

密级:_____

中国科学院研究生院

硕士学位论文

太阳声波能量与矢量磁场的相关性

作者姓名: _____ 李静 _____

指导教师: _____ 张枚 研究员 国家天文台 _____

_____ 张洪起 研究员 国家天文台 _____

学位类别: _____ 硕士 _____

学科专业: _____ 天体物理 _____

培养单位: _____ 中国科学院国家天文台 _____

2012 年 5 月

The Relationship between Acoustic Wave Energy
and Vector Magnetic Field

By
Jing Li

A Dissertation Submitted to
Graduate University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Master of Astrophysics

National Astronomical Observatories
Chinese Academy of Sciences
May, 2012

摘 要

日震学旨在通过对太阳震荡的观测和分析来研究太阳内部的结构和动力学。日震学研究在最近的二三十年取得了长足的进展。

利用全球日震学方法，科学家们确定了太阳内部较差自转轮廓，发现了差旋层 (tachocline) 的存在，发现了大尺度子午流 (meridional flow) 和带谐流 (zonal flow)，进一步确定了对流层底部的位置等。利用局部日震学方法，探测到了活动区下方的流场，甚至是太阳背面的活动区。

目前比较热门的一个课题是研究日震波与磁结构的相互作用。这一方面研究的发展有可能帮助我们将来利用日震波来获得太阳内部磁场结构的信息。本硕士学位论文《太阳声波能量与矢量磁场的相关性》正是与此相关的一点研究。

在论文的第一章，回顾了日震学产生和发展的历史过程，简单介绍了太阳震荡的基本性质和部分观测仪器，综述了全球日震学与局部日震学的研究方法和近年来取得的部分重要进展，并指出了日震学研究是理解太阳内部结构不可替代的工具和其研究成果具有极其重要的意义。

在第二章，介绍了 HMI 日震数据的下载、处理方法及声波能量图的获得，同时介绍了多普勒速度数据时间空间域以及频率波数域的傅里叶正负变换，以及在波数频率域中一些滤波方法。

在论文的第三章，研究了两个活动区的声波能量图分别与磁场总强度 (B)、纵向磁场强度 (B_z)、横向磁场强度 (B_t) 以及磁倾角 (Incl) 之间的关系，并研究了频率滤波后的声波能量图分别与 B 、 B_z 、 B_t 、Incl 之间的关系。我们发现：1) 不论是总声波能量还是分频声波能量，总有随着磁场 (各个分量) 的增大而降低的趋势；2) 总磁场强度极强的区域会出现异常的较强声波能量；3) 总的声波能量与磁场的相关度大小比较总是：与 B 的相关度最大， B_z 次之，Incl 再次之，与 B_t 的相关度最弱。这一结果不依赖于磁场数据用磁通密度还是磁场强度。4) 从低频到高频，分频率的声波能量与 B 、 B_z 、Incl 的相关度先小幅度上升再大幅度下降；而与 B_t 的相关度却先小幅度下降再大幅度上升。这似乎表明，低频声波能量更受 B 、 B_z 、Incl 的调制，而高频声波能量

则受 B_t 的调制。

第四章对全文进行了简要总结，并指出向下可以发展的方向：（1）用HMI的矢量磁场观测替代SP的矢量磁场，看相关系数有无变化；（2）研究从日面中心到边缘的变化；（3）看类似的规律是否在数值模型中出现。

关键词： 天体物理学；太阳；日震；对流层；磁场

Abstract

Over the past a few decades, helioseismology has produced unprecedented measurements on the Sun's internal structure, dynamics and evolution by using the properties of acoustic and surface-gravity waves that propagate through the interior and cause observable motions on the photosphere and lower solar atmosphere. This ability to determine the properties of solar interior is providing more stringent tests on stellar structure and evolution theory than those provided by the knowledge of just the global properties of the stars such as luminosity, mass, radius etc.

The purpose of helioseismology is to retrieve information about the structure and the dynamics of the solar interior. Global helioseismology has shown us how the Sun rotates differentially in the convection zone, forcing the traditional $\alpha - \omega$ dynamo model to revise. Recent progresses in local helioseismology are even more impressive: the meridional flow has been measured below solar surface, big sunspots on the farside of the Sun have been successfully detected, three-dimensional subsurface motions and temperature inhomogeneities below sunspots are now regularly being inferred.

A recently hot topic in helioseismology is on what are the roles of magnetic field in influencing the acoustic waves. Understanding them can help us find a possible way to retrieve information about the magnetic field structure in the solar interior. This thesis describes my study, understanding and a simple research in this area of helioseismology.

In the first chapter of this thesis, I give a brief introduction of the history, category, tools and recent results of helioseismology.

In the second chapter, I give examples on how to calculate the acoustic power maps using HMI/SDO data. The description covers where to find the data, how to select different types of data, all the way to how to produce acoustic power maps, including acoustic power maps filtered at different frequencies, directions and with different phase speeds.

In the third chapter, I present our research results on the study of the relationship between acoustic wave energy and vector magnetic fields. We use vector magnetograms obtained by the Spectropolarimeter (SP) on board *Hinode* and helioseismic data taken with Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO). Our study shows that: 1) the total acoustic power is anti-correlated with the magnetic-field parameters, such as the field strength (B), vertical magnetic field (B_z), transverse field (B_t) and the inclination of the field (Incl); 2) the magnitude of the correlation coefficient between the total acoustic power and B is greater than that with B_z , with the later coefficient further greater than that with the inclination, and further greater than that with B_t ; 3) with the increase of filter frequency, the magnitudes of the correlation coefficient between the frequency-filtered acoustic power and the field strength B , vertical magnetic field B_z and the inclination increase first and then decrease, whereas for the transverse field B_t the trend is opposite. We propose that this suggests that the frequency-filtered acoustic power is more modulated by vertical magnetic field in low frequencies and is more modulated by transverse field at high frequencies.

Keywords: astrophysics; sun; helioseismology; convection zone; magnetic field

目 录

| | |
|------------------------------------|-----------|
| 摘要 | i |
| Abstract | iii |
| 目录 | v |
| 第一章 日震学研究进展 | 1 |
| 1.1 引 言 | 1 |
| 1.2 太阳振荡 | 2 |
| 1.2.1 基本性质 | 2 |
| 1.2.2 主要观测仪器 | 4 |
| 1.3 全球日震学 | 7 |
| 1.3.1 研究方法 | 7 |
| 1.3.2 主要结果 | 8 |
| 1.4 局部日震学 | 10 |
| 1.4.1 研究方法 | 10 |
| 1.4.2 主要结果 | 12 |
| 1.5 声波与磁场的相互作用 | 16 |
| 1.5.1 宁静区 | 17 |
| 1.5.2 黑子区 | 17 |
| 1.6 问题和展望 | 17 |
| 第二章 用HMI/SDO数据获得声波能量图 | 19 |
| 2.1 HMI/SDO数据下载和预处理 | 19 |
| 2.1.1 HMI 日震数据的搜索与申请 | 19 |
| 2.1.2 HMI 日震数据的下载 | 21 |

| | | |
|------------|--------------------------------|-----------|
| 2.1.3 | HMI 日震数据的预处理 | 25 |
| 2.2 | 声波能量图的获得 | 26 |
| 2.3 | 快速傅里叶变换与波数频率域 | 27 |
| 2.4 | 几种滤波方法 | 34 |
| 2.4.1 | 频率滤波 | 35 |
| 2.4.2 | 方向滤波 | 37 |
| 2.4.3 | 相速度滤波 | 37 |
| 第三章 | 声波能量与矢量磁场的相关性 | 41 |
| 3.1 | 以往工作 | 41 |
| 3.2 | 观测数据 | 41 |
| 3.2.1 | SP/ <i>Hinode</i> 矢量磁场数据 | 42 |
| 3.2.2 | HMI/SDO 日震学数据 | 43 |
| 3.3 | 总声波能量与矢量磁场的相关性 | 44 |
| 3.4 | 分频声波能量与矢量磁场的相关性 | 46 |
| 3.5 | 小结 | 47 |
| 第四章 | 总结与展望 | 53 |
| | 参考文献 | 55 |
| | 发表文章目录 | 63 |
| | 简历 | 65 |
| | 致谢 | 67 |

表 格

| | |
|-----------------------------|----|
| 3.1 HMI 速度场和单色像的活动区参数 | 42 |
| 3.2 SP 磁场和单色像的活动区参数 | 42 |
| 3.3 SP 带通频率滤波函数参数 | 49 |

插 图

- 1.1 球谐函数节线分布示意图。极轴向读者倾斜了45度，“++++”代表赤道。球面上的总节线数为 l ，穿越赤道的节线数为 m 。第一行对应 $l = 1$ ，第二行 $l = 3$ ；第一列对应 $m = 0$ ，第二列 $m = 1$ ，第三列 $m = 2$ ，第四列 $m = 4$ 。 3
- 1.2 太阳振荡功率谱^[11]。横轴为阶 l ，纵轴为频率 ν ，上方横轴对应的是波长。左图为理论谱，右图为观测谱。 4
- 1.3 MDI 144 天观测数据反演得到的太阳内部自转角速度轮廓^[35]。横轴为归一化的太阳半径，纵轴为太阳自转频率， Ω 为转动角速度。图中显示了纬度分别为 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ 四种情况下太阳自转频率随深度的变化。圆圈和虚线分别代表不同的反演方法，误差棒均为 1σ 。 9
- 1.4 GONG观测到的太阳振动中阶模式的平均频移随太阳活动周的变化图^[43]。纵轴为纬度的正弦值，横轴为时间轴，单位是年。灰度为日震频率移动，单位为 mHz 。图中的轮廓表示间隔为 10 高斯的磁通量密度。图中的中阶模式选取了 $8 \leq n \leq 10$ 和 $40 \leq l \leq 80$ 区间。 10
- 1.5 三维功率谱中所对应的 (k_x, k_y) 平面环图^[48]。灰度代表傅里叶空间中水平波数平面 (k_x, k_y) 的功率，越黑代表功率越大。从左到右，频率分别为： 2.8mHz 、 3.5mHz 、 3.8mHz 。 11
- 1.6 MDI 数据得出的黑子及下方流场图^[75]。横轴为东西方向，纵轴为南北方向，单位为 Mm 。颜色显示了垂直于纸面方向的流速，箭头显示了水平流场流速，最长的箭头代表 0.5 km s^{-1} 的流速。等值线为视向磁场轮廓，由外到内的数值分别为： 600 、 800 、 1000 、 1200 、 1400 和 1600 高斯。上边两幅图为深度 $0 - 3 \text{ Mm}$ 的流场，下边两幅图为深度 $9 - 12 \text{ Mm}$ 的流场。左边两幅图来自2008年8月7日的观测，右边两幅图来自2008年8月8日的观测。 13

- 1.7 利用局部日震学提前1-2天探测到了活动区NOAA10488的浮现^[81]。A为以2003年10月26日03:30 UT为中心8小时数据得到的活动区10488表面下42-75 Mm深度处的 p 模波传播时间扰动图(以宁静区 p 模波传播时间为标准),单位为秒。B为同一时间段同一区域太阳表面观测到的磁场,以高斯为单位。C为同一区域24小时后太阳表面观测到的磁场,单位为高斯。D图横轴为日期;左边的纵轴是单位为 $5 \times 10^{22} Mx$ 的总磁通(红线)以及单位为 $10^{22} Mx/hour$ 的磁通变化率(绿线),右边的纵轴为 p 模波传播时间扰动指数(粉线)。竖直的蓝线标志着活动区开始浮现。..... 15
- 1.8 太阳远端成像^[83]结果展示。横轴为太阳经度,纵轴为纬度。从上往下七张图,分别代表了从2001年8月16日到2001年8月28日,观测到的太阳正面黑子图以及远端成像推测出的太阳背面黑子图。每幅图中,深色的部分为GONG观测到的日面磁场图,浅色部分为利用远端成像技术推测出的太阳背面图像。..... 16
- 2.1 HMI日震数据申请:获取数据类型列表 20
- 2.2 HMI日震数据申请:选择数据类型 21
- 2.3 HMI日震数据申请:选择时间段 22
- 2.4 HMI日震数据申请:输出 22
- 2.5 HMI日震数据申请:提交状态请求 23
- 2.6 HMI日震数据申请:数据准备情况 24
- 2.7 HMI日震数据申请:数据准备情况 25
- 2.8 声波能量图的获得:左图为速度图的时间序列,右图是声波能量图 26
- 2.9 FFT输入和输出数据排列^[104]。(a)图为时间域中的 N (2的整数次方)个复数,实部(real)虚部(imag)交替排列组成长度为 $2N$ 的实数数组,是FFT的输入数据;(b)图为FFT输出的频率域中的 N 个不同频率的数据,实部虚部交替排列组成长度为 $2N$ 的实数数组,数组以频率为0的数据开始,频率越来越大直到正最大,最负和正最大是同样的值,接下来频率全部为负,由第二最负一直到最接近0的负频率为止。..... 30

| | |
|---|----|
| 2.10 一个像素点在时间方向上作傅里叶变换得到的频率谱 | 31 |
| 2.11 所有像素点在时间方向上作傅里叶变换后得到的平均频率谱 | 32 |
| 2.12 平移后的平均频率谱 | 33 |
| 2.13 三维傅里叶变换后的波数频率域数据 | 34 |
| 2.14 $\omega = 3.33mHz$ 处的 (k_x, k_y) 平面环图 | 35 |
| 2.15 图a为带通滤波后的频率谱, $\omega_{min} = \omega_{max} = 3.3 mHz, \omega_{width} = 0.5mHz$; 图b为对应的带通滤波后的声波能量图 | 36 |
| 2.16 不区分正负方向的滤波器 (左图) 以及方向滤波后的声波能量图 (右图) | 38 |
| 2.17 正 Y 方向与负 Y 方向滤波后的声波能量图 | 39 |
| 2.18 相速度滤波函数示意图 ^[86] , (a) 图为功率谱以及滤波函数示意图, 速度滤波函数的中心速度为 phv_0 、带宽为 phv_{width} , 三条线从上到下的相速度分别为 $phv_0 + phv_{width}$ 、 phv_0 、 $phv_0 - phv_{width}$; (b) 图为相速度滤波与正 Y 方向滤波后的声波能量图; (c) 图为相速度滤波与正 Y 方向滤波后的声波能量图 | 40 |
| 3.1 进行了投影改正后的像素为 348×410 的 SP 数据: 图a为单色像, 图b为横向磁场的 x 分量, 图c为横向磁场的 y 分量, 图d为纵向磁场。其中 B 为总磁场强度, γ 为仰角, ϕ 为方位角。 | 43 |
| 3.2 图a为在时间方向上进行过平均的 HMI 单色像, 图b为声波能量图。图像大小为 658×658 像素, 分辨率为 $0.6'' pixel^{-1}$ 。 | 44 |
| 3.3 对齐后分辨率调为一致的单色像: 第一行为活动区 NOAA 11084, 第二行为活动区 NOAA 11092, 第一列为 SP 观测数据, 第二列为 HMI 观测数据。 | 45 |
| 3.4 活动区 11084 的 SP 单色像和 HMI 单色像相关散点图: 横轴为 SP 观测, 纵轴为 HMI 观测, 相关度为 0.74。 | 46 |
| 3.5 活动区 11092 的 SP 单色像和 HMI 单色像相关散点图: 横轴为 SP 观测, 纵轴为 HMI 观测, 相关度为 0.80。 | 47 |

- 3.6 对齐后分辨率调为一致的声波能量图以及磁场各个分量图：第一行为活动区 11084，第二行为活动区 11092；第一列为总声波能量图，第二列为总磁场强度，第三列为纵向磁场强度，第四列为横向磁场，第五列为磁场倾角。····· 48
- 3.7 活动区 11084 的总声波能量图与矢量磁场各个分量的散点关系图：图 a 为声波能量与总磁场强度的关系；图 b 为声波能量与纵向磁场强度的关系；图 c 为声波能量与磁场倾角的关系；图 d 为声波能量与横向磁场强度的关系。····· 49
- 3.8 活动区 11092 的总声波能量与矢量磁场各个分量的散点关系图：图a为声波能量与总磁场强度的关系；图b为声波能量与纵向磁场强度的关系；图c为声波能量与磁场倾角的关系；图d为声波能量与横向磁场强度的关系。····· 50
- 3.9 带通滤波后的声波能量图：第一行为活动区 11084，第二行为活动区 11092；从左到右的六列分别为通过 1、3、5、7、9、11 号滤波函数后的声波能量图。····· 50
- 3.10 活动区 11084 的分频率滤波后的声波能量与矢量磁场各个分量的散点关系：从左到右的四列散点图依次为分频率滤波后的声波能量与总磁场强度的关系、与纵向磁场强度的关系、与横向磁场强度的关系以及与磁场倾角的关系；从上到下的六行散点图依次为通过 1、3、5、7、9、11 号滤波函数后的声波能量图与磁场的各个分量的关系。····· 51
- 3.11 活动区 11084 总声波能量与磁场各个分量相关系数（直线）以及分频声波能量与磁场各个分量相关系数（曲线）随分频频率变化图。其中黑色星号表示声波能量与总磁场强度的相关系数，蓝色三角表示与纵向磁场强度，紫色叉号表示与磁场倾角，红色菱形表示与横向磁场。····· 52
- 3.12 与图3.11类似，只是针对活动区 11092。····· 52

第一章 日震学研究进展

日震学旨在通过对太阳震荡的观测和分析来研究太阳内部的结构和动力学。在本章中，回顾了日震学产生和发展的历史过程，简单介绍了太阳震荡的基本性质和部分观测仪器，综述了全球日震学与局部日震学的研究方法和近年来取得的部分重要进展，指出了日震学研究是理解太阳内部结构不可替代的工具和其研究成果具有极其重要的意义。

1.1 引言

爱丁顿爵士在《恒星内部的规律》一书中曾惋惜道：“由于不透明度的影响，使得太阳以及其他恒星的内部成为了宇宙中最难以探测到的部分”。然而，过去几十年中，日震学的发展革新了人们对太阳的认识，为了解太阳内部结构、动力学以及演化提供了前所未有的研究方法。日震学通过观测太阳表面大气振动，分析日震波在太阳内部的传播性质，以推测太阳内部的结构和演化。

早在1916年，Plaskett (1916) [1] 在测量太阳转动速度时，就发现了太阳表面多普勒速度场具有波动现象。1956年，Hart [2, 3] 确定了该现象来源于太阳本身，而不是由地球大气的波动引起。Leighton (1960) [4]，Leighton、Noyes 和 Simon (1962) [5] 发现了太阳大气的 5 分钟振荡现象。当时的研究者认为，这种振荡只局限于太阳光球层和色球层，并致力于研究它与能量传输之间的关系。Ulrich (1970) [6] 以及 Leibacher (1971) [7] 分别独立地提出了，太阳的 5 分钟振荡现象是太阳内部的声学波被束缚在球形壳腔中所形成。Deubner (1975) [8] 的观测证实了该假说；并且发现对于任意给定的水平波数，太阳振动的频率都是分离的。后续的研究发现这种振荡是全球的，且可以用来探测太阳内部的结构 [9]。日震学研究从此展开。

本章第二节将介绍太阳振荡 (solar oscillation) 的基本性质，以及目前日震学的主要观测仪器；第三、四节将分别介绍全球日震学以及局部日震学的一些研究方法和现阶段的成果；第五节将介绍局部日震学中声波与磁场的相互作用；第六节是总结和展望。

1.2 太阳振荡

太阳大气时时刻刻都在振动着。这些振动，即太阳振荡，被认为是太阳上的强烈对流所激发，是日震学的研究对象。

1.2.1 基本性质

日面上每一点产生的振动都向四面八方传播，形成日震波。相应地，日面上任意一点的振动，都是该点产生的以及各个方向传播过来的波的叠加。这些各个方向传播过来的日震波，具有不同的频率、不同的波长，以及不同的振动模式。

1.2.1.1 分类

基于不同的回复力（restoring force），日震波被分为三种模式：1） p 模，即声学波（acoustic wave），以压力作为回复力。 p 模振动的频率大于 1 mHz，在频率 2 – 4 mHz 处振幅达到最大。2） g 模，也叫重力波（gravity wave），以重力作为回复力。 g 模振动的频率为 0 – 0.4 mHz，在对流层下存在。3） f 模，或称表面重力波（surface-gravity wave），是重力波的一种。

目前太阳表面观测到的振荡是声学波和表面重力波的叠加，主要在频率 2 – 5 mHz 之间，对应周期为 3 – 8 分钟。在周期 5 分钟处，振幅最大，也就是最早观测到的 5 分钟太阳振荡。

1.2.1.2 描述方式

日震波通常用其本征模式的线性叠加来表示。例如，将太阳表面振动的径向位移表示为：

$$\delta r(r, \theta, \phi, t) = \sum_{n,l} \sum_{m=-l}^l a_{nlm} \xi_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \phi) e^{i\omega_{nlm}t}, \quad (1.1)$$

其中 r 是日心距， θ 和 ϕ 是日球坐标中的纬度和经度，时间为 t ， Y_l^m 是球谐函数， a_{nlm} 为复振幅， $\xi_{nl}(r)$ 是频率为 ω_{nlm} 的径向本征函数。下标 n 为径向阶（radial order），代表了径向本征方程的节点数； l 为阶（degree），代表了球面上的节线数；而 m 是方位角阶（azimuthal order），代表这些节线穿越赤道的次数。图 1.1 给出了 l 分别为 1 和 3 两种情况下，球谐函数节线圈分布情况示意图，球面上的总节线数为 l ，通过极点的节线数为 m 。

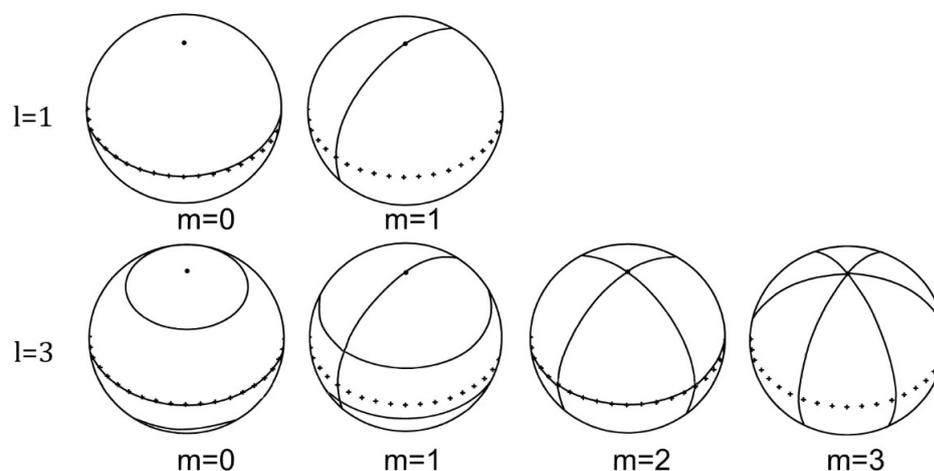


图 1.1: 球谐函数节线分布示意图。极轴向读者倾斜了45度, “++++”代表赤道。球面上的总节线数为 l , 穿越赤道的节线数为 m 。第一行对应 $l = 1$, 第二行 $l = 3$; 第一列对应 $m = 0$, 第二列 $m = 1$, 第三列 $m = 2$, 第四列 $m = 3$ 。

在球对称假设下, m 是简并的, 即拥有相同 n 、 l 模式的波具有相同的频率。可以认为, 太阳振动是声学波在一个谐振腔中的传播。这个腔的上边界就接近太阳表面, 而下边界取决于波的频率与阶数 l 。 l 越小, 其下边界越深, 即日震波穿越了太阳内部较深层区域; l 越大, 其下边界越浅, 即日震波在太阳较浅区域传播。选择研究不同 l 的日震波, 可以获得太阳内部不同深度的信息。

1.2.1.3 观测

通过观测太阳表面(光球层或色球层)谱线的弗朗禾费吸收线的多普勒移动, 推导出来的视线方向速度图叫做多普勒速度图(dopplergram)^[10]。多数日震学数据为多普勒速度图的一个时间序列。取日面上的一小块区域, 忽略日面曲率, 则视向速度 v 可以表示为时间 t 以及平面直角坐标系下日面位置 (x, y) 的函数, 傅里叶变换 f 被定义为:

$$f(k_x, k_y, \omega) = \int v(x, y, t) [e^{i(k_x x + k_y y + \omega t)}]^* dx dy dt, \quad (1.2)$$

其中 $f(k_x, k_y, \omega)$ 为傅里叶空间波数频率域中描述的太阳振荡, $k_x = 2\pi/x$ 、 $k_y = 2\pi/y$ 分别是 x 、 y 方向上的波数, $\omega = 2\pi/t$ 为圆频率。由此, 可以得到功

率谱为:

$$P(k_x, k_y, \omega) = f f^* . \quad (1.3)$$

当研究的区域大小可以与日面大小相比拟，日面曲率不可忽略时，则应使用球面坐标系。

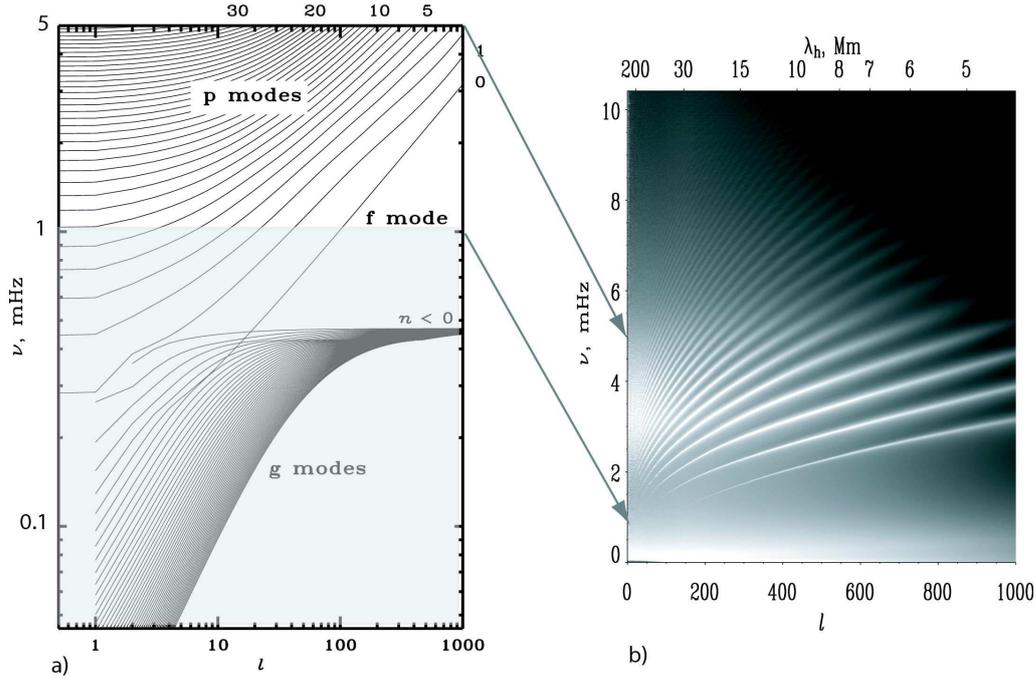


图 1.2: 太阳振荡功率谱^[11]。横轴为阶 l ，纵轴为频率 ν ，上方横轴对应的是波长。左图为理论谱，右图为观测谱。

图 1.2^[11]为理论太阳振荡功率谱（左图）与 MDI（Michelson Doppler Imager）^[12]观测的功率谱（右图）比较。其中，纵轴为频率 $\nu = \omega/2\pi$ ，横轴为阶 l 。 l 与水平波数 k_h 的关系为： $k_h r_\odot = [l(l+1)]^{1/2}$ ，其中水平波数 $k_h = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ 。图中，频率低的是 g 模，频率高的是 p 模， p 模下方直线是 f 模。从下往上不同的脊（ridge）代表不同的径向阶 $n = 0, 1, 2, \dots$ 。 $n = 0$ 的脊表示 f 模，往上依次分别为 p_1, p_2, \dots 模。观测上目前只能探测到 p 模和 f 模。

1.2.2 主要观测仪器

随着空间望远镜的大力发展以及密切的国际合作，对太阳的观测不但可

以长时间，甚至可以不间断，达到真正的日不落。日震数据是多普勒速度图的时间序列，时间序列的长度直接影响到能探测到的日震波的最小频率与频率间隔。例如，设 Δt 为望远镜记录数据的时间间隔，若连续记录了 N 张图，那么时间序列的长度为 $T = N\Delta t$ ，则观测到的最小频率与频率间隔为 $\nu_{min} = \Delta\nu = 1/T$ 。

伴随着 CCD 技术的革新，观测图像的空间分辨率也越来越高。这里介绍目前常用的几个日震学观测系统。

1.2.2.1 GONG

GONG (Global Oscillation Network Group) [13] 是一个国际化的旨在利用日震学详细研究太阳内部结构和动力学的网络观测系统。

为了进行不间断的观测，以获得较高的频率分辨率，位于美国亚利桑那州图森市的国立太阳天文台 (National Solar Observatory) 在全球 6 个不同经度的观测台站布置了观测仪器 [14]。这 6 个台站分别是：美国加利福尼亚州的大熊湖太阳观测站、夏威夷的莫纳罗亚太阳观测站、澳大利亚的利尔蒙思太阳观测站、印度的乌代布尔太阳观测站、加纳利群岛的泰德观测站和智利的塞罗托洛洛泛美天文台。

GONG 的每个观测仪器都是一个相移干涉仪，每一分钟记录一张图片。通过太阳光谱中的 NiI 6768 吸收线，来测量多普勒速度。GONG 1995 年开始工作时，使用照相机，像素为 256×256 。2001 年改用 CCD，全日面多普勒速度图的像素提高为 1024×1024 [15]。GONG 同时提供每 20 分钟一张的太阳视线方向磁场图。

1.2.2.2 MDI

MDI [12] 是搭载在由 ESA (欧洲宇航局) 和 NASA (美国宇航局) 1995 年 11 月发射的 SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) 飞行器上的一架观测仪器。SOHO 环绕太阳地球联线上的第一拉格朗日点飞行。SOHO 上的太空望远镜不仅可以完成不间断的观测，还具有很好的视宁度和较小的卫星相对太阳的运动速度。

MDI 的两个可调的迈克尔逊干涉仪，能够测量半峰全宽为 $94 m\text{\AA}$ 的单色像。通过像素为 1024×1024 的 CCD，MDI 每分钟记录 NiI 6768 吸收线周围 5 个波长处的 20 张单色像，可以计算出分辨率为 $4''$ 的全日面速度图和光度图。

MDI 可以在全日面模式 ($2''$) 和高分辨率模式 ($0.6''$) 之间切换。虽然高分辨率模式可以让空间分辨率提高三倍, 但视场小了三倍。由于信号传导率的限制, 1996 年以来, 常规数据传输为, 将全日面图像进行平滑, 使空间分辨率降低到像素 200×200 。不间断的 1024×1024 像素的全日面图, 每年只传输两个月的资料。

SOHO 卫星上除了 MDI 以外, 还搭载了其他两个日震学观测设备: GOLF (Global Oscillations at Low Frequencies) 和 VIRGO (Variability of solar Irradiance and Gravity Oscillations), 致力于获得高灵敏度的 p 模振动观测, 并试图探测 g 模振动。

1.2.2.3 TON

TON (Taiwan Oscillation Network) ^[16] 是一个预计由六个相同望远镜组成的地基观测网络, 以测量太阳高阶和中阶 p 模振动。TON 的 6 个望远镜是口径为 3.5 英尺的马克苏托夫望远镜, 配置像素 1080×1080 的 CCD, 每分钟记录一张色球层全日面 K 线 (即波长为 393.4nm、频宽 1nm 的宽频带 Ca II 线) 图像。

TON 总部设在台湾新竹清华大学物理系, 目前已有 4 架望远镜分别放在加纳利群岛的泰德观测站、北京的怀柔太阳观测站、加利福尼亚的大熊湖太阳观测站, 以及乌兹别克斯坦的塔什干观测站。

1.2.2.4 HMI

HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) ^[17] 是 NASA 在 2010 年 2 月 11 日发射的 SDO (Solar Dynamics Observatory) 上的一个载荷, 测量太阳表面光球层的振动和磁场, 以研究太阳变化的起源、机制以及磁场在其中所起到的作用。

HMI 使用波长为 6173\AA 的 FeI 线, 每 45 秒记录一张光球层全日面多普勒图, 像素为 4096×4096 。HMI 进行高空间分辨率 ($1''$) 的太阳全日面观测, 这使得太阳临边局部日震学的研究成为可能。HMI 的设计与 MDI 相似。

除了测量多普勒速度场, HMI 还提供连续谱的太阳单色像、视线方向的磁场图和矢量磁场图。SDO 每天的数据流量为 1.5 TB, 这庞大的数据量不管是对地面接收系统, 还是对数据的存储和分析都是一个挑战。

1.3 全球日震学

日震学研究可以分为三个阶段，即日震学研究的三种方法^[18]。

第一阶段，将太阳作为一颗恒星来研究。此阶段观测到的日面可以没有空间解析度，主要研究低阶模式的振动 ($l \leq 4$)，以探测太阳最深层的信息。这些方法被广泛应用于目前星震学的研究。

第二阶段，全球日震学研究阶段。在观测上，需要有一定的空间解析度。主要研究中阶模式 ($l \leq 300$) 的振动，以探测太阳内部，尤其是对流层的信息。

第三阶段，局部日震学研究阶段。为目前最流行的研究方式。在观测上，需要较高的空间分辨率。主要利用高阶模式 ($l \geq 200$) 的振动，以研究太阳近表面，如活动区下方以及对流层上层十几兆米内的空间结构。

当然这种分类并不是绝对的，各种方法之间没有严格的界限。

此处和下一章，将从研究方法 with 主要结果两个方面，分别介绍全球日震学与局部日震学。

1.3.1 研究方法

全球日震学对太阳物理性质的描述是二维的，即以日心距离和不区分南北半球的纬度为自变量，来描述太阳的特性如声速、密度以及角速度等。

值得一提的是，经典的星震学理论^[19]是通过测量振动模式的频率，来寻找与观测振动模式相符的太阳模型^[20]的。但是，将太阳标准模型^[21]预言的 $k - \omega$ 图与观测得到的进行比较，发现对于相同的水平波数 k_h ，频率越高，理论预言的频率与观测到的差距越大^[22]。

造成此现象的原因可能有多种。首先，这可能反映了太阳标准模型对太阳表面的描述还不精确。大多数的太阳和恒星模型，对流层的处理都采用了混合程理论。这种理论对于太阳表面尤其不适用。同时，大多数的太阳模型不考虑对流引起的湍流效应。考虑湍流效应，可以减少理论与观测之间的频率差^[23]。

因此，在全球日震学中，通常使用反演方法来研究太阳内部的结构，而不是直接对比标准模型与观测的频率值。太阳振动频率是由太阳内部结构决定的，知道了振动频率便能推导出其内部的结构^[24]。在反演方法中，通常将太阳模型中的频率差（而不是频率本身）反演，比较观测值和模型值之间的差异^[25]。这样得到的太阳模型通常被称为日震（seismic sun）模型^[20]。

1.3.2 主要结果

利用全球日震学方法，科学家们确定了太阳内部较差自转轮廓，发现了差旋层 (tachocline)^[26]的存在；同时发现了大尺度子午流 (meridional flow)和带谐流 (zonal flow)的存在；进一步确定了对流层底部位于^[22] $0.712 \pm 0.001 R_{\odot}$ 处^[27, 28]；确定了太阳对流层的氦丰度^[29, 30]为 0.2485 ± 0.0034 ^[31]；并且发现太阳震荡的频率随太阳周变化^[32]。

尤其是太阳内部较差自转轮廓的测定和差旋层存在的发现，冲击了传统的太阳发电机模型，迫使人们提出新的符合日震观测的发电机模型^[33]。

下面对其中一些结果进行简要介绍。

1.3.2.1 太阳内部较差自转轮廓

太阳自转的角速度对纬度有很强的依赖性：越靠近赤道，自转速度越快，两极的转动速度最慢。这种现象被称为太阳的较差自转。太阳表面的较差自转，可以利用太阳黑子等特征物，通过示踪方法来获得。然而只有通过日震学，才能得到太阳内部不同深度处自转的角速度^[34]，即太阳内部较差自转轮廓。

在图 1.3^[35]中，竖直的虚线代表对流层底部，圆圈和虚线代表不同的反演方法，误差棒均为 1σ 。可以看出，在对流层中，太阳自转速率对深度的依赖性较小，即同一纬度不同深度处的转动速度与太阳表面的转动速度基本一致。而在对流层底部，同一纬度的转动速率随深度变化的梯度很大。这个区域被称为差旋层。

由于传统 $\alpha - \omega$ 发电机模型需要自转速度随深度的变化，因此，日震学的发现迫使发电机模型将磁场产生区域从传统的整个对流层推到对流层底部，即差旋层所在之处。在差旋层以下，太阳像刚体一样转动。差旋层自转速率的大幅改变也可能是湍流产生的原因。

1.3.2.2 带谐流 (zonal flow)

带谐流描述的是太阳表面某一纬度的流体运动速率减去该纬度处的平均转动速率后，得到的流体相对于平均流场而呈现出的前进或倒退的运动态势。

带谐流的流速约为 $\pm 10 \text{ ms}^{-1}$ ^[36]。带谐流出现的位置，随着太阳活动周的变化呈现出分别向赤道和两极迁移的态势。从中纬度开始，一部分带谐流随着

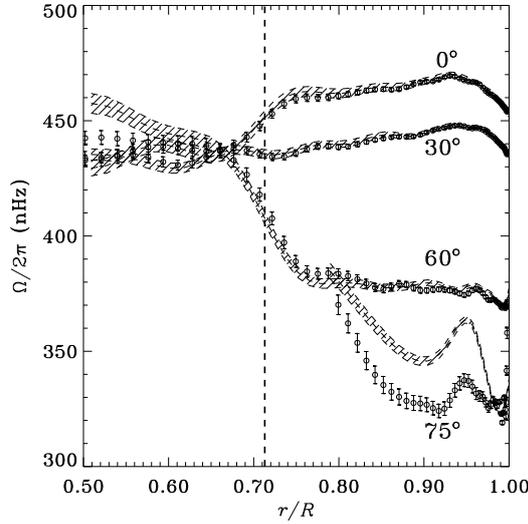


图 1.3: MDI 144 天观测数据反演得到的太阳内部自转角速度轮廓^[35]。横轴为归一化的太阳半径, 纵轴为太阳自转频率, Ω 为转动角速度。图中显示了纬度分别为 0° , 30° , 60° , 75° 四种情况下太阳自转频率随深度的变化。圆圈和虚线分别代表不同的反演方法, 误差棒均为 1σ 。

太阳活动周向赤道迁移, 而高纬度区的部分则向两极迁移^[37, 38]。这种带谐流的迁移现象被称作扭转振荡 (torsional oscillation) ^[39]。

扭转振荡存在于对流层的大部分区域。在高纬度区域, 甚至可以延伸到对流层底部^[40]。

1.3.2.3 随太阳活动周的变化

利用 GONG 与 MDI 数据, 发现太阳振动频率随太阳活动周而变化^[41, 42]。图 1.4^[43]显示了 GONG 观测到的太阳振动中阶模式平均频率随太阳活动周的变化, 纵轴为纬度的正弦值, 轮廓显示了间隔为 10 高斯的磁通量密度结构。可以看到, 强磁场区域的太阳振动中阶模式的平均频率较高, 太阳振动频率随太阳活动周的变化也有类似黑子蝴蝶图的效应。

频率随着太阳活动周变化的原因可能有: 太阳外表面 ($r > 0.98R_\odot$) 的结构随着太阳活动周的变化而变化^[44]; 赤道与高纬度区域的声速差随着太阳活动周的变化而变化^[45]。

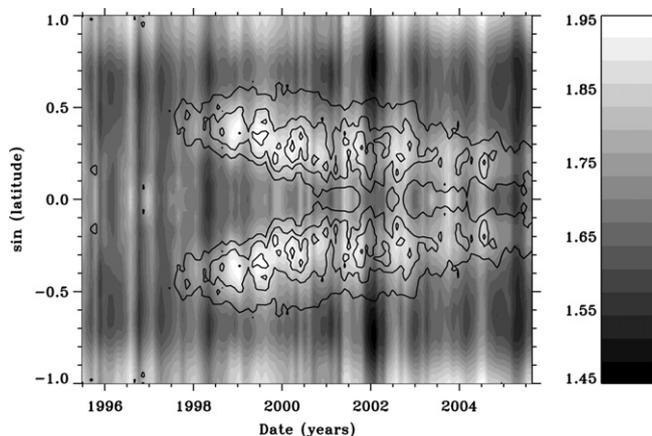


图 1.4: GONG观测到的太阳振动中阶模式的平均频移随太阳活动周的变化图^[43]。纵轴为纬度的正弦值, 横轴为时间轴, 单位是年。灰度为日震频率移动, 单位为 mHz。图中的轮廓表示间隔为 10 高斯的磁通量密度。图中的中阶模式选取了 $8 \leq n \leq 10$ 和 $40 \leq l \leq 80$ 区间。

1.4 局部日震学

基于全球日震学模式的频率反演, 既得不到经度方向的信息, 也不能分辨南北半球的差异, 更不能研究子午流的细节以及更为复杂的流场。同时, 日震波毫无疑问地会与太阳黑子或者其它局部强磁场相互影响, 这些因素都没有清晰地反映在全球日震学的反演中。

在高分辨率望远镜支持下的局部日震学^[46], 以太阳经度、纬度以及深度为自变量, 探测太阳内部的三维结构, 使研究太阳表面局部特征和南北两个半球的不同结构以及各种流场成为可能。局部日震学通过分析局部区域的振动信号, 研究三维流场、热与结构的不均匀性, 甚至是磁场本身。

1.4.1 研究方法

局部日震学的研究方法有很多, 这里简单的介绍三种。

1.4.1.1 环图分析

环图分析 (Ring-diagram analysis)^[47]是一种全球日震学方法的延伸。它利用太阳上局部振荡的三维功率谱 $P(k_x, k_y, \omega)$, 即色散关系, 来研究该区域的信

息。对于给定的 ω ，每一张功率谱都是由 (k_x, k_y) 平面的一组同心圆组成，如图 1.5^[48]所示。图中最外圈代表了 f 模，往里面接着是 p_1 模、 p_2 模、 p_3 模等，每一个圆都代表一个径向阶 n 。这些圆圈的位置与形状，提供了太阳表面以下的水平流场与热结构信息。这种方法已经被用来研究太阳活动区的流场以及大规模的子午流和带谐流^[49-51]，并且得到了非常重要的太阳流动模式图^[52]。

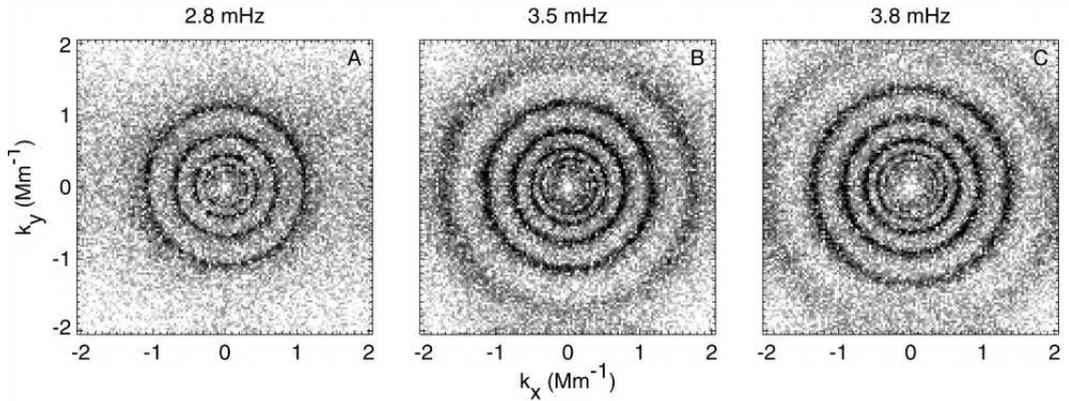


图 1.5: 三维功率谱中所对应的 (k_x, k_y) 平面环图^[48]。灰度代表傅里叶空间中水平波数平面 (k_x, k_y) 的功率，越黑代表功率越大。从左到右，频率分别为：2.8mHz、3.5mHz、3.8mHz。

1.4.1.2 时距日震学

时距日震学 (Time-distance helioseismology) 研究方法是色散关系的一个补充，即研究在时空域中的色散关系。这种方法被广泛地运用于地震学中，Duvall (1993)^[53]首次将其运用于日震学。

通过计算太阳表面任意两点的振荡信号之间的交叉协方差函数 (Cross-Covariance Function)，简称 CCF，可以得到太阳振动在这两点之间的传播时间。由于两点之间的传播时间，受振波传播路径上的热扰动、磁场以及流场所调制，因此，从对两点之间传播时间的分析中，可以得到太阳内部的结构信息。

时距日震学被用于研究磁场诱发的扰动^[54]、太阳表层下的较差自转^[55]、对流层的子午流^[56]和高阶模式的波包寿命^[57, 58]等。

1.4.1.3 日震全息术

Chou (1997) [59]年提出的声学成像 (acoustic imaging), 以及 Lindsey 等人在同年[60]提出的日震全息术 (helioseismic holography), 都是利用全息技术来研究太阳。

日震波是传播的。观测太阳表面某区域在某时刻的波动场, 并假设该区域的波动是由太阳上某一点的振动经过时间 t 传播而来, 或在 t' 时刻后向另一点汇聚, 那么, 根据观测到的太阳表面的振动, 就可以反推出太阳上任意点任意时刻的振动信息[61], 从而构建任意时刻太阳内部三维图像[62]。

1.4.2 主要结果

局部日震学解释了太阳的很多细节, 例如: 在活动区, 太阳表面 7 Mm 内声速低于宁静区, 而深层的声速较高[31, 63]; 更为细致地研究了子午流[50, 56, 64]; 研究了与活动区有关的流场[48, 65, 66]; 以及研究太阳背面的活动区[67]。

1.4.2.1 子午流

子午流在太阳发电机模型[68]以及较差转动的产生和变化模型[69]中占有重要地位。因此, 对其大小和方向的准确探测十分重要。

子午流, 是太阳子午方向上的流动。在太阳表面上, 由赤道流向两级。子午流的流速, 随太阳活动周, 以及不同的深度和纬度而改变[70]。在纬度 40 度左右, 流速达到最大, 约为 20 ms^{-1} [71, 72]。

通常认为, 太阳内部的子午流, 会在对流层底部, 由两级流回赤道。返回赤道的子午流在太阳平均场发电机中有着极其重要的作用。但是, 全球日震学所给出的太阳深层信息的灵敏度, 不足以探测流速很小的子午流[73]。虽然局部日震学仔细研究了, 太阳表面以下 15 Mm 内的子午流[74], 但对较深层次的探测, 还没有比较系统的研究和分析。总之, 目前探测到的子午流均保持极向, 对流层底部的反向子午流还未探测到。

1.4.2.2 活动区下方流场

局部日震学不仅可以仔细研究子午流、带谐流等大尺度流场, 还可以用时距日震学方法研究太阳黑子附近以及下方流场。

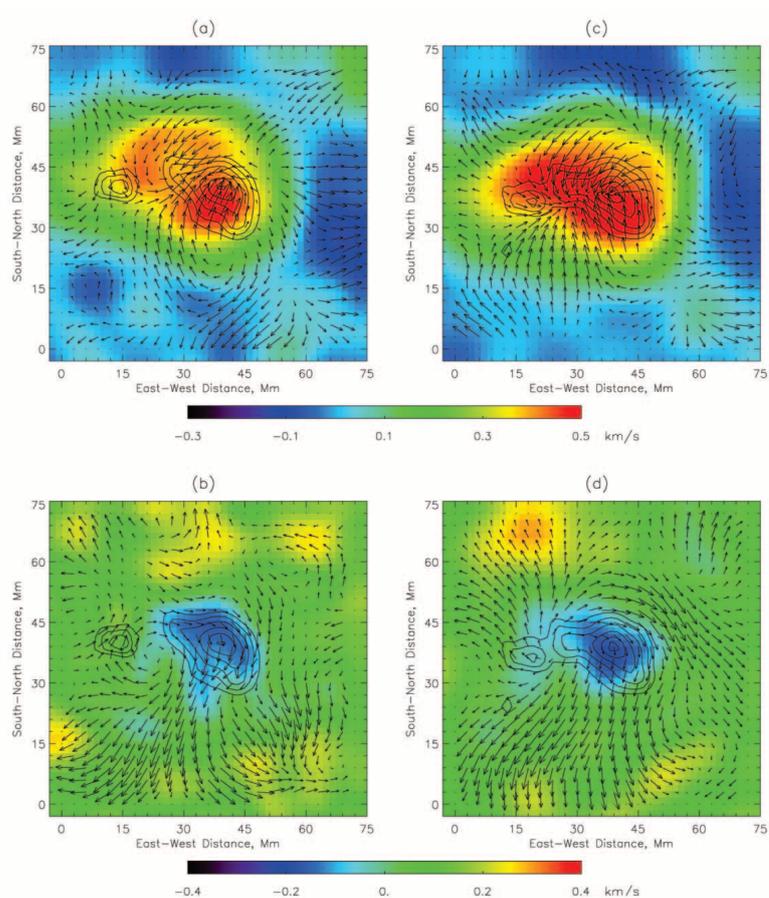


图 1.6: MDI 数据得出的黑子及下方流场图^[75]。横轴为东西方向，纵轴为南北方向，单位为 Mm。颜色显示了垂直于纸面方向的流速，箭头显示了水平流场流速，最长的箭头代表 0.5 km/s 的流速。等值线为视向磁场轮廓，由外到内的数值分别为：600、800、1000、1200、1400 和 1600 高斯。上边两幅图为深度 0 – 3 Mm 的流场，下边两幅图为深度 9 – 12 Mm 的流场。左边两幅图来自 2008 年 8 月 7 日的观测，右边两幅图来自 2008 年 8 月 8 日的观测。

图 1.6^[75]显示了使用时距日震学方法，得到的黑子及其下方流场的分布图。背景图像显示的是垂直于纸面方向的流场，箭头显示的是水平流场，最长的箭头代表 0.5 km/s 的流速。左边两幅图，来自 2000 年 8 月 7 日的数据。右边两幅图，来自 2000 年 8 月 8 日的数据。上面两幅图为深度 0 – 3 Mm 的流场，下面两幅图为深度 9 – 12 Mm 的流场。图中等值线代表视线方向的磁场绝对值，由外到内的数值分别为：600、800、1000、1200、1400 和 1600 高斯。可以看到，

在太阳表面，流场方向是指向黑子的，而在黑子下方 9 – 12 Mm 处，流场方向是黑子指向周边的。

1.4.2.3 动力学螺度的探测及与太阳爆发的关系

有些太阳爆发活动，比如耀斑以及日冕物质抛射，与太阳黑子的转动^[76]以及剪切运动有关^[77]。Brown 等人研究了数个旋转黑子，计算了磁场螺度以及产能^[78]，发现转动的黑子可以扭曲冕环并且诱发耀斑。

对流层及表层大气的竖直流很可能是引起磁场变形的原因^[79]。针对 2003 年 10 月 29 日活动区 10486 的 X10 级耀斑，Komm 等人^[80]利用环图分析的方法，计算了活动区附近及下方的流场，并进一步计算了动力学螺度。他们发现，在耀斑爆发时，活动区下方 5 Mm 范围内，有很强的动力学螺度信号。这一强信号，在耀斑发生前与后，都没有出现。

1.4.2.4 磁浮现过程

太阳黑子是太阳表面的强磁场低温度区域，也是许多太阳耀斑和太阳风暴发生的源泉地。如果能够预报太阳黑子的出现，就能够有效地预测大型活动区的浮现，以更好地预报太阳风暴，为空间天气服务。

Ilonidis(2011)^[81]等利用 SOHO/MDI 观测数据，用局部日震学时距分析方法，测量了太阳表面下 42 – 75 Mm 深度处 p 模波的传播时间，计算了 p 模波传播时间相对于宁静太阳区的扰动。他们发现，在活动区浮现前的一两天，扰动值达到极大。因而，可以将这种扰动作为磁场浮现的信号。

图 1.7 显示了一个活动区浮现被提前探测到的案例^[81]。其中，A 图显示了，通过分析以 2003 年 10 月 26 日 03:30 UT 为中心 8 小时数据，得到的以秒为单位的平均传播时间扰动图。B 图为同一时间段同一太阳表面区域观测到的磁图，以高斯为单位。C 图为同一区域 24 小时后，太阳表面观测到的磁图。可以看到，在原来没有磁场的区域（B 图），有了新活动区浮现，而这在 24 小时前的 A 图中就被探测到。D 图中，竖直的蓝线标志着活动区开始浮现，红线代表总磁通量变化，绿线代表磁通变化率，粉线代表传播时间的扰动指数。

以上案例，以及 Ilonidis 等研究的多个活动区，均显示了相似的结果：在大型黑子浮现前近两天，磁场的浮现，可以使这一区域下 42 – 75 Mm 深度处的声波，获得十几秒的加速。Ilonidis 等还研究了太阳表面下不同深度的声波传播时间，发现只有深度 42 – 75 Mm 区域，可以得到明显的结果。

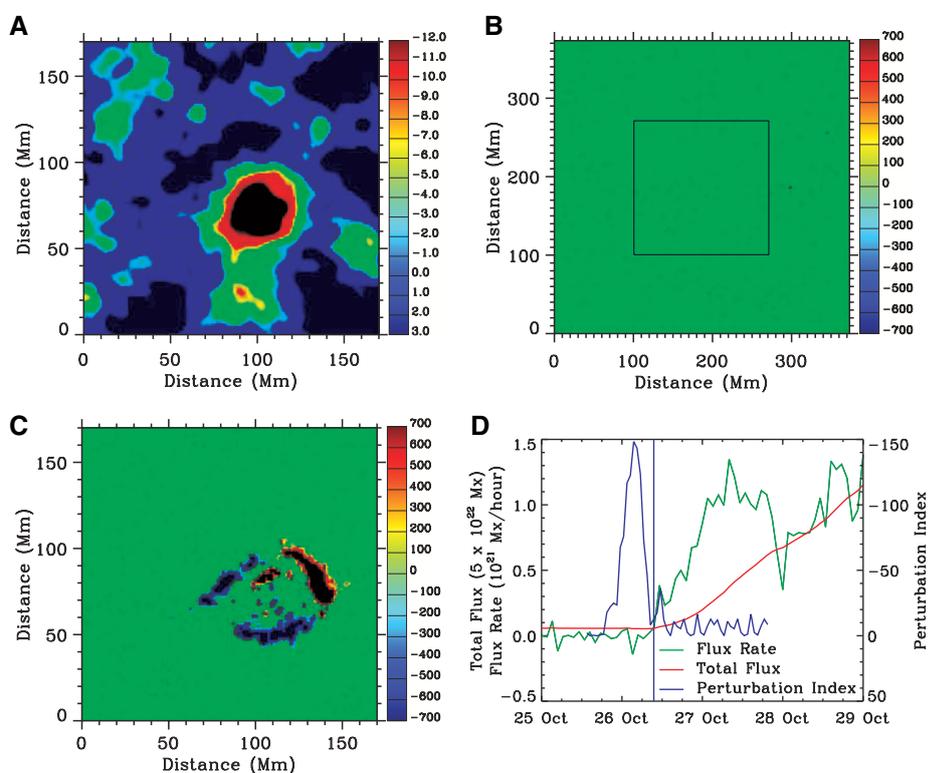


图 1.7: 利用局部日震学提前1—2天探测到了活动区NOAA10488的浮现^[81]。A 为以 2003 年 10 月 26 日 03:30 UT 为中心 8 小时数据得到的活动区 10488 表面下 42 – 75 Mm 深度处的 p 模波传播时间扰动图（以宁静区 p 模波传播时间为标准），单位为秒。B 为同一时间段同一区域太阳表面观测到的磁场，以高斯为单位。C 为同一区域 24 小时后太阳表面观测到的磁场，单位为高斯。D 图横轴为日期；左边的纵轴是单位为 $5 \times 10^{22} Mx$ 的总磁通（红线）以及单位为 $10^{22} Mx/hour$ 的磁通变化率（绿线），右边的纵轴为 p 模波传播时间扰动指数（粉线）。竖直的蓝线标志着活动区开始浮现。

利用这一结果，只要监视太阳表面下 42 – 75 Mm 深度处的声波传播时间扰动，就可以提前至少一天预测出活动区的浮现。

1.4.2.5 太阳背面探测

远端成像（Farside imaging）是一种利用太阳可观测面的数据，运用日震全息术^[67]或时距日震学方法^[82]，来推测太阳背面信息的技术。

图 1.8^[83]展示了一组利用远端成像技术的结果。深色的部分为 GONG 观测到的日面磁场图，浅色的部分为推测出的太阳背面图像。可以看到活动区 NOAA 9053 在 28 日转到可观测日面前 12 天就被远端成像探测到了它的形成。

由于可以提前两周预测到太阳背面大型黑子的出现，远端成像技术的应用对日冕物质抛射和太阳耀斑等强活动现象的预测十分重要。

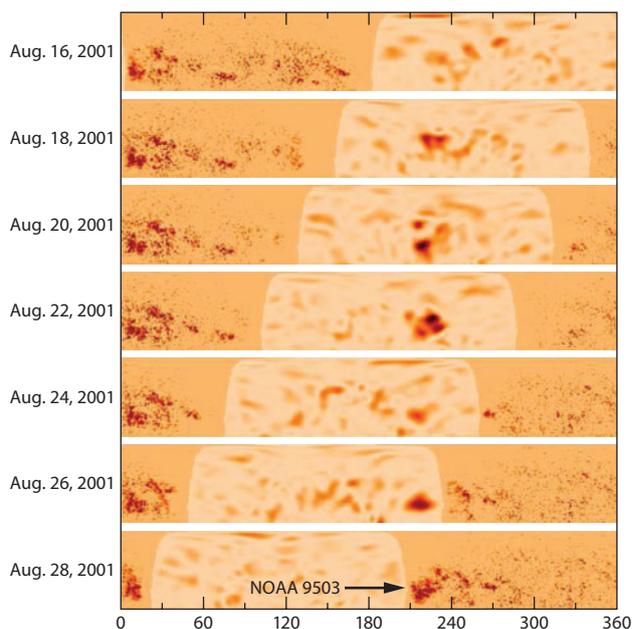


图 1.8: 太阳远端成像^[83]结果展示。横轴为太阳经度，纵轴为纬度。从上往下七张图，分别代表了从 2001 年 8 月 16 日到 2001 年 8 月 28 日，观测到的太阳正面黑子图以及远端成像推测出的太阳背面黑子图。每幅图中，深色的部分为 GONG 观测到的日面磁场图，浅色部分为利用远端成像技术推测出的太阳背面图像。

1.5 声波与磁场的相互作用

日震波在太阳内部，尤其是活动区下方，传播时必然会与磁场发生相互作用。只有知道了日震波和各种磁结构是如何相互作用的，才能利用日震波探测太阳内部磁场结构的信息。这一节分别讨论日震波在宁静区与强磁场区域的传播特性。

1.5.1 宁静区

波在介质中传播，总会有耗散。日震波在太阳宁静区中处处的振动能量总是差不多，这是因为宁静区下的太阳对流在时时刻刻的为日震波的耗散补充能量，也就是说在太阳宁静区振动的耗散与辐射是相等的。

1.5.2 黑子区

日震波与太阳磁场的相互作用会改变日震波的性质，利用这一点可以研究太阳磁场的结构。太阳黑子区域有强达千高斯的磁场和较低的气压与密度，日震波的性质在其通过黑子区域后有着非常显著的改变。

观测发现太阳黑子区域的日震波能量小于宁静区^[84, 85]。

导致这一现象的原因可能有三个方面^[86]：磁场对震波信号的吸收、辐射率降低以及局部抑制作用。

震波吸收的过程可能有：振动和强磁场相互作用导致振动动能转化为热能^[87]；日震波在经过磁场区域后转化为我们探测不到的模式^[88]；以及在磁场区域截止频率改变了，即更多的振动没有被太阳表面反射回去，而是直接传播出去了等。

辐射率降低指的是，在黑子区域由于对流减弱，而导致黑子区域激发的日震波不如宁静区激发的日震波的振动动能大^[89]。

由于强磁场而导致日震波振幅的减小，而不是振动动能真的减小，就是磁场对日震波的局部抑制。

Chou 等人^[86, 90, 91]利用在一点产生的日震波与其传播路径上产生的日震波不相关的特性，研究了波包在传播方向上的损耗，详细讨论了这三种机制下磁场对日震波的影响和作用。

Zhao 等人^[92]在 2011 年通过计算日面其它点与入射波之间的交叉协方差函数，再利用消卷积的方法将交叉协方差函数还原成日面各点声学波的波函数，以此来研究由于日震波与黑子相互作用而引起的黑子对日震波的散射作用。

1.6 问题和展望

迄今为止，日震学的研究已经促成了太阳、恒星和基础物理学中的诸多发展，如：修正太阳标准模型^[93]；为恒星的结构与演化理论提供最为精确的验证

方法^[94]；在解决太阳中微子缺失问题^[65, 95]的同时，促成了粒子物理标准模型的修正^[96]。

g 模频率很低，需要较长时间不间断的观测，GOLF对太阳低频振荡连续监测已达一个多太阳周期，还没有得到确定的太阳 g 模振荡谱^[97]。但有学者称已经探测到特殊的模式^[98]，并且能够推导出来一个转速较大的日核^[99]。但是， g 模振荡可以在辐射转移层和太阳大气中传播，而不能在对流层中传播，所以，探测到的 g 模是否来自太阳内部还存在争议。

虽然日震学结果显示太阳的内部结构与太阳标准模型相差不远，但日核结构还不确定，我们希望日震学可以减少这种不确定性。

利用局部日震学可以研究太阳近表面的性质，比如在检测太阳活动区以及黑子下方的流场方面，局部日震学已取得了显著的成绩。虽然利用日震学方法预测到了黑子的浮现，但是，以日震学现有的方法和手段还不能清楚地解释太阳黑子的形成与演化，因为黑子的形成区很可能是在对流层的底部，而日震学目前还没有足够的灵敏度来检测。

日震波的能量随着视向磁场的增强有减小的趋势，但是我们更关心日震波的能量与矢量磁场之间的关系。HMI 的高分辨率全日面多普勒速度图和矢量磁场图将帮助学者们在这一方向取得长足发展。

欧洲宇航局计划在 2015 年发射一个太阳轨道望远镜来更近距离地观测太阳^[100]，其中将搭载一个可见光成像仪与磁像仪(Visible-light Imager and Magnetograph)，简称VIM。VIM将首次观测到太阳极区的矢量磁场与速度场，这不能不让人期待。

利用日冕振荡来研究日冕结构，也无疑是一个十分有意义但却极具挑战性的课题。

第二章 用HMI/SDO数据获得声波能量图

本章将以 HMI/SDO 速度场数据为例，介绍日震学数据的一些基本处理方法，包括数据的下载、声波能量图的获得、快速傅里叶变换以及几种滤波方法。

HMI 是 NASA 在 2010 年 2 月 11 日发射的 SDO 上的一个载荷，测量太阳表面光球层的振动和磁场，以研究太阳变化的起源、机制以及磁场在其中所起到的作用^[17]。HMI 使用波长为 6173\AA 的 FeI 线，每 45 秒记录一张光球层全日面多普勒图像，像素为 4096×4096 。HMI 进行高空间分辨率 ($1''$) 的太阳全日面观测，这使得太阳临边局部日震学的研究成为可能。HMI 的设计与 MDI 相似。除了测量多普勒速度场，HMI 还提供连续谱的太阳单色像、视线方向的磁场图和矢量磁场图。SDO 每天的数据流量为 1.5 TB，这庞大的数据量不管是对地面接收系统，还是对数据的存储和分析都是一个挑战。更详细的信息可以登陆 HMI 官方网站来了解：<http://hmi.stanford.edu>。

2.1 HMI/SDO数据下载和预处理

在 HMI 数据下载网址中，不仅可以下载 HMI 的数据，也可以获取 MDI/SOHO 的数据。

2.1.1 HMI 日震数据的搜索与申请

首先打开 HMI 数据下载网址：

<http://jsoc.stanford.edu/ajax/lookdata.html>

如图 2.1 所示，在“Series Select”这一选项标签下点击按钮“Fetch series-name list”后，在右边“Select data series here”下方方框中将会出现不同种类的数据类型。

如图 2.2 选择数据类型所示，我们选择 45s 记录一张的 HMI 的速度图“hmi.V_45s”，也可以根据需要进行选择其它数据如磁场数据或白光像等。选定了数据类型，就来到了“RecordSet Select”这一选项标签下。

| Series Select | Series Content | RecordSet Select | Values Display | Export Data |
|---|----------------|---|----------------|-------------|
| <p>? You may go directly to Step 3 on the above RecordSet Select tab if you know which series you want.</p> | | | | |
| <p>1. Find list of dataseries</p> <p>Enter a dataseries match pattern to search for seriesnames, or leave blank to select from all series.</p> | | <p>2. Pick series to use</p> <p>? Select data series here.</p> | | |
| <input type="text"/> | | | | |
| <p>? Seriesname filter</p> <p>Fetch seriesname list </p> | | | | |
| <p><i>TBD</i> Series match this selection filter.</p> | | | | |

图 2.1: HMI 日震数据申请：获取数据类型列表

如图 2.3，在这里填写时间，比如我对 2011 年 1 月 27 日这一整天的宁静区数据有兴趣，我们就在“hmi.V_45s”后写上“[2011.1.27_00:00:00_TAI-2011.1.28_00:00:00_TAI]”，然后点“Get Record Count”。连续一天的间隔为 45s 一张的速度图共 1921 张，如图 2.3 所示，资料很完整。这里的时间区间可以选择任意你感兴趣的时间段，当然需要在 HMI 开始进行观测（2010 年 3 月 29 日）之后。如果需要 2010 年之前的资料，就得使用 MDI 或者其它观测设备的记录了。接下来点标签选项右边的“Export Data”项。

出现如图 2.4，点击箭头所指的按钮“Export”。

如图 2.5 所示，在“Method”一栏中选择“url”，“Protocol”一栏中选择“FITS”，可以在“Notify”一栏中留下自己的 email 地址，等数据准备好了后，会发邮件通知你，或者不留自己的 email，在“Notify”一栏中写 NO，那么一直等数据准备好之前都不能离开这个页面。填写好了之后点击按钮“Request Export Status”，如图所示“JSOC_20120326_060”是你这次请求数据的 ID，凭这个 ID 可以“Submit Status Request”查询数据准备的状况，一般一天的数据大概等半个小时就可以了。

如图 2.6 所示，尽管前面 Record Count 显示有 1921 张，不过最终这个页面

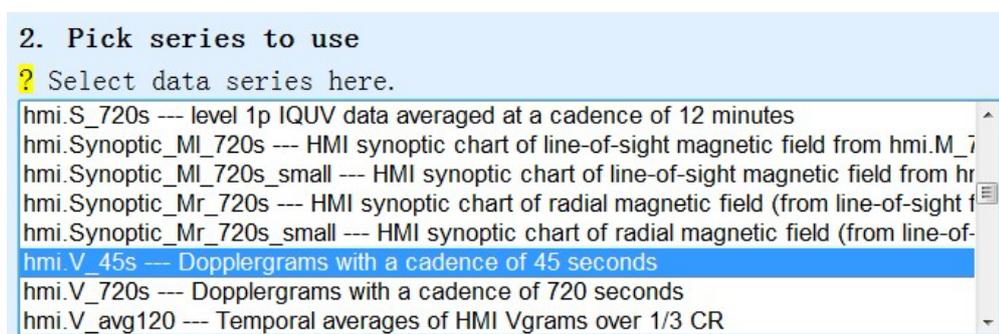


图 2.2: HMI 日震数据申请：选择数据类型

拖下来，发现只有1207张。其实刚才提交申请的时候，“Status”那一栏显示“size = 20603 MB 就有问题了，正常每天的数据应该有 30GB。如果这一页的数据正常的话（大多一天1920张，一张不少，有时候会少一、两张，偶尔会少7、8张，MDI的日震数据经常会少更多。如果只是少几张数据不会有太大的影响，因为在数据预处理的时候会把缺少的数据差值出来，但是要尽量挑选连续的观测数据来使用），我们就可以开始下载了。

2.1.2 HMI 日震数据的下载

刚才申请的数据都在“Data Location”后面的这个总链接下：

<http://jsoc.stanford.edu/SUM1/D309435695/S00000/>

每一个单一的数据（比如 hmi.V_45s.20110127_000000_TAI.2.Dopplergram.fits）存放在：

http://jsoc.stanford.edu/SUM1/D309435695/S00000/hmi.V_45s.20110127_000000_TAI.2.Dopplergram.fits

注意：不要试图用迅雷等p2p软件去下载这些数据，可以编写一个批量下载的小程序，以2011.01.27这天的数据为例，台湾清华大学的杨铭旭学长是这样编写批量下载的脚本的：

在Data Location那个链接的页面，如图 2.7 所示，将 Selected Data 之后的所有内容复制粘贴到新建的文件“index20110127.txt”中，这个文件名是按照数据的日期来建立的。

新建文件“main.cpp”：

```
#include <iostream>
```

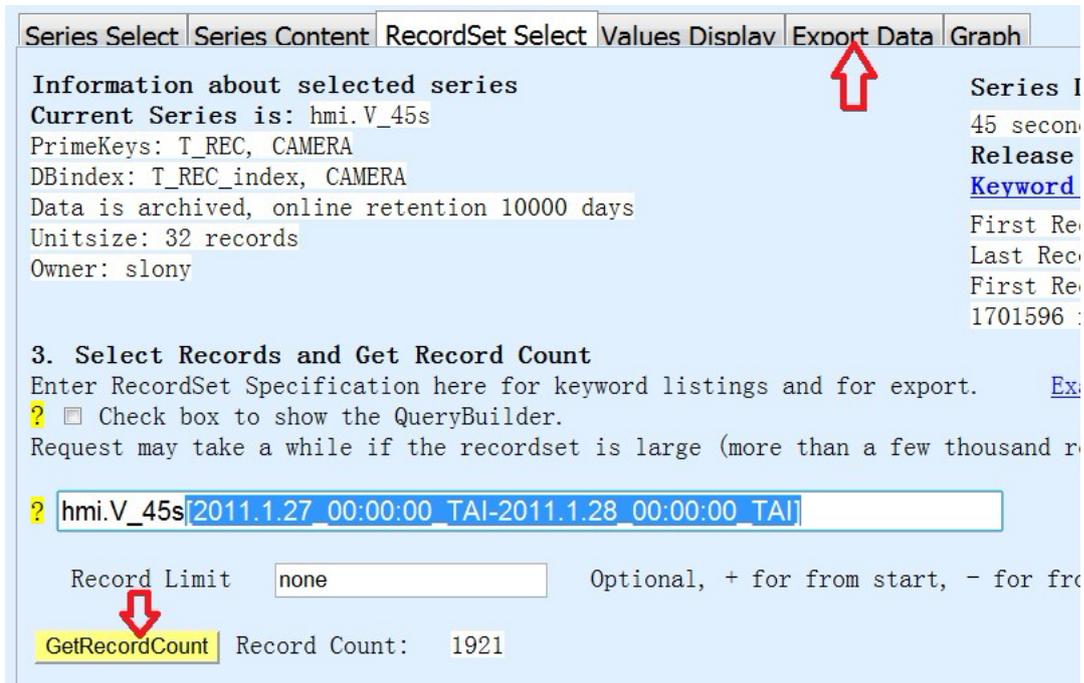


图 2.3: HMI 日震数据申请: 选择时间段

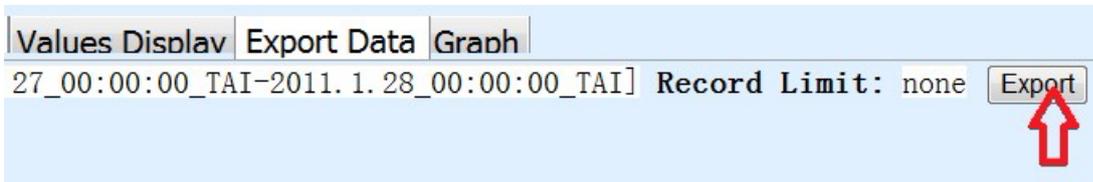


图 2.4: HMI 日震数据申请: 输出

```

#include <fstream>
#include <cstdio>
#include <cstdlib>
using namespace std;

int main()
{
const char infile[512] = "index-20110127.txt" ; //与之前创建的文件名须一致
ifstream ifile( infile );

```

RecordSet

Record Limit Optional manual limit to number of records

Record Count Limit for AIA to about 15,000 a

Method Choose method, url_quick or url for now. v

Filename Format File name templa

Processing Select Pre-export processing

Protocol Choose protocol, "FITS", "JPEG", "MPG", "1

Compression Choose compression parameters for each se

Requestor Provide an identifier for you, e.g. your i

Notify Provide your email address for notificati

Export request submitted, please wait...

RequestID This is the ID tag for your export request. Use the Status

Status Processing, size estimate = 20603 MB

Data Location

JSOC Data Export Status and Retrieval

RequestID This is the ID tag for your export request.

Export request is being processed

Clear old status RequestID

图 2.5: HMI 日震数据申请: 提交状态请求

```

if( !lfile )
{
cout << "Could not open" << infile << "for reading..." << endl;
return 1;
}
string s0, s1;
int count = 0;
cout << "set -e" << endl;
while( ifile >> s0 >> s1 )
{
cout << "echo \ "*****" << count << "*****\ " << endl;
cout << "wget http://jsoc.stanford.edu/SUM1/D309435695/S00000/" << s1 <<
endl;
//与 "Data Location"后面申请的链接一致
count++;
}

```

JSOC Data Export Status and Retrieval

RequestID This is the ID tag for your export request. Success

Please only click once for status request.

Clear old status RequestID List for export s

Status Data Ready, size=20614MB

Data Location <http://jsoc.stanford.edu/SUM1/D309435695/S00000/>

| File | Record | Filename |
|-------------|---------------------------------------|--|
| 1 | hmi.V_45s[2011.01.27_00:00:00_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_000000_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 2 | hmi.V_45s[2011.01.27_00:00:45_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_000045_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 3 | hmi.V_45s[2011.01.27_00:01:30_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_000130_TAI.2.Dopplergram.fits |
| ● ● ● ● ● ● | | |
| 1204 | hmi.V_45s[2011.01.27_23:57:45_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_235745_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 1205 | hmi.V_45s[2011.01.27_23:58:30_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_235830_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 1206 | hmi.V_45s[2011.01.27_23:59:15_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_235915_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 1207 | hmi.V_45s[2011.01.28_00:00:00_TAI][2] | hmi.V_45s.20110128_000000_TAI.2.Dopplergram.fits |

图 2.6: HMI 日震数据申请: 数据准备情况

```

}
cout << "echo END" << endl;
return 0;
}

```

再新建一个类型为“Makefile”文件名为“makefile”的文件:

```

App: main.cpp
g++ -o App main.cpp

```

将刚刚新建的三个文件“index-20110127.txt”、“main.cpp”和“makefile”拖入新建的文件夹“generate_download_script”中。

打开终端, 运行 make, 生成可执行文件 App。

运行 ./App > download-20110127.sh, 将批量下载指令 (wget ...) 输出到脚本 download-20110127.sh。

最后将 index-20110127.txt 与 download-20110127.sh 移到将要存放下载数据的路径中, 运行 sh ./ download-20110127.sh 就开始数据下载。

需要注意的是:

- 1、因为数据量比较大, 最好在多台 24 小时不关机的 linux 服务器上下载数

JSOC Data Export Status and Retrieval

RequestID **JSOC_20120326_060** This is the ID tag for your export request. Success

Please only click once for status request.

Clear old status RequestID List for export s

Status Data Ready, size=20614MB

Data Location <http://jsoc.stanford.edu/SUM1/D309435695/S00000/>

| File | Record | Filename |
|-----------|---------------------------------------|--|
| 1 | hmi.V_45s[2011.01.27_00:00:00_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_000000_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 2 | hmi.V_45s[2011.01.27_00:00:45_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_000045_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 3 | hmi.V_45s[2011.01.27_00:01:30_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_000130_TAI.2.Dopplergram.fits |
| • • • • • | | |
| 1204 | hmi.V_45s[2011.01.27_23:57:45_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_235745_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 1205 | hmi.V_45s[2011.01.27_23:58:30_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_235830_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 1206 | hmi.V_45s[2011.01.27_23:59:15_TAI][2] | hmi.V_45s.20110127_235915_TAI.2.Dopplergram.fits |
| 1207 | hmi.V_45s[2011.01.28_00:00:00_TAI][2] | hmi.V_45s.20110128_000000_TAI.2.Dopplergram.fits |

图 2.7: HMI 日震数据申请：数据准备情况

据。

2、下载有时会因为一些状况而中断，可以在 `download-20110127.sh` 中将已经完成的“`wget...`”语句删除后重新运行，继续下载。

3、有时中断后，继续运行 `download-20110127.sh` 仍然无法下载，说不存在“Data Location”后面的那个路径或者不存在那个 fits 文件，可能是这个临时路径已经不可用。这时，需要重新申请还没有下载完成的那部分文件。

2.1.3 HMI 日震数据的预处理

HMI 速度场数据的预处理过程与 Chou et al. (2009a) [86] 中的方法相近。

(1) 对于每个空间点的信号减去其前后共 81 幅（MDI 数据是 61 幅）图的平均，以消除太阳自转以及卫星运动引起的速度；

(2) 做投影改正；

(3) 在时间频率上作滤波，以去掉频率低于 1.5mHz 的信号。这些被滤去的信号代表的是横向振动或者太阳上的一些水平流场信息，而我们需要的只是垂直于太阳表面的振动；

(4) 将每幅全日面图像转换为以日球经度和纬度为坐标；

(5) 移除太阳表面的较差自转效应；

(6) 选取感兴趣的一个区域，中心可以是黑子中心也可以是宁静区。每幅数据转换成以区域中心为坐标原点的 (φ, θ) 坐标系统, φ 为东西方向, θ 为南北方向。通常的选择为, 东西南北各 15° (可任选), 对应 1024×1024 像素 (可任选), 也就是 0.0586° 或者 0.726 Mm 每像素。这里的分辨率可以超过 HMI 的全日面图像的分辨率, 只是我们要明白, 多出来的数据点是通过内插得到的, 并没有反映出来真正的太阳信息。为了提高计算速度, 建议选择分辨率等于或小于 HMI 的全日面图像分辨率。

数据预处理有现成的程序“DATA-REDUCTION-HMI-ver1.0”。

2.2 声波能量图的获得

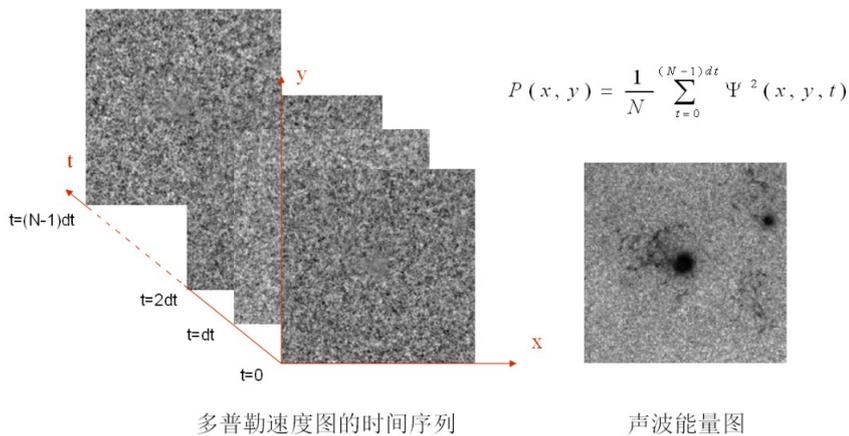


图 2.8: 声波能量图的获得: 左图为速度图的时间序列, 右图是声波能量图

声波能量图 (acoustic-power maps), [101-103] 即速度平方在时间上平均的空间分布。如图 2.8 所示, 左图为日面上某一小区域的速度图的时间序列, 可以用函数 $\Psi(x, y, t)$ 来代表速度图的时间序列。那么声波能量图可以从右图上方的公式来得到。其中 x 代表东西方向, y 代表南北方向。2.8 图所用的数据来自 MDI 2000 年 6 月 29 日到 7 月 2 日观测到的间隔为 60 s 的 4096 分钟的时间序列。单张的速度图看起来像是随机的, 但是经过平方和平均后, 中心和右上角出现了明显的结构。声波能量低的位置正好对应于两个活动区 NOAA9057 (中间) 和 NOAA9055 (右上角), 说明了在黑子区日震波的能量明显偏小, 即磁场对声波有抑制作用。

可以编一个很简单的循环语句来做这个平均平方和的事情。值得注意的是，前一步中，进行过预处理后的数据会保存为“binary”格式，也就是纯0,1代码，这样的话，自己就要十分清楚这些数据的维度以及数据类型，才能正确地对其进行读写。

IDL 读 binary 文件的指令是：

```
image = read_binary('patch.000',data_dims=[256,256],data_type=2)
```

其中‘patch.000’是文件名，‘data_dims’指的是这个文件的维度以及每个维度上的像素，256是说它在x方向和y方向均有256个点，数据的维度根据实际情况给出，不局限于二维数组。‘data_type’是数据类型，short型的等于2，float型的等于4。

C语言中读写binary文件用下面的指令：

```
fp=fopen(filename,"rb");
```

打开文件，filename是一个字符串，需要在前面定义，我们将文件名赋值进去，“rb”即“readbinary”，只能对文件进行读操作；“wb”是写操作，这里的值根据需要而选择；

```
fread(xy,sizeof(short),256×256,fp);
```

将文件中的数值读入256×256的数组xy中，256×256是像素点，short是数据类型；

```
fwrite(xy,sizeof(float),1024×1023,fp);
```

将1024×1024的数组xy中的值写入打开的文件fp中（需“wb”）；

```
fclose(fp);
```

关闭文件。

2.3 快速傅里叶变换与波数频率域

傅里叶变换是一种解决问题的方法，在各个学科中均有着广泛的应用，比如物理学、声学、光学、信号处理等等。傅里叶变换，即将满足一定条件的某一个函数表示为由多个不同的振幅、相位、频率的正弦函数或余弦函数的线性组合。也就是说，用无数的正弦函数或者余弦函数，就可以合成出来任何信号。这么做的目的是找出这些基本正弦或余弦函数中振幅较大也就是能量较高的信号对应的频率，进而分析主要振动频率特点。

一个物理过程既可以用时间域中的函数 $h(t)$ 来表示，其中 h 是某个物理量的值， t 为时间；也可以表示为频率域中的函数 $H(f)$ ，其中 H 为频率 f ($-\infty < f < \infty$) 的函数， H 是一个复数，具有振幅和相位的信息。在很多情况下，将函数 $h(t)$ 和函数 $H(f)$ 看做是对同一物理过程的不同描述是非常有用的。通过傅里叶变换方程可以完成 $h(t)$ 和 $H(f)$ 之间的变换：

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi i f t} dt \quad (2.1)$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f)e^{-2\pi i f t} df \quad (2.2)$$

其中，式 (2.1) 为傅里叶变换，式 (2.2) 为傅里叶逆变换。如果时间 t 每秒钟测量一次的话，那么 f 的单位就是每秒的周期数，即赫兹。其他的单位也可以使用，如果 h 是位置 x （单位为米）的函数，那么 H 将是波数 k （单位为每米的周期数）的函数。如果使用圆频率 $\omega = 2\pi f$ 来描述频率，函数 $H(\omega) = [H(f)]_{f=\frac{\omega}{2\pi}}$ ，那么傅里叶变换与逆变换则写为式 (2.3) 与 (2.4) 的形式：

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{i\omega t} dt \quad (2.3)$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.4)$$

对三维的日震数据做三维傅里叶变换，即分别以时间 t 、横轴 x 以及纵轴 y 为自变量做三次傅里叶变换（不区分顺序），就将时间空间域 (x, y, t) 中描述的太阳振荡，变换为了频率波数域 (k_x, k_y, ω -domain) (k_x, k_y, ω) 中的描述。即将一个空间点的振动表示为不同频率不同水平波数的简谐振动的叠加。

但是在大多数应用场合，实际测量的数据都是有一定长度的，所以积分区间不是 $[0, \infty]$ ，而是 $[0, T]$ ， T 为实际测量的时间长度。假设我们的采样为间隔 Δ 的 N 个连续采样值， $\Delta = T/N$ 。所以我们需要使用离散形式的傅里叶变换，来近似积分形式的傅里叶变换。

$$h_k = h(t_k) = h(k\Delta), \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (2.5)$$

有 N 个输入，经过傅里叶变换后的输出的函数 $H(f)$ 的独立取值也不会超过 N 个。输出频率 f 也取分立的值：

$$f_n = \frac{n}{N\Delta}, \quad n = \frac{-N}{2}, \frac{-N}{2} + 1, \dots, \frac{N}{2} \quad (2.6)$$

当 n 取极大极小值时对应的频率为奈奎斯特频率 $f_{Nyquist} = \frac{1}{2\Delta}$ ，采样频率必须大于 2 倍的奈奎斯特频率，才不至于导致信号失真，也就是说采样间隔为 Δ ，那么经过傅里叶变换得到的函数的频率间隔最小即为奈奎斯特频率。

将积分形式的傅里叶变换 (2.1) 用离散的求和来近似，即：

$$H(f_n) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi i f_n t} dt \approx \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i f_n t_k} \Delta = \Delta \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i k n / N} = \Delta H_n \quad (2.7)$$

$$h_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} H_n e^{-2\pi i k n / N} \quad (2.8)$$

式 (2.7) 为分离傅里叶变换，式 (2.8) 为分离傅里叶逆变换。

进行一次傅里叶变换计算机要做多少次计算？我们定义一个复数： $W \equiv e^{2\pi i / N}$ 为一个常数，那么式 (2.7) 可以写作：

$$H_n = \sum_{k=0}^{N-1} e^{2\pi i k n / N} h_k = \sum_{k=0}^{N-1} W^{kn} h_k \quad (2.9)$$

式 (2.9) 表明了要计算傅里叶变换，即计算矢量 h_k 乘以一个常数的 $n \times k$ 次方，那么要进行一次傅里叶变换计算机需要进行 N^2 次计算。事实上，如果使用快速傅里叶变换的算法，只需要进行 $N \log_2 N$ 次计算即可。当采样次数 N 很大时，使用快速傅里叶变换是非常有效的方法。快速傅里叶变换 (Fast Fourier Transform)，后面我们简称它为 FFT，是离散傅里叶变换的一种快速算法。它根据离散傅里叶变换的奇、偶、虚、实的特性，对离散傅立叶变换的算法进行了改进。FFT对傅里叶变换的理论并没有什么新的发现，但是它大大提高了傅里叶变换的计算效率。

简单的说，FFT就是将原来采样间隔为 Δ 的 N 个连续采样值的函数，看做两个采样间隔为 2Δ 的 $N/2$ 个连续采样的函数，也就是将原来的函数的奇数项与偶数项分开，分别进行傅里叶变换。这样就将原来的 N^2 次计算，简化成了 $(2 \times \frac{N}{2})^2 = \frac{N^2}{2}$ 次计算。如果继续进行奇偶项的划分，直到不能继续划分为止，那么只需进行 $N \log_2 N$ 次计算就足够了。值得注意的是，只有

$N = 2^n$, $n = 1, 2, 3, \dots$ 的采样函数才能使用 FFT, 这也是显而易见, 只有 2 的整数倍才能连续细分奇偶。

快速傅里叶算法, 见剑桥大学出版社, 2007 年出版的 “Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing” 第三版中 600~639 页。如果用 C 语言, 只需调用 612~613 中的函数 `fourier.h`。

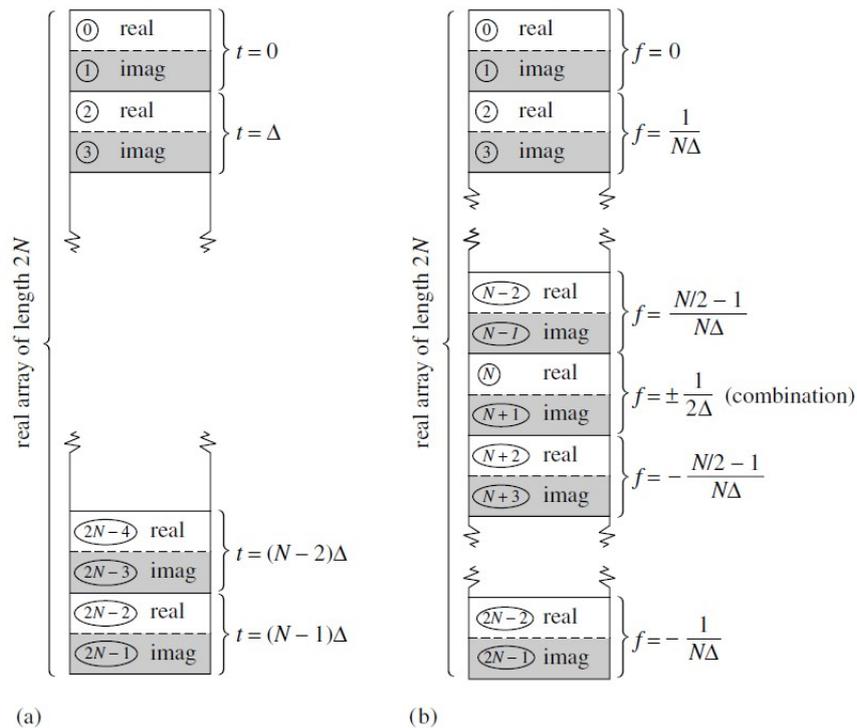


图 2.9: FFT 输入和输出数据排列^[104]。(a) 图为时间域中的 N (2 的整数次方) 个复数, 实部 (real) 虚部 (imag) 交替排列组成长度为 $2N$ 的实数数组, 是 FFT 的输入数据; (b) 图为 FFT 输出的频率域中的 N 个不同频率的数据, 实部虚部交替排列成长度为 $2N$ 的实数数组, 数组以频率为 0 的数据开始, 频率越来越大直到正最大, 最负和正最大是同样的值, 接下来频率全部为负, 由第二最负一直到最接近 0 的负频率为止。

值得注意的是, 函数 FFT 的输入数据和输出数据的顺序, 如图 2.9 所示。进行傅里叶变换的都是复数, 而我们日震数据是实数, 它的虚部又是什么呢? 一般来说在进行傅里叶变换前, 我们将读入太阳振动的速度数据作为进行 FFT 输入数据的实部, 而虚部则全部置零。

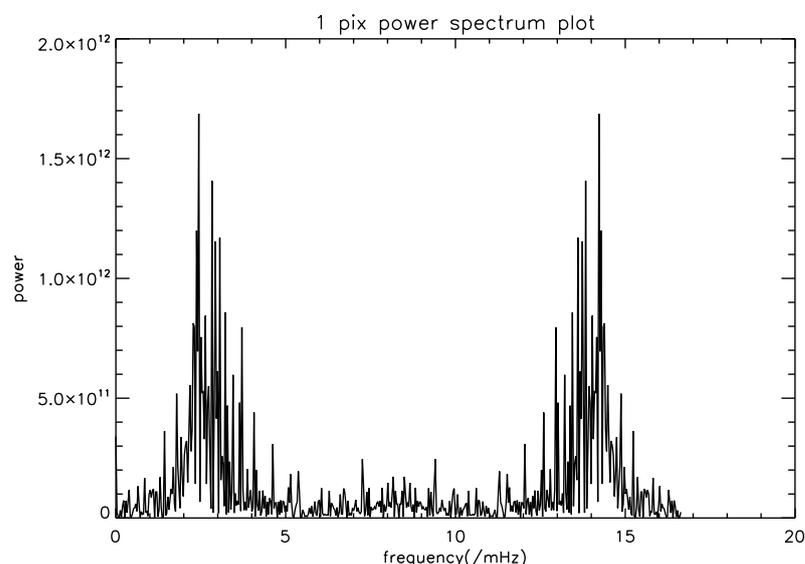


图 2.10: 一个像素点在时间方向上作傅里叶变换得到的频率谱

我们对日震数据在时间方向上进行傅里叶变换。如图 2.10 所示，为图 2.8 中 (x, y) 平面中的某一点在时间 t 方向上的傅里叶变换。我们得到的频率谱是变换后的虚数的模的平方，也就是将实部与虚部平方和。图 2.11 所示为平均 (x, y) 平面上所有点在时间 t 方向上的傅里叶变换，以提高信噪比。相对于单点的频率谱，平均后的频率谱就很平滑了。3 mHz 附近的峰对应的是太阳的 5 min 振荡 ($1/5min \approx 3.3mHz$)，而 19 mHz 附近的峰其实应该是频率为负的 3.3mHz 振荡的峰。按照如图 2.9 所示的 FFT 输出数据的排列顺序将负频率平移到频率的负轴上去，如图 2.12 所示，频率谱在 $\pm 3.3mHz$ 处各有一个峰。

负的频率没有什么物理意义，它只是 FFT 的一个结果。从图 2.12 中可以看出，正负频率是对称的。所以我们后面的频率谱都只显示正频率部分。也可以从数学上简单的证明，正负频率是对称的：离散傅里叶变换如式 (2.8) 所示，第 n 个负频率在数组中的位置为： $N-n$ ，如图 2.9，则

$$H_{N-n} = \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i k (N-n)/N} = \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i k N/N - 2\pi i k n/N} \quad (2.10)$$

k 为整数:

$$H_{N-n} = \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{-2\pi i k n/N} \quad (2.11)$$

我们可以得到正负的共轭关系，如式 (2.12)，那么正负频率的模平方自然就相等了，即正负频率是对称的。

$$H_{-n} = \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i k n / N} \quad (2.12)$$

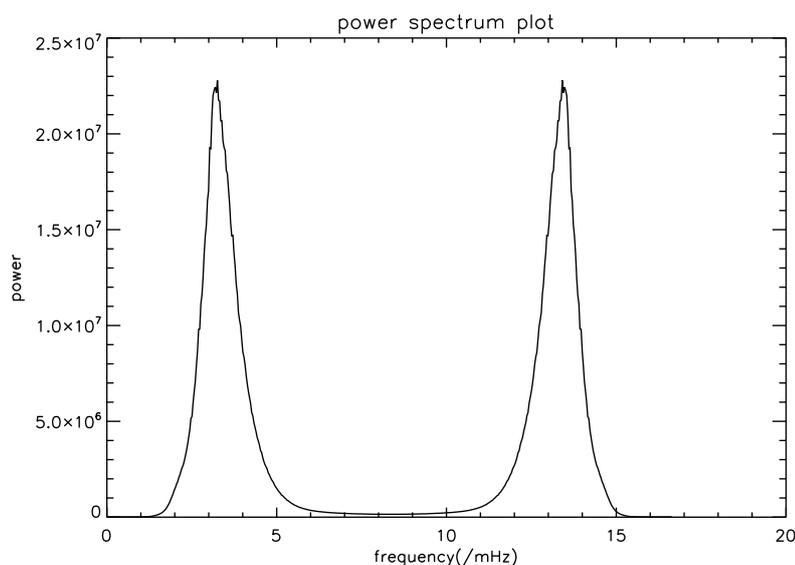


图 2.11: 所有像素点在时间方向上作傅里叶变换后得到的平均频率谱

实际上，作为 3 维的振动数据，日震波在频率波数域中也具有固有的特征分布。3 维的 FFT 在操作上不过是在三个维度上依次使用 1 维的 FFT，即 $xyt \rightarrow xy\omega \rightarrow k_x y \omega \rightarrow k_x k_y \omega$ ，并且这个顺序是可换的。需要注意的是，一开始的 xyt domain 的数据并没有虚部，做 FFT 的时候将虚部补零，而从 $xy\omega$ domain 开始便具有虚部，从这以后的 FFT 都不要忘记把虚部带上。对日震数据进行三维 FFT 得到的波数频率域数据如图 2.13 所示。

在 $k_x k_y \omega$ -domain 中，如果固定 $\omega = \omega_0$ ，查看截面 (k_x, k_y, ω_0) 的功率 (power)，即实部与虚部的平方和。会看到被称为环图 (ring-diagram) 的同心圆环 (圆心 $k_x = k_y = 0$ 已经被置于图像中心位置)。当然在 k_x, k_y 方向的数据也是按照图 2.9 (b) 所示的顺序排列的，需要平移，才能将 $k_x = k_y = 0$ 置于图像的中心位置。与图 1.5 类似，图 2.14 是 HMI 某组数据中 $w=3.33$ mHz 处的环图。

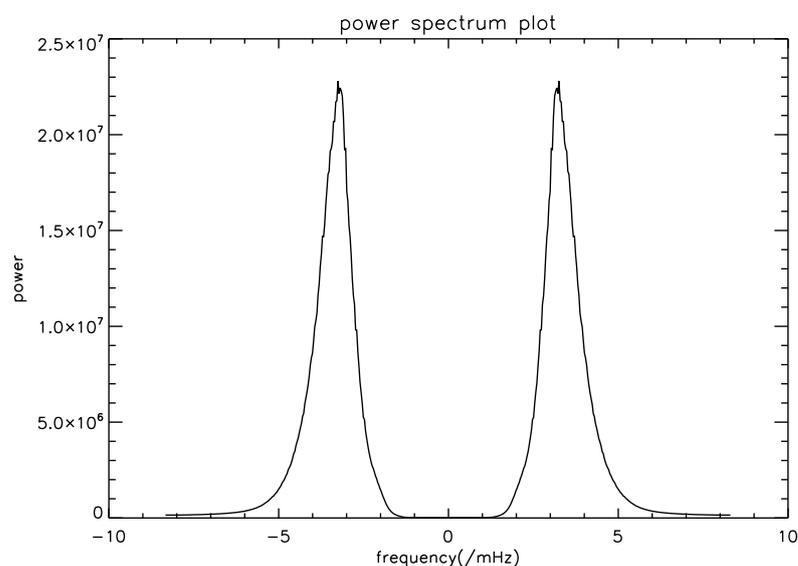


图 2.12: 平移后的平均频率谱

取过 ω 轴的任意一个截面（图 2.13 只展 $\omega > 0$ 的一半， $\omega < 0$ 与之对称），将会看到在 $k\omega$ -domain 存在如图 2.13 所示的一系列脊（ridge）结构（ $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ ）。单一的一幅 $k\omega$ -diagram 不会像图 2.13 那样清晰，图 2.13 是将 $k_x k_y \omega$ -cube 中所有 power 绕 ω 轴旋转一圈收集起来的结果。提取出来即第一章中图 1.2 右边的功率谱。旋转一圈，具体操作上是三维数据中的每一个点 (k_x, k_y, ω) 做三重循环，将每点的 power 叠加在二维图像中对应的 (k, ω) 这点上。而 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 往往不会在格点上，我们把 power 加在离 k 最近的一个整数上就可以了。

下面我们来讨论一下三维傅里叶变换后各个维度每个像素的单位。从时间到频率域的 FFT 后，频率域每像素的单位为数据总时间长度的倒数，总时间长度为 $\Delta \times N$ 的话，在频率域的每个像素对应 $1/(N\Delta)$ Hz。虽然之前用的都是 ω ，但它表示的其实是频率，而不是圆频率，从 Hz 这个单位上就能看出来。

$xy \rightarrow k_x k_y$ 也存在类似的单位换算关系。在这里 x, y 只是近似的说法，实际上采用的坐标为 (θ, φ) ，图片中心的 $(\theta, \varphi) = (0, 0)$ ，图片边缘为 ± 15 度（这里的多少度在数据预处理的时候确定），那么 FFT 后得到的 $k\omega$ diagram 的 k 的每像素对应于 $l = 360^\circ k / 30^\circ$ 。 l 是驻波在日面的节线数目，一般会将一块区域里面的波数 k 转换到整个日面上的 l ，因为对于不同大小的日面区域来讲， k

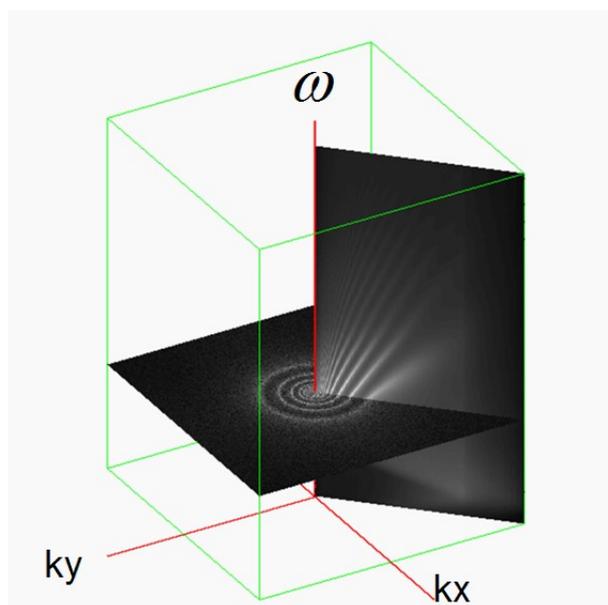


图 2.13: 三维傅里叶变换后的波数频率域数据

的单位是这个区域的波数，将其换为全日面的波数可以比较统一。在角度不大时， $\sin(x)$ 近似于 x ，所以在 ± 15 度的小区域中，可以近似看作是直角坐标。当数据涉及很大球面度甚至全日面（当然目前观测只能看到半个日面）的时候，这种近似将会失效。在球面坐标系中，与直角坐标系中的傅里叶变换对应的是球谐函数。直角坐标空间域通过傅里叶变换转至 \cos 或 \sin 级数构成的正交系以研究空间周期，球面上的函数分布则通过傅里叶变换转成式 (2.13) 的形式，这同样也是具有正交性质的坐标基，这里就不展开了。

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = (i)^{m+|m|} \sqrt{\frac{(2l+1)(l-|m|)!}{(4\pi)(l+|m|)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\varphi} \quad (2.13)$$

2.4 几种滤波方法

滤波函数 (filter) 是乘在波数频率域上的数组，相当于是权重 (weight)，用以滤掉或者凸显特定的频率和波段。滤波函数不是乘在实部和虚部平方和之后的功率谱上，而是分别直接乘在做过 FFT 的实部和虚部上，然后再将被滤波函数改变过的实部、虚部通过逆傅里叶变换转回到通常的时间空间域，这样便完成了滤波的过程。

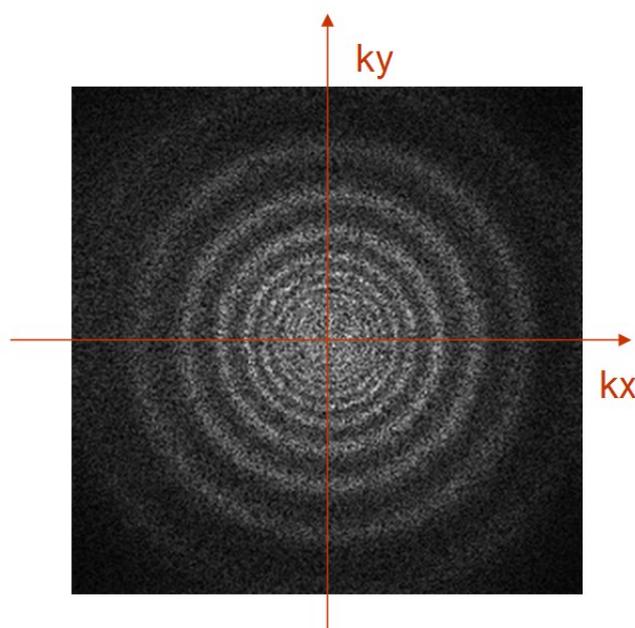


图 2.14: $\omega = 3.33mHz$ 处的 (k_x, k_y) 平面环图

通俗来说，滤波就是把不想要的波段乘以 0，感兴趣需要留下的波段乘以 1，中间用 Hann window^[104]过度以避免一些副效应的影响。所谓 Hann window 就是用 $0.5 + 0.5 \times \cos(0 \sim \pi)$ 实现 $1 \sim 0$ 的过渡。

2.4.1 频率滤波

时间频率低于 1.5 mHz 的信号主要是日面流动信息，我们使用一个在 1.5 mHz 到 2.0 mHz 的 Hann window 将其滤掉。预处理后的数据便不包括时间频率低于 1.5 mHz 的信号。1.5~2.0 mHz 表示 Hann window 的带宽是 0.5 mHz。

一般来讲，有三种滤波：

1) 低通滤波，即滤掉高频信息。一个带宽为 ω_{width} ，低频为 ω_{min} 的 Hann window 低通滤波器会保留频率在 ω_{min} 以下的信息，滤掉频率在 $\omega_{min} + \omega_{width}$ 以上的信息。在一维 FFT 后的频率域中，每像素对应于 $d\omega = \frac{1}{N\Delta} Hz$ 。对于格点 i （为数组下标），对应的频率为 $\omega[i] = d\omega \times i$ 。滤波函数为 $N+1$ 元的向量，其第 i 个元的权重应为：

a) 如果 $\omega[i] \geq \omega_{min} + \omega_{width}$ ， $filter[i] = 0$ ；

b) 如果 $\omega_{min} < \omega[i] < \omega_{min} + \omega_{width}$ ， $filter[i] = 0.5 + 0.5\cos(\frac{\omega[i]-\omega_{min}}{\omega_{width}}\pi)$

c) 如果 $\omega[i] \leq \omega_{min}$, $filter[i]=1.0$ 。

2) 带通滤波, 即滤掉频率不在某一频率范围内的信号。一个带宽为 ω_{width} , 频率范围为 $\omega_{min} - \omega_{max}$ 的Hann window 带通滤波器会保留频率在 $\omega_{min} - \omega_{max}$ 之间的信息, 滤掉频率在 $\omega_{min} - \omega_{width}$ 以下以及频率在 $\omega_{max} + \omega_{width}$ 以上的信息。滤波函数的第 i 个元的权重应为:

a) 如果 $\omega[i] < \omega_{min} - \omega_{width}$ 或者 $\omega[i] > \omega_{max} + \omega_{width}$, $filter[i] = 0$;

b) 如果 $\omega_{min} - \omega_{width} < \omega[i] < \omega_{min}$, $filter[i] = 0.5 + 0.5\cos(\frac{\omega_{min}-\omega[i]}{\omega_{width}}\pi)$

c) 如果 $\omega_{max} \leq \omega[i] \leq \omega_{max} + \omega_{width}$, $filter[i] = 0.5 + 0.5\cos(\frac{\omega[i]-\omega_{max}}{\omega_{width}}\pi)$

d) 如果 $\omega_{min} < \omega[i] < \omega_{max}$, $filter[i]=1.0$ 。

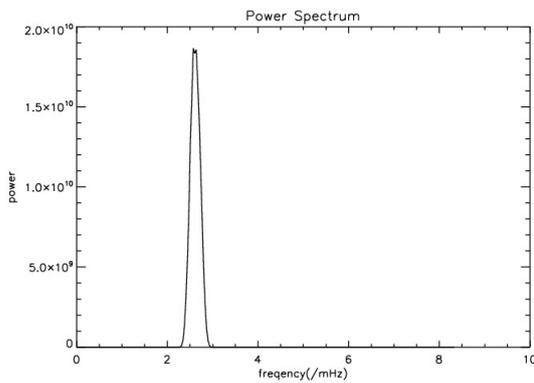
3) 高通滤波, 滤掉频率低于某一频率的信号。一个带宽为 ω_{width} , 高频为 ω_{max} 的Hann window 高通滤波器会保留频率在 ω_{max} 以上的信息, 滤掉频率在 $\omega_{max} - \omega_{width}$ 以下的信息。滤波函数的第 i 个元的权重应为:

a) 如果 $\omega[i] \leq \omega_{max} - \omega_{width}$, $filter[i] = 0$;

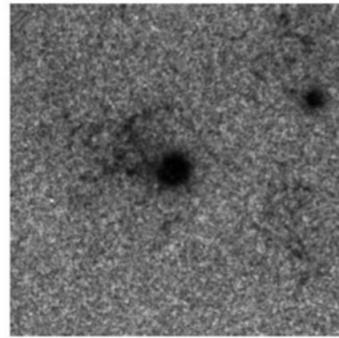
b) 如果 $\omega_{max} - \omega_{width} < \omega[i] < \omega_{max}$, $filter[i] = 0.5 + 0.5\cos(\frac{\omega_{max}-\omega[i]}{\omega_{width}}\pi)$

c) 如果 $\omega[i] \geq \omega_{max}$, $filter[i]=1.0$ 。

如图 2.15所示, 左图是经过带通滤波后的频率谱, 右图是经过逆傅里叶变换回时间空间域 xyt 后得到的声波能量图。



(a)



(b)

图 2.15: 图a为带通滤波后的频率谱, $\omega_{min} = \omega_{max} = 3.3 \text{ mHz}$, $\omega_{width} = 0.5 \text{ mHz}$; 图b为对应的带通滤波后的声波能量图

值得注意的是 5.4 mHz 是日震波的截断频率 (cut-off frequency), 高于这

个频率的振荡不会在太阳内部形成稳定的驻波，而是直接耗散掉。因此在做 CCF 求 time-distance diagram 之前一般会滤掉 5.0 mHz 以上的高频，以免掺杂其中，降低信噪比（signal to noise, S/N），或者产生其他副作用。

2.4.2 方向滤波

与频率域的滤波一样，在 $k_x k_y \omega$ -domain 做滤波也会将具有某种共同时空特征的波凸显出来，以服务于特定的研究目的。

为了将沿特定方向传播的波包（wave packet）分离出来，我们需要在 $k_x k_y$ 平面上做方向滤波（direction filter）。由于沿某一方向的传播有正负，需要考虑时间的方向，因此方向滤波不仅仅是 $k_x k_y$ -domain 中的问题，而是需要置于 $k_x k_y \omega$ -domain 中解决。以 Y 方向（南北方向）为例，在 $k_x k_y$ -domain 中这些波应当在 k_y 轴附近，通常会给一个半宽（距 k_y 轴的最大夹角，如 15° ）作为滤波的范围，与 k_y 轴夹角从 $0^\circ \sim 15^\circ$ 做 1 ~ 0 的 Hann window。

具体来说，对于坐标点 $P(k_x, k_y)$ ，我们可以求射线 OP 与 k_y 轴夹角 $a = \arctan(k_x/k_y)180/\pi$ 度（与 k_x 轴夹角 $a = \arctan(k_y/k_x)180/\pi$ 度），然后此点的滤波函数权重为 $0.5 + 0.5 \cos(\pi a/15)$ 。坐标原点 O ($k_x = k_y = 0$) 的功率为 0，所以此点赋值为 0 或者 1 是没有影响的。将这个滤波函数乘在不同 ω 的每一幅 $k_x k_y$ 上（实部虚部分别乘， ω 的正负也都要乘），逆傅里叶变换回 xyt-domain，这样便完成了不区分向北或向南传播的波的方向滤波。如图 2.17 为不区分正负方向的方向滤波器以及方向滤波后的声波能量图。

我们一般感兴趣的是沿单向而非正负双向传播的波。由于 FFT 到 $k_x k_y \omega$ -domain 时， e 指数为 $(k_x x + k_y y + \omega t)$ ，因此沿 +Y 方向传播的波对应于 $k_x \times \omega$ 取负区间，沿 -Y 的反之对应于 $k_x \times \omega$ 取正区间。

如图 2.17^[86]为活动区 NOAA9062 经过 +Y 方向或 -Y 方向滤波后的声波能量图。沿着波传播的方向，黑子后方的振波能量减少，显示了黑子对日震波的影响。

2.4.3 相速度滤波

将具有共同速度的波包（wave packet）分离出来在日震研究中具有重要的意义。不同速度的波包沿不同路径深入太阳内部，携带了太阳内部不同深度的信息。

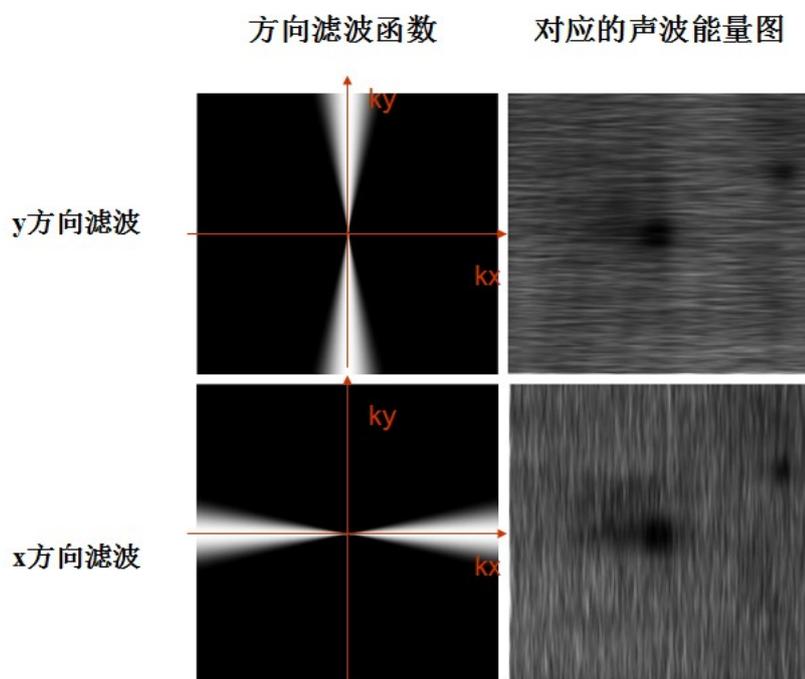


图 2.16: 不区分正负方向的滤波器（左图）以及方向滤波后的声波能量图（右图）

如图 2.18 (a) 给出了一个相速度滤波的示意图，与方向滤波类似，这个滤波函数具有特定的中心速度和用于做 Hann window 的半宽。一般中心速度对应的斜率以 3.33 mHz （5 分钟振荡对应的是 3.33 mHz ，在同一个工作中把这个数值统一就好）对应的 l 代表，比如做 $l = 300$ 的相速度滤波，那么中心速度对应于过原点和点 $(l, \omega) = (300, 3.33 \text{ mHz})$ 这条射线的斜率。前面我们提到，30 度边长的区域，其 k 与 l 的关系为 $l = 12k$ ，那么 $l = 300$ 对应于 $k = 300/12$ 。另外， $l = 300$ 说明这个波绕太阳一周被日面反射了 300 次，即一个周期它经过了 $2\pi/300$ 的弧度。此时，中心相速度（phase velocity）可以换算为 $phv_0 = 2\pi\omega/l = 2\pi(3.33 \text{ mHz})/300 \text{ rads}^{-1} = 6.98 \times 10^{-5} \text{ rads}^{-1}$ 。Hann window 的半宽设为 $phv_{width} = 2.91 \times 10^{-5} \text{ rads}^{-1}$ ^[86]。具体来说，对于点 (k_x, k_y, ω) ， $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ ，则此点的模式具有相速度 $phv(k_x, k_y, \omega) = 2\pi\omega/12k$ ，假设中心速度为 phv_0 ，半宽为 phv_{width} ，则此点的滤波函数的权重应为：

$$\text{如果 } |phv(k_x, k_y, \omega) - phv_0| \leq phv_{width}, \text{ filter}(k_x, k_y, \omega) = 0.5 + 0.5 \cos(phv(k_x, k_y, \omega) - phv_0)$$

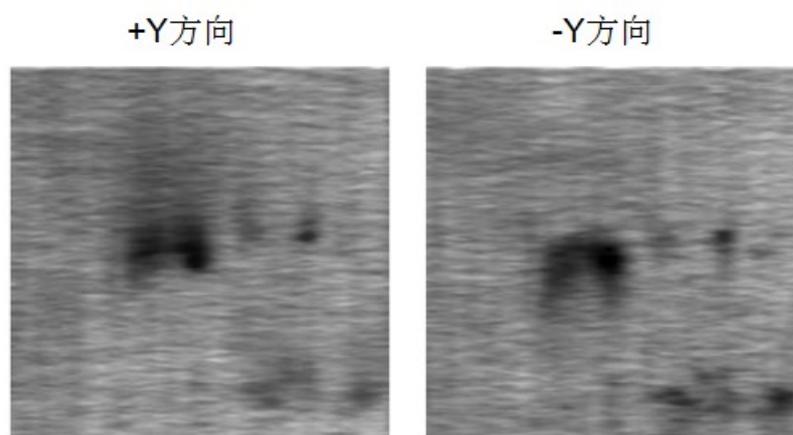


图 2.17: 正 Y 方向与负 Y 方向滤波后的声波能量图

$phv_0)\pi/phv_{width}$:

如果 $|phv(k_x, k_y, \omega) - phv_0| > phv_{width}$, $filter(k_x, k_y, \omega) = 0$ 。

图 2.18 (b) (c) 为经过上述相速度滤波以及正负 Y 方向的方向滤波后的声波能量图。

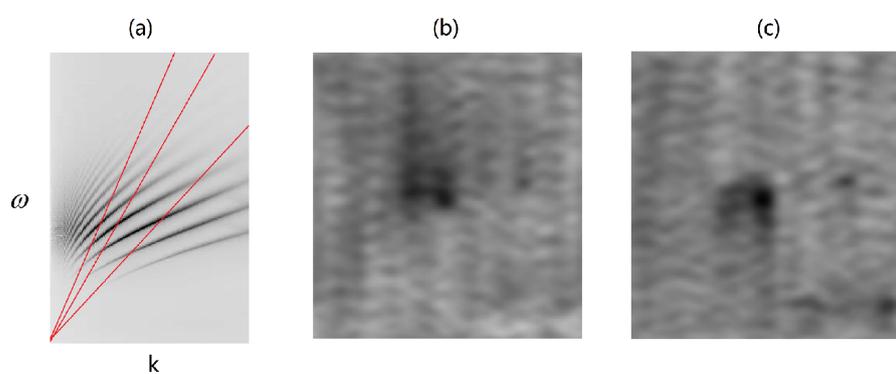


图 2.18: 相速度滤波函数示意图^[86], (a) 图为功率谱以及滤波函数示意图, 速度滤波函数的中心速度为 phv_0 、带宽为 phv_{width} , 三条线从上到下的相速度分别为 $phv_0 + phv_{width}$ 、 phv_0 、 $phv_0 - phv_{width}$; (b) 图为相速度滤波与正 Y 方向滤波后的声波能量图; (c) 图为相速度滤波与正 Y 方向滤波后的声波能量图

第三章 声波能量与矢量磁场的相关性

日震波在太阳内部传播时必然会与磁场发生相互作用，在活动区下方这种相互作用尤为强烈。从声波能量图中可以发现，太阳活动区日震波的能量明显低于宁静区。只有知道了日震波和各种磁结构是如何相互作用的，才能利用日震波探测太阳内部磁场结构的信息。

3.1 以往工作

近年来，日震波与太阳表面磁场的相互作用被越来越多的学者研究。Woods et al. (1981) [84]和Lites et al. (1982) [85]通过观测发现太阳黑子区域的 p 模振动能量小于宁静区。Hindman et al. (1998) [102]发现以日震波的截断频率 5.3 mHz 为界限，低于截断频率的日震波能量随着视向磁场强度的增加而降低；而高于截断频率的日震波能量，则随着视向磁场强度的增加而增加。Chou et al. (2009) [86, 90, 91]的一系列工作研究了导致磁场区域声波能量降低的三个可能原因：磁场对震波信号的吸收、辐射率降低以及局部抑制作用。Gosain et al. (2011) [105]利用 MDI/SOHO 的速度场数据、纵向磁场数据，以及高分辨率的 SP/*Hinode* 矢量磁场数据，研究了太阳黑子本影区域、半影区域的声波能量分别与磁场总强度 (B)、纵向磁场强度 (B_z)、横向磁场强度 (B_t) 以及磁倾角 θ 之间的关系。

研究声波能量与矢量磁场的关系是非常有意义的一项工作，因为一旦清楚了日震波与磁场结构相互作用的机制，就可以通过观测日震波来得到太阳表面活动区下层的结构，以期对其浮现或爆发进行预测。

3.2 观测数据

我们感兴趣的是矢量磁场与声波能量之间的关系。在我们进行这项工作的时候，HMI/SDO 的矢量磁场数据还没有正式发布，所以我们选择了 SP/*Hinode* 矢量磁场数据。为了对不同的仪器观测到的数据进行对比，我们对活动区的选择有以下要求：

- 1) HMI/SDO 和 SP/*Hinode* 对活动区的观测必须是同一时间段的；

- 2) 活动区尽可能的靠近日面中心, 以减少投影效应;
- 3) 活动区在我们选择的时间段内不能有剧烈的活动, 如爆发等, 应选择尽可能稳定的活动区。

表 3.1: HMI 速度场和单色像的活动区参数

| 活动区 (NOAA) | 观测时间范围 | 经度 | 纬度 | 观测时间跨度 (秒) |
|------------|-----------------------|------|-------|------------|
| 11084 | 2010年7月2日 10:15~16:39 | 1.15 | -19.1 | 512× 45 |
| 11092 | 2010年8月3日 12:00~18:24 | 1.95 | 12.58 | 512× 45 |

表 3.2: SP 磁场和单色像的活动区参数

| 活动区 (NOAA) | 观测时间范围 | 经度 | 纬度 |
|------------|-----------------------|------|-------|
| 11084 | 2010年7月2日 13:15~13:39 | 1.15 | -19.1 |
| 11092 | 2010年8月3日 15:00~15:24 | 1.95 | 12.58 |

我们研究了满足这三条要求的活动区 NOAA11084 与 NOAA11092。表格 3.1 和表格 3.2 列出了我们选择的活动区的位置以及出现时间。HMI 的数据观测时间范围的中心点与 SP 的数据观测时间范围的中心点一致。单色像数据是用来进行数据对齐的。

3.2.1 SP/*Hinode* 矢量磁场数据

搭载在 *Hinode* 上的光谱偏振仪 (Spectro-Polarimeter, 简称 SP) 的观测数据是目前矢量磁场数据中空间分辨率最高的, 也被认为是测量最精确的一种。它观测铁线 Fe 630.15 nm 和 Fe 630.25 nm, 光谱范围为 630.08 nm ~ 630.32 nm, 光谱分辨率为 30 mÅ, 扫描狭缝为 0.16" × 164"。SP 有四种图像扫描模式: 常规图像扫描 (图像分辨率为 0.16" $pixel^{-1}$)、快速图像扫描 (图像分辨率为 0.32" $pixel^{-1}$)、动力学图像扫描还有深度磁图扫描^[106]。

这里使用的是分辨率为 0.32" $pixel^{-1}$ 的磁图和单色像。图 3.1 所示为 NOAA 11084 的 SP 单色像以及矢量磁场数据。

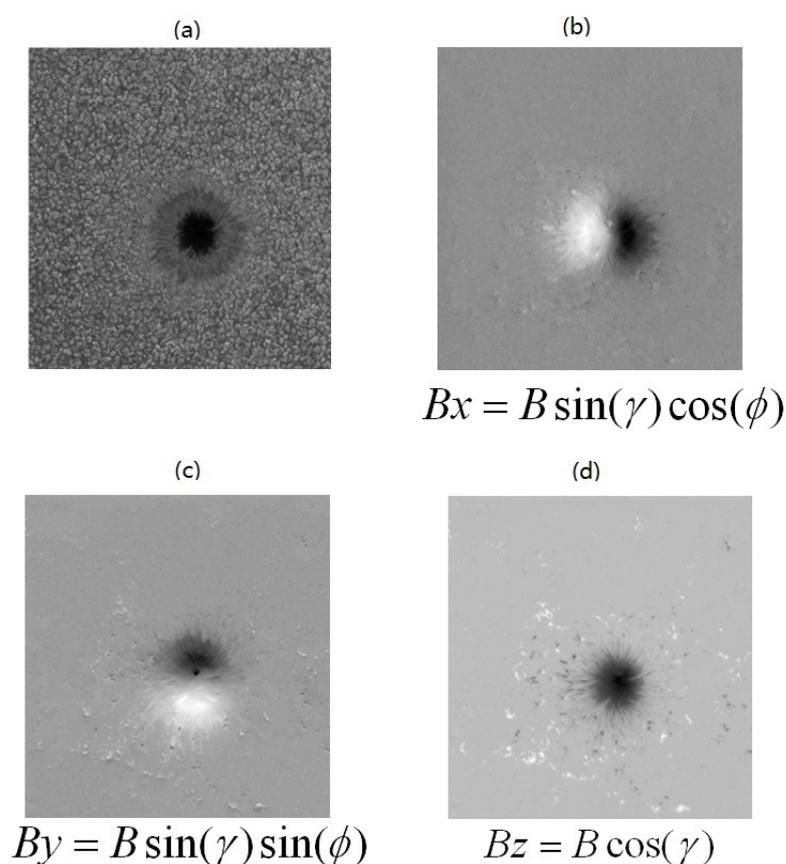


图 3.1: 进行了投影改正后的像素为 348×410 的 SP 数据: 图a为单色像, 图b为横向磁场的 x 分量, 图c为横向磁场的 y 分量, 图d为纵向磁场。其中 B 为总磁场强度, γ 为仰角, ϕ 为方位角。

3.2.2 HMI/SDO 日震学数据

HMI 的数据为每 45 秒拍摄一张的像素为 4096×4096 的全日面多普勒速度场, 以及每 45 秒拍摄一张的像素为 4096×4096 的全日面单色像。HMI 速度场数据的处理在 2.1.3 节中已经讲过, 这里就不赘述了。为与 SP/*Hinode* 对齐, 我们把 HMI 速度场使用时段的 HMI 单色像进行了平均, 以便与 SP 单色像比对。图 3.2 为平均后的 HMI 单色像以及由 HMI 速度场数据得出的声波能量图。

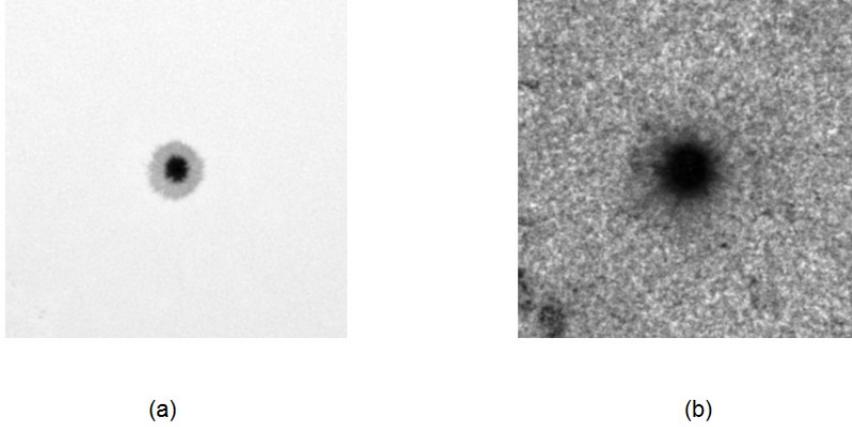


图 3.2: 图a为在时间方向上进行过平均的 HMI 单色像, 图b为声波能量图。图像大小为 658×658 像素, 分辨率为 $0.6'' \text{pixel}^{-1}$ 。

3.3 总声波能量与矢量磁场的相关性

我们将 SP 的单色像和 HMI 进行平均后的单色像对齐, 分辨率均调至 $0.6'' \text{pixel}^{-1}$, 切出 70×70 像素的黑子区域, 如图 3.3 所示。

使用如下公式,

$$\rho = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} (x[i] - \bar{x})(y[i] - \bar{y})}{\sqrt{(x[i] - \bar{x})^2} \sqrt{(y[i] - \bar{y})^2}} \quad (3.1)$$

计算了 HMI 的单色像与 SP 的单色像的相关度, 发现对于 NOAA 11084 活动区, 相关系数为 0.74 (如图 3.4), 对于 NOAA 11092 活动区, 相关系数为 0.80 (如图 3.5)。

HMI 的单色像与 SP 的单色像的相关系数并非 100% 的原因有: 不同仪器使用了不同谱线; HMI 的单色像是用 512 张单色像平均后的结果, 而 SP 单色像是短时间曝光的结果。但从另一个方面, 单色像之间非 100% 的相关性也表明, 其他物理量之间的相关性若达到或接近此值, 则说明此二物理量已非常相关。

将同样的对齐规则以及分辨率调整规则应用到 SP 的矢量磁场图以及 HMI 的声波能量图上, 并切出黑子区域, 则得到图 3.6。

图 3.7 为活动区 NOAA 11084 的总声波能量与矢量磁场各个分量的散点图。其中横向磁场强度 $B_t = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$, 磁场倾角 $\theta = \arccos(B_t/B)$ 。

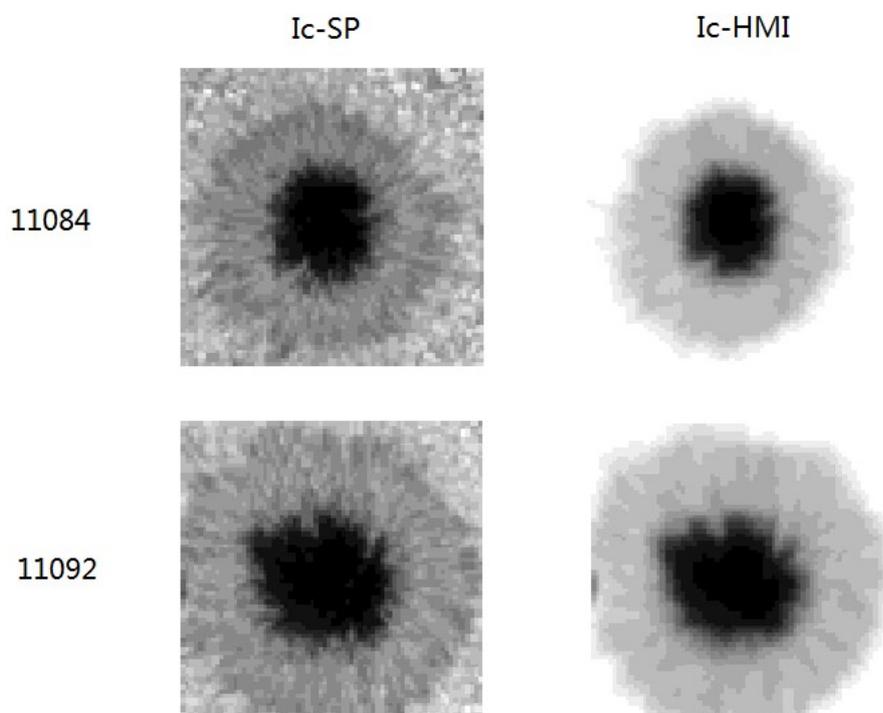


图 3.3: 对齐后分辨率调为一致的单色像：第一行为活动区NOAA 11084，第二行为活动区NOAA 11092，第一列为 SP 观测数据，第二列为 HMI 观测数据。

从图 3.7 可见，声波总能量随着总磁场强度的增大而降低，呈逆相关，相关系数（取了绝对值）为 0.917。有极个别的点在磁场强度很大时声波能量并不低，如图 a。在磁场强度为 2000 高斯左右会有一个小突起，以及极高磁场区域（大于 3000 高斯）具有高声波能量的翘尾巴现象。总声波能量随着磁场的各个分量均成逆相关趋势，其相关系数大小为： $\rho_B = 0.917 > \rho_{B_z} = 0.912 > \rho_\theta = 0.856 > \rho_{B_t} = 0.519$ 。

与声波能量与总磁场强度关系不同的是，总声波能量与纵向磁场强度的关系以及与磁倾角关系的散点图可以明显看出一个拐点，即在纵向磁场强度大于 1000 高斯，磁倾角大于 40 度时，总声波能量随着磁场强度以及磁倾角的增大，变化不明显，呈抑制状态。磁场倾角大于 40 度的点基本上在黑子本影，属于总磁场很强的区域，所以这些点的总声波能量都很低。

总声波能量与横向磁场强度的关系却呈两条曲线：一条总声波能量随着

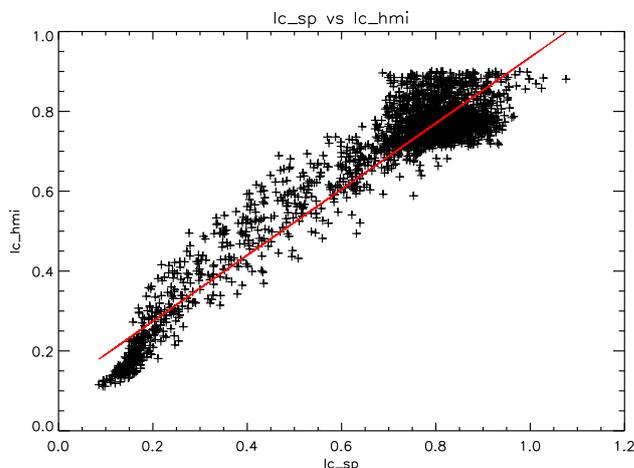


图 3.4: 活动区 11084 的 SP 单色像和 HMI 单色像相关散点图: 横轴为 SP 观测, 纵轴为 HMI 观测, 相关度为 0.74。

横向磁场强度的增大而降低; 一条总声波能量随着横向磁场强度的增大变化不大, 呈抑制状态。这是因为黑子本影区总磁场强度很大, 其横向磁场强度的大小取决于磁倾角, 但不论其横向磁场强度大小, 总声波能量总是很小的 (总声波能量与横向磁场强度关系的第二条曲线), 与 Gosain (2011) 的研究一致^[105]。

对于活动区 11092, 可以得到类似的关系, 如图 3.8 所示。不同的是活动区 11092 的总声波能量与 B, B_z, θ 关系中翘尾巴现象更加严重。在磁场强度极强的区域, 对磁场和速度场观测的可信度会降低, 因此, 对于在极高磁场区域的声波能量现象, 是由于观测的误差而导致的, 还是真实的物理现象, 还有待进一步研究。但不可否认的是, 在极强磁场区域, 现在的测量的可信度并不高。

3.4 分频声波能量与矢量磁场的相关性

使用同样的方法将经过不同带通频率滤波 (带通滤波函数的设置如表格 3.3 所示, 带通滤波后的声波能量如图 3.9 所示) 后的一系列声波能量图与磁场的各个分量进行比较, 得到图 3.10。此处为活动区 11084 的分频率滤波后的声波能量与矢量磁场各个分量的散点关系, 活动区 11092 与此类似。

分频声波能量与磁场各个分量关系的散点图大体上与总声波能量与磁场各个分量的散点图类似。但是, 不同的是: 1) 在频率小于截断频率之下, 强磁

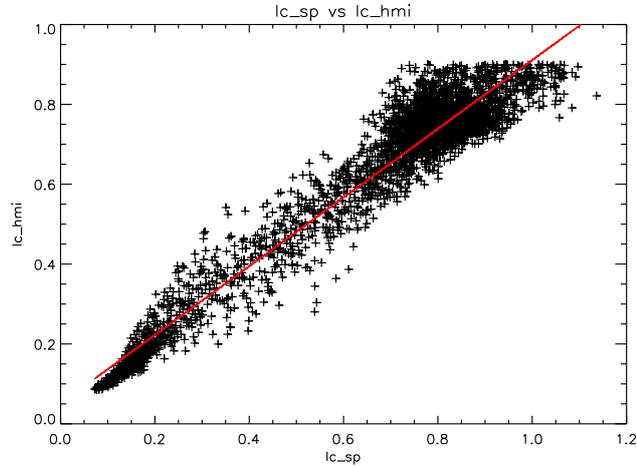


图 3.5: 活动区 11092 的 SP 单色像和 HMI 单色像相关散点图: 横轴为 SP 观测, 纵轴为 HMI 观测, 相关度为 0.80。

场区域的高声波能量现象不明显, 高频情况下, 强磁场区域的高声波能量现象十分明显; 2) 随着频率的增高, 分频声波能量随横向磁场强度关系的两条曲线变成一条, 即线形关系得到增强。

我们将分频声波能量与磁场各个分量相关系数值绘制成了两张图: 如图 3.11 (活动区11084) 和图 3.12 (活动区11092)。

这两张图显示了: 总声波能量与磁场各个分量的相关度一般来说是大于分频声波能量与磁场各个分量的相关度, 只有在高频区域的声波能量与横向磁场的相关度大于声波能量与横向磁场的相关度。从低频到高频, 分频率的声波能量与 B 、 B_z 、 θ 的相关度先小幅度上升再大幅度下降; 而与 B_t 的相关度却先小幅度下降再大幅度上升, 并且高频的声波能量与横向磁场的相关度明显大于高频的声波能量与 B 、 B_t 、 θ 的相关度。

这些结果似乎显示, 低频声波能量更受 B 、 B_z 、 θ 的调制, 高频声波能量则受 B_t 的调制。这种分频相关系数的比较还未在文献中查到, 而这一现象的物理机制还有待进一步的讨论。

3.5 小结

我们研究了两个活动区 NOAA 11084 和 NOAA 11092 的声波能量图分别与磁场总强度 (B)、纵向磁场强度 (B_z)、横向磁场强度 (B_t) 以及磁倾角 (θ)

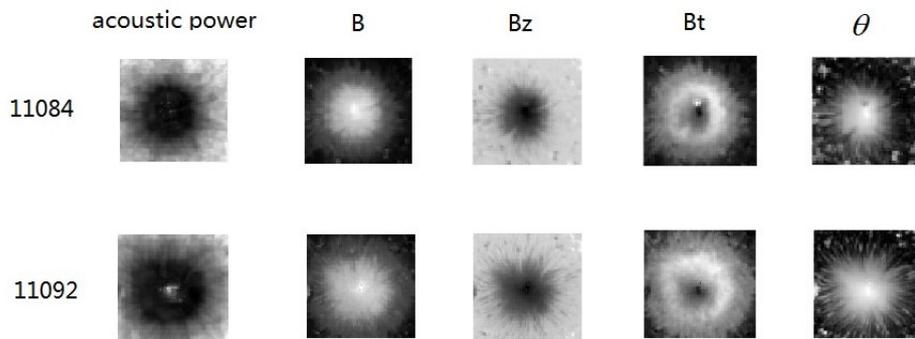


图 3.6: 对齐后分辨率调为一致的声波能量图以及磁场各个分量图: 第一行为活动区 11084, 第二行为活动区 11092; 第一列为总声波能量图, 第二列为总磁场强度, 第三列为纵向磁场强度, 第四列为横向磁场, 第五列为磁场倾角。

之间的关系, 并进一步研究了频率滤波后的声波能量图分别与 B 、 B_z 、 B_t 、 θ 之间的关系。我们发现:

1) 不论是总声波能量还是分频声波能量, 总有随着磁场 (各个分量) 的增大而降低的趋势;

2) 总磁场强度极强的区域会出现异常的较高声波能量;

3) 总的声波能量与磁场的相关度大小比较总是: $\rho_B > \rho_{B_z} > \rho_\theta > \rho_{B_t}$; 磁场数据用磁通密度或用磁场强度区别不大。

4) 从低频到高频, 分频率的声波能量与 B 、 B_z 、 θ 的相关度先小幅度上升再大幅度下降; 而与 B_t 的相关度却先小幅度下降再大幅度上升。这些结果似乎显示, 低频声波能量更受 B 、 B_z 、 θ 的调制, 而高频声波能量则受 B_t 的调制。

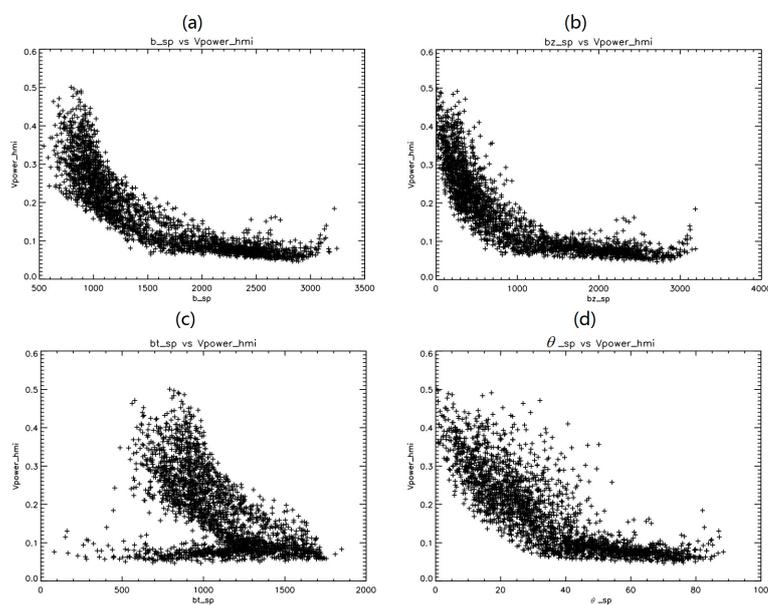


图 3.7: 活动区 11084 的总声波能量图与矢量磁场各个分量的散点关系图: 图 a 为声波能量与总磁场强度的关系; 图 b 为声波能量与纵向磁场强度的关系; 图 c 为声波能量与磁场倾角的关系; 图 d 为声波能量与横向磁场强度的关系。

表 3.3: SP 带通频率滤波函数参数

| 滤波函数编号 | ω_{max} (mHz) | ω_{min} (mHz) | ω_{width} (mHz) |
|--------|----------------------|----------------------|------------------------|
| 1 | 2.0 | 2.0 | 0.5 |
| 2 | 2.5 | 2.5 | 0.5 |
| 3 | 3.0 | 3.0 | 0.5 |
| 4 | 3.5 | 3.5 | 0.5 |
| 5 | 4.0 | 4.0 | 0.5 |
| 6 | 4.5 | 4.5 | 0.5 |
| 7 | 5.0 | 5.0 | 0.5 |
| 8 | 5.5 | 5.5 | 0.5 |
| 9 | 6.0 | 6.0 | 0.5 |
| 10 | 6.5 | 6.5 | 0.5 |
| 11 | 7.0 | 7.0 | 0.5 |
| 12 | 7.5 | 7.5 | 0.5 |

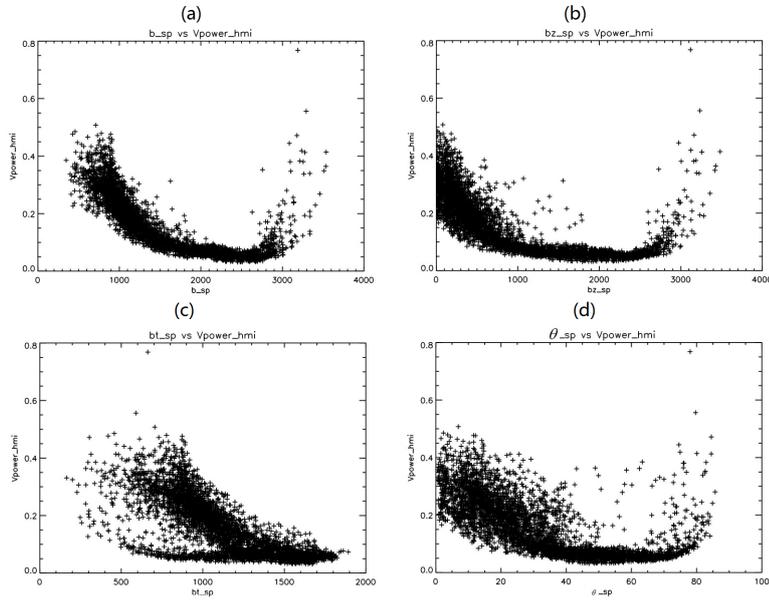


图 3.8: 活动区 11092 的总声波能量与矢量磁场各个分量的散点关系图: 图a为声波能量与总磁场强度的关系; 图b为声波能量与纵向磁场强度的关系; 图c为声波能量与磁场倾角的关系; 图d为声波能量与横向磁场强度的关系。

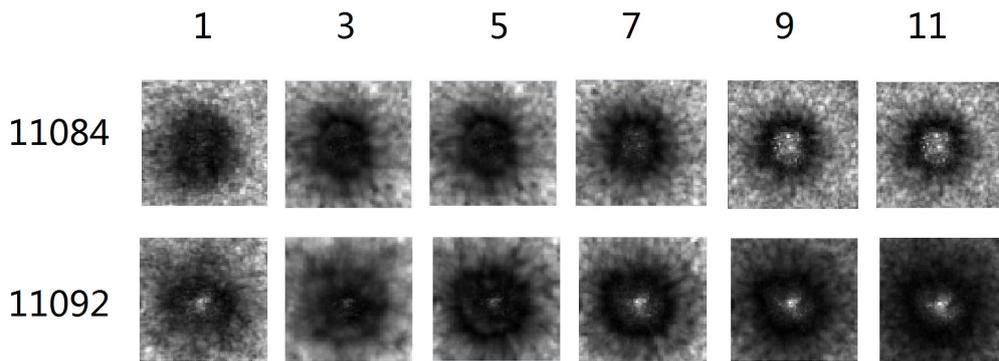


图 3.9: 带通滤波后的声波能量图: 第一行为活动区 11084, 第二行为活动区 11092; 从左到右的六列分别为通过 1、3、5、7、9、11 号滤波函数后的声波能量图。

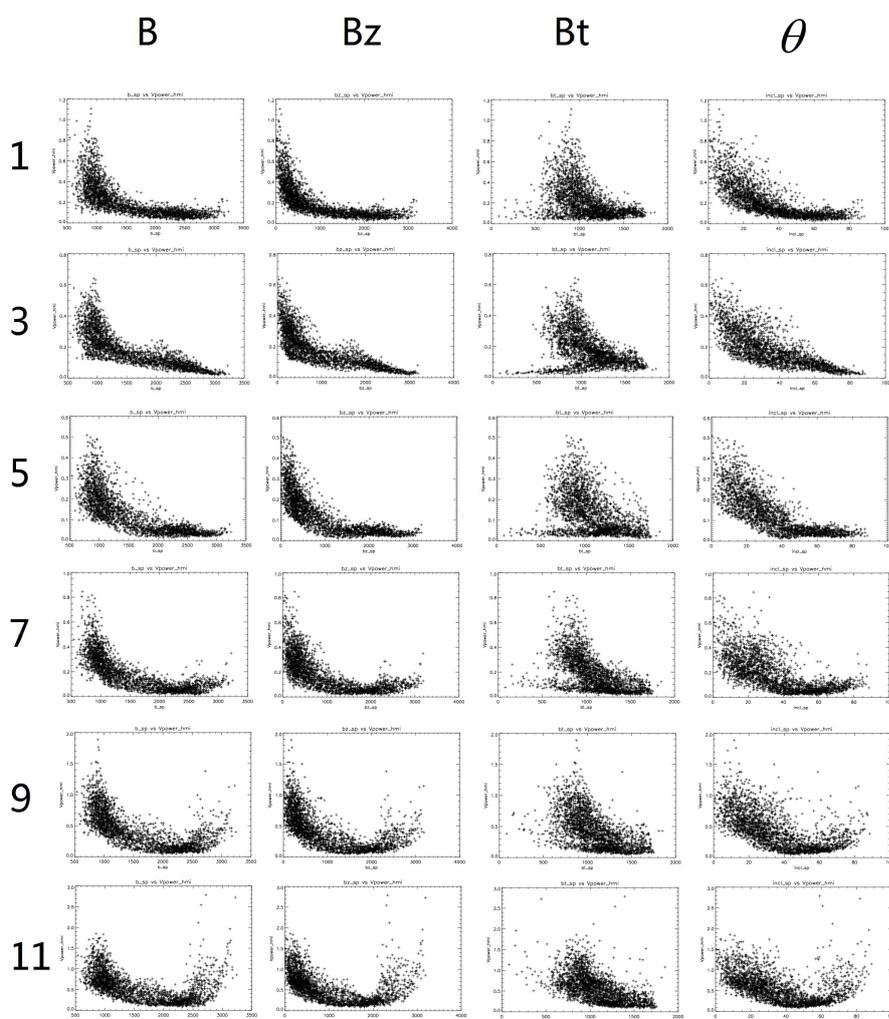


图 3.10: 活动区 11084 的分频率滤波后的声波能量与矢量磁场各个分量的散点关系: 从左到右的四列散点图依次为分频率滤波后的声波能量与总磁场强度的关系、与纵向磁场强度的关系、与横向磁场强度的关系以及与磁场倾角的关系; 从上到下的六行散点图依次为通过 1、3、5、7、9、11 号滤波函数后的声波能量图与磁场的各个分量的关系。

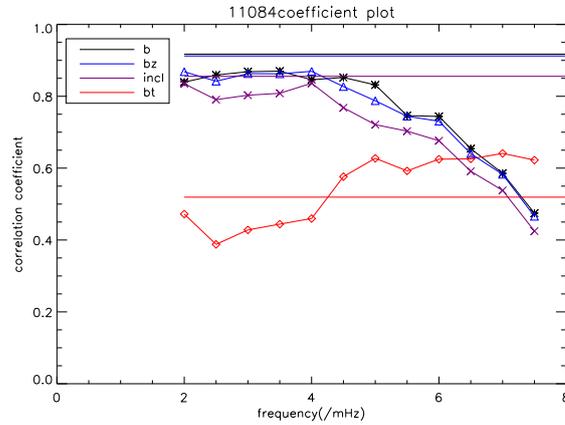


图 3.11: 活动区 11084 总声波能量与磁场各个分量相关系数（直线）以及分频声波能量与磁场各个分量相关系数（曲线）随分频频率变化图。其中黑色星号表示声波能量与总磁场强度的相关系数，蓝色三角表示与纵向磁场强度，紫色叉号表示与磁场倾角，红色菱形表示与横向磁场。

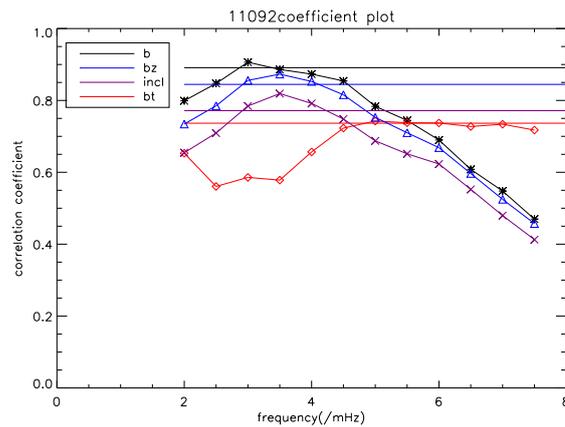


图 3.12: 与图3.11类似，只是针对活动区 11092。

第四章 总结与展望

日震学的研究已取得长足的进展，虽然对声波与磁场相互作用的研究还有待深入，而我的日震学学习和研究则更是刚刚起步。

在短短的硕士学习阶段，我从对科研和日震学一无所知，到掌握了日震学的一些相关知识，写出了一篇《日震学研究进展》综述文章（第一章），学会了日震学中的一些数据处理方法和技巧（第二章），到开展了一些初步的科研工作（第三章），步伐虽小，却也是心怀喜悦。

我们的研究工作（第三章）虽已取得初步结果，但还有以下可以发展的方向：

- （1）用HMI的矢量磁场观测替代SP的矢量磁场，看相关系数有无变化；
- （2）研究从日面中心到边缘的变化；
- （3）看类似的规律是否在数值模型（如Rempel 2009, 2012）^[107, 108]中出现。

参考文献

- [1] Plaskett, H.H., 1916, *The Astrophysical Journal*, 43, 145.
- [2] Hart, A.B., 1954, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 114, 17.
- [3] Hart, A.B., 1956, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 116, 38.
- [4] Leighton, R.B., 1960, *International Astronomical Union*, 12, 321.
- [5] Leighton, R.B., Noyes, R.W., & Simon, G.W., 1962, *The Astrophysical Journal*, 135, 474.
- [6] Ulrich, R.K., 1970, *The Astrophysical Journal*, 162, 933.
- [7] Leibacher, J.W., & Stein, R.F., 1971, *The Astrophysical Journal*, 7, 191.
- [8] Deubner, F.L., 1975, *Astronomy and Astrophysics*, 44, 371.
- [9] Claverie, A., Issak, G.R., Mcleod, C.P., van der Raay, H.B., & Cortes, T.R., 1979, *Nature*, 282, 591.
- [10] Scherrer, P.H., Bogart, R.S., Bush, R.I., Hoeksema, J.T., & Kosovichev, A.G. et al., 1995, *Solar Physics*, 162, 129.
- [11] Kosovichev, A.G., 2009, *AIP Conference Proceedings*, 1170, 547.
- [12] Domingo, V. et al., 1995, *Solar Physics*, 162, 1.
- [13] Leibacher, J.W., & the GONG Project Team, GONE 1994: Helio- and Asteroseismology, eds. Ulrich R, & Rhodes E, 1995, *Dappen W. ASP Conf. Series*, 76, 381.
- [14] Harvey, J.W., Hill, F., Hubbard, R., Kennedy, J.R., & Leibacher, J.W. et al., 1996, *Science*, 272, 1284.

- [15] Harvey, J.W., 1995, *Solar Physics*, 376, 9.
- [16] Chou, D.Y., Sun, M.T., & Huang, T.Y., 1995, *Solar Physics*, 160, 237.
- [17] Borrero, J.M., Tomczyk, S., Norton, A., Darnell, T., & Schou, J. et al., 2007, *Solar Physics*, 240, 177.
- [18] Rachel, H., 2008, *Advances in Space Reserch*, 846, 854.
- [19] Ledoux, P., & Walraven, T., 1958, *Handbuch der Physik*, 51, 353.
- [20] Christensen-Dalsgaard, J., 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1073.
- [21] Bahcall, J.N., Serenelli, A.M., & Basu, S., 2005, *The Astrophysical Journal*, 621, L85.
- [22] Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D.O., & Thompson, N.J., 1991, *The Astrophysical Journal*, 378, 413.
- [23] Robinson, F.J., Demarque, P., & Li, L.H. et al., 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 340, 923.
- [24] Dziembowski, W.A., Goode, P.R., Pamyatnykh, A.A., & Sienkiewicz, R., 1994, *The Astrophysical Journal*, 432, 417.
- [25] Antia, H.M., & Basu, S., 1994, *Astronomy and Astrophys*, 107, 421.
- [26] Spiegel, E.A., & Zahn, J.P., 1992, *Astronomy and Astrophys*, 265, 106.
- [27] Basu, S., & Antia, H.M., 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 287, 189.
- [28] Basu S. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298, 719.
- [29] Kosovichev, A.G., Christensen-Dalsgaard, J., Däppen, W. et al., 1992, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 259, 536.
- [30] Antia, H.M., Basu, S., 1994b, *The Astrophysical Journal*, 426, 810.
- [31] Basu, S., Antia, H.M., 2004, *The Astrophysical Journal*, 606, L85.

-
- [32] Elsworth, Y., Howe, R., Isaak, G.R., McLeod, C.P., New, R., 1990, *Nature*, 347, 536.
- [33] Parker E., 1993, *The Astrophysical Journal*, 408, 707.
- [34] Thompson, M.J., Toomre, J., Anderson, E. et al., 1996, *Science*, 272, 1300.
- [35] Schou, J., Bogart, R.S., 1998, *The Astrophysical Journal*, 504, L131.
- [36] Howard, R., Labonte, B.J., 1980, *The Astrophysical Journal Letters*, 239, L33.
- [37] Basu, S., Antia, H.M., 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 442.
- [38] Howe, R., Christensen-Dalsgaard, J., Hill, F. et al., 2000, *The Astrophysical Journal*, 533, L163.
- [39] Schou, J., 1999, *The Astrophysical Journal*, 523, L181.
- [40] Vorontsov, S.V., Christensen-Dalsgaard, J., Schou, J., Strakhov, V.N., Thompson, M.J., 2002, *Science*, 296, 101.
- [41] Libbrecht, K.G., Woodard, M.F., 1990, *Nature*, 345, 779.
- [42] Bhatnagar, A., Jain, K., Tripathy, S.C., 1999, *The Astrophysical Journal*, 521, 885.
- [43] Howe, R., 2008, *Advances in Space Reserch*, 41, 846.
- [44] Eff-Darwich, A., Korzennik, S.G., Jimenez-Reyes, S.J., Perez Hernandez, F., 2002, *The Astrophysical Journal*, 580, 574
- [45] Basu, S., Antia, H.M., Bogart, R.S., 2007, *The Astrophysical Journal*, 654, 1146.
- [46] Gizon, L., Birch, A.C., 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, 6.
- [47] Hill, F., 1988, *The Astrophysical Journal*, 333, 996.

- [48] Hindman, B.W., Gizon, L., Duvall, T.L., Haber, D.A., Toomre, J., 2004, *The Astrophysical Journal*, 613, 1253.
- [49] Patron, J., Hernandez, G., Chou, D.Y., the TON Team, 1998, *The Astrophysical Journal*, 506, 450.
- [50] Basu, S., Antia, H.M., Tripathy, S.C., 1999, *The Astrophysical Journal*, 512, 458.
- [51] Haber, D.A., Hindman, B.W., Toomre, J., Bogart, R.S., Thompson, M.J., Hill, F., 2000, *Solar Physics*, 192, 335.
- [52] Haber, D.A., Hindman, B.W., Toomre, J., Bogart, R.S., Larsen, R.M., Hill, F., 2002, *The Astrophysical Journal*, 570, 855.
- [53] Duvall, T.L.Jr., Jefferies, S.M., Harvey, J.W., Pomoerantz, M.A., 1993, *Nature*, 362, 430.
- [54] Duvall, T.L.Jr., D'Silva, S., Jefferies, S.M., Harvey, J.W., Schou, J., 1996, *Nature*, 379, 235.
- [55] Beck, J.G., Gizon, L., Duvall, T.L.Jr., 2002, *The Astrophysical Journal*, 575, L47.
- [56] Giles, P.M., Duvall, T.L.Jr., Scherrer, P.H., Bogart, R.S., 1997, *Nature*, 390, 52.
- [57] Chou, D.Y., Dai, D.C., 2001, *The Astrophysical Journal*, 559, L175.
- [58] Zhao, H, Chou, D.Y., Yang, M.H., Liang, Z.C., Sun, M.T., 2011, *Solar Physics*, 268, 363.
- [59] Chang, H.K., Chou, D.Y., LaBonte, B., the TON Team., 1997, *Nature*, 389, 825.
- [60] Lindsey, C., Braun, D.C., 1997, *The Astrophysical Journal*, 485, 895.
- [61] Lindsey, C., Braun, D.C., 2000, *Solar Physics*, 192, 261.

-
- [62] Lindsey, C., Braun, D.C., 2004, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 155, 209.
- [63] Kosovichev, A.G., Duvall, T.L.Jr., Scherrer, P.H., 2000, *Solar Physics*, 192, 159.
- [64] Schou, J., Antia, H.M., Basu, S. et al., 1998, *The Astrophysical Journal*, 505, 390.
- [65] Bahcall, J.N., Pinsonneault, M.H., Basu, S., Christensen-Dalsgaard, J., 1997, *Physical Review Letters*, 78, 171.
- [66] Zhao, J., Kosovichev, A.G., 2004, *The Astrophysical Journal*, 603, 776.
- [67] Lindsey, C., Braun, D.C., 2000, *Science*, 287, 1799.
- [68] Durney, B.R., 1975, *The Astrophysical Journal*, 199, 761.
- [69] Spruit, H.C., 2003, *Solar Physics*, 213, 1.
- [70] Basu, S., Antia, H.M., 2010, *The Astrophysical Journal*, 717, 488.
- [71] Duvall, T.L.Jr., 1979, *Solar Physics*, 63, 3.
- [72] Hathaway, D.H., 1996, *The Astrophysical Journal*, 460, 1027.
- [73] Roth, M., Stix, M., 2008, *Solar Physics*, 251, 77.
- [74] Basu, S., Antia, H.M., 1999, *The Astrophysical Journal*, 525, 517.
- [75] Zhao, J.W., Kosovichev, A.G., 2003, *The Astrophysical Journal*, 591, 446.
- [76] Knoska, S., 1975, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 26, 151.
- [77] Tokman, M., Bellan, P.M., 2002, *The Astrophysical Journal*, 567, 1202.
- [78] Brown, D.S., Nightingale, R.W., Alexander, D., Schrijver, C.J., Metcalf, T.R., Shine, R.A., Title, A.M., Wolfson, C.J., 2003, *Solar Physics*, 216, 79.

- [79] Lopez Fuentes, M.C., Demoulin, P., Mandrini, C.H., Pevtsov, A.A., van Driel-Gesztelyi, L., 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 397, 305.
- [80] Komm, R., Howe, F., Gonzalez Hernandez, I., Hill, F., Sudol, J., Toner, C., 2004b, in SOHO 14-GONG 2004, Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future, ed. D. Danesy (ESA SP-559; Noordwijk: ESA), 158.
- [81] Ilonidis, S., Zhao, J.W., Kosovichev, A., 2011, *Science*, 333, 993.
- [82] Zhao, J., 2007, *The Astrophysical Journal Letter*, 664, L139.
- [83] Gizon, L., Birch, A.C., Spruit, H.C., 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 48, 289.
- [84] Woods, D.T., Cram, L.E., 1981, *Solar Physics*, 69, 233.
- [85] Lites, B.W., White, O.R., Packman, D., 1982, *The Astrophysical Journal*, 253, 386.
- [86] Chou, D.Y., Liang, Z.C., Yang, M.H., Sun, M.R., 2009, *Solar Physics*, 255, 39.
- [87] Hollweg, J.V., 1988, *The Astrophysical Journal*, 335, 1005.
- [88] Cally, P.S., Bogdan, T.J., 1993, *The Astrophysical Journal*, 402, 721.
- [89] Parchevsky, K.V., Kosovichev, A.G., 2007, *The Astrophysical Journal*, 666, L53.
- [90] Chou, D.Y., Liang, Z.X., Yang, M.H., Zhao, H., Sun, M.T., 2009, *The Astrophysical Journal*, 696, L1.
- [91] Chou, D.Y., Yang, M.H., Zhao, H., Liang, Z.X., Sun, M.T., 2009, *The Astrophysical Journal*, 706, 909.
- [92] Zhao, H., Chou, D.Y., Yang, M.H., 2011, *The Astrophysical Journal*, 740, 56.

- [93] Pinsonneault, M.H., Bahcall, J.N., 2000, *The Astrophysical Journal*, 529, 1084.
- [94] Rogers, F.J., Nayfonov, A., 2002, *The Astrophysical Journal*, 576, 1064.
- [95] Antia, H.M., Chitre, S.M., 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 289, L1.
- [96] Ahmad, Q.R., Allen, R.C., Andersen, T.C. et al., 2002, *Physical Review Letters*, 89, 011301.
- [97] Grec, G., Provost, J., Renaud, C., 2009, *Solar-Stellar Dynamos as revealed by Helio- and Asteroseismology ASP, Conference Series*, 416, 321.
- [98] Gabriel, A.H., Baudin, F., Boumier, P. et al., 2002, *Astronomy and Astrophys*, 390, 393.
- [99] Garcia, R.A., Jimenez, A., Mathur, S. et al., 2008, *Astronomische Nachrichten*, 329, 476.
- [100] Woch, J., Gizon, L., 2006, *Astronomische Nachrichten*, 88, 789.
- [101] Braun, D.C., Lindsey, C., Fan, Y., Jefferies, S.M., 1992, *The Astrophysical Journal*, 392, 739.
- [102] Hindman, B.W., Brown, T.M., 1998, *The Astrophysical Journal*, 504, 1029.
- [103] Ladenkov, O.V., Hill, F., Egamberdiev, S.A., Chou, D.Y., 2002, *The Astrophysical Journal Letters*, 28, 411.
- [104] Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., 2007, *Cambridge University Press*
- [105] Gosain, S., Mathew, S.K., Venkatakrisnan, P., 2011, *Solar Physics*, 268, 335.
- [106] Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y. et al., 2008, *Solar Physics*, 249, 167.

-
- [107] Rempel, M., Schussler, M., Cameron, R.H., Knolker, M., 2009, *Science*, 325, 5937.
- [108] Rempel, M., 2012, *The Astrophysical Journal*, 750, 62.

发表文章目录

- [1] 李静, 张枚, 张洪起, “日震学研究进展”, 《天文学进展》, 2012, 第3期, 在印。

简 历

基本情况

李静，女，陕西省渭南市人，1987年2月出生，未婚

主要学习经历

2005年9月-2009年7月 西安交通大学 理学院 应用物理专业
学生兼班学习委员

2009年9月-2012年7月 中国科学院 国家天文台
硕士研究生兼国家天文台学生会学习部长

参加的学术活动和会议

1. 日震暑期培训班（2010年9月，北京）
2. 太阳活动重点实验室2011年会（2011年1月，北京）
3. 太阳活动重点实验室2012年会（2012年1月，北京）

发表科学论文

1. 李静，张枚，张洪起，“日震学研究进展”，《天文学进展》，2012，第3期，在印。

致 谢

经过三年研究生阶段的学习和研究，籍论文完成之际，我特向指导和帮助过我的老师、同学、同事、朋友及关心支持我的家人表示诚挚的谢意。

首先要感谢我的导师张枚研究员对我的耐心教诲，和一贯的关心爱护。您渊博的专业知识，严谨的治学态度，精益求精的工作作风，诲人不倦的高尚师德，严以律己、宽以待人的崇高风范，朴实无华、平易近人的人格魅力对我影响深远。

感谢我的导师张洪起老师对我的督促与指导，您严谨的治学态度、渊博的学识、一丝不苟的工作作风使我满怀敬意。

衷心感谢台湾清华大学周定一教授两年多以来对我的悉心指导，感谢汪景琇研究员对我的指点和帮助。你们独特的学术思维、热情待人的品质，不仅使我掌握了基本的研究方法，还使我明白了许多待人接物与为人处世的道理。

感谢研究生院所有的领导和老师，第一年的基础学习对我非常重要，感谢国家天文台的所有领导和老师，为我提供宝贵的学习机会和良好的研究环境，以及这难得的经历。

感谢我亲爱的同学们，在学习中我们相互帮助，互相激励和关心。感谢赵辉师兄，长久以来在学习上对我的指导和帮助，以及温骁同学在学习上对我的帮助和鼓励。感谢怀柔组以及学生会里的兄弟姐妹们对我的帮助。没有你们的帮助和支持是没有办法完成我的学位论文的，同窗之间的友谊永远长存。

感谢我所有的闺蜜们，你们伴我度过了无数的日日夜夜，带给我丰富多彩的休闲时光。

我还要感谢我的家人，这么多年来，是你们的支持和鼓励，支持着我前进，才使我能够顺利地完成学业。正是你们的关心和默默奉献，给我创造了优越的条件，使我在人生的道路上乐观向上、勇往直前。

最后我还要感谢我亲爱的祖国母亲，感谢党，更要感谢人民，能生活在这般太平盛世是我今生之大幸。