

日冕物质抛射的理想 MHD 模型研究

章振大¹ 林 隽² 陈敬英² 吴 宁³

(1. 南京大学天文系 南京 210093)

(2. 中国科学院云南天文台 昆明 650011)

(3. 云南教育学院地理系 昆明 650023)

摘 要

概括了日冕物质抛射的一些观测结果和它们与其它太阳活动现象的相关性。简要回顾了较早期日冕物质抛射的理论研究,着重介绍了最近研究得较多的理论机制,即能量储存机制,以及其中的磁通量绳突变模型与其它理论模型的 MHD 数值和解析研究以及相应的重要应用。

关键词 太阳:日冕物质抛射—磁流体动力学(MHD)—方法:解析的—方法:数值的

分类号: P182.62

1 引 言

众所周知,日冕有几种物质喷射现象,如喷流(Jets)、尖峰喷射(Spikes)和日冕物质抛射(CME)。其中日冕物质抛射(早期称为日冕瞬变现象)最为猛烈和重要,对行星际物理和地球物理具有重大的影响,越来越引起人们的高度重视,成为太阳物理的重要前沿课题之一。

1973年,美国OSO-7卫星白光日冕仪首次观测到CME,接着天空实验室(1973—1974)和P78-I卫星(Solwind, 1979—1985)白光日冕仪、SMM卫星(1980、1984—1989)偏振日冕仪和SOHO卫星(1995)日冕仪、地面日冕仪及日食观测等都获得了大量CME观测资料,并确认CME是发生在日冕区的普遍现象。

观测表明,CME具有各种不同形态,如环状(或拱状)、泡状、云状、射线状和束流状等,但以环状居多。大多数CME沿着径向抛射,其速度从几十到1200km/s以上,质量从 10^{13} 至 10^{16} g,动能高达 10^{30} — 10^{32} erg^[1]。在CME开始后常常受到不连续加速;在日地空间经常在CME前沿出现行星际激波,而激波的强度取决于行星际磁场位形^[2]。CME经常与下列现象伴生:暗条的瓦解、上升或爆发^[3]和盔状冕流^[4]等。St. Cyr等人^[5]和Dryer^[6]得出CME与爆发日珥的相关性为0.88;与H α 耀斑为0.34;与X射线事件为0.63;与II型或III型射电爆发为0.23。

CME与耀斑是否有相关性至今仍是一个有争议的问题。以前许多作者都认为CME与耀

斑伴生,但这种看法已受到严重挑战。Howard^[7]、Harrison等人^[8]、Kahler^[9]、Hundhausen^[10]和Gosling^[2,11]都提出证据,说明CME与耀斑无关,认为CME起源于大尺度日冕结构的不稳定性,并且大的非重现地磁暴系由CME引起,而非耀斑造成的。尽管如此,一些作者仍认为CME与耀斑密切相关,如Harrison等人^[12-14]重新研究了1986—1987年SMM卫星所观测的72个CME,认为耀斑活动与CME有密切的相关性。Svestka^[15]、Sakai等人^[16]、Gosling等人^[17]也认为CME与耀斑有相关性。Dryer^[18]最近又对这个问题作了评述,指出MHD研究强烈地表明CME是由耀斑或者由大尺度盔状物瓦解而产生;并提出CME与耀斑和非耀斑的伴生性至少是同等重要的,而这种伴生性是逐渐了解CME起因的基础。

最近的研究表明,与CME有联系的事件都具有几十分钟到几个小时的缓变相,甚至一些事件中连 γ 射线辐射都能持续到事件的后期^[19]。这样的辐射一般起源于高能带电粒子,而高能带电粒子的出现则一定与能量增殖过程有关,即低能粒子可能被磁镜结构所捕捉,并在其中积累能量,也可能被持续不断的磁力线重联所加速,或者是在两种机制的同时作用下被加速。由于磁镜结构很难长时间束缚高能粒子,而观测资料显示了在事件后期的加速证据,一般来说,磁力线重联过程中的加速是过去通常被接受的机制。Kopp-Pneumen模型^[20]以及后来的一些修正^[21]则概括地描述了紧随爆发日珥或CME之后在低日冕层中的持续的磁重联过程。

另一方面在CME的开始阶段,伴随出现的多种(II型和III型等)射电暴说明在事件发生的初期,加速过程就已经开始,这时起加速作用的不可能是磁重联,而是由CME引起的快激波。观测表明,太阳高能粒子(SEP, $E \geq 1$ MeV)的出现和加速过程的轮廓在时间和高度上都与发生在低日冕层中的CME和激波符合得很好^[22]。Webb等人^[23]也指出高能质子是在较高层日冕被CME和激波加速的,而与耀斑无关。但过去人们总是把太阳耀斑当作高能粒子唯一的加速源。

Reames^[24]和Gosling^[2]最近的研究更进一步证实了从1MeV到20GeV的SEP是由CME驱动的激波所加速,它们并非来自太阳耀斑。因为CME在加速区触发了激波,并且将日冕中的闭合磁场打开,使得被加速后的粒子能逃逸出去,而且由CME驱动的激波在行星际空间可以长时间传播,这意味着激波加速可以长时间进行下去,高能粒子中的长时间缓变成分即来源于此,而非磁重联。Forbes^[25]的理论研究更指出,磁重联并非触发耀斑、爆发日珥和CME的基本机制,尽管磁重联是引起大规模能量释放所必不可少的重要机制,没有它就不可能把CME中的物质和磁通量抛入行星际空间。因而,其基本触发机制可能是某种磁结构以突变的方式失去其机械平衡。

CME的理论主要涉及到CME的起源、驱动机制、长时间演化和空间结构。其中,起源最为重要。目前大多数涉及到CME起源的理论研究集中在弄清楚为什么磁通量会以突变的方式从日冕中抛出去。现在普遍接受的是:磁力是驱使CME产生的主要力量。但对磁力如何驱使CME有不同的解释,并各自提出了相应的模型。但必须指出,由于目前观测仍未能提供CME初始发生的准确位置及其物理状态(尤其是磁场),这给理论研究带来很大的难度和限制。对CME起源和驱动机制的研究仍属探索性的。

2 理论机制

在1973年观测到CME后,已有许多作者试图对这一重要而复杂的爆发过程作出理论解

释。在较早期的一些理论研究中, 有些认为 CME 是由日冕底部的压力脉冲驱动的, 而这类模型有些是属于纯流体力学的^[26], 有些则与 MHD 过程有关^[27-29]。后者提出, 热压给 CME 提供了能量, 而磁场则对 CME 的扩展起了抑制和引导作用。驱动 CME 的热压脉冲被认为是由太阳耀斑感生的日冕底部温度从 10^6K 增至 10^7K 引起的, 而且这样的高温等离子体被限制在局部磁环里。尽管这类模型能说明 CME 的一些观测性质, 但低日冕中磁能比热能大 10 倍以上的事实表明 CME 不可能是由热能引起的。一些作者^[30,31]认为 CME 向外加速由扭转磁场位形所引起; 或由磁环产生的电磁力造成^[32]; 或由磁环外的高压磁区所加速^[33]; 或由磁浮力^[34,35]或者活塞所驱动^[36]。胡友秋等人^[37]提出在双极背景场下反向磁通量的喷发可能是触发 CME 的重要机制。他们对在光球层反向磁通量的喷发在新老磁场之间形成的中性电流片进行了数值研究, 结果表明, 亚音速喷发由里向外形成四个区域: (a) 由喷发物质直接形成的低温、高密度日珥位于最里层; (b) 紧挨抛射日珥的低温稀疏区; (c) 喷发物质和日冕物质向中性电流片集中而形成的高温、高密度物质环; (d) 在环的周围由快磁声波形成的密度略比日冕背景高的前鞘区。这样的结构与环状 CME 的一些观测特征大致符合。

下面是最近研究得最多的一些 CME 机制或模型。

(1) 能量储存机制 在这一机制中, 光球等离子体的高电导率使得植根于光球层的日冕磁位形(多为磁拱或磁环)的足点随光球物质沿太阳表面移动, 导致光球上层的磁位形发生变化, 从而引起能量变化。这种变化一般很缓慢, 常常经历十几个小时甚至几天。在此过程中, 磁结构一般从势场演化为非势场, 能量增加。高出势能的那部分能量称为自由能。系统中积累的自由能不太多时, 系统处于稳定平衡状态。当系统中积累了足够多的自由能后, 就会变得不稳定, 并失去平衡, 将多余的自由能释放出来。

在能量储存模型中, CME 等爆发现象的能量是逐步储存在日冕电流中的。因此, 在日冕中必须包含有电流结构的磁位形。这样的电流结构有以下几种类型: 无力磁拱 (force-free magnetic arcade) 或磁环 (magnetic loop)、无力磁通量绳 (force-free magnetic flux-rope) 或电流暗条 (current filament)、电流片 (current sheet), 以及这几种类型的混杂。电流结构的不同, 产生机制也不一样。目前研究得比较多的是这样一些机制: 光球物质的运动引起日冕磁场的剪切^[38,39]、光球磁场的汇聚和重联^[40,41]、从对流层向上的传输^[42]。

Priest 等人^[43]和 Sturrock 等人^[44]的研究结果表明在二维平面简单连接无力磁拱(即所有磁力线的两端均位于光球当中)位形中, 自由能随足点剪切的加大而增加, 甚至可以达到无穷大。然而, 这样的磁拱对于足点的剪切总是稳定的, 若无磁重联发生, 它不会失去平衡而产生爆发^[45]。而在二维球面上的简单连接无力磁拱位形中, Linker 等人^[46]和 Mikic 等人^[47]的结果表明, 即使没有磁重联发生, 随着足点剪切的增加, 磁拱向外扩张, 当剪切超过临界值后可形成开放或半开放结构, 并有电流片形成。Aly^[48-50]的研究表明, 对于简单连接的磁位形, 开放结构中贮存的自由能最高。Mikic 等人^[47]的结果也证实了这一点。

在理想状态下(即没有磁重联发生), 磁拱开放的过程比较缓慢, 临界状态前后的能量差异也不大。如果系统处于非理想状态(即电阻率不为零), 就会发生磁重联, 磁拱开放的进程就很快, 临界状态前后的能量差别就很大, 因为磁重联将把系统的自由能几乎全部耗散掉。即使在二维平面结构中, 磁重联也将极大地改变磁位形。若在剪切的磁拱足点发生磁重联, 就会在磁结构中形成电流暗条(或称磁通量绳, 即 magnetic flux-rope。本文中我们统一称之为电流暗条或暗条), 磁结构便不再是简单连接的了。即使系统处于理想状态, 也会失去平衡而

产生爆发 [40,51]。当然,暗条也可能直接简单地伴随磁场从对流区中浮现时被送入日冕 [52]。

(2) 电流暗条突变模型 1978年, Van Tend 等人 [53] 最早研究了 CME 的暗条(二维)突变模型。在其模型中,暗条在作用力达到平衡的情况下悬浮在日冕当中。作用在暗条上的磁力由磁张力和磁压力组成。当这两种作用力相互抵消时暗条便处于平衡状态。磁压力来自于暗条和光球表面之间受挤压的磁力线,而张力则来自于通过暗条上方而两个足点位于光球内的那些磁力线。由于光球物质的流动,位于光球的磁力线的足点,也会跟着运动。这可导致磁力线在光球表面或是表面以下发生重联,使得原先足点位于光球内的磁力线在光球表面以上重新闭合而脱离光球,原先可以抵消压力的张力此时就大大减小,不再能抵消压力,系统的平衡随即消失,磁压力将迅速把暗条推向无限远处。从直观上看,这正好描述了 CME 过程中的物质和磁通量抛射的特征。

Van Tend [53,54] 随后的研究结果还表明,只有当光球背景场随离开光球表面的高度 h 增加的减小快于反比变化 ($1/h$) 时, CME 过程的瞬变特征才会出现。很明显,为了使光球背景场以这样的方式随高度减小,它至少应该是偶极场,也可以包含有其它多极场的成分在内。

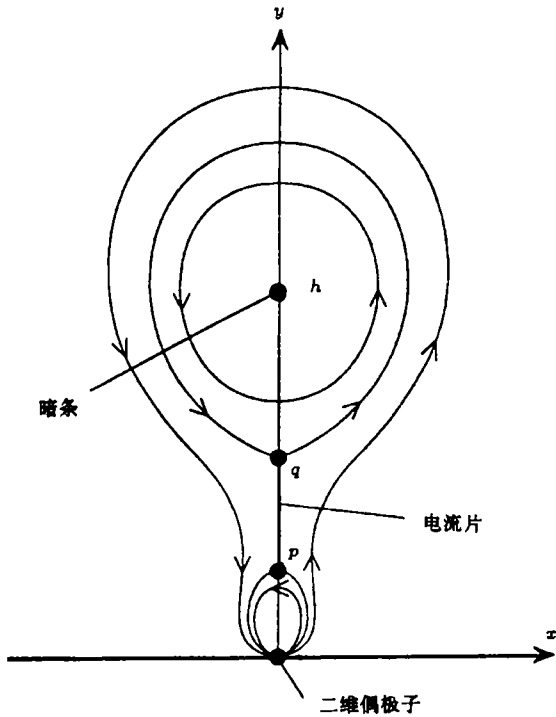


图 1 Priest 等人 [43] 的解析 MHD 模型的磁场结构

是理想 MHD 方程在低 β 值等离子体中的一个自洽解,其中使用了二维磁场的复数表达式,磁场 B 可表示为

$$B = B_y + iB_x = i \frac{mh^2 \sqrt{(z^2 + p^2)(z^2 + q^2)}}{pqz^2(z^2 + h^2)} \tag{1}$$

其中, $z = x + iy$, h 是暗条离开光球表面的高度, p 和 q 是电流片下端和上端的高度,该电流片的厚度为零并位于 z 平面的虚轴上, m 是一个位于 $z = 0$ 处的二维磁偶极子的强度,描

在 Van Tend 等人 [53,54] 以及 Molodenskii 等人 [55] 的工作中,暗条只相当于一根置于真空中的电线,磁力线并不象是在理想 MHD 的介质中那样与等离子体冻结。其结果是,磁重联可以在 X 型点(即磁中性点)出现的任何地方发生。然而,由于日冕等离子体的高电导率,磁重联是被抑制的,任何改变具有 X 型点结构的磁位形的企图,都将导致在 X 型点处形成一个电流片。因而 Kaastra [56] 和 Martens 等人 [57] 试图通过加入电流片来完善 Van Tend 等人的模型(即 Van Tend-Kuperus 模型)。但 Priest 等人 [43] 和 Forbes [25] 发现,从 MHD 的角度来看,这两部分工作都存在着不自洽的问题。为了克服这一困难,他们开始在 Van Tend-Kuperus 模型的基础上考虑更加合理的边界条件并从最简单的情形着手,来进一步发展 Van Tend-Kuperus 模型。Priest 等人 [43] 的工作包括了解析和数值的 MHD 模型。他们的解析模型

述了光球背景场。方程 (1) 所描述的磁场具有图 1 所示的结构, 磁场在 p 点和 q 点各形成一个 Y 型点, 并且磁场在该点为零。在电流片的其他部分, 作用力也为零, 因此电流片处于无力状态。利用磁通量冻结条件, 可以得到以下各参数之间的关系:

$$2hpq\sqrt{(h^2 - p^2)(h^2 - q^2)} = \frac{m}{I(h)} \quad (2)$$

这里 $I(h)$ 是暗条内的电流强度。如果将产生背景场的二维偶极子置于光球表面以下 h_b 处, 则可得暗条在日冕中的平衡高度 h :

$$h = \frac{m}{I} - h_b \pm \left[\left(\frac{m}{I} \right)^2 - 2h_b \left(\frac{m}{I} \right) \right]^{1/2} \quad (3)$$

方程 (3) 描述了两种不同性质的平衡状态。如图 2 所示 (对应于 $h_b = 1$), 图中曲线的上半部分对应于在 (3) 式中取“+”号, 表明 h 随 m/I 的增加而增加。由于 m/I 描述了背景场的相对强度, 其作用是限制暗条向上的运动, 现在背景场增强反而使 h 增大, 说明这部分的平衡是不稳定的。曲线的下半部分对应于在 (3) 式中取“-”号, h 随 m/I 的增加而减小, 这一部分的平衡是稳定的。这个模型基本上描述了 CME 的主要过程, 包括突变式的演化特征: 当系统处于曲线下半部分时, 对应于爆发前的储能过程, 当系统接近并到达上下曲线的分界点 (可认为是系统演化的临界点) 时, 系统的演化就会以动力学的方式进行, 这对应于爆发阶段。

为了研究系统从不稳定平衡状态到爆发整个过程的动力学特征 (包括密度、压力或温度等的演化以及激波的传播), 必须借助数值模拟。Forbes^[25] 首先将 Van Tend-Kuperus 模型发展为随时间演化的理想 MHD 方程的初边

值问题。结果表明, 当系统失去平衡时, 暗条会向上跃迁并在周围形成快激波。由于模型中所采用的理想 MHD 条件限制了磁重联的发生, 因此, 暗条不会运动到无限远的地方, 而在一个有限的高度上, 系统建立起新的稳定平衡。这个新的高度与暗条的半径有关。但对于任何有物理意义的半径值, 无论是解析模型还是数值模型均表明新的高度不可能超过初始高度的 10 倍。另一方面, 如果系统由非理想 MHD 方程所控制 (即电阻率不为零), 这样的环境将使磁重联不受限制。Forbes^[52] 进一步的结果表明, 当系统失去平衡, 暗条向上跃迁时, 在暗条以下会形成 X 型中性点, 并在该点发生磁重联。暗条的高度迅速增加, 不会在某个高度上停下来。因此, 数值模拟的主要结果证明了解析模型所预示的突变特征。结果还表明, CME 过程的突变式特征是一类特殊磁结构自身演化的必然结果。磁力线重联并不是该过程的最基

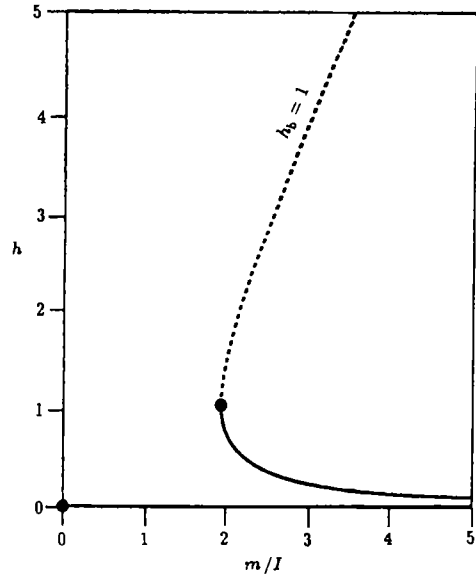


图 2 暗条的平衡高度 h 随偶极子相对强度 m/I 的变化^[25]

虚线表明了不稳定平衡的部分。 h_b 是偶极子在光球表面下的深度

本机制；相反，正是由于这类磁结构在演化中产生了电流片，才为磁重联的发生提供了先决条件。

(3) 理想 MHD(平面) 二维解析模型 Thom^[58] 发展的突变理论，为研究一个系统在失去平衡后的突发式演化过程提供了便利的数学方法。该理论可非常直接地用于某个物理系统稳定平衡状态的研究。这样的稳定平衡状态可由随系统边界条件而变化的系统势能来描述。边界条件的变化一般来说是缓慢的，而系统相应的演化在非临界点上可认为是准静态的，但在临界点上，系统的演化以动力学的方式进行，系统会突然从原先的平衡态跃迁到另一个能量更低的平衡态，这样的跃迁构成了“突变”，一部分势能转化为系统的动能。如果这部分动能很快被耗散掉，比如被前面所提到的快激波所带走，系统便可以重新建立静态平衡，否则系统将在上下两个平衡态间来回振荡。

Forbes 等人^[59] 利用上述理论建立了二维理想 MHD 电流暗条的解析模型。在该模型中，日冕中的磁通量和物质的确可能以突变的方式被抛出去并使整个结构的能量下降。模型中的演化过程分为两个阶段：第一阶段即储能阶段，光球物质的流动使日冕磁结构在光球中的足点一起运动而导致磁力线在光球表面以下发生重联，并将磁通量从光球传输到日冕，使系统的磁能增加。磁通量的传输很慢(时标一般为几天)，可认为是一个准静态的过程；第二阶段即爆发阶段，系统失去平衡，其演化在几分钟(相当于几个 Alfvén 时标)之内迅速进行，其速度远远超过磁通量从光球到日冕的传输速度，可以认为在爆发过程中磁通量保持为一常数，这意味着在爆发相没有额外的能量输入。由于磁通量的这一特性，使其成为描述系统演化的一个重要参量。

在上述模型中，作用在暗条单位长度上的合力为：

$$F_{\text{tot}} = \frac{1}{c} \iint_S \mathbf{j}_f \times (\mathbf{B}_f + \mathbf{B}_e) da - \oint_C p n dl \quad (4)$$

其中， c 为光速， S 是暗条所占据的区域， a 是该区域的面积， C 是 S 的周长， dl 是 C 上的长度元， \mathbf{n} 是暗条表面法向的单位矢量， \mathbf{j}_f 是暗条中的电流密度， \mathbf{B}_f 和 \mathbf{B}_e 分别是由暗条内部和外部的电流所产生的磁场。若暗条的半径足够小(远小于背景场尺度)， \mathbf{B}_e 在暗条截面的范围内可以被认为均匀的，则暗条的平衡条件就可以分解成两部分：内部微观平衡，即

$$\mathbf{j}_f \times \mathbf{B}_f = c \nabla p \approx 0 \quad (5)$$

和外部宏观平衡，即

$$\mathbf{F} = \frac{I}{c} \mathbf{B}_e^* \mathbf{y} = 0 \quad (6)$$

这里， \mathbf{F} 是单位长度上所受到的外力， \mathbf{B}_e^* 是作用在暗条上的外磁场， \mathbf{y} 是 y 方向的单位矢量，而 I 是暗条内部的电流强度。当 $p = 0$ 时，(5) 式变为

$$\frac{1}{8\pi} \frac{dB_\theta^2}{dr} + \frac{B_\theta^2}{4\pi r} + \frac{dB_r^2}{dr} = 0 \quad (7)$$

暗条内部的质量和磁通量守恒，决定了电流密度的分布 \mathbf{j}_f 。由(7)式描述的内部平衡通过暗条电流 I 和半径 r_0 与外部平衡相耦合决定了系统的整体平衡。方程(7)一般必须借助数值方法求解。Parker^[60] 得到了一些特殊情形下的解析解。Forbes 等人^[59] 考虑了一个很简单的

情形: 暗条内部等离子体不可压缩, 由此得 $r_0 = \text{常数}$ 。于是, 求解 (6) 式实际上就可以得到系统的整体平衡位形。

由于 I 一般不为零。因此, $F = 0$ 意味着

$$B_e^* = 0 \quad (8)$$

这就是系统处于外部平衡的条件。得到了总的磁场位形后, 就可以决定由 (8) 式描述的平衡状态。总的磁场位形可以从求解关于二维矢量势 $A(x, y)$ 数值的 Poisson 方程得到:

$$\nabla^2 A(x, y) = -\frac{4\pi}{c} j(x, y) \quad (9)$$

其中, $A(x, y)$ 与 $B(x, y)$ 的关系为 $B = \nabla A \times z$, z 为 z 方向的单位矢量。

由前面的假设, 我们可以近似得到 (坐标系的 x 轴位于光球表面, y 轴垂直向上, 暗条位于坐标原点正上方的 h 高度上):

$$j(x, y) = I\delta(x)\delta(y - h) \quad (10)$$

其中, $|y - h| \gg r_0$ 。Forbes 等人^[59] 采用

$$A(x, 0) = \frac{md}{x^2 + d^2} - \phi(t) \quad (11)$$

作为光球表面的边界条件; 这里, m 和 d 为常数, $\phi(t)$ 是一个随时间缓慢变化的函数。这个边界条件相当于在光球表面以下 d 的深度上, 有一个强度为 m 的二维偶极子 (d 也可以作为背景场尺度)。

在系统的演化过程中, 当 ϕ 增大时, 暗条和光球表面之间的磁通量也在增大, 暗条不断向上运动, 当达到一定的高度后, 由 (10) 式决定的暗条中的电流所产生的磁场和由边界条件 (11) 式所对应的背景场将在光球表面相互对消形成一个中性点。暗条继续上升时, 如果日冕中有磁重联发生, 就不会有电流片形成。但日冕中的高电导率或理想 MHD 条件会阻止磁重联发生, 其结果是在中性点与光球表面之间形成一个垂直的电流片。继续演化下去, 系统最终将达到临界点而失去平衡并发生跃迁。

需要强调的是, 具体的演化过程与电流暗条的半径 r_0 直接有关, 暗条越细, 突变越容易发生; 当 r_0 大于某个临界值后, 系统的演化将连续进行, 不会出现突变特征。Forbes 等人的这部分工作完全证实了由 Van Tend 等人^[53,54] 提出的突变机制在二维理想 MHD 的框架下仍然是可能的。最重要的是, 模型中所显示的突变特征是由于系统真正地失去了动力学平衡所导致的。

该模型的不足之处是假设暗条的半径为常数, 即暗条内的等离子体是不可压缩的, 由于外部等离子体的高度可压缩, 暗条表面的状态变化是不连续的, 有面电流出现在表面上。无论整体结构处于何种状态, 暗条表面不可能处于无力状态。所以 Forbes 等人在处理暗条内外区域的方法上是不自洽的。另外, 临界半径 ($r_0 = 10^{-3}d$) 也过小。如果光球背景磁场的尺度 d 为 10^4km , 那么暗条的实际半径应是 10km , 当光球磁场为 100G 时, 暗条表面相应的磁场可高达 10^5G 。这是不合理的。

为了克服这一困难, Demoulin 等人^[61]考虑过暗条半径随高度的变化, 并试图以自治的方式来处理暗条的内外区域。他们假设 $r_0 \propto h^n$ (n 为整数), 系统的磁位形由日冕无力场和暗条构成。在理想 MHD 条件下, 系统的演化过程表现出瞬变的特征, 即以突变的形式失去平衡。他们的结果表明, 系统的平衡对于 n 的选择是很敏感的。由于 n 实际上反映了暗条的半径随高度变化的方式, 因此, 暗条的尺度如何随高度变化对于系统的整体平衡来说是很敏感的, 这说明对暗条内部平衡细节的考虑是十分必要的。然而, 由于 $r_0 \propto h^n$ 的关系是任意假定的, r_0 和 h 的实际关系并非那么简单, 不能脱离完整的 MHD 边值问题的解而独立确定。因此, Demoulin 等人的工作对暗条的处理也没有真正做到自治。

Isenberg 等人^[62]用真正处于无力状态的暗条替换了 Forbes 等人^[59]的不可压缩暗条, 其半径自治地由控制暗条内部平衡的磁流体静力学方程 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}_f = c\nabla p$ 来确定, 这里的 \mathbf{B}_f 则仅只是暗条内部的磁场 (近似到 r_0/d 的量级)。当系统处于整体平衡时, 作用在暗条上的外磁场 B_e^* 为零。另外, 他们用二维四极子背景场作为边界条件, 替换了二维偶极子场, 并允许光球背景场的垂直分量在磁力线发生重联时减小。这样系统的突变行为更容易出现, 因为暗条的临界半径增加了 200 多倍, 达到了光球磁场尺度的 0.23 倍: 暗条的粗细就比较接近实际尺度 (约 2000 km)。而且在没有磁重联的情况下, 系统在跃迁过程中释放出来的极大能量比偶极子位形有明显增加。这些结果表明, 在一个包含有暗条结构的无力场位形中, 突变式演化特征出现与否、突变发生后在理想 MHD 的条件下所释放的能量等, 都与背景场随高度的衰减方式有关, 衰减越快, 突变特征越容易出现, 突变过程中释放的能量就越多。

Forbes 等人^[63]考虑了更一般的边界条件, 但也有一些限制: 这些边界条件不能使背景场在电流片出现以前存在 X 型中性点, 或者在爆发过程中产生不位于对称轴上的 X 型中性点或电流片。即满足上述约束的边界条件所对应的磁位形必须能够产生轴对称的爆发, 形成单一的位于暗条以下, 垂直于边界面并联结着边界的电流片。利用简单的变分过程, 他们找到了满足两类不同约束的边界条件所对应的特殊构形, 当突变发生时, 它们所释放的能量是同类构形中所能释放能量的极大值。而且, 暗条的临界半径与光球背景场的尺度同量级, 这实际上已违反了 $r_0/d \ll 1$ 的要求, 换句话说, 在使上述理论研究合理的 r_0 的范围内, 系统都会发生突变式演化, 讨论临界半径并无实际意义。

他们的结果给出, 当 $r_0 \rightarrow 0$ 时, 系统失去平衡后可能释放出的极大能量 ΔW 与临界点附近储存的总能量 W_c 之比为:

$$\frac{\Delta W}{W_c} = \frac{a_0^2}{2\pi^2} + 1 - \frac{\sqrt{2}a_0}{\pi} \quad (12)$$

其中 $a_0 = \sqrt{2\pi} \frac{\ln(h_c/r_0)}{\ln(h_u/r_0)}$, h_c 和 h_u 分别是暗条处于临界点时的高度和突变发生之后的新的平衡高度。由于 $h_c \leq h_u < \infty$, 我们得到 $0 \leq a_0 \leq \sqrt{2}\pi$ 。而在 a_0 所处的这个范围内, $\Delta W/W_c$ 是 a_0 的单调递减函数, 因此, $\Delta W/W_c$ 的极大值对应于 a_0 的极小值, 而该极小值又必须与边界条件 $A_p(x, 0)$ 所满足的约束一致。这里下标 p 表示光球背景。Forbes 等人^[63]给出:

$$a_0^{-1} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_p(h_c \xi, 0)}{A_0} \frac{1 - \xi^2}{(1 + \xi^2)^2} d\xi \quad (13)$$

其中, A_0 为一常数, 是 $A_p(x, 0)$ 的极大值, x' 是一个积分变量, $\xi = x'/y$ 。

求出上式右端的极大值, 即给出 a_0 的极小值。对于简单连接的光球背景场, 如果:

$$A_p(x, 0) = A_0 H(h_c - |x|) \quad (14)$$

则系统在失去平衡的过程中, 可释放出最多的能量。这里 H 是 Heaviside 阶梯函数, 其中 $h_c - |x|$ 是 H 函数的自变量。将 (14) 式代入 (13) 式即给出 $a_0 = \pi$, 代入 (12) 式我们得到:

$$\frac{\Delta W}{W_c} = \frac{1}{2} + 1 - \sqrt{2} = 8.5\% \quad (15)$$

由于偶极子边界条件给出了衰减得最慢的光球背景场, 属于最平缓的简单连接场, 因此, 它所对应的突变是最弱的, 在突变过程中释放出的能量也是最少的。所以, 背景磁场由 (11) 式描述的系统在突变过程中释放的能量比 (15) 式给出的结果约小一个量级 ($\Delta W/W_c = 0.99\%$, 详见文献 [59])。

另一方面, (13) 式中的积分核: $(1 - \xi^2)/(1 + \xi^2)^2$, 除了在 $\xi = 0$ 处取极大值外, 还在 $|\xi| = \sqrt{3}$ 处取极小值 (< 0), 因此, 在 $A_p(x, 0)$ 中, 若在 $x = \pm\sqrt{3}$ 处加上一个负的 δ 函数 (见文献 [63]), 那么, a_0^{-1} 还会增大。由于能产生突变的构形所对应的边界条件至少应该是偶极子, 所以, 下面的限制条件应该成立:

$$0 \leq \int_{-\infty}^{\infty} A_p(x, 0) dx < \infty \quad (16)$$

这一限制使得 δ 函数下的面积小于阶梯函数下的面积。将阶梯函数的范围从 $|x| \leq 1$ 扩展到 $|x| \leq \sqrt{3}$ 将使 δ 函数的贡献达到极大, 增加了突变过程中可释放出的极大能量, 相应的边界条件为:

$$A_p(x, 0) = A_0 H(\sqrt{3}h_c - |x|) - \sqrt{3}A_0 h_c \delta(|x| - \sqrt{3}h_c) \quad (17)$$

将 (17) 式代入 (13) 式给出

$$a_0^{-1} = \frac{9}{4\pi\sqrt{3}} > \frac{1}{\pi}$$

再代入 (12) 式得到

$$\frac{\Delta W}{W_c} = \frac{8}{27} + 1 - \frac{4\sqrt{6}}{9} \approx 20.76\% \quad (18)$$

这是非简单连接构形在失去平衡时所能释放出的最大的能量。实际上, 对于任何只包含有单一的暗条, 并且在爆发前不包含 X 型中性点的磁位形来说, 这也是系统在失去理想 MHD 平衡时, 所能释放出的最大的能量。

Forbes 等人上述工作的更大的意义应该是他们利用上述模型, 解释了一些重要的观测事实, 而且检验并证实了能量储存模型的合理性。

Forbes 等人 [64] 发现处于简单连接的光球背景场当中的暗条的平衡高度的变化也会出现突然跃迁, 即系统发生突变式的演化。其结果与变化光球背景场的强度所得出的一样, 并且在跃迁当中, 释放出来的能量也相同。他们还发现, 电流片在暗条跃迁的过程中形成, 并且, 电流片两边的磁力线会被挤向电流片和光球表面。仔细分析他们以前的工作 [59, 62], 也发现同样的现象, 只是磁力线受挤压的程度与背景场的衰减方式有关: 偶极子场衰减最慢, 其中的磁力线受挤压最弱, 四极子次之, 阶梯场最强。挤压的结果使得水平场中的非势场成分明显

变大,这是由于电流片的出现增强了非势场因素;但这一情形不会持续太长时间,电流片中的不稳定性引发的磁力线重联会很快将电流片耗散掉,上述的非势场成分会很快消失,而水平场也会恢复到势场。

观测表明,在一些耀斑爆发相之后的短时间内,相应活动区磁场的极性会发生变化,暗示着磁场的方向在较短的时间内出现转动并远离势场;但这并不会一直保持下去,大约10分钟后,磁场又会转回到势场的方向^[65,66]。因此,Forbes等人^[64]的工作直接证明了他们的暗条模型所导出的结果与观测一致:光球磁场不必要在耀斑开始爆发时就变为势场。由于电流片的出现,使得光球表面的电流增强,同时增强了磁场水平分量中的非势场成分。但这一现象不会持续得太久,一旦电流片被磁重联所耗散,水平分量中的非势场成分也会随之消失。上述结果也说明了能量储存模型的合理性。

当然,这些工作及其结果都局限在平面二维的框架中。实际的太阳表面并非平面。Mikic等人^[47]的结果表明,把太阳表面作为球面考虑时,上面的磁拱或磁环即使是简单连接的,一旦其足点的剪切超过临界值,系统也会失去平衡而产生爆发,这与平面二维情形下得出的结果^[43,45]完全不同。因此,进一步深入研究更加接近实际的模型就很有必要。

(4) 理想MHD(球面)二维解析模型 在Lin等人^[67]发展的模型中,作为边界的太阳表面是一个半径 $r = R_0$ 的球面,而暗条则以环的形式在太阳赤道面上环绕太阳并且距离太阳表面 $h - R_0$ 。由于重力和气压均可忽略,系统的演化依然由磁场控制,而且磁场是无力场。正如前面所述,暗条如何形成,其中的电流如何产生,仍然是一个有争议的问题。但观测证实,在CME和大耀斑爆发之前,电流暗条确实存在^[68],关于暗条的形成过程有兴趣的读者可以参阅文献^[40,51,69]。

Lin等人^[67]的模型由三维空间球坐标系 (r, θ, φ) 中控制上述日冕磁位形的理想MHD方程的平衡解所构成(实际只有二维,模型中的参量不随 φ 变化),日冕和 $r > R_0$ 的行星际空间中的物质均为理想导体。因此,磁力线和等离子体冻结在一起,磁重联只会发生在 $r < R_0$ 的光球层中,光球背景磁场相当于一个置于太阳中心强度为 $m_0\sigma(t)$ 的偶极子场:

$$A_\varphi(R_0, \theta) = \frac{m_0\sigma(t)}{R_0^2} \sin\theta \quad (19)$$

其中, m_0 是个常数, $\sigma(t)$ 是个随时间缓慢变化的无量纲函数,用来描述背景磁场的演化。模型的演化方式与Isenberg等人^[62]采用的类似:即发生在光球表面以下的磁重联导致光球背景场的变化,或将磁通量传至日冕,使得日冕中的磁能增加。这一过程一般需要十几小时甚至几天,属于准静态过程。从最终的结果来看,这一过程实际上是将光球层或对流层中的动能转化成磁能储存在日冕磁场、暗条和随后可能形成的电流片中。此即能量储存阶段。当能量的积累超过临界值时,系统就会失去平衡,暗条会突然扩张到新的高度,这就是爆发阶段。Lin等人^[67]的结果表明,太阳表面和暗条的有限曲率,并不改变上述两个基本过程,而且,临界点和电流片形成时,暗条的高度也同暗条的截面半径有关,但这种依赖关系与在平面二维情形下得出的关系恰恰相反。当太阳表面和暗条的曲率为零、暗条的半径较小时,电流片会在系统失去平衡突变发生之后形成。但当暗条的半径较大时,电流片就会在比较早的时刻出现,然后才发生突变。当暗条的半径超过某个临界值后,突变就不再会发生。但是,如果上述的曲率不为零,情况就完全不同了:暗条的截面半径越小,电流片形成时暗条的平衡高度越低,或者暗条还未达到临界点的高度,电流片就会出现在暗条和光球之间;而暗条

截面半径增大时，上述的平衡高度也增大，或者电流片还未出现时，暗条就已经达到了临界点的高度，电流片会在暗条跃迁的过程中形成。计算表明，当截面半径超过太阳半径的 1% 时，在电流片形成之前暗条就会达到临界点的高度。换句话说，在暗条半径 $r_0/R_0 \ll 1$ 的前提下，前者越大，越利于突变的发生。因此，曲率的存在，带来的不仅仅是数学计算上的不同，而且使系统的物理性质也发生明显变化。

对一根弯曲的暗条来说，其弯曲部分内侧的磁力线密度明显高于外侧，这种差别使得弯曲的暗条曲率半径有增大的趋势，这相当于一个额外的力作用在暗条上使之向外扩张。这个力较早由 Shafranov^[70] 研究，因此又称为 Shafranov 力。对于一个大半径为 h 、截面半径为 r_0 的环状暗条来说，若流过截面的总电流为 I ，则 Shafranov 力等于 I/c 乘以一个具有磁场量纲的量 B_S 。Shafranov 的研究给出：

$$B_S = \frac{I}{ch} \left[\ln \left(\frac{8h}{r_0} \right) - 1 \right] \tag{20}$$

(近似到 r_0/h 的量级)。根据 Shafranov 力的方向(沿环的大半径向外)，这相当于在暗条所在的位置上，多了一个磁场，其强度为 B_S ，方向总是垂直于暗条所在的平面。依据模型的对称性，作用在暗条上的其它场，即外场， B_e^* 的方向也垂直于暗条所在平面。因此，只有当 B_e^* 和 B_S 大小相等，方向相反时，系统才可能处于整体平衡，即

$$B_e^* - B_S = 0 \tag{21}$$

决定了系统的准静态演化特征，其中 B_e^* 和 B_S 均为标量。正是由于 B_S 的存在才使得系统的整体演化特征发生了明显变化。图 3 给出了 $r_0 = 0.01R_0$ 时的平衡曲线即 $h - \sigma$ 曲线。 h 是暗条平衡高度，而 σ 则描述了背景场的强度。对于这样的 r_0 取值，系统会在电流片形成以前失去平衡，发生突变。因此，图中左边上下两部分平衡曲线的交会点实际上表明了系统的临界位置。电流片将在突变发生之后，在暗条向上跃迁的过程中形成。

由于数学上的困难，目前仍难以研究电流片形成后系统的演化细节，因为电流片形成后，原先简单的球面边界变成了球面 + 同心圆盘边界。即使对于比较简单的构形(即轴对称结构，物理量分布与 φ 无关)相应的边界条件也属于比较复杂的混合型边界条件：

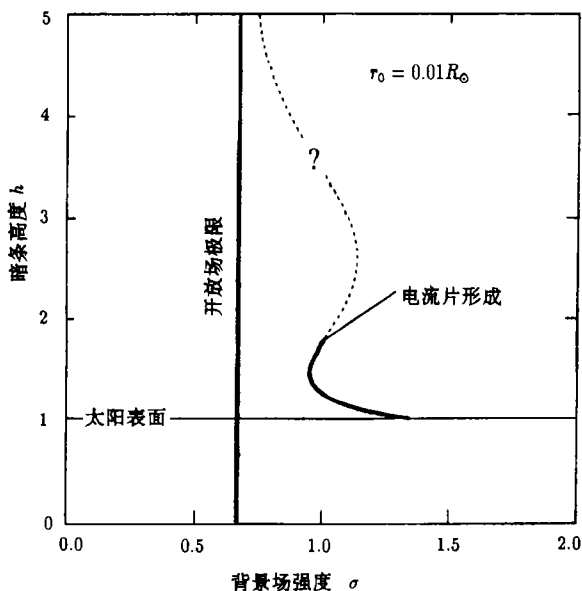


图 3 平衡高度 h (以太阳半径 R_0 为单位，并从日心沿径向度量) 随背景磁场 σ 的变化 ($r_0 = 0.01R_0$)^[67]

实线是真实的平衡曲线，而虚线出自于估计

即使对于比较简单的构形(即轴对称结构，物理量分布与 φ 无关)相应的边界条件也属于比较复杂的混合型边界条件：

$$\begin{aligned} A_\varphi(R_0, \theta) &= \frac{m_0 \sigma(t)}{R_0^2} \sin \theta \\ A_\varphi(r, \theta)r &= \frac{m_0 \sigma(t)}{R_0}, \quad R_0 \leq r \leq q, \theta = \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (22)$$

上式中的第一部分描述了球面部分的边界条件, 第二部分对应于电流片的特征(在电流片的两个表面上 $B_\theta = 0$)。这样的边界条件与矢量 Poisson 方程

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}) \quad (23)$$

构成的定解问题, 至今尚未找到解析解。

但电流片形成后, 系统的演化趋势可以通过考察其渐近行为而得知。也就是当电流片很大, 暗条远离太阳表面, 而且太阳可以作为一个点来处理时, 来研究系统的平衡位形。在这种情况下, 方程 (23) 和 (22) 的第二式构成定解条件。虽然麻烦, 但仍然可以求得解析解。解出 A_φ 之后, B_e^* 就很容易得到, 将 B_e^* 与 (20) 式的 B_e 平衡, 就可得到系统的外部平衡关系。再考虑到暗条内部的无力场状态, 利用 Kumar 等人^[71] 的结果, 得到内平衡关系, 综合内外平衡, 最后就可以得到系统的整体平衡关系或 h - σ 关系。图 3 左边的那条垂直线描述了这一关系。它由 $\sigma = \text{常数}$ 描述, 与暗条的高度 h 无关。这条直线本身表明, 当 σ 取某个特殊值时, 无论暗条的高度如何, 系统均可处于平衡状态。考虑到这实际上描述了系统的演化趋势, 或磁位形的渐近行为, 可以认为, 对于有限强度的光球背景场, 无穷远点是系统的一个平衡位置; 再考虑到这条直线和电流片形成以前的平衡曲线之间的相对位置, 又可以得出, 尽管无穷远点是系统的一个平衡位置, 但暗条不可能在第一次失去平衡后就扩张到无穷远处, 它一定会在一个更高的然而有限的达到新的高度达到新的平衡, 并可能沿着那条猜想的平衡曲线(即图中的虚线部分)继续准静态演化, 而逐渐扩张到无穷远。这种情况同 Mikic 等人^[47] 指出的系统演化特征类似, 即磁结构经过一系列的准静态平衡演化, 形成开放结构。但它也可能重复第一阶段的过程, 经过(有限或无限)多次的跃迁而扩张到无穷远处, 这是我们可以得出的与平面二维情形完全不同的又一个结论。当然, 系统在这一阶段演化的具体特征要等得到完整的解后才能完全弄清楚。

(5) 其他的 CME 机制 Low^[72,73] 和 Klimchuk 等人^[74] 曾研究了非耀斑伴生的 CME 产生机制, 并指出当日冕磁场演化到临界点时, 或是失去平衡或是不稳定性都会导致日冕磁场释放其自由能并移向较低能态, 而所释放的能量可激发 CME。但是, Aly^[48,75] 指出完全开放磁场中的能量必须超过具有相同边界条件的任何封闭无力场的能量。考虑到 Aly 所提出的限制条件, Wolfson 等人^[39] 认为剪切磁场可释放其自由能来打开部分磁场。Low 等人^[76] 也认为部分开放场的磁自由能可超过完全开放场的自由能。

另一方面, 一些作者也曾利用数值模拟来描述 CME 演化的动力学过程。例如, Steinolfson 等人^[77] 曾借助 MHD 方程数值积分来模拟类环抛射的时间演化。最近 Wu 等人^[78] 采用与时间有关的二维 MHD 数值模拟来研究盔状冕流的演化, 结果发现冕流的封闭场内有一泡状结构(CME), 此计算结果与 CME 的一般观测特征符合得相当好。Guo 等人^[79] 分析了盔状冕流对浮现电流(其磁场方向与上面的冕流磁场方向相反)的动力学反应, 由数值模拟所得出的泡状结构将形成 CME, 而准平衡情形则可用于研究 CME 的触发。Gibson 等人^[80] 提出与时间有关的三维 CME MHD 模型, 它把白光 CME 形状与其内部磁场联系起来, 得出经常与白光 CME 伴生的三种特征: 即周围高密度区、内部低密度腔和高密度核心。此模型可把理论预测的 CME 形状直接与白光资料进行比较。Chen 等人^[81] 研究了 CME 和爆发日珥之间

关系的模型, 设初始结构是处于日冕中的平衡磁通量绳, 它含有一个热日冕低密度分量和一个冷日冕高密度分量。由浮现通量引起通量绳爆发, 而 CME 亮环是被扩张通量绳推向前的日冕气体。

3 展 望

CME 是近年来太阳物理中最热门的前沿课题之一。但观测的困难和已有资料的不完善给理论研究带来了不少的限制和难度。尽管如此, 仍有大量的工作者从事该领域内的研究并取得了许多重要的结果。过去一直认为 CME 是由太阳耀斑产生的, 太阳高能粒子是在耀斑区被加速的。直到最近一些新的资料才对此看法提出了挑战。因此 CME 与耀斑和爆发日珥的关系仍然是当前最具争议的问题。但是从爆发机制的角度来看, 耀斑、爆发日珥和日冕物质抛射有许多共同的特点, 磁场在这些过程中起着决定性的作用。因此 Svestka 等人^[21] 建议将这三种现象统称为爆发太阳耀斑 (Eruptive Solar Flares, 简称 ESF), 这可以在爆发机制的研究方面省去许多名称上的纠缠。

本文中我们回顾了 CME 的理论研究, 特别比较详细地介绍了能量储存机制。CME 等的发生经历了两个阶段: 第一是能量储存阶段, 光球物质运动影响到日冕磁结构, 光球中的动能转化为磁能储存于日冕磁场中, 此过程一般需十几小时到几天; 第二是爆发阶段, 当日冕磁场中的能量储存到一定程度时, 系统达到临界状态, 能量继续增加便会使系统迅速失去平衡, 储存的能量在很短时间 (约几个 Alfvén 时标) 内转化为动能和热能, 从而引起爆发。对日冕中暗条构形和对剪切磁拱的研究都表明能量储存模型的演化过程会出现突变的特征, 似可解释上述爆发现象。必须指出, 单纯的剪切并不能使简单连结的平面二维无限长磁拱失去平衡, 但会使球面上的简单连结磁拱失去平衡。对暗条和太阳表面具有有限曲率半径时的模型研究表明, 曲率并不改变最终的结果, 即突变特征仍然存在, 但使许多重要的演化特征发生了变化, 其中最重要的是, 无限远点是系统的一个平衡位置, 系统从最低平衡位置准静态演化经第一个临界点失去平衡后, 暗条的高度会发生跃迁。在磁重联被抑制时, 暗条会在一个更高的高度上达到新的平衡, 但此高度一定是有限的, 暗条不会在系统第一次失去平衡后就扩张到无穷远。它会沿着新的平衡曲线继续准静态演化, 可能经过多次突变后跃迁到无限远点, 也可能在不发生更多的突变的情况下沿平衡曲线扩张到无限远处。具体会发生那一种过程, 则有待于进一步对完整的模型进行研究。另一方面, 针对 CME 的不同特征所进行的 MHD 数值模拟和其他的理论模型, 对于阐明 CME 的动力学性质也是至关重要的。随着 CME 观测资料的更加完善, 尤其是 SOHO 卫星的观测, 必将对理论研究提出新的课题和动力。

致谢 章振大、林隽的工作由国家自然科学基金支持, 特此感谢。林隽感谢 T. G. Forbes 教授给予的大力帮助。

参 考 文 献

- 1 Wagner W J. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1984, 22: 267
- 2 Gosling J T. J. *Geophys. Res.*, 1993, 98: 18937
- 3 Mouradian Z et al. *Solar Phys.*, 1995, 158: 269
- 4 Harrison R A. *Adv. Space Res.*, 1991, 11: 25
- 5 St. Cyr O C, Webb D F. *Solar Phys.*, 1991, 136: 369
- 6 Dryer M. *Space Sci. Rev.*, 1994, 13: 363

- 7 Howard R A. *J. Geophys. Res.*, 1985, 90: 8173
- 8 Harrison R et al. *J. Geophys. Res.*, 1990, 95: 917
- 9 Kahler S W. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1992, 30: 113
- 10 Hundhausen A J. *J. Geophys. Res.*, 1993, 98: 13177
- 11 Gosling J T. *J. Geophys. Res.*, 1994, 99: 4259
- 12 Harrison R A, Sine D G. In: Hunt J J, Reinhard R eds. *Proc. of the 26th ESLAP Symp., Killarney(Ireland), 1992; ESA SP-346, 1992: 289*
- 13 Harrison R A. *Astron. Astrophys.*, 1995, 304: 585
- 14 Harrison R A. *Solar Phys.*, 1996, 166: 441
- 15 Svestka Z. *Solar Phys.*, 1995, 160: 53
- 16 Sakai J I, de Jager C. *Space Sci. Rev.*, 1996, 77: 1
- 17 Gosling J T, Hundhausen A J. *Solar Phys.*, 1995, 160: 57
- 18 Dryer M. *Solar Phys.*, 1996, 169: 421
- 19 Kosugi T et al. *Solar Phys.*, 1994, 153: 95
- 20 Kopp P A, Pneumen G W. *Solar Phys.*, 1976, 50: 85
- 21 Svestka Z, Cliver E W. In: Svestka Z et al eds. *Eruptive Solar Flares, Berlin: Springer-Verlag, 1992: 1*
- 22 Kahler S W. *Ap. J.*, 1994, 428: 837
- 23 Webb D F et al. *Solar Phys.*, 1994, 153: 73
- 24 Reames D V. *Rev. Geophys. Suppl.*, 1995, 33: 585
- 25 Forbes T G. *J. Geophys. Res.*, 1990, 95: 11919
- 26 Wu S T et al. *Solar Phys.*, 1975, 44: 117
- 27 Nakagawa Y et al. *Ap. J.*, 1978, 219: 314
- 28 Nakagawa Y et al. *Ap. J.*, 1981, 244: 331
- 29 Wu S T et al. *Ap. J.*, 1981, 243: 641
- 30 Anzer O. *Solar Phys.*, 1978, 57: 111
- 31 Mouschovias T C, Poland A I. *Ap. J.*, 1978, 220: 675
- 32 刘新萍. *天体物理学报*, 1983, 3: 23
- 33 Pneuman G W. *Solar Phys.*, 1980, 65: 369
- 34 Yeh T et al. *Solar Phys.*, 1981, 71: 141
- 35 Yeh T et al. *Solar Phys.*, 1982, 78: 287
- 36 胡文瑞等. *天体物理学报*, 1984, 5: 148
- 37 胡友秋, 金曙平. *空间科学学报*, 1987, 7: 1
- 38 Mikic Z et al. *Ap. J.*, 1988, 328: 830
- 39 Wolfson R, Low B C. *Ap. J.*, 1992, 391: 353
- 40 Van Ballegooijen A A, Martens P C H. *Ap. J.*, 1989, 343: 971
- 41 Ridgway C, Priest E R. *Solar Phys.*, 1993, 146: 277
- 42 McClymont A N, Fisher G H. In: Waite J H, Burch Jr JL, Moore R L eds. *Solar System Plasma Phys. Geophys. Monograph, 54, Washington D C: AGU, 1989: 219*
- 43 Priest E R, Forbes T G. *Solar Phys.*, 1990, 130: 399
- 44 Sturrock P A et al. In: Balasubramanian, K S, Simon G M eds., *ASP Conf. Series, Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations, 1994, 68: 219*
- 45 Finn J M, Chen J. *Ap. J.*, 1990, 349: 345
- 46 Linker J A, Mikic Z. In: Balasubramanian, K S, Simon G M eds., *ASP Conf. Series, Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations, 1994, 68: 251*
- 47 Mikic Z, Linker J A. *Ap. J.*, 1994, 430: 898
- 48 Aly J J. *Ap. J.*, 1984, 283: 349
- 49 Aly J J. *Comput. Phys. Commun.*, 1990, 59: 12
- 50 Aly J J. *Phys. Fluids(B)*, 1990, 2: 1928
- 51 Inhester B, Birn J, Hesse M. *Solar Phys.*, 1992, 138: 257
- 52 Forbes T G. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 1991, 62: 15

- 53 Van Tend W, Kuperus M. *Solar Phys.*, 1978, 59: 115
 54 Van Tend W. *Solar Phys.*, 1979, 61: 89
 55 Molodenskii M M, Filippov B P. *Sov. Astron. (English Translation)*, 1987, 31: 564
 56 Kaastra J S. Ph D thesis, *Solar Flares: An Electrodynamical Model*, Utrecht, The Netherlands: Rijks universiteit, 1985
 57 Martens P C H, Kuin N P M. *Solar Phys.*, 1989, 122: 263
 58 Thom R. *Stable Structure of Morphologies*, New York: Benjamin- Addison Wesley press, 1975
 59 Forbes T G, Isenberg P A. *Ap. J.*, 1991, 373: 294
 60 Parker E N. *Ap. J.*, 1974, 191: 245
 61 Demoulin P, Priest E R, Ferreira J. *Astron. Astrophys.*, 1991, 245: 289
 62 Isenberg P A et al. *Ap. J.*, 1993, 417: 368
 63 Forbes T G et al. *Solar Phys.*, 1994, 150: 245
 64 Forbes T G, Priest E R. *Ap. J.*, 1995, 446: 377
 65 Wang H. *Solar Phys.*, 1992, 140: 85
 66 Wang H et al. *Ap. J.*, 1994, 424: 436
 67 Lin J et al. *Ap. J.*, 1998, in press
 68 Leroy J L et al. *Solar Phys.*, 1983, 83: 135
 69 Low B C. *Solar Phys.*, 1996, 167: 217
 70 Shafranov D F. *Rev. Plasma Phys.*, 1966, 2: 103
 71 Kumar A, Rust D M. *J. Geophys. Res.*, 1996, 101(A7): 15667
 72 Low B C. *Ap. J.*, 1981, 251: 352
 73 Low B C. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1982, 20: 145
 74 Klimchuk J A, Sturrock P A. *Ap. J.*, 1989, 345: 1034
 75 Aly J J. *Ap. J.*, 1991, 375: L61
 76 Low B C, Smith D F. *Ap. J.*, 1993, 410: 412
 77 Steinolfson R S, Hundhausen A J. *J. Geophys. Res.*, 1988, 93: 14269
 78 Wu S T et al. *Solar Phys.*, 1995, 157: 325
 79 Guo W P et al. *Ap. J.*, 1996, 469: 944
 80 Gibson S E, Low B C. *Ap. J.*, 1998, 493: 460
 81 Chen J. In: Crooker N et al eds. *Coronal Mass Ejections*, Monograph, 99: AGU, 1997. 65

Researches on Ideal MHD Models of Coronal Mass Ejections

Zhang Zhenda¹ Lin Jun² Chen Jingying² Wu Ning³

(1. Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093)

(2. Yunnan Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)

(3. Department of Geography, Yunnan Education College, Kunming 650023)

Abstract

Some observations of solar coronal mass ejections (CME) and their correlations with other solar active phenomena are summarized. The early theoretical researches on CME are briefly reviewed first. The current theoretical mechanisms invoked in CME models are introduced, i.e., energy storage mechanism, magnetic flux-rope (or current filament) catastrophic models and so on, together with their MHD analytic and numerical studies. The corresponding essential application is involved as well.

Key words sun: CME—magnetohydrodynamics(MHD)—methods: analytical—methods: numerical