分类号 ________________ 密级 ________________

UDC ________________ 编号 ________________

中国科学院研究生院

博士学位论文

太阳矢量磁场测量

阮桂平

指导教师 张洪起研究员

中国科学院国家天文台

申请学位级别 博士 学科专业名称 天体物理

论文提交日期 2007年6月 论文答辩日期 2007年6月

培养单位 中国科学院国家天文台

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 邓元勇研究员

Typeset by $\LaTeX\,2_\varepsilon$ at June 16, 2007

With package `CASthesis` v0.1c of CTEX.ORG

The Measurements of Solar Magnetic Fields

Gui-Ping Ruan

Supervisor:

Prof. Hong-Qi Zhang

National Astronomical Observatories

Chinese Academy of Sciences

June, 2007

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

摘　　要

磁场是研究太阳物理乃至天体物理的一个必不可少的课题，太阳磁场是太阳的第一物理现象，太阳表面上的绝大多数的现象（如太阳黑子、耀斑爆发以及日冕物质抛射等）都与磁场密切相关。太阳黑子作为太阳上的强磁场区域，它的测量对于研究各种活动现象的物理机制和动力学过程有着及其重要的作用。

作者的主要工作有：

1. 将Hagyard与Kineke（1995）提出的非线性的定标方法应用到谱线FeɪI λ5324.19 Å，这种非线性的定标方法解决了磁场强度与偏振信号之间的非线性关系，大大提高了理论定标的准确度。我们发现对于同一大气模型，由非线性定标方法得到的$B^{(n)}$和$\theta^{(n)}$ 与初始值B和θ非常的接近，而零次迭代值$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$并非如此，在随磁场强度增加和倾角在30°～60°范围内时，$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$ 越偏离初始值B和θ。由于理论定标与大气模型有关，对于三种不同的大气模型（Allen本影模型，D-F半影模型，VAL-C宁静大气模型），Allen本影模型较其他的两个大气模型而言，它的零次迭代值$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$与初始值B和θ最为接近，而VAL-C宁静大气模型的$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$与初始值B和θ 相差最大。它们的共同之处是由非线性定标方法得到的多次迭代值$B^{(n)}$和$\theta^{(n)}$ 与初始值都非常接近。

2. 不同的定标方法对磁场导出参数具有一定的影响（以垂直电流密度为例），与原来的定标方法相比较，我们发现非线性的多次迭代的定标方法不仅能改变垂直电流密度的大小，而且对垂直电流密度符号的改变有一定的影响。由两种定标方法造成的垂直电流密度差异的波动范围是从-19 $mA\ m^{-2}$ 到16 $mA\ m^{-2}$。两种不同的定标方法对垂直电流密度造成的差异远大于垂直电流密度的噪声水平。在偏振信号的观测过程中，由于大气湍动造成了视宁度的变化，它

的变化对横场和纵场的获得造成了一定的影响。在视宁度变小的时候造成了磁场强度被低估。在研究视宁度的变化对以往的理论定标方法与现在的非线性定标方法的影响时，我们发现现在的这种定标方法对于视宁度的变化更为敏感。

3. 我们对怀柔矢量磁场测量中存在的大扩展角散射光进行统计分析，得到了在00:35:44UT－07:51:35UT 观测期间大扩展角散射系数的分布，然后可以根据内插的方法可以得到不同时刻和距日面中心不同距离处的大角度散射光。

论文主要有以下几部分组成：第一章引言，第二、三章详细介绍了作者的工作，第四章给出了结束语。

关键词： 非线性定标，太阳磁场，视宁度，大扩展角度的散射光

Abstract

Magnetic field's research is indispensable to solar physics and even to astrophysics. Solar magnetic field is the primacy phenomenon, almost all kinds of solar activities, such as sunspot, solar flare and coronal mass ejection, are associated with solar magnetic fields. Because sunspots belong to the strong magnetic fields, the measurements of solar magnetic fields are important to explain the physical mechanism and dynamical process of solar activity.

Our main contributions are as follows:

1. We adopt a nonlinear calibration method presented by Hagyard and Kineke (1995) applicable for the FeI λ5324.19 Å line which solves the nonlinear relationship between the magnetic field and the Stokes parameters and improves the accuracy in theoretical calibration. For one atmospheric model, a range of values of $B^{(n)}$ and $\theta^{(n)}$ is very close to the input values B and θ, while the zero-iterative values of $B^{(0)}$ and $\theta^{(0)}$ are away from the input ones B and θ specially for the increasing magnetic field and inclination angle in the range $30^\circ \sim 60^\circ$. The non-linear improved calibration method depends on different atmospheric models. To the three different atmospheric models (VAL-C, D-F, Allen models), we find that the zero-iterative values of the Allen umbra model, $B^{(0)}$ and $\theta^{(0)}$, are most close to the input values B and θ compared with the other two models, while the values $B^{(0)}$ and $\theta^{(0)}$ of the VAL-C model are most away from the input ones. The common is that the multi-iterative values $B^{(n)}$ and $\theta^{(n)}$ of the three models are all close to the input values.

2. Different calibration methods affect the calculation of derived parameters using the example of the vertical electrical current density whose value and sign are both influenced. To this parameter , the difference made by the two calibration methods ranges from -19 to 16 $mA\ m^{-2}$. This difference is greater than the noise level of J_Z, so we can assert that using the improved calibration methods will seriously influence the derived parameters. During the observation of the polarization signals, atmosphere turbulence leads to the seeing effect's variation which brings out the influence on the magnetic field. If the seeing effect's decreasing is not accounted for, the field strength will be underestimated. In contrast to the former calibration method, this nonlinear calibration method is more sensitive to the seeing effect's variation.

3. We make a statistic analysis on the stray light which exists in the magnetic measurement. The main results are as follows: During the observation 00:35:44UT－07:51:35UT, the coefficient distribution of the large-spread-angle stray light can be obtained. By interpolation, we can also obtain the large-spread-angle stray light that belongs to the different time and different distance from the solar disk center .

The thesis is composed as follows: A brief introduction is presented in Chapter 1; Our main contributions are demonstrated in Chapter 2, 3. Finally, the summary of our work is given.

Keywords: Nonlinear calibration, Solar magnetic field, Seeing effect, Large-spread-angle stray light

目　录

表　格

插　　图

第一章 引言

太阳是距离地球最近的一颗恒星，它的光和热提供了地球上生命所必须的能量，造就了人类及地球上所有生命生存的必要环境。太阳磁场是太阳的第一物理现象，太阳表面上的绝大多数的现象，如黑子，耀斑爆发，日珥，冕洞，环状结构等，都与磁场密切相关。

1.1 太阳矢量磁场测量

太阳大气到处存在磁场，目前只能对光球层的磁场分布用光学的方法进行比较精确的测量，对色球的磁场观测精度要稍差些，而对于日冕磁场的观测只能用射电的方法进行更为粗略的估测（林元章，2000）。太阳黑子是太阳磁活动最为明显的标志，研究太阳黑子的磁场及热力学性质成为人们普遍关心的课题。1908年，Hale首次发现了太阳磁场的存在并且根据塞曼效应推测出黑子的磁场强度可高达2000高斯到3000高斯。从太阳表面进行直接测量获得的太阳磁场大体上分为三种类型：活动区磁场，极区磁场和宁静区磁场。活动区在日面上的延伸范围约为几百至十几万公里，并且出现在赤道两边50°以下的中低纬度带中。活动区的数目和总磁流具有平均长度为11年的周期变化。太阳极区场是变化的，它们在太阳活动极大期附近会发生极性转换。随着太阳矢量观测技术的进一步提高，发现在太阳宁静区中仍有弱磁场的存在，即网络磁场和网络内磁场（林元章，2000）。

1.2 太阳矢量磁场测量的基本原理

太阳矢量磁场测量的基本原理除了Zeeman效应外，还有Hanle效应。

Zeeman效应主要应用于太阳光球矢量磁场的测量，由于太阳的谱线具有一定的宽度，只有在足够强的磁场情况下，谱线的σ子线才能彻底分开，我们可以通过谱线的裂距来推算磁场强度。在弱场的情况下，由于裂距小，我们观测到的只是谱线加宽，无法确定谱线的裂距。对于这种情况，我们可以借助对偏振光的分析推算出磁场强度的大小和方向。与Zeeman效应相比，Hanle效应不适合测量较强磁场，更适合测量弱磁场（Stenflo，1994），用于诊断弱磁场区和极性混合磁场区。

所谓Zeeman效应是指发射线或吸收线在磁场中会发生分裂，且分裂后的各条支线都是偏振光。事实上，Zeeman效应描述的是在磁场存在的条件下原子能级发生了变化。

（a）纯发射线的Zeeman效应

根据原子光谱理论，处在磁场中的原子能级简并解除或电子轨道平面取向的空间量子化。当外磁场$B \neq 0$时，由于空间量子化，根据Zeeman效应，一条谱线的上下能态将分裂为（2J+1）子能态，各子能态的磁量子数M不同。于是上能态中的某个子能态与下能态中的某个子能态之间的跃迁产生各条Zeeman分裂子线。太阳磁场观测通常只用三分裂谱线，即谱线在外磁场中分裂为三条子线：一条π子线波长不变，两条σ子线波长产生位移。这种特殊的三分裂称为正常Zeeman三分裂。当λ和B的单位分别为厘米和高斯时，塞曼裂距$\Delta\lambda$为：

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-5} g \lambda^2 B \tag{1.1}$$

对于三分裂的纯发射线，波长不变的π子线为线偏振，偏振方向与磁场平行，而对称位于紫端和红端的两条子线σ_v和σ_r，则是在与磁场垂直的平面内圆偏振，它们电振动矢量的旋转方向相反。当观测者的迎着磁场方向观测时（纵向观测），σ_v为左旋，σ_r为右旋，如图1.1（a）所示。当观测者的视向与磁场垂直

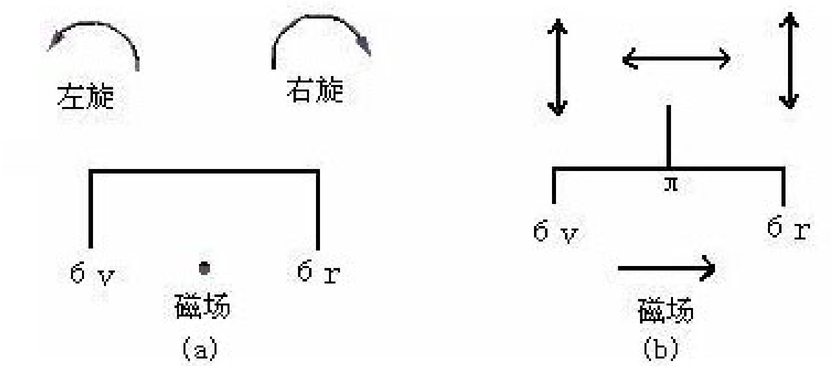

图 1.1: 发射线的Zeeman效应。(a)为纵向观测,(b)为横向观测。

时(横向观测),三条子线都能看到,且均为线偏振,π子线和二σ子线的偏振方向分别与磁场平行和垂直,如图1.1(b)所示。

(b)纯吸收线的Zeeman效应

当白光射进处于磁场中的吸收气体时,由于磁场中气体原子的能级分裂,产生的吸收线也呈现Zeeman分裂,这种现象称为逆Zeeman效应。对于谱线为三分裂的情形,产生三条吸收子线,σ_v、π和σ_r,对应的波长分别为$\lambda-\Delta\lambda$,λ_0和$\lambda+\Delta\lambda$,λ_0为原谱线波长。当观测者的迎着磁场方向观测时(纵向观测),σ_v 为右旋,σ_r为左旋,如图1.2(a)所示。当观测者的视向与磁场垂直时(横向观测),三条子线都能看到,其中π子线的偏振方向与磁场垂直的线偏振,二σ子线的偏振方向与磁场平行的部分线偏振,如图1.2(b)所示。

对于黑子的强磁场(约数千高斯),在太阳摄谱仪入射狭缝前加上适当分析偏振光的器件,便可以在有磁敏感谱线的光谱底片上直接测出裂距,从而获得

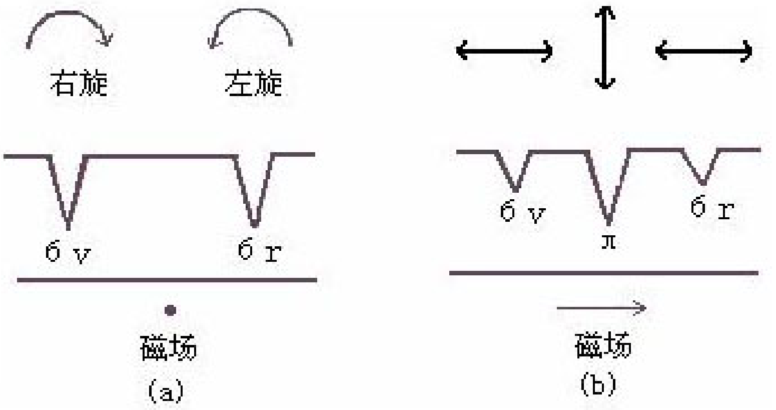

图 1.2: 吸收线的Zeeman效应。(a）为纵向观测，(b）为横向观测。箭头表示偏振方向，线段长短表示子线的强度。

黑子内的磁场强度。但对于低于几百高斯的磁场的谱线裂距太小，难于直接测量。这时必须借助于间接测量的方法，即在磁场敏感谱线轮廓某些固定的位置上，测量出不同偏振状态的分裂支线间的强度变化，进而计算出磁场强度。太阳磁像仪就是利用这种间接的方法来测量磁场的。

1.3 太阳矢量磁场测量所用仪器

测量太阳矢量磁场的方式主要有两种，分别是光谱型光测和滤光器型观测。光谱型的矢量磁像仪是在某观测区域获得每点的Stokes参数$I(\lambda)$，$Q(\lambda)$，(λ)，$V(\lambda)$ 的谱线轮廓，然后利用最小二乘法反演得到矢量磁场及其热力学参数，具有较高的光谱分辨率，但在空间上只能测到一维的磁场分布，要获得二维磁场需要在狭缝垂直的方向上进行扫描来实现。滤光器型

的矢量磁像仪是利用双折射滤光器在一个窄波段对某个区域进行观测，同时获得整个区域的每点的偏振信号I、Q、U、V，滤光器型的观测直接测出太阳局部或全日面的二维偏振信号。滤光器型的观测仪器的空间和时间分辨率远大于光谱型观测仪器，但它的测量精度不如光谱型仪器的测量精度高。

太阳磁像仪的发展大致经历了这样的过程：太阳光电磁像仪、太阳照相磁像仪、太阳视频磁像仪。它们各具特点，都可用于太阳表面磁场的测量。

光电磁像仪是测量微弱磁场的有力工具，五十年代初在美国的威尔逊山天文台发明了世界上的第一台光电磁像仪（Babcock，H.W.，1953），它可以测量出弱达1G的磁场。1958年，莱顿最先用美国威尔逊山天文台的太阳摄谱仪改装而成太阳照相磁像仪，用照相的方法获得日面上的纵向磁场图。照相方法的优点是角分辨率较高，记录时间较短，不涉及复杂的电子技术，但在利用相减方法处理磁图时，需要的时间太长。此后进一步的研究，在六十年代末和七十年代初，一些先进的国家，如美国、苏联、澳大利亚先后提出和研制视频磁像仪。1981年，美国宇航局马歇尔宇航中心的矢量视频磁像仪研制成功并投入使用（Hagyard and Teuber，1982）。视频磁像仪实现了对太阳磁场的实时观测，它的原理与光电磁像仪的原理相似，但有几点重要的差别：（1）太阳视频磁像仪的光学系统采用的是窄带滤光器，测量横向磁场时滤光器透过带调节到磁场敏感谱线的线翼或线心。（2）用电子扫描，而不是机械扫描，进而获得太阳单色像上各点的信号。（3）计算机对观测信号进行了实时处理，进而获得观测谱线的偏振信号I、Q、U、V，从而求得磁场的强度值。

磁场测量的任务是测定磁场向量B的三个要素，即磁场强度B，磁场向量与视线的夹角θ，以及横向磁场的方位角χ，如图1.3所示。从原理上讲，只要测出Q，U和V三个Stokes参量的值，便可推算出代表磁场向量的三个量B，θ和χ。因此就实质来说，磁场测量是一种光的偏振测量。即先是让望远镜所成太阳向

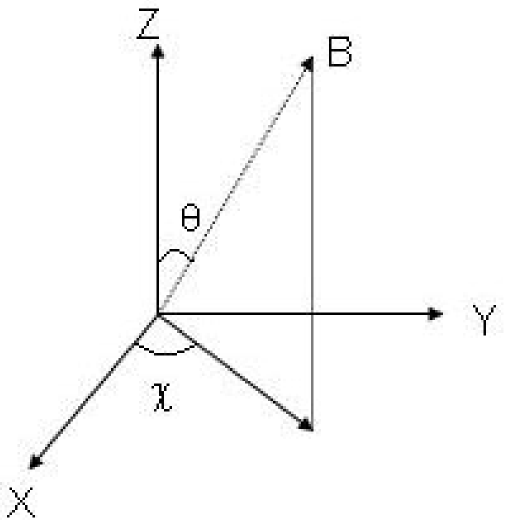

图 1.3: 磁场向量与视线方向的关系

上的光通过偏振光分析器，得到处于不同偏振状态的光线，组成不同的Stokes参量组合，然后用这些组合可以把各个Stokes参量分别测定出来，进一步得到磁场向量的B，θ和χ三个要素。

1.4 偏振辐射转移方程的建立

1.4.1 不考虑磁光效应的偏振辐射转移方程的建立

Unno（1956）利用Zeeman经典电子理论的解释图像第一次建立了如下的Stokes参数的偏振辐射转移方程组：

$$\cos\theta\frac{dI}{d\tau} = \eta_I(I-S) + (I-B) + \eta_Q Q + \eta_U U + \eta_V V, \tag{1.2}$$

$$\cos\theta\frac{dQ}{d\tau} = \eta_Q I + (1+\eta_I)Q - \eta_Q B, \tag{1.3}$$

$$\cos\theta\frac{dV}{d\tau} = \eta_V I + (1+\eta_I)V - \eta_V B. \tag{1.4}$$

其中，

$$\eta_I = \frac{\eta_P}{2}\sin^2\gamma + \frac{(\eta_l+\eta_r)}{4}(1+\cos^2\gamma), \tag{1.5}$$

$$\eta_Q = (\frac{\eta_P}{2} - \frac{(\eta_l+\eta_r)}{4})\sin^2\gamma, \tag{1.6}$$

$$\eta_V = \frac{(\eta_l-\eta_r)}{2})\cos\gamma. \tag{1.7}$$

η_P，η_l，η_r是线偏振，左旋圆偏振，右旋圆偏振的选择吸收系数与连续吸收系数的比值，为了得到方程的分析解，Unno做了如下的假设：

1．磁场是均匀的，即磁场强度H＝常数，

2．使用了Milne-Eddington大气模型，它假设了在整个恒星大气里，选择吸收系数与连续吸收系数的比值不随深度变化；还假设普朗克函数可以展开为光学深度的线性函数。

在以上假设的情况下，得到Unno方程的分析解：

$$r_I(\theta) = \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}[1 - \frac{1+\eta_I}{1+{\eta_I}^2-{\eta_Q}^2-{\eta_V}^2}], \tag{1.8}$$

$$r_Q(\theta) = \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\frac{\eta_Q}{1+{\eta_I}^2-{\eta_Q}^2-{\eta_V}^2}, \tag{1.9}$$

$$r_U(\theta) = 0, \tag{1.10}$$

$$r_V(\theta) = \frac{\beta_0\cos\theta}{1+\beta_0\cos\theta}\frac{\eta_V}{1+{\eta_I}^2-{\eta_Q}^2-{\eta_V}^2}. \tag{1.11}$$

但是Unno方程中的近似条件过于简单，首先Unno假设了磁场是均匀的，但事实上天体中的磁场是非常复杂的，因此这个假设与实际的磁场的情况相差甚远。再者Unno还假设了U＝0，他没有考虑磁光效应的影响，但事实上，磁场是肯定要受到磁光效应的影响的。

1.4.2 考虑磁光效应的偏振辐射转移方程的建立

Rachkovsky对Unno的工作进行了进一步的改进，在磁场中加入了代表磁光效应的项。由Stokes参数研究磁场中的谱线偏振光的形成时，我们采用Unno-Rachkovsky 方程（Unno，1956；Rachkovsky，1962）：

$$\mu\frac{dI}{d\tau}=(\eta_I+\eta_0)(I-B_T)+\eta_Q Q+\eta_U U+\eta_V V, \tag{1.12}$$

$$\mu\frac{dQ}{d\tau}=\eta_Q(I-B_T)+(\eta_I+\eta_0)Q+\rho_V U-\rho_U V, \tag{1.13}$$

$$\mu\frac{dU}{d\tau}=\eta_U(I-B_T)+(\eta_I+\eta_0)U-\rho_V Q+\rho_Q V, \tag{1.14}$$

$$\mu\frac{dV}{d\tau}=\eta_V(I-B_T)+(\eta_I+\eta_0)V+\rho_U Q-\rho_Q U. \tag{1.15}$$

与吸收系数有关的物理参数如下：

$$\eta_I=\frac{\eta_P}{2}\sin^2\gamma+\frac{(\eta_l+\eta_r)}{4}(1+\cos^2\gamma), \tag{1.16}$$

$$\eta_Q=(\frac{\eta_P}{2}-\frac{(\eta_l+\eta_r)}{4})\sin^2\gamma\cos 2\chi, \tag{1.17}$$

$$\eta_U=(\frac{\eta_P}{2}-\frac{(\eta_l+\eta_r)}{4})\sin^2\gamma\sin 2\chi, \tag{1.18}$$

$$\eta_V=\frac{(\eta_l-\eta_r)}{2})\cos\gamma. \tag{1.19}$$

$$\rho_Q=(\frac{\rho_P}{2}-\frac{(\rho_l+\rho_r)}{4})\sin^2\gamma\cos 2\chi, \tag{1.20}$$

$$\rho_U=(\frac{\rho_P}{2}-\frac{(\rho_l+\rho_r)}{4})\sin^2\gamma\sin 2\chi, \tag{1.21}$$

$$\rho_V=\frac{(\rho_l-\rho_r)}{2})\cos\gamma. \tag{1.22}$$

其中γ为磁场与视线的夹角，χ 为磁场的方位角，

$$\eta_P=\eta_0 H(\alpha,\nu), \tag{1.23}$$

$$\eta_l, r = \eta_0 H(\alpha, \nu \pm \nu_H), \tag{1.24}$$

$$\rho_P = 2\eta_0 F(\alpha, \nu), \tag{1.25}$$

$$\rho_l, r = 2\eta_0 F(\alpha, \nu \pm \nu_H), \tag{1.26}$$

$$\nu = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\Delta\lambda_D}, \nu_H = \frac{4.67 \times 10^{-13} g \lambda^2 H}{\Delta\lambda_D}. \tag{1.27}$$

$\Delta\lambda_D$ 是多谱勒宽度。Voigt函数及Faraday-Voigt函数分别表示为：

$$H(\alpha, \nu) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + \alpha^2} dy, \tag{1.28}$$

$$F(\alpha, \nu) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\nu - y)e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + \alpha^2} dy. \tag{1.29}$$

$F(\alpha, \nu)$ 函数描写了反常散射效应，即磁光效应，$H(\alpha, \nu)$函数描写了吸收效应。

1.4.3 偏振辐射转移方程的解

一般来说偏振辐射转移方程有三种经典解，即分析解、形式解和数值解。

分析解是在对辐射转移方程做了进一步的假设的情况下得到的。由于所做的假设与天体的实际情况相差甚远，所以分析解实际是某种意义上的近似解。最先的分析解是Unno在1956年得到的，后来Landolfi和Landi Degl'Innocenti（1982）得到了Unno-Rachkovsky（1962）方程的分析解，Lites和Skumanich（1988）给出了非局部热动平衡下的分析解。

形式解不像分析解那么简单，形式解比分析解所做的假设要少，因此形式解比分析解更为的准确。形式解在一定条件的假设下可以得到分析解和数值解。Moe（1968），Staude（1969），Van Ballegooijen（1985，1987），Landi Degl'Innocenti和Landolfi（1985）先后给出了一系列的形式解。

数值解的特征是其相邻深度之间的迭代性，一般从某一深度开始，由划分的深度逐渐向上迭代直至表面。数值解的产生是需要磁场及热力学参数随深

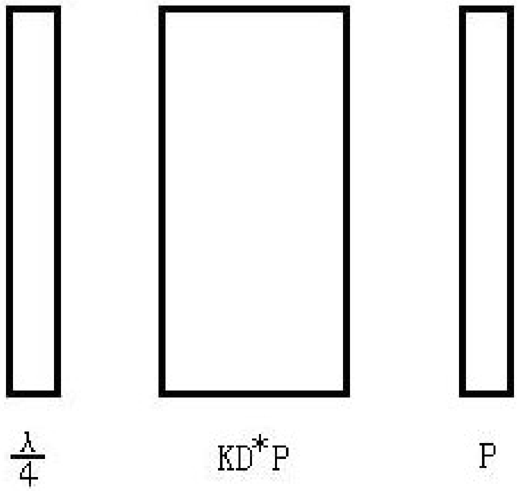

图 1.4: 偏振光分析器的组成

度变化的全部信息，也就是说需要一定的大气模型。常见的数值解有Runge-Kutta（Becker，1969）方法获得的数值解，Landi，Degl'Innocenti和Landolfi（1985）数值解，Van Ballegooijen（1987）数值解等等。

1.5 怀柔太阳矢量磁场的测量

1.5.1 怀柔太阳矢量磁场的测量仪器及其测量特征

怀柔太阳磁场望远镜由35cm 真空折射望远镜、1/8 Å双折射滤光器、3组KD*P 晶体调制器、CCD摄象机和成像技术系统组成，能获得光球的矢量磁图和多普勒速度图，色球的纵向磁图和多普勒速度图（艾国祥等，1982，1986）。观测磁场时CCD照相机可采集像素点640×480，视场为$3.'75 \times 2.'81$。

磁场望远镜的偏振光分析器（艾国祥等，1986）如图1.4所示，包括一个$1/4\lambda$波片，光轴方位角为θ；一个KD*P晶体调制器，其光轴方位角为$0°$，由不断变化的电压引起的位相延迟为$\delta(t)$；其后还有一个光轴方位角为$45°$ 的偏振片。KD*P晶体位于滤光器的最前端。当给它加上方波电压时，它是$1/4\lambda$ 波片或负$1/4\lambda$ 波片。左旋光或右旋光通过它，便变成线偏振光。因为滤光器前是一偏振片，所以当KD*P调制时，总是只有一种（左旋或右旋）圆偏振光被通过。

根据塞曼效应，纵向磁场使谱线分裂成左旋和右旋圆偏振光，它们的位相差为$\Delta\lambda_H$ 。当KD*P上的电压为正时，只有左旋光波通过。CCD接收的光强度为I_-；当KD*P 上的电压为负时，只有右旋光通过，CCD接收的光强度为I_+。此时产生光强差(I_+-I_-)，它正比于磁场强度H。因此，可以建立起与磁场强度间的对应关系，这样就得到纵向场V。当KD*P调制器前加上光轴为$0°$或$45°$的消色差$1/4\lambda$ 波片时，可以测得磁场的横向分量Q或U。从Q、U和V可以求出纵场、横场的大小及横场的方位角：纵向磁场的大小：

$$B_L = C_L \frac{V}{I}, \tag{1.30}$$

横向磁场的大小：

$$B_T = C_T \left[(\frac{Q}{I})^2 + (\frac{U}{I})^2 \right]^{1/4}, \tag{1.31}$$

横向磁场的方位角：

$$\phi = 0.5 \tan^{-1}(\frac{U}{Q}) \tag{1.32}$$

其中，C_L与C_T分别为纵向磁场和横向磁场的定标系数。当观测纵场时由于偏振信号V的大小与谱线强度随波长的一级微商$\partial I/\partial\lambda$大体成正比，所以一般选择滤光器的通带置于谱线线翼，此处的$\partial I/\partial\lambda$极大。当观测横场时由于偏振信号Q、U的大小与谱线强度随波长的二级微商$\partial^2 I/\partial^2\lambda$大体成正比，所以一般选择滤光器的通带置于谱线线心，此处的$\partial^2 I/\partial^2\lambda$极大, 以求获得极佳的灵敏度。

为了提高信噪比，通常将接受到的偏振信号进行多次迭加，以消除随机噪声，得到较好的磁图。怀柔矢量磁场的纵向分量和横向分量由256帧迭加而成，并且接受到的纵场信号要强于横场信号。

1.5.2 怀柔太阳矢量磁场的工作谱线及其特征

怀柔磁场望远镜测量光球矢量磁场时的工作谱线是FeI λ5324.19 Å 。该线的等值宽度为0.334 Å ，中心剩余强度是0.1315，是一条较宽和较强的吸收线。在该线宽度内无其它线干扰，谱线的轮廓比较规则对称，属于简单的三分裂，Lande因子g=1.5 ，低激发电位为3.197eV，受温度影响小。

令磁场与视线的夹角$\phi = 0°$，倾角$\theta = 30°$，方位角$\chi = 22.5°$，在这种情况下该线在磁场中形成的主要特征是（艾国祥等，1986）：

（1）强度I的轮廓随磁场的变化较小，当磁场B=3000Gauss时，由于磁场分裂量小于0.06 Å ，I的轮廓不出现明显的分裂；B=1000Gauss的轮廓与无磁场的轮廓非常接近，在线翼中部这种差别更小，出现这种情况主要是由于谱线较宽，g因子较小。

（2）Q、U和V的极大值的位置与Stokes强度I谱线轮廓斜率最大的位置相一致，约在距线心0.10 Å 附近。

（3）Q、U在线心区域不仅数值较低，而且同符号的范围较小。这一特征表明，当使用较宽的单色器观测横场时，宜使透过带置于线翼处，以获得较高的灵敏度。

（4）磁光效应存在时，对I和V几乎没有影响，但对Q和U的影响很大。

（5）太阳上客体温度的差别，对于FeI λ5324.19 Å 谱线轮廓的影响是不严重的。温敏效应取决于下能态的激发电位的大小，FeI λ5324.19 Å 的激发电位为3.197eV，所以温敏效应不严重。

第二章　太阳矢量磁场的定标

2.1　引言

众所周知，太阳矢量磁场的测量对于研究太阳大气中的各种活动现象具有非常重要的作用。为了准确的将活动区的偏振信号转换为磁场，人们已经采用了一系列的定标方法。

2.2　怀柔太阳矢量磁场定标

艾国祥、李威和张洪起（1982）首次对怀柔矢量磁场进行了理论定标。他们在一定的大气模型和初始条件（磁场强度、倾角、方位角）下，通过解辐射转移方程组获得磁场偏振信号I、Q、U、V的数值解，从而得到(V/I) 随纵场B_L的变化曲线以及$[(Q/I)^2+(U/I)^2]^{1/4}$随横场B_T 的变化曲线。这样在不同的大气模型下，横场和纵场的定标关系就确定了。

表 2.1: 理论纵场定标结果

观测内容	滤光器状态	光球模型	半影模型	Allen半影模型	Hong本影模型
定标系数 $1/C$	（1）	$0.970\times 10^{-4}/G$	$0.954\times 10^{-4}/G$	$1.000\ 10^{-4}/G$	$0.583\ 10^{-4}/G$
定标系数 $1/C$	（2）	$0.918\times 10^{-4}/G$	$0.890\times 10^{-4}/G$	$0.940\times 10^{-4}/G$	$0.55\times 10^{-4}/G$

表 2.2: 观测纵场定标结果

Date	mode	Bandpass	C_v(m/s)	C_H(G)	S=I_H/I_V
Aug. 21	KD*P	-0.15Å	21118	18497	0.99
Aug. 20	BAND	-0.15Å	19624	17539	1.00
Aug. 20	BAND	-0.15Å	10748	9606	1.00

我们观测到的偏振信号实际上是真实信号与滤光器轮廓的卷积。磁场望远镜的双折射滤光器的透过轮廓（仅考虑最后4级的轮廓）为：

$$T(\lambda) = \cos^2(\pi\frac{\lambda-\lambda_0}{0.15}+A)\cos^2(\pi\frac{\lambda-\lambda_0}{0.30}+B)\cos^2(\pi\frac{\lambda-\lambda_0}{0.60}+C)\cos^2(\pi\frac{\lambda-\lambda_0}{1.20}+D) \tag{2.1}$$

A、B、C、D可由旋转装置调节，B和C还可以通过KD*P电光晶体由电压调节。

滤光器的工作状态：

（1）A=B=C=D时，透过谱线线心；

（2）$A = 2B = 4C = 8D =\pi/4$时，透过距线心0.15Å 线翼；

（3）$A = \pi/2$，$B = \pm\pi/2$，$C = \pm\pi/4$，$D = 0$时，透过距线心±0.15Å处，交替在线翼两边透过，用于纵场和视线速度场的同时观测；

（4）按A=2B=4C=8D比例，可调到谱线的任何位置。

在1994年，艾国祥对怀柔的太阳矢量磁场进行了经验定标，得到了纵场和横场的定标系数分别为10.00×10^3高斯和9.73×10^3高斯(未发表的工作)。

后来，王同江，艾国祥和邓元勇（1996）对纵场同时进行了经验定标和观测定标，并对两种定标方法进行了对比得出这两种方法相互一致。

表2.3中λ_S是具有较好的灵敏度的位置，$\lambda_{observed}$是我们最终选定的观测位置，λ_L是具有最好线性的位置，λ_C是具有最小定标系数的位置。Balasubramaniam和West（1991）利用最小二乘法拟合技术，从Stokes 的谱线轮廓推算出矢量

表 2.3: 经验纵场定标结果

Bandpass Position	Blue wing λ_m(Å)	C_H(G)
λ_s	0.088	9299
$\lambda_{observed}$	0.075	8882
λ_L	0.132	14674
λ_C	0.070	8820

表 2.4: 基于最小二乘法的定标结果

观测内容	透过带位置(Å)	定标系数
横场B_T	-0.12	10550 ± 92
纵场B_L	0.00	6790 ± 52
λ_L	-0.12	10076.5 ± 134.3
λ_C	-0.075	8381.0 ± 159.1

磁场。苏江涛和张洪起（2004a，2004b）也利用此方法推算矢量磁场，并把理论Stokes轮廓和活动区的黑子的观测轮廓对比，得到统计意义上的定标结果。

2.2.1 以往定标方法的局限性

以上所提及的定标方法都局限于磁场的偏振信号与磁场强度成线性关系。在弱场近似的情况下，圆偏振信号V与纵场B_L及线偏振信号$[(Q/I)^2+(U/I)^2]^{1/4}$与横场B_T近似的成线性关系，即

$$B_L = C_L\frac{V}{I}, \tag{2.2}$$

$$B_T = C_T\left[(\frac{Q}{I})^2+(\frac{U}{I})^2\right]^{1/4}. \tag{2.3}$$

其中，C_L和C_T 分别为纵场和横场的定标系数。弱场近似下得到的以上关系式并非对于任何场强都是有效的。对于磁场强度较大且超出某一范围时，这种线性关系就不成立了。

以往的定标方法是在选取倾角为0°和90°的情况下，把偏振信号与磁场强度的关系曲线图分别作为纵场和横场的定标曲线的。事实上，定标系数是与倾角有关的，也就是说，纵场与横场不是相互独立的而是互相依赖的。通过在一定的大气模型下解辐射转移方程，我们可以获悉磁场不仅与偏振信号有关，而且还与磁场的倾角有关。

2.2.2 非线性的多次迭代的定标方法

在马歇尔飞行中心，原来的理论定标方法采取的是对应于倾角0°和90°的经多项式拟合的定标曲线，如下面的表达式所示：

$$B_L = \sum_{m=1}^{M} a_m P_L^m(\theta = 0), \tag{2.4}$$

$$B_T = \sum_{m=1}^{M} b_m P_T^{m/2}(\theta = 90). \tag{2.5}$$

Hagyard与Kineke（1995）提出了一种非线性的定标方法并将这种方法应用到了谱线FeI λ5250.5 Å，这种定标方法解决了磁场强度与偏振信号及倾角的依赖关系。后来Moon等人（1999）又将此定标方法应用到了谱线FeI λ6302.5 Å。现在我们将此种方法应用到怀柔的磁场观测谱线FeI λ5324.19 Å。

下面我们先来具体的介绍一下此定标方法。这种定标方法大体可以分为五个步骤：

（1）理论定标方法依赖于磁场观测谱线和太阳大气模型，我们在此选取的是丁明德和方成（1989）提出半经验黑子半影模型（即D-F模型），Allen（1973）

本影模型，VAL-C（1981）宁静太阳大气模型。

首先，我们在所选取的大气模型的基础上建立十个数据库，这十个数据库对应的是倾角分别为0°，10°，20°，30°，40°，50°，60° 70°，80°和90°时，总的磁场强度与偏振信号的关系，这种关系可以通过表达式表示为：

$$P_L = \sum c_m B^m, \tag{2.6}$$

$$P_T^{1/2} = \sum d_m B^m, \tag{2.7}$$

$$P_L = \frac{V}{I}, \tag{2.8}$$

$$P_T = [(\frac{Q}{I})^2 + (\frac{U}{I})^2]^{1/2}. \tag{2.9}$$

我们在用多项式拟合P_L与B，P_T与B的函数关系时发现m取到3即可。

（2）如果我们有了观测数据I、Q、U、V，那么可以根据公式(2.8)及(2.9)获得P_L^{obs}和P_T^{obs}，这样就得到了零次迭代的纵场、横场、总的磁场及倾角：

$$B_L^{(0)} = a_0 + a_1 P_L^{obs} + a_2 (P_L^{obs})^2 + a_3 (P_L^{obs})^3 (\theta = 0), \tag{2.10}$$

$$B_T^{(0)} = b_0 + b_1 P_T^{obs} + b_2 (P_T^{obs})^2 + b_3 (P_T^{obs})^3 (\theta = 90), \tag{2.11}$$

$$B^{(0)} = ((B_L^{(0)})^2 + (B_T^{(0)})^2)^{1/2}, \tag{2.12}$$

$$\theta^{(0)} = \arctan(\frac{B_T^{(0)}}{B_L^{(0)}}). \tag{2.13}$$

（3）$\theta_1 \le \theta^{(0)} \le \theta_2$，$\theta_1$与$\theta_2$ 属于0°，10°，20°，30°，40°，50°，60° 70°，80°和90°中的两个值。根据已经计算出的$B^{(0)}$ ，我们可以根据(2.6)和(2.7)计算出对应于倾角θ_1及θ_2的$P_L(\theta_1)$，$P_L(\theta_2)$，$P_T(\theta_1)$，$P_T(\theta_2)$。根据内插的方法进而获得对应于倾角为θ_0的偏振信号$P_L^{(0)}$和$P_T^{(0)}$ ，内插的表达式为：

$$P_L^{(0)} = P_L(\theta_2) + [P_L(\theta_1) - P_L(\theta_2)] \times [(cos\theta^{(0)} - cos\theta_2)/(cos\theta_1 - cos\theta_2)], \tag{2.14}$$

$$P_T^{(0)} = P_T(\theta_1)+[P_T(\theta_2)-P_T(\theta_1)]\times[(sin^2\theta^{(0)}-sin^2\theta_1)/(sin^2\theta_2-sin^2\theta_1)]. \quad (2.15)$$

（4）根据公式(2.4)和(2.5)可以得到其对应的偏微分方程组：

$$\delta B_L = \delta P_L(\sum m a_m (P_L^{obs})^{m-1}), \quad (2.16)$$

$$\delta B_T = \delta P_T(\sum (m/2) b_m (P_T^{obs})^{m/2-1}). \quad (2.17)$$

由步骤(2)和(3)可以计算得到$\delta P_L = P_L^{obs} - P_L^{(0)}$和$\delta P_T = P_T^{obs} - P_T^{(0)}$，这样，零次迭代得到的纵场和横场就可以得到了：

$$B_L^{(1)} = B_L^{(0)} + \delta B_L,\ B_T^{(1)} = B_T^{(0)} + \delta B_T. \quad (2.18)$$

（5）重复以上的过程，直至获得收敛的n次迭代的磁场$B^{(n)}$和倾角$\theta^{(n)}$，进而又可得到n次迭代的纵场和横场$B_L^{(n)}$，$B_T^{(n)}$ 。

2.3 观测谱线参数的确定

在理论定标时，谱线的Stokes轮廓是在一定的大气模型下通过解Unno-Rachkovsky（Unno，1956；Rachkovsky，1962）的辐射转移方程获得的。矢量磁场的理论定标与大气模型和观测谱线有关。怀柔磁场望远镜测量光球矢量磁场时的工作谱线是FeI λ5324.19 Å 。图2.1是在无磁场时，将VAL-C大气模型计算的Stokes I理论轮廓和宁静区I的观测轮廓进行拟合，虚线代表Stokes I观测轮廓，实线代表Stokes I理论轮廓。我们发现在谱线的兰翼拟合的更好，在线翼-0.09Å到-0.12Å 的范围内，拟合误差小于1%，而在线心拟合误差达到3.3% 。太阳磁场望远镜用双折射滤光器作单色器，所以我们在某一波段观测到的偏振信号实际上是真实信号与滤光器轮廓的卷积。经滤光器卷积后的Stokes参数的表达式为：

$$S(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\lambda')T(\lambda,\lambda')d\lambda' / \int_{-\infty}^{\infty} T(\lambda,\lambda')d\lambda', \quad (2.19)$$

其中λ是滤光器透过带位置，S_F 指的是观测到的Stokes参数。$T(\lambda)$是滤光器透过带的轮廓。

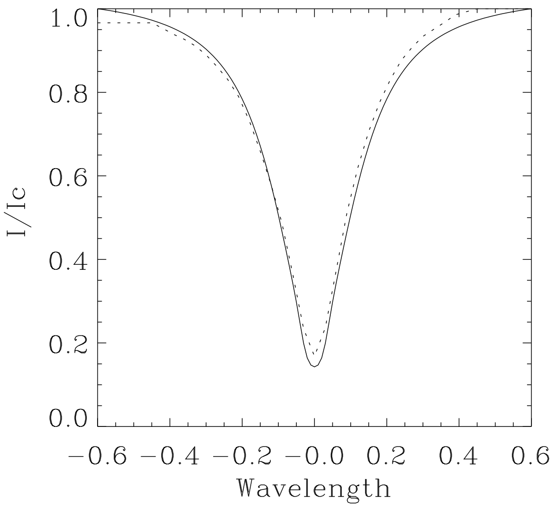

图 2.1: 在无磁场时，将VAL-C大气模型计算的Stokes I理论轮廓对观测轮廓进行拟合，虚线代表Stokes I观测轮廓，实线代表Stokes I理论轮廓

2.4　观测及数据处理

我们所获得的矢量磁场的数据是由怀柔口径为35厘米的矢量磁场望远镜（艾国祥等，1986）观测得到，在常规的观测里，测量横场时滤光器的透过带置于观测谱线的线心处，此时可获得观测的最大灵敏度。

2.4.1　观测数据的获得

2002年10月24日，我们用怀柔的口径为35厘米的太阳矢量磁场望远镜对太阳活动区10162进行偏带观测（Su and Zhang，2004b）。此活动区是一个单极活动区，位于N26，E04，观测时间是03:00UT。为了消除随机噪声，提高信噪比，一幅磁图是由256帧叠加而成。我们按照下面的顺序依次观测了偏振信号Q，U，V。为了减少法拉第旋转对横场方位角的影响，我们将滤光器置于距线心-0.10Å的线翼处来测量线偏振信号Q和U，圆偏振信号V的测量仍选在线

翼-0.075Å处测量。

2.4.2 观测数据的处理

(1) 线性本底值的改正

线偏振量的本底值是由仪器效应带来的，其中包括CCD的本底值。在对宁静区进行线偏振的测量中，把任何偏离零偏振的曲线分布看作是本底值（Su and Zhang，2004b）。本底值与波带有关，由于我们将滤光器置于距线心-0.10Å的线翼处来测量线偏振信号Q和U，所以线性本底值也是在-0.10Å线翼处获得。图2.2是对太阳活动区10162的园偏振V/I在距线心-0.075Å及线偏振量Q/I，U/I 在距线心0.10Å处的观测。首先在宁静区选择了两条直线，该直线跨越了4个pixel的宽度，取平均值，即可画出Q/I，U/I 随位置的变化趋势，然后通过对曲线进行线性拟合，即可获得对线性本底值的改正，如图2.2。

通过对图2.2中的观测曲线的线性拟合，我们得到了拟合后的结果为：

$$\begin{aligned}(Q/I)_{linear-bias} &= -0.00102,\\ (U/I)_{linear-bias} &= 0.00341.\end{aligned} \tag{2.20}$$

这样即可对观测到的线偏振数据进行线性本底值的矫正：

$$\begin{aligned}(Q/I) &= (Q/I)_{obs} - (Q/I)_{linear-bias},\\ (U/I) &= (U/I)_{obs} - (U/I)_{linear-bias}.\end{aligned} \tag{2.21}$$

(2) 交叉干扰的改正

在利用磁场望远镜观测时，线偏振量Q，U和园偏振量V之间会互相渗透，在线翼处观测时园偏振量V对线偏振量Q，U的影响更大。即在离线心越远的位

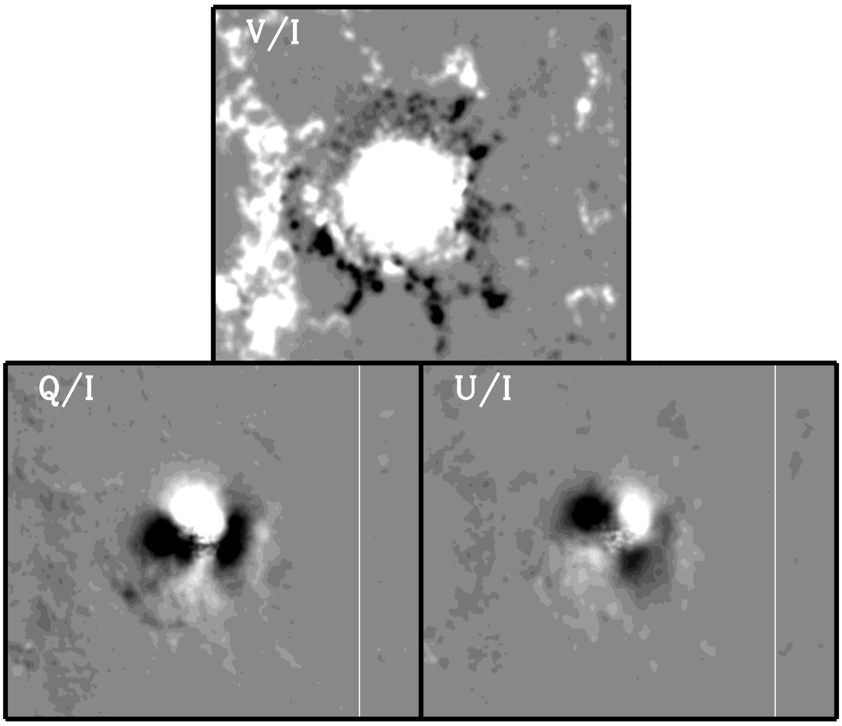

图 2.2: 归一化的园偏振量V/I及线偏振量Q/I，U/I的图象，两条直线标记出了选取数据的位置

置观测，交叉干扰就越大。在线心观测横场时，磁光效应对横场方位角的影响较严重。包曙东等(2000)指出怀柔在线心测量横场时法拉第旋转对横场方位角的贡献约为12°。张洪起(2000)分析了磁光效应对横场测量的影响并指出磁光效应对横场方位角的统计平均的贡献为12.8°，磁光效应对线翼的影响要小于对线心的影响。为减小磁光效应对横场方位角的影响，我们选择在线翼-0.10Å处测量横场。由于在线翼处观测横场时受到的交叉干扰的影响较大，所以必须对交叉干扰进行矫正。图2.3给出在线翼±0.10Å处观测磁场的偏振信号时，圆偏振信号V/I 对线偏振信号Q/I，U/I 的交叉干扰的影响，直线是对观测数据的线性拟合，拟合后的结果为：

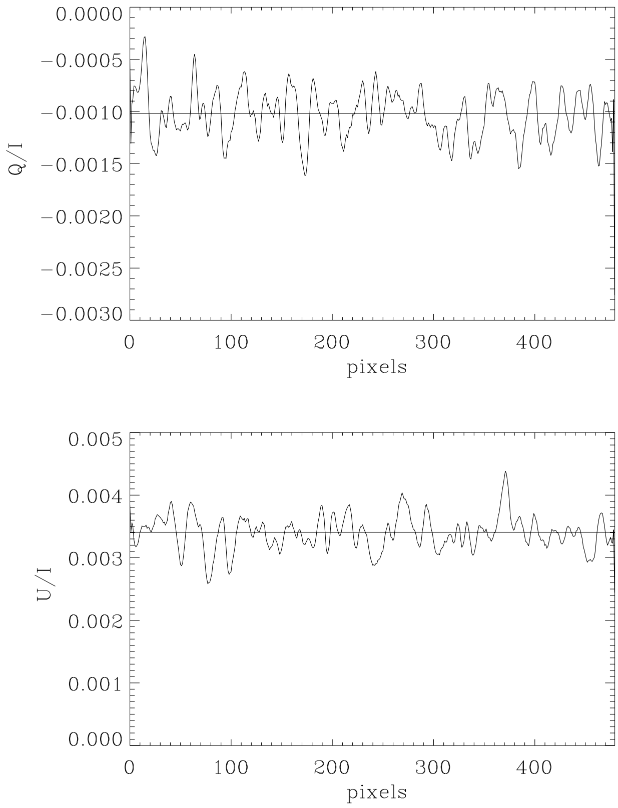

图 2.3: Q/I，U/I随位置的变化取线，图中的直线是对数据的线性拟合

$$
\begin{aligned}
(Q_b - Q_r)/I &= 0.00004906 + 0.024203(V_b - V_r)/I, \\
(U_b - U_r)/I &= 0.00008243 - 0.043820(V_b - V_r)/I.
\end{aligned}
\tag{2.22}
$$

观测的线偏振光经交叉干扰矫正后结果为：

$$
\begin{aligned}
(Q/I) &= (Q/I)_{obs} - (0.00004906 + 0.024203V), \\
(U/I) &= (U/I)_{obs} - (0.00008243 - 0.043820V).
\end{aligned}
\tag{2.23}
$$

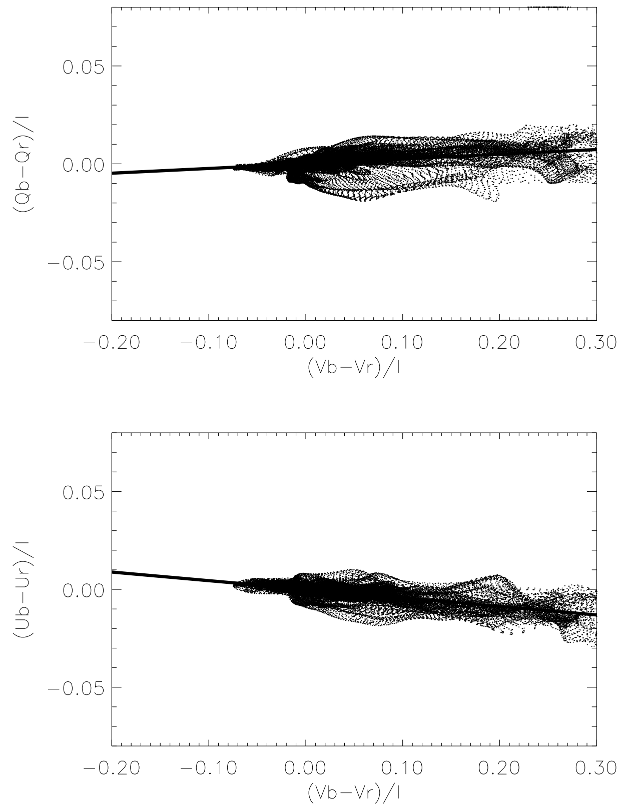

图 2.4: 在线翼±0.10Å处观测磁场的偏振信号时，园偏振信号V/I 对线偏振信号Q/I，U/I的交叉干扰的影响，直线是对观测数据的线性拟合

2.5　两种定标方法的定量比较

理论定标依赖于观测谱线和大气模型，怀柔磁场望远镜测量光球矢量磁场时的观测谱线是FeI λ5324.19 Å。不同的大气模型对定标也有一定的影响，在此我们选用了以下三种大气模型（Allen本影模型，D-F半影大气模型，VAL-C宁静大气模型）来对两种定标方法进行定量的分析。

表2.5给出在三种大气模型下两种定标方法的数值计算结果。表2.5中的B和θ 代表数值计算中磁场和倾角的初始值，$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$ 代表由以往的定标方法得到的磁场和倾角的零次迭代值，$B^{(n)}$和$\theta^{(n)}$ 代表由多次迭代的非线性定标

方法得到的磁场和倾角的值。通过表2.5我们发现对于同一大气模型，由非线性定标方法得到的$B^{(n)}$和$\theta^{(n)}$ 与初始值B和θ非常的接近，而零次迭代值$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$并非如此，在随磁场强度增加和倾角在30°～60°范围内时，$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$ 越偏离初始值B和θ。由于理论定标与大气模型有关，从该表中也可以发现对于三种不同的大气模型，Allen本影模型较其他的两个大气模型而言，它的零次迭代值$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$与初始值B和θ最为接近，而VAL-C宁静大气模型的$B^{(0)}$和$\theta^{(0)}$与初始值B和θ 相差最大。但对这三个大气模型来说，它们的共同之处是由非线性定标方法得到的多次迭代值$B^{(n)}$和$\theta^{(n)}$ 与初始值都非常接近。由此我们可以得到这样的结论：原来的定标方法低估了磁场强度和倾角，尤其在磁场强度增加和倾角在30°～60°范围内。多次迭代的非线性定标方法大大的提高了定标的准确度。

表 2.5: 在三种大气模型下，由两种定标方法得到的数值计算结果的对比

B	θ	$B^{(0)}$			$\theta^{(0)}$			$B^{(n)}$			$\theta^{(n)}$		
		VAL-C	D-F	Allen	VAL-C	D-F	Allen	VAL-C	D-F	Allen	VAL-C	D-F	Allen
500	30	477.4	495.5	501.9	25.9	27.2	28.2	499.9	500.0	500.0	29.9	30.0	30.0
	45	454.2	487.5	503.9	42.3	42.7	43.4	498.0	499.4	499.7	44.9	44.9	44.9
	60	456.2	488.9	502.5	58.9	59.2	58.9	499.9	500.0	500.0	59.9	60.0	60.0
1000	30	910.2	953.6	975.5	24.5	26.6	27.8	999.9	999.9	1000.0	29.9	30.0	29.9
	45	854.3	933.1	970.2	40.2	41.8	42.7	999.2	998.1	998.9	44.9	44.9	44.9
	60	868.2	941.1	979.2	56.4	58.0	58.0	999.9	999.9	1000.1	59.9	60.0	59.9
1500	30	1310.7	1386.7	1422.4	23.8	26.2	27.3	1499.9	1499.9	1500.0	30.0	30.0	30.0
	45	1218.9	1344.1	1405.5	38.7	41.6	42.4	1495.1	1496.9	1497.7	44.9	45.0	44.9
	60	1226.1	1362.0	1429.8	55.1	57.8	57.9	1499.9	1499.9	1500.0	60.0	60.0	59.9
2000	30	1681.1	1801.8	1861.1	22.3	25.9	26.3	1999.9	1999.9	1999.9	29.9	30.0	30.0
	45	1553.1	1727.0	1816.5	37.9	41.2	42.0	1993.9	1994.7	1996.1	44.9	44.9	44.9
	60	1566.6	1759.6	1857.2	54.5	57.2	57.5	1999.9	1999.9	1999.9	60.0	60.0	60.0
2500	30	2008.9	2186.2	2276.6	21.3	25.3	25.6	2499.9	2499.9	2499.9	30.0	30.0	30.0
	45	1856.2	2079.4	2197.9	37.5	40.0	41.5	2491.3	2492.5	2494.1	45.0	44.9	45.0
	60	1888.1	2139.1	2261.9	53.6	61.4	61.6	2499.9	2499.9	2499.9	60.0	60.0	60.0

太阳矢量磁场测量的偏振信号是磁场强度和倾角的函数，图2.5给出在倾角为0°，30°，60°时，三种大气模型的圆偏振信号与磁场强度的关系。从图中可以看出，对于同一大气模型在磁场强度增加和倾角逐渐偏离0°时，定标曲线的分离逐渐增强。图2.5(a)、(b)和(c)分别对应VAL-C，D-F 和Allen三种大气模型在倾角为0°，30°，60°时的纵场定标曲线。通过比较图2.5(a)、(b)和(c)，我们发现按照大气模型VAL-C，D-F和Allen的顺序线性定标的范围逐渐的增加。对于VAL-C大气模型线性定标的范围为0～800高斯，而对于D-F和Allen则分别为0～1000高斯和0～1300高斯。

图2.6给出在倾角为30°，60°，90°时，三种大气模型的线偏振信号与磁场强度的关系。通过比较图2.5和图2.6，我们发现对于同一大气模型横场的线性定标的范围明显的小于纵场。对于不同的大气模型横场的线性定标的范围也存在差异。对于VAL-C大气模型横场的线性定标的范围为0～300高斯，对于D-F和Allen大气模型为0～200高斯。

从图2.5和图2.6还可以发现怀柔矢量磁场观测谱线FeI λ5324.19 Å的磁饱和效应不严重，以前的理论定标方法和现在的多次迭代的非线性定标方法都不能用于存在磁饱和效应的区域。

图2.7表明了在倾角为30°时用两种不同的理论定标方法获得的纵场（或横场）的比较。横坐标代表的是输入的横场（或纵场）的初始值，纵坐标代表的是理论定标的结果。实线的纵坐标表示在三种大气模型下用多次迭代的非线性定标方法获得的理论定标结果。点线、虚线和虚点线的纵坐标表示用原来的理论定标方法获得的结果且分别对应于大气模型Allen、D-F和VAL-C。与图2.7类似，图2.8给出了在倾角为60°时用两种不同的理论定标方法获得的纵场（或横场）的比较。横坐标和纵坐标代表的物理含义与图2.7相同。根据图2.7和图2.8，我们发现非线性定标方法获得的结果与初始值非常的接近，与大气模型基本无关。在

磁场倾角较小时，随着横场初始值的增加，由原来的定标方法获得的结果会较严重的低估横场。对于纵场，在磁场倾角较大时会出现类似的现象。

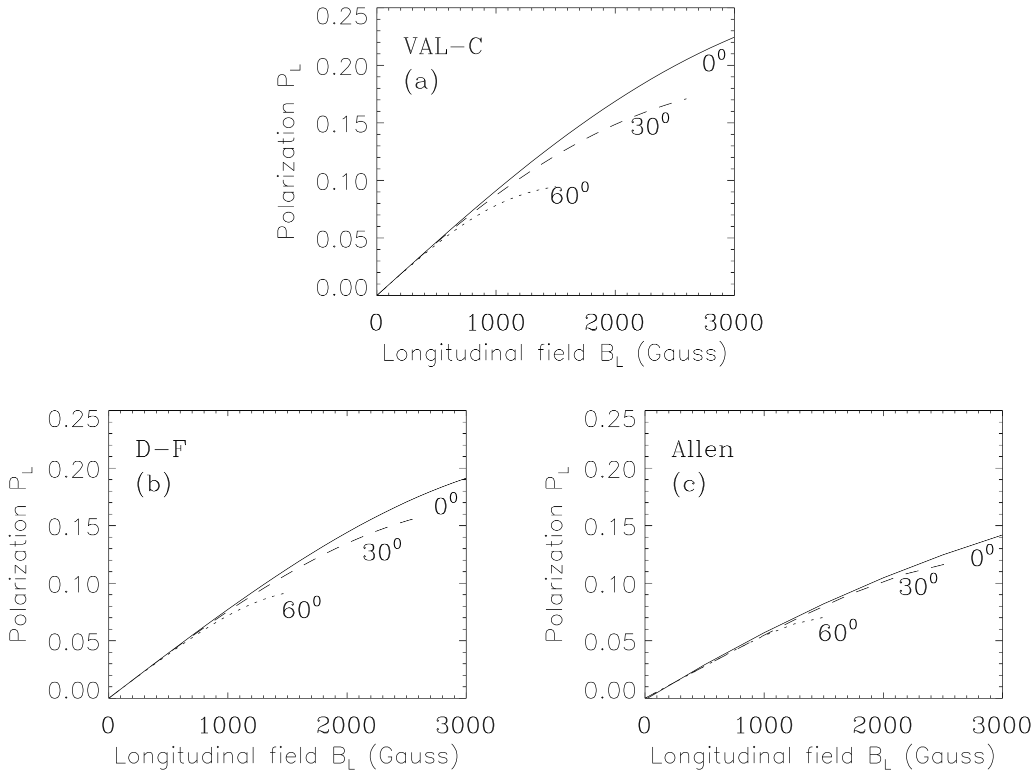

图 2.5: VAL-C，D-F和Allen三种大气模型在倾角为0°，30°，60°时的纵场定标曲线

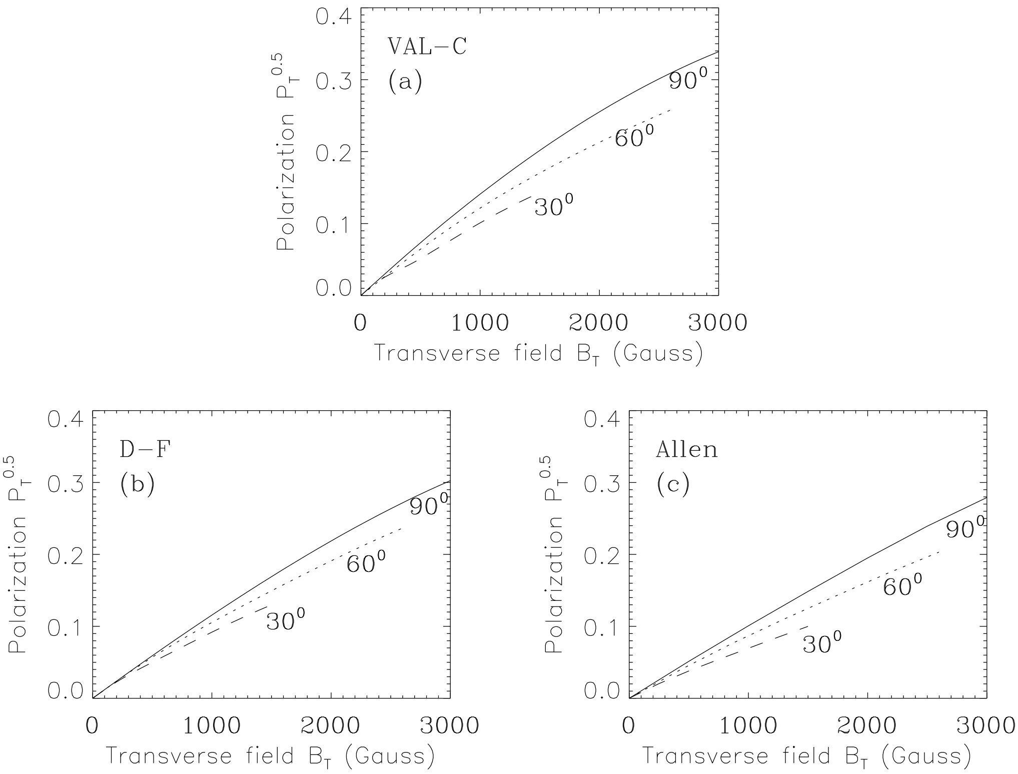

图 2.6: VAL-C，D-F和Allen三种大气模型在倾角为30°，60°，90°时的横场定标曲线

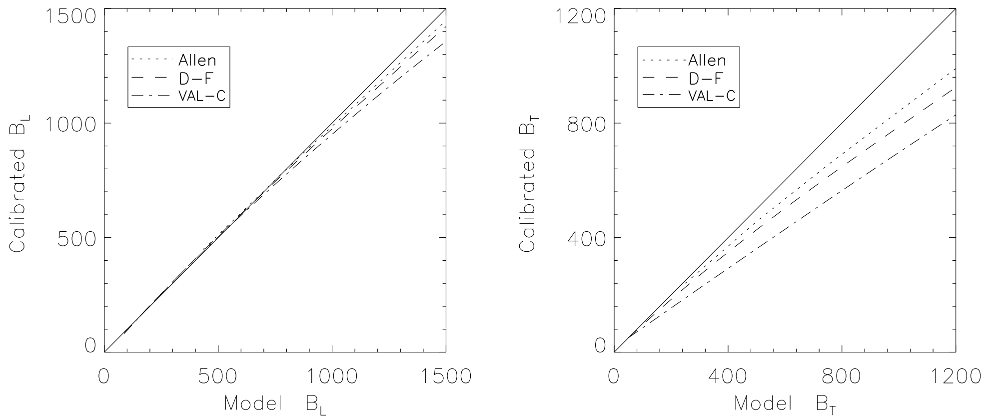

图 2.7: VAL-C，D-F和Allen三种大气模型在倾角为30°时横场（或纵场）的初始值与两种理论定标结果的比较。横坐标代表的是横场（或纵场）输入值，实线的纵坐标表示在三种大气模型下用多次迭代的非线性定标方法获得的理论定标结果，点线、虚线和虚点线的纵坐标表示用原来的理论定标方法获得的结果且分别对应于三种大气模型

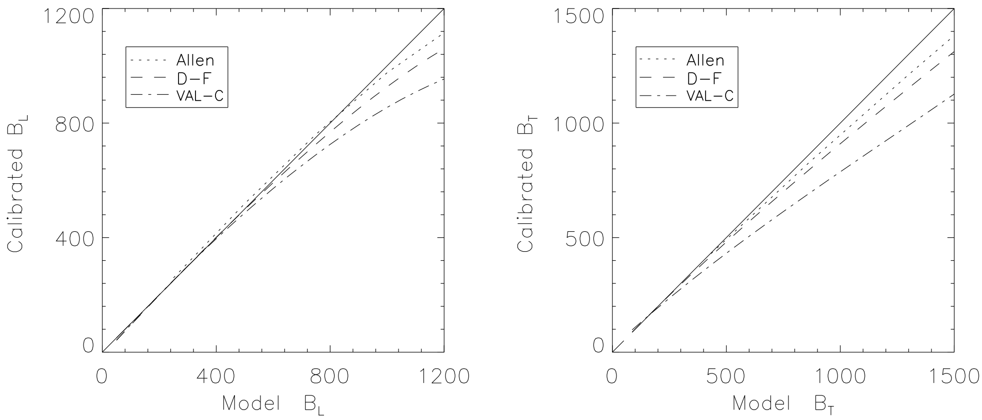

图 2.8: VAL-C，D-F和Allen三种大气模型在倾角为60°时横场（或纵场）的初始值与两种理论定标结果的比较，横坐标代表的是横场（或纵场）输入值，实线的纵坐标表示在三种大气模型下用多次迭代的非线性定标方法获得的理论定标结果，点线、虚线和虚点线的纵坐标表示用原来的理论定标方法获得的结果且分别对应于三种大气模型

表 2.6: 在三种大气模型下，总磁场强度输入值为2000高斯且倾角为30°时，由两种定标方法获得的纵场（或横场）及两者间相互偏离的百分比

Model	B_T(G)	${B_T}^{(0)}$(G)	${B_T}^{(n)}$(G)	$\frac{(B_T - {B_T}^{(0)})}{B_T}$	B_L(G)	${B_L}^{(0)}$(G)	${B_L}^{(n)}$(G)	$\frac{(B_L - {B_L}^{(0)})}{B_L}$
VAL-C	1000.00	697.68	999.98	30.2%	1732.05	1529.53	1732.03	11.7%
D-F	1000.00	787.20	999.98	21.3%	1732.05	1620.78	1732.03	6.4%
Allen	1000.00	841.58	999.99	15.8%	1732.05	1660.01	1732.04	4.2%

表 2.7: 在三种大气模型下，总磁场强度输入值为2000高斯且倾角为60°时，由两种定标方法获得的纵场（或横场）及两者间相互偏离的百分比

Model	B_T(G)	${B_T}^{(0)}$(G)	${B_T}^{(n)}$(G)	$\frac{(B_T-{B_T}^{(0)})}{B_T}$	B_L(G)	${B_L}^{(0)}$(G)	${B_L}^{(n)}$(G)	$\frac{(B_L-{B_L}^{(0)})}{B_L}$
VAL-C	1732.05	1288.89	1732.04	25.6%	1000.00	854.74	999.99	14.5%
D-F	1732.05	1495.72	1732.04	13.6%	1000.00	926.82	999.99	7.3%
Allen	1732.05	1579.98	1732.04	8.8%	1000.00	976.07	999.99	2.4%

对于相同的磁场强度输入值，由原来的定标方法获得的纵场结果被低估的程度明显的小于横场。表2.6和表2.7给出在总磁场强度输入值为2000高斯且倾角为30°，60°时，由两种定标方法获得的纵场（或横场）及零次迭代值偏离初值的百分比。B_L，B_T 代表总磁场强度为2000高斯且倾角分别为30°，60°时纵场和横场的输入值，${B_L}^{(0)}$，${B_T}^{(0)}$ 代表由原来的定标方法得到的零次迭代值，${B_L}^{(n)}$，${B_T}^{(n)}$ 代表由后来的多次迭代的定标方法得到的值。$\frac{(B_T-{B_T}^{(0)})}{B_T}$，$\frac{(B_L-{B_L}^{(0)})}{B_L}$ 代表零次迭代值偏离初值的百分比。根据表2.6和表2.7，我们发现对于不同的大气模型VAL-C，D-F和Allen，零次迭代得到的纵场（或横场）与初始值的偏离逐渐的变小。对于同一大气模型，纵场的零次迭代值与初始值的偏离要比横场零次迭代值与初始值的偏离要小。

2.6 视宁度对磁场定标的影响

2.6.1 填充因子对磁场定标的影响

在偏振信号的观测过程中，填充因子的变化给矢量磁场的导出带来了一定的影响。若不考虑填充因子，会降低对日面上磁场的空间结构的分析。我们引入填充因子f，$(1-f)$表示非磁场区域的光强I^{nm}的系数，f表示磁场区域的光强I^{mag}的系数。总光强度轮廓的表达式为：

$$I = fI^{mag} + (1-f)I^{nm}, \tag{2.24}$$

考虑了填充因子后的观测偏振信号的表达式为：(Kubo，Shimizu and Lites，2003）

$$Q = fQ^{mag}, \tag{2.25}$$

$$U = fU^{mag}, \tag{2.26}$$

$$V = fV^{mag}. \tag{2.27}$$

$(I^{mag}，Q^{mag}，U^{mag}，V^{mag})$代表磁场区域的偏振信号，$(I^{nm}，0，0，0)$代表无磁场区域的信号。在观测磁场时由于空间分辨率的有限，观测偏振信号要比实际偏振信号偏小，所以若不考虑填充因子，由观测得到的磁场强度要比真实磁场强度偏低（Lites and Skumanich，1990）。只有太阳结构的空间尺度和视宁度平滑尺度相当时，视宁度效应和填充因子效应类似。在不满足此条件时，视宁度效应不能代表填充因子效应。下面我们分析一下视宁度对磁场定标的影响。

2.6.2 视宁度对磁场定标的影响

（1）观测数据

2002年10月24日，我们用怀柔口径35cm的矢量磁像仪对活动区AR10162分别在03:00UT和05:00UT进行观测，取得了在不同视宁度下的两组观测数据。与后一组观测数据相比，前一组观测数据是在较好的视宁度的条件下得到的。由于大气湍动的影响，视宁度在观测的过程中逐渐的变小。对于观测数据我们进行了线性本底值和交叉干扰的矫正。

（2）视宁度对导出磁场的影响

在不同的视宁度下我们获得了两组观测数据，用两种定标方法分别得到了对应于两组观测数据的纵场和横场。在图2.9和图2.10中，${B_{L1}}^{(0)}$, ${B_{L2}}^{(0)}$, ${B_{T1}}^{(0)}$ and ${B_{T2}}^{(0)}$ 代表由前一种定标方法获得的零次迭代的纵场和横场，${B_{L1}}^{(n)}$, ${B_{L2}}^{(n)}$, ${B_{T1}}^{(n)}$ and ${B_{T2}}^{(n)}$代表由后一种定标方法获得的多次迭代的纵场和横场，${B_{L1}}^{(0)}$, ${B_{T1}}^{(0)}$, ${B_{L1}}^{(n)}$, ${B_{T1}}^{(n)}$对应在5:00UT 观测数据下计算得到的零次和多次迭代的纵场和横场，${B_{L2}}^{(0)}$, ${B_{T2}}^{(0)}$, ${B_{L2}}^{(n)}$, ${B_{T2}}^{(n)}$对应在3:00UT 观测数据下计算得到的相应结果。在观测偏振信号时，随着视宁度的降低，推算得到的纵场和横场也随之降低，且${B_{L2}}^{(0)}$与${B_{L1}}^{(0)}$（或${B_{L2}}^{(n)}$与${B_{L1}}^{(n)}$）的差值分布的范围要小于${B_{T2}}^{(0)}$与${B_{T1}}^{(0)}$（或${B_{T2}}^{(n)}$与${B_{T1}}^{(n)}$）差值分布的范围。图2.9（a）和2.9（b）

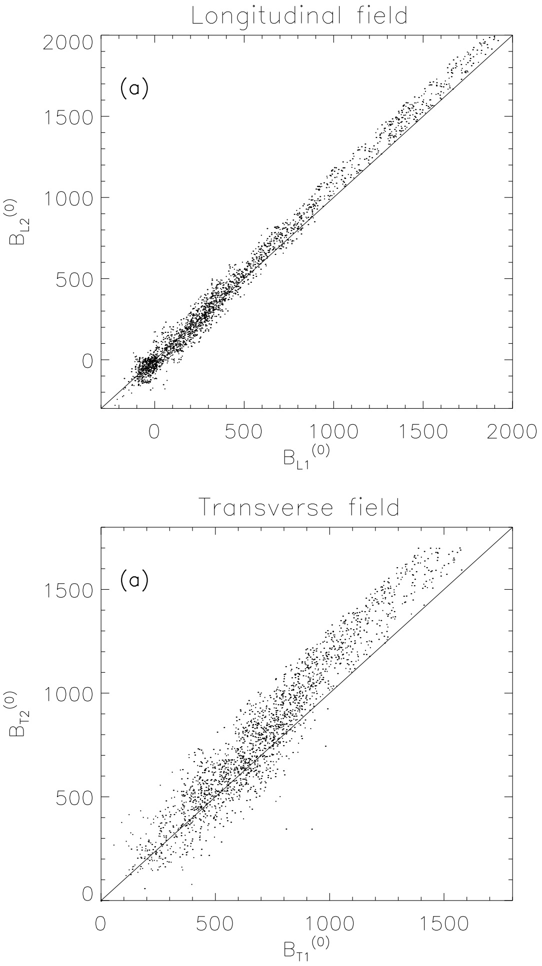

图 2.9: 在视宁度不同的两组观测数据下零次迭代得到的纵场（或横场）的比较

分别表示在两组观测数据下计算得到的零次迭代纵场和横场。随着视宁度的降低，零次迭代纵场(或横场) 也随之降低,且降低的最大值分别为180高斯和320高斯。图2.10（a）和2.10（b）分别表示在两组观测数据下计算得到的多次迭代纵场和横场。随着视宁度的降低，多次迭代纵场（或横场）也随之降低,且降低的最大值分别为260高斯和500高斯。通过比较图2.9和图2.10，我们发现多次迭代的非线性定标方法比零次迭代的定标方法对视宁度更为敏感。

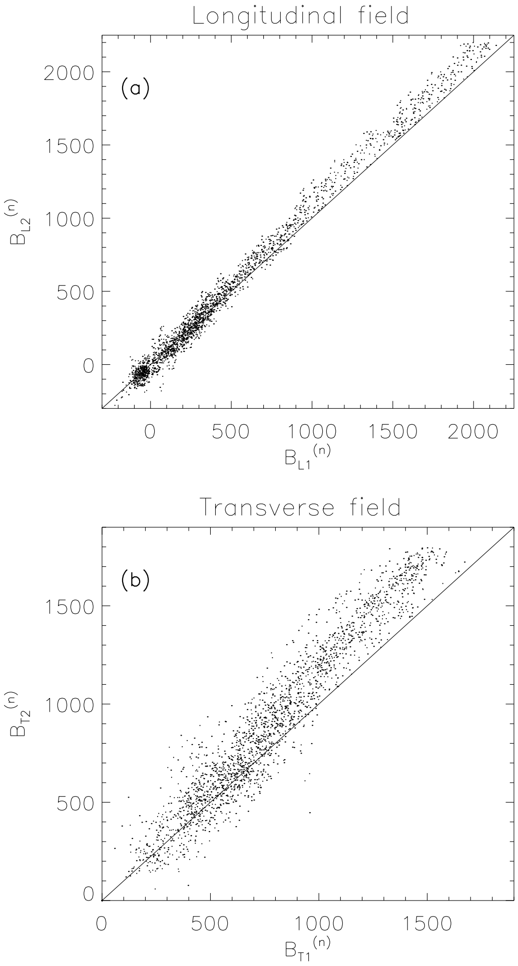

图 2.10: 在视宁度不同的两组观测数据下多次迭代得到的纵场（或横场）的比较

2.7 两种定标方法应用到观测活动区NOAA 10162

2.7.1 用两种不同的定标方法计算得到的活动区纵场或横场的比较

图2.11表示将两种不同的定标方法应用于观测活动区NOAA10162后计算得到的纵场或横场的比较。图2.11中的第一个图对应的是用两种定标方法获得的纵场的比较，第二个图对应的是横场的比较。我们发现用不同的定标方法获得的纵场的差异要小于横场的差异。纵场的最大差异近似达到200高斯，而横场的

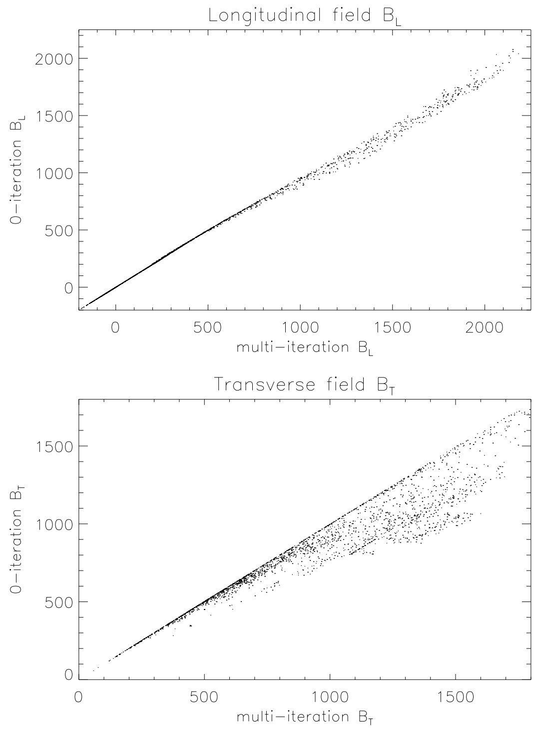

图 2.11: 两种定标方法应用到观测活动区NOAA 10162得到的纵场（或横场）的比较

最大差异则达到600高斯。

图2.12（a）表示通过非线性的多次迭代的定标方法获得的活动区NOAA 10162的矢量磁图。观测视场范围是$84'' \times 84''$，等高线对应的分别是纵场40，80，160，320，640，900，1380，1600，1800，2000高斯。图2.12（b）表示用两种不同的定标方法获得的横场的差，等高线对应的是横场的差值分别为40，80，150，250，400，500，580高斯，此图表明在随参数r/R减小（r代表所研究的像素点到黑子中心的距离，R代表黑子的半径）时出现了横场差值增大的趋势，但在本影有一部分区域并未如此，这可能与本影中心信噪比低有关，而不是由磁饱和效应造成的，因为观测谱线FeI λ5324.19 Å的磁饱和效应并不严重。

表 2.8: 物理量$B_L^{(0)}$，$B_T^{(0)}$，$J_Z^{(0)}$，$B_L^{(n)}$，$B_T^{(n)}$，$J_Z^{(n)}$的标准偏差及B_L，B_T，J_Z的噪声水平

零次迭代的标准偏差			多次迭代的标准偏差			噪声水平		
$\sigma_{B_L^{(0)}}$	$\sigma_{B_T^{(0)}}$	$\sigma_{J_Z^{(0)}}$	$\sigma_{B_L^{(n)}}$	$\sigma_{B_T^{(n)}}$	$\sigma_{J_Z^{(n)}}$	B_L	B_T	J_Z
Gauss	Gauss	$mA\,m^{-2}$	Gauss	Gauss	$mA\,m^{-2}$	Gauss	Gauss	$mA\,m^{-2}$
541	449	14	582	530	16	13	500	8

2.7.2　不同的定标方法对磁场导出参数的影响，以垂直电流密度为例

图2.13表示用两种不同的定标方法计算得到的垂直电流密度。与原来的定标方法相比较，我们发现非线性的多次迭代的定标方法不仅能改变垂直电流密度的大小，而且对垂直电流密度符号的改变有一定的影响。由两种定标方法造成的垂直电流密度差异的波动范围是从-19 $mA\ m^{-2}$ 到16 $mA\ m^{-2}$。表2.8列出了由两种不同的定标方法计算得到的横场、纵场、垂直电流密度的标准偏差以及相应物理量的噪声水平。两种不同的定标方法对垂直电流密度造成的差异远大于垂直电流密度的噪声水平。由此我们得出非线性的多次迭代定标方法对导出参数的计算具有较大的影响。

2.8　将观测谱线FeI λ5324.19 应用到Skumanich双极子模型

Skumanich双极子模型（Skumanich，1992；Moon et al，1998）描述了该模型的磁场分布，此模型的横场与纵场的表达式为：

$$B_T = \frac{3}{2} B_o \frac{\alpha}{(1+\alpha^2)^{5/2}} \tag{2.28}$$

$$B_L = \frac{1}{2} B_o \frac{(2-\alpha^2)}{(1+\alpha^2)^{5/2}}. \tag{2.29}$$

其中Bo表示黑子中心光球磁场强度，这里我们令Bo=2500$Gauss$。$\alpha \equiv r/R$，若选取的区域为$\alpha \geq 0.5$就可以避免磁饱和效应（Moon et al.，1999）。

图2.14表示将观测谱线FeI 5324.19 Å应用到Skumanich双极子模型后，磁场的输入值与两种定标的结果分别随参数r/R 的变化的曲线图。实线、点线与虚线的纵坐标分别对应横场（或纵场）的输入值及由非线性多次迭代定标方法及原来定标方法获得的横场（或纵场）值。我们发现实线与虚线几乎重合，即非线性的多次迭代的定标结果与磁场的输入值非常的接近，这说明非线性的多次迭代的定标方法大大提高了理论定标的准确度。通过比较图2.14中的两幅图，我们发现随着参数r/R的减小，下面的图的实线与虚线分离更为严重。这说明了原来的理论定标的方法低估了横场和纵场，且对横场的低估要大于对纵场的的低估。

图2.15表示将观测谱线FeI 6302.5 Å应用到Skumanich双极子模型后，磁场的输入值与两种定标的结果分别随参数r/R 的变化的曲线图。该图中的实线、点线及虚线的纵坐标及横坐标代表的物理量与图2.14所代表的一样，且得到的结论也与图2.14类似。但通过比较图2.14与2.15，我们发现图2.14中实线与虚线的分离程度小于图2.15中实线与虚线的分离。这说明了观测谱线FeI 5324.19Å与FeI 6302.5 Å比较而言，当原来的理论定标方法应用到FeI 6302.5 Å时对横场（或纵场）的低估更大。由此表明观测谱线FeI 5324.19Å比FeI 6302.5 Å具有更好的线性特征。

谱线FeI λ5324.19 Å 是一条较宽和较强的吸收线。中心剩余强度是0.1315，在该线宽度内无其它线干扰，谱线的轮廓比较规则对称，属于简单的三分裂，Lande因子$g = 1.5$，低激发电位为3.197eV，受温度影响小（Zhang，2000）。该线的等值宽度为0.334 Å ，中心剩余强度为0.17（Kurucz et al.，1984）。谱线FeI λ6302.5 Å Lande因子$g = 2.5$，该谱线用于太阳耀斑望远镜的矢量磁场的观测（Moon et al.，1996；Park et al.，1997）。FeI λ5324.19 Å 与FeI λ6302.5 Å 比较而言，前者是一条较宽的观测谱线，它具有更好的线性特征。

2.9 结论

在弱场近似的情况下，磁场的偏振信号与磁场强度成线性关系。在选取倾角为0° 和90°的情况下，把偏振信号与磁场强度的线性关系分别作为纵场和横场的定标曲线。事实上，通过在一定的大气模型下解辐射转移方程，我们可以获悉纵场和横场的定标与倾角有关。Hagyard与Kineke（1995）提出了一种非线性的多次迭代的定标方法，此方法指出了纵场与横场不是相互独立的而是互相依赖的。磁场不仅与偏振信号有关，而且还与磁场的倾角有关。

本章的主要结论如下：

（1）理论定标依赖于大气模型和观测谱线，对于谱线FeI 5324.19 Å ，当采取三个不同的大气模型（VAL-C宁静大气模型，D-F半影模型，Allen本影模型）时，我们发现当纵场分别在0～800，0～1000，0～1300高斯范围时，圆偏振信号与纵场基本成线性关系。而对于横场，这种线性关系成立的范围相对变小，分别为0～200，0～300，0～200高斯。

（2）这个方法与以前的理论定标方法相比，它解决了磁场的偏振信号与磁场强度之间的非线性关系，它大大提高了定标方法的准确度，尤其对于倾角分

布在30°～60°范围内的矢量磁场的定标。

（3）将本文提到的两种定标方法分别应用于活动区NOAA 10162，我们发现对于纵场两种方法带来的差异远小于给横场带来的差异。对于纵场两种定标方法带来的最大差异为200高斯，对于横场则为600高斯。

（4）这种非线性的多次迭代的定标方法对磁场的导出参数具有一定的影响。以垂直电流密度为例，这个方法不仅改变了垂直电流密度的大小，而且还改变了它的符号。

（5）谱线FeI 5324.19 Å 和FeI 6302.5 Å 相比是一条较宽的谱线，通过将两条谱线分别应用到Skumanich双极子模型，定量计算的结果表明FeI 5324.19 Å 比FeI 6302.5 Å 具有更好的线性特征。

（6）视宁度的变化对磁场的导出会产生一定影响，在观测中若视宁度变差，则会使导出磁场比真实磁场偏小。非线性的多次迭代的定标方法和以前的定标方法相比，后来的定标方法对视宁度的变化更为敏感。

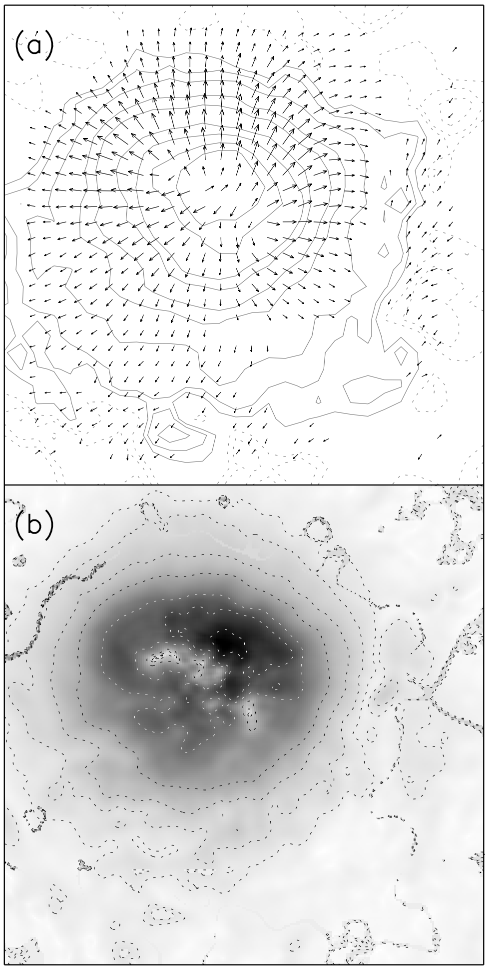

图 2.12:（a）用非线性的定标方法获得的观测活动区NOAA 10162的矢量磁图，视场范围是$84'' \times 84''$,（b）表示用两种不同的定标方法获得的横场的差

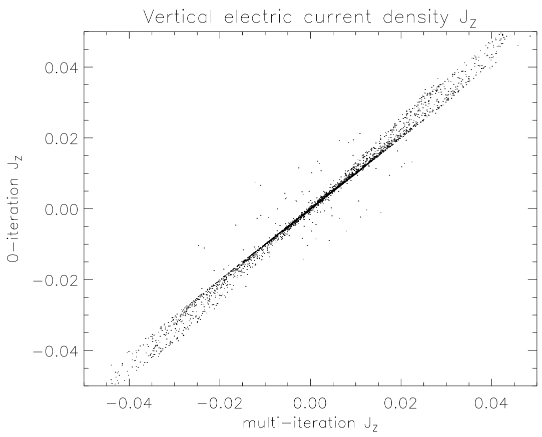

图 2.13: 通过两种定标方法计算得到的垂直电流密度的比较

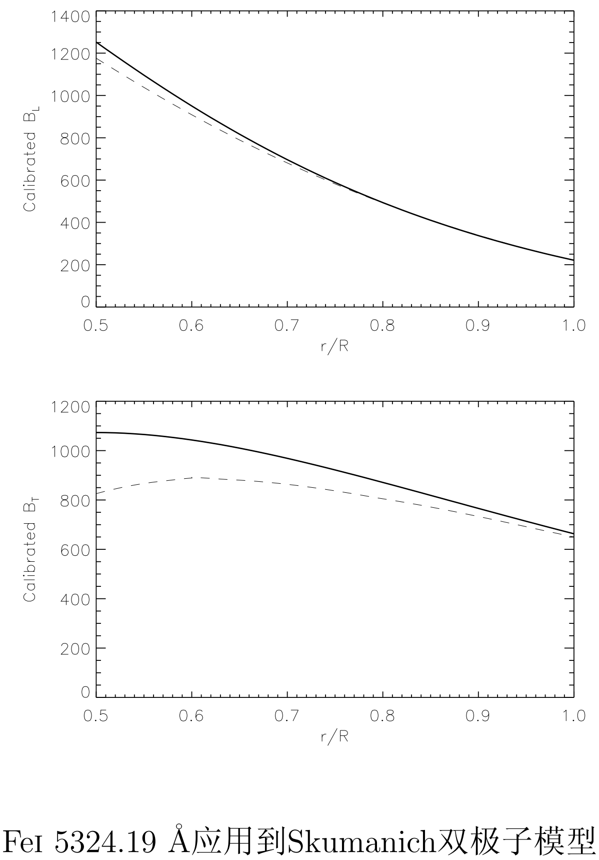

图 2.14: 观测谱线FeI 5324.19 Å应用到Skumanich双极子模型后，磁场的输入值与两种定标的结果随参数r/R 的变化

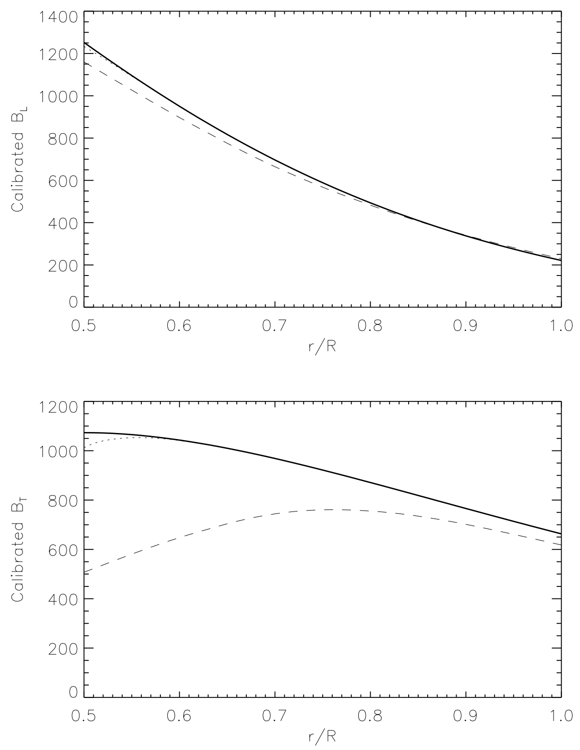

图 2.15: 观测谱线FeI 6302.5 Å应用到Skumanich双极子模型后，磁场的输入值与两种定标的结果随参数r/R 的变化

第三章　对怀柔矢量磁场测量中散射光的统计分析

3.1　引言

在光球的矢量磁场测量中存在诸多的问题，例如，横场方位角的180°不确定性，磁饱和效应，法拉第效应及散射光问题等等。

3.1.1　磁饱和效应的影响

由于在偏振光的测量过程中，偏振信号（Q，U，V）并不和磁场强度完全成正比，这就会导致磁饱和效应的出现。开始时，测量到的偏振光的强度随着磁场强度成正比增加，但到达一定的磁场强度后，偏振强度就不再增加。Hagyard和Kineke（1995）建议在处理矢量磁场资料时，小心的选择一定的阈值来消除磁饱和效应的影响。图3.1是我们用D-F黑子半影大气模型计算的怀柔矢量磁像仪线偏振光强度和横场的关系。

在D-F半影大气模型下，我们在线翼处选择了四个不同的位置对线偏振光强度和横场的关系进行了计算，这四个不同的位置分别是距线心0.08，0.10，0.12，和0.15 Å ，如图3.1所示。结果发现随着所选取得位置偏离线心越远，线偏振信号和横场的线性关系越好，但伴随而来的问题是对弱磁场测量的灵敏度降低。当观测位置选在距线心0.10处时，我们发现横场在4000高斯的范围以内不受磁饱和效应的影响。

3.1.2　散射光的影响

天体的电磁辐射穿越地球大气时受到地球大气内的各种悬浮粒子和气体的分子、原子的吸收、散射和折射的影响，造成辐射强度减弱和颜色的变化，这

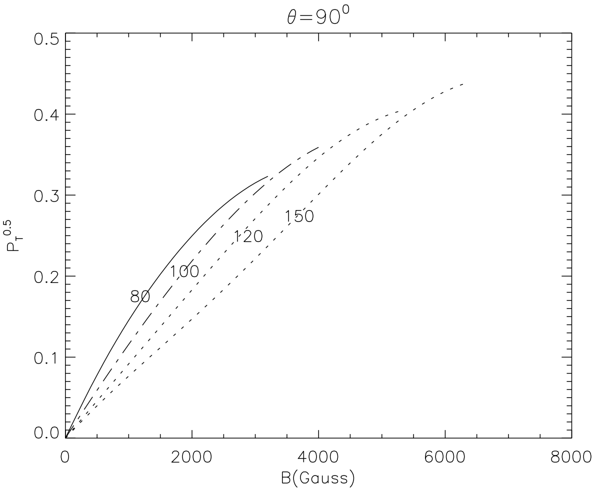

图 3.1: 怀柔矢量磁像仪线偏振光强度和横场的关系

样会使地面磁场观测仪器测到的偏振信号对太阳光初始偏振信号的偏离。由于地球大气中湍流对太阳光波前的扰动，引起地面观测仪器焦平面上太阳像的模糊和抖动，会损害地面磁场仪器的观测分辨率。为了获得高质量太阳观测，必须选择大气湍流比较平稳的地方作为观测地点。另外，太阳光照射望远镜本身也会在望远镜附近和镜筒内光路中产生湍流，影响望远镜的观测分辨率。其中由于地球大气和观测仪器引起的散射光对太阳矢量磁场测量具有较大的影响（Lites et al.，1993；Keller和Von der lühe，1991）。散射光的存在使空间分辨率降低，这给光强度的测量带来了系统误差，尤其是对低强度的区域比如黑子区域（chae，et al.，1998a，chae，et al.，1998b，Barduccci，et al.，1994）。

关于散射光的矫正主要应用在以下几个方面：（1）太阳黑子光强度的矫正（Kneer and Mattig，1968；Rossbach and Schröter，1970；Maltby，1971；Brahde，1972；Mykland，1973；Martinez Pillet，1992），（2）对太阳临边昏暗的矫正，（Pierce and Slaughter，1977；Brown，1982；Toner and Jefferies，1993）（3）对光斑对比度及太阳多普勒测量的矫正。（Lawrence et al.，1985；Albregtsen and

Andersen，1985；Andersen，1986）散射光的存在给矢量磁场的测量带来了影响，但在光谱的矢量磁场的观测中（Lites et al.，1993，1994），人们假设只有斯托克斯参量I受到散射光的影响（Lites et al.，1993；Lites et al.，1994），并在Stokes轮廓拟合的过程中引入了一个自由参数代表散射光的效应。Chae（1998a）指出在滤光器磁像仪的矢量磁场的观测中，由视宁度引起的小扩展角度散射光的影响更为突出。

大气散射光包括两部分，一部分被称为小扩展角度散射光（blurring），它与大气的视宁度有关，另一部分称为大扩展角度散射光（scattered-light），是由观测仪器和地球大气引起（Zwaan，1965；Chae，1998），对于较大的黑子，此项散射光的影响较大。关于小扩展角度散射光矫正，Koutchmy（1991）试图通过图像去卷积的方法消除它对磁场测量的影响，后来，Keller和Vonder（1992）尝试着用斑点偏振测量法去解决小扩展角度散射光的影响。Chae（1998b）通过最大熵方法纠正太阳矢量磁场测量中存在的散射光的问题。

3.2　资料的选取

为了对怀柔矢量磁场测量中存在的散射光进行统计，我们选取了天气比较晴朗的一天对太阳边缘的单色像进行了观察。观测时间是00:35:44UT－07:51:35UT，大约每隔半小时观测一幅。我们所选取得数据是在CCD观测范围内的一条经过日面中心的光强随位置的变化。

3.3　基本公式

在利用磁像仪对矢量磁场进行观测时，考虑到散射光的影响，我们所观测的偏振信号I^{obs}，Q^{obs}，U^{obs}，V^{obs}实际上可以认为是真实的偏振信号I,Q,U,V 卷积一个点扩散函数ψ（Chae，1998a）。即

$$I^{obs} = I * \psi \tag{3.1}$$

$$Q^{obs} = Q * \psi \tag{3.2}$$

$$U^{obs} = U * \psi \tag{3.3}$$

$$V^{obs} = V * \psi \tag{3.4}$$

其中$*$表示卷积。总的光强包括两部分，即背景光强和散射光强，其数学表达式为：

$$I = I_{bg} + I_{re} \tag{3.5}$$

其中I_{bg}表示宁静太阳的光强度分布，是关于日面中心圆对称分布（Chae，1998a）。将（3.5）带入（3.1）得

$$I_{bg}^{obs} = I_{bg} * \psi \tag{3.6}$$

$$I_{re}^{obs} = I_{re} * \psi. \tag{3.7}$$

我们将偏振信号I_{bg}，I_{re}，V归一化，正如Hansen（1973）所做将点扩散函数也归一化，那么

$$I_{bg}^{obs} = I_{bg} * \psi = 1 \tag{3.8}$$

由于大气散射光包括两部分，即大扩展角度的散射光和小扩展角度的散射光。那么点扩展函数也可以分为与之相对应的两部分，即小扩展角度的点扩展函数ψ_{sc}和大扩展角度的点扩展函数ψ_{bl}（Brahde，1972）。

$$\psi = (1 - \varepsilon)\psi_{bl} + \varepsilon\psi_{sc} \tag{3.9}$$

物理量I_{re}，V在弱场区域接近为零，则将式（3.9）代入（3.4）和（3.7）得

$$I_{re}^{obs} = (1-\varepsilon)I_{re} * \psi_{bl} \tag{3.10}$$

$$V^{obs} = (1-\varepsilon)V * \psi_{bl} \tag{3.11}$$

3.4 点扩展函数

在日面边缘光强度会减小为零。而在实际的观测中，此项并不为零那是因为受散射光的影响。通过日面边缘的光强度的分布曲线，我们可以获取点扩散函数，从而进行散射光的纠正。

未受扰动的背景光强I_{bg}（Su，2005；Chae，1998a）是：

$$I_{bg}(r) = \phi_{bg}(r) \qquad r < 1 \tag{3.12}$$

$$I_{bg}(r) = 0 \qquad r \geq 1 \tag{3.13}$$

其中r是归一化到日面中心的距离，日面中心到日面边缘光强度的分布可以表示为：

$$\phi_{bg}(r) = \sum_k c_k \mu^k \tag{3.14}$$

其中

$$\mu = (1-r^2)^{1/2} \tag{3.15}$$

点扩散函数的表达式

$$\psi(r) = \sum_j a_j f_j(r) \tag{3.16}$$

由于我们假设点扩散函数关于源点是对称的，那么它可以表示为高斯函数和洛仑兹函数的线性叠加。

$$f_j(r) = G(r, b_j) + L(r, b_j) \tag{3.17}$$

$G(r, b_j)$表示高斯函数，其数学表达式为

$$G(r, b_j) = \frac{1}{\pi b_j^2} exp(-\frac{r}{b_j}^2) \tag{3.18}$$

$L(r, b_j)$表示洛仑兹函数，其数学表达式为

$$L(r, b_j) = \frac{1}{\pi(b^2 + r^2)} \tag{3.19}$$

其中的宽度参数b_j可以自由选择。将$f_j(r)$代入式（3.5）得

$$I_{bg}^{obs} = \sum_j c_j \Phi(r, b_j) + c_l \Phi_1(r, b) \tag{3.20}$$

其中贡献函数(Lawrence，1985；Su，2005)$\Phi_j(r, b_j) = I_{bg} * G(r, b_j)$，$\Phi_l(r, b) = I_{bg} * L(r, b)$

$$\Phi_j(r, b_j) = \frac{1}{b_j^2} \int_0^1 I_{bg}(r') exp(-\frac{r^2 + r'^2}{b_j^2}) I_0(\frac{2rr'}{b_j^2}) r' dr' \tag{3.21}$$

$$\Phi_L(r, b_j) = \int_0^1 I_{bg}(r') \frac{r' dr'}{[(b^2 + r^2 + r'^2)^2 - 4r^2 r'^2]^{\frac{1}{2}}} \tag{3.22}$$

3.4.1 确定日面边缘的位置

图3.2是00:35:44UT时刻太阳边缘的单色像。在太阳边缘附近辐射强度随到日心距离的变化曲线中，以变化曲线的拐点来定义太阳的边缘，如图3.4所示。

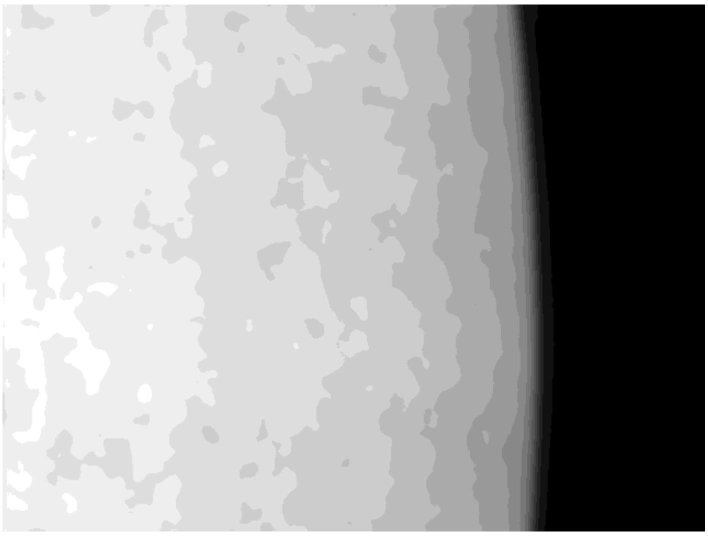

图 3.2: 00:35:44UT时刻太阳边缘的单色像

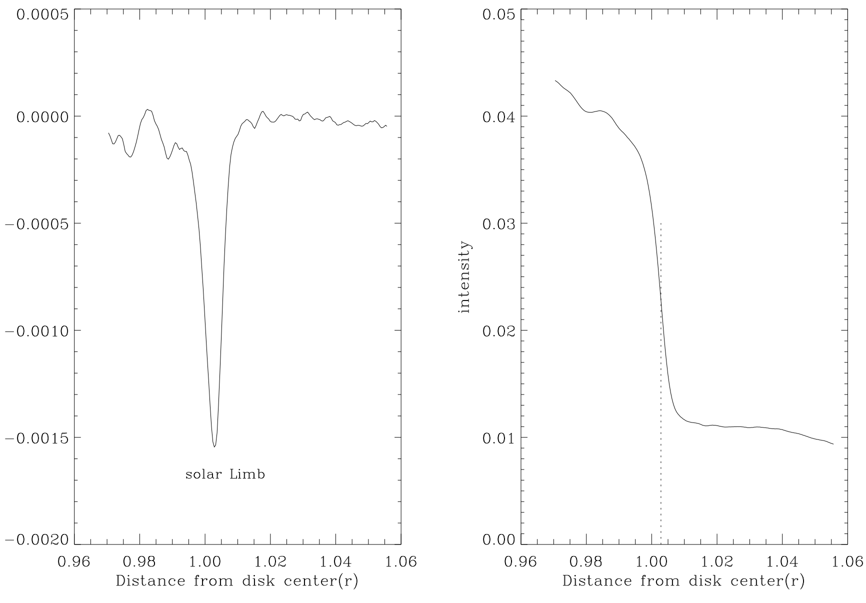

图 3.3: 00:35:44UT时刻太阳单色像边缘的确定

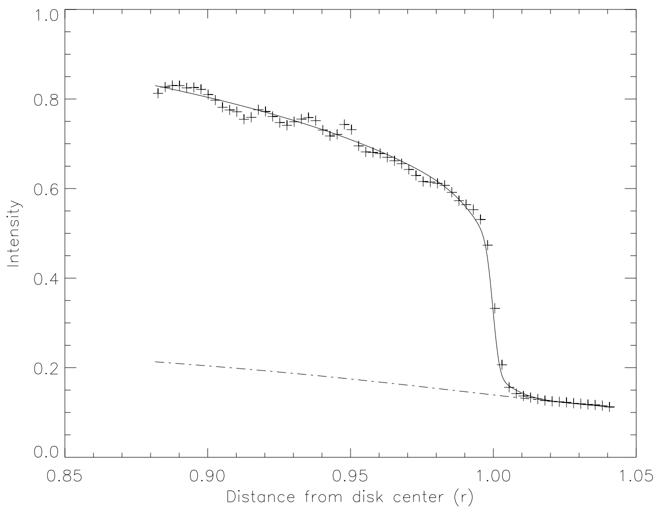

图 3.4: 对CCD观测范围内的一条经过日面中心的光强观测数据的最小二乘法拟合

3.4.2 通过最小二乘法去拟合观测数据从而确定点扩散函数

我们用滤光器磁像仪获取太阳边缘的单色像，选取的数据是在CCD观测范围内的一条经过日面中心的光强随位置的变化。然后用最小二乘法去拟合观测数据，在拟合过程中当χ^2最小时，点扩散函数表达式中的参数b_1，b_2，b即可确定（Su and Zhang，2005）。

图3.4是对选取的观测数据的最小二乘法拟合，通过拟合我们得到了点扩散函数的表达式中的参数$b_1 = 2.5"$，$b_2 = 12.3"$，$b = 60"$。图中"+"对应的是观测数据点，实线是对观测数据的拟合，点虚线是大扩展角散射光曲线。

$$\chi^2 = \sum_i ((I_{bg}^{obs}(r)) - (I_{bg}(r))_{fitted}) \tag{3.23}$$

在00:35:44UT－07:51:35UT期间，大约每隔半小时观测一幅太阳边缘的单色像，对于每幅图中的每条经过日面中心的光强随位置变化的曲线图，我们用

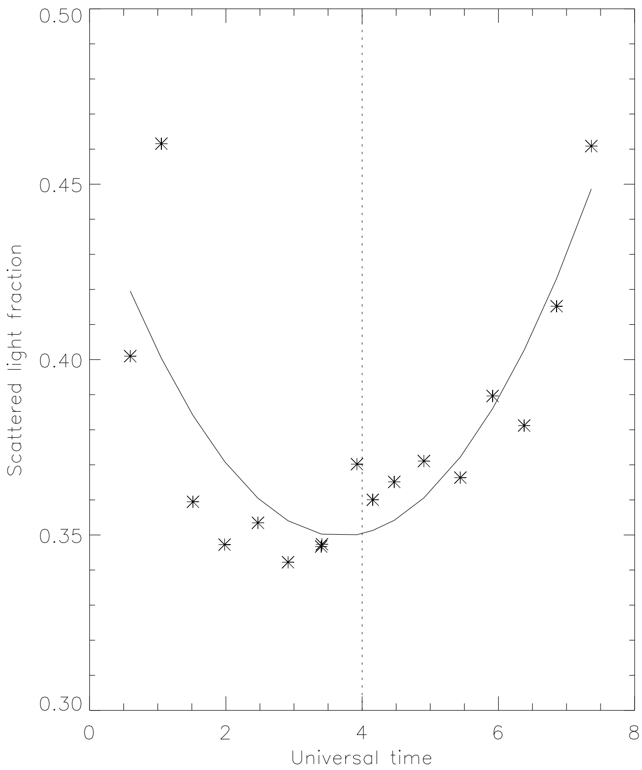

图 3.5: 在00:35:44UT－07:51:35UT观测期间，大扩展角散射系数的分布

最小二乘法去拟合每条观测数据，得到大扩展角散射系数的分布，从而对怀柔矢量磁场测量中存在的大扩展角散射光进行统计分析，如图3.5所示。图中的星号表示对每一幅光强随位置变化的曲线图最小二乘法拟合后获得的大扩展角散射系数，图中的实线是对观测期间的大扩展角散射系数的多项式拟合。从拟合中我们发现在正午左右大扩展角散射系数偏小，说明此时太阳矢量磁场测量中受散射光的影响较小。但在早晨和下午时大扩展角散射系数偏大，说明此时太阳矢量磁场测量中受散射光的影响较大。根据对矢量磁场测量中散射光的统计分析，我们可以通过内插的方法得到不同时刻和距离日面中心不同距离处的大扩展角散射光。

3.5 结论

在日常观测中直接减掉一个平均的日面边缘的散射光强，没有考虑散射光随日面位置的变化。事实上，散射光是与日面位置有关的。

我们对怀柔矢量磁场测量中存在的大扩展角散射光进行统计，得到大扩展角散射系数的分布，根据内插的方法得到不同时刻和距日面中心不同距离处的大角度散射光。

第四章　结束语

虽然，目前一些人对太阳矢量磁场的定标作了研究，但是，还有一些问题。主要体现在以下几个方面。此种定标方法对大气模型有一定的依赖性，且对横场的观测选在了线翼处，但在线翼交叉干扰的影响又会较严重，虽然我们对交叉干扰进行了矫正，但并不能完全矫正它对矢量磁场的影响。太阳磁场对于研究太阳表面上各种活动现象的物理机制和动力学过程具有重要的意义。太阳表面上的绝大多数的现象，如黑子，耀斑爆发，日珥，冕洞，环状结构等，都与磁场密切相关，所以磁场定标是矢量磁场测量中的基础工作。本文在众人研究的基础上，结合怀柔矢量磁场的观测谱线进行了较为准确的理论定标，和以往的理论定标相比，它解决了偏振信号和磁场之间的非线性关系，大大提高了理论定标的准确度，此方法对磁场导出参数具有一定的影响。散射光的存在是矢量磁场测量种存在的又一个问题。通过获取点扩散函数实现了对大扩展角散射光的矫正。散射光与日面的位置变化有关。

本文对大扩展角散射光作了统计研究，但是对小扩展角散射光未作分析，对于如何矫正观测中存在的小扩展角散射光需要我们进一步的分析和解决。以张洪起研究员为首席的怀柔太阳观测基地于2005年研制的全日面矢量磁场望远镜正式运行，关于该仪器的矢量磁场的定标以及观测中存在的问题有待于进一步的探讨和研究。

参考文献

林元章，太阳物理学导论，科学出版社，2000

艾国祥，李威，张洪起，1982，天文学报，23，39

艾国祥，胡岳风，1986，北京天文台台刊，8，1

Allen C. W.，1973，Astrophysical Quantities，The Athlone Press, New York

Ai，G. X.，Li，W.，and Zhang，H. Q.，FeI lambda 5324.19 A line forms in the solar magnetic field and the theoretical calibration of the solar magnetic field telescope，1982，*Acta Astron. Sinica.*，23，39

Albregtsen，F.，and Andersen，B. N.，The effect of spatial smearing on solar Doppler measurements. I - Mathematical formulation and application to measurements of solar rotation，1985，*Solar Phys.*，95，239

Andersen，B. N.，Ground based measurements of global solar intensity oscillations，1986，*Ssds.proc*，169，339

Babcock，H. W.，The Solar Magnetograph，1953，*ApJ.*，118，387

Balasubramaniam，K. S.，and West，E. A.，Vector magnetic fields in sunspots. I - Stokes profile analysis using the Marshall Space Flight Center magnetograph，1991，*ApJ.*，382，699

Bao，S. D.，Pevtsov，A. A.，Wang，T. J.，and Zhang，H. Q.，Helicity Computation Using Observations From two Different Polarimetric Instruments，2000，*Solar Phys.*，195，75

Barduccci，A.，Cavallini，F.，Ceppatelli，G.，et al.，1994，*Astron. Astrophys.*，281，955

Becker，J. M.，The Profiles of Fraunhofer Lines in the Presence of Zeeman Splitting. I: The Zeeman Triplet，1969，*Solar Phys.*，9，372

Brahde，R.，Correction of Solar Observations for Stray Light by Numerical Integration with Application to Mercury's Drop，1972，*Solar Phys.*，26，318

Brown，T. M.，Seeing-independent definitions of the solar limb position，1982，*Astron. Astrophys.*，116，260

Chae，J.，Yun，H. S.，Sakurai，T.，Ichimoto，K.，Stray-Light Effect on Magnetograph Observations，1998，*Solar Phys.*，183，229

Chae，J.，Yun，H. S.，Sakurai，T.，Ichimoto，K.，Stray-light correction in magnetograph observations using the maximum entropy method，1998，*Solar Phys.*，183，245

Ding, M. D.，and Fang，C.，A semi-empirical model of sunspot penumbra，1989，*Astron. Astrophys.*，225，204

Hagyard, M. J.，Teuber，D.，The MSFC Vector Magnetograph，1982，*Solar Phys.*，80，33

Hagyard，M. J.，Smith，Jr. J. B., Teuber，D.，and West，E. A.，A quantitative study relating observed shear in photospheric magnetic fields to repeated flaring，1984，*Solar Phys.*，91，115

Hagyard，M. J.，and Kineke，J. I.，Improved Method for Calibrating Filter Vector Magnetographs，1995，*Solar Phys.*，158，11

Keller，C. U.，Von der lühe，O.，Solar speckle polarimetry，1992，*Solar Phys.*，261，321

Kneer，F.，Matting，W.，Sunspot Intensities and their Correction for Scattered Light，1968，*Solar Phys.*，5，42

Koutchmy，S.，in November，L.J.(ed.)，Solar polarimetry，National solar observatory，Sacramento Peak，1991，237

Kurucz，R.，Furenlid，I.，Brault，J.，and Testman，L.，1984，*National Solar Observatory Atlas No.1 Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm，University Publisher，Harvard University.*

Landolfi，M.，Landi，Degl'Innocenti，E.，1982，Magneto-optical effects and the determination of vector magnetic fields from stokes profiles，*Solar Phys.*，78，355

Landi，Degl'Innocenti，E.，Landolfi，M.，1985，On the solution of the radiative transfer equations for polarized radiation，*Solar Phys.*，97，239

Lawrence，J. K.，Chapman，G. A.，Herzog，A. D.，Shelton，J. C.，1985，Solar luminosity fluctuations during the disk transit of an active region，*ApJ.*，292，297

Lites，B. W.，Skumanich，A.，1988，Stokes profile analysis and vector magnetic fields，IV. Synthesis and Inversion of the chromospheric Mg I B lines，*ApJ.*，330，493

Lites，B. W.，Skumanich，A.，Stokes profile analysis and vector magnetic fields，V.-The magnetic field structure of large sunspots observed with Stokes II，1990，*ApJ.*，348，747

Lites，B. W.，Elmore，D. F.，Seagraves，P.，Skumanich，A. P. ，Stokes Profile Analysis and Vector Magnetic Fields. VI. Fine Scale Structure of a Sunspot，1993，*ApJ.*，418，928

Lites，B. W.，Martinez Pillet，Skumanich，A.，A quantitative comparison of vector magnetic field measurement and analysis techniques，1994，*Solar Phys.*，155，1

Maltby，P.，Staveland，L.，Sunspot Intensity Observations during the 9 May 1970 Mercury Transit，1971，*Solar Phys.*，18，443

Moe，O. K.，A generalized theory for line formation in a homogeneous magnetic field，1968，*Solar Phys.*，4，267

Moon，Y. J.，Park，Y. D.，Jang, B. H，Sim，K. J.，Yun，H. S.，and Kim，J. H.，Data Acquisition System of the SOFT，1996，*Pub. Kor. Astro. Soc.*，11，243

Moon，Y. J.，Yun, H. S.，and Park，J. S.，Revisit to Schlueter-Temesvary Self-similar Sunspot Models，1998，*ApJ.*，494，851

Moon，Y. J.，Park，Y. D.，and Yun，H. S.，Calibration of Vector Magnetograms by Solar Flare Telescope of BOAO，1999，*Journal of the Korean Astronomical Society.*，32，65

Mykland，N.，Relative Umbral Intensity of a Large Sunspot，1973，*Solar Phys.*，28，49

Park，Y. D.，Moon，Y. J.，Jang，B. H，Sim，K. J.，Yun，H. S.，and Kim，J. H.，Observation System of Solar Flare Telescope，1997，*Pub. Kor. Astro. Soc.*，12，35

Pierce，A. K.; Slaughter，C. D.，Solar limb darkening. I - At wavelengths of 3033-7297，1977，*Solar Phys.*，51，25

Pillet，V. M.，Stray-light effects on the solar intensity distribution，1992，*Solar Phys.*，140，207

Rachkovsky，D. N.，1962，*Izv. krymsk. astrofiz. Obs.* ，27，148

Rossbach, M.，Schröter，E. H.，On the Dependence of Sunspot Minimum Intensity on Area，1970，*Solar Phys.*，12，95

Skumanich A.， Observations of the mesoscale magnetic structure of sunspots，1992，in Sunspots，Theory and Observations，eds. J. H. Thomas and N. O. Weiss (Dordrecht: Kluwer)，121

Song，W. H.，and Ai，G. X.，New Calibration Parameter for Observations of Transverse Solar Magnetic Fields in the FeI 5324.19 Angstrom Line，1993，*The magnetic and velocity fields of solar active regions ASP conference series*，46

Staude，J.，About the influence of inhomogeneities of magnetic fields on line contours and magnetographic mwasurements，1969，*Solar Phys.*，8，264

Stenflo，J. O.，1994，Solar magnetic fields，Polarized Radiation Diagnostics

Su，J. T.，and Zhang，H. Q.，Calibration of Vector Magnetogram with the Nonlinear Least-squares Fitting Technique，2004a，*Chin. J. Astron. Astrophys*，4，365

Su，J. T.，and Zhang，H. Q.，Diagnosis of Faraday Rotation with the Video Vector Magnetograph at Huairou，2004b，*Solar Phys.*，222，17

Su，J. T.，and Zhang，H. Q.，Influence Of Stray Light in the Instrument on Measurements of Longitudinal Magnetic Signals and Magnetic Field Azimuths，2005，*Solar Phys.*，226，189

Toner，C. G.; Jefferies，S. M.，Accurate Measurement of the Geometry for a Full-Disk Solar Image and Estimation of the Observational Point Spread Function，1993，*ApJ.*，415，852

Unno，W.，Line Formation of a Normal Zeeman Triplet，1956，*Publ. Astron. Soc. Japan.*，8，108

Vernazza，J. E.，Avrett，E. H.，Loeser，R.，Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun，1981，*ApJS.*，45，635

Van Ballegooijen，A. A.，Contribution functions for Zeeman -split lines, and line formation in photospheric faculae，1985，*S.V.M.F.*，322V

Van Ballegooijen，A. A.，Radiative transfer in the presence of strong magnetic fields，1987，*N.R.T.*，279V

Wang，H. M.，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，1992，*Solar Phys.*，142，11

Wang，T. J.，Ai，G. X.，and Deng，Y. Y.，Calibration of nine-channel solar magnetic field telescope，1996，*AstroPhys reports.*，28，31

Zhang，H. Q.，Analysis of the Transverse Magnetic Field in Solar Active Regions by the Huairou Vector Magnetograph，2000，*Solar Phys.*，197，235

Zwaan，C.，The influence of scattered light on line intensity measurements，1965，*IAUS.*，22，277

发表文章目录

[1] **G.P. Ruan**，H.Q. Zhang，Nonlinear calibration of vector magnetograms by the video vector magnetograph at Huairou，New Astronomy，12，215-223，2006.

[2] **G.P. Ruan**，H.Q. Zhang，Dependency of nonlinear calibration on different models and observed lines，Advances in Space Research，accepted.

[3] J.T. Su，H.Q. Zhang，**G.P. Ruan**，Y.Z. Sun，Several problems in measuring solar vector magnetic fields，Advances in Space Research，accepted.

致　谢

在读博士期间，我得到了老师、同学、朋友和家人的无微不至的关心和帮助，在此对他们表示衷心的感谢。

首先，非常感谢我的导师张洪起研究员，他严谨的治学态度，孜孜不倦的教导把我带入了天文学中太阳物理这一领域。多年来，导师无论在生活上，还是在课题的选择、研究和论文的写作上，都给予了我热情的关怀、指导和帮助。他严谨的治学态度，高尚的道德品质，渊博的专业知识，不断进取的开拓精神，时时激励着我。在此，我向我的导师表示衷心的感谢和深深的祝福。

同时非常感谢韩国天文研究院的研究员Yong-Jae Moon。我在论文完成的过程中得到了他的有意的帮助和指导，我对他表示崇高的敬意和衷心的感谢。

感谢邓员勇研究员，张枚研究员，王东光高级工程师的对我指导和帮助。感谢林刚华副研究员给予我计算机方面的支持与帮助，尤其感谢苏江涛副研究员，我在学习过程中得到了他的热情帮助和指导，他的耐心讲解和孜孜不倦的工作精神使我受益匪浅。

感谢天文台的汪景琇研究员、颜毅华研究员、王华宁研究员、张军研究员以及北京师范大学的毛信杰教授对我的不吝赐教。感谢天文台杜红荣老师对我的帮助。

感谢怀柔观测基地的站长李威、李焕荣，观测员汪国平以及其他工作人员阮文东、卢永宁对观测的帮助和支持。

感谢我的同门师兄师弟师姐师妹们：包星明、刘继宏、张印、郭娟、陈洁、孙英姿、王晓帆、徐海清、谢文彬和高裕，与他们一起的学习、讨论和交流使我受益很大。我为在这样的研究团组工作过感到幸福。

感谢我的家人，尤其要感谢我的父亲和母亲，他们无比宽阔的胸怀和乐观的生活态度一直激励我坚持不懈地走到今天。从小学到现在他们对我的学习付出了大量的心血。感谢我的哥哥、姐姐和弟弟对我生活大力帮助。感谢我先生石维彬对我学习的支持以及儿子石子博对我学习的激励。

最后感谢论文评审老师在百忙之中对我论文的认真评阅以及对本文提出的宝贵意见。