

冕流电流片的白光和紫外观测研究*

史广禄^{1,2} 应蓓丽^{1,3†} 封莉^{1,3‡} 黎辉^{1,3} 杨翠红²

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)

(2 南京信息工程大学物理与光电工程学院 南京 210044)

(3 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026)

摘要 日冕电流片是日冕磁重联发生的主要区域,这一过程将磁能转化为等离子体的热能和动能.通过选取大角度光谱日冕仪(Large Angle and Spectrometric Coronagraph, LASCO)的白光与远紫外日冕成像光谱仪(Ultraviolet Coronagraph Spectrometer, UVCS)的紫外观测,研究了2003年1月3日观测到的冕流电流片. LASCO C2白光数据显示电流片中的等离子体团在视场中可从 $60 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 加速至 $340 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$,加速度为 $60 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$;假设视向深度为 $0.3\text{--}1.5 R_{\odot}$,得到所研究电流片在UVCS狭缝高度处的平均电子数密度约为 $(1.52\text{--}7.60)\times 10^7 \text{ cm}^{-3}$.对沿UVCS视场狭缝分布的 $[\text{Fe xviii}] 974 \text{ \AA}$ 和 $\text{Ly}\alpha$ 谱线强度进行研究,发现电流片处的 $[\text{Fe xviii}]$ 谱线强度比周围明显增大,计算得到所研究时段内电流片的电子温度范围为 $(2.94\text{--}4.04)\times 10^6 \text{ K}$;而在电流片处的 $\text{Ly}\alpha$ 谱线强度相对周围变化不大,在电流片内部两侧强度比中心略高,可能的主要原因是电流片内部中心处等离子体的运动速度要比两侧快,这使得中心比两侧有更强的多普勒暗化作用.以UVCS观测的 $\text{Ly}\alpha$ 和 $[\text{Fe xviii}]$ 谱线的辐射强度比和计算的电子温度为约束条件,发现当狭缝电流片处等离子体运动速度约为 $237\text{--}254 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,通过理论计算的 $\text{Ly}\alpha$ 和 $[\text{Fe xviii}]$ 谱线的辐射发射率比值和观测谱线强度比值相当.在该速度范围内,电流片内部 $\text{Ly}\alpha$ 辐射的碰撞项约为辐射项的42%–57%.此事件中的冕流电流片比通常情形下的冕流电流片中等离子体温度更高、运动速度更大,可能的原因在于其南侧爆发的两个日冕物质抛射促进了电流片中的磁重联过程,更多的磁能释放用于等离子体的加热和加速.所得研究结果可以为我国将要发射的先进天基太阳天文台(Advanced Space-based Solar Observatory, ASO-S)未来的资料处理提供重要参考.

关键词 太阳: 日冕物质抛射, 太阳: 电流片, 太阳: 紫外辐射

中图分类号: P182; **文献标识码**: A

2020-02-15收到原稿, 2020-06-03收到修改稿

*中国科学院空间科学战略性先导科技专项(XDA15052200、XDA15320103、XDA15320103-01), 国家自然科学基金项目(U1731241、11921003、11973012、U1931138), 中德科学中心合作交流项目(M-0068)资助

†yingbl@pmo.ac.cn

‡lfeng@pmo.ac.cn

1 引言

日冕物质抛射(Coronal Mass Ejection, CME)是大尺度的磁化等离子体从太阳大气抛向行星际空间的现象,是最剧烈的太阳活动之一.目前,已建立的有关太阳活动爆发的CME模型认为CME的爆发是由于系统不稳定性导致的,原先储藏在太阳磁场中的磁能以焦耳耗散和等离子体加速的形式转化为热能和动能.现有理论普遍认为,磁重联在整个CME爆发过程中扮演了重要角色. Priest等^[1]指出在太阳活动爆发的过程中,处于闭合状态的磁力线由于受到外部的扰动会被严重拉伸,通常在中性区域内会形成电流片,磁重联很有可能发生在电流片中. Lin等^[2]利用多个仪器对2003年11月18日爆发的CME事件观测进行研究,其中远紫外日冕成像光谱仪(Ultraviolet Coronagraph Spectrometer, UVCS)的Ly α 数据显示在磁重联区域内存在一个很暗的间隙,且随着时间的演化间隙逐渐变窄直至消失,他们认为Ly α 的低辐射是由约200 km·s⁻¹的外流产生的多普勒暗化引起的,且间隙的消失与电流片附近的磁重联入流有关,并计算得到入流的速度范围为10.5–106 km·s⁻¹. Ciaravella等^[3]通过对CME后方电流片的大角度光谱日冕仪(Large Angle and Spectrometric Coronagraph, LASCO)与UVCS光谱数据的统计研究,表明从LASCO图像中挑选出的23%的射线结构是含有冷物质的磁流管,18%的射线结构具有与电流片解释一致的高温特征,59%的射线结构是在太阳活动爆发之后形成的冕流.

冕流通常被认为是日冕中相较于背景更亮的延伸结构,按磁场拓扑结构可分为盔状冕流和伪冕流两类,盔状冕流中同样会有电流片形成.不管是冕流电流片还是CME电流片,只要电流片被拉伸后其长度和厚度比达到一定阈值,发生在其中的撕裂模不稳定性物理过程是一致的.区别在于冕流电流片是被向外膨胀的太阳风拉伸的,而CME电流片则是被受扰的日冕磁场拉伸的.尽管CME电流片和冕流电流片具有相同的物理本质,但是二者在动力学特征上却有很大差异.冕流电流片相对稳定,而CME电流片在爆发过程中形成,因而是高度动态变化的^[4]. Song等^[5]通过对盔状冕流中等离子体团的研究发现,盔状冕流中等离子体团的运动速度要低于CME电流片,他们认为运动速度的不同是由于重联过程发生在不同的环境中.盔状冕流中等离子体团的运动速度和慢速太阳风一致,在5 R_{\odot} 范围内速度一般小于200 km·s⁻¹,而CME电流片中的等离子体团则有200–1000 km·s⁻¹左右的速度.

对于电流片的研究,不仅需要合理的模型,更需要高精度、多波段的观测设备.先进天基太阳天文台(Advanced Space-based Solar Observatory, ASO-S)是我国首颗太阳卫星^[6],莱曼阿尔法太阳望远镜(Lyman-alpha Solar Telescope, LST)为其3个重要载荷之一,可以从可见光和Ly α 波段对耀斑、CME、暗条/日珥等爆发活动进行高时间和空间分辨率的观测^[7],可用于研究分析电子数密度、速度和温度等物理参量^[8]. LST由日冕成像仪(Solar Corona Imager, SCI)、日面成像仪(Solar Disk Imager, SDI)和白光太阳望远镜(White-light Solar Telescope, WST) 3部分构成^[9], SCI可同时进行白光偏振和Ly α 辐射成像观测,这对于推导CME等事件的基本物理参数至关重要^[10].未来随着ASO-S卫星发射升空,SCI对日冕的观测可以为冕流电流片的研究提供重要数据支持.

之前人们的工作往往集中于对电流片中Fe、Si、O等元素谱线的研究^[11–14],而很少有同时对Ly α 谱线和[Fe xviii]谱线的研究.由于Ly α 谱线的强度比[Fe xviii]谱线高两个数

量级, 因此与Ly α 谱线相比, [Fe xviii]谱线显得很微弱以致于无法明显观测到. 因而UVCS的电流片观测很少同时有Ly α 和[Fe xviii]谱线的数据. UVCS的观测尤其是Ly α 波段, 对于后期基于SCI的Ly α 观测研究日冕中各类结构的物理特性具有重要的指导意义. 因而, 我们遍历了UVCS的电流片观测数据, 选取了2003年1月3日观测到的一个冕流电流片进行研究. 本文利用现有仪器的白光和紫外观测数据对该电流片进行分析, 研究其在不同波段下的特征. 文章第2部分介绍本文所采用的白光和紫外观测仪器. 第3部分介绍电流片在白光和紫外波段的观测数据和分析结果. 由于未来SCI仅有沿波长的积分强度观测, 而无谱线轮廓信息, 因而, 本文我们仅侧重于UVCS观测中辐射强度的分析. 第4部分对此工作进行总结与展望.

2 观测仪器

冕流电流片可以通过多种仪器进行观测, 本文利用的数据来自于搭载在太阳和日球层探测器(Solar and Heliospheric Observatory, SOHO)卫星上的LASCO和UVCS两个仪器.

LASCO包含有3个可同时拍摄日冕的仪器, 分别为C1、C2、C3, 观测视场为1.1–30 R_{\odot} (其中, C1: 1.1–3 R_{\odot} , C2: 1.5–6 R_{\odot} , C3: 3.7–30 R_{\odot})^[15]. 根据3个仪器的视场大小, 针对此冕流电流片的观测, 我们选取的是LASCO C2的白光观测数据.

UVCS可用于对所探测到的离子光谱进行分析诊断. 其视场为长42'、宽84"的一条狭缝, 观测范围为1.5–10 R_{\odot} , 可对太阳任意方位角进行成像^[16]. UVCS由Ly α 、O vi、白光通道3部分组成^[17]. Ly α 通道可用于探测H γ 1216 Å以及波长1145–1287 Å范围内的光谱线; O vi通道可用于探测波长在937–1126 Å (1级)以及492–540 Å (2级)范围内的光谱线, 并且O vi通道在Ly α 光束的路径上加装了一面平面镜, 用于探测Ly α (1级)和Mg v 610/625 Å (2级), 这条光束被称为Ly α “冗余”通道, “冗余”通道可探测的波长范围为1160–1270 Å (1级)以及580–635 Å (2级); 白光通道主要用于探测日冕的偏振辐射, 此通道由入射孔、旋光仪组件和光电倍增管构成, 可用于偏振测量. 本文所研究的[Fe xviii]和Ly α 两条谱线来自于UVCS的O vi以及“冗余”通道所探测的数据.

3 观测与分析结果

我们从LASCO CME和UVCS CME事件列表中挑选待研究的冕流电流片, 目标是寻找同时具有白光、[Fe xviii]和Ly α 谱线观测的电流片. [Fe xviii]谱线的形成温度和电流片的特征温度最为接近, 而Ly α 谱线是ASO-S卫星上SCI日冕仪所采用的谱线, LASCO的观测则对应于SCI白光连续谱的观测. 现从白光和紫外观测两个角度, 对我们所选的电流片进行分析.

3.1 白光观测及分析

盔状冕流爆发(Streamer blowout)^[18]事件发生于2003年1月1日在太阳西北边缘方位角(Polar Angle, PA)约325°位置处. 图1中LASCO C2的图像展示了盔状冕流从1月1日08:30世界时(Universal Time, UT)到1月3日10:34 UT之间的演化过程, 为了消除F冕(由行星际尘埃云散射太阳光球辐射形成的日冕成分)以及仪器杂散光的影响使得图像中

的结构更加清晰,我们在LASCO C2原图的基础上减去了月最小背景,得到了图1 左列所展示的图像. 图1右列为锐化图像,是通过减去左列图像相应的平滑像而获得的. 从图1 (上)可以明显看到最初形成的盔状冕流结构,随后一个CME从盔状冕流中爆发出来,并包含一个具有“V”形磁绳结构(见图1 (中)). CME爆发后形成了新的冕流结构,图1 (下)在CME所在方位角范围内可看到其精细结构.

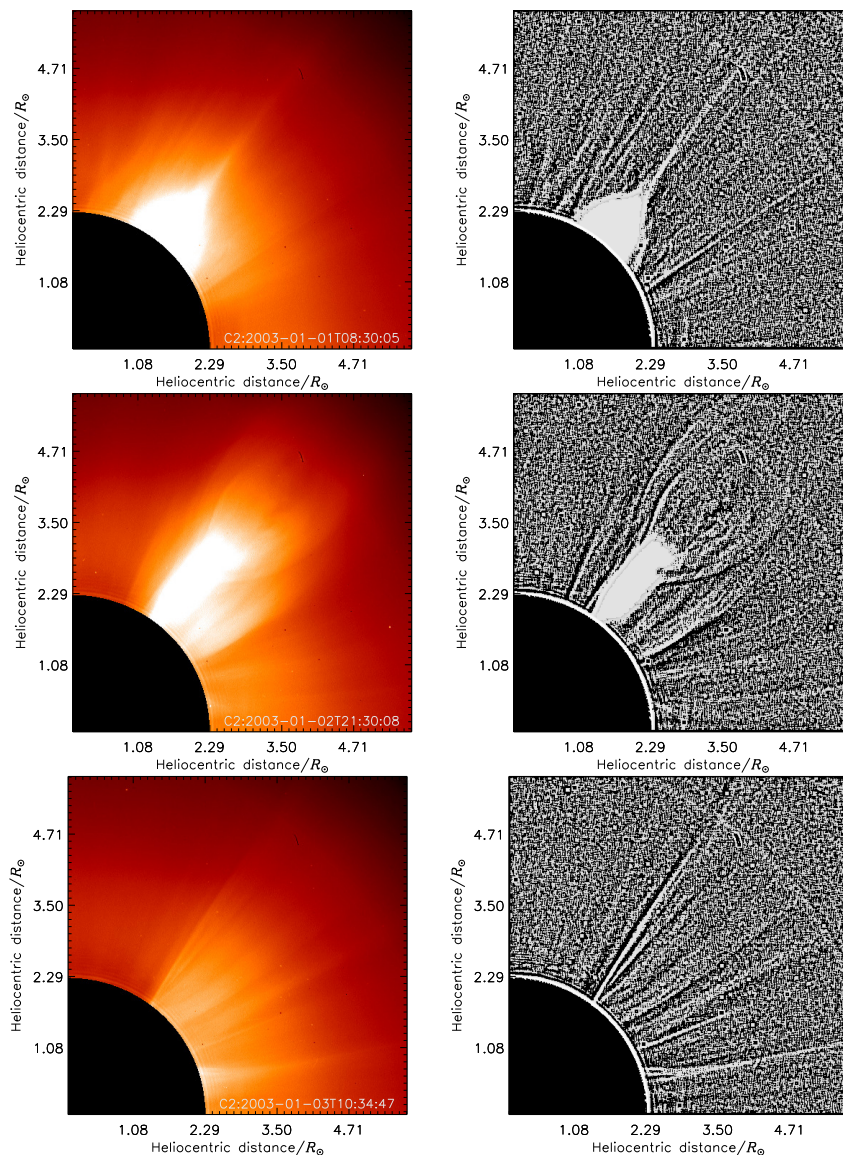


图1 LASCO C2拍摄到的盔状冕流(上)、冕流喷发出的CME(中)和新形成的冕流(下)的图像. 左列图像减去了月最小背景, 右列锐化图像是通过减去左列图像的空间平滑像而获得的. 图中的“T”表示观测时间.

Fig.1 LASCO C2 images of the helmet streamer (top panel), the streamer blowout CME (middle panel), and the newly formed streamer (bottom panel). Left panel: Images processed by subtracting the minimum background of the month. Right panel: Sharp images obtained by subtracting the spatially smoothed version of each left-hand image. The “T” represents the observation time in the images.

在上述已形成的盔状冕流电流片南侧, 通过LASCO C2的观测可以看到从2003年1月3日10:56 UT开始, 在太阳西北边缘处相继爆发了3个CME. 其中我们根据LASCO数据分析网站(Coordinated Data Analysis Workshops, CDAW)^[19]的CME事件数据库, 发现PA $\approx 283^\circ$ 位置处的较宽CME的速度约为 $520 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. 通过对中心位置PA $\approx 325^\circ$ 处窄CME的亮前沿进行追踪, 计算得到了此窄CME的线性平均速度约为 $530 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. 我们所研究的冕流电流片在这两个CME爆发之前已经形成. 图2左图展示的是14:50 UT时刻LASCO C2拍摄的经过处理的动态相减图像与极紫外成像望远镜(Extreme Ultraviolet Imaging Telescope, EIT) 195 Å对日面成像的组合图. 图中标注的白色箭头为观测到的冕流电流片中的等离子体团, 红色箭头标记的位置为向外拉伸的狭窄且明亮的冕流电流片结构, 绿色箭头指向PA $\approx 325^\circ$ 处的窄CME, 其南侧为PA $\approx 283^\circ$ 处的较宽CME.

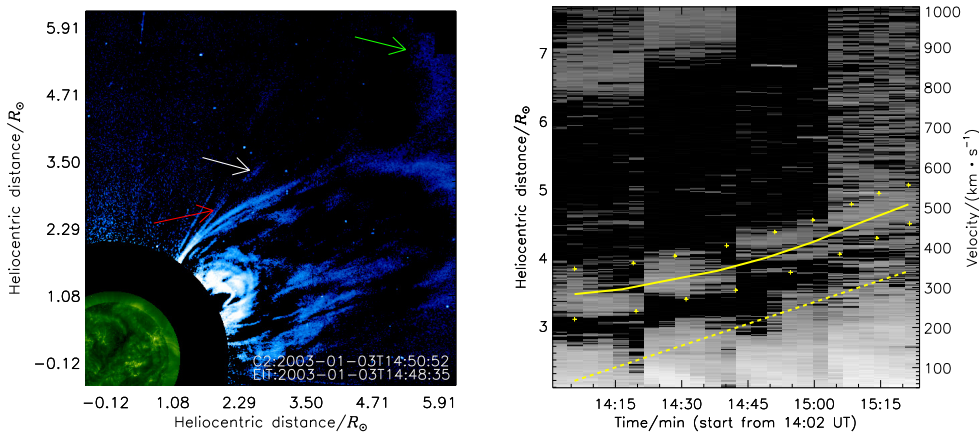


图2 左图: 2003年1月3日冕流电流片的LASCO C2动态相减和EIT 195 Å的组合图像. 绿色箭头指向CME, 白色箭头指向等离子体团, 红色箭头指向冕流电流片. 右图: 时间-距离图和时间-速度图可用于计算等离子体团的速度和加速度.

Fig. 2 Left panel: The combination of LASCO C2 running-difference and EIT 195 Å image of the streamer current sheet (CS) on 2003 January 3. The green arrow indicates the CME, the white arrow indicates the streamer blob, and the red arrow indicates the streamer CS. Right panel: Time-distance and time-speed diagrams can be used to obtain the speed and acceleration of the blob.

图2右图展示的是电流片中等离子体团的时间-距离和时间-速度图. 我们使用黄色十字描点出了对应于图2左图中白色箭头标注的冕流电流片中等离子体团的上下边界, 随后利用二阶多项式对所选的坐标点分别进行拟合. 为了减小计算误差, 我们将拟合得到的等离子体团上下边界的时间-距离曲线取平均值, 图中的黄色实线可近似为等离子体团中心运动的时间-距离曲线, 对应于左边纵坐标的日心距离值. 黄色虚线为对黄色实线求一阶导数后得到等离子体团运动的时间-速度曲线, 对应于右边纵坐标的速度值. 可以看到在LASCO C2视场范围内, 等离子体团的速度从 $v \sim 60 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 逐渐增加至 $v \sim 340 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 加速度为 $a \sim 60 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$.

Abbo等^[20]的文章中指出在高度约为 $3-4 R_{\odot}$ 处的冕流等离子体团在天空平面的投影速度约为 $0-100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 高度约为 $20 R_{\odot}$ 处的冕流等离子体团的速度约为 $200-400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Lin等^[2]所分析的CME电流片中等离子体团的速度范围为 $460-1075 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 加速度范围为 $16.7-158 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. 我们所研究冕流电流片中的等离子体团速度要高于一般

冕流电流片中的速度, 但又略低于一般CME电流片中的速度或处于其下限值. 根据磁重联理论, 电流片中等离子体团的速度和电流片外部附近的阿尔芬速度相当. 一个可能的解释是由于PA $\approx 325^\circ$ 处窄CME的向外传播过程中, 提高了电流片附近的阿尔芬速度, 使得此冕流电流片中等离子体团的速度高于以慢速太阳风为特征速度的一般冕流电流片中的速度.

3.2 紫外观测及分析

3.2.1 电流片的UVCS谱线观测

我们选取的UVCS观测时间从15:08 UT开始到16:13 UT结束, 在此之前UVCS未进行Ly α 和[Fe xviii]观测. UVCS狭缝中心的位置在PA = 300° 处, 与日心的距离为 $1.77 R_\odot$. 我们利用UVCS数据分析程序(DAS v.51)对原始数据进行配置、波长和辐射的校正. 图3展示了UVCS在不同时刻探测到的极紫外(Extreme Ultraviolet, EUV)发射谱线, 其中 T 表示曝光时间, 从图中可以看到Si xii、O vi、Ly α 、Ly β 和[Fe xviii]等多条发射谱线. 这里需要指出的是对于一般冕流电流片, 其典型温度和宁静日冕温度相仿. UVCS不会探测到它们有谱线形成温度 $\lg T_e \sim 6.8$ 的高温[Fe xviii]辐射^[20]. 我们研究的冕流电流片之所以能被探测到有[Fe xviii]辐射, 可能的原因在于其南侧两个CME事件的爆发促进了电流片中的磁重联过程, 从而有更多的自由磁能被释放并用于电流片中等离子体的加热和加速.

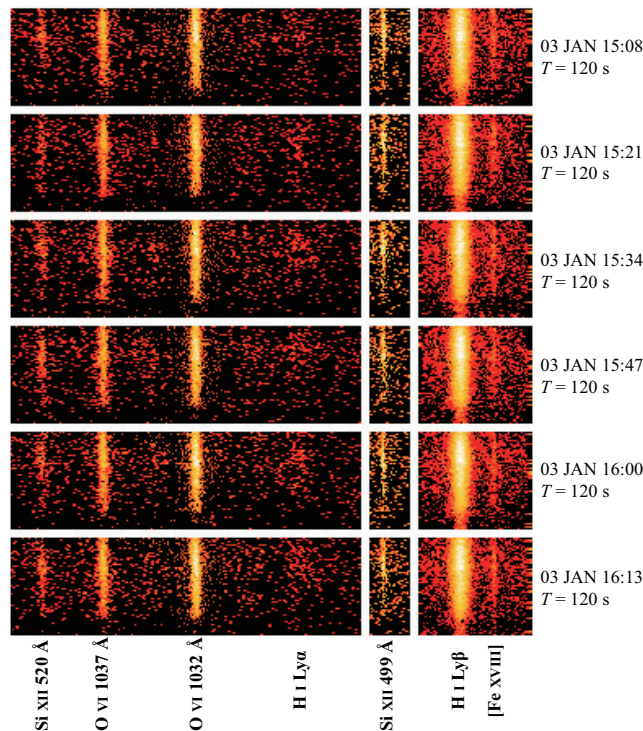


图 3 UVCS对2003年1月3日冕流电流片探测到的EUV发射谱线

Fig. 3 EUV spectral emission lines detected by UVCS on 2003 January 3

3.2.2 电流片横截面上 $\text{Ly}\alpha$ 和 $[\text{Fe xviii}]$ 的强度分析

我们从UVCS对该电流片探测到的多条发射谱线中挑选出具有代表性的 $\text{Ly}\alpha$ 和 $[\text{Fe xviii}]$ 两条谱线进行详细分析, 由于LST上的SCI日冕仪仅有强度观测, 因此本文将集中分析这两条谱线的强度特征.

3.2.2.1 电流片横截面上 $\text{Ly}\alpha$ 和 $[\text{Fe xviii}]$ 的强度分布

图4展示了2003年1月3日的冕流电流片的LASCO C2, EIT 195 Å和UVCS探测到的谱线强度的组合图. 其中, LASCO C2为15:26 UT时刻日冕动态相减图像, 图中标注的虚线对应的位置 $\text{PA} \approx 325^\circ$ 处可以明显看到一个狭窄明亮的电流片结构.

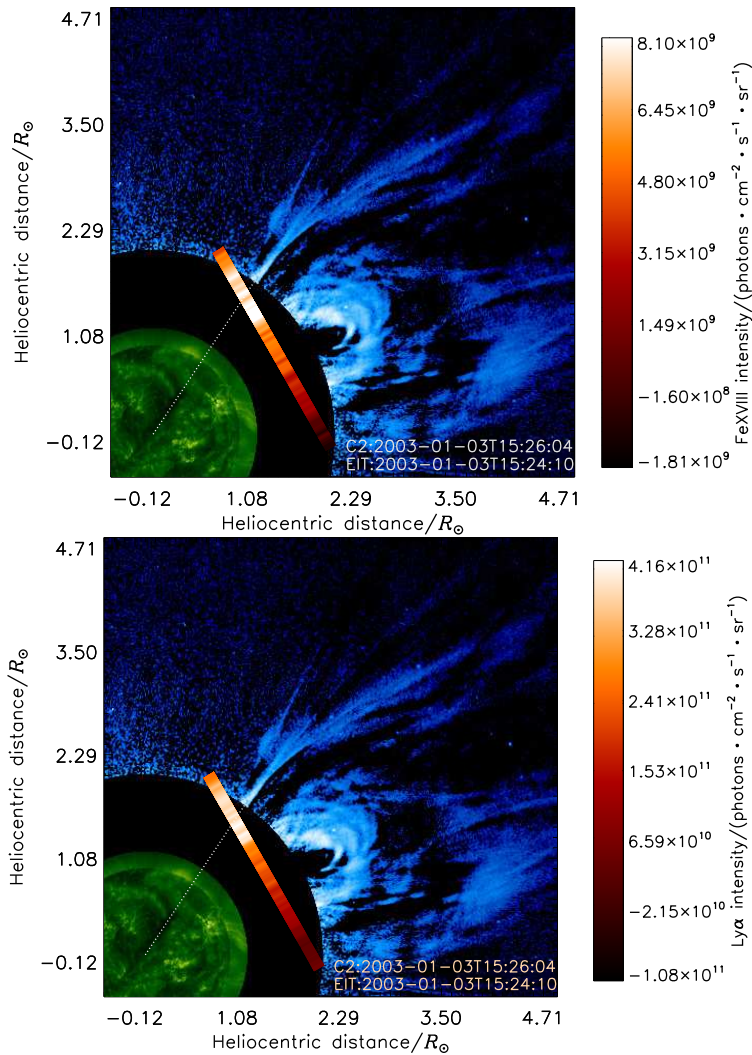


图 4 2003年1月3日CME事件的LASCO C2动态相减, EIT 195 Å和谱线沿UVCS狭缝分布的强度组合图像. 上图
为 $[\text{Fe xviii}]$ 谱线沿UVCS狭缝的强度图, 下图为 $\text{Ly}\alpha$ 谱线沿UVCS狭缝的强度图.

Fig. 4 The composite images of LASCO C2 running-difference, EIT 195 Å, and line intensity distribution along the UVCS slit on 2003 January 3. Top panel: The intensity distribution of the $[\text{Fe xviii}]$ line along the UVCS slit. Bottom panel: The intensity distribution of the $\text{Ly}\alpha$ line along the UVCS slit.

上图叠加了[Fe xviii]谱线沿UVCS狭缝视场的强度图, 下图叠加了Ly α 谱线的强度图, 两条谱线的强度为与LASCO对应时刻UVCS探测到的谱线强度经过16 min时间间隔平均得到的. 其中, [Fe xviii]谱线强度减去了UVCS探测到的谱线周围的噪声强度, Ly α 谱线强度扣除了后一天同一高度处的背景强度值. 由于此事件只有1 h的Ly α 观测时间且除了所研究的电流片, 另外还有两个CME事件发生在附近形成干扰, 所以我们没有能得到电流片出现前的宁静日冕Ly α 背景, 只能选用后一天相同高度的宁静日冕Ly α 辐射做为背景. 从[Fe xviii]和Ly α 二者谱线强度图的比较中可以看出, [Fe xviii]谱线在电流片位置处相对于电流片周围有明显增亮, 而Ly α 谱线相对于周围变化不明显, 另一方面在电流片内部, 其中心比两侧的Ly α 辐射稍弱.

为了进一步定量比较Ly α 和[Fe xviii]谱线强度在电流片位置处的差别, 类似于Ciaravella等^[21]的方法, 我们利用双高斯函数对Ly α 谱线的轮廓进行拟合, 分离出了日冕背景与电流片对Ly α 谱线强度贡献. 图5左图为[Fe xviii]谱线强度沿UVCS狭缝分布的曲线, 图中标注的两条红色虚线PA介于323.8°–327.1°间的区域为在图4的白光图像中观测到的电流片的位置. 我们发现[Fe xviii]谱线在电流片处的强度明显高于周围的强度, 其平均强度 $\sim 7.0 \times 10^9$ photons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot sr $^{-1}$, 约是周围强度的2倍. 图5右图为双高斯拟合的一个典型结果示例, 其中线宽较宽峰值较小的高斯轮廓(下方点线表示)为电流片的贡献, 约占总强度约26%, 而线宽较窄峰值较高的高斯轮廓(上方点线表示)为背景日冕的贡献, 其中电流片分量的线宽对应于电子温度 $\lg T_e \sim 6.5$. 电流片和背景日冕两个分量之和用虚线表示, 和原始观测到的Ly α 谱线轮廓(直角线)结果一致. 我们按照由[Fe xviii]谱线辐射推导出来的电子温度范围 $\lg T_e \sim 6.47$ – 6.61 (电子温度计算见3.2.2.2节)来设定电流片分量的线宽, 发现电流片贡献的Ly α 谱线强度约占总强度的18%–32%. Ciaravella等^[21]在假设电子温度 $\lg T_e \sim 6.7$ 条件下, 计算得到电流片对Ly α 谱线强度的贡献为10%. Ly α 谱线强度在电流片内部呈现出两侧大中间小的分布, 当 $\lg T_e \sim 6.5$ 时, 其两侧的强度 $\sim 6.05 \times 10^{10}$ photons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot sr $^{-1}$, 中间的强度 $\sim 4.97 \times 10^{10}$ photons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot sr $^{-1}$. 同时, 我们计算得到Ly α 谱线的强度是[Fe xviii]谱线的7.1–8.6倍.

3.2.2.2 电流片横截面上Ly α 和[Fe xviii]的辐射和温度分析

[Fe xviii]谱线是由于日冕中的自由电子与铁离子碰撞, 使得铁离子中的电子跃迁至激发态, 在电子退激发的过程中会形成发射谱线. 因此[Fe xviii]发射线主要是由于碰撞引起的, 其发射率为^[22]:

$$j_{\text{coll}} = \frac{b}{4\pi} n_e n_i q_{\text{coll}}(T_e), \quad (1)$$

其中, j_{coll} 为发射率(单位为photons \cdot cm $^{-3}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot sr $^{-1}$), b 为分支比, n_e 为电子数密度, n_i 为[Fe xviii]离子数密度, $q_{\text{coll}}(T_e)$ 为碰撞激发率:

$$q_{\text{coll}} = 2.73 \times 10^{-15} T_e^{-\frac{1}{2}} (E_{12})^{-1} f_{12} \bar{g} e^{-\frac{E_{12}}{k_B T_e}}, \quad (2)$$

上式中, T_e 为电子温度, E_{12} 为电子跃迁能, f_{12} 为跃迁振子强度, \bar{g} 为冈特因子, k_B 为玻尔兹曼常数. (1)式中的 n_e 和 n_i 存在函数关系:

$$n_i \approx 0.83 A_{\text{el}} R(T_e) n_e, \quad (3)$$

其中, A_{el} 为元素丰度, $R(T_e)$ 为元素电离率. 由文章前半部分的讨论可知, 电子数密度 n_e 可从 LASCO C2 的白光图像中计算得到, 上述式中的 A_{el} 、 $R(T_e)$ 和 $q_{coll}(T_e)$ 均可由天体物理等离子体光谱诊断原子数据库 CHIANTI 光谱代码 (v.9.0) 计算得到 (由 Dere 等^[23] 在 1997 年首次对外发布), 对碰撞项发射率 j_{coll} 沿视线方向 (LOS) 对自变量 l 积分, 即可得到 $[\text{Fe xviii}]$ 谱线的辐射强度 I_{obs} . 因此, $[\text{Fe xviii}]$ 谱线的强度为:

$$I_{obs} = \int_{LOS} j_{coll} dl. \quad (4)$$

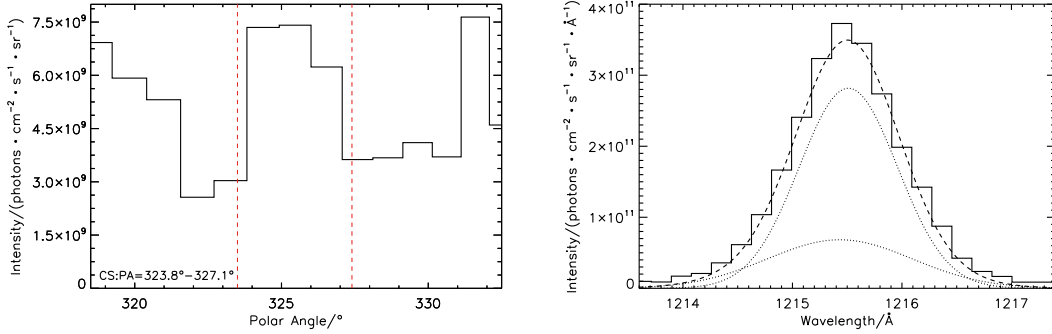


图 5 左图: $[\text{Fe xviii}]$ 谱线沿 UVCS 狭缝的强度分布. 右图: 电流片位置处 $\text{Ly}\alpha$ 谱线的双高斯函数拟合曲线, 下方点线为电流片贡献的 $\text{Ly}\alpha$ 谱线轮廓, 上方点线为日冕背景贡献的 $\text{Ly}\alpha$ 谱线轮廓.

Fig. 5 Left panel: Intensity distribution of the $[\text{Fe xviii}]$ line along the UVCS slit. Right panel: Double Gaussian function fitting curves of $\text{Ly}\alpha$ line at the position of the CS, the dotted line below is the $\text{Ly}\alpha$ profile contributed by the CS, and the dotted line above is the $\text{Ly}\alpha$ profile contributed by the coronal background.

$\text{Ly}\alpha$ 谱线具有与 $[\text{Fe xviii}]$ 谱线类似的由碰撞产生的辐射, 日冕中的电子与中性氢原子碰撞引起的辐射同样可以利用上式进行计算^[24]. 图 6 为 $\text{Ly}\alpha$ (实线) 和 $[\text{Fe xviii}]$ (虚线) 谱线的元素电离率 $R(T_e)$ (左图) 和碰撞激发率 $q_{coll}(T_e)$ (右图) 随电子温度的变化曲线. 从图中可以看出, $\text{Ly}\alpha$ 谱线的元素电离率随电子温度的增加而明显减小, 碰撞激发率先增加后减小, 在电子温度 $\lg T_e \sim 5.7$ 时达到峰值; $[\text{Fe xviii}]$ 谱线的元素电离率随电子温度的函数近似呈高斯分布, 在电子温度 $\lg T_e \sim 6.8$ 处达到峰值, 碰撞激发率则不断减小.

Quémerais 等^[25] 根据白光日冕的汤姆逊散射机制提出了计算电子数密度的方法. LASCO C2 的白光数据可用来计算电流片中的电子数柱密度 N_e :

$$N_e = \int_{LOS} n_e dl \approx \bar{n}_e L, \quad (5)$$

对电子数密度 n_e 沿 LOS 积分即为电子数柱密度 N_e . 由于我们只有 2 维图像, 无法得到电子数密度 n_e 的 3 维空间分布, 此处用平均电子数密度 \bar{n}_e 替代电子数密度 n_e , 这样被积函数 \bar{n}_e 可提到积分号外面, 对 l 沿视线方向积分得到视向深度 L . 因此, 只需要假设合理的电流片视向深度 L , 就可以计算出电流片中的平均电子数密度. 图 3 中 LASCO C2 视场的最低高度为 $2.10 R_\odot$, 而此时 UVCS 所探测电流片位置的高度为 $1.95 R_\odot$. 因此为了得到电流片中的平均电子数密度 \bar{n}_e , 我们沿电流片径向对 LASCO C2 的白光强度数据拟合, 外推得到了 $1.95 R_\odot$ 高度处的白光强度. 利用 (5) 式, 假设视向深度 $L \sim 0.3-1.5 R_\odot$ (根

据Ciaravella等^[11], Kwon等^[26]计算的结果), 计算出了 $1.95 R_{\odot}$ 高度处电流片中的平均电子数密度为 $\bar{n}_e \sim (1.52-7.60) \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$.

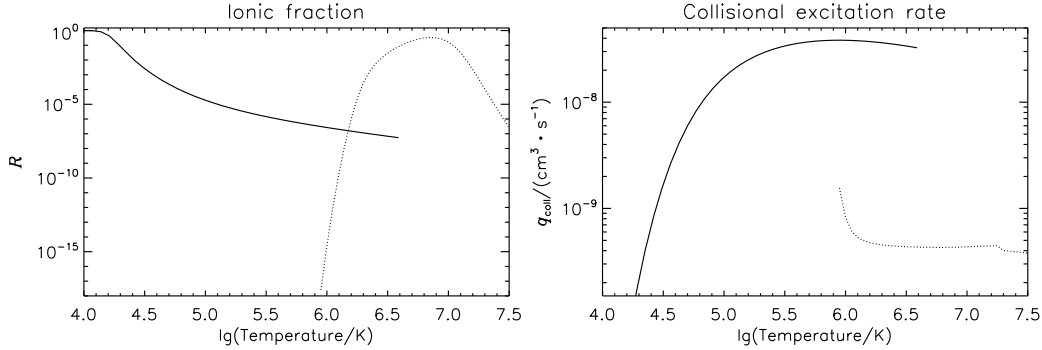


图 6 Ly α (实线)和[Fe XVIII] (虚线)谱线的元素电离率(左图)和碰撞激发率曲线(右图)

Fig. 6 Ionized fraction (left panel) and collisional excitation rate (right panel) curves of Ly α (solid line) and [Fe XVIII] (dotted line) spectral lines

将(1)式中的各个参数值代入, 可以计算碰撞项发射率 j_{coll} . 图7为计算得到的Ly α (实线)和[Fe XVIII] (虚线)的 j_{coll} 随电子温度 $\lg T_e$ 变化的函数曲线, 其发射率峰值分别位于 $\lg T_e \sim 4.2$ 和 $\lg T_e \sim 6.9$ 处, 因此Ly α 碰撞项峰值发射率对应的电子温度很低, 而[Fe XVIII]为高温发射线. 利用(4)式, 可以建立起[Fe XVIII]谱线强度 I_{obs} 与电子温度 T_e 一一对应的关系, 强度值 I_{obs} 可由UVCS探测得到, 从而计算出相应的电子温度 T_e . 我们求得该电流片中的平均电子温度为 $\bar{T}_e \sim (2.94-4.04) \times 10^6 \text{ K}$ ($\lg \bar{T}_e \sim 6.47-6.61$).

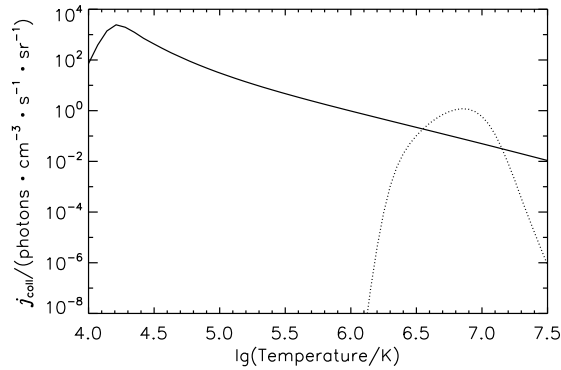


图 7 Ly α (实线)和[Fe XVIII] (虚线)碰撞项发射率随电子温度的变化曲线

Fig. 7 Collisional emissivity curves of Ly α (solid line) and [Fe XVIII] (dotted line) spectral lines as a function of electron temperature

Ly α 谱线辐射除了碰撞过程外, 还有共振散射过程. 其辐射成分是由太阳低层大气中的光子与日冕中的氢原子发生共振散射, 使得氢原子中的电子被激发, 在电子退激发的过程中产生的, 我们称其为Ly α 谱线的辐射项. 辐射项发射率为^[27]:

$$j_{\text{rad}} = \frac{bB_{12}h\lambda_0}{4\pi} n_i F_D(v_i) \int_{\Omega} p(\phi) d\omega, \quad (6)$$

其中, j_{rad} 单位为 $\text{photons}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$, B_{12} 为爱因斯坦辐射吸收系数, h 为普朗克常数, λ_0 为谱线的中心波长, n_i 为中性氢原子数密度, $p(\phi)$ 为共振散射几何截面, Ω 为立体角, ω 表示沿立体角积分的积分变量, $F_D(v_i)$ 为多普勒暗化因子:

$$F_D(v_i) = \int_0^\infty I_\odot(\lambda - \delta\lambda)\Phi(\lambda - \lambda_0) d\lambda, \quad (7)$$

v_i 为等离子体的运动速度, $I_\odot(\lambda - \delta\lambda)$ 是来自太阳低层大气入射辐射的强度谱, 由于等离子体的运动会引起谱线的多普勒位移, 位移量 $\delta\lambda = (v_i/c) \cdot \lambda_0$. $\Phi(\lambda - \lambda_0)$ 是指沿着入射辐射方向归一化后的日冕吸收轮廓. 在假设等离子体速度为麦克斯韦速度分布的前提下, $\Phi(\lambda - \lambda_0)$ 可近似为高斯分布. 因此, $\text{Ly}\alpha$ 发射线的总强度为:

$$I_{\text{obs}} = \int_{\text{LOS}} (j_{\text{coll}} + j_{\text{rad}}) dl. \quad (8)$$

我们将(6)式中各个参数的值代入计算 $\text{Ly}\alpha$ 谱线的辐射项发射率 j_{rad} , 得到了图8, 其中左图为假设 $v_i = 0$ 的情况下, $\text{Ly}\alpha$ 谱线的辐射项发射率随电子温度的变化曲线, j_{rad} 随电子温度的增加而减小, 当电子温度从 $\lg T_e = 4.0$ 变化到 $\lg T_e = 6.6$ 的过程中, j_{rad} 减小了约7个数量级; 右图为假设电子温度 $\lg T_e = 6.5$ 时, $\text{Ly}\alpha$ 谱线的辐射项发射率随等离子体运动速度的变化曲线, 当等离子体运动速度越快时, 辐射项发射率越小.

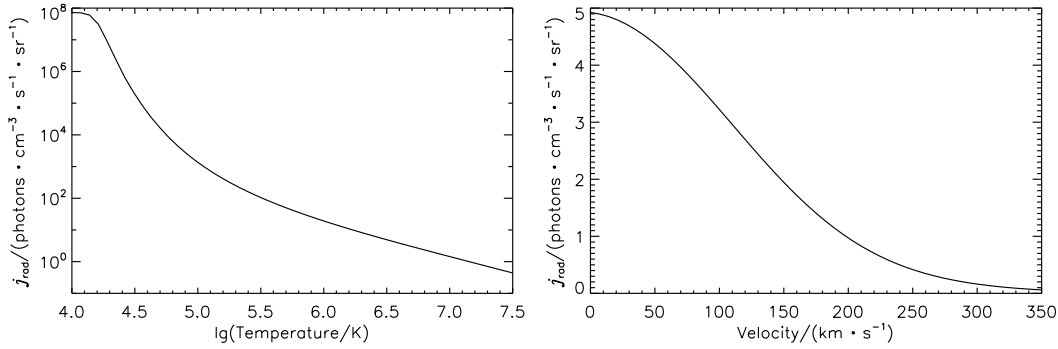


图 8 左图: $v_i = 0$ 时, $\text{Ly}\alpha$ 谱线辐射项发射率随电子温度的变化曲线; 右图: $\lg T_e = 6.5$ 时, $\text{Ly}\alpha$ 谱线辐射项发射率随等离子体运动速度的变化曲线.

Fig.8 Left panel: Radiative emissivity of the $\text{Ly}\alpha$ line as a function of electron temperature when $v_i = 0$; Right panel: Radiative emissivity of the $\text{Ly}\alpha$ line as a function of plasma velocity when $\lg T_e = 6.5$.

为了和UVCS观测的电流片处的谱线强度值做比较, 我们通过(1)式和(6)式, 假设电子温度为 $\lg T_e = 6.5$, 计算得到当等离子体运动速度为 $v_i = 254 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, $[\text{Fe xviii}]$ 谱线的碰撞项发射率为 $j_{\text{coll}} = 0.086 \text{ photons}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$; $\text{Ly}\alpha$ 谱线的辐射项发射率为 $j_{\text{rad}} = 0.389 \text{ photons}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$, 碰撞项发射率为 $j_{\text{coll}} = 0.220 \text{ photons}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$. 因此 $\text{Ly}\alpha$ 谱线总发射率为 $j = 0.618 \text{ photons}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$, 是 $[\text{Fe xviii}]$ 谱线发射率的约7.1倍. 在同样电子温度条件下, 当等离子体运动速度 $v_i = 237 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 发射率比值约为8.6. 可以看到, 我们通过理论计算的 $\text{Ly}\alpha$ 和 $[\text{Fe xviii}]$ 谱线发射率的关系与UVCS探测到的两者的强度关系相近. 这里所假设的电子温度来源于 $[\text{Fe xviii}]$ 辐射强度反推的电子温度, 我们计算得到的电流片内部中心处的速度($\sim 254 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$)比两

侧($\sim 237 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$)略高. 与我们电流片不同的是, Lin等^[2]所研究的事例中, CME电流片处的Ly α 辐射比周围明显变暗. 由于他们没有观测到电流片的[Fe xviii]辐射, 电流片处的Ly α 辐射变暗主要是由于外流速度引起的多普勒暗化. Lin等^[2]发现 $200 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度可用于解释观测.

综上所述, [Fe xviii]谱线强度由碰撞引起, 而Ly α 谱线强度由碰撞项和辐射项构成, 在等离子体运动速度不快的情况下, 辐射项占主导^[24]. Ly α 谱线的辐射项发射率与多普勒暗化因子 $F_D(v_i)$ 有关. 等离子体的运动速度 v_i 越大, 多普勒暗化因子 $F_D(v_i)$ 越小, 从而辐射项发射率越小. 我们计算发现, 在 $\lg T_e = 6.5$ 条件下, 当速度约为 $v_i = 280 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 辐射项和碰撞项相当. Ly α 谱线在电流片内部中心比两侧稍暗, 可能的主要原因是中心处的等离子体运动速度比两边的运动速度快, 与Shen等^[28]通过数值模拟得到的CME电流片中的速度分布结论一致, 而蔡强伟等^[13-14]所研究事件中CME电流片内部两侧的等离子体运动速度不对称导致电流片结构存在南向偏移.

4 总结与展望

本文利用LASCO白光、UVCS紫外Ly α 和[Fe xviii]对2003年1月3日CME下方的冕流电流片及其南侧两个CME的观测, 获得了电流片内部的等离子体团运动特征、平均电子数密度、电子温度等信息, 对电流片的Ly α 和[Fe xviii]谱线的辐射进行了详细的理论计算和观测比对, 并分析了CME的爆发对电流片参数的影响. 我们发现该冕流电流片南侧CME的爆发很有可能进一步促进电流片中的重联过程, 使其中更多的自由磁能被释放用于等离子的加热和加速. 结论如下:

(1)从LASCO C2的观测中, 我们发现电流片中的等离子体团在LASCO C2视场内从 $60 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 加速至 $340 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 加速度为 $60 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. 此速度高于同视场内一般冕流电流片中的等离子体团速度;

(2)假设视向深度为 $L \sim 0.3-1.5 R_\odot$, 利用LASCO C2观测并根据白光日冕的汤姆逊散射机制, 我们得到了电流片在UVCS狭缝处的平均电子数密度为 $\bar{n}_e \sim (1.52-7.60) \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$;

(3)通过UVCS探测到的[Fe xviii]谱线的辐射强度, 我们计算得到了电流片内的平均电子温度 $\bar{T}_e \sim (2.94-4.04) \times 10^6 \text{ K}$. 该温度高于冕流电流片的典型温度;

(4)根据Ly α 和[Fe xviii]谱线强度在UVCS狭缝处的分布, 我们发现本事件中Ly α 谱线在电流片处和其周围变化不明显. 在电流片内部, 两侧强度稍高于中心强度, 可能原因在于电流片中心等离子体的运动速度要比两侧的运动速度稍快, 多普勒暗化作用使得Ly α 强度在电流片中心处较低. [Fe xviii]谱线在电流片位置处相对周围有明显的强度增加;

(5) UVCS狭缝处电流片的Ly α 辐射强度是[Fe xviii]辐射强度的约7.1-8.6倍. 利用此约束条件和基于[Fe xviii]谱线强度推得电流片的电子温度, 我们发现当电子温度 $\lg T_e = 6.5$ 、速度约为 $237-254 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 理论计算的Ly α 和[Fe xviii]辐射的发射率比值亦约为7.1-8.6, 和观测一致. 此速度也高于同高度处冕流电流片中等离子体的典型速度.

下一步, 我们还将利用UVCS的谱线对电流片进行更加深入的研究. 结合不同离子的谱线观测, 我们可以进一步获得离子的多普勒运动速度、离子有效温度等. 此外, 我们还将估算电流片内可能存在的湍流速度及元素丰度等物理参数. 未来ASO-S/LST载荷上SCI日冕仪的白光和Ly α 同时观测将为电流片的研究提供更多的数据支持.

参考文献

- [1] Priest E R, Forbes T G. *A&ARv*, 2002, 10: 313
- [2] Lin J, Ko Y K, Sui L, et al. *ApJ*, 2005, 622: 1251
- [3] Ciaravella A, Webb D F, Giordano S, et al. *ApJ*, 2013, 766: 65
- [4] Lin J, Murphy N A, Shen C C, et al. *SSRv*, 2015, 194: 237
- [5] Song H Q, Kong X L, Chen Y, et al. *SoPh*, 2012, 276: 261
- [6] Gan W Q, Zhu C, Deng Y Y, et al. *RAA*, 2019, 19: 156
- [7] Li H, Chen B, Feng L, et al. *RAA*, 2019, 19: 158
- [8] Feng L, Li H, Chen B, et al. *RAA*, 2019, 19: 162
- [9] Chen B, Li H, Song K F, et al. *RAA*, 2019, 19: 159
- [10] Feng L, Li H, Inhester B, et al. *RAA*, 2019, 19: 59
- [11] Ciaravella A, Raymond J C. *ApJ*, 2008, 686: 1372
- [12] Susino R, Bemporad A, Krucker S. *ApJ*, 2013, 777: 93
- [13] 蔡强伟, 吴宁, 林隽. *天文学报*, 2015, 56: 598
- [14] Cai Q W, Wu N, Lin J. *ChA&A*, 2016, 40: 352
- [15] Brueckner G E, Howard R A, Koomen M J, et al. *SoPh*, 1995, 162: 357
- [16] Kohl J L, Esser R, Gardner L D, et al. *SoPh*, 1995, 162: 313
- [17] Kohl J L, Esser R, Gardner L D, et al. *SPIE*, 1995, 2517: 40
- [18] Wang Y M, Sheeley Jr N R. *ApJ*, 2006, 650: 1172
- [19] Gopalswamy N, Yashiro S, Michalek G, et al. *EM&P*, 2009, 104: 295
- [20] Abbo L, Ofman L, Antiochos S K, et al. *SSRv*, 2016, 201: 55
- [21] Ciaravella A, Raymond J C, Li J, et al. *ApJ*, 2002, 575: 1116
- [22] Bemporad A, Pagano P, Giordano S. *A&A*, 2018, 619: A25
- [23] Dere K P, Landi E, Mason H E, et al. *A&AS*, 1997, 125: 149
- [24] Kohl J L, Noci G, Cranmer S R, et al. *A&ARv*, 2006, 13: 31
- [25] Quémerais E, Lamy P. *A&A*, 2002, 393: 295
- [26] Kwon R Y, Vourlidas A, Webb D. *ApJ*, 2016, 826: 94
- [27] Susino R, Bemporad A. *ApJ*, 2016, 830: 58
- [28] Shen C C, Reeves K K, Raymond J C, et al. *ApJ*, 2013, 773: 110

Study of the Streamer Current Sheet with White-light and UV Observations

SHI Guang-lu^{1,2} YING Bei-li^{1,3} FENG Li^{1,3} LI Hui^{1,3} YANG Cui-hong²

(1 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

(2 School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044)

(3 School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

ABSTRACT Current Sheets (CSs) are the main region where magnetic reconnections can convert magnetic energy into plasma thermal and kinetic energies. We have studied a CS in the streamer observed on 3 January 2003 by combining the White-Light (WL) images observed by the Large Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO) and the UV spectra detected by the Ultraviolet Coronagraph Spectrometer (UVCS). LASCO C2 WL data showed that the velocity of a blob in the CS increased from $60 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ to $340 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ with an acceleration of $60 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ in its field of view. Assuming the light-of-sight (LOS) depth of $0.3\text{--}1.5 R_{\odot}$, the average electron number density of the CS was $(1.52\text{--}7.60)\times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ at the height of the UVCS slit. We investigated the intensity distributions of the $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ 974 Å and Ly α lines along the UVCS slit. It is shown that the intensity of $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ line in the CS was significantly higher than those of the surroundings, and the deduced electron temperature range of the CS was $(2.94\text{--}4.04)\times 10^6 \text{ K}$ during the studied period. However, the intensity of the Ly α line in the CS did not change much when compared with those of the surroundings, and within the CS the intensity on both sides were slightly higher than that in the center. It is possible that the plasma moved faster in the center, and resulted in stronger Doppler dimming effect. Using the observed intensity ratio of Ly α and $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ lines observed by UVCS and the calculated electron temperature as constraints, we found that the theoretically calculated emissivity ratio of Ly α and $[\text{Fe}_{\text{XVIII}}]$ lines was close to their observed intensity ratio when the plasma velocity range was $237\text{--}254 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ at the position of the CS. The collisional component of the Ly α line was about 42%–57% of the radiative component in the CS within the speed range above. The streamer CS we studied had a higher plasma temperature and a faster blob speed than the typical values in normal situations. The possible reason is that the two CMEs at the southern side enhanced the magnetic reconnection process in the CS, and more magnetic energy was released to heat and accelerate plasma. Our results on the CS can be regarded as pre-studies of the data analyses for the future mission of the Advanced Space-based Solar Observatory (ASO-S).

Key words Sun: coronal mass ejections (CMEs), Sun: current sheet, Sun: UV radiation