arXiv:2603.13921v1 [astro-ph.SR] 14 Mar 2026

通过数据约束模拟研究磁通绳的形成与上升阶段

M. V. Sieyra[1], A. Strugarek[1], A. Prasad[2,3,4], A. Wagner[5], P. Démoulin[6], F. Moreno-Insertis[7,8], A. J. Finley[1,9], R. Joshi[7,8,3,4], A. Blaise[1], A. S. Brun[1], 和 E. Buchlin[10]

[1] 天体物理学系/AIM，法国原子能和替代能源委员会/IRFU，法国国家科学研究中心/INSU，巴黎萨克雷大学，巴黎西岱大学，Orme de s Merisiers，709号楼，91191 吉夫叙尔伊维特 Cedex，法国，电子邮件：vsieyra@unc.edu.ar[2] Statkraft AS，吕萨克，挪威[3] 奥斯陆大学理论天体物理研究所，邮政信箱 1029，Blindern，N-0315 奥斯陆，挪威[4] 奥斯陆大学罗斯兰太阳物理中心，邮政信箱 1029，Blindern，N-0315 奥斯陆，挪威[5] 赫尔辛基大学物理系，赫尔辛基，芬兰[6] 巴黎天文台 LIRA，巴黎文理研究大学，法国国家科学研究中心，索邦大学，巴黎西岱大学，法国[7] 加那利群岛天体物理研究所，E-38205 拉拉古纳，特内里费岛，西班牙[8] 天体物理学系，拉拉古纳大学，E-38206 拉拉古纳，特内里费岛，西班牙[7] 美国国家航空航天局戈达德航天中心日球物理科学部，格林贝尔特，马里兰州 20771，美国[8] 乔治·梅森大学物理与天文学系，费尔法克斯，弗吉尼亚州 22030，美国[9] 欧洲空间局，欧洲空间研究与技术中心，诺德韦克，荷兰[10] 巴黎萨克雷大学，法国国家科学研究中心，空间天体物理研究所，91405 奥赛，法国

收稿于 XX，20XX

摘要

背景。 数据约束和数据驱动模拟的发展为太阳爆发的初始过程提供了新的认识。这些模型纳入了观测到的光球磁场。然而，由于缺乏太阳大气其余部分的磁场信息，模型依赖外推，而在大多数情况下，这些外推忽略了洛伦兹力。尽管如此，低层大气中确实存在这种力，并可能在破坏平衡构型、触发爆发方面发挥关键作用。

目的。 本研究旨在理解并重现发生于活动区 NOAA 12241 的太阳爆发 SOL2014-12-18T21:41。此次爆发前曾出现一次 M6.9级耀斑；研究还将探讨放宽初始无力假设所产生的影响。

方法。 该电阻性、可压缩的磁流体力学模拟以非无力磁场外推为初始条件，该外推基于耀斑发生前数分钟拍摄的光球矢量磁图。模拟包含分层大气以及热传导和辐射冷却等非理想效应。

结果。 模拟中形成并上升的磁通绳，将致密物质从太阳大气低层带走。其形成源于作用于初始剪切拱廊上的非零洛伦兹力，无需假设已有磁通绳或光球驱动运动。随后，磁通绳偏转至磁压力较低的区域，以约恒定加速度上升，并以 350 km s^{-1} 的速度逃出计算域。

结论。 本文以 NOAA AR12241 的爆发为案例，应用一种稳健的数值框架对耀斑活动区进行建模，并假设耀斑起始附近存在真实的非无力磁场。该案例说明，初始的洛伦兹力失衡能够成功触发磁通绳形成，随后磁通绳逃逸出模拟区域。通过加入从光球延伸至日冕的分层大气，该框架还可用于与实际观测进行比较。

关键词。 太阳：大气、耀斑、磁场 – 磁流体动力学 (MHD)

1. 引言

太阳爆发是太阳大气中研究最多的动力学事件之一。这些爆发现象通常与耀斑、日冕物质抛射 (CMEs) 和高能粒子相关。耀斑期间，10^{28} 至10^{31} erg 的磁能会被释放，并转化为动能、热能和非热能量 (Shibata & Magara 2011; Fletcheretal. 2011; Benz 2017)。因此，耀斑可能导致极端紫外线和X射线辐射、粒子加速及物质喷射 (CMEs)，而这些都可能对空间天气产生显著影响。

爆发起始主要分为两类（Jiang, 2024）：一类基于预先存在的磁通绳发生的理想磁流体动力学（以下简称 MHD）不稳定性 (Titov &Démoulin 1999; Titov et al. 2018)，另一类则基于剪切磁力线的磁重联，无论是否存在磁通绳。在磁流体动力学不稳定性中，通常考虑两种：扭结不稳定性（Hood& Priest1979; Töröketal. 2004; Jiet al. 2003）和环形不稳定性（Kliem& Török 2006）。在最简单的形式下，当磁场构型超过某一阈值时，就会触发这些不稳定性：对于扭结不稳定性，该阈值涉及线锚定端点之间磁场的总缠绕数（Hood &Priest 1979）；对于环形不稳定性，则是外部约束磁场随高度变化的衰减指数（Kliem&Török 2006）。在基于磁重联的模型中，大致可分为系绳切断（Moore etal.2001）和突破模型（Antiochos et al.1999）的例

子是系绳切割机制中的标准耀斑模型（例如 Carmichael 1964；Sturrock & Coppi 1965；Hirayama 1974；Kopp & Pneuman 1976；Janvieretal. 2014），其中存在一个预先形成的磁通绳。

通常，在数值模拟中，我们可以发现这些理想过程和重联过程，与光球或色球层的触发机制相结合，例如剪切运动（Lynch 等，2008年；Pariat 等，2010年；Wyper 等，2017年；Joshi 等，2024年a）、磁通抵消（Amari 等，2003年；Linker 等，2003年；Aulanier 等，2010年；Zuccarello 等，2015年）和磁通涌现（Leake 等，2010年，2014，2022；MacTaggart 和 Haynes，2014年）。

在真实事件中，过程更加复杂，爆发也可能不遵循这些理想化的理论机制。太阳爆发如何启动仍不清楚，尤其是由于缺乏关于日冕中磁场强度和方向的直接观测信息。因此，为了更好地理解导致太阳爆发的机制，利用光球观测加以约束的数据驱动模型已被证明是一条合适的途径。关于这类数据驱动模拟，读者可参阅综述论文：Inoue (2016)；Jiang 等(2022）。我们可以区分数据约束模拟和数据驱动模拟：前者的初始条件源自某一时刻太阳表面的观测数据，后者则使用源自观测时间序列的时变边界条件。

聚焦于爆发过程，数据约束模拟通常以从爆发 onset 前不久的矢量磁图外推得到的、接近不稳定状态的磁场构型作为初始条件。例如，若干作者（Jiang 等人，2013年；Amari 等人，2014年；Yamasaki 等人，2022年；Zhong 等人，2023年）采用非线性无力场外推（下文简称 NLFFF），表明在活动区的数据约束模拟中，爆发由环形不稳定性触发，而磁重联通过移除部分线系连接，使不稳定性得以充分发展。另一种方法是从初始稳定磁场构型出发，通过光球运动触发爆发，例如剪切和汇聚（Inoue 等人，2018年；Török 等人，2018年），或磁通涌现（Fan，2011年、2022年；Muhamad 等人，2017年；Inoue 等，2025）。

另一方面，我们也开展了完全由数据驱动的磁流体动力学模拟，其中底边界条件由光球处的观测量以随时间变化的方式指定，覆盖喷发前阶段的数小时至数天（Jiang 等人 2016年；Wang 等人 2023年；Chen 等人 2023年；Guo 等人 2023年）。由于使用完整磁流体动力学模拟喷发前阶段的长期演化计算成本高昂，另一种选择是采用数据驱动的磁摩擦技术（Cheung & DeRosa 2012年；Gibb 等人 2014年；Pomoell 等人 2019年；Price 等人 2019年、2020年；Kilpua 等人 2021年），模拟爆发前的演化过程，并仅对爆发本身采用完整的磁流体力学建模（Afanasyev 等人 2023年；Daei 等人 2023年；Guo 等人 2024年）。然而，选择从磁摩擦切换到磁流体动力学的合适时刻并非易事，因为爆发系统的性质会显著依赖于为这一切换所选取的模拟帧（Wagner 等人 2024年b）。

在上述所有数据驱动或数据约束模拟中，日冕磁场都是基于无力假设，从光球磁场分布中通过数值外推得到的，即不受洛伦兹力作用（Wheatland & Gilchrist 2013；Wiegelmann&Sakurai 2021）。其依据是这样一种假设：日冕磁场在光球运动的驱动下以准静态方式演化。尽管基于非线性无力场外推的模拟能够再现真实的动力学过程，但光球磁场通常并非完全无力（例如 Schucketal. 2022）。此外，无力近似建立在等离子体β可忽略不计这一假设之上，但这只在过渡区和低日冕中成立（Gary 2001）。由于上述模型的外推将底部边界设在色球层以下的光球磁场处，此处 $\beta \geq 1$因此，采用非无力场外推方法通常会更符合实际。

因此，我们考虑非无力场（以下简称 NFFF）外推，并利用耀斑开始前不久获取的矢量磁图来规定光球处的磁场。顾名思义，这种技术允许存在非零洛伦兹力，这一点至关重要，因为太阳爆发期间，日冕磁场远未达到平衡。NFFF 外推基于自组织双旋度贝尔特拉米场（Bhattacharyya 等，2007），并满足最小耗散率原理（Bhattacharyya &Janaki 2004；Bhattacharyya 等，2007；Hu和Dasgupta（2008））。与广泛使用的非线性无力场相比，Agarwal 等人 (2022年) 表明，采用 NFFF 外推初始化的活动区模拟中发现的自由磁能，比采用非线性无力场外推的模拟多（高出 2.5 倍）。此外，NFFF 与测得的光球磁场相关性略高，因为对于无力场外推，通常会对数据进行“预处理”，以消除洛伦兹力并获得适当的边界条件（Wiegelmann 等人 2006；Jiang&Feng 2014）。此外，对于 NFFF，光球处的洛伦兹力非零，但通常会随高度迅速衰减，因此在日冕中近似无力（Agarwal 等人 2022），这符合对太阳的预期。Prasad 等人 (2017年) 表明，NFFF 外推固有的非零洛伦兹力能够触发爆发，并成功再现触发太阳耀斑的日冕动力学（Prasad 等人 2018；Kumar 等人 2022，2025年）、日冕喷流（Nayak 等，2019；Joshi 等人 2024b）以及日冕变暗（Prasad 等人 2020）。

结合 NFFF 外推与从光球延伸至日冕的重力分层大气，我们构建了一个完全电阻性、可压缩的磁流体数值框架，用于研究活动区中的太阳爆发，其中包括光学薄辐射冷却和热传导。作为案例研究，我们考察了 AR 12241 在 2014年12月18日发生的爆发。此前，Prasad 等人(2023年) 使用不可压缩状态和等温日冕对这一事件进行了模拟。他们发现，初始的汇聚洛伦兹力促使磁通绳形成，并驱动绳体下方发生系绳切断重联，进而导致磁通绳缓慢膨胀。在本研究中，我们同样发现，磁通绳自洽地形成并上升，同时携带色球物质。此外，在我们的模型中，磁通绳并未停止膨胀，而是在经历第一阶段的缓慢上升后，于第二阶段被抛出模拟盒。借助一种能够识别并追踪这一结构的算法（见 Wagner 等人 2024年a，c，以及其中的参考文献），我们研究了磁通绳的动力学并确定其运动学性质，发现其与观测结果高度相似。

本文结构如下：第2节介绍活动区的观测，并总结磁流体力学模拟结果。接着，第3 节描述模拟的初始阶段，包括磁通绳的压缩与形成；第4 节重点讨论其演化，包括对上升阶段的力分析。最后，在

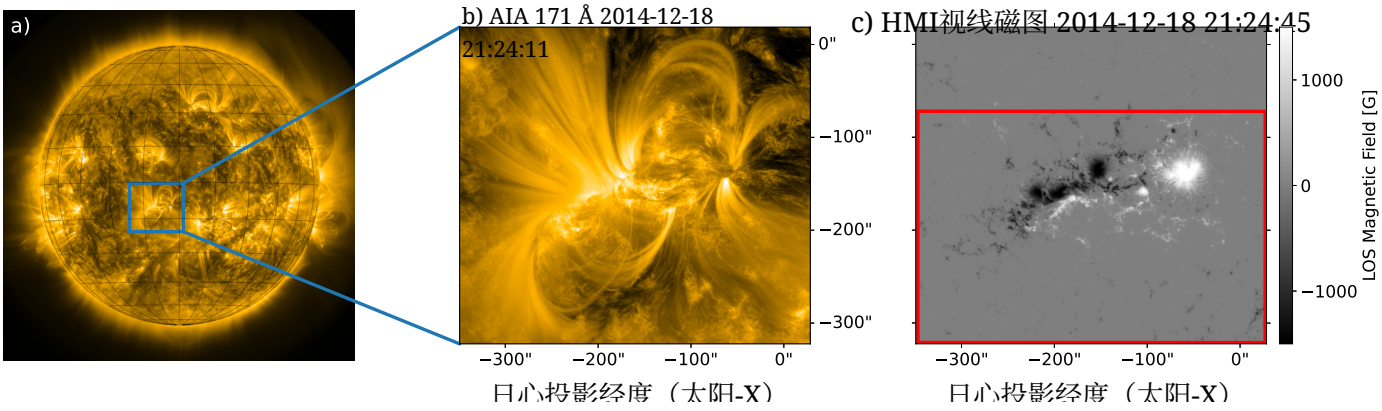


图1：活动区 NOAA 12241。a) SDO/AIA 于2014年12月18日 21:24 世界时观测到的 171 Å 全日面图像。蓝色矩形标示所研究的活动区。b) 活动区 171 Å 图像的放大图。c) SDO/HMI 获取的视线（LOS）磁图。红色矩形标示数值模拟的水平计算域。

第5 节概述与其他模型的比较讨论以及本研究的主要结果。所有数值框架、初始条件以及磁通绳识别与跟踪算法的细节均在附录中介绍（第A 节和B节）。附录4补充了第D 节的相关材料，包括上升阶段涉及的所有力的演化。

2. 活动区12241建模概述

本节介绍所研究的爆发事件，以及爆发发生的活动区。我们简要说明用于确定太阳大气中磁场的外推方法，并将其作为后续可压缩磁流体数值框架的初始条件。我们还介绍模拟中呈现的动力学，总结并强调其主要结果，以便在第3 和4节进行更详细的描述之前，先提供整体概况。

2.1. 爆发事件

我们研究了2014年12月18日21:24世界时的NOAA AR 12241观测，如图1所示。图中a）面板展示了由太阳动力学观测台（SDO，Lemen等（2012））上的大气成像组件（AIA，Pesnell等（2012））拍摄的太阳171 Å全日面图像。蓝色矩形标出了所研究的活动区。该区域的放大图见b）面板；c）面板则显示了由同样搭载于SDO上的日震磁成像仪（HMI，Schou等（2012））拍摄的光球视向（LOS）磁场。c）面板中的红色矩形表示本研究所用的数值计算域。由于爆发向南移动，我们仅沿这一方向扩大计算域，以提高数值计算效率。Joshi等人此前对这一事件进行了详细的观测分析Joshi等人(2017年）。他们将其描述为一次伴随两阶段爆发的三带耀斑。第一阶段是系绳切断磁重联过程使磁通绳在极性反转线之上形成并上升，其现象符合标准模型所述的典型双带耀斑特征。第二阶段涉及包含该磁通绳的重叠拱形结构在更高处的三维零点发生磁重联，从而形成准圆形耀斑带。该耀斑由该活动区产生的耀斑在GOES X射线等级中为M6.9级。它于 ~21:41世界时开始，在 ~21:58达到峰值，衰减阶段持续至2014年12月19日 ~02:00。

2.2. AR 12241 的动力学建模

为了模拟该活动区的磁场，我们采用 NFFF 外推作为初始条件。简而言之，该方法基于最小能量耗散率原理，磁场需满足双旋度 Beltrami 方程（见 Bhattacharyya 等，2007）。于是，磁场 B 可写为 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_3$, , 其中 $\nabla \times \mathbf{B}_{1,2} = \alpha_{1,2}\mathbf{B}_{1,2}$对应两个线性力自由场，而 $\mathbf{B}_3$ with $\alpha_3 = 0$对应一个势场（Hu和Dasgupta（2008））。参数 $\alpha_{1,2}$以水平网格尺寸归一化，其取值旨在使计算得到的横向磁场矢量与底边界处测得的横向磁场矢量之间的差异最小。对于该活动区，这些值为 $\alpha_1 = 0.0105$ 和$\alpha_2 = -0.0105$。α 的单位为像素的倒数，像素尺寸为 1 角秒。有关该模型的更多详情，请参阅 Hu 等人（2010）及其参考文献。用于活动区或宁静区 NFFF 外推计算的代码可在 https://github.com/AvijeetPrasad/MDR-NFFF/ 获取。两个线性力自由场与一个势场的线性组合，使总磁场成为非无力场（因此称为非无力场外推）。正如我们在第 1 节所述，力自由外推通常需要外部驱动（例如光球流、磁通涌现）来触发爆发。在 NFFF 外推中，初始状态并不平衡，这种内在作用力可以驱动爆发（见 Prasad等（2017，2023））。此前使用较早期磁图对同一活动区进行的实验（为简洁起见，本文未展示）表明，这种初始不平衡状态也可能使系统宁静弛豫，而不一定引发爆发事件。

在本文所介绍的案例中，NFFF 初始条件促使磁通绳自洽地形成，随后上升并离开计算域。该结果是通过将 NFFF 置于一种类似太阳低层大气的平行平面分层大气中获得的。该大气包括一个类似色球层的致密低温下层、一个狭窄的过渡区以及一个延展的高温日冕（有关初始条件的更多细节，请参见图 A.1 和图 A.2，见附录 A.3）。随后，利用

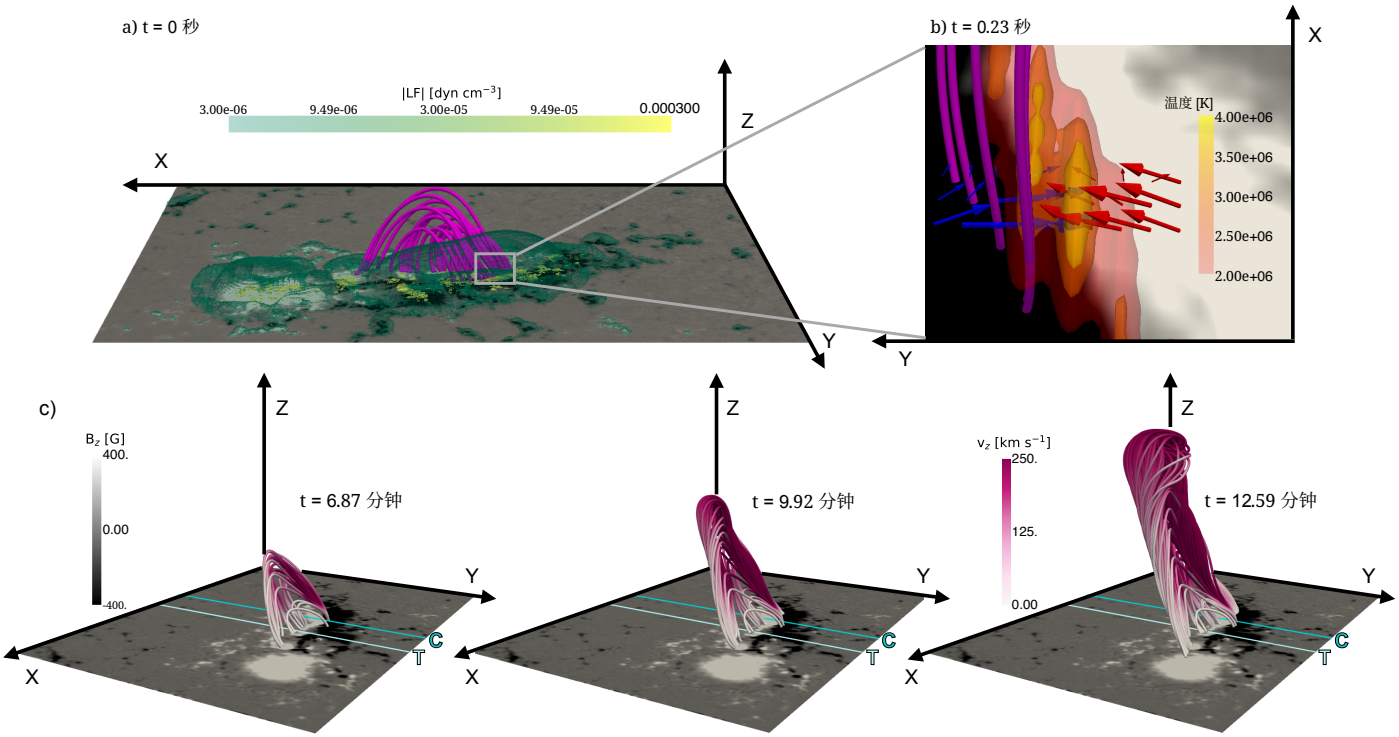


图 2：爆发的初始化与演化概览。在所有面板的背景中均显示了一个由白色到黑色表示的磁图，以便与图1中的观测建立联系。为便于可视化，色标在 -400 至 400 G 之间饱和。a) $t = 0$ 秒时的初始磁场构型和洛伦兹力。粉色线表示磁拱，随后其转变为爆发磁通绳。绿色到黄色的色标表示洛伦兹力大小的体积表示，其中黄色（绿色）分别表示强度较大（较小）。b) $t = 0.23$ 秒时的局部放大图，显示由面板 a) 中灰色矩形定义的区域。在高度 $z = 2.2$ 兆米处，用蓝色（负值）和红色（正值）箭头表示洛伦兹力的水平分量。图中还显示了从 2×10^6 K（红色）到 4×10^6 （黄色）的温度等值面。c) 展示了 $t = 6.87$ 分钟、$t = 9.92$ 分钟和 12.59 分钟时的上升阶段。彩色线表示对应于磁通绳的磁力线。磁力线的颜色表示粉色中的垂直速度 v_z 。xy平面上的两条线表示进行磁通绳追踪分析（浅青色的 T 线）和压缩分析（深青色的 C 线）的位置。

PLUTO 代码（Mignone等（2007））求解可压缩磁流体力学方程，以研究这一初始失衡后的演化，其中包括热传导和辐射冷却。磁流体力学建模的详细描述将在附录A中给出。更具体地说，我们在附录 A.1中描述所使用的磁流体力学方程，在附录 A.2中介绍数值网格，在附录 A.3中说明初始条件，并在附录A.4中介绍边界条件。接下来，我们将重点描述利用模型得到的动力学演化的两个阶段。

2.2.1. 磁通绳形成与质量加载

模拟演化过程的概要如图2所示。上排面板展示初始阶段，下排面板展示上升结构的演化。初始时，平面平行大气处于流体静力平衡，但非无力磁场处于失衡状态。面板 a) 显示在$t = 0$ s 时，磁拱的磁力线（品红色线条）将演化为爆发性磁通绳，同时显示非零洛伦兹力（绿色/黄色等值面）。洛伦兹力集中区尤其出现在低层大气中（黄色斑块标示），靠近磁拱脚点。因此，失衡的磁场使大气失稳，促使其发生运动，并在此后续导致过渡区上部的等离子体受到压缩并升温。面板 b) 中灰色方框标出的一个小区域展示了这一过程。洛伦兹力的水平分量（蓝色和红色箭头）迅速（$t = 0.23$ s）驱动流动，导致过渡区上部（约$z = 2.5$ 兆米）发生压缩，位置靠近标出的磁拱。压缩使局部温度升高至原来的 8 倍（面板 b 中 4×10^6 K 处的黄色区域）。随后，热传导开始发挥作用，从上方加热过渡区顶部，最终引发蒸发。蒸发使品红色磁拱充满密度更高的物质，从而形成质量加载。

蒸发开始后，拱廊两条相反腿之间开始发生磁重联（定量描述见附录C.1 中的C ）。这种磁重联增加了拱廊的扭转，进而形成磁通绳。

2.2.2. 磁通绳的上升与逃逸

在模拟的后期阶段，见图2 c)，磁通绳膨胀并上升。磁通绳上升时，会携带起致密而炽热的物

质。图3展示了这一点，其中 a）图显示了在yz平面上的密$x = 5$ 兆米处、$t = 12$。59 分钟时的密度和 b）图显示了温度。该平面对应于图2 c）中的 T 线（浅青绿色），并在顶点附近横向穿过磁通绳。请注意，与周围日冕相比，等离子体（黄色）更致密、温度更高；投影到该平面上的磁场椭圆形磁力线将其圈定（白色流线表示该平面上的磁力线）。

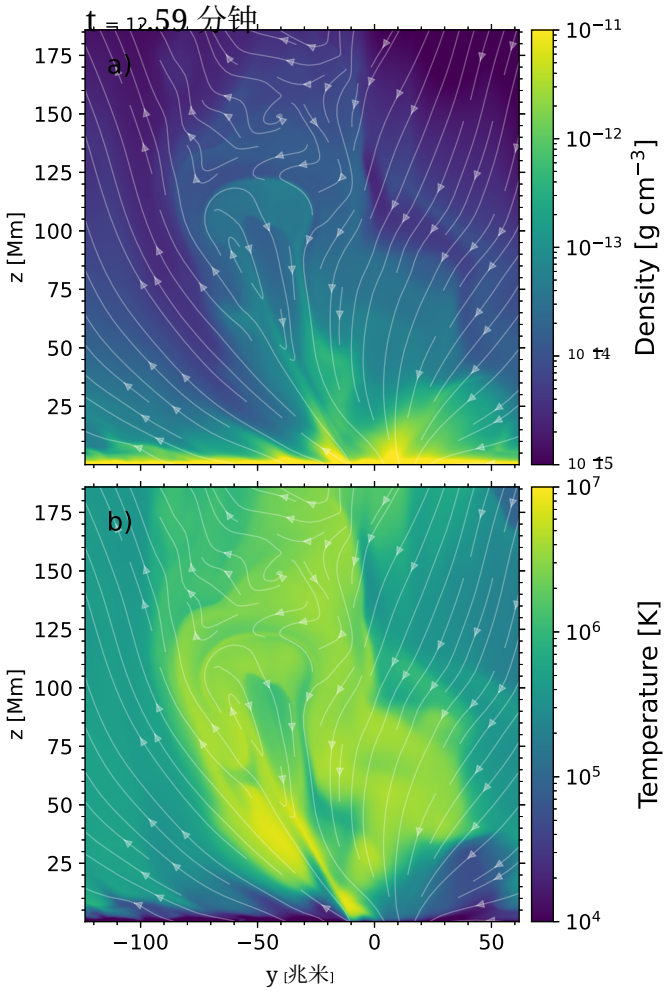


图 3：上升阶段的热力学变量。a）密度和 b）温度，位于$x = 5$ 兆米处（对应图 2c）中的 T 线），$t = 12$。59 分钟。黄色表示较高的密度和温度，蓝色表示较低值。白色实线表示平面上投影磁场矢量的流线。在线版本中提供了一段影片，展示该切割平面上的温度以及磁通绳磁力线的三维可视化。

大约$t = 6$分钟时，垂直气体压力梯度与洛伦兹力的相互作用产生正的净贡献，因此快速上升运动更加明显（见图 4）。该图以蓝点显示了在图 z-坐标，即在图 3 所示同一切割平面中识别出的磁通绳顶点的坐标，并给出了二次拟合（橙色实线）。追踪磁通绳顶点，直至其在$t = 16$ 分钟时离开计算域，此时速度约为 350 km s^{-1}。磁通绳的识别和追踪将在第 4.1 节详细说明。带箭头的图例显示了磁通绳顶点的垂直速度

，$v_{z,\ ap}$ 在 $x = 5$ 兆米处的数值由拟合曲线在几个选定时刻的导数得到。由于高度曲线为二次函数，我们得到恒定的垂直加速度 424 m s^{-2}，是太阳表面重力加速度的 1.5 倍。

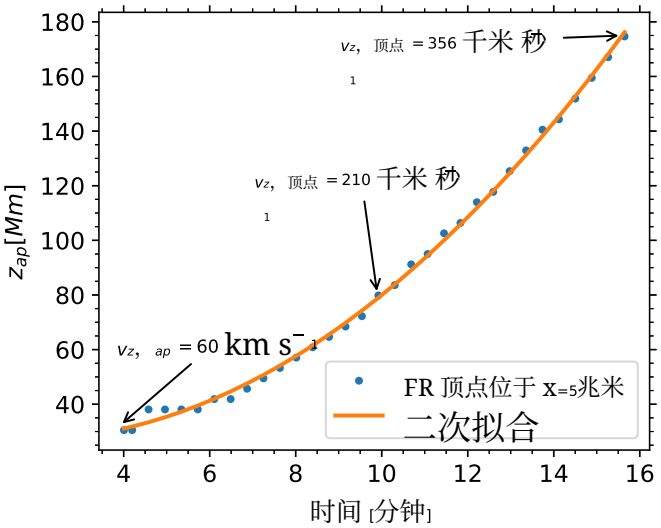


图 4：磁通绳顶点的运动学性质。磁通绳顶点在$x = 5$ 兆米处的垂直坐标（蓝点）及二次拟合（橙色实线）。图中还标出了不同时间的垂直速度值。在$t = 4$分钟之前，磁通绳尚未充分形成，无法推断其顶点高度。

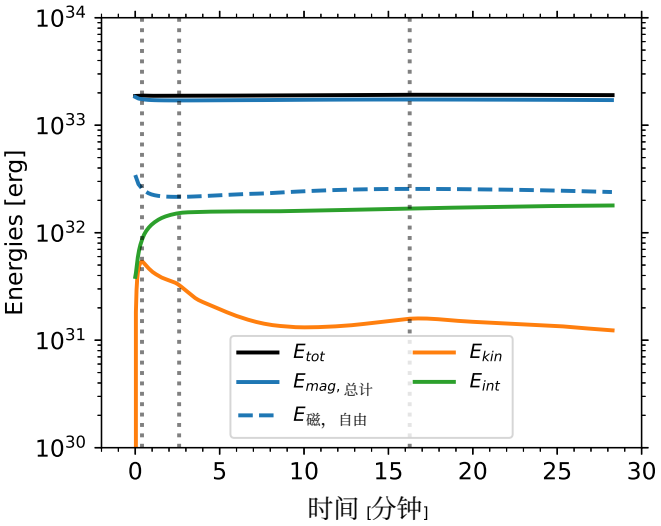


图 5：整个计算域内平均能量的演化。总能量以黑色实线表示，总磁能以蓝色实线表示，自由磁能以蓝色虚线表示，动能和内能分别以橙色和绿色实线表示。竖直点线表示不同阶段。

2.2.3. 能量学

为了更好地理解模拟中观测到的动力学过程，我们在先前简化分析的基础上，补充考察了模拟盒中能量含量的整体演化，

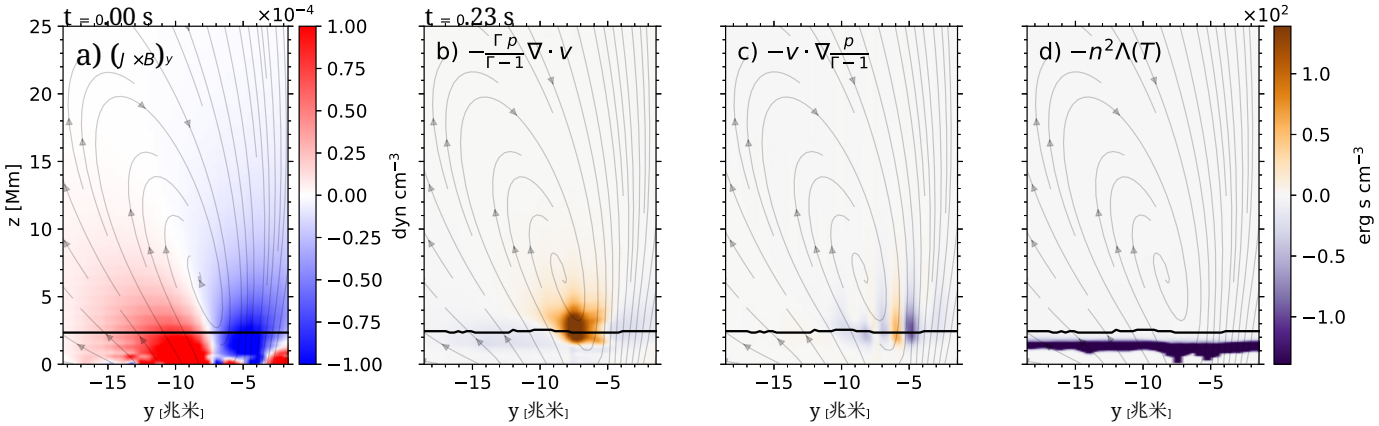


图 6：平面 $x = -15$ 兆米处的洛伦兹力和能量源项（见图 2 中的光球面迹线 C）。a）$t = 0$ 秒时 y 轴方向的洛伦兹力（正值以红色表示，负值以蓝色表示）。b）压缩，c）平流，d）辐射冷却，时间为$t = 0$。23 秒（正值以深橙色表示，负值以紫色表示）。过渡区的上边界以黑色实线标示。

如图5所示。总能量（黑色实线）基本保持不变，这意味着相较于模拟盒中的总能量含量，经由边界的能量损失（或增益）很小。总磁能（蓝色实线）与总能量相近，说明计算域中的大部分能量来自磁场。通过计算势场（采用 Alissandrakis 1981提出的方法），我们估算了与之相关的磁能以及自由磁能（蓝色虚线），分别为$E_{\rm mag,free} = E_{\rm mag,tot} - E_{\rm mag,pot}$。请注意，由于磁图没有演化，$E_{\rm mag,pot}$ 几乎不随时间变化（在模拟过程中，它因底边界处的扩散而缓慢减小）。势能的这一变化非常小，不会影响自由磁能的演化。初始时，NFFF 外推产生的自由磁能为 $\sim 2\times10^{32}$ erg，随后因欧姆耗散而减小，并在$t = 2.6$分钟达到最小值（第二条垂直点线）。这一减小对应着内能（绿色实线）的增加，以及动能（橙色实线）骤增；这一过程持续至$t = 0.40$分钟（第一条点线）。在$t = 2.6$分钟之后，自由磁能缓慢增加，直至$t = 16.3$分钟（第三条垂直点线），这是因为等离子体运动增强了拱系的磁场强度。这一增长伴随着动能下降，主要是磁张力做功所致；此外，其他高速运动的质量从计算域侧面或顶部边界流出，也有较小贡献。然而，在$t = 10$ 分钟之后，动能略有增加，直至$t = 16.3$分钟。这很可能是由加速上升的磁通绳所致，它持续上升，直至$t = 16.3$分钟离开计算域。此后，自由磁能和动能均平稳下降，这是磁弛豫以及磁通绳离开模拟盒所致。

在接下来的章节中，我们将更详细地解释磁通绳形成过程中涉及的不同现象（第 3 节）及其上升阶段（第 4 节）。

3. 磁通绳形成与等离子体蒸发

本节将介绍模拟的初始阶段，这一阶段对触发爆发至关重要。由于初始阶段的动力学过程非常快，我们采用高时间分辨率输出，每隔 0.11 s 输出一次，以研究所有变量的演化以及涉及的物理过程。

3.1. 初始洛伦兹力的作用

鉴于外推结果并非无力状态，初始洛伦兹力处于非平衡状态（$\mathbf{J}\times\mathbf{B} \neq \mathbf{0}$）。特别是在爆发开始前后，在极性反转线附近，其沿$x$ 轴和y 轴的水平分量指向相反的汇聚方向，位置约为$x = -15$兆米、$y = -7$ 兆米。洛伦兹力的这种不平衡触发了汇聚流，在几分之一秒内导致过渡区上部的等离子体受到压缩。如图6所示，其中面板 a）显示了计算域一小块区域内、对应于$\mathbf{J}\times\mathbf{B}$）$_y$ 的平面处的一个水平洛伦兹力分量，该平面对应于$x = -15$。14 兆米（图2 中的面板 c）内的青绿色线 C）。力的方向由负值（蓝色）和正值（红色）表示。

图 6 的面板 b）展示了同一平面上$t = 0$。23 s 时的压缩项，该平面由直线 C 定义。此项由内能方程中的内能通量与压力梯度做功组合得到，并与 $\nabla\cdot\mathbf{v}$ 成正比（见式（A.9））。紫色表示负贡献，橙色表示正值。面板 c）和 d）分别展示了同一时间、同一平面上的内能平流项和辐射冷却的贡献。 $\Gamma = 5/3$ 为比热比，$p/(\Gamma-1)$ 表示内能，而n 表示数密度， Λ 为辐射损失函数，其定义见第A.1节的式（A.8）。所有面板背景中的灰线表示位于平面$x = -15$。14 兆米处的磁场分量积分线。水平黑色实线表示过渡区的上界，即日冕的起始位置。计算该位置时，我们针对每个y值，寻找温度对高度的二阶导数的最小值。

从面板 b) 可以看出，$z = 1.5$ 兆米与$z = 4.5$ 兆米之间、$y = -7.5$ 兆米附近的局部压缩，正好出现在（$\mathbf{J}\times\mathbf{B}$)$_y$ 汇聚的位置。面板 c) 显示，平流项既产生正效应，也产生负效应，但作用幅度较小。此外，平流项主要在磁通绳的右侧发挥重要作用

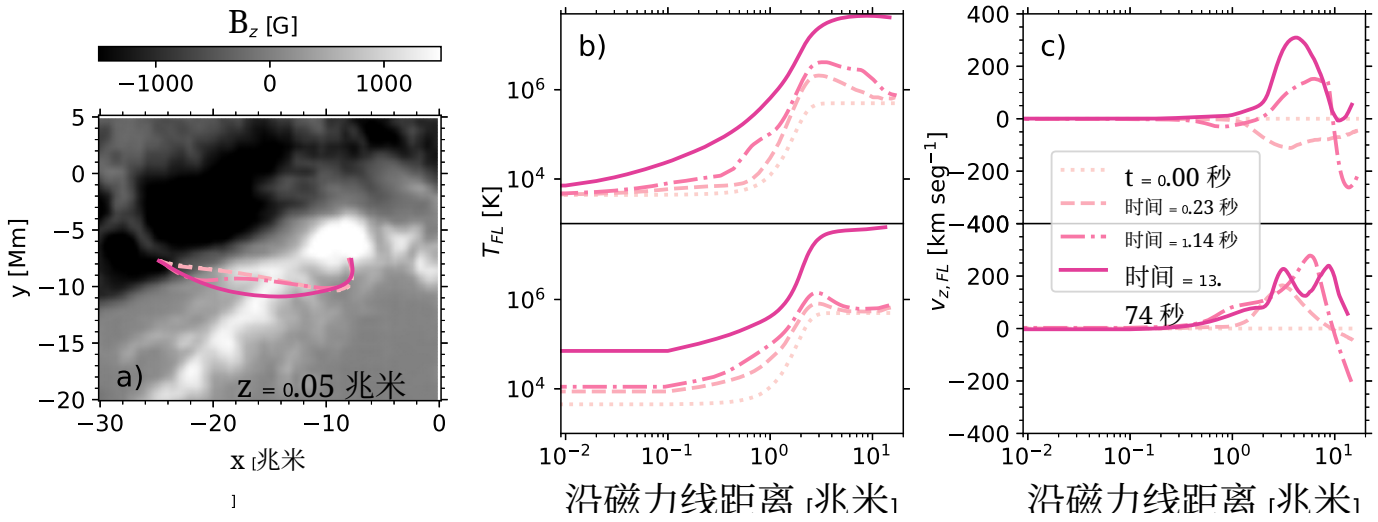


图 7：沿磁力线的热力学变量演化。a）磁力线的天空平面坐标，以点线（时间 = 0 秒）、虚线（时间 = 0.23 秒）、点划线（时间 = 1.14 秒）和实线（时间 = 13.74 秒）表示，颜色由浅至深为粉色。背景以灰度显示B_z 在z = 0.05 兆米和时间 = 0 秒时的分布，负值为黑色，正值为白色。b）温度和 c）沿磁力线从左侧足点到顶点（上方各图）以及从右侧足点到顶点（下方各图）的垂直速度。变量绘制的时间与 a）图中的时刻相同。

。最后，面板 d) 表明，正如预期，辐射冷却主要从过渡区下方移除系统中的能量。

由于洛伦兹力初始分布触发的汇聚流导致初始压缩，密度和温度会随时间在局部升高。为更详细地说明这一效应，我们在图 7 b) 中展示了磁通绳中一条磁力线在不同时间的温度剖面随距离的变化。不同的线型代表不同时间。在所分析的这一早期阶段，这条磁力线仅发生了轻微滑移。为验证这一点，我们计算了磁力线根部所在底平面上的挤压因子（为简洁起见，此处未展示）。左侧足点位置的值为 $|\log(Q)| \sim 1$，右侧足点位置的值为 $|\log(Q)| \sim 2$。与该平面上的 $|\log(Q_{max})| \sim 6$ 相比，这些值较小，表明在这一时间段内，这些位置沿磁力线没有明显的磁力线滑移。事实上，磁力线足点几乎没有位移。接下来，为了突出过渡区中的过程，将这条磁力线分成两段：一段从左侧足点延伸至顶点（上图），另一段从右侧足点延伸至顶点（下图）。磁力线顶点两侧的温度随时间显著升高，从 5×10^5 K 升至 5×10^7 K；这一变化在发生压缩的低日冕尤其明显。图 a) 显示了这条磁力线在不同时间的 x 和 y 坐标，背景中则是 z = 0.05 Mm 处的 B_z。第 4.1 节将说明识别和追踪磁通绳所用的方法。

3.2. 热传导和蒸发

压缩开始后，温度随即升高（如前所述），并且受热区域两侧都出现了下流。由于顶点温度升高，沿磁力线的热传导通量随时间增强，从而加热过渡区底部的等离子体。因此，一些高温物质开始使过渡区向上移动，即发生蒸发。在图7 c）中，我们展示了v_z 在与 a）和 b）图中所述相同时间步沿磁力线的垂直速度。磁力线也分为两部分，以便更详细地观察过渡区上方的蒸发。在t = 0。23 秒（虚线）时，在等离子体受热位置附近（参见 b）图中对应的温度峰值，约为 2 和 3 兆米处），有一股流动向下（上图）。

随后，在等离子体受热后，大约在t = 1.14 s（点划线）时，有一股流动从过渡区向上进入日冕；从t = 13.74 s 起，这股上流持续存在，并在磁力线的一侧（左侧足点）变得更强。这股上流使整个磁通绳在模拟初期阶段不断积累质量。

4. 磁通绳的上升和偏转

随着磁通绳下部的蒸发和磁重联持续发生，属于磁通绳的磁力线不断积累质量，同时继续膨胀和扭转。大约在t = 4 分钟时，磁通绳已清晰成形，并开始缓慢上升；推动其上升的是合力，即洛伦兹力和气体压力梯度的共同作用。在结构向上移动的同时，它还向东南偏转，与观测结果中的方向一致，朝向磁压力较低的区域。本节将分析上升阶段作用于磁通绳的各项力的动力学特征。

4.1. 磁通绳识别

为了识别并追踪磁通绳随时间的变化，我们使用 GUITAR（用于追踪和识别磁通绳的图形用户界面，Wagner 等人 2024年a，c，https://github.com/wandi0909/GUITAR）。该方法结合使用多种数学形态学算法（如腐蚀和膨胀），以在整个时间序列中提取磁通绳。该方法的更多详情见附录B。磁通绳是一组螺旋磁力线，它们共同围绕同一条轴缠绕

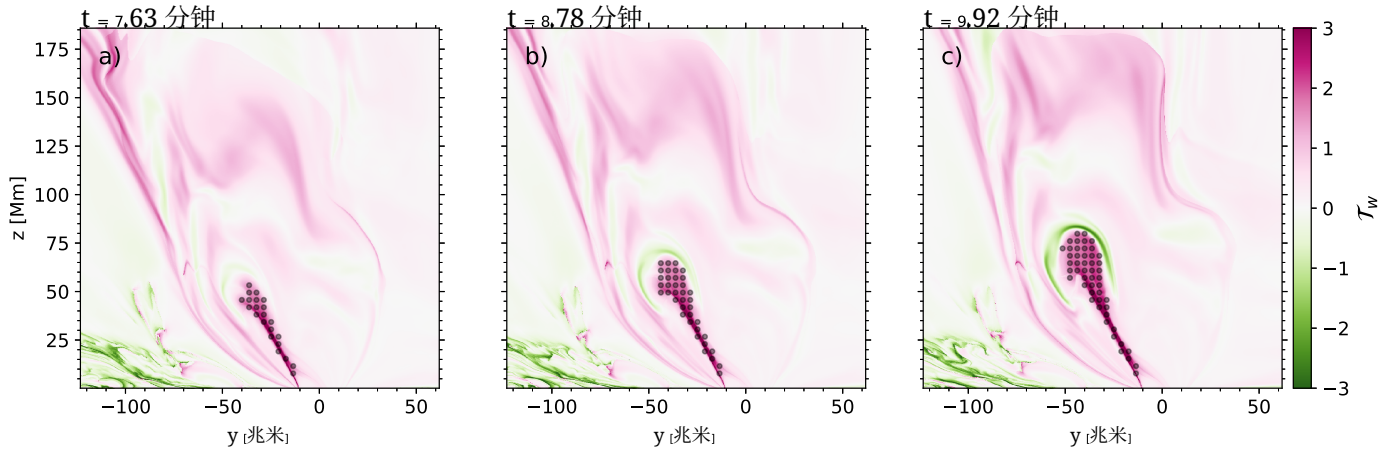


图 8：扭转 $\mathcal{T}_w$ 位于 $x = 5$ 兆米（图 2中的切割 T）对应的 a）$t = 7$。63 分钟，b）$t = 8$。78 分钟和 c）$t = 9$。92 分钟。粉色表示与相应磁力线上的电流密度平行的正扭转值，绿色表示反平行方向。灰色圆圈表示使用 GUITAR 提取的属于磁通绳的点。

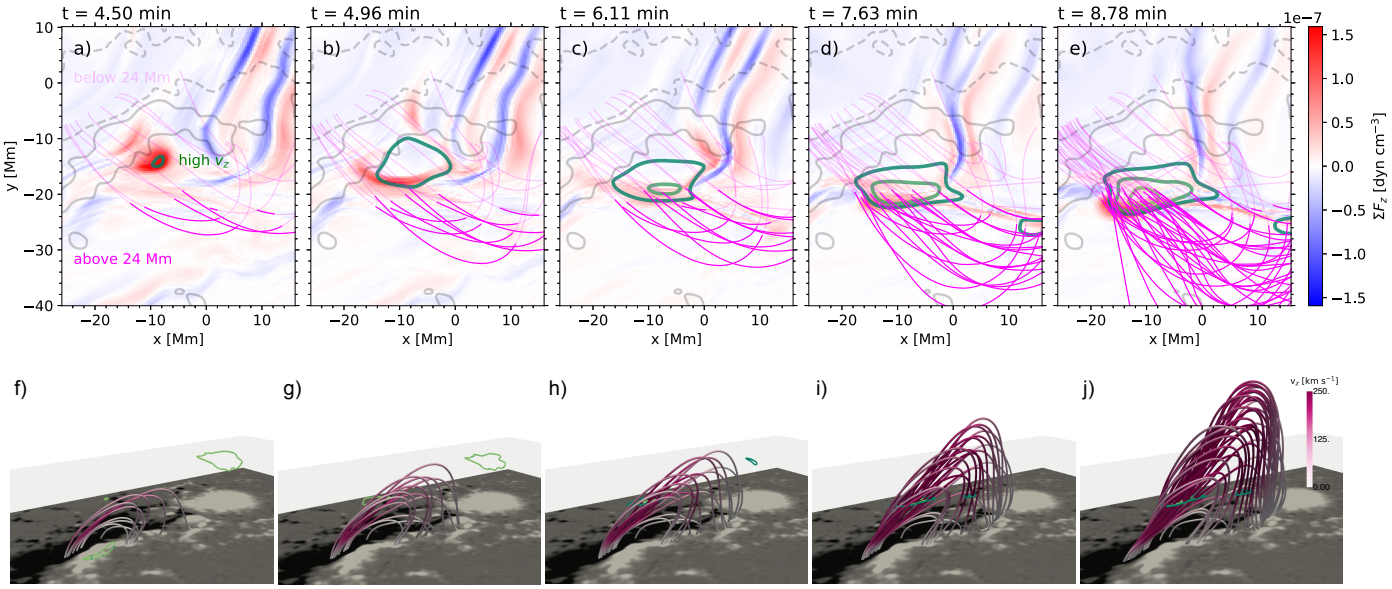


图 9：上排：在$z = 24$ 兆米处净垂直力的演化（正值为红色，负值为蓝色），对应 a）t=4.5 分钟、b）t=4.96 分钟、c）t=6.11 分钟、d）t=7.63 分钟和 e）t=8.78 分钟。品红色线表示在磁通绳内计算的磁力线。灰色等值线表示B_z 在$z = 0.05$ 兆米处的正值（实线）和负值（虚线），绿色等值线显示v_z 在 218（深绿色）至 436 km s^{-1}（浅绿色）之间的不同取值。下排：同上排时间对应的三维磁通绳磁力线，按v_z 着色。灰色半透明平面对应$z = 24$ 兆米，并包含与上排相同的v_z 等值线。

（Liu 2020年）。缠绕数 $\mathcal{T}_g$（见Berger 与 Prior 2006年中的公式 12）量化了每条磁力线围绕磁通绳轴旋转的圈数。对于三维磁场构型，计算它的难点之一 $\mathcal{T}_g$ 是确定磁通绳轴。一个更容易计算的量是扭转数，其定义为

$$\mathcal{T}_w = \int_L \frac{\nabla \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{4\pi B^2} dl,$$

其中 $\nabla \times \mathbf{B}$ 是电流密度，dl 是沿磁力线的微元长度，L 则是所研究磁力线的总长度。$\mathcal{T}_w$ 给出了两条无限接近的磁力线彼此环绕的圈数（Berger 与 Prior 2006年）。$\mathcal{T}_w$ 是 $\mathcal{T}_g$ 的近似值。更准确地说，$\mathcal{T}_w$ 趋近于 $\mathcal{T}_g$ 在近似圆柱对称磁通管的轴线附近（Liu 等人 2016年）。要确定磁通绳轴线的位置，需要作出一些假设，通常涉及计算 $\mathcal{T}_w$，其中假设轴线位于 $\mathcal{T}_w$（Liu 等人 2016年；Price 等人 2024年）。相比之下，$\mathcal{T}_w$ 可针对任意磁力线直接计算；对于细磁通绳，误差相当小（更多细节见 Liu 等人2016年；Liu 2020年）。

我们应用 GUITAR 来 $\mathcal{T}_w$ 计算沿着穿过位于$x = 5$ 兆米处的二维平面（图2中的切面 T）之磁力线所得的8。该图展示了以下时刻 $\mathcal{T}_w$ 的演化：a）$t = 7$。63 分钟，b）$t = 8$。78 分钟，以及 c）$t = 9$。92 分钟，颜色从绿色（负值）到粉色（正值）。灰色圆圈表示

通过 GUITAR 提取的磁通绳的位置。请注意，磁通绳对应于一个高度连贯的扭转结构，在整个上升阶段始终与光球相连，直至离开计算域。随着磁通绳向上移动，其边界处会形成一个扭转数相反（$\mathcal{T}_w < 0$）的电流层。

所选平面在顶点处横向切过磁通绳。由于磁结构上升时发生偏转，顶点的位置会发生偏移。因此，包含顶点的横向平面也在不断变化。尽管如此，在上升阶段的大部分时间里，磁通绳顶点的x坐标仍接近所选平面。我们提取该平面上对应磁通绳的点，并从这些点向下追踪磁力线，直至光球。这些种子点用于追踪磁通绳的早期演化，例如图7所示；而在后续的力与偏转分析中，我们使用 GUITAR 在x = 5兆米处提取的种子点。

4.2. 力平衡与上升阶段

本节分析磁通绳向上运动过程中涉及的力。图9 上排各图展示净垂直力，其中包括洛伦兹力、气体压力梯度、平流和重力（即动量方程（A.2）中包含的所有项），取值高度为z = 24 兆米，此处各力达到最大值。右侧色标由蓝色（负值）渐变至红色（正值），白色表示零值。各图对应的时刻分别为：a）t = 4。5 分钟，b）t = 4。96 分钟，c）t = 6。11 分钟，d）t = 7。63 分钟，以及 e）t = 8。78 分钟。灰色等值线表示光球处磁场B_z 的正值（实线）和负值（虚线）。绿色等值线表示不同的ff垂直速度值，分别对应 218（深绿色）和 436 km s^{-1}（浅绿色）。品红色曲线表示属于磁通绳的磁力线，其较深色的线段位于z = 24兆米以上。

在图9的下方各面板中，我们展示了磁通绳的三维磁力线，其颜色按照v_z 编码，对应时间与上方各面板相同。作为参照，我们还在这个三维视图中添加了一个半透明平面，位于z = 24 兆米处，并叠加了v_z 的绿色等值线。图9的 h) 至 j) 面板中的三维磁力线清晰地显示了上升运动：磁通绳的高度和垂直速度均显著增加；与之相反，在 f) 至 h) 面板中，磁通绳的高度基本保持不变，而垂直速度逐渐增加。

图9 的 a) 至 c) 面板显示了一部分等离子体向上并向西南方向运动（y 减小且 x 增大），这可从净垂直力的位置偏移及其增强看出。净垂直力的正值主要来自平流项（见图D.1）。该净力是在欧拉视角下计算的，因此，固定空间位置处等离子体的局部加速度主要由来自较低层的等离子体输运（平流）造成。正如预期，强垂直速度所在的位置（绿色等值线）也呈现出相同的演化。随后，净力减小，这可从 b) 至 c) 面板的演化看出。

随着磁通绳向上膨胀，快速上升运动随之触发；图 c) 至 e) 中较高的 v_z 等值线表明了这一点，而且净垂直力再次向东南增强。在这一阶段，净力的增加源于气体压力梯度和洛伦兹力的正向总贡献（见图 D.1）。上升运动伴随着磁通绳 x 顶点坐标的偏移，我们称之为偏转。在t = 5 分钟之前，顶点向西南移动，之后则朝东南方向移动。下一节将详细介绍这种偏转。

4.3 偏转

在上升过程中，磁通绳被引导至磁压力较低的区域，导致爆发发生偏转。图10展示了这一现象，其中以蓝至黄色的色彩图显示了 z = 60 兆米处的磁压力；蓝色表示较低值，黄色表示较高值。不同面板代表不同时间，分别为 a) t = 7.63 分钟、b) 8.78 分钟和 c) t = 9.92 分钟。我们还以品红色显示了代表爆发磁通绳顶点及左右侧翼的磁力线，其中较亮的点表示这些磁力线位于水平切割平面（z = 60 兆米）之上。我们还绘出了等离子体 β = p/p$_m$ 等值线，其中 p 对应气体压力，p$_m$ = B^2/8π对应磁压力。显示的数值为 0.1（靛蓝色）、1（白色）和 10（黄色）。β = 10 对应磁通绳所在的区域。随着磁通绳上升，结构前缘发生磁重联，磁压力大幅降低而等离子体压力升高，因此β的值也随之增大。请注意，这是初始 NFFF 演化的结果，因为初始时该高度处没有 β = 10 区域（见图 A.1 的面板 b）；并且这是一个高度动态的特征，因为在这一阶段磁通绳的速度是超阿尔芬速度的（附录 D 中对流对磁通绳演化的显著贡献也印证了这一点）。

图10 显示，随着模拟的演化，代表磁通绳的磁力线向磁压力较低的区域偏转，该区域在 x –y 平面上以深蓝色表示，并穿过切割平面，其中 β > 1。我们还验证了这一高度处气体压力的变化（此处未展示），确认气体压力正在增加，但其变化并不像磁压力的降低那样局限于局部。这表明，偏转受到磁压力降低的影响，与先前的观测研究一致（Gui 等（2011）；Liewer 等（2015）；Sieyra 等（2020））。

5. 讨论与结论

在本研究中，我们对耀斑活动区 AR 12241 进行了电阻性全磁流体力学模拟。初始状态由通过 NFFF 外推获得的磁场，以及从光球延伸至日冕的平面平行大气组成。该外推基于耀斑爆发前几分钟由 SDO/HMI 拍摄的矢量磁图。在这项模拟中，作用于初始剪切拱形磁场的汇聚洛伦兹力促使磁通绳形成，并将致密物质从光球带起。在初始阶段，这种汇聚力造成压缩，并使过渡区上方的等离子体局部加热。这还导致等离子体蒸发，使致密物质充满磁通绳。由压缩和热传导驱动的等离子体蒸发已在 Donné 等(2026年)的 2.5D 模拟中得到展示。

随着磁通绳在净向上力的作用下上升，它会偏转至磁压力较低的区域。这与 SDO/AIA 对该事件的观测，以及此前对其他偏转爆发事件的观测研究一致（Gui 等（2011）；Liewer 等（2015）；Sieyra 等（2020））。最后，在模拟初始化 16 分钟后，磁通绳以约

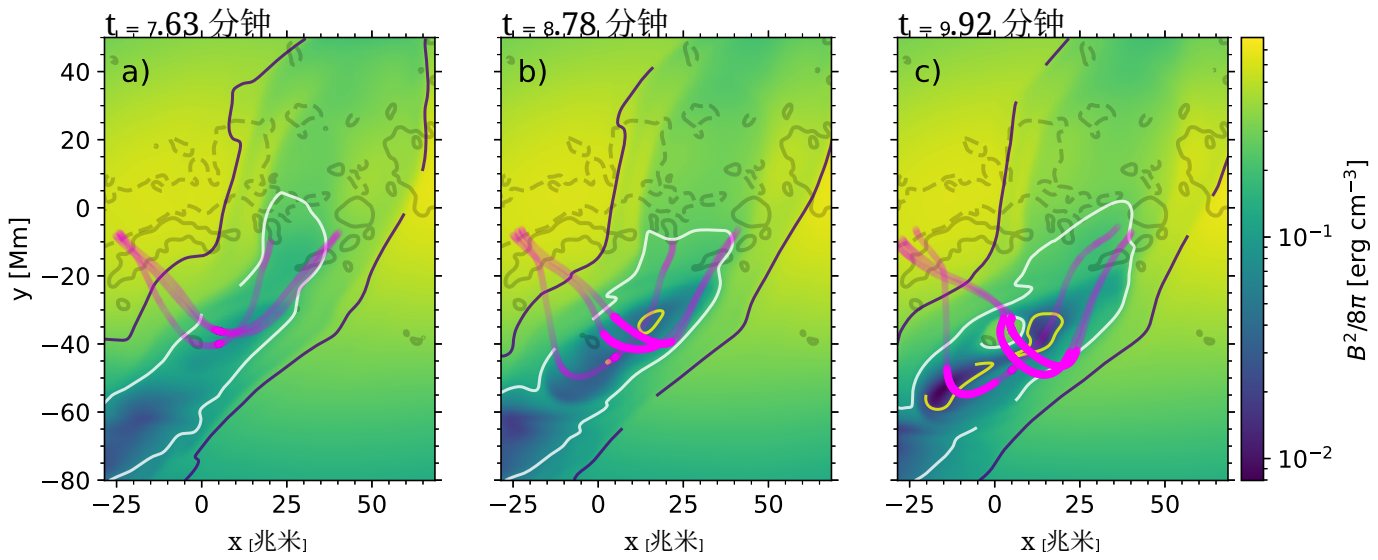


图10：在z = 60 兆米处，(a) t = 7.63 分钟、(b) 8.78 分钟和 (c) t = 9.92 分钟时磁压力的演化。背景颜色显示$B^2/8\pi$ 从蓝色到黄色的变化，蓝色表示最低值，黄色表示最高值。品红色的不同磁力线分别对应磁通绳的顶点、左翼和右翼。等值线表示 β 的不同数值：0.1（靛蓝色）、1（白色）和 10（黄色）。

350 km s^{-1}。为了识别磁通绳并刻画其动力学，我们使用 GUITAR（Wagner 等人 2024年a，c），这是一种旨在利用扭转作为代理指标来识别和追踪磁结构的算法。

与其他通过最小化总磁能并假设 $\beta \approx 0$ 的无力模型相比，NFFF 外推采用了另一种方法，即最小化总能量耗散率；这种方法考虑了更一般化的动量平衡方程，并允许有限的等离子体压力（参见 Hu 等，2008、2010 的讨论）。因此，这类外推得到的磁场在低层大气中存在非零洛伦兹力。一方面，这使我们能够模拟爆发初始阶段附近的等离子体动力学，从一开始就具有会聚力和剪切力。这缩短了能量积累所需的计算时间，也减少了通过外部光球驱动触发爆发的必要性。另一方面，由于洛伦兹力的初始分量源自外推本身，我们无法控制剪切和会聚运动的强度与方向。另一个局限是，定义 NFFF 磁场的参数 α_i （$B = B_1 + B_2 + B_3$，其中 $\nabla \times B_i = \alpha_i B_i$，且 $i \in (1, 2, 3)$）受水平网格大小的限制（用于对 α_i 归一化），因为 $\alpha_{max} = 2\pi/N$，其中 N 为网格点数；同时，侧边采用周期性边界条件（因为无力场的计算包含傅里叶变换）。尽管如此，Bhattacharyya 等（2007）已证明，拱形结构可以作为弛豫态，利用最小耗散率原理进行建模；这一假设也用于 NFFF 外推。此外，近来有多项研究采用以 NFFF 为初始条件的磁流体力学模拟，成功解释了活动区中的各种瞬变事件，例如耀斑、日冕喷流和日冕变暗（Prasad 等，2018、2020、2023；Nayak 等，2019）。

就运动学而言，图 4 显示，磁通绳顶点的垂直速度与图 7 b) 中所示观测到的磁通绳的快速阶段速度一致，该图引自Joshi 等人 (2017年（考虑到观测速度是天空平面上的投影值）。我们的模型中的慢速阶段持续至 ~ 6 分钟。由于模型的初始化时间与耀斑开始时间非常接近，且磁场不平衡，磁通绳的初始压缩和扭转积累速度比观测中更快（~ 18 分钟）。慢速阶段结束后，大约在 6 分钟时，爆发磁通绳以 424 米/秒的恒定加速度进行弹道传播$^{-2}$（为太阳引力的 1.5 倍）。我们可以认为这标志着快速阶段或加速阶段的开始。然而，正如 Jiang (2024年) 所述，爆发阶段的确切起始时间很难确定。在文献中的非理想模型中，爆发磁通绳的加速度与磁重联有关，而磁重联会导致脉冲式加速。在 Inoue 等人 (2025年) 中，他们展示了一个小尺度磁通涌现如何与环境磁场发生磁重联。通过比较两个模拟——一个来自演化的数据驱动模型，另一个为包含磁通涌现的数据约束模型——二者均使用非线性无力场外推和等离子体进行初始化 $\beta = 0$，他们发现，在初始阶段，两个模拟在动力学上相似。然而，在加速阶段触发后不久，垂直速度便开始出现差异，其中数据约束模拟显示出比数据驱动模拟更大的加速度。

另一个需要考虑的问题是这里所选的大气剖面，以及它对磁通绳动力学、密度和温度的影响。为探讨这一问题，我们使用相同的磁场但采用更平滑、位置更高的过渡区（初始条件仍为平行于平面的分层结构），另外进行了一次模拟。为简洁起见，此处未展示该模拟，但其行为在定性上与本文所呈现的模拟相同。不过，考虑到这个更宽的过渡区，仍有一些差异值得注意。首先，动力学略有变化，爆发延迟了六分钟以上。类似结果见 Rice&Prior (2025年) 的研究，他们进行了 2.5 次磁流体动力学模拟，考察了不同的温度剖面。在这项模拟中，上升阶段比本文所呈现的模拟开始得更晚，因为较重的物质需要更多时间才能抬升，因此磁通绳离开计算域的时间更晚，速度也更低

速度为 250 km s^{-1}。其次，就磁通绳的热力学结构而言，改变过渡区剖面会改变磁通绳的密度和温度。我们发现，与本文分析的大气剖面相比，采用位置更高的过渡区时，磁通绳的密度几乎增加一倍，温度则更低，这会影响辐射。因此，若要重现观测特征，仔细考虑真实的大气至关重要。在后续论文中，我们计划定量研究从这些模拟中获得的合成辐射；本文未纳入这部分内容，因为文章重点在于介绍模型并描述其动力学。

最后，我们的可压缩全磁流体力学模拟结果与Prasad 等人（2023年）的不可压缩等温模拟结果相近（参见引言中的讨论）：爆发的触发机制都是低层大气中作用于剪切拱系结构、并使其随后发展为磁通绳的汇聚洛伦兹力。不过，他们指出，在其模拟中，磁通绳的上升运动在模拟末期停止了；而在我们的模拟中，磁通绳以恒定加速度离开计算域。我们还注意到，重力会减缓磁通绳的逃逸，但在这种情况下，它的作用过于缓慢，不足以影响其速度。这两项模拟均始于相同的初始外推；值得注意的是，我们采用完全可压缩磁流体动力学，影响了对逃逸磁通绳特征的预测。

未来，我们计划在模拟框架中纳入磁通涌现（例如，参见Inoue 等，2025；Moreno-Insertis 等人，2025年）。我们也正在研究如何通过在模拟中加入测试粒子来估算非热辐射。

致谢。本研究得到了法国国家研究署（ANR）项目 STORMGENESIS # ANR-22-CE31-0013-01、欧洲研究委员会协同资助项目（编号 810218，“The Whole Sun”，ERC-2018-SyG）、法国国家空间研究中心（CNES）太阳轨道器项目、法国国家宇宙科学研究所（INSU）通过太阳—地球专题行动（ATST）提供的支持，以及超级计算计划的支持；同时，GENCI 通过拨款 2023-A0140410133、2024-A0160410133 和 2025-A0180410133 提供了高性能计算和存储资源。AW 感谢芬兰可持续空间研究卓越中心（芬兰研究理事会拨款编号 352850）的支持。AW 还感谢空间天气认知培训网络（SWATNet）；该网络获得了欧盟“地平线 2020”研究与创新计划玛丽·斯克沃多夫斯卡-居里创新培训网络项目的资助，资助协议编号为 955620。RJ 感谢挪威研究理事会通过其卓越中心计划提供的研究支持，项目编号分别为 325491 和 262622。

参考文献

Afanasyev, A. N., Fan, Y., Kazachenko, M. D., & Cheung, M. C. M. 2023年，《天体物理学杂志》，952，136 Agarwal, S., Bhattacharyya, R., & Wiegelmann, T. 2022年，《太阳物理学》，297，91 Alissandrakis, C. E. 1981年，《天文学与天体物理学》，100，197 Amari, T., Canou, A., & Aly, J.-J. 2014年，《自然》，514，465 Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003年，《天体物理学杂志》，595，1231 Antiochos, S. K., DeVore, C. R., & Klimchuk, J. A. 1999年，《天体物理学杂志》，510，485 Athay, R. G. 1986年，《天体物理学杂志》，308，975 Aulanier, G., Démoulin, P., & Grappin, R. 2005年，《天文学与天体物理学》，430，1067 Aulanier, G., Török, T., Démoulin, P., & DeLuca, E. E. 2010年，《天体物理学杂志》，708，314 Benz, A. O. 2017年，《太阳物理学年度评论》，14，2 Berger, M. A. & Prior, C. 2006年，《物理学杂志A：数学与理论》，39，8321 Bhattacharyya, R. & Janaki, M. S. 2004年，《等离子体物理学》，11，5615 Bhattacharyya, R., Janaki, M. S., Dasgupta, B., & Zank, G. P. 2007年，《太阳物理学》，240，63 Carmichael, H. 1964年，载于NASA特别出版物，W. N. Hess 编，第50卷，451 Chen, F., Cheung, M. C. M., Rempel, M., & Chintzoglou, G. 2023年，《天体物理学杂志》，949，118 Cheung, M. C. M. & DeRosa, M. L. 2012年，《天体物理学杂志》，757，147 Daei, F., Pomoell, J., Price, D. J., et al. 2023年，《天文学与天体物理学》，676，A141 Donné, D., Zhou, Y., Cremades, H., & Keppens, R. 2026年，arXiv预印本，arXiv:2602.15401 Fan, Y. 2011年，《天体物理学杂志》，740，68 Fan, Y. 2022年，《天体物理学杂志》，941，61 Fletcher, L., Dennis, B. R., Hudson, H. S., et al. 2011年，Space Sci. Rev.，159，19 Gardiner, T. A. & Stone, J. M. 2005年，《计算物理学杂志》，205，509 Gary, G. A. 2001年，《太阳物理学》，203，71 Gibb, G. P. S., Mackay, D. H., Green, L. M., & Meyer, K. A. 2014年，《天体物理学杂志》，782，71 Gui, B., Shen, C., Wang, Y., et al. 2011年，《太阳物理学》，271，111 Guo, J. H., Ni, Y. W., Guo, Y., et al. 2024年，《天体物理学杂志》，961，140 Guo, J. H., Ni, Y. W., Zhong, Z., et al. 2023年，《天体物理学杂志增刊》，266，3 Hirayama, T. 1974年，《太阳物理学》，34，323 Hood, A. W. & Priest, E. R. 1979年，《太阳物理学》，64，303 Hu, Q. & Dasgupta, B. 2008年，《太阳物理学》，247，87 Hu, Q., Dasgupta, B., Choudhary, D. P., & Büchner, J. 2008年，《天体物理学杂志》，679，848 Hu, Q., Dasgupta, B., Derosa, M. L., Büchner, J., & Gary, G. A. 2010年，《大气与太阳—地球物理学杂志》，72，219 Inoue, S. 2016年，《地球与行星科学进展》，3，19 Inoue, S., Kusano, K., Büchner, J., & Skála, J. 2018年，《自然·通讯》，9，174 Inoue, S., Miyoshi, T., Hayashi, K., et al. 2025年，《天体物理学杂志》，988，L36 Janvier, M., Aulanier, G., Bommier, V., et al. 2014年，《天体物理学杂志》，788，60 Ji, H., Wang, H., Schmahl, E. J., Moon, Y.-J., & Jiang, Y. 2003年，《天体物理学杂志》，595，L135 Jiang, C. 2024年，《中国科学：地球科学》，67，3765 Jiang, C. & Feng, X. 2014年，《太阳物理学》，289，63 Jiang, C., Feng, X., Guo, Y., & Hu, Q. 2022年，《创新》，3，100236 Jiang, C., Feng, X., Wu, S. T., & Hu, Q. 2013年，《天体物理学杂志》，771，L30 Jiang, C., Wu, S. T., Feng, X., & Hu, Q. 2016年，《自然·通讯》，7，11522 Joshi, N. C., Sterling, A. C., Moore, R. L., Magara, T., & Moon, Y.-J. 2017年，《天体物理学杂志》，845，26 Joshi, R., Aulanier, G., Radcliffe, A., et al. 2024年a，《天文学与天体物理学》，687，A172 Joshi, R., Rouppe van der Voort, L., Schmieder, B., et al. 2024年b，《天文学与天体物理学》，691，A198 Kilpua, E. K. J., Pomoell, J., Price, D., Sarkar, R., & Asvestari, E. 2021年，《天文学与空间科学前沿》，8，35 Kliem, B. & Török, T. 2006年，Phys. Rev. Lett.，96，255002 Kopp, R. A. & Pneuman, G. W. 1976年，《太阳物理学》，50，85 Kumar, S., Kumar, P., Sadashiv, et al. 2025年，《太阳物理学》，300，22 Kumar, S., Prasad, A., Sarkar, R., & Bhattacharyya, R. 2022年，《天文学与空间科学前沿》，9，1039061 Leake, J. E., Linton, M. G., & Antiochos, S. K. 2010年，《天体物理学杂志》，722，550 Leake, J. E., Linton, M. G., & Antiochos, S. K. 2014年，《天体物理学杂志》，787，46 Leake, J. E., Linton, M. G., & Antiochos, S. K. 2022年，《天体物理学杂志》，934，10 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012年，《太阳物理学》，275，17 Liewer, P., Panasenco, O., Vourlidas, A., & Colaninno, R. 2015年，《太阳物理学》，290，3343 Linker, J. A., Miki´c, Z., Lionello, R., et al. 2003年，《等离子体物理学》，10，1971 Liu, R. 2020年，《天文学与天体物理研究》，20，165 Liu, R., Kliem, B., Titov, V. S., et al. 2016年，《天体物理学杂志》，818，148 Londrillo, P. & del Zanna, L. 2004年，《计算物理学杂志》，195，17 Lynch, B. J., Antiochos, S. K., DeVore, C. R., Luhmann, J. G., & Zurbuchen, T. H. 2008年，《天体物理学杂志》，683，1192 MacTaggart, D. & Haynes, A. L. 2014年，《皇家天文学会月报》，438，1500 Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007年，《天体物理学杂志增刊》，170，228 Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S., & Lemen, J. R. 2001年，《天体物理学杂志》，552，833 Moreno-Insertis, F., Hansteen, V. H., & Nóbrega-Siverio, D. 2025年，《天体物理学杂志》，995，137 Muhamad, J., Kusano, K., Inoue, S., & Shiota, D. 2017年，《天体物理学杂志》，842，86 Nayak, S. S., Bhattacharyya, R., Prasad, A., et al. 2019年，《天体物理学杂志》，875，10 Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2010年，《天体物理学杂志》，714，1762 Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012年，《太阳物理学》，275，3 Pomoell, J., Lumme, E., & Kilpua, E. 2019年，《太阳物理学》，294，41 Prasad, A., Bhattacharyya, R., Hu, Q., Kumar, S., & Nayak, S. S. 2018年，《天体物理学杂志》，860，96 Prasad, A., Bhattacharyya, R., & Kumar, S. 2017年，《天体物理学杂志》，840，37 Prasad, A., Dissauer, K., Hu, Q., et al. 2020年，《天体物理学杂志》，903，129 Prasad, A., Kumar, S., Sterling, A. C., et al. 2023年，《天文学与天体物理学》，677，A43 Price, D. J., Pomoell, J., & Kilpua, E. K. J. 2020年，《天文学与天体物理学》，644，A28 Price, D. J., Pomoell, J., & Kilpua, E. K. J. 2024年，《天文学与天体物理学》，686，A197 Price, D. J., Pomoell, J., Lumme, E., & Kilpua, E. K. J. 2019年，《天文学与天体物理学》，628，A114 Réville, V., Jasinski, J. M., Velli, M., et al. 2024年，《天体物理学杂志》，976，65 Réville, V., Velli, M., Panasenco, O., et al. 2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，24 Rice, O. & Prior, C. 2025年，《天体物理学杂志》，981，86 Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012年，《太阳物理学》，275，229 Schuck, P. W., Linton, M. G., Knizhnik, K. J., & Leake, J. E. 2022年，《天体物理学杂志》，936，94 Scott, R. B., Pontin, D. I., & Hornig, G. 2017年，《天体物理学杂志》，848，117 Shibata, K. & Magara, T. 2011年，《太阳物理学年度评论》，8，6 Sieyra, M. V., Cécere, M., Cremades, H., et al. 2020年，《太阳物理学》，295，126

Sturrock, P. A. & Coppi, B. 1965年，《天文杂志》，70，331 Tassev, S. & Savcheva, A. 2017年，《天体物理学杂志》，840，89 Titov, V. S. & Démoulin, P. 1999年，《天文学与天体物理学》，351，707 Titov, V. S., Downs, C., Miki´c, Z., et al. 2018年，《天体物理学杂志》，852，L21 Török, T., Downs, C., Linker, J. A., et al. 2018年，《天体物理学杂志》，856，75 Török, T., Kliem, B., & Titov, V. S. 2004年，《天文学与天体物理学》，413，L27 Valori, G., Démoulin, P., Pariat, E., & Masson, S. 2013年，《天文学与天体物理学》，553，A38 Wagner, A., Bourgeois, S., Kilpua, E. K. J., et al. 2024年a，《天文学与天体物理学》，683，A39 Wagner, A., Price, D. J., Bourgeois, S., et al. 2024年b，《天文学与天体物理学》，692，A74 Wagner, A., Price, D. J., Bourgeois, S., et al. 2024年c，《天文学与空间科学前沿》，11，1383072 Wang, X., Jiang, C., & Feng, X. 2023年，《天体物理学杂志》，942，L41 Wheatland, M. S. & Gilchrist, S. A. 2013年，载于《物理学杂志会议系列》第440卷，《物理学杂志会议系列》（IOP），012037 Wiegelmann, T., Inhester, B., & Sakurai, T. 2006年，《太阳物理学》，233，215 Wiegelmann, T. & Sakurai, T. 2021年，《太阳物理学年度评论》，18，1 Wyper, P. F., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2017年，《自然》，544，452 Yamasaki, D., Inoue, S., Bamba, Y., Lee, J., & Wang, H. 2022年，《天体物理学杂志》，940，119 Zhong, Z., Guo, Y., Wiegelmann, T., Ding, M. D., & Chen, Y. 2023年，《天体物理学杂志》，947，L2 Zuccarello, F. P., Aulanier, G., & Gilchrist, S. A. 2015年，《天体物理学杂志》，814，126

附录 A：数值设置

本研究采用 PLUTO 代码（Mignone等（2007），https://plutocode.ph.unito.it/）作为数值框架。PLUTO 是一款模块化、免费分发的软件，可求解面向天体物理等离子体动力学中高马赫数流的混合双曲型/抛物型偏微分方程组（守恒律）。以下各节将介绍技术细节，包括数值格式、所求解的方程以及初始条件和边界条件。

A.1. 磁流体力学方程

PLUTO 求解的无量纲可压缩电阻磁流体力学方程为：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\mathbf{v}) = 0 \tag{A.1}$$

$$\frac{\partial \rho\mathbf{v}}{\partial t} + \nabla\cdot[\rho\mathbf{v}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + \mathrm{I}(p + \frac{\mathbf{B}^2}{2})] = \rho\mathbf{g} \tag{A.2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla\times(-\mathbf{v}\times\mathbf{B}) = -\nabla\times\eta(\nabla\times\mathbf{B}) \tag{A.3}$$

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} + \nabla\cdot[(E_t + p_t)\mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v}\cdot\mathbf{B}) + \eta(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}] = \rho\mathbf{v}\cdot\mathbf{g} - \nabla\cdot\mathbf{F_c} - n^2\Lambda(T), \tag{A.4}$$

其中，ρ 为等离子体密度，p 为气体压力，$\mathbf{v}$和$\mathbf{B}$ 分别为速度和磁场。$E_t = {}^{\rho}v_2^{\,2} + \rho e + B_2^{\,2}$ 为总能量密度，$p_T = p + B_2^{\,2}$ 为总压力（气体压力和磁压力），e 为单位质量的内能。在这些单位制中，磁场$\mathbf{B}$的定义中包含因子 $1/\sqrt{4\pi}$ 。参数 $\eta = 1\times10^{11}\ \mathrm{cm^2\ s^{-1}}$ 和$\mathbf{g} = -\frac{GM_\odot}{R_\odot^2}\mathbf{e}_z = -27394\,\mathbf{e}_z\ \mathrm{cm\ s^{-2}}$ 分别表示太阳表面的磁扩散率和重力。这两个量在整个计算域和模拟持续期间均为均匀常数。

在式（A.4）中，$\mathbf{F}_c$ 为热传导通量，它在经典（Spitzer-Härm）热传导机制和饱和热传导机制之间变化$\mathbf{F}_{\rm class}$ 和$F_{\rm sat}$，分别表示这两种机制，具体表达式为：

$$\mathbf{F}_c = \frac{F_{\rm sat}}{F_{\rm sat} + |\mathbf{F}_{\rm class}|}\mathbf{F}_{\rm class} \tag{A.5}$$

$$\mathbf{F}_{\rm class} = -\kappa_{\parallel}(\mathbf{b}\cdot\nabla T)\mathbf{b} \tag{A.6}$$

$$F_{\rm sat} = 5\,\phi\,\frac{p^{3/2}}{\rho}, \tag{A.7}$$

其中 $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ 是平行于磁场的单位向量，$\kappa_{\parallel} = 5.6\times10^{-7}\ T^{5/2}\ \mathrm{erg\ s^{-1}\ K^{-1}\ cm^{-1}}$，$\phi = 0.01$。在本研究中，我们只考虑沿磁场方向的热传导。$T$ 表示等离子体温度，以开尔文（K）为单位。

在方程（A.4）中，我们还考虑了依赖于n（数密度）以及 Λ（辐射损失函数）的冷却项（Athay（1986）），其形式如下：

$$\Lambda = 10^{-22}\{0.4\exp[-30(\log T - 4.6)^2] + 4\exp[-20(\log T - 4.9)^2] + 4.5\exp[-16(\log T - 5.35)^2] + 2\exp[-4(\log T - 6.1)^2]\}, \tag{A.8}$$

其中，T 的单位为 K，Λ的单位为 $\mathrm{erg\ s^{-1}}$。Réville 等人Réville 等人（2020年）在全球恒星风模型中成功使用了这一表达式。在低温下（通常低于 10^4），该表达式的精确性并不高，但能够正确再现冷却率随温度变化的总体趋势。这里采用这一表达式是出于简便性考虑；未来的研究将使用更精确的参数化形式，尤其针对色球层的参数化形式（例如使用 CHIANTI，参见Réville 等人 2024年）。

由式（A.4）可推导出内能$E_{\rm int} = \rho e = p/(\Gamma - 1)$ 的演化方程，其中 Γ 为比热容之比 c_p/c_v，具体如下：

$$\frac{\partial E_{\rm int}}{\partial t} = -\nabla\cdot\mathbf{F}_c - \nabla\cdot\mathbf{F}_{\rm int} + \mathbf{v}\cdot\nabla p + \eta|\nabla\times\mathbf{B}|^2 - n^2\Lambda(T) = -\nabla\cdot\mathbf{F}_c - \frac{\Gamma}{\Gamma-1}\,p\,\nabla\cdot\mathbf{v} - \mathbf{v}\cdot\nabla\frac{p}{\Gamma-1} + \eta|\nabla\times\mathbf{B}|^2 - n^2\Lambda(T), \tag{A.9}$$

其中 $\mathbf{F}_{\rm int} = (p + E_{\rm int})\mathbf{v}$ 为焓通量。右侧第二项和第三项分别对应第3.1节中分析的压缩和平流分量。

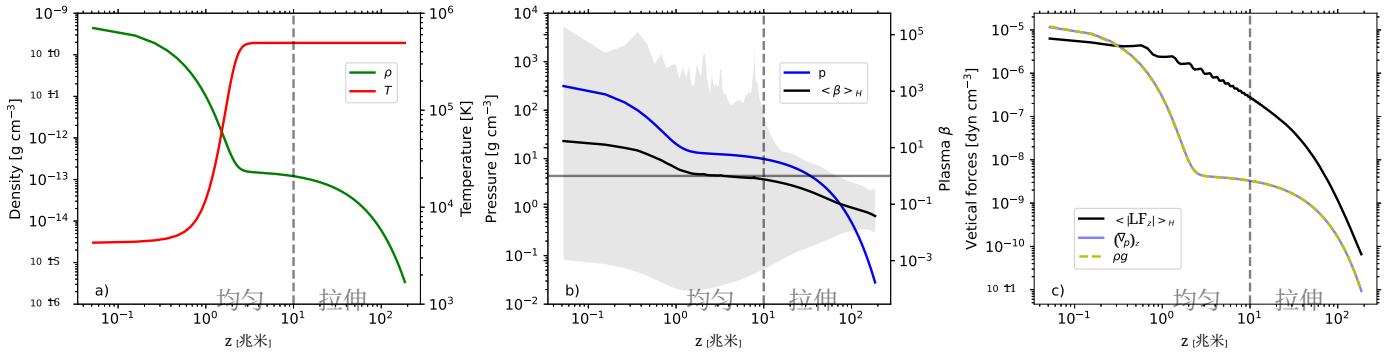
我们在三维笛卡尔坐标系中求解方程组（A.1）–（A.4），使用 2nd 阶龙格–库塔方法推进时间步，并采用 Harten、Lax、Van Leer（HLL）近似黎曼求解器和线性重构。为保持 $\nabla\cdot\mathbf{B} = 0$，我们采用约束输运方法（Londrillo 与 del Zanna 2004；Gardiner 与 Stone 2005），通过两组磁场（面中心和单元中心）计算电场。我们采用比热恒定的理想气体定律作为状态方程，以封闭方程组。

A.2. 网格

计算域在 x 方向跨度为 ∓138 兆米，共有 884 个网格单元；在 y 方向从 -124 到 62 兆米，共有 554 个网格单元；在竖直方向 z 上从 0 到 186 兆米，共有 1024 个网格单元。x 方向的网格间距均匀，分辨率为$\Delta x = 312$千米。y 和 z 方向采用混合网格，包含均匀和拉伸网格间距。水平 y 坐标均匀分布，在磁场较强的区域（$y = \mp62$ 兆米）网格间距为 $\Delta y_{\rm min} = 312$千米，共 398 个网格单元；在磁场较弱的区域，从 -62 到 -124 兆米，网格间距拉伸为 $\Delta y_{\rm max} = 496$ 千米，共 156 个网格单元。对于竖直坐标 z，在低层大气和过渡区以上、从 0 到 10 兆米的范围内，网格间距均匀，为 $\Delta z_{\rm min} = 104$ 千米，共 96 个网格单元；在日冕中，网格间距则为拉伸网格，范围从 10 兆米延伸至 186 兆米，共 928 个网格单元，因此网格间距为$\Delta z_{\rm max} = 312$ 千米。PLUTO 中的拉伸网格定义为 $r(1 - r^N)/(1 - r) = (x_R - x_L)/(\Delta x)$，其中 r 为拉伸比，N 为拉伸网格中的点数，$\Delta x$ 为均匀网格的分辨率，x_L 和 x_R 分别为拉伸网格最左端和最右端的点。

A.3. 初始条件

我们使用平行于平面且具有分层结构的大气以及 NFFF 磁场外推来初始化模拟。对于磁场，我们采用了 Valori 等人（2013年）所述的散度清理方法，将初始磁场 $\mathbf{B}$ 修正为 $\mathbf{B}_s = \mathbf{B} + \hat{k}\int_z^{z_2}(\nabla\cdot\mathbf{B})\,dz'$。这确保了$\nabla\cdot\mathbf{B}_s = 0$ 达到机器精度。请注意，该修正只改变B_z，而不改变电流密度的垂直分量（$\nabla\times\mathbf{B}$）$_z$。



图A.1：垂直初始剖面。a) 密度（ρ，绿色实线）和温度（T，红色实线）随高度的变化。b) 气体压力（p，蓝色实线）和等离子体 β （$<\beta>_H$，黑色实线）。灰色区域表示每个高度处 β 的最小值和最大值。水平灰线表示 $\beta = 1$。c) 初始力：垂直洛伦兹力的水平平均值（$<LF_z>_H$，黑色实线）、气体压力梯度（$(\nabla p)_z$，蓝色实线）和重力（ρg，黄色虚线）。垂直灰色虚线表示z方向上均匀网格与拉伸网格的分界。

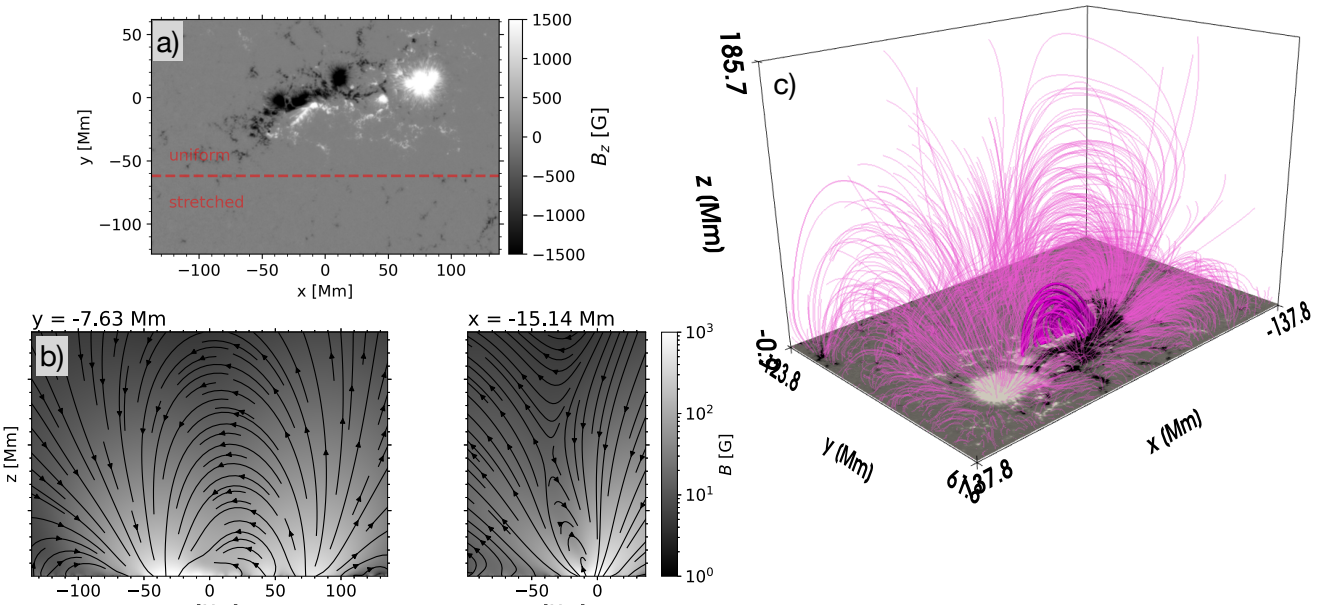


图 A.2：初始磁场。a）在$z = 0.05$ Mm处的初始B_z，以灰度表示；正值（负值）为白色（黑色）。红色虚线表示y方向上均匀网格与拉伸网格的分界。b）在垂直平面上的截面：左侧为$y = -7.63$ Mm处，右侧为$x = -15.14$ Mm处。灰度表示磁场强度，黑线表示各平面上投影磁场矢量的流线。c）**B** 的三维可视化（细品红色线），其中磁通绳磁力线以粗品红色线突出显示。

关于热力学变量，我们将密度选为两个指数函数的组合：

$$\rho = \rho_1 \exp\left[\frac{-(z - z_{ch})}{z_{c1}}\right] + \rho_2 \exp\left[\frac{-(z - z_{ch})}{z_{c2}}\right].$$

该模拟所选取的参数值为 $\rho_1 = 4 \times 10^{-10}$ g cm−3、 $\rho_2 = 1.67 \times 10^{-13}$ g cm−3、$z_{ch} = 0.075$ Mm、z_{c1} =0.25 Mm和$z_{c2} = 30$ Mm。这使密度范围为 3×10^{-16}至 3×10^{-10}g cm^{-3}，气体压力范围为 3×10^{-2}至300 dyn cm^{-2} 。

根据流体静力平衡方程，我们可以得到气体压力的分布。温度T 由热状态方程$p = k_B \rho T/m_u \mu$定义，其中k_B 为玻尔兹曼常数，m_u 为原子质量单位，μ为平均分子量。我们假设等离子体完全电离（$\mu = 0.5$）。我们发现温度的变化范围为 4×10^3至 5×10^5 K。图 A.1 总结了不同初始变量随高度的变化。面板 a) 显示温度（红色实线）和密度（绿色实线）。面板 b) 显示气体压力（蓝色）以及等离子体 β 的水平平均值（黑色）。灰色水平线表示 $\beta = 1$。围绕 $<\beta>_H$ 的灰色区域表示各高度处等离子体β 的最小值（下限）至最大值（上限）。这些数值的振幅反映了该参数的非均匀性，尤其是在过渡区以下（过渡区位于 $z \approx 1 - 2$ 兆米处），在 7 兆米以上时大于 1，而在 70 兆米以上时则始终小于 1。日冕以下（β z z < 3 兆米处）的 < 3 较大值对应宁静太阳中的小范围局部区域，位于爆发将要发展的区域的相反方向。面板 c) 展示洛伦兹力模的水平平均值随高度的变化（黑色）

以及垂直方向的气体压力梯度（蓝色）和重力（黄色虚线）。所有面板中的灰色竖直虚线表示网格划分的分界：左侧采用均匀网格，右侧采用拉伸网格，方向为z。

图 A.2展示了通过 NFFF 外推得到的初始磁场。面板 a) 展示了 B_z在 $z = 0.05$ 兆米处的垂直分量，红色虚线界定了 y 方向上网格均匀（红线以上）和拉伸（红线以下）的区域。请注意，活动区在模拟盒的 y 坐标方向上并未居中。之所以这样设置，是因为根据观测，爆发向南（在我们的模拟盒中为 y 负方向）喷发，因此我们只向该方向扩展计算域，以最大限度地提高数值效率。面板 b) 展示了两个大致位于 $y = -7$ 兆米和 $x = -15$ 兆米处的垂直平面内以灰度表示的磁场强度。黑色流线表示各平面上投影的磁场矢量。面板 c) 展示了磁场的三维视图（品红色细线），以及将形成磁通绳的磁力线（品红色粗线）。

A.4. 边界条件

对于底边界，我们采用 Aulanier 等人（2005）所表述的线缚条件，在整个模拟过程中将速度的所有分量设为零，即 $\mathrm{v}^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}}\mathrm{x} = \mathrm{v}^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}}\mathrm{y} = \mathrm{v}^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}}\mathrm{z} = 0$，其中 $\mathrm{K_{BEG}}$ 对应于垂直坐标 z 上计算域的第一个索引，$\mathrm{i} = \mathrm{I_{BEG}}, \ldots, \mathrm{I_{END}}$，$\mathrm{j} = \mathrm{J_{BEG}}, \ldots, \mathrm{J_{END}}$分别对应水平坐标 x 和 y。对于虚单元，我们对 ρ定义对称性，对 v_z 定义反对称性；事实证明，这种设置能够有效地施加线缚条件（例如 Aulanier 等人 2005），具体如下：

$$\rho^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}-k} = \rho^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}+k}$$

$$v_z^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}-k} = -v_z^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}+k},$$

其中 $k = 1,2$。左侧的第三个索引跨越两个虚单元，而右侧的索引覆盖计算域。对于所有其余变量，我们定义其在 K_{BEG} 处的二阶导数为零（线性外推），得到：

$$f^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}-k} = 2f^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}} - f^{i,j,K_{\mathrm{BEG}}+k},$$

其中 $f = \{p, v_x, v_y, B_x, B_y, B_z\}$。

对于侧边界，我们对ρ、p 和 $\mathbf{v}$设置零梯度条件；若速度指向域内，则将其法向分量设为零，以避免出现流入。对于磁场，我们在I_{BEG} 和 I_{END} 处采用中心差分进行线性外推，yz平面上的处理如下：

$$B_{x,y,z}^{I_{\mathrm{BEG}}-i,j,k} = 2B_{x,y,z}^{I_{\mathrm{BEG}},j,k} - B_{x,y,z}^{I_{\mathrm{BEG}}+i,j,k}$$

$$B_{x,y,z}^{I_{\mathrm{END}}+i,j,k} = 2B_{x,y,z}^{I_{\mathrm{END}},j,k} - B_{x,y,z}^{I_{\mathrm{END}}-i,j,k},$$

其中 $i = 1, 2$。对于xz 平面，我们采用：

$$B_{x,y,z}^{i,J_{\mathrm{BEG}}-j,k} = 2B_{x,y,z}^{i,J_{\mathrm{BEG}},k} - B_{x,y,z}^{i,J_{\mathrm{BEG}}+j,k}$$

$$B_{x,y,z}^{i,J_{\mathrm{END}}+j,k} = B_{x,y,z}^{i,J_{\mathrm{END}},k},$$

其中 $j = 1,2$。该条件下的不对称性是因为y方向的端边界仍靠近活动区中心，因为该方向的延伸范围不如其他方向大。这是为了尽量降低模拟的数值计算成本。在该y方向上对磁场采用线性外推时，我们发现可能会形成虚假流入，并影响模拟区域的这一部分（但不会影响本文研究的爆发本身，因为它发生在活动区的另一侧）。不过，为避免这些虚假边界效应，我们发现，在计算盒这一侧采用零梯度边界条件，可以防止模拟受到该侧边界的任何明显影响。我们对侧边界上的磁场保持这些条件，直到初始不稳定性引发的激波离开计算域，时间约为$t = 4.20$ 分钟。此后，我们对所有侧边界上的**B** 采用零梯度边界条件。

对于顶部边界，我们对 ρ、p、v_x、v_y和 v_z应用零梯度条件；如果 $v_z = 0$指向域内，则将其设为零；磁场的三个分量则采用线性外推。

附录B：GUITAR

GUITAR 是一款图形用户界面，旨在从二维磁通绳代理图中提取磁通绳磁力线源点（Wagner 等，2024c）。常用的阈值（如扭转数 $\mathcal{T}_w$ 或缠绕数 $\mathcal{T}_g$）可作为磁通绳位置的代理量（例如，参见Liu等（2016）的附录，其中对这些扭转度量进行了详尽讨论）。然而，这通常不是充分的判据，因为模拟数据中可能存在多个扭转结构。为改进阈值处理程序的结果，GUITAR 纳入了数学形态学算法，即膨胀和腐蚀。这些算法通过将图像元素与一种预先定义、大小可变的形状（称为结构元素（SE））进行比较来实现。

我们将这些算法应用于经阈值处理的 $\mathcal{T}_w$ 图。更准确地说，我们采用它们的二值形式。设 X 为一幅二值图像。选定区域记作 C，对应于 X 中值为 1 的点（这些点不一定连通）；SE 是中心点为 s 的结构元素。于是，X 的膨胀（$\mathrm{X} \oplus \mathrm{SE}$）是 SE 能够到达的所有点 $x \in \mathrm{X}$ 的并集，其中 SE 的中心位于任意一点 $c \in \mathrm{C}$。因此，膨胀操作会在 C 的边缘添加值为 1 的点，具体取决于 SE 的形状和大小。另一方面，X 的腐蚀（$\mathrm{X} \ominus \mathrm{SE}$）是满足 SE 完全包含在 C 中的所有 SE 中心点 s 的并集。因此，腐蚀操作会在 C 的边缘移除值为 1 的点，具体取决于 SE 的形状和大小。请注意，这些算法在大多数情况下并非彼此的逆操作；以特定方式将它们组合起来，可以得到非常有用的新处理方法。

值得特别指出的是，在 GUITAR 的应用中，开运算算法对应于先腐蚀再膨胀：$(\mathrm{X} \ominus \mathrm{SE}) \oplus \mathrm{SE}$。它通常用于去除噪声或不需要的（子）特征。这对于对阈值处理后的 $\mathcal{T}_w$（或其他磁通绳代理量）图进行后处理尤为有用。在 GUITAR 中，结构元素选用圆形，以避免在应用处理的区域中，磁通绳横截面出现尖锐边缘。用户对结果满意后，即可追踪所需特征随时间的变化。最后，可以在提取出的二值形状内通过均匀或随机采样保存源点。最后需要指出，GUITAR 还可用于自定义和保存图表与动画、导出处理过程中的中间步骤，并对提取出的二值形状的时间序列进行基本的二维分析，例如磁通绳横截面（Wagner 等，2024c）。

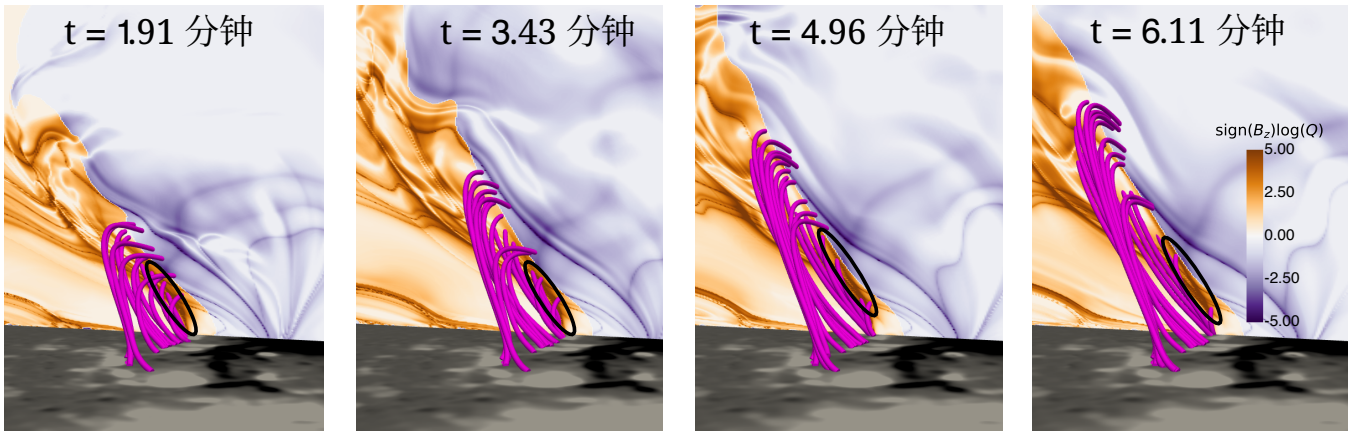


图 C.1：挤压因子Q的早期演化。各面板显示切割平面x = 5兆米处的 sign(B_z)log(Q)，颜色从紫色（B_z为负）到橙色（B_z为正），对应t = 1.91 分钟、t = 3.43 分钟、t = 4.96 分钟和t = 6.11 分钟。品红色线条表示磁通绳磁力线。黑色椭圆表示磁力线与高Q 值区域相交的位置。

附录 C：磁重联

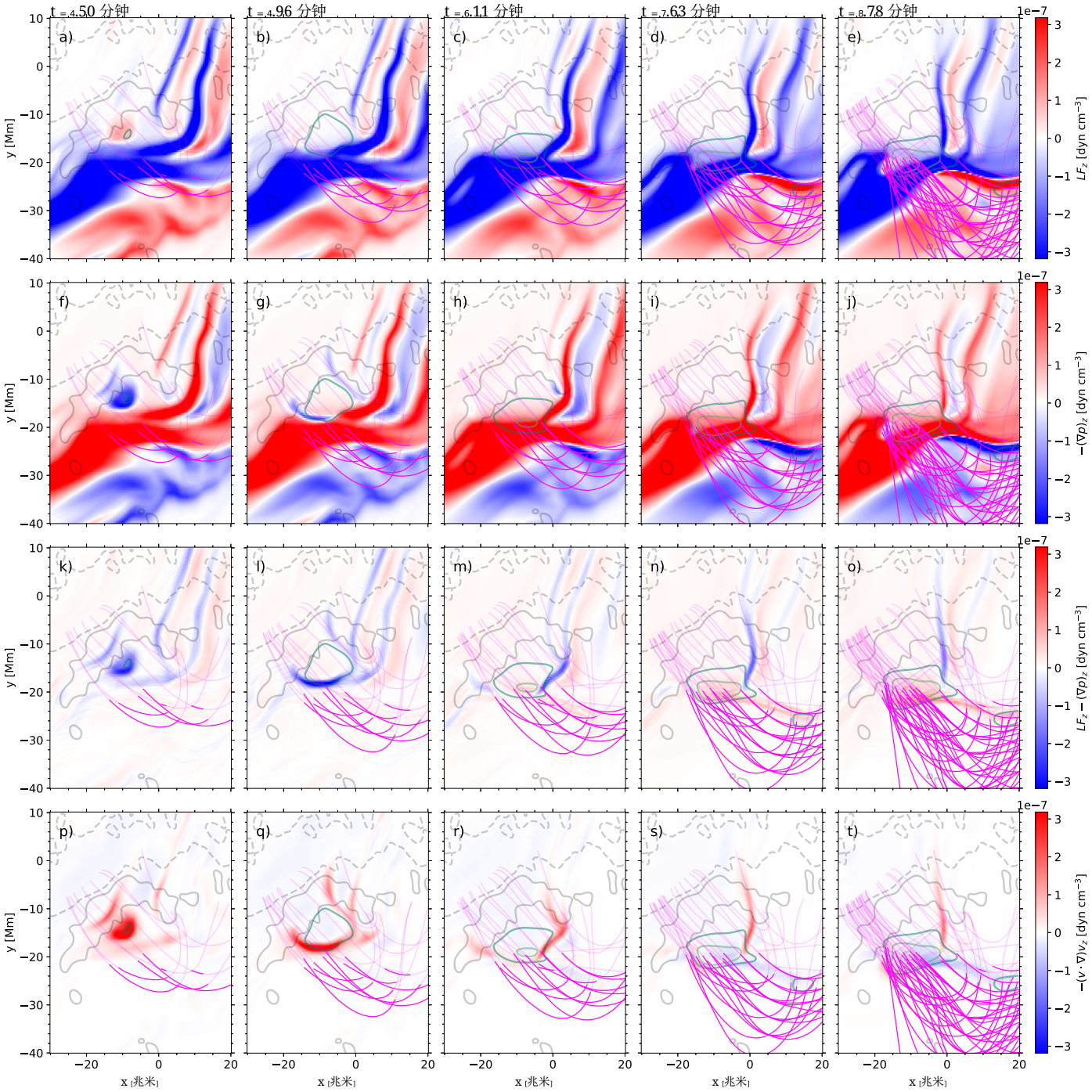
为了检查模拟中是否存在磁重联，我们计算挤压因子 Q，它衡量两个曲面之间磁力线映射的形变程度。映射梯度较大的区域称为准分离层（QSL），它们是分界线和分离面的连续延伸。这些 QSL 是强电流形成的潜在位置，因此也可能是发生磁重联的区域。计算 Q 时，我们使用 K-QSL 软件包 https://github.com/Kai-E-Yang/QSL/tree/master，该软件包采用 Scott 等人（2017年）和 Tassev 和 Savcheva（2017年）所述的方法。图 C.1 展示了 x = 5兆米处切割平面上不同时间的 sign(B_z)log(Q) 结果。Q 的高值以橙色（对应 $B_z > 0$）和深紫色（对应 $B_z < 0$）标示。磁通绳对应的磁力线以品红色显示。黑色椭圆标出了磁通绳磁力线穿过 Q 高值区域的位置，表明这些磁力线正在发生磁重联。该图所示时间包括上升阶段触发前（t = 1.91 分钟）、上升阶段开始时及其期间（t = 3.43 分钟和 t = 4.96），以及磁通绳垂直速度明显增加的较晚时刻（t = 6.11 分钟，参见图 9 的 c 面板）。

附录D：力分析

为补充第4节讨论的分析，我们在图D.1 中展示了对图9所示合力有贡献的各个力。图中未计入重力，因为与其他力相比，重力几乎可以忽略不计。这些力分别对应散度算子的各项（其符号如同位于方程右侧），以及方程（A.2）的源项。各列表示模拟时间（与图9中的相同），各行则表示竖直方向上不同的力，颜色由蓝色（负值）渐变至红色（正值）。面板 a) 至 e) 显示洛伦兹力 LF 的竖直分量$_z$；面板 f) 至 j) 显示气体压力梯度竖直分量的负值；这两者的净贡献见面板 k) 至 o)；面板 p) 至 t) 显示平流项的贡献。灰色等值线标示底平面 B_z 上的正值（实线）和负值（虚线），该平面位于 z = 0.05 兆米处；绿色等值线表示切割平面 v_z 上的数值，该平面位于 z = 24 兆米处，数值范围为 218（深绿色）至 436 千米/秒$^{-1}$（浅绿色）。品红色线条表示磁通绳的磁力线；线条中较深（较浅）的部分位于切割平面上方（下方）。

在速度较高的区域（绿色等值线）中，洛伦兹力的贡献始终为负。该区域靠近磁力线穿出切割平面的区域，但t = 4.50 分钟时除外。压力梯度力 $-(\nabla p)_z$则相反，在高速区域中呈现正贡献。如面板 k) 至 o) 所示，这两种力大多相互抵消。在垂直速度较高的区域（深绿色等值线内及其附近），净贡献起初为负（面板 k) 和 l)），随后转为正（面板 n) 和 o)）。这表明气体压力梯度的贡献略大于洛伦兹力的贡献。

关于平流（面板 p) 至 t)），它对式（A.2）源项的贡献在逐渐膨胀阶段（从 t = 4.50 到 t = 4.96 分钟）为正，在上升阶段（从 t = 6.11 到 t = 8.78 分钟）为负。由于总力为正（深绿色等值线内及其附近），如图 9 所示，速度的欧拉增加起初主要源于下方的对流输运，随后则主要由压力梯度力造成。



图D.1：在z = 24 兆米处，t=4.5 分钟、t=4.96 分钟、t=6.11 分钟、t=7.63 分钟和 t=8.78 分钟时垂直力的演化（正值为红色，负值为蓝色）。a) 至 e) 面板显示洛伦兹力的垂直分量，f) 至 j) 面板显示负的气体压力梯度，k) 至 o) 面板展示洛伦兹力与气体压力梯度的净贡献，p) 至 t) 面板显示力的平流分量。品红色点对应磁通绳磁力线，切割平面上方的磁力线颜色更深。灰色等值线表示B_z 在z = 0.05 兆米处的正值（实线）和负值（虚线），绿色等值线表示v_z 的不同取值，范围为 218（深绿色）至 436 km s^{-1}（浅绿色）。