

基于太阳爆发灾变模型的数值实验*

谢小妍^{1,2,3} ZIEGLER Udo⁴ 梅志星^{1,2,5} 吴 宁⁶ 林 隽^{1,2†}

(1 中国科学院云南天文台 昆明 650011)

(2 中国科学院天文大科学研究中心 北京 100012)

(3 中国科学院大学 北京 100049)

(4 Leibniz Institute for Astrophysics Potsdam, Potsdam 14482)

(5 Centre for Mathematical Plasma Astrophysics, Department of Mathematics, Katholieke
Universiteit Leuven, Leuven 3001)

(6 云南师范大学旅游与地理科学学院 昆明 650031)

摘要 在Isenberg等人发展的灾变模型基础上根据接近真实的日冕环境, 通过数值实验, 对磁通量绳的平衡高度对光球磁场变化的响应开展了研究. 利用NIRVANA程序进行了计算. 日冕的等离子体密度分布采用了一个半经验的模型, 模拟中包含了物理耗散. 考察了: 磁通量绳的平衡位置及其演化特征; 参考半径的变化对磁通量绳平衡位置的影响; 磁通量绳内部平衡的性质以及在磁通量绳失去平衡之后一段时间内的动力学与运动学特征. 结果表明: 数值实验中得到的磁通量绳的平衡态位置与Isenberg等人的理论结果有微小的偏离, 但是演化特征基本一致, 在临界点处系统迅速失去平衡, 向爆发态演化; 参考半径的变化对磁通量绳平衡位置的影响与灾变模型给出的结果基本一致; 磁通量绳在随着宏观磁结构演化的同时, 还通过自身的调节达到内部平衡, 当磁通量绳的内部和外部平衡都实现之后, 系统整体也就达到了平衡状态; 在爆发态下, 磁通量绳的运动特征与Lin-Forbes模型和观测给出的结果一致, 并且在通量绳的前方有快模激波出现; 由于数值实验中包括了耗散, 爆发过程中的磁能向其他形式能量的转换非常明显.

关键词 太阳: 日冕物质抛射, 太阳: 磁场, 磁流体动力学, 方法: 数值

中图分类号: P144; **文献标识码:** A

1 引言

太阳爆发主要表现为耀斑、爆发日珥和日冕物质抛射(即Coronal Mass Ejection, 简称CME), 其中CME在很短的时间内将大量的磁化等离子体(质量约 10^{13} kg)抛射到行星

2017-04-01收到原稿, 2017-05-05收到修改稿

*国家自然科学基金项目(11333007, U1631130)、973项目(2013CBA01503)、中国科学院前沿重点研究项目(QYZDJ-SSW-SLH012)、NSFC-广东联合基金(第二期)超级计算科学应用研究专项(U1501501)资助

†jlin@ynao.ac.cn

际空间中(动能达 10^{25} J),同时将大约相同的能量以辐射的形式释放出来.这样剧烈的爆发活动如果正好朝向地球的话,就会对日地之间的行星际环境产生剧烈扰动、并对地球周围的卫星和宇宙飞船造成伤害、同时对宇航员的生命安全带来威胁^[1-9].

一般认为太阳爆发的过程由两个阶段组成:储能和爆发.系统会先经历储能的过程.在这一过程中,日冕磁结构在光球中的足点随光球等离子体的运动而运动,引起日冕磁场的挤压、拉伸、扭曲和缠绕,导致磁通量被缓慢地从光球输运到日冕,使得日冕中的磁能缓慢增加.这一过程的典型时标为几十小时到几天,所以系统的演化在这一过程中经历了一系列的平衡态(即系统处于准静态演化过程中).当磁结构演化到临界状态之后,系统在受到任何扰动的情况下,进一步的演化将不再能够保持准静态,而是在几分钟到几十分钟的时间内迅速失去平衡,进入动态演化阶段;储存在日冕磁场中的能量会很快转化为其他形式的能量释放出来;系统从准静态演化转为动态演化的过程就称为灾变^[10-16].目前关于CME的触发机制主要有:磁绳截断^[17]、汇聚运动^[18-19]、环向通量增加^[14,20]、剪切运动^[21-22]、背景磁场减弱^[23]、扭曲不稳定性^[24-27]、新浮现流^[28-29]以及磁爆裂^[30-31].

Isenberg等人^[23]研究了一种磁通量绳的平衡高度随着光球磁场的衰退而变化的理想磁流体动力学(MHD)灾变模型.在这个模型当中,光球磁场等效于一个位于光球内部的假想磁四极子产生的磁场.这个磁场的作用是产生一个阻止磁通量绳往外运动的磁张力,而磁通量绳中的体电流分布所产生的磁场和光球表面的感应电流所产生的磁场之间的相互作用则会产生一个将通量绳往外推的磁压力.

他们的研究表明:在无力场的情况下,当磁压力与磁张力相互抵消时,磁通量绳乃至整个系统可以处于平衡状态.在大多数的情况下,磁张力或磁压力在小范围内的变化会导致系统自动作出相应的调整,并继续保持在平衡状态.光球磁场的衰减会造成磁张力的减弱,导致磁通量绳平衡位置的上升;当光球磁场的强度在一定范围内变化时,磁通量绳可以保持处于平衡状态,其平衡高度随着光球磁场的变化而变化.这对应着图1^[23]中在临界点(critical point)右边的平缓曲线的部分,是典型演化时标为几天的储能阶段.但是,当系统演化到临界状态时(对应图1中的临界点),光球磁场继续减弱或是系统受到外来的扰动,磁通量绳就会失去平衡.系统进一步的演化将不再能够保持准静态,而是进入动态过程发生灾变.有关图1中平衡曲线的更多细节的讨论可参考Isenberg等人^[23]论文的原文以及文献[10, 32-33].

Isenberg等人^[23]所考虑的情况是系统完全处于理想MHD的环境当中,没有磁重联发生,在灾变过程中磁场的拓扑结构不会发生变化.由于磁通量绳的运动导致磁结构拉伸,会有一块电流片在磁通量绳与太阳表面之间形成,且电流片的底端会一直与太阳表面相连.与此同时,阻止磁通量绳向上运动的磁张力也会相应地变得越来越强,最终磁通量绳会在新的平衡位置上停下来(见图1的上平衡点),灾变或者是系统失去平衡的过程并不能进一步发展成为通常意义下的爆发现象.因此他们指出:磁重联是灾变过程能够顺利发展成为通常意义下的太阳爆发过程的必不可少的环节.

当然,在实际的日冕环境中,完全没有耗散的情况也是不存在的. Lin等人^[34-36]进一步研究了在电流片中引入耗散机制之后,磁通量绳在系统动态演化中的表现过程.在他们所采用的磁场位形中,光球磁场是由两个位于光球表面的极性相反的点状磁源产生

的^[36], 电流片在灾变发生时产生. 他们注意到: 即使允许磁重联在电流片内发生, 由于磁化等离子体中的能量传播和转化速率受到Alfvén波速的限制, 由光球磁场和等离子体密度所决定的Alfvén波速度的空间分布的特点也会制约电流片中磁重联发生的速率, 从而影响磁通量绳的运动状态.

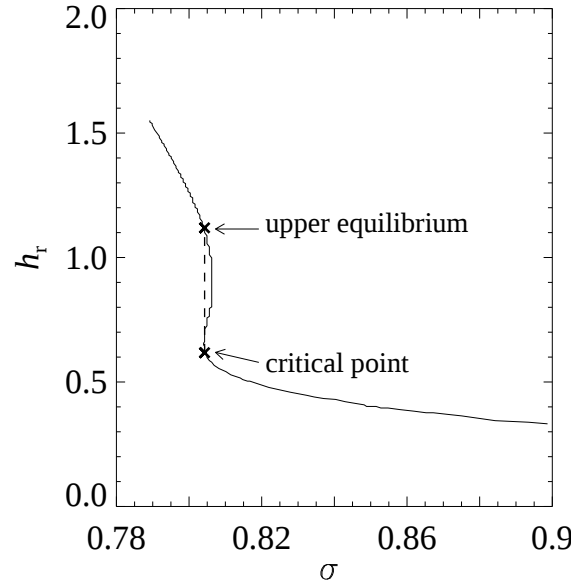


图 1 理想MHD灾变模型中, 磁通量绳的相对平衡高度 $h_r = h/d$ (d 是四极子与光球的距离)随着光球磁场的相对强度 σ 的变化, “x”符号标识的是临界点及高处的平衡位置点(基本数据取自文献[23]).

Fig. 1 The relative equilibrium heights $h_r = h/d$ (d is the distance between a quadrupole and photosphere) of the flux rope as a function of the relative strength σ of photospheric magnetic field in the ideal MHD catastrophic model. The critical point and the point of upper equilibrium are marked by the signal “x” in the figure (the basic data are taken from reference [23]).

一般来说, 磁重联的速率以磁重联内流速度 v_i 与周围的Alfvén波速 v_A 之比来表示, 称为磁重联的Alfvén Mach数, 即 $M_A = v_i/v_A$. 如上所述, M_A 的合理范围为 $0 < M_A < 1$, 而具体爆发过程中磁通量绳的运动状态还与日冕中磁场和等离子体的密度分布有关. Lin和Forbes^[36]发现: 如果日冕磁场强度按通常的方式随高度的平方减弱, 而背景等离子体密度均匀分布时, 那么相应的Alfvén波速 v_A 也随高度的平方减小, v_i 就会受到很明显的限制; 无论 M_A 如何取值, 磁通量绳的运动都会由于磁重联不能足够快地将产生磁张力的磁场分量给耗散掉而受到严重的阻滞, 最终导致爆发的失败; 如果磁场分布的状态不变, 而日冕处于完全等温状态, 则重力分层的结果是等离子体密度随高度呈指数形式减小, 那么Alfvén波速最终会以指数形式增加, v_i 的取值相应地就可以比较大, 耗散过程进行得就会比较顺利; 即使在 M_A 很小($M_A = 0.005$)的情况下, 磁通量绳也能够逃逸, 同时电流片最终会完全消失.

真实的日冕介于上述两种情况之间. Lin^[34]在2002年的工作中使用了半经验

的S&G日冕密度模型^[37], 其描述的日冕等离子体密度分布与实际情况接近, 即在低日冕中(高度低于 $0.7 R_{\odot}$, $R_{\odot} = 6.96 \times 10^8$ m是太阳半径), 日冕表现出等温大气的特征(密度随高度呈指数形式下降), 而在这个高度之上, 密度则随高度的平方下降. 在这样的大气环境中, 尽管最终的Alfvén波速仍然随高度减小, 但是只是随高度的一次方下降, 要比均匀大气里面的下降速度慢很多, 因此 v_i 受到的限制也要小很多. 与等温大气的情况相比, 将 M_A 增加一倍多一点($M_A = 0.013$), 灾变之后的磁通量绳就可以逃逸出去形成CME. 在这种情况下, 由于磁重联速率不是很大, 因此电流片不会被很快地耗散掉, 爆发过程中应该可以观测到很长的电流片形成. 几乎同时, 观测很快地证实了在爆发过程中的确有很长的电流片形成, 而且其演化特征与理论结果非常相似^[38–39]. 随后在此基础上开展的有关CME观测特征的研究结果^[40–41]也很快地被观测所证实^[42–47].

不过, 我们也应该注意到, 上述的理论模型及其结果是建立在解析模型的基础上的, 在模型构建和随后的计算当中都做了很多的简化和假设. 在我们的数值实验中, 我们需要回答: 随着光球磁场的演化, 系统能否沿解析解所示的方向演化到临界状态并失去平衡? 磁通量绳在随着宏观磁结构演化的同时, 通过自我调节达到内部平衡, 此时磁通量绳的内部物理参数关系是否仍然能够与模型中的关系一致或是接近? 系统处于爆发状态时, 能否出现观测上的一些爆发事件的特征? 系统磁能的转换是否和灾变模型中计算的一致?

本工作将基于Isenberg等人^[23]的灾变模型, 利用数值实验的方法来考察上述问题. 文章的结构安排如下: 第2部分, 我们描述此工作中采用的数值方法和模型; 第3部分, 我们给出实验结果并进行讨论; 最后, 我们对本工作进行了总结.

2 数值方法和模型介绍

我们使用NIRVANA程序^[48–50]来进行我们的数值实验. NIRVANA程序是一个基于随时间演化的磁流体力学方程组的并程序, 非常适用于研究天体物理中的磁场结构的演化^[51]. 我们的数值实验所基于的方程组如下:

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t e + \nabla \cdot \left[\left(e + p + \frac{1}{2\mu_0} |\mathbf{B}|^2 \right) \mathbf{v} - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \right] = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot \left[\frac{\eta}{\mu_0} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) \right], \quad (2)$$

$$\partial_t (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(p + \frac{1}{2\mu_0} |\mathbf{B}|^2 \right) \mathbf{I} - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \mathbf{B} \right] = \rho \mathbf{g}, \quad (3)$$

$$\partial_t \mathbf{B} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (4)$$

$$p = \frac{2\rho k_B T}{m_p}, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (6)$$

(1)–(6)式分别是流体连续性方程、能量方程、动量方程、磁感应方程、理想气体的状态方程以及磁场无源条件. 其中, 变量是时间 t 、质量密度 ρ 、能量密度 e 、温度 T 、压强 p 、流体速度 $\mathbf{v}$ 和磁场 $\mathbf{B}$; $\rho \mathbf{g}$ 是重力密度, $\mathbf{g}$ 是重力加速度, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ N·A⁻²,

$m_p = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ 以及 $\eta = 5 \times 10^8 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 分别是真空中磁导率、单个质子的质量、玻尔兹曼常数以及磁扩散系数. 我们设置初始系统中 $\mathbf{v} = 0$, 假设系统中的等离子体是完全电离的氢离子和电子, 比热比系数 $\gamma = 5/3$. 于是, 压强

$$p = (\gamma - 1) [e - \rho v^2/2 - B^2/(2\mu_0)] . \quad (7)$$

2.1 重力分层大气

我们的实验区域为 $-4L_0 \leq x \leq 4L_0$, $0 \leq y \leq 8L_0$ ($L_0 = 10^8 \text{ m}$), 其中 $y = 0$ 的位置代表光球层. $\mathbf{g} = -GM_\odot \hat{\mathbf{y}}/(y + R_\odot)^2$, 其中 $\hat{\mathbf{y}}$ 是 y 方向的单位矢量、 $G = 6.672 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$ 是引力常数、 $M_\odot = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$ 是太阳质量. 边界条件的设置如下: 在 $x = \pm 4L_0$ 和 $y = 8L_0$ 这3个边界上, 我们采用了简单外推的方法来实现了出流边界条件, 而在底边界上我们采用的是系联效应(line-tied)的边界条件. 初始的重力分层大气由3部分组成: 在 $y \geq 0.02L_0$ 的区域, 我们使用的是半经验的S&G大气模型^[37]:

$$\rho(y) = \rho_0 f(y) , \quad (8)$$

$$\rho_0 = 1.673 \times 10^{-14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} , \quad (9)$$

$$f(y) = a_1 z^2(y) e^{a_2 z(y)} [1 + a_3 z(y) + a_4 z^2(y) + a_5 z^3(y)] , \quad y \geq 0.02L_0 , \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} z(y) &= 1/(1 + y/R_\odot) , \quad a_1 = 0.001292 , \\ a_2 &= 4.8039 , \quad a_3 = 0.29696 , \\ a_4 &= -7.1743 , \quad a_5 = 12.321 . \end{aligned}$$

而为了在底边界实现系联效应的边界条件, 我们在 $y < 0.02L_0$ 的区域采取的温度分布为

$$T(y) = \begin{cases} T_p , & 0 \leq y \leq h_p \\ \frac{T_c - T_p}{2} \left\{ \sin \left[\frac{\pi}{h_c} (y - h_p) - \frac{\pi}{2} \right] + 1 \right\} + T_p , & h_p \leq y < h_c + h_p \end{cases} , \quad (11)$$

其中 $T_c = 1.06 \times 10^6 \text{ K}$ 、 $T_p = 3000 \text{ K}$ 以及 $h_p = h_c = 0.01L_0$. 有了(8)–(9)式的条件, 结合流体的静力学平衡条件

$$\nabla p + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (12)$$

以及理想气体状态方程(5)式, 我们可以唯一确定初始的大气分布, 如图2所示.

2.2 初始磁场设置

在我们的数值实验中, 初始磁场是由位于 $y = h_0$ 的载流通量绳、位于 $y = -h_0$ 的载流通量绳的镜像以及位于 $y = -d$ (我们的实验中取 $d = 0.4L_0$, h_0 是初始磁通量绳的高度) 的四极子所产生的磁场组成的. 初始的磁场位形在 x 轴和 y 轴上的分量为^[52–53]:

$$\begin{aligned} B_x &= B_\phi(R_-)(y - h_0)/R_- - B_\phi(R_+)(y + h_0)/R_+ - B_\phi(r + \Delta/2) \times \\ &\quad Md(r + \Delta/2)(d + y) [3x^2 - (y + d)^2] / R_d^6 , \\ B_y &= -B_\phi(R_-)x/R_- + B_\phi(R_+)x/R_+ - B_\phi(r + \Delta/2)Md(r + \Delta/2) \times \\ &\quad x [-x^2 + 3(d + y)^2] / R_d^6 , \end{aligned} \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} R_{\pm}^2 &= x^2 + (y \pm h_0)^2, \\ R_d^2 &= x^2 + (y + d)^2, \\ M &= 125\sigma/32. \end{aligned} \quad (14)$$

磁通量绳的半径是 $r + \Delta/2$, 磁通量绳的电流强度在半径小于 $r - \Delta/2$ 的截面积上是均匀分布的, 在半径介于 $r - \Delta/2$ 和 $r + \Delta/2$ 的截面上是随着半径的增大逐渐减小的, 在半径为 $r + \Delta/2$ 时, 电流强度为 0. $B_{\phi}(R)$ 由

$$B_{\phi}(R) = \begin{cases} -j_0JR/2, & 0 \leq R < r - \Delta/2 \\ -j_0J \left\{ (r - \Delta/2)^2/2 - (\Delta/\pi)^2 + R^2/2 + \right. \\ \quad \left. (\Delta R/\pi) \sin[\pi(R - r + \Delta/2)/\Delta] + \right. & r - \Delta/2 \leq R < r + \Delta/2 \\ \quad \left. (\Delta/\pi)^2 \cos[\pi(R - r + \Delta/2)/\Delta] \right\} / (2R), \\ -j_0J [r^2 + (\Delta/2)^2 - 2(\Delta/\pi)^2] / (2R), & R \geq r + \Delta/2 \end{cases} \quad (15)$$

给出, 其中 j_0 是在通量绳中心的最大电流密度, J 是通量绳内部的相对电流强度, 我们的实验中取 $j_0 = 1.07 \times 10^{-2} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$.

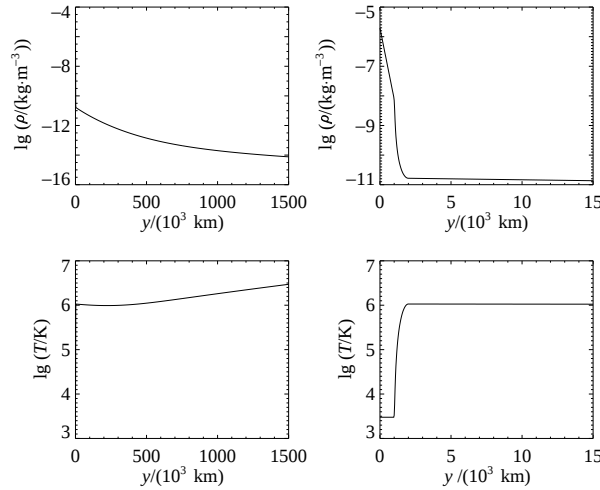


图 2 数值实验中所采用的大气的初始密度分布 $\lg \rho$ 及温度分布 $\lg T$ 随着高度 y 的变化. 其中, 右列对应的是低层大气的细节分布.

Fig. 2 The initial distributions of the plasma density $\lg \rho$ and temperature $\lg T$ in the atmosphere as a function of heights y in the simulations. The detailed distributions of low atmosphere have been showed in the right columns.

除了电流和磁场, 我们假定磁通量绳中也包含了来自于色球的冷的等离子体. 于是, 通量绳内等离子体的初始的温度分布为:

$$T(R_-) = \begin{cases} T_f, & 0 \leq R_- < r - \Delta/2 \\ (T_{fc} - T_f)(R_- - r + \Delta/2)/\Delta + T_f, & r - \Delta/2 \leq R_- < r + \Delta/2, \\ T_{fc}, & R_- \geq r + \Delta/2 \end{cases} \quad (16)$$

其中 $T_f = 1.5 \times 10^4$ K, $T_{fc} = 1.05 \times 10^6$ K. 通量绳内的内部压强由气压和磁压组成, 分布为

$$p_f(y) = p(y) - \int_{R_-}^{\infty} B_\phi(R) j(R) dR. \quad (17)$$

2.3 计算区域的网格分布

在我们的工作中, 基本的计算网格为 800×800 , 即最大的网格尺寸为 $\Delta x = \Delta y = 0.01L_0$. 为了处理在底边界附近的大梯度的等离子体密度和压强, 在 $y \leq 0.02L_0$ 区域, 我们将0级的基础网格进一步细化为5级的细网格(即网格的尺寸为 $3.125 \times 10^{-4}L_0$, 级数越高网格越细). 这样一来, 这些区域的物理量的变化就能被很好地分辨出来. 另外, 由于在磁通量绳附近的磁场梯度很大, 同时也为了避免过大的数值耗散造成数值磁重联等非物理的现象, 我们在电流的主要存在区域, 即 $-0.08L_0 \leq x \leq 0.08L_0$, $y \leq 0.27L_0$ 区域(平衡态的实验中)或 $-0.14L_0 \leq x \leq 0.14L_0$, $y \leq 1.92L_0$ 区域(爆发态的实验中), 将0级的基础网格进一步细化为5级的细网格. 我们将计算区域的部分网格分布呈现在图3中.

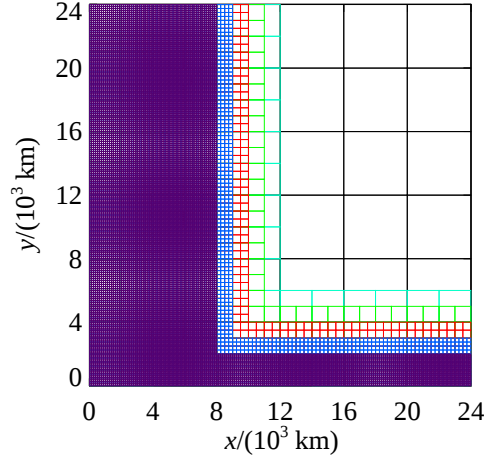


图3 数值实验中所采用的网格分布. 不同的颜色的网格代表不同细化程度的网格: 黑色代表0级的网格, 蓝绿色代表1级的网格, 绿色代表2级的网格, 红色代表3级的网格, 蓝色代表4级的网格, 紫色代表5级的网格.

Fig. 3 Sketch of the mesh structure used in the present work. Different colours specify different steps of the refinement of the grid. The black mesh is of the basic level, the cyan one is of the first level, the green one is of the second level, the red one is of the third level, the blue one is of the fourth level, and the purple one is of the fifth level.

在任何数值实验中, 数值耗散都是不可避免的, 为了使得我们的结果可信, 我们使用Shen等人的文章中使用的办法^[54]来估算在我们的计算中数值耗散与物理耗散的比值 η_n/η . 磁感应方程(4)式可以进一步写为:

$$\partial_t A = (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_z - (\eta \nabla \times \mathbf{B})_z, \quad (18)$$

其中 A 是磁矢势 $\mathbf{A}$ 的数值大小. 在没有数值耗散的情况下, 上述方程是成立的. 但是由于数值耗散的存在, 方程两边不再相等, 我们可以用方程两边的偏差程度来估算 η_n/η . 即

定义 $a = \partial_t A$ 、 $b = (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_z$ 和 $c = (\eta \nabla \times \mathbf{B})_z$, 我们测试了一组实验中 $t = 50$ s 到 $t = 200$ s 间在磁通量绳附近 $|a - b + c|/|c|$ 的平均值, 并以此值来估算 η_n/η . 从图4可以看出, 在我们的数值实验中, 由于进行了局部网格细化, 该区域的数值耗散与物理耗散的平均比值 η_n/η 大约为12%, 最大不超过20%, 数值耗散得到了有效的抑制.

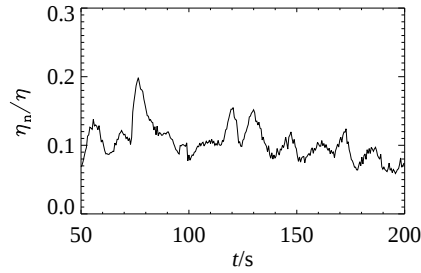


图 4 在磁通量绳附近数值耗散与物理耗散的比值随时间的变化

Fig. 4 The ratio of the numerical resistivity η_n to the physical one η around flux rope versus time

3 实验结果和讨论

利用NIRVANA程序, 我们就可以求解用于描述系统演化的方程(1)–(17)式, 从而了解系统在不同演化阶段的状态. 在这一部分, 我们展示用NIRVANA程序来完成对灾变模型中的一些平衡态和爆发态的计算结果, 并进行讨论.

3.1 磁通量绳平衡位置的演化

我们先来考察参考半径 $R_{0r} = R_0/d = 0.15$ 时, 磁通量绳的相对平衡高度 $h_r = h/d$ 随着光球磁场的相对强度 σ 的变化. 这里参考半径指的是系统处于平衡状态时, 在 $\sigma = 1$ 的条件下, 磁通量绳的半径 R_0 与 d 的比值. 在我们的工作中, 它是一个自由参数, 相当于在其他的工作中常用的初始半径. 我们做了6组实验, 各个实验中系统的初始设置列在表1中. 表1中“Region of refinement”用来标识进行了局部网格加密的区域, 其初始状态的设置是在理想MHD灾变模型的 h_r - σ 曲线(图1)所对应的位置上. 第1–5组实验用来研究磁通量绳平衡位置的演化; 第6组实验的初始设置在图1中的临界点上. 我们设置 σ 越大, h_r 越小, 这与灾变模型中平衡曲线的情況是一致的.

我们先来考察第1–5组实验中磁通量绳的相对平衡高度 h_r 随着光球磁场的相对强度 σ 的变化. 正如前面所提到的, 在储能阶段, 可将系统的演化视为经历了一系列的平衡态, 所以我们对5组不同 σ 所对应的平衡态(case 1–5)进行了测试. 我们发现: 不同的 σ 值所对应的平衡态的演化过程与图5呈现的 $\sigma = 0.86$ 时的演化过程类似, 都是系统从理想MHD模型所对应的位置开始, 经过非常小的调整, 很快到达了最终的平衡状态, 其最终的平衡高度也在相应的理想MHD模型的平衡高度附近.

表 1 在数值实验中用到的系统的初始设置, 参考半径 $R_{0r} = 0.15$. “Region of refinement” 一栏当中的内容用来说明进行了局部网格加密的区域大小.

Table 1 The initial configurations in the simulations, in which the referential radius $R_{0r} = 0.15$. The contents of “Region of refinement” point out the region where the regional refinement is included.

Case	σ	h_r	Region of refinement
1	0.88	0.36	$ x < 0.08L_0, y < 0.27L_0$
2	0.86	0.39	$ x < 0.08L_0, y < 0.27L_0$
3	0.84	0.43	$ x < 0.08L_0, y < 0.27L_0$
4	0.82	0.49	$ x < 0.08L_0, y < 0.27L_0$
5	0.81	0.50	$ x < 0.08L_0, y < 0.27L_0$
6	0.804	0.618	$ x < 0.14L_0, y < 1.92L_0$

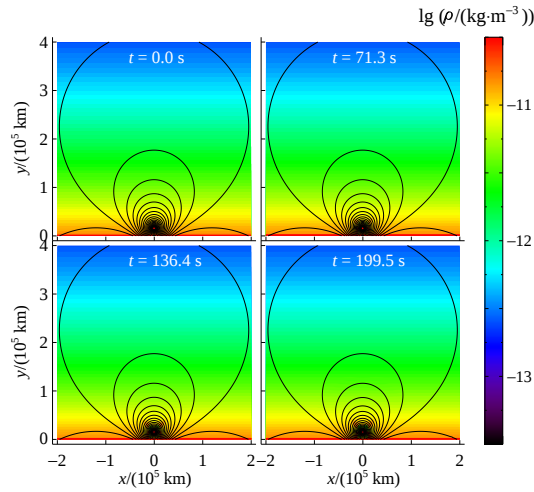


图 5 光球磁场的相对强度 $\sigma = 0.86$ 时, 系统随时间的演化 (第 2 组实验). 其中, 彩色底纹表示密度的分布, 黑色实线是磁力线. 这里, 在有一定跨度的时间范围内, 我们选取 4 个时间节点上的磁场位形. 从这些位形中的磁通量绳的位置变化可以看出, 磁通量绳的位置经过初期短暂调整之后很快就达到了平衡位置.

Fig. 5 The evolution of the system with a relative strength of photospheric magnetic field $\sigma = 0.86$ (case 2). The color shadings show the distributions of mass density, and the solid lines are magnetic field lines.

The magnetic structures and the positions of flux rope in these 4 times show that the flux rope reaches equilibrium position soon after an ephemeral adjustment.

我们将磁通量绳的最终平衡高度以符号“+”标注于图6中. 我们看到, 在我们的数值实验中, 磁通量绳的最终平衡高度并不完全在理想MHD灾变模型中所得到的平衡高度上, 而是有些偏差. 那是因为在我们的数值实验中存在耗散, 并考虑了重力和气体压力之后导致的. 同时我们也看到, 最后平衡态的高度 h_r 随光球磁场的相对强度 σ 的变化趋势与理想MHD灾变模型中的大致相同, 随着 σ 的减小, h_r 的值有一些增加. 这说明光球磁场在这样的范围内变化时, 磁通量绳在理论平衡曲线给出的位置附近通过自身的调整仍然能够找到稳定平衡的位置.

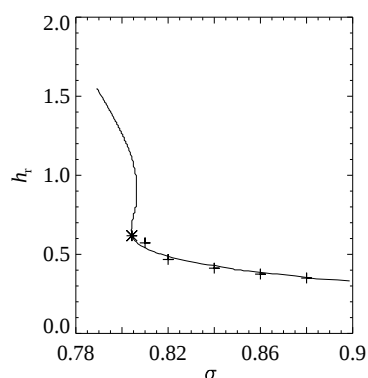


图 6 $R_{0r} = 0.15$ 时, 磁通量绳的相对平衡高度 h_r 随着光球磁场的相对强度 σ 的变化. 其中, 实线对应的是理想 MHD 的灾变模型中的情况; 符号 “+” 标记的是在数值实验中, 最后的平衡态所对应的位置; 符号 “*” 标记的是第 6 组实验中系统的初始位置, 这是理论研究得到的临界点的位置.

Fig. 6 The relative equilibrium heights h_r of the flux rope as a function of the relative strength of photospheric magnetic field with $R_{0r} = 0.15$. The solid line is deduced from the ideal MHD catastrophic model, the final equilibrium height of the flux rope for a given σ is marked by signal “+”, and the initial configuration of the flux rope in case 6 is marked by signal “*” in the simulations.

但是, 当系统演化到平衡曲线的拐点或临界点所标示的位置的时候, 从理论上讲, 磁通量绳到达了不稳定平衡的位置, 系统进入不稳定平衡的状态. 这时候, 任何的扰动或者是磁通量绳位置上微小的偏离都会导致系统失去平衡, 磁通量绳被驱动向外(或向上)运动, 系统进入动力学演化阶段. 在本工作所开展的第 6 组数值实验中, 我们将磁通量绳的一个起始位置选取在理论研究给出的拐点上(见图 6 符号 “*” 所标示的位置). 正如我们预期的那样, 由于数值实验与理论研究的环境所存在的细微差别, 理论研究给出的平衡位置与数值实验中的平衡位置之间会有一些偏离. 由于符号 “*” 所标示的位置属于不稳定平衡的位置, 这时候磁通量绳就不能够像初始位置在那些符号 “*” 附近那样通过自身的调节最终回到平衡位置上, 而是偏离平衡位置越来越远, 系统进入爆发状态.

结合 1–5 组实验的结果, 第 6 组实验的意义在于, 我们证实了理论研究的结果. 即: 在光球磁场持续变化的过程中, 系统可以沿着平衡曲线给出的演化方式, 经过一系列的稳定平衡位置, 然后到达临界点处的不稳定平衡位置, 最终因扰动而失去平衡, 系统进入爆发状态. 简单来说, 就是在我们所研究的系统中, 光球磁场的变化是系统演化的驱动因素. 在这个因素的驱动下, 系统可以经历过一系列准静态平衡之后而最终失去平衡, 进入爆发状态. 因此, 我们这里所建立的系统可以用来考察和研究包含太阳爆发的触发机制和相应的物理过程.

3.2 参考半径对磁绳平衡位置的影响

在 Isenberg 等人发展的灾变模型^[23]中, 磁通量绳的参考半径 R_{0r} 是唯一的自由变量, 不同的 R_{0r} 所对应的磁通量绳的平衡高度与光球磁场强度的关系也不同. 在我们这里所进行的数值实验中, 由于考虑了比 Isenberg 等人^[23]更多的因素, R_{0r} 不再是唯一的自由变量, 尽管它的变化对系统的整体平衡会有明显影响. 在这一小节中, 我们将其他的参数固定下来(见 2.1 节和 2.2 节中的讨论), 然后考察参考半径的变化对磁通量绳平衡位置的影响. 图 7 (a) 展示了在 Isenberg 等人的灾变模型^[23]中, R_{0r} 分别等于 0.025、0.15 和 0.3 时所

对应的部分平衡曲线. 我们可以看到: 在同一个 σ 的情况下, R_{0r} 的值越大, 所对应的 h_r 的值越小; R_{0r} 的值越大, 临界点处 σ_c 的值越小; 随着 σ 的减小, 不同的 R_{0r} 所对应的 h_r 之间的间距增大.

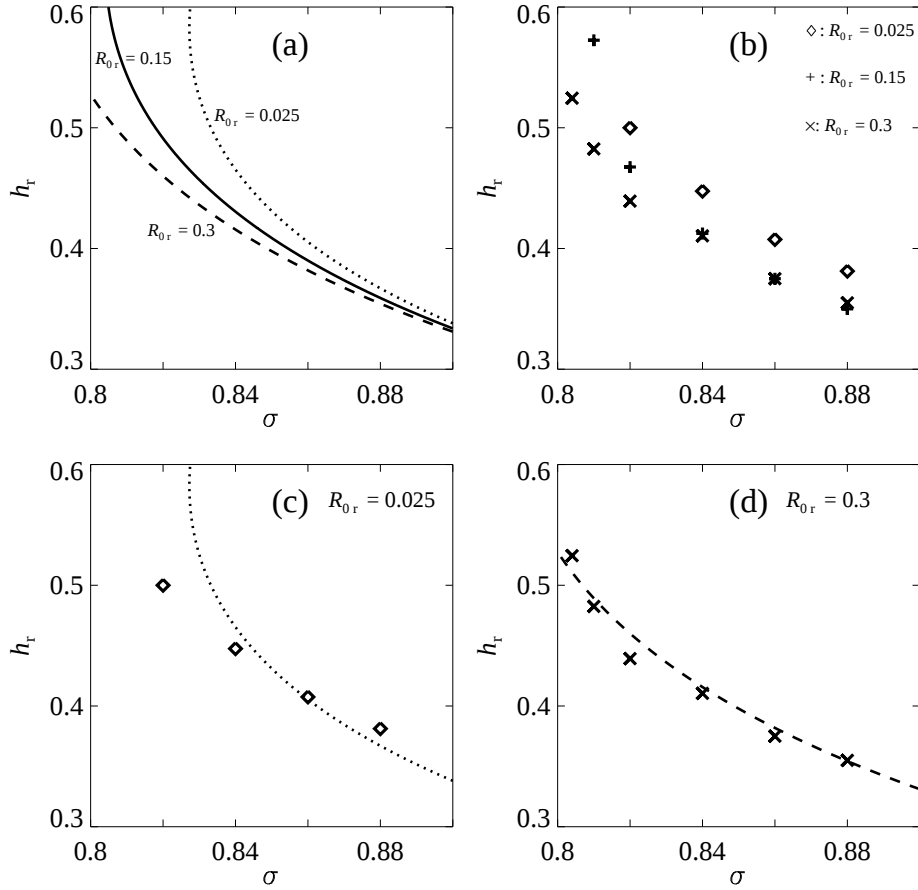


图 7 (a)在灾变模型中, R_{0r} 分别等于0.025、0.15和0.3时所对应的部分平衡曲线. (b) R_{0r} 分别等于0.025、0.15和0.3时, 数值实验得到的磁通量绳的平衡位置. (c) $R_{0r} = 0.025$ 时, 磁通量绳的相对平衡高度 h_r 随着光球磁场的相对强度 σ 的变化: 点线对应的是灾变模型中的情况, 符号“◇”标记的是在数值实验中得到的平衡位置. (d) $R_{0r} = 0.3$ 时, 磁通量绳的相对平衡高度 h_r 随着光球磁场的相对强度 σ 的变化: 虚线对应的是灾变模型中的情况, 符号“×”标记的是在数值实验中得到的平衡位置.

Fig. 7 (a) A part of equilibrium lines of catastrophe model, in which $R_{0r} = 0.025, 0.15$, and 0.3 , respectively. (b) The final equilibrium heights of the flux rope in our simulations, in which $R_{0r} = 0.025, 0.15$, and 0.3 , respectively. (c) The relative equilibrium heights h_r of the flux rope as a function of the relative strength of photospheric magnetic field when $R_{0r} = 0.025$. The dotted line is deduced from the ideal MHD catastrophic model, and the final equilibrium heights of the flux rope in our simulations are marked by signal “◇”. (d) The relative equilibrium heights h_r of the flux rope as a function of the relative strength of photospheric magnetic field when $R_{0r} = 0.3$. The dashed line is deduced from the ideal MHD catastrophic model, and the final equilibrium heights of the flux rope in our simulations are marked by signal “×”.

与前面研究 $R_{0r} = 0.15$ 时的情况类似, 我们分别做了在 $R_{0r} = 0.025$ 及 $R_{0r} = 0.3$ 的情况下, h_r 随 σ 演化的实验. 为了便于与理论结果和 $R_{0r} = 0.15$ 时的情况作比较, 我们在 $R_{0r} = 0.025$ 及 $R_{0r} = 0.3$ 的实验中, σ 和 h_r 的初始位置也参照表1给出的数值选取, 然后将相应的磁通量绳的平衡位置与对应的 σ 值标在图7 (b)中. 同时标在图7 (b)中的还有 $R_{0r} = 0.15$ 时的结果, 也就是图6中的那几个分离的点. 对比图7 (a)和图7 (b), 我们可以看出数值实验的结果与理论结果基本一致: 不同的 R_{0r} 对应的 h_r - σ 关系有所不同, 但是 h_r 随 σ 的演化特征是一样的.

为了更好地将数值实验的结果与理论结果相对比, 我们在图7 (c)和图7 (d)当中, 分别给出了 $R_{0r} = 0.025$ 和 $R_{0r} = 0.3$ 时的理论曲线和实验结果. 我们可以看出 $R_{0r} = 0.3$ 时, 实验结果与理论结果符合得较好(见图7 (d)). 而当 $R_{0r} = 0.025$ 时, 实验结果和理论结果在 σ 较小时表现出了较大的偏差. 比如在 $\sigma = 0.82$ 附近, 理论研究给出的结论是磁通量绳的平衡位置在无穷远处. 但是, 数值实验的结果表明: 磁通量绳的平衡位置仍然在有限远处. 这之间的差别是理论研究和数值实验的初始设置略有不同导致的, 比如在理论模型中没有考虑气压和重力的作用, 而在数值实验中, 这两个因素都是包含在计算当中的.

从图7 (c)和图7 (d)还可以看出, 磁通量绳最后的平衡高度 h_r 随光球磁场的相对强度 σ 的变化趋势与灾变模型中的大致相同, 随着 σ 的减小, h_r 的值增加. 但是, 与图6中的情况类似, 磁通量绳的最终平衡位置并不正好在理论结果给出的平衡位置上.

3.3 磁通量绳的内部平衡与整体平衡

在我们的实验中, 所采用的磁场位形的平衡情况可分两个方面来考虑, 一个是宏观磁结构的整体平衡, 另一个是磁通量绳内部的局部平衡. 磁通量绳作为系统的一部分, 肯定会与系统的其他部分发生相互作用. Isenberg等人^[23]在得出解析解的理想MHD灾变模型中, 用了一个很重要的假设, 就是磁通量绳的半径足够小, 使得在考察系统整体演化时, 磁通量绳外部的物理量在通量绳的整个截面上变化很小, 可以认为是常数. 因此, 在研究系统整体平衡的时候, 可以把磁通量绳当作一个无限细的载流导线; 而在考察磁通量绳内部的平衡时, 磁通量绳的局部特征不受影响, 将磁通量绳的内部平衡以及系统的整体平衡分离开来单独考虑. 最终通过磁通量绳内部的总电流在外部产生的磁场以及磁通量绳的半径与这个电流的关系将内外平衡联系起来, 也就是将磁通量绳的局部特征与系统的整体性质结合起来.

我们在研究系统处于图6中那些“+”所标识的整体平衡状态的时候, 也可以同时考察磁通量绳的内部平衡. 对应着图6中的每一个“+”确定的平衡位置, 我们可以同时得到磁通量绳的相对半径 R_r ($R_r = R/R_0$, R_0 是 $\sigma = 1$ 时磁通量绳的半径)以及其中的相对电流强度 J ($J = I/I_0$, I_0 是 $\sigma = 1$ 时磁通量绳的电流强度). 图8中的“+”展示了计算得到的两个参数之间的相互关系, 实线是Isenberg等人^[23]的理论模型给出的 R_r 与 J 的关系. 在得到这些结果之前, 我们考察了二者之间的联系对计算网格密度的依赖. 结果表明: 我们所采用的网格细化程度足够高之后, R_r 和 J 的关系便不再依赖于计算网格的密度.

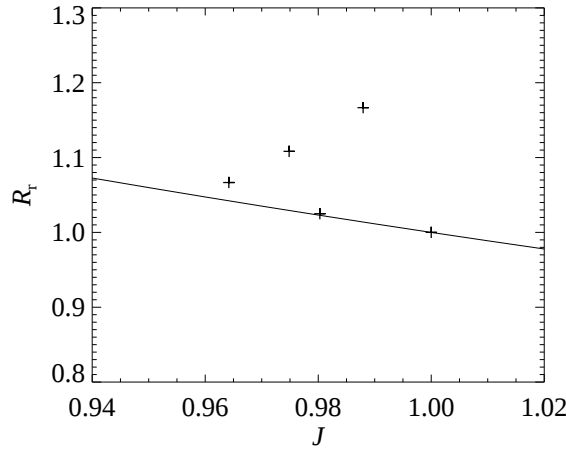


图 8 磁通量绳的相对电流强度 J 与相对半径 R_r 的关系, 其中 $J = I/I_0$ 、 $R_r = R/R_0$ 、 I_0 和 R_0 是 $\sigma = 1$ 时的磁通量绳的电流强度和半径. 符号 “+” 表示: 在我们的模拟实验中, 磁通量绳达到内部平衡的情况, 实线是灾变模型中的情况.

Fig. 8 The relation between the relative strength J of current and relative radius R_r of the flux rope, in which $J = I/I_0$, $R_r = R/R_0$, I_0 and R_0 are the current intensity and radius of the flux rope when $\sigma = 1$, respectively. The signal “+” represents the cases in which the flux ropes reach the internal equilibrium in the simulations, and the solid line represents the situation of the catastrophe model.

我们可以从图8中看到: 在理论模型中, 当 J 变化很小时, R_r 与 J 的关系是线性的. 然而, 在我们的数值实验中, R_r 和 J 之间并未呈现出很好的线性关系, 磁通量绳达到内部平衡时的半径总是大于理论模型中相应的半径值, 磁通量绳变化的幅度比理论模型中的大得多. 这是因为在我们的数值实验中存在耗散, 并且磁通量绳外部的物理量在通量绳的整个截面上变化并不是极小的, 磁通量绳在达到内部平衡的过程中, 其局部特征会受到宏观磁结构的影响. 所以, 在我们的数值实验中, 考察磁通量绳的内部平衡时, 不能将其与系统的整体平衡分离开来单独考虑.

但是, 我们可以从图6中看出: 系统的整体演化状态与灾变模型中预测的基本一致, 磁通量绳的截面半径在一定的范围内即使足够大, 磁通量绳为达到内部平衡时进行的调整, 几乎不影响宏观磁结构的演化. 在系统处于解析解所标明的准静态演化阶段, 当光球磁场发生变化, 磁通量绳里面的磁场及等离子体能通过及时的自我调节而跟上宏观磁结构的演化, 使得系统在宏观上仍能沿解析解所示的方向演化到临界状态并失去平衡.

3.4 爆发过程中的动力学和运动学特征

图9展示的是表1的第6组实验中, 系统失去平衡之后的演化过程. 我们可以看到: 磁通量绳在不断地向上运动, 由于缠绕在磁通量绳周围的磁场受到拉伸, 在磁通量绳的下方形成了一个电流片. 周围的非理想MHD环境(耗散系数不为零)允许磁重联在电流片中发生, 磁能被迅速转换为磁通量绳运动的动能和加热等离子体的热能, 阻止磁通量绳向外运动的张力被削弱, 使其受到的主要限制被解除, 磁通量绳因此可以继续向外运动, 系统失去平衡之后的演化可以顺利地进入通常的爆发过程(感兴趣的读者也可参见文献[11, 34, 36, 41]中的详细讨论).

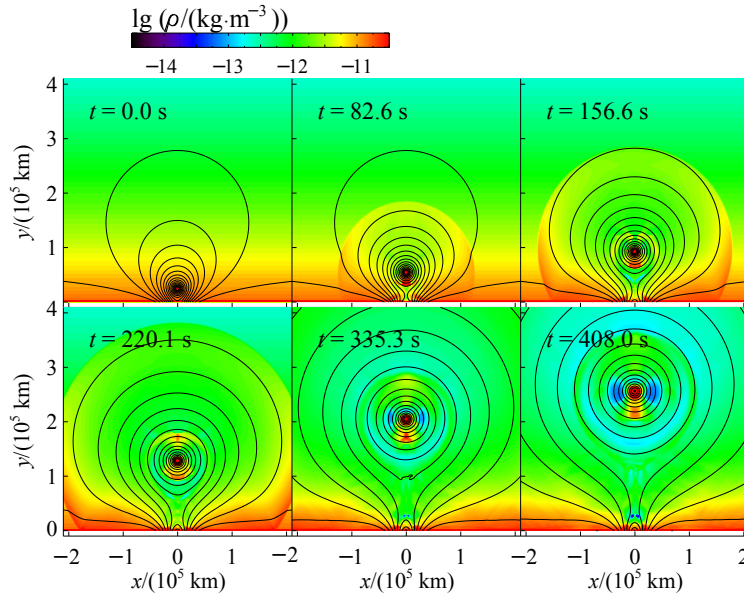


图 9 爆发过程中, 系统随时间的演化(第6组实验). 其中, 彩色底纹表示密度的分布, 黑色实线是磁力线. 之所以选取这些时间点是因为在这些时间点上, 磁场结构中的细节比较明显, 而且还能看出系统整体的演化特征.

Fig. 9 The evolution of the system in the eruption progress (case 6). The color shadings show the distributions of mass density, and the solid lines are magnetic field lines. The reason for the chosen times is that the details of magnetic structure are clear, and we can see the evolitional features of global system in these times.

图10 (a)展示的是爆发过程中磁通量绳的高度 h 随时间 t 的演化(第6组实验): 离散点标记的是数值实验的结果, 实线是利用二次函数进行拟合的结果, 拟合函数为 $h(t) = 6.44 \times 10^{-4}t^2 + 0.32t^2 + 24.4$ (单位为 10^3 km). 结果表明磁通量绳经历了匀加速的过程, 其加速度为 $1.288 \text{ km} \cdot \text{s}^{-2}$. 对图10 (a)的拟合结果进行求导得到的磁通量绳的速度随时间的变化可见图10 (b).

我们从图9中也看到, 在爆发的过程中, 由于磁通量绳快速地向上传动, 在其前方产生了激波, 激波向前传播且向四周膨胀开来. 由于激波前等离子体的堆积和激波导致的压缩, 在激波附近形成密度较高的区域; 另外因为激波的传播和扩张, 在激波后方与磁通量绳之间的区域中, 形成了一个密度较低的区域.

我们将图9中的 $t = 82.6 \text{ s}$ 和 $t = 220.1 \text{ s}$ 这两个时刻的磁结构中的温度分布呈现在图11中. 我们可以看到: 激波及后方的等离子体被加热到比较高的温度; 另外, 从电流片两端流出的等离子体由于受到磁重联的加热而具有较高的温度. 如果从电流片上端流出的热等离子体有较大速度的话, 在磁场的引导下, 这些热等离子体就会充满CME的外部壳层, 使得CME完全被热等离子体包围(见文献[40–41]的详细讨论); 当重联后的等离子体出流速度不够大的时候, 这些热等离子体就只能够部分包围CME, 在CME的半部分形成一个V型或是U型的高温外壳(见文献[39, 55]的详细讨论). 不过, 需要指出的是: 由于在我们的实验中未考虑冷却机制, 在这里, 温度增加的幅度是真实大气情况下的上限.

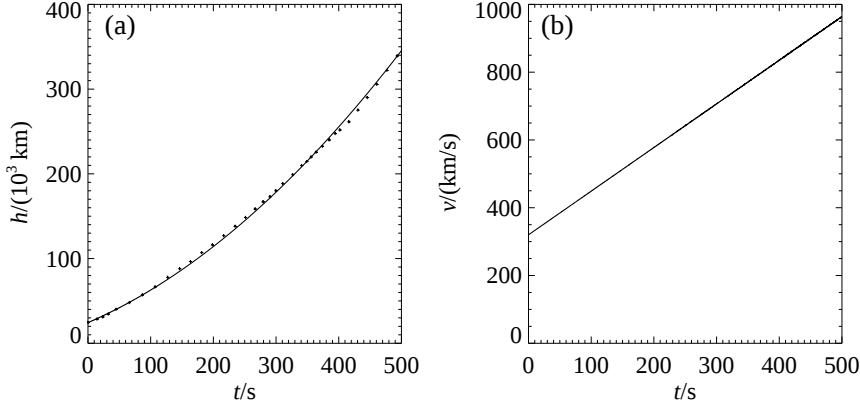


图 10 (a) 爆发过程中磁通量绳的高度 h 随时间 t 的演化(第6组实验): 离散点标记的是数值实验的结果, 实线是利用二次函数进行拟合的结果; (b) 对(a)中拟合的结果进行求导得到的磁通量绳的速度 v 随时间 t 的演化.

Fig. 10 (a) The height h of flux rope versus time t in the eruption process (case 6), in which discrete points denote the result of simulation, and the solid line denotes the fitting result with the parabolic function. (b) The velocity v of flux rope versus time t which is derivative from the fitting result of (a).

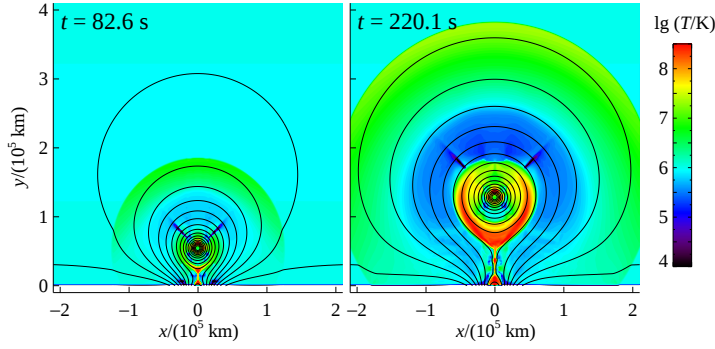


图 11 爆发过程中, 系统在两个不同时刻的状态(第6组实验). 其中, 彩色底纹表示温度的分布, 黑色实线是磁力线. 这两个时刻是根据图9中选取的, 便于将系统温度分布与密度分布进行相互对照, 其系统的温度分布特征很清晰, 且两个时刻的系统温度分布特征的差别也容易看出来.

Fig. 11 The snapshots of the eruption progresses at two times (case 6). The color shadings show the distributions of temperature, and the solid lines are magnetic field lines. The chosen times are based on

Fig. 9 to compare the temperature distribution and density distribution easily. We can see that the features of temperature distribution are clear, and the difference of temperature distribution between these two times is obvious.

进一步地, 图12展示了处于爆发过程中的系统在 $t = 220.1$ s 时, 我们在 SDO/AIA 94 Å 及 211 Å 的照片上可能看到的磁场与等离子体结构(具体方法可参考文献[56]). 我们注意到, 由于探测器在不同波段上的温度响应范围及程度不同, 所以我们在图12 (a)和图12 (b)中能够分辨的系统中的磁场和等离子体的结构特征不完全相同, 但是在图中都可以辨认出亮沿、暗腔与亮核的 CME 3 分量结构.

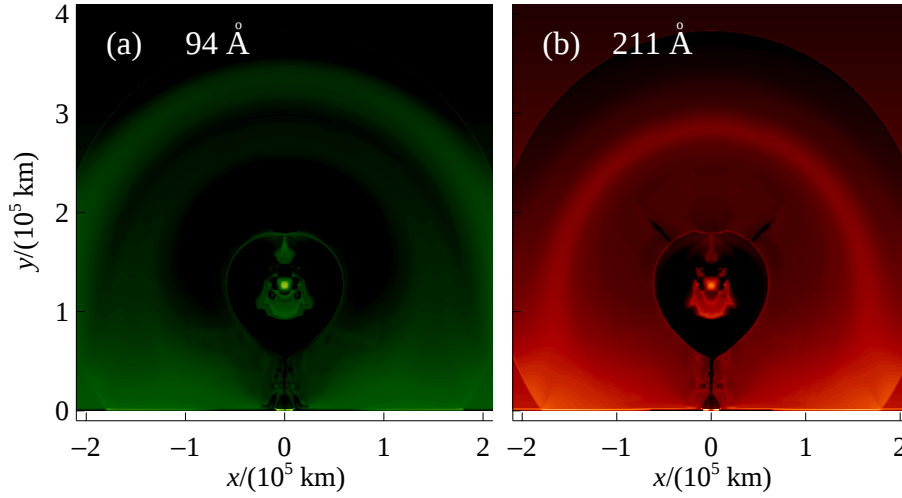


图 12 爆发开始后, 在 $t = 220.1$ s 时, 根据计算结果得到的 SDO/AIA 94 Å 及 211 Å 的模拟图(第 6 组实验), 展示了我们在 SDO/AIA 94 Å 及 211 Å 的照片上可能看到的磁场与等离子体结构. 选取这个时间节点是因为此时得到的合成图可以很清晰地看出 CME 的 3 分量结构.

Fig. 12 The SDO/AIA 94 Å and 211 Å synthetic pictures at $t = 220.1$ s in the eruption system (case 6), which shows the possible structure of magnetic field and plasma that can be seen in SDO/AIA 94 Å and 211 Å photos. The reason for the chosen time is that the synthetic pictures in this time show a clear three-component structure of CME.

为了进一步考察在图 9 中最前沿的扰动性质, 我们在图 13 中展示了当 $t = 208.8$ s 时, 在此扰动附近的密度、压强及温度随高度的变化曲线. 从图 13 中我们可以看到, 波前波后的物理量发生了明显跃变: 波后/波前密度的比值大约为 3.1, 波后的压强相比于波前大约增加了 2 个量级, 温度增加超过了 1 个量级. 而且, 参照图 9 所展示的波阵面的形状, 我们注意到, 波阵面几乎与磁场平行(即波的传播方向几乎与磁场垂直). 因此我们可以断定, 磁通量绳前方的扰动是垂直的快模激波.

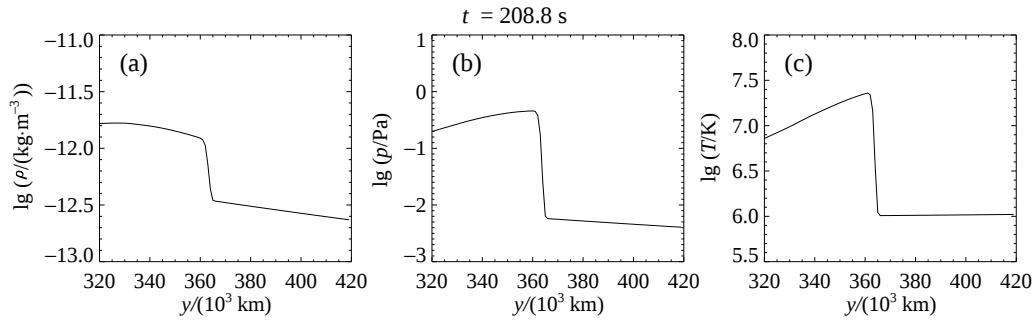


图 13 $t = 208.8$ s 时, 在激波附近, 密度、压强及温度的分布随高度的变化(第 6 组实验)

Fig. 13 The distribution of density, pressure, and temperature versus height around shock wave at $t = 208.8$ s in case 6

系统在爆发过程中释放出来的磁能可以通过考察系统在不同时刻的磁能变化得知. 我们用 W_c 来表示当系统位于临界状态时的初始总磁能, 用 W_t 表示系统在给定时刻 t 的总磁能, 则 $U_r = (W_c - W_t)/W_c$ 描述了在时刻 t 系统所释放的磁能所占初始总磁能的百分

比. 图14给出了不同情况下, 这个百分比随时间的变化. 图14 (a)描述的是磁重联被抑制的情况(第2组实验), 这时候系统中的磁能基本上释放不出来; 图14 (b)则表示, 当磁重联允许自由发生的时候(第6组实验), 系统中的磁能可以比较容易地释放出来, 爆发过程也就可以比较顺利地发展和进行下去. 在理想MHD灾变模型中, 磁通量绳在灾变发生时, 从低处平衡态跃变到高处平衡态, 磁能转化为其他形式能量的过程中, 系统的磁拓扑结构未发生改变, 在一次典型的灾变过程中, 磁能的相对变化也只是2%左右, 最多不超过10%^[23,33]. 在这种情况下图14 (b)演化后期磁能的相对释放能够达到12%的主要原因是磁重联进一步地耗散掉了系统的磁能.

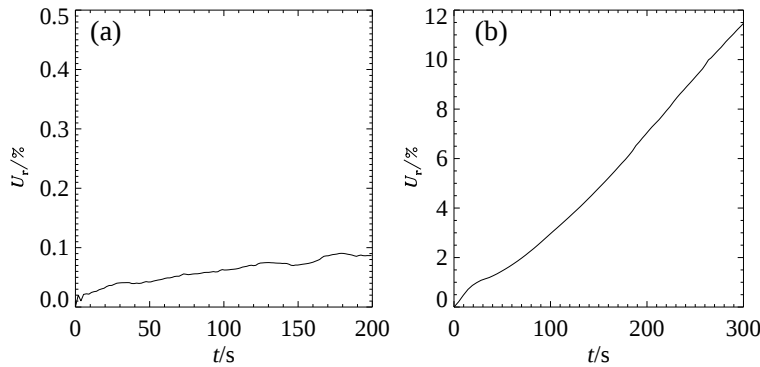


图 14 系统磁能的相对变化 U_r 随时间的演化. 图(a)是光球磁场的相对强度 $\sigma = 0.86$ 时, 进行了局部网格加密的平衡态实验(第2组实验)中的演化曲线; 图(b)是爆发过程(第6组实验)中的演化曲线.

Fig. 14 Transformation of magnetic energy U_r as a function of the scale-time, in which the panel (a) shows the evolitional curve of the system at relative strength of photospheric magnetic field $\sigma = 0.86$ in the situation with regional mesh refinement (case 2), and the panel (b) shows the evolitional curve of the eruption process (case 6).

4 总结

我们在Isenberg等人^[23]的太阳爆发理想MHD灾变模型的基础上, 通过数值模拟实验, 研究了磁通量绳平衡位置在光球磁场变化驱动下的演化过程. 我们考察了系统失去平衡之后, 磁通量绳在一段时间内的运动过程以及在不同情况下, 磁能向其他能量转换的特征; 我们还研究了参考半径的变化对磁通量绳平衡位置的影响以及磁通量绳内部平衡的性质. 在计算中, 我们采用了半经验S&G模型来描述日冕等离子体随高度的变化. 我们得到的主要结果如下:

(1)将系统初始状态设置在解析解所给出的稳定平衡态时, 系统会通过微小的调整, 很快达到最终的平衡状态. 磁通量绳的最终平衡高度随着光球磁场衰退的变化趋势和理想MHD灾变模型中的趋势大致相同. 那是因为在我们的数值实验中, 虽然存在耗散, 并考虑了重力和气体压力之后导致的修正, 在平衡态的情况下, 主要是处于稳定平衡的磁位形决定了系统的状态和演化. 即使磁张力或是磁压力在一定范围内发生了变化, 系统也会自动作出相应的调整, 并最终找到平衡态.

(2)磁通量绳的参考半径 R_{0r} 在Isenberg等人的灾变模型^[23]中是唯一的自由变量. 而

在我们的数值实验中,它是自由变量之一.在固定了其他的自由变量之后,我们发现 R_{0r} 的变化对磁通量绳平衡位置的影响与灾变模型中预测的一致:在给定描述光球磁场强度的参数 σ 的情况下, R_{0r} 的值越大,所对应的 h_r 值越小; R_{0r} 的值越大,临界点处的 σ_c 值越小;随着 σ 的减小,不同的 R_{0r} 所对应的 h_r 之间的间距增大.

(3)对应于系统处于宏观平衡状态,磁通量绳本身也处于内部平衡的状态.其中电流密度与其半径的关系与理论结果有一些偏离.这是由于实验中的磁通量绳的状况与理论研究时的条件有所不同,在实验中也不用保持磁通量绳半径很小的条件.

(4)当我们把系统的初始状态设置在灾变模型中的临界点所对应的位置上时,系统不能自身调整到平衡态,磁通量绳向上运动;期间由于耗散的存在,在磁通量绳下方的电流片中有磁重联发生,阻止磁通量绳向外运动的张力被削弱,受到的主要限制被解除,磁通量绳因此可以继续向外运动,使得系统失去平衡之后可以顺利地演化到爆发过程.

(5)爆发过程中,由于磁重联耗散掉了系统中大部分的自由磁能(即系统总磁能与相应的势能能之差),使得系统磁能的释放很容易地超过了理想MHD灾变模型给出的总自由磁能10%的上限.

(6)我们的实验结果进一步表明:爆发过程中CME的快速运动与CME部分结构的快速膨胀,使得CME前方的等离子体受到挤压,形成亮前沿,中间部分则形成密度较低的暗腔,而中心的磁通量绳由于膨胀不明显而保持着可观的亮度.这就形成了CME的3分量结构,这个结果证实了文献[40–41]给出的理论结果.

致谢 感谢国家超级计算广州中心的支持.感谢审稿人认真仔细的审阅及为提高本文质量而提出的宝贵意见和建议.

参 考 文 献

- [1] Aschwanden, Markus J. ApJ, 2016, 831: 105
- [2] Cheng X, Zhang J, Saar S H, et al. ApJ, 2012, 761: 62
- [3] Eselevich V G, Eselevich M V, Zimovets I V, et al. ARep, 2016, 60: 1016
- [4] Hannah I G, Kontar E P. A&A, 2013, 553: A10
- [5] Temmer M, Vršnak B, Rollett T, et al. ApJ, 2012, 749: 57
- [6] Zuccarello F P, Seaton D B, Mierla M, et al. ApJ, 2014, 785: 88
- [7] 朱漪婷, 宗位国, 裴世鑫. 空间科学学报, 2015, 35: 145
- [8] Zhu Y T, Zong Wei G, Pei S X. ChA&A, 2016, 40: 32
- [9] 方成, 丁明德, 陈鹏飞. 太阳活动区物理. 南京: 南京大学出版社, 2008
- [10] Forbes T G, Priest E R. ApJ, 1995, 446: 377
- [11] Lin J, Soon W, Baliunas S L. NewAR, 2003, 47: 53
- [12] Priest E R, Forbes T G. A&ARv, 2002, 10: 313
- [13] Hu Y Q, Jiang Y W. SoPh, 2001, 203: 309
- [14] Hu Y Q. SoPh, 2001, 200: 115
- [15] Hu Y Q, Li G Q, Xing X Y. JGRA, 2003, 108: 1072
- [16] Chen Y, Hu Y Q, Sun S J. ApJ, 2007, 665: 1421
- [17] Moore R L, Labonte B J. JGRA, 1980, 91: 207
- [18] van Ballegooijen A A, Martens P C H. ApJ, 1989, 343: 971
- [19] Martens P C H, van Ballegooijen A A. GMS, 1990, 58: 337
- [20] Krall J, Chen J, Duffin R T, et al. ApJ, 2001, 562: 1045

- [21] Mikic Z, Linker J A. ApJ, 1994, 430: 898
- [22] Kusano K, Maeshiro T, Yokoyama T, et al. ApJ, 2004, 610: 537
- [23] Isenberg P A, Forbes T G, Demoulin P. ApJ, 1993, 417: 368
- [24] Hood A W, Priest E R. GApFD, 1981, 17: 297
- [25] Török T, Kliem B. ApJ, 2005, 630: L97
- [26] Inoue S, Kusano K. ApJ, 2006, 645: 742
- [27] Sturrock P A, Weber M, Wheatland M S, et al. ApJ, 2001, 548: 492
- [28] Chen P F, Shibata K. ApJ, 2000, 545: 524
- [29] Dubey G, van der Holst B, Poedts S. A&A, 2006, 459: 927
- [30] Antiochos S K, DeVore C R, Klimchuk J A. ApJ, 1999, 510: 485
- [31] Zhang Y Z, Wang J X, Hu Y Q. ApJ, 2006, 641: 572
- [32] Forbes T G, Isenberg P A. ApJ, 1991, 373: 294
- [33] Forbes T G, Priest E R, Isenberg P A. SoPh, 1994, 150: 245
- [34] Lin J. ChJAA, 2002, 2: 539
- [35] Lin J, Forbes T G, Isenberg P A, et al. ApJ, 1998, 504: 1006
- [36] Lin J, Forbes T G. JGR, 2000, 105: 2375
- [37] Sittler E C Jr, Guhathakurta M. ApJ, 1999, 523: 812
- [38] Ciaravella A, Raymond J C, Li J, et al. ApJ, 2002, 575: 1116
- [39] Webb D F, Burkepile J, Forbes T G, et al. JGRA, 2003, 108: 1440
- [40] Lin J, Raymond J C, van Ballegoijen A A. ApJ, 2004, 602: 422
- [41] Lin J, Soon W. NewA, 2004, 9: 611
- [42] Raymond J C, Ciaravella A, Dobrzycka D, et al. ApJ, 2003, 597: 1106
- [43] Bemporad A, Poletto G, Suess S T, et al. ApJ, 2006, 638: 1110
- [44] Ciaravella A, Raymond J C. ApJ, 2008, 686: 1372
- [45] Song H Q, Chen Y, Zhang J, et al. ApJ, 2015, 808: L15
- [46] 蔡强伟, 吴宁, 林隼. 天文学报, 2015, 56: 598
- [47] Cai Q W, Wu N, Lin J. ChA&A, 2016, 40: 352
- [48] Ziegler U. JCoPh, 2004, 196: 393
- [49] Ziegler U. CoPhC, 2005, 170: 153
- [50] Ziegler U. CoPhC, 2008, 179: 227
- [51] 叶景, 沈呈彩, 倪蕾, 等. 天文学进展, 2016, 34: 532
- [52] Mei Z, Lin J. NewA, 2008, 13: 526
- [53] Mei Z, Shen C, Wu N, et al. MNRAS, 2012, 425: 2824
- [54] Shen C, Lin J, Murphy N A. ApJ, 2011, 737: 14
- [55] Webb D F, Vourlidas A. SoPh, 2016, 291: 3725
- [56] Downs C, Roussev I I, van der Holst B, et al. ApJ, 2012, 750: 134

Numerical Experiments Based on the Catastrophe Model of Solar Eruptions

XIE Xiao-yan^{1,2,3} ZIEGLER Udo⁴ MEI Zhi-xing^{1,2,5} WU Ning⁶ LIN Jun^{1,2}

(1 Yunnan Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)

(2 Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

(3 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

(4 Leibniz Institute for Astrophysics Potsdam, Potsdam 14482)

(5 Centre for Mathematical Plasma Astrophysics, Department of Mathematics, Katholieke Universiteit Leuven, Leuven 3001)

(6 School of Tourism and Geographical Sciences, Yunnan Normal University, Kunming 650031)

ABSTRACT On the basis of the catastrophe model developed by Isenberg et al., we use the NIRVANA code to perform the magnetohydrodynamics (MHD) numerical experiments to look into various behaviors of the coronal magnetic configuration that includes a current-carrying flux rope used to model the prominence levitating in the corona. These behaviors include the evolution in equilibrium heights of the flux rope versus the change in the background magnetic field, the corresponding internal equilibrium of the flux rope, dynamic properties of the flux rope after the system loses equilibrium, as well as the impact of the referential radius on the equilibrium heights of the flux rope. In our calculations, an empirical model of the coronal density distribution given by Sittler & Guhathakurta is used, and the physical diffusion is included. Our experiments show that the deviation of simulations in the equilibrium heights from the theoretical results exists, but is not apparent, and the evolutionary features of the two results are similar. If the flux rope is initially located at the stable branch of the theoretical equilibrium curve, the flux rope will quickly reach the equilibrium position in the simulation after several rounds of oscillations as a result of the self-adjustment of the system; and the flux rope loses the equilibrium if the initial location of the flux rope is set at the critical point on the theoretical equilibrium curve. Correspondingly, the internal equilibrium of the flux rope can be reached as well, and the deviation from the theoretical results is somewhat apparent since the approximation of the small radius of the flux rope is lifted in our experiments, but such deviation does not affect the global equilibrium in the system. The impact of the referential radius on the equilibrium heights of the flux rope is consistent with the prediction of the theory. Our calculations indicate that the motion of the flux rope after the loss of equilibrium is consistent with which is predicted by the Lin-Forbes model and observations. Formation of the fast mode shock ahead of the flux rope is observed in our experiments. Outward motions of the flux rope are smooth, and magnetic energy is continuously converted into the other types of energy because both the diffusions are considered in calculations, and magnetic reconnection is allowed to occur successively in the current sheet behind the flux rope.

Key words sun: coronal mass ejections (CMEs), sun: magnetic fields, magnetohydrodynamics (MHD), methods: numerical