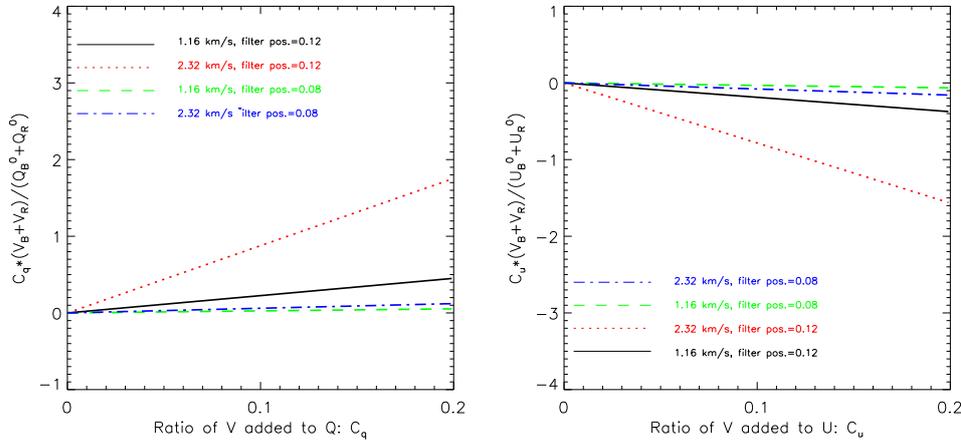


图 3.7: 不同多普勒速度和不同透过带位置处 $C_q(V_B + V_R)/(Q_B^0 + Q_R^0)$ vs. C_q 和 $C_u(V_B + V_R)/(U_B^0 + U_R^0)$ vs. C_u 的数值模拟结果。在偏离线心 $\pm 0.08 \text{ \AA}$ 的结果用虚线和点虚线描述, 在偏离线心 $\pm 0.12 \text{ \AA}$ 处的结果用点线和实线描述。

图 3.7 展示的是 $C_q(V_B + V_R)/(Q_B^0 + Q_R^0)$ vs. C_q 和 $C_u(V_B + V_R)/(U_B^0 + U_R^0)$ vs. C_u 的数值模拟结果。角标 B 仍然表示受多普勒扰动后的工作波长的透过带位置 $(-\lambda_0 + \delta\lambda_1)$, R 表示透过带位置 $(\lambda_0 + \delta\lambda_2)$, λ_0 是透过带位置。模拟中输入的磁场强度、磁倾角和方位角分别为 1000 G、 30° 、 60° 。输入的透过带位置分别为 $(-0.16 \text{ \AA}, +0.08 \text{ \AA})$, $(-0.14 \text{ \AA}, +0.10 \text{ \AA})$, $(-0.12 \text{ \AA}, +0.04 \text{ \AA})$, $(-0.10 \text{ \AA}, +0.06 \text{ \AA})$ 。前两对对应的透过带波长位置为 $\pm 0.12 \text{ \AA}$, 后两对对应的透过带波长位置为 $\pm 0.08 \text{ \AA}$, 并且第一和第三对对应的多普勒速度 ξ 为 2.32 km/s, 第二和第四对对应的多普勒速度为 1.16 km/s。

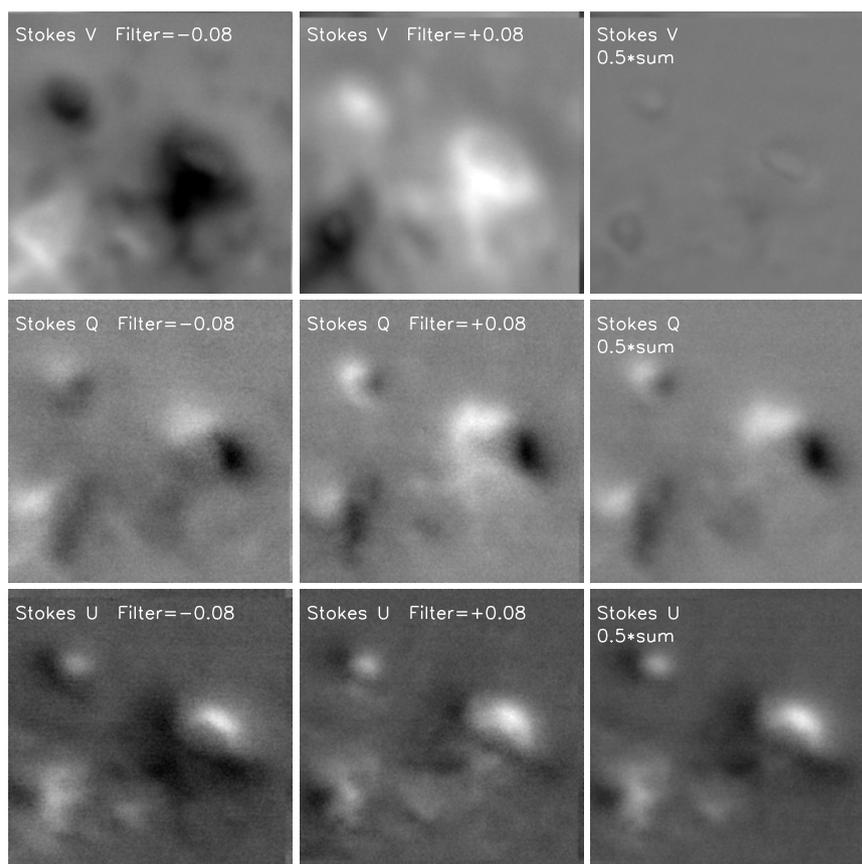


图 3.8: 活动区 NOAA 11117 的 Stokes V , Q , 和 U 的偏振图像。左列和中间列分别是偏离线心 -0.08 \AA 和 $+0.08 \text{ \AA}$ 的图像, 右列是两个位置求平均后的图像。

定义 $\delta C_{q2} = C_q(V_B + V_R)/(Q_B^0 + Q_R^0)$, $\delta C_{u2} = C_u(V_B + V_R)/(U_B^0 + U_R^0)$, 仍然定义 $\delta C_{q2,u2} = 10\%$ 作为判据, 当它们的值大于 10% 时, $C_q(V_B + V_R)$ 或 $C_u(V_B + V_R)$ 的影响不可忽略, 当它们的值小于 10% 时, 不需要考虑交叉串扰。模拟结果显示在偏离线心 0.08 \AA 的位置, 当交叉串扰很小时, δC_{q2} 和 δC_{u2} 的值接近零, 随着交叉串扰增加, 这两个值线性增加。依据判据, 当多普勒速度为 $1.16 (2.32) \text{ km/s}$, 交叉串扰小于 20% (17%) 时, 用这种方法改正交叉串扰 C_q 是可信的。对于 C_u , 有效范围为 0 到 18% (13%) 之间。在偏离线心 0.12 \AA 的位置, $\delta C_{q2,u2}$ 与 $C_{q,u}$ 的关系和在 0.08 \AA 处类似, 当多普勒速度为 $1.16 (2.32) \text{ km/s}$ 并且满足判据时, 对应的 C_q 是 5% (1%), C_u 是 4% (1%)。

这种方法相比对称线翼相减法的优点是只需要考虑 Stokes Q 和 U 信号, 不需要考虑 V , 缺点是只对小于临界值的交叉串扰有效, 当交叉串扰大于临界值时, 这种方法无法改正。通过对比位置 0.08 \AA 和 0.12 \AA 的临界值, 可以发现临界值和波长位置有关。在 0.08 \AA , 交叉串扰的临界值大于 0.12 \AA 处的值。用对称线翼相加法估计 Mg b_2 谱线的交叉串扰 C_q 和 C_u 为 10.3% 和 8.5%, 显然在透过带波长位置 0.08 \AA 处更适合用这种方法。

下面, 我们尝试用这种方法校正 Mg b_2 谱线的交叉串扰, 根据模拟结果选取的滤光器透过带的位置是 0.08 \AA 。图 3.8 从上到下显示分别是活动区 NOAA 11117 的 Stokes V , Q 和 U 的偏振图像。左列对应的位置为偏离线心 -0.08 \AA , 中间列 $+0.08 \text{ \AA}$, 右列前两列的平均值。平均后可以发现 V 信号相比 Q 和 U 信号很小, 交叉串扰改正后, Q 和 U 信号在一些区域的改善比较明显。

3.4 结论与讨论

本章讨论了弱偏振信号的产生原因、测量方法。假设 Stokes Q , U 轴对称, Stokes V 中心对称, 采用对称线翼相加和相减的办法, 通过数值模拟计算了其改正交叉串扰的优缺点, 给出其适用范围, 并将这两种方法用于三通道望远镜的 Mg b_2 谱线。结论如下:

1. 三通道望远镜在灵敏度最好的位置 5247.05 \AA 的偏振信号约是 5172.68 \AA 的 2 倍。根据信噪比和 \sqrt{t} 成正比可知, 如果三个通道同时观测, 确定观测的叠加帧数时, 应该保证偏振信号最弱的 $\text{Mg b}_2 5172.68 \text{ \AA}$ 谱线有较高的信噪比。

2. 对称线翼相加和相减两种方法均可以校正来自仪器的 Stokes V 到 Q , U 的交叉串扰。数值模拟结果显示对称线翼相减的方法对改正大于临界值的交叉串扰有效, 小于临界值时, 交叉串扰的改正误差较大。对称线翼相加的方法对改正小于临界值的交叉串扰有效, 对大于临界值的交叉串扰改正误差较大。值得一提的是对称线翼相加法改正交叉串扰时只需要 Stokes Q , U 信号, 不需要 V 信号。
3. 采用上述两种方法改正交叉串扰时都需要选择合适的滤光器透过带位置, 用对称线翼相减法最好在偏离线心 0.12 \AA 的位置, 对称线翼相加法在偏离线心 0.08 \AA 。对称线翼相减法对透过带波长位置的要求没有对称线翼相加法苛刻, 在偏离线心 0.08 \AA 处, 用对称线翼相减法改正也可以。

那么上面两种方法改正仪器的交叉串扰, 是否可信? 数值模拟结果显示, 对称线翼相减法的适用范围和多普勒速度、磁场强度有关, 当速度小于 2 km/s 时, 在 0.12 \AA 校正 $C_q > 8\%$ 和 $C_u > 4\%$ 的交叉串扰是可信的; 当磁场强度小于 2000 G 时, 校正 $C_q > 4\%$ 和 $C_u > 3\%$ 的交叉串扰是可信的, 三通道磁像仪中 $\text{Mg b}_2 5172.68 \text{ \AA}$ 谱线的交叉串扰 $C_q = 10.3\%$ 和 $C_u = 8.5\%$, 且此值不随活动区或计算串扰选取的透过带位置的改变而改变。所以对于磁场强度小于 2000 G 、速度小于 2 km/s 的区域, 用对称线翼相减法改正是可信的。另外, 这里计算的 C_q 和 C_u 是统计平均值, 视场内实际的交叉串扰应该随不同位置而不同, 所以对整个视场用一个统计平均值去改正交叉串扰会增加某些区域的交叉串扰改正误差。对于对称线翼相加法, 当多普勒速度小于 2.32 km/s 时, 在 0.08 \AA 位置处交叉串扰改正的可信区间 C_q 为 $0 \sim 17\%$, C_u 为 $0 \sim 13\%$ 。此外, 临界值随波长位置的变化而变化, 所以对称线翼相加法的使用需要精心选择波长位置。无论对称线翼相加还是相减法的计算结果都表明, 临界值和多普勒速度有关, 所以最好是综合利用速度场和磁场的的数据来改正交叉串扰。目前三通道望远镜不具备速度场测量的功能, 希望在未来可以添加。

对于太阳磁场望远镜和三通道望远镜的另外两条 5247.05 \AA 和 5250.21 \AA 谱线, 本章提供的两种方法也可以用来去除其交叉串扰。这两种方法都是基于理论去除交叉串扰。随着仪器偏振响应矩阵 (Mellur 矩阵) 测量方法的发展, 现在可以较为精确的测量望远镜系统和偏振分析器的偏振响应矩阵, 提高偏振精度也可以通过偏振定标来实现, 详细介绍见侯俊峰博士论文 [8]。目前, 越来越多的望远镜将偏振精度列为指标之一, 如美国正在研制的先进技术太阳望

望远镜 (ATST) 要求偏振测量精度达到 $5 \times 10^{-4} I_c$, 我国正在预研的深空太阳天文台 (DSO) 和中国巨型太阳望远镜 (CGST) 要求达到 $2 \times 10^{-4} I_c$ 。本章的方法和通过偏振定标去除交叉串扰的方法互为补充相辅相成, 可以结合起来使用, 以得到高精度的偏振数据。有了高精度的偏振数据, 我们就可以进行后面两章的磁场测量定标工作。

第四章 活动区光球谱线的磁场测量定标

前一章介绍了两种去除仪器交叉串扰的方法，观测的偏振数据做过平场、暗场和交叉串扰改正后就可以用来定标矢量磁场。本章侧重于光球谱线的磁场测量定标，选用谱线是太阳磁场望远镜 (SMFT) 的 Fe 5324.19 Å 谱线。历史上这条谱线曾用过的定标方法，在第 2.2 节中说明得十分详细。随着成像成谱设备的发展，有限点光谱反演的方法也逐步发展起来 (第 2.4 节)。我国在研的两维实时光谱仪计划在 Fe 5324.19 Å 谱线的八个位置进行同时成像成谱的偏振观测，建成之后，其时间空间分辨率将是同类仪器中的佼佼者。它采用的谱线和怀柔基地的太阳磁场望远镜相同，所以我们可以使用太阳磁场望远镜的数据开展这条谱线的有限点光谱反演工作，一方面为两维实时光谱仪的数据处理积累经验，为仪器研制提供一些有益建议；另一方面改进太阳磁场望远镜的定标工作，提高磁场测量定标的精度，这正是本章的出发点和落脚点。本章将有限点光谱反演的的方法用在 Fe 5324.19 Å 谱线上，此方法用谱线上的六个点逐点反演视场内偏振数据的矢量磁场，不需要弱场近似的假设，不用线性定标，可以克服目前太阳磁场望远镜单点定标的不足。由于第二章对定标方法介绍的比较多，此处不再赘述研究背景，在第 4.1 节介绍使用的数据，第 4.2 节给出 SMFT 的反演结果，第 4.3 节里将 SMFT 的反演结果和 HMI 的反演结果进行对比，验证我们反演结果的可靠性，六点和单点定标的对比结果呈现在第 4.4 节，最后给出结论。

4.1 观测数据

本章采用的数据是怀柔基地太阳磁场望远镜 (SMFT) 的数据。太阳磁场望远镜有效视场 $4.1' \times 3.5'$ ，CCD 大小为 $1k \times 1k$ 。用最新的观测系统 [71]，文中用到的 256 帧叠加的数据的信噪比约为纵场 10 G，横场 100 G。

4.1.1 Stokes I 的谱线轮廓

我们用光谱扫描的方法来确认滤光器各级的匹配正常。具体方法为，望远镜指向日面中心一宁静区，扫描 Stokes I 的轮廓，扫描范围从偏离线心 -400

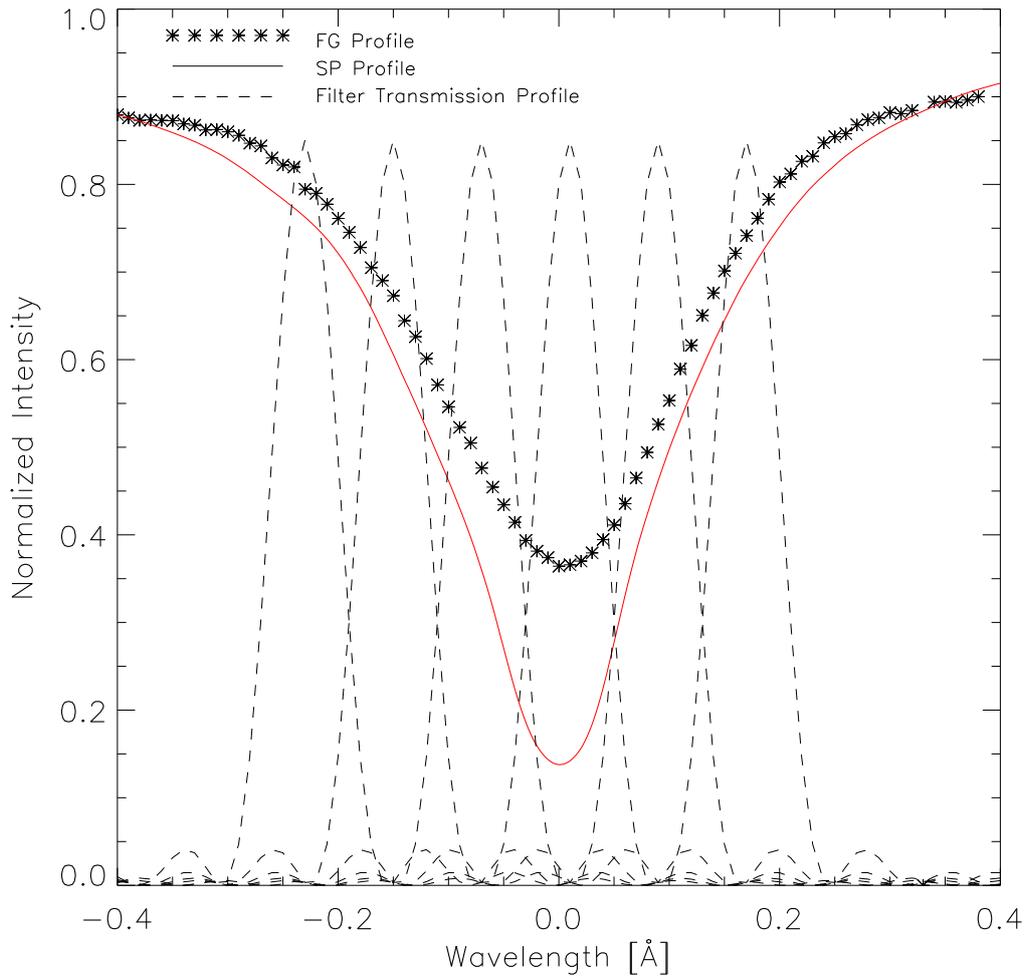


图 4.1: 太阳磁场望远镜单色像的扫描光谱和标准太阳光谱对比图。星号线表示扫描光谱, 红色实线表示 BASS2000 下载的标准太阳光谱。虚线代表六个光谱点位置的滤光器透过带的理论轮廓, 从左到右峰值透过位置分别为 -0.24 , -0.16 , -0.08 , 0 , 0.08 , 0.16 Å。

mÅ 到 +400 mÅ, 扫描间隔为 10 mÅ, 结果见图 4.1。为方便对比, 我们还添加了标准太阳光谱³。对比可见, 太阳磁场望远镜的透过谱线和标准太阳光谱吻合, 磁场望远镜透过谱线变宽透过率降低, 这可能是滤光器透过带轮廓卷积的结果, 也可能是散射光的影响。

4.1.2 磁场望远镜的扫描偏振数据

确认太阳磁场望远镜扫描模式可信后, 于 2012 年 11 月 12 日我们采集了活动区 NOAA 11611 的扫描偏振数据, 活动区位置北纬 12° 东经 13°。磁场望远镜的偏振分析器可以对 $V_{\pm} = \frac{I \pm V}{2}$ 中的每帧图像做 256 帧叠加, 耗时约 20 秒, 解调制后可以得到 Stokes I, V 的偏振图像, 同理可以得到 Q_{\pm} 和 U_{\pm} 。扫描方法如下, 依次采取偏离线心 $-0.24, -0.16, -0.08, 0, 0.08, 0.16$ Å 六个透过带波长位置的左右旋偏振光图像 $V_{\pm}, Q_{\pm}, U_{\pm}$, 解调后就可以得到六个位置 Stokes I, Q, U, V 的偏振图像。扫描从 02:40 UT 到 03:00 UT, 历时 20 分钟, 得到的六个点的偏振图像如图 4.2 所示。

4.1.3 HMI 的扫描偏振数据

衡量磁场望远镜的偏振信号和反演结果的准确性, 可以和其他同类设备的观测结果进行对比。为此, 我们下载了同一天 SDO/HMI 的 12 分钟一组的偏振数据, 时间从 02:48 UT 到 03:00 UT。两类设备获得的偏振信号基本一致(见 4.5 节)。表 4.1 中列出 HMI 和磁场望远镜的主要不同之处。HMI 是全日面观测, 磁场望远镜局部观测, 因此需要从全日面的 HMI 数据中提取出局部数据, 旋转对齐后再和磁场望远镜进行对比。

4.2 反演结果

4.2.1 反演程序简介

数据反演采取的程序是滕飞博士基于 C 平台开发的 MEINV, 该程序在 Borrero et al. (2010) [20] 反演 HMI 数据的基础上做了一些改动, 详见第 2.4 节。这套程序可以对不同的光谱线进行反演, 计算理论轮廓用的是局部热动平衡假设下的解析解(见: 2.14 节), 最小二乘拟合基于 Levenberg-Marquardt 算法。最小二乘拟合的公式如下:

¹<http://bass2000.obspm.fr/solarspect.php>

表 4.1: 磁场望远镜和 HMI 的主要不同之处。

设备	磁场望远镜	HMI
空间分辨率	2 ~ 3''	1''
像元分辨率	0.242''	0.5''
视场	240'' × 210''	全日面
工作波长	Fe I 5324.19 Å	Fe I 6173.35 Å
光谱分辨率	~ 80 mÅ	~ 69 mÅ

表 4.2: Fe I 5324.19 Å 的低能级和高能级的原子参数。

能级	电子态	量子数 J	朗德因子
高	e^5D	4	$g_u=1.502$
低	z^5D^o	4	$g_l=1.502$

$$\chi^2 = \sum_i \frac{1}{\sigma_{Q_i}^2} [Q_i(\text{obs}) - Q_i(a_j; \text{fit})]^2 + \sum_i \frac{1}{\sigma_{U_i}^2} [U_i(\text{obs}) - U_i(a_j; \text{fit})]^2 + \sum_i \frac{1}{\sigma_{V_i}^2} [V_i(\text{obs}) - V_i(a_j; \text{fit})]^2 + \sum_i \frac{1}{\sigma_{I_i}^2} [I_i(\text{obs}) - I_i(a_j; \text{fit})]^2. \quad (4.1)$$

式中 i 代表观测的六个光谱点，obs 代表每个光谱点观测的偏振信号。 a_j 代表拟合用到的参数，分别为源函数 B_0 ，源函数的梯度 B_1 ，谱线吸收系数和连续谱吸收系数的比率 η_0 ，阻尼因子 a ，多普勒宽度 $\Delta\lambda_D$ ，磁场强度 B ，磁倾角 ψ ，方位角 ϕ ，视向多普勒速度 V_{los} ，反演中输入的 Fe I 5324.19 Å 谱线的原子参数见表 4.2。

反演过程中，我们使用滤光器透过带的理论轮廓，其计算公式为：

$$T(\lambda) = \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.15}\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.30}\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.60}\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{1.2}\right). \quad (4.2)$$

图 4.1 显示出计算的滤光器透过带轮廓在 5324.19 Å 谱线上位置，透过带峰值分别对应着我们选取的六个位置。

4.2.2 磁场望远镜的反演结果

利用上面的反演程序，我们可以反演磁场望远镜和 HMI 观测的活动区 NOAA 11611 的 Stokes 偏振数据。本章主要讨论磁场部分，因此我们主要展示反演出的磁场分量，包括三个部分，磁场强度 B ，磁倾角 ψ 和方位角 ϕ ，反演结果如图 4.3 所示。选取图 4.3 (a) 中的矩形框作为样本区域，大小为 $50'' \times 50''$ ，它可以用来对比两台设备反演得到的磁场参数，也可以用来对比单点和六点定标的异同。

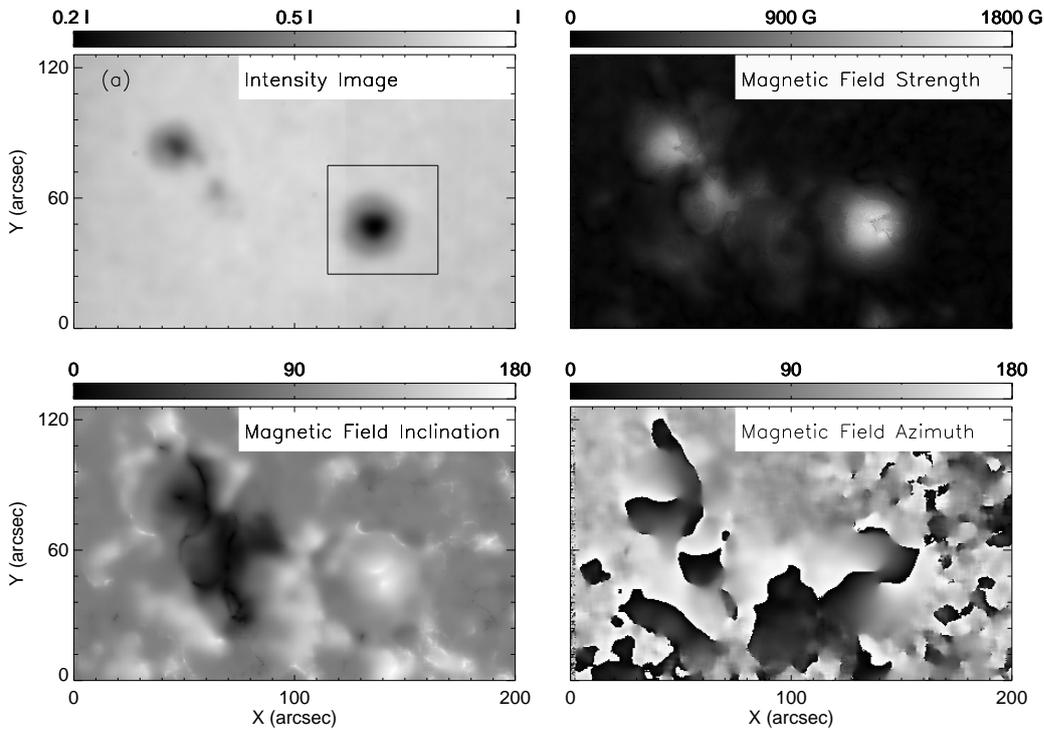


图 4.3: 磁场望远镜数据反演活动区 NOAA 11611 得到的强度图和磁图。左上角为强度图，右上角为磁场强度图，左下角为磁倾角图，右下角为磁方位角图。(a) 中黑色方框区为选取的样本。

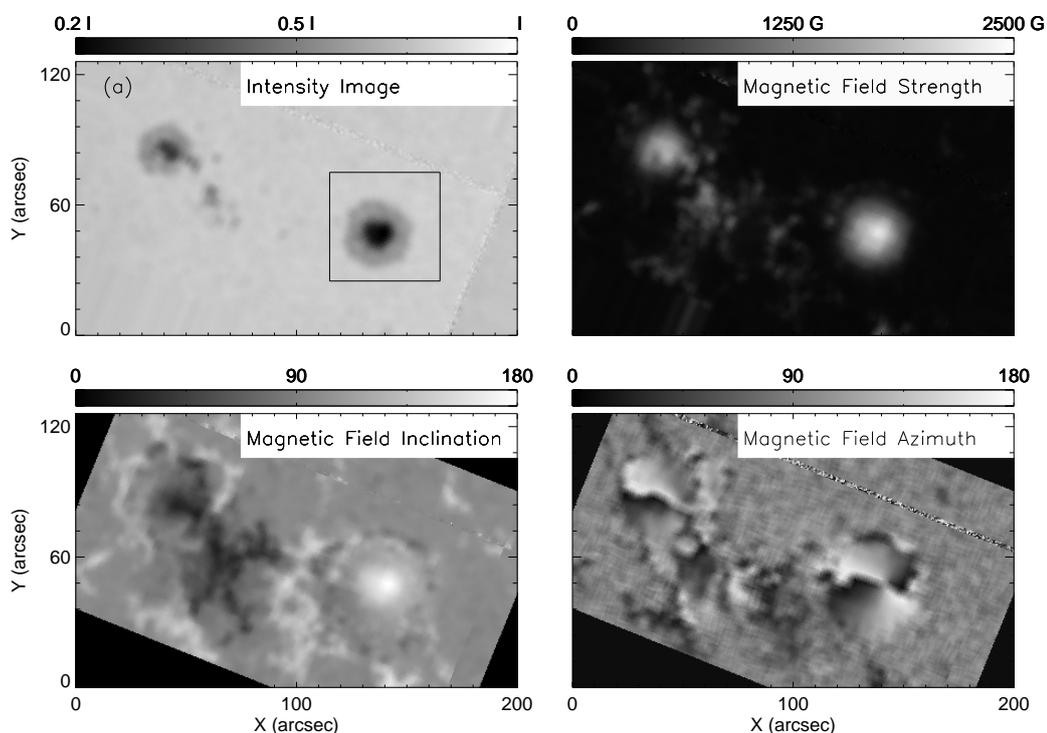


图 4.4: HMI数据反演活动区 NOAA 11611 得到的强度图和磁图。左上角为强度图，右上角为磁场强度图，左下角为磁倾角图，右下角为磁方位角图。(a) 中黑色方框区为选取的样本。

4.3 和 HMI 反演结果的对比

从 HMI 全日面数据中提取出局部数据，改正 P 角，调节 HMI 和 SMFT 数据的像元分辨率，使得二者一致，为便于对比，需要将两台设备的观测数据对齐。我们采用 IDL 中的 CONGRID 函数将 HMI 观测数据的像元分辨率变为 $0.242'' \text{ pixel}^{-1}$ ，然后用 SMOOTH 函数去平滑，使 HMI 的数据得到 $2''$ 的分辨率， $2''$ 的分辨率是 SMFT 等无自适应光学的地基望远镜观测数据的典型分辨率。图 4.4 是用 HMI 数据反演得到的磁场参数，和 SMFT 的反演结果进行形态的对比，可以发现 HMI 的反演结果比 SMFT 的结果要清晰一些，说明 HMI 反演结果的分辨率比 SMFT 反演结果的分辨率要高，原因是我们无法去除 SMFT 观测过程中大气的影。二者的磁倾角、方位角基本一致，SMFT

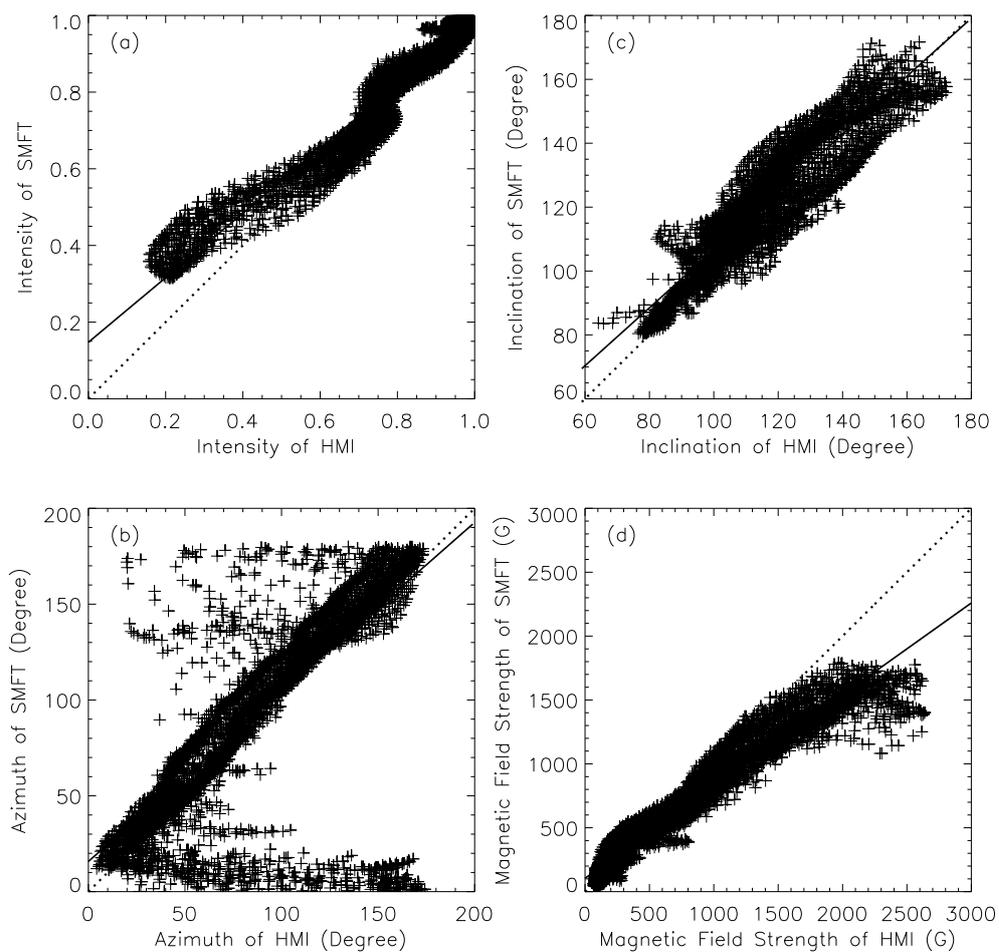


图 4.5: SMFT 和 HMI 反演得到的磁场参数对比结果。(a) 强度, (b) 方位角, (c) 磁倾角, (d) 磁场强度。四个子图中的点线代表完全相关, 实线是散点的线性拟合。

的反演结果中缺少精细结构也是观测过程中大气影响的结果。提取图 4.3 (a) 中的矩形区域, 点对点的对比结果见图 4.5, 单色像强度对比时做过归一化处理。其散点图的线性相关系数为 0.97, 说明 SMFT 和 HMI 观测的单色像强度相关性很强。点线对应的对角线代表二者归一化后的相对强度值完全相等, 散点图线性拟合 (实线) 的斜率为 0.84。在低强度区域 (对应本影位置), 散点偏离对角线的位置较远, 这可能是 SMFT 仪器自身较大的杂散光造成的。

从图 4.5b 和图 4.5c 可以发现, 样本区域两台设备获得的磁场倾角和方位角大都沿对角线分布, 说明两台设备反演得到的倾角和方位角的相关性很好, 计算的线性相关系数分别为 0.7 和 0.92, 散点图的线性拟合斜率分别为 0.88 和 0.90。在计算倾角和方位角时, 我们仅把强度大于 300 G 的位置考虑在内, 尽管如此, 仍然有一部分点偏离对角线较远, 特别是方位角, 原因可能是 Stokes Q 和 U 的信号比 V 要弱。对于磁场强度 (图 4.5d), 散点图的相关系数为 0.97, 相关性很好。线性拟合的斜率为 0.72, 说明 SMFT 反演得到的磁场强度要低一些, 特别是本影区域, 原因可能是 SMFT 仪器自身较大的散射光造成的 [85]。综上所述, SMFT 和 HMI 反演得到的磁场参数相关系数较好, 基本一致, SMFT 观测数据的反演结果是可信的。

4.4 六个和一个光谱点磁场定标的对比结果

对于滤光器型磁场望远镜, 有五种不同的定标方法 (第 2.2 节) 计算定标系数 C_l 和 C_t 。采用六个光谱点的信息, 我们也已经反演得到磁场强度 B , 磁倾角 ψ 和方位角 ϕ , 代入 $B_l = B \cos \psi$, $B_t = B \sin \psi$ 可以得到纵向磁场 B_l 和横向磁场 B_t 强度。有光谱点的偏振信息, 有磁场强度, 可以寻找 B_l 和 V/I 以及 B_t 和 ζ 的关系。我们选用的滤光器透过带位置为 V 偏离线心 -0.08 \AA , Q, U 在线心。磁场望远镜 V 信号的常规观测位置在 -0.75 \AA , 虽然二者有 0.005 \AA 的偏差, 但比滤光器透过带的半宽 (0.15 \AA) 小得多, 这里可以近似认为位置相同。

4.4.1 B_l 和 V/I 以及 B_t 和 ζ 的关系

计算 B_l vs. Stokes V/I 和 B_t vs. ζ 的关系仍然选择图 4.3(a) 中的矩形区域, 计算结果见图 4.6。从图 4.6a 可见, B_l 和 V/I 成扇形分布, 随 V/I 的增加 B_l 越来越弥散, 也就是说当 V/I 值增加时, B_l 的定标误差也增加。从图

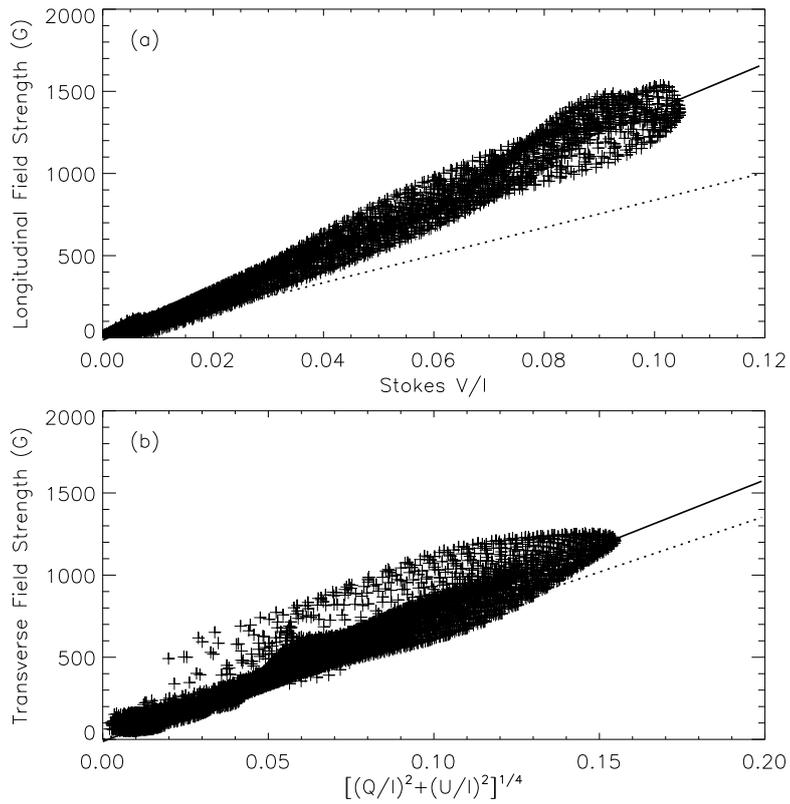


图 4.6: 样本区域磁场强度和偏振信号的散点图。(a) 表示纵场强度 B_l 和 Stokes V/I 对比, (b) 表示横场强度 B_t 和 $[(Q/I)^2 + (U/I)^2]^{1/4}$ 对比。实线是散点图的线性拟合, 点线是 Su & Zhang (2004) [83] 计算的 C_l 和 C_t 。

4.6b 可见 B_t 和 ζ 成橄榄形分布, 当 ζ 最大或最小时, 定标误差不大, 当 ζ 在中位值附近时, 定标误差较大。对散点图线性拟合, 可以得到弱场近似下的线性定标系数 C_l 和 C_t :

$$\begin{aligned} B_l &= -13.918207 + 14020.727(\pm 367)(V/I), \\ B_t &= -13.538136 + 7963.8435(\pm 293)\zeta. \end{aligned} \quad (4.3)$$

括号中的值是线性拟合的拟合误差, 可以认为是定标误差。由 (4.3) 式可知, 通过六个光谱点反演计算的线性定标系数 C_l 和 C_t 分别为 14020、7963。图 4.6 中的点线是 Su & Zhang (2004) [83] 中的定标结果。表 4.3 中列出了磁场望远镜用不同定标系数计算的定标结果, 六点反演计算的纵场定标系数 C_l 比经验定标 [94]、观测定标 [95] 和非线性最小二乘拟合定标 [83] 的定标系数稍大些, 横场定标系数 C_t 介于经验定标和非线性最小二乘拟合定标之间。Wang et al. (2009) [92] 对比了准同时的 SMFT 和 Hinode/SP 的 17 张磁图, 以 Hinode/SP 的磁场参数为标准, 计算了定标系数 C_l 和 C_t , 结论为 C_l 和 C_t 比 Su & Zhang (2004) [83] 计算得到的二者都稍大些, 此处的结论和他们的一致。造成 Su & Zhang (2004) 中定标系数小的原因可能是他们计算时没有考虑本影, 而本文和 Wang et al. (2009) 都考虑了本影。

Su & Zhang (2004) 还计算了 VAL-C 光球、Ding 和 Fang 半影、Allen 本影三种大气模型下纵场和横场强度的理论定标曲线, 结果如图 4.7 所示。对于不同的大气模型, B_l 和 V/I 的理论关系成喇叭状分布, 对比实测结果图 4.3(a) 中的扇形分布, 二者有所不同, 但趋势基本一致。不同的大气模型计算的定标系数不同, 针对某一特定的大气模型, 可以采用线性定标, 如果以一大气模型计算的定标系数为最终的定标系数, V/I 值增加时, 定标得到的磁场强度和其他模型下的磁场强度偏差越来越大。对于不同的大气模型, B_t 和 ζ 的理论关系不同于实测结果图 4.3(b) 中的橄榄形分布, 但针对某一特定的大气模型, 线性定标也是合适的, 对于不同的大气模型, 定标系数不同。

4.4.2 对比结果

有线性定标系数, 有偏离线心 -0.08 \AA 处的 V 信号, 以及线心处的 Q , U 可以定标出矢量磁场, 然后可以和六个光谱点反演的结果对比, 寻找六个和一

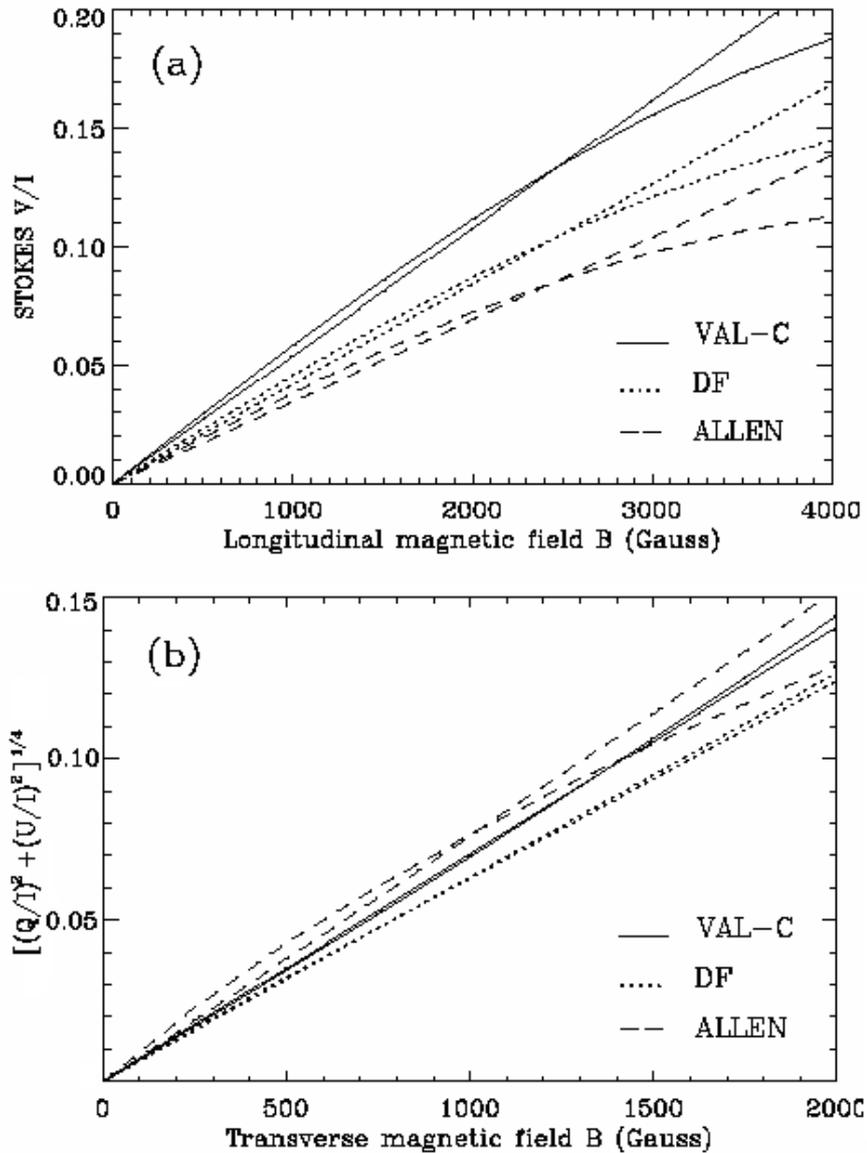


图 4.7: 不同大气模型计算的磁场强度和偏振信号的理论曲线。图 (a) 是 Stokes V/I 和纵场强度的关系曲线, 图 (b) 是 $[(Q/I)^2 + (U/I)^2]^{1/4}$ 和横场强度的关系曲线。直线代表 VAL-C 光球大气模型, 点线代表 Ding 和 Fang 半影大气模型, 虚线代表 Allen 本影大气模型。直线是对理论曲线的线性拟合。

表 4.3: 不同定标方法计算的 C_l 和 C_t 。纵场时滤光器透过带位置在偏离线心 -0.075 \AA ，横场时在线心。

方法	经验定标	观测定标	非线性最小二乘拟合定标	六点反演
C_l	10000	9600	8381	14021
C_t	9730		6790	7964

个光谱点磁场定标的异同，对比结果见图 4.8。线性定标系数选取的是 Su & Zhang (2004) 用非线性最小二乘拟合定标得到的结果。由图 4.8a 和 4.8c 可知，单点和六点定标得到的 B_l 和 B_t 线性相关系数为 0.99 和 0.97，二者强相关，散点图拟合斜率为 1.70 和 1.19，可见单点定标的磁场强度比六点反演的要小，这和前面六点计算的线性定标系数比 Su & Zhang (2004) 的大结论一致。两种方法得到磁倾角 (图 4.8b) 的线性相关系数为 0.98，强相关。对散点的线性拟合斜率为 1.06，说明两种方法得到的磁倾角大小基本相同。至于方位角，两种方法方位角的线性相关系数为 0.93，较强相关。对散点的线性拟合斜率为 0.92，方位角的值也基本相同。这里改正 180° 不确定性用的是势场的方法，改正后方位角从 -180° 到 $+180^\circ$ ，从图 4.8d 中可以看到不相关的对角位置有一些点，可能是改正 180° 不确定性造成的。

4.5 结论与讨论

本章我们扫描得到 SMFT 工作谱线六个光谱位置的偏振数据，逐点反演后和 HMI 的反演结果进行了对比，继而对单点和六个光谱点的反演结果进行了对比，主要结论如下。

1. 借助反演平台 MEINV，利用 SMFT 和 HMI 工作谱线六个光谱点的偏振信息我们反演得到磁场强度、磁倾角、方位角等参数。HMI 和 SMFT 获得的磁场参数基本一致，SMFT 反演得到的磁场强度稍小，可能是 SMFT 自身较大的散射光引起的。倾角和方位角相关性很好，线性相关系数分别为 0.7 和 0.92。
2. 六个光谱点反演得到的 B_l 和 V/I 的关系成扇形分布， B_t 和 ζ 成橄榄状分布，尽管和 Su & Zhang (2004) 的理论计算有些区别，我们是从观测上

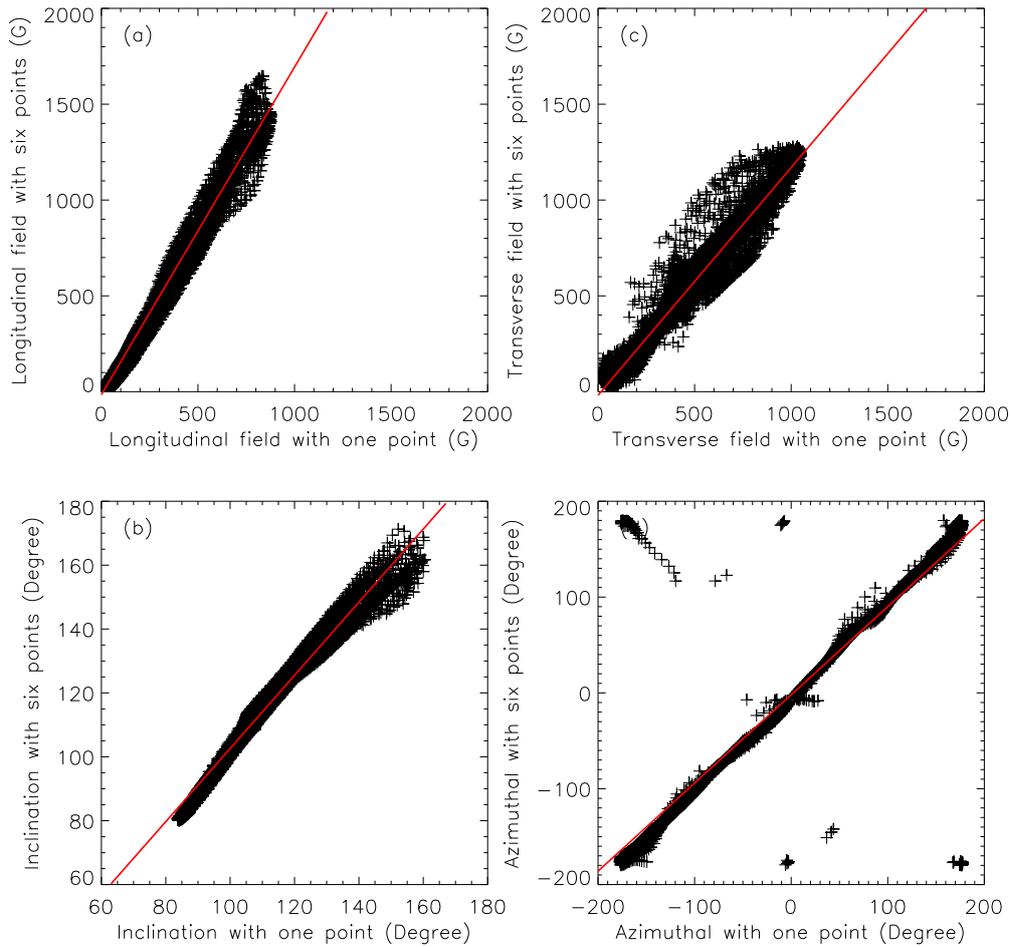


图 4.8: 六点和单点磁场定标的对比结果。(a) 纵向磁场, (b) 磁倾角, (c) 横向磁场, (d) 方位角。滤光器透过带的位置是纵场在偏离线心 -0.08 \AA , 横场在线心。

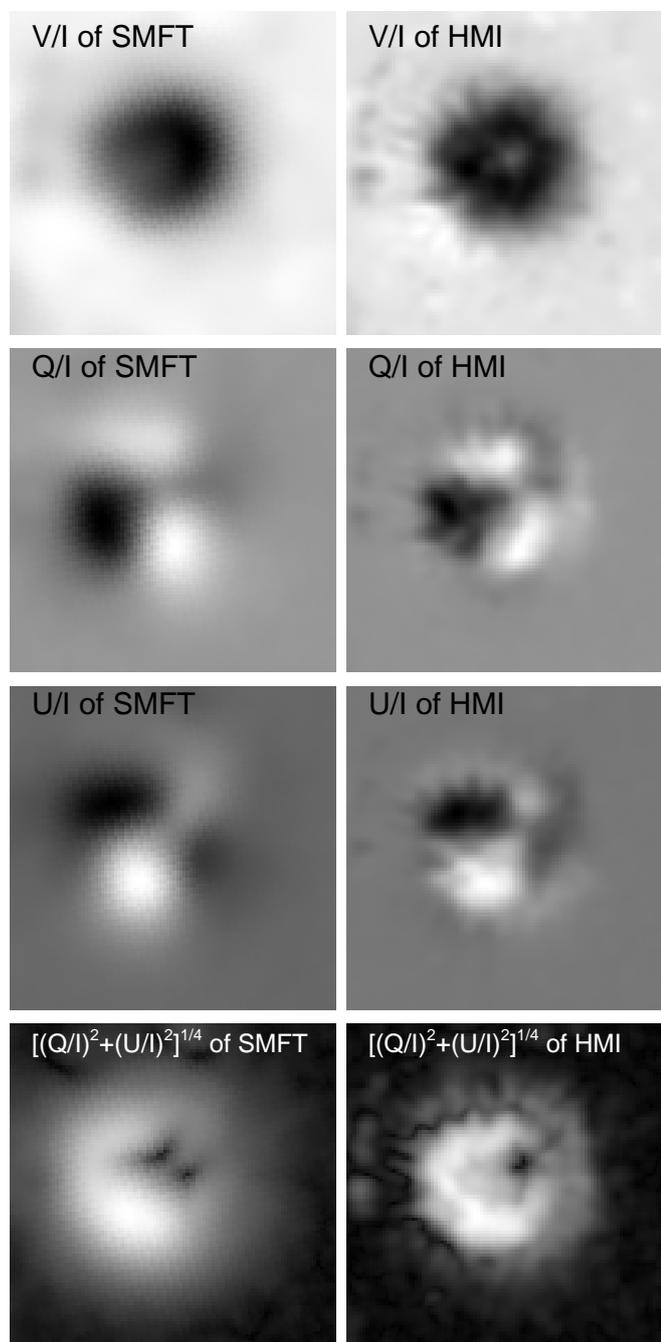


图 4.9: SMFT 和 HMI Stokes V/I , Q/I , U/I 和 ζ 的对比结果。每列从上到下分别为 V/I , Q/I , U/I 和 ξ 。左边一列代表 SMFT 的数据, 右边一列代表 HMI 的数据。

得到这种非线性关系。六点反演结果计算的弱场近似下的定标系数 C_t ，比经验、观测和非线性最小二乘拟合方法计算的稍大些， C_t 介于经验和非线性最小二乘拟合定标计算的结果之间。

3. 单点和六点定标磁场的区别主要在纵场和横场偏离线性的部分，采用六个光谱点反演磁场的方法可以克服弱场近似假设下单点线性定标的不足，对于磁倾角和方位角，单点和六点定标的差别不大 (怀柔基地之前用经验内插的方法来校正横场和纵场定标中的非线性)。

Wang et al. (1992) [93] 对比了大熊湖太阳天文台 (Big Bear Solar Observatory)、Mees 太阳天文台 (Mees Solar Observatory)、怀柔太阳观测基地三个台站磁场望远镜的观测资料，结论是三个台站的纵向磁场比横向磁场相关性要好，大熊湖太阳天文台和怀柔太阳观测基地的矢量磁场的相关性比大熊湖太阳天文台和 Mees 太阳天文台的相关性要好。Zhang et al. (2003) [97] 对比了怀柔太阳观测基地、Mees 太阳天文台和日本国立太阳天文台三个台站磁像仪的观测数据，结论是三个台站的横场数据基本一致。本章中我们对比了 SMFT 和 HMI 反演得到的磁场强度、磁倾角和方位角，得到两台设备的磁场参数基本一致的结论。对于两台设备定标结果的一些差别，我们可以尝试从原始的观测数据中寻找差异，见图 4.9。从图中可以发现，HMI 测量的偏振图像 V/I , Q/I , U/I 和 ζ 比 SMFT 获得的图像的分辨率要高，HMI 测量的图像有更多的精细结构，但两者的形态基本一致。尽管做过平滑处理，平滑显然不能补偿大气的效应，所以 HMI 观测数据的分辨率比 SMFT 数据的分辨率要高。二者偏振图像的区别也可能是因为 SMFT 和 HMI 观测的谱线不同，而不同的谱线形成高度不同，谱线形成高度处的磁场强度、倾角和方位角也有些不同，最终引起偏振图像的差异。仪器的散射光、偏振精度也会造成两台设备定标结果的差异。此外，图像处理过程 (旋转、对齐、变换数据大小) 需要内插处理，也可能对定标结果造成影响。

本章没有考虑填充因子，所以计算得到的磁场强度不是绝对的磁场强度，而是磁通密度。六个光谱点定标的结果比单点的定标结果更好，不需要假设弱场近似特别是能够弥补单点定标中的非线性效应。在怀柔太阳基地的日常观测中，可以每天获得一些六点或多点的光谱扫描数据，反演磁场参数，从而提高磁场测量定标的精度。

第五章 活动区低色球谱线的磁场测量定标

上世纪基于光球磁场测量定标的理论、方法逐渐发展成熟，所以在上一章中我们可以采用有限点光谱反演的方法完善太阳磁场望远镜的磁场测量定标。相比而言，色球和日冕的磁场测量理论和方法还不太成熟，色球和日冕矢量磁场的精确测量是本世纪太阳物理的发展趋势。在光球谱线的磁场测量定标基础之上，本章将侧重于低色球谱线的磁场测量定标。在 5.1 节中简要介绍色球和日冕谱线的磁场测量研究进展， $\text{Mg } b_2$ 5172.68 Å 谱线磁场测量的研究现状；5.2 节介绍观测数据，在 5.3 节中是我们利用非线性最小二乘拟合的方法对两个活动区 168 个点的拟合结果，以及基于拟合结果的定标过程，最后给出结论并对结果做一番讨论。

5.1 研究背景

多数色球谱线的形成温度较高，谱线对应原子的质量较轻，如氢、氦、钠、镁、钙等原子。可见光和近红外波段常用的几条色球谱线有 $\text{H}\alpha$ 6562.81 Å, $\text{H}\beta$ 4861.34 Å, $\text{Mg } b_2$ 5172.68 Å, $\text{Mg } b_1$ 5183.62 Å, $\text{Ca II } 8542.14$ Å, Ca II H\&K (3968.5 & 3933.7 Å), Na I D 5895.94 Å, $\text{He I } 10830$ Å 和 D_3 5876 Å, 这些谱线大都被用于偏振观测 [41, 42]。一般而言，色球谱线的特征是：谱线较宽、线心位置非局部热动平衡、谱线形成高度涵盖光球 (线翼) 和色球 (线心)、偏振信号弱。色球磁场测量比较困难主要有两个原因，一个是色球的磁场强度比光球要低，另一个原因是以多普勒宽度为单位的塞曼裂距较小 [89]，原因见第 3.2 节，造成偏振信号较弱，并且线偏振 Q , U 信号比圆偏振 V 信号要弱，所以许多色球偏振观测只有圆偏振的观测 [21, 35, 100]，没有线偏振的观测。目前做过 I , Q , U , V 四个分量全部观测的谱线有 $\text{H}\beta$ [98], Na I D [50], $\text{He I } 10830$ Å [46], $\text{Mg } b_2$, $\text{Mg } b_1$ [53] 等。因为色球谱线的形成涉及非局部热动平衡，所以磁场反演过程需要考虑非局部热动平衡，这类的反演方法有的基于解析解，如 Lites et al. (1988) [53]，有的基于数值解，如 Socas-Navarro et al. [75]，还有的色球谱线偏振反演过程中需要考虑汉勒效应 (见第 1.4 节)，如 Lagg et al.(2004) [46] 在 $\text{He I } 10830$ Å 谱线的反演过程中既考虑了塞曼效应，

也考虑了汉勒效应。

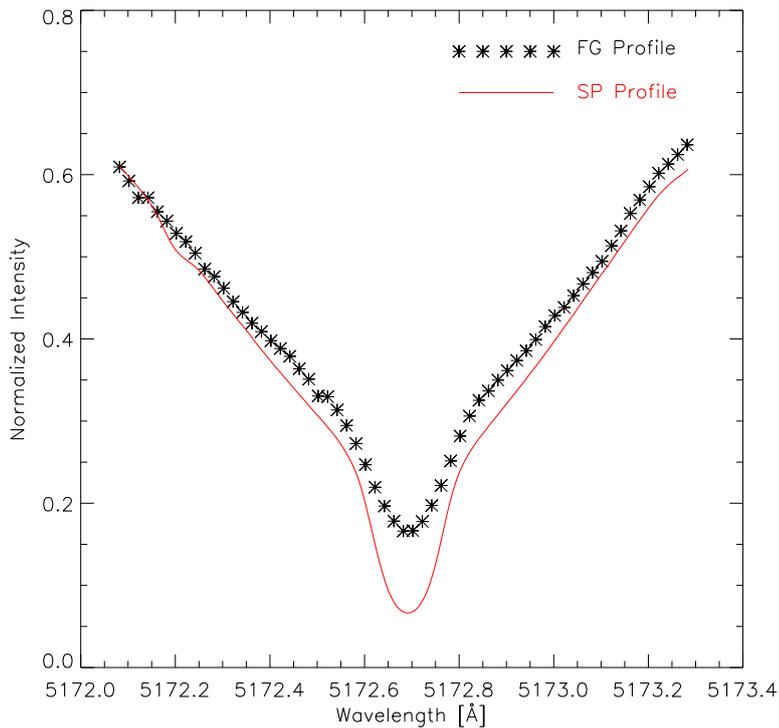


图 5.1: 三通道望远镜扫描的 Mg b_2 谱线轮廓。星号代表扫描轮廓，实线代表来自 Bass2000 数据库的标准光谱轮廓。

Lawrence et al. (1983) [49] 分析了 Mg b_2 谱线观测的 13 个耀斑的性质，指出这条谱线观测的耀斑和软、硬 X 射线的峰值时间强相关。Mauas et al. (1988) [54] 给出这条谱线的原子模型，它的朗德因子为 1.75，是从高能级 $4s^3S$ 跃迁到低能级 $3p^3P$ 的一条谱线，线心形成高度约为 900 km，在偏离线心 0.12

\AA 处的形成高度约为 600 km, 在 0.2\AA 处的形成高度约为 250 km, 是一条典型的低色球谱线; Lites et al. [53] 利用非局部热动平衡下扩展的解析解反演 Stokes 光谱, 反演出一条狭缝的矢量磁场, Qu & Ding (1997) [58] 提出基于数值解逐层反演的方法, 可以得到这条谱线的三维磁场形态, Briand & Martinez Pillet (2001) [21] 给出 Stokes 参量的强度图和纵向磁图, 结论为 Stokes 各个参量都有明显的偏振信号, 遗憾的是他们没有对线偏振进行分析, Gosain & Choudhary(2003) [35] 分析了 Stokes V 轮廓的不对称性, 对光球和色球纵向磁图进行了对比, Deng et al.(2012) [27] 用邓恩太阳望远镜 (Dunn Solar Telescope) 上的 ASP [32, 52] 观测的 Mg b_2 谱线的偏振数据, 采用基于响应函数的反演算法 [65], 得到低色球的矢量磁图。同年, 我们使用三通道磁像仪的数据也得到低色球的矢量磁图, 下面对我们的定标过程进行详细介绍。

5.2 观测和数据处理

本章用到的数据还是来自三通道望远镜的 Mg b_2 谱线, 透过带的半宽为 0.1\AA 。视场是 $3.2' \times 3.2'$, 像元分辨率为每像素 $0.1875''$ ($1\text{k} \times 1\text{k}$ CCD)。

5.2.1 Stokes I 的谱线轮廓

瞄准日面中心太阳宁静区, 扫描 Mg b_2 线的 Stokes I 轮廓, 扫描范围从偏离线心 -600 m\AA 到 $+600 \text{ m\AA}$, 间隔 10 m\AA 采集一组数据, 归一化后的结果见图 5.1。星号代表扫描轮廓, 实线代表来自 Bass2000 数据库的标准光谱轮廓。对比两条曲线可以发现, 扫描光谱和太阳标准光谱基本吻合, 表明滤光器各个透过级匹配的较好, 光谱扫描模式可信。两条曲线的不同可能是滤光器透过带轮廓的卷积或是滤光器存在较大的散射光引起。无论是扫描谱线还是标准太阳光谱, 都可以看到这条谱线的线翼较宽, 且存在一个较宽的多普勒核 (曲线中间突变处), 表明这条谱线是一条色球谱线。

5.2.2 光谱扫描数据

我们分别在 2010 年 10 月 28 日和 2011 年 6 月 18 日对活动区 NOAA 11117 和 NOAA 11236 进行了光谱扫描, 两个活动区在日面的位置分别为北纬 22° 西经 30° 和北纬 17° 东经 30° 。扫描的范围为偏离线心 -200 m\AA 到 $+200 \text{ m\AA}$, 间隔仍为 10 m\AA 。对于每个波长位置, 观测的顺序为: 首先观测 V/I 信

号, 而后 Q/I 信号, 最后 U/I 信号, 每组信号有 256 帧叠加, 获取每组数据的时间约为一分钟, 每次扫描耗时约两个小时。图 5.2 是一组偏离线心 -0.12 \AA 处观测的活动区 NOAA 11117 的 Stokes I , Q/I , U/I , 和 V/I 的偏振图像。每组数据都进行过对齐, 从而去除望远镜跟踪过程的影响。图中可见所有的偏振图像信号都很明显。由第三章对称线翼相减法估计的偏振交叉串扰 V 到 Q 为 10.3%, V 到 U 为 8.5%。其交叉串扰比太阳磁场望远镜的交叉串扰 (5%) 稍大 [6]。

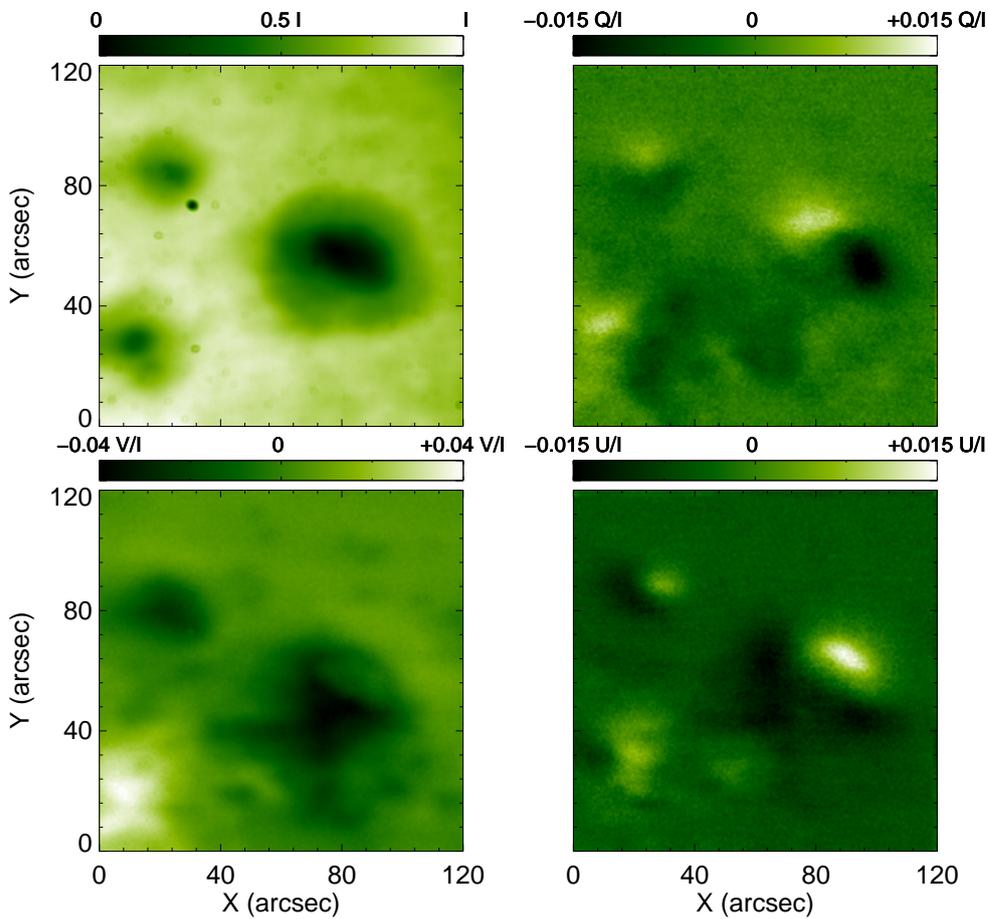


图 5.2: 活动区 NOAA 11117 的 Stokes I , Q/I , U/I , 和 V/I 的偏振图像。每幅图像的视场为 $2' \times 2'$ 。

5.3 非线性最小二乘拟合

从观测的 Stokes Q/I , U/I , 和 V/I 轮廓得到磁场参数, 我们采用最小二乘拟合的方法。由于 Mg b₂ 谱线是一条低色球谱线, 计算理论轮廓用的是扩展的解析解, 解的形式见公式 (2.16)。这里不像一般最小二乘拟合使用到的 Q/I_0 , U/I_0 , V/I_0 , I_0 指连续谱的强度, 由于滤光器的调谐范围有限, 无法测量到连续谱的强度, 所以用每个波长位置的 I 来代替。根据公式 (2.16) 计算解析解用到的参数有十个, 分别为线心 λ_0 , 多普勒宽度 $\Delta\lambda_D$, 阻尼参数因子 a , 磁场强度 B , 磁倾角 ψ , 方位角 ϕ , 源函数的斜率 μB_1 , 源函数中的指数项 A 和 α 。最小二乘拟合公式表示为

$$\begin{aligned}\chi^2 = & \sum_i \frac{1}{\sigma_{Q_i}^2} [Q_i(\text{obs}) - Q_i(a_j; \text{fit})]^2 \\ & + \sum_i \frac{1}{\sigma_{U_i}^2} [U_i(\text{obs}) - U_i(a_j; \text{fit})]^2 \\ & + \sum_i \frac{1}{\sigma_{V_i}^2} [V_i(\text{obs}) - V_i(a_j; \text{fit})]^2,\end{aligned}\quad (5.1)$$

式中 i 表示对所有波长点的求和, 这里共有 41 个波长点, a_j 代表计算理论的 Stokes Q , U 和 V 轮廓用到的上述 10 个参数。对于 Q , U , 和 V , 设置的权重因子分别为 1, 1, 0.5。对于滤光器型磁像仪拟合的具体操作方法, 可以参看 Balasubramaniam & west (1991) [16] 或 Su & Zhang (2004) [83]。

为了选择样本点, 我们采用了 Su & Zhang (2004) 中的方法 [83]。具体做法为: 对活动区 NOAA 11117 和 NOAA 11236 先以本影为中心画 12 条辐射线, 相邻两条辐射线间隔为 30°, 以辐射线的交点为圆心画 7 个同心圆, 最内侧的圆不包括黑子区域。对每个活动区, 辐射线和同心圆各有 84 个交点, 两个活动区共有 168 个点的光谱数据 (见图 5.3)。168 个点的光谱数据拟合之后, 得到的最小拟合场强为横场 128 G, 纵场 3 G。以图 5.3a 中的水平辐射线 0 上的 7 个交点 (a, b, c, d, e, f 和 g) 为例, 在图 5.4 中给出了其观测和拟合的 Stokes Q/I , U/I 和 V/I 轮廓。

实测中我们发现 Mg b₂ 谱线线心的线偏振信号很弱, 线翼的线偏振信号比线心要强。多数的光球谱线的线偏振信号 Q/I 和 U/I 多在线心很强, 对于 Mg b₂ 谱线和通常认为的线心偏振信号强不同。图 5.5a 给出的是活动区 NOAA

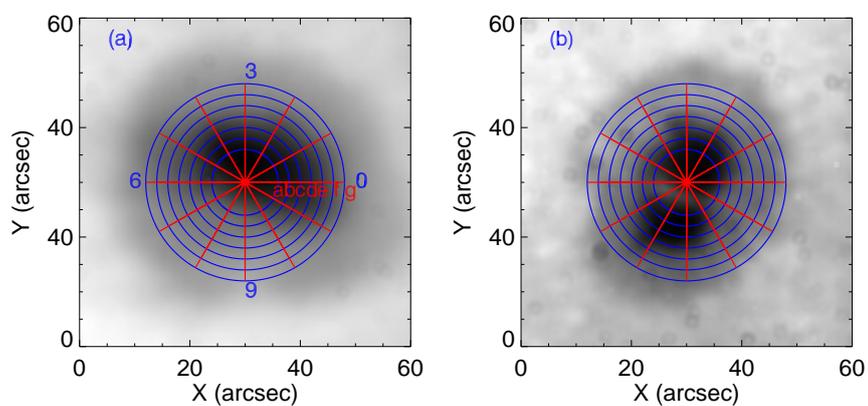


图 5.3: 活动区 NOAA 11117 (左) 和 NOAA 11236 (右) 的单色像图。每个黑子中的 12 条辐射线和 7 个同心圆组成 84 个交点，辐射线 0 上的 7 个交点 a, b, c, d, e, f 和 g 被用来展示观测和拟合的轮廓 (图 5.4)。

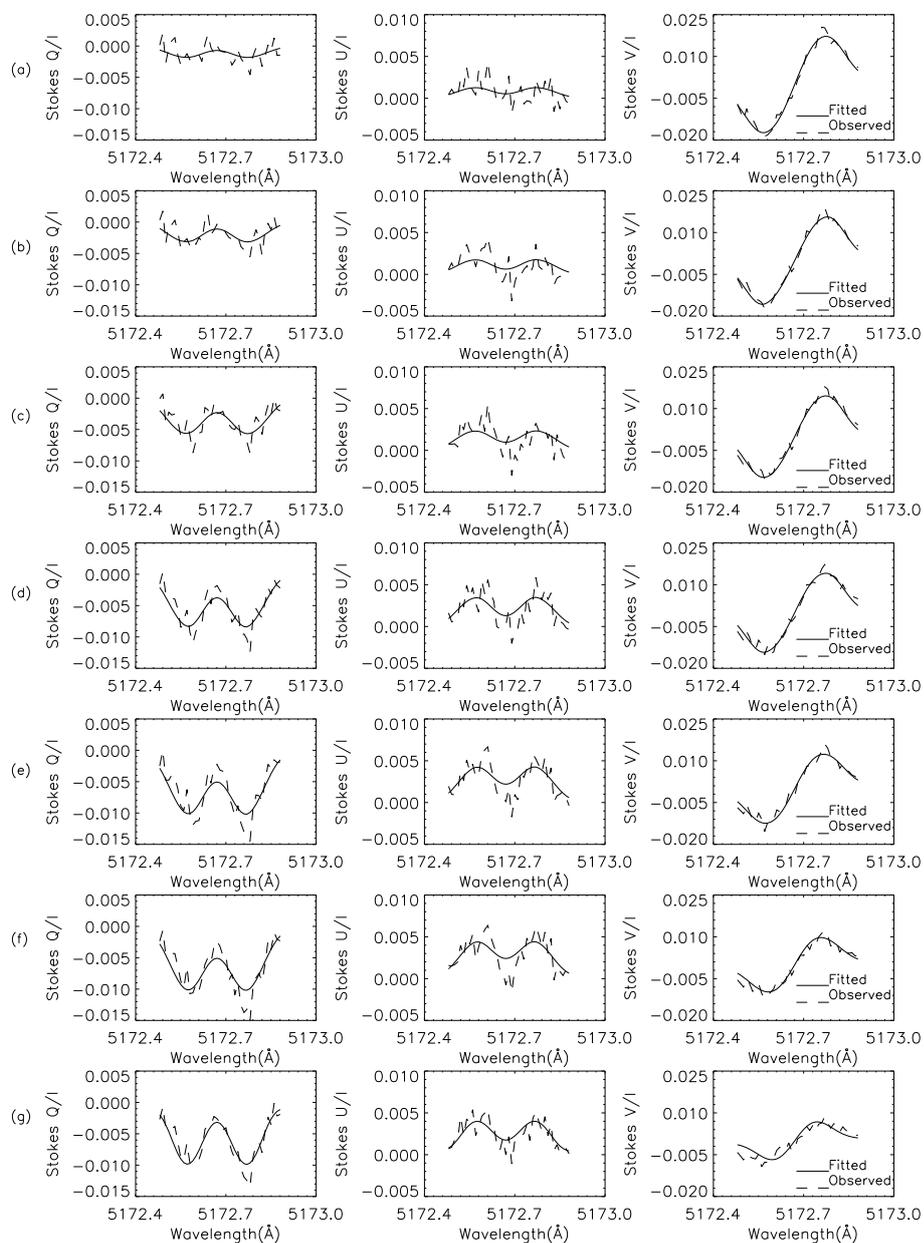


图 5.4: 辐射线 0 上的 7 个交点 a, b, c, d, e, f 和 g 处的观测和拟合的 Stokes Q/I , U/I 和 V/I 轮廓。虚线代表观测轮廓, 实线代表非线性最小二乘的最佳拟合轮廓。

11117 在偏离线心 -0.12 \AA 和线心位置的 Q/I 散点图。散点图线性拟合后的斜率约为 2.5，也就是说 -0.12 \AA 处的偏振信号是线心位置的 2.5 倍。对于 U/I (图 5.5b)，结论相近。观测中， Q/I 和 U/I 最好灵敏度的位置出现在 -0.12 \AA 处，所以这个位置很适合测量低色球的矢量磁场。

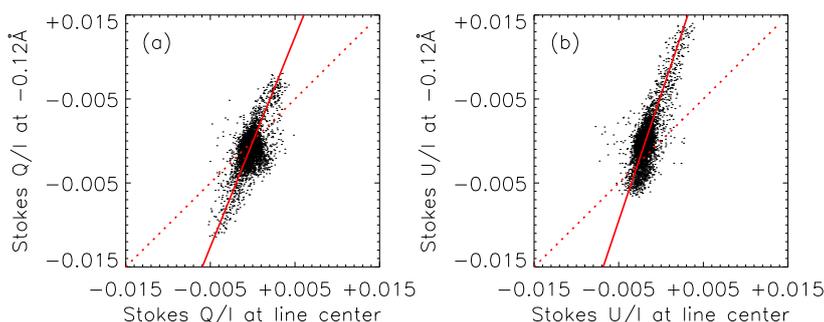


图 5.5: 在偏离线心 -0.12 \AA 处 (y -轴) 和线心位置 (x -轴) 测量的 Q/I 和 U/I 偏振信号的散点图，对角线上的点满足两个位置的 Q/I 和 U/I 偏振信号完全相同。

为了使定标过程不依赖于速度场，我们对蓝红两翼的偏振信号进行了叠加求平均，从而计算某个波长位置弱场近似下的线性定标系数。下面以 0.12 \AA 为例说明线性定标系数的计算方法。

通过非线性最小二乘法，我们已经拟合得到磁场强度、倾角、方位角等磁场参数。在 0.12 \AA 处的 Q/I 、 U/I 和 V/I 的观测值也已经获得，所以我们可以计算 ζ 和横向磁场 B_t ， V/I 和纵向磁场 B_l 的散点图，结果见图 5.6。此处 ζ 的定义为 $\zeta = [(Q/I)^2 + (U/I)^2]^{1/4}$ 。对于 V/I 和 B_l ，线性关系很强，线性拟合的结果是

$$B_l = 1 + 8300(\pm 210)(V/I). \quad (5.2)$$

对于 ζ 和 B_t ，散点图比较弥散，也可以用线性的关系简单拟合一下，拟合结果是：

$$B_{\perp} = 140 + 4390(\pm 350)\zeta. \quad (5.3)$$

括号内的值是线性拟合得到的拟合误差，可以认为是定标系数的误差。第 2.25 节中我们推得的线性近似的公式为：

$$\begin{aligned} B_{\parallel} &\propto V \left(\frac{\partial I}{\partial \nu} \right)^{-1}, \\ B_{\perp} &\propto (Q^2 + U^2)^{1/4} \left(\frac{\partial I}{\partial \nu} \right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

如果用线性定标，在 0.12 \AA 处的纵场定标系数 C_l 为 8300，横场的定标系数 C_t 为 4390。图 5.6b 中的散点图对于横场比较弥散，特别是在强磁场区，用线性定标描述不太准确。Stenflo 教材 [77] 中第 258 页给出的一个解释是 $Q = I_+ - I_-$ ， $I_- = \frac{1}{2}[I_0(\Delta\lambda - \Delta\lambda_H) + I_0(\Delta\lambda + \Delta\lambda_H)]$ ， I_- 的计算仅仅适用于弱吸收线（很多光球谱线满足），对于 Mg b_2 谱线是一条较宽的吸收线， I_- 的计算公式不再适用，由此推导的弱场近似公式也就不再适用。这个解释可以和实测的结果吻合，当然实际的辐射转移过程十分复杂，或许还有其他的解释。

尽管横场线性定标不太合适，但仍然可以采用线性定标得到的定标系数，来得到矢量磁图，此时，横场的指向可信，大小仅仅作为参考。图 5.7 是在 -0.12 \AA 处得到的活动区 NOAA 11117 的矢量磁图。图中小于 300 G 的横场没有画出，横场测量中的 180° 不确定性，用势场的方法校正。图中左图是交叉串扰改正前的磁图，右图是用对称线翼相减法（第 3.3.1 节）去除交叉串扰后的结果。两幅磁图中横场箭头的指向从正极性发出，汇聚在负极性，和光球磁图一致。对比两幅磁图可以发现，由于交叉串扰对线偏振信号 Q/I ， U/I 都有影响（第三章结论），因此改正后横场的大小和方向都有所改善。

此外，我们还可以由拟合得到的磁场强度、磁倾角和方位角计算不同波段的线性定标系数，结果见表 5.3。因为不同波段对应于不同的太阳大气高度，由此表可以定标得到不同大气高度的磁场信息。第 3.3.1 节中提到的对称线翼相加法也可以去除仪器的交叉串扰，但该方法对波长位置有要求，模拟结果表明在 0.08 \AA 处可以改正 Mg b_2 谱线的交叉串扰。查表 5.3 中 0.08 \AA 处的定标系数，可以计算得到该波长位置处交叉串扰改正前后的矢量磁图，见图 5.8。

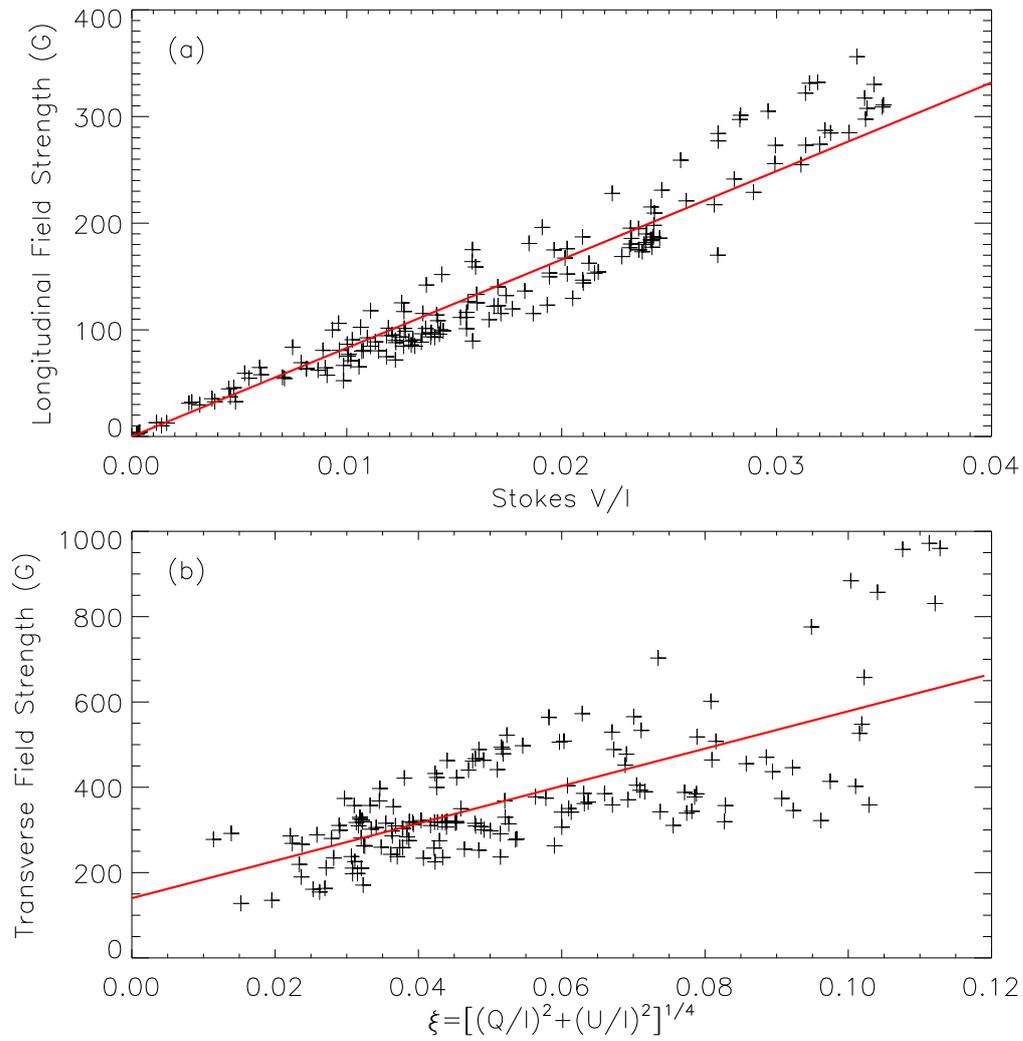


图 5.6: 偏离线心 $\pm 0.12 \text{ \AA}$ 处的纵场和横场定标散点图。图 (a) 表示 Stokes V/I 和纵向磁场的关系, 图 (b) 表示 ξ 和横场的关系。实线表示散点图的线性拟合。

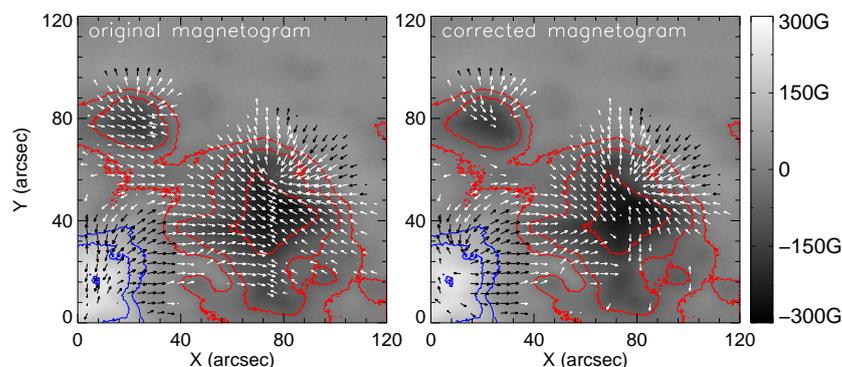


图 5.7: 偏离线心 -0.12 \AA 处的矢量磁图。左边是交叉串扰改正前的, 右边是用对称线翼相减法 (第 3.3.1 节) 改正交叉串扰后的磁图。背景是纵向磁图, 等值线对应的场强分别为 ± 50 , ± 100 , ± 200 和 $\pm 400 \text{ G}$ 。红色代表负极区, 蓝色代表正极区。箭头大小代表横场强度的大小, 箭头的指向代表方位角。

和 0.12 \AA 处用对称线翼相减方法改正交叉串扰前后的结果一样, 改正后横场的大小和方向都有所改善。

5.4 结论与讨论

本章我们扫描了 Mg b_2 谱线的光强轮廓, 和标准太阳光谱对比后确认其光谱扫描模式是可信的, 继而用光谱扫描模式扫描 Stokes Q/I , U/I 和 V/I 的光谱轮廓, 应用扩展的解析解采用非线性最小二乘拟合的方法反演得到两个活动

表 5.1: Mg b_2 谱线不同波长位置处纵场和横场的线性定标系数, 括号内的值为线性拟合误差。

位置	$\pm 0.06 \text{ \AA}$	$\pm 0.08 \text{ \AA}$	$\pm 0.10 \text{ \AA}$	$\pm 0.12 \text{ \AA}$	$\pm 0.14 \text{ \AA}$	$\pm 0.16 \text{ \AA}$	$\pm 0.18 \text{ \AA}$
B_l	12300 (470)	10600 (150)	8800 (130)	8300 (210)	9140 (270)	11000 (350)	15500 (300)
B_t	6740 (330)	5260 (400)	4620 (370)	4390 (350)	5100 (390)	6080 (480)	8190 (544)

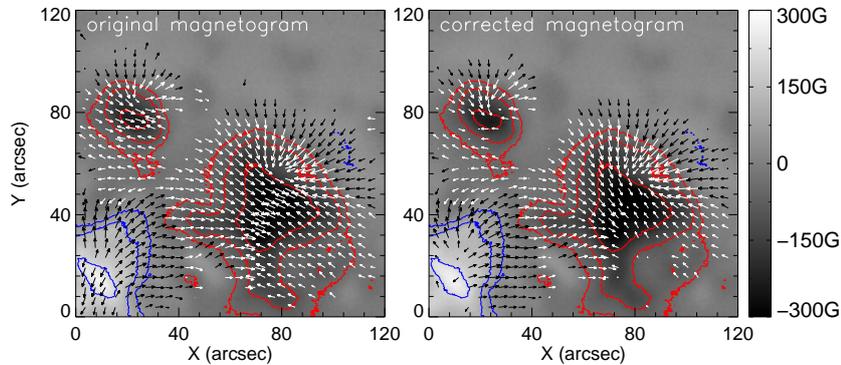


图 5.8: 和图 5.7 一样, 不同之处是偏离线心 -0.08 \AA 处的矢量磁场。左图仍为交叉串扰改正前的, 右图为交叉串扰改正后的磁图。

区共 168 个点的磁场参数和热力学参数。对于不同波长位置, 由偏振信号和磁场参数的散点图经线性拟合得到纵场和横场定标系数, 然后由定标系数得到低色球的矢量磁图。主要结论有:

- Mg b_2 谱线的 Stokes I , Q , U , V 四个参数均有比较明显的偏振信号, 这和 Briand (2001) [21] 的结果一致。
- 光球谱线的线偏振信号一般在线心很强, Mg b_2 谱线和光球谱线有所不同。Mg b_2 谱线的线偏振信号在线翼比线心强, 线心很弱。原因可能是这条谱线是一条比较强的吸收线, 导致其线偏振信号在线心较弱。
- 弱场近似假设下的线性定标对这条谱线的适用范围有限。对于纵场, 线性关系比较明显, 可以用线性定标。对于横场, 线性关系不太明显, 特别是在强磁场区域, 线性定标的误差比较大。原因既可能是 Mg b_2 谱线是一条强吸收线, 也可能是线偏振信号较弱, 测量中信噪比不够。
- 对于 Mg b_2 谱线, 圆偏振信号 V/I 和线偏振信号 Q/I , U/I 的最好灵敏度位置都在偏离线心 0.12 \AA 的位置, 因而适合在此位置开展活动区的常规观测。如果用线性定标, 不同波长位置的纵场和横场定标系数不同。

需要指出的是, 和第四章一样, 在磁场反演过程中, 我们没有考虑填充因子, 所以反演得到的不是绝对的磁场强度, 而是磁通密度。反演仅仅选取了 168 个点, 没有包括本影区域, 因此, 对本影区域的定标精度, 误差应该比较大。未来可以考虑基于 MEINV 反演平台, 将本章用到的解析解融入其中, 通过逐点自动反演, 实现对整个活动区的本影、半影精确的磁场测量定标。

Lites et al. (1988) [53] 指出, 滤光器型的磁场测量设备不太适合定量的研究色球矢量磁场, 原因是它很难达到 0.02 \AA 的光谱分辨率, 而且不能同时进行多条谱线的高光谱分辨率观测。他们文中的结果表明两条色球谱线的反演和一条色球谱线的反演相比, 两条谱线能更好的反演出磁场强度和多普勒宽度 $\Delta\lambda_D$ 。Zirin (1995) [102] 指出滤光器型的磁场测量设备和光谱仪型的磁场测量设备功能有所不同, 滤光器型的磁场测量设备的优势在于高信噪比和高空间分辨率, 可以用来研究太阳活动快速的时空变化。这两类观点基本概括了滤光器型和光谱仪型磁场测量设备的优缺点。从本文的定标结果来看, 对于 $\text{Mg } b_2$ 谱线, 采用弱场近似的假设对纵场线性定标是合适的, 对于横场线性定标的误差较大, 所以滤光器型磁像仪单个光谱点的精确磁场定标存在较大的误差, 但仍可以用线性定标的结果跟踪矢量磁场的演化或计算其它非势参数。提高低色球矢量磁场定标的精度, 特别是横场的定标精度, 可以寄希望于未来的同时成像成谱的设备, 如二维实时光谱仪、光纤光谱仪等。和光球磁场一样, 采用有限点的方法反演低色球谱线的矢量磁场也是未来需要尝试的工作。第 1.4 节中指出 $\text{Mg } b_2$ 谱线并不是汉勒效应比较明显的谱线, 所以在本文的反演中仅仅考虑了塞曼效应, 常规观测主要是活动区, 汉勒效应不需要考虑。

第六章 总结和展望

6.1 总结

自 Hale 1908 年利用塞曼效应发现黑子存在强磁场至今已有 100 多年的历史。百余年间，磁场测量的理论和技术都取得了很大进展。磁场测量定标是实测太阳物理的基础工作，其内容包括偏振数据处理、辐射转移理论、反演算法等。类似于白光像的平场处理，去除仪器的交叉串扰是处理偏振数据的重要环节。本文以改正交叉串扰获得高偏振精度的数据作为切入点，利用扫描的实测光谱数据，利用解析解获得理论轮廓，通过非线性最小二乘法拟合实测和理论轮廓，反演得到光球和低色球谱线形成区域的磁场和热力学参数，从而实现活动区光球和低色球谱线的磁场测量定标。考虑到光球谱线的高光谱分辨率反演比较成熟，本文尝试对光球谱线用有限光谱 (六个) 点的偏振数据定标矢量磁场，为下一代同时或准同时成像成谱的磁场测量仪器的磁场定标积累经验；考虑到低色球谱线的反演理论和方法不太成熟，本文尝试用高光谱分辨率 (41 个光谱点) 偏振数据定标矢量磁场，为太阳高层大气的磁场测量定标奠定基础。

本文主要结论有：(1) 对于三通道望远镜中的 Mg b_2 5172.68 Å 谱线，其视场内统计平均的仪器交叉串扰为 $C_q = 10.3\%$ 和 $C_u = 8.5\%$ 。在偏离线心 0.12 Å 位置，适合用对称线翼相减方法改正交叉串扰；在 0.08 Å 位置，用对称线翼相减或相加的方法均可以。(2) 采用太阳磁场望远镜的光球工作谱线 Fe I 5324.19 Å 上的六个光谱位置的反演结果和准同时的 HMI 的反演结果具有很好的一致性，用传统定标法定标的矢量磁场和六个光谱点反演的矢量磁场具有很好的相关性，六个光谱点反演的改善体现在纵向磁场强度 B_l 和横向磁场强度 B_t 上，对方位角和磁倾角，两种方法的差别不大。(3) 低色球 Mg b_2 5172.68 Å 谱线的圆偏振信号 V/I 和线偏振信号 Q/I , U/I 的最好灵敏度位置都在偏离线心 0.12 Å 的位置，所以这个位置适合开展常规观测。弱场近似假设下的线性定标对这条谱线的适用范围有限。对于纵场 B_l 和 V/I ，线性关系比较明显，可以用线性定标。对于横场 B_t 和 $(Q^2 + U^2)^{1/4}$ ，线性关系不太明显，特别是在强磁场区域，线性定标的误差较大。

本文特色之处在于：提出改正仪器交叉串扰的两种方法，这两种方法可以

用于其他谱线，还可以与用已知仪器的偏振响应矩阵校正交叉串扰的方法结合使用，从而提高偏振测量精度；实现了六个光谱点逐点反演光球 5324.19 \AA 谱线的矢量磁场，这个结果既可以应用于太阳磁场望远镜活动区的常规磁场测量定标，也可以为两维实时光谱仪的磁场测量定标提供参考；初步完成了低色球 5172.68 \AA 谱线的矢量磁场测量定标工作，可以为国内外的太阳物理学者提供低色球的矢量磁场数据。

6.2 展望

基于本文的工作，未来可以开展的工作有：

1. 使用六个光谱点或多个光谱点反演的方法，对三通道望远镜 FeI 5247.05 \AA 和 5250.21 \AA 通道开展磁场测量定标工作。
2. 将六个光谱点扩展到八个光谱点，实现两维实时光谱仪 8 个通道的准模拟，并对 8 个光谱点的选取位置进行研究，为两维实时光谱仪的数据处理做准备。还可将这种方法用于我国的两台全日面磁场望远镜 (北京怀柔 and 新疆温泉) 的磁场测量定标，解决单个光谱点定标中的非线性效应和边缘减弱效应。
3. 反演 5172.68 \AA 谱线时我们采用了扩展的解析解，解的源函数中存在指数项，用来模拟色球温度上升，它和一般的解析解的反演结果有何区别，区别在哪，这个问题需要在未来的研究中回答清楚。

最后本文使用的谱线都在可见光范围，可以扩展到近红外谱线。随着中红外和紫外偏振观测的发展，我们期待未来开展中红外、紫外波段观测数据的磁场测量定标工作；同时我们也希望在高色球和日冕矢量磁场测量方面开展一些工作。

参考文献

- [1] 迪阿科诺夫(主编), 姬扬译. 半导体中的自旋物理学. 科学出版社, 2010.
- [2] 尤峻汉. 天体物理中的辐射机制. 科学出版社, 1998.
- [3] 杨福家. 原子物理学. 高等教育出版社, 2002.
- [4] 姚启钧. 光学教程. 高等教育出版社, 2003.
- [5] 林元章. 太阳物理导论. 科学出版社, 2000.
- [6] 苏江涛. PhD thesis, 中国科学院研究生院, 2004.
- [7] 王栋. PhD thesis, 中国科学院研究生院, 2010.
- [8] 侯俊峰. PhD thesis, 中国科学院大学, 2013.
- [9] 金春兰, L. 黑子磁场的Stokes光谱反演技术. *天文学进展* 25 (12 2007), 305–322.
- [10] AI, G.-X. Solar magnetic field telescope. *Publications of the Beijing Astronomical Observatory* 9 (1987), 27–36.
- [11] AI, G.-X., LI, W., AND ZHANG, H.-Q. Formation of the FeI 5324.19 line in the sun and theoretical calibration of solar magnetic telescope. *Chinese Astronomy and Astrophysics* 6 (June 1982), 129–136.
- [12] ASENSIO RAMOS, A., TRUJILLO BUENO, J., AND LANDI DEGL’INNOCENTI, E. Advanced Forward Modeling and Inversion of Stokes Profiles Resulting from the Joint Action of the Hanle and Zeeman Effects. *Astrophys. J.* 683 (Aug. 2008), 542–565.
- [13] AUER, L. H., HOUSE, L. L., AND HEASLEY, J. N. The determination of vector magnetic fields from Stokes profiles. *Solar Phys.* 55 (Nov. 1977), 47–61.

- [14] BABCOCK, H. W. The Solar Magnetograph. *Astrophys. J.*118 (Nov. 1953), 387.
- [15] BAI, X., DENG, Y., AND SU, J. Calibration of Vector Magnetograms with the Chromospheric Mg b_2 line. *Solar Phys.*282 (Jan. 2013), 405–418.
- [16] BALASUBRAMANIAM, K. S., AND WEST, E. A. Vector magnetic fields in sunspots. I - Stokes profile analysis using the Marshall Space Flight Center magnetograph. *Astrophys. J.*382 (Dec. 1991), 699–705.
- [17] BECKERS, J. M. The Profiles of Fraunhofer Lines in the Presence of Zeeman Splitting. I: The Zeeman Triplet. *Solar Phys.*9 (Oct. 1969), 372–386.
- [18] BERGER, T. E., AND LITES, B. W. Weak-Field Magnetogram Calibration using Advanced Stokes Polarimeter Flux-Density Maps - I. Solar Optical Universal Polarimeter Calibration. *Solar Phys.*208 (Aug. 2002), 181–210.
- [19] BERGER, T. E., AND LITES, B. W. Weak-Field Magnetogram Calibration using Advanced Stokes Polarimeter Flux Density Maps - II. SOHO/MDI Full-Disk Mode Calibration. *Solar Phys.*213 (Apr. 2003), 213–229.
- [20] BORRERO, J. M., TOMCZYK, S., KUBO, M., SOCAS-NAVARRO, H., SCHOU, J., COUVIDAT, S., AND BOGART, R. VFISV: Very Fast Inversion of the Stokes Vector for the Helioseismic and Magnetic Imager. *Solar Phys.*273 (Oct. 2011), 267–293.
- [21] BRIAND, C., AND MARTÍNEZ PILLET, V. ASP Observations - First Analysis of Mg b_2 Stokes Parameters. In *Advanced Solar Polarimetry – Theory, Observation, and Instrumentation* (Jan. 2001), M. Sigwarth, Ed., vol. 236 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 565.
- [22] CARROLL, T. A., AND STAUDE, J. The inversion of Stokes profiles with artificial neural networks. *Astron. Astrophys.*378 (Oct. 2001), 316–326.
- [23] CAVALLINI, F. IBIS: A New Post-Focus Instrument for Solar Imaging Spectroscopy. *Solar Phys.*236 (July 2006), 415–439.

- [24] CENTENO, R., SCHOU, J., HAYASHI, K., NORTON, A., HOEKSEMA, J. T., LIU, Y., LEKA, K. D., AND BARNES, G. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: Optimization of the Spectral Line Inversion Code. *Solar Phys.* (Mar. 2014).
- [25] COLLADOS, M. Infrared Polarimetry. In *Advanced Solar Polarimetry – Theory, Observation, and Instrumentation* (Jan. 2001), M. Sigwarth, Ed., vol. 236 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 255.
- [26] COLLADOS, M., BETTONVIL, F., CAVALLER, L., ERMOLLI, I., GELLY, B., PÉREZ, H., A. .-N., SOLTAU, D., VOLKMER, R., AND EST TEAM. EST: the largest and most sensitive spectropolarimeter. In *Highlights of Spanish Astrophysics VII* (May 2013), pp. 808–819.
- [27] DENG, N., CHOUDHARY, D. P., AND BALASUBRAMANIAM, K. S. Diagnosis of Flow and Magnetic Fields Using Simultaneous Spectro-Polarimetry of Photospheric Fe I and Chromospheric Mg I lines. In *Hinode-3: The 3rd Hinode Science Meeting* (Aug. 2012), T. Sekii, T. Watanabe, and T. Sakurai, Eds., vol. 454 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 229.
- [28] DENG, Y., AI, G., WANG, J., SONG, G., ZHANG, B., AND YE, X. Reports on Test Observations with the Multi-Channel Solar Telescope. *Solar Phys.* 173 (July 1997), 207–221.
- [29] DENG, Y., LIU, Z., AND CGST GROUP. The Chinese Giant Solar Telescope (CGST). In *Second ATST-EAST Meeting: Magnetic Fields from the Photosphere to the Corona*. (Dec. 2012), T. R. Rimmele, A. Tritschler, F. Wöger, M. Collados Vera, H. Socas-Navarro, R. Schlichenmaier, M. Carlsson, T. Berger, A. Cadavid, P. R. Gilbert, P. R. Goode, and M. Knölker, Eds., vol. 463 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 405.
- [30] DENG, Y., AND ZHANG, B. Application of a large-capacity real-time image acquisition system. I. "Deep integration" magnetogram of quiet region

- on the Sun. *Astrophysics Reports Publications of the Beijing Astronomical Observatory* 34 (Dec. 1999), 15–19.
- [31] DENG, Y., AND ZHANG, H. Progress in Space Solar Telescope. *Science in China G: Physics and Astronomy* 52 (Nov. 2009), 1655–1659.
- [32] ELMORE, D. F., LITES, B. W., TOMCZYK, S., SKUMANICH, A. P., DUNN, R. B., SCHUENKE, J. A., STREANDER, K. V., LEACH, T. W., CHAMBELLAN, C. W., AND HULL, H. K. The Advanced Stokes Polarimeter - A new instrument for solar magnetic field research. In *Polarization Analysis and Measurement* (Dec. 1992), D. H. Goldstein and R. A. Chipman, Eds., vol. 1746 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 22–33.
- [33] FRUTIGER, C., AND SOLANKI, S. K. Do solar magnetic elements harbor downflows? *Astron. Astrophys.*336 (Aug. 1998), L65–L68.
- [34] GOODE, P. R., AND CAO, W. The 1.6 m off-axis New Solar Telescope (NST) in Big Bear. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* (Sept. 2012), vol. 8444 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*.
- [35] GOSAIN, S., AND PRASAD CHOUDHARY, D. Simultaneous Stokes-V diagnostic of a Sunspot using Mg b and Fe I lines. *Solar Phys.*217 (Oct. 2003), 119–132.
- [36] GRAHAM, J. D., LÓPEZ ARISTE, A., SOCAS-NAVARRO, H., AND TOMCZYK, S. Inference of Solar Magnetic Field Parameters from Data with Limited Wavelength Sampling. *Solar Phys.*208 (Aug. 2002), 211–232.
- [37] HAGYARD, M. J., CUMINGS, N. P., WEST, E. A., AND SMITH, J. E. The MSFC Vector Magnetograph. *Solar Phys.*80 (Sept. 1982), 33–51.
- [38] HALE, G. E. On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *Astrophys. J.*28 (Nov. 1908), 315.

- [39] HARVEY, J., GIAMPAPA, M., HENNEY, C., JONES, H., AND KELLER, C. First Results from SOLIS. *AGU Fall Meeting Abstracts* (Dec. 2003), B545.
- [40] HARVEY, J., LIVINGSTON, W., AND SLAUGHTER, C. A Line-Profile Stokesmeter: Preliminary Results on Non-Sunspot Fields. In *Line Formation in the Presence of Magnetic Fields* (Jan. 1972), p. 227.
- [41] HARVEY, J. W. Chromospheric Magnetism. In *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (Dec. 2006), R. Casini and B. W. Lites, Eds., vol. 358 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 419.
- [42] HARVEY, J. W. Chromospheric Magnetic Fields. In *Solar Polarization 5: In Honor of Jan Stenflo* (June 2009), S. V. Berdyugina, K. N. Nagendra, and R. Ramelli, Eds., vol. 405 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 157.
- [43] JEFFERIES, J., LITES, B. W., AND SKUMANICH, A. Transfer of line radiation in a magnetic field. *Astrophys. J.*343 (Aug. 1989), 920–935.
- [44] KEIL, S. L., RIMMELE, T. R., WAGNER, J., AND ATST TEAM. Advanced Technology Solar Telescope: A status report. *Astronomische Nachrichten* 331 (June 2010), 609.
- [45] LAGG, A. Recent advances in measuring chromospheric magnetic fields in the He I 10830 Å line. *Advances in Space Research* 39 (2007), 1734–1740.
- [46] LAGG, A., WOCH, J., KRUPP, N., AND SOLANKI, S. K. Retrieval of the full magnetic vector with the He I multiplet at 1083 nm. Maps of an emerging flux region. *Astron. Astrophys.*414 (Feb. 2004), 1109–1120.
- [47] LANDI DEGL’INNOCENTI, E., AND LANDOLFI, M. *Polarization in Spectral Lines*. Kluwer Academic Publishers, 2004.
- [48] LANDOLFI, M., LANDI DEGL’INNOCENTI, E., AND ARENA, P. On the diagnostic of magnetic fields in sunspots through the interpretation of Stokes parameters profiles. *Solar Phys.*93 (July 1984), 269–287.

- [49] LAWRENCE, J. K., CHAPMAN, G. A., AND HERZOG, A. D. Properties of flares observed in the MG I b2 line at 5172 Å. *Solar Phys.*89 (Dec. 1983), 341–353.
- [50] LEKA, K. D., MICKEY, D. L., UITENBROEK, H., WAGNER, E. L., AND METCALF, T. R. The Imaging Vector Magnetograph at Haleakalā IV: Stokes Polarization Spectra in the Sodium D₁ 589.6 nm Spectral Line. *Solar Phys.*278 (June 2012), 471–485.
- [51] LIN, H., KUHN, J. R., AND COULTER, R. Coronal Magnetic Field Measurements. *Astrophys. J. Lett.*613 (Oct. 2004), L177–L180.
- [52] LITES, B. W. Performance Characteristics of the Advanced Stokes Polarimeter. *Solar Phys.*163 (Feb. 1996), 223–230.
- [53] LITES, B. W., SKUMANICH, A., REES, D. E., AND MURPHY, G. A. Stokes profile analysis and vector magnetic fields. IV - Synthesis and inversion of the chromospheric MG I B lines. *Astrophys. J.*330 (July 1988), 493–512.
- [54] MAUAS, P. J., AVRETT, E. H., AND LOESER, R. MG I as a probe of the solar chromosphere - The atomic model. *Astrophys. J.*330 (July 1988), 1008–1021.
- [55] MEIN, P. The MSDP of THEMIS: Capabilities, first results and prospects. *Astron. Astrophys.*381 (Jan. 2002), 271–278.
- [56] MURPHY, G. A. PhD thesis, , Univ. Sidney, (1990), 1990.
- [57] QU, Z. Q. A Fiber Arrayed Solar Optical Telescope (FASOT). In *Solar Polarization 6* (Apr. 2011), J. R. Kuhn, D. M. Harrington, H. Lin, S. V. Berdyugina, J. Trujillo-Bueno, S. L. Keil, and T. Rimmele, Eds., vol. 437 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 423.
- [58] QU, Z. Q., AND DING, Y. J. On the derivation of the stratification of solar vector magnetic fields by Stokes profile analysis. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*288 (June 1997), 53–62.

- [59] QU, Z. Q., XU, C. L., ZHANG, X. Y., YAN, X. L., AND JIN, C. L. On the influence of magnetic fields on level populations. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 370 (Aug. 2006), 1790–1796.
- [60] QU, Z. Q., ZHANG, X. Y., CHEN, X. K., FENG, Y. M., GU, X. M., AND ZHONG, S. H. A Solar Stokes Spectrum Telescope. *Solar Phys.* 201 (July 2001), 241–251.
- [61] RACHKOVSKY, D. N. Magnetic rotation effects in spectral lines. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii* 27 (1962), 148.
- [62] RACHKOVSKY, D. N. Magnetic rotation effects in spectral lines. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii* 28 (1962), 259–270.
- [63] RACHKOVSKY, D. N. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii* 29 (1963), 97.
- [64] REES, D. E., DURRANT, C. J., AND MURPHY, G. A. Stokes profile analysis and vector magnetic fields. II - Formal numerical solutions of the Stokes transfer equations. *Astrophys. J.* 339 (Apr. 1989), 1093–1106.
- [65] RUIZ COBO, B., AND DEL TORO INIESTA, J. C. Inversion of Stokes profiles. *Astrophys. J.* 398 (Oct. 1992), 375–385.
- [66] SANCHEZ ALMEIDA, J. Physical Properties of the Solar Magnetic Photosphere under the MISMA Hypothesis. I. Description of the Inversion Procedure. *Astrophys. J.* 491 (Dec. 1997), 993.
- [67] SCHARMER, G. B., NARAYAN, G., HILLBERG, T., DE LA CRUZ RODRÍGUEZ, J., LÖFDAHL, M. G., KISELMAN, D., SÜTTERLIN, P., VAN NOORT, M., AND LAGG, A. CRISP Spectropolarimetric Imaging of Penumbra Fine Structure. *Astrophys. J. Lett.* 689 (Dec. 2008), L69–L72.

- [68] SCHERRER, P. H., BOGART, R. S., BUSH, R. I., HOEKSEMA, J. T., KOSOVICHEV, A. G., SCHOU, J., ROSENBERG, W., SPRINGER, L., TARBELL, T. D., TITLE, A., WOLFSON, C. J., ZAYER, I., AND MDI ENGINEERING TEAM. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager. *Solar Phys.*162 (Dec. 1995), 129–188.
- [69] SCHMIDT, W., VON DER LÜHE, O., VOLKMER, R., DENKER, C., SOLANKI, S. K., BALTHASAR, H., BELLO GONZALEZ, N., BERKEFELD, T., COLLADOS, M., FISCHER, A., HALBGEWACHS, C., HEIDECKE, F., HOFMANN, A., KNEER, F., LAGG, A., NICKLAS, H., POPOW, E., PUSCHMANN, K. G., SCHMIDT, D., SIGWARTH, M., SOBOTKA, M., SOLTAU, D., STAUDE, J., STRASSMEIER, K. G., AND WALDMANN, T. A. The 1.5 meter solar telescope GREGOR. *Astronomische Nachrichten* 333 (Nov. 2012), 796.
- [70] SCHOU, J., SCHERRER, P. H., BUSH, R. I., WACHTER, R., AND COUVIDAT, S. Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.*275 (Jan. 2012), 229–259.
- [71] SHEN, Y.-B., LIN, J.-B., JI, K.-F., AND DENG, Y.-Y. New real-time correlation solar observing system based on GPU for acquiring the deep-integration magnetogram. *New Astron.*25 (Dec. 2013), 32–37.
- [72] SKUMANICH, A., AND LITES, B. W. Stokes profile analysis and vector magnetic fields. I - Inversion of photospheric lines. *Astrophys. J.*322 (Nov. 1987), 473–482.
- [73] SOCAS-NAVARRO, H. Stokes Inversion Techniques: Recent Achievements and Future Horizons. In *Advanced Solar Polarimetry – Theory, Observation, and Instrumentation* (Jan. 2001), M. Sigwarth, Ed., vol. 236 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 487.

- [74] SOCAS-NAVARRO, H., LÓPEZ ARISTE, A., AND LITES, B. W. Fast Inversion of Spectral Lines Using Principal Components Analysis. II. Inversion of Real Stokes Data. *Astrophys. J.*553 (June 2001), 949–954.
- [75] SOCAS-NAVARRO, H., TRUJILLO BUENO, J., AND RUIZ COBO, B. Non-LTE Inversion of Stokes Profiles Induced by the Zeeman Effect. *Astrophys. J.*530 (Feb. 2000), 977–993.
- [76] SOLANKI, S. K., INHESTER, B., AND SCHÜSSLER, M. The solar magnetic field. *Reports on Progress in Physics* 69 (Mar. 2006), 563–668.
- [77] STENFLO, J. O. *Solar Magnetic Fields: Polarized Radiation Diagnostics*. Kluwer Academic Publishers, 1994.
- [78] STENFLO, J. O. Solar polarimetry with ZIMPOL . Plans for the future. *Mem. Societa Astronomica Italiana* 78 (2007), 181.
- [79] STENFLO, J. O. Solar magnetic fields as revealed by Stokes polarimetry. *Astron. Astrophys. Rev.*21 (Sept. 2013), 66.
- [80] STEPANOV, V. E., AND SEVERNY, A. B. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii* 18 (1958), 136.
- [81] STEPANOV, V. E., AND SEVERNY, A. B. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii* 19 (1958), 20.
- [82] STEPANOV, V. E., AND SEVERNY, A. B. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii* 28 (1962), 116.
- [83] SU, J.-T., AND ZHANG, H.-Q. Calibration of Vector Magnetogram with the Nonlinear Least-squares Fitting Technique. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics* 4 (Aug. 2004), 365–376.
- [84] SU, J. T., AND ZHANG, H. Q. The Effects of Polarization Crosstalk and Solar Rotation on Measuring Full-Disk Solar Photospheric Vector Magnetic Fields. *Astrophys. J.*666 (Sept. 2007), 559–575.

- [85] SU, J. T., ZHANG, H. Q., RUAN, G. P., AND SUN, Y. Z. Several problems in measuring solar vector magnetic fields. *Advances in Space Research* 39 (2007), 1723–1729.
- [86] TENG, F. The Inversion Technique and Algorithm of Solar Vectorial Magnetic Fields. Postdoctoral research report, National Astronomical Observatories, Chinese Academies of Sciences, 2012. Postdoctoral research report.
- [87] TOMCZYK, S., CARD, G. L., DARNELL, T., ELMORE, D. F., LULL, R., NELSON, P. G., STREANDER, K. V., BURKEPILE, J., CASINI, R., AND JUDGE, P. G. An Instrument to Measure Coronal Emission Line Polarization. *Solar Phys.*247 (Feb. 2008), 411–428.
- [88] TSUNETA, S., ICHIMOTO, K., KATSUKAWA, Y., AND ETAL. The Solar Optical Telescope for the Hinode Mission: An Overview. *Solar Phys.*249 (June 2008), 167–196.
- [89] UITENBROEK, H. Detection of chromospheric magnetic fields: a forward modeling approach . *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 81 (2010), 701.
- [90] UNNO, W. Line Formation of a Normal Zeeman Triplet. *Publ. Astron. Soc. Japan*8 (1956), 108.
- [91] VERNAZZA, J. E., AVRETT, E. H., AND LOESER, R. Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *Astrophys. J. Suppl. Series*45 (Apr. 1981), 635–725.
- [92] WANG, D., ZHANG, M., LI, H., AND ZHANG, H. A comparison of co-temporal magnetograms obtained with the Huairou magnetograph and the Spectro-Polarimeter on board Hinode. *Science in China G: Physics and Astronomy* 52 (Nov. 2009), 1707–1712.
- [93] WANG, H., VARSIK, J., ZIRIN, H., CANFIELD, R. C., LEKA, K. D., AND WANG, J. Joint vector magnetograph observations at BBSO, Huairou Station and Mees Solar Observatory. *Solar Phys.*142 (Nov. 1992), 11–20.

- [94] WANG, J., SHI, Z., WANG, H., AND LUE, Y. Flares and the Magnetic Nonpotentiality. *Astrophys. J.*456 (Jan. 1996), 861.
- [95] WANG, T., AI, G., AND DENG, Y. Calibration of Nine-channel Solar Magnetic field Telescope. I. The methods of the observational calibration. *Astrophysics Reports Publications of the Beijing Astronomical Observatory* 28 (June 1996), 31–40.
- [96] WEST, E. A., AND BALASUBRAMANIAM, K. S. Crosstalk in solar polarization measurements. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* (Dec. 1992), D. H. Goldstein and R. A. Chipman, Eds., vol. 1746 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 281–294.
- [97] ZHANG, H., LABONTE, B., LI, J., AND SAKURAI, T. Analysis of Vector Magnetic Fields in Solar Active Regions by Huairou, Mees and Mitaka Vector Magnetographs. *Solar Phys.*213 (Mar. 2003), 87–102.
- [98] ZHANG, H. Q. A.-G. X. S. T. H. T. Wang, J. X., Ed., Proc. of the 3rd China - Japan Seminar on Solar Physics, p. 163.
- [99] ZHANG, H.-Q., WANG, D.-G., DENG, Y.-Y., HU, K.-L., SU, J.-T., LIN, J.-B., LIN, G.-H., YANG, S.-M., MAO, W.-J., WANG, Y.-N., HU, Q.-Q., XUE, J.-S., LU, H.-T., NI, H.-K., CHEN, H.-L., ZHOU, X.-J., ZHU, Q.-S., YUAN, L.-J., AND ZHU, Y. Solar Magnetism and the Activity Telescope at HSOS. *Chin. J. Astron. Astrophys.*7 (Apr. 2007), 281–288.
- [100] ZHANG, M., AND ZHANG, H. A comparison between photospheric and chromospheric quiet-Sun magnetograms. *Solar Phys.*194 (May 2000), 19–28.
- [101] ZIRIN, H. Evolution of weak solar magnetic fields. *Australian Journal of Physics* 38 (1985), 961–969.

-
- [102] ZIRIN, H. AG Ananth, K Kudela, D Venkatesan On the Comparison of Filter Magnetographs and the Advanced Stokes Polarimeter. *Solar Phys.*159 (June 1995), 203–206.

发表文章目录

- [1] **Xianyong Bai**, Yuanyong Deng and Jiangtao Su, *Calibration of vector magnetograms with the chromospheric Mg b_2 line*, 2013, **Solar Physics**, Vol. 282, PP. 405-418

- [2] **Xianyong Bai**, Yuanyong Deng, Jiangtao Su and Guoping Wang, *Some issues in diagnostics of solar chromospheric magnetic fields with the Mg b_2 line*, 2014, **Research in Astronomy and Astrophysics**, Vol. 14 No. 2, PP. 193-206

- [3] **Xianyong Bai**, Yuanyong Deng, Fei Teng, and Jiangtao Su, *Magnetogram calibration of Solar Magnetic Field Telescope with six points on the line profile*, 2014, MNRAS, in revision

- [4] **Xianyong Bai**, Yuanyong Deng, Jiangtao Su, and Fei Teng, *Diagnostic of chromospheric magnetic fields with the Mg b_2 line*, 2014, **SPW7 Proceedings**, in press

- [5] Xiao Yang, Ganghua Lin, **Xianyong Bai**, Xiaoshuai Zhu, *Applications of GPU Computing in Solar Physics*, 2012, **e-Science Technology & Application**, Vol. 3, PP, 69-76 (In Chinese)

简 历

基本情况

白先勇，男，山东省聊城市人，1988年04月出生，未婚，中国科学院国家天文台在读博士研究生。

教育状况

2005年9月至2009年7月，山东师范大学物理与电子科学学院，本科，专业：物理学。

2009年9月至2014年7月，中国科学院国家天文台，硕博连读研究生，专业：太阳物理。

工作经历

无。

研究兴趣

太阳磁场测量。

联系方式

通讯地址：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: xybai@bao.ac.cn

致 谢

硕博五年，弹指一挥间。论文完成之际，回首往事，感慨万千，感谢之人，亦有‘‘万千’’。

十分感谢我的导师邓元勇研究员。邓老师兢兢业业、治学严谨，是我学习和生活中的榜样；循循善诱，教我从观测学起，逐渐接触技术和理论，最终在磁场测量定标这一课题中系统的开展博士工作。邓老师是严师，每次及时指出学习、处事中的不当之处，文章、报告中的不足之处；也是慈父，每当困惑迷茫之时，及时指明方向。感谢苏江涛研究员在定标工作、论文写作、报告修改方面的建议和帮助。

感谢张洪起研究员，每次给予的建议使我的思考更加深入，对辐射转移问题的认识也逐步深入。感谢基地的首席科学家张枚研究员，每次我报告之后总能给我一些启发性的点拨。感谢王东光研究员，每次耐心细致的答疑解惑，使我对磁场望远镜的了解逐步深入。感谢林刚华研究员，进组之时帮助购买计算机，进组之后给予的种种帮助。感谢王慧站长，在舒适安逸的‘‘乐居驿站’’里学习和生活非常幸福。

感谢北京师范大学的毛信杰教授及其夫人吕正老师。重复听毛老师讲的磁流体力学课程是一种享受，英语文章修改费心费时，您仍不厌其烦的帮助修改，每每回想惊险的漂流之旅，仍然心有余悸。师母可口的饭菜让我们这些身在异乡的人享受到家的温暖。

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、刘晓为教授，北京师范大学的毕少兰、姜碧沅教授，班主任杜翠花老师等。感谢李佩老师，研一下学期每周五在力学所参加您主办的‘‘中关村专家论坛’’，论坛各种有意思的讲座开阔了我的视野。感谢山东师范大学的聂清香教授，开启了我的天文之旅。

高山仰止，景行行止。有幸得到诸位老师无私的传道、授业、解惑，是我一生宝贵的财富。

五年间，学习生活在怀柔太阳观测基地这个温馨的大家庭里，感谢所有的家庭成员给我留下的美好回忆，感谢所有成员为大家庭默默的奉献。感谢腾飞

师兄，你的MEINV程序，让基地的反演工作从单点手动升级到逐点自动，借此程序，磁像仪有限点定标的想法从空想到现实。感谢张志勇师兄，定天镜引光、光谱仪改造让我亲眼看到实测的太阳光谱和各种有趣的光学现象，也体会到科研道路的不平坦。感谢林佳本师兄，磁场望远镜的新系统十分好用。感谢孙英姿师姐，借助单根光纤光谱仪测试各级滤光器透过带轮廓位置，解决了困扰我的问题。感谢侯俊峰师兄对我偏振光学方面的帮助。感谢汪国萍老师和荆帅在观测方面给予的帮助。感谢郝娟、杨潇对我学习生活方面的热心帮助。感谢姜杰博士在文章修改方面的帮助。感谢杨永田老师、李威老师、包星明博士、高裕博士、杨尚斌博士、郭娟博士、陈洁博士、徐海清博士、刘锁博士、王晓帆博士、赵辉博士、李坦达博士的帮助。感谢胡柯良高工、王炳祥工程师、张鼎波师傅、王绚、孙文君、朱晓明、曾真、穆军、沈洋斌。感谢站上阮文东、支坤香、凌林、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吃饭学习的师兄姐妹们，王传宇、赵明宇、李小波、于佳、李静、宋永亮、张洋。感谢基地毕业的谢文斌博士、刘继宏博士和阮桂平博士的帮助。

感谢文章论文的审稿人，你们的意见语重心长，使我受益终生。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。

感谢太阳活动重点实验室给予我各种帮助的老师 and 同学。感谢杨书红博士、李婷博士、李毅超博士在我考研和读研期间的帮助。谢谢CPAS组蔡昊、刘涛、房冉、刘毅、马兴华和太阳射电团组在站值班期间的诸位。感谢所有研究生同学，特别是赵斐、张峰、王博对我生活中的关心和照顾。感谢大学加研究生同学李奎龙、谢贵柏、林忠等。

感谢国家自然科学基金和中国科学院国家天文台在我硕博连读期间的资助。

感谢我的父母，听听你们的叮嘱，我接过了自信。感谢哥哥嫂嫂、姐姐姐夫、路静同学，父母的健康快乐得益于你们的悉心照料。感谢二十年读书生涯中给予我帮助的所有老师和亲朋好友。

前人栽树，后人乘凉。谨以此文献给陪伴、呵护我二十一个春夏秋冬的二哥。