太阳大气中的爆发过程及其理论

林 隽 W. Soon S. Baliunas

(Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA)

摘要 重点讨论了现有的对太阳大气中爆发现象的理论研究工作,也回顾了早期的理论工作及其发展,发现这些理论都是围绕着两个基本任务建立和发展起来的:以现有的观测结果为基础解释和说明爆发产生的机理和过程,并预测爆发过程中磁场形态演化的细节.介绍并讨论了相关模型的特点,也指出了它们值得改进的地方.

关键词 太阳爆发 理论机制 MHD 模型

作为宇宙中对我们最为重要的一颗恒星,太阳对人类日常生活的各个方面都有重要影响.同时,作为离我们最近的一颗恒星,太阳又提供给我们研究恒星活动及其物理机制的惟一机会.发生在太阳大气中的爆发现象,比如太阳耀斑,爆发日珥以及日冕物质抛射(CME),是太阳系中最剧烈的能量释放过程.一次大的爆发常常释放出 10^{25} J 的能量,并将超过 10^{16} g 的等离子体物质抛入行星际空间.这样的爆发过程如果是发生在太阳朝向地球的一面(图 1),就可能对地球周围的空间环境(也称为空间气象,即 space weather)造成强烈扰动,给我们日益依赖于卫星通讯、电力等现代化技术系统的现代社会和日常生活带来巨大影响.因此,除了与天体物理的其他分支具有相同重要的学术意义之外,太阳物理,特别是以太阳爆发现象为研究重点的太阳活动区物理,对现实生活 and 现代化社会的实际意义也变得越来越明显.

图 1 太阳活动与地球以及地球周围的环境

左边部分是在 EUV 波段,观测到的太阳照片和 SOHO 卫星上的 LASCO 观测到的一次爆发的照片的合成像.右边部分是一幅艺术家的作品,以形象地描述太阳活动对地球周围环境的影响.图中的尺度与实际距离不成比例(取自 SOHO 图片集)

作为人类首次载入科学文献的太阳爆发现象^[1,2],太阳耀斑在人类对太阳爆发现象及其物理过程 100 多年的观测和研究当中,一直占据着主要地位,是太阳活动区物理研究的主线.从 20 世纪 60 年代开始,空间观测成为可能,我们对耀斑的本质有了更进一步的认识.今天我们所积累的知识表明,太阳耀斑与其他两类发生在太阳大气中的爆发现象,CME 和爆发日珥实际上是同一爆发过程中的不同部分,或不同阶段,或不同表现形式.但这并不意味着每一次爆发产生时,这 3 个部分都会出现.它们之间的关联不但取决于支持爆发的能量储备^[3,4],而且还依赖于产生爆发的磁场结构^[3].不过,有一点可以肯定的是支持爆发的能量是事先储存在日冕磁场中的,而且,这几类爆发过程发生的基本物理机制是相同的^[5].

基于这样的认识,对太阳爆发过程的理论研究和模型构造就面临两方面的挑战.首先,任何理论模型必须说明爆发产生的基本物理机制,其次,必须定量描述爆发过程中相关形态特征的性质及其演化.这些形态特征包括被快速抛入行星际空间的磁通量和等离子体物质,日面上不断分离的 $H\alpha$ 亮带,连接这些 $H\alpha$ 亮带并延伸到日冕中而且不断上升的软 X 射线和 $H\alpha$ 耀斑环系,以及出现在这些环系足点和顶部的硬 X 射线亮点^[6].

到了 20 世纪 90 年代,人们对于大耀斑,或双带耀斑(现在我们懂得那是整个爆发过程)在日冕和日面上的表现已经了解得比较透彻,即上述耀斑环和带的运动是储存在日冕中的磁场能量通过发生在 Kopp-Pneuman^[7]型的磁结构中的磁力线重联而释放出来的直接结果,并不反映等离子体的运动^[8].这一想法最初由 Carmichael^[9]提出.经过一系列定性和半定量研究^[10,11],数值模拟^[12~17],以及解析分析^[18],

最后 Forbes 和 Acton^[19]将人们对耀斑区的磁位形和等离子体状态的认识和理解进行了综合与总结,得到了由图 2(a)所示的双带耀斑过程中的磁场和等离

图 2
(a) 双带耀斑的磁位形, 实线用以分开各个不同的等离子体区间(以不同灰度表示), 而虚线则代表磁力线. 由于对称性, 我们只给出了整个位形的左边部分(选自 Forbes 和 Acton^[19]). (b) 耀斑-爆发日珥-CME 过程的关键磁结构及其组成部分示意图(由 Forbes 提供)

子体结构. 必须指出的是, 这种包含有电流片的磁场位形在太阳大气中是不稳定的, 不可能长时间存在, 而只能是随着大尺度磁场的爆发而形成 (图 2(b)). 因此, 一般说来大耀斑, 比如双带耀斑总是随着爆发日珥和日冕物质抛射(CME)的发生而发生. 所以对太阳爆发的理论研究应该从爆发之前相关磁位形的演化以及能量积累的过程着手, 弄清楚能量是如何积累的, 爆发又是如何开始的.

将耀斑作为爆发过程的一部分来进行研究开始于 20 世纪 70 年代. 那时, 人们首次利用空间技术观测到 CME. 由观测揭示的 CME 和耀斑的关联很自然地使人相信 CME 是耀斑在日冕中的动力学反应. 磁场能量由于耀斑在日冕底部的突然释放而触发了 CME^[20]. 其他的一些模型则是纯流体动力学的, 建立在模拟太阳大气对突然施加的压力和速度脉冲的响应的基础上^[21]. 在这些早期的研究中, 耀斑总是被看成是爆发过程的原动力. 而现在看来这是不合理的. 限于篇幅, 我们不在这里详细介绍这些工作. 有兴趣的读者可以参考章振大等^[22]的评述或章振大^[23]所著的教科书, 也可以参考 Lin^[10]的总结.

1 现有的主要模型

太阳爆发的主要特征在于其突发性: 在极短时间内(几十分钟)之内释放出极大的能量(最大功率可达到 10^{23} J/s). 现在都知道这些能量来自于日冕中的磁场, 由于日冕本身不会产生能量, 其中的能量最终只能从光球以及光球以下的对流层传输上来. 因此, 围绕着能量如何传输到日冕并引起大规模爆发, 一直存在着争论: 是在某一时刻光球层发生一些不可知的过程, 而将大量能量送入日冕引起爆发, 还是由于日冕磁场在光球中的根系随着光球物质的缓慢运动而牵动日冕部分的磁场使其受压变形, 最终将能量缓慢但持续地存入日冕. 当日冕磁场的变形达到并超过极限后, 磁场本身或周围的扰动就可能使原先的平衡被破坏而将贮存的能量突然快速地释放出来. 与前一种过程相联系的是所谓发电机模型, 而后一种则称为能量贮存模型. 观测事实的积累以及观测精度的提高使得发电机模型逐渐失去了存在的基础. 特别是对那些快速 CME(速度可在 10 min 之内从零增加至 1000 km/s 以上)相伴的爆发而言, 发电机模型完全可以看作是不可能的模型, 有许多文献对发电机模型的缺陷进行了详细讨论^[24~27], 而能量贮存模

型则日益显示出其合理性.

1.1 Aly-Sturrock 佯谬

与发电机模型不同, 能量贮存模型的特点在于爆发过程中释放出来的能量是事先缓慢累积在日冕磁场中的. 因此称其为能量贮存模型^[28]. 它的最大的优点也就是其最合理之处在于无论是对支撑爆发的能量来源还是对爆发过程本身都是以最普遍的观测事实(比如磁通量浮现^[29], 磁结构的水平运动引起的在光球内部和表面的磁对消或磁重联^[30], 磁结构的足点在光球表面的剪切运动^[31,32], 以及太阳黑子内部的旋涡运动^[33,34]等)作为依据, 以最基本的物理原理作为准则来描述演化的全过程, 除了作一些必要的数学简化和对不同的物理因素有所侧重外(比如: 日冕磁场是否可以作为无力场处理^[10,35,36]; 或者磁通量绳是在爆发前就存在还是在爆发过程中所产生^[37,38]; 或者磁重联发生在通量绳以下还是在以上^[38-40], 等等), 能量贮存模型的物理图像非常清晰而且自然, 因此得到了普遍认可. 在上述对观测事实的描述中, 观测工作者和理论工作者对同一现象可能使用不同的术语. 例如, 观测工作者倾向于使用磁对消(magnetic cancellation)来描述光球表面不同极性磁区之间的相互作用, 而理论工作者则更乐意使用磁重联(magnetic reconnection)来描述同一过程. 不过, 对发生在日冕中的类似过程则统一使用磁重联来描述. 我们也愿意指出, 在地球物理学科, 研究人员使用的又是另外的一个术语: 偶极化(dipolarization). 希望读者不会因为对同一过程的描述有多个不同的术语而感到不适.

另一方面, 能量贮存模型的合理性也成为对具体模型进行研究和发 展时要认真面对和仔细考虑的因素. 观测表明, 对于 CME 或有关的爆发模型而言, 在任何爆发产生的时标内, 磁场在光球表面的法向部分保持不变. 这是因为太阳爆发起始的地方都在日冕, 而日冕等离子体的密度大约只有光球等离子体密度的十亿(10^9)分之一. 因此发生在稀薄的日冕中的扰动很难对致密的光球会有什么触动. 同时, 由于光球等离子体是良导体(电导率相当于金属铜), 磁场与等离子体很好地冻结在一起, 磁场在水平方向上不可能与等离子体有相对运动. 我们称之为光球的磁力线束缚(line-tied)或磁力线惯性束缚(inertially line-tied).

在日冕中的情形则正好相反. 观测表明, 日冕磁

场(冕洞区除外)基本上都是以闭合的磁拱(magnetic arcade)或磁通量绳(magnetic flux rope)结构出现^[41-43]. 这是因为日冕等离子体相当稀薄, 其电导率也非常高, 等离子体与磁场冻结的结果使得前者完全受后者的控制. 在这种情况下, 日冕中的电流方向与磁场方向是平行的, 所以其中的磁力或 Lorentz 力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$. 这样的磁场被称作无力场(force-free field).

当这样的磁结构中产生爆发, 如图 2(b)所示, 闭合的磁结构将向外延伸, 有形成开放场的趋势. Low 和 Smith^[44]认为, CME 一类的爆发出 现时, 原先闭合的磁场必须完全打开, 然后再将等离子体物质抛出形成 CME. 但是, 从闭合场到完全开放场是一个能量增加的过程, 而不是像能量贮存模型所描述的是一个能量减少的过程. Aly^[45]和 Sturrock^[46]指出, 对于具有相同边界条件的无力场而言, 完全开放场(一端连接边界, 一端延伸到无穷远)储存的能量最多. 因此, 如果驱动爆发的能量事先储存在日冕磁场中的话, 那么这些能量最多仅够将闭合的日冕磁场完全打开而不再可能产生 CME. 尽管光球层以及光球层以下的对流层能以多种方式向日冕输送能量. 但其速度太慢, 根本无法及时补充日冕中所需的能量. 所以, 能量贮存模型不可能解释 CME. 这就是著名的 Aly-Sturrock 佯谬(Aly-Sturrock Paradox), 或称为 Aly-Sturrock 限制(Aly-Sturrock Constraint). 它曾一度使许多能量贮存模型的拥护者感到受挫和沮丧.

但是, 这一限制也不是不可克服或避开的. 以下便是几个值得考虑的方面: 首先, Aly-Sturrock 佯谬是针对无力场简单连接(即所有磁力线都与边界面连接)磁位形的, 如果模型中涉及的磁位形不是无力场, 或者不是简单连接, 情况就可以有所不同; 其次, 上面提到的从闭合到完全开放的演化或跃迁指的均是理想磁流体动力学(ideal-MHD)过程. 在实际爆发过程中非理想磁注体动力学(non-ideal MHD)过程, 特别是磁力线重联可能会很重要(下面我们将会看到确实很重要); 第 3, 理想 MHD 爆发发生时, 闭合磁位形可能被拉伸得很厉害, 但没有被拉到无穷远而成为开放场. 最后, 理想 MHD 过程仅将部分闭合磁场打开, 而不是完全打开. 对这几个方面不同的侧重构成了不同的模型.

在研究某一具体模型时, 上述几个方面可以同时被考虑, 也可以只考虑几个方面. Forbes^[38]将能量贮存模型分为 4 类: 第 1 类属于非无力场类, 其中重

力和气体压力在能量贮存和触发爆发中起着重要作用;第2类属模型试图在无力场的基础上将爆发解释为理想MHD过程;第3类模型中耗散MHD过程,比如磁重联,被用来作为爆发的触发机制;第4类模型被称为混合模型,在该类模型中,爆发由纯理想MHD过程引发,但是随后的非理想MHD过程,比如磁重联使得后续过程得以进行下去。

1.2 各种类型的能量贮存模型

1.2.1 非无力场模型 在这类模型中,重力和等离子体压力被用来作为绕开 Aly-Sturrock 限制的途径。如果无力场被刚性导体墙束缚在一个固定体积的空间内,并受到刚性墙的挤压时,它的能量可以无限制的增加。Low 和 Smith^[44]认为尽管在太阳大气中没有刚性墙,但在一个非无力场中的等离子体重量可以像一道刚性墙一样来限制磁场。Low^[47]认为宁静日珥的重量使磁场得以保持其形状(以磁通量绳来表示)和位置,这非常像是置一重物于弹簧顶部^[48]。日珥的重量就像是一个盖子压在闭合的磁场上,让闭合的磁场中可以贮存多于开放场的能量,当盖子突然被移开时,磁场就像弹簧一样弹开了。Forbes^[38]估计重力使贮存的磁能增加 10%。与重力不同,对于足够大的气体压力梯度,气压本身能将磁场和物质推出去。到目前为止,这类模型主要的困难在于总是要面对日冕中的气压和重力很难超越磁压的事实(见 Forbes^[38]所进行的估算)。惟一的办法就是假定尽量弱的磁场。

1.2.2 理想 MHD 模型 这类模型建立在理想 MHD 的基础上。在磁位形的演化过程中,没有耗散发生,磁重联被禁止。因此,这类模型要受到 Aly-Sturrock 佯谬的严格制约。但是,也有办法避开,那就是假定爆发时只有部分闭合场打开^[49],因为 Wolfson 和 Low^[50]发现对于同样的边界条件;部分开放的磁场中能够贮存的能量低于全封闭场中的能量。可是,用他们的方法不能确定一个闭合的场是否可以演化为开放场而不用借助磁重联。所以,目前仍然不清楚是否只需借助理想 MHD 平衡的丧失就能从闭合场获得部分开放场^[38]。

1.2.3 理想-非理想混合模型 这类模型与前面谈的理想 MHD 模型同属无力场模型,但与理想 MHD 模型不同的是混合模型是根据日冕磁场的特点,将日冕磁场演化过程中的理想 MHD 过程和非理想

MHD 特征有机地结合起来,使得模型中的关键部分能够合理地绕开 Aly-Sturrock 限制。在这些模型中,无耗散演化如电流片的形成和发展属于理想 MHD 过程,而磁重联则属于非理想 MHD 过程。这类模型大致可以分为:剪切磁拱(sheared arcade)模型、爆破(break-out)模型以及磁通量绳(magnetic flux rope)灾变(catastrophe)模型。

前两类模型的核心磁结构是剪切的简单连接无力场磁拱,而且对它们的研究基本上是建立在数值模拟的基础上。而后一类模型则是以包含有磁通量绳的无力场为基本结构,对它们的研究以解析分析为主^[10],但也有数值模拟^[51~55]。

在剪切磁拱模型中,磁位形只包括一组简单联接的无力场磁拱(图 3)。自由能(即超出势场能的那部分能量)随着磁拱足点的剪切运动而持续增加,磁拱也向上膨胀以保持平衡。当磁拱上升到一定高度时,电流片开始形成。在没有耗散的情况下,即使磁拱的足点运动到无穷远,系统中贮存的能量达到无穷大,整个系统始终处于平衡状态(见图 3 中右上角的磁位形)^[56~58]。Finn 和 Chen^[59]的结果证明,处于稳定平衡的简单联接磁拱不会由于足点剪切运动而产生耀斑和 CME 那样的爆发。不过,一旦在电流片中出现耗散机制,比如磁重联,上述处于平衡态的磁结构就会失去平衡而爆发(见图 3 中间偏右的磁位形)。产生耗散机制的原因很多,比如撕裂模不稳定性^[60]和位相剩余不稳定性^[61,62]等。

爆破模型实际上是剪切磁拱模型的变种,也需要计入磁重联来作为爆发的开始^[39]。与前面一类模型不同的是这类模型中的磁场具有球对称性的磁四极结构,而不是偶极结构(图 4)。当中间的那部分磁拱发生剪切时,这部分磁拱将上升并压迫其上部的 X 型中性线,在磁拱顶部形成一个弯曲而水平的电流层(图 4(a))。当气体压力或电阻率被忽略时,电流层变成无限薄的电流片,并限制着中心磁拱继续上升。Antiochos 等^[39]发现,一旦气压和磁重联发生作用时,在 X 中性线进行的磁重联会发生一个由慢到快的跃迁。由于气压的存在,电流片具有有限厚度,但在下面剪切的磁拱挤压下,它的厚度变得很薄。最后,撕裂模不稳定性引起快速磁重联(图 4(b))。Antiochos 等^[39]的模型也严格证明了贮存在闭合场中的能量高于部分开放场中的能量,因此,从闭合场到部分开放场的跃迁是可能的²¹⁻¹⁶⁰¹。

图 3 (a) 太阳南北两半球相向运动导致轴对称磁拱系的剪切和演化. 在开始时刻 $t=0$, 磁拱为偶极势场, 演化到 $t=540\tau_A$ 成为无力场. 这里 τ_A 是系统的 Alfvén 时标. 在理想 MHD 的环境中, 剪切达到 126° 时, 磁拱演化为开放场, 但系统仍然处于平衡态. 然而当系统中的电阻率不为零时, 系统在 $t=563\tau_A$ 时失去平衡而产生爆发. (b) 上述演化过程中系统的总能量(以势场能量为单位)随时间的变化(取自 Forbes^[11])

磁通量绳灾变模型的基本磁场结构是一个包含有载流磁通量绳或管的无力场. 与前面讨论的磁拱位形不同, 它包含有不与边界面相联的磁力线(图 5). 这一模型的基本物理思想最初由 Van Tend 和 Kuperus^[63,64] 提出: 日珥或暗条用一根无限细的载流导线来描述, 当作用在载流暗条的磁压力和磁张力相互抵消时, 暗条便处于平衡状态; 其中, 磁压力由处于暗条和光球表面之间的磁力线产生, 而磁张力则由绕过

暗条上部的那些磁力线提供(图 5). 大多数情况下, 平衡是稳定的(图 5(a)). 但当暗条中的电流增加时, 暗条的平衡位置也逐渐升高, 直至电流超过阈值, 平衡由稳定变为不稳定. 最后, 系统失去平衡而将暗条迅速抛出(图 5(b)). 这一模型描述了爆发产生时, 相关磁结构如何从慢时标(1~2 d)演化进入快时标(几十分钟)演化的主要特征, 即灾变(catastrophe). 继 Van Tend 和 Kuperus 之后, Kaastra^[65], Molo-

图 4 Antiochos 等^[39]的爆破模型中的磁结构
(a) 演化开始阶段的磁位形, (b) 晚些时候的磁位形(由 Forbes 提供)

图 5 Van Tend 和 Kuperus 模型中的磁位形示意图
实心圆代表磁通量绳. 实心箭头标明通量绳的运动方向, 而空心箭头则表示光球物质的运动(由 Forbes 提供)

denskii 和 Filippov^[66]以及 Martens 和 Kuin^[67]对该模型进行了改进和普遍化. 随着标准灾变理论^[68]的数学描述不断发展和完善^[69], Forbes 和 Isenberg^[70]把 Van Tend 和 Kuperus 的载流导线模型发展成磁通量绳(flux rope)模型. Van Tend 和 Kuperus 最初的无限细的载流导线被具有有限截面半径的载流磁通量绳代替, 而原先作为系统演化起因的日珥内电流变化也由光球背景磁场的变化代替. 考虑到日冕等离子体的高导电率, 在很多情况下, 可以将日冕等离子体作为理想导体处理. 由于数学上的困难, 随后的系列

研究都是在理想 MHD 的框架下进行的^[25,35,71,72]. 因为没有耗散, 所以即使磁结构的演化会出现灾变, 进一步的发展却无法继续进行下去. 详细讨论可参考 Lin^[10]的工作, 也可以参考章振大等^[22]的综述以及章振大^[23]关于日冕物理的教科书中的有关章节.

随着在数学应用上的突破, Lin 和 Forbes^[40]对磁通量绳模型的研究取得了重大进展. 他们研究了由灾变过程驱动的磁重联如何帮助磁通量绳逃逸而形成 CME, 以及磁通量绳的运动是如何反过来影响磁重联过程的.

2 磁重联在日冕物质抛射过程中所发挥的作用

Lin 和 Forbes^[40]的工作以 Forbes 和 Priest^[25]考察过的磁位形(图 6)作为出发点. 在这个磁位形中, 光球背景磁场由两个位于光球表面的相反极性的点状磁源产生. 图 6 所示的系统的演化由两个点源的相向运动而引起, 2λ 是两个源之间的距离. 图 6(a)绘出了系统演化的平衡曲线(平衡高度 h 作为 λ 的函数), 而图 6(b)~(d)则绘出了当系统在不同演化阶段时所具有的磁位形.

在理想 MHD 的环境中, 系统的演化最后会在图 6(d)所示的磁位形处停下来. 其中电流片的下端与边

界面相连, 相应的磁张力最终阻止了磁通量绳的逃逸和系统的进一步演化. 当在电流片中引入耗散机制后, 磁重联使得电流片的下端脱离边界面(图 7), 相应的磁张力也受到极大削弱, 通量绳的逃逸就变得很容易. 而日冕的无力场环境使得磁场在电流片两端各形成一个 Y 型中性点.

对该磁位形进行数学描述的主要困难在于我们面临着在 Y 轴上的混合型的边界条件: 在电流片范围内的磁场性质可以确定, 比如我们一般要求电流片两边的磁场反向平行且平行于电流片, 但我们无法规定电流片以外的磁场性质如何. 在求解这个问题的过程中, Xu^[73]的工作不能被忽略, 他成功地将有

图 6
(a) 通量绳平衡高度随光球表面磁源间距的变化. 虚线部分表明实际的演化不会经过这个阶段. 图中(b) ~ (d)部分给出不同演化阶段的磁位形
(取自 Forbes 和 Priest^[25])
<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/scsb2002-47-21-1601>

图 7 包含有磁通量绳和电流片的磁位形
与以往的电流片构形不同, 这一块电流片的下端没有与边界相连. 图
中也标明了有关数学符号的意义(取自 Lin 和 Forbes^[40])

关的边值问题转变成了关于电流片中面电流分布的奇型积分方程. 它不同于 1 型或 2 型积分方程中的任何一种. 由于其独特性和重要性, Muskhelishvili^[74]对其进行了详细的研究和总结. Xu^[73]则高度概括了 Muskhelishvili^[74]的结果, 找到了这一类问题的形式解. 由于求解的过程非常复杂和冗长, 最后能否得到完全的解析解取决于光球上的边界条件的形式. 尽管 Xu^[73]的工作非常有价值, 但他却没能最后解决这一问题, 因为他所选择的边界条件使计算变得非常困难而无法完成几个关键的积分运算. 相对而言, Lin 和 Forbes^[40]就幸运一点, 不仅有 Xu^[73]前面的工作可以参照, 更由于他们选择了“正确”的边界条件, 使得他们完成了所有的积分运算, 得出了对图 7 所示的磁位形的完整的数学描述. 由于太过复杂和冗长, 我们这里就不重复给出相应的数学结果. 对数学感兴趣的读者可参考 Lin 和 Forbes^[40]的原文.

当磁重联发生时, 图 7 中的磁位形一般不会处于平衡状态. 磁通量绳的高度 h 和速度 $\dot{h}$, 电流片的长度 $(q-p)$ 以及电流片下端的耀斑(或 CME)后环系的高度 p , 一般是时间的函数, 其具体细节则由磁重联速率 M_A 决定. 这里, M_A 也称为 Alfvén Mach 数, 它是磁场和等离子体流入重联区或电流片的流速与电流

片附近的 Alfvén 速度之比. 其大小是研究 CME 等爆发过程的关键因素.

2.1 Alfvén Mach 数 M_A 的临界值

显然, 当 $M_A = 0$ 时, 由于磁能难以进一步转化为动能和热能, 上述灾变过程不可能进一步发展成真正意义下的爆发. 与电流片同步增长的磁张力将最终阻止这一过程的进一步发展(图 8(a)). 为了让灾变过程发展为真实的 CME 等大规模爆发现象, 磁重联必须以足够快的速率(或是足够大的 M_A)在电流片中发生, 使得电流片能被足够快地耗散掉以阻止磁张力的增强.

图 8 灾变发生后 3 种可能出现的结果
(a) 磁重联不发生, $M_A = 0$, 电流片的下端一直与边界相连. (b) 磁重联以极快的速度进行, $M_A \rightarrow \infty$, 只有 X 型中性点存在, 电流片无法形成. (c) 磁重联以合理的速度进行 $0 < M_A < 1$, 电流片的下端脱离了界面(取自 Forbes 和 Lin^[87])

如果对磁重联的速率 M_A 没有任何限制, 那么灾变发生后, 磁通量绳的逃逸是不受任何阻拦的(图 8(b)), CME 的形成也没有任何问题. 这时, $M_A \rightarrow \infty$, 在电流片的位置上出现的是一个 X 型中性点, 因为电流片被无限快地耗散掉了.

在实际的日冕等离子体中,完全不耗散的电流片($M_A = 0$)显然是不存在的,而假设耗散强到电流片根本无法形成的过程($M_A \rightarrow \infty$)也是不现实的. 因为当 $M_A > 1$ 时,在电流片的两侧就会形成快模激波. 所以,无论是哪一类磁重联在 CME 过程中发生,比较可以肯定,也是比较合理的结论是 M_A 必须在 0 和 1 之间,即 $0 < M_A < 1$ (图 8(c)).

理论上,到底 M_A 必须多大才有可能促使一次灾变过程发展为合理可信的 CME? Lin 和 Forbes^[40]对这个问题进行了仔细的研究. 他们发现,如果日冕是等温大气,即日冕等离子体密度随高度呈现指数形式下降,那么任何大于 0.005 的 M_A 就可以使得磁通量绳的逃逸即灾变发展为 CME 成为可能. 这一数值不是很大,相应的磁重联不能足够快地将电流片耗散掉,与电流片同步增长的磁张力可能一度变得很强而使通量绳的逃逸经历一段时间的减速. 当 M_A 增加到 0.041 以上时,磁重联就能足够快地将电流片耗散掉而使得通量绳的逃逸不必经历减速过程. 最近, Lin^[75]的研究表明,在更加接近实际的日冕大气中^[76],上述 M_A 的临界值有所改变,分别为 0.013 和 0.034.

2.2 CME 的动力学特征

作为一个例子,我们来讨论当 $M_A = 0.1$ 时, CME 在等温大气中的传播. 实际的观测表明, M_A 一般介于 0.01 和 0.1 之间^[77-79]. 因此,理论计算时取 $M_A = 0.1$,可以认为是合理的.

图 9 给出了相应的通量绳高度 h , 电流片上下端高度 q 和 p 以及通量绳的速度 $\dot{h}$ 随时间的变化. 我们将通量绳失去平衡即灾变刚开始的时刻取为时间的零点,太阳表面取为高度的零点,而灾变刚开始时,通量绳的速度为 0. 在初始阶段,通量绳(也就是 CME)的上升很缓慢,大约 10 min 后,其速度突然加快,在不到 20 min 的时间,速度从小于 10 km/s 迅速增加到 1500 km/s,加速度高达 4000 m/s². 通量绳也在不到 1 h 的时间内被抛到 3 个太阳半径以外,随后,通量绳的运动速度基本上维持在当地 Alfvén 速度的水平上. Lin 和 Forbes^[40]的结果显示经过初期的剧烈加速,通量绳在随后的运动过程中,一直有缓慢的加速,这种缓慢加速不一定是真实的,因为在他们的模型中,没有计入重力、太阳风以及由于通量绳(CME)的超音速运动形成的激波的影响. 在这些因素的影响下, CME 的运动经过早期剧烈加速后,可能是匀速的,甚至是减速的. 当然持续加速的 CME 也不在少数^[80].

图 9 $M_A = 0.1$ 时, h , dh/dt , p 及 q 随时间 t 的变化. 左边纵坐标的刻度, 标出高度单位, 右边标出速度单位(取自 Lin 和 Forbes^[40])

图 9 中的 $q-t$ 曲线表明, 电流片上端的运动速度, 在最初的 1 h 当中, 几乎和通量绳的相同, 与当地的 Alfvén 速度在一个数量级上. 与此同时, 电流片的下端 p 的上升则很慢. 因此, 整个电流片几乎以 Alfvén 速度在增长. 这表明在爆发的起始阶段系统的整体演化可以看作是无耗散的理想 MHD 过程.

在最初的一个多小时过去后, q 的上升明显放慢, 而 p 的速度则明显增加, 10 h 之后, 整个电流片差不多完全被磁重联耗散干净. 电流片的这种演化特征, 从另外一个侧面表明, 磁重联的特征时标长, 尽管在电流片刚刚开始发展的时刻磁重联就可能发生, 但其效果需要一段时间以后才能显现出来. 另外, $p-t$ 曲线的特征具有重要的观测意义. 支配 H α 和软 X 射线耀斑后环运动特征的物理因素在很长一段时间内一直困惑着观测者^[4, 81-86]. Forbes 和 Lin^[87], Lin 和 Forbes^[40], 以及 Lin^[75]对此作出了合理的解释. 限于篇幅, 我们建议感兴趣的读者参考上述原始文献以弄清问题的来龙去脉.

图 10 给出了系统输出功率 P (图 10(a))和电流片中诱发(重联)电场 E_z (图 10(b))随时间的变化. 图 10(a)中的 $P-t$ 曲线显示爆发过程由 3 个阶段组成. 一开始能量输出很弱也很缓慢, 与传统定义上的耀斑前相很类似, 大约 8 min 后, P 的增加非常快非常明显, 在爆发后的 15 min 左右达到极大, 这可以看成是耀斑的爆发相, 随后, 演化开始进入比较平稳的低输出功率阶段, 这一过程可以持续 10 h 以上, 像是耀斑的衰减相, 整条曲线非常类似于长寿命事件(long-

duration event)的光变曲线(light-curve). 这条曲线的上升和下降的速率明显不同,反映了在爆发过程中不同物理过程释放能量的时标不同. 爆发刚开始的时候,演化时标为 Alfvén 时标,长度在几十分钟以内. 我们得到一个短时标快速演化的特征. 后续的过程则由磁重联控制,其时标为 Alfvén 时标的 10 倍以上,因此其特征是长时标的慢演化. 所以,长寿命事件光变曲线上上升阶段和下降阶段的不同时标表明了 Alfvén 时标和磁重联时标的基本差别.

图 10
(a) 输出功率 P 随时间 t 的变化($M_A = 0.1$). 其中的小图描述同样的结果,只是时间尺度不同,以便更清楚地显示爆发开始阶段的细节. (b) 对同样的 M_A , 电场 E_z 随时间 t 的变化(取自 Lin 和 Forbes^[40])

在 Lin 和 Forbes^[40]的模型中,为了简化计算,他们假定被磁重联所耗散的磁能全部都转化为通量绳(CME)的动能. 但他们也明确指出在实际的爆发过程中,应该至少有一半的磁能被转化为等离子体的热能和在 CME 之前的激波的波能. 所以上述有关 CME 的速度和加速度的结果,应该被认为是实际相应结果的上限. 基于这一考虑,我们可以认为耀斑的极大时刻应该与 P 达到峰值的时刻同步. Lin^[75]的计算表明这一时刻与 CME 的最终速度有关: CME 的速度越大,耀斑的极大时刻也越早. CME 的最终速度大于

2000 km/s, 耀斑在爆发开始后 15 min 左右达到极大; CME 的速度小于 1000 km/s, 则耀斑在 0.5 h 以后达到极大. 这一结果与观测结果^[88]符合得非常好.

Lin 和 Forbes^[40]的工作还给出了另外一个重要结果,就是电流片中重联电场 E_z 的演化规律(图 10(b)). 电场 E_z 不但描述了磁能耗散的快慢,也反映了它本身对高能粒子加速的重要性. E_z 随 P 一道在极短的时间内从零上升到峰值,然后以低得多的变化速率在一段很长的时间内缓慢衰减. 这种急速上升而后缓慢衰减的演化方式,非常有利于产生高能粒子. 观测表明,由耀斑产生的高能粒子的流量,与 E_z 有着类似的演化特征,那就是脉冲相之后是长时间的缓慢衰减相^[89]. 与观测有关的详细讨论,可参考 Lin^[75]的工作.

3 总结

本文着重介绍了太阳活动区物理这一领域内的有关太阳爆发过程的理论工作和相应模型. 首先回顾了从人类第 1 次观测到并科学地记载下来太阳爆发以来的理论研究及其发展. 注意到人们对太阳爆发过程的观测和研究在很长一段时间内都是以太阳耀斑为主要对象,理论研究也是基本集中在对耀斑的物理过程的探索,现代化的观测技术和资料分析手段使我们认识到一个完整的爆发过程实际上由爆发日珥、日冕物质抛射以及耀斑组成. 这样的结论使理论工作的基本任务进一步明确:研究爆发产生的机制并定量说明相关磁位形随后的演化细节. 我们介绍了目前最受重视、研究得最多的模型:能量贮存模型,也讨论了观测事实对这一类模型所附加的限制.

本文的重点放在了能量贮存模型中的一种——磁通量绳灾变模型之上. 我们详细介绍了 Lin 和 Forbes^[40]在这类模型研究中所取得的突破性进展. 我们发现尽管他们作了很多简化和近似,但仍然得到了丰富的结果. 由于作为研究出发点的物理背景比较清晰,因此他们以及后来的工作^[75]对其结果的理解和诠释就显得非常全面和合理,在许多关键的细节上与观测符合得很好. 当然我们也注意到, Lin 和 Forbes^[40]的工作是建立在解析模型的基础上的,因此无法重现所有观测细节,而需要数值模拟来补充. 对数值模拟感兴趣的读者可以参考胡友秋等的有关工作^[53~55].

最后,我们愿意指出本文侧重于对现有的关于太阳爆发的理论工作的讨论. 由于数学描述方面的

困难, 这些工作不论是解析描述还是数值模拟, 基本上局限于二维模型(直角坐标和球坐标), 对三维模型的研究则刚开始进行一些简单的解析尝试^[90], 严格来讲, 实质性的进展并不显著. 但即使是简单的尝试, 其中涉及的数学公式已经是相当复杂. 至于三维的数值模拟, 我们注意到还没有谁研发成功了较实用的程序.

本文也没有过多涉及观测研究的细节, 对观测有兴趣的读者可以参考 Priest 和 Forbes^[28]最近的一篇综述, 其中讨论了一些重要的观测事实及其与理论模型的对比.

致谢 本工作主要部分是林隽在汪景琇研究员的鼓励下完成的, 在稿件修改的过程中, 也得到了汪先生的热心指导和帮助, 特此感谢. 本工作由美国太空总署(NASA)支持 Smithsonian Astrophysical Observatory 的研究基金 NAG5-11420 和美国空军科研办公室(Air Force Office of Scientific Research)支持 Mount Wilson Observatory 的研究基金 AF49620-02-1-0194 所资助.

参 考 文 献

- 1 Carrington R C. Description of a singular appearance seen in the sun on September 1, 1859. *MNRAS*, 1859, 20: 13 ~ 14
- 2 Hodgson R. On a curious appearance seen in the sun. *MNRAS*, 1859, 20: 15 ~ 16
- 3 Lin J, van Ballegoijen A A. Catastrophic and non-catastrophic mechanisms for coronal mass ejections. *ApJ*, 2002, 576: 485~492
- 4 Švestka Z. Varieties of coronal mass ejections and their relation to flares. *Space Sci Rev*, 2001, 95: 135 ~ 146
- 5 Hundhausen A J. Coronal mass ejections. In: Pizzo V, Holzer T, Sime D G, eds. *Proc 6th Internat Solar Wind Conf(NCAR/TN 306*. Boulder: NCAR/TN, 1988. 181
- 6 Priest E R, Forbes T G. The magnetic nature of solar flares. *A&A Rev*, 2002, 10: 313 ~ 377
- 7 Kopp R A, Pneuman G W. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. *Solar Phys*, 1976, 50: 85 ~ 98
- 8 Schmieder B, Forbes T G, Malherbe J M, et al. Evidence for gentle chromospheric evaporation during the gradual phase of large solar flares. *ApJ*, 1987, 317: 956 ~ 963
- 9 Carmichael H. A process for flares. In: *AAS-NASA Symp on Physics of Solar Flares*, 1964. 451 ~ 456
- 10 Lin J. Theoretical mechanisms for solar eruptions. Ph D thesis. Physics Dept, Univ of N H, Durham, 2001
- 11 Švestka Z, Cliver E W. History and basic characteristics of eruptive flares. In: Švestka Z, Jackson B V, Machado M E, eds. *Eruptive Solar Flares*. New York: Springer-Verlag, 1992. 1 ~ 14
- 12 Forbes T G, Malherbe J M. A reconnection mechanism for coronal condensations in two-ribbon flares. In: Neidig F ed. *The Lower Atmosphere of Solar Flares*. Sunspot: NSO, 1986. 443 ~ 452
- 13 Forbes T G, Malherbe J M. A shock condensation mechanism for loop prominences. *ApJ*, 1986, 302: L67 ~ L70
- 14 Forbes T G, Malherbe J M. A numerical simulation of magnetic reconnection and radiative cooling in line-tied current sheets. *Solar Phys*, 1991, 135: 361 ~ 391
- 15 Forbes T G, Malherbe J M, Priest E R. The formation flare loops

- by magnetic reconnection and chromospheric ablation. *Solar Phys*, 1989, 120: 285 ~ 307
- 16 Yokoyama T, Shibata K. Magnetic reconnection coupled with heat conduction. *Adv Space Res*, 1997, 19: 1801 ~ 1805
- 17 Yokoyama T, Shibata K. A two-dimensional magnetohydrodynamic simulation of chromospheric evaporation in a solar flare based on a magnetic reconnection model. *ApJ*, 1998, 494: L113 ~ 117
- 18 Lin J, Forbes T G, Priest E R, et al. Models for the motions of flare loops and ribbons. *Solar Phys*, 1995, 159: 275 ~ 299
- 19 Forbes T G, Acton L W. Reconnection and field line shrinkage in solar flares. *ApJ*, 1996, 459: 330
- 20 Dryer M. Coronal transient phenomena. *Space Sci Rev*, 1982, 33: 233 ~ 275
- 21 Wu S T, Dryer M M, McIntosh P S, et al. Partial analysis of the flare-prominence of 30 April 1974. *Solar Phys*, 1975, 44: 117 ~ 133
- 22 章振大, 林隽, 陈敬英, 等. 日冕物质抛射的理想 MHD 模型研究. *天文学进展*, 1998, 16: 195 ~ 209
- 23 章振大. *日冕物理*. 北京: 科学出版社, 2000
- 24 Forbes T G. Model prediction for magnetic shear changes during solar flares ASP conf. Seri, 1993, 46: 415 ~ 424
- 25 Forbes T G, Priest E R. Photospheric magnetic field evolution and eruptive flares. *ApJ*, 1995, 446: 377 ~ 389
- 26 McClymont A N, Fisher G H. On the mechanical energy available to drive solar flares. In: Waite Jr J H, Burch J L, Moore R L, eds. *Physics of Magnetic Flux Ropes (AGU)*, 54 Washington DC: AGU, 1989. 219 ~ 225
- 27 Melrose D B, McClymont A N. The resistances of the photosphere and of a flaring coronal loop. *Solar Phys*, 1987, 113: 241 ~ 246
- 28 Priest E R, Forbes T G. *Magnetic Reconnection—MHD Theory and Applications*. Cambridge: Cambridge Univ Press, 2000. 363 ~ 367
- 29 Tang Y H, Li Y N, Fang C, et al. H α and soft X-ray brightening events caused by Emerging flux. *ApJ*, 2001, 534: 482 ~ 489
- 30 Wang J, Shi Z. The flare-associated magnetic changes in an active region: II. Flux emergence and cancellation. *Solar Phys*, 1993, 143: 119 ~ 139
- 31 Zhang J, Wang J. Are homologous flare-coronal fast ejection events triggered by moving magnetic features? *ApJ*, 2002, 566: L117 ~ L120
- 32 Liu Y, Zhang H. Relationship between magnetic field evolution and major flare event on July 14, 2000. *A&A*, 2001, 372: 1019 ~ 1029
- 33 丁有济, 张柏荣. 太阳双带耀斑活动区的一种形态演化模型. *中国科学*, A 辑, 1982, (8): 732 ~ 741
- 34 Zhao J, Kosovichev A G, Duvall Jr T L. Investigation of mass flows beneath a Sunspot by time-distance helioseismology. *ApJ*, 2001, 557: 384 ~ 388
- 35 Lin J, Forbes T G, Isenberg P A, et al. The effect of curvature on flux-rope models of coronal mass ejections. *Ap J*, 1998, 504: 1006 ~ 1019
- 36 Low B C. Coronal mass ejections, magnetic flux ropes and solar magnetism. *JGR*, 2001, 106 (A11): 25141 ~ 25164
- 37 Antiochos S K. The role of magnetic flux ropes in CMEs, AGU Spring Meeting 2001. abstract #SH41C-05 INVITED. Washington DC: AGU, 2001
- 38 Forbes T G. A review on the genesis of coronal mass ejections. *JGR*, 2000, 105: 23153 ~ 23165
- 39 Antiochos S K, DeVore C R, Klimchuk J A. A model for solar coronal mass ejections. *ApJ*, 1999, 510: 485 ~ 493
- 40 Lin J, Forbes T G. Effects of reconnection on the coronal mass ejection process. *JGR*, 2000, 105: 2375 ~ 2392
- 41 Ridgway C, Priest E R. Prominence support in helical coronal

- fields formed by photospheric motions. *Solar Phys*, 1993, 146: 277 ~ 296
- 42 Van Ballegooijen A A. Photospheric motions as a source of twist in coronal magnetic fields. In: Brown M R, Canfield R C, Pevtsov A A, eds. *Geophysical Monograph Series*, 111: *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*. Washington DC: AGU, 1999. 213 ~ 220
 - 43 Van Ballegooijen A A, Martens P C H. Formation and eruption of solar prominences. *ApJ*, 1989, 343: 971 ~ 984
 - 44 Low B C, Smith D F. The free energies of partially open coronal magnetic fields. *ApJ*, 1993, 410: 412 ~ 425
 - 45 Aly J J. How much energy can be stored in a three-dimensional force-free magnetic field? *ApJ*, 1991, 375: L61~L64
 - 46 Sturrock P A. Maximum energy of semi-infinite magnetic field configurations. *ApJ*, 1991, 380: 655 ~ 659
 - 47 Low B C. Coronal mass ejections, flares and prominences. In: Habbal S R, Esser R, Hollweg J V, et al, eds. *Solar Wind Nine*. Woodbury: AIP, 1999. 109 ~ 114
 - 48 Klimchuk J A. Theory of coronal mass ejections. Song P, Siscoe G, Singer H, eds. *Space Weather (AGU Monograph 125)*, Washington DC: AGU, 2001. 143 ~ 157
 - 49 Wolfson R. Energy requirements for opening the solar corona. *Astrophys J*, 1993, 419: 382 ~ 387
 - 50 Wolfson R, Low B C. Energy buildup in sheared force-free magnetic fields. *ApJ*, 1992, 391: 353 ~ 358
 - 51 Forbes T G. Numerical simulation of a catastrophe model for coronal mass ejections. *JGR*, 1990, 95: 11919 ~ 11931
 - 52 Forbes T G. Magnetic reconnection in solar flares. *Geophys Astrophys Fluid Dyn*, 1991, 62: 15 ~ 36
 - 53 Hu Y Q, Jiang Y W. Catastrophe of coronal magnetic flux ropes caused by photospheric motions. *Solar Phys*, 2001, 203: 309 ~ 319
 - 54 Hu Y Q, Li G Q, Ying X Y. Equilibrium and catastrophe of coronal magnetic flux ropes in axisymmetrical magnetic field. *JGR*, 2002, in press
 - 55 Hu Y Q, Liu W. A 2.5-dimensional ideal magnetohydrodynamic model for coronal magnetic flux ropes. *ApJ*, 2000, 540: 1119 ~ 1125
 - 56 Mikić Z, Barnes D C, Schnack D D. Dynamical evolution of a solar coronal magnetic field arcade. *ApJ*, 1988, 328: 830 ~ 847
 - 57 Mikić Z, Linker J A. Disruption of coronal magnetic field arcades. *ApJ*, 1994, 430: 898 ~ 912
 - 58 Priest E R, Forbes T G. The evolution of coronal magnetic fields. *Solar Phys*, 1990, 130: 399 ~ 402
 - 59 Finn J M, Chen J. Equilibrium of solar coronal arcades. *ApJ*, 1990, 349: 345 ~ 361
 - 60 Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N. Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch. *Phys Fluid*, 1963, 6: 459 ~ 484
 - 61 Galeev A A, Zelenyi L M. Metastable states of diffuse neutral sheet and the substorm explosive phase. *Jetp Letts*, 1975, 22: 170 ~ 172
 - 62 Heyvaerts J, Priest E R. Thermal evolution of current sheets and the flash phase of solar flares. *Solar Phys*, 1976, 47: 223 ~ 231
 - 63 Van Tend W. The onset of coronal transients. *Solar Phys*, 1979, 61: 89 ~ 93
 - 64 Van Tend W, Kuperus M. The development of coronal electric current systems in active regions and their relation to filaments and flares. *Solar Phys*, 1978, 59: 115 ~ 127
 - 65 Kaastra J S. Solar flares: An electrodynamics model. Ph D thesis, Astron Dept, Rijksuniversiteit, Utrecht, Netherlands, 1985
 - 66 Molodenskii M M, Filippov B P. Rapid motion of filaments in solar active regions. II. *Sov Astron Eng Transl*, 1987, 31: 564 ~ 568
 - 67 Martens P C H, Kuin N P M. A circuit model for filament eruptions and two-ribbon flares. *Solar Phys*, 1989, 122: 263 ~ 302
 - 68 Thom R. *Stabilité Structurale et Morphogenese*. New York: Benjamin, 1972
 - 69 Poston T, Stewart I. *Catastrophe Theory and Its Applications*. San Francisco: Pitman, 1978
 - 70 Forbes T G, Isenberg P A. A catastrophe mechanism for a coronal mass ejection. *ApJ*, 1991, 373: 294 ~ 307
 - 71 Forbes T G, Priest E R, Isenberg P A. On the maximum energy release in flux-rope models of eruptive flares. *Solar Phys*, 1994, 150: 245 ~ 266
 - 72 Isenberg P A, Forbes T G, Demoulin P. Catastrophic evolution of a force-free flux rope: a model for eruptive flares. *ApJ*, 1993, 417: 368 ~ 386
 - 73 Xu P. Solar flares: The onset of magnetic reconnection and the structure of radiative slow-mode shocks, Ph D thesis, Physics Dept, Univ of N H, Durham, 1992
 - 74 Muskhelishvili N. *Singular Integral Equations*. Groningen: Noordhoff Netherlands, 1953
 - 75 Lin J. Energetics and propagations of coronal mass ejections in different plasma environments. *Chinese Journal of Astron Astrophys*, 2002, in press
 - 76 Sittler E C Jr, Guhathakurta M. Semiempirical two-dimensional MHD model of the solar corona and interplanetary medium. *ApJ*, 1999, 523: 812 ~ 825
 - 77 Isobe H, Yokoyama T, Shimojo M, et al. Reconnection rate in the decay phase of a long duration event flare on. *ApJ*, 1997, 566(12): 528 ~ 538
 - 78 Poletto G, Kopp R A. Macroscopic electric fields during two-ribbon flares. In: Neidig D F, ed. *The Lower Atmosphere of Solar Flares*. Sunspot: NSO NM. 1986. 453 ~ 465
 - 79 Yokoyama T, Akita K, Morimoto T, et al. Clear evidence of reconnection inflow of a solar flare. *ApJ*, 2001, 546: L69 ~ L72
 - 80 Sheeley N R Jr, Walters J N, Wang Y M, et al. Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *JGR*, 1999, 104: 24739 ~ 24768
 - 81 Simnett G M, Forbes T G. Flare loops and giant arches. In: Schmieder B, Priest E R, eds. *Dynamics of Solar Flares*. Proceedings of the Flare 22 Workshop, Chantilly, France, October 16 ~ 19, Paris: Observatoire de Paris, 1991. 121 ~ 138
 - 82 Švestka Z. Post-flare coronal arches. *Space Sci Rev*, 1983, 35: 259 ~ 267
 - 83 Švestka Z. Speeds of rising post-flare structures. *Solar Phys*, 1996, 169: 403 ~ 413
 - 84 Švestka Z, Fárník F. Post-Flare Structures Rising with Decreasing or Constant Speed in Observational Plasma Astrophys. In: Watanabe T, Kosugi T, Sterling A C, eds. *Five Years of Yohkoh and Beyond*. Boston: Kluwer Academic Publisher, 1998. 365
 - 85 Švestka Z, Fárník F, Hudson H S, et al. Large-scale active coronal phenomena in Yohkoh SXT images. *Solar Phys*, 1995, 161: 331 ~ 363
 - 86 Švestka Z, Fárník F, Hick P, et al. Large-scale active coronal phenomena in Yohkoh SXT images. III. Enhanced post-flare streamer. *Solar Phys*, 1997, 176: 355 ~ 371
 - 87 Forbes T G, Lin J. What can we learn about reconnection from coronal mass ejections? *J Atmos Solar-Terres Phys*, 2000, 62: 1499 ~ 1507
 - 88 Zhang M, Golub L, DeLuc E, et al. The timing of flares associated with the two dynamical types of solar coronal mass ejections. *ApJ*, 2002, 574: L97 ~ L100
 - 89 Kanbach G, Bertsch D L, Fichtel C E, et al. Detection of a long-duration solar gamma-ray flare on June 11, 1991 with EGRET on COMPTON-GRO. *A&A Suppl Ser*, 1993, 97: 349 ~ 353
 - 90 Lin J, van Ballegooijen A A, Forbes T G. Evolution of a semi-circular flux rope with two ends anchored in the photosphere. *JGR*, 2002, in press

doi:10.1360/csb2002-47-21-1601

(2002-08-02 收稿, 2002-09-12 收修改稿)