Draft version April 4, 2023 年，使用
AASTeX631 默认样式排版

arXiv:2304.01043v1 [astro-ph.SR] 3 Apr 2023

磁通量浮现触发的多温度喷流形成

Xiaohong Li [1] Rony Keppens [1] and Yuhao Zhou [1]

[1] Centre for mathematical Plasma Astrophysics,
Department of Mathematics, KU Leuven,
Celestijnenlaan 200B, 3001, Leuven, Belgium

摘要

磁通量浮现会引发各种太阳爆发。我们结合观测与数值模拟，研究拱形磁场一侧足点处的磁通量浮现对日冕雨及其诱发爆发的影响。磁通量浮现改变了环中的压力，环内的日冕雨也全部向另一侧移动。新兴磁通与上覆磁场发生重联，形成电流片和磁岛。等离子体向外喷出并被加热，同时形成温度为 $\sim$ 6000 K的冷喷流和温度为 $\sim$ 4 MK的热X射线喷流。观测与模拟得到的喷流动力学特性非常一致。在模拟中，喷流还呈现周期为8分钟的横向振荡，这种现象被称为鞭状运动。喷流和致密等离子体团的运动改变了局部磁场的构型，促使开尔文–亥姆霍兹不稳定性发生，并在喷流边界形成涡旋状结构。我们的模拟清楚地展示了磁通量浮现对日冕雨的影响、重联等离子体团链的动力学细节、多温度喷流的形成，以及冷物质在色球与日冕之间的循环。

关键词： 太阳大气、磁流体力学模拟、太阳活动、太阳暗条、太阳磁通量浮现

1. 引言

磁通量浮现被认为是许多太阳活动的重要因素。例如，磁通管从对流层浮现进入太阳大气，会触发太阳黑子和太阳活动区（ARs）的形成（Zwaan，1985，1987；Cheung 等，2010年；van Driel-Gesztelyi 和 Green，2015年；Chen 等，2017年）。此外，先存磁场与新兴磁通之间的相互作用可能通过磁重联或不稳定性引发各种爆发（Heyvaerts 等，1977年；Feynman 和 Martin，1995年；Chen 和 Shibata，2000年；Chen，2011年；Cheung 和 Isobe，2014年；Kliem 和 T¨or¨ok，2006年；Jiang 等，2016年；Toriumi 和 Wang，2019年）。前所未有的高分辨率观测为我们提供了独特机会，使我们能够研究磁通量浮现及其在不同太阳大气层中的相关动力学，例如针状体、Hα 喷涌、极紫外（EUV）或 X射线喷流以及耀斑的触发（Schrijver，2009年；Guglielmino 等，2010年、2018年；Schmieder 等，2014年；Wang 等，2020年；Shen 等，2022年）。

由于难以通过观测研究磁通量浮现的所有方面，研究人员采用数值磁流体力学（MHD）模拟，模拟无扭转或扭转磁通管浮现至太阳大气中的过程及其相应的爆发（Shibata 等 1989；Caligari 等 1995年；Archontis 等 2004年；Manch- ester 等 2004年；Cheung 与 Isobe 2014年；Fan 2001年、2021年）。Yokoyama 与 Shibata （1995年、1996年）指出，新兴磁通与上覆磁场之间的磁重联能够同时驱动微耀斑、Hα 喷涌以及极紫外喷流。Moreno-Insertis 等（2008年）将三维（3D）MHD模拟的结果与日出卫星的观测进行了比较，发现喷流的时间尺度和速度等多种特性与观测结果一致。Leake 等（2013年、2014年）发现，如果新兴磁场与先存磁场之间不发生磁重联，就不会发生爆发，系统也会演化为准静态平衡。显然，磁重联不仅是磁通量浮现的结果，也是后续爆发的驱动因素。许多磁通量浮现模拟忽略了太阳内部的湍流对流，并将次表层视为绝热分层，或通过外部给定边界条件来处理。这些理想化模拟有时对热传导、辐射损失或背景加热等能量传输机制的处理较为有限

，但这使研究者能够聚焦于太阳大气高层中的关键物理过程（Shimojo 等（2001年）；Miyagoshi 与 Yokoyama（2004年）；T¨or¨ok 等 2016年；Lionello 等（2016年））。包含对流区层并纳入先进辐射传输处理的真实模拟，是研究磁通量浮现的一种更加自洽的方法，有助于我们理解对流运动如何影响日冕磁场的起源和演化（N´obrega-Siverio 等 2016年；Moreno-Insertis 等（2018年）；Cheung 等（2019）；Hansteen 等（2019）；N´obrega-Siverio 与 Moreno-Insertis 2022年；Toriumi（2022））。尽管取得了这些进展，真实模拟仍然颇具挑战，也难以独立复现和验证，因为从太阳内部到高层大气的等离子体物理与辐射物理相互交织，十分复杂。理想化模拟能够分离并研究那些可能在更复杂的真实模拟中被掩盖的特定机制。在此，我们纳入所有必要的物理机制，但不进行从全光球层下方到日冕的完整演化模拟。

在这封简报中，我们报告了一次由磁通量浮现触发的太阳爆发事件，其中呈现出一些引人入胜的多热特征：喷流对日冕雨的影响、热物质和冷物质沿邻近日冕环系统的引导运动，以及冷物质流复杂的上升与下降循环。随后，我们展示了一个关于日冕雨的二维半磁流体力学模拟，其中新兴磁通从日冕环的一侧浮现，以研究新兴磁通对色球层和日冕等离子体的影响。该模拟经过理想化处理，但完全可复现，并纳入了所有重要的物理机制，例如光学薄辐射冷却、沿磁场热传导、引力和背景加热。与“自洽”模型不同，我们通过参数化方式加入加热，而非由超扩散黏滞电阻效应产生。我们的模拟与观测结果非常吻合：我们看到磁场的变化如何引导等离子体运动，也看到等离子体运动如何影响磁场构型。本文结构如下：首先，我们在第2节介绍观测详情，随后在第3节介绍数值模拟的数值设置。第4 节列出数值模拟结果，并在第5节给出结论与讨论。

2. 观测

2014年10月9日，太阳动力学天文台（SDO；Pesnell 等（2012））和界面区成像光谱仪（IRIS；De Pontieu 等（2014））卫星在太阳边缘观测到一个极紫外喷流。图1展示了该事件的 SDO 大气成像组件（AIA；Lemen 等（2012）） 304 $^{\circ}$A图像和 IRIS 1400 $^{\circ}$A狭缝衍射图像（SJI）（另见相关动画 Animation1.mov）。 1400 $^{\circ}$A SJI 的像素尺寸为 0.″166 ，时间分辨率为 19 秒；而 304 $^{\circ}$A图像的空间采样为 0.″6 像素$^{-1}$ ，时间分辨率为 12 秒。我们还使用 IRIS 光谱仪获取的 1402.77 $^{\circ}$A数据测量多普勒位移。如配套动画所示，太阳表面西侧边缘存在一个日冕环系统，其中包含日冕雨物质（见图1(a1)和(b1)）。约在世界时19:10，环的北侧磁足点处有色球物质向上喷射，随后发展成一个极紫外喷流，在 AIA 304 $^{\circ}$A动画中以绿色箭头标出（见 Animation1.mov 和图1(a2)）。从动画中还可以看到，一个小而明亮的环从日冕环北侧浮现（见图1(a1)中的绿色箭头）。随着这一浮现过程，喷流变得更大、更亮，如图1(a2)所示。新兴磁通向上移动时，等离子体团结构在其与先存磁场相互作用区的顶部形成（图1(a3)中标出），随后向外喷射并成为喷流的一部分。该喷流沿着环系流动；该环系长80兆米、高40兆米。由于视场较小，IRIS 仅拍摄到了喷流的发展过程，其视场范围如(a1)面板中的绿色矩形所示。世界时19:34，喷流正向上运动，如(b2)面板所示。沿虚线“A–B”所示位置（(b2)面板）分析一段切片后，我们发现喷流的上升速度约为39 km s^{-1} （时距图见(d)面板）。(c)面板展示了喷流向上运动时，(b2)面板狭缝范围内 Si IV 1403 $^{\circ}$A 光谱的形态，对应的多普勒速度范围为 -150 km s^{-1} 至150 km s^{-1} 。绿色曲线为沿虚线测得的观测谱线轮廓，红色曲线为相应的单高斯拟合。可以看到，喷流具有明显的多普勒蓝移，速度为80 km s^{-1}。在喷流后期，即世界时约20:00之后，出现了速度约为25 km s^{-1}的回流，冷物质落回环的北侧磁足点（见(d)面板）。这项观测展示了一个含有日冕雨的先存多温环系如何受到磁通量浮现的影响，并使冷、热物质沿着延伸的邻近环系重新分布。我们利用磁流体动力学模拟，更好地理解这些涉及爆发、磁重联和色球物质循环的复杂等离子体过程。

3. 数值设置

使用并行化的自适应网格细化通用平流代码（MPI-AMRVAC，Keppens 等人 2012；Porth 等人 2014；Xia 等人 2018；Keppens 等人 2021），我们按照以往工作的设置开展 2.5D 模拟，在该工作中我们研究了

真实的随机加热拱形磁场系统中的日冕雨循环（Li 等（2022））。为与第 2 节所述的观测保持一致，我们将计算域改为笛卡尔坐标系下的（x， y）盒状区域，其中x 轴范围为 $-$ 60 兆米至 60 兆米， y 轴范围为 0 兆米至 60 兆米，两个方向的有效分辨率均为 39 千米。我们采用指数衰减背景加热使系统弛豫至准平衡态，随后加入随机加热模式，以模拟来自太阳低层大气的能量输入，这与 Zhou 等人（2020）及 Li 等人（2022）所采用的方法一致。经过约 143.1 分钟的局域加热后，环中出现凝聚体，对应于观测到的环内日冕雨。随后，我们在这些环的左侧磁足点附近加入一个新兴磁通区，以确定其对发生降雨的环的影响。

为实现新兴磁通，我们在下边界施加时变电场（Fan 和 Gibson（2004））。该电场对应于一个磁偶极子 $\boldsymbol{B_1}$ 以恒定速度向上移动 $\boldsymbol{v}$:

$$\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B_1}. \tag{1}$$

其中 $\boldsymbol{v} = v_0\,\hat{\mathbf{y}}$，并且

$$\begin{aligned} B_{1x} &= -B_1 \cos\left(\frac{\pi(x-x_0)}{L}\right) \sin\theta_1 \exp\left(-\frac{\pi \sin\theta_1 (y-y_0(t))}{L}\right), \\ B_{1y} &= B_1 \sin\left(\frac{\pi(x-x_0)}{L}\right) \exp\left(-\frac{\pi \sin\theta_1 (y-y_0(t))}{L}\right), \\ B_{1z} &= -B_1 \cos\left(\frac{\pi(x-x_0)}{L}\right) \cos\theta_1 \exp\left(-\frac{\pi \sin\theta_1 (y-y_0(t))}{L}\right). \end{aligned} \tag{2}$$

这里 $B_1 = 150$ G 和 $L = 20$ 兆米。 x_0 和 $y_0(t)$ 控制新兴磁通的瞬时位置， $x_0 = -30$兆米；我们假设偶极中心最初位于 $y_0(t = 0) = y_c = -10$ 兆米，随后以速度v_0向上移动。新兴偶极通过下边界的时变电场被输送进计算域，并在约 86 分钟后停止涌现。 θ_1 是新兴双极与 $x - y$ 平面之间的夹角。本文中，我们设定 θ_1=0，这意味着新兴磁通与背景磁场成 60 度角。

模拟采用三步龙格–库塔时间积分方法，搭配“vanleer”限制器和 Harten-Lax-van Leer 黎曼求解器。我们采用迎风约束输运（CT）方法，将磁场散度限制在接近于零的范围内。我们在密度、总能量、 y 动量分量以及 B_y上施加对称条件，而 x 和 z 动量分量、 B_x 以及 B_z 则在左右边界上设为反对称。对于下边界，我们将速度设为零，但磁通浮现区域除外，该区域的速度 v_0 为 2 km s^{-1}。密度和压力则固定为初始条件中预先设定的值。在上边界，我们将速度设为零，并依据重力分层外推压力和密度。我们对 B_x 和B_z 采用零梯度外推，并在上、下边界利用零散度约束求得 B_y 。我们的模拟包含引力、采用龙格–库塔勒让德超时间步进（RKL-STS）格式的沿磁场热传导（Meyer 等（2012），2014年）、采用精确积分方法处理的光学薄辐射损失（Townsend（2009））、随机加热，以及过渡区自适应热传导（TRAC）方法（Johnston 和 Bradshaw（2019）；Zhou 等（2021年））。这套全面的物理机制使我们能够更真实地研究太阳大气的热力学性质。

4. 结果

正如我们在上一篇论文（Li 等（2022））中所述，开启局域加热后，会发生热不稳定性，环中会持续形成凝聚体；起初，由于嵌套环上的协同失控冷却，凝聚体呈现出之字形结构（Fang 等，2013、2015年），如 Animation2.mov 所示。从这个充满日冕雨的拱形磁环系统（ $t = 144.6$ 分钟）开始，我们在左侧磁足点处置入新兴磁通。随着新兴磁通改变环中的压力，冷凝聚体会优先向环的另一侧移动，而不是像先前研究中那样（Fang 等，2013、2015年；Li 等（2022））分裂成小团块并落向两个磁足点。图2（a）显示了新兴磁通从下边界突出后约70分钟时的数密度图和磁力线（蓝色）。可以看到，新兴磁通裹挟着低层大气等离子体侵入日冕。新兴磁通进入日冕后，其上方形成了电流片，并且电流片处有一个致密环（见 Animation2.mov，尤其是在 $t = 209.0 - 224.7$ 分钟之间），我们认为这就是拱形暗条（Zwaan，1985；Shibata 等，1992）。随着偶极向上浮现，

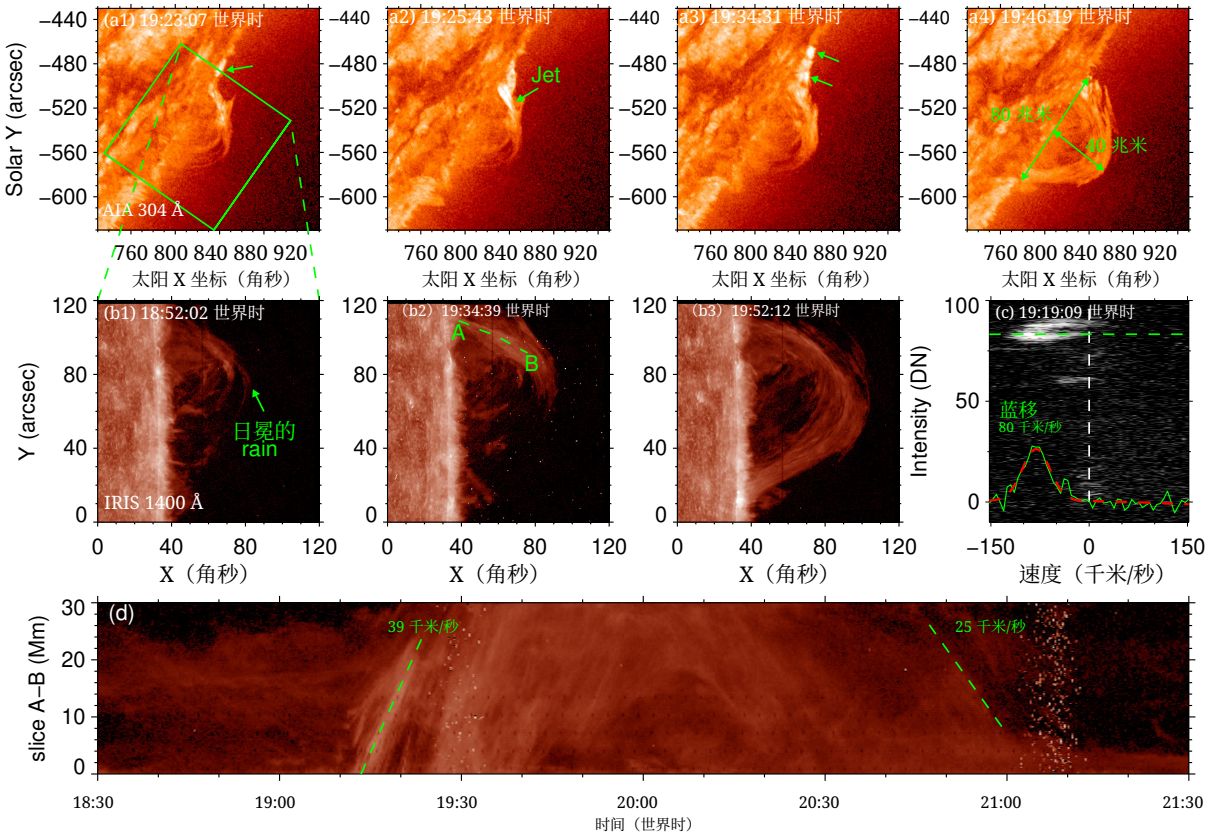


图 1. 2014年10月9日爆发的观测。(a1)–(a4) 面板和 (b1)–(b3) 面板分别为显示喷流的 AIA 304 ˚A 图像和 *IRIS* 1400 ˚A 图像。(a1) 面板中的绿色矩形标示了 (b1)–(b3) 面板的视场 (FOV)。(a3) 中的绿色箭头指示类磁岛结构。(c) 面板显示了 (b2) 面板狭缝范围内 Si IV 1403 ˚A 的光谱，多普勒速度范围为 -150 km s^{-1} 至 150 km s^{-1}。绿色实线曲线是在绿色虚线标示的选定位置处观测到的轮廓，红色虚线曲线为相应的单高斯拟合。(d) 面板展示了切片 A–B 位置处流动的时间演化（见 (b2) 面板）。本图附有动画 (Animation1.mov)。动画上方面板为 2014年10月9日 18:50 世界时至 20:58 世界时的 AIA 304 ˚A 观测，时间分辨率为 12 秒，空间分辨率为 0.″6。动画下方面板为同一时段的 IRIS 1400 ˚A 观测，分辨率为 0.″166 像素$^{-1}$，时间分辨率为 19 秒。

由于撕裂不稳定性，电流片中形成了多个磁岛，如图2（b）所示。每个磁岛都包围着原本位于新生环中的致密冷等离子体。磁岛之间的距离约为2.5兆米。形成后不久，小磁岛合并成一个大磁岛，如图（c）所示。随后，形成的大磁岛从电流片中水平向外喷出。同时，电流片附近的等离子体被加热到高温，如图（c）中的黑色箭头所示。我们还发现了图（c）和 Animation2.mov 中由下方空心蓝色箭头指示的热等离子体团，时间分别为 $t = 227.6$和229.0分钟。热等离子体团的温度约为2.5 MK。在图（d）和（e）中，冷等离子体的喷出形成了温度为6000 K的冷Hα 喷流，而附近相应的加热表现为热X射线喷流，其温度超过4 MK。在Hα 喷流前方，我们还发现了一些加热现象（见图（d）中的黑色箭头），这可能是由激波造成的（Forbes & Priest 1983；Pontin &Priest 2022）。图（e）和 Animation2.mov 中$t = 236.2 - 240.4$ 分钟之间的箭头表示过渡区（TR）附近的加热，在观测中可能被识别为耀斑或亮点。图（f）显示了垂直速度，在上方可以清楚地看到双向流，

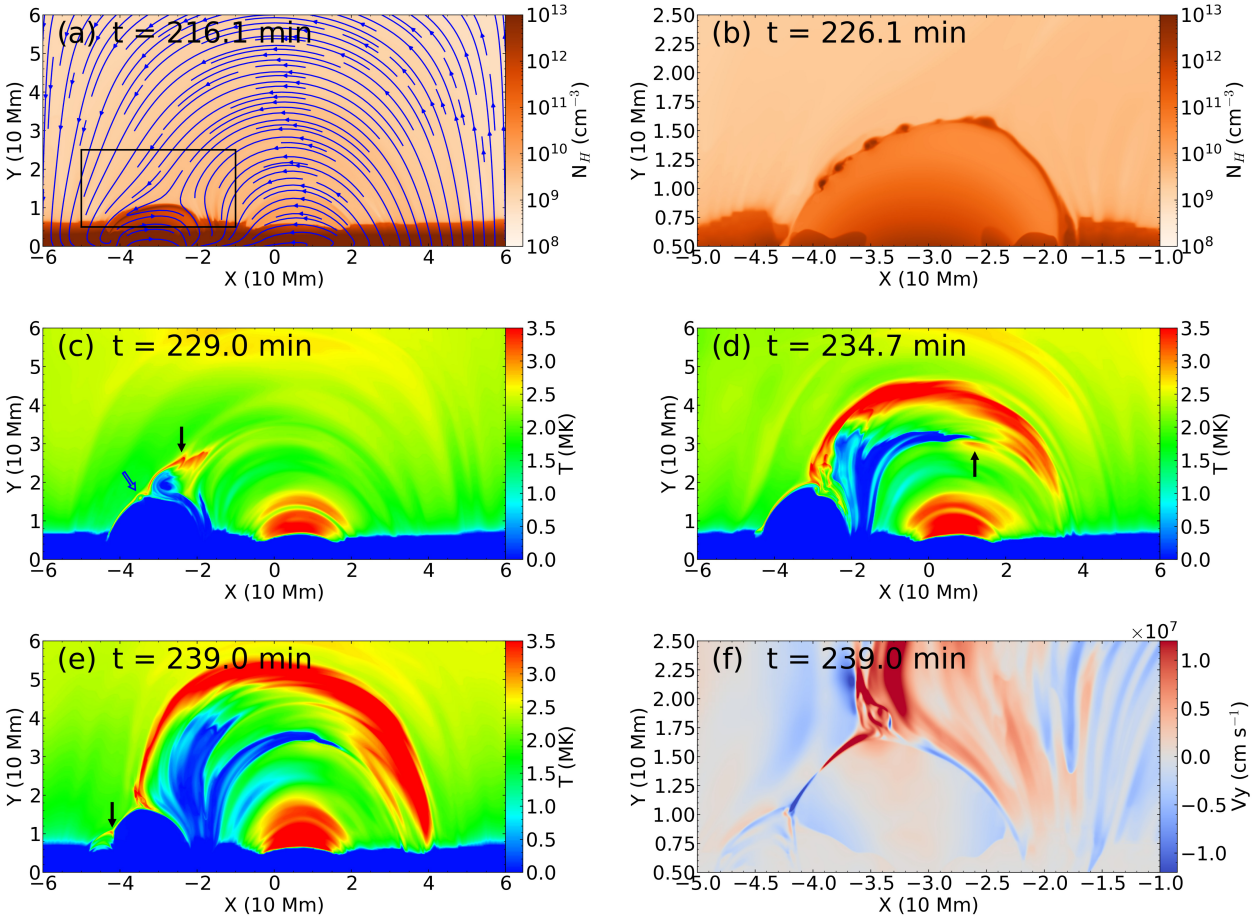


图 2. 磁通量浮现及爆发形成的数值模拟。(a) 和 (b) 为数密度图，(b) 面板的视场由 (a) 面板中的黑色矩形标出。(a) 面板中的蓝线表示磁力线。(c)–(e) 展示磁通量浮现期间该区域的温度变化，箭头指向局部加热区域。(f) 为 (a)–(b) 面板所示黑色矩形区域放大后的垂直速度图。此图的动画（Animation2.mov）展示了我们的模拟中从 $t = 0$ 分钟到 $t = 300$ 分钟期间数密度和温度的演化。动画的时间间隔约为 1.431 分钟。

以及电流片下缘，这是磁重联的典型表现之一（Innes 等人 1997年； Li 等人 2018年）。这些外流的速度约为 400 km s^{-1} (约为局部阿尔芬速度的量级，符合磁重联理论的预期）。

图 3 中的数密度图展示了喷流的动力学过程。我们可以清楚地看到，喷流出现了横向振荡，这种振荡被称为鞭状运动（Canfield 等人 1996；Morton 等人 2012；Chandrashekhar 等人 2014）。如上一段所述，携带来自色球层冷等离子体的新兴磁通向上扩展，并与原有日冕环发生磁重联，形成磁岛和双向流。断开磁力线的磁张力驱使等离子体团向外运动，使其受到弹弓效应；与此同时，如图3的（a1）面板所示，磁力线因重等离子体负载而被拉伸并弯曲。喷流呈现鞭状运动时，喷流内的等离子体相对于磁力线发生垂直运动，磁力线的形状也随之改变，如（a2）和（a3）面板中的蓝色曲线所示。为了更清楚地研究喷流的运动，我们沿（a4）和（a5）面板中虚线标示的位置作了两条切片；这两个位置上的数密度演化分别显示在图 3（b）和3（c）中。从（b）面板可以看出，新生环以 10 km s^{-1}的速度上升，与已有的数值模拟和观测结果一致

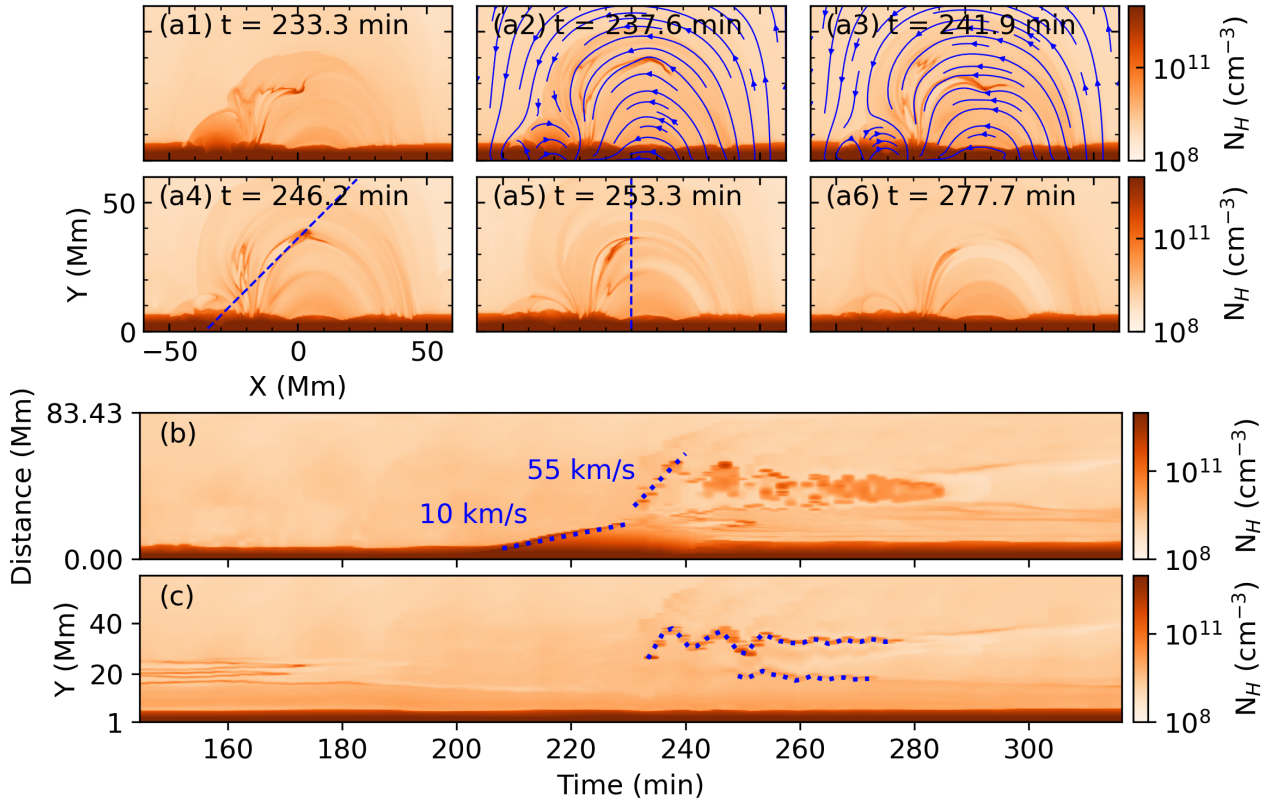


图 3. 数密度图展示了喷流的鞭状运动。面板 (b) 是沿面板 (a4) 中蓝色虚线所示位置的数密度时距图。面板 (c) 展示了沿蓝色虚线所示的 y 方向的数密度演化。蓝色点线曲线显示了喷流的振荡以及下方环中凝聚体的运动。

（Chou &Zirin 1988；Shibata 等 1989；Gonz´alez Manrique 等人 2018；Tiwari 等 2019）。磁重联后，冷物质以 $\sim$ 55 km s^{-1}的速度向上喷出，这与观测到的喷流速度相当。在（c）面板中，上方的蓝色虚线曲线显示了喷流的鞭状运动；在这个时距视图中，它表现为阻尼横向振荡。这种振荡的周期约为 8 分钟。不仅喷流物质所在的磁场呈现鞭状运动，整个环系也在垂直振荡。因此，下方环系中的凝聚体也表现出受迫振荡，如（c）面板中的下方虚线曲线所示。

使用Xia 等人(2014年) 所述的技术，我们还生成了极紫外合成图像，以便将结果与 AIA 观测进行比较。图 4 展示了在 94 ˚A、 171 ˚A、 193 ˚A，以及 304 ˚A 波段中，t = 236.151 分钟时喷流的形态；此时对应的等离子体温度分别约为 6.3、0.8、1.5 和 0.08 MK。在面板 (a) 的热 94 ˚A 图像中，可以观察到明亮的热X射线喷流，而冷喷流呈暗色。在 171 ˚A 和 193 ˚A 波段中，冷喷流内部也呈暗色，边界则较亮。磁重联区域附近以及喷流前端的位置在 193 ˚A 波段图像中尤其明亮，这是由磁重联和激波导致的加热所致。在冷 304 ˚A 波段中，喷流呈现暗色核心和明亮边缘，这是 2.5维假设造成的伪影，因为喷流边界区域具有过渡区温度，因而会在 304 ˚A 波段图像中显现。我们推测，在三维模拟中，整个喷流在 304 ˚A 波段图像中都会呈现明亮。

如图 3所示，等离子体团的运动会改变局部磁力线的形状。我们发现，在当前分辨率可探测的尺度上，这可能会触发开尔文–亥姆霍兹不稳定性（KHI；例如，Keppens 等 1999；Tian &Chen 2016；Ni 等 2017）。当两个具有强速度剪切的流相互并行运动时，就会发生 KHI。在磁化等离子体中，发生 KHI 要求总速度差

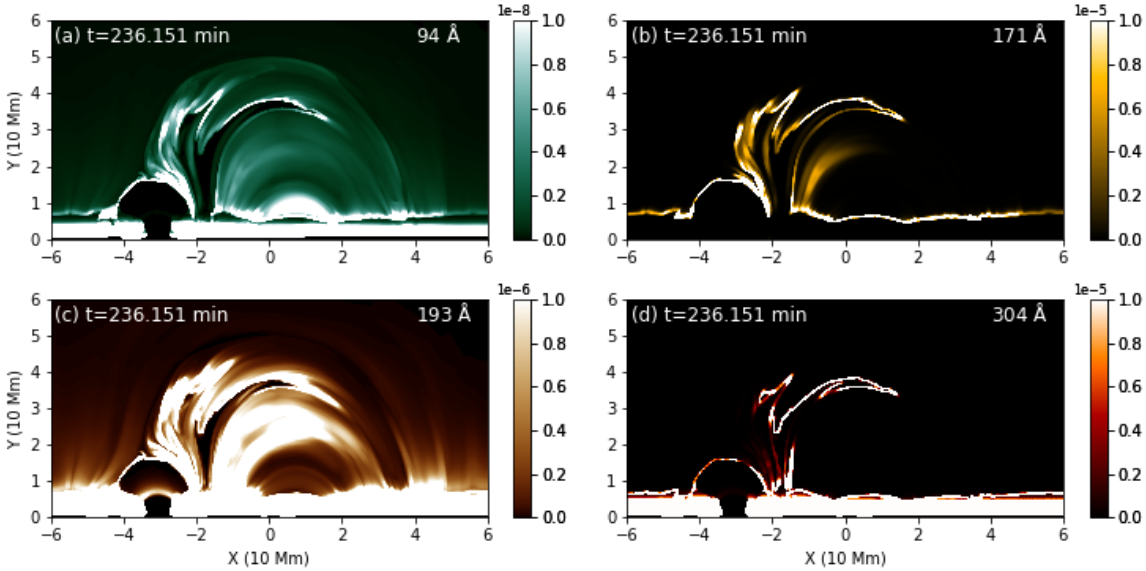


图 4. AIA 94 ˚A、 171 ˚A、 193 ˚A 和 304 ˚A 合成图像，展示所选时刻发生的爆发。

超过一个阈值，该阈值基本上是阿尔fv´én 速度的两倍，因为平行磁场分量可以抑制 KHI 的增长。如图 5(a1) 和 (a2) 所示，一个高密度等离子体团从日冕环顶部落下。随着团块下落，磁力线发生弯曲并被拉伸，因此减弱的平行磁场已无法抑制 KHI。面板 (b1) 和 (b2) 中的马赫数分布图显示了这一点：界面处的马赫数高于 KHI 的阈值 2。变形磁场如面板 (c) 中的黑色曲线所示。从面板 (d) 的涡量分布图可以看出，这个下落的等离子体团与周围等离子体之间存在速度差。发生 KHI 时，下落喷流团的边界会呈现面板 (e) 所示的涡旋状结构。已有一些观测研究显示，喷流边缘存在涡旋状结构（Li 等人 2018年，2019年）；我们在面板 (f) 中给出一幅合成的 AIA 304 ˚A 图像，以便与观测结果进行比较。涡旋状结构的尺寸约为 1.5 兆米，与观测结果一致。

5. 结论与讨论

本文报告了一个由*SDO* 和*IRIS* 观测到的事件：闭合日冕环系统北端的新兴磁通导致等离子体爆发，形成了视速度为 39 km s^{-1} 、多普勒蓝移为 80 km s^{-1}的喷流。我们采用开源代码 MPI-AMRVAC 进行二维半磁流体力学模拟，模拟出由磁通量浮现引发的爆发，环足点处的磁通量强度为 150 G。起初，环内含有日冕雨物质；由于磁通量浮现影响环内的压力梯度，所有日冕雨物质都向环的另一侧（右侧）移动。新兴磁通与原有环之间发生磁重联，在交界处形成负载致密等离子体的电流片，随后出现磁岛和双向流。磁岛并合成一个团块，继而向外喷射，形成冷喷流，其长度、高度和速度与观测结果相近。附近的等离子体被加热至 4 MK 以上，表现为热喷流。在合成的 94 ˚A图像中可以观测到热喷流呈现明亮特征，而冷喷流在 94 ˚A、 171 ˚A和 193 ˚A通道中呈暗色。喷流呈现明显的鞭状运动，并引起其下方环中凝聚体发生类似的振荡。喷流物质的运动改变了局部磁场构型，使开尔文-亥姆霍兹不稳定性得以发生，因此喷流边缘形成了涡旋状结构。

要理解磁通量浮现与动态大气活动之间的相互作用，需要结合数值模拟和观测研究（Fan 和 Gibson（2004）；Cheung 和 Isobe（2014）；Archontis 和 Syntelis（2019））。我们已经

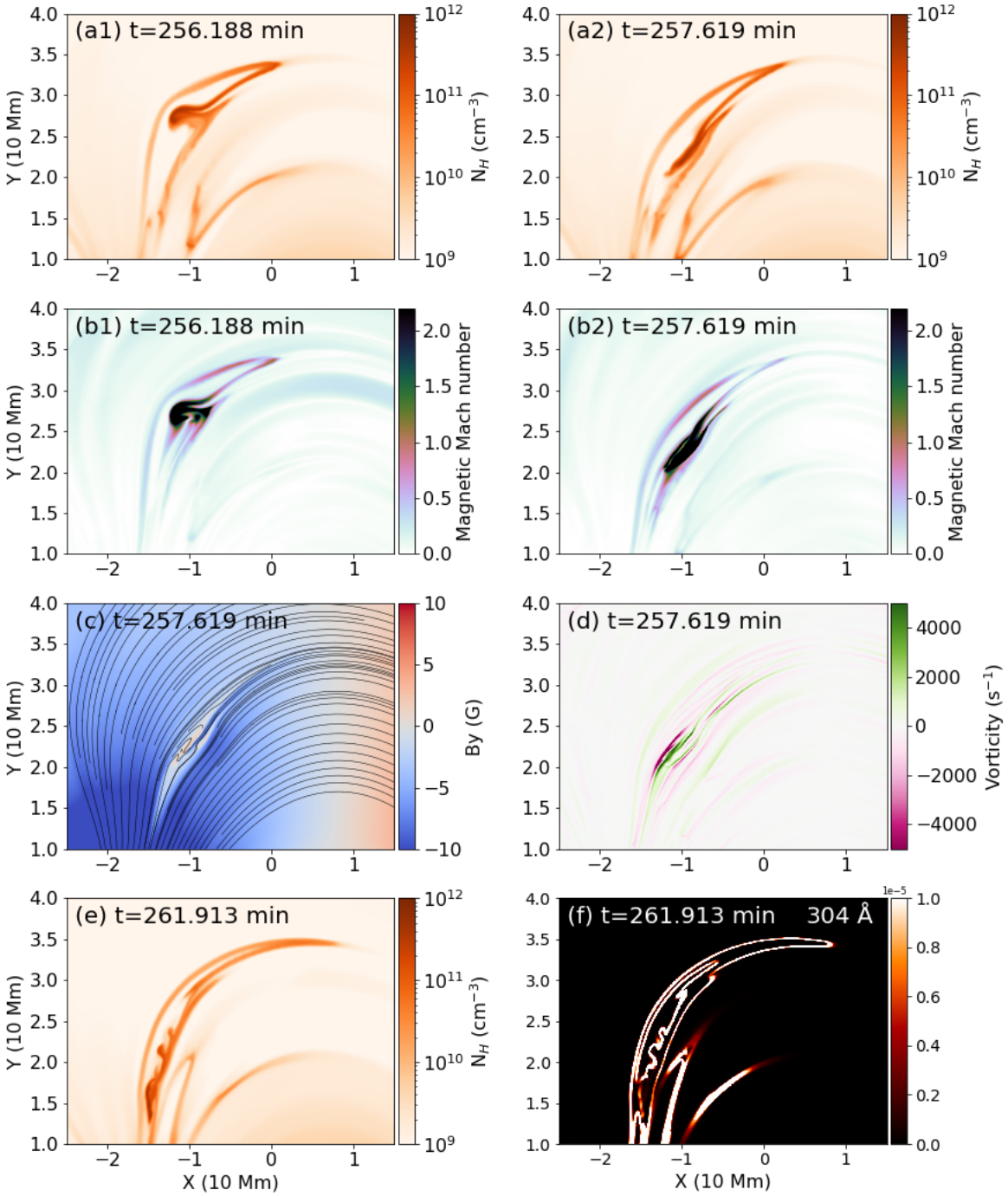


图5. 开尔文–亥姆霍兹不稳定性的发生。(a1)–(a2)和(b1)–(b2)分别为 $t = 256.188$分钟和 $t = 257.629$分钟时的数密度图和马赫数分布图。(c)和(d)分别显示了 $t = 257.619$分钟时沿 y 方向的磁场分布和涡量。(e)中的数密度图和(f)中的合成AIA 304 ˚A图像展示了 $t = 261.913$分钟时由开尔文–亥姆霍兹不稳定性引起的涡旋状结构。

成功再现了先前观测和数值模拟中报道的许多特征，例如磁岛、热喷流和冷喷流同时存在、鞭状运动，以及由开尔文-亥姆霍兹不稳定性引起的涡量结构。与观测到的事件相比，我们得到的喷流具有几乎相同的特性（例如长度、高度和速度）。我们的结果证实，新兴磁通与上覆磁环之间的磁重联会引发一系列日冕爆发。许多参数都可能影响爆发的触发，例如

新兴磁通强度（B_1）、相对角度（在我们的设置中与 θ_1 有关）——即新兴磁通与拱形磁场之间的夹角（Leake et al.2022）。在后续工作中，我们将开展详细的参数调查，以确定哪些参数起着最重要的作用。

我们的模拟表明，运动的多温等离子体喷流对磁场的影响可能会促使开尔文-亥姆霍兹不稳定性发生。利用二维磁流体力学模拟，Ni 等人 (2017年)发现，当喷流向上喷出时，在高 β 情况下（$\sim$ 00.15–1.5），开尔文-亥姆霍兹不稳定性可能促成电流片附近团块结构的形成。Li 等人(2018年、2019年)认为，观测中喷流上游和下游形成的涡旋状结构可能由开尔文-亥姆霍兹不稳定性引起。在我们的模拟中，发生开尔文-亥姆霍兹不稳定性的区域周围，等离子体 β 约为 0.45。喷流物质的运动可能使磁场弯曲，导致局部马赫数超过开尔文-亥姆霍兹不稳定性的阈值，从而在喷流边界形成涡旋状结构。涡旋状结构的尺度与观测结果相似。在模拟中，高马赫数区域仅存在几分钟，随后很快便瓦解，导致开尔文-亥姆霍兹不稳定性受到抑制，涡旋状结构也随之消失。这解释了迄今为止为何只在喷流中观测到少数开尔文-亥姆霍兹不稳定性案例；我们预计，在更高分辨率的观测中可能会发现更多此类案例。此外，重新研究这一设置对于全面理解该系统在完整三维环境中的行为也很重要。

感谢审稿人提出宝贵建议。本研究得到欧洲研究理事会（ERC）欧洲联盟“地平线 2020”研究与创新计划的资助（资助协议编号：833251 PROMINENT ERC-ADG 2018）。本研究还得到 FWO 项目 G0B4521N 和 C14/19/089 TRACESpace 项目的支持。YZ 感谢弗兰德斯研究基金会（FWO）通过项目编号 1256423N 提供的资助。本研究使用的计算资源和服务由 VSC（弗兰德斯超级计算中心）提供，该中心由弗兰德斯研究基金会（FWO）和弗兰德斯政府经济、科学与创新部资助。所用数据由*SDO* 和*IRIS* 科学团队提供。

软件： Python、yt（Turk et al. 2011）

参考文献

Archontis, V., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., Hood, A., & O'Shea. 2004年，《天文学与天体物理学》，426, 1047，doi: 10.1051/0004-6361:20035934Archontis, V., & Syntelis, P. 2019年，伦敦皇家学会哲学汇刊 A 辑，377, 20180387, doi：10.1098/rsta.2018.0387Caligari, P., Moreno-Insertis, F., & Schussler, M. 1995年，《天体物理学杂志》，441, 886，doi：10.1086/175410Canfield, R. C., Reardon, K. P., Leka, K. D., et al. 1996年，《天体物理学杂志》，464, 1016，doi: 10.1086/177389Chandrashekhar, K., Bemporad, A., Banerjee, D., Gupta, G. R., & Teriaca, L. 2014年，《天文学与天体物理学》，561, A104，doi: 10.1051/0004-6361/201321213Chen, F., Rempel, M., & Fan, Y. 2017年，《天体物理学杂志》，846, 149，doi: 10.3847/1538-4357/aa85a0Chen, P. F. 2011年，《太阳物理学综述》，8, 1，doi：10.12942/lrsp-2011-1Chen, P. F., & Shibata, K. 2000年，《天体物理学杂志》，545, 524，doi：10.1086/317803Cheung, M. C. M., & Isobe, H. 2014年，《太阳物理学综述》，11, 3，doi: 10.12942/lrsp-2014-3

Cheung, M. C. M.,Rempel,M., Title, A. M.,& Sch¨ussler, M. 2010年，《天体物理学杂志》, 720,233, doi: 10.1088/0004-637X/720/1/233Cheung, M. C. M.,Rempel,M., Chintzoglou, G., et al. 2019年，《自然·天文学》, 3, 160, doi: 10.1038/s41550-018-0629-3Chou, D.-Y., & Zirin,H. 1988 年，《天体物理学杂志》，333, 420, doi: 10.1086/166757De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., etal. 2014年，《太阳物理学》, 289, 2733, doi:10.1007/s11207-014-0485-yFan, Y. 2001年，《天体物理学杂志快报》,554, L111, doi: 10.1086/320935—. 2021年，《太阳物理学综述》, 18, 5, doi: 10.1007/s41116-021-00031-2Fan, Y., & Gibson, S. E. 2004年，《天体物理学杂志》, 609, 1123, doi: 10.1086/421238Fang, X., Xia, C., & Keppens, R. 2013年，《天体物理学杂志快报》, 771, L29, doi: 10.1088/2041-8205/771/2/L29Fang, X., Xia, C., Keppens, R., & Van Doorsselaere, T. 2015年，《天体物理学杂志》, 807, 142, doi: 10.1088/0004-637X/807/2/142Feynman, J., & Martin, S. F. 1995年，《地球物理研究杂志》,100, 3355, doi:10.1029/94JA02591

Forbes, T. G., & Priest, E. R. 1983年, 《太阳物理学》, 84, 169, doi: 10.1007/BF00157455 Gonz´ález Manrique, S. J., Kuckein, C., Collados, M., et al. 2018年, 《天文学与天体物理学》, 617, A55, doi: 10.1051/0004-6361/201832684 Guglielmino, S. L., Bellot Rubio, L. R., Zuccarello, F., et al. 2010年, 《天体物理学杂志》, 724, 1083, doi: 10.1088/0004-637X/724/2/1083 Guglielmino, S. L., Zuccarello, F., Young, P. R., Murabito, M., & Romano, P. 2018年, 《天体物理学杂志》, 856, 127, doi: 10.3847/1538-4357/aab2a8 Hansteen, V., Ortiz, A., Archontis, V., et al. 2019年, 《天文学与天体物理学》, 626, A33, doi: 10.1051/0004-6361/201935376 Heyvaerts, J., Priest, E. R., & Rust, D. M. 1977年, 《天体物理学杂志》, 216, 123, doi: 10.1086/155453 Innes, D. E., Inhester, B., Axford, W. I., & Wilhelm, K. 1997年, 《自然》, 386, 811, doi: 10.1038/386811a0 Jiang, C., Wu, S. T., Feng, X., & Hu, Q. 2016年, 自然·通讯, 7, 11522, doi: 10.1038/ncomms11522 Johnston, C. D., & Bradshaw, S. J. 2019年, 《天体物理学杂志快报》, 873, L22, doi: 10.3847/2041-8213/ab0c1f Keppens, R., Meliani, Z., van Marle, A. J., et al. 2012年, 计算物理学杂志, 231, 718, doi: 10.1016/j.jcp.2011.01.020 Keppens, R., Teunissen, J., Xia, C., & Porth, O. 2021年, 计算机与应用数学, 81, 316, doi: https://doi.org/10.1016/j.camwa.2020.03.023 Keppens, R., T´oth, G., Westermann, R. H. J., & Goedbloed, J. P. 1999年, 等离子体物理学杂志, 61, 1, doi: 10.1017/S0022377898007223 Kliem, B., & T¨or¨ok, T. 2006年, 《物理评论快报》, 96, 255002, doi: 10.1103/PhysRevLett.96.255002 Leake, J. E., Linton, M. G., & Antiochos, S. K. 2014年, 《天体物理学杂志》, 787, 46, doi: 10.1088/0004-637X/787/1/46 —. 2022年, 《天体物理学杂志》, 934, 10, doi: 10.3847/1538-4357/ac74b7 Leake, J. E., Linton, M. G., & T¨or¨ok, T. 2013年, 《天体物理学杂志》, 778, 99, doi: 10.1088/0004-637X/778/2/99 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012年, 《太阳物理学》, 275, 17, doi: 10.1007/s11207-011-9776-8 Li, X., Keppens, R., & Zhou, Y. 2022年, 《天体物理学杂志》, 926, 216, doi: 10.3847/1538-4357/ac41cd Li, X., Zhang, J., Yang, S., & Hou, Y. 2019年, 《天体物理学杂志》, 875, 52, doi: 10.3847/1538-4357/ab0f39 Li, X., Zhang, J., Yang, S., Hou, Y., & Erd´elyi, R. 2018年, 科学报告, 8, 8136, doi: 10.1038/s41598-018-26581-4 Lionello,R., T¨or¨ok, T., Titov, V. S., et al. 2016年, 《天体物理学杂志快报》, 831, L2, doi: 10.3847/2041-8205/831/1/L2 Manchester, W., I., Gombosi, T., DeZeeuw, D., & Fan, Y. 2004年, 《天体物理学杂志》, 610, 588, doi: 10.1086/421516 Meyer, C. D., Balsara, D. S., & Aslam, T. D. 2012年, MNRAS, 422, 2102, doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20744.x —. 2014年, 计算物理学杂志, 257, 594, doi: 10.1016/j.jcp.2013.08.021 Miyagoshi, T., & Yokoyama, T. 2004年, 《天体物理学杂志》, 614, 1042, doi: 10.1086/423731 Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., & Ugarte-Urra, I. 2008年, 《天体物理学杂志快报》, 673, L211, doi: 10.1086/527560 Moreno-Insertis, F., Martinez-Sykora, J., Hansteen, V. H., & Mu˜noz, D. 2018年, 《天体物理学杂志快报》, 859, L26, doi: 10.3847/2041-8213/aac648 Morton, R. J., Srivastava, A. K., & Erd´elyi, R. 2012年, 《天文学与天体物理学》, 542, A70, doi: 10.1051/0004-6361/201117218 Ni, L., Zhang, Q.-M., Murphy, N. A., & Lin, J. 2017年, 《天体物理学杂志》, 841, 27, doi: 10.3847/1538-4357/aa6ffe N´obrega-Siverio, D., & Moreno-Insertis, F. 2022年, 《天体物理学杂志快报》, 935, L21, doi: 10.3847/2041-8213/ac85b6 N´obrega-Siverio, D., Moreno-Insertis, F., & Mart´ınez-Sykora, J. 2016年, 《天体物理学杂志》, 822, 18, doi: 10.3847/0004-637X/822/1/18 Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012年, 《太阳物理学》, 275, 3, doi: 10.1007/s11207-011-9841-3 Pontin, D. I., & Priest, E. R. 2022年, 《太阳物理学综述》, 19, 1, doi: 10.1007/s41116-022-00032-9 Porth, O.,Xia,C., Hendrix, T., Moschou, S. P., & Keppens, R. 2014年, ApJS, 214, 4, doi: 10.1088/0067-0049/214/1/4 Schmieder, B., Archontis, V., & Pariat, E. 2014年, SSRv, 186, 227, doi: 10.1007/s11214-014-0088-9 Schrijver, C. J. 2009年, 空间研究进展, 43, 739, doi: 10.1016/j.asr.2008.11.004 Shen, J., Xu, Z., Li, J., & Ji, H. 2022年, 《天体物理学杂志》, 925, 46, doi: 10.3847/1538-4357/ac37c3 Shibata, K., Nozawa, S., & Matsumoto, R. 1992年, PASJ, 44, 265 Shibata, K., Taji ma, T., Steinolfson, R. S., & Matsumoto, R. 1989年, 《天体物理学杂志》, 345, 584, doi: 10.1086/167932 Shimojo, M., Shibata, K., Yokoyama, T., & Hori, K. 2001年, 《天体物理学杂志》, 550, 1051, doi: 10.1086/319788 Tian, C., & Chen, Y. 2016年, 《天体物理学杂志》, 824, 60, doi: 10.3847/0004-637X/824/1/60 Tiwari, S. K., Panesar, N. K., Moore, R. L., et al. 2019年, 《天体物理学杂志》, 887, 56, doi: 10.3847/1538-4357/ab54c1 Toriumi, S. 2022年, 空间研究进展, 70, 1549, doi: 10.1016/j.asr.2021.05.017 Toriumi, S., & Wang, H. 2019年, 《太阳物理学综述》, 16, 3, doi: 10.1007/s41116-019-0019-7

T¨or¨ok, T., Lionello, R.,Titov, V. S., et al. 2016年, 收录于太平洋天文学会会议系列第504卷《科英布拉太阳物理会议：空间仪器时代的地基太阳观测》, 编者：I. Dorotovic、C. E. Fischer 和 M. Temmer, 185 Townsend, R. H. D. 2009年, ApJS, 181, 391, doi: 10.1088/0067-0049/181/2/391Turk, M. J., Smith, B.D., Oishi, J. S., et al. 2011年, ApJS, 192, 9, doi: 10.1088/0067-0049/192/1/9van Driel-Gesztelyi, L., & Green, L. M. 2015年, 《太阳物理学综述》, 12, 1, doi:10.1007/lrsp-2015-1Wang, J., Liu, C., Cao, W., & Wang, H. 2020年, 《天体物理学杂志》, 900, 84, doi: 10.3847/1538-4357/aba696

Xia, C., Keppens, R., Antolin, P., & Porth, O. 2014年, 《天体物理学杂志快报》, 792, L38, doi: 10.1088/2041-8205/792/2/L38Xia, C., Teunissen, J., El Mellah, I., Chan´e, E., & Keppens, R. 2018年, ApJS, 234, 30, doi:10.3847/1538-4365/aaa6c8Yokoyama, T., & Shibata, K. 1995年, 《自然》, 375, 42, doi: 10.1038/375042a0—. 1996年, PASJ, 48, 353, doi: 10.1093/pasj/48.2.353Zhou, Y. H., Chen, P. F., Hong, J., & Fang, C. 2020,《自然·天文学》, 4, 994, doi: 10.1038/s41550-020-1094-3Zhou, Y.-H., Ruan, W.-Z., Xia, C., & Keppens, R. 2021年, 《天文学与天体物理学》, 648, A29, doi: 10.1051/0004-6361/202040254Zwaan, C. 1985, 《太阳物理学》, 100, 397, doi:10.1007/BF00158438—. 1987, 《天文学与天体物理学年度评论》, 25, 83, doi: 10.1146/annurev.aa.25.090187.000503