

# 太阳大气中不可忽视的爆发活动——喷流

刘佳佳<sup>†</sup> 汪毓明

(中国科学技术大学地球和空间科学学院 中国科学院近地空间环境重点实验室 合肥 230026)

2016-09-08收到

<sup>†</sup> email: ljj128@ustc.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20161101

## A nonnegligible type of eruption in the solar atmosphere—jets

LIU Jia-Jia<sup>†</sup> WANG Yu-Ming

(CAS Key Laboratory of Geospace Environment, School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

**摘要** 人类第一次注意到太阳大气中发生的喷流现象,是在20世纪20年代的Mt. Wilson观测台站发现的H $\alpha$ 冲浪。尽管已经过去了接近一个世纪,由于喷流本身并没有表现出像太阳耀斑那样的耀眼增亮,也没有像日冕物质抛射那样能够直接影响到近地空间环境,太阳大气喷流一直没能引起人们足够的重视。然而,近些年的一些研究进展表明,喷流不仅在分析太阳磁场拓扑结构和演化、与磁流体力学波(如类阿尔芬波)的相互作用、加热局地日冕以及加速太阳风等方面可能起着十分重要的作用,也与耀斑、日冕物质抛射等太阳上的极端爆发活动有着密切的关系。文章首先简要回顾太阳大气喷流的理论和观测成果,然后介绍作者在喷流触发高速日冕物质抛射方面最新的研究成果。最后简述喷流研究中亟待解决的一些问题和未来的研究方向。

**关键词** 太阳活动, 喷流, 日冕物质抛射, 磁场重联, 耀斑

**Abstract** The first solar jet seen by human beings was observed as an H $\alpha$  surge by the Mt. Wilson Observatory in the 1920s. As jets are neither as dazzling as solar flares, nor can they affect the terrestrial environment like coronal mass ejections (CME), they failed to attract much attention. However, recent progress has shown that jets are playing very important roles in solar magnetic field topology and evolution, interacting with solar magnetohydrodynamics (MHD) waves (such as Alfvénic waves), and heating local corona and accelerating fast solar winds. They could also have a close relationship with extreme solar eruptions such as flares and CMEs. In this article, we will briefly introduce the theories and observations of solar jets, and then describe our recent study on a solar jet triggering a fast coronal mass ejection. Finally, we will summarize some key problems that need to be solved, and key points for future research.

**Keywords** solar activity, solar jet, coronal mass ejection, magnetic reconnection, solar flare

## 1 太阳的“犄角”——喷流

作为太阳系的中心天体,太阳对地球以及整个太阳系的天体运动、环境变化、生命演化等方

面起着决定性的作用。作为一颗G2型黄矮星,太阳的年龄估计已经达到了46亿年。而太阳的质量更是高达地球的33万倍——约为 $2.0 \times 10^{30}$  kg。太阳大气从光球层表面往外分别是色球层、过渡

区和日冕，温度从光球层的6000多度迅速上升到日冕的一百万度以上。很多原子的外围电子被剥离了原子核，导致太阳大气中的物质存在的方式是地球上不常见的第四种形态(除了固态、液态和气态以外)——等离子体态。

生活的直觉告诉我们，每天按时升起落下的太阳看起来像是一成不变的——除了由于地球公转导致的太阳距离和视直径的变化，一年365天的太阳看起来并没有什么不同。然而，现代的先进观测手段告诉我们，事实并非如此。图1显示的是美国国家航空航天局(NASA)发射的一颗名为太阳动力学观测站(Solar Dynamics Observatory, SDO)的卫星观测到的2015年3月21日的宁静太阳图像。这是一幅由SDO卫星上搭载的太阳大气成像仪组<sup>1)</sup>(Atmospheric Imaging Assembly, AIA)其中3个波段<sup>1)</sup>(211 Å、193 Å和304 Å)的观测图像所合成的伪色彩图。我们可以看到，平时看似什么都没有的“太阳圆盘”(solar disk)上包含了

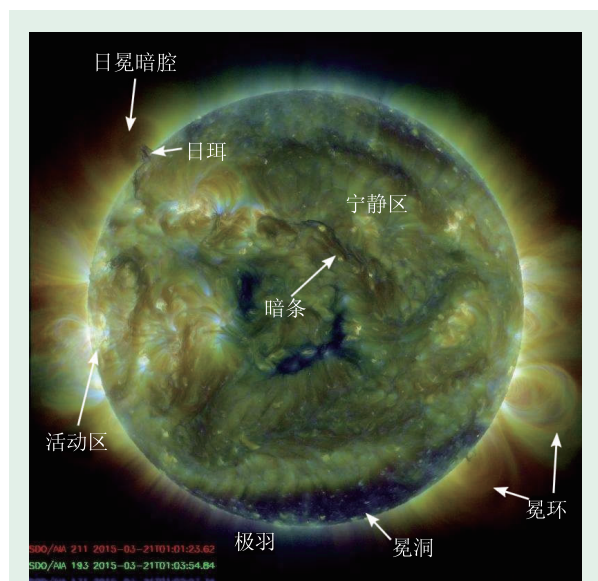


图1 太阳动力学观测站观测到的2015年3月21日的宁静太阳图像。从图中我们可以看到宁静区、活动区和冕洞这三个不同的区域，以及暗条、日冕暗腔、冕环和极羽这些不同的太阳大气结构

宁静区、活动区和冕洞等不同的区域，以及日珥、日冕暗腔、暗条、极羽和冕环等各种各样的结构。

太阳大气中，最引人瞩目的当属那些强烈的爆发活动。其中，人们关注最多的两类活动是拥有“洪荒之力”的耀斑(flare)和日冕物质抛射(coronal mass ejection, CME)。耀斑指的是太阳大气中某个位置突然快速增亮的活动现象。它们是太阳上最为剧烈的活动之一，也是太阳物理的一个研究重点。由于耀斑往往代表着大量能量的快速释放，因此研究耀斑的特性和规律有助于加深我们对太阳大气中磁场结构和演化规律的理解。另外，耀斑会同时释放出大量的高能粒子和射线。这些高能粒子和射线往往会对地球的磁场和电离层产生强烈影响，进而影响到人类的航空航天、短波通讯等活动。图2(a)中显示的是SDO/AIA 131 Å波段观测到的一次X级耀斑事件<sup>2)</sup>。而日冕物质抛射指的则是大团等离子体物质从日冕中抛射出来的现象(想象太阳在“吹泡泡”)。包含了高达 $10^{11}$ — $10^{13}$  kg等离子体物质的日冕物质抛射以每秒几百甚至上千公里的速度在行星际空间中高速运动并在几个小时到几天的时间内从太阳到达地球(这个泡泡到后来会比太阳大很多)。由于它们含有的大量等离子体物质、产生的激波可以驱动数目众多的高能粒子且内部拥有十分复杂的磁场结构，它们可以对地球的磁层产生十分剧烈的影响。图2(b)中展示的是太阳和日球层探测器(Solar and Heliospheric Observatory, SOHO)上搭载的大角度分光日冕仪(Large Angle and Spectrometric CORonagraph, LASCO)C3观测到的一次典型的日冕物质抛射事件。

而我们这篇文章的主角——喷流(jet)——虽然同样是太阳大气中常见的爆发活动之一，并且距离它们首次被观测到已经过去接近一个世纪<sup>2)</sup>；可是由于它们并没有表现出像耀斑那样的耀眼增亮，也没有像日冕物质抛射那样能够直接影响到

1) AIA 仪器上共搭载4个垂直入射、多膜覆盖的望远镜，为我们提供了太阳的9个波段观测图像。其中211 Å、193 Å和304 Å的特征温度能够让我们分别观测到活动区日冕、宁静区日冕以及色球层和过渡区的太阳大气。

2) 人们通常根据近地同步环境监测卫星(Geostationary Operational Environment Satellite, GOES)上装载的1—8 nm软X射线通量的观测来对耀斑的强度进行分级，从低通量到高通量分别命名为A级、B级、C级、M级和X级。其中X级耀斑的峰值通量在 $10^{-4}$  W/m<sup>2</sup>以上。

近地空间环境，同时由于观测技术和手段的限制，喷流在一开始并没有引起人们足够的注意。图3展示的是一个典型的太阳大气大尺度喷流事件——当它们在太阳边缘爆发时，看起来像是太阳伸出来的犄角。

对喷流系统的研究，开始于上世纪的70年代<sup>[3-5]</sup>。从80年代开始，随着日本的“阳光”卫星(Yohkoh)、“日出”卫星(Hinode)，欧洲太空局和美国国家航空航天局合作的太阳和日球层探测器(SOHO)卫星，美国的日地联系观测站(Solar TERrestrial Relations Observatory, STEREO)卫星、太阳动力学观测站(SDO)卫星和中间层成像光谱仪(Interface Region Imaging Spectrograph, IRIS)卫星的升空，配合地基的天文观测站(如美国大熊湖观测站的“新太阳望远镜”NST和中国云南天文台的“一米近红外太阳望远镜”NVST)，人们得以从红外、白光、紫外、极紫外一直到X射线波段以极高的时间和空间分辨率、从不同的观测角度、从太阳表面到地球附近、全方位地观测分析太阳喷流<sup>[6-10]</sup>。

经过近半个世纪的研究积累，现在人们知道，一向“低调”的喷流其实“奢华有内涵”。它们的爆发代表着色球层向日冕中注入了高温等离子体。它们的发生常伴随着磁场重联<sup>[11]</sup>，代表着太阳大气磁场能量的释放和色球层向日冕的能量输运<sup>[12]</sup>。同时，喷流在触发的过程中还可能伴随着(微)耀斑<sup>[13]</sup>、日冕物质抛射<sup>[14]</sup>和射电暴<sup>[15]</sup>事件，引起空间天气的变化和地球磁场的扰动。因此，研究太阳大气喷流不仅能够加深我们对太阳的磁场结构、演化、日冕加热<sup>[16,3]</sup>等关键问题的理解；还能有助于我们了解耀斑、日冕物质抛射和高能粒子事件的爆发机制，增强我们预报空间天气变化的能力。

我们通常将太阳大气中的喷流分为大尺度喷流和小尺度喷流两类。其中大尺度喷流指的是太阳日冕中观测到的、从底部大气喷发的、偶发的、(时常)伴随明显耀斑的大量等离子体物质(长

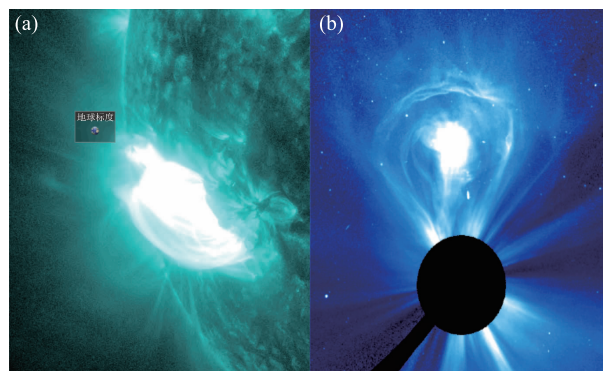


图2 (a)太阳动力学观测站上搭载的太阳大气成像仪组131 Å波段观测到的一次耀斑事件。从图中也可以看到地球相对而言显得十分渺小；(b)太阳和日球层探测器上搭载的大角度分光日冕仪C3观测到的一次典型的日冕物质抛射事件。图中的黑色圆盘用于遮挡明亮的太阳本体和底层日冕(遮挡半径约为3.5个太阳半径)

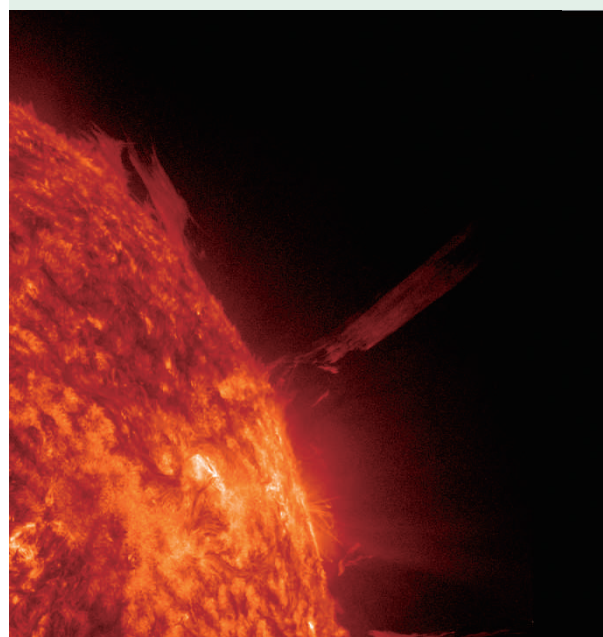


图3 SDO/AIA 304 Å波段观测到的一次典型的太阳大气大尺度喷流事件——它们看起来就像是太阳伸出来的犄角一样

度经常为几十到数百兆米)喷发现象。而小尺度喷流则指的是太阳色球层到日冕中广泛存在的、具有准周期性的、小尺度的等离子体物质喷发现象。在以下的部分里，我们只介绍与文章主题紧密相关的太阳大气大尺度喷流(后文中简称太阳喷流或喷流)，而不讨论小尺度喷流的情况。

3) 太阳大气从内到外可以分为光球层、色球层、过渡区和日冕。而太阳大气的温度从光球层的几千度经过色球层和过渡区，快速上升到日冕的几百万度。关于太阳的日冕是通过何种机制加热到这么高的温度并一直维持的问题，一直是太阳物理学界尚未解决的一个难题。

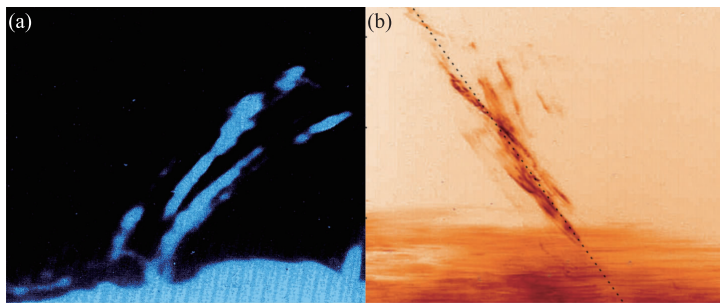


图4 (a) Gu 等人<sup>[20]</sup>观测到的 H $\alpha$  冲浪。原图为黑白图像，我们加上了伪色彩；(b) Liu 等人<sup>[21]</sup>观测到的 X 射线喷流

## 2 喷流的观测特征

根据以往的观测结果，喷流出现的位置大多以活动区<sup>[17]</sup>和冕洞<sup>[18]</sup>为主，少数会出现在宁静区。Sako<sup>[19]</sup>利用 Hinode 卫星 X 射线的观测数据，统计分析了超过一千个喷流事件。结果表明，喷流在冕洞边缘的发生率是在冕洞的 2 倍左右，更是在宁静区的 3 倍左右。

不同的喷流，它们内部等离子体的温度也有着很大的不同。即使是同一个喷流内不同位置的物质，温度也有可能不同。当喷流的温度比较低的时候，它们可以在 H $\alpha$  线的观测中被观测到，历史上习惯称它们为 H $\alpha$  冲浪 (H $\alpha$  surge, 图 4(a))。之后对于喷流的命名，就显得没那么有创意了。温度比冲浪高一些的喷流，则可以经常在紫外或者极紫外波段被观测到，因此它们经常被称为紫外/极紫外喷流 (UV/EUV jets, 图 3)。此时喷流物质的温度可以达到几万至几百万度。而温度最高的喷流 (上千万度) 可以在 X 射线中被观测到，因此经常被称作 X 射线喷流 (X-ray jets, 图 4(b))。而不同喷流之间不同的温度，一般认为主要是由于喷流形成的高度不同导致的<sup>[16]</sup>。在一些观测中，我们可以看到一些喷流达到了很高的高度 (或者从太阳上“逃逸”了出去)，以至于它们可以被白光日冕仪观测到，因此被称为白光喷流<sup>[22]</sup>

(white-light jets)。

对于喷流的密度，在不同的观测中人们给出了类似但是不尽相同的结果。Roy<sup>[23]</sup>在对太阳冲浪的观测中，对喷流物质的数密度给出了  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  这个量级上的估计 (地球上标准大气数密度量级为  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ )。Schmieder 等人<sup>[24]</sup>则认为他们观测到的 X 射线喷流的数密度大约为  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。Shibata 等人<sup>[25]</sup>在 1996 年的综述性文章中总结出，X 射线喷流的密度应该为  $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  到  $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 。我们在最近对一个活动区内重复出现的 11 个极紫外喷流的分析表明，它们的数密度在  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  这个量级<sup>[26]</sup>。

Shimojo 等人<sup>[27]</sup>利用搭载在 Yohkoh 卫星上的软 X 射线望远镜 (Soft X-ray Telescope, SXT) 分析了从 1991 年 11 月到 1992 年 4 月间观测到的 100 个 X 射线喷流的参数。它们的投影长度分布在几兆米 (Mm,  $1 \text{ Mm} = 1 \times 10^6 \text{ m}$ ) 到 400 Mm 的区间内，平均值为 150 Mm 左右 (负担了 60 亿人类的地球，直径不到 13 Mm)。而这些仅仅是喷流的投影长度，它们的真实长度很有可能会更长。喷流的宽度则是在 5 Mm—100 Mm 的范围内，平均值是 18 Mm。所有喷流的长度和宽度的比值都大于 3，说明所有喷流都表现出类似长圆柱体的形状。喷流在轴线方向的投影速度则在 10 到 1000 km/s 之间，平均值大约为 200 km/s。而喷流的持续时间则从几分钟到十几个小时不等。随着持续增长，观测到的喷流的数量呈指数下降。

除了喷流沿着轴线方向的“喷射”运动，在早期的观测中人们经常能发现喷流在上升过程中还存在着甩鞭子 (whip-like) 一样的运动。后来随着仪器分辨率的提高，人们发现喷流还存在着更精细的旋转运动。Jibben 和 Canfield<sup>[28]</sup>利用 Mees 太阳观测站的 H $\alpha$  谱线和多普勒速度<sup>5)</sup>的观测，分析了 11 个活动区中出现的 47 个喷流的旋转运动。他们发现这些喷流在喷发过程中都不同程度

4) H $\alpha$  线是氢 (H) 原子外围电子从第 3 能级跃迁到第 2 能级产生的一条发射线。与人眼不可见的紫外、极紫外、X 射线不同，H $\alpha$  线是一条在可见光范围内的红色谱线，波长为  $6562.8 \text{ \AA}$ 。

5) 当火车靠近观察者时，观察者会听到鸣笛声频率变高 (蓝移)。而当火车远离时，听起来鸣笛声频率则会变低 (红移)。这种由于发射源与观察者的相对运动导致声波或光波等波动频率改变的现象称为多普勒频移。在太阳观测中，我们经常利用特定光谱的多普勒频移来分析太阳大气结构的视向运动。

地表现出了旋转运动。同时他们通过对比喷流的旋转方向和底部磁场的扭缠发现，喷流的旋转方向和磁扭缠解旋的方向十分一致。类似的结果，在其他一些研究里也已经被先后证实<sup>[29, 30]</sup>。

我们现在知道，所有的小尺度喷流都表现出了非常明显的周期性重现的规律。然而，这种周期性的重现并不仅仅是小尺度喷流的专利，在某些大尺度喷流事件中，人们也观测到了周期性重现的现象。这些周期性重现喷流之间的时间间隔从几分钟、几十分钟甚至到几小时之间不等<sup>[31-33]</sup>。同时，通过三维磁流体力学数值模拟，人们发现当喷流底部不断地有能量注入时，磁场重联就会不断地发生，进而引起重现性喷流的爆发。当然，这种情况不是绝对的。我们近期的一项观测和数值模拟的研究结果表明，当喷流底部能量一直注入时，也有可能引起双生喷流(twin jets)<sup>6)</sup>的爆发<sup>[34]</sup>。

### 3 喷流是怎么形成的？

从上世纪90年代起，随着对太阳大气喷流大量观测的实施，一系列理论和数值模拟的研究开始试图探讨太阳大气中的大尺度喷流是如何形成的这个重要问题。Shibata等人<sup>[35]</sup>以及Priest等人<sup>[36]</sup>先后在1992年和1994年的文章中提出了喷流的磁场重联<sup>7)</sup>模型。Canfield等人<sup>[37]</sup>在1996年基于以上模型并结合观测，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——标准喷流模型(standard model)。到了2010年，Moore等人<sup>[38]</sup>利用最新的观测结果，对标准喷流模型作了进一步的改进，提出了井喷式喷流模型(blowout model)。Sterling等人<sup>[39]</sup>在2015年提出(微)暗条爆发(fila-

ment eruption)在喷流的形成过程中可能起到重要的作用，并试图用一个模型来统一标准喷流模型和井喷式喷流模型。成立于1995年的国际空间科学研究所(International Space Science Institute, ISSI)在2013年和2014年先后召开了两次主题为“太阳日冕喷流”的国际研讨会，对喷流的观测、理论和模型作了详尽的总结<sup>[40]</sup>。下面我们摘录本文第一作者博士学位论文<sup>[41]</sup>里的总结，简要介绍喷流在触发的过程中都“经历了什么”。

#### 3.1 标准喷流模型

图5是Canfield等人<sup>[37]</sup>给出的标准喷流模型示意图。图中的黑色实线示意的是典型磁力线结构。图5(a)是重联发生之前的第一阶段；图5(b)是发生强烈加热之前磁场重联早期的第二阶段；图5(c)是重联和加热之后的第三阶段。

在第一个阶段，右侧出现的磁环由于浮现、膨胀、足点旋转等原因逐渐靠近左侧的背景开放磁力线。由于磁环和开放磁力线的磁场方向相

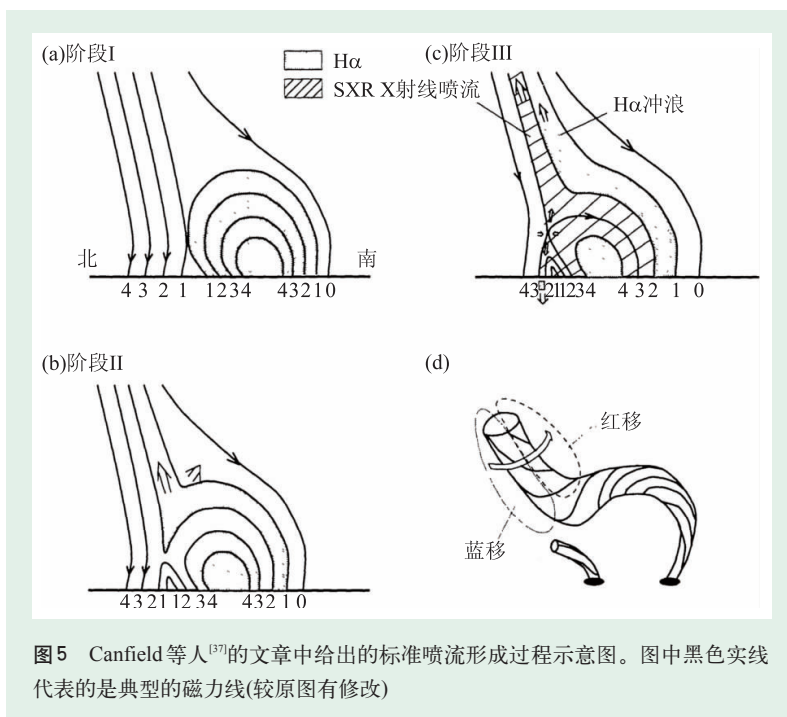


图5 Canfield等人<sup>[37]</sup>的文章中给出的标准喷流形成过程示意图。图中黑色实线代表的是典型的磁力线(较原图有修改)

6) 双生喷流指的是在一次前导大尺度喷流爆发之后，紧接着爆发的两个尺度上较前导喷流小、在空间上十分接近、物理参数上有诸多类似性、时间上基本同步的喷流。感兴趣的读者可以参考Liu等人<sup>[34]</sup>对双生喷流的首次观测和数值模拟结果。

7) 磁场重联是等离子体物理、太阳物理和天体物理领域一个十分重要的概念。简化地说，磁场重联指的是相反方向的磁力线互相靠近的过程中，在电流片零磁场区域发生磁力线重新连接的过程。

反,在它们互相靠近的位置(图5(a)中磁环和开放磁场交界处的X形结构)很容易发生磁场重联。在第二阶段,重联发生在序列号为1和2的磁力线的位置。重联发生的时候,较冷的等离子体沿着图5(b)中双箭头的方向移动。此时剧烈的加热还没有发生,图中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。而1和2之间的等离子体则几乎没有被加热,形成了在H $\alpha$ 观测中比较明显的太阳冲浪。由于图中所示的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“像甩鞭子一样”的运动。在第三阶段开始的时候,强烈的加热使得图中斜纹区域(1和2之间的)等离子体被加热到X射线的温度,使得我们能够观察到明显的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。另一方面,从图5(c)中我们也可以看出,喷流的足点与增亮的磁环(重联后形成的小型磁环系统)之间并不完全重合——这一点与观测非

常吻合。

喷流的旋转运动同样可以被标准模型解释。如图5(d)所示,初始磁环内部存在着扭缠(twist)磁场<sup>8)</sup>。在磁场重联的过程中,闭合磁场中存储的磁扭缠被传递到重联后的开放磁场中。随着磁场的解扭缠运动(untwisting motion),喷流会朝着初始扭缠相反的方向旋转——这一点与观测十分一致。另一方面,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,引起喷流的持续上升。我们对一个典型的太阳大气大尺度喷流的受力和能量分析的研究<sup>10)</sup>,表明该洛伦兹力注入给喷流的动能是磁场重联注入动能的约1.6倍。说明磁场重联后由喷流的旋转运动所代表的磁场松弛过程,对喷流后期的运动状态和磁能的释放起到了十分重要的作用。

### 3.2 井喷式喷流模型

井喷式喷流模型是 Moore 等人<sup>[38]</sup>提出的对标准模型的一个延伸。图6(a)是初始的磁场位形。浮现的磁环的侵入使得磁环的正极和背景的负极开放场之间形成了一个电流片(图中黑色实线)。与标准喷流类似,当电流片足够薄的时候,重联就会在磁环的表面发生。这里与标准喷流最大的不同有两点:第一,磁环的核心磁场是高度剪切、偏离势场<sup>9)</sup>的结构;第二,除了磁环左侧的开放场参与作用,磁环前方的磁力线也会参与到喷流的爆发过程中来。

图6(b)是X射线喷流的爆发,表明井喷式喷流在最开始的时候只有位于磁环表面的电流片位置上的磁场重联,表现得与标准喷流一样。同样,这次喷流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)。这幅图同时表明磁环的内部磁场开始逐渐抬升。关于磁环核心的爆发,存在两种可能性。第一种可能

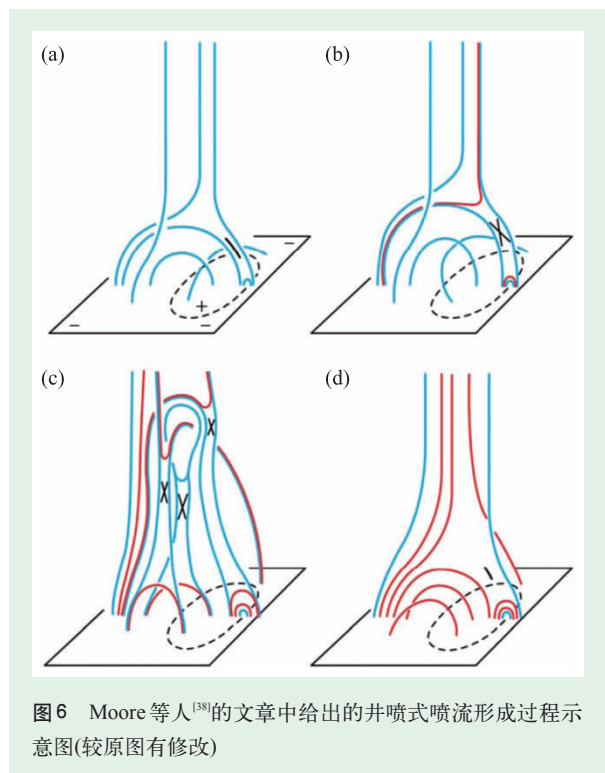


图6 Moore 等人<sup>[38]</sup>的文章中给出的井喷式喷流形成过程示意图(较原图有修改)

8) 关于磁扭缠,我们可以想象若干条线一端固定,另一端被人相互交叉搓成绳子的过程。而扭缠的解旋,可以类比成搓绳子的人突然松手,相互扭缠的线朝反方向旋转解开。以上只是形象的类比,太阳上真实的情况更加复杂。

9) 从数学上说势场指的是磁场强度可以表示为一个标量的梯度的形式。在实际应用时,当磁场位形处于势场的时候,磁场的能量状态最低。我们经常利用实际磁场与对应势场之间的能量差来表示磁场所蕴含的磁自由能。

性是由于表面的磁场重联解放了内核的剪切磁场,进而引起内核的磁场重联。在这种情况下,我们应该首先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。而第二种可能性则是内部剪切磁场的磁重联引起了内部磁场的抬升,进而引起表面的磁场重联。在这种情况下,磁环内部的增亮现象应该早于单束喷流的喷发。Moore等人声称,在实际情况中这两种情况都被观测到了。

图6(c)显示的是喷流在增长期底部磁环的井喷式爆发。Moore等人说明,此时有三个地方发生着磁场重联。第一个地点是第二步中磁环表面发生重联的电流片的位置。这个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。第二个重联地点是磁环内部的反向极性的拉伸磁力线,如图中最低的X符号所示。这个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。第三个重联的地点发生在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的上方形成另一束喷流。通过这三个不同位置的重联过程,我们可以看到喷流现在是像窗帘一样的多束的结构。

图6(d)则是重联结束之后的磁场位形。Moore等人总结道,井喷式喷流与标准喷流的不同点在于:(1)井喷式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)井喷式喷流过程中磁环内部磁场的爆发往往会携带冷的(1万到10万度)暗条物质;(3)井喷式喷流可以观察到额外的喷流束。值得注意的是,不仅Moore等人观测到了模型说明的井喷式喷流,他人后续的工作也观测到了类似的井喷式喷流<sup>[10, 29]</sup>。

#### 4 喷流触发高速日冕物质抛射?

如前所述,由于对地球环境有重要的影响,日冕物质抛射(CME)自从空间时代开始就已经吸引了很多注意力。作为从太阳大气中抛射出来的

大量的等离子体物质,人们已经对它们的观测特征<sup>[42]</sup>、模型<sup>[43]</sup>、早期演化<sup>[44]</sup>、偏转<sup>[45]</sup>、相互作用<sup>[46]</sup>以及到达地球的时间<sup>[47]</sup>等作了深入的研究。正如被广泛相信的那样,绝大多数的日冕物质抛射都和日珥/暗条的爆发<sup>[48]</sup>或耀斑事件<sup>[49]</sup>相联系。

而喷流和日冕物质抛射这两种爆发现象之间的联系可以极大地丰富我们对太阳大气中物理活动和现象的理解。之前的研究表明部分日冕物质抛射本质上是大尺度日冕喷流在白光日冕仪中的延伸<sup>[8]</sup>。另一种可能性则是日冕物质抛射和喷流同时是由一个太阳耀斑事件触发的<sup>[14]</sup>。然而,日冕物质抛射可以由喷流触发么?触发机制会是怎样的?在这种情况下喷流和日冕物质抛射是怎么相互关联的?此前,我们对这些问题还都不甚了解。

2015年11月18日美国天文学会“新星”网站(American Astronomical Society NOVA)以首页头条的形式报道了我们于2015年11月4日发表在*Astrophysical Journal (ApJ)*上标题为“A solar coronal jet event triggers a coronal mass ejection”的文章<sup>[50]</sup>(图7)。报道详细介绍了我们的研究工作,并且评价该工作“可以帮助我们进一步理解(太阳上剧烈)爆发的物理机制”。这是该网站自发布以来重点推荐的第4篇太阳物理方向的研究成果,也是第一篇国内第一单位的研究成果(<http://aasnova.org/2015/11/18/eruptions-from-the-sun/>)。

我们利用SDO、STEREO-A/B、LASCO共4颗卫星从3个不同的角度,利用磁场、紫外/极紫



图7 美国天文学会NOVA网站于2015年11月18日首页报道Liu等人<sup>[50]</sup>的研究成果

外、白光观测仪器，观测到了2013年1月15日从活动区 NOAA 11644<sup>10)</sup>几乎同时爆发的一次喷流(图8(a))和日冕物质抛射事件(图8(b))。爆发的CME大约在19:40左右被STEREO-B卫星首次观测到。利用STEREO卫星和SOHO卫星的三个角度的观测，通过自相似膨胀模型<sup>[51]</sup>(GCS模型)对这个CME的真实空间位形进行重构。重构的结果表明，这个CME在Stonyhurst坐标系<sup>11)</sup>中的经度

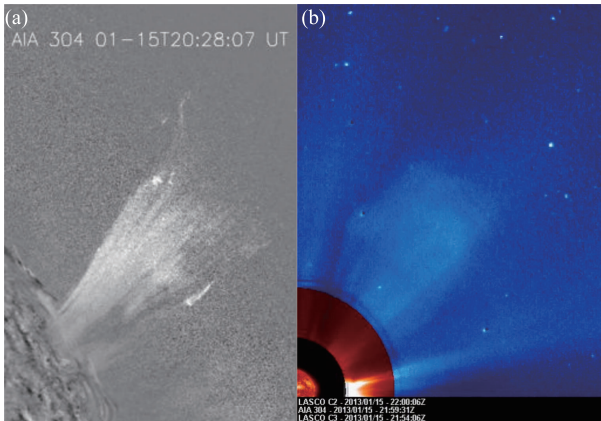


图8 Liu等人利用SDO/AIA 304 Å紫外成像观测到的日冕喷流(a)和SOHO/LASCO C2、C3白光日冕仪观测到的日冕物质抛射(b)

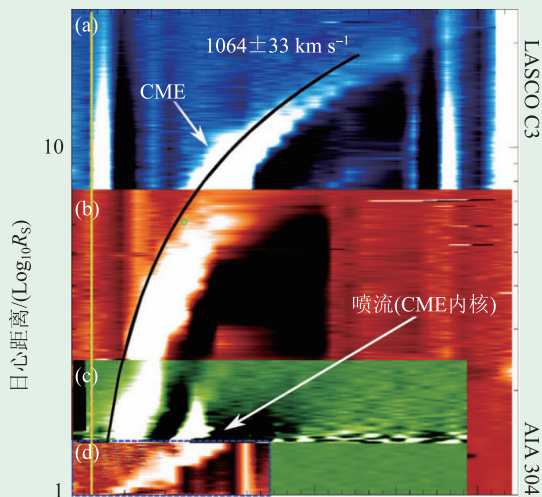


图9 利用SOHO/LASCO C3(a)、SOHO/LASCO C2(b)、STEREO-B COR1(c)、SDO/AIA 304 Å(d)等两个视角三颗卫星上的4个仪器生成的时空关系平面图。图中黑色的曲线表示对CME前沿作抛物线拟合的结果

和纬度保持在北纬48°西经120°附近。在CME爆发之前约8分钟，我们在同一个活动区底部看到了明显的喷流爆发事件。通过计算喷流的源区位置和喷流爆发方向，发现当喷流的顶端高度从1个太阳半径变化到无穷远时，观测到的投影纬度将会从北纬38°变化到北纬55°。

计算出的喷流投影纬度和测量出的日冕物质抛射的纬度类似，以及它们的的同时性触发、类似的经度等特点，表明它们之间应该有十分密切的联系。那么，有一个比较绕的问题：到底CME触发了喷流，喷流触发了CME，还是CME是喷流在日冕仪中的延伸？为了分析这个问题，我们沿着喷流和CME的轴线选取了一个切片，并把不同时刻、不同仪器观测到的切片数据在修正投影效应后沿着时间和高度序列拼在一起，做成了图9中那样的时空关系平面图。从图中可以看出，观测到的CME是一个高速的CME(大于1000 km/s——世界上最快的超音速飞机速度约为6.8 km/s，全世界只有两架)。而喷流和CME在时间和空间上的关系表明，是喷流触发了CME并且演化成了CME的内核。那么，喷流具体是怎么触发CME的呢？

源区 NOAA 11644 的结构可以很容易从STEREO-A/EUVI 195 Å波段的观测中看出来。图10(a)—(d)显示了爆发之前、过程中和之后的4个时刻的图像。图10(a)是19:00 UT时喷流爆发前的活动区的图像，其中红蓝色的等值线来自于9天前活动区在太阳正面时SDO/HMI观测到的光球层视向磁场的数据。很明显，这个活动区包括一个被负磁极包围的正磁极磁场结构。同时在它的左下角(南侧)还有另外一个活动区内的正极磁场。我们可以发现暗条物质(由图中紫色的虚线标示)覆盖在正负极之间的极性反转区域里。如图10(b)所示，增亮活动开始于19:15 UT左右并且最后发展成我们观测到的喷流。爆发活动开始于紫色虚线的左端、沿着顺时针方向逐渐推进最后扎根于

10) NOAA 11644代表的是在美国海洋大气管理局(National Oceanic and Atmospheric Administration)太阳活动区编号为11644的活动区。

11) Stonyhurst坐标系是表述太阳表面经度、纬度坐标系统的其中一个方式。在Stonyhurst坐标系中，正对地球的日面中心点永远代表0纬度和0经度。



右端(图 10(c))。从图 10(d)中可以明显地观测到爆发活动后新形成的冕环结构。

图 10(e)显示的是喷流活动一天前 08:00 UT、活动区刚转到太阳背面没多久时 AIA 171 Å 波段观测到的日冕结构。171 Å 波段的图像可以大致描绘出低日冕的磁场拓扑结构。从图中可以看出一个清晰的倒 Y 形结构(图 10(e)中红色虚线方框内包括的部分)。这个结构与 Pariat 等人<sup>[52]</sup>的数值模拟工作中的三维磁场重联喷流结构几乎完全相同,并且看起来像是一个放大版的“莲花”喷流<sup>[16]</sup>。观测到的光球层磁场、日面边缘的倒 Y 形磁场结构、喷流的爆发过程以及爆发之后形成的增亮冕环结构这些特征令人惊讶地类似于 Pariat 等人<sup>[52]</sup>的三维磁场重联数值模拟。这些结果提醒我们在本次观测到的事件中也有着类似的三维磁场重联发生。

基于以上的观测和分析,我们提出解释本次事件的最有可能的机制。相应的二维卡通图参见图 11。从 11614 号活动区中的正极出发并结束在周围的负极的磁场的外边界组成了图像中的内扇(形)磁场(图 11 中的绿色磁力线)。在此之外是日冕物质抛射从南侧正极磁场起源的底部磁场(天蓝色磁力线)。如果内部磁场底部的活动引入了任何的螺度或剪切(如图 11 中蓝色磁场所示),磁场的自由能就会积累起来并且当平衡被打破的时候磁场重联就会发生。被磁场重联加速的等离子体物质就会形成一个喷流(图 11 中灰色的箭头)。喷流的爆

发过程同样可以给虚线上方的泡状结构一个向上的力。然而,由于缺乏泡状结构早期的观测,我们无法判断它具体是如何被推动的。以下这些机制都是可能的:(1)由于重联导致的上升的内扇磁场以及(2)加速的喷流物质。在以上一个或多个因素的影响下,泡状结构加速上升最后形成了我们观测到的日冕物质抛射。

## 5 总结和展望

利用多颗卫星、多视角、多波段的观测,我们可以看到喷流和日冕物质抛射之间紧密的联系。所有的观测证据都表明,喷流触发了一个高速的日冕物质抛射并形成了它的内核。这一点和经典的日冕物质抛射模型<sup>[43]</sup>不同,并且为人们提供了一种探究这两种太阳大气重要爆发现象之间

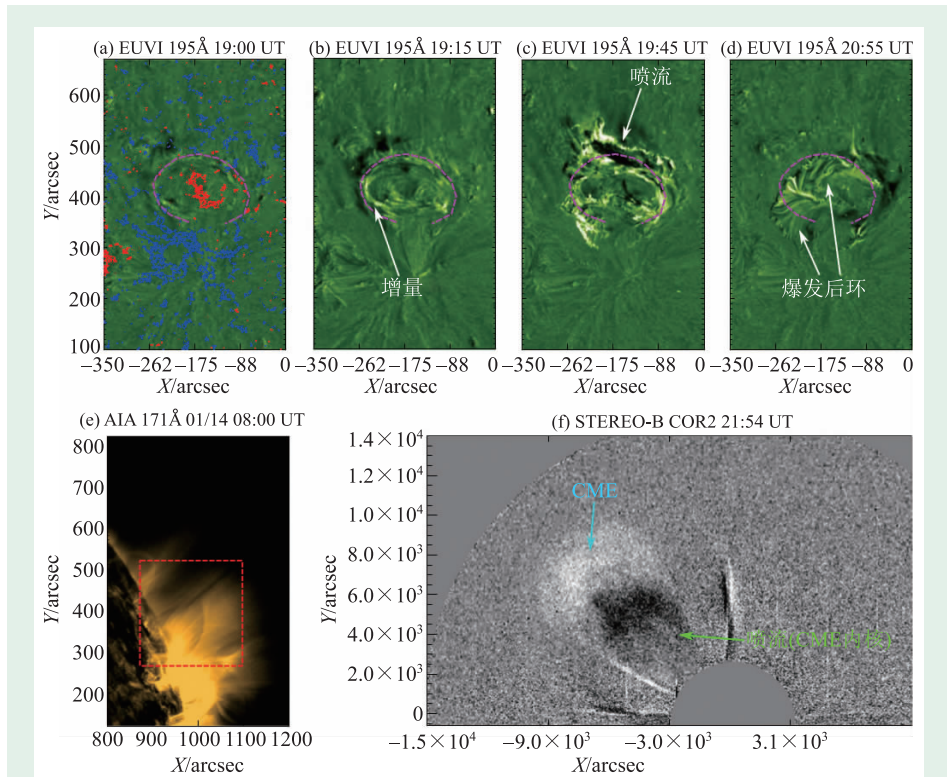


图 10 (a)–(d)喷流和日冕物质抛射的源区(NOAA 11644)在 STEREO-A EUVI 195 Å 波段中的时间演化过程。(a)中的红蓝色的等值线图代表喷流事件 9 天前 SDO/HMI 观测到的光球层正极和负极的磁场。紫色的虚线标记处于极性反转区域的暗条物质的位置;(e)爆发前一天 08:00 UT 时 AIA 171 Å 的观测图像。该观测显示出了一个倒 Y 形的磁场结构(图中红色的方框内所示);(f) STEREO-B COR2 在 21:54 UT 的观测中可以看到日冕物质抛射以及它的内核(喷流)

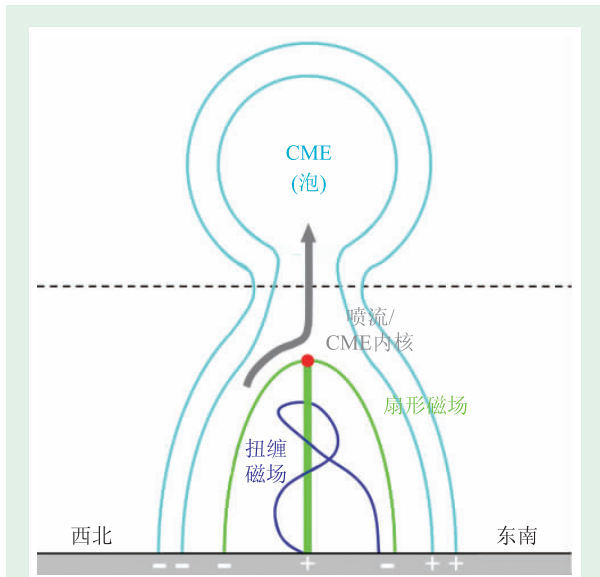


图 11 引起本次观测到的爆发活动和现象的磁场结构二维卡通图。具体的描述请参考正文

关系的新观点和新思路。然而，我们同时发现，观测到的喷流在旋转运动上有明显的减速行为。这种减速行为可能是由于重联之后仅有较少的自由能残留，或者是由于喷流的角动量传递给了日冕物质抛射。然而由于缺乏同时的磁场观测、日冕物质抛射的早期观测以及局地数据的支持，我们无法得知是上述的哪种机制在起作用。寻找更多类似的喷流和日冕物质抛射相互作用的观测，结合磁场、紫外/极紫外、白光日冕观测，以及从数值模拟的角度出发分析它们相互作用的具体物理过程，将会是未来的一个研究方向。

得益于各种观测仪器在时间和空间分辨率上的提高、对更广温度范围的覆盖以及更精细谱线观测的实现，人们现在普遍相信喷流不仅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方面可能起着十分重要的作用，也与耀斑、日冕物质抛射等太阳上的极端爆发活动有着密切的关系。然而，现在的许多观测都局限于单个事例或者单个活动区的事件分析。如果能够最大限度的利用我们得到的海量数据(如 SDO/AIA 每天提供的数据高达约 1 TB)，通过图像自动识别技术，统计分析太阳上时刻发生的喷流事件，将能够有益于我们对喷流的形

成过程、喷流本身的物理性质以及喷流对日冕加热和太阳风加速的贡献等方面更深入的了解。

另一方面，尽管人们已经大量地研究了喷流的爆发机制，一些问题仍然不是很明确<sup>[40]</sup>。第一，从观测上，我们经常可以看到由于光球层的磁场浮现或对消导致的喷流爆发，也可以看到由于光球层磁单元(旋转或剪切)运动引起的喷流爆发。然而，数值模拟上却只是对磁场浮现和运动引起爆发有比较详细的研究，由磁对消引起喷流的数值模拟研究仍然不够充分。第二，当前的很多数值模拟，在计算的过程中没有考虑到热传导和热辐射等热力学过程。然而，这些过程对于重现喷流等离子体性质、理解喷流物质的辐射特性以及分析喷流的光谱观测都有很重要的作用。第三，我们的观测同时说明了暗条物质在喷流爆发过程中起到的重要作用。Sterling 等人<sup>[39]</sup>的研究成果也表明微暗条在较小尺度的喷流的爆发过程中起到了决定性作用。然而，我们仍然需要更多的观测和模拟结果来证明这一点。第四，我们知道当喷流发生区域积累足够自由能的时候，磁场重联就会发生，然后触发喷流的爆发。然而，具体是什么机制破坏了系统的稳定性导致了能量的剧烈释放？有数值模拟结果认为扭转模(kink)不稳定性在这个过程中起到了重要作用。那么，我们从观测上能否证明这一点。如果真的是扭转模不稳定性在起作用，喷流爆发后的旋转圈数是否能与爆发之前的底部磁场螺度保持很好的对应关系？如果能，我们是否可以从探究出太阳大气中扭转模不稳定性产生的阈值？另外，是否能够通过观测寻找到喷流爆发前存在磁通量绳(flux rope)的证据？

最后一个方面，也是我们现在工作的重点。通过现代精密的卫星、地基观测仪器的观测，我们已经发现，小尺度喷流如 II 型针状物和大尺度喷流之间有着许多相似性。比如它们都是由磁场重联触发的、它们的观测形态类似以及它们中都可以或多或少发现旋转或横向运动。这些观测上的类似性，促使我们利用它们探究太阳上爆发是

否存在一个普遍的规律。我们将会利用海量的数据,首先考虑到太阳上的大尺度和小尺度喷流能量和发生率之间的关系是指数的还是幂率的——这两种关系代表了截然不同的物理过程。然后,我们将把类似的研究拓展到拥有更大尺度(以光年为单位)的天体喷流中,来探询宇宙中能量释放的

普遍规律。

我们相信,未来更高精度仪器的投入使用、更先进算法的发展以及观测数据的大数据分析,将会有助于我们理解甚至解决上述以及更多未提到的问题,帮助我们认识太阳喷流和相关爆发现象的物理本质。

## 参考文献

- [1] Lemen J R *et al.* *Solar Phys.*, 2012, 275: 17
- [2] Newton H W. *MNRAS*, 1934, 94: 472
- [3] Demastus H L *et al.* *Solar Phys.*, 1973, 31: 449
- [4] Bohlin J D *et al.* *ApJ Letters*, 1975, 197: 133
- [5] Withbroe G L *et al.* *ApJ*, 1976, 203: 528
- [6] Xu A *et al.* *ACTA Astronomica Sinica*, 1984, 25: 119
- [7] Shibata K *et al.* *Solar Phys.*, 1986, 130: 299
- [8] Wang Y M *et al.* *ApJ*, 1998, 508: 899
- [9] Patsourakos S *et al.* *ApJ Letters*, 2008, 680: 73
- [10] Liu J *et al.* *ApJ*, 2014, 782: 94
- [11] Yakoyama T, Shibata K. *Nature*, 1995, 375: 42
- [12] Tian H *et al.* *Science*, 2014, 346: 1255711
- [13] Liu C *et al.* *ApJ*, 2004, 604: 442
- [14] Jiang Y *et al.* *ApJ*, 2008, 677: 699
- [15] Chen N *et al.* *ApJ*, 2013, 769: 96
- [16] Shibata K *et al.* *Science*, 2007, 318: 1591
- [17] Brooks D H *et al.* *ApJ*, 2007, 656: 1197
- [18] Cirtain J W *et al.* *Science*, 2007, 318: 1580
- [19] Sako N. PhD Thesis. Tokyo, Japan, 2014
- [20] Gu X M *et al.* *A&A*, 1994, 282: 240
- [21] Liu W *et al.* *ApJ Letters*, 2009, 707: 37
- [22] Zheng R *et al.* *ApJ Letters*, 2016, 819: 18
- [23] Roy J R. *Solar Phys.*, 1973, 32: 139
- [24] Schmieder B *et al.* *A&A*, 1988, 201: 327
- [25] Shibata K *et al.* *ASPCS*, 1996, 111: 29
- [26] Liu J *et al.* *ApJ*, 2016, in press
- [27] Shimojo M *et al.* *PASJ*, 1996, 48: 123
- [28] Jibben P, Canfield R C. *ApJ*, 2004, 610: 1129
- [29] Shen Y *et al.* *ApJ Letters*, 2011, 735: 43
- [30] Fang F *et al.* *ApJ Letters*, 2014, 789: 19
- [31] Zhang Q, Ji H. *A&A*, 2014, 567: 11
- [32] Li H D *et al.* *ASS*, 2015, 359: 44
- [33] Chen J *et al.* *ApJ*, 2015, 815: 71
- [34] Liu J *et al.* *ApJ*, 2016, 817: 126
- [35] Shibata K *et al.* *PASJ*, 1992, 44: 173
- [36] Priest E R *et al.* *ApJ*, 1994, 427: 459
- [37] Canfield R C *et al.* *ApJ*, 1996, 464: 1016
- [38] Moore R L. *ApJ*, 2010, 720: 757
- [39] Sterling A C *et al.* *Nature*, 2015, 523: 437
- [40] Raouafi N E *et al.* *Space Science Reviews*, 10.1007/s11214-016-0260-5, 2016
- [41] Liu J. PHD Thesis. Hefei, China, 2015
- [42] Wood B E *et al.* *ApJ*, 1999, 512: 484
- [43] Lin J, Forbes T G. *JGR*, 2000, 105: 2375
- [44] Liu R *et al.* *ApJ*, 2014, 797: 37
- [45] Wang Y *et al.* *Solar Phys.*, 2004, 222: 329
- [46] Shen C *et al.* *Nature Phys.*, 2012, 8: 923
- [47] Shen C *et al.* *JGR*, 2014, 119: 5107
- [48] Gopalswamy N *et al.* *ApJ*, 2003, 586: 562
- [49] Yashiro S, Gopalswamy N. *PIAU*, 2008, 4: 233
- [50] Liu J *et al.* *ApJ*, 2015, 813: 115
- [51] Thernisien A *et al.* *Solar Phys.*, 2009, 256: 111
- [52] Pariat E *et al.* *ApJ*, 2012, 714: 1762

## 读者和编者

## 《物理》有奖征集 封面素材

为充分体现物理科学的独特之美,本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃投寄与物理学相关的封面素材。要求图片清晰,色泽饱满,富有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。

一经选用,均有稿酬并赠阅该年度《物理》杂志。

请将封面素材以附件形式发至: [physics@iphy.ac.cn](mailto:physics@iphy.ac.cn); 联系电话: 010-82649470; 82649029

《物理》编辑部

## 太赫兹时域光谱仪-TAS7500TS



- 7THz切伦科夫源
- 双光纤飞秒激光器异步扫描
- 光纤耦合太赫兹发射接收器
- 透射/反射时域太赫兹光谱成像
- 可拓展双发射，双接收
- 适配液氮低温，强磁场，OPTP

业内顶级的系统稳定性，操作简便性，应用拓展性。您得以专注于实现您的目标，发挥您的灵感；而不再牵绊于飞秒激光维护、光路调校及冗长的实验等待时间。

日本Advantest公司为业内资金最为雄厚的大厂，强大的系统背后还有高效、专业的研发团队。

请登录我们的网站，咨询我们的销售，我们有更大的可能性为您提供简洁，稳定，有效的解决方案。



中国代理：北京金先锋光电科技有限公司 [www.teo.com.cn](http://www.teo.com.cn)

北京总公司：010-62634840 邮箱：sales@teo.com.cn  
上海分公司：021-62227575 深圳分公司：0755 83205020  
西安分公司：029-88326276 成都分公司：028-68080921  
厂家官方网址：[www.advantest.com](http://www.advantest.com)