

Jets in the solar atmosphere

A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Astrophysics

By

Xiaohong Li

Supervisors: Professor Jun Zhang

and

Associate Professor Shuhong Yang

National Astronomical Observatories,
Chinese Academy of Sciences

May 2020

中国科学院大学
研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学
学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘要

作为太阳大气中常见的爆发活动之一，喷流不仅与耀斑、日冕物质抛射等其它太阳上的极端爆发活动有密切关联，而且在分析太阳磁场拓扑结构和演化、与波动的相互作用、加热局地日冕以及加速太阳风等方面都起着十分重要的作用。本文研究了太阳大气中的喷流，目标是揭示喷流的物理机制，了解喷流的运动学特征、能量转换过程、不稳定性以及喷流与其它太阳大气中的爆发活动的关系，最终得出喷流与太阳上大尺度开放磁场或者磁重联现象的对应关系。

利用太阳动力学天文台 (SDO)、太阳界面层成像光谱仪 (IRIS) 和新真空太阳望远镜 (NVST) 的高质量观测数据，我们详细研究了太阳大气中的喷流及其相关现象，取得了系列成果：(1) 利用 NVST 提供的太阳大气高分辨率观测数据，我们对暗条和喷流的详细作用过程进行了分析，第一次发现了磁螺度从缠绕暗条系统向喷流中转移的过程，这个过程解释了喷流的旋转运动，之后磁螺度随着日冕物质抛射传输到行星际空间中。(2) 利用 IRIS 的观测数据，我们发现了一种新现象——扎根于耀斑带上的喷流。我们对这种喷流的特征进行研究，并结合耀斑模型提出这种喷流的触发机制可能为色球蒸发。通过寻找类似耀斑事件和分析对应的 IRIS 光谱数据，我们发现喷流足点处的热的 Fe XXI 线表现为蓝移，而冷的 Si IV 线表现为红移，这正是色球蒸发的光谱特征，符合我们的解释。(3) 利用 IRIS 的高分辨率观测，我们对发生在 2015 年 6 月 12 日的一个喷流事件进行了细致的研究。在喷流演化过程中，我们第一次发现两股流的速度剪切引起开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的详细过程。(4) 通过研究 SDO 卫星观测到的发生在 2017 年 4 月 3 日的喷流以及 2016 年 7 月 23 日的喷流，我们进一步分析了喷流中的不稳定性。在喷流上升阶段，涡旋状结构是喷流和旁边亮结构之间的速度差驱动开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的表现；而下落时的涡旋状结构是因为物质流与周围日冕的密度和速度差驱动的瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性同时作用而形成的。(5) 在一个喷流事件中，我们不仅观测到由磁浮现和对消引起的暗条爆发形成了喷流，还发现喷流驱动了位于其足点附近的暗条爆发。通过这个事件，我们详细分析了从光球到色球、再到日冕的各种爆发活动是如何耦合在一起的。

本论文所取得的成果有助于提高人们对喷流动力学特征和不稳定性的认识,加深人们对喷流与其它爆发活动之间的关系的理解;有助于了解太阳磁场结构和演化以及爆发性事件的物理机制,为预报相关的灾害性空间天气奠定了观测基础。

关键词: 太阳磁场, 喷流, 耀斑, 暗条爆发, 不稳定性

Abstract

As one of the most common phenomena occurring in the solar atmosphere, solar jets are not only closely related to other solar activities such as flares and coronal mass ejections, but also play an important role in analyzing the topological structures and evolution of the solar magnetic field, the interaction with waves, coronal heating and the acceleration of the solar wind. In this thesis, we investigate the jets in the solar atmosphere. The purpose of this thesis is to reveal the physical mechanism of the jets, to understand the kinematic characteristics, the energy conversion process, instabilities of solar jets and the relationship between the jets and other activities in the solar atmosphere. Finally, the corresponding relationship between the jets and the large-scale open magnetic field or magnetic reconnection phenomenon on the sun is obtained.

Using high-resolution data from the Solar Dynamics Observatory (SDO), the Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS), and the New Vacuum Solar Telescope (NVST), we have studied the jets and their related phenomena in the solar atmosphere in detail. The main results of our study are listed as below: (1) Using the high-resolution observation from NVST, we analyze the detailed interaction between the filament and the jet, and report for the first time that magnetic helicity transfer from the filament to the jet, which results in the rotation of the jet. Then the magnetic helicity is transmitted into the interplanetary space during the coronal mass ejection. (2) With the observations from IRIS, we discover a new phenomenon that jets rooted in the flare ribbon. We study the characteristics of these jets, and propose that the triggering mechanism of these jets may be chromospheric evaporation based on the flare model. By looking for similar flare events and analyzing the corresponding IRIS spectral data, we find that the hot Fe XXI line at the footpoint of the jet displays blueshift and the cool Si IV line displays redshift, which indicates the chromospheric evaporation and is consistent with our interpretation. (3) With the help of IRIS's high-resolution data, we con-

duct a detailed study of a jet event which occurred on June 12, 2015. During its evolution, we discover the detailed process that the velocity shear between two upward flows causes Kelvin–Helmholtz instability for the first time. (4) By studying the jet observed on April 3, 2017 and the jet on July 23, 2016, we further analyze the instabilities in the solar jets. In the upstream regime of the jet, the vortex-like structures are the manifestations of Kelvin–Helmholtz instability driven by the speed difference between the jet and adjacent bright structure; the vortex structures in the downstream regime result from the combination of Rayleigh–Taylor instability and Kelvin–Helmholtz instability driven by the density and speed difference between the jet and the surrounding corona. (5) We present a chain reaction for the first time that due to the magnetic emergence and cancellation, a filamentary structure erupts and forms a blowout jet, and the blowout jet triggers a sympathetic filament eruption near the tail of jet. Through this event, we analyze in detail how the various solar eruptions from the photosphere to the chromosphere and then to the corona are coupled together.

The above results are helpful for us to understand the dynamics and instabilities of jets, deepen our understanding of the relationship between jets and other solar activities. These results could contribute to an in-depth understanding of the structures, evolution of solar magnetism and the physical mechanism of solar eruption, which lay an observation foundation for space weather forecasting.

Keywords: Solar magnetism, Jet, Flare, Filament eruption, Instability

目 录	
摘 要	I
Abstract	III
目 录	V
第 1 章 引言	1
1.1 太阳概述	1
1.1.1 太阳基本参数与分层结构	1
1.1.2 太阳大气中的活动现象	6
1.2 喷流	12
1.2.1 喷流的观测特征	12
1.2.2 喷流的动力学特征	16
1.2.3 喷流的磁场特征	19
1.2.4 喷流模型	20
1.2.5 喷流的不稳定性	28
1.2.6 针状体、巨形针状体和网络喷流	30
1.3 喷流与其它爆发活动的关系	33
1.3.1 喷流与暗条的关系	33
1.3.2 喷流与耀斑的关系	35
1.3.3 喷流与 CME 的关系	36
1.4 本文的目的及意义	38
第 2 章 观测仪器与数据处理	41
2.1 太阳动力学天文台 (SDO)	41
2.1.1 大气成像组件 (AIA)	43
2.1.2 日震与磁象仪 (HMI)	47

2.1.3	极紫外变化实验仪 (EVE)	50
2.2	太阳界面层成像光谱仪 (IRIS)	52
2.2.1	科学目标和观测能力	52
2.2.2	设备介绍	53
2.2.3	数据处理	58
2.3	一米新真空太阳望远镜 (NVST)	59
2.3.1	偏振测量	61
2.3.2	成像系统	61
2.3.3	光谱仪系统	62
2.4	相关数据处理方法	62
2.4.1	数据对齐方法	63
2.4.2	微分辐射测量 (DEM) 方法	64
2.4.3	速度计算	65
2.4.4	谱线参数诊断和波长校正	66
第 3 章	爆裂喷流触发活动区 12192 唯一伴随着 CME 的耀斑 ..	69
3.1	研究背景	69
3.2	数据介绍及处理	69
3.3	研究结果	71
3.3.1	第一次爆发	71
3.3.2	第二次爆发	74
3.4	结果与讨论	78
第 4 章	扎根于耀斑带上的喷流	81
4.1	研究背景	81
4.2	数据介绍与分析	81
4.3	研究结果	82
4.3.1	2017 年 9 月 10 日的 X8.2 级耀斑	82
4.3.2	2014 年 10 月 25 日的 X1.0 级耀斑	87
4.4	结果与讨论	89

第 5 章 在喷流中观测到开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性	91
5.1 研究背景	91
5.2 数据介绍及处理	92
5.3 研究结果	92
5.3.1 喷流的磁场环境及动力学特征	92
5.3.2 喷流中观测到的开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性	98
5.4 总结与讨论	104
第 6 章 喷流上升和下落过程中的不稳定性	109
6.1 研究背景	109
6.2 数据介绍	110
6.3 研究结果	110
6.3.1 2017 年 4 月 3 日的 M5.8 级耀斑	110
6.3.2 2016 年 7 月 23 日的 M5.5 级耀斑	117
6.4 结果与讨论	121
第 7 章 磁浮现、暗条爆发和喷流的耦合过程	125
7.1 研究背景	125
7.2 观测及数据分析	126
7.3 研究结果	126
7.4 总结与讨论	133
第 8 章 总结和展望	137
8.1 工作总结	137
8.2 未来工作展望	138
参考文献	141
作者简历	169
发表文章列表	171
致 谢	173

表格列表

2.1	AIA 各个波段的中心波长、主要离子、对应的观测区域和特征温度 ^[188]	45
2.2	HMI 观测量的相关参数 ^[195]	49
2.3	IRIS 设备的各项参数 ^[186]	54
2.4	IRIS 光谱观测覆盖的主要谱线及其形成温度 ^[186]	56
2.5	IRIS 狭缝成像仪所用波段及相关参数 ^[186]	57
2.6	NVST 的关键参数 ^[187]	61
2.7	NVST 两台光谱仪的重要参数 ^[187]	62
3.1	活动区 12192 中 X 级和 M 级耀斑列表 ^[206]	70
4.1	15 个孤立喷流的特性	86
7.1	爆发事件的特征	133

图形列表

1.1	太阳的分层结构 (图片来源: http://www.nasa.gov)。	2
1.2	太阳大气的温度和密度随高度的平均变化特征, 高度为 0 的地方为日冕边缘处波长为 5000 \AA 的光学深度为 1 时所对应的高度 ^[6,7] 。	3
1.3	左: 太阳光球层的 SDO 白光观测图, 图中可见太阳黑子。右: NVST 的高分辨率 TiO 图像 (图片来源: http://fso.ynao.ac.cn/cn/highlights.aspx), 图中可见米粒组织及黑子的本影和半影结构。关于 SDO 和 NVST 的介绍详见第二章。	4
1.4	太阳色球层的 $H\alpha$ 和 Ca II k 线单色光成像 (图片来源: 刘煜老师的 PPT)。	5
1.5	左: 日全食期间拍摄的阳光日冕, 图片来自网络 (Peter J. Word 2006)。右: SDO 卫星三个 EUV 波段观测到的太阳日冕复合图像 (图片来源: https://sdo.gsfc.nasa.gov)。	6
1.6	左: SDO/AIA 94 \AA 观测到的 2017 年 9 月 6 日的 X9.3 级耀斑事件。右: 耀斑的标准模型 ^[17] 。	7
1.7	SDO/AIA 304 \AA 观测到的暗条爆发事件以及与地球大小的对比 (图片来源: https://www.nasa.gov/mission_pages/sunearth/news/gallery/earth-scale.html)。	9
1.8	LASCO C2 观测到的 CME (图片来源: https://www.swpc.noaa.gov/products/lasco-coronagraph)。	11
1.9	发生在 1998 年 8 月 19 日 02:50 UT 的海葵状喷流和 1998 年 5 月 28 日 18:40 UT 的双侧环喷流 ^[54] 。	13
1.10	同时被 $H\alpha$ 、EUV 171 \AA 和软 X 射线观测到的一个喷流事件 ^[62] 。	14
1.11	图中为垂直喷流轴向做的切片图, 展示了喷流的横向振荡 ^[95] 。 ...	17

1.12	太阳色球层的 $H\alpha$ 和 Ca II k 线单色光成像。STEREO 两颗卫星在不同角度同时观测的不同波段的同一个喷流的结构。波段从左到右依次是 195 Å、171 Å 和 304 Å ^[97] 。.....	18
1.13	Canfield 等人 ^[99] 提出的喷流的标准模型示意图。图中黑色实线表示磁力线的结构。(a) 重联发生之前的磁场位形; (b) 发生强烈加热之前的磁场重联早期的第二阶段; (c) 磁场重联和加热之后的磁场位形和喷流。(d) 磁扭缠导致喷流的旋转运动的示意图。.....	21
1.14	Hinode/XRT 观测到的发生在 2008 年 9 月 22 日的满足标准模型的喷流 ^[133] 。.....	23
1.15	Hinode/XRT 观测到的发生在 2008 年 9 月 20 日的符合爆裂模型的喷流 ^[133] 。.....	23
1.16	Moore 等人 ^[133] 给出的爆裂喷流的爆发过程。图中蓝色线条代表未发生磁场重联的磁力线。红色线条代表重联后的磁力线。黑色实线代表电流片的位置。黑色虚线代表磁场正负极之间的极性反转线。而 X 号则代表发生重联的位置。.....	24
1.17	Hinode/SRT 软 X 射线 (a-c) 和 SDO/AIA EUV 波段 (d-f) 图像中观测到的一个喷流事件 ^[138] 。.....	26
1.18	微暗条爆发模型 ^[139] 。粗的水平黑线代表光球, 弯曲的黑线表示未发生重联的磁力线, 弯曲的红线表示重联后的磁场, 红色叉号表示发生磁重联的位置。.....	27
1.19	磁爆裂模型 ^[141] 。.....	28
1.20	喷流的两种磁场位形: 位于均匀背景磁场(左)和扭曲背景磁场(右)中的扭曲磁流管 ^[155] 。.....	29
1.21	喷流的两种磁场位形: 位于均匀背景磁场中不扭曲(左)磁流管和弱扭曲(右)磁流管 ^[156] 。.....	30
1.22	Hinode/SOT 观测到的日面边缘的针状体。下面两幅图分别是沿着上面图中白色虚线作出的原始数据和差分数据的时空关系平面图。图中表现出抛物线轨迹的是 I 型针状体, 表现出几乎竖直的轨迹的是 II 型针状体 ^[15] 。.....	31

1.23	网络喷流的形态、速度和寿命分布 ^[158] 。	32
1.24	由 2000 年 7 月 23 日的 H α 喷流产生的暗条。(a-c) 喷流发生之前、发生时及暗条形成后的 H α 图像。(d-e) 为 (b) 中喷流出现时刻的 H α 蓝移和红移图像。(f) 为高分辨率 MDI 磁图 ^[175] 。 ...	34
1.25	喷流和足点耀斑在温度、热能、压强和面积这些方面的正比例关系 ^[86] 。	35
1.26	喷流状日浪和对应的窄 CME ^[184] 。	37
2.1	太阳动力学天文台 (SDO) 的结构示意图。图中展示了卫星的高功率太阳能板、大功率发射天线以及 AIA、HMI 和 EVE 三组仪器组 ^[185] 。	42
2.2	AIA 的四个望远镜及各通道示意图 ^[188] 。	43
2.3	AIA 仪器的照片及各个波段成像示意图 ^[192] 。	44
2.4	AIA 各个波段的温度响应函数 ^[188] 。	46
2.5	HMI 光路图 ^[190] 。	48
2.6	SDO/HMI 所观测的视向磁图 (左)、强度图 (中) 和多普勒图 (右) (图片来源: https://sdo.gsfc.nasa.gov)。	49
2.7	HMI 数据处理流程示意图 ^[189] 。	50
2.8	EVE 仪器图片及各组件分布图 ^[191] 。	51
2.9	IRIS 设备示意图 ^[186] 。	53
2.10	IRIS 光路图。深蓝色线和橙色线分别表示光谱观测到的 FUV 和 NUV 光, 浅蓝色线和紫色线分别代表成像观测的 FUV 和 NUV 光 ^[186] 。	55
2.11	抚仙湖太阳观测站 (左) 及一米新真空太阳望远镜 ^[187] 。	59
2.12	NVST 建筑物的 3D 示意图 ^[187] 。	60

- 3.1 SDO/HMI、AIA 和 NVST 观测到的 M4.0 级耀斑、喷流和对应的磁场环境。(a) 为 HMI 视向磁图, 红色等值曲线对应 1600 Å 波段的耀斑带。(b–e) 为 AIA 131 Å、171 Å、1600 Å 和 304 Å 观测到的耀斑和喷流。(b) 中的红色曲线展示了 GOES 观测到的软 X 射线 1–8 Å 流量, (e) 中绿色方框标出了 H α 图像 (f) 的视场。(f) 为 NVST H α 6562.8 Å 观测到的耀斑和对应的喷流, 其中箭头 “A” 指示喷流, 箭头 “B” 指示暗条。…………… 72
- 3.2 AIA 304 Å 观测的第一次爆发时的暗条、喷流和耀斑。(a) 中的等值曲线对应同时刻的磁场, 白色代表正极性, 蓝色代表负极性。(a–g) 中的绿色箭头指示第一个扭缠的暗条, (b) 和 (c) 中蓝色箭头指示喷流。(h) 中的箭头指示暗条物质向外爆发。…………… 73
- 3.3 AIA 171 Å 和 304 Å 观测到的第二次暗条爆发过程和喷流。(a) 展示了第二次爆发前的周围环境, 蓝色箭头指示开放磁力线。(b1) 和 (c1) 中等值曲线对应同时刻的磁场, 蓝色曲线对应负极性磁场, 白色和红色曲线对应正极性磁场, 蓝色箭头指示暗条系统。(b2) 中的绿色箭头指向增亮区域, 蓝色方框则表示图 3.4 的视场。…………… 74
- 3.4 第二次暗条爆发过程。(a–f): NVST H α 6562.8 Å 波段观测到的暗条和开放场的相互作用过程。(a) 中等值曲线对应同时刻磁场结构, 蓝色为负极性, 红色为正极性; 箭头 “A” 和 “B” 分别指示暗条和开放磁力线。(a–c) 中的中括号表示开放磁力线断开连接。(e) 中棕色方框为图 3.5 的视场范围。(f) 中的箭头表示旋转运动后的系统结构。(a) 和 (f) 中红色方框圈出了喷流足点。(g) 和 (h): AIA 171 Å 图像展示了磁扭缠的向外传播过程, 其中蓝色箭头指示了一个向外传播的扭缠结构。…………… 75
- 3.5 喷流的旋转运动。(a1–a4) 和 (b1–b4) 为某个纤维暗结构随时间的位置变化。(c) 为两分钟内喷流转过的角度及角速度随时间变化的折线图。…………… 77

- 4.1 SDO 卫星观测到的 2019 年 9 月 10 日的 X8.2 级耀斑事件。(a1–a4): AIA 171 Å 图像显示的耀斑和喷流。(a1) 中的红色正方形勾勒了图 4.2 的视场。(b1) 和 (b2): AIA 193 Å 图像展示了两个喷流的演化, 如绿色和蓝色箭头所示。(d1) 和 (d2): AIA 304 Å 图像展示了 (b1) 和 (b2) 中的两个喷流的演化过程。绿色三角形符号和蓝色菱形符号分别指示了这两个喷流的轨迹。(c1–c2) 和 (e1–e2) 分别是显示了由红色箭头标记的喷流 “3” 发展的 AIA 94 Å 图像和 131 Å 图像, 红色符号表现了该喷流的运动轨迹。…………… 83
- 4.2 IRIS 观测到的扎根于耀斑带上的喷流。(a1) 中的箭头表示喷流首次出现的位置, (a2–a4) 中的箭头指示耀斑带的传播方向。(a2) 和 (a5) 中的矩形分别标出了图 4.3 中 (a1–a4) 和 (b1–b4) 的视场。(b): “A–B” 切片处减去背景趋势值后的亮度值。(c): 十字符号表示了耀斑期间喷流的数量变化, 曲线显示了 GOES 软 X 射线 1–8 Å 流量的变化, 蓝色虚线表示耀斑的开始时刻和峰值时刻。· 84
- 4.3 IRIS 1330 Å 图像观测到的两个喷流的演化。底部箭头指示两个喷流的位置。(a3) 和 (b3) 中的十字符号展示了我们所跟踪的喷流中亮点的轨迹。…………… 85
- 4.4 2014 年 10 月 25 日的 X1.0 级耀斑事件。(a): 耀斑的 SDO/AIA 304 Å 图像。(b1) 和 (b2): IRIS 1330 Å 图像显示了两个喷流的演化, 加号处为测量多普勒频移的位置。(c1) 和 (c2) 是在 (b1) 和 (b2) 狭缝处多普勒速度在 -310 km s^{-1} 至 310 km s^{-1} 范围内的 Fe XXI 1354.08 Å 光谱。(d1) 和 (d2) 为 (c1) 和 (c2) 中绿色虚线处的谱线轮廓 (实线)。(d2) 中的虚线表示蓝移的 Fe XXI 1354.08 Å 特征的高斯拟合。对于从 -310 km s^{-1} 至 310 km s^{-1} 的多普勒速度, (e1) 和 (e2) 分别显示了在 (b1) 和 (b2) 的狭缝范围内的 Si IV 1402.77 Å 光谱。(f1) 和 (f2) 中的实线是在 (e1) 和 (e2) 中选定位置观察到 Si IV 1402.77 Å 的谱线轮廓。(f2) 中的虚线显示了谱线对应的高斯拟合。…………… 88

- 5.1 SDO 观察到的喷流概况。(a) 和 (b): HMI 视向磁图显示了喷流足点处的磁场环境。(a) 中的绿色方框显示了 (b-f) 的视场。(b) 中的红色轮廓表示喷流的足点, 由 (d) 中 171 \AA 波段的观察结果来确定。(c-e): AIA 131 \AA , 171 \AA 和 304 \AA 图像展示了喷流在其峰值时刻的外观。(e) 中的绿色方框展示了图 5.3 的视场。(f) 绘制了利用 DEM 方法得出的温度。黑色箭头指示喷流中温度最高的区域。 93
- 5.2 IRIS 1400 \AA 观测到的喷流演化过程。(a): IRIS 1400 \AA 狭缝图像显示了喷流的发展。图中绿色方框勾勒出增亮位置, 蓝色虚线表示喷流内的“空腔”。线段 AB 显示了用于获取切片图的位置, 该位置的时空堆叠图显示了喷流的宽度随时间变化, 如 (b) 所示。绿色虚线表示喷流的外边界, 喷流的宽度最后达到 19.7 Mm 。(c): 穿过空腔和双向流 (a 中蓝色箭头所示) 的曲线 CD 位置处的时空演化图。(d): 位于曲线 EF 位置处的流动随时间的演变。图中展示了一些从右向左 (青色 1-3) 和从左向右 (绿色 4-6) 的流动。 94
- 5.3 IRIS 1400 \AA 图像和喷流的多普勒速度图。a 和 d 显示 IRIS 1400 \AA 图像观测到的特定时刻的喷流。绿色和蓝色加号表示测量多普勒频移的位置。绿色和蓝色箭头指示了目标位置处喷流物质的流向。b 和 e 分别为在 a 和 d 的狭缝范围内的多普勒速度从 -160 km s^{-1} 到 160 km s^{-1} 的 Si IV 1403 \AA 光谱。c 和 f 分别为在 b 和 e 中的加号位置处所观察到的谱线轮廓 (黑色实线) 和相应的单高斯拟合曲线 (虚线)。 96
- 5.4 IRIS 1400 \AA 图像所展示的喷流的旋转运动。a 和 c 中的红色标记分别指示了我们所跟踪的两个亮点。b 和 d 显示了两个亮点位置随时间的变化。每个位置的时间用相同的符号颜色表示, 箭头显示运动方向。喷流旋转运动的平均角速度为 6° s^{-1} , 投影速度约为 210 km s^{-1} 。 97

- 5.5 IRIS 1400 Å 图像显示在喷流左边界处观测到的开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性。a 和 d–f 中的绿色曲线表示左边界，该边界从平滑 (a) 变为锯齿状 (d–f)。(b 和 c) 中的蓝色曲线分别表示第一股流 (F1) 和第二股流 (F2) 的轨迹。蓝色箭头指示 “F1” 和 “F2” 的方向。b (c) 中的绿色十字表示 “F1” (“F2”) 中我们所跟踪亮点的轨迹，用以确定 “F1” (“F2”) 的速度，其值为 204 km s^{-1} (264 km s^{-1})。f 中的蓝色箭头显示边界的变形，最大变形为 1.6 Mm。 98
- 5.6 喷流中开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性发展的卡通示意图。喷流由一组磁流管构成，每个磁流管具有不同的颜色。a 和 b 中的天蓝色箭头表示等离子体在磁流管中的。c–f 显示了开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性形成后界面的边界变化和涡旋的发展。…… 99
- 5.7 开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性的增长率。我们选择喷流上的两个位置，并测量其大小随时间的变化十次。蓝点和红点绘制了形变的平均值，误差线为十次测量的标准偏差。蓝色和红色曲线为相应的拟合曲线，对应拟合方程式在旁边显示。…… 101
- 5.8 开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性引起的温度升高。a 绘制了喷流温度变化。我们选择了开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性发生的区域 (19:35:12 UT 时刻图中用黑色轮廓所勾勒的部分)，并测量了五次这块区域的平均温度。平均值随时间的变化在 b (红色圆圈) 给出，误差线表示标准偏差。蓝色虚线标记温度升高的开始和结束时间，基本上与开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性的开始和结束时间相同。…… 102
- 5.9 IRIS 1400 Å 图像展示的开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性触发的旋转。跟踪点的位置变化用相同的符号表示。每个位置的时间用相同颜色写在图中，箭头显示跟踪点的运动方向。…… 103
- 5.10 喷流的重联示意图。a 和 b 的背景分别是 19:25:25 UT 和 19:30:40 UT 的 HMI 视向磁图。黄线代表周围环境的磁力线。青色线表示新浮现的磁通量。红色图案代表冷的暗条物质，b 中的红色图案是根据在 19:30:33 UT 采样的 AIA 304 Å 图像所绘制的暗条轮廓。 105

6.1	HMI 光球强度图 (a) 和 AIA 304 Å 图像 (b–d) 展示的发生在 2017 年 4 月 3 日的喷流概况。在 (b) 中, 绿色曲线显示了 GOES 卫星软 X 射线 1–8 Å 流量变化图。(c) 中的绿色矩形标出了图 6.2 的视场, (d) 中的绿色正方形框出了图 6.3 的视场。·····	111
6.2	AIA 304 Å 图像展示的喷流上升过程中的开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性。(a) 中的绿色虚线箭头指示了喷流的流动方向。在 (a–d) 和 (h) 中, 蓝色曲线表示喷流的左边界。(e) 中的绿色箭头指出了由开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性引起的五个涡旋状结构。·····	112
6.3	喷流下落物质所触发的涡旋状结构的演化过程。(a) 和 (d) 中的绿色曲线表示左边界, 该边界从平滑变为锯齿状。(b) 中的绿色箭头在箭头开始的位置显示重力方向。(g) 显示了由 (e) 中绿色矩形勾勒出的区域的放大图, 并标出了六个涡旋状结构的形变值 (6.4 – 8.8 Mm)。(h) 显示沿 (f) 中标记的 “A–B” 切片的时空图, 白色虚线表示涡旋状结构的发生时间。·····	114
6.4	涡旋状结构的增长率。我们选择了图 6.3 (g) 中的两个结构, 并测量了其随时间的变形尺度。蓝点和红点绘制了五次测量的平均值, 误差线表示标准偏差。蓝色和红色曲线表示相应的拟合曲线, 拟合方程用对应颜色在旁边给出。·····	115
6.5	AIA 304 Å 图像显示的 2016 年 7 月 23 日喷流下落过程中的涡旋状结构。图 (a): M5.5 级耀斑和喷流的形态。(b1–b5): 位于喷流南边界的涡旋状结构的发展过程。(b2) 中的绿色箭头显示了箭头起点处的重力方向, 青色箭头指示了几个波纹状结构。(b3) 中绿色的封闭区域勾勒了图 6.7 的视场。(b3) 和 (b5) 中的数字箭头指向图 6.7 中以相同颜色箭头所标示的结构。在 (b4) 中, 线段 “AB” 和 “CD” 表示用于获取图 6.6 中所示的时空演化图的位置。·····	118
6.6	沿图 6.5 (b4) 中的线段 “AB” 和 “CD” 处的时间演化图。图中画出了我们用来测量速度的特征点轨迹。·····	119
6.7	喷流南边缘的演化过程。相同颜色的箭头指向了由下落的物质引起的同一涡旋状结构的位置变化。每个结构的直径由青色线段和箭头指示。·····	120

- 7.1 AIA 94 Å, 171 Å 和 304 Å 图像所展示的发生在活动区 NOAA 12740 中的喷流和暗条爆发。(a1), (b1) 和 (c1) 中的绿色虚线表示从 304 Å 图像上确定的暗条位置。(a1) 中的红色箭头指示喷流的方向。(a2) 中的红色方框表示图 7.2 的视场, 红色箭头指出了暗条物质运动的方向。(b2) 中的绿色方框概述了图 7.3 的视场, (c2) 中的绿色矩形描画了图 7.4 的视场。…………… 127
- 7.2 爆裂喷流的形成。(a1–a3): 展示活动区 NOAA 12740 中黑子西侧磁场演变的 HMI 视向磁图序列。(a2) 和 (a3) 中的红色中括号表示双极子的浮现, 蓝色箭头指示浮现正磁通量和附近负磁通量之间的对消。(b1–b3) 中的 NVST H α 图像展示了在对消位置出现的喷流。(b1) 中的红色和蓝色实线分别是正极性和负极性磁场在 50 G 的等值曲线。(b1) 中的虚线表示一个纤维结构。…………… 128
- 7.3 喷流的演化过程及其对暗条的扰动。图中红色虚线表示冕环, 圆圈表示感应增亮的位置。(c1) 中的矩形显示用于强度测量的喷流的明亮区域, 如图 7.4 (c) 所示。(b2) 中的箭头和 (c2) 中的红色曲线标注了冕环远端足点处出现的亮带。(c1–c3) 中的蓝色实线和虚线分别表示暗条中某个纤维结构在当前时刻和上一时刻图像中的位置, (c4) 中的玫红色曲线和箭头显示了喷射的暗条物质所处区域和方向, 这些曲线被映射到图 (a4) 和 (b4) 中。图 (d) 是 HMI 视向磁图, 其中红色虚线、红色点线和绿色点线分别显示了冕环、亮带和暗条的位置。(e) 是沿图 (b3) 中标记的 “A–B” 切片的时空演化图。…………… 129

- 7.4 (a1-a3): 展示暗条旋转运动的 $H\alpha$ 图像。在 (a) 中, 红色曲线是正极性磁场的等值轮廓, 蓝色曲线表示负极性磁场。当暗条爆发时, 青色矩形表示增亮的区域, 该区域中的亮度变化在 (c) 中用相同颜色的曲线表示。(a3) 中的箭头展示了喷流旋转运动的方向。(b) 是多普勒图像, 指示在 09:46:21 UT 时刻的上流 (蓝色) 和在 09:45:55 UT 时刻的下流 (红色)。在 (c) 中, 棕色曲线显示 09:00 UT-10:00 UT 期间 GOES 软 X 射线 1-8 Å 的流量变化, 虚线表示 B5.0 级和 B8.0 级耀斑的峰值时间。图 (a1) 和图 7.3 (b1) 中两个矩形区域的归一化强度变化分别用对应颜色的曲线显示。 · 131
- 7.5 AIA 94 Å (图 (a1-a3)) 和 304 Å (图 (b1-b3)) 观察到的暗条爆发所导致的冕环增亮。(a1) 中的红色和蓝色曲线分别表示正极性和负极性磁场。(a3) 和 (b3)) 中下方的箭头显示了冕环足点处增亮的传播。(b1) 中的绿色曲线为从图 7.1 (c1) 复制的暗条初始位置。 ······ 132

第 1 章 引言

1.1 太阳概述

太阳是一颗普通的恒星，在赫罗图（恒星光谱型和光度分布的散布图）上位于主序星的中部，光谱型是 G2V。就恒星参数而言，太阳在组成宇宙的恒星大家庭中极其普通。而太阳又是一颗特殊的恒星，是离地球最近的恒星，是与人类关系最密切的一颗恒星。太阳的光和热温暖着地球，维持着人类生存以及地球上一切生命活动所必需的适当环境；剧烈的太阳活动会影响行星际空间，进而影响人类生存的环境。由于太阳是唯一一颗能被高时空分辨率、高光谱分辨率及高灵敏度观测的恒星，故太阳物理学成为天体物理中最早发展起来，并对天文学的发展有重大影响的分支。研究太阳不仅对认识恒星的形成、演化、内部结构和外层大气有典型意义，更能够对太阳活动对地球的影响作出准确预报和预测。

1.1.1 太阳基本参数与分层结构

太阳是一个在自引力作用下收缩并聚合在一起的巨大的等离子体球，主要由氢（90%）和氦（10%）组成，碳、氮、氧等其他元素仅约占 0.1%。太阳的年龄估计为 46 亿年，质量约为 2.0×10^{30} kg ——是地球质量的 33 万倍。

根据现有观测结果和理论模型，我们发现太阳的结构是分层的^[1-3]。如图1.1所示，太阳分层结构从内向外依次为：日核（Core）、辐射区（Radiative Zone）、对流层（Convection Zone）、光球层（Photosphere）、色球层（Chromosphere）和日冕（Corona）。

太阳的内部结构通常是指日核、辐射区和对流区这三个部分。在太阳自身引力作用下，物质会向核心聚集，使得核心的温度高达 1.57×10^7 K，密度可达 150 g cm^{-3} 。超高温度和超大密度使得该区域会发生四个质子聚合成一个氦核的核聚变反应，释放约 4×10^{-5} erg 的能量。这个产能的过程主要发生在核心到 $0.25 R_{\odot}$ 的区域内，通常称这个产能区为日核。在日核处产生的能量主要通过高频 γ 射线光子和中微子的形式向外辐射。其中中微子可以不受阻碍地逃离太阳并带走部分能量。从日核向外，温度、压力、密度和光子能量都迅速下降。当温度梯度小于绝热下降率时，太阳大气处于平衡态（即任一体积内吸收的能量与再

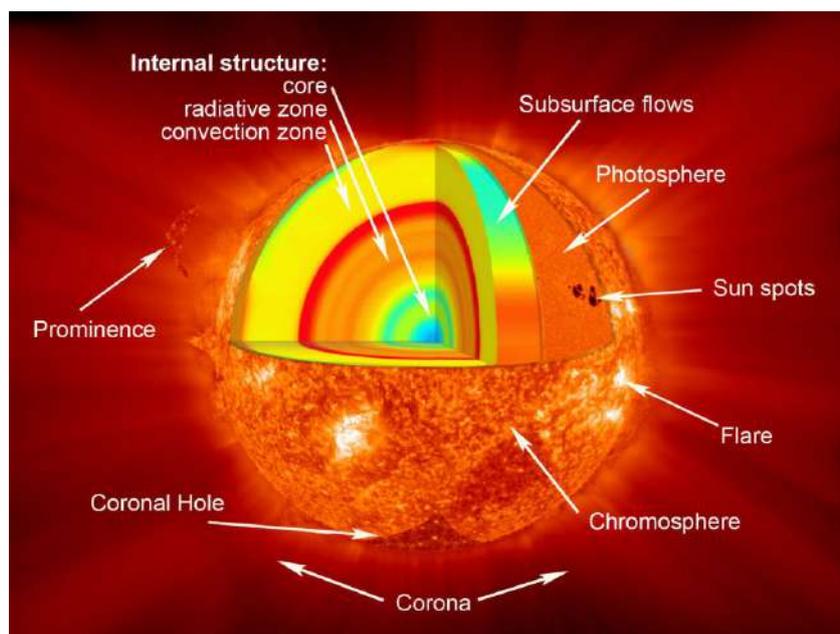


图 1.1: 太阳的分层结构 (图片来源: <http://www.nasa.gov>)。

发射的能量相等), 此时光子主要通过多次吸收又再发射的过程向外辐射, 这个过程主要发生在 $0.25 R_{\odot}$ 至 $0.7 R_{\odot}$ 范围内, 该区域被称为辐射区。从 $0.7 R_{\odot}$ 向外, 不透明度增加, 光子吸收率增加, 导致温度下降过快, 使得温度梯度大于绝热下降率, 因此太阳大气不再处于平衡状态, 而是发生了对流不稳定性^[3]。在这一区域中能量主要通过对流运动向外传输, 称为对流区^[4,5]。

由对流层向外, 便是太阳的表层大气, 它是由光球层、色球层和日冕组成的。在色球层和日冕中间, 有一层温度迅速剧烈升高的薄薄的过渡区 (Transition Region, 图1.1中未标注)。太阳大气各个层次的温度和密度随高度的变化如图1.2所示。

光球层是太阳大气的最低处, 可以用白光 (可见光) 对其进行观测成像。光球层是对太阳连续谱来说大气由完全不透明变成完全透明的过渡层。对于太阳主要辐射波段而言, 有效发射层的厚度只有 $500 - 600 \text{ km}$, 这就是光球层的总厚度。用白光拍摄太阳光球照片时, 常看到一些暗黑的斑点, 这就是黑子。黑子是太阳光球层中的一种活动现象, 温度比周围光球低; 黑子所在区域往往对应着强的太阳活动区 (Active Region, 简称 AR); 黑子常成对出现, 组成黑子群; 较

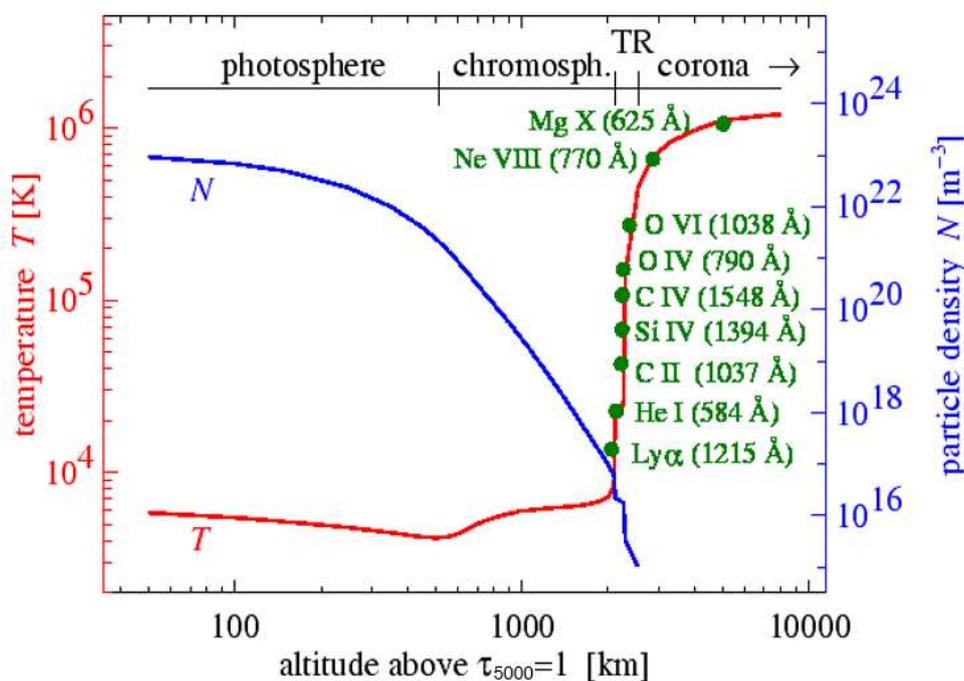


图 1.2: 太阳大气的温度和密度随高度的平均变化特征, 高度为 0 的地方为日冕边缘处波长为 5000 \AA 的光学深度为 1 时所对应的高度^[6,7]。

大黑子的结构复杂, 由本影和半影组成; 黑子的磁场很强, 可达上千高斯; 黑子的数目呈周期性变化, 周期约为 11 年, 在此周期内, 黑子数目从高到低并循环往复。白光观测下的光球层及黑子见图 1.3 左。在高分辨率观测图上, 光球层布满了小尺度的米粒形状的结构, 称之为米粒组织, 如图 1.3 右所示。米粒组织的尺度为 1000 km 至 3000 km。米粒组织最早由 Herschel^[8] 观测发现, 其后 Unsöld^[9] 指出了它是太阳内部对流在光球层的表现。对流层中的对流元内部, 热的气体从中间上升到光球, 辐射冷却之后又在对流元的边缘下沉到对流层^[1]。所以米粒组织在光球上的表现是亮而热的核和暗而冷的边缘。除米粒组织外, 还有来自对流层更深处的更大尺度 (几万 km) 的对流速度场, 称为超米粒组织。超米粒组织的平均大小约为 32000 km, 寿命超过 24 小时^[10]。在光球层热压远大于磁压, 对流运动会把冻结在等离子体中的磁力线带到超米粒组织边界附近, 使得光球磁场主要聚集在超米粒组织边界。光球层的温度缓慢下降, 在光球层顶达到极小值 (称为温度极小区), 密度则几乎不变 (见图 1.2)。

色球层位于光球层之上, 厚度约 1500 – 2000 km。随着高度的上升, 色球

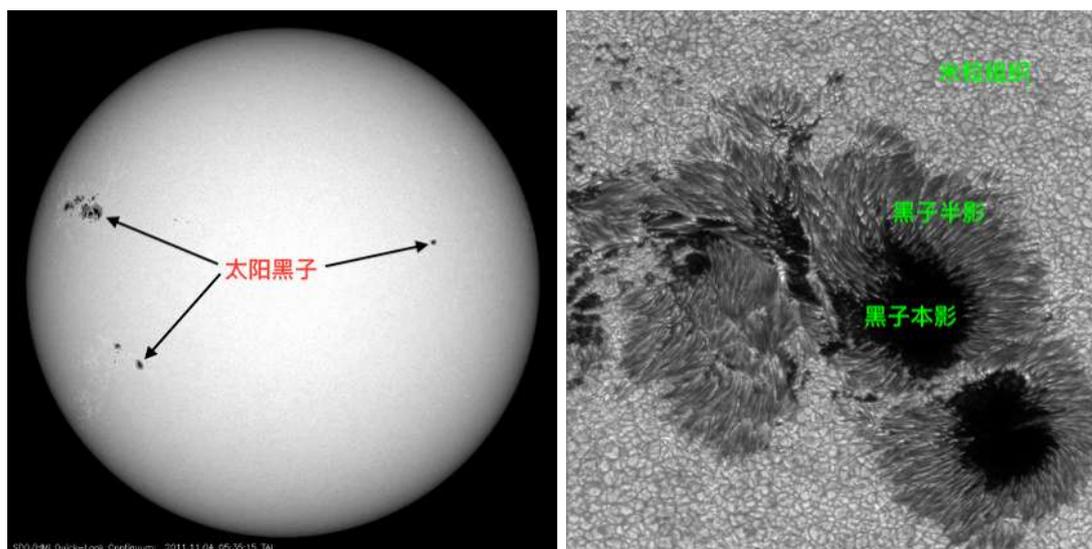


图 1.3: 左: 太阳光球层的 SDO 白光观测图, 图中可见太阳黑子。右: NVST 的高分辨率 TiO 图像 (图片来源: <http://fso.ynao.ac.cn/cn/highlights.aspx>), 图中可见米粒组织及黑子的本影和半影结构。关于 SDO 和 NVST 的介绍详见第二章。

层的温度缓慢上升 (约从 4200 K 上升到 2×10^4 K), 密度则急剧下降。色球层平时无法被直接观测到, 在太阳单色光照相机发明之前, 关于色球的研究主要依靠日全食观测资料。当日全食发生时, 色球层呈现红色环状并能被肉眼感知, 这也是“色球层”这个名称的由来。色球望远镜的问世使得人们可以通过色球发射的谱线 (例如 $H\alpha$ 、Ca II h & k 线) 来观察色球结构。图1.4 为使用 $H\alpha$ 波段 (左) 和 Ca II k 线 (右) 对太阳色球的成像观测。色球层存在两种明显不同的区域: 一类是比较明亮的区域, 称为谱斑 (如图1.4)。谱斑与下层光球中的黑子及在光球层上并不明显的黑子包围区域 (光斑区) 对应。谱斑与黑子结合体在日冕中的观测即成为太阳活动区。另一类就是在黑子区域以外的色球宁静区 (Quiet Region, 简称 QR), 里面也存在着米粒形状的结构, 称之为网络组织^[11]。色球网络与光球层上的超米粒组织以及网络磁场的位置有着很强的关联^[12,13], 可看作是光球超米粒组织和网络磁场在色球中的延伸。在色球图像上常常会见到暗的狭长型吸收特征——暗条 (Filaments), 它是由束缚在凹形磁环底端的相对低温 ($T \sim 10^4$ K) 高密度 ($n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) 的等离子体构成, 所以从日面上看会比周围暗 (见图1.4左); 当它延伸至日面之外时又会表现为明亮的突出物, 被称

为日珥 (Prominences)。利用高分辨率成像, 可以看到色球上层中密集地分布着冷而密的针状体^[14-16]。

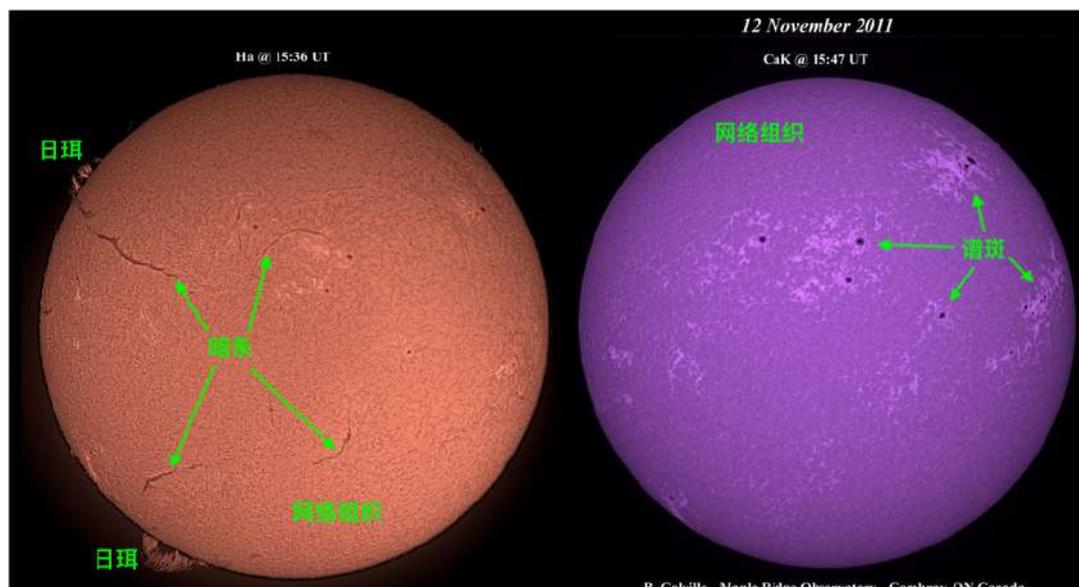


图 1.4: 太阳色球层的 $H\alpha$ 和 $Ca II k$ 线单色光成像 (图片来源: 刘煜老师的 PPT)。

过渡区是位于色球层到日冕之间温度陡峭上升 (从 10^4 K 到 10^6 K) 的薄气层, 厚度约几百公里。观测过渡区最合适的波段是远紫外 (Extreme Ultra-violet, 简称为 EUV) 波段, 这个波段有各种多次电离原子的共振线和连续谱辐射是由过渡区温度范围产生的, 可用来研究过渡区的物理特性 (如图1.2所示)。

日冕是太阳大气的最外层, 本质上是完全电离的稀薄等离子体。若在日全食对日冕进行白光照相, 大约可拍到 5-6 个太阳半径范围的日冕, 一些日冕特征如盔状冕流、极羽等也可以被看见 (如图1.5左所示)。广义的日冕还会包括几个太阳半径以外的太阳风区, 延伸到包括地球在内的太阳系空间^[3]。日冕气体是高温稀薄的, 温度高达 10^6 K 以上, 密度小于 10^{10} cm^{-3} 。日冕中的等离子体参数 β 值 ($\beta = P_g/P_B = (n_e k_B T) / (x^2 / (2\mu_0))$) 很小, 说明日冕中等离子体和磁场冻结在一起, 等离子体的运动受磁场力的主导。用 X 射线和 EUV 波段观测日冕可以不受下层光球强辐射的干扰, 能够拍到整个可见半球的日冕结构, 包括冕环、活动区、冕洞 (Coronal Hole, 简称 CH) 等等 (如图1.5右所示)。由于日冕等离子体与磁场冻结在一起, 因此这些日冕结构大概反映了日冕磁场位形。



图 1.5: 左: 日全食期间拍摄的阳光日冕, 图片来自网络 (Peter J. Word 2006)。右: SDO 卫星三个 EUV 波段观测到的太阳日冕复合图像 (图片来源: <https://sdo.gsfc.nasa.gov>)。

太阳大气的辐射可直接到达地球从而可通过测量直接获得它们的信息, 而由于太阳具有很高不透明度, 我们无法看到太阳内部, 关于它们的知识是以太阳大气的观测为边界而主要依靠日震学测量和标准太阳模型推测获得的。

1.1.2 太阳大气中的活动现象

1.1.2.1 耀斑

耀斑 (Flare) 是发生在太阳表面局部区域中突然和大规模的能量释放过程, 表现为太阳大气局部区域突然增亮的活动现象 (如图1.6左所示)。耀斑是最剧烈的太阳活动现象之一, 伴随各种电磁辐射、粒子流 (质子、电子、中子等)、物质运动和抛射现象。耀斑引起的辐射增强主要集中于波长短于 1500 \AA 的 EUV 和 X 射线波段, 以及可见光波段的某些谱线如氢的 H 线和电离钙的 H、K 线上。少数剧烈的耀斑能使射电、白光、EUV、软 X 射线, 硬 X 射线甚至 γ 射线的波段都发生增强。

耀斑的分类方法有两种。第一种是利用近地同步环境监测卫星 (Geostationary Operational Environment Satellite, 简称 GOES) 的软 X 射线 $1-8 \text{ \AA}$ 流量的

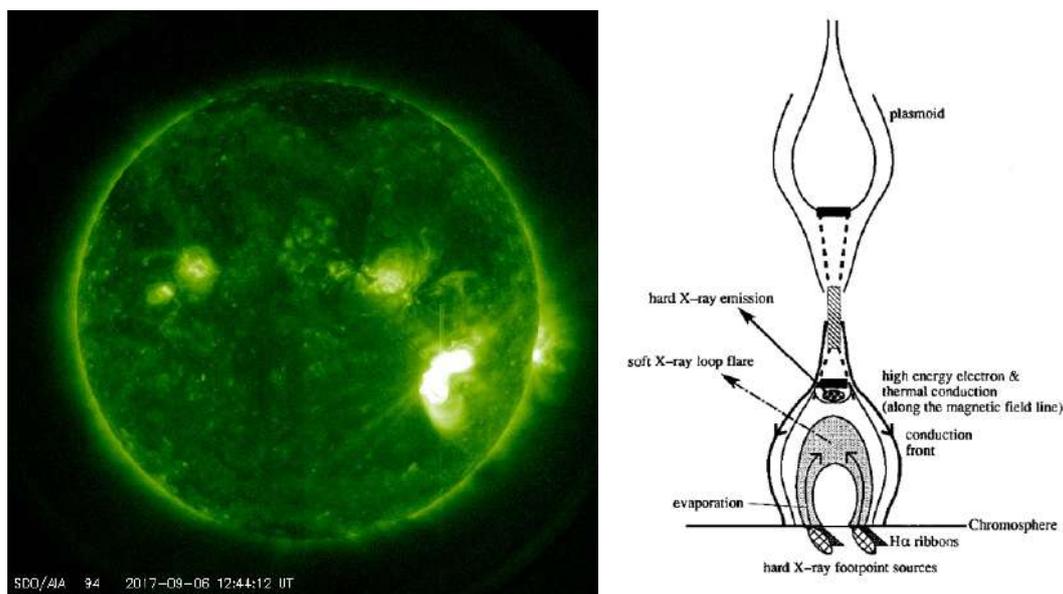


图 1.6: 左: SDO/AIA 94 Å 观测到的 2017 年 9 月 6 日的 X9.3 级耀斑事件。右: 耀斑的标准模型^[17]。

观测来对耀斑进行强度方面的分类。耀斑被分为 A、B、C、M 和 X 五类，对应的流量量级分别为小于 10^{-7} W m^{-2} 、 $10^{-7} - 10^{-6} \text{ W m}^{-2}$ 、 $10^{-6} - 10^{-5} \text{ W m}^{-2}$ 、 $10^{-5} - 10^{-4} \text{ W m}^{-2}$ 和大于 10^{-4} W m^{-2} ；每类耀斑又按线性划分为 1.0 到 9.9 共 99 个小级别。第二种是根据耀斑形态将其分为致密耀斑和双带耀斑。致密耀斑的典型特征是体积小、高度低、时间短以及密度大。它由一个或数个环组成，单调地变亮和消亡，一般只有一个持续约 1 分钟的硬 X 射线爆发峰。致密耀斑常发生在简单黑子附近或大尺度的单极区域内。双带耀斑的典型特征是体积大、高度高、时间长以及密度相对较低。双带耀斑发生时足点处会形成两条亮带，随着耀斑的发展，两条耀斑带增亮变长，并以大约每秒几千米的速度互相分离。耀斑后期会在两条耀斑带之间形成耀斑后环，可持续 10 - 20 小时，甚至更长。双带耀斑具有更多的能量，和太阳上的其他爆发现象紧密相关。

对于一个典型的耀斑，其发展过程可分为三个阶段：(1) 前相：软 X 射线、EUV 和射电辐射开始增强；H α 也有所增亮；持续时间为几分钟到几十分钟。(2) 上升相或闪相：软 X 射线辐射通量迅速增加，并在很短的时间内达到峰值；H α 谱线的强度和宽度也迅速增加；一般持续时间为几分钟到几十分钟。(3) 缓变

相：软 X 射线和 $H\alpha$ 的辐射强度缓慢减弱，恢复到耀斑之前的水平；持续时间为几十分钟到 1 – 2 小时。有时在缓变相期间出现的耀斑后环可以持续 10 – 20 小时，成为引人注目的特征物。

耀斑的触发和能量释放与磁场密不可分。经过各种观测方面的验证，大家普遍认为磁重联是耀斑磁能释放中最重要的物理过程，因此许多耀斑模型都是基于磁重联发展而来的。对于致密耀斑，目前最为人所接受的理论模型为磁流浮现模型^[18]：新浮现的磁环与上方已存在的磁场相互作用而形成日冕电流片，起初电流片的等离子体电阻不大；随着电流片升高，当电流密度与物质密度的比值超过某个阈值后，微观不稳定性将会发生，导致电阻急剧增大，从而使磁能快速释放出来。双带耀斑的产生机制最为著名的是 Carmichael^[19]、Sturrock^[20]、Hirayama^[21] 和 Kopp & Pneuman^[22] 等人发展出的标准耀斑模型，也称为“CSHKP”模型（如图1.6右所示）：耀斑开始前，磁中性线附近的磁绳被上方的磁拱束缚，磁绳上升拉伸上方磁拱，在下面形成的 X 型磁结构处形成了垂直电流片。发生在垂直电流片上的磁场重联加速了非热电子。一部分非热电子被重联后形成的耀斑环捕获，在其中来回震荡发出同步辐射，引起微波辐射的增强。另一部分没有被耀斑环捕获的非热电子则沿着环轰击到色球层，形成耀斑过程中最常见的硬 X 射线辐射。轰击引起的色球蒸发会产生高温气体，形成软 X 射线辐射，冷却后产生 UV 环 (10^5 K) 和 $H\alpha$ 环 (10^4 K)，并在色球处产生 $H\alpha$ 双带。Chen 等人^[23] 通过数值模拟，提出这两类耀斑可以用一个统一的模型来解释。双带耀斑和致密耀斑的许多差异都可以用磁重联区高度的不同来解释：当重联点的位置较低时，X 中性点上升受到限制，磁重联的持续时间就短，重联后的耀斑环没有明显的运动，对应于致密耀斑的情况；而当重联点的位置较高时，X 中性点不断上升，耀斑环随重联过程而升高，表现为足点随耀斑过程而分离，对应于双带耀斑的情况。

1.1.1.2.2 暗条（日珥）

前面已经提到过，暗条是由束缚在凹形磁环底端的相对低温 ($T \sim 10^4$ K)、高密度 ($n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) 的等离子体构成。暗条主体部分在日冕当中，底部与色球相连，它的特点是冷而密：温度比日冕低两个量级，密度却比日冕大两个量级。在日面上，它因吸收光球辐射而表现为暗条，而在太阳边缘则为突出于色球

之上的火焰状物体（日珥）。

暗条的形态多种多样，例如拱形、篱笆形、树丛形、浮云形和喷泉状等。一般来说暗条的结构分为三部分：沿着暗条主轴分布的主干（Spine）、两端的足点（Legs or ends）以及从主干向两侧延伸出来扎根到色球层的倒钩（Barbs）。暗条一般位于光球磁场极性反转性的上方。根据暗条活动性可将其分为宁静暗条和活动暗条两类。宁静暗条相对稳定，存在时间较长，从半天到几百天不等，通常远离活动区。宁静暗条长度量级为 $10^4 - 10^5$ km，高度量级也为 $10^4 - 10^5$ km。活动暗条的存在时间较短，从几分钟到十几个小时，基本位于活动区内。活动暗条的长度较短（量级为 10 Mm），高度较低（小于 10 Mm），但磁场强度和平均温度比较高^[3]。

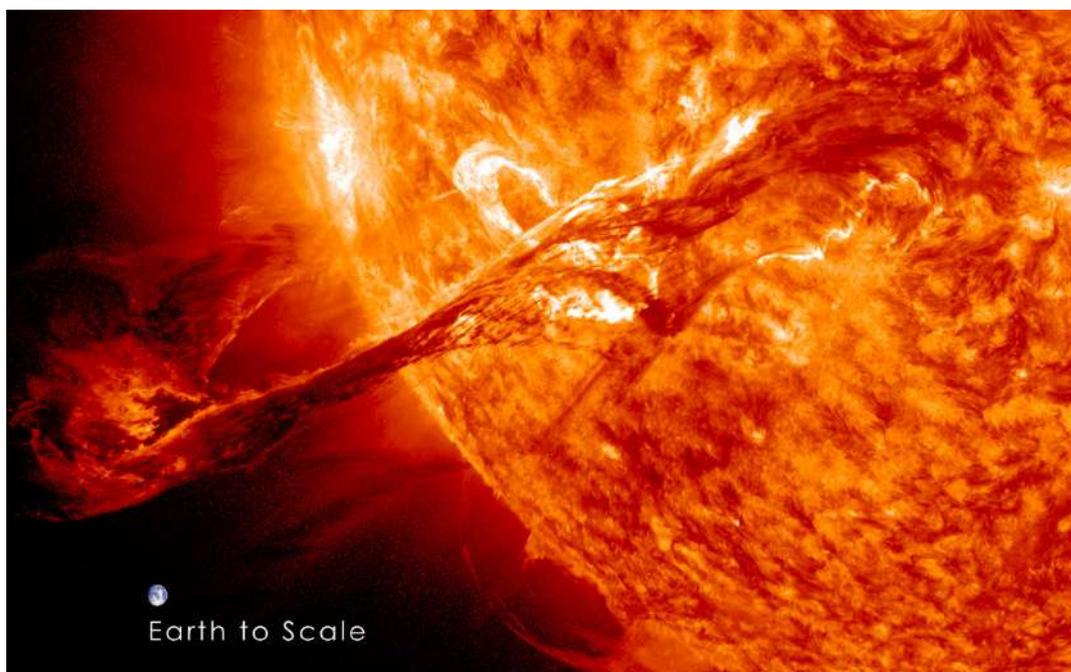


图 1.7: SDO/AIA 304 Å 观测到的暗条爆发事件以及与地球大小的对比（图片来源：https://www.nasa.gov/mission_pages/sunearth/news/gallery/earth-scale.html）。

在暗条演化过程中，活动暗条和宁静暗条都会在一定条件下失去稳定性而爆发^[24]。暗条爆发是太阳大气最引人关注的活动现象之一（如图1.7所示）。暗条爆发的触发机制尚未被完全理解，目前有多种模型来解释这个现象，比如扭曲不

稳定性 (Kink instability) 模型^[25-27]、磁绳截断 (Tether-cutting) 模型^[28] 和磁爆裂 (Magnetic breakout) 模型^[29] 等。从本质上可将暗条爆发的触发机制分为两类：一种是暗条系统底部所处环境对暗条的磁压力变大或者暗条系统上方覆盖环系的磁张力变小，使得系统失去了原有的平衡状态；另一种则是暗条系统自身磁场参数发生了缓慢或剧烈的变化（比如重联），从而使其自身的平衡状态越过了临界点而导致爆发。在观测上，暗条爆发的可能原因有：光球运动导致的磁场剪切和扭曲^[30]、暗条下面的磁流浮现和对消^[31,32] 以及日冕大尺度磁结构变化^[33] 等。这些因素通过触发各种不稳定性和磁重联，使原来支持暗条或其本身的磁场结构发生很大变化，从而使暗条爆发。

1.1.2.3 日冕物质抛射

日冕物质抛射 (Coronal Mass Ejection, 简称 CME) 是日冕内出现的等离子体团大规模快速抛射的现象^[34]。CME 所携带的巨大的能量和物质，以及 CME 发生时所产生的大量高能粒子和高能射线会改变白光日冕的宏观形态和磁场位形，并对行星际空间环境产生巨大影响，是造成灾害性空间天气的主要原因。CME 于 1971 年 12 月 14 日由美国国家航空航天局 (National Aeronautics and Space Administration, 简称 NASA) 的 OSO-7 卫星首次发现，之后关于 CME 的研究成为太阳物理和空间物理中最受关注的领域之一。通常，人们使用白光日冕仪对 CME 在太阳附近以及行星际空间的传播进行研究，目前使用较多的是搭载在 SOHO (Solar and Heliospheric Observatory)^[35] 卫星上的大视角分光日冕仪 (Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment, 简称 LASCO)^[36]。其它的观测方法包括 X 射线、紫外、射电和局地观测等。

CME 具有许多不同的形态和结构，如射线状、泡状、晕状、扇状等等，如图 1.8 所示。CME 的观测形态随时间和观测波段的不同而改变，单视角观测到的 CME 结构只是其在天空平面的投影，并不能代表其真实结构。典型的 CME 形态是膨胀的泡环状，同时有明显的三分量结构——亮的前沿、低密度的暗腔和亮的高密度内核。CME 的质量可达 $10^{12} - 10^{13}$ kg，在天空平面的投影速度从每秒几十公里到超过每秒 1000 公里不等，平均速度大约为 350 km s^{-1} ^[37,38]。CME 的角宽度在 2° 到 360° 的范围内，中值为 50° 左右^[39]。一些学者研究发现大多数 CME 分布在 $\pm 50^\circ$ 的纬度内，并具有随太阳活动周而周期性变化的特征：在

太阳活动极小年，CME 集中在太阳赤道附近的低纬地区；随着太阳活动增加，CME 分布范围变大；到太阳活动高年，CME 可能出现在高纬地区^[40]。

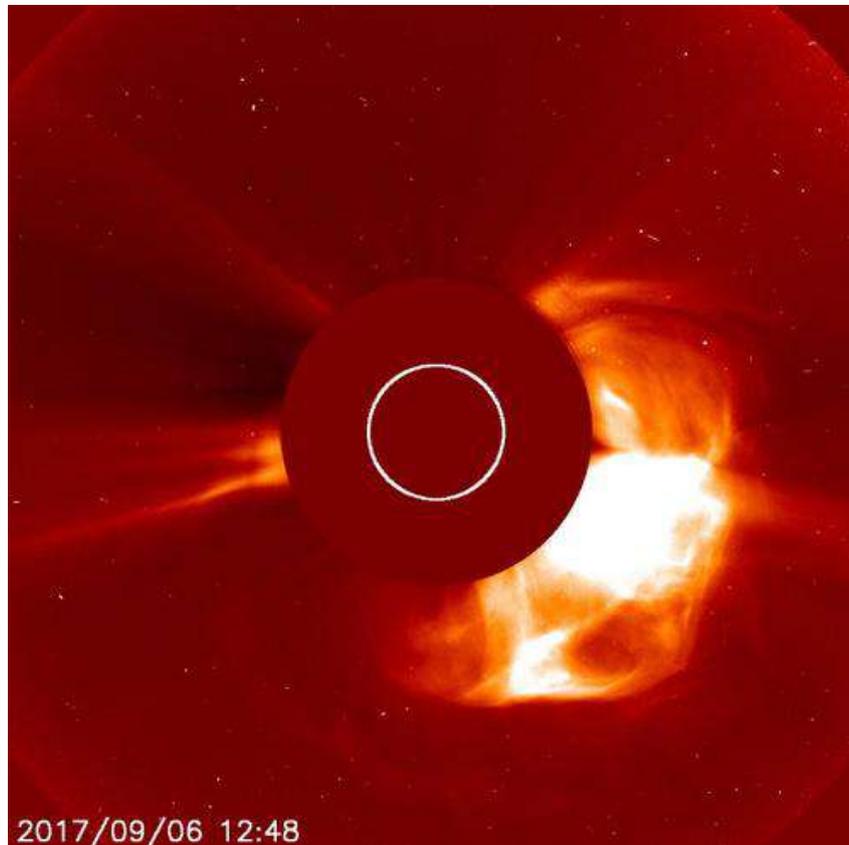


图 1.8: LASCO C2 观测到的 CME (图片来源: <https://www.swpc.noaa.gov/products/lasco-coronagraph>)。

根据磁流体力学 (magnetohydrodynamics, 简称 MHD) 理论和大量观测事实, 多个理论模型被提出并能分别解释相应的 CME 观测特征。由于 CME 爆发的复杂性, 很难用一个统一的模型来解释所有的 CME 现象。CME 的触发模型可以分为两类: 一类是磁重联触发模型, 包括 Tether-Cutting 模型^[41]、Magnetic Breakout 模型^[29] 以及磁流浮现模型^[42] 等; 另一类是理想 MHD 触发模型, 包括磁绳灾变模型^[43,44]、部分电流环不稳定性^[45] 和扭缠不稳定性^[46] 等等。

1.2 喷流

上一节中我们对太阳的结构及太阳大气中的一些活动现象进行了简要介绍, 本节我们将要介绍太阳大气中的另一种重要的爆发活动, 同时也是我们的研究对象——喷流 (Jet)。喷流是等离子体沿着开放磁力线或大规模磁环底部向日冕中喷射的现象。近年来的研究发现喷流不仅与耀斑、日冕物质抛射等活动密切相关, 而且在分析太阳的磁场结构演化、与波动相互作用、加热局地日冕及加速太阳风等方面都发挥着重要作用。各种尺度的喷流在太阳上的不同层次中都被观测到过, 在前几小节中, 我们主要总结的是在日冕中观测到的尺度较大的喷流, 针状体、巨形针状体、网络喷流等尺度较小的色球和过渡区喷流由于形态特征、作用机制等和日冕喷流有很大不同, 我们将其放在最后一小节单独介绍。

1.2.1 喷流的观测特征

1.2.1.1 喷流的位置

喷流在日面上的分布范围很广泛。Yohkon 卫星上的软 X 射线望远镜最先在活动区内观测到喷流^[47], 之后分辨率有所提高的 Hinode 卫星^[48] 上的 X 射线望远镜 (X-ray telescope, 简称 XRT) 发现冕洞中的喷流数量更多^[49,50]。少数观测发现太阳宁静区中也会出现喷流^[51,52]。冕洞和宁静区中观测到的喷流尺度一般要小于活动区喷流, 但它们的速度差异很小^[52]。

1.2.1.2 喷流的形态

典型的喷流形态由一个靠近日面的明亮的基底 (Base) 和一个单独的尖顶 (Spire) 从日面附近向外延伸到日冕中, Shibata 等人^[53] 将其命名为“海葵状喷流 (Anemone jets)”。除此之外, 太阳上还存在着一种形态比较少见的喷流——双侧环喷流 (Two-sided-loop jets), 表现为两个尖顶从一个中间明亮区域基本对称地沿水平方向向两侧发展^[53-56]。图1.9展示了两种形态的喷流。

1.2.1.3 喷流的温度特征

不同喷流的温度差异很大 (0.05 – 2.0 MK), 使其能够被不同特征温度的波段观测到, 例如 $H\alpha$ 、UV/EUV、WL 和 X 射线。 $H\alpha$ 波段观测到喷流温度较低 ($\sim 10^4$ K), 也叫做“日浪 ($H\alpha$ surge)”, 它的研究历史最早可追溯到上世纪三

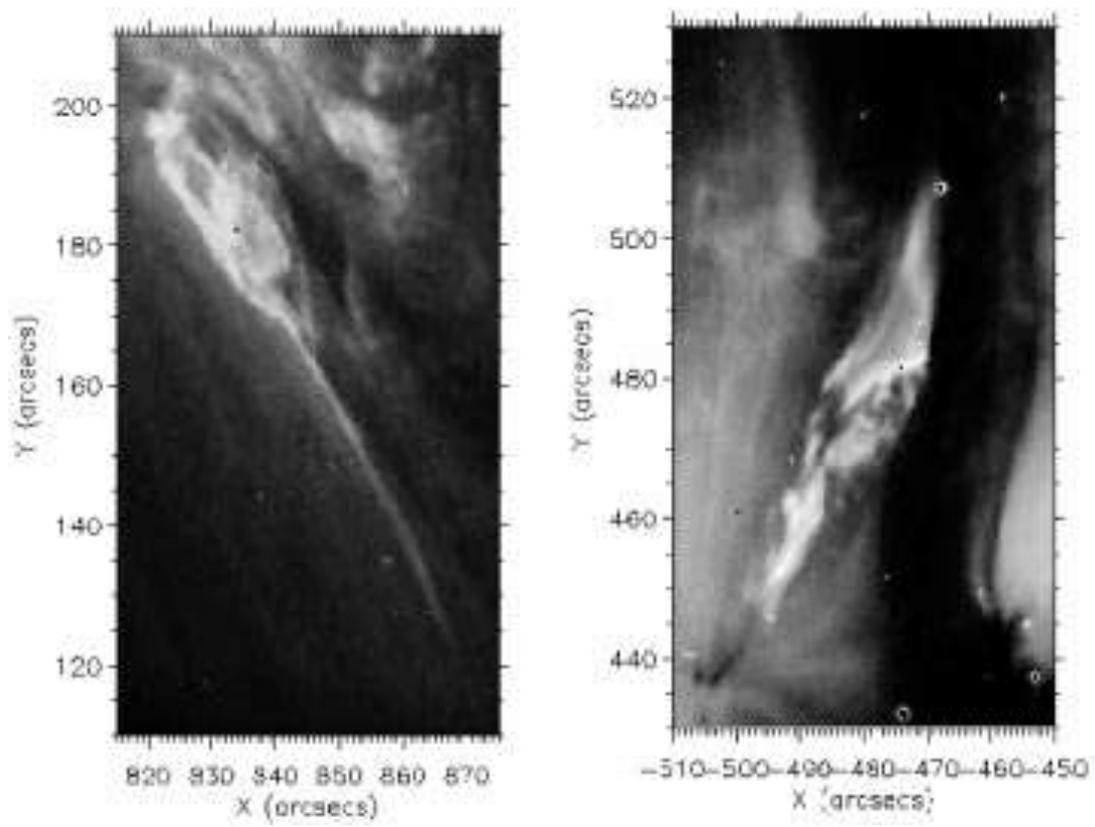


图 1.9: 发生在 1998 年 8 月 19 日 02:50 UT 的海葵状喷流和 1998 年 5 月 28 日 18:40 UT 的双侧环喷流^[54]。

四十年代^[57,58]。在日面上，日浪一般都是暗的；但有时它也表现为亮结构^[59-61]。温度较高的喷流可以在 UV/EUV 波段的观测中被看到，其温度约为 10^5 K，最早于 1971 年由 Kirshner 和 Noyes 用 OSO-6 卫星上的光谱仪在 C III 977 Å 上观测到。X 射线观测到的喷流温度最高，大约为 10^6 K。

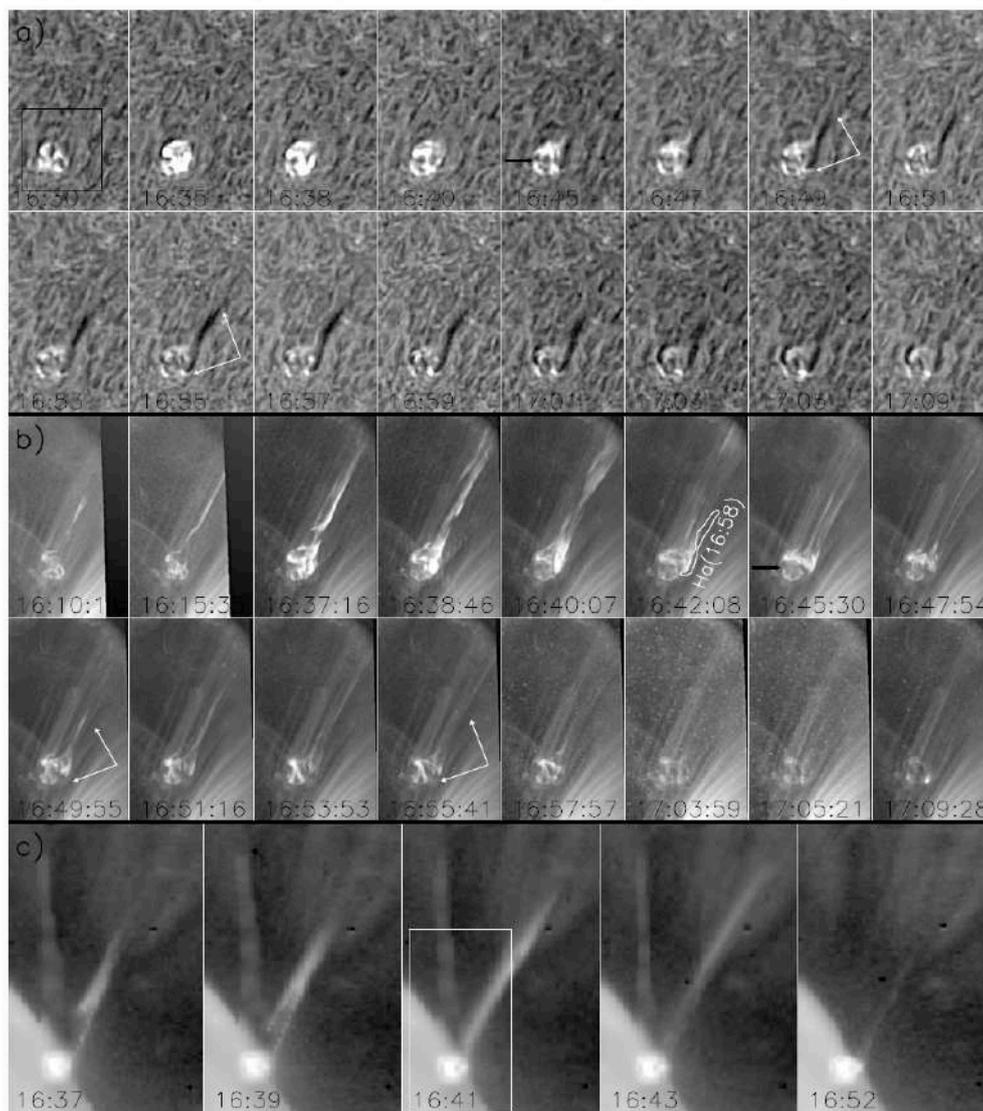


图 1.10: 同时被 $H\alpha$ 、EUV 171 Å 和软 X 射线观测到的一个喷流事件^[62]。

同一喷流可能既有冷的也有热的温度成分，能被各个波段观测到，如图 1.10 所示^[62,63]。很多观测事例表明：较冷的 $H\alpha$ 成分相对于较热的 EUV 和 X 射线成分出现时间有所延迟，延迟时间约为 2 – 15 分钟。一些学者将这种现象解释

为较早出现的热的日冕喷流物质的冷却形成了冷的成分^[54,62,64]。还有些学者认为日冕喷流的冷成分是由色球层冷等离子体形成的，它们由膨胀环带动，并由于不连续场的张力而加速^[65,66]。对于喷流冷成分的形成和延迟还有其他一些解释：Nishizuka 等人^[67]在模拟中重现了喷流的冷、热成分，他们认为喷流冷成分的延迟是由于冷（高密度）和热（低密度）等离子体的 Alfvén 速度不同而造成的效果，因为延迟时间比热等离子体流的冷却时间短得多；Shen 等人^[68]通过高分辨率观测发现喷流冷成分是由于喷流底部束缚的小暗条爆发形成的。到目前为止，关于日冕喷流冷成分的形成机制还没有一个统一的解释。

喷流某个位置的具体温度值可借助一些方法获得，例如 SDO 多波段观测的 DEM (Differential Emission Measure) 方法、谱线诊断等（具体见下一章）。使用日地关系观测站 (Solar TERrestrial RELations Observatory, 简称 STEREO)^[69] 卫星上的极紫外成像仪 (Extreme UV Imager, 简称 EUVI)^[70] 不同通道的强度比值，Nisticò 等人^[71]估计喷流的温度为 0.8 – 1.3 MK，Pucci 等人^[72]则给出其观测喷流的温度为 1.6 – 2.0 MK。

1.2.1.4 喷流的长度、宽度和寿命

Shimojo 等人^[47]统计了 1991 年 11 月到 1992 年 4 月的 100 个 X 射线喷流，发现喷流长度范围为几 Mm 到 400 Mm，宽度为 0.5 – 10 Mm，寿命可以达到 10 小时左右，其分布是幂指数约为 1.2 的幂率形式。H α 日浪投影长度大约为 38 – 220 Mm，可达到的高度为 20 – 200 Mm，宽度为 3 – 30 Mm，寿命从几分钟到几十分钟不等^[73,74]。Chae 等人^[66]研究了几个与 H α 日浪相关的复发极紫外喷流，发现它们的尺寸为 4 – 10 Mm，寿命为 2 – 4 min。Kim^[75]则研究了与 X 射线喷流相关的极紫外喷流，发现两者都有 400 – 500 Mm 的尺寸和 100 – 600 s 的寿命。总的来说，不同波段的日面成像观测得到的喷流尺度和寿命差异不大。实际上借助日冕仪的观测，喷流的长度可以达到几个太阳半径：St. Cyr 等人^[76]利用 SOHO/LASCO 的观测数据在极区上方发现了白光喷流，Wang 等人^[77]研究了 1997 年 4 月到 1998 年 2 月（太阳活动极小期间）极区冕洞中的 27 个白光和极紫外喷流，发现在超过两个太阳半径观测到的白光喷流其实是日面附近极紫外喷流的外延。Paraschiv 等人^[78]研究了 2007 年 1 月到 2008 年 12 月太阳极小阶段的 10000 多个来自冕洞或宁静区的白光喷流，它们中的 1732 个

的寿命超过 20 min，并与日面亮点相关。

1.2.1.5 喷流的密度、质量和能量

对于喷流的密度、质量和能量，不同观测给出的结果不同。Roy^[79] 估计一个 H α 日浪的数密度约为 10^{10} cm^{-3} 的量级。而 Gu 等人^[80] 则对 1989 年观测到的一个太阳冲浪给出了高一个量级 10^{11} cm^{-3} 的估计。Schmieder 等人^[81] 认为他们观测到的 X 射线喷流的密度同样为 10^{11} cm^{-3} 。Shibata 等人^[82] 在他们的综述性文章中总结到，X 射线喷流的密度应该为 $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 到 $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 。同样，利用 DEM 和谱线密度诊断等方法，可得出喷流某一位置密度的具体值。使用 Hinode 卫星极紫外成像光谱仪 (EUV Imaging Spectrometer, 简称 EIS) 六条光谱的数据，Yang 等人^[83] 得出一个喷流的电子密度大约为 6.6×10^9 到 $3.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。Young & Muglach^[84,85] 利用 EIS Fe XII 195.12 Å 光谱数据分析了一系列喷流的特性，其中最大的一个喷流密度为 $2.8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ，另一个喷流密度为 $(0.9 - 1.7) \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 。

喷流的质量和能量基本由估计得到，其结果随着喷流密度和尺度等而改变。喷流的质量大概为 $10^{11} - 10^{13} \text{ kg}$ ^[73]；能量则为 $10^{26} - 10^{29} \text{ erg}$ ^[72,86]。

1.2.1.6 喷流的周期

部分喷流具有周期性重现的特征，其周期约为 50 s^[87] 至 20 min^[88,89]。

1.2.2 喷流的动力学特征

1.2.2.1 表观速度

一般我们所说的喷流的速度都是其表观速度，即喷流尖顶从底部向上喷射的投影速度。喷流表观速度大约为 10 km s^{-1} 到 1000 km s^{-1} ，平均值为 200 km s^{-1} ^[47,74,90]。由于极区喷流几乎是径向的，因此表观速度与实际速度之间的差异可能很小；而对于活动区喷流，由于投影效应，我们需要其他信息比如光谱测量的辅助。Matsui 等人^[91] 使用 STEREO 数据测量了相对较长 ($< 几十 \text{ Mm}$) 的喷流的速度。他们发现喷流的表观速度比真实速度小 10 - 20 %，这表明在大多数情况下使用表观速度可能就足够了。

1.2.2.2 喷流的横向运动

越来越多的观测事例表明喷流除了沿着轴的运动之外，还存在横向运动。Shibata 等人^[92]报道了日冕喷流会向侧面移动，速度为 $20 - 30 \text{ km s}^{-1}$ 。Savcheva 等人^[50]对 104 个极区冕洞喷流事件的统计研究表明，超过 50% 的喷流表现出约 35 km s^{-1} 的横向运动。Chandrashekar 等人^[93]发现喷流的横向运动速度随着高度的增加而降低。Shimojo 等人^[94]报道了一些日冕喷流存在更高速度 ($> 100 \text{ km s}^{-1}$) 的横向运动，其中一个喷流在重联的封闭场线打开后表现出鞭状的运动。

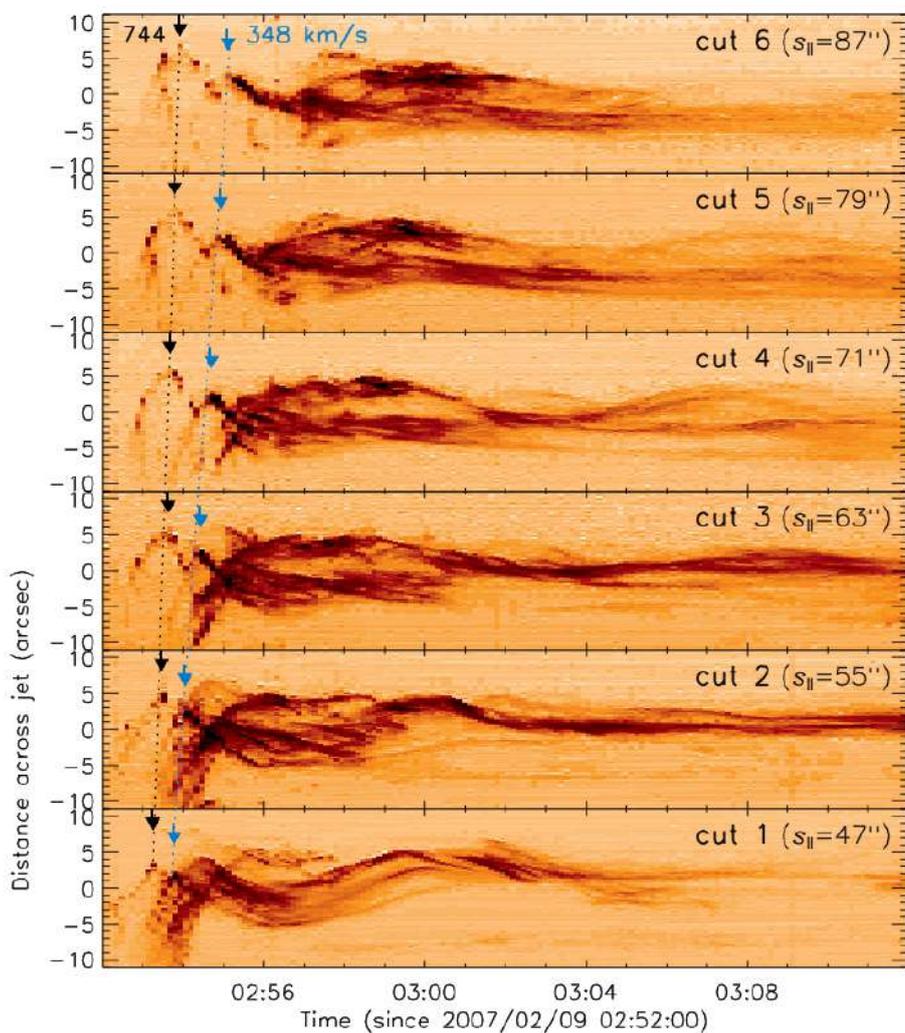


图 1.11: 图中为垂直喷流轴向做的切片图，展示了喷流的横向振荡^[95]。

喷流的横向运动有两种形式：除了上面说到的向侧面扩展之外，还存在振荡

(如图1.11所示)。Cirtain 等人^[49] 在日冕喷流中首次检测到横向振荡，这可用于磁震学来推断日冕中的许多物理参数（例如温度，磁场）。Morton 等人^[87] 研究了喷流暗纤维结构（即喷流的内部结构）的振荡，发现其周期为 360 秒，假设为 kink 模式振荡的话可推断出喷流温度小于 3×10^4 K。Chandrashekar 等人^[96] 分析了冕洞边界喷流的亮纤维结构振荡，从振荡的 220 秒周期推出 1.2 高斯的磁场强度。他们还报告了横向振动的强阻尼，其特征速度幅度为 20 km s^{-1} 。

1.2.2.3 喷流的旋转（解缠）运动

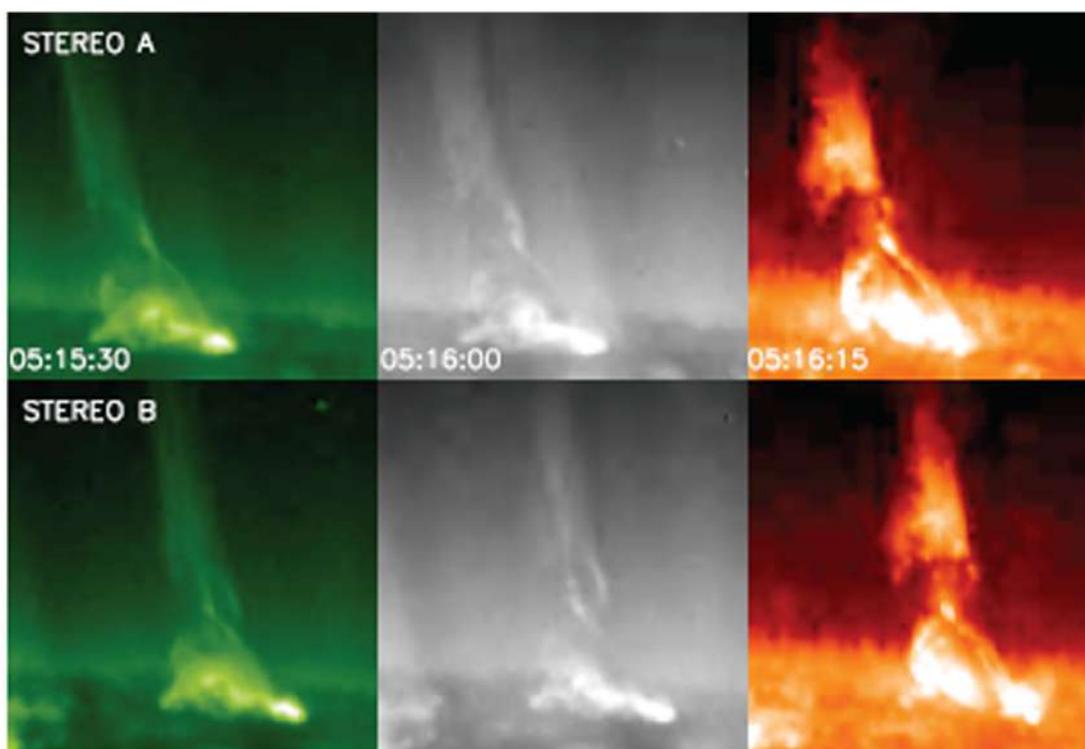


图 1.12: 太阳色球层的 $\text{H}\alpha$ 和 Ca II k 线单色光成像。STEREO 两颗卫星在不同角度同时观测的不同波段的同一个喷流的结构。波段从左到右依次是 195 \AA 、 171 \AA 和 304 \AA ^[97]。

Alexander & Fletcher^[54] 研究了 TRACE 171 \AA 波段观测到的极紫外喷流，发现其中一个喷流在爆发过程中有明显的旋转运动和分叉现象，说明这个喷流具有螺旋结构。Jiang 等人^[62] 也报道了紫外喷流的螺旋结构。Patsourakos 等人^[97]

利用 STEREO 前导和后随卫星同时拍摄的图片进行三维合成, 得出喷流的真实位置, 证实了喷流的螺旋结构 (见图 1.12)。Nisticò 等人^[98] 通过对 STEREO 观测到的 79 个喷流的形态分析确认了螺旋喷流是常见的, 并且解缠运动也可能是相当大一类喷流的重要属性。解缠运动在多普勒图中的显著特征是沿流动方向的正和负 LOS 速度, 即红蓝移现象, 而这是喷流的常见特征之一^[99-101]。

很多研究工作报道了在不同区域 (即 CHs, QRs, ARs) 发生的日冕喷流的解缠运动^[102]。根据喷流的解缠运动, 可以估计出喷流大约有 0.25 – 2.5 圈的扭缠。具体来说, Shen 等人^[103] 表明一个极区喷流在爆发时表现出解缠运动, 旋转了大约 1 – 2.5 圈。Moore 等人^[104] 分析了 32 个喷流事件, 发现其中 29 个喷流表现不同程度的扭缠: 其中 10 个扭缠度 $\sim 1/4$ 圈, 14 个的扭缠度为 $1/4$ 至 $1/2$ 圈, 而 5 个喷流的扭缠度为 $1/2$ 到 $5/2$ 圈。

喷流的解缠运动相对应的速度范围为几 km s^{-1} 到 $> 100 \text{ km s}^{-1}$ 。Lee 等人^[105] 在一个 AR 喷流中观测到解缠运动, 其在 AIA 304 Å 图像上的投影速度约为 $30 - 60 \text{ km s}^{-1}$, 并且随着高度的增加而减小。Zhang & Ji^[89] 发现一个喷流事件中的解缠运动平均速度约为 120 km s^{-1} , 随后减速至 80 km s^{-1} 。Liu 等人^[88] 观察到一个 AR 喷流表现出在 $30 - 110 \text{ km s}^{-1}$ 范围内的解缠运动。其他工作^[106,107] 也提供了在 AIA 观测到的喷流中解缠运动的定量值。Hinode/EIS 的光谱观测结果表明, 解缠运动引起的多普勒速度的蓝移和红移分别约为 70 km s^{-1} 和 8 km s^{-1} 。利用高时空分辨率的 IRIS 光谱观测, Cheung 等人^[108] 已经报道了过渡区温度下 AR 喷流的解缠运动。但是, 由于唯一可用的日冕线 (Fe XII 1349 Å) 太弱, IRIS 可能无法检测到扭缠对应的日冕特征。除此之外, 还有一种说法是磁场重联过程中产生的扭转阿尔芬波动 (Torsional Alfvén waves) 引起了喷流的旋转运动^[109]。

1.2.3 喷流的磁场特征

一些早期的工作指出喷流与太阳黑子或强磁场区有关, 例如 Gopasyuk 等人^[110] 发现活动区内太阳黑子漂移与 $\text{H}\alpha$ 喷流的数目增加有关。Roy^[79] 发现自黑子本影的亮桥 (横穿黑子本影的亮的、长的并狭窄的特征结构) 上喷出的 $\text{H}\alpha$ 日浪。这些工作使得人们相信磁场在喷流产生中可能起到重要作用。

大量的观测事实表明喷流与其足点处的光球磁场演化有着密切的联系。Shi-

mojo 等人^[111]研究了 X 射线喷流足点处的磁场特征, 他们发现所研究的喷流中有 8% 发生在单极磁区 (a single pole), 12% 发生在双极磁区 (a bipole), 24% 发生在混合磁极区 (a mixed polarity), 48% 发生在“卫星”黑子磁极区 (a satellite polarity)。如果将“卫星”极性区看作是混合极性区时, 那么 72% 的喷流发生在混合极性的磁场区域。这种混合极性在之后喷流的研究中常被观测到^[112]。Shimojo 等人^[111]还研究了喷流产生区域的磁流演化, 发现喷流产生于磁流增加或减小的区域, 即磁浮现区或磁对消区。

磁流浮现是喷流足点处磁场中常出现的一种活动现象^[92,113,114]。一些学者指出 $H\alpha$ 日浪是磁流浮现过程中最初的活动表现, 并表明这些日浪的形态特征可以用浮现磁流和周围磁场之间的磁重联来解释^[115,116]。结合观测和建模, Cheung 等人^[108]分析了 4 个来自超米粒元胞内部的气孔 (Pore) 的喷流, 模拟结果表明气孔附近的磁流浮现导致了喷流的产生。一些观察性研究^[117]和理论性研究^[118,119]还表明, 浮现的磁流会破坏先前存在的磁结构的稳定性, 从而导致爆发并形成喷流。

喷流的足点磁场处还经常观测到磁流对消的发生。Chae 等人^[66]发现 EUV 喷流和相关的 $H\alpha$ 日浪是由新浮磁流和已存在的相反极性磁场的对消导致的。Zhang 等人^[100]研究了一个 $H\beta$ 日浪和相关的 X 射线喷流的磁特征, 也发现喷流是新浮磁流与已存在磁场对消的结果。最近的很多观测均发现了在喷流发生之前和期间浮现磁流与已存磁场之间对消的证据^[74,84,120-123]。Brooks 等人^[124]发现喷流的产生与两种异极性磁流之间的对消相关: 除了前面说到的浮现磁流与已存磁场之间的对消产生了连续的喷流外, 他们还发现浮现在黑子半影附近的运动磁特征 (Moving magnetic features, 简称 MMFs), 穿过周围等离子体之后, 与异极性的磁流发生对消, 同样触发了喷流的形成。之后的一些事例也都观测到黑子半影附近的运动磁结构与“卫星”黑子之间的磁对消形成喷流的情况^[125,126]。

1.2.4 喷流模型

基于观测和数值模拟, 很多学者提出了多种物理模型来解释喷流现象。早期模型有气压模型^[127,128]、激波模型^[92]和磁重联模型等等。随着观测和模拟的深入, 人们发现喷流中存在着磁场重联的大量观测证据:

- (1) 浮现磁流和背景日冕磁场之间存在两种相互作用, 在冕洞中会形成海葵

状喷流，在宁静区则形成双向喷流^[53]；(2) 喷流的宽度经常随高度而减小，表明磁流管的截面随高度增加而减小，当喷流足点存在一个中心点时就会发生这种情况^[47]；(3) 超过 70% 的喷流的足点位于混合极性区或卫星斑黑子区，说明喷流足点附近存在中心点或电流片^[111]；(4) 喷流足点与耀斑最亮部分存在间隙，并不完全重合^[47]；(5) 足点活动区拓扑结构在喷流期间会发生改变^[53,92]；(6) 在喷流爆发期间，喷流存在像甩鞭子一样的运动^[53,92,99]，这种鞭状 (whip-like) 运动可能是重联期间磁场结构重组的证据；(7) 喷流存在沿着轴的旋转运动；(8) Kundu 等人^[129] 发现了一个与 III 型射电暴相关的 X 射线喷流，III 型射电暴是重联中被加速的高能电子的存在证据。

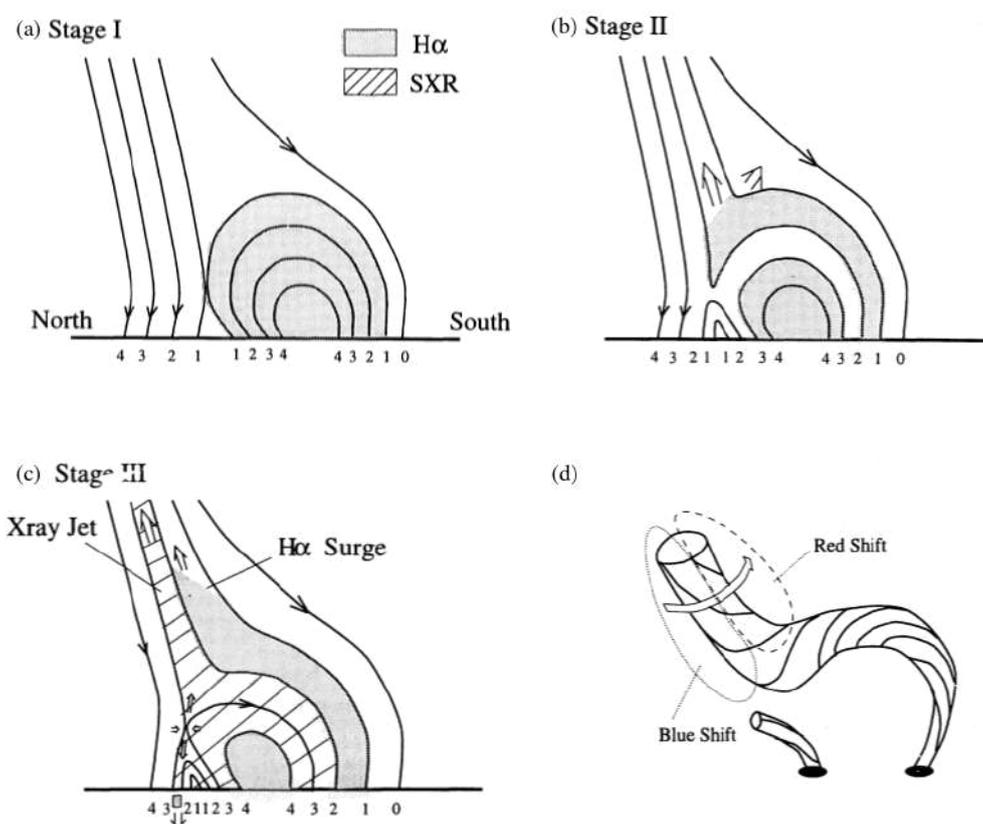


图 1.13: Canfield 等人^[99] 提出的喷流的标准模型示意图。图中黑色实线表示磁力线的结构。(a) 重联发生之前的磁场位形；(b) 发生强烈加热之前的磁场重联早期的第二阶段；(c) 磁场重联和加热之后的磁场位形和喷流。(d) 磁扭缠导致喷流的旋转运动的示意图。

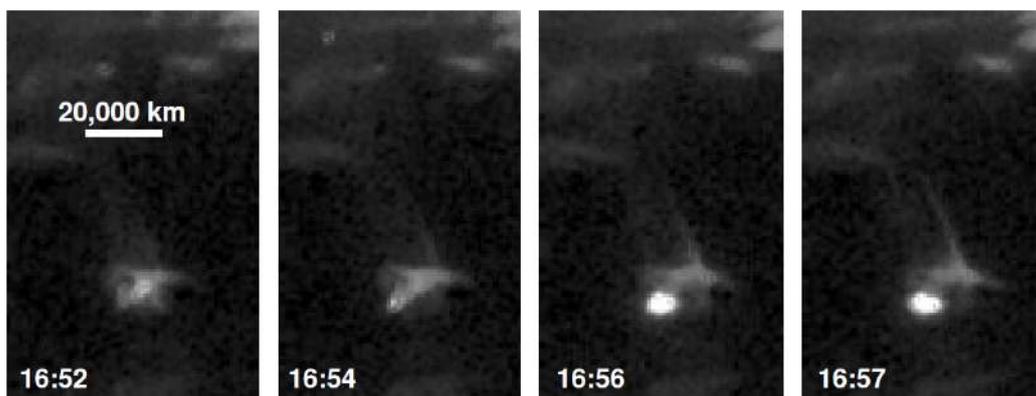
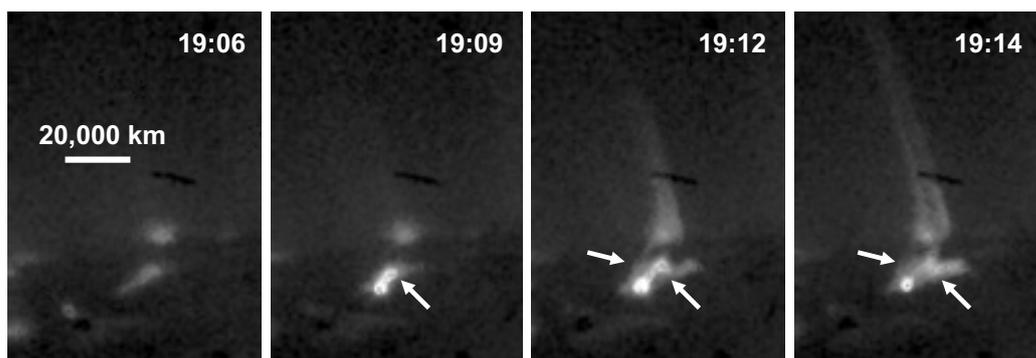
1.2.4.1 标准喷流模型

各国学者根据理论和观测先后提出了喷流的重联模型，这些模型除了在喷流重联的初始触发机制不同外，基本思想大致相同。Canfield 等人^[99]在以上模型的基础上，结合观测提出了一个基于磁场重联、考虑到喷流旋转运动的理论模型（如图1.13所示），称为喷流的“标准模型”（Standard Model）。

在重联开始之前（图（a）显示），由于浮现、膨胀、足点旋转等原因，右侧连接足点 1-4 的磁环向北运动，逐渐靠近左侧的背景开放磁力线。由于两者磁场方向相反，在它们互相靠近的位置（即磁环和开放磁场交界处的 X 形结构）很容易发生磁场重联。图（b）显示了重联开始阶段，磁力线 1 和 2 分别发生了重联，磁环中携带的较冷等离子体沿着图中的双箭头的方向移动。此时 1 和 2 之间的等离子体基本没被加热，形成了在 $H\alpha$ 观测中比较明显的日浪；而 2 和 3 之间的等离子体只是勉强被加热到了 X 射线的温度。图中等离子体在上升的过程中包含有横向的运动，形成了观测中常见的鞭状运动。在磁场重联过程快速加热之后（图（c）所示），图中斜纹区域（1 和 2 之间的）等离子体被加热到 X 射线的温度，出现明显的 X 射线喷流。同时，在图中原始磁环和背景磁场交界的位置形成新的磁环和向下的 $H\alpha$ 喷流。另外，喷流的足点（2 和 3 之间的矩形所表示）与增亮的磁环（重联后形成的小型磁环系统）之间并不完全重合，这一点非常符合实际观测。

标准模型可以解释喷流的旋转运动，如图（d）所示：磁环内部初始时刻存在着扭缠磁场，当扭缠磁场与扭缠度较低的背景磁场发生重联之后，存储的磁扭缠从闭合磁环中传递到重联后的开放磁场中。喷流随着磁场的解扭缠运动朝着初始扭缠相反的方向旋转。后来的观测证明了这一点^[130]。解缠的磁扭缠除了能够引起喷流的旋转运动以外，还会在喷流的前沿形成一个向上的洛伦兹力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ，引起喷流的持续上升^[131,132]。Liu 等人^[88]通过对一个日冕大尺度极紫外喷流详细的动力学分析不仅证实磁场的解旋过程使得喷流能够保持不断的旋转，喷流的旋转速度和周期在它上升和下降的过程中几乎没有任何减小的迹象；还精确得出在整个喷流的过程中，喷流从解旋过程所获得的动能是从磁场重联中获得的动能的 1.6 倍。这说明在喷流的动力学能量获取的方面，磁场解旋过程可能起到比磁场重联更重要的作用。

1.2.4.2 爆裂喷流模型

图 1.14: Hinode/XRT 观测到的发生在 2008 年 9 月 22 日的满足标准模型的喷流^[133]。图 1.15: Hinode/XRT 观测到的发生在 2008 年 9 月 20 日的符合爆裂模型的喷流^[133]。

Moore 等人^[133]对 Hinode/XRT 观测到的一系列 X 射线喷流进行分析,发现 2/3 的喷流满足之前讲的“标准喷流模型”,这些喷流位形简单,存在一个基底亮点 (Jet-base Bright Point, JBP) 和一个窄的尖顶 (如图1.14所示)。除此之外,还存在 1/3 位形比较复杂的喷流,它们的增亮位置更多,尖顶更宽 (如图1.15所示)。为了解释这些喷流,Moore 等人^[133]在标准喷流模型的基础上提出了“爆裂喷流模型”(Blowout Jet Model),其爆发过程如图1.16所示。

左上图显示的是初始磁场位形。磁环的正极和背景负极开放场之间由于浮现的磁环形成了一个电流片 (图中黑色实线)。与标准喷流类似,当电流片足够薄的时候,磁环与开放场之间就会发生重联。与标准喷流模型的不同之处为: (1)

磁环核心的磁场是高度剪切、偏离势场的结构；(2) 磁环前方的另外一根磁力线与磁环左侧的开放场一起到喷流的爆发过程中来。

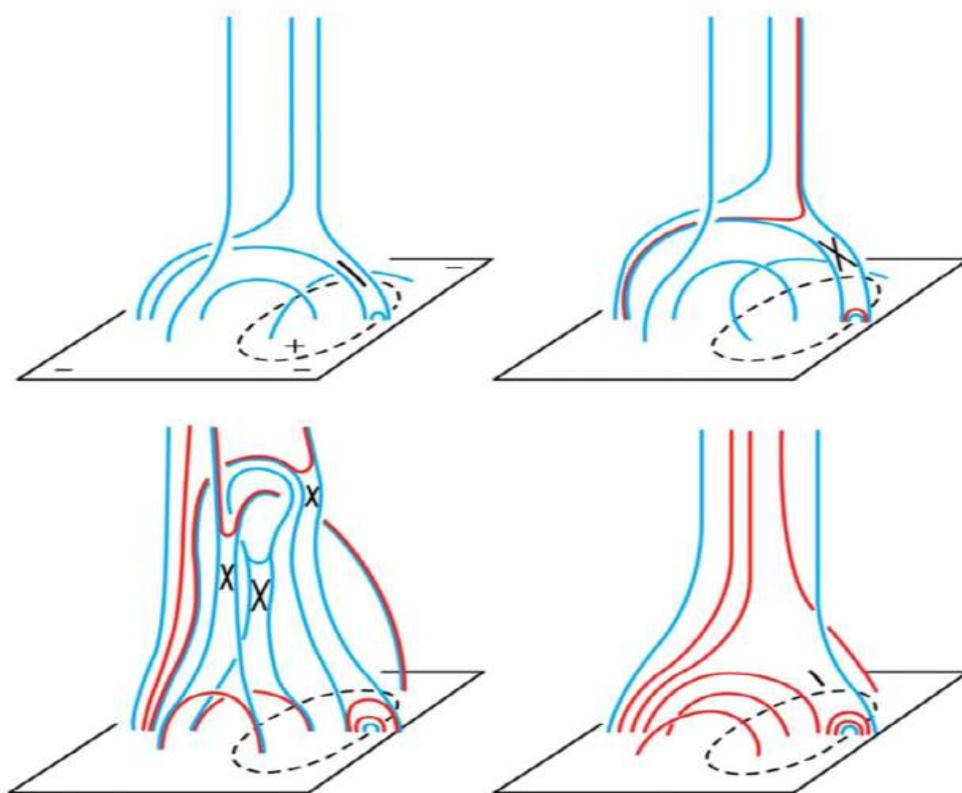


图 1.16: Moore 等人^[133] 给出的爆裂喷流的爆发过程。图中蓝色线条代表未发生磁场重联的磁力线。红色线条代表重联后的磁力线。黑色实线代表电流片的位置。黑色虚线代表磁场正负极之间的极性反转线。而 X 号则代表发生重联的位置。

右上图展示的是 X 射线喷流的爆发。爆裂喷流在最开始的时候与标准喷流一样，只有位于磁环表面的电流片位置上的磁场重联。这次重联会引发一个单束的喷流，同时在底部出现一个小的耀斑环（图中红色的小环）。同时，磁环的内部磁场开始逐渐抬升爆发。关于磁环核心的爆发，存在两种可能性：(1) 内核的剪切磁场由于表面的磁场重联解放进而重联。这种情况下首先应该观测到一个单束的喷流，然后才能观测到磁环内部的增亮现象。(2) 磁环内部的剪切磁场的磁重联引起了内部磁场的抬升，进而触发表面的磁场重联。在这种情况下应该先观测到磁环内部的增亮，然后是单束喷流的爆发。Moore 等人^[133] 声称这两种情

况在实际情况中都被观测到了。

左下图显示的是在喷流的增长期底部磁环的爆裂爆发。Moore 等人^[133]表明此时有三个地方发生着磁场重联：(1) 第二步中磁环表面发生重联的电流片的位置由于磁环的膨胀和挤压而持续发生重联，而且重联地点被推到了更高的位置上。(2) 磁环内部的反向极性的拉伸磁力线之间（图中最低的 X 符号所示）。这里的重联形成了图中左侧在磁环内部重联点下方横跨极性反转线的耀斑环。(3) 爆发后的正极磁场的磁力线和前方的负极背景磁力线之间。这个磁场重联在形成一个耀斑环的同时会在耀斑环上方形成另一束喷流。

右下图显示的为重联结束之后的磁场位形。爆裂喷流与标准喷流的不同点在于：(1) 爆裂喷流不仅在浮现的磁环外面有增亮的耀斑点，在磁环内部也有增亮的耀斑点；(2) 爆裂喷流中磁环内部磁场的爆发往往会携带冷的暗条物质；(3) 爆裂喷流可以观察到额外的喷流束。

爆裂喷流在之后很多人的工作中都被观测到，并且许多爆裂喷流底部都携带着一同爆发的微暗条^[68,102,104,122,134,135]。Liu 等人^[136]还报道了一个由标准模型过渡为爆裂模型的喷流，Archontis & Hood^[137]则利用三维 MHD 模拟重现了喷流从标准模型向爆裂模型的转换。

1.2.4.3 微暗条爆发模型

利用 Hinode 和 SDO 卫星的观测数据，Sterling 等人^[138]对极区冕洞中的 20 个喷流进行研究，发现不管是标准喷流还是爆裂喷流，每个喷流都是由其底部的微暗条爆发引起的。这些微暗条在 X 射线图像上无法识别，但是可以从 EUV 图像上看到，如图 1.17 所示。暗条向上运动，在到达 X 射线喷流拱形基底的顶部时，暗条在 EUV 图像上的喷流尖顶中排出。在 EUV 图像中，喷流同时具有发射和吸收成分，并且暗条会演变为喷流的一部分。值得注意的是，在软 X 射线和 EUV 图像中，JBP 都位于暗条向上爆发的位置，因此 JBP 是在大型暗条爆发之后形成的太阳耀斑环的类似物。在之前的标准模型和爆裂模型中，JBP 为浮现双极子和背景开放磁场重联后形成的重联后环，和这里的暗条爆发形成 JBP 的情况不一致。Sterling 等人^[138]提出了微暗条爆发模型来解释这些冕洞中喷流的形成。通过研究活动区^[139]和宁静区^[123]的喷流，微暗条爆发模型被成功验证。另外，Sterling 等人^[140]还发现双侧环喷流也可以用微暗条爆发来解释。

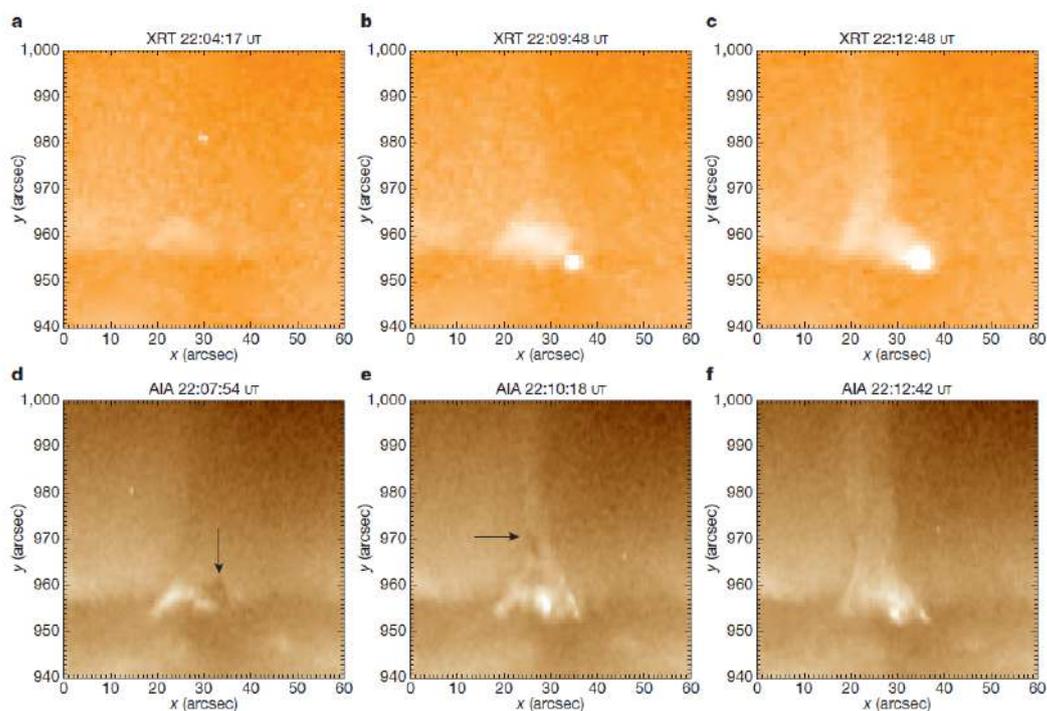


图 1.17: Hinode/SRT 软 X 射线 (a–c) 和 SDO/AIA EUV 波段 (d–f) 图像中观测到的一个喷流事件^[138]。

图1.18展示了微暗条爆发模型的示意图。(a) 带有暗条 (蓝色) 的浮现双极子在背景开放日冕磁场中靠近大型双极子。浮现双极子包含剪切和扭曲磁场形式的大量自由能。大型双极子对应于我们通常观察到的喷流的基底 (与图1.17相比)。(b) 与大规模的太阳爆发活动一样, 携带暗条的浮现双极子由于某种过程变得不稳定。然后, 它在大型双极子和周围开放场之间向外运动。浮现双极子拉伸的磁力线内部发生重联 (Internal reconnection)。在大规模的太阳爆发中, 内部磁重联导致太阳耀斑, 而在这种情况下, 爆发的暗条携带场下的内部磁重联导致喷流 JBP 的形成 (粗体的红色半圆)。(c) 当爆发暗条携带场到达大型双极子顶点的远端时, 其方向有利于与周围的磁场发生重联 (External reconnection), 从而产生新的磁力线, 并在大型双极子上形成新的磁环。在重联新形成的开放磁力线处出现高温喷流, 即喷流尖顶开始形成。(d) 如果外部磁重联的位置到达暗条携带场的内核位置, 那么位于核内的暗条物质 (蓝色和浅蓝色) 将沿着新的开放磁力线向外喷射, 从而导致喷流中的较冷成分。

这个模型可以用于解释爆裂喷流和标准喷流。如果爆发的暗条携带场达到

大型双极子的顶点之外（图 c, d），则将导致广泛的外部磁重联，产生了爆裂喷流的较宽尖顶特征。如果爆发暗条磁场在大型双极子的顶点附近停顿（如果爆发足够弱），则外部磁重联只会产生标准喷流特有的狭窄尖顶。

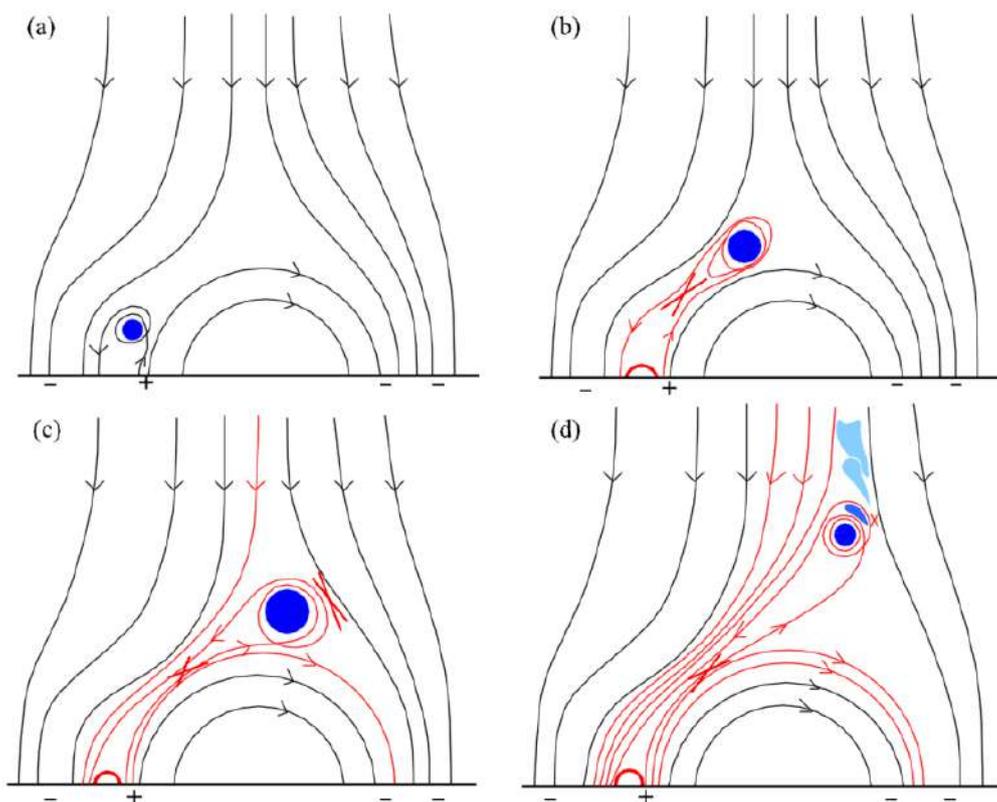
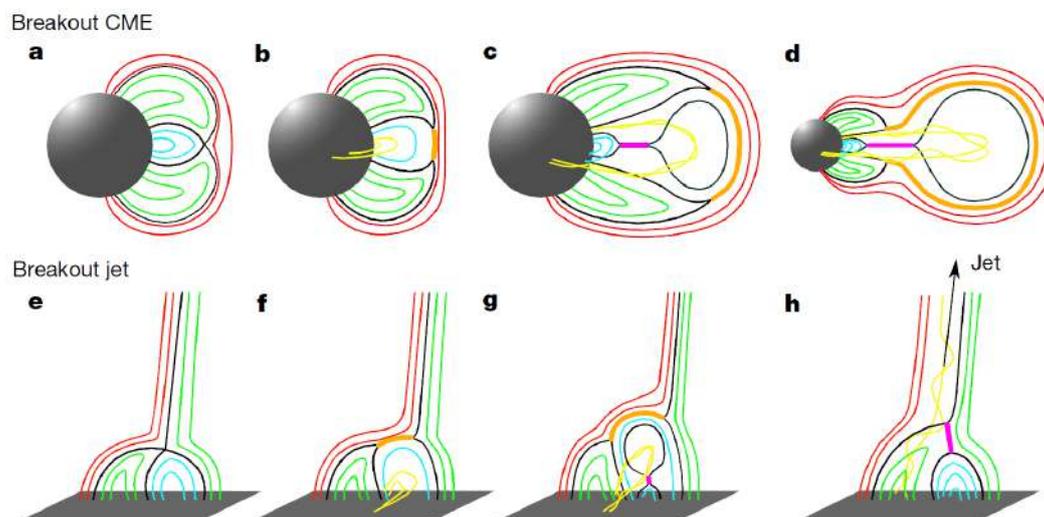


图 1.18: 微暗条爆发模型^[139]。粗的水平黑线代表光球，弯曲的黑线表示未发生重联的磁力线，弯曲的红线表示重联后的磁场，红色叉号表示发生磁重联的位置。

根据微暗条爆发模型所说，所有的喷流都是由其底部的暗条爆发引起的；而之前在解释 CME 这种大型太阳爆发活动时，暗条爆发也被看作是一个重要的机制。因此，Wyper 等人^[141]提出喷流和 CME 可以用同一种爆发机制解释——磁爆裂（Magnetic breakout）模型^[29]，如图1.19所示。由于这个模型和微暗条爆发模型相比并不是一个新的解释喷流爆发的模型，所以我们将其放在这一节中简要介绍。

图1.19中红色、蓝色、绿色曲线分别表示不同的环系，黑色曲线为这些环系的分割面。在 CME 形成过程中，中间的强剪切拱（暗条）向上运动，在与上方的大尺度闭合环系发生挤压后，形成一个弯曲的电流片，快速的磁重联过程迅速


 图 1.19: 磁爆裂模型^[141]。

消除了上方背景磁场对下方剪切磁拱和暗条的束缚，从而导致暗条爆发并形成 CME (a–d)。同样，在喷流形成过程中，暗条在一个双极子磁场核心处形成并向上膨胀，使得双极子和背景开放场之间形成电流片，磁重联使得暗条上方的束缚减小，从而导致暗条爆发，形成喷流 (e–h)。

1.2.5 喷流的不稳定性

前面我们提到了各种尺度的喷流存在速度从 10 km s^{-1} 到 1000 km s^{-1} 的各种运动，比如轴向运动、横向运动和旋转运动等。喷流和周围环境的的速度差可能导致开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性的发生。开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性出现在速度差超过一定阈值的两股平行流之间。在非粘性流体中，只要存在速度剪切，就会发生开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性。由于粘度和磁场会起到致稳的作用，因此在磁化等离子体中，两股流体之间发生开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性需要它们的速度差超过一定阈值^[142]。当开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性发展时，会在两股流动之间的边界上形成波纹或涡旋状结构，我们可以通过这种结构来识别它。

开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性引起的涡旋状结构已经在很多太阳活动现象中观测到，例如暗条^[143,144]、CME 的边缘^[145–148]、冕流^[149] 和太阳风^[150]。这些观

测使得磁流管中开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的理论研究开始发展起来^[151-153]。这些理论研究基本方法是利用柱坐标下的线性不可压缩磁流体方程求得在不同情况下的色散方程，再求解色散方程从而得到开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生的阈值。

喷流中开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的理论研究也是基于上述方法，即把喷流假设为不同磁场位形的磁流管。Zaqarashvili 等人^[154]研究了扭曲和旋转两种位形的喷流表面附近的速度差引起开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的条件，发现当旋转动能大于扭曲磁场的磁能时，就会引起不稳定性。

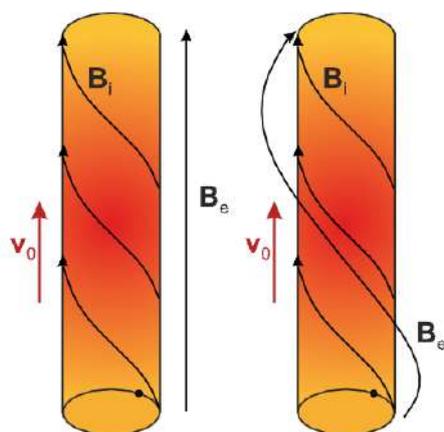


图 1.20: 喷流的两种磁场位形: 位于均匀背景磁场 (左) 和扭曲背景磁场 (右) 中的扭曲磁流管^[155]。

通过将观测的喷流参数加入到理论分析中, Zhelyazkov 等人^[155]研究了 1998 年 5 月 30 日在活动区 NOAA 8227 中观察到的一个 $H\alpha$ 日浪中发生开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的条件。喷流的速度为 $45 - 50 \text{ km s}^{-1}$, 宽度为 7 Mm , 并且假设其温度为 10^5 K , 电子数密度为 $3.83 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 为一个限制在 7 G 磁场背景的扭曲磁流管。假设周围环境温度为 $2 \times 10^6 \text{ K}$, 磁化等离子体的电子数密度为过渡区/低日冕区域的典型值 $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 。在这些条件下, 喷流内部的阿尔芬速度等于 78.3 km s^{-1} 。他们将 $H\alpha$ 日浪建模为具有两种磁场配置的运动磁流管: (i) 位于均匀背景磁场中的扭曲磁流管, 以及 (ii) 位于扭曲磁场环境中的扭曲磁流管 (如图 1.20 所示)。两种磁场配置下等离子体流色散关系的数值研究表

明：开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性仅仅会发生在沿轴向传播的 MHD 波中，但是具有较高的负方位角模数，并且不稳定性会发生在亚阿尔芬临界流速范围为 $24 - 60 \text{ km s}^{-1}$ 的情况下。

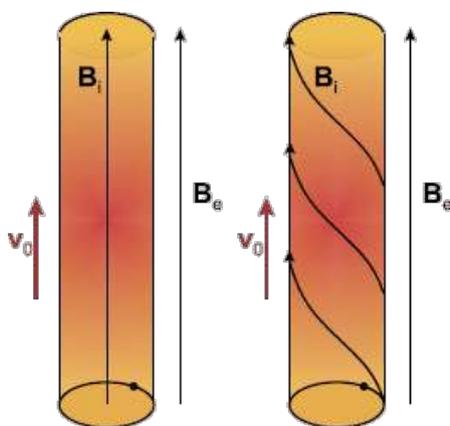


图 1.21: 喷流的两种磁场位形：位于均匀背景磁场中不扭曲（左）磁流管和弱扭曲（右）磁流管^[156]。

Zhelyazkov 等人^[156] 还研究了 Hinode 观测到的一个 EUV 喷流发生开尔文 - 亥姆霍兹 (KH) 不稳定性的可能性。喷流的速度超过 150 km s^{-1} ，温度 $\text{Log } T_e [\text{K}] = 6.2$ ，密度 $\text{Log } n_e [\text{cm}^{-3}] > 11$ 。他们将 EUV 喷流建模为垂直运动的磁流管（未扭曲和弱扭曲），并研究了沿喷流横向传播的 MHD 波（见图1.21）。事实证明，MHD 波在 $112 - 114.8 \text{ km s}^{-1}$ 范围内的流速下都可能变得不稳定。当喷流及其周围环境被视为不可压缩介质时，发生不稳定性的临界速度为 114.8 km s^{-1} 。而将喷流视为可压缩等离子体时，可获得较低的临界速度 112 km s^{-1} 。

1.2.6 针状体、巨形针状体和网络喷流

除了前面所讲的日冕喷流，太阳大气中还存在一些尺度较小的喷流状活动，比如色球中的针状体^[157]、Mottle 或纤维 (Fibril)，过渡区的网络喷流 (Network jets)^[158] 等。这些现象可能是小规模喷流^[159]，在这里我们简单介绍其中一些活动。

针状体 (Spicule) 是指在日面边缘观测到的明亮的、细长的喷流状结构。“spicule”这个词最早被 Roberts^[160] 用来描述在日面边缘观测到的遍布色球的向上喷射至

10 Mm 的喷流，但它的观测历史可以追溯到一个多世纪以前^[161]。根据 Hinode 卫星上太阳光学望远镜 (Solar Optical Telescope, 简称 SOT) Ca II H (3968 Å) 谱线观测到的一些物理特性, De Pontieu^[15] 等人提出存在两种类型的针状体 (如图 1.22 所示): (a) I 型针状体, 表现为从日面边缘上升之后回落, 寿命较长 (3 – 7 min) 并且表现出 20 km s^{-1} 左右的轴向运动; (b) II 型针状体, 只表现出上升运动之后消失, 寿命较短 (50 – 100 s), 上升时的轴向速度较大 ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$)。除了轴向运动外, 一部分 I 型针状体在上升和下降的过程中表现出了横向运动; 而 II 型针状体还存在 $15 - 30 \text{ km s}^{-1}$ 的“摇摆”运动以及 $25 - 30 \text{ km s}^{-1}$ 的旋转运动^[162]。一般认为, I 型针状体是由激波驱动的^[14,163], 而 II 型针状体是由色球层中小尺度的磁场重联活动引起的。

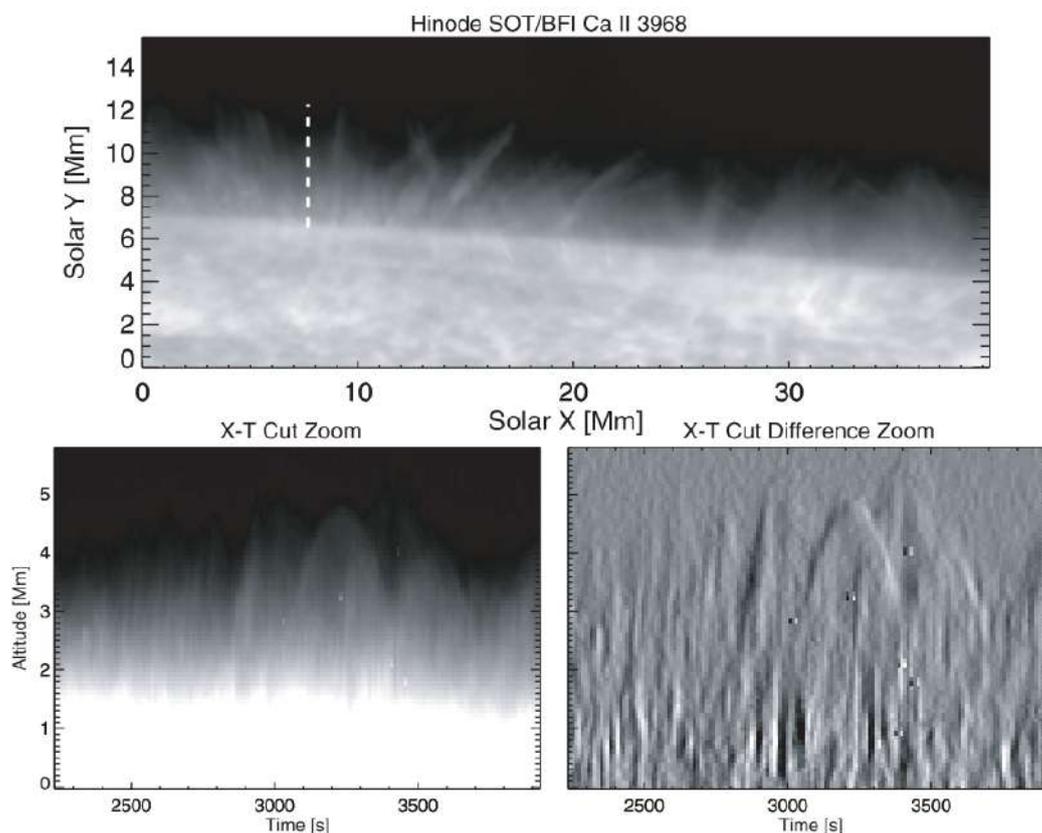


图 1.22: Hinode/SOT 观测到的日面边缘的针状体。下面两幅图分别是沿着上面图中白色虚线作出的原始数据和差分数据的时空关系平面图。图中表现出抛物线轨迹的是 I 型针状体, 表现出几乎竖直的轨迹的是 II 型针状体^[15]。

巨型针状体 (Macropicule) 最早被 Bohlin 等人^[164] 提出来描述在 Skylab 的极紫外光谱图中发现的日面边缘的喷流状结构。从名称我们便可知道它们的形态和针状体相似, 但是形态明显更大且寿命更长。这项及后续研究表明, 巨型针状体的高度可达 7 – 70 Mm, 直径可达 3 – 16 Mm, 寿命为 3 – 45 min, 并能达到 $10 - 150 \text{ km s}^{-1}$ 的最大速度^[164-167]。巨型针状体最常见于过渡区的发射谱线中, 比如 He II 304 Å, N IV 765 Å 和 O V 630 Å, 其对应温度分别为 $8 \times 10^4 \text{ K}$, $1.4 \times 10^5 \text{ K}$ 和 $2.5 \times 10^5 \text{ K}$ 。在 4.8 GHz 范围内的射电观测显示表明巨型针状体由温度为 $(4 - 8) \times 10^3 \text{ K}$ 的冷核和周围 $(1 - 2) \times 10^5 \text{ K}$ 左右较热的壳所组成^[168]。巨型针状体在光谱观测中显示出交替的红蓝移, 被认为是其旋转运动的体现^[169,170]。

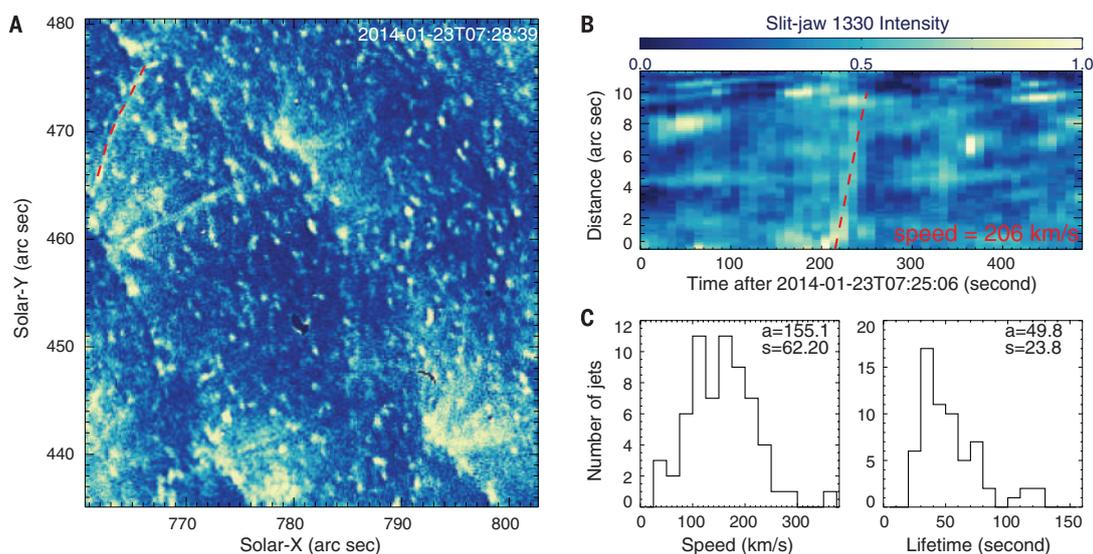


图 1.23: 网络喷流的形态、速度和寿命分布^[158]。

网络喷流 (Network jets) 是利用太阳界面层成像光谱仪 (Interface Region Imaging Spectrograph, 简称 IRIS) 观测到的过渡区中最主要和最明显的特征。网络喷流在 Mg II 2796 Å (10^4 K , 色球层)、C II 1330 Å ($3 \times 10^4 \text{ K}$, 低过渡区) 和 Si IV 1440 Å ($8 \times 10^4 \text{ K}$, 过渡区) 的图像上比较明显。根据 Tian 等人^[158] 的报道, 冕洞中网络喷流的长度为 7 – 70 Mm, 宽度小于 300 km, 寿命为 20 – 80 s, 并且具有 $80 - 250 \text{ km s}^{-1}$ 的表观速度 (如图1.23所示)。根据其速度较高及其足点增亮可推断出其驱动机制可能是磁重联。Tian 等人^[158] 还提出网络喷

流可能是 II 型针状体在过渡区的对应物。除了冕洞以外，网络喷流还可能出现在宁静区^[171]。Narang 等人^[171] 发现宁静区的网络喷流相比冕洞中的来说速度较慢，长度较短，这可能与两个区域的磁场位形不同以及过渡区的高度有关。Kayshap 等人^[172] 统计了 51 个网络喷流，发现其一侧表现为红移，另一侧表现出蓝移，证明这些喷流存在旋转运动，平均速度为 49.56 km s^{-1} 。

1.3 喷流与其它爆发活动的关系

1.3.1 喷流与暗条的关系

在研究喷流过程中，人们发现喷流与暗条之间存在一定关系，在这里我们简要总结一下。

(1) 暗条爆发形成喷流。上一节中我们在讲微暗条爆发模型已经介绍了暗条爆发是如何形成喷流的，实际上这种现象早就被观测到过。Chae 等人^[66] 首次注意到暗条爆发和喷流的关系。他们发现在喷流和微耀斑发生之前，有一个坐落在喷流足点的小暗条先爆发，表明微耀斑和喷流可能是由小暗条爆发引起的。Wang 等人^[173] 观测到一个暗条爆发形成 $H\alpha$ 喷流，当喷流传播到另一个活动区时，激活并触发了另一个暗条的爆发。Jiang 等人^[174] 发现大尺度的暗条爆发及 CME 事件有时也会伴随着喷流的产生。到目前为止，暗条爆发形成喷流的事件已经屡见不鲜^[68,102,104,122,134,135]。

(2) 喷流可能会导致暗条的形成。Zirin^[176] 研究了 1971 年 9 月 17 日的一个 $H\alpha$ 喷流，发现它上升 200 Mm 后返回太阳表面形成了暗条。这个暗条持续了 30 分钟后爆发并返回日浪源区。他将这种现象解释为一个半稳定磁坑的填充。Liu 等人^[175] 报道了两个暗条由 $H\alpha$ 喷流所提供的色球物质而很快地形成。两个暗条都存在了 20 个小时以上，平均长度是 200 角秒，并且有明显的螺旋结构和倒钩。喷流中的物质沿着暗条主轴的一端或沿暗条通道注入（如图 1.24 所示）。他们认为由喷流形成新的暗条必须具备两个条件：存在一个“空的”暗条通道或磁坑和喷流能提供足够的物质。Wang 等人^[177] 发现一个活动区暗条的形成源于一系列喷流将冷的物质 ($T \sim 10^4 \text{ K}$) 从暗条的西足点注入。这些观测实际上支持了暗条形成的“重联注入”模型，该模型认为暗条通道中的等离子体是色球等离子体通过重联后向上传播的喷流被直接注入的。由于热喷流是重联直接产生的，而喷

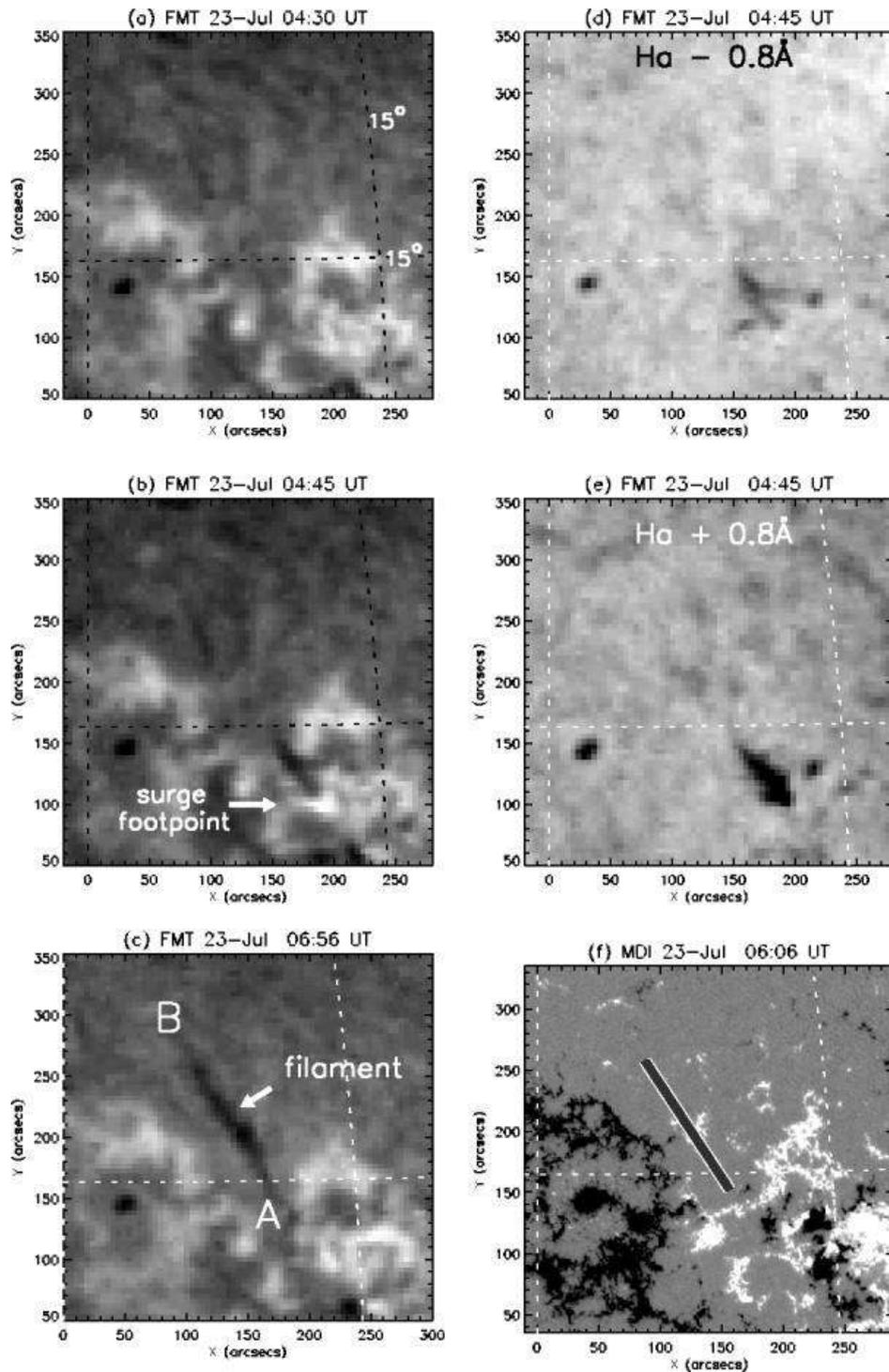


图 1.24: 由 2000 年 7 月 23 日的 H α 喷流产生的暗条。(a-c) 喷流发生之前、发生时及暗条形成后的 H α 图像。(d-e) 为 (b) 中喷流出现时刻的 H α 蓝移和红移图像。(f) 为高分辨率 MDI 磁图^[175]。

流冷分量通常是附近开放场被挤压驱动的，所以热喷流对暗条物质的积累可能并不明显。

(3) 喷流可能导致暗条爆发。Guo 等人^[178] 报道了一个由复发性喷流引起的暗条爆发事件。这个暗条的一端扎根于活动区 NOAA 10898 主黑子本影的亮桥附近，而从亮桥上喷出了一系列喷流。暗条爆发前，亮桥上的喷流已经不断喷射了 8 个小时，最后亮桥上的一个喷流导致了暗条爆发。通过研究暗条相对暗度的变化和这些喷流所携带的物质，他们发现随着喷流的发生，暗条的相对暗度在 3 - 4 小时内不断增长，直到达到最大，2 个小时后暗条爆发。他们的观测表明喷流活动为暗条形成提供了必要的物质，但同时喷流物质的不断注入也会引起暗条不稳定性，导致它的爆发。

1.3.2 喷流与耀斑的关系

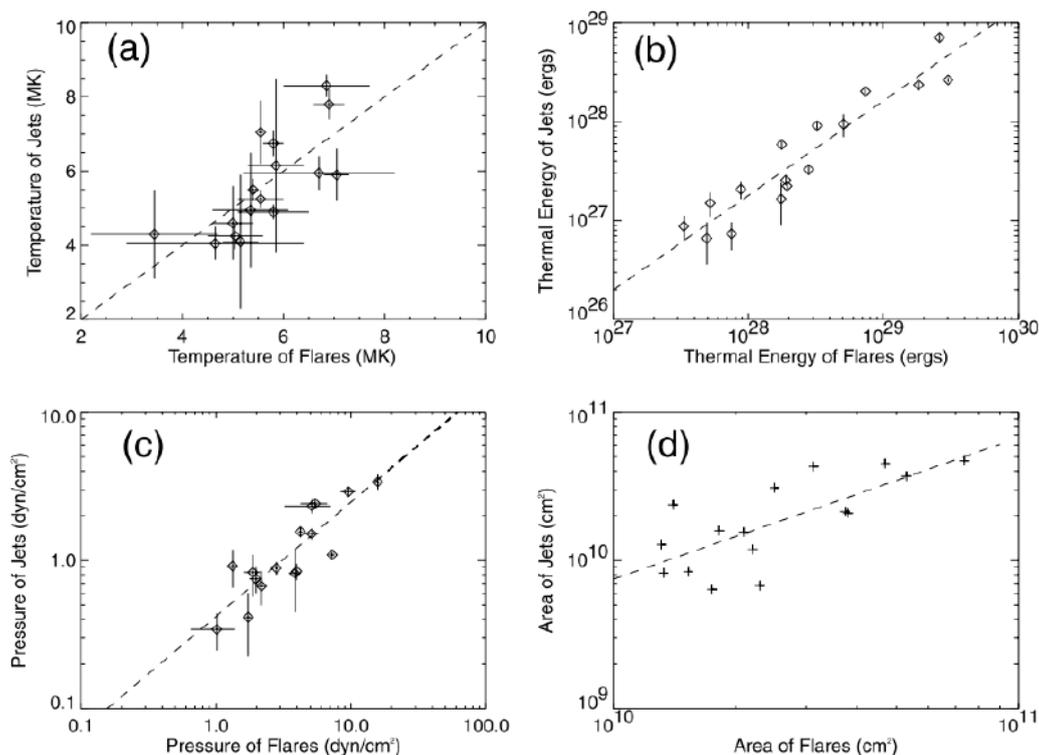


图 1.25: 喷流和足点耀斑在温度、热能、压强和面积这些方面的正比例关系^[86]。

前面已经提到过，喷流的足点附近常观测到有增亮现象，称为 JBP^[47,66,179]。Shimojo 等人^[47] 对 100 例喷流事件进行研究，发现仅有一例没有对应的 JBP。通

过对比耀斑的频率分布和 X 射线的峰值流量之间的关系, Shimojo & Shibata^[86] 发现 JBP 和微耀斑表现出了类似的幂次分布——说明喷流足点的增亮现象应该属于微耀斑的范畴。

由于一般认为喷流是由足点区域的磁场重联触发的, 因此直觉上来说喷流的大小、速度和能量等方面的特性应该和磁场重联的强度有一定的关系。而耀斑的强度在一定程度上能代表重联的强度。Shimojo & Shibata^[86] 通过对 16 个 X 射线喷流进行分析, 发现了喷流和耀斑在温度、热能、压强和面积这几方面都表现出了很好的正比例关系, 如图 1.25 所示。

1.3.3 喷流与 CME 的关系

CME 是太阳上的大尺度爆发现象, 可引起背景太阳风的增强, 对空间天气有十分重要的影响。大多数 CME 与耀斑和暗条爆发等有紧密联系, 而一些研究还表明喷流和 CME 事件也有一定联系。Munro 等人^[180] 在统计 CME 与日面活动的关系时, 发现 25 个 CME 中有 5 个没有伴随暗条爆发, 但与喷流有关。

首先, 一些 CME 可能是喷流在日冕仪中的延伸。前面在讲白光喷流的时候, 我们提到了白光喷流的长度可以达到几个太阳半径, 这些喷流物质离开日面后在日冕仪中可以看作是狭窄的 CME 事件^[77]。

其次, 由于喷流和 CME 都可能由磁重联和暗条爆发形成, 所以喷流和 CME 可能由同一个活动引起。Liu 等人^[181] 详细研究了一个浮现磁流区的喷流和一个与之有密切时空关系的喷流状窄 CME。观测显示这个喷流是一个双极黑子群的不间断浮现造成的。在爆发过程中, 爆发区的日冕拓扑结构在与浮现磁流相互作用的过程中发生了改变并形成了 CME。这个事件表明浮现磁流导致的低层大气重联同时产生了喷流和 CME。

另外, 喷流还可能驱动 CME 的形成。Jiang 等人^[182] 报道了一个事件中两小时之内发生的两个 CME。首先, 由同一个耀斑活动(磁重联)同时触发了一个跨赤道喷流和 CME 事件, 之后这个跨赤道喷流与一个相互连通的环相互作用, 形成了一个感应的 CME。Liu^[183] 等人利用多波段、多角度的观测数据重构了 CME 的三维形态、位置和方向, 发现 CME 并不是喷流在日冕仪中的延伸, 而是由喷流驱动的。喷流起源于一个被负极磁场包围的正极磁场所在的活动区。在爆发前有一个泡状结构悬浮在喷流结构之上, 而喷流的爆发推动了泡状结构

的上升并最终导致它变成我们观测到的 CME。

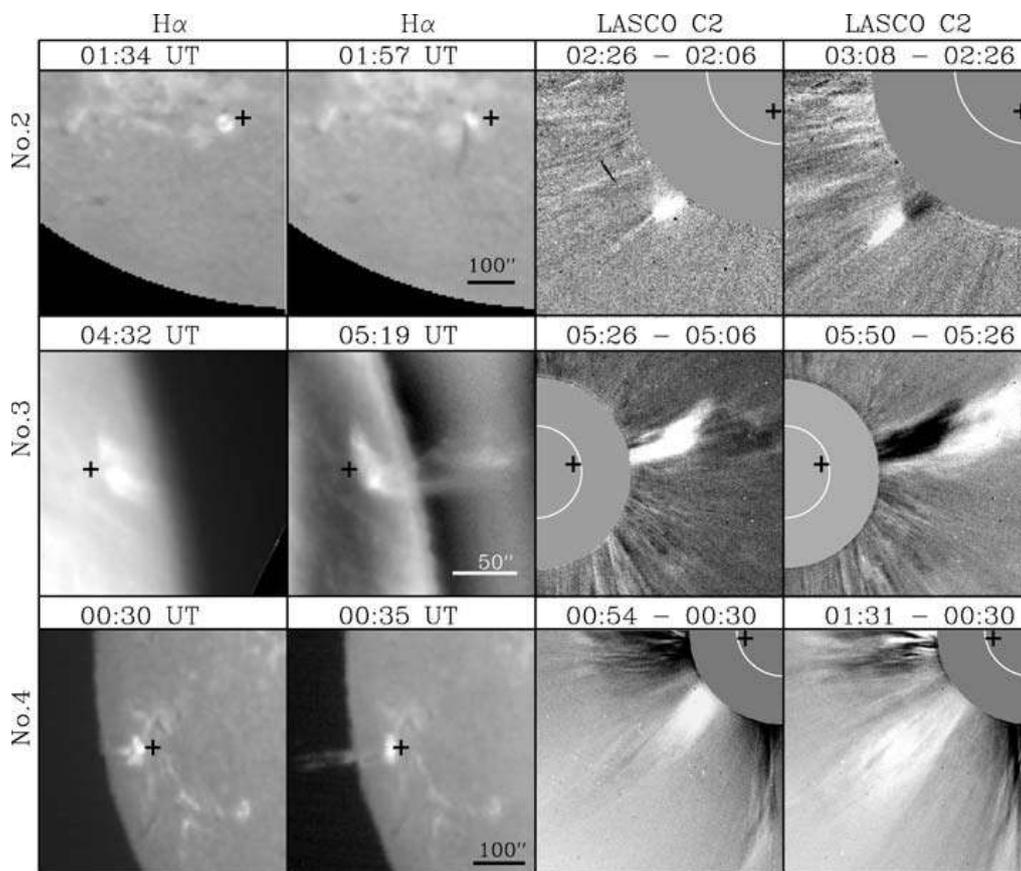


图 1.26: 喷流状日浪和对应的窄 CME^[184]。

喷流是否伴随 CME 以及 CME 的形态与爆发区的磁场位形密切相关。Liu^[184]统计了 10 个长度超过 72 Mm 的 H α 日浪，其中 8 个伴随着 CME。根据喷流形态的不同，他们将日浪分成三类：喷流型、弥散型和闭环型。他们发现所有的喷流型日浪伴随着喷流状的窄 CME (角宽度 $\leq 30^\circ$)，弥散型日浪则与较宽的 CME 相关，而闭环型日浪不伴随着 CME。这种相关性体现了磁场结构的重要性：喷流型日浪沿着原本就开放的日冕磁场运动形成了相关的窄 CME (如图 1.26 所示)。弥散型日浪中的横向物质运动表明是由于日冕中的磁重联导致了宽 CME。对于闭环型日浪，它们的喷射是沿着太阳表面的封闭磁环的，所以不形成 CME。

Shen 等人^[102]第一次报道了喷流同时触发了气泡状和喷射状的 CME。喷流显示出彼此相邻的冷、热两种成分。其中热成分是由喷流基底及其周围的开放磁

场线重联而产生的向外移动的加热等离子体，并与之后喷射状的 CME 有关。冷成分是由喷流底部的暗条爆发引起的，并进一步驱动了气泡状 CME。基于这些结果，他们提出了一个模型来解释喷流和 CME 的形成：外部重联产生喷流状的 CME，还会导致暗条上升；随后，内部重联在上升的暗条下方开始，从而导致气泡状 CME。

1.4 本文的目的及意义

作为太阳大气中的一个重要爆发活动，喷流一直以来都备受关注。普遍认为喷流在多尺度太阳活动、日冕加热和太阳风加速等方面都有贡献。人们对于喷流的研究主要集中在其形态、动力学特征及其驱动机制等方面，各种空基和地基望远镜的观测数据使得喷流研究有了很大进展。然而，关于喷流仍然很多问题有待解决，例如喷流的旋转运动是起源于解旋运动还是阿尔芬波？具体作用过程是怎样的？喷流中的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性能不能被观测到？是否存在其它不稳定性？喷流与其它太阳活动的关系是什么？在它们的形成和爆发过程中扮演着什么样的角色？

本文充分利用了先进空基（SDO 和 IRIS）与地基（NVST）太阳望远镜的高质量观测数据的优势，主要针对以下几个方面进行了研究：

1. 一些模型给出了喷流的形成过程，比如爆裂喷流模型、微暗条爆发模型等，然而模型中暗条和周围磁场的重联过程并不清晰。NVST 提供了太阳大气的高分辨率观测数据，这些高质量数据可以看清喷流和暗条的纤维结构，帮助我们分析暗条和喷流的详细作用过程，从而理解喷流形成过程中的位形改变、能量转移和动力学演化等。（见第3章）
2. 利用 IRIS 的观测数据，我们发现了一种新现象——扎根于耀斑带上的喷流。我们对这种喷流的特征进行研究，并结合耀斑模型以及 IRIS 的光谱观测提出这种喷流的触发机制。（见第4章）
3. 喷流中的不稳定性主要是针对开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的理论研究，那么能不能实际观测到开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性？其表现是什么样的？我们利用 IRIS 的高分辨率观测对此进行研究。（见第5章）

4. 除了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性外，喷流中是否还有其它不稳定性？这些不稳定性对喷流的影响和表现是什么？（见第6章）
5. 我们在一个喷流事件中不仅观测到由磁浮现和对消引起的暗条爆发形成了喷流，还发现喷流驱动了位于其足点附近的暗条爆发，从而详细研究了从光球到色球、再到日冕的爆发活动是如何耦合在一起的。（见第7章）

对于这些问题的回答将有助于提高我们对喷流特征和驱动机制的认识，加深我们对喷流和其它爆发活动之间关系的理解。

第 2 章 观测仪器与数据处理

天文学的主要实验方法是观测，通过观测来收集天体的各种信息，因此不断改进和拓宽天文观测的方法是推动天文学发展的动力和源泉。太阳物理学也是如此，观测数据是我们研究的基础与前提。随着各种空间望远镜和地面望远镜在时空分辨率等各方面性能的不断改进和提高，太阳物理学也正经历着巨大的飞跃，迅速推动了人们对其内部结构与外层大气中各种活动现象的认知。

我们对喷流的研究主要基于其成像和光谱观测，数据来源包括太阳动力学天文台 (Solar Dynamics Observatory, 简称 SDO)^[185]、太阳界面层成像光谱仪 (Interface Region Imaging Spectrograph, 简称 IRIS)^[186] 以及我国一米新真空太阳望远镜 (New Vacuum Solar Telescope, 简称 NVST)^[187]。在本章中，2.1 到 2.3 节将介绍 SDO、IRIS 和 NVST 的仪器特性；在 2.4 节中，我们将介绍一些常用的数据处理方法。

2.1 太阳动力学天文台 (SDO)

SDO^[185] 是 NASA 发起的“与星同在”(Living With a Star, LWS) 计划的第一颗空间天气卫星。SDO 卫星于 2010 年 2 月 11 日 15:23 UT 在美国佛罗里达州卡纳维拉尔角 (Cape Canaveral) 肯尼迪航天中心由 Atlas V 型火箭运载升空，并于 2010 年 5 月 1 日开始发回科学数据。SDO 卫星通过对太阳大气的多波段观测，研究太阳磁场的产生和结构，探索储存在太阳磁场中的磁能是如何被转化并以太阳风、高能粒子以及太阳辐射变化等形式被释放到日球层和近地空间的，并试图揭开太阳耀斑、暗条爆发和日冕物质抛射等太阳活动的成因以及这些活动是如何引起空间天气的。其科学目标是进一步理解，并在一定程度上能够预报太阳活动及其对地球和人类技术系统造成的影响。

SDO 卫星是一颗三轴稳定卫星，总重 3000 kg，其中飞船自重 1300 kg，仪器载荷 300 kg，携带燃料 1400 kg，设计寿命为 5 – 10 年。卫星沿指向太阳方向的长度为 4.7 m，其他每边长 2.2 m。卫星具有一个面积为 6.6 m² 的太阳能板，能够提供大约 1500 W 的电能。太阳能电池板展开后的卫星总长度为 6.1 m，

沿着展开后的高增益天线方向的长度为 6.0 m。SDO 在一个倾角为 28.5 度、半径为 36000 km 的圆形地球同步轨道上运行，它能够对太阳进行近乎全年的全天候观测并以 130 Mbps 的速度向位于新墨西哥州的专用地面站进行不间断的数据传输。SDO 卫星每天大约产生 150000 张高分辨率图像和 9000 张极紫外光谱，共 1.5 太字节 (terabyte) 的数据。

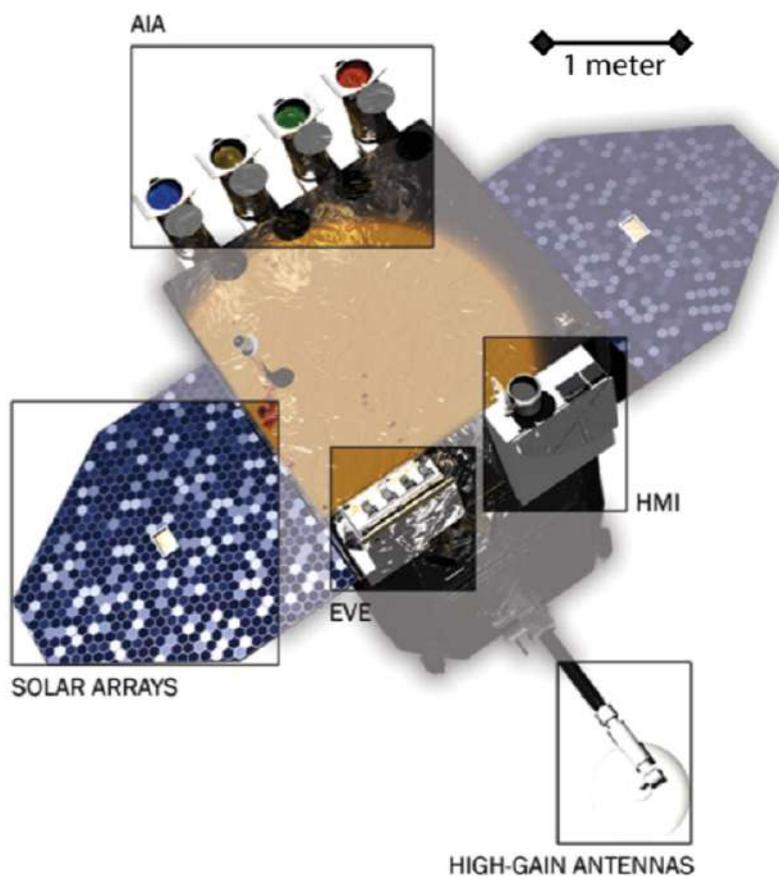


图 2.1: 太阳动力学天文台 (SDO) 的结构示意图。图中展示了卫星的高功率太阳能板、大功率发射天线以及 AIA、HMI 和 EVE 三组仪器组^[185]。

如图2.1所示，SDO 卫星上总共搭载了以下三台科学仪器：

- 大气成像组件 (Atmospheric Imaging Assembly, 简称 AIA^[188])；
- 日震和磁场成像仪 (Helioseismic and Magnetic Imager, 简称 HMI^[189,190])；

- 极紫外辐射变化探测仪 (Extreme ultraviolet Variability Experiment, 简称 EVE^[191])。

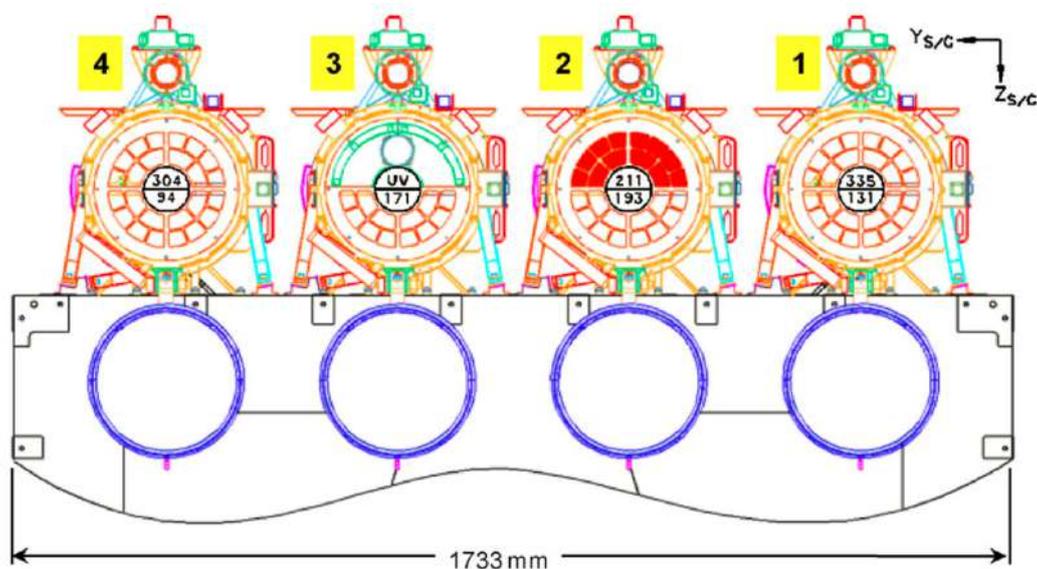


图 2.2: AIA 的四个望远镜及各通道示意图^[188]。

2.1.1 大气成像组件 (AIA)

AIA^[188] 的主要研制单位是洛克希德马丁太阳天体物理实验室 (Lockheed Martin Solar Astrophysics Laboratory, 简称 LMSAL), 项目负责人 (Principal Investigator, 简称 PI) 为 Alan Title。AIA 利用 10 个波段对太阳大气进行了全日面高时空分辨率的观测, 视场范围能够延伸到日面以上 0.5 个太阳半径, 其主要目标是帮助我们理解太阳活动机制以及太阳能量是如何储存并释放到日球层和日地空间的。它的研究主题分为五部分:

- 能量的注入、储存和释放: 三维的日冕动力学结构, 包括磁重联和日冕电流片效应。
- 日冕加热和辐射: 热结构和日冕辐射的起源, 用以理解日冕等离子体和磁场的基本性质。

- 瞬变现象：辐射的源和高能粒子的源。
- 与地球空间的联系：太阳物质和磁场的向外输出。
- 冕震：亚分辨率日冕物理诊断方法。

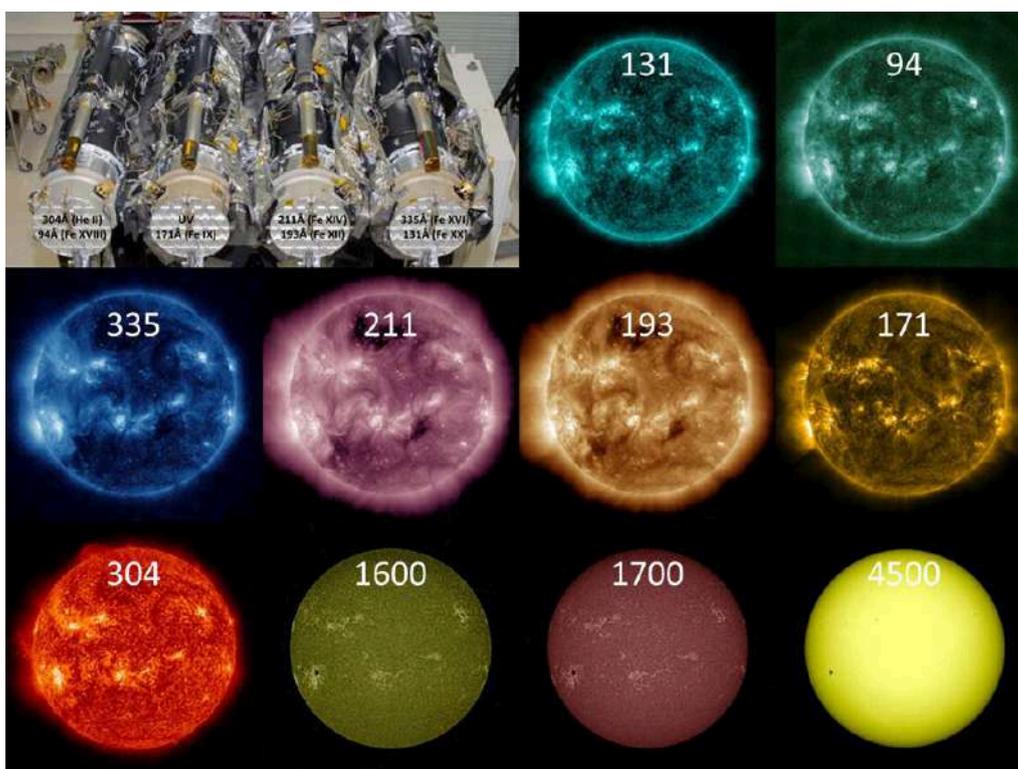


图 2.3: AIA 仪器的照片及各个波段成像示意图^[192]。

AIA 仪器围绕着上面五个研究主题的观测需要来设计制造。如图2.2所示，AIA 由四个通用卡塞格林望远镜组成，望远镜的直径为 20 cm，有效焦距是 4.125 m，焦比 $f/20$ ^[193]。AIA 总重 155 kg，其中四个望远镜重 112 kg，电子单元重 26 kg，连接线束 17 kg，功率为 160 W。每个望远镜包括一个主镜和一个活动副镜，并各自连接着一个 CCD (charge-coupled device, 电荷耦合器件) 成像仪。焦平面上的 CCD 尺寸为 4096×4096 像素，每个像素的大小为 $12 \mu\text{m}$ ，对应的天区大小为 0.6 角秒。在这些望远镜系统中都使用了垂直入射多光栅滤光组件，使得它们能在不同的窄波段内成像，这些波段中的特征谱线分别为 7 条 EUV 谱线、2 条 UV 谱线和 1 条可见光谱线共 10 个波段（图2.3给出了各个波段观测到

的太阳图像，不同波段用不同颜色表示)。7 条 EUV 谱线包括: Fe XVIII 94 Å、Fe VIII, XXI 131 Å、Fe IX 171 Å、Fe XII, XXIV 193 Å、Fe XIV 211 Å、He II 304 Å 和 Fe XVI 335 Å。除 3 号望远镜以外，每个望远镜可以观测两个极紫外波段: 1 号望远镜负责观测 335 Å 和 131 Å 波段、2 号望远镜观测 211 Å 和 193 Å 波段、4 号望远镜负责 304 Å 和 94 Å 波段。3 号望远镜中，主镜的一半用来观测 171 Å 波段的辐射强度，另一半是宽波段的 UV 观测。UV 镜里面包含三个滤光片: 包含 C IV 辐射的 1600 Å 波段、不包含 C IV 辐射的 1700 Å 波段（接近连续谱）和一个带宽为 500 Å 的可见光 4500 Å 波段。EUV 波段的时间分辨率为 12 秒，UV 波段的时间分辨率为 24 秒，可见光波段 1 小时一张。另外，除 2 号望远镜使用孔片来切换不同的波段外，其余的三个望远镜均使用滤波轮来切换不同波段。

表 2.1: AIA 各个波段的中心波长、主要离子、对应的观测区域和特征温度^[188]

波段	主要离子	观测区域	温度的对数
4500 Å	连续谱	光球层	3.7
1700 Å	连续谱	温度极小区，光球层	3.7
304 Å	He II	色球层，过渡区	4.7
1600 Å	C IV+ 连续谱	过渡区，光球层上部	5.0
171 Å	Fe IX	宁静日冕，过渡区上部	5.8
193 Å	Fe XII, XXIV	日冕和热耀斑等离子体	6.2, 7.3
211 Å	Fe XIV	活动区日冕	6.3
335 Å	Fe XVI	活动区日冕	6.4
94 Å	Fe XVIII	耀斑日冕	6.8
131 Å	Fe VIII, XXI	过渡区，耀斑日冕	5.6, 7.0

表2.1显示了 AIA 所有波段的主要观测离子、观测目标区域和特征温度。94 Å, 131 Å, 211 Å 和 335 Å 这四条极紫外谱线在 AIA 之前是没有被用在常规观测中的。有了这四条铁离子谱线，结合其他谱线的观测，我们可以同时观测到从 0.06 MK 到 20 MK 的太阳大气的演化。这一部分温度涵盖了光球层、色球层到过渡区、日冕的广袤范围，使得我们有机会利用高分辨率和高拍摄频率的图像研

究太阳的宁静区、活动区、耀斑和高温等离子体等一系列现象。在图2.4中，我们画出了 AIA 极紫外波段的温度响应函数。从曲线中我们可以看出，AIA 的 EUV 波段观测并不是只对应单一谱线，而是具有两个或以上的相应峰值。其中 94 Å, 131 Å 和 193 Å 有明显的高温和低温的（这里说的低温和高温是相对的）响应范围。当观测太阳大气不同区域时，某个波段的谱线响应情况可能不一样。在使用具体数据的时候，我们需要格外注意这一点。

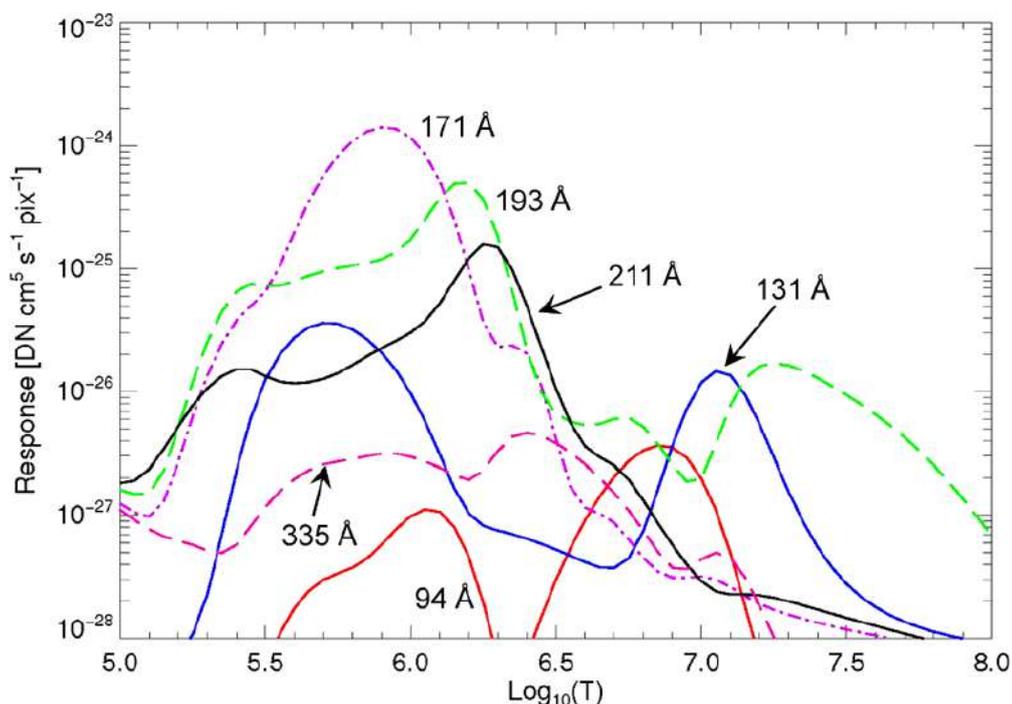


图 2.4: AIA 各个波段的温度响应函数^[188]。

前面我们已经提到过，SDO 将观测数据连续传送到两个位于新墨西哥州的基站，之后通过专用宽带线路传送到斯坦福大学的 Joint Science Operations Center (JSOC) 并存档。JSOC 记录的数据被标记为 Level-0。Level-0 数据是 16 位整型 4096×4096 大小的数组，并以 RICE 方法压缩以减小存储容量需求。AIA 的 Level-0 数据将在 JSOC 被处理成 Level-1 和 Level-1.5 数据。数据从 Level-0 到 Level-1 需要经过下面五个步骤处理：

1. 如果 CCD 相机的读数格式包括“过扫描”的行和列，则将其删除。

2. 去除引起相机数字偏移的暗场效应、CCD 读取噪声和暗电流的问题。
3. 进行平场校正。为每个望远镜通道构建一个平场图像，以解决探测器的不均匀性、CCD 象限之间的增益差异、焦平面前滤光片引起的暗角和阴影等问题。
4. 根据两种不同的算法对单个像素进行校正。第一种算法可纠正无法正确响应光线的永久“坏”像素。每个 CCD 都有少量这样的像素，远小于 0.1%，方法是用相邻像素的插值来替换它们的值。第二种算法试图消除由于高能粒子相互作用而出现的“尖峰”。通过将每个像素的值与相邻像素的值进行比较并标记出现的差异（在统计上与给定望远镜点响应函数所期望的差异不一致）来检测尖峰。一旦找到“峰值”，它们就会被相邻像素的中值替换。
5. 翻转 AIA 图像使太阳北极在图像的上方。

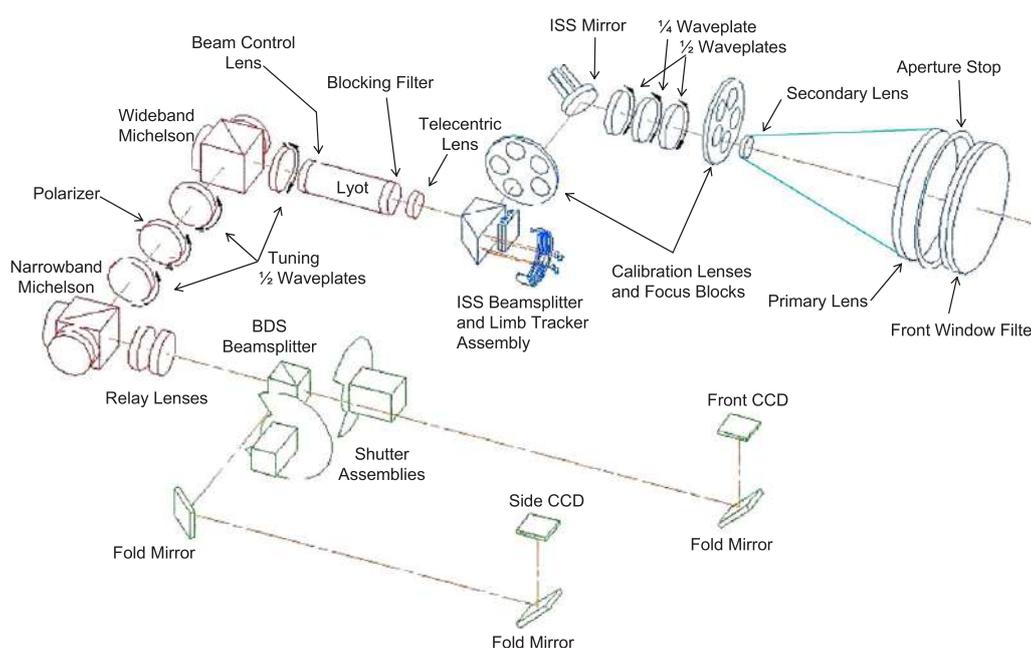
经过上述步骤，数据被处理到 Level-1，已足以产生经过校准的 AIA 图像。由于 AIA 与之前数据相比的关键优势在于高时间分辨率的多波段全日面观测，所以将 AIA 图像展示为电影非常重要。实现这一点需要将 Level-1 数据处理为 Level-1.5 数据，其中包括三点改正：

1. 旋转图像，使太阳北极在 0° 上（在图像阵列的顶部）。
2. 去除由于不同望远镜焦长的细微差异所引起的图像分辨率差异，将图像尺寸设置为每个像素正好是 0.6 角秒。
3. 通过插值处理将太阳的中心置于每个望远镜的正中心。

2.1.2 日震与磁象仪 (HMI)

HMI^[189,190] 由斯坦福大学和 LMSAL 合作研制，项目负责人为 Phil Scherrer。HMI 的科学目标是研究太阳对流层动力学和发电机理论，探讨黑子的起源及演化，分析太阳活动的复杂性，寻找太阳磁活动和扰动的源区以及与内部过程的联系，了解日球层动力学和用于空间天气预报的太阳扰动前兆等。

HMI 被设计为一个滤光器型观测仪器，它是基于之前 SOHO 卫星上的迈克尔逊多普勒成像仪 (Michelson Doppler Imager, 简称 MDI)^[194] 而建造并进行改


 图 2.5: HMI 光路图^[190]。

进的，包括照相机由一个变成两个、具有更高的时间和空间分辨率、全天候连续观测并能获得全日面观测数据、对 Stokes 参量的完整观测等。HMI 仪器总重 73 kg，其中光学单元重 47 kg，电子单元重 19 kg，连接两者的线束重 7 kg。光学单元包括一个前窗滤光器、一个折射式望远镜、一系列偏振波片、一个图像稳定系统、一个遮光滤光器、一个利奥滤光器、两个迈克尔逊干涉仪、两个 4096×4096 像素的 CCD 相机以及相应的温控装置等。其中主望远镜的有效焦距为 495 cm，口径为 14 cm，焦比 $f/35.4$ ，衍射极限为 0.91 角秒。HMI 所使用的 CCD 和 AIA 使用的 CCD 结构相同，所不同的是 AIA 的 CCD 是背照的，而 HMI 的是前照的。电子单元则主要包括电源供应模块、控制元件、数据处理器等。图 2.5 给出了 HMI 的光路图^[190]。按照次序，光依次通过前窗、主透镜、次透镜、定标透镜、三个偏振波片 (PS1、PS2 和 PS3)、一个图像稳定系统折叠镜、其它的定标透镜以及一个偏振光束分光器。紧跟其后的是一个利奥滤光器、两个迈克尔逊干涉仪和一个光束分光器。

HMI 提供的观测数据分为三种 (如表 2.2 所示): (1) 利用 $\text{Fe I } 6173 \text{ \AA}$ 的吸收线观测到的太阳光球层表面运动的多普勒速度图，拍照频率为 45 秒，分辨率为 0.5 角秒，噪声水平为 25 m s^{-1} ; (2) 利用连续的宽波段观测到太阳光球层

表 2.2: HMI 观测量的相关参数^[195]

	时间分辨率 (s)	精确度	准确度	动态范围
多普勒速度	45	13 m s ⁻¹	零点的准确度 0.05 m s ⁻¹	± 6.5 km s ⁻¹
连续谱强度	45	0.3%	点对点准确度 0.1%	-
视向磁场	45	10 G	零点准确度 0.05 G	± 6.5 kG
矢量磁场	90	偏振度 0.22%	-	-

的强度图，拍照频率为 45 秒；(3) 利用塞曼分裂效应测量的太阳光球层斯托克斯 (Stokes) 参数得到的太阳光球层视向磁场和全日面矢量磁场；其中视向磁场的观测数据拍照频率为 45 秒、分辨率为 0.5 角秒、噪声水平 17 高斯、动态范围为 ± 3000 高斯；矢量磁场的拍照频率为 90 或 135 秒，磁场方向误差不小于 0.3%，矢量磁场的反演则一般采用 12 min 内的叠加数据。矢量磁场的最终形式是以下几个物理量及它们的不确定性等参量：磁场强度 $|B|$ 、填充因子 f 、磁倾角 γ 、方位角 φ （相对于 CCD 相机向“上”为 0）、视线方向的磁化等离子体速度。图 2.6 展示了 HMI 观测的视向磁图、强度图以及多普勒速度图。

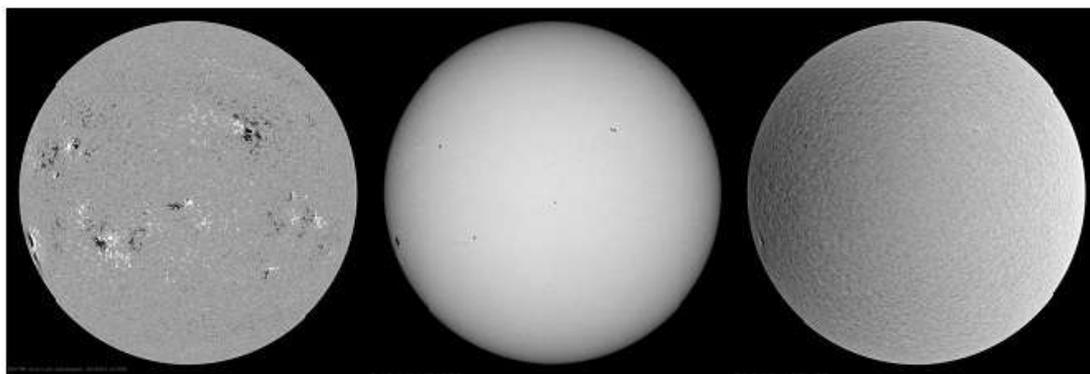


图 2.6: SDO/HMI 所观测的视向磁图 (左)、强度图 (中) 和多普勒图 (右) (图片来源: <https://sdo.gsfc.nasa.gov>)。

与 AIA 一样，HMI 每天的观测数据也会被传送到斯坦福大学的 JSOC 进行

统一预处理，该过程大概会消耗一分钟的时间。HMI 数据的处理是将滤光器的观测数据通过多步的“流水线”处理后得到基本科学数据（可观测量）和更高级别的衍生数据，基本的处理流程如图2.7所示。HMI 提供的衍生数据有很多种，例如综合磁图、活动区的自动识别和跟踪、不同时空分辨率的 PFSS 模型外推结果、开放磁力线足点图、活动区的 NLFFF 模型外推结果、MHD 模型（每天为低分辨率，每月和重要事件为高分辨率）、表面流场图等等，更详细的描述可以在网页<http://jsoc.stanford.edu>上找到。

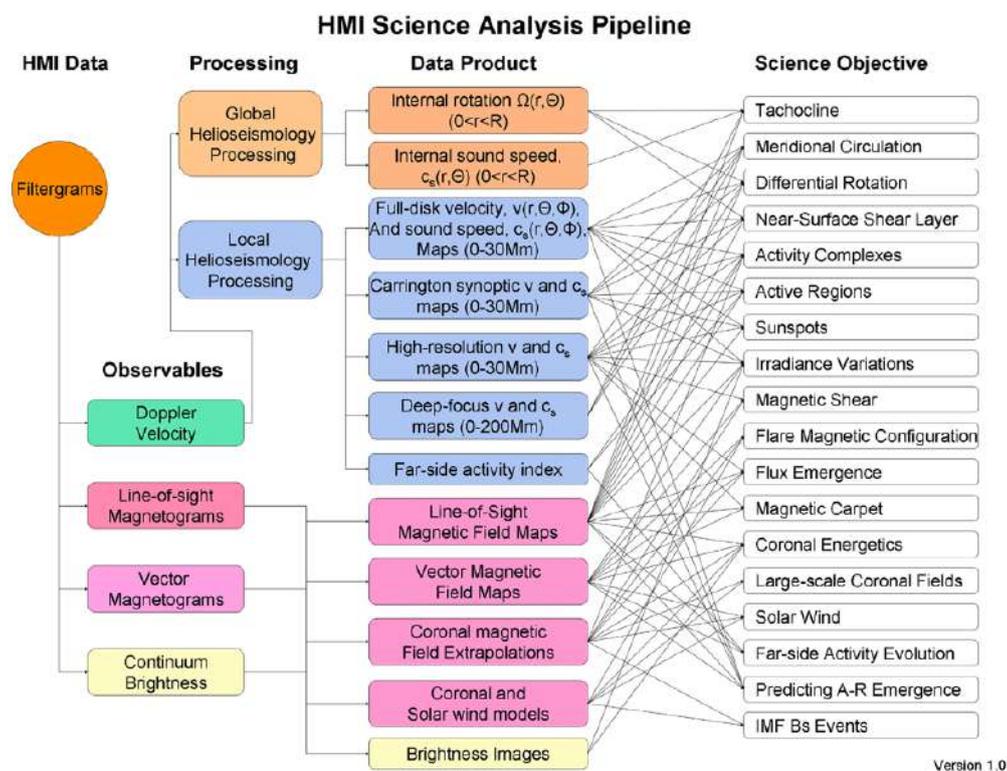


图 2.7: HMI 数据处理流程示意图^[189]。

2.1.3 极紫外变化实验仪 (EVE)

EVE^[191] 主要负责单位是科罗拉多大学 (PI: Tom Woods), 是用于测量太阳紫外辐射变化的仪器, 以前所未有的精度和光谱覆盖范围测量太阳的光谱辐照度。EVE 以 10 秒的时间分辨率对太阳进行连续的观测 (除去 SDO 日食期间), 其主要科学目标是: 明确多重时间尺度内太阳光谱辐射及其变化; 促进当前人们对于太阳极紫外光谱辐射怎样变化和为什么变化的理解; 提高预报极紫外光谱辐

射变化的能力; 理解地球空间环境对太阳极紫外光谱辐射变化的响应和对人类活动的影响。

如图2.8所示, EVE 由多个不同的组件组成: 多重极紫外光栅摄谱仪 (Multi EUV Grating Spectrographs, MEGS)、极紫外分光光度计 (EUV Spectro-Photometer, ESP) 和 EVE 电子组件 (EVE Optical Package, EOP)。MEGS 由两组罗兰环光栅摄谱仪组成: MEGS-A 是覆盖 5 到 37 nm 范围的掠入射光谱仪, MEGS-B 是覆盖 35 到 105 nm 范围的双光栅交叉散射光谱仪。MEGS-A 和 B 都具有 0.1 nm 的光谱分辨率。SAM (Solar Aspect Monitor) 则是一个针孔照相机, 是 MEGS-A 组件的一部分, 可用于为 EVE 仪器提供指向参考。MEGS-SAM 还将以约 1 nm 的分辨率对 0.1 至 5 nm 波长范围内的太阳辐照度进行光谱测量。另外, 带有独立 121.6 nm 的 Lyman- α 滤光片的光电二极管 (MEGS-P) 是 MEGS-B 的一部分, 用于跟踪在几周和几个月的时间尺度上 MEGS 灵敏度的变化。ESP 是一个放置在投射光栅之后的光谱仪, 用于测量多个波段 (0.1 ~ 5.9, 17.2 ~ 20.6, 23.1 ~ 27.6, 28.0 ~ 31.6, 34.0 ~ 38.1 nm) 的辐照度。微处理器、接口电子设备、控制电子设备以及大多数电源调节电子设备都位于 EVE 电子设备盒 (EEB) 中。

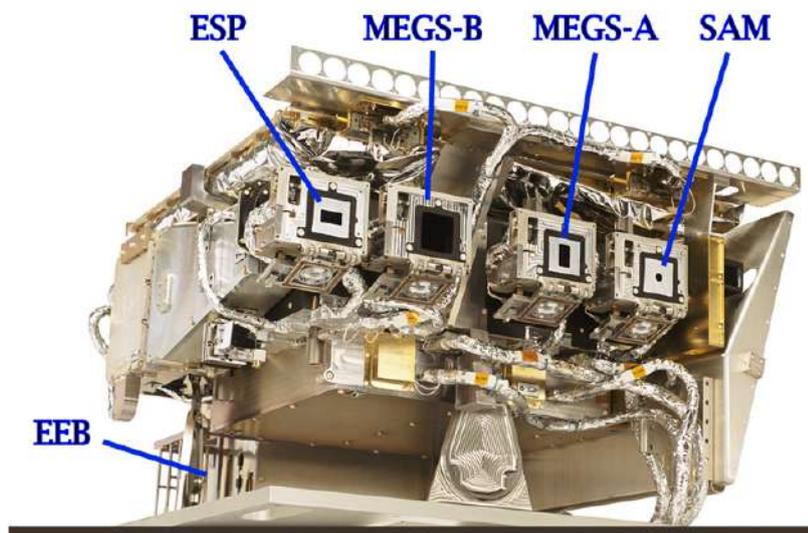


图 2.8: EVE 仪器图片及各组件分布图^[191]。

2.2 太阳界面层成像光谱仪 (IRIS)

色球和过渡区构成了处在太阳光球与日冕之间的复杂界面层，在这个厚度只有大约数千 km 的区域内，等离子体的密度下降了 6 个数量级，而温度则从 5000 K 快速上升到 1 MK。几乎所有驱动太阳活动和加热太阳大气的机械能都在这一界面层内转换成热能和辐射，其中一小部分能量用来加热日冕和加速太阳风。了解色球和过渡区的物理过程对于研究日冕和日球层非常重要。

IRIS^[186] 是 NASA 探索者计划 (Explorers Program) 所发射的一颗小型探测器，于 2013 年 6 月 27 日由飞马座 XL 型火箭发射升空，并于当年 7 月 24 日传回第一批数据。IRIS 以最大 $175'' \times 175''$ 的视场、每像素 $0.33'' - 0.4''$ 的空间分辨率、2 s 的时间分辨率和 1 km s^{-1} 的速度分辨率提供色球和过渡区的光谱和成像观测，为研究界面层的复杂物理过程开启了新的窗口。

2.2.1 科学目标和观测能力

IRIS 的科学目标主要集中于以下三点：

- 哪种类型的非热能量在色球及之上的大气中占主导作用？波、电流和磁重联都会释放大量能量，并且产生非热粒子，引起电阻耗散和波的衰减。然而，这些机制的能量贡献为多少、如何受当地条件影响、如何将非热能转化为热能以及在何处转化这些详细过程我们尚不清楚。
- 色球层如何调节日冕和日球层的物质和能量供应？
- 磁通量及物质流如何从低层大气中上升，以及磁浮现在耀斑和日冕物质抛射中起什么作用？

与以前的仪器相比，IRIS 在光谱、时间和空间分辨率以及光谱覆盖范围和有效观测区域等方面有重大进步。IRIS 能够以高动态界面层所需的时空分辨率观察等离子体从光球温度到日冕温度的热力学演化，观测能力如下：

- 至少 $120''$ 视场上的高空间分辨率 ($0.4''$) 光谱和成像数据，可提供从光球到日冕的诊断，重点是色球和过渡区域。
- 对于覆盖色球层和过渡区域的几条选定亮线，两秒钟的曝光具有很高的信噪比，从而可以以 1 km s^{-1} 的精度和 3 km s^{-1} 的光谱像素确定速度。

- 对太阳上的一小片区域 (5×120 arcsec) 的高节奏光谱 (20 s) 和成像 (10 s) 观察可持续长达八小时。
- 每年长达八个月的无日食观测，每天约有 15 个 X 波段通过，平均数据速率为 0.7 Mbit s^{-1} 。

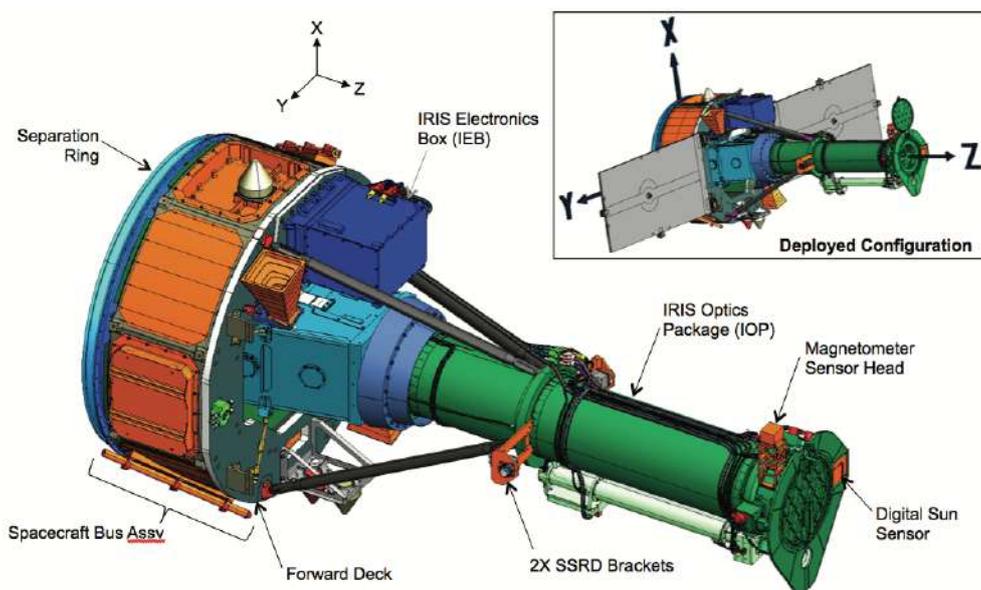


图 2.9: IRIS 设备示意图^[186]。

2.2.2 设备介绍

IRIS 观测站总重量为 183 kg，其中仪器重 87 kg，航天器重 96 kg。由洛克希德 - 马丁民用航天公司设计和交付的 IRIS 航天器是一种刚性设计，其框架是用一块铝加工而成的，前、后甲板是蜂窝铝制的。观测站从航天器后端到望远镜前端总长约 2.18 m，太阳能电池板展开后约为 3.6 m（见图2.9）。两个太阳能电池阵列的大小均为 $0.6 \times 1.3 \text{ m}$ ，总表面积为 1.7 m^2 ，功率为 340 W。IRIS 是三轴稳定的，其姿态控制系统 (Attitude Control System, ACS) 为无陀螺装置，包括两个星体跟踪仪、四个反作用轮、数字太阳传感器和一个地磁仪。在正常的科学运行期间，仪器导行望远镜给 ACS 提供一个高分辨率的指向信号。ACS 可以将 IRIS 望远镜的瞄准线指向距日面中心 21 角分内的任何位置，并可以将航

表 2.3: IRIS 设备的各项参数^[186]

Primary diameter	19 cm
Effective focal length	6.895 m
Field of view	175 × 175 arcsec ² (SJI) 0.33 × 175 arcsec ² (SG -slit) 130 × 175 arcsec ² (SG -raster)
Spatial scale (pixel)	0.167 arcsec
Spatial resolution	0.33 arcsec (FUV) 0.4 arcsec (NUV)
Spectral scale (pixel)	12.8 mÅ (FUV) 25.6 mÅ (NUV)
Spectral resolution	26 mÅ (FUV SG) 53 mÅ (NUV SG)
Bandwidth	55 Å (FUV SJI) 4 Å (NUV SJI)
CCD detectors	Four e2v 2061 × 1056 pixels, thinned, back-illuminated
CCD cameras	Two 4-port readout cameras (SDO flight spares)
Detector full well	150 000 electrons
Typical exposure times	0.5 to 30 seconds
Flight Computer	BAe RAD 6000
Mass	
Instrument	87 kg
Spacecraft	96 kg
Total	183 kg
Power	
Instrument	55 W
Spacecraft	247 W
Total	302 W
Science Telemetry	
Average downlink rate	0.7 Mbit s ⁻¹
X-band downlink rate	13 Mbit s ⁻¹
Total data volume	≈ 20 Gbytes (uncompressed) per day

天器翻转（同时光谱狭缝也相应翻转）到最大 $\pm 90^\circ$ （ 0° 时狭缝与太阳南北方向平行）。IRIS 配备了两个用于指令上传和工程数据向下反馈的全向 S 波段天线，以及一个用于科学数据向地面传输的 X 波段天线。IRIS 设备的各项参数见表 2.3。

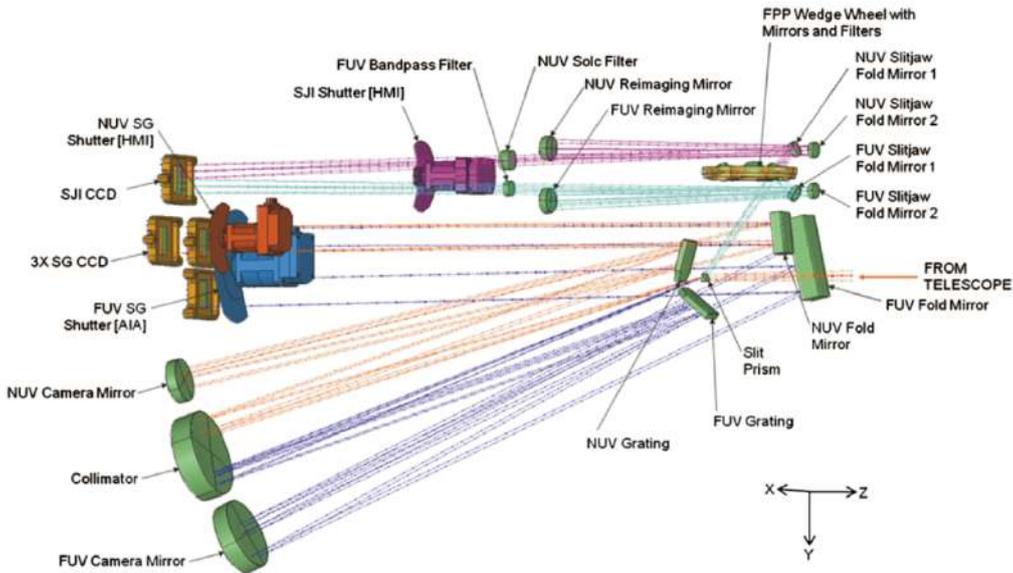


图 2.10: IRIS 光路图。深蓝色线和橙色线分别表示光谱观测到的 FUV 和 NUV 光，浅蓝色线和紫色线分别代表成像观测的 FUV 和 NUV 光^[186]。

IRIS 的前端是一个卡塞格林望远镜，包括由一个 19 cm 的主镜和一个活动副镜。望远镜的视场约为 $3' \times 3'$ ，并将远紫外线（Far ultra-violet，简称 FUV）和近紫外线（Near ultra-violet，简称 NUV）入射到光谱仪盒中。贯穿光路的绝缘涂层可确保可见光和红外辐射被抑制。FUV 和 NUV 光在光谱仪框中遵循多个路径，如图 2.10 所示：

- 光谱仪 (Spectrograph, SG)：光线穿过一个宽为 $0.33''$ ，长度为 $175''$ 的狭缝并被散射到 NUV 或者 FUV 的光栅上（图 2.10 中橙色线和深蓝色线所表示）。来自 FUV 光栅的光线 ($1332 \text{ \AA} - 1358 \text{ \AA}$ 与 $1389 \text{ \AA} - 1407 \text{ \AA}$ 两个波段) 由两个 CCD 进行接收，而 NUV 光栅的光线 ($2783 \text{ \AA} - 2835 \text{ \AA}$ 波

表 2.4: IRIS 光谱观测覆盖的主要谱线及其形成温度^[186]

Ion	Wavelength [Å]	Dispersion [mÅ] pixel ⁻¹	Log T [log K]	Passband	CEB
Mg II wing	2820	25.46	3.7 – 3.9	NUV	2
O I	1355.6	12.98	3.8	FUV 1	1
Mg II h	2803.5	25.46	4.0	NUV	2
Mg II k	2796.4	25.46	4.0	NUV	2
C II	1334.5	12.98	4.3	FUV 1	1
C II	1335.7	12.98	4.3	FUV 1	1
Si IV	1402.8	12.72	4.8	FUV 2	1
Si IV	1393.8	12.72	4.8	FUV 2	1
O IV	1399.8	12.72	5.2	FUV 2	1
O IV	1401.2	12.72	5.2	FUV 2	1
Fe XII	1349.4	12.98	6.2	FUV 1	1
Fe XXI	1354.1	12.98	7.0	FUV 1	1

段) 则由一个单独的 CCD 接收。这些波段窗口包含来自光球、色球、过渡区和日冕的辐射, 具体的谱线及其形成温度见表2.4。

- 狭缝成像仪 (Slit-jaw Imager, SJI) : 光线沿着狭缝附近的反射区域被反射 (图2.10中浅蓝色线和紫色线所表示), 经由滤光器轮上的宽带滤光器到达 IRIS 的 SJI CCD 上, 产生六个波段的图像 (两个波段用于地面测试, 其余四个用于成像, 各波段的参数见表2.5)。四个成像波段为: 带宽为 55 Å、中心波长分别在 1335 Å 和 1400 Å 的两个 FUV 波段, 以及带宽为 4 Å、中心波长分别在 2796 Å 和 2830 Å 的两个 NUV 波段。成像观测的最大视场为 175" × 175", 图像的基准时间间隔为 5 s。

在之前的光谱仪中, 望远镜的入射光透过狭缝经过准直器变成平行光, 之后通过光栅分光得到其光谱信息, 因此仅有很窄的光透过狭缝用来做光谱分析, 剩余的进入望远镜的光就被弃置了。IRIS 的优势之一就在于充分利用了进入望远镜的光。将狭缝板倾斜一个角度, 在狭缝外的区域涂上反射层, 使得未透过狭缝的光被反射并打在另一个 CCD 上成像, 这样 IRIS 就同时得到了成像观测和光谱观测。透过狭缝用来做光谱分析的窄区域在成像图上呈暗竖条, 约在图像的

表 2.5: IRIS 狭缝成像仪所用波段及相关参数^[186]

Band-pass	Filter wheel	Name	Center [Å]	Width [Å]	Pix. ["]	EA [cm ²]	Temp. [log T]
Glass	1 T	5000	5000	broad	0.1679	–	–
C II	31 M	1330	1340	55	0.1656	0.5	3.7–7.0
Mg II h/k	61 T	2796	2796	4	0.1679	0.005	3.7–4.2
Si IV	91 M	1400	1390	55	0.1656	0.6	3.7–5.2
Mg II wing	121 T	2832	2830	4	0.1679	0.004	3.7–3.8
Broad	151 M	1600 W	1370	90	0.1656	–	–

中心位置。此外, IRIS 还在狭缝上设置了两个基准标记, 在成像观测上这两个基准标记在狭缝的暗窄条上为亮结构, 在光谱观测中这两个标记为暗结构。通过这两个基准标记可实现成像观测和光谱观测的校准。

如上所述, 光谱仪的焦平面上有四个 2061×1056 像素的 CCD 传感器, 其中三个用于光谱成像 (两个用于 FUV, 一个用于 NUV), 一个用于 slit-jaw 图像成像。CCD 的每个像素大小为 $13 \mu\text{m}$, 对应图像分辨率为 $0.167''$, 对应于 FUV 端的波长色散为 $12.8 \text{ m}\text{\AA}$, NUV 端的波长色散为 $25.5 \text{ m}\text{\AA}$ 。IRIS 的有效空间分辨率在 $0.33''$ (FUV) 和 $0.4''$ (NUV) 之间, 有效的光谱分辨率在 FUV 中为 $26 \text{ m}\text{\AA}$, 在 NUV 中为 $53 \text{ m}\text{\AA}$ 。四个 CCD 由两个相机电子盒控制, 曝光时间分别由三个不同的机械快门 (FUV、NUV 和 SJI) 控制。CCD 的满阱电子数为 150000, 相机读出噪声 $< 20 e^-$, 数据几乎无损压缩。

IRIS 的活动副镜主要用于稳定图像以及根据导行镜的信号对指向精细调节。如果需要获得日面的二维光谱数据, 则可以让活动副镜在垂直于狭缝的方向上扫描, 使太阳的不同区域暴露在狭缝上。狭缝扫描范围为 $\pm 65''$, 因此 IRIS 光谱扫描的最大视场为 $130'' \times 175''$ 。通常情况下 IRIS 狭缝的方向平行于太阳自转轴 (0°), 但是在 ACS 的帮助下, 航天器可以花一定时间从 0° 运动到 -90° 至 $+90^\circ$ 之间的任何角度。

为了简化管理、测试以及仪器操作的复杂度, 大量观测模式被事先计算好并提供给观测者。目前大约有 50 余种基本观测模式, 其中光谱观测包括稠密扫描 (dense rasters)、粗糙或稀疏光栅扫描 (coarse or sparse rasters) 和定点观测 (sit-and-stare sequences) 等等。不同的观测模式具有不同的光栅尺寸、视场、时

间间隔、波长、曝光时间等。稠密扫描的光栅步长等于狭缝宽度 (0.33"), 可以对一小区域做高空间分辨率的光谱观测。稀疏扫描的光栅步长大于狭缝宽度, 允许对较大空间范围进行快速光谱扫描, 但空间分辨率较低。定点观测可以提供最高时间分辨率的观测, 但是不进行光栅扫描, 只能给出单一位置上的光谱观测。稠密扫描和稀疏扫描获得了 IRIS 光谱狭缝垂直方向多个空间位置的光谱观测信息, 但在一定程度上牺牲了时间分辨率。在实际使用数据时, 需根据研究目标和对时空分辨率的需求去选择合适的观测模式的数据。

2.2.3 数据处理

IRIS 的数据系统基本上使用与 SDO/AIA、HMI 一样的基础设施与处理方法。原始的观测数据从 NASA 的卫星运营中心被传送到位于斯坦福大学的 JSOC, 然后传送至 LMSAL 进行备份。JSOC 接收数据之后, 将测光数据转换成 Level-0 图像文件。Level-0 数据被转换成 Level-1 数据的步骤包括移除不同轴的镜像以及在头文件中加入温度、翻转角、指向等信息。这一过程在 JSOC 自动完成, 并存储在 JSOC 的数据系统中。

Level-1.5 数据的处理过程在 LMSAL 完成, 是可用于科学研究的最低级别的数据。Level-1.5 数据消除了暗电流及系统偏移, 对望远镜及 CCD 进行了平场改正, 并进行了几何校正与波长校正。同一观测的所有图像都映射成相同的空间比例。光谱数据重新映射成相同大小的数组以使波长及空间坐标与网格对齐。在这一过程中生成一个数组用来将波长轴映射成物理波长。这个步骤使用 SSW 中的文件包“iris_prep.pro”来完成。

由 Level-1.5 数据生成 Level-2 数据的步骤仍在 LMSAL 完成。Level-2 数据分为两种类型: 光谱扫描与狭缝时序图像, 这两种数据是最被广泛使用的。一个光栅步长区域内的所有数据 (包括 FUV 与 NUV 波段) 被存储成一个“raster”文件。不同的光谱窗口作为一个扩展存放在该文件中, 每一个单独的扩展具有一个描述时间、位置等信息的辅助头文件。在同一观测任务中, 相同波段对同一区域的 SJI 图像被存储为一个单独的时间序列文件。Level-2 数据是用于科学研究的标准数据级别。

Level-3 数据是将 Level-2 的光谱数据重新整理成四维数据体 (FITS 文件)。Level-3 数据可使用 IRIS 的特殊快速查看工具 `crispex.pro`^[196,197] 进行快速查

看和分析。因为 Level-3 数据量非常大，所以并没有公开发布，用户可使用 `iris_make_fits_level3.pro` 程序生成。

2.3 一米新真空太阳望远镜 (NVST)



图 2.11: 抚仙湖太阳观测站 (左) 及一米新真空太阳望远镜^[187]。

云南天文台的一米新真空太阳望远镜 (NVST)^[187] 位于抚仙湖太阳观测站 (见图2.11)，于 2012 年 9 月正式投入运行，是我国太阳物理和空间科学学科对太阳进行光学和近红外观测的主力设备。其主要科学目标是在 0.3 ~ 2.5 微米波段对太阳进行高分辨率成像和光谱观测，以研究太阳磁场的精细结构和演化过程，太阳大气的能量转移、储存和释放的过程以及太阳爆发活动和日冕加热的驱动机制等。NVST 是中国最大的真空望远镜，也是约 8 个时区范围内唯一能进行亚角秒级高分辨率观测的太阳望远镜，配备了多台性能先进的观测仪器，可对太阳进行多波段的高分辨率成像及大色散光谱观测，初步具备对太阳表面磁场进行二维测量的能力。目前，NVST 对太阳光球和色球精细结构的观测以及数据处理已经很成熟，国内外太阳物理学家已经利用这些数据开展了多项研究工作，并在 *ApJ* 等国际著名天文学期刊上发表了多篇研究论文。

NVST 被安装在高 16 米的建筑物的顶部。整个建筑物是一个复杂系统，包

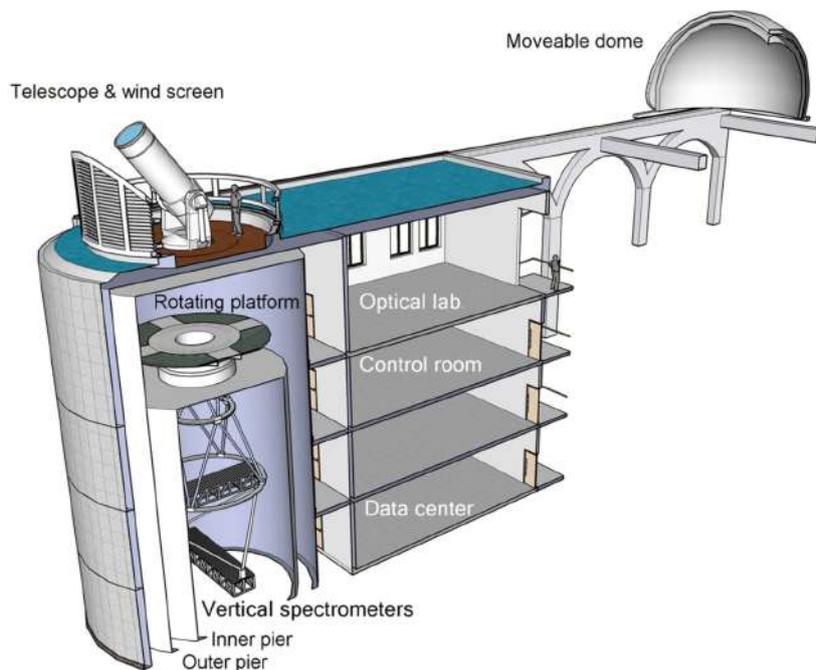


图 2.12: NVST 建筑物的 3D 示意图^[187]。

括真空望远镜、仪器平台、垂直光谱仪和其他必要的设备，例如挡风玻璃和可移动的圆顶（见图2.12）。NVST 的指向精度足够高，可以以几弧秒的精度指向日面上的任何区域。NVST 的跟踪精度为 0.3 角秒，指向和跟踪的准确性由两个控制回路保持。外部控制回路的传感器是两个高度精确的角度编码器，分别安装在高度轴和方位轴上。内部控制回路是光学自动引导系统（Auto Guide System，简称 AGS），连接到固定在 NVST 管上的小型导向望远镜。AGS 的传感器是一架 $4k \times 4k$ CMOS 相机。AGS 开始运行后，NVST 可以在几个小时内稳定跟踪太阳。

NVST 是一架地平式望远镜，其各项参数如表2.6所示。为了减少系统湍动对观测的影响，望远镜的光学组件安装在两个真空管中，真空封窗的直径是 1200 mm。光学系统是经过改进的格里高利系统，主镜是抛物线成像镜，有效口径为 985 毫米，有效视场大于 3 角分。通过望远镜之后，来自太阳的光线会聚并引导到直径为 6 米的旋转仪器平台上。在该平台上安装了所有成像仪器，包括自适应光学系统（Adaptive Optical system，简称 AO）和多通道高分辨率成像系

统。仪器平台下方的垂直悬挂支架上有两个具有不同色散功率的垂直光栅光谱仪，与平台一起旋转以消除图像旋转。在垂直光谱仪的狭缝前还放置着一个偏振分析仪（Polarization Analyzer，简称 PA）。

表 2.6: NVST 的关键参数^[187]

Clear aperture	985mm
Field of view	30
Focal length (EEFL) at F3	45m
Spectral range	0.3 ~ 2.5 μm
Tracking accuracy	< 0.3''
Pointing accuracy	< 5''
Image quality (80% EE of PSF)	< 0.4'' at 550 nm
Blind area	< 2 ^{circ}
Vacuum pressure inside telescope tube	< 100 Pa

2.3.1 偏振测量

用 NVST 检测磁场的基本方法是使用塞曼效应来进行偏振测量。用于 NVST 的 PA 的原始设计是一种具有快速调制的系统，该系统使用了由液晶制成的波片。由于该功率放大器不适合 NVST 光学系统所允许的空间。现在，它已被具有经典波片的旋转调制系统所取代。当前的 PA 放置在光谱仪的狭缝之前，与光谱仪结合使用，该系统可以在光学和近红外波段（例如在 5324 Å 和 10830 Å 处）对斯托克斯参数进行高精度的测量。偏振测量的预期精度有望优于 5×10^{-3} 。

2.3.2 成像系统

NVST 的主要科学目标之一是观察光球和色球中的精细结构。成像系统安装在直径 6 米的旋转平台上，它的主要结构是多通道高分辨率成像系统，由一个用于色球的通道和两个用于光球的通道组成。用于观测色球的波段为 H α (6563 Å)，用于观察光球的波段为 TiO (7058 Å) 和 G-band (4300 Å)。H α 滤波器是带宽为 0.25 Å 的可调 Lyot 滤波器，可以在 ± 5 Å 范围内以 0.1 Å 的步长进行质谱扫描。TiO 和 G-Band 波段都采用了干涉滤光片，带宽分别为 8 Å 和 10 Å。在良好的观察条件下，即使没有 AO，在使用统计算法重建后，G-band 的缩小

的光球图像的分辨率几乎可以达到 $0.1''$ ，重建图像的时间节奏约为 10 s。连接到光学分束器后，所有通道均可同步观察和记录图像。这意味着我们可以同时观察到光球和色球中的精细结构及其演化。

2.3.3 光谱仪系统

NVST 可以实现的另一个重要目标是对太阳大气进行光谱测量，这也是检测太阳大气中磁场和速度场的主要方法。除了传统的科学目标外，还可以通过光谱仪结合 AO 系统来检测光球和色球中的小尺度结构，包括亮点、磁流管内等离子体的动力学特征以及宁静暗条的精细结构等。NVST 的光谱仪包括多波段光谱仪 (Multi Band Spectrometer, 简称 MBS) 和高色散光谱仪 (High Dispersion Spectrometer, 简称 HDS)。两个光谱仪使用的光栅是不同的。MBS 使用闪耀光栅，HDS 使用阶梯光栅。表2.7中显示了描述 MBS 和 HDS 的重要参数。两个光谱仪的方向彼此垂直，且共用一个可调狭缝，狭缝的宽度和方向可以针对不同的光谱仪和科学案例进行更改。通过旋转狭缝并卸下作为 MBS 一部分的准直镜，可以将光谱仪的使用从 MBS 切换到 HDS。观察期间无法执行此操作，应事先完成。因此，两个光谱仪不能同时工作。

表 2.7: NVST 两台光谱仪的重要参数^[187]

Spectrometer	MBS	HDS
Grating (mm^{-1})	1200 (blazed grating)	316 (echelle grating)
Blazed angle (<i>circ</i>)	36.8	63
Focal length of imaging mirrors (m)	6	6
Focal length of collimating mirror (m)	6	9
Effective size of grating (mm)	156 × 130	334 × 196
Primary lines (\AA)	5324, 8542, 6563	10830, 15648
Dispersion ($\text{mm}/\text{\AA}$)	0.75 (at 6563 \AA)	0.77 (at 15648 \AA)
Resolution ($\lambda/\Delta\lambda$)	130000	300000 ~ 400000
Spectrum range (\AA)	> 50	> 20

2.4 相关数据处理方法

在获取了太阳观测数据之后，我们需要根据观测对象和研究主题对数据进行不同的处理，在这里我们将介绍一些文中用到的数据处理方法，例如图像对

齐、谱线的参数诊断和波长校正、速度计算以及用微分辐射测量 (DEM) 方法计算温度密度的二维分布。

2.4.1 数据对齐方法

由于太阳自转、视宁度、不同波段和仪器之间的固有差异等因素的影响, 我们所使用的数据之间经常会出现偏移。为了方便研究同一活动在太阳不同层次的响应以及某一结构长时期的演化, 将数据对齐变得极为重要。同一仪器不同设备的数据之间、或者不同仪器数据之间通常有多种对齐方法。在这里, 我们主要总结一下在使用 SDO、IRIS 和 NVST 数据时所采取的方法。

2.4.1.1 利用较差自转改正

利用 SDO 同一波段的数据研究日面上某一结构的长时间演化时, 我们发现它会表现为自东向西的移动, 这是由于太阳自转的影响。为了将研究对象固定在同一位置, 同时保证它的几何位形是在同一个视角上观测得到的, 我们需要选定一个合适的参考时间, 去除太阳较差自转带来的影响, 将所有的观测数据都改正、对齐到该参考时刻。这一步骤可利用太阳软件包 (Solar Software, 简称 SSW) 中的“drot_map.pro”程序来实现, 在使用 SDO 每个波段的数据前我们都进行了这一步处理。

2.4.1.2 利用图像的交叉相关改正

使用 NVST 的连续观测数据时, 我们经常会遇到由于视宁度的影响 (如大气抖动以及地面温度变化) 而造成的抖动, 以及望远镜追踪太阳时所造成的视场漂移等现象。此时, 我们可以利用图像之间的交叉相关来将较短时间内同一区域的时序图像对齐。具体做法是选择序列里的一张图像作为参照图像, 将其它图像在一定的横向和纵向范围内进行平移, 计算出每次平移后的相关系数, 相关系数最大时的图像被认为与参照图像对齐。在计算相关系数时, 不需要将图像上所有像元进行计算, 可选定图像上一个清晰可见的特征物来对一组时序图像进行基于交叉相关和时间修正算法的对齐, 详细可参考季凯帆等人提出的“SIR.pro”程序。

2.4.1.3 利用特征点相关来对齐

当我们要研究不同仪器或者不同波段对同一个观测对象的数据时，可以选择一些特征点进行位置的相关处理。例如在对齐第二章 AIA 和 NVST 的观测数据时，我们选择了十个在这两组数据中同时出现的特征点，分别读出其位置后进行了相关性的对齐处理。我们在使用 SDO 不同波段的数据、同时使用 SDO 和 IRIS、NVST 的数据时都事先使用了这个方法来进行对齐。

2.4.1.4 利用中介数据对齐

当我们需要对齐好几组数据时，不需要彼此之间一一对齐，可选择一组数据作为中介数据，将其它数据与中间数据对齐，这样剩下的数据之间也是彼此对齐的。这种方法也适用于当两组数据之间找不到特征点来对齐时，选择一组能够分别与两组数据对齐的中间数据。

2.4.2 微分辐射测量 (DEM) 方法

不断进步和发展的观测仪器为我们提供了太阳多温度响应谱线或多波段图像的同时观测，如前面所提到的 AIA 仪器的多波段观测覆盖了绝大多数日冕温度范围，方便我们研究太阳大气等离子体的温度和密度结构。然而，AIA 的各个波段具有较宽的温度响应范围，很难直接地从观测图像中得出具体的温度和密度。通过从多温度混合的响应中分离和提取不同温度的等离子体，即分析等离子体的微分发射测量 (Differential Emission Measure, 简称 DEM)，我们可以获得定量的温度和密度信息。

对于日冕中光学薄的等离子体，辐射量随温度的变化为可以用 $DEM(T)$ 来表示，其单位为 $\text{cm}^{-5} \text{K}^{-1}$ ，通常定义为

$$DEM(T) = n_e^2 dh/dT \quad (2.1)$$

仪器在某一波段 i 观测到的通量 F_i (单位为 $\text{DN s}^{-1} \text{pixel}^{-1}$) 为^[198]

$$F_i = \int R_i(T) \times DEM(T) dT \quad (2.2)$$

其中 $R_i(T)$ 为波段 i 的温度响应函数。在公式 (2.2) 的基础上乘以一个填充因子 (辐射物质的面积占总观测区域的比例)，我们就能得到谱线的辐射强度^[199,200]。

根据不同温度谱线得到的在同一观测区域的辐射强度，我们可以反演出 DEM 函数。首先，假设一个初始的 $DEM_0(T)$ ，由此计算得到理论上的谱线强度比。观测到的谱线强度与计算得到的谱线强度之比为修正函数 $\omega_0(T_{eff})$ ，其中 T_{eff} 为有效温度。通过修正函数 $\omega_0(T_{eff})$ 可以实得到修正后的微分辐射通量函数 $DEM_1(T_{eff}) = DEM_0(T) \times \omega_0(T_{eff})$ 。将修正后的数 $DEM_1(T_{eff})$ 在温度域插值，得到一个近似连续的微分辐射量函数 $DEM_1(T)$ 。修正后的 $DEM_1(T)$ 将作为下一次迭代的初始设置。迭代计算多次，直到在可允许误差范围内 $\omega_0(T_{eff}) = 1$ 。此时得到的函数便认为是研究区域对应的 DEM 函数。得到 DEM 函数后，我们可以求出沿视线方向总的辐射量 (Emission Measure, 简称 EM)，它是 DEM 函数对温度的积分：

$$EM = \int DEM(T) dT = \int n^2 dl \quad (2.3)$$

因此，知道视线深度 L ，我们可以得到等离子体密度：

$$n = \sqrt{\frac{EM}{L}} \quad (2.4)$$

我们还可以定义一个以 DEM 为权重的平均温度来了解等离子体的温度特征：

$$\bar{T} = \frac{\int DEM(T) \times T dT}{\int DEM(T) dT} \quad (2.5)$$

在本文中，我们利用 AIA 六个极紫外波段，即 94 Å、131 Å、171 Å、193 Å、211 Å 和 335 Å 的高分辨率观测数据来计算 DEM 函数，使用的程序为 SSW 数据库中的“xrt_dem_iterative2”程序^[201,202]。需要注意的是，在使用 DEM 方法的过程中，我们需要根据研究对象选择合适的温度积分区间，即挑选合适的 AIA 波段来作为输入量，否则计算得出的温度和密度值会与实际情况差很多，对于一些温度较低的结构，DEM 方法可能无法适用。

2.4.3 速度计算

成像观测得到的速度为垂直于观测者视向方向的速度，在文中我们用了两种方法求出观测对象的二维水平速度。对于在图像上可以识别并跟踪的特征物，我们追踪出其位置随时间的变化，再将位置变化对应到移动距离，用距离除以

时间，便能求出速度。除此之外，我们还可以在研究对象中选取合适位置做切片图，将一系列切片沿时间堆叠在一起，那么便能得出等离子体沿着切片的速度。

光谱观测可以帮助我们获得等离子体沿视线方向的速度，利用的原理是多普勒效应。如果静止光源向外辐射光子的频率为 f_0 ，那么当光源沿着视线方向以速度 v 朝向（正）或者远离（负）观测者运动时，由于多普勒效应，观测者观察到的光子辐射将变为：

$$f = \frac{c}{c - v} f_0 \quad (2.6)$$

如果观测到的电磁波长为 λ ，静止波长为 λ_0 ，则根据 $f\lambda = f_0\lambda_0 = c$ 可得：

$$v = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0} c \quad (2.7)$$

从光谱观测中我们可以测到某条谱线的波长值 λ ，谱线的静止波长大小 λ_0 是已知的，因此可由公式（2.7）得到形成该谱线的等离子体沿视线方向的速度。

2.4.4 谱线参数诊断和波长校正

处在局部热动平衡的等离子体，其速度分布满足麦克斯韦分布，辐射的光谱轮廓满足高斯分布。通过对谱线进行单高斯拟合我们可以获得谱线的各项参数，例如谱线的连续谱背景值（ I_{cont} ）、谱线的峰值强度（ I_{peak} ）、谱线的线心（ λ_0 ）以及谱线的宽度等。拟合的高斯函数可以简单写为：

$$f(\lambda) = I_{peak} e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}} + I_{cont} \quad (2.8)$$

其中连续谱背景值可以选常数或者线性背景，视谱线的实际情况来定。波长可以用公式（2.7）中多普勒速度来替换。对于成分比较复杂的谱线，可以用双高斯或多高斯拟合来分析不同成分的谱线特性。

我们在文中用的是单高斯拟合，使用的是 SSW 的“GAUSSFIT”函数。原理是将包含谱线波长和强度的二维数据进行最小二乘法拟合，得到一个由高斯函数和二次方程组成的函数 $f(x)$ ：

$$f(x) = A_0 e^{-\frac{z^2}{2}} + A_3 + A_4 x + A_5 x^2 \quad (2.9)$$

其中 $z = \frac{x - A_1}{A_2}$ ， A_0 为高斯函数的峰值大小， A_1 为高斯函数的峰值位置， A_2 为高斯函数的宽度。由此，我们可以分析出谱线的峰值强度、中心波长和谱线宽度。同时，我们还能得出各参数的误差估计值。

IRIS 卫星的轨道变化效应会使观测到的谱线中心波长位置与实验室静止波长有差别，因此需要对观测到的谱线做波长校正。同一个 CCD 中测得的所有谱线的轨道变化效应是相同的，因此可以用多普勒频移接近为 0 的强中性线来做校正。我们认为这些冷线的观测波长应该与实验室静止波长相等，因此观测时谱线的多普勒频移是轨道变化效应带来的，得到轨道变化效应的值之后，我们可以对同一 CCD 中观测到的其他谱线进行校正^[203,204]。同一个波长窗口中可以有多条强中性线用来做波长校正，例如，C II 1334 Å 和 1335 Å 可用 Ni II 1335.203 Å 和 Fe II 1335.409 Å 来做波长校正；Si IV 1403 Å 可用 Fe II 1401.774 Å 和 1403.101 Å、S I 1401.515 Å 来做波长校正^[205]；Ni I 2799.474 Å 谱线是一条在所有 IRIS 光谱观测任务中都能被观测到的较为分立的强中性线，可用来对所有的谱线进行波长校正。

第 3 章 爆裂喷流触发活动区 12192 唯一伴随着 CME 的耀斑

3.1 研究背景

太阳喷流是沿着开放磁力线或大规模冕环腿部的小规模等离子体喷射现象。很多学者已经对喷流进行了初步的研究。喷流通常来自光球持续不断浮现的磁通量区域，例如活动区的卫星斑点、宁静区和冕洞中。有时，喷流与大规模的太阳爆发活动有关，例如暗条爆发和 CME。在喷流中经常观察到解缠或旋转运动，大多数学者认为这可能与磁扭缠的释放有关，但也有学者认为磁场重联过程中产生的扭转阿尔芬波可能引起喷流的旋转运动。

通过检查 Hinode/XRT 中所观测到的极区冕洞中的 X 射线喷流动画，Moore 等人^[133]发现几乎所有的极区 X 射线喷流都可以分为两种类型：标准喷流和爆裂喷流。标准喷流是通过在喷流底部出现的磁环结构与冕洞周围的单极开放磁场之间的重联而产生的，在此期间，磁环内部结构并没有参与到爆发中。爆裂喷流是足点高度剪切的磁弓爆发所产生的，有时磁弓表现为一个小暗条，是 CME 爆发中剪切磁拱爆发的微型形式。在爆裂喷流中，喷流的旋转运动可以解释为重联之后暗条系统扭缠的释放。爆裂模型得到了一些观测研究的支持，但是暗条与周围开放场之间相互作用的详细过程尚不清楚。

在这一章中，我们研究了活动区 NOAA 12192 边缘唯一与 CME 相关的耀斑，它是由一个爆裂喷流引起的^[206]。我们的观察结果表明，爆发暗条与周围开放场之间相互作用的过程空前清晰，这与爆裂模型一致。在爆发过程中，暗条的解缠带动了喷流的旋转运动，磁螺度随之从封闭的暗条系统转移到开放场中。需要注意的是，这里的开放场也可能是到达一定高度的大尺度磁环^[207]。我们在第二部分介绍了观测事件和所用数据，第三部分展示了研究结果，第四部分给出总结和讨论。

3.2 数据介绍及处理

2014 年 10 月的太阳超级活动区 12192 由过去 24 年来最大的太阳黑子群组成，并产生了 6 个 X 级耀斑，29 个 M 级耀斑及一系列小耀斑（见表 3.1）。我

们对发生在 2014 年 10 月 24 日的唯一一个伴随着 CME 的 M4.0 级耀斑进行分析。由于 SDO 卫星数据分辨率不够，而云南天文台数据是在活动发生后才开始观测的，因此无法直接确定其形成机制；幸运的是十几分钟后，第二个扭缠暗条与喷流的相互作用被云南天文台详细观测到，因此我们可以从云台数据中分析其过程来推测第一次爆发事件的机制。

 表 3.1: 活动区 12192 中 X 级和 M 级耀斑列表^[206]

事件	日期	开始时刻 (UT)	峰值时刻 (UT)	寿命 (min)	GOES 级别	活动区 位置	是否伴 随 CME	其它 活动
X 级耀斑								
XF1	2014 Oct 19	04:17	05:03	91	X1.1	core	No	...
XF2	2014 Oct 22	14:02	14:28	48	X1.6	core	No	...
XF3	2014 Oct 24	21:07	21:41	66	X3.1	core	No	...
XF4	2014 Oct 25	16:55	17:08	76	X1.0	core	No	...
XF5	2014 Oct 26	10:04	10:56	74	X2.0	core	No	...
XF6	2014 Oct 27	14:12	14:47	57	X2.0	core	No	...
X 级耀斑								
MF1	2014 Oct 18	04:17	05:03	91	X1.1	core	No	...
MF2	2014 Oct 20	09:00	09:11	20	M3.9	core	No	...
MF3	2014 Oct 20	16:00	16:37	55	M4.5	core	No	...
MF4	2014 Oct 20	18:55	19:02	9	M1.4	periphery (L1a)	No	jet
MF5	2014 Oct 20	19:53	20:04	20	M1.7	core	No	...
MF6	2014 Oct 20	22:43	22:55	30	M1.2	core	No	...
MF7	2014 Oct 21	13:35	13:38	5	M1.2	periphery (L1)	No	jet
MF8	2014 Oct 22	01:16	01:59	72	M8.7	core	No	...
MF9	2014 Oct 22	05:11	05:17	10	M2.7	core	No	...
MF10	2014 Oct 23	09:44	09:50	12	M1.1	core	No	...
MF11	2014 Oct 24	07:37	07:48	16	M4.0	periphery (L2b)	Yes	jet
MF12	2014 Oct 26	17:08	17:17	22	M1.0	core	No	...
MF13	2014 Oct 26	18:07	18:15	13	M4.2	core	No	...
MF14	2014 Oct 26	18:43	18:49	13	M1.9	core	No	...
MF15	2014 Oct 26	19:59	20:21	46	M2.4	core	No	...
MF16	2014 Oct 27	00:06	00:34	38	M7.1	core	No	...
MF17	2014 Oct 27	01:44	02:02	27	M1.0	core	No	...
MF18	2014 Oct 27	03:35	03:41	13	M1.3	core	No	...
MF19	2014 Oct 27	09:59	10:09	27	M6.7	core	No	...
MF20	2014 Oct 27	17:33	17:40	14	M1.4	periphery (L2)	No	jet

在本文中，我们使用了 SDO 卫星上所搭载的 AIA 和 HMI 等仪器所提供的观测数据。我们使用了 AIA 131 Å、171 Å、304 Å 和 1600 Å 在 2014 年 10 月 24 日 07:00 UT 到 09:20 UT 之间的观测数据。数据的空间分辨率为 $0.6'' \text{ pixel}^{-1}$ ，两幅图像之间的时间间隔为 12 秒。另外，我们使用了 HMI 观测到的 2014 年 10 月 23 日 12:00 UT 到 24 日 12:00 UT 之间一天的太阳光球层视向磁场数据，视向磁场的观测数据拍照频率为 45 秒，我们使用的数据每张图像间隔 3 分钟，即四幅一帧。为了了解活动区磁场的完整演化过程，我们还使用了 2014 年 10 月 18 日 00:00 UT 到 28 日 23:00 UT 这十一天中时间间隔为 1 小时的 HMI 磁图，磁图的空间分辨率均为 $0.5'' \text{ pixel}^{-1}$ 。

在这个工作中，位于我国云南天文台抚仙湖太阳观测站的 NVST 所提供的 $\text{H}\alpha$ 观测数据也发挥了重要作用。我们使用的数据为 NVST $\text{H}\alpha$ 6562.8 Å 在 2014 年 10 月 24 日 07:50:12 UT 到 09:17:33 UT 这段时间内的观测结果，图像分辨率为 $0.168'' \text{ pixel}^{-1}$ ，图像之间间隔为 12 秒。

3.3 研究结果

3.3.1 第一次爆发

利用 SDO 卫星上 HMI 观测到的磁场演化数据，我们发现在耀斑发生之前三天，即 2014 年 10 月 21 日开始，位于太阳南半球的活动区主负极黑子的东南边出现了浮现磁通量区并不断的运动演化。大约三天后，即 10 月 24 日在该区域出现了一个爆裂式喷流，随之触发了一个 M4.0 级耀斑和 CME。GOES 软 X 射线 1–8 Å 流量数据表明耀斑开始于 07:37 UT，并大约在 07:48 UT 左右达到峰值。图 3.1 给出了耀斑峰值时刻附近 SDO 卫星 HMI 磁场和 AIA 多波段观测以及 NVST 的观测结果。图 (a) 中为 HMI 给出的日面视向磁图，喷流发生在黑子东南侧正负磁场剪切的区域。图 (b) 为 AIA 131 Å 观测到的喷流和耀斑，相比其他波段来说，高温 131 Å 波段观测到的耀斑更加明显。图 (c) 和 (e) 分别为 AIA 171 Å 和 304 Å 波段观测到的喷流，在低温 304 Å 图像上暗条更加明显，被喷流冲开。图 (d) 给出了色球层的耀斑带，和图 (a) 对比可发现这个耀斑为双带耀斑，东侧耀斑带扎根于负极性磁场，西侧耀斑带扎根于正极性磁场。在 NVST $\text{H}\alpha$ 6562.8 Å 观测中，喷流（箭头“A”所指示的亮结构）和暗条（箭头

“B”指示的暗结构) 的结构更加清晰 (见图3.1 (f))。不幸的是, 由于 NVST 观测时间开始较晚, 我们只能利用 SDO 卫星的观测数据研究第一次爆发。

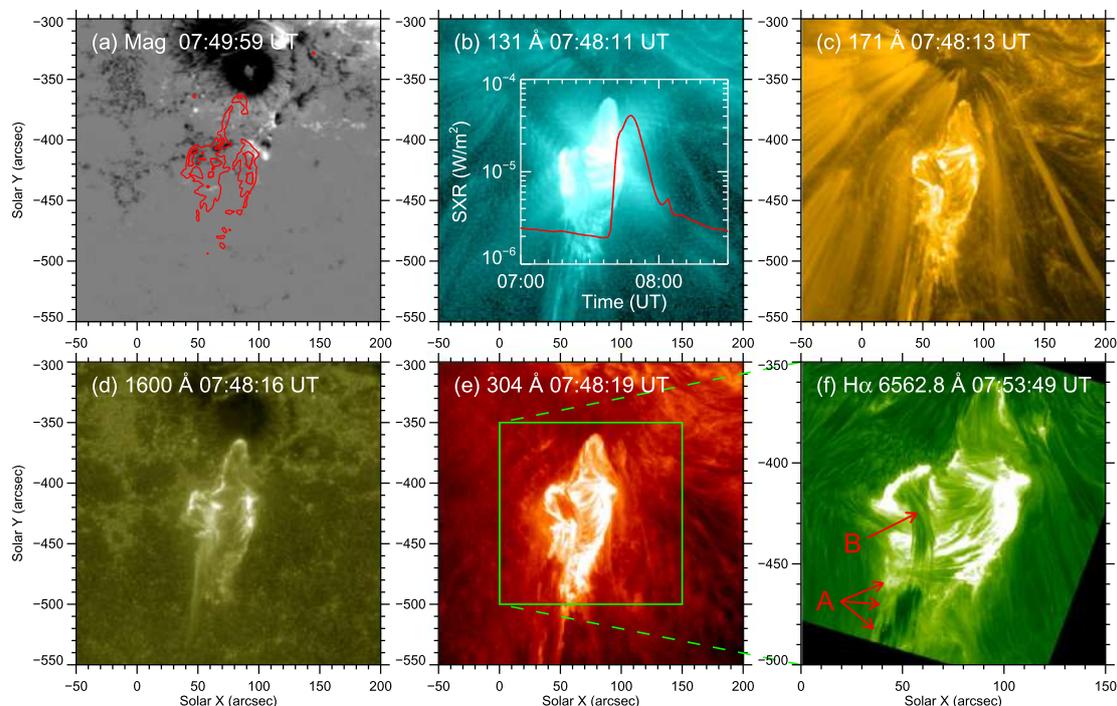


图 3.1: SDO/HMI、AIA 和 NVST 观测到的 M4.0 级耀斑、喷流和对应的磁场环境。(a) 为 HMI 视向磁图, 红色等值曲线对应 1600 Å 波段的耀斑带。(b–e) 为 AIA 131 Å、171 Å、1600 Å 和 304 Å 观测到的耀斑和喷流。(b) 中的红色曲线展示了 GOES 观测到的软 X 射线 1–8 Å 流量, (e) 中绿色方框标出了 H α 图像 (f) 的视场。(f) 为 NVST H α 6562.8 Å 观测到的耀斑和对应的喷流, 其中箭头“A”指示喷流, 箭头“B”指示暗条。

图3.2为 AIA 304 Å 波段数据所展示的第一次暗条爆发过程。如 (a) 中绿色箭头所指, 在活动区 NOAA 12192 边缘的浮现磁通量区出现一个东西向的缠绕暗条系统, 其投影长度大约为 60 Mm。暗条的两个足点极性相反, 东侧足点扎根于负极性磁场, 西侧的足点为正极性。由于磁场强烈的剪切、挤压, 该浮现磁通量区在 07:38 UT 时刻出现了喷流, 同时亮结构物质被喷射出来并向南运动 (如 (b) 和 (c) 蓝色箭头所示)。暗条最明显的变化是开始上升 (如 (d) 所示): 从 07:44:19 UT 开始算, 暗条的投影高度在两分钟内增加了 5 Mm。在 AIA 304 Å 波段图像上, EUV 增亮区域变大, 耀斑在 07:48 UT 达到峰值。图 (e) 为耀

斑峰值时期的暗条和喷流，图 (f) 可看出暗条被喷流冲开，形状和结构发生明显改变。到 07:59 UT，耀斑显著衰减，暗条爆发（见图 (h) 中的箭头）。在耀斑的衰减相，暗条爆发的一部分物质落回到暗条左侧足点附近的日面上。08:12 UT 左右在 LASCO C2 的视场中观测到 CME。CME 的角宽度大约为 90 度，平均速度为约 500 km s^{-1} 。

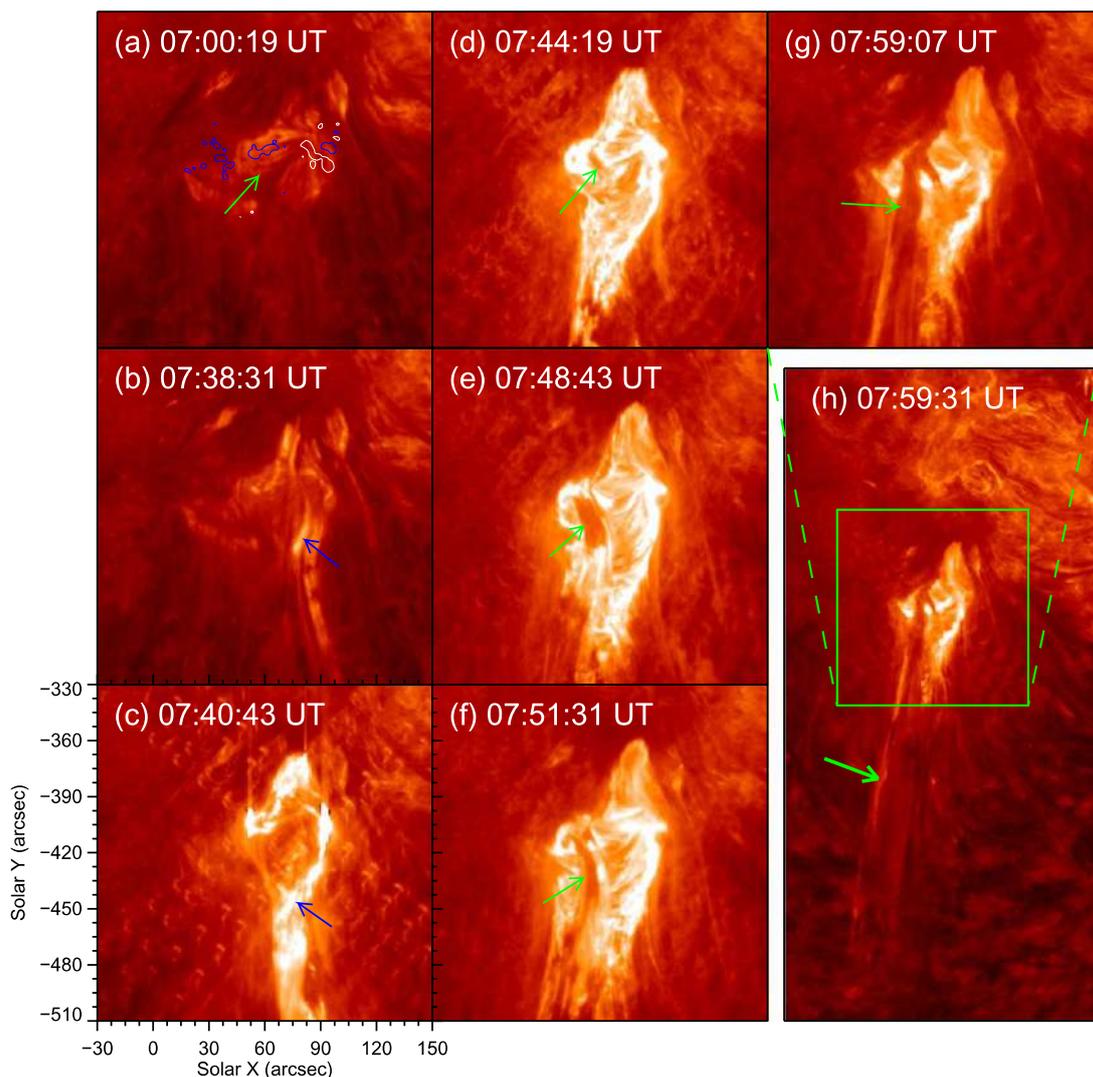


图 3.2: AIA 304 \AA 观测的第一次爆发时的暗条、喷流和耀斑。(a) 中的等值曲线对应同时刻的磁场，白色代表正极性，蓝色代表负极性。(a-g) 中的绿色箭头指示第一个扭缠的暗条，(b) 和 (c) 中蓝色箭头指示喷流。(h) 中的箭头指示暗条物质向外爆发。

3.3.2 第二次爆发

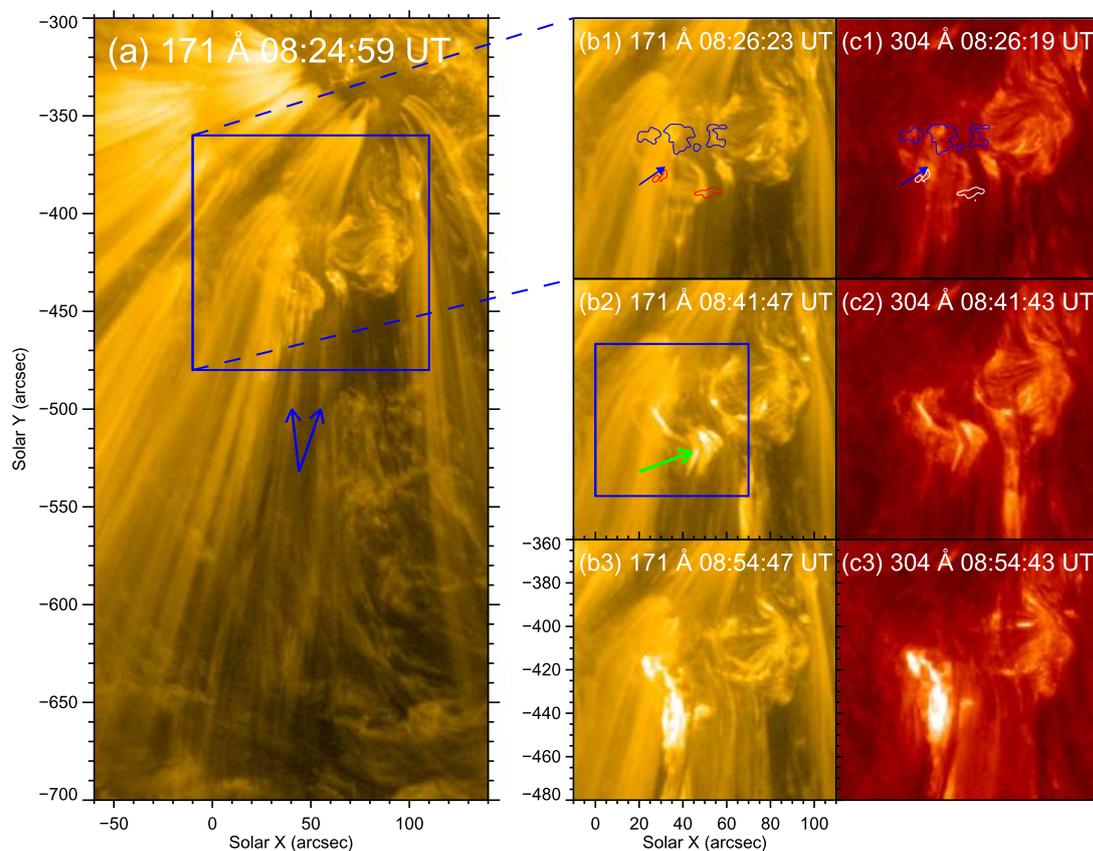


图 3.3: AIA 171 Å 和 304 Å 观测到的第二次暗条爆发过程和喷流。(a) 展示了第二次爆发前的周围环境, 蓝色箭头指示开放磁力线。(b1) 和 (c1) 中等值曲线对应同时刻的磁场, 蓝色曲线对应负极性磁场, 白色和红色曲线对应正极性磁场, 蓝色箭头指示暗条系统。(b2) 中的绿色箭头指向增亮区域, 蓝色方框则表示图3.4的视场。

大约在第一次暗条爆发二十多分钟后, 在 (40", -430") 处出现了第二个缠绕的暗条, 这个暗条爆发伴随了另一个喷流。图3.3为用 AIA 的 171 Å 和 304 Å 波段观察到的第二次暗条爆发。(b1) 和 (c1) 中的蓝色箭头指示了爆发前的暗条, 等值曲线对应同时刻磁场, 蓝色曲线表示负极性磁场, 白色和红色曲线表示正极性磁场。一系列开放磁力线扎根于暗条东侧足点附近的负极性磁场, 这些开放磁力线被前一个喷流落下来的暗物质示踪出来, 如 (a) 中蓝色箭头所示。暗条西侧足点被开放场的暗物质遮挡住, 看起来扎根于正极性磁场。在 08:41 UT

左右，暗条与开放磁力线开始相互作用，两个波段都清晰显示出喷流与暗条交缠，如图 (b2) 和 (c2) 所示。相互作用的区域增亮，最终暗条爆发 (见图 (b3) 和 (c3))。

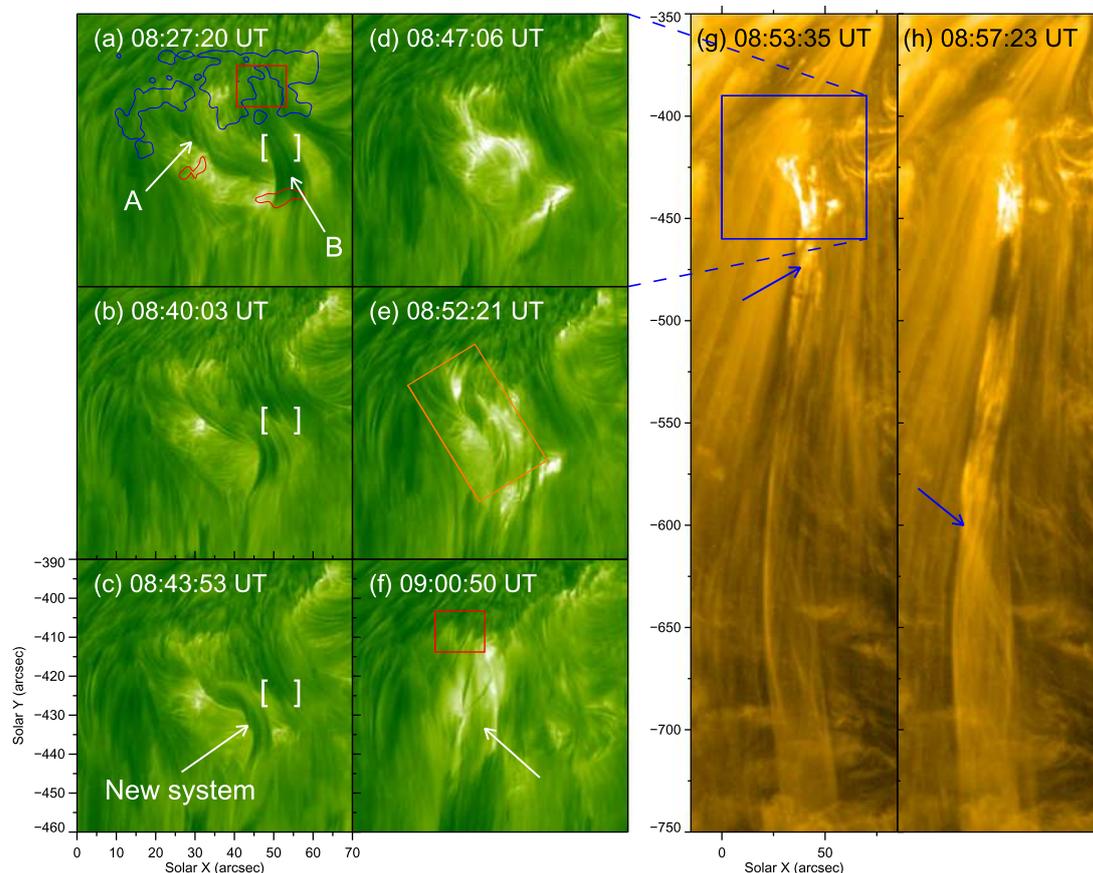


图 3.4: 第二次暗条爆发过程。(a–f): NVST $H\alpha$ 6562.8 Å 波段观测到的暗条和开放场的相互作用过程。(a) 中等值曲线对应同时刻磁场结构，蓝色为负极性，红色为正极性；箭头“A”和“B”分别指示暗条和开放磁力线。(a–c) 中的中括号表示开放磁力线断开连接。(e) 中棕色方框为图3.5的视场范围。(f) 中的箭头表示旋转运动后的系统结构。(a) 和 (f) 中红色方框圈出了喷流足点。(g) 和 (h): AIA 171 Å 图像展示了磁扭缠的向外传播过程，其中蓝色箭头指示了一个向外传播的扭缠结构。

借助 NVST 的高分辨率观测，我们清晰观测到第二次爆发的过程，如图3.4所示。(a) 中的箭头“A”指向暗条。通过对比 $H\alpha$ 和 171 Å 的图像，我们可发现图3.4 (a) 中箭头“B”指示的结构与图3.3 (a) 中蓝色箭头表示的结构相对应，因

此箭头“B”代表开放磁力线。开放磁力线的足点扎根于负极性磁场，位于暗条的西北侧。之后，开放磁力线与暗条发生作用，并逐渐相互连接。在 08:40:03 UT，图 (b) 中括号区域内的开放磁力线与它们最初足点分离。这些开放磁力线持续向东运动并与暗条发生重联。重联期间，暗条和开放磁力线作用区域在 EUV 波段增亮。在 08:43:53 UT，开放磁力线和暗条完全连接在一起，形成了一个新系统，如 (c) 所示。在此之后，暗条开始解扭缠，带动新系统朝着原来扭缠相反的方向旋转。从 (d) 中，我们可看到两者的作用区域有明显的增亮，表现为一个小耀斑。这个高度扭缠的新系统不停旋转，旋转持续了大约二十分钟，角度为 8π 左右（详细情况见下段）。在旋转后期，系统磁螺度被显著释放（见 (f)）。(a) 和 (f) 的对比表明开放磁力线的足点在爆发前后向东移动，大致移动到暗条的东北端。随着系统旋转，磁螺度沿着开放磁力线向外传播。为了清晰表明这个过程，我们选择了一个亮的扭缠结构作为例子。如 (g) 中的箭头所指，在 08:53:35 UT 时刻一个扭缠结构的投影位置是 $(40'', -430'')$ 。大概 4 分钟后，这个扭缠结构到达了一个新位置 —— $(25'', -600'')$ ，见 (h) 中的箭头。这个结构的平均运动速度大约为 400 km s^{-1} 。

为了细致研究缠绕暗条和与开放磁力线相互作用后的解缠过程，我们把研究目标集中到图 3.4 (e) 中所画区域，跟踪其中暗纤维结构的解缠运动，并标出暗纤维结构位置随时间的变化（见图 3.5）。 $\text{H}\alpha$ 图像上的暗纤维被认为是代表暗条的磁流管。为了测量暗条的旋转角度，我们花了一条垂直于暗条脊的红色直线。图中蓝色箭头标示了暗纤维结构与直线的相交位置，我们可以根据它们相交位置的移动来判断纤维结构的移动。当暗条旋转的时候，(a1–a4) 和 (b1–b4) 中纤维暗结构与直线的相交位置随着时间推移向右移动，表明实际喷流在顺时针旋转。从平移距离，我们可以大概推算出旋转角度，测量方法见图 (a) 中的卡通。暗条被看作是圆柱体，在图像上暗条的宽度是 $2R$ ，相交位置距暗条左边缘的距离是 b 。我们定义 $\cos \alpha = (R - b)/R$ ，那么时刻 t_1 到 t_2 的旋转角度是 $\alpha_2 - \alpha_1$ 。这个测量方法建立在暗条是由刚性旋转的暗纤维组成的前提条件下。因为我们没有跟踪测量暗纤维沿着磁场线的运动，所以物质流不会影响我们的结果。在图 3.5 中 (a1) 时刻，我们在喷流左端发现一个容易追踪的纤维结构，24 秒后（图 (a2) 所示）相交位置向右移动的距离约为 $3''$ ，36 秒后（图 (a3) 所示）相交位置又向右移动了约 $6''$ 。以此类推，每隔 12 秒我们算出相交位置移动

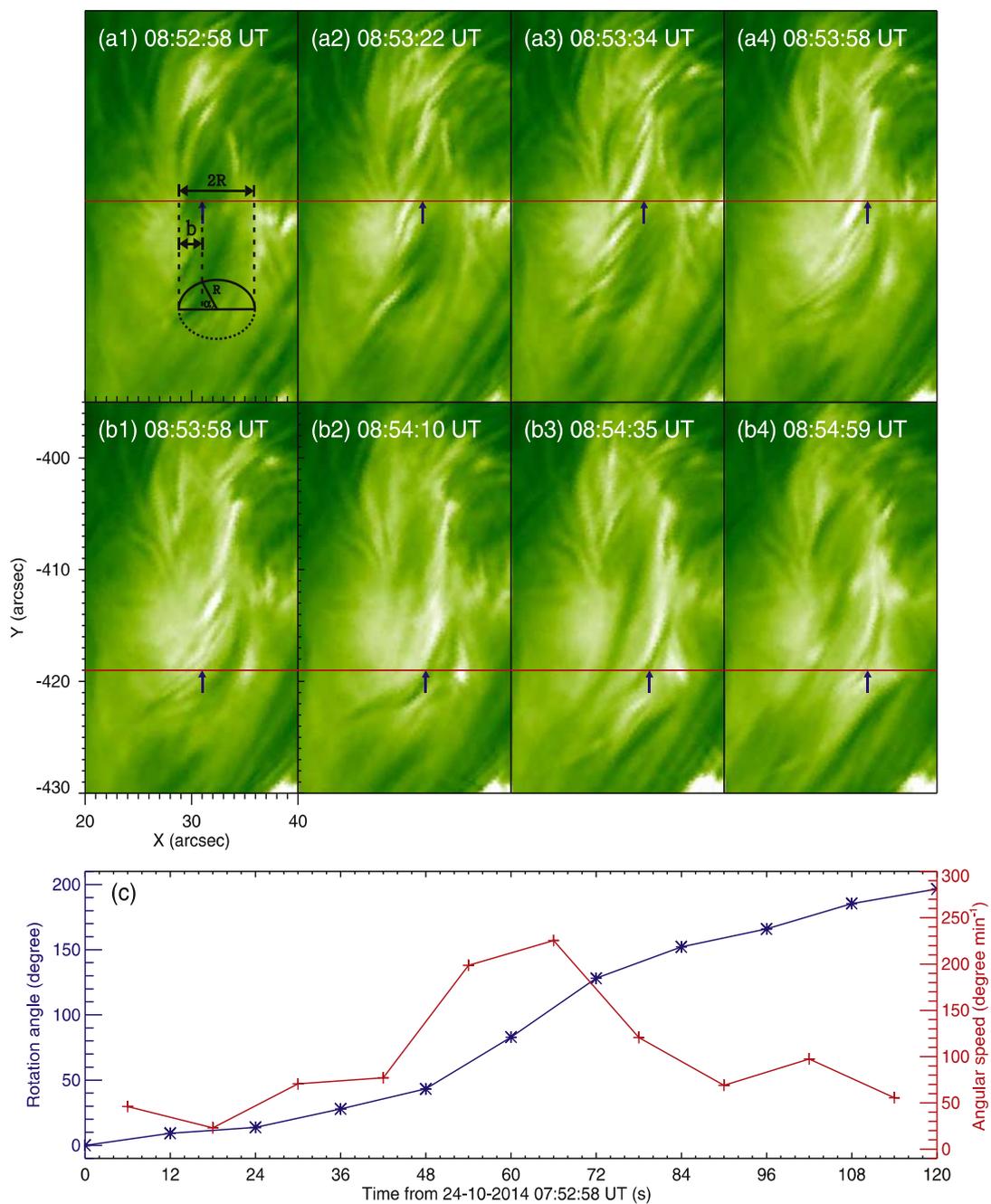


图 3.5: 喷流的旋转运动。(a1–a4) 和 (b1–b4) 为某个纤维暗结构随时间的位置变化。(c) 为两分钟内喷流转过的角度及角速度随时间变化的折线图。

的距离，直到纤维结构移动到喷流右侧（如图（a4）所示）。由于该纤维结构在喷流背面的运动无法被观测到，我们选择了图（a4）时刻的另一个能追踪的纤维结构，如图（b1）所示。继续按照之前的方法追踪，并将纤维结构的移动距离叠加在前一分钟的上面，我们便能得出两分钟内喷流转过的角度及角速度随时间的变化。如（c）中所示，喷流在两分钟内转过的角度为 200 度；角速度不是均匀的，而是有加速和减速过程，最低角速度为 30 度/分钟，最大角速度达到 230 度/分钟，平均角速度为 100 度/分钟。整个旋转过程约为二十分钟，由于角速度不均匀，总旋转角度为 8π 左右是正常的。通常来说，很多机制会导致磁绳的爆发，例如 kink 不稳定性^[27] 和 torus 不稳定性^[208]。然而，根据一些之前的研究，即使对于一些高扭缠、低层次的暗条，尤其是对于那些长度较短的，仍然可以保持稳定^[209,210]。

3.4 结果与讨论

在本章中，我们利用 SDO 卫星数据简要分析了太阳超级活动区 NOAA 12192 中唯一伴随 CME 的 M4.0 级耀斑。在活动区边缘发生了两个暗条爆发过程。活动区主负极黑子的东南边有持续不断的磁通量浮现，形成缠绕的暗条系统。第一次暗条爆发引发了喷流，触发一个 M4.0 级耀斑，这个 M 级耀斑伴随本活动区唯一的 CME 事件。借助云南天文台 NVST 的精细观测，我们详细分析了第二次暗条爆发的过程：暗条与开放磁力线相互连接，形成了一个新系统。之后，暗条解缠，带动新系统旋转，总旋转角度为 8π ，平均旋转速度为 100 度/分钟。

作为 1990 年 11 月以来最大的活动区，活动区 NOAA 12192 是耀斑产量最高的活动区。除了我们研究的这个 M4.0 级耀斑，所有源自活动区核心的 X 耀斑和其他 M 耀斑都没有伴随任何 CME。根据有关该活动区的最新研究，受限耀斑受到上覆磁场的强约束影响，并且背景场的衰减因子低于 torus 不稳定性的典型起始阈值，因此不会产生 CME^[206,207,211]。但是，在本研究中，这个 M4.0 级耀斑位于活动区的边缘而不是核心区域，并产生了一个 CME。我们发现这个耀斑是由爆裂喷流触发的，由于耀斑物质与开放场之间的相互作用，耀斑成为一个爆发性耀斑，导致了 CME^[207]。

在标准喷流模型中，喷流是由浮现的小尺度磁环与原先存在的开放磁力线之间的磁重联引起的。根据爆裂喷流模型，在磁环底部存在一根暗条，该暗条参与重联并爆发。尽管许多作者^[72,102,122]都报导了后一种模型的观测证据，但暗条和开放磁力线之间的相互作用过程还没被清晰观测到的。在本文中，暗条可以在多个波段，例如 AIA 304 Å、171 Å 和 131 Å 被识别出来，尤其是在 NVST H α 波段。如图3.4 (a) 中的 H α 图像所示，暗条一端的位置靠近开放场，然后它们之间的相互作用开始了 (图3.4 (b))。大约 16 分钟后，它们的拓扑结构发生了显著改变，并且在暗条和开放磁力线之间建立了新的连接 (图3.4 (c))。据我们所知，这种详细的相互作用过程是本文首次报道的，这得益于 NVST 提供了高质量的 H α 数据。

正如 Zhang & Low (2005)^[212]所指出的那样，日冕中磁螺度的积累可以储存磁能，这对 CME 的产生起作用。当储存的自由能高于 Aly 极限时^[213,214]，会引起太阳爆发活动。作为系统磁螺度的表现，磁扭缠可以通过暗条结构推断出。因此，我们试图通过观察暗条结构的演化来研究磁扭缠。在本研究中，我们展示了不同系统之间的扭缠传递过程以及扭缠从较低层大气到高层大气传播的情形。如图3.4 (a) 所示，磁螺度最初存储在缠绕的暗条结构中。在暗条和开放磁力线之间相互作用之后，形成了连接暗条和开放磁力线的新系统。然后，新系统由于暗条的解缠而旋转，因此螺度从封闭的暗条系统转移到开放场中。在旋转运动中，磁螺度可能从较低的大气层传播到较高层大气。我们推测螺度可能最终随着 CME 传播到行星际空间中。

该工作发表于：2015, **ApJL**, 814, L13

第 4 章 扎根于耀斑带上的喷流

4.1 研究背景

不同地基和地基望远镜获得的数据在空间和时间分辨率上不断进步，丰富了我们在观测和模拟上对太阳喷流的理解。但是，太阳喷流的驱动机制还未被完全理解。喷流目前普遍公认的驱动机制是浮现的磁通量与周围磁场之间的磁重联，有时还会伴随磁对消。模拟工作提供证据表明重联过程中的色球蒸发可以产生日冕喷流^[215,216]。色球蒸发是由磁重联过程间接产生的：磁重联将能量以热能、加速的高能粒子和压缩流的形式释放到周围的等离子体中。来自重联点的热能和加速粒子向下传播并沉积在色球中，使得色球压力和温度增加，产生了蒸发流。蒸发流将等离子体供应给封闭和开放的磁力线中，之后被沿磁场的压力梯度加速形成喷流。

喷流经常伴随着其它太阳爆发事件，如暗条爆发、CME 和耀斑等。耀斑一般出现在喷流足点附近，是磁重联的表现。在本章中，通过 IRIS 对活动区 NOAA 12673 中的 X8.2 级耀斑和活动区 NOAA 12192 中的 X1.0 级耀斑的高分辨率观测数据，我们首次报道了一种特殊的喷流——扎根于耀斑带上的喷流。结合耀斑模型和光谱观测结果，我们提出其驱动机制为色球蒸发。这个工作所使用的数据介绍在第二节中，在第三节中我们详细分析了这两个事件，本章第四节为总结和讨论。

4.2 数据介绍与分析

我们使用了搭载在 SDO 卫星上 HMI 和 AIA 的观测数据。HMI 全日面视向磁图的像素大小为 $0.5''$ ，时间间隔是 45 s。AIA 在七个极紫外波段和三个紫外波段提供了具有高空间分辨率 ($0.6'' \text{ pixel}^{-1}$, $\sim 430 \text{ km}$) 和高时间分辨率 (12/24 s) 的全日面图像。为研究 2017 年 9 月 10 日 X8.2 级耀斑期间发生的喷流，我们使用了从 15:30 UT 到 16:30 UT 之间的 AIA 94 Å, 131 Å, 171 Å, 193 Å 和 304 Å 图像，这些图像对应的温度 $\log T \text{ [K]}$ 分别为约 6.8、7.0 (和 5.6)，5.8、6.2 和 4.7。

IRIS 卫星同时提供了太阳大气的光谱和成像观测。对于 2017 年 9 月 10 日的 X8.2 级耀斑，我们利用了从 12:59:47 UT 到 19:23:38 UT 拍摄的一系列 IRIS 狭缝 1330 Å 图像，图像分辨率为 $0.333'' \text{ pixel}^{-1}$ ，时间间隔为 9 s，图像视场为 $119'' \times 119''$ 。1330 Å 通道包含来自色球层和较低过渡区形成的强 C II 1334/1335 Å 线的发射，以及来自光球层和较低色球层的连续谱。对于 2014 年 10 月 25 日的 X1.0 级耀斑，我们利用了 IRIS 狭缝 1330 Å 图像，其时间间隔为 16 s，空间分辨率为 $0.333''$ 。我们还使用了“C II 1336”和“Si IV 1394”这两个窗口时间间隔为 5 s 的 IRIS 光谱图。

4.3 研究结果

4.3.1 2017 年 9 月 10 日的 X8.2 级耀斑

在 2017 年 9 月 4 日至 10 日之间，活动区 NOAA 12673 产生了 4 个 X 级，27 个 M 级和大量更低级别的耀斑，成为第 24 个太阳活动周最活跃的耀斑发源区域^[217]。9 月 10 日，该活动区产生一个 X8.2 级耀斑。这个 X8.2 级耀斑开始于 15:35 UT，并于 16:06 UT 左右达到峰值。利用 AIA 171 Å 观测数据（参见图 4.1 (a1–a4)），我们在该耀斑的南侧观察到许多喷流。这些小尺度喷流开始于 15:55 UT。从 16:09 UT 时刻开始，喷流随着耀斑带的发展在更南的地方接连出现，平均传播速度约为 45 km s^{-1} 。图 4.1 中展示了两个比较明显的喷流，在 (a2) 中分别标记为“1”和“2”。在 171 Å 波段的观测中，这些喷流浮现出来，迅速增长并且具有 192 km s^{-1} 和 212 km s^{-1} 的表观速度。这里的表观速度是喷流明亮前沿的传播速度。两个喷流的长度都超过 9 Mm。(a3–a4) 中的红色箭头指示了 171 Å 图像中的耀斑后环。随着耀斑后环的出现，扎根于这些后环足点处的喷流逐渐消失（见 (a4)）。这些喷流在 AIA 其它波长的图像上也很明显。(b1–b2) 和 (d1–d2) 分别是展示喷流“1”和“2”演化过程的 AIA 193 Å 和 304 Å 图像。(b1) 和 (d1) 显示了喷流出现之前的情况。绿色和蓝色箭头指向喷流出现的位置。(b2) 和 (d2) 展示了这两个喷流的形态。喷流“1”的轨迹由绿色三角形符号表示。喷流“1”的表观速度在 193 Å 波段为 172 km s^{-1} ，在 304 Å 波段为 184 km s^{-1} 。蓝色菱形符号表示喷流“2”的轨迹，在 193 Å 中，其速度为 196 km s^{-1} ；在 304 Å 图像中，喷流“2”的表观速度为 207 km s^{-1} 。(c1–c2) 和 (e1–e2) 分别显示了喷

流“3”在 94 \AA 和 131 \AA 图像上的演化。红色箭头指示喷流“3”的位置，红色符号显示该喷流的轨迹，表观速度为 94 \AA 中的 72 km s^{-1} 和 131 \AA 中的 64 km s^{-1} 。

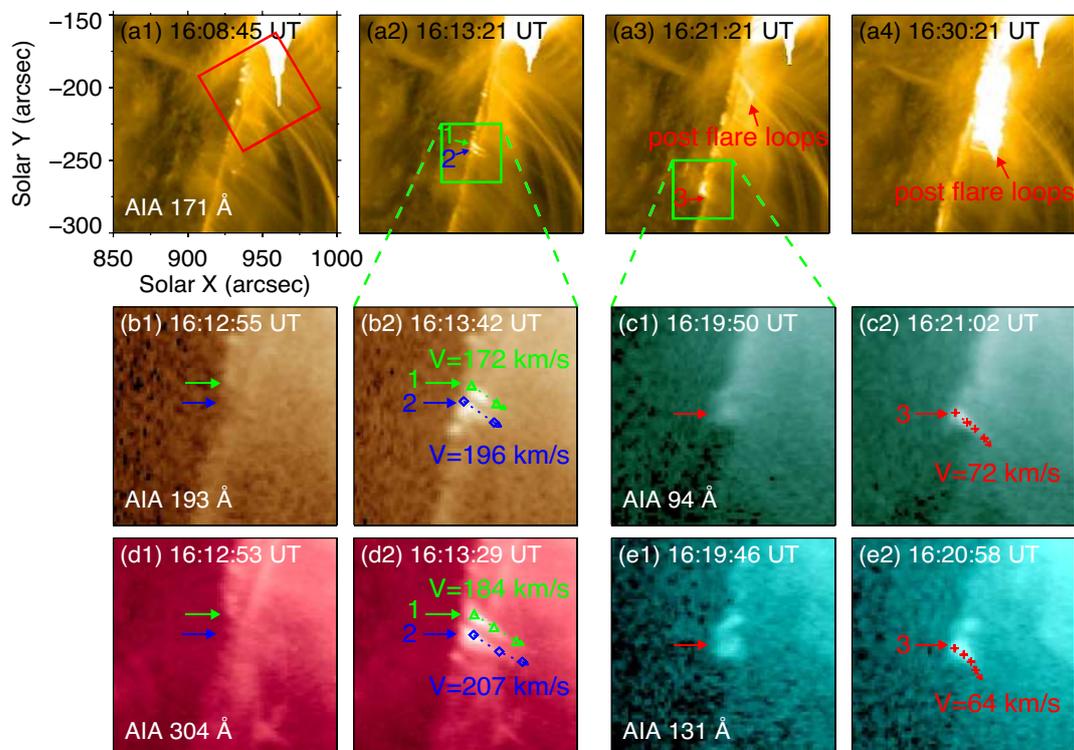


图 4.1: SDO 卫星观测到的 2019 年 9 月 10 日的 X8.2 级耀斑事件。(a1–a4): AIA 171 \AA 图像显示的耀斑和喷流。(a1) 中的红色正方形勾勒了图 4.2 的视场。(b1) 和 (b2): AIA 193 \AA 图像展示了两个喷流的演化, 如绿色和蓝色箭头所示。(d1) 和 (d2): AIA 304 \AA 图像展示了 (b1) 和 (b2) 中的两个喷流的演化过程。绿色三角形符号和蓝色菱形符号分别指示了这两个喷流的轨迹。(c1–c2) 和 (e1–e2) 分别是显示了由红色箭头标记的喷流“3”发展的 AIA 94 \AA 图像和 131 \AA 图像, 红色符号表现了该喷流的运动轨迹。

IRIS 也观测到这些扎根于耀斑带上的喷流 (见图 4.2), IRIS 的视场由图 4.1 (a1) 中的红色方框表示。图 4.2 (a1–a6) 显示了 IRIS 1330 \AA 观察到的喷流的发展过程。在 $15:38 \text{ UT}$ 时刻, 小规模喷流开始出现 (由 (a1) 中的箭头标记)。在 $15:52 \text{ UT}$ 到 $15:58 \text{ UT}$ 这段时间内, 耀斑带上的喷流依次变亮, 如图 (a2–a4) 中的绿色箭头所示。从 $15:58 \text{ UT}$ 开始, 第二条耀斑带也可以被观测到, 如图 (a5)

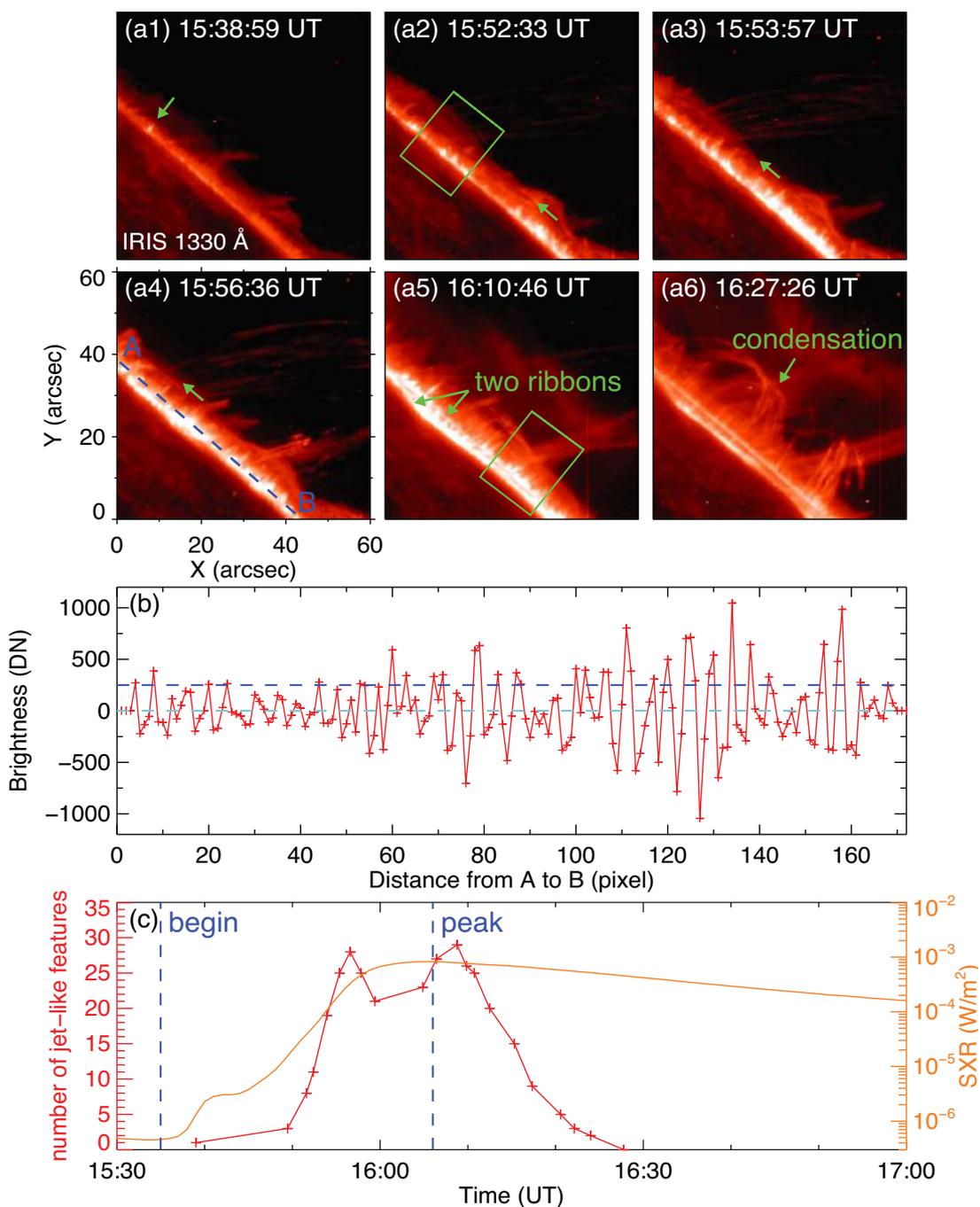


图 4.2: IRIS 观测到的扎根于耀斑带上的喷流。(a1) 中的箭头表示喷流首次出现的位置, (a2–a4) 中的箭头指示耀斑带的传播方向。(a2) 和 (a5) 中的矩形分别标出了图4.3中 (a1–a4) 和 (b1–b4) 的视场。(b): “A–B”切片处减去背景趋势值后的亮度值。(c): 十字符号表示了耀斑期间喷流的数量变化, 曲线显示了 GOES 软 X 射线 1–8 Å 流量的变化, 蓝色虚线表示耀斑的开始时刻和峰值时刻。

所示，两条耀斑带上都扎根着喷流。在 16:23 UT 时刻之后，冷的物质开始在环的顶部开始凝结，然后落到环的足点，从而示踪出耀斑后环的结构。冷凝出现后，扎根于耀斑带上的这些喷流慢慢消失，如图 (a6) 所示。为了估计这些喷流的数量，我们研究了图 (a4) 中“A-B”切片所在的位置的亮度。首先，我们使用单高斯拟合估计了背景趋势值，图 4.2 (b) 展示了亮度减去趋势值后的结果。背景平均值约为 $1000 \text{ DN pixel}^{-1}$ ，我们定义亮度超过背景亮度四分之一的喷射物为喷流。因此，在长度为 41 Mm 的区域上存在 28 个喷流，即亮度超过 $250 \text{ DN pixel}^{-1}$ (图 (b) 中的蓝线) 的喷射物。我们估计了不同时刻喷流的数量，在耀斑期间喷流数量的变化在 (c) 中用十字符号展示出来。曲线则显示了 GOES 软 X 射线 1–8 Å 流量的变化，蓝色虚线标示了耀斑的开始和峰值时刻。我们发现，耀斑爆发后开始出现喷流，随之喷流数目逐渐增加。在耀斑达到峰值之后，喷流的数量减少，到最后消失。

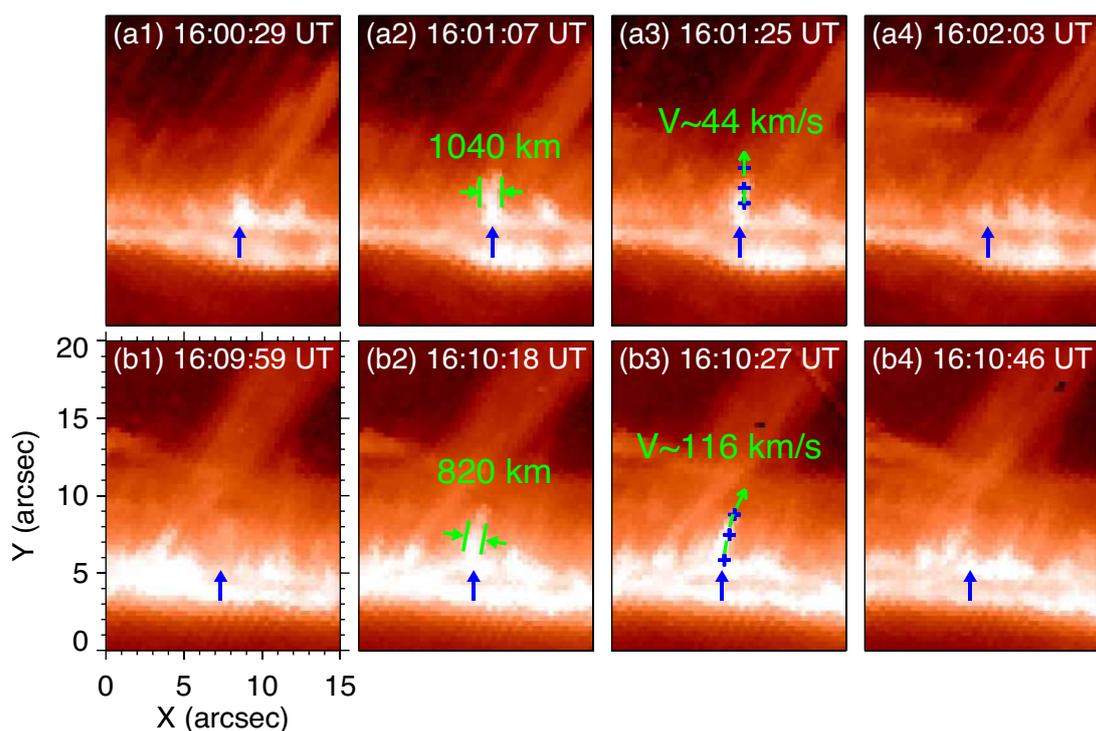


图 4.3: IRIS 1330 Å 图像观测到的两个喷流的演化。底部箭头指示两个喷流的位置。(a3) 和 (b3) 中的十字符号展示了我们所跟踪的喷流中亮点的轨迹。

利用 IRIS 1330 Å 波段的观测数据，我们详细研究了单个喷流的演化，图 4.3 中

上面和下面一行分别给出了一个例子。上/下行中的蓝色箭头指出了我们关注的第一个/第二个喷流的位置。第一个喷流发生在图4.2 (a2) 中矩形所框出的区域, 该喷流开始于 15:59:52 UT, 从日面边缘上升然后回落。在上升阶段, 该喷流的表观速度为 44 km s^{-1} 。该喷流的最大宽度为 1040 km, 持续时间大约为 140 s。在 16:09:59 UT, 第二个喷流出现在图4.2 (a5) 中由矩形划定的区域中。它向上喷射, 回落, 然后在 16:10:55 UT 时消失。第二个喷流的宽度约为 820 km, 表观速度为 116 km s^{-1} 。

表 4.1: 15 个孤立喷流的特性

No.	寿命 (s)	宽度 (km)	长度 (km)	速度 (km s^{-1})
1	94	1130	2.4	65
2	56	1020	2.1	87
3	187	1340	3.5	28
4	56	690	3.2	95
5	65	750	3.1	137
6	84	680	3.8	73
7	140	1040	2.7	44
8	84	890	2.7	55
9	65	820	2.9	116
10	56	680	2.0	106
11	93	1190	3.4	63
12	112	780	2.4	39
13	56	750	2.2	61
14	65	670	2.4	53
15	84	820	2.0	32

我们分析了 15 个孤立喷流的特性 (见表4.1)。这些喷流的寿命为 56 – 187 s, 平均值为 87 s。喷流的宽度在 670 至 1340 km 之间, 长度为 2.0 – 3.8 Mm。所有喷流都向上运动, 并具有 28 – 116 km s^{-1} 的表观速度。通过统计, 喷流的宽度, 长度和速度的平均值分别为 890 km, 2.7 Mm 和 70 km s^{-1} 。IRIS 所观察

到的耀斑带的长度为 51 Mm，并且喷流持续了约 20 分钟。由于一条 41 Mm 长的耀斑带上约出现了 28 个喷流，并且喷流的平均寿命为 87 s，因此我们可以估算出 IRIS 观测中出现了约 480 个喷流。

这是我们第一次发现扎根在耀斑带上的喷流。喷流和耀斑之间的时间和空间关系表明：这些喷流可能具有不同的驱动机制，与双带耀斑的爆发有关。根据双带耀斑的标准模型^[218,219]，磁重联会释放能量，这些能量会加速非热粒子并加热重联部位附近的等离子体。热传导和高速粒子束会将能量通过相对较稀薄的日冕传输至色球，并停留在较冷的致密等离子体中。当输入到色球层的能量超过辐射和传导损耗所消耗的能量时，色球层物质会迅速被加热到大约 10 MK 的温度。与色球加热所伴随的过高压力将驱使加热的等离子体向上运动并填充耀斑环^[220]。色球蒸发导致的上升流通常来自耀斑带的外边缘，这可能使其看起来好像蒸发的上升流扎根在耀斑带中。

这里的 X8.2 级耀斑位于太阳的西边缘，因此我们可以直接观察到喷流垂直于太阳表面的运动。这些喷流扎根在耀斑带中，可以使用 AIA 的远紫外波段识别。喷流的速度为 $28 - 116 \text{ km s}^{-1}$ ，平均值为 70 km s^{-1} ，这与以前 IRIS 光谱观测的结果一致：色球蒸发所导致上升流的速度大多在 100 km s^{-1} 左右或更小^[221,222]。将观察结果与理论结合起来，我们推测这些扎根在耀斑带上的喷流是由色球蒸发驱动的。

4.3.2 2014 年 10 月 25 日的 X1.0 级耀斑

之前关于色球蒸发的工作主要依靠光谱观测，因为在日面观测中观察垂直流的最佳方法是光谱分析。色球蒸发的光谱特征是热发射线的蓝移，表明存在热的和快速的（从几十 km s^{-1} 到几百 km s^{-1} ）等离子体上升流^[223,224]。我们检查了更多的 IRIS 数据，以寻找发生类似喷流并有相应的 IRIS 光谱观测的事件。我们找到了 9 个有类似喷流的事件，其中在 2014 年 10 月 25 日的 X1.0 耀斑事件中，在喷流发生位置有对应的光谱观测。这个 X1.0 级耀斑发生在活动区 NOAA 12192，该活动区从 10 月 18 日到 29 日产生了 6 个 X 级耀斑和 29 个 M 级耀斑。GOES 的软 X 射线 1–8 Å 流量曲线表明，该耀斑开始于 16:55 UT，并在 17:08 UT 达到峰值（见图 4.4 (a) 中绿色曲线）。IRIS 1330 Å 狭缝观测图像上观测到了这个耀斑，如图 4.4 (a) 所示，这个耀斑是双带耀斑。在耀斑的上升相，

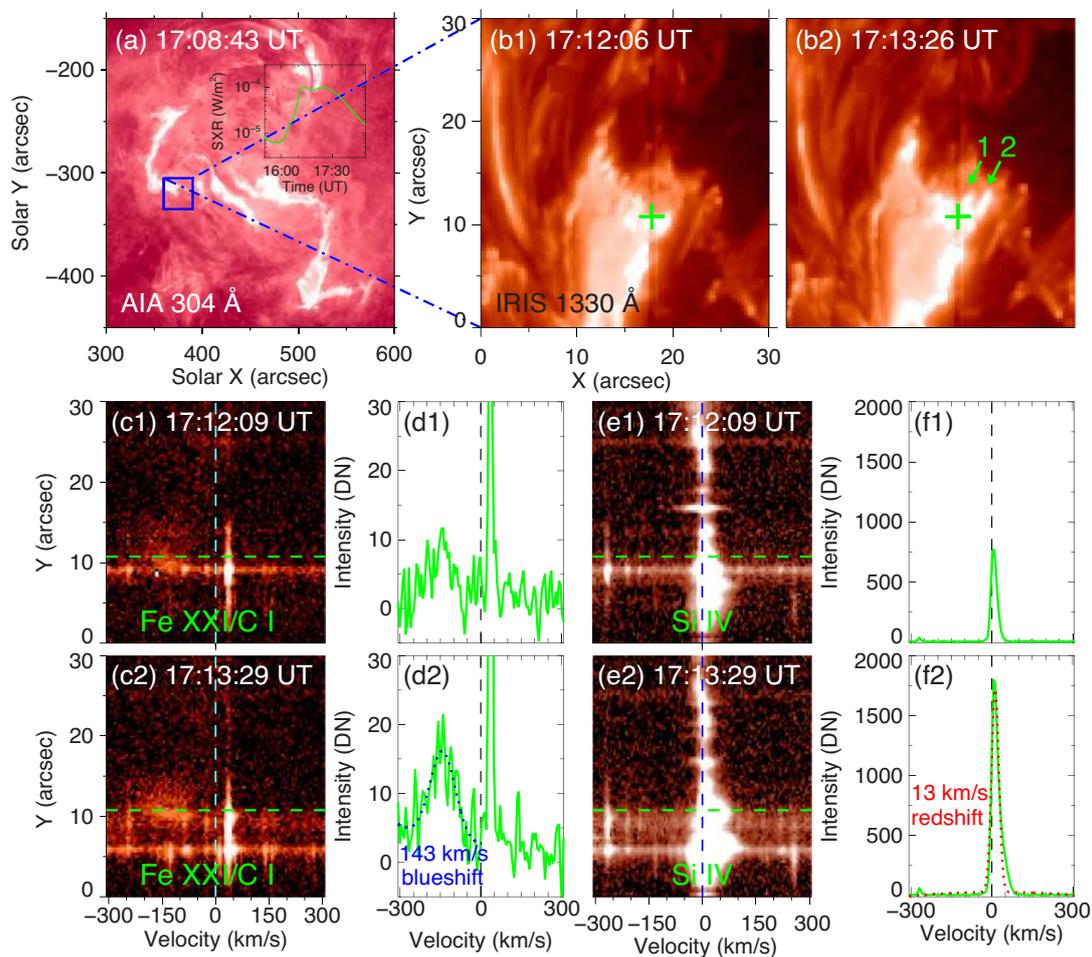


图 4.4: 2014 年 10 月 25 日的 X1.0 级耀斑事件。(a): 耀斑的 SDO/AIA 304 Å 图像。(b1) 和 (b2): IRIS 1330 Å 图像显示了两个喷流的演化, 加号处为测量多普勒频移的位置。(c1) 和 (c2) 是在 (b1) 和 (b2) 狭缝处多普勒速度在 -310 km s^{-1} 至 310 km s^{-1} 范围内的 Fe XXI 1354.08 Å 光谱。(d1) 和 (d2) 为 (c1) 和 (c2) 中绿色虚线处的谱线轮廓 (实线)。(d2) 中的虚线表示蓝移的 Fe XXI 1354.08 Å 特征的高斯拟合。对于从 -310 km s^{-1} 至 310 km s^{-1} 的多普勒速度, (e1) 和 (e2) 分别显示了在 (b1) 和 (b2) 的狭缝范围内的 Si IV 1402.77 Å 光谱。(f1) 和 (f2) 中的实线是在 (e1) 和 (e2) 中选定位置观察到 Si IV 1402.77 Å 的谱线轮廓。(f2) 中的虚线显示了谱线对应的高斯拟合。

我们在左侧耀斑带上观察到了几个喷流，其中两个如图 4.4 (b1) 和 (b2) 所示。

在喷流“1”的演化过程中，IRIS 光谱仪的狭缝捕捉到了它。在喷流足点处（由绿色十字符号标记），我们使用了经过暗场校正，平场改正和几何校正的 IRIS 光谱 level 2 数据来分析这种喷流的光谱特征。日冕中的热线 Fe XXI 1354.08 Å ($\log T [K] \sim 7.05$) 和过渡区的冷线 Si IV 1402.77 Å ($\log T [K] \sim 4.8$) 一般被用来研究色球蒸发^[186,225]。这两条线附近相对较强的中性线 O I 1355.5977 Å 和 S I 1401.5136 Å 分别被用于波长校准^[224]。如图 4.4 (c1–d2) 所示，Fe XXI 1354.08 Å 静止位置的蓝移侧有显著增强。Fe XXI 1354.08 Å 宽线与几条中性线和轻微电离线混合在一起，例如 1354.29 Å 的 C I 线，1353.02 Å、1354.01 Å 和 1354.75 Å 的 Fe II 线，1352.64 Å 和 1353.72 Å 的 Si II 线，以及一些未识别的线 1353.32 Å 和 1353.39 Å。但是，这些线非常窄，无法解释这里的区域增强。这种发射特征很可能是由于蓝移的 Fe XXI 线引起的。随着喷流的发展，Fe XXI 线的蓝移特征增强并变得更加清晰，速度约为 143 km s^{-1} （见图 d2）。如图 (e1) 和 (e2) 所示，冷的 Si IV 1402.77 Å 线表现出明显的红移，其相对于背景的多普勒速度约为 13 km s^{-1} （参见图 (f1) 和 (f2)）。我们的结果与之前的光谱观察结果一致：剧烈式的色球蒸发一般可通过日冕热线中的高速蓝移（约为 $100 - 400 \text{ km s}^{-1}$ ）来判定，并且常伴随着色球冷凝，表现为上色球层和过渡区的冷线出现低速红移，速度约为 $10 - 40 \text{ km s}^{-1}$ ^[226]。

4.4 结果与讨论

我们探索了 2017 年 9 月 10 日在活动区 NOAA 12673 中发生的 X8.2 级耀斑。利用 SDO/AIA 171 Å 波段的观测数据，我们发现了许多随着耀斑带的发展而连续出现的喷流。这些喷流的平均传播速度为 45 km s^{-1} ，与耀斑带的延伸速度（11 到 100 km s^{-1} ）相吻合^[227,228]。这些喷流的足点位于耀斑带上，两个最明显的喷流的表观速度分别为 153 km s^{-1} 和 192 km s^{-1} 。在 AIA 其他极紫外波段的观测中，这些喷流也可以被辨别出来。使用高时空 IRIS 1330 Å 数据，我们也观察到了这些扎根于耀斑带中的喷流。在耀斑爆发过程中，这些喷流从日冕边缘向上抛射，然后回落。我们研究了 15 个孤立的喷流，它们的平均寿命，平均投影宽度，投影长度和表观速度分别为 87 s，885 km，2.7 Mm 和 70 km s^{-1} 。在

16:23 UT 之后，冷的物质开始凝结，从环的顶部下落到足点，喷流也不再出现。

通过分析 IRIS 的光谱观测数据，我们还研究了 2014 年 10 月 25 日在活动区 NOAA 12192 的 X1.0 耀斑中出现的喷流。我们分析了喷流足点位置处 Fe XXI 1354.08 Å 和 Si IV 1402.77 Å 的光谱轮廓特征。热的 Fe XXI 线发生蓝移，多普勒速度约为 143 km s^{-1} ，而冷的 Si IV 线表现出明显的红移，多普勒速度约为 13 km s^{-1} ，这与色球蒸发的情形一致。

在这一章中，我们第一次报道了垂直于耀斑带运动的喷流，这是色球蒸发的直接观测证据。

该工作发表于：2019, **PASJ**, 71, 14

第 5 章 在喷流中观测到开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性

5.1 研究背景

目前,不少学者已经对喷流的形成机制、运动学特性以及它们与其他太阳活动的关系进行了初步研究^[229],但关于喷流不稳定性的研究只限于理论分析,相关观测基本没有。

当两种平行流体以不同的速度并排流动,且剪切力超过临界值时,就会发生开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性。事实证明,开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性对理解一些天体物理和空间物理现象至关重要,例如彗星尾部的动态结构^[230],相对论外流和天体物理喷流的振荡^[231,232],中子星系统的合并^[233],太阳风与太阳系的行星磁层之间的动量或能量转移^[234–237]。开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性在等离子体加热中也可能起非常重要的作用,因为它会小规模发展,因此会增强耗散过程,例如湍流粘度^[238]。在天体物理学和空间物理学中,我们已经在许多现象中观测到开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性,例如太阳风^[150]、地球磁层顶^[235]、行星磁尾^[237]和彗星尾巴^[230]。

通过研究人们发现当速度差超过阿尔芬速度的两倍时,开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性也能在太阳大气中发生。当开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性发展时,会在两股流动之间的边界上形成波纹或涡旋状结构,我们可以通过这种结构来识别它。Foullon 等人^[145]在快速 CME 事件的边缘中观测了开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性; Ofman & Thompson^[239]发现日冕暗化时会发生开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性; Berger 等人^[143]和 Ryutova 等人^[144]对暗条中的开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性进行了初步研究。

利用 IRIS 的高空间和高时间分辨率数据,我们详细研究了 2015 年 6 月 12 日一个喷流事件的磁场环境、触发机制和动力学特征。在这个喷流的演化过程中,我们观测到开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性发生发展的详细过程。本章的第二节介绍了这个事件所用的观测数据,研究结果放在第三节,第四节为总结与讨论。

5.2 数据介绍及处理

IRIS 卫星可同时提供太阳大气的光谱和成像观测数据。2015 年 6 月 12 日, 日面上有 8 个超级活动区。其中, 活动区 NOAA 12365 位于一个跨赤道冕洞的东南方。在该活动区的主负极黑子边界处, 发生了一系列周期性重现的喷流。IRIS 对该活动区的观测时间分辨率为 3 s。较高的时间分辨率使我们能够以前所未有的细节研究喷流的演化过程。我们采用了一组 1400 Å slit-jaw 图像, 对应形成于低过渡区的 Si IV 1394/1403 Å 谱线的辐射, 其像素大小为 0.33'' pixel⁻¹。对于多普勒速度测量, 我们使用 IRIS 光谱仪探测到的 1402.77 Å 谱线数据, 该谱线形成于中过渡区, 对应的辐射温度大约为 10^{4.9} K^[240,241]。相关光谱数据是以 2 步模式扫描获得的。除此之外, 我们使用了 SDO 卫星上搭载的 AIA 仪器所提供的 EUV 图像来研究喷流的动力学。我们使用在 304 Å, 171 Å, 193 Å, 211 Å, 131 Å, 335 Å 和 94 Å 中观察到的数据, 时间分辨率为 12 s, 空间采样为 0.6'' pixel⁻¹。为了研究磁场演化, 我们还采用了来自 HMI 仪器的间隔 45 秒一张和像素大小为 0.5'' 的视向磁图。

5.3 研究结果

5.3.1 喷流的磁场环境及动力学特征

我们首先研究了喷流所处的磁场环境和其演化过程。图5.1a–b 展示了 SDO 观测到的 2015 年 6 月 12 日时活动区 NOAA 12365 的光球磁场, 在活动区主负极 (黑色表示) 黑子的西边缘有持续不断的正磁通量 (以白色显示) 浮现, 正磁通量与预先存在的负极性磁场发生对消。在该对消区域有一个喷流于 19:24 UT 时刻出现, 并在 19:32 UT 时达到了峰值。图5.1c–e 和图5.2分别为 SDO 卫星 EUV 波段和 IRIS 1400 Å 观测到的喷流。一个扎根于黑子半影中的暗条参与到喷流的爆发中, 暗条物质随之向上喷射。这个过程可以被较高和较低温度的波段 (例如 131 Å, 171 Å 和 304 Å) 都清楚地观测到 (图5.1c–e)。喷流的足点在图5.1d (红色圆圈) 中识别出来, 并且被画在相应的磁图上 (图5.1b)。随着喷流的爆发, 在其尾部出现了对应的增亮, 如图5.2a 所示 (见 19:29:56 UT 和 19:33:29 UT 时刻的绿色方框)。在喷流演化过程中, 喷流向外拓宽, 其中在 19:30 UT 到 19:35 UT 这段时间内拓展速度最快, 并最终达到最大宽度 19.7 Mm (图5.2b)。在这

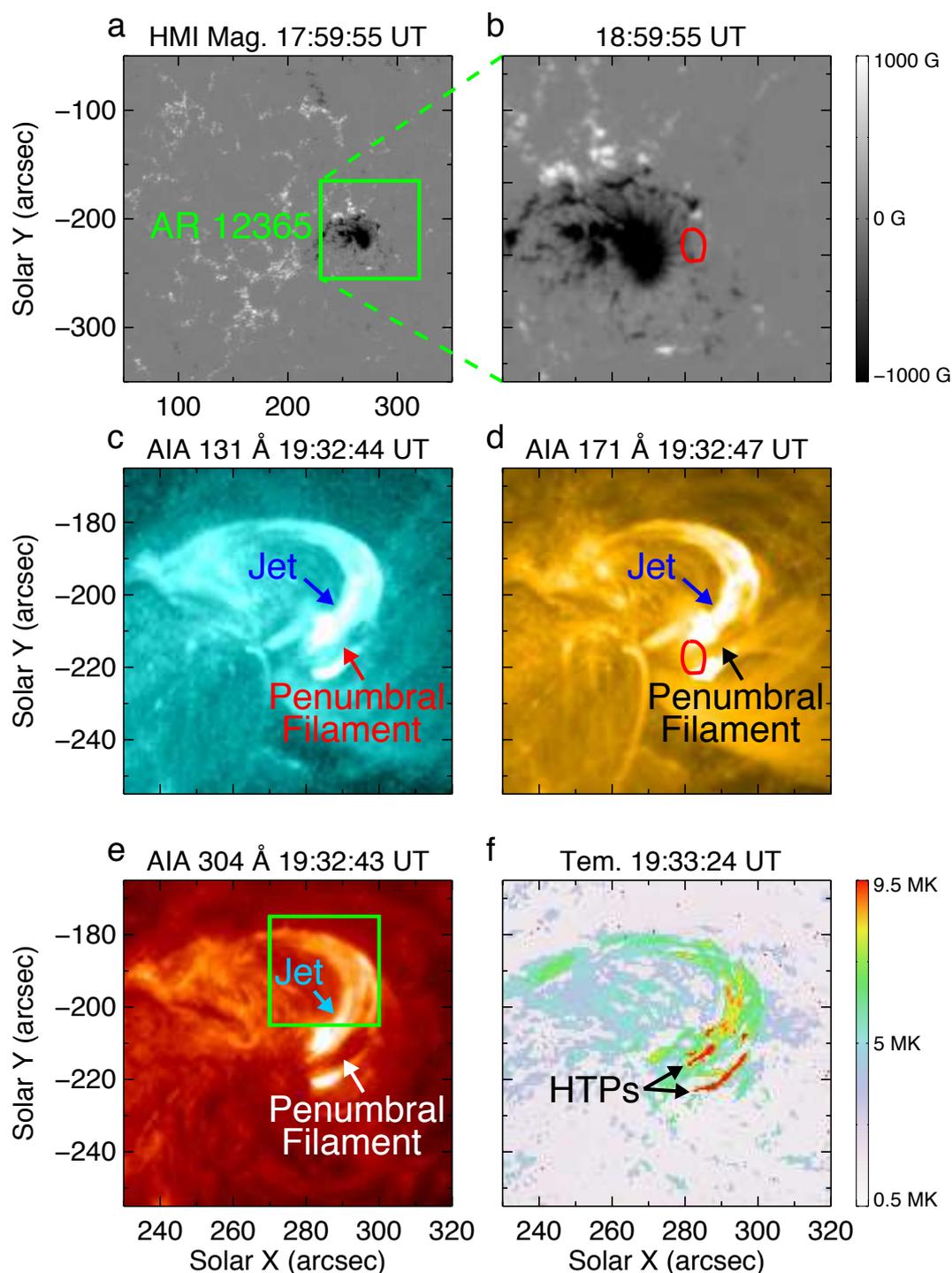


图 5.1: SDO 观察到的喷流概况。(a) 和 (b): HMI 视向磁图显示了喷流足点处的磁场环境。(a) 中的绿色方框显示了 (b–f) 的视场。(b) 中的红色轮廓表示喷流的足点, 由 (d) 中 171 Å 波段的观察结果来确定。(c–e): AIA 131 Å, 171 Å 和 304 Å 图像展示了喷流在其峰值时刻的外观。(e) 中的绿色方框展示了图5.3的视场。(f) 绘制了利用 DEM 方法得出的温度。黑色箭头指示喷流中温度最高的区域。

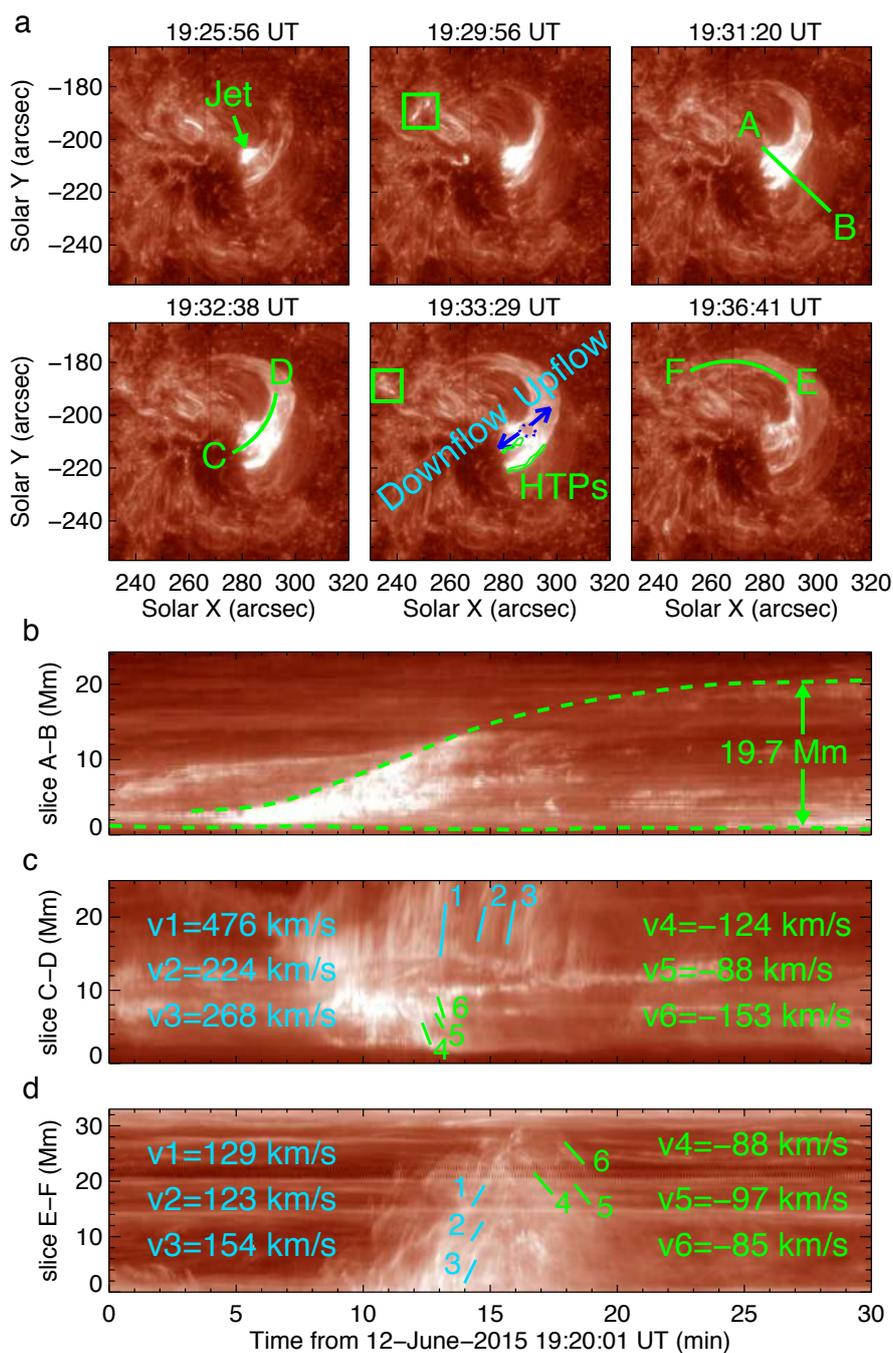


图 5.2: IRIS 1400 Å 观测到的喷流演化过程。(a): IRIS 1400 Å 狭缝图像显示了喷流的发展。图中绿色方框勾勒出增亮位置, 蓝色虚线表示喷流内的“空腔”。线段 AB 显示了用于获取切片图的位置, 该位置的时空堆叠图显示了喷流的宽度随时间变化, 如 (b) 所示。绿色虚线表示喷流的外边界, 喷流的宽度最后达到 19.7 Mm。(c): 穿过空腔和双向流 (a 中蓝色箭头所示) 的曲线 CD 位置处的时空演化图。(d): 位于曲线 EF 位置处的流动随时间的演变。图中展示了一些从右向左 (青色 1-3) 和从左向右 (绿色 4-6) 的流动。

个拓展期间，喷流底部上方出现了一个空腔结构（图5.2a 中蓝色虚线所画的圆表示）。同时，我们注意到有快速的双向流从空腔中流出。我们做了一个穿过空腔和双向流的切片，如图 a 中曲线“CD”所示，沿着该切片位置的时空演化图展示在图5.2c 中。图中空腔和双向流可以很明显被识别出。我们选取了一些特征结构并测量了其速度，发现上流速度约为 $224\text{--}476\text{ km s}^{-1}$ ，下流速度为 $88\text{--}153\text{ km s}^{-1}$ 。这种双向流之前也被观测到过，被认为是磁重联所导致的^[242]。基于 SSW 函数库中的“xrt_dem_iterative2.pro”程序，我们使用 DEM 方法从 AIA 94Å (Fe XVIII), 131 Å (Fe VIII, Fe XX, Fe XXIII), 171 Å (Fe IX), 193 Å (Fe XII, Fe XXIV), 211 Å (Fe XIV) 和 335 Å (Fe XVI) 这六个波段的观测值得到了温度图（图5.1f）。将温度图与 IRIS 图像（图5.2a）进行比较，我们发现空腔附近的温度比较高，最高值接近 15.4 MK。所有这些特征表明，空腔周围发生了磁重联，导致喷流底部附近的磁场拓扑结构发生了变化，释放了磁能并形成爆发活动。在喷流峰值阶段之后，在喷流尾部附近出现了回流，其在垂直于视线方向上的流速约为 90 km s^{-1} （见图5.2d，用 v4-v6 表示）。

利用 IRIS 的光谱观测数据，我们能够对喷流中沿着视线方向的流动进行研究，从而进一步了解喷流的运动学特征。我们使用了经过暗场校正、平场校正和几何校正的 IRIS 光谱 level-2 数据来测量相关的多普勒频移。我们主要分析 Si IV 1402.77 Å 线的发射，附近的 S I 1401.51 Å 线被用来进行绝对波长校准^[224]。我们所关注的时刻附近，我们测量了 S I 1401.51 Å 谱线的多普勒频移七次，并将其值与标准值进行比较。测量值与标准值之差的平均值被视为校准值，标准偏差被认为是校准误差。为了获得喷流的多普勒频移，我们对 Si IV 线轮廓应用了单高斯拟合，如图5.3 所示。在 19:34:12 UT，从喷流的足点向外喷射的物质流通过了测量光谱的狭缝，如图5.3a 所示。通过分析 Si IV 1402.77 Å 的光谱曲线，我们发现其相对于背景的多普勒红移为 21.8 km s^{-1} （图5.3b 和 c），波长校准误差为 4.4 km s^{-1} 。使用相同的方法，我们分析了回流通过狭缝时的运动（请参见图5.3d-f）。回流与喷流主体的原始流动的方向相反，并显示出清晰的多普勒蓝移，对应的速度为 -10.3 km s^{-1} ，波长校准误差为 4.8 km s^{-1} 。将校准误差与多普勒速度进行比较，我们得出结论，校准误差将改变流动的多普勒速度值，但流动是红移还是蓝移并不会改变。

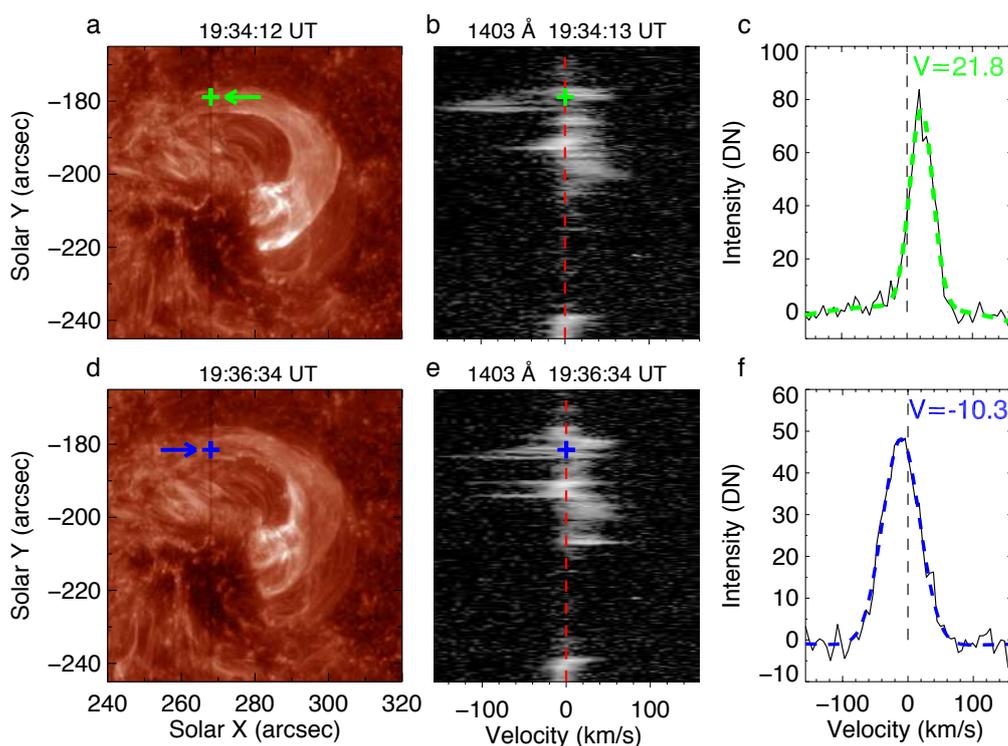


图 5.3: IRIS 1400 Å 图像和喷流的多普勒速度图。a 和 d 显示 IRIS 1400 Å 图像观测到的特定时刻的喷流。绿色和蓝色加号表示测量多普勒频移的位置。绿色和蓝色箭头指示了目标位置处喷流物质的流向。b 和 e 分别为在 a 和 d 的狭缝范围内的多普勒速度从 -160 km s^{-1} 到 160 km s^{-1} 的 Si IV 1403 Å 光谱。c 和 f 分别为在 b 和 e 中的加号位置处所观察到的谱线轮廓（黑色实线）和相应的单高斯拟合曲线（虚线）。

喷流还表现出顺时针方向的旋转运动（从喷流底部观察），如图 5.4 所示。我们跟踪了喷流中的两个亮点结构（见图 a 和 c 中的红色标记），其随时间的运动轨迹如图 b 和 c 所示。将喷流看作是圆柱体，从亮点的运动轨迹我们大概推算出旋转角度随时间的变化（具体测量方法见第 3 章图 3.5）。喷流旋转运动的平均角速度为 6° s^{-1} ，投影速度约为 210 km s^{-1} 。螺旋状结构或旋转运动是太阳喷流的常见特征，许多研究表明它是由磁结构的解缠运动所驱动的^[97]。在爆裂喷流模型中，喷流的底部中有一根扭缠的磁绳（或暗条）结构，并可能由于磁绳与周围开放场之间的重联而解缠^[109]。在此，喷流的旋转也可能是由于解缠运动而引起的。从图中，我们可以发现磁场的倾斜角约为 $30^\circ - 60^\circ$ 。假设等离子体沿着磁力线移动，并且其轨迹表示磁场的位形，那我们可估计出磁场沿方位角的分量与沿磁轴的分量之比约为 $0.6 - 1.7$ 。

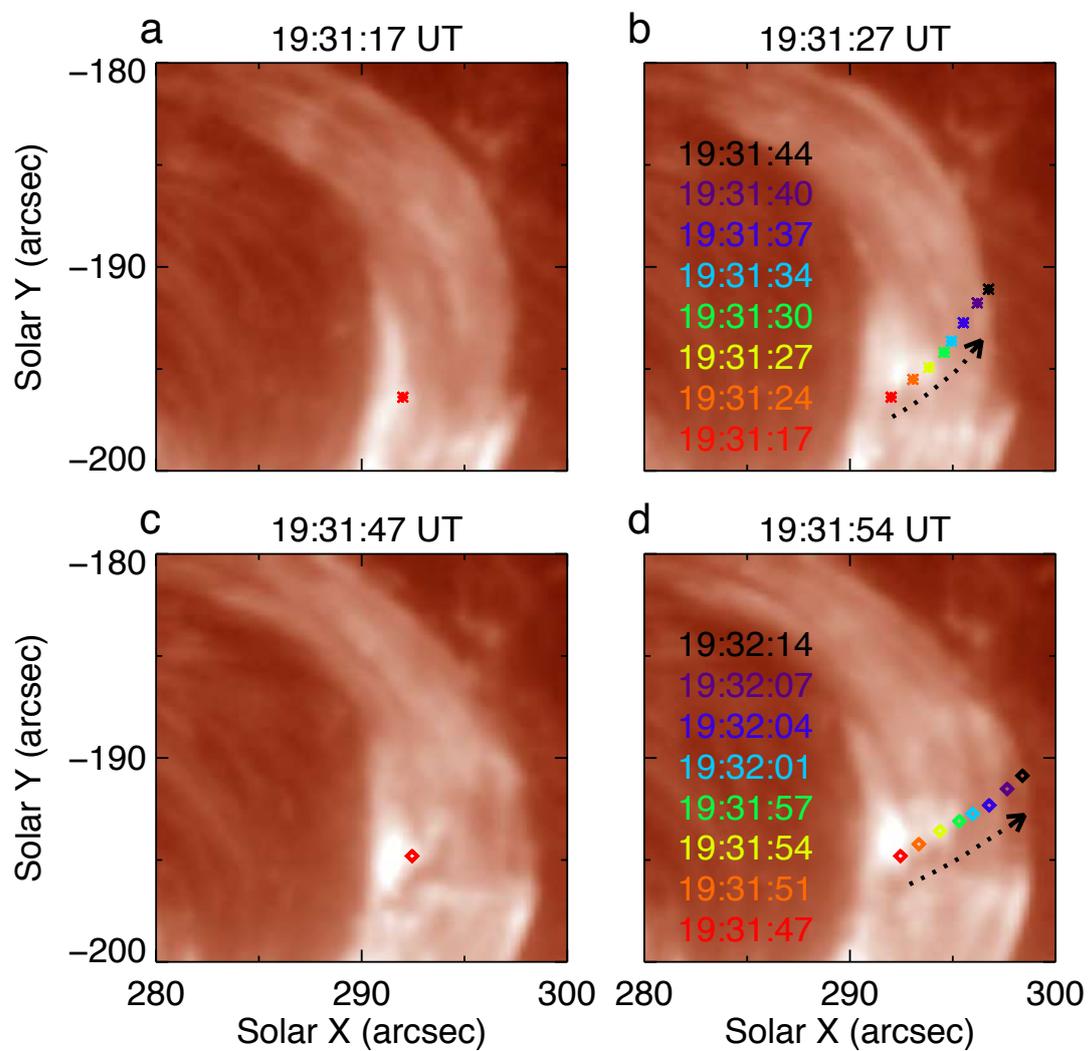


图 5.4: IRIS 1400 Å 图像所展示的喷流的旋转运动。a 和 c 中的红色标记分别指示了我们所跟踪的两个亮点。b 和 d 显示了两个亮点位置随时间的变化。每个位置的时间用相同的符号颜色表示，箭头显示运动方向。喷流旋转运动的平均角速度为 6° s^{-1} ，投影速度约为 210 km s^{-1} 。

5.3.2 喷流中观测到的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性

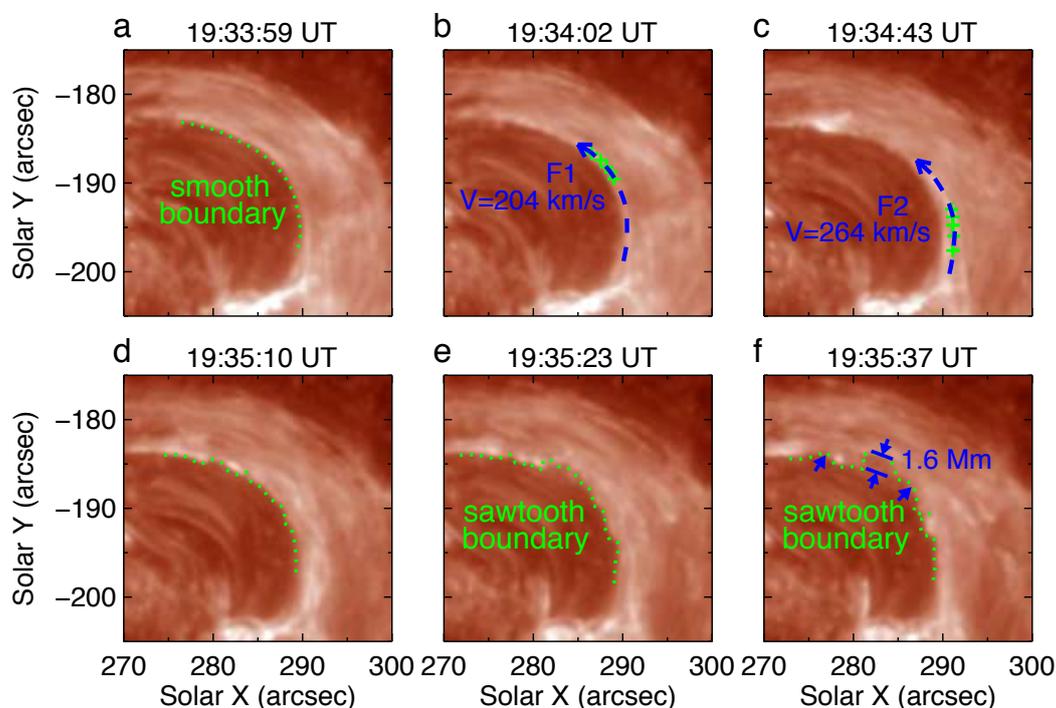


图 5.5: IRIS 1400 Å 图像显示在喷流左边界处观测到的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性。a 和 d-f 中的绿色曲线表示左边界，该边界从平滑 (a) 变为锯齿状 (d-f)。 (b 和 c) 中的蓝色曲线分别表示第一股流 (F1) 和第二股流 (F2) 的轨迹。蓝色箭头指示“F1”和“F2”的方向。b (c) 中的绿色十字表示“F1” (“F2”) 中我们所跟踪亮点的轨迹，用以确定“F1” (“F2”) 的速度，其值为 204 km s^{-1} (264 km s^{-1})。f 中的蓝色箭头显示边界的变形，最大变形为 1.6 Mm。

在喷流演化后期，我们观测到两股流通过喷流左侧，它们之间的速度差引起了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性。图5.5显示了喷流中开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发展。最初，喷流的左边界非常平滑 (图5.5a)。在约 19:33:15 UT，厚度估计为 630 km 的一股流“F1”从喷流的底部开始沿着喷流左侧运动了大约 20 Mm。为了得出流动的速度，我们在“F1”中选择一个具有代表性的亮点并跟踪它们的运动。IRIS 的时间分辨率使我们能够测量该亮点每 3 秒移动的距离，用总移动距离除以时间，就可以得到平均速度。如图5.5b 中的绿色十字符号所示，“F1”的速度约为 204 km s^{-1} 。大约 80 秒后，在“F1”旁边，另一股细流 (标记为“F2”，宽

度为 460 km) 也沿着喷流的左侧流过。“F2”速度估计为 264 km s^{-1} (图5.5c), 此时“F1”速度降低到 60 km s^{-1} 。因此, 这两股流动之间存在大约 204 km s^{-1} 的强速度梯度 (即剪切), 引起了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性, 表现为喷流的左边界开始变形, 如图5.5d-f 所示。最终边界变为锯齿形, 最大变形约为 1.6 Mm (见图5.5f)。

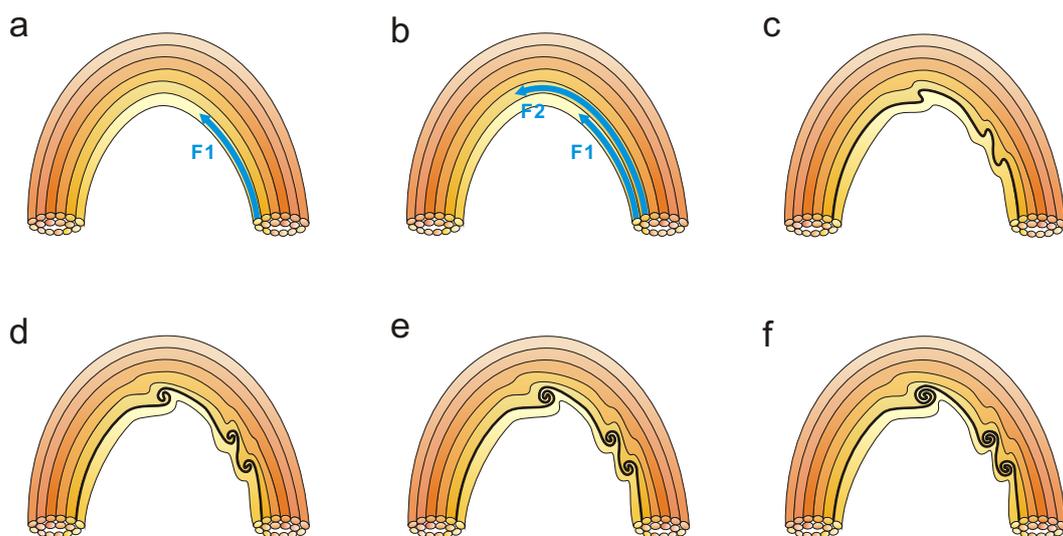


图 5.6: 喷流中开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发展的卡通示意图。喷流由一组磁流管构成, 每个磁流管具有不同的颜色。a 和 b 中的天蓝色箭头表示等离子体在磁流管中的。c-f 显示了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性形成后界面的边界变化和涡旋的发展。

我们画了一个卡通图来描述开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发展 (见图5.6)。假设喷流由一系列细磁流管组成^[243], 如图5.6a 和 b 所示, 具有不同密度的两个相邻磁流管中的等离子体以不同的速度彼此并排流动, 引起了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性。在这两个磁流管之间的分界面处形成涡流, 导致磁流管的边界变形 (见图5.6c-f)。

由于太阳日冕是由磁化等离子体组成的, 磁场有致稳的作用, 因此开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生的前提是速度差超过一定阈值。在卡通图的基础上, 我们讨论了在本章事例中开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性是否能够发生。如上所述, 喷流假定是由一系列细磁流管组成, “F1”和“F2”分别是两个相邻磁流管中的流动。

在下文中，我们还用“F1”和“F2”表示两个磁流管，它们的特性用下标“1”和“2”来区分。为了方便模拟文中复杂的情况，我们假设等离子体是均匀的、不可压缩的、理想的，并且我们仅考虑磁流管的二维运动。从 HMI 视向磁图上，我们得出“F1”（“F2”）足点处的磁场强度约为 434 G（329 G）。磁流管在光球的直径为 100 km。在开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生的位置，已测量的流动宽度（“F1”为 630 km，“F2”为 460 km）可以解释为磁流管的直径。因此，根据磁通量的守恒，“F1”和“F2”的磁场强度大约为 $B_1 = 11$ G 和 $B_2 = 15$ G。使用 DEM 方法，我们获得了总发射量度（EM）并可以从 $n = \sqrt{EM/l}$ 得到粒子数密度，其中 l 是磁流管的深度。假设 $l = 500$ km，则总的 EM_1 为 8.1×10^{28} cm⁻⁵，对应于的数密度（ n_1 ）为 4.0×10^{10} cm⁻³，而总的 EM_2 为 1.0×10^{29} cm⁻⁵，对应于数密度（ n_2 ）为 4.5×10^{10} cm⁻³。我们假设每个管中的等离子体密度是均匀的，则开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生条件为：

$$(\vec{k} \cdot \vec{V}_1 - \vec{k} \cdot \vec{V}_2)^2 > (\rho_1 + \rho_2)[(\vec{k} \cdot \vec{B}_1)^2 + (\vec{k} \cdot \vec{B}_2)^2]/\mu_0\rho_1\rho_2 \quad (5.1)$$

其中 \vec{k} , \vec{V} , \vec{B} , ρ 分别是磁流管中的波矢，速度，磁场强度和密度。假设 $\vec{k} \parallel \vec{V}_1 \parallel \vec{V}_2 \parallel \vec{B}_1 \parallel \vec{B}_2$ ，则可以得出速度差阈值为

$$\Delta V = |\vec{V}_1 - \vec{V}_2| = \sqrt{(\rho_1 + \rho_2)(B_1^2 + B_2^2)/\mu_0\rho_1\rho_2} \quad (5.2)$$

由于 $\rho = n \cdot m$ ($m = 1.673 \times 10^{-27}$ kg)，并且已经估计了 B 和 n ，因此我们可获得阈值 $\Delta V = 279$ km s⁻¹。从公式可以看出，磁场对开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的影响取决于其方向。平行于不连续性分界面的磁场分量可以提供一个恢复力，从而抑制开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的增长，而垂直分量则没有影响^[142]。在这里，磁场并非严格平行于流体，因为我们观察到第二股流在流过喷流左侧时会旋转。从理论上讲，在这个事例中只要流体与磁场之间的角度大于 43°，就会发生开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性，这种情况是可能的。另外，我们的讨论是建立在很多前提假设下的，其结果主要取决于流动与磁场之间的角度。然而，实际情况是复杂的，并且磁流管的扭曲可能降低不稳定性发生的阈值。最近的三维磁流体动力学模拟表明，尽管 Parker-Spiral 行星际磁场的尾向分量趋向于压制不稳定性的增长，与剪切流平面成 41° 夹角的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性仍会非线性增长，并且磁重联可能会作为次级效应产生^[244]。因此，在文中 204 km s⁻¹ 的速度差下，开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性可能会发生，使喷流出现漩涡状

的边界。除此之外，将两个涡旋状结构之间的距离视为相关波长的特征长度 ($\lambda \sim 5000$ km)，并将流体宽度的一半作为估计的边界层厚度 ($a \sim 545$ km)，则该波长满足快速增长 KH 模式的条件 $\lambda = (2-4) \times \pi \times a$ [245]，这是对开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性确实发生的另一验证。

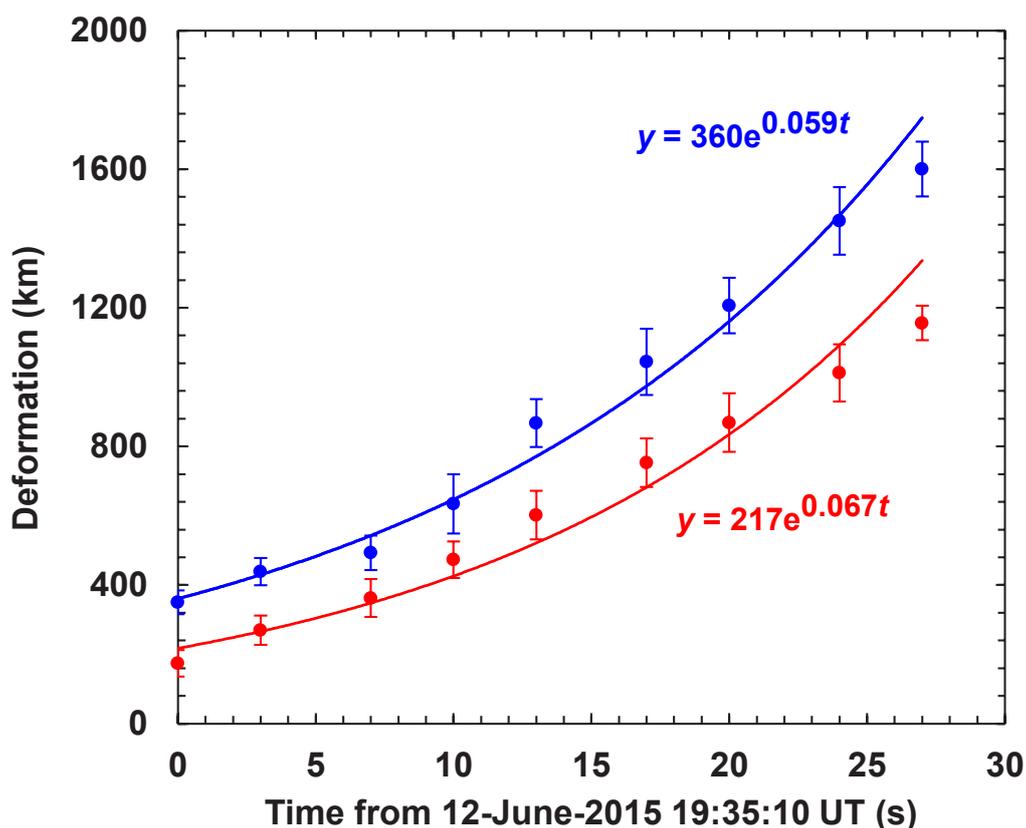


图 5.7: 开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的增长率。我们选择喷流上的两个位置，并测量其大小随时间的变化十次。蓝点和红点绘制了形变的平均值，误差线为十次测量的标准偏差。蓝色和红色曲线为相应的拟合曲线，对应拟合方程式在旁边显示。

当开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生时，我们估计了不稳定性的增长率。我们在喷流出现不稳定性的位置上选择了两个涡旋状结构（图5.6f中形变最大及其右侧蓝色箭头所指示的结构），其形状大小随时间的变化绘制在图5.7中。从图中我们发现形变是指数增长，增长率约为 0.059 和 0.067。从理论上讲，增长率可

以由下面公式推出：

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{\rho_1 \rho_2 (\vec{k} \cdot \vec{V}_1 - \vec{k} \cdot \vec{V}_2)^2 - (\rho_1 + \rho_2) [(\vec{k} \cdot \vec{B}_1)^2 + (\vec{k} \cdot \vec{B}_2)^2]} / \mu_0 / (\rho_1 + \rho_2) \\ &= 2\pi \sqrt{\rho_1 \rho_2 (\Delta V)^2 - (\rho_1 + \rho_2) (B_{1\parallel}^2 + B_{2\parallel}^2)} / \mu_0 / \lambda (\rho_1 + \rho_2). \end{aligned} \quad (5.3)$$

其中波数可以由 $k = 2\pi/\lambda$ 得出。假设流动与磁场之间的夹角约为 45° ，将两个涡旋状结构之间的距离视为相关的特征波长 (~ 5000 km)，并将速度差的值代入公式 (5.3)，则可以得出增长率的理论值 $\gamma = 0.033$ 。随着流场和磁场之间的夹角增加到 60° ，增长率将上升到 0.093。值得注意的是，测量值与理论估计值处于相同的数量级。它们之间的偏差则可能是由多种原因引起的。除了测量误差外，理论上的假设也可以解释其差异。

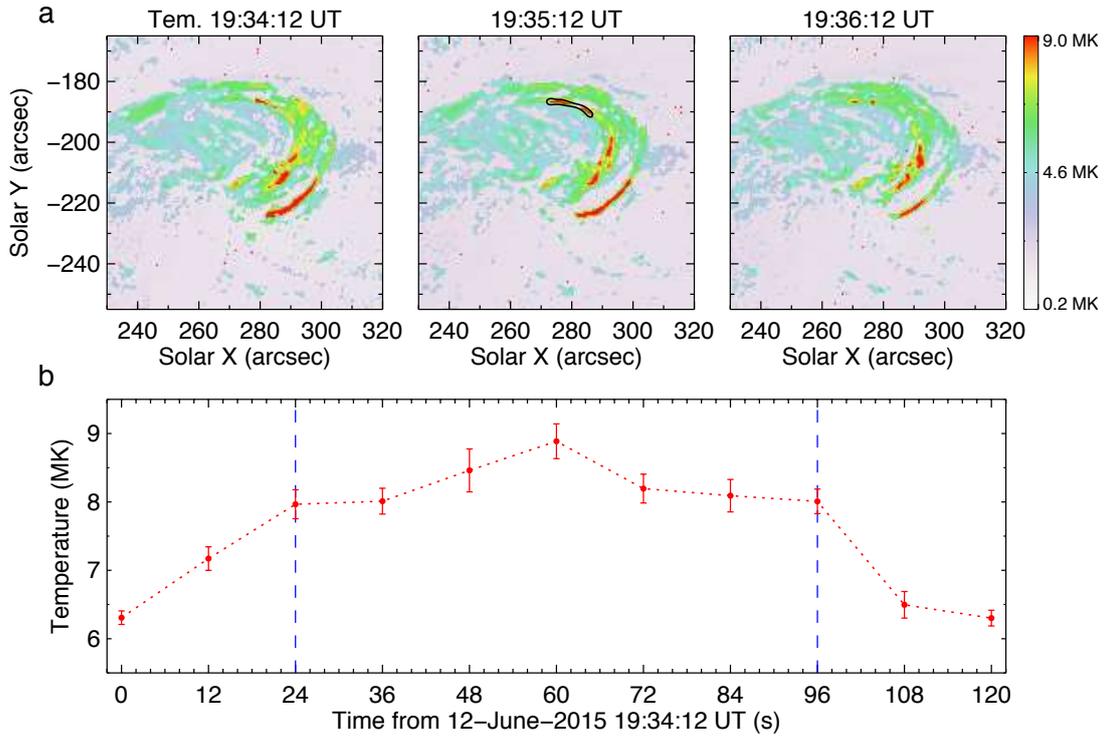


图 5.8: 开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性引起的温度升高。a 绘制了喷流温度变化。我们选择了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生的区域 (19:35:12 UT 时刻图中用黑色轮廓所勾勒的部分)，并测量了五次这块区域的平均温度。平均值随时间的变化在 b (红色圆圈) 给出，误差线表示标准偏差。蓝色虚线标记温度升高的开始和结束时间，基本上与开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的开始和结束时间相同。

我们利用 DEM 方法从 94 \AA , 131 \AA , 171 \AA , 193 \AA , 211 \AA 和 335 \AA 六个波段的图像推出了喷流的温度, 通过研究喷流温度的变化, 我们发现在开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生期间喷流边缘处出现了加热过程, 如图 5.8a 所示。我们选择一个区域 (用黑色曲线勾勒出) 并计算了五次其平均温度, 这五次测量的平均值随时间的变化用图 5.8b 中的红色圆圈标示出, 误差线是五次测量值的标准偏差。蓝色虚线标记温度升高的开始和结束时间, 基本上与开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的开始和结束时间相同。因此我们得出结论: 在开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生过程中, 发生不稳定的位置处等离子体的温度升高了大约 2 MK 。

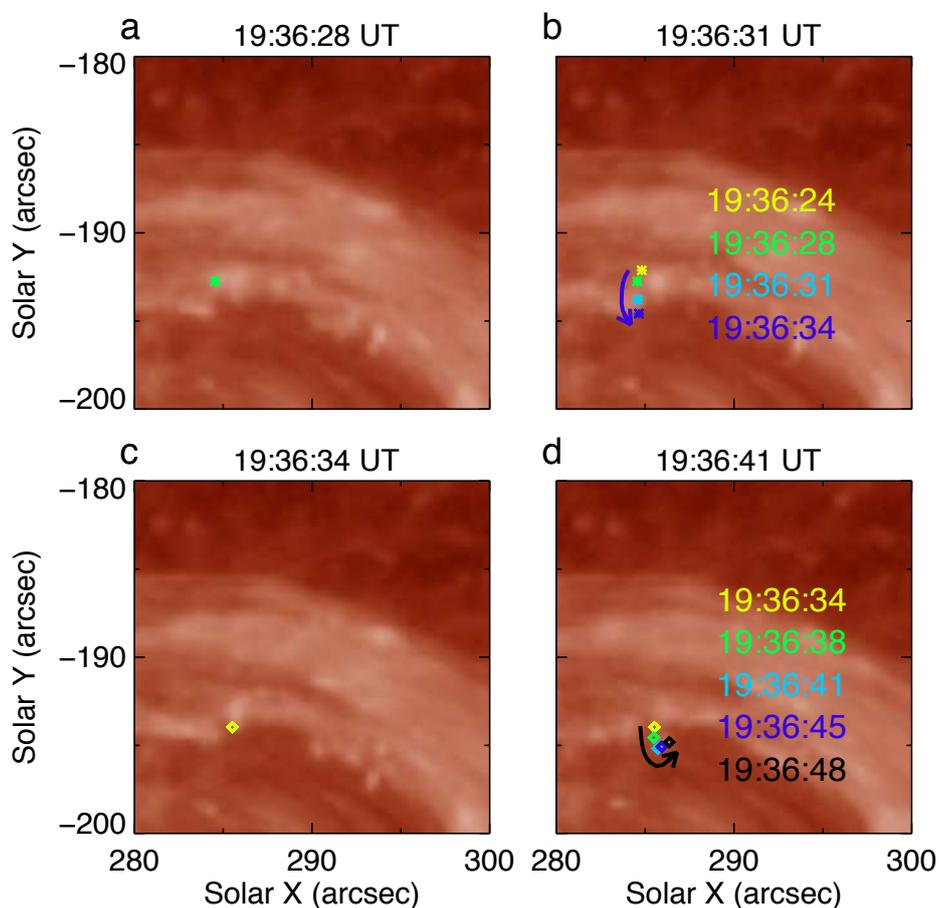


图 5.9: IRIS 1400 \AA 图像展示的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性触发的旋转。跟踪点的位置变化用相同的符号表示。每个位置的时间用相同颜色写在图中, 箭头显示跟踪点的运动方向。

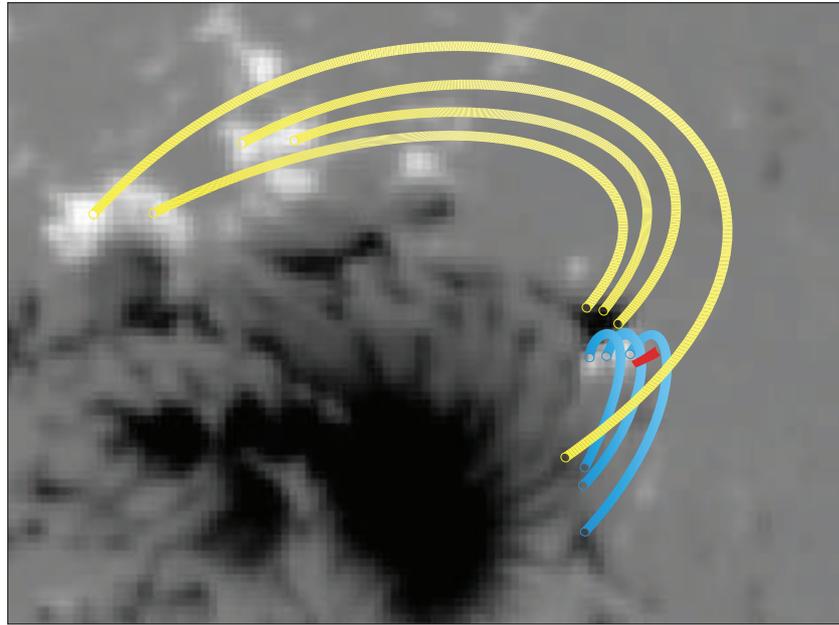
当开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性刚出现时, 我们发现喷流左边界处的物质沿与喷流相反的方向旋转 (见图5.9)。我们跟踪喷流中两个小的亮点 (见图 a 和 c), 其位置随时间的变化用不同颜色的同样符号显示, 其运动方向用箭头标示。用图3.5的测量方法, 我们确定了旋转直径约 1800 km, 角速度为 18° s^{-1} , 投影速度为 180 km s^{-1} 。

5.4 总结与讨论

利用 IRIS 的高分辨率观测数据, 我们详细研究了发生在 2015 年 6 月 12 日的一个喷流事件的形成与演化。活动区 NOAA 12365 的主负极性黑子周围的半影附近, 磁通量不断浮现并与其相反极性的磁场发生对消。在磁对消区域产生了一个爆裂喷流, 其主体是超半影结构。喷流的最大长度为 90 Mm, 宽度为 19.7 Mm, 其密度是周围环境的 40 倍左右。在喷流的演化过程中, 在喷流底部附近出现了空腔, 并且出现从空腔顶部和底部向外运动的双向流。空腔附近是喷流温度最高的区域。这些特征表明在空腔周围发生了磁重联。在爆裂喷流模型的基础上, 我们绘制了一个卡通图来简单说明喷流的重联位形, 如图5.10所示。a 和 b 的背景分别是 19:25:25 UT 和 19:30:40 UT 的 HMI 视向磁图。第一张图是喷流爆发之前的磁场拓扑结构。背景磁力线很复杂, 我们只用了几条黄色的具有代表性的磁力线来说明磁场大概的连接性。红色图案代表暗条物质。蓝色曲线表明不断浮现的新磁通量, 它们慢慢靠近周围的背景磁场。重联发生在好几个不同的位置, 喷流开始后的磁场结构如图5.10b 所示。暗条被激活并向外喷射, 如红色轮廓所示。重联持续发生并推动了之后喷流的壮观演化。

在喷流演化过程中, 我们清楚地观测到太阳喷流中两股向上平行运动的流动之间存在 204 km s^{-1} 的强速度剪切, 引起了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发生。开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性在太阳大气其它爆发活动中已经被报道过。利用 Hinode 卫星观测数据, 开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性首先在太阳大气中的宁静暗条中被观测到^[143,144]。SDO/AIA 的观测数据表明在日冕暗化区域与周围日冕之间的分界面上^[239] 以及在太阳表面上方不到 150 Mm 的快速 CME 的侧面上^[145] 也会发生开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性。研究人员主要通过波纹或相关的涡旋状结构的出现来判定不稳定性的发生。冕羽的 kink 模式振荡^[149] 以及太

a



b

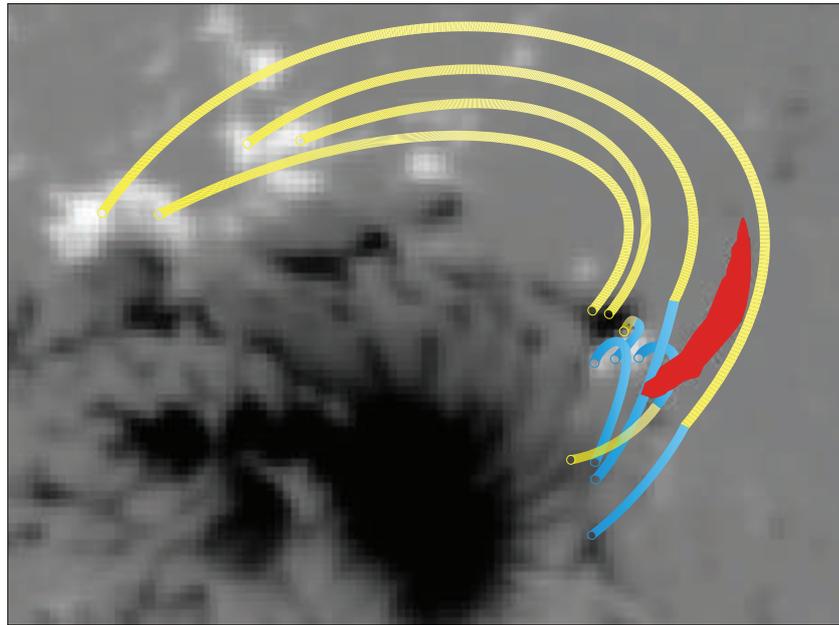


图 5.10: 喷流的重联示意图。a 和 b 的背景分别是 19:25:25 UT 和 19:30:40 UT 的 HMI 视向磁图。黄线代表周围环境的磁力线。青色线表示新浮现的磁通量。红色图案代表冷的暗条物质，b 中的红色图案是根据在 19:30:33 UT 采样的 AIA 304 Å 图像所绘制的暗条轮廓。

阳色球中快速红移和蓝移的 excursions^[246] 也被认为是由开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性引起的。本文的优势在于 IRIS 的高时空分辨率能力使我们能够检测出开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的详细发展过程 (80 秒, 见图5.5b, e) 和形变尺度 (~ 1.6 Mm, $\sim 2''$)。另外, 喷流出现在具有较强磁场的区域中, 而先前检测到开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的太阳风和太阳暗条在较弱的磁场环境中。我们的发现将开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性在太阳大气中的发生范围扩展到了更小的尺度, 并暗示由于喷流的存在开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性在太阳上可能是无处不在的。后一点是非常重要的, 因为开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生的规模越小, 这种不稳定性对于局部等离子体的加热就越重要^[247]。到目前为止, 缺乏小规模开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性涡旋的证据可能与分辨率不足有关。

在本文中, 我们还观测到开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生时期等离子体温度升高了约 2 MK。理论研究表明, 小规模开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性可以在波和喷流的能量耗散以及太阳大气中的等离子体加热中发挥重要作用。在这里, 温度升高被认为是由开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性引起的等离子体加热过程引起的。与开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性相关的等离子体加热之前已经在其他天体物理学现象中进行过研究。最近一项结合 Cluster 卫星观测和 MHD 数值模拟的研究表明在地球磁层边界处流体尺度 (36000 km) 的 KH 涡流内部所产生的离子级 (200-2000 km) 快速磁声波具有足够的能量来提供显著的离子加热 (对于观察到的离子群, 增加了 $2 \text{ keV} = 20 \text{ MK}$), 从而证明了从流体尺度到离子尺度的跨尺度能量转移会导致离子加热^[244]。这种跨尺度的机制也可能有助于太阳日冕的加热, 并在其他天体等离子体中发挥作用^[247]。此外, 三维非线性 MHD 模拟表明了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性会产生谐振耗散层, 这些谐振层会产生小规模湍流运动, 从而提高了耗散参数 (例如粘度), 引起能量耗散并最终导致 Alfvén 波加热太阳日冕^[248,249]。这也是一种可行的加热机制。文中所报道事例的确切加热机制需要以更高时空分辨率的数据来进一步研究。

由于 AIA 通道在低温下几乎没有温度辨别力, 因此我们不得不提到, 文中的温度测量方法仅适用于温度高于 1 MK 的日冕结构。在这个事例中, 喷流在多个 AIA 通道中同时可见, 这意味着该结构要么是多热的, 要么处于较低温度 ($\sim 10^5 \text{ K}$)^[250,251]。由于观测波段中存在冷的相对较弱的光谱线, 因此所有 AIA 通道和 IRIS 通道均具有低温响应。在 IRIS 1400 Å 通道中也可以清晰观察到喷流,

因此喷流更有可能是过渡区结构。另外，喷流中还有许多较冷的暗条物质，因此 DEM 方法在计算温度时可能会带来较大的误差。我们需要分辨率更高的数据及更好的温度测量方法来研究开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性引起的温度变化。考虑到开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性是（磁）流体动力学的一个重要现象，因此对开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的研究不仅有助于理解太阳活动，而且有助于理解流体和磁流体中的基本物理过程。

该工作发表于：2018, **NatSR**, 8, 8136

第 6 章 喷流上升和下落过程中的不稳定性

6.1 研究背景

除了我们在第一章和上一章中介绍过的开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性之外，瑞利 – 泰勒不稳定性也是流体和磁化等离子体中的一种基本不稳定性。

当流体受到与密度梯度相反的压力梯度时，在两种不同密度的流体之间的界面上就会发生瑞利 – 泰勒不稳定性^[252,253]。瑞利 – 泰勒不稳定性主要由重力驱动，例如在较轻的流体上方抵抗重力支撑着密度更高的流体。磁场对瑞利-泰勒不稳定性的影响取决于它与流体分界面平行的分量，因为磁张力可以抑制瑞利 – 泰勒不稳定性的增长。瑞利 – 泰勒不稳定性的观测证据包括原子弹爆炸产生的蘑菇云，超新星爆炸时膨胀的核心气体加速进入更密集的星际介质中^[254]，以及蟹状星云中的手指状结构^[255]。

太阳大气由热的，部分和几乎完全电离的等离子体组成。大量爆发等离子体与背景等离子体之间的密度和速度差异有可能触发开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性和瑞利 – 泰勒不稳定性。前面我们已经简单介绍过，太阳大气中的开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性在日冕的大尺度爆发活动如 CME 和冕流的边缘，以及日冕中的小尺度结构（例如暗条）内都已经被观测到。此外，一些学者发现日冕中的很多现象还可能与瑞利 – 泰勒不稳定性有关。例如，当相对较密的日冕覆盖在较稀疏的等离子体气泡上方时会形成羽状流^[144,256]；当爆发的暗条物质回落到太阳表面时会碎片化^[257,258]；以及磁通量浮现时伴随的暗丝状结构^[259]。这些观察现象与数值模拟的结果相一致：三维数值模拟表明瑞利 – 泰勒不稳定性会导致沿磁场方向拉长的手指状结构的形成^[260]。

在上一章中，我们首次发现在喷流中，两条上升流之间的强速度剪切（ $\sim 204 \text{ km s}^{-1}$ ）引起了开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性。由于喷流和周围日冕之间存在密度差异，我们不禁想到当这种密度差和重力梯度相反时喷流中能否发生瑞利 – 泰勒不稳定性？其表现是什么样的？

在这一章中，使用来自 SDO 卫星的高分辨率数据，我们对两个出现涡旋状结构的太阳喷流进行了研究。我们发现，喷流上升过程中的涡旋状结构是由开尔

文 – 亥姆霍兹不稳定性驱动的，而下落过程中的涡旋状结构可能由瑞利 – 泰勒不稳定性和开尔文 – 亥姆霍兹不稳定性共同作用而引起。本章第二节介绍了在这个工作中所用到的观测数据及其处理方法。第三节中我们将详细介绍这两个事例中所观测到的涡旋状结构并分析与之相关的不稳定性。总结与讨论在第四节给出。

6.2 数据介绍

我们研究了两个喷流事件：第一个喷流与 2017 年 4 月 3 日的一个 M5.8 级耀斑有关，发生于活动区 NOAA 12644。在该喷流中的上升和下落过程中，即当喷流向上喷射到日冕和从高空回落时，都观察到涡旋状结构。第二个喷流与 2016 年 7 月 23 日的 M5.5 级耀斑事件相关，在其中我们观察到了由喷流下落物质驱动的涡旋状结构。

我们采用了搭载在 SDO 卫星上 AIA 的多波长图像和 HMI 的视向磁场数据。对于 2017 年 4 月 3 日的 M5.8 级耀斑，我们选择了从 14:00 UT 到 16:00 UT 这段时间内的 AIA 304 Å 图像，像素大小为 $0.6'' \text{ pixel}^{-1}$ ，每张图像之间的时间间隔为 12 s。我们还使用了从 2017 年 4 月 3 日 00:00 UT 到 2017 年 4 月 4 日 00:00 UT 这段时间内的 HMI 强度图，空间采样为 $0.5'' \text{ pixel}^{-1}$ ，每隔 15 分钟选取了一张图像。对于 2016 年 7 月 23 日的 M5.5 级耀斑，我们采用了 AIA 304 Å 图像（从 05:30 UT 到 06:30 UT），像素大小为 $0.6'' \text{ pixel}^{-1}$ ，时间间隔为 12 s。此外，我们还以 1 分钟的间隔选取了 GOES 卫星数据来检查软 X 射线 1–8 Å 流量的变化。

6.3 研究结果

6.3.1 2017 年 4 月 3 日的 M5.8 级耀斑

2017 年 4 月 3 日，太阳日面上有五个超级活动区，我们关注的活动区 NOAA 12644 位于日面西边缘。在 14:19 UT 时刻，该活动区产生了一个 M5.8 级耀斑。在 M5.8 级耀斑发生期间，在耀斑北侧发生了喷流，其演化过程如图 6.1 所示。图 (a) 中的 HMI 强度图展示了活动区 NOAA 12644 黑子的位置和外观。GOES 卫星软 X 射线 1–8 Å 的流量变化图（参见 (b) 中的绿色曲线）表明 M5.8 级耀斑

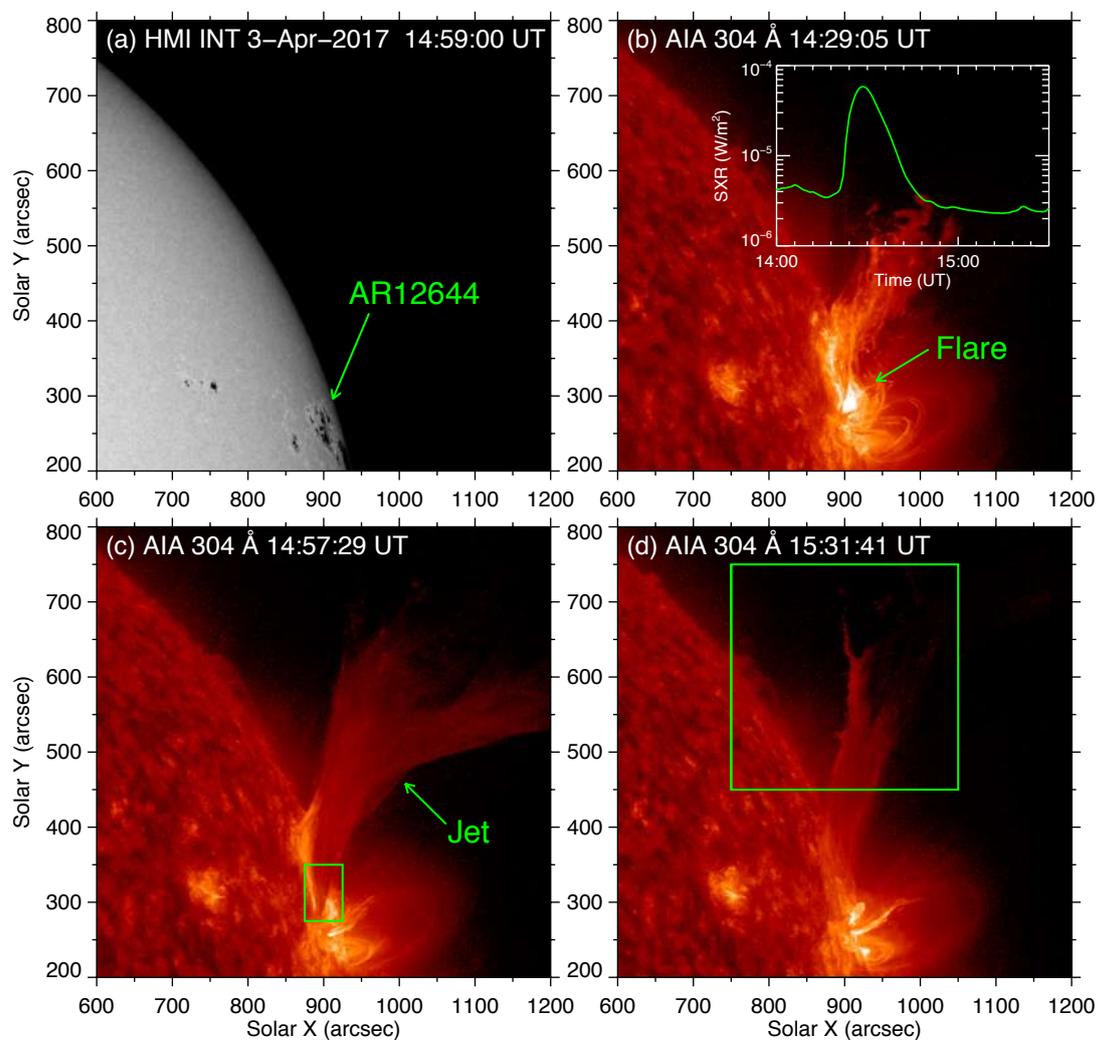


图 6.1: HMI 光球强度图 (a) 和 AIA 304 Å 图像 (b–d) 展示的发生在 2017 年 4 月 3 日的喷流概况。在 (b) 中, 绿色曲线显示了 GOES 卫星软 X 射线 1–8 Å 流量变化图。(c) 中的绿色矩形标出了图6.2的视场, (d) 中的绿色正方形框出了图6.3的视场。

在 14:29 UT 时刻达到峰值，此时耀斑和喷流的外观被展示在图 (b) 中。喷流的开始时刻约为 14:20 UT，我们在其演化过程中观察到了许多涡旋状结构。(c) 中的绿色矩形和 (d) 中的正方形分别表明了涡旋状结构的出现位置。

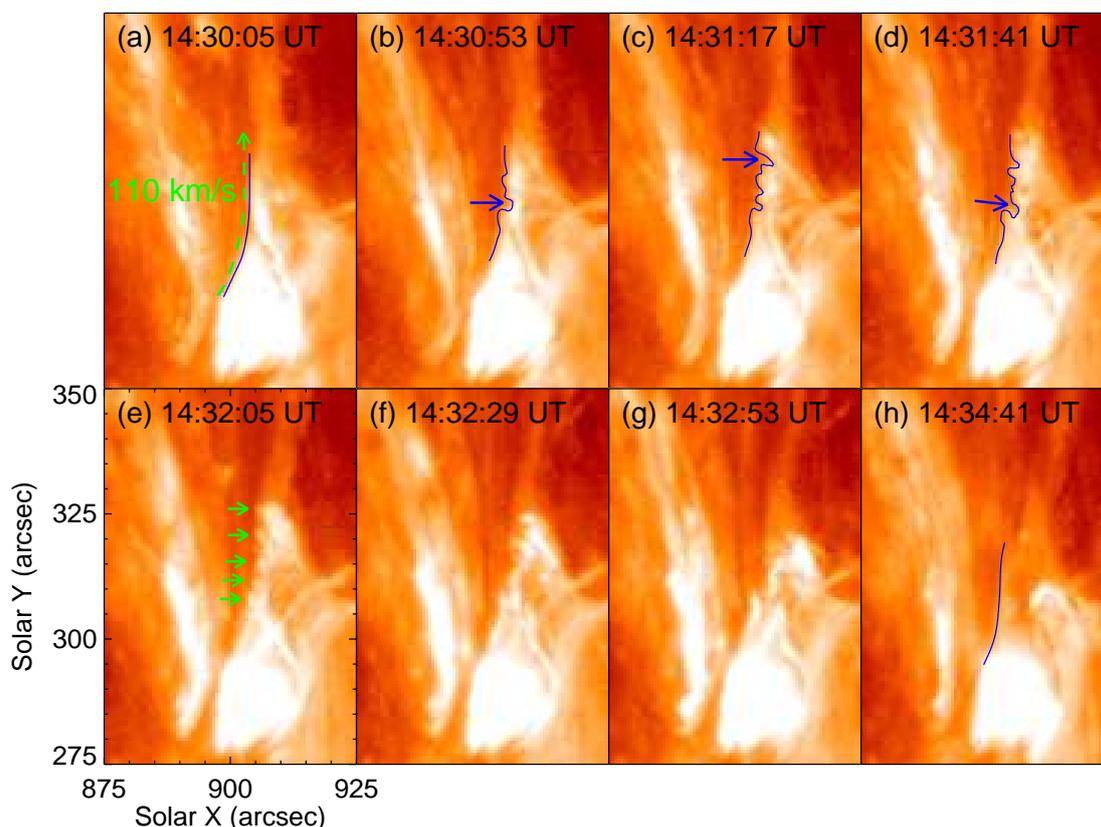


图 6.2: AIA 304 Å 图像展示的喷流上升过程中的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性。(a) 中的绿色虚线箭头指示了喷流的流动方向。在 (a-d) 和 (h) 中，蓝色曲线表示喷流的左边界。(e) 中的绿色箭头指出了由开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性引起的五个涡旋状结构。

图6.2显示了发生在喷流底部附近的涡旋状结构的发展。在 14:30 UT，喷流的主要部分向外喷射。在喷流的底部，一些相对较暗的物质以 110 km s^{-1} 的速度从明亮结构旁流过，起初它们之间的边界很光滑，如 (a) 所示。之后，边界开始变形，如 (b-d) 中的蓝色曲线所示。每张图中的最大变形位置由蓝色箭头指示，尺寸范围为 $1.7 - 2.5 \text{ Mm}$ 。(e) 中的绿色箭头指向五个涡旋状结构，相邻两个结构之间的距离大约为 $2.7 - 3.8 \text{ Mm}$ 。类似涡旋状结构是太阳大气中的

常见现象，被认为是开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的表现^[239,261-263]。在这里，暗物质和亮结构之间的速度剪切驱动了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性，因此形成了涡旋状结构。随着开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发展，这些结构开始紊乱（见图 (f) 和 (g)）。开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生之后，边界再次变得平滑，如图 (h) 所示。

图6.3显示了喷流下落过程中左边界处涡旋状结构的演化。由于重力的作用，喷流中未超过太阳逃逸速度的物质在大约在 15:14 UT 时开始从较高层的大气中回落。沿着喷流的左边界（见图 (f) 中的切片“AB”），我们做了一个切片并将该位置的时空演化图展示在图 (h) 中。我们选择了图 (h) 中的一些比较容易识别的特征点，由它们的下落轨迹确定了物质的回落速度约为 $224 - 289 \text{ km s}^{-1}$ 。一开始，喷流的左边界是平滑的，如 (a) 所示。在约 15:25 UT 时刻（请参阅 (b)），边界开始出现波纹状结构。这些结构逐渐发展并长成涡旋状结构，如图 (c) 和 (d) 所示。当这些结构最大时，我们选择了一些比较明显的结构（请参阅 (e) 中的绿色矩形）并在 (g) 中将其放大。这些结构变形尺度大约为 $6.4 - 8.8 \text{ Mm}$ 。我们选择了 (g) 中的两个结构，并测量了它们随时间的变化，它们在三分钟内的变形尺度分别用图6.4中不同颜色的圆点描画了出来。将变化趋势用曲线拟合之后，我们发现这两个结构的变形符合指数增长 $d = d_0 e^{\gamma t}$ ，增长率 γ 估计为 0.0097 和 0.0088。

由于下落的喷流物质比周围的日冕更致密，并且它们的分界面与重力成一定角度（图6.3 (b) 中的绿色箭头显示了箭头起点处的重力方向），因此喷流下落时的涡旋状结构可能由瑞利 - 泰勒不稳定性引起。当不涉及磁场时，瑞利 - 泰勒不稳定性的增长率为^[142,144]：

$$\gamma = \sqrt{(\rho_u - \rho_l)gk/(\rho_u + \rho_l)} \quad (6.1)$$

其中， k 是波数， g 是重力加速度， ρ_u 是上层流体的密度， ρ_l 是下层流体的密度（相对于重力方向来说）。我们取周围环境的电子数密度为 $n_l = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ，喷流的电子数密度为 $n_u = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ，那么密度可以由公式 $\rho = n \cdot m$ （ $m = 1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$ ）推导出。太阳重力加速度为 273.2 m s^{-2} ，将重力和界面之间的角度设为 60° ，则 g 为 236.6 m s^{-2} 。我们将两个涡旋状结构之间的距离视为特征波长（ $\sim 5000 \text{ km}$ ），则相应波数也能得出。知道公式 (6.1) 右侧的物理量，我们

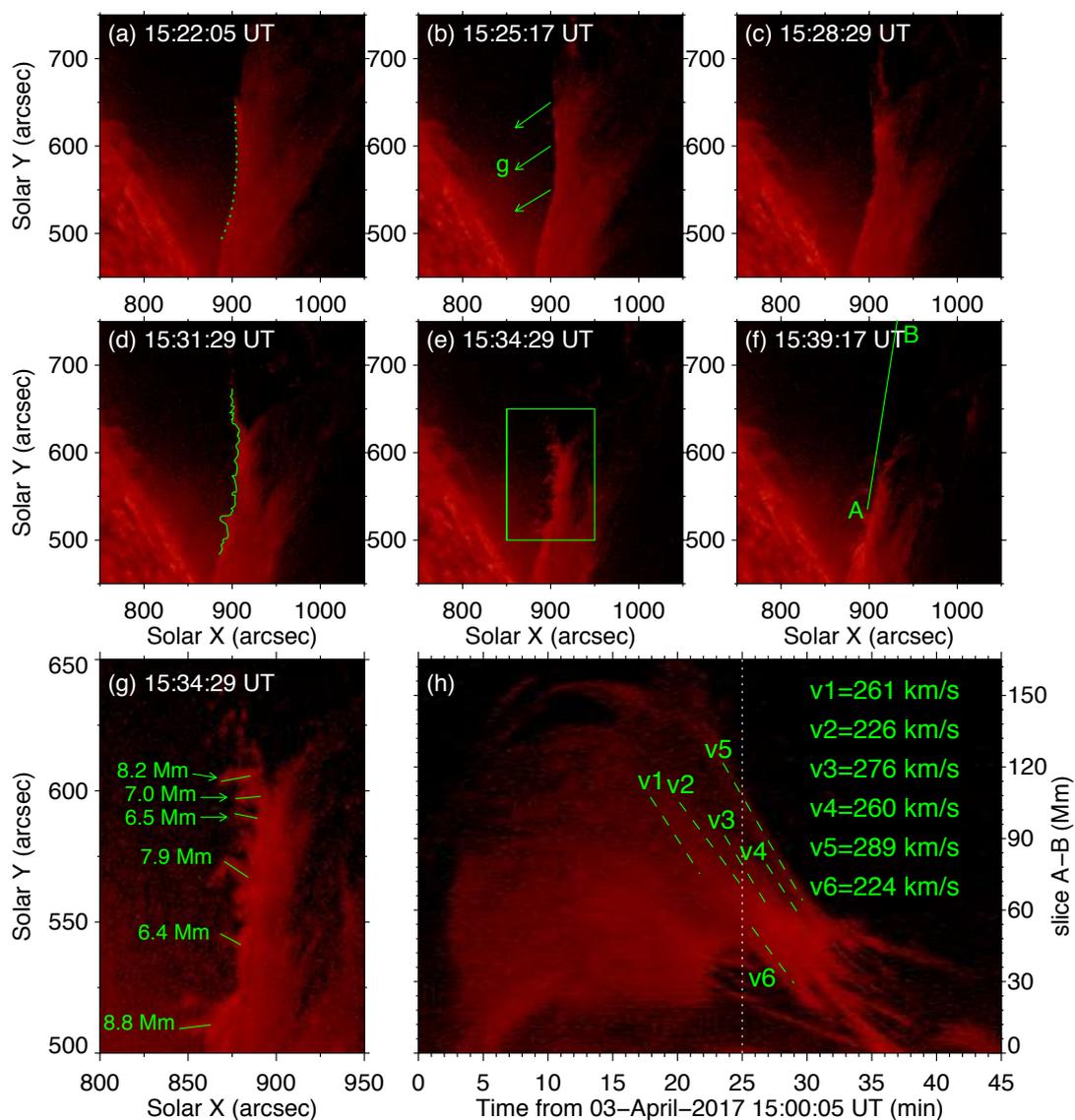


图 6.3: 喷流下落物质所触发的涡旋状结构的演化过程。(a) 和 (d) 中的绿色曲线表示左边界, 该边界从平滑变为锯齿状。(b) 中的绿色箭头在箭头开始的位置显示重力方向。(g) 显示了由 (e) 中绿色矩形勾勒出的区域的放大图, 并标出了六个涡旋状结构的形变值 (6.4 – 8.8 Mm)。(h) 显示沿 (f) 中标记的“*A–B*”切片的时空图, 白色虚线表示涡旋状结构的发生时间。

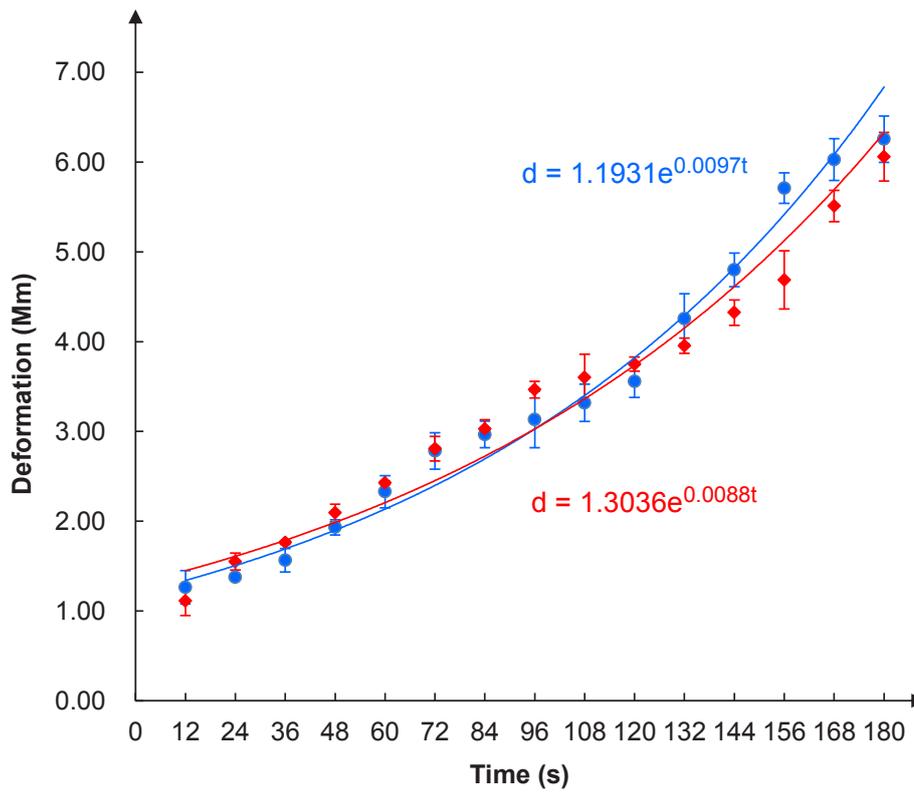


图 6.4: 涡旋状结构的生长率。我们选择了图6.3 (g) 中的两个结构, 并测量了其随时间的变形尺度。蓝点和红点绘制了五次测量的平均值, 误差线表示标准偏差。蓝色和红色曲线表示相应的拟合曲线, 拟合方程用对应颜色在旁边给出。

可以估计出瑞利 - 泰勒不稳定性完全由重力驱动时, 增长率为 0.0156。在太阳中, 磁场会约束等离子体的运动。磁场的参与为瑞利 - 泰勒不稳定性的发生增添了一个阈值^[142,253]:

$$kg(\rho_u - \rho_l)/(\rho_u + \rho_l) > [(k \cdot \vec{B}_u)^2 + (k \cdot \vec{B}_l)^2]/\mu_0(\rho_u + \rho_l) \quad (6.2)$$

其中 \vec{B}_u 和 \vec{B}_l 分别是上层和下层流体的磁场强度。通过假设喷流横截面的磁通量会保持恒定, Chen 等人 (2012)^[106] 发现喷流内部的磁场随着高度从 $15 \pm 4\text{G}$ 逐渐减小, 到 $7 \times 10^4 \text{ km}$ ($\sim 100''$) 的高度大约为 $3 \pm 1 \text{ G}$ 。在这个事例中, 喷流出现涡旋状结构的地方和日面的距离大于 $100''$, 因此我们假设平行于界面的磁场为 $B_u = B_l = 3 \text{ G}$ 。因此, 等式 (6.2) 中的左项的数值大约为 2.43×10^{-4} , 而右项为 1.23×10^{-2} , 在这种情况下瑞利 - 泰勒不稳定性不会发生。从公式 (6.2) 可以看出, 瑞利 - 泰勒不稳定性的发生会受到密度和磁场强度的影响。当喷流的密度 ρ_u 增加 10 倍时, 第一项会略有变化, 而第二项会变成现在的十分之一。因此, 在像日冕这样的磁流体动力学环境中, 当密度足够高 ($n > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) 时, 就会发生瑞利 - 泰勒不稳定性, 这就是为什么到目前为止仅在很少暗条爆发的例子中发现了瑞利 - 泰勒不稳定性。当磁场强度变为 $B_u = B_l = 2 \text{ G}$ 时, 右项将变为先前值的四分之一 ($\sim 5.5 \times 10^{-3}$)。太阳喷流相对于背景日冕的密度差不足以驱动瑞利 - 泰勒不稳定性, 因此可能有其他原因促使了涡旋状结构的形成。在这个案例中, 由于下落物质与周围日冕之间存在速度差 ($224\text{--}289 \text{ km s}^{-1}$), 因此涡旋状结构的发生也可能由开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性驱动。当不考虑重力 (瑞利 - 泰勒不稳定性) 时, 可以推导纯开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性在不可压缩理想的磁化等离子体中的发生条件^[142,264]:

$$(\vec{k} \cdot \vec{V}_u - \vec{k} \cdot \vec{V}_l)^2 > (\rho_u + \rho_l)[(\vec{k} \cdot \vec{B}_u)^2 + (\vec{k} \cdot \vec{B}_l)^2]/\mu_0\rho_u\rho_l \quad (6.3)$$

其中 \vec{k} 、 \vec{V} 、 \vec{B} 和 ρ 分别是磁流管中的波矢、速度、磁场强度和质量密度。下标 “u” (“l”) 指示上层 (下层) 区域的物理量。假设 $\vec{k} \parallel \vec{V}_u \parallel \vec{V}_l \parallel \vec{B}_u \parallel \vec{B}_l$, 则速度差阈值为

$$\Delta V_s = |\vec{V}_u - \vec{V}_l| = \sqrt{(\rho_u + \rho_l)(B_u^2 + B_l^2)/\mu_0\rho_u\rho_l}. \quad (6.4)$$

将数值代入公式中, 我们可以估计出速度差阈值为 307 km s^{-1} 。当磁场强度减小到 $B_u = B_l = 2 \text{ G}$ 时, 速度差阈值相应地减小到 205 km s^{-1} , 此时开尔文 -

亥姆霍兹不稳定性会发生。当考虑重力的影响时，不稳定性的发生条件为^[142]：

$$\Delta V > \sqrt{(\rho_u + \rho_l)(B_u^2 + B_l^2)/\mu_0\rho_u\rho_l - (\rho_u + \rho_l)(\rho_u - \rho_l)g/k\rho_u\rho_l}. \quad (6.5)$$

如果 $\rho_u < \rho_l$ ，则公式 (6.5) 根号下方的第二项将导致不稳定性发生的速度差阈值增大，这意味着与密度梯度相同的重力会抑制开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发生。如果 $\rho_u > \rho_l$ ，第二项将使速度差阈值减小，这可以视为瑞利 - 泰勒不稳定性的表现。在我们之前的假设下，速度差阈值会略有下降 ($B_u = B_l = 3 \text{ G}$ 时为 304 km s^{-1} ， $B_u = B_l = 2 \text{ G}$ 时为 201 km s^{-1})，此时根号以下的第二项大约是第一项的五分之一，这意味着重力的影响可能很小。这些估计都是建立在很多前提假设下的，由于实际情况很复杂，我们很难确定哪个不稳定性占主导地位。因此，我们将涡旋状结构的出现解释为瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性共同作用的结果。在这种情况下，我们可以根据下面公式推导出增长率（频率的虚部）^[265,266]：

$$\gamma = \sqrt{kg(\rho_u - \rho_l)/(\rho_u + \rho_l) - k^2(B_u^2 + B_l^2)/\mu_0(\rho_u + \rho_l) + k^2\rho_u\rho_l(\Delta V)^2/(\rho_u + \rho_l)^2}. \quad (6.6)$$

从公式 (6.6) 可看见增长率对磁场强度的变化敏感。在这个事例中，我们选择 $\Delta V = 250 \text{ km s}^{-1}$ ，当 $B_u = B_l = 3 \text{ G}$ 时，不会发生不稳定性。当 $B_u = B_l = 2 \text{ G}$ 时，增长率约为 0.054，远高于我们的估计。使用测得的增长率 (~ 0.009)，我们可以估计出磁场强度约为 2.5 G ($B_u = B_l$)，这与喷流和日冕的实际磁场强度一致^[106]。

6.3.2 2016 年 7 月 23 日的 M5.5 级耀斑

我们还在 2016 年 7 月 23 日发生的另一个喷流事件中观察到由于物质下落而引起的涡旋状结构。该喷流发生在位于日面西侧的活动区 NOAA 12565 中。在 05:27 UT 时刻，该活动区发生了一个 M5.5 级耀斑，并伴随着一个大尺度的喷流（见图 6.5a），大量等离子体被喷射出来。之后，部分等离子体回落到太阳表面，并且在喷流的南边界形成了涡旋状结构，如图 (b1-b5) 所示。一开始，喷流的南边界很光滑（见图 (b1)）。到 05:48 UT 时刻，边界开始出现波纹状结构，如图 (b2) 中的青色箭头指示。相邻两个结构之间的平均距离约为 10 Mm 。我们研究了在切片“AB”和“CD”处的等离子体运动（详见 (b4)），其时间演化分别

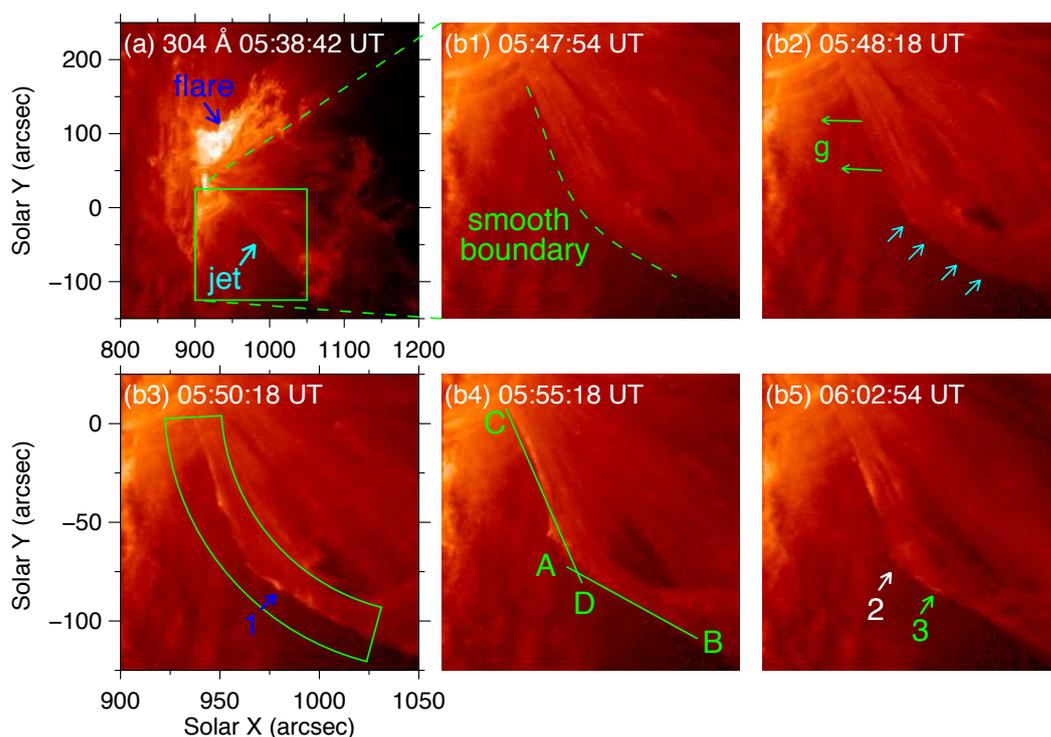


图 6.5: AIA 304 Å 图像显示的 2016 年 7 月 23 日喷流下落过程中的涡旋状结构。图 (a) : M5.5 级耀斑和喷流的形态。(b1–b5) : 位于喷流南边界的涡旋状结构的发展过程。(b2) 中的绿色箭头显示了箭头起点处的重力方向, 青色箭头指示了几个波纹状结构。(b3) 中绿色的封闭区域勾勒了图6.7的视场。(b3) 和 (b5) 中的数字箭头指向图6.7中以相同颜色箭头所标示的结构。在 (b4) 中, 线段“AB”和“CD”表示用于获取图6.6中所示的时空演化图的位置。

显示在图6.6 (a) 和 (b) 中。到 05:48 UT 左右 (见图6.6 (a) 和 (b) 中的垂直虚线), 喷流南边界处的等离子体开始从较高层的太阳大气回落。我们选择了几个具有代表性的结构并测量了它们的速度, 其值从 110 km s^{-1} 到超过 270 km s^{-1} 。与上一个喷流例子相同, 重力与喷流和周围日冕的密度梯度相反, 并且与它们的分界面有一定夹角 (详见图6.5 (b2) 中的绿色箭头, 该箭头显示了起点处的重力方向)。同时, 下落物质和周围日冕之间存在速度剪切, 因此涡旋状结构在瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的共同驱动下在喷流南侧边界处开始发展。我们选择了三个单独的结构 (图6.5 (b3) 中的箭头“1”以及图6.5 (b5) 中的箭头“2”和“3”指示) 并将它们的演化过程展示在图6.7中。

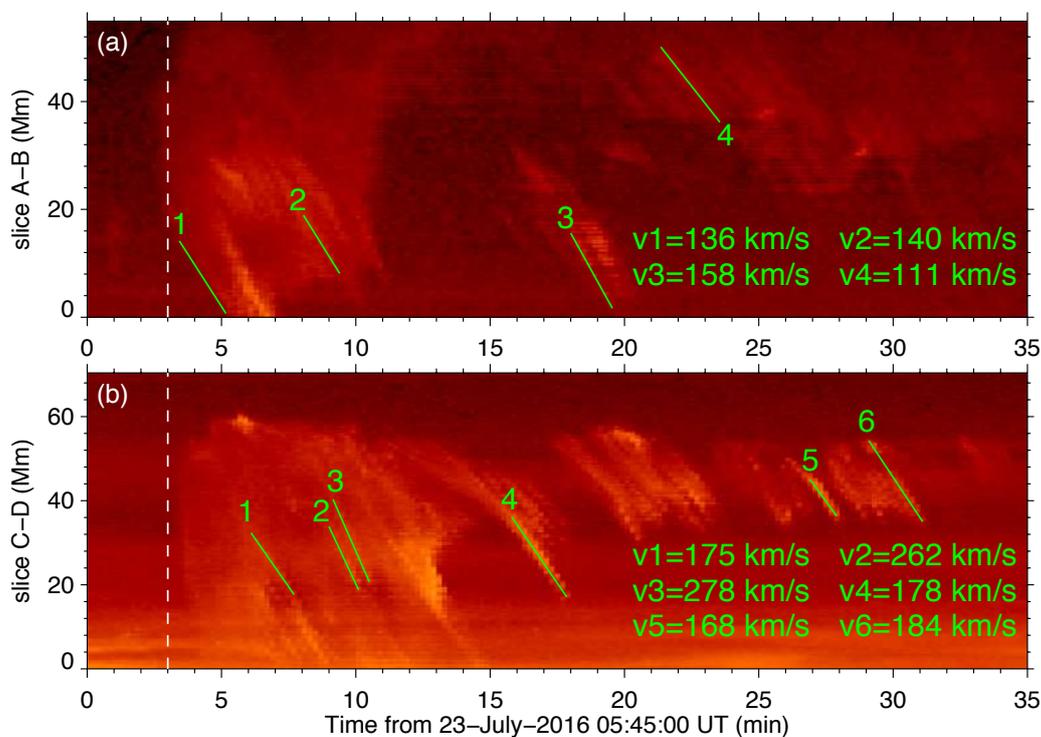


图 6.6: 沿图6.5 (b4) 中的线段“AB”和“CD”处的时间演化图。图中画出了我们用来测量速度的特征点轨迹。

图6.7 (a) 是从 05:50 UT 到 05:52 UT 沿图6.5 (b3) 中绿色封闭区域的时空堆叠图。AIA 304 \AA 数据的时间间隔为 12 s , 因此在两分钟内有 10 张图像。蓝色箭头表示我们关注的第一个涡旋状结构 (图6.5 (b3) 中的箭头“1”所指), 图中

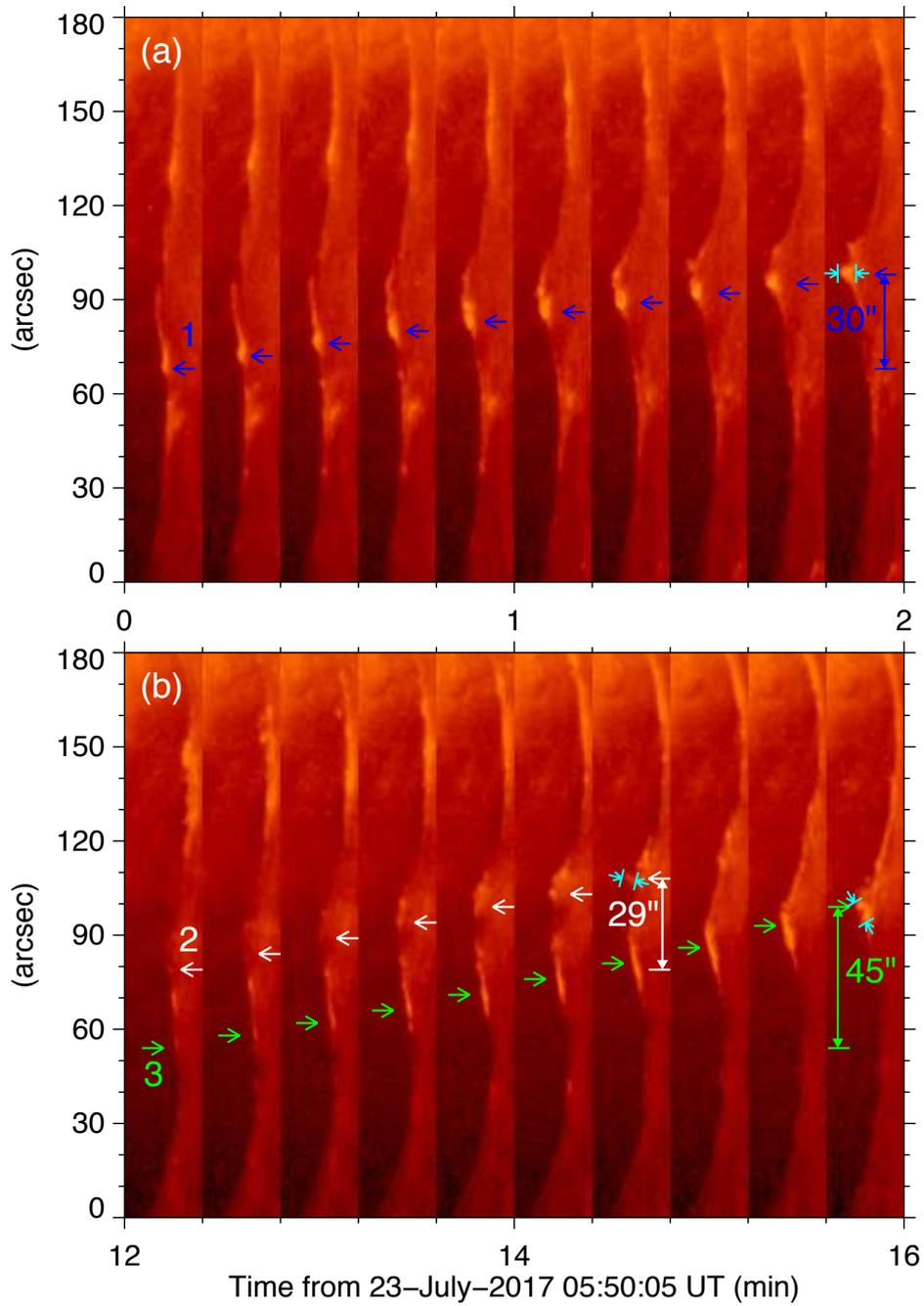


图 6.7: 喷流南边缘的演化过程。相同颜色的箭头指向了由下落的物质引起的同一涡旋状结构的位置变化。每个结构的直径由青色线段和箭头指示。

展示了其形态变化和位置移动。在 (a) 的第一张图片中, 结构“1”看起来像波纹。随着不稳定性的发展, 该结构不断发展并成为涡旋状结构。在 (a) 的最后一个图像中, 结构“1”的直径 (用青色线条和箭头标记) 约为 4.2 Mm。使用图 6.4 中所示的方法, 我们测量了旋涡大小 (直径) 随时间的变化, 并确定了其增长率 γ 约为 0.0087。沿着喷流的边界, 结构“1”在两分钟内移动了约 21.8 Mm ($\sim 30''$), 因此结构“1”的速度约为 181 km s^{-1} 。图 6.7 (b) 是沿图 6.5 (b3) 中绿色封闭区域从 06:02 UT 到 06:06 UT 的时空堆叠图, 每张图的时间间隔为 24 s。白色箭头表示图 6.5 (b5) 中箭头“2”所指出的涡旋状结构。在 168 s 内, 结构“2”发展成为直径 3.4 Mm (第七幅图像中的青色箭头) 的涡旋状结构, 并以 125 km s^{-1} 的速度移动了 21.0 Mm ($\sim 29''$)。结构“2”的增长率估计为 0.0070。第三个涡旋状结构由图 6.7 (b) 中的绿色箭头和图 6.5 (b5) 中的箭头“3”指示。这个结构起初很小, 最后长成一个清晰的涡旋结构, 直径为 5.4 Mm (见最后一张图中的青色箭头)。结构“3”的增长率约为 0.0068。结构“3”的位置在四分钟内改变了 32.6 Mm ($\sim 45''$), 该结构的速度约为 136 km s^{-1} 。如前所述, 当同时考虑瑞利 - 泰勒不稳定性 and 开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性时, 可以使用公式 (6.6) 来估算增长率。在这里, 我们使用相同的假设, 即 $B_u = B_l = 2 \text{ G}$, $n_u = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 和 $n_l = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 。将两个相邻结构之间的距离 ($\sim 10 \text{ Mm}$) 视为波长, 假设重力和界面之间的角度为 45° , 速度差为 $\Delta V = 200 \text{ km s}^{-1}$, 则增长率估计为 0.0057。值得注意的是, 测量值 (0.0068 - 0.0087) 与理论估计值处于同一数量级, 这意味着这些涡旋状结构由开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性和瑞利 - 泰勒不稳定性同时驱动是合理的。

6.4 结果与讨论

利用 SDO 卫星的观测, 我们研究了活动区 NOAA 12644 中的 M5.8 级耀斑和相关的喷流。在喷流的演化过程中, 产生了许多涡旋状结构。当喷流物质喷射到日冕时, 较暗物质以 110 km s^{-1} 的速度流过喷流底部的明亮结构, 从而引起了开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性。较暗物质和明亮结构之间的边界开始变得扭曲, 涡旋状结构不断发展, 其最大变形尺度为 1.7 - 2.5 Mm。之后由于重力的作用, 速度未达到逃逸速度的喷流物质从高层大气回落。由于喷流比周围的日冕更密, 并且下落速度超过 200 km s^{-1} , 密度和速度差异驱动了瑞利 - 泰勒不稳定性 and

开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性, 最初光滑的边界开始显示出涡旋状结构, 最大变形尺度为 6.4 - 8.8 Mm。我们还研究了 2016 年 7 月 23 日的 M5.5 级耀斑, 在其伴随喷流的南边界也发现了由于物质下落产生的涡旋状结构。南边界最初是平滑的, 由于喷流与背景之间的密度差和速度剪切 (约 110 km s^{-1} 至 200 km s^{-1} 以上), 瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生, 边界变得扭曲。我们分析了边界的演化, 发现一些结构从小的波纹状成长为直径约 3.4 - 5.4 Mm 的涡旋。这些结构的增长率约为 0.0068 - 0.0087, 下落速度超过 100 km s^{-1} 。

在喷流的上升阶段, 在喷流和日冕之间边界上出现的涡旋状结构已经被初步报道过, 并且它们被解释为开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生的证据^[263,267]。近年来, 关于太阳喷流中的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性理论得到了发展, MHD 模拟支持太阳喷流中开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的存在^[154,246]。将两个结构之间的距离 (2.7-3.8 Mm) 作为波长 ($\sim 3000 \text{ km}$), 将值 $B_u = B_l = 3 \text{ G}$, $n_u = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 和 $n_l = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 代入公式 (6.5) 可知, 喷流向上喷射时的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性速度差阈值约为 309 km s^{-1} , 略大于不涉及重力时的值 (307 km s^{-1})。在这里, 开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生在速度差为 110 km s^{-1} 的两股流体之间可能有很多原因。首先, 明亮结构的密度可能大于日冕的密度。如果将亮结构的密度更改为 $n_l = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 则速度阈值将相应变为 131 km s^{-1} 。从结果可以看出, 密度差异对开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发生有很大的影响。此外, 文中的估计是建立在许多前提条件下的: 等离子体不可压缩, 理想状态, 并且 $\vec{k} \parallel \vec{V}_u \parallel \vec{V}_l \parallel \vec{B}_u \parallel \vec{B}_l$ 等等。因此除了速度和密度差异之外, 许多物理参数也可以影响开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发生。从公式 (6.5) 可以看出, 磁场对开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的影响取决于其强度和方向。只有与分界面平行的磁场分量才能提供恢复力来抑制开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的增长, 因此喷流和周围环境的磁场位形会影响开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发生。Zhelyazkov^[155] 将喷流建模为在同向和扭曲磁场中移动的扭曲磁流管, 研究了日浪 (冷喷流) 中的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性。他们的数值研究表明, 对于沿轴向传播的 MHD 波这样的磁场位形, 开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性能够发生; 并且当喷流内外磁场都扭曲时, 开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的临界速度会显著降低 ($24 - 60 \text{ km s}^{-1}$)。另外, 等离子体的可压缩性可能会改变不稳定性的

发生条件和增长率^[268]。通过将 EUV 喷流作为垂直移动的磁流管（未扭曲和弱扭曲），Zhelyazkov 等人^[156]发现，当假定喷流是可压缩等离子体时，临界喷射速度为 112 km s^{-1} ，而当喷流及其周围环境被视为不可压缩时，临界速度变为 114.8 km s^{-1} 。他们的工作还证明，在相同的近似值下，弱的磁场扭曲可能会降低阈值。此外，当粘度系数在分界面两侧采用不同数值时，粘度可能会破坏系统的稳定，从而降低开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的阈值^[269]。所有这些结果表明，开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的阈值可以通过许多因素降低，因此可以在 110 km s^{-1} 的速度差条件下发生。

在这一章中，我们还报告了喷流物质下落时出现的涡旋状结构，这些结构被解释为开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性和瑞利 - 泰勒不稳定性共同作用的结果。瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性并存并不罕见。在瑞利 - 泰勒不稳定性的非线性演化过程中，由于下降的物质和背景之间产生的剪切流，可触发次级开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性^[270]。同样，在开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的非线性演化过程中，卷起的 KH 涡旋会产生离心力并为瑞利 - 泰勒不稳定性的发展创造条件。在更普遍的情况下，瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性在真实系统的一开始就都存在^[271,272]。在喷流下落时，喷流物质与日冕之间的密度和速度差可能会触发瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性，只要超过磁场的致稳作用即可。通过理论分析，我们证明了瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性在太阳喷流中的协同作用，并且观测到的增长率与理论值之间几乎没有差异。瑞利 - 泰勒不稳定性和开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性协同作用在理论和观察上已被研究过，这就是所谓的 KH-RT 不稳定性或 RT-KH 组合不稳定性^[234,266]。正如我们之前所说的，推导中存在许多前提假设，并且开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的发生可能受到许多因素的影响。很多因素例如磁场的拓扑结构、流体的可压缩性和粘度以及离子中性粒子之间的碰撞也会影响到瑞利 - 泰勒不稳定性的发生^[260,273-275]。

该工作发表于：2019, **ApJ**, 875, 52

第 7 章 磁浮现、暗条爆发和喷流的耦合过程

7.1 研究背景

太阳大气中存在各种电磁驱动的爆发活动，例如喷流、暗条爆发、太阳耀斑和 CME 等。在第一章中，我们已经对这些爆发活动进行了简单介绍。观测发现这些太阳爆发活动在空间和时间上彼此靠近，并且总是耦合在一起。

一方面，同一太阳爆发事件中各种活动彼此伴随。例如，大多数 CME 的核心伴随着爆发暗条，其中来源于活动区的还会伴随着耀斑和喷流^[102,276]。McCauley 等人^[277]分析了 904 个暗条爆发事件，发现 72% 的暗条爆发伴随着 CME，而 15% 的暗条爆发与耀斑相关。这些爆发之间的关系不是简单的一个活动触发了另一个活动，它们被认为是日冕磁场剧烈重构期间能量释放的不同表现形式^[28,141,242]。这些爆发的起源与光球磁场的演化有关，例如磁通量的浮现、对消和光球运动^[217,278-280]。总的来说，光球和日冕在长期或短期内的演化会导致太阳爆发，并在爆发期间不断演化。

另一方面，一个太阳爆发事件可能会在相对较短的时间段（数十分钟到几小时）内引发位于不同地点的另一个爆发事件，这就是所谓的感应爆发^[95,281]。先前的统计和详细案例研究已经证明，感应爆发事件之间确实具有物理联系，而不是纯粹偶然的^[173,282,283]。感应事件之间的物理联系被推测为：大规模对流运动导致耀斑区的同时的磁通量浮现^[284]或以前的爆发所引发的日冕波^[285,286]。目前，观测和数值方面的研究都支持感应爆发之间具有磁性连接。Jiang 等人^[287]讨论了在同一个活动区发生两次宁静区暗条爆发的可能性，两次爆发之间的联系是由于磁重联或扩张引起的磁场位形改变。Schrijver & Title^[288]研究了两天时间内所发生的一系列耀斑、暗条爆发、CME 和相关事件，并找到了所涉及源区之间连接的证据：分界点和和准分割面等类似结构。Török 等人^[281]对三个相邻磁绳的磁场拓扑结构进行了建模，详细说明其中了一个磁绳爆发所引起的磁场变形如何使嵌套在同一上覆磁场中的一个或多个其他磁绳不稳定并爆发。这些研究还表明，全球日冕磁场的拓扑结构在感应爆发的产生中起着重要作用^[289]。值得一提的是，感应爆发之间的这些联系，特别是涉及较高层次磁场的爆发，可以

从模型中推断出来，但通常无法直接观察到。尽管目前有不少关于感应爆发的研究，但其物理原理仍然难以捉摸，需要进行研究。

在本章中，通过将 SDO 卫星的大视场观测与 NVST 望远镜的高时空分辨率数据结合起来，我们研究了磁流浮现和对消，暗条爆发和喷流的多层次（从光球到日冕）和多尺度（从几毫米到几百兆米）耦合过程。本章的组织如下：第 2 节介绍了观测数据，第 3 节描述了研究结果，第 4 节则为总结和讨论。

7.2 观测及数据分析

NVST 是云南抚仙湖太阳观测站的主要设施，它具有三个对太阳成像的通道，即 $H\alpha$ ，TiO 和 G 波段。旨在观察太阳色球层结构的 $H\alpha$ 通道的带宽为 0.25 \AA ，并且可以以 0.1 \AA 的步长扫描 $\pm 5 \text{ \AA}$ 范围内的光谱。在这项研究中，我们使用了 2019 年 5 月 7 日 05:11:51 UT – 10:11:55 UT 在 $H\alpha$ 波段线心 (6562.8 \AA) 和线翼在 $\pm 0.4 \text{ \AA}$ 处的观测，其时间分辨率为 42 s，像素大小为 $0.165''$ 。我们使用了处理过的数据：首先 Level 0 数据校准为 Level 1 数据，包括平场校正和去除暗电流，然后使用斑点掩模法将其重建为 Level 1+ 数据^[290,291]。

我们还采用了来自 SDO 卫星 AIA 仪器的多波段图像和 HMI 仪器的磁场数据。我们选择从 2019 年 5 月 7 日 09:00 UT 到 12:00 UT 获得的 94 \AA ， 171 \AA 和 304 \AA 图像，像素大小为 $0.6'' \text{ pixel}^{-1}$ ，图像之间的时间间隔为 12 s。我们还使用 HMI 仪器从 2019 年 5 月 6 日 13:00 UT 到 5 月 7 日 13:00 UT 这段时间内的全日面视向磁图，其空间采样为 $0.5'' \text{ pixel}^{-1}$ 。此外，我们还使用了 GOES 卫星数据来研究 2019 年 5 月 7 日的软 X 射线 1–8 \AA 流量的变化。

7.3 研究结果

2019 年 5 月 7 日，日面上有两个活动区，而活动区 NOAA 12740 位于 ($-429''\text{E}$, $167''\text{N}$)。在该活动区中，我们观察到一个爆裂喷流出现并触发了受限的暗条爆发。AIA 94 \AA ， 171 \AA 和 304 \AA 的观测如图 7.1 所示。(a1)，(b1) 和 (c1) 中的绿色曲线表示暗条，其投影长度约为 50 Mm。在 09:19 UT 时刻，在暗条的西侧发生了喷流，并沿着磁环爆发（见 (a1) 中的红色箭头）。随着喷流的发展，这根暗条开始爆发，并且喷射的暗条物质沿着大规模磁环从西侧向另一

侧足点运动 (如图 (a2), (b2) 和 (c2) 所示)。借助 NVST 的高分辨率观测数据, 我们分析了喷流的形成机制以及喷流如何触发暗条爆发的详细演变过程。

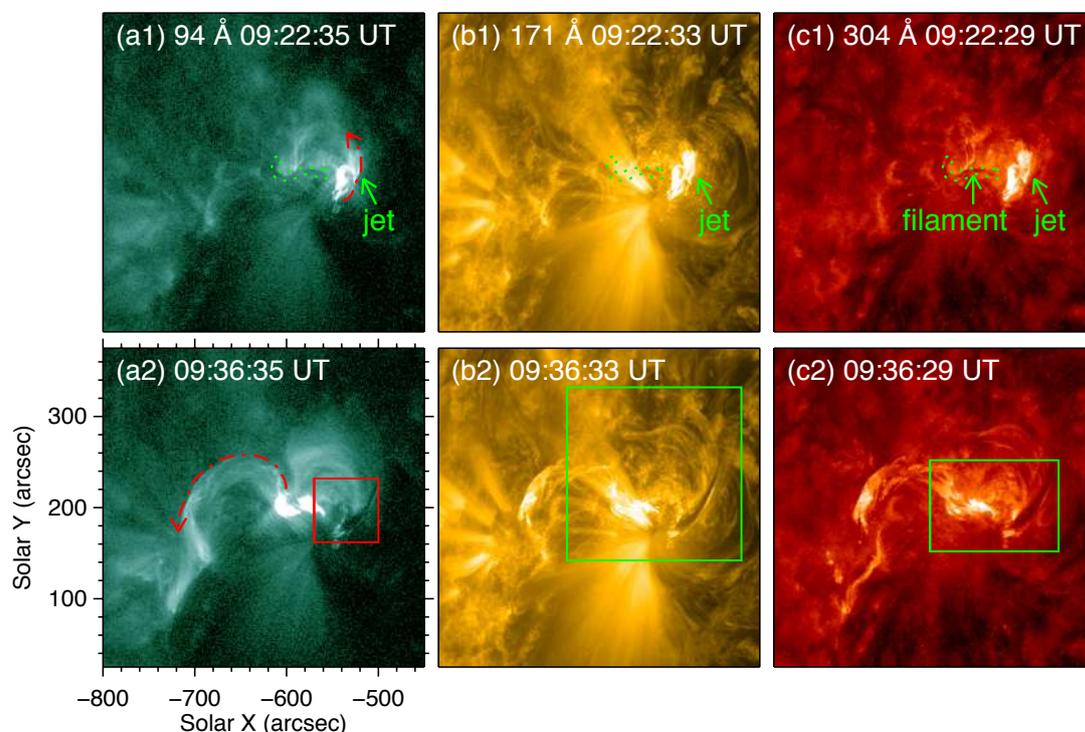


图 7.1: AIA 94 Å, 171 Å 和 304 Å 图像所展示的发生在活动区 NOAA 12740 中的喷流和暗条爆发。(a1), (b1) 和 (c1) 中的绿色虚线表示从 304 Å 图像上确定的暗条位置。(a1) 中的红色箭头指示喷流的方向。(a2) 中的红色方框表示图7.2的视场, 红色箭头指出了暗条物质运动的方向。(b2) 中的绿色方框概述了图7.3的视场, (c2) 中的绿色矩形描画了图7.4的视场。

通过研究 HMI 磁图的演化 (参见图7.2 (a1–a3)), 我们发现活动区 NOAA 12740 中主负极性黑子的西北部浮现了新的磁通量。(a2) 和 (a3) 中的红色括号表示从 05:00 UT 左右开始浮现的一对双极子。这个双极子变得更强, 相反极性彼此分离。同时, 其北侧的正极性与附近原来就存在的负磁通量发生对消, 如蓝色箭头所示。使用 NVST H α 6562.8 Å 数据 (见图 (b1–b3)), 我们发现自从 09:17 UT 开始, 在对消位置附近开始出现增亮 (图 (b1) 中的蓝色箭头)。之后, (b1) 中的虚线所指示的纤维结构爆发, 触发了 B5.0 级耀斑并形成一

裂喷流。峰值时刻的耀斑如图 (b2) 所示, (b3) 中的蓝色箭头指示了喷流。

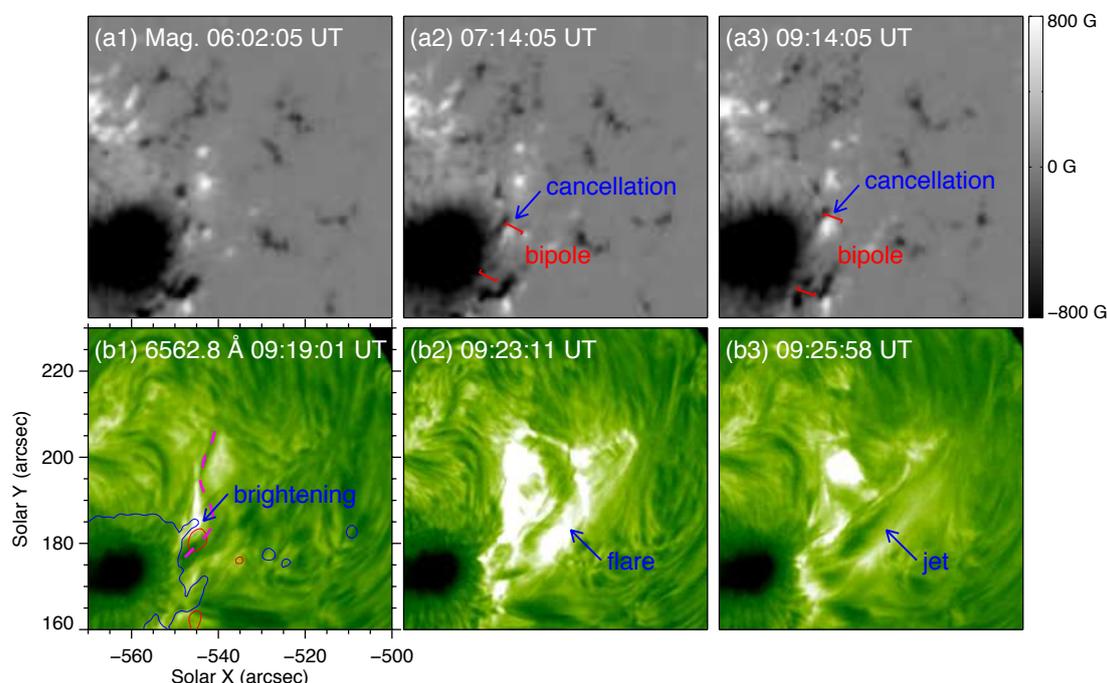


图 7.2: 爆裂喷流的形成。(a1–a3): 展示活动区 NOAA 12740 中黑子西侧磁场演变的 HMI 视向磁图序列。(a2) 和 (a3) 中的红色中括号表示双极子的浮现, 蓝色箭头指示浮现正磁通量和附近负磁通量之间的对消。(b1–b3) 中的 NVST $H\alpha$ 图像展示了在对消位置出现的喷流。(b1) 中的红色和蓝色实线分别是正极性和负极性磁场在 50 G 的等值曲线。(b1) 中的虚线表示一个纤维结构。

当喷流物质向上喷射时, 上方的冕环变亮, 如 AIA 94 Å 图像所示 (图7.3 (a1–a3) 中的红色曲线)。喷射的物质在 AIA 304 Å 图像中更加明显 (见图7.3 (b1–b4))。通过研究沿图 (b3) 中标记的“A–B”切片的时间演变, 我们确定该喷流的速度约为 300 km s^{-1} (见图 e)。图7.3 (c1–c4) 是 NVST $H\alpha$ 6562.8 Å 图像, 图中可以清晰识别出冕环远端足点附近的暗条。在 09:21 UT, 冕环的远端足点开始增亮, 在图 (a1), (b1) 和 (c1) 中用圆圈标记。我们可以发现这些增亮发生在暗条旁边, 并且冕环横跨在暗条上方。从 (a1) 到 (a3) 时刻, 冕环向外膨胀, 越来越多的冕环增亮。同时, 在 304 Å 和 $H\alpha$ 图像中出现更多的增亮 (参见 (b2) 中的箭头和 (c2) 中的红色虚线)。在相应的磁图上 (图 d) 分别绘制出冕环 ((a2) 中的红色曲线)、暗条 ((b2) 中的绿色曲线) 和增亮带 ((c2)

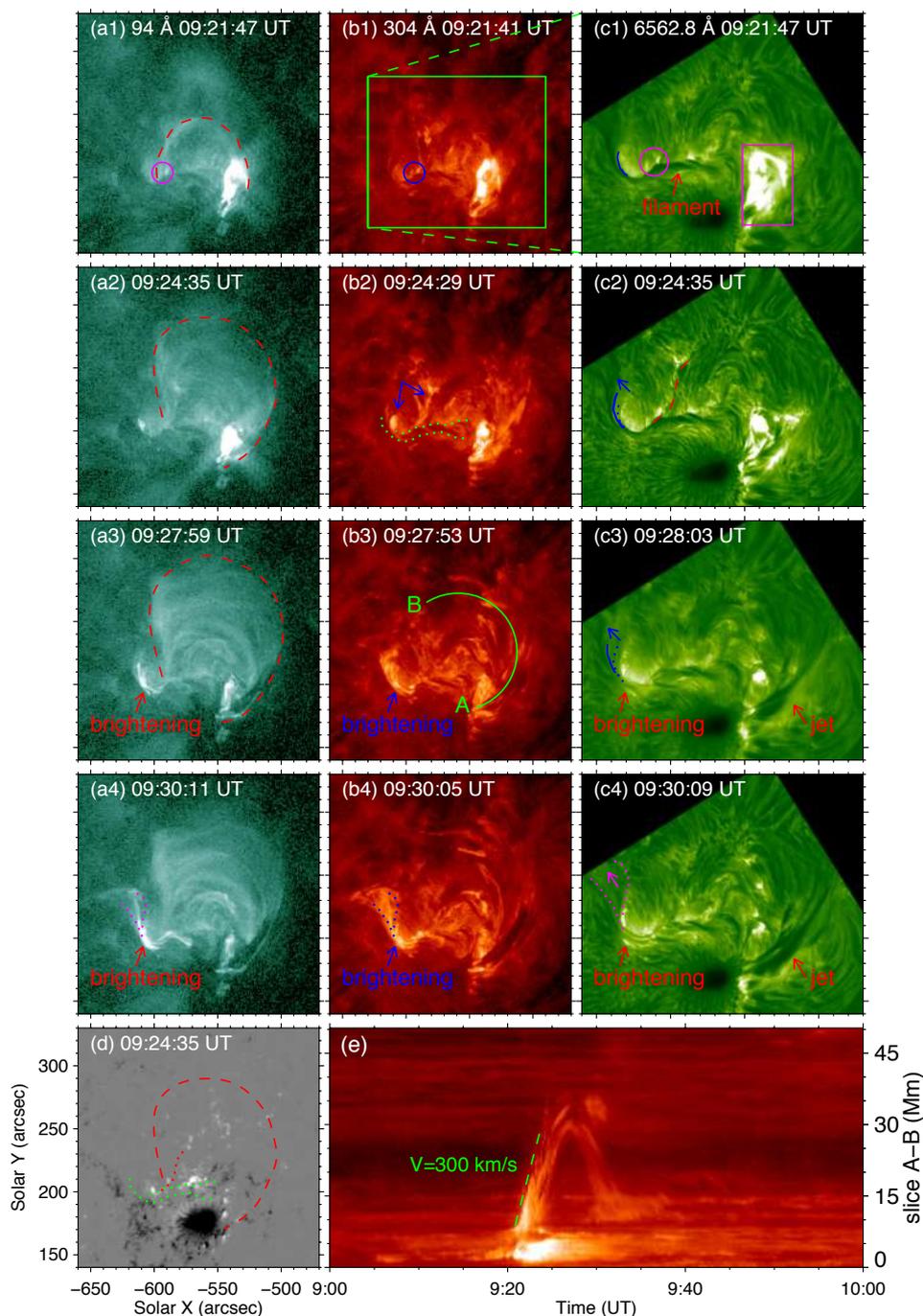


图 7.3: 喷流的演化过程及其对暗条的扰动。图中红色虚线表示冕环, 圆圈表示感应增亮的位置。(c1) 中的矩形显示用于强度测量的喷流的明亮区域, 如图 7.4 (c) 所示。(b2) 中的箭头和 (c2) 中的红色曲线标注了冕环远端足点处出现的亮带。(c1-c3) 中的蓝色实线和虚线分别表示暗条中某个纤维结构在当前时刻和上一时刻图像中的位置, (c4) 中的玫红色曲线和箭头显示了喷射的暗条物质所处区域和方向, 这些曲线被映射到图 (a4) 和 (b4) 中。图 (d) 是 HMI 视向磁图, 其中红色虚线、红色点线和绿色点线分别显示了冕环、亮带和暗条的位置。(e) 是沿图 (b3) 中标记的“A-B”切片的时空演化图。

中的红色曲线)的位置,我们发现暗条位于北侧正极性磁场和南侧负极性磁场之间的极性反转线(PIL)上,并且冕环将暗条的正极场与喷流足点的负极场连接起来。随着冕环的扩张,暗条的东部受到干扰并开始解缠。(c1-c3)中的蓝色实线表示暗条中某一纤维结构的当前位置,(c2)和(c3)中的虚线表示这个结构在前一时刻的位置,即分别从(c1)和(c2)复制得来。随着时间推移,该纤维结构向东移动,位移在6分钟内大约为10 Mm。在09:30 UT左右,暗条的东部开始爆发。在图(c4)的NVST H α 观测中,暗条物质的喷射区域和方向由玫红色曲线和箭头显示。将该区域映射到AIA 94 Å图像和304 Å图像中,我们发现正在爆发的物质在EUV图像上表现为亮结构,并向上喷射(图(a4)和(b4))。由于暗条的东部受到干扰,暗条下方出现了增亮现象,如(a3-a4),(b3-b4)中的箭头所示。

图7.4描绘了暗条的解缠和爆发。在图(a1)中,红色和蓝色曲线分别是正极性磁场和负极性磁场在50 G的等值曲线。暗条的西侧足点扎根于负极性磁场中。如上一段所述,暗条的东部受到干扰并开始解缠,并且暗条下方出现增亮。随着解缠,增亮发展成为一个B8.0级耀斑(请参见图(a1)中的矩形),并且暗条开始上升,与下侧结构分离(如图(a2)中所示)。暗条的解缠表现为旋转,图(a3)中的箭头指示了其旋转方向。为了清楚地显示旋转,我们使用以下方程式重构了多普勒图像^[292]:

$$D = \frac{B - R}{B + R} \quad (7.1)$$

其中 B 和 R 分别代表记录在蓝翼(H α - 0.4 Å)和红翼(H α + 0.4 Å)图像中的像素强度。负多普勒指数 D 用蓝色标记,表示等离子体朝向观察者的运动。用红色表示的正多普勒指数 D 代表远离观察者移动的等离子体。用这个方法得到的多普勒图像如图7.4(b)所示,暗条的北侧表现为蓝移,而南侧表现为红移,说明暗条从东侧观察为顺时针旋转。暗条持续旋转了约三十分钟。(c)中的棕色曲线是GOES软X射线1-8 Å的流量变化,从中可以发现与暗条爆发有关的B8.0耀斑和在此之前伴随喷流的B5.0级耀斑。我们还研究了(a1)和图7.3(b1)中标注的两个不同区域的H α 图像强度变化,将其归一化后用相同的颜色显示(详见青色和玫红色曲线)。B5.0级耀斑开始于09:18 UT,在09:23 UT时刻流量达到峰值,并在09:26 UT左右结束。B8.0级耀斑始于09:29 UT,并于09:35 UT达到峰值流量,比以前的B5.0级耀斑晚了十二分钟。

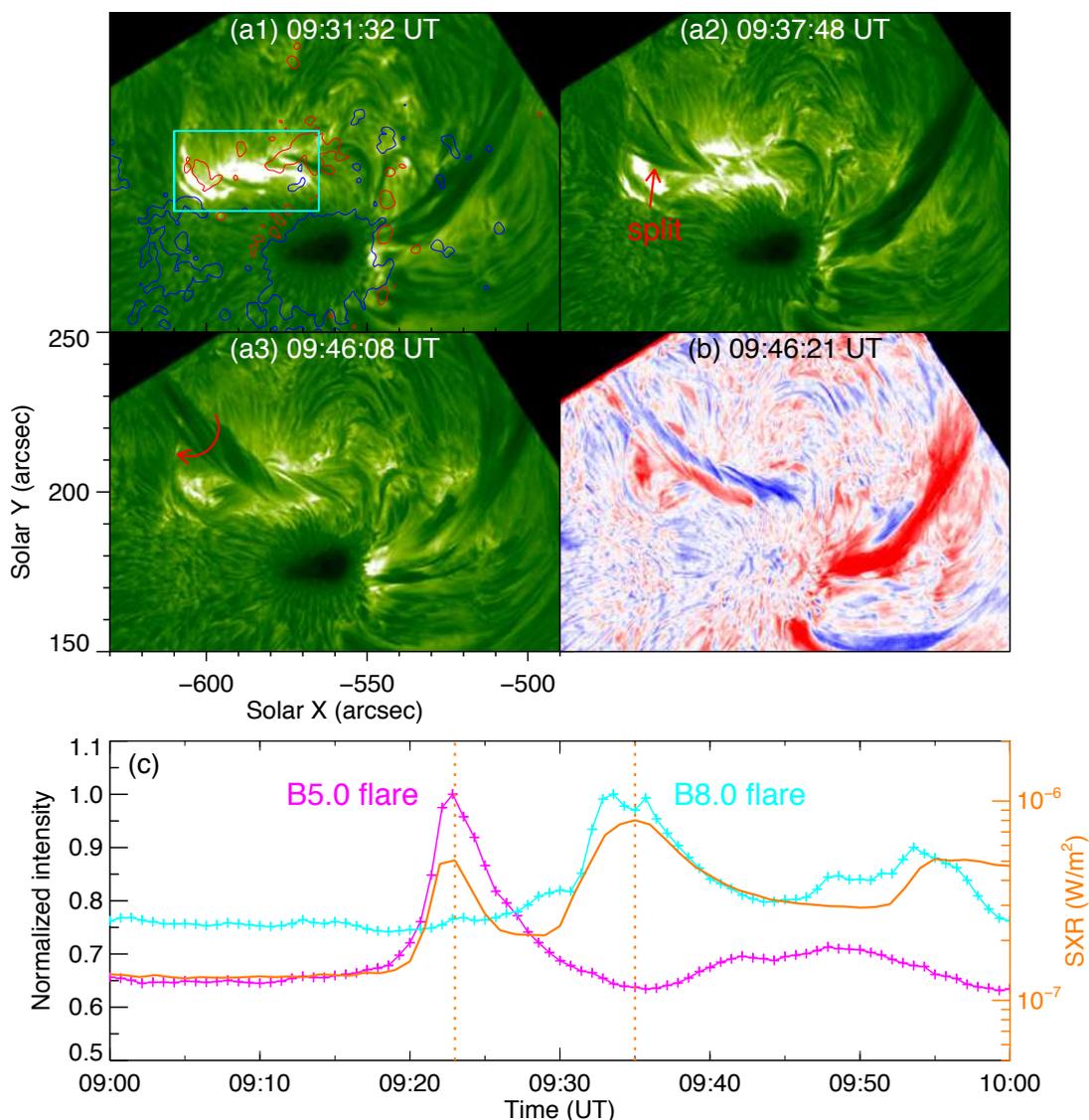


图 7.4: (a1–a3): 展示暗条旋转运动的 $H\alpha$ 图像。在 (a) 中, 红色曲线是正极性磁场的等值轮廓, 蓝色曲线表示负极性磁场。当暗条爆发时, 青色矩形表示增亮的区域, 该区域中的亮度变化在 (c) 中用相同颜色的曲线表示。(a3) 中的箭头展示了喷流旋转运动的方向。(b) 是多普勒图像, 指示在 09:46:21 UT 时刻的上流 (蓝色) 和在 09:45:55 UT 时刻的下流 (红色)。在 (c) 中, 棕色曲线显示 09: 00 UT–10: 00 UT 期间 GOES 软 X 射线 1–8 \AA 的流量变化, 虚线表示 B5.0 级和 B8.0 级耀斑的峰值时间。图 (a1) 和图 7.3 (b1) 中两个矩形区域的归一化强度变化分别用对应颜色的曲线显示。

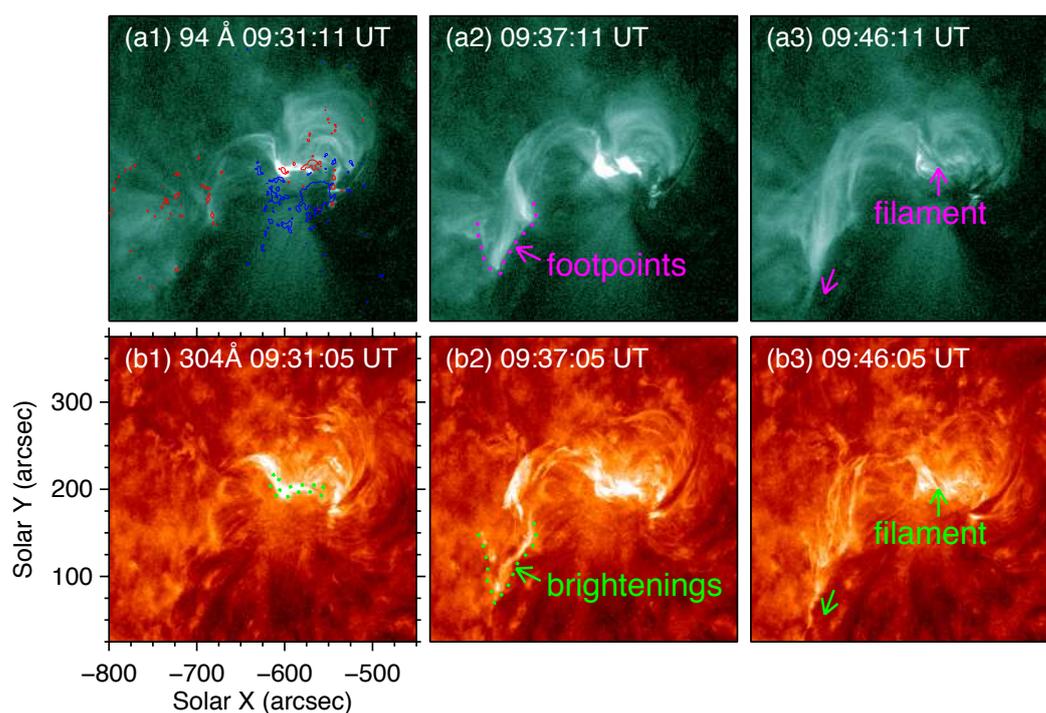


图 7.5: AIA 94 Å (图 (a1–a3)) 和 304 Å (图 (b1–b3)) 观察到的暗条爆发所导致的冕环增亮。(a1) 中的红色和蓝色曲线分别表示正极性和负极性磁场。(a3) 和 (b3)) 中下方的箭头显示了冕环足点处增亮的传播。(b1) 中的绿色曲线为从图7.1 (c1) 复制的暗条初始位置。

图7.5是相应的 AIA 94 Å 和 304 Å 观察到的暗条爆发过程。当暗条爆发时，暗条物质沿着大型冕环运动，从西侧足点向另一侧流动，冕环变亮，如图 (a1–a3) 所示。将 EUV 图像与视向磁图进行比较，我们发现冕环的远端（东侧）足点位于正极性磁场上，而西侧足点则位于附近具有混合极性的负极性磁场上（参阅图 (a1)）。在暗条物质到达之前，远端的足点自 09:32 UT 开始发亮（见图 (a2) 和 (b2)）。随着暗条的旋转，更多冕环变亮，并且足点的增亮现象随之向南传播（见图 (a3) 和 (b3) 中的下方箭头）。暗条只有部分物质沿着冕环爆发并掉落到远端的足点，在原始位置有剩余物质（见图 (a3) 和 (b3)）。

7.4 总结与讨论

根据 NVST H α 波段的观测结果，我们发现在活动区 NOAA 12740 主黑子的西侧，磁通量不断浮现并与附近的反极性磁场发生对消，一个色球纤维结构在 09:19 UT 爆发并形成了喷流。随着喷流沿冕环爆发，冕环膨胀，并在远端足点出现感应增亮。冕环的远侧足点附近有一根暗条，并且冕环横跨在暗条上方。在喷流演化过程中，暗条受到扰动。在 09:30 UT 左右，激活的暗条开始解缠，然后爆发。喷出的暗条物质沿着上覆的磁环流动，冕环变亮，并且其远端足点也发生增亮。

表 7.1: 爆发事件的特征

	Time	投影长度 (Mm)	投影高度 (Mm)
Emergence	5:00 UT begin	5	-
Cancellation	6:30 UT begin	5	-
Flare	9:18 UT begin	40	-
Jet	9:19 – 10:10 UT	140	90
Filament eruption	9:30 – 10:10 UT	180	60
Loop brightening	9:33 UT begin	190	65

如表7.1所示，本事件是在太阳大气中一个清晰的多层次（从光层到日冕），多空间尺度（从几 Mm 到数百 Mm）和时间尺度（从几分钟到几小时）的耦合

爆发事件:

1. 在光球上的磁浮现和磁对消（投影长度 ~ 5 Mm，持续时间 \sim 几个小时）触发了色球纤维状结构的爆发，并形成了喷流（投影长度 ~ 140 Mm，持续时间 ~ 50 分钟）。这与以前的观察结果一致，即小规模暗条爆发往往会触发太阳喷流^[66,122,293]。Sterling 等人^[138] 调查了在极区冕洞中的 20 个喷流，这些喷流被同时记录在 X 射线和 EUV 波段图像中。他们得出结论，不管是标准模型喷流还是爆裂喷流，每个喷流都是由暗条爆发驱动的。Sterling 等人^[139] 进一步报道了有关活动区喷流的相同结果。此外，Panesar 等人^[123] 研究了在宁静区随机的 10 个日冕喷流，发现这些喷流都是由底部极性反转线处发生磁通量对消的爆发暗条引起的。这里，磁通量浮现和对消、暗条爆发、喷流和 B5.0 级耀斑在同一事件中相互耦合，这意味着较低层太阳大气中的磁场演化会导致高层大气的爆发活动。
2. 喷流物质进入上方的冕环，导致冕环及其远端足点的增亮，并且远端足点附近的暗条被扰动。人们普遍认为，磁场在太阳暗条的形成、平衡和爆发中起着重要作用。暗条的平衡取决于两个因素：暗条和光球之间的磁力线向外的磁压力以及上覆磁场向内的磁张力。在这个事件中，冕环将喷流足点的负极性磁场与暗条北侧的正极性磁场连接起来。随着喷流的发展，冕环膨胀，这可能影响暗条上方覆盖的磁力线。暗条受扰动的机制可能有两种：一方面，上覆磁场的磁张力降低，造成力的不平衡，导致暗条爆发；另一方面，在暗条的东侧下方可能会发生磁重联，并触发暗条爆发，因为我们可以看到那里的增亮。随后的暗条爆发是感应爆发，这表明太阳爆发在日冕不同位置的耦合。
3. 暗条爆发（投影长度 ~ 180 Mm，持续时间 ~ 40 分钟），并被上覆冕环所束缚，然后冕环和远端足点增亮（约 190 Mm）。在暗条爆发期间，我们观察到暗条解缠。以前曾报道过暗条爆发的解缠或旋转运动，这表明暗条中存储的磁扭缠释放到了外部日冕中^[294,295]。Kurokawa 等人^[294] 发现了由耀斑触发的缠绕暗条的旋转爆发。在第三章中，我们也报道说，一根暗条与附近开放磁场发生重联，开始解缠并触发了新系统的旋转。不同系统之间的磁扭缠传递以及扭缠从较低层大气到高层大气的传播可能是活动区 12192

只有我们所研究的爆发事件出现 CME 的原因。在本章的事件中，暗条爆发了两次，而我们所研究的第一个暗条被冕环所限制。09:50 UT 之后，暗条再次爆发，与其他磁性结构重联，导致了更大范围的爆发。我们认为，暗条的解缠在随后爆发的大规模爆发中起重要作用。

太阳的爆发总是与低层磁场的运动有关，许多太阳活动相互伴随也并不罕见^[278,296,297]。结合高分辨率的 NVST 数据和大视场 SDO 观测，我们不仅观察到小规模 (~ 5 Mm) 的光球磁场浮现和对消是如何引发大范围 (超过 100 Mm) 的色球和日冕暗条爆发、喷流和耀斑的，同时也观测了感应爆发：喷流改变了磁场结构并导致远处的暗条爆发，以及之后更大范围的爆发。感应爆发的一个关键问题是连续爆发活动之间的紧密时间相关性纯粹是巧合还是因果关系。因此，找到它们之间的直接连接性对于解决此问题很重要。先前的研究揭示了感应事件之间存在物理关系^[281,288,289,298]。但是，大多数观测是基于大规模视场的 SDO 观测，而日冕磁场的拓扑分析是基于势场模型外推得到的。在我们的研究中，可以借助高分辨率的 NVST 数据来研究结构的详细演化，并且可以直接观察到两个事件之间的磁连接。我们的研究证明了日冕磁场的拓扑结构在发生感应爆发中的重要性，并有助于我们理解太阳爆发活动之间的关系。

该工作准备投稿至 **MNRAS** 杂志，目前正在修改中。

第 8 章 总结和展望

到目前为止，喷流研究已经取得大量成果，包括喷流的各项物理参数、动力学特征以及驱动机制等等。在前人工作的基础上，我们对喷流的动力学演化、不稳定性以及喷流与其它爆发活动的关系等方面进行了研究，希望能进一步了解太阳磁场结构和演化，理解太阳爆发活动的物理机制。喷流的相关研究仍有很多方面值得探索，在本章中将对我在博士期间所做的工作进行总结，并展望下一步的工作计划。

8.1 工作总结

本文利用太阳动力学天文台 (SDO)、太阳界面层成像光谱仪 (IRIS) 和新真空太阳望远镜 (NVST) 的高质量观测数据对太阳大气中的喷流进行研究，所取得的研究成果总结如下：

(1) 爆裂喷流触发活动区 12192 唯一伴随着 CME 的耀斑。利用 SDO 的多波段图像和光球视向磁图，我们对活动区 NOAA 12192 中唯一伴随着 CME 的耀斑进行了分析。利用了 NVST 提供的高分辨率观测数据，我们发现暗条和开放场之间发生重联，形成一个新系统。之后暗条解缠，带动新系统旋转。这种磁螺度从缠绕暗条系统向开放场转移的详细过程是第一次报道，解释了喷流的旋转运动。之后磁螺度从低层大气向高层大气传输，并可能随着 CME 的传播到达行星际空间中。

(2) 扎根于耀斑带上的喷流。利用 IRIS 的观测数据，我们对 2017 年 9 月 10 日的 X8.2 级耀斑事件进行研究，在其中发现了一种新现象——扎根于耀斑带上的喷流。我们对这种喷流的特征进行研究，发现其寿命、投影宽度、长度和速度分别为 87 s, 890 km, 2.7 Mm 和 70 km s^{-1} 。我们找到了类似耀斑事件并分析对应的 IRIS 光谱数据，发现喷流足点处的日冕热线 Fe XXI 线表现为蓝移，而过渡区的冷的 Si IV 线表现为红移，表明喷流足点处发生了色球蒸发。这是第一次发现扎根于耀斑带上的喷流，我们提出这种喷流可能是由色球蒸发驱动的。

(3) 在喷流中观测到开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性。利用 IRIS 的高分辨率观

测，我们对扎根于活动区 NOAA 12365 主黑子半影附近的一个喷流事件进行了细致的研究。喷流的最大长度为 90 Mm，宽度为 19.7 Mm。在喷流演化过程中，我们观测到其底部的空穴结构和起源于空穴的双向流，证明空穴附近可能发生磁重联。喷流左边缘有两股流依次流过，速度差大约为 204 km s^{-1} 。两股流的速度剪切引起开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性，导致喷流边缘由光滑变为锯齿状。开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生过程中，我们观测到局部等离子体温度升高的现象。这是第一次在喷流中观测到不稳定性发生发展的详细过程，可能为日冕加热问题提供新思路。

(4) 喷流上升和下落过程中的不稳定性。我们进一步分析了喷流中的不稳定性。在喷流上升阶段和下落过程中，由于喷流和日冕之间存在速度剪切和密度差，在它们的边界形成了涡旋状结构。通过理论分析，我们提出喷流上升过程中的涡旋状结构是开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性的体现；而下落时的涡旋状结构是瑞利 - 泰勒不稳定性与开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性同时作用而形成的。

(5) 磁浮现、暗条爆发和喷流的耦合过程。利用 SDO 和 NVST 的观测数据，我们报道了一个连锁反应：由磁浮现和对消引起的纤维结构爆发形成了喷流，之后喷流驱动了位于其足点附近的感应暗条爆发。通过这个事件，我们详细分析了从光球磁浮现和对消到色球纤维结构爆发、再到日冕喷流和暗条爆发的多尺度耦合过程。

8.2 未来工作展望

虽然我们的工作已经对喷流的动力学演化、不稳定性以及喷流与其它爆发活动的关系进行了深入研究，但关于喷流仍有很多方面值得探讨。以我研究生期间所做的工作为基础，结合当前、未来太阳观测数据的特点和有待解决的问题，我认为未来的工作内容主要包括以下几点：

1. 目前我们的工作基本是案例分析，下一步可以进行一些统计学分析来对喷流的各项物理参数（如密度、温度等）、分布规律（随太阳的经度、纬度、太阳活动周等）及与其它爆发活动（暗条爆发、耀斑、CME、太阳风等）的关系来进行详细研究。

2. 关于喷流的磁场一般利用的是视向磁场数据，研究的也基本是其足点处

的磁场演化，可以利用矢量磁场数据和外推等方法来对喷流的三维磁场结构来进行重构并分析其电流、电流螺度、磁螺度等特征。

3. 喷流中物质传递和能量转化过程需要更为详细的定量分析，比如喷流形成过程中有多少磁能转化为喷流的动能、磁场的解旋过程能量又是如何变化的等等。

4. 我们在开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性发生过程中观测到等离子体加热现象，这种现象是否可信需要更多的例子和更准确的温度测量方法来研究。如果开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性引起的加热过程是真实的，那么加热机制是什么？对日冕加热的贡献有多大？这些问题都值得研究。

5. 除前面提到的开尔文 - 亥姆霍兹不稳定性和瑞利 - 泰勒不稳定性，喷流中是否还有其它不稳定性？表现是什么？

6. 利用即将发射或即将正式观测的太阳观测设备，如 Solar Orbiter、Parker Solar Probe、DKIST 地面望远镜和国内的太阳空间望远镜项目 ASO-S 等所提供的更高分辨率的观测数据，我们可以以前所未有的细节来研究喷流的详细结构和演化等问题。

参考文献

- [1] 涂传诒. 日地空间物理学 (行星际与磁层) 上册[M]. 北京: 科学出版社, 1988.
- [2] 章振大. 太阳物理学[M]. 北京: 科学出版社, 1992.
- [3] 林元章. 太阳物理导论[M]. 北京: 北京出版社, 2000.12.
- [4] Christensen-Dalsgaard J, Gough D O, Thompson M J. The Depth of the Solar Convection Zone[J]. *Astrophysical Journal*, 1991, 378: 413. DOI: 10.1086/170441.
- [5] Basu S, Antia H M. Seismic measurement of the depth of the solar convection zone [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1997, 287(1): 189–198. DOI: 10.1093/mnras/287.1.189.
- [6] Vernazza J E, Avrett E H, Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet sun.[J]. *Astrophysical Journal Supplement*, 1981, 45: 635–725. DOI: 10.1086/190731.
- [7] Peter H. Structure and Dynamics of the Low Corona of the Sun (With 13 Figures) [J]. *Reviews in Modern Astronomy*, 2004, 17: 87.
- [8] Herschel W. Observations Tending to Investigate the Nature of the Sun, in Order to Find the Causes or Symptoms of Its Variable Emission of Light and Heat; With Remarks on the Use That May Possibly Be Drawn from Solar Observations [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 1801, 91: 265–318.
- [9] Unsöld A. Konvektion in der Sonnenatmosphäre (nebst einer Bemerkung zur Deutung der Novae)[J]. *Zeitschrift für Astrophysik*, 1930, 1: 138.
- [10] Duvall J, T. L. The Equatorial Rotation Rate of the Supergranulation Cells[J]. *Solar Physics*, 1980, 66(2): 213–221. DOI: 10.1007/BF00150578.
- [11] Deslandres H. Remarks on the Methods Employed in the Determination of the Radial Velocities of the Stars[J]. *Astrophysical Journal*, 1899, 9: 167. DOI: 10.1086/140569.
- [12] Leighton R B, Noyes R W, Simon G W. Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report.[J]. *Astrophysical Journal*, 1962, 135: 474. DOI: 10.1086/147285.

- [13] Simon G W, Leighton R B. Velocity Fields in the Solar Atmosphere. III. Large-Scale Motions, the Chromospheric Network, and Magnetic Fields.[J]. *Astrophysical Journal*, 1964, 140: 1120. DOI: 10.1086/148010.
- [14] De Pontieu B, Erdélyi R, James S P. Solar chromospheric spicules from the leakage of photospheric oscillations and flows[J]. *Nature*, 2004, 430(6999): 536–539. DOI: 10.1038/nature02749.
- [15] de Pontieu B, McIntosh S, Hansteen V H, et al. A Tale of Two Spicules: The Impact of Spicules on the Magnetic Chromosphere[J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2007, 59: S655. DOI: 10.1093/pasj/59.sp3.S655.
- [16] Martínez-Sykora J, De Pontieu B, Hansteen V H, et al. On the generation of solar spicules and Alfvénic waves[J]. *Science*, 2017, 356(6344): 1269–1272. DOI: 10.1126/science.aah5412.
- [17] Magara T, Shibata K. The 3-Dimensional Numerical Simulation of Solar Flares [M]. Boston: *Astrophysics and Space Science Library*: vol. 240, 1999: 341.
- [18] Heyvaerts J, Priest E R, Rust D M. An emerging flux model for the solar phenomenon.[J]. *Astrophysical Journal*, 1977, 216: 123–137. DOI: 10.1086/155453.
- [19] Carmichael H. A Process for Flares: volume 50[M]. Washington, DC: *NASA Special Publication*, 1964: 451.
- [20] Sturrock P A. A Model of Solar Flares[C]//Kiepenheuer K O. *IAU Symposium: volume 46 Structure and Development of Solar Active Regions*. 1968: 471.
- [21] Hirayama T. Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model[J]. *Solar Physics*, 1974, 34(2): 323–338. DOI: 10.1007/BF00153671.
- [22] Kopp R A, Pneuman G W. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon.[J]. *Solar Physics*, 1976, 50(1): 85–98. DOI: 10.1007/BF00206193.
- [23] Chen P F, Fang C, Ding M D, et al. Flaring Loop Motion and a Unified Model for Solar Flares[J]. *Astrophysical Journal*, 1999, 520(2): 853–858. DOI: 10.1086/307477.
- [24] Martens P C H, Kuin N P M. A Circuit Model for Filament Eruptions and Two-Ribbon Flares[J]. *Solar Physics*, 1989, 122(2): 263–302. DOI: 10.1007/BF00912996.
- [25] Gold T, Hoyle F. On the origin of solar flares[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1960, 120: 89. DOI: 10.1093/mnras/120.2.89.

-
- [26] Hood A W, Priest E R. Critical conditions for magnetic instabilities in force-free coronal loops[J]. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 1981, 17(1): 297–318. DOI: 10.1080/03091928108243687.
- [27] Török T, Kliem B. Confined and Ejective Eruptions of Kink-unstable Flux Ropes [J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2005, 630(1): L97–L100. DOI: 10.1086/462412.
- [28] Moore R L, Sterling A C, Hudson H S, et al. Onset of the Magnetic Explosion in Solar Flares and Coronal Mass Ejections[J]. *Astrophysical Journal*, 2001, 552(2): 833–848. DOI: 10.1086/320559.
- [29] Antiochos S K, DeVore C R, Klimchuk J A. A Model for Solar Coronal Mass Ejections[J]. *Astrophysical Journal*, 1999, 510(1): 485–493. DOI: 10.1086/306563.
- [30] Sakai J I, Koide S. A Theory of Filament Eruptions Before the Impulsive Phase of Solar Flares[J]. *Solar Physics*, 1992, 137(2): 293–306. DOI: 10.1007/BF00161851.
- [31] Martin S F, Livi S H B. The Role of Cancelling Magnetic Fields in the Buildup to Erupting Filaments and Flares[M]. Iguazu, Argentina: IAU Colloq. 133: Eruptive Solar Flares, 1992: 33.
- [32] Jiang Y, Wang J. Filament activity and photospheric magnetic evolution related to flares[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2001, 367: 1022–1032. DOI: 10.1051/0004-6361:20000551.
- [33] Low B C. Solar Activity and the Corona[J]. *Solar Physics*, 1996, 167(1-2): 217–265. DOI: 10.1007/BF00146338.
- [34] Webb D F, Howard T A. Coronal Mass Ejections: Observations[J]. *Living Reviews in Solar Physics*, 2012, 9(1): 3. DOI: 10.12942/lrsp-2012-3.
- [35] Domingo V, Fleck B, Poland A I. The SOHO Mission: an Overview[J]. *Solar Physics*, 1995, 162(1-2): 1–37. DOI: 10.1007/BF00733425.
- [36] Brueckner G E, Howard R A, Koomen M J, et al. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO)[J]. *Solar Physics*, 1995, 162(1-2): 357–402. DOI: 10.1007/BF00733434.
- [37] Hundhausen A J, Sawyer C B, House L, et al. Coronal mass ejections observed during the solar maximum mission: Latitude distribution and rate of occurrence[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1984, 89(A5): 2639–2646. DOI: 10.1029/JA089iA05p02639.

- [38] Yashiro S, Gopalswamy N, Michalek G, et al. A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft[J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2004, 109(A7): A07105. DOI: 10.1029/2003JA010282.
- [39] St. Cyr O C, Plunkett S P, Michels D J, et al. Properties of coronal mass ejections: SOHO LASCO observations from January 1996 to June 1998[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2000, 105(A8): 18169–18186. DOI: 10.1029/1999JA000381.
- [40] Gopalswamy N, Shimojo M, Lu W, et al. Prominence Eruptions and Coronal Mass Ejection: A Statistical Study Using Microwave Observations[J]. *Astrophysical Journal*, 2003, 586(1): 562–578. DOI: 10.1086/367614.
- [41] Moore R L, Labonte B J. The filament eruption in the 3B flare of July 29, 1973 - Onset and magnetic field configuration[C]//Dryer M, Tandberg-Hanssen E. *IAU Symposium: volume 91 Solar and Interplanetary Dynamics*. 1980: 207–210.
- [42] Feynman J, Martin S F. The initiation of coronal mass ejections by newly emerging magnetic flux[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1995, 100(A3): 3355–3368. DOI: 10.1029/94JA02591.
- [43] Forbes T G, Isenberg P A. A Catastrophe Mechanism for Coronal Mass Ejections [J]. *Astrophysical Journal*, 1991, 373: 294. DOI: 10.1086/170051.
- [44] Lin J, Forbes T G. Effects of reconnection on the coronal mass ejection process[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2000, 105(A2): 2375–2392. DOI: 10.1029/1999JA900477.
- [45] Olmedo O, Zhang J. Partial Torus Instability[J]. *Astrophysical Journal*, 2010, 718(1): 433–440. DOI: 10.1088/0004-637X/718/1/433.
- [46] Sturrock P A, Weber M, Wheatland M S, et al. Metastable Magnetic Configurations and Their Significance for Solar Eruptive Events[J]. *Astrophysical Journal*, 2001, 548(1): 492–496. DOI: 10.1086/318671.
- [47] Shimojo M, Hashimoto S, Shibata K, et al. Statistical Study of Solar X-Ray Jets Observed with the YOHKOH Soft X-Ray Telescope[J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 1996, 48: 123–136. DOI: 10.1093/pasj/48.1.123.
- [48] Kosugi T, Matsuzaki K, Sakao T, et al. The Hinode (Solar-B) Mission: An Overview[J]. *Solar Physics*, 2007, 243(1): 3–17. DOI: 10.1007/s11207-007-9014-6.
- [49] Cirtain J W, Golub L, Lundquist L, et al. Evidence for Alfvén Waves in Solar X-ray Jets[J]. *Science*, 2007, 318(5856): 1580. DOI: 10.1126/science.1147050.

-
- [50] Savcheva A, Cirtain J, Deluca E E, et al. A Study of Polar Jet Parameters Based on Hinode XRT Observations[J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2007, 59: S771. DOI: 10.1093/pasj/59.sp3.S771.
- [51] Subramanian S, Madjarska M S, Doyle J G. Coronal hole boundaries evolution at small scales. II. XRT view. Can small-scale outflows at CHBs be a source of the slow solar wind[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2010, 516: A50. DOI: 10.1051/0004-6361/200913624.
- [52] Sako N, Shimojo M, Watanabe T, et al. A Statistical Study of Coronal Active Events in the North Polar Region[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 775(1): 22. DOI: 10.1088/0004-637X/775/1/22.
- [53] Shibata K, Nitta N, Strong K T, et al. A Gigantic Coronal Jet Ejected from a Compact Active Region in a Coronal Hole[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 1994, 431: L51. DOI: 10.1086/187470.
- [54] Alexander D, Fletcher L. High-resolution Observations of Plasma Jets in the Solar Corona[J]. *Solar Physics*, 1999, 190: 167–184. DOI: 10.1023/A:1005213826793.
- [55] Jiang Y, Bi Y, Yang J, et al. Recurrent Two-sided Loop-type Jets due to a Bipole Emerging below Transequatorial Loops[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 775(2): 132. DOI: 10.1088/0004-637X/775/2/132.
- [56] Zheng R, Chen Y, Huang Z, et al. Two-sided-loop Jets Associated with Magnetic Reconnection between Emerging Loops and Twisted Filament Threads[J]. *Astrophysical Journal*, 2018, 861(2): 108. DOI: 10.3847/1538-4357/aac955.
- [57] Newton H W. The distribution of radial velocities of dark Ha markings near sunspots[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1934, 94: 472. DOI: 10.1093/mnras/94.5.472.
- [58] Newton H W. Characteristic radial motions of H α absorption markings seen with bright eruptions on the Sun's disc[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1942, 102: 2. DOI: 10.1093/mnras/102.1.2.
- [59] Tandberg-Hanssen E. Prominences[M]. : *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 69, 1977: 97.
- [60] Svestka Z, Farnik F, Tang F. X-Ray Bright Surges[J]. *Solar Physics*, 1990, 127(1): 149–163. DOI: 10.1007/BF00158520.
- [61] Foukal P. *Solar Astrophysics*. [M]. New York: Wiley, 1990, P.354.

- [62] Jiang Y C, Chen H D, Li K J, et al. The H α surges and EUV jets from magnetic flux emergences and cancellations[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2007, 469(1): 331–337. DOI: 10.1051/0004-6361:20053954.
- [63] Mulay S M, Del Zanna G, Mason H. Cool and hot emission in a recurring active region jet[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2017, 606: A4. DOI: 10.1051/0004-6361/201730429.
- [64] Schmieder B, Shibata K, van Driel-Gesztelyi L, et al. H α surges and associated Soft X-ray loops[J]. *Solar Physics*, 1995, 156(2): 245–264. DOI: 10.1007/BF00670226.
- [65] Yokoyama T, Shibata K. Magnetic reconnection as the origin of X-ray jets and H α surges on the Sun[J]. *Nature*, 1995, 375(6526): 42–44. DOI: 10.1038/375042a0.
- [66] Chae J, Qiu J, Wang H, et al. Extreme-Ultraviolet Jets and H α Surges in Solar Microflares[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 1999, 513(1): L75–L78. DOI: 10.1086/311910.
- [67] Nishizuka N, Shimizu M, Nakamura T, et al. Giant Chromospheric Anemone Jet Observed with Hinode and Comparison with Magnetohydrodynamic Simulations: Evidence of Propagating Alfvén Waves and Magnetic Reconnection[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2008, 683(1): L83. DOI: 10.1086/591445.
- [68] Shen Y, Liu Y D, Su J, et al. On a Solar Blowout Jet: Driving Mechanism and the Formation of Cool and Hot Components[J]. *Astrophysical Journal*, 2017, 851(1): 67. DOI: 10.3847/1538-4357/aa9a48.
- [69] Kaiser M L, Kucera T A, Davila J M, et al. The STEREO Mission: An Introduction[J]. *Space Science Reviews*, 2008, 136(1-4): 5–16. DOI: 10.1007/s11214-007-9277-0.
- [70] Wuelser J P, Lemen J R, Tarbell T D, et al. EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager[C]//Fineschi S, Gummin M A. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series: volume 5171 Proceedings of the SPIE*. 2004: 111–122. DOI: 10.1117/12.506877.
- [71] Nisticò G, Patsourakos S, Bothmer V, et al. Determination of temperature maps of EUV coronal hole jets[J]. *Advances in Space Research*, 2011, 48(9): 1490–1498. DOI: 10.1016/j.asr.2011.07.003.

-
- [72] Pucci S, Poletto G, Sterling A C, et al. Physical Parameters of Standard and Blowout Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 776(1): 16. DOI: 10.1088/0004-637X/776/1/16.
- [73] Roy J R. Observations of a surge prominence as a continuum event.[J]. *Solar Physics*, 1976, 48(1): 149–158. DOI: 10.1007/BF00153341.
- [74] Chen H D, Jiang Y C, Ma S L. Observations of H α surges and ultraviolet jets above satellite sunspots[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2008, 478(3): 907–913. DOI: 10.1051/0004-6361:20078641.
- [75] Kim Y H, Moon Y J, Park Y D, et al. Small-Scale X-Ray/EUV Jets Seen in Hinode XRT and TRACE[J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2007, 59: S763. DOI: 10.1093/pasj/59.sp3.S763.
- [76] St. Cyr O C, Howard R A, Simnett G M, et al. White-Light Coronal Mass Ejections: A New Perspective from LASCO[C]//Wilson A. *ESA Special Publication: volume 415 Correlated Phenomena at the Sun, in the Heliosphere and in Geospace*. 1997: 103.
- [77] Wang Y M, Sheeley J, N. R., Socker D G, et al. Observations of Correlated White-Light and Extreme-Ultraviolet Jets from Polar Coronal Holes[J]. *Astrophysical Journal*, 1998, 508(2): 899–907. DOI: 10.1086/306450.
- [78] Paraschiv A R, Lacatus D A, Badescu T, et al. Study of Coronal Jets During Solar Minimum Based on STEREO/SECCHI Observations[J]. *Solar Physics*, 2010, 264(2): 365–375. DOI: 10.1007/s11207-010-9584-6.
- [79] Roy J R. The Magnetic Properties of Solar Surges[J]. *Solar Physics*, 1973, 28(1): 95–114. DOI: 10.1007/BF00152915.
- [80] Gu X M, Lin J, Li K J, et al. Kinematic characteristics of the surge on March 19, 1989[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1994, 282(1): 240–251.
- [81] Schmieder B, Mein P, Simnett G M, et al. An example of the association of X-ray and UV emission with H-alpha surges[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1988, 201(2): 327–338.
- [82] Shibata K, Shimojo M, Yokoyama T, et al. Theory and Observations of X-Ray Jets (Invited)[C]//Bentley R D, Mariska J T. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series: volume 111 Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 1996: 29–38.

- [83] Yang L H, Jiang Y C, Yang J Y, et al. Observations of EUV and soft X-ray recurring jets in an active region[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2011, 11(10): 1229–1242. DOI: 10.1088/1674-4527/11/10/010.
- [84] Young P R, Muglach K. Solar Dynamics Observatory and Hinode Observations of a Blowout Jet in a Coronal Hole[J]. *Solar Physics*, 2014, 289(9): 3313–3329. DOI: 10.1007/s11207-014-0484-z.
- [85] Young P R, Muglach K. A coronal hole jet observed with Hinode and the Solar Dynamics Observatory[J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2014, 66: S12. DOI: 10.1093/pasj/psu088.
- [86] Shimojo M, Shibata K. Physical Parameters of Solar X-Ray Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2000, 542(2): 1100–1108. DOI: 10.1086/317024.
- [87] Morton R J, Srivastava A K, Erdélyi R. Observations of quasi-periodic phenomena associated with a large blowout solar jet[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2012, 542: A70. DOI: 10.1051/0004-6361/201117218.
- [88] Liu J, Wang Y, Liu R, et al. When and how does a Prominence-like Jet Gain Kinetic Energy?[J]. *Astrophysical Journal*, 2014, 782(2): 94. DOI: 10.1088/0004-637X/782/2/94.
- [89] Zhang Q M, Ji H S. A swirling flare-related EUV jet[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2014, 561: A134. DOI: 10.1051/0004-6361/201322616.
- [90] Wang Y M, Sheeley J, N. R. Coronal White-Light Jets near Sunspot Maximum [J]. *Astrophysical Journal*, 2002, 575(1): 542–552. DOI: 10.1086/341145.
- [91] Matsui Y, Yokoyama T, Kitagawa N, et al. Multi-wavelength Spectroscopic Observation of Extreme-ultraviolet Jet in AR 10960[J]. *Astrophysical Journal*, 2012, 759(1): 15. DOI: 10.1088/0004-637X/759/1/15.
- [92] Shibata K, Ishido Y, Acton L W, et al. Observations of X-Ray Jets with the YOHKOH Soft X-Ray Telescope[J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 1992, 44: L173–L179.
- [93] Chandrashekar K, Bemporad A, Banerjee D, et al. Characteristics of polar coronal hole jets[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2014, 561: A104. DOI: 10.1051/0004-6361/201321213.
- [94] Shimojo M, Narukage N, Kano R, et al. Fine Structures of Solar X-Ray Jets Observed with the X-Ray Telescope aboard Hinode[J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2007, 59: S745. DOI: 10.1093/pasj/59.sp3.S745.

-
- [95] Liu C, Lee J, Karlický M, et al. Successive Solar Flares and Coronal Mass Ejections on 2005 September 13 from NOAA AR 10808[J]. *Astrophysical Journal*, 2009, 703(1): 757–768. DOI: 10.1088/0004-637X/703/1/757.
- [96] Chandrashekhar K, Morton R J, Banerjee D, et al. The dynamical behaviour of a jet in an on-disk coronal hole observed with AIA/SDO[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2014, 562: A98. DOI: 10.1051/0004-6361/201322408.
- [97] Patsourakos S, Pariat E, Vourlidis A, et al. STEREO SECCHI Stereoscopic Observations Constraining the Initiation of Polar Coronal Jets[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2008, 680(1): L73. DOI: 10.1086/589769.
- [98] Nisticò G, Bothmer V, Patsourakos S, et al. Characteristics of EUV Coronal Jets Observed with STEREO/SECCHI[J]. *Solar Physics*, 2009, 259(1-2): 87–108. DOI: 10.1007/s11207-009-9424-8.
- [99] Canfield R C, Reardon K P, Leka K D, et al. H alpha Surges and X-Ray Jets in AR 7260[J]. *Astrophysical Journal*, 1996, 464: 1016. DOI: 10.1086/177389.
- [100] Zhang J, Wang J, Liu Y. An H α surge and X-ray jet - Magnetic properties and velocity patterns[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2000, 361: 759–765.
- [101] Curdt W, Tian H, Kamio S. Explosive Events: Swirling Transition Region Jets [J]. *Solar Physics*, 2012, 280(2): 417–424. DOI: 10.1007/s11207-012-9940-9.
- [102] Shen Y, Liu Y, Su J, et al. On a Coronal Blowout Jet: The First Observation of a Simultaneously Produced Bubble-like CME and a Jet-like CME in a Solar Event[J]. *Astrophysical Journal*, 2012, 745(2): 164. DOI: 10.1088/0004-637X/745/2/164.
- [103] Shen Y, Liu Y, Su J, et al. Kinematics and Fine Structure of an Unwinding Polar Jet Observed by the Solar Dynamic Observatory/Atmospheric Imaging Assembly[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2011, 735(2): L43. DOI: 10.1088/2041-8205/735/2/L43.
- [104] Moore R L, Sterling A C, Falconer D A, et al. The Cool Component and the Dichotomy, Lateral Expansion, and Axial Rotation of Solar X-Ray Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 769(2): 134. DOI: 10.1088/0004-637X/769/2/134.
- [105] Lee K S, Innes D E, Moon Y J, et al. Fast Extreme-ultraviolet Dimming Associated with a Coronal Jet Seen in Multi-wavelength and Stereoscopic Observations [J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 766(1): 1. DOI: 10.1088/0004-637X/766/1/1.

- [106] Chen H D, Zhang J, Ma S L. The kinematics of an untwisting solar jet in a polar coronal hole observed by SDO/AIA[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2012, 12(5): 573–583. DOI: 10.1088/1674-4527/12/5/009.
- [107] Hong J C, Jiang Y C, Yang J Y, et al. Twist in a polar blowout jet[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2013, 13(3): 253–258. DOI: 10.1088/1674-4527/13/3/001.
- [108] Cheung M C M, De Pontieu B, Tarbell T D, et al. Homologous Helical Jets: Observations By IRIS, SDO, and Hinode and Magnetic Modeling With Data-Driven Simulations[J]. *Astrophysical Journal*, 2015, 801(2): 83. DOI: 10.1088/0004-637X/801/2/83.
- [109] Pariat E, Antiochos S K, DeVore C R. A Model for Solar Polar Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2009, 691(1): 61–74. DOI: 10.1088/0004-637X/691/1/61.
- [110] Gopasyuk S L, Ogir M B, Tsap T T. [J]. *Izv Krym Astrofiz Obs.*, 1963, 30: 148.
- [111] Shimojo M, Shibata K, Harvey K L. Magnetic Field Properties of Solar X-Ray Jets[J]. *Solar Physics*, 1998, 178(2): 379–392. DOI: 10.1023/A:1005091905214.
- [112] Schmieder B, van Driel-Gesztelyi L, Gerlei O, et al. A Study of Surges and Flares Within an Active Region[J]. *Solar Physics*, 1993, 146(1): 163–176. DOI: 10.1007/BF00662177.
- [113] Shibata K, Nakamura T, Matsumoto T, et al. Chromospheric Anemone Jets as Evidence of Ubiquitous Reconnection[J]. *Science*, 2007, 318(5856): 1591. DOI: 10.1126/science.1146708.
- [114] Moreno-Insertis F, Galsgaard K, Ugarte-Urra I. Jets in Coronal Holes: Hinode Observations and Three-dimensional Computer Modeling[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2008, 673(2): L211. DOI: 10.1086/527560.
- [115] Kurokawa H. Surge activity in an emerging magnetic region of the sun[J]. *Vistas in Astronomy*, 1988, 31(1): 67–71. DOI: 10.1016/0083-6656(88)90177-8.
- [116] Kurokawa H, Kawai G. H alpha Surge Activity at the First Stage of Magnetic Flux Emergence[C]//Zirin H, Ai G, Wang H. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series: volume 46 IAU Colloq. 141: The Magnetic and Velocity Fields of Solar Active Regions*. 1993: 507.
- [117] Chandra R, Gupta G R, Mulay S, et al. Sunspot waves and triggering of homologous active region jets[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2015, 446(4): 3741–3748. DOI: 10.1093/mnras/stu2305.

-
- [118] Archontis V, Tsinganos K, Gontikakis C. Recurrent solar jets in active regions[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2010, 512: L2. DOI: 10.1051/0004-6361/200913752.
- [119] Lee E J, Archontis V, Hood A W. Helical Blowout Jets in the Sun: Untwisting and Propagation of Waves[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2015, 798(1): L10. DOI: 10.1088/2041-8205/798/1/L10.
- [120] Liu Y, Kurokawa H. On a Surge: Properties of an Emerging Flux Region[J]. *Astrophysical Journal*, 2004, 610(2): 1136–1147. DOI: 10.1086/421715.
- [121] Chifor C, Isobe H, Mason H E, et al. Magnetic flux cancellation associated with a recurring solar jet observed with Hinode, RHESSI, and STEREO/EUVI [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2008, 491(1): 279–288. DOI: 10.1051/0004-6361:200810265.
- [122] Hong J, Jiang Y, Zheng R, et al. A Micro Coronal Mass Ejection Associated Blowout Extreme-ultraviolet Jet[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2011, 738(2): L20. DOI: 10.1088/2041-8205/738/2/L20.
- [123] Panesar N K, Sterling A C, Moore R L, et al. Magnetic Flux Cancellation as the Trigger of Solar Quiet-region Coronal Jets[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2016, 832(1): L7. DOI: 10.3847/2041-8205/832/1/L7.
- [124] Brooks D H, Kurokawa H, Berger T E. An H α Surge Provoked by Moving Magnetic Features near an Emerging Flux Region[J]. *Astrophysical Journal*, 2007, 656(2): 1197–1207. DOI: 10.1086/510144.
- [125] van Driel-Gesztelyi L, Green L M. Evolution of Active Regions[J]. *Living Reviews in Solar Physics*, 2015, 12(1): 1. DOI: 10.1007/lrsp-2015-1.
- [126] Chen J, Su J, Yin Z, et al. Recurrent Solar Jets Induced by a Satellite Spot and Moving Magnetic Features[J]. *Astrophysical Journal*, 2015, 815(1): 71. DOI: 10.1088/0004-637X/815/1/71.
- [127] Steinolfson R S, Schmahl E J, Wu S T. Hydrodynamic simulations of flare/surge events.[J]. *Solar Physics*, 1979, 63(1): 187–200. DOI: 10.1007/BF00155709.
- [128] Schmahl E J. The Physical Relationship Between Flares and Surges Observed in the Extreme Ultraviolet[J]. *Solar Physics*, 1981, 69(1): 135–146. DOI: 10.1007/BF00151261.
- [129] Kundu M R, Raulin J P, Nitta N, et al. Detection of Nonthermal Radio Emission from Coronal X-Ray Jets[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 1995, 447: L135. DOI: 10.1086/309567.

- [130] Jibben P, Canfield R C. Twist Propagation in H α Surges[J]. *Astrophysical Journal*, 2004, 610(2): 1129–1135. DOI: 10.1086/421727.
- [131] Shibata K, Uchida Y. A magnetodynamic mechanism for the formation of astrophysical jets. I - Dynamical effects of the relaxation of nonlinear magnetic twists [J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 1985, 37(1): 31–46.
- [132] Fang F, Fan Y, McIntosh S W. Rotating Solar Jets in Simulations of Flux Emergence with Thermal Conduction[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2014, 789(1): L19. DOI: 10.1088/2041-8205/789/1/L19.
- [133] Moore R L, Cirtain J W, Sterling A C, et al. Dichotomy of Solar Coronal Jets: Standard Jets and Blowout Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2010, 720(1): 757–770. DOI: 10.1088/0004-637X/720/1/757.
- [134] Hong J, Jiang Y, Yang J, et al. Minifilament Eruption as the Source of a Blowout Jet, C-class Flare, and Type-III Radio Burst[J]. *Astrophysical Journal*, 2017, 835(1): 35. DOI: 10.3847/1538-4357/835/1/35.
- [135] Adams M, Sterling A C, Moore R L, et al. A Small-scale Eruption Leading to a Blowout Macroscopic Jet in an On-disk Coronal Hole[J]. *Astrophysical Journal*, 2014, 783(1): 11. DOI: 10.1088/0004-637X/783/1/11.
- [136] Liu C, Deng N, Liu R, et al. A Standard-to-blowout Jet[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2011, 735(1): L18. DOI: 10.1088/2041-8205/735/1/L18.
- [137] Archontis V, Hood A W. A Numerical Model of Standard to Blowout Jets [J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2013, 769(2): L21. DOI: 10.1088/2041-8205/769/2/L21.
- [138] Sterling A C, Moore R L, Falconer D A, et al. Small-scale filament eruptions as the driver of X-ray jets in solar coronal holes[J]. *Nature*, 2015, 523(7561): 437–440. DOI: 10.1038/nature14556.
- [139] Sterling A C, Moore R L, Falconer D A, et al. Minifilament Eruptions that Drive Coronal Jets in a Solar Active Region[J]. *Astrophysical Journal*, 2016, 821(2): 100. DOI: 10.3847/0004-637X/821/2/100.
- [140] Sterling A C, Harra L K, Moore R L, et al. A Two-sided Loop X-Ray Solar Coronal Jet Driven by a Minifilament Eruption[J]. *Astrophysical Journal*, 2019, 871(2): 220. DOI: 10.3847/1538-4357/aaf1d3.
- [141] Wyper P F, Antiochos S K, DeVore C R. A universal model for solar eruptions [J]. *Nature*, 2017, 544(7651): 452–455. DOI: 10.1038/nature22050.

-
- [142] Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability[M]. Oxford: Clarendon Press, 1961.
- [143] Berger T E, Slater G, Hurlburt N, et al. Quiescent Prominence Dynamics Observed with the Hinode Solar Optical Telescope. I. Turbulent Upflow Plumes [J]. *Astrophysical Journal*, 2010, 716(2): 1288–1307. DOI: 10.1088/0004-637X/716/2/1288.
- [144] Ryutova M, Berger T, Frank Z, et al. Observation of Plasma Instabilities in Quiescent Prominences[J]. *Solar Physics*, 2010, 267(1): 75–94. DOI: 10.1007/s11207-010-9638-9.
- [145] Foullon C, Verwichte E, Nakariakov V M, et al. Magnetic Kelvin-Helmholtz Instability at the Sun[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2011, 729(1): L8. DOI: 10.1088/2041-8205/729/1/L8.
- [146] Foullon C, Verwichte E, Nykyri K, et al. Kelvin-Helmholtz Instability of the CME Reconnection Outflow Layer in the Low Corona[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 767(2): 170. DOI: 10.1088/0004-637X/767/2/170.
- [147] Möstl U V, Temmer M, Veronig A M. The Kelvin-Helmholtz Instability at Coronal Mass Ejection Boundaries in the Solar Corona: Observations and 2.5D MHD Simulations[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2013, 766(1): L12. DOI: 10.1088/2041-8205/766/1/L12.
- [148] Nykyri K, Foullon C. First magnetic seismology of the CME reconnection outflow layer in the low corona with 2.5-D MHD simulations of the Kelvin-Helmholtz instability[J]. *Geophysics Research Letters*, 2013, 40(16): 4154–4159. DOI: 10.1002/grl.50807.
- [149] Feng L, Inhester B, Gan W Q. Kelvin-Helmholtz Instability of a Coronal Streamer[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 774(2): 141. DOI: 10.1088/0004-637X/774/2/141.
- [150] Suess S T, Ko Y K, von Steiger R, et al. Quiescent current sheets in the solar wind and origins of slow wind[J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2009, 114(A4): A04103. DOI: 10.1029/2008JA013704.
- [151] Zaqarashvili T V, Díaz A J, Oliver R, et al. Instability of twisted magnetic tubes with axial mass flows[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2010, 516: A84. DOI: 10.1051/0004-6361/200913874.

- [152] Zaqarashvili T V, Vörös Z, Zhelyazkov I. Kelvin-Helmholtz instability of twisted magnetic flux tubes in the solar wind[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2014, 561: A62. DOI: 10.1051/0004-6361/201322808.
- [153] Zhelyazkov I, Zaqarashvili T V. Kelvin-Helmholtz instability of kink waves in photospheric twisted flux tubes[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2012, 547: A14. DOI: 10.1051/0004-6361/201219512.
- [154] Zaqarashvili T V, Zhelyazkov I, Ofman L. Stability of Rotating Magnetized Jets in the Solar Atmosphere. I. Kelvin-Helmholtz Instability[J]. *Astrophysical Journal*, 2015, 813(2): 123. DOI: 10.1088/0004-637X/813/2/123.
- [155] Zhelyazkov I, Zaqarashvili T V, Chandra R, et al. Kelvin-Helmholtz instability in solar cool surges[J]. *Advances in Space Research*, 2015, 56(12): 2727–2737. DOI: 10.1016/j.asr.2015.05.003.
- [156] Zhelyazkov I, Chandra R, Srivastava A K. Kelvin-Helmholtz instability in an active region jet observed with Hinode[J]. *Astrophysics and Space Science*, 2016, 361: 51. DOI: 10.1007/s10509-015-2639-2.
- [157] Beckers J M. Solar Spicules (Invited Review Paper)[J]. *Solar Physics*, 1968, 3(3): 367–433. DOI: 10.1007/BF00171614.
- [158] Tian H, DeLuca E E, Cranmer S R, et al. Prevalence of small-scale jets from the networks of the solar transition region and chromosphere[J]. *Science*, 2014, 346 (6207): 1255711. DOI: 10.1126/science.1255711.
- [159] Tsiropoula G, Tziotziou K, Kontogiannis I, et al. Solar Fine-Scale Structures. I. Spicules and Other Small-Scale, Jet-Like Events at the Chromospheric Level: Observations and Physical Parameters[J]. *Space Science Reviews*, 2012, 169(1-4): 181–244. DOI: 10.1007/s11214-012-9920-2.
- [160] Roberts W O. A Preliminary Report on Chromospheric Spicules of Extremely Short Lifetime.[J]. *Astrophysical Journal*, 1945, 101: 136. DOI: 10.1086/144699.
- [161] Secchi A. *Le Soleil*, vol. 2[M]. Paris, France: Gauthier-Villars, 1877.
- [162] De Pontieu B, Carlsson M, Rouppe van der Voort L H M, et al. Ubiquitous Torsional Motions in Type II Spicules[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2012, 752(1): L12. DOI: 10.1088/2041-8205/752/1/L12.
- [163] Heggland L, De Pontieu B, Hansteen V H. Numerical Simulations of Shock Wave-driven Chromospheric Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2007, 666(2): 1277–1283. DOI: 10.1086/518828.

-
- [164] Bohlin J D, Vogel S N, Purcell J D, et al. A newly observed solar feature: macrospicules in He II 304 Å.[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 1975, 197: L133–L135. DOI: 10.1086/181794.
- [165] Karovska M, Habbal S R. Dynamical Structure of Extreme Ultraviolet Macrospicules[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 1994, 431: L59. DOI: 10.1086/187472.
- [166] Bennett S M, Erdélyi R. On the Statistics of Macrospicules[J]. *Astrophysical Journal*, 2015, 808(2): 135. DOI: 10.1088/0004-637X/808/2/135.
- [167] Kiss T S, Gyenge N, Erdélyi R. Systematic Variations of Macrospicule Properties Observed by SDO/AIA over Half a Decade[J]. *Astrophysical Journal*, 2017, 835(1): 47. DOI: 10.3847/1538-4357/aa5272.
- [168] Habbal S R, Gonzalez R D. First Observations of Macrospicules at 4.8 GHz at the Solar Limb in Polar Coronal Holes[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 1991, 376: L25. DOI: 10.1086/186094.
- [169] Pike C D, Mason H E. Rotating Transition Region Features Observed with the SOHO Coronal Diagnostic Spectrometer[J]. *Solar Physics*, 1998, 182(2): 333–348. DOI: 10.1023/A:1005065704108.
- [170] Madjarska M S, Vanninathan K, Doyle J G. Can coronal hole spicules reach coronal temperatures?[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2011, 532: L1. DOI: 10.1051/0004-6361/201116735.
- [171] Narang N, Arbacher R T, Tian H, et al. Statistical Study of Network Jets Observed in the Solar Transition Region: a Comparison Between Coronal Holes and Quiet-Sun Regions[J]. *Solar Physics*, 2016, 291(4): 1129–1142. DOI: 10.1007/s11207-016-0886-1.
- [172] Kayshap P, Murawski K, Srivastava A K, et al. Rotating network jets in the quiet Sun as observed by IRIS[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2018, 616: A99. DOI: 10.1051/0004-6361/201730990.
- [173] Wang H, Chae J, Yurchyshyn V, et al. Inter-Active Region Connection of Sympathetic Flaring on 2000 February 17[J]. *Astrophysical Journal*, 2001, 559(2): 1171–1179. DOI: 10.1086/322377.
- [174] Jiang Y C, Li L P, Zhao S Q, et al. Filament eruption, flare, coronal dimming and associated partial halo CME on 2001 September 17[J]. *New Astronomy*, 2006, 11

- (8): 612–618. DOI: 10.1016/j.newast.2006.03.006.
- [175] Liu Y, Kurokawa H, Shibata K. Production of Filaments by Surges[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2005, 631(1): L93–L96. DOI: 10.1086/496919.
- [176] Zirin H. Production of a short-lived filament by a surge.[J]. *Solar Physics*, 1976, 50(2): 399–404. DOI: 10.1007/BF00155302.
- [177] Wang J, Yan X, Qu Z, et al. Formation of an Active Region Filament Driven By a Series of Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2018, 863(2): 180. DOI: 10.3847/1538-4357/aad187.
- [178] Guo J, Liu Y, Zhang H, et al. A Flux Rope Eruption Triggered by Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2010, 711(2): 1057–1061. DOI: 10.1088/0004-637X/711/2/1057.
- [179] Nitta N V, Mason G M, Wiedenbeck M E, et al. Coronal Jet Observed by Hinode as the Source of a³He-rich Solar Energetic Particle Event[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2008, 675(2): L125. DOI: 10.1086/533438.
- [180] Munro R H, Gosling J T, Hildner E, et al. The association of coronal mass ejection transients with other forms of solar activity.[J]. *Solar Physics*, 1979, 61(1): 201–215. DOI: 10.1007/BF00155456.
- [181] Liu Y, Su J T, Morimoto T, et al. Observations of an Emerging Flux Region Surge: Implications for Coronal Mass Ejections Triggered by Emerging Flux[J]. *Astrophysical Journal*, 2005, 628(2): 1056–1060. DOI: 10.1086/431145.
- [182] Jiang Y, Shen Y, Yi B, et al. Magnetic Interaction: A Transequatorial Jet and Interconnecting Loops[J]. *Astrophysical Journal*, 2008, 677(1): 699–703. DOI: 10.1086/529417.
- [183] Liu J, Wang Y, Shen C, et al. A Solar Coronal Jet Event Triggers a Coronal Mass Ejection[J]. *Astrophysical Journal*, 2015, 813(2): 115. DOI: 10.1088/0004-637X/813/2/115.
- [184] Liu Y. A Study of Surges: II. On the Relationship between Chromospheric Surges and Coronal Mass Ejections[J]. *Solar Physics*, 2008, 249(1): 75–84. DOI: 10.1007/s11207-008-9176-x.
- [185] Pesnell W D, Thompson B J, Chamberlin P C. The Solar Dynamics Observatory (SDO)[J]. *Solar Physics*, 2012, 275(1-2): 3–15. DOI: 10.1007/s11207-011-9841-3.
- [186] De Pontieu B, Title A M, Lemen J R, et al. The Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS)[J]. *Solar Physics*, 2014, 289(7): 2733–2779. DOI: 10.1007/s11207-014-0485-y.

- [187] Liu Z, Xu J, Gu B Z, et al. New vacuum solar telescope and observations with high resolution[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2014, 14(6): 705–718. DOI: 10.1088/1674-4527/14/6/009.
- [188] Lemen J R, Title A M, Akin D J, et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO)[J]. *Solar Physics*, 2012, 275(1-2): 17–40. DOI: 10.1007/s11207-011-9776-8.
- [189] Scherrer P H, Schou J, Bush R I, et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO)[J]. *Solar Physics*, 2012, 275(1-2): 207–227. DOI: 10.1007/s11207-011-9834-2.
- [190] Schou J, Scherrer P H, Bush R I, et al. Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO)[J]. *Solar Physics*, 2012, 275(1-2): 229–259. DOI: 10.1007/s11207-011-9842-2.
- [191] Woods T N, Eparvier F G, Hock R, et al. Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) on the Solar Dynamics Observatory (SDO): Overview of Science Objectives, Instrument Design, Data Products, and Model Developments[J]. *Solar Physics*, 2012, 275(1-2): 115–143. DOI: 10.1007/s11207-009-9487-6.
- [192] 刘凯. 爆发日珥和太阳耀斑的观测研究[D]. PhD thesis: 中国科学技术大学, 2013.
- [193] Cheimets P, Caldwell D C, Chou C, et al. SDO-AIA telescope design[C]//Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series: volume 7438 Proceedings of the SPIE. 2009: 74380G. DOI: 10.1117/12.830594.
- [194] Scherrer P H, Bogart R S, Bush R I, et al. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager[J]. *Solar Physics*, 1995, 162(1-2): 129–188. DOI: 10.1007/BF00733429.
- [195] 杨书红. 冕洞内矢量磁场的分布和演化[D]. PhD thesis: 中国科学院研究生院, 2011.
- [196] Scharmer G B, Narayan G, Hillberg T, et al. CRISP Spectropolarimetric Imaging of Penumbra Fine Structure[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2008, 689(1): L69. DOI: 10.1086/595744.
- [197] Vissers G, Rouppe van der Voort L. Flocculent Flows in the Chromospheric Canopy of a Sunspot[J]. *Astrophysical Journal*, 2012, 750(1): 22. DOI: 10.1088/0004-637X/750/1/22.

- [198] Cheng X, Zhang J, Saar S H, et al. Differential Emission Measure Analysis of Multiple Structural Components of Coronal Mass Ejections in the Inner Corona [J]. *Astrophysical Journal*, 2012, 761(1): 62. DOI: 10.1088/0004-637X/761/1/62.
- [199] Mariska J T. *The Solar Transition Region*[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1992.
- [200] Dere K P. The plasma filling factor of coronal bright points. *Coronal bright points* [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2008, 491(2): 561–566. DOI: 10.1051/0004-6361:200810000.
- [201] Golub L, Deluca E E, Sette A, et al. Differential Emission Measure Reconstruction with the SolarB X-Ray Telescope[C]//Sakurai T, Sekii T. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series: volume 325 The Solar-B Mission and the Forefront of Solar Physics*. 2004: 217.
- [202] Weber M A, Deluca E E, Golub L, et al. Temperature diagnostics with multi-channel imaging telescopes[C]//Stepanov A V, Benevolenskaya E E, Kosovichev A G. *IAU Symposium: volume 223 Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*. 2004: 321–328. DOI: 10.1017/S1743921304006088.
- [203] Brekke P, Hassler D M, Wilhelm K. Doppler Shifts in the Quiet-Sun Transition Region and Corona Observed with SUMER on SOHO[J]. *Solar Physics*, 1997, 175(2): 349–374. DOI: 10.1023/A:1004985226553.
- [204] Hassler D M, Dammasch I E, Lemaire P, et al. Solar Wind Outflow and the Chromospheric Magnetic Network[J]. *Science*, 1999, 283: 810. DOI: 10.1126/science.283.5403.810.
- [205] Peter H, Tian H, Curdt W, et al. Hot explosions in the cool atmosphere of the Sun[J]. *Science*, 2014, 346(6207): 1255726. DOI: 10.1126/science.1255726.
- [206] Chen H, Zhang J, Ma S, et al. Confined Flares in Solar Active Region 12192 from 2014 October 18 to 29[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2015, 808(1): L24. DOI: 10.1088/2041-8205/808/1/L24.
- [207] Thalmann J K, Su Y, Temmer M, et al. The Confined X-class Flares of Solar Active Region 2192[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2015, 801(2): L23. DOI: 10.1088/2041-8205/801/2/L23.
- [208] Kliem B, Török T. Torus Instability[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(25): 255002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.255002.

-
- [209] Vrsnak B. Eruptive instability of cylindrical prominences[J]. *Solar Physics*, 1990, 129(2): 295–312. DOI: 10.1007/BF00159042.
- [210] Isenberg P A, Forbes T G. A Three-dimensional Line-tied Magnetic Field Model for Solar Eruptions[J]. *Astrophysical Journal*, 2007, 670(2): 1453–1466. DOI: 10.1086/522025.
- [211] Sun X, Bobra M G, Hoeksema J T, et al. Why Is the Great Solar Active Region 12192 Flare-rich but CME-poor?[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2015, 804(2): L28. DOI: 10.1088/2041-8205/804/2/L28.
- [212] Zhang M, Low B C. The Hydromagnetic Nature of Solar Coronal Mass Ejections [J]. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2005, 43(1): 103–137. DOI: 10.1146/annurev.astro.43.072103.150602.
- [213] Aly J J. On some properties of force-free magnetic fields in infinite regions of space[J]. *Astrophysical Journal*, 1984, 283: 349–362. DOI: 10.1086/162313.
- [214] Aly J J. How Much Energy Can Be Stored in a Three-dimensional Force-free Magnetic Field?[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 1991, 375: L61. DOI: 10.1086/186088.
- [215] Shimojo M, Shibata K, Yokoyama T, et al. One-dimensional and Pseudo-Two-dimensional Hydrodynamic Simulations of Solar X-Ray Jets[J]. *Astrophysical Journal*, 2001, 550(2): 1051–1063. DOI: 10.1086/319788.
- [216] Miyagoshi T, Yokoyama T. Magnetohydrodynamic Numerical Simulations of Solar X-Ray Jets Based on the Magnetic Reconnection Model That Includes Chromospheric Evaporation[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2003, 593(2): L133–L136. DOI: 10.1086/378215.
- [217] Yang S, Zhang J, Zhu X, et al. Block-induced Complex Structures Building the Flare-productive Solar Active Region 12673[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2017, 849(2): L21. DOI: 10.3847/2041-8213/aa9476.
- [218] Forbes T. *Models of coronal mass ejections and flares*[M]. London: Cambridge University Press, 2010: 159.
- [219] Fletcher L, Dennis B R, Hudson H S, et al. An Observational Overview of Solar Flares[J]. *Space Science Reviews*, 2011, 159(1-4): 19–106. DOI: 10.1007/s11214-010-9701-8.
- [220] Priest E R, Forbes T G. The magnetic nature of solar flares[J]. *Astronomy and Astrophysics Reviews*, 2002, 10(4): 313–377. DOI: 10.1007/s001590100013.

- [221] Zhang Q M, Li D, Ning Z J, et al. Explosive Chromospheric Evaporation in a Circular-ribbon Flare[J]. *Astrophysical Journal*, 2016, 827(1): 27. DOI: 10.3847/0004-637X/827/1/27.
- [222] Li D, Ning Z J, Huang Y, et al. Explosive Chromospheric Evaporation Driven by Nonthermal Electrons around One Footpoint of a Solar Flare Loop[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2017, 841(1): L9. DOI: 10.3847/2041-8213/aa71b0.
- [223] Fisher G H, Canfield R C, McClymont A N. Flare loop radiative hydrodynamics. V - Response to thick-target heating. VI - Chromospheric evaporation due to heating by nonthermal electrons. VII - Dynamics of the thick-target heated chromosphere[J]. *Astrophysical Journal*, 1985, 289: 414–441. DOI: 10.1086/162901.
- [224] Tian H, Young P R, Reeves K K, et al. Temporal Evolution of Chromospheric Evaporation: Case Studies of the M1.1 Flare on 2014 September 6 and X1.6 Flare on 2014 September 10[J]. *Astrophysical Journal*, 2015, 811(2): 139. DOI: 10.1088/0004-637X/811/2/139.
- [225] Tian H, Li G, Reeves K K, et al. Imaging and Spectroscopic Observations of Magnetic Reconnection and Chromospheric Evaporation in a Solar Flare[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2014, 797(2): L14. DOI: 10.1088/2041-8205/797/2/L14.
- [226] Doschek G A, Warren H P, Young P R. Chromospheric Evaporation in an M1.8 Flare Observed by the Extreme-ultraviolet Imaging Spectrometer on Hinode[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 767(1): 55. DOI: 10.1088/0004-637X/767/1/55.
- [227] Fletcher L, Pollock J A, Potts H E. Tracking of TRACE Ultraviolet Flare Footpoints[J]. *Solar Physics*, 2004, 222(2): 279–298. DOI: 10.1023/B:SOLA.0000043580.89730.4d.
- [228] Qiu J, Longcope D W, Cassak P A, et al. Elongation of Flare Ribbons[J]. *Astrophysical Journal*, 2017, 838(1): 17. DOI: 10.3847/1538-4357/aa6341.
- [229] Raouafi N E, Patsourakos S, Pariat E, et al. Solar Coronal Jets: Observations, Theory, and Modeling[J]. *Space Science Reviews*, 2016, 201(1-4): 1–53. DOI: 10.1007/s11214-016-0260-5.
- [230] Ershkovich A I. Kelvin-Helmholtz Instability in Type-I Comet Tails and Associated Phenomena[J]. *Space Science Reviews*, 1980, 25(1): 3–34. DOI: 10.1007/BF00200796.
- [231] Begelman M C, Blandford R D, Rees M J. Theory of extragalactic radio sources

- [J]. *Reviews of Modern Physics*, 1984, 56(2): 255–351. DOI: 10.1103/RevModPhys.56.255.
- [232] Lobanov A P, Zensus J A. A Cosmic Double Helix in the Archetypical Quasar 3C273[J]. *Science*, 2001, 294(5540): 128–131. DOI: 10.1126/science.1063239.
- [233] Price D J, Rosswog S. Producing Ultrastrong Magnetic Fields in Neutron Star Mergers[J]. *Science*, 2006, 312(5774): 719–722. DOI: 10.1126/science.1125201.
- [234] Farrugia C J, Gratton F T, Bender L, et al. Charts of joint Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor instabilities at the dayside magnetopause for strongly northward interplanetary magnetic field[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1998, 103(A4): 6703–6728. DOI: 10.1029/97JA03248.
- [235] Hasegawa H, Fujimoto M, Phan T D, et al. Transport of solar wind into Earth’s magnetosphere through rolled-up Kelvin-Helmholtz vortices[J]. *Nature*, 2004, 430 (7001): 755–758. DOI: 10.1038/nature02799.
- [236] Slavin J A, Anderson B J, Baker D N, et al. MESSENGER Observations of Extreme Loading and Unloading of Mercury’s Magnetic Tail[J]. *Science*, 2010, 329(5992): 665. DOI: 10.1126/science.1188067.
- [237] Masters A, Achilleos N, Kivelson M G, et al. Cassini observations of a Kelvin-Helmholtz vortex in Saturn’s outer magnetosphere[J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2010, 115(A7): A07225. DOI: 10.1029/2010JA015351.
- [238] Heyvaerts J, Priest E R. Coronal heating by phase-mixed shear Alfvén waves.[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1983, 117: 220–234.
- [239] Ofman L, Thompson B J. SDO/AIA Observation of Kelvin-Helmholtz Instability in the Solar Corona[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2011, 734(1): L11. DOI: 10.1088/2041-8205/734/1/L11.
- [240] Li L P, Peter H, Chen F, et al. Conversion from mutual helicity to self-helicity observed with IRIS[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2014, 570: A93. DOI: 10.1051/0004-6361/201424377.
- [241] Tian H, DeLuca E, Reeves K K, et al. High-resolution Observations of the Shock Wave Behavior for Sunspot Oscillations with the Interface Region Imaging Spectrograph[J]. *Astrophysical Journal*, 2014, 786(2): 137. DOI: 10.1088/0004-637X/786/2/137.
- [242] Innes D E, Inhester B, Axford W I, et al. Bi-directional plasma jets produced by

- magnetic reconnection on the Sun[J]. *Nature*, 1997, 386(6627): 811–813. DOI: 10.1038/386811a0.
- [243] Schlichenmaier R, Jahn K, Schmidt H U. Magnetic flux tubes evolving in sunspots. A model for the penumbral fine structure and the Evershed flow[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1998, 337: 897–910.
- [244] Moore T W, Nykyri K, Dimmock A P. Cross-scale energy transport in space plasmas[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(12): 1164–1169. DOI: 10.1038/nphys3869.
- [245] Miura A, Pritchett P L. Nonlocal stability analysis of the MHD Kelvin-Helmholtz instability in a compressible plasma[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1982, 87(A9): 7431–7444. DOI: 10.1029/JA087iA09p07431.
- [246] Kuridze D, Zaqarashvili T V, Henriques V, et al. Kelvin-Helmholtz Instability in Solar Chromospheric Jets: Theory and Observation[J]. *Astrophysical Journal*, 2016, 830(2): 133. DOI: 10.3847/0004-637X/830/2/133.
- [247] Retinò A. Space plasmas: A journey through scales[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(12): 1092–1093. DOI: 10.1038/nphys3976.
- [248] Ofman L, Davila J M, Steinolfson R S. Nonlinear studies of coronal heating by the resonant absorption of Alfvén waves[J]. *Geophysics Research Letters*, 1994, 21(20): 2259–2262. DOI: 10.1029/94GL01416.
- [249] Ofman L, Davila J M. Nonlinear resonant absorption of Alfvén waves in three dimensions, scaling laws, and coronal heating[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1995, 100(A12): 23427–23442. DOI: 10.1029/95JA01907.
- [250] Winebarger A R, Walsh R W, Moore R, et al. Detecting Nanoflare Heating Events in Subarcsecond Inter-moss Loops Using Hi-C[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 771(1): 21. DOI: 10.1088/0004-637X/771/1/21.
- [251] Tian H, Kleint L, Peter H, et al. Observations of Subarcsecond Bright Dots in the Transition Region above Sunspots with the Interface Region Imaging Spectrograph[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2014, 790(2): L29. DOI: 10.1088/2041-8205/790/2/L29.
- [252] Taylor G. The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. I[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 1950, 201(1065): 192–196. DOI: 10.1098/rspa.1950.0052.
- [253] Sharp D H. An overview of Rayleigh-Taylor instability[J]. *Physica D Non-*

- linear Phenomena, 1984, 12(1): 3,IN1,11–10,IN10,18. DOI: 10.1016/0167-2789(84)90510-4.
- [254] Wang C Y, Chevalier R A. Instabilities and Clumping in Type IA Supernova Remnants[J]. *Astrophysical Journal*, 2001, 549(2): 1119–1134. DOI: 10.1086/319439.
- [255] Hester J J, Stone J M, Scowen P A, et al. WFPC2 Studies of the Crab Nebula. III. Magnetic Rayleigh-Taylor Instabilities and the Origin of the Filaments[J]. *Astrophysical Journal*, 1996, 456: 225. DOI: 10.1086/176643.
- [256] Berger T, Testa P, Hillier A, et al. Magneto-thermal convection in solar prominences[J]. *Nature*, 2011, 472(7342): 197–200. DOI: 10.1038/nature09925.
- [257] Innes D E, Cameron R H, Fletcher L, et al. Break up of returning plasma after the 7 June 2011 filament eruption by Rayleigh-Taylor instabilities[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 2012, 540: L10. DOI: 10.1051/0004-6361/201118530.
- [258] Carlyle J, Williams D R, van Driel-Gesztelyi L, et al. Investigating the Dynamics and Density Evolution of Returning Plasma Blobs from the 2011 June 7 Eruption [J]. *Astrophysical Journal*, 2014, 782(2): 87. DOI: 10.1088/0004-637X/782/2/87.
- [259] Isobe H, Miyagoshi T, Shibata K, et al. Filamentary structure on the Sun from the magnetic Rayleigh-Taylor instability[J]. *Nature*, 2005, 434(7032): 478–481. DOI: 10.1038/nature03399.
- [260] Stone J M, Gardiner T. The Magnetic Rayleigh-Taylor Instability in Three Dimensions[J]. *Astrophysical Journal*, 2007, 671(2): 1726–1735. DOI: 10.1086/523099.
- [261] Rothschild K, Pecker J C, Roberts W O. The Prominence of July 25, 1951.[J]. *Astrophysical Journal*, 1955, 121: 224. DOI: 10.1086/145979.
- [262] Sakurai T. Magnetohydrodynamic interpretation of the motion of prominences. [J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 1976, 28(2): 177–198.
- [263] Zhelyazkov I, Chandra R. High mode magnetohydrodynamic waves propagation in a twisted rotating jet emerging from a filament eruption[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2018, 478(4): 5505–5513. DOI: 10.1093/mnras/sty1354.
- [264] Cowling T G. *Magnetohydrodynamics*[M]. Bristol: Adam Hilger, 1976.
- [265] Guglielmi A V, Potapov A S, Klain B I. Rayleigh-Taylor-Kelvin-Helmholtz combined instability at the magnetopause[J]. *Geomagnetism and Aeronomy*, 2010, 50(8): 958–962. DOI: 10.1134/S0016793210080050.

- [266] Berger T, Hillier A, Liu W. Quiescent Prominence Dynamics Observed with the Hinode Solar Optical Telescope. II. Prominence Bubble Boundary Layer Characteristics and the Onset of a Coupled Kelvin-Helmholtz Rayleigh-Taylor Instability [J]. *Astrophysical Journal*, 2017, 850(1): 60. DOI: 10.3847/1538-4357/aa95b6.
- [267] Bogdanova M, Zhelyazkov I, Joshi R, et al. Solar jet on 2014 April 16 modeled by Kelvin-Helmholtz instability[J]. *New Astronomy*, 2018, 63: 75–87. DOI: 10.1016/j.newast.2018.03.001.
- [268] Sen A K. Effect of Compressibility on Kelvin-Helmholtz Instability in a Plasma [J]. *Physics of Fluids*, 1964, 7(8): 1293–1298. DOI: 10.1063/1.1711374.
- [269] Ruderman M S, Verwichte E, Erdélyi R, et al. Dissipative instability of the MHD tangential discontinuity in magnetized plasmas with anisotropic viscosity and thermal conductivity[J]. *Journal of Plasma Physics*, 1996, 56(2): 285–306. DOI: 10.1017/S0022377800019279.
- [270] Cattaneo F, Hughes D W. The nonlinear breakup of a magnetic layer - Instability to interchange modes[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988, 196: 323–344. DOI: 10.1017/S0022112088002721.
- [271] Ye W H, Wang L F, Xue C, et al. Competitions between Rayleigh-Taylor instability and Kelvin-Helmholtz instability with continuous density and velocity profiles [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(2): 022704. DOI: 10.1063/1.3552106.
- [272] Hillier A. The magnetic Rayleigh-Taylor instability in solar prominences[J]. *Reviews of Modern Plasma Physics*, 2018, 2(1): 1. DOI: 10.1007/s41614-017-0013-2.
- [273] Liberatore S, Jaouen S, Tabakhoff E, et al. Compressible magnetic Rayleigh-Taylor instability in stratified plasmas: Comparison of analytical and numerical results in the linear regime[J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(4): 044502. DOI: 10.1063/1.3109664.
- [274] Díaz A J, Soler R, Ballester J L. Rayleigh-Taylor Instability in Partially Ionized Compressible Plasmas[J]. *Astrophysical Journal*, 2012, 754(1): 41. DOI: 10.1088/0004-637X/754/1/41.
- [275] Hillier A S. On the nature of the magnetic Rayleigh-Taylor instability in astrophysical plasma: the case of uniform magnetic field strength[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016, 462(2): 2256–2265. DOI: 10.1093/mnras/stw1805.

-
- [276] Patsourakos S, Vourlidas A, Stenborg G. Direct Evidence for a Fast Coronal Mass Ejection Driven by the Prior Formation and Subsequent Destabilization of a Magnetic Flux Rope[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 764(2): 125. DOI: 10.1088/0004-637X/764/2/125.
- [277] McCauley P I, Su Y N, Schanche N, et al. Prominence and Filament Eruptions Observed by the Solar Dynamics Observatory: Statistical Properties, Kinematics, and Online Catalog[J]. *Solar Physics*, 2015, 290(6): 1703–1740. DOI: 10.1007/s11207-015-0699-7.
- [278] van Ballegooijen A A, Martens P C H. Formation and Eruption of Solar Prominences[J]. *Astrophysical Journal*, 1989, 343: 971. DOI: 10.1086/167766.
- [279] Amari T, Luciani J F, Mikic Z, et al. A Twisted Flux Rope Model for Coronal Mass Ejections and Two-Ribbon Flares[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2000, 529(1): L49–L52. DOI: 10.1086/312444.
- [280] Chen P F, Shibata K. An Emerging Flux Trigger Mechanism for Coronal Mass Ejections[J]. *Astrophysical Journal*, 2000, 545(1): 524–531. DOI: 10.1086/317803.
- [281] Török T, Panasenco O, Titov V S, et al. A Model for Magnetically Coupled Sympathetic Eruptions[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2011, 739(2): L63. DOI: 10.1088/2041-8205/739/2/L63.
- [282] Moon Y J, Choe G S, Park Y D, et al. Statistical Evidence for Sympathetic Flares [J]. *Astrophysical Journal*, 2002, 574(1): 434–439. DOI: 10.1086/340945.
- [283] Yang J, Jiang Y, Zheng R, et al. Sympathetic Filament Eruptions from a Bipolar Helmet Streamer in the Sun[J]. *Astrophysical Journal*, 2012, 745(1): 9. DOI: 10.1088/0004-637X/745/1/9.
- [284] Bumba V, Klvana M. Questions Concerning the Existence of Sympathetic Flares[J]. *Astrophysics and Space Science*, 1993, 199(1): 45–52. DOI: 10.1007/BF00612976.
- [285] Khan J I, Hudson H S. Homologous sudden disappearances of transequatorial interconnecting loops in the solar corona[J]. *Geophysics Research Letters*, 2000, 27(8): 1083–1086. DOI: 10.1029/1999GL010730.
- [286] Shen Y, Ichimoto K, Ishii T T, et al. A Chain of Winking (Oscillating) Filaments Triggered by an Invisible Extreme-ultraviolet Wave[J]. *Astrophysical Journal*, 2014, 786(2): 151. DOI: 10.1088/0004-637X/786/2/151.

- [287] Jiang Y, Yang J, Hong J, et al. Sympathetic Filament Eruptions Connected by Coronal Dimmings[J]. *Astrophysical Journal*, 2011, 738(2): 179. DOI: 10.1088/0004-637X/738/2/179.
- [288] Schrijver C J, Title A M. Long-range magnetic couplings between solar flares and coronal mass ejections observed by SDO and STEREO[J]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2011, 116(A4): A04108. DOI: 10.1029/2010JA016224.
- [289] Schrijver C J, Title A M, Yeates A R, et al. Pathways of Large-scale Magnetic Couplings between Solar Coronal Events[J]. *Astrophysical Journal*, 2013, 773(2): 93. DOI: 10.1088/0004-637X/773/2/93.
- [290] Weigelt G P. Modified astronomical speckle interferometry “speckle masking”[J]. *Optics Communications*, 1977, 21(1): 55–59. DOI: 10.1016/0030-4018(77)90077-3.
- [291] Lohmann A W, Weigelt G, Wirnitzer B. Speckle masking in astronomy: triple correlation theory and applications.[J]. *Applied Optics*, 1983, 22: 4028–4037. DOI: 10.1364/AO.22.004028.
- [292] Langangen Ø, Rouppe van der Voort L, Lin Y. Measurements of Plasma Motions in Dynamic Fibrils[J]. *Astrophysical Journal*, 2008, 673(2): 1201–1208. DOI: 10.1086/524057.
- [293] Zhang Y, Zhang J. Cusp-shaped Structure of a Jet Observed By IRIS and SDO [J]. *Astrophysical Journal*, 2017, 834(1): 79. DOI: 10.3847/1538-4357/834/1/79.
- [294] Kurokawa H, Hanaoka Y, Shibata K, et al. Rotating eruption of an untwisting filament triggered by the 3B flare of 25 April, 1984[J]. *Solar Physics*, 1987, 108 (2): 251–264. DOI: 10.1007/BF00214165.
- [295] Gary G A, Moore R L. Eruption of a Multiple-Turn Helical Magnetic Flux Tube in a Large Flare: Evidence for External and Internal Reconnection That Fits the Breakout Model of Solar Magnetic Eruptions[J]. *Astrophysical Journal*, 2004, 611 (1): 545–556. DOI: 10.1086/422132.
- [296] Zhang J, Wang J. Are Homologous Flare-Coronal Mass Ejection Events Triggered by Moving Magnetic Features?[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2002, 566(2): L117–L120. DOI: 10.1086/339660.
- [297] Schmieder B, Aulanier G, Vršnak B. Flare-CME Models: An Observational Per-

- spective (Invited Review)[J]. *Solar Physics*, 2015, 290(12): 3457–3486. DOI: 10.1007/s11207-015-0712-1.
- [298] Priest E R, Forbes T G. Magnetic Flipping: Reconnection in Three Dimensions Without Null Points[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1992, 97(A2): 1521–1531. DOI: 10.1029/91JA02435.

作者简介

基本情况

李晓红，女，汉族，1993年01月出生，山西省临汾市人。

教育状况

2011年9月至2015年7月，中国科学技术大学地球和空间科学学院，本科，地球物理专业。

2015年9月至2020年6月，中国科学院国家天文台，硕博连读，天体物理专业。

获奖情况

2015–2016年度中国科学院大学“三好学生”称号

2016年度硕士研究生国家奖学金

2018年度博士研究生国家奖学金

2018–2019年度中国科学院大学“三好学生标兵”称号

发表文章列表

1. **Li, X. H.**, Yang, S. H., Chen, H. D., Li, T., and Zhang, J. *Trigger of a blowout jet in a solar coronal mass ejection associated with a flare.* **ApJL**, 2015, 814: L13
2. **Li, X. H.**, Zhang, J., Yang, S. H., Hou, Y. J., and Erdélyi, R. *Observing Kelvin-Helmholtz instability in solar blowout jet.* **NatSR**, 2018, 8: 8136
3. **Li, X. H.**, Zhang, J., Yang, S. H., and Hou, Y. J. *Solar jet-like features rooted in flare ribbons.* **PASJ**, 2019, 71: 14
4. **Li, X. H.**, Zhang, J., Yang, S. H., and Hou, Y. J. *Flow instabilities in solar jets in their upstream and downstream regimes.* **ApJ**, 2019, 875: 52
5. **Li, X. H.**, Zhang, J., Yang, S. H., and Hou, Y. J. *Coupling process of magnetic flux emergence, filament eruption and jet observed with the New Vacuum Solar Telescope.* to be submitted
6. Hou, Y. J., Zhang, J., Li, T., Yang, S. H., Li, L. P., and **Li, X. H.** *A solar flare disturbing a light wall above a sunspot light bridge.* **ApJL**, 2016, 829: L29
7. Yang, S. H., Zhang, J., Erdélyi, R., Hou, Y. J., **Li, X. H.**, and Yan, L. M. *Sunspot light walls suppressed by nearby brightenings.* **ApJL**, 2017, 843: L15
8. Hou, Y. J., Zhang, J., Li, T., Yang, S. H., and **Li, X. H.** *Simultaneous observations of p-mode light walls and magnetic reconnection ejections above sunspot light bridges.* **ApJL**, 2017, 848: L9
9. Hou, Y. J., Zhang, J., Li, T., Yang, S. H., and **Li, X. H.** *Eruption of a multi-flux-rope system in solar active region 12673 leading to the two largest flares in solar cycle 24.* **A&A**, 2018, 619: A100

10. Yang, S. H., Zhang, J., **Li, X. H.**, Liu, Z., and Xiang, Y. Y. *Chromospheric cannonballs on the Sun.* **ApJL**, 2019, 880: L24
11. Hou, Y. J., Li, T., Zhong, S. H., **Li, X. H.**, Zhang, J., and Xiang, Y. Y. *Sunspots penumbral filaments intruding into a light bridge and the resultant reconnection jets.* under review, 2020

致 谢

时光荏苒，转眼博士生涯即将结束。在这里，我要感谢所有关心和帮助过我的老师、同学、朋友和家人。

首先要感谢我的导师张军研究员这些年来对我的指导和帮助。在学业上，张老师为我细心安排了研究方向和论文选题，认真指导了每个工作的设计和完成，还提供了很多和国内外学者交流的机会。我非常钦佩张老师渊博的知识，严谨的科学作风和敏锐的洞察力，很多看文献没懂的知识经过他的三言两语变得浅显易懂，很多数据中隐藏的信息经过他的反复观察被发现，谢谢他在学术思想上给予我的引导。在生活上，张老师给了我无微不至的关怀，并教会了我许多为人处事的道理与准则。能成为张老师的学生是我的荣幸。

其次要感谢我的第二导师杨书红研究员。杨师兄教给我很多软件使用、数据处理、论文撰写等各个方面的技能和方法。杨师兄对我的影响体现在各个细节方面，他是一个非常认真严谨的人，在各个方面都耐心细致地教导我，是我学习的榜样。

感谢组里的汪景琇院士。汪老师学识渊博，和蔼可亲，常在忙碌之余来参加组会或主动来和我们年轻一辈交流，给我们的学业提供指导和帮助。

感谢组里的各位老师、师兄师姐和师弟师妹们：周桂萍、李婷、闫俊、张宇宗、李乐平、陈华东、金春兰、王旭宇、侯义军、张彬、钟思惠、戴俊、郭懿琳、王子凡。感谢他们在工作上对我的帮助和在生活上对我的关心，尤其是在我的脚扭伤期间，多亏了他们对我的照顾，让我感受到了温暖。

感谢研究生集中教学期间教授天文基础课程的各位老师：国家天文台的颜毅华老师、张枚老师、王华宁老师、刘继峰老师、谭宝林老师、苏江涛老师、刘碧芳老师、谭程明老师、黄静老师和徐海清老师等，云南天文台的刘忠老师、林隽老师、刘煜老师等。感谢中国科学技术大学汪毓明老师、陆全明老师、刘睿老师和李毅老师等在本科期间对我的太阳物理学启蒙教育。感谢北京大学田晖老师和谢菲尔德大学的 Robertus Erdélyi 对我的工作所提供的帮助和支持。感谢云南天文台的闫晓理师兄、杨丽恒师姐、徐稚师姐、邓林华师兄、薛志科师兄在云南观测及开会时给我的帮助。

感谢国家天文台研究生部的杜红荣老师、艾华老师、马怀宇老师和李响老师在我读研期间对我的关心和帮助。感谢我的研究生室友谷青、赵悦同、李东悦、陈雪旗、刘梦婷以及其它研究生同学在生活上给我的陪伴和关心，感谢大学和高中好友时不时的相聚和谈心，希望友谊长存。感谢林岛会议带队的张柏玉、张楠和章辉老师以及其它参会的小伙伴们带给我的一生无法忘记的经历。

感谢在百忙之中审阅此论文的老师以及参加我的论文答辩的评委们：颜毅华研究员、毕少兰教授、田晖教授、闫晓理研究员、张枚研究员、徐龙研究员、苏江涛研究员、周桂萍研究员。

感谢我的父母和哥哥嫂嫂，对于我的每一个选择，你们都表示了尊重和支持。特别要感谢我的妈妈，不仅赋予了我生命，还将我抚养长大，给了我平凡却伟大的爱。最后要感谢我的男朋友吴非先生，从大学到现在已经七年，经历了难熬的异国恋，希望我们能有一个美好的未来。

谨以此文献给这二十多年来所有给过我关心和帮助的人！