

日冕瞬变的观测特征和理论解释

胡文瑞

(中国科学院力学研究所)

摘 要

本文综述了日冕瞬变现象的主要观测特征及其理论模型。日冕瞬变是从太阳日冕中向行星际空间大量抛出物质的过程,每次事件可有 5×10^{15} 克的物质在 10^3 秒的时间内以约 500 公里/秒的典型速度被驱动流到日球中。日冕瞬变与太阳耀斑和爆发日珥事件有密切的相关性。作为一种新的太阳活动现象,近年来对日冕瞬变提出了许多理论解释。一种数值模拟方法将瞬变看成是由于热力学量或磁力在日冕底部的脉冲增长所产生的结果。许多分析模型认为是由磁环内部的电磁力或外部的磁压力驱动所致,或者是环中磁浮力驱动的结果。考虑到瞬变与耀斑和爆发日珥的相关性,活塞驱动模型认为,瞬变是稠密等离子体喷射,像活塞驱动机制。观测和理论都有待于进一步的研究。

一、前 言

日冕瞬变是一种太阳活动现象,即局部高密度的气体经过日冕而喷射到行星际空间。它的典型时间是 10^3 秒,是一种具有很大能量的瞬时变化过程。观测上,由光球发出的光受到局部区域中电子的散射(汤姆逊散射),当视线方向有高电子密度时,就会使呈像在那里相对地增亮。轨道卫星 OSO-7 上的日冕仪首先观测到日冕瞬变^[1,2],系统的研究始于美国天空实验室的飞行计划^[3],天空实验室的白光日冕仪在 227 个观测日中记录到 77 次日冕瞬变^[4]。太阳峰年期间的 SMM 卫星在 138 个观测日中记录到 50 次日冕瞬变事件^[5],比太阳宁静期的出现率要高。此外,美国海军研究院利用美国空军的卫星所携带的日冕仪,也观测到许多日冕瞬变事件。空间观测的日冕事件大约从 2 个太阳半径延伸到 6 个太阳半径。为了探讨日冕瞬变过程的起始阶段,最近,地面日冕仪给出了从 1.2 个太阳半径开始的瞬变图象,发现了低层日冕瞬变与外层现象之间的联系^[6]。大量的观测结果揭示了日冕瞬变过程的基本特征。作为一种新型的和具有大能量的太阳活动现象,日冕瞬变是近年来受到人们重视的太阳物理过程。瞬变传到行星际空间所产生的影响,在日地物理学中引起了广泛的兴趣。

二、观 测 特 征

在空间轨道中的日冕仪拍摄的白光照片上,日冕瞬变表现为明亮的结构,宁静日冕则

本文于 1983 年 9 月 15 日收到。

对应于暗区域。由照片的相对亮度,可以估计出瞬变区域的密度相对地高。瞬变照片的亮区域有多种多样的形态。根据 Munro 的分类,瞬变的形态可以归结为七类,其特征如图 1 所示。

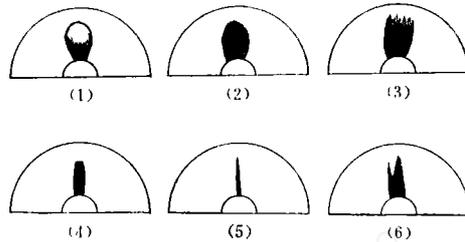


图 1 日冕瞬变的典型形态

Fig. 1 The typical configurations of the coronal Transitions

1. 环状: 亮瞬变区域的前锋为明亮的环;随着时间的发展,环向外传并膨胀。
2. 实泡: 亮区域为一实体,有光滑的边界。像一个充实的气泡。
3. 云状: 明亮的瞬变区域为实心,但其前锋有弥散的边界。
4. 流束状: 明亮的瞬变区域有一定宽度,像是一束向外喷射的射流。
5. 射线状: 明亮区域细长有如一束射线。
6. 分离流束状: 明亮的区域形如两个或数个流束,彼此靠在一起。
7. 其他: 不能归纳入上述形态的瞬变。

应该指出,日冕仪拍摄的白光像只给出瞬变的二维形态,垂直方向的位形只能设想。比如,环状瞬变也可能对应于三维空间的一个环,或者也可能是一个拱形结构。天空实验室观测到的 77 次瞬变事件中,环状事件约占三分之一;其次是云状和实泡状,约占四分之一。大部分的理论分析也限于这三种形态。

日冕瞬变的运动学特征是一个重要的方面。一般认为,日冕瞬变几乎以等速度向外传播,或者有时有很小的加速度,个别事件也有减速的。瞬变的速度可由不同时刻日冕仪照片上亮区域的位置测量出来。如果取一次瞬变事件喷射的质量为 5×10^{15} 克,平均速度为 400 公里/秒,则其运动的动能为 10^{30} 尔格。这个能量与一次小耀斑所释放的能量相当。有的瞬变事件的运动速度和喷射质量还可以更高,使相应的动能高达 $10^{32} - 10^{33}$ 尔格,与一次大的太阳耀斑释放的能量相当或者更大。

日冕瞬变的另一个可以直接观测的量是密度分布。由日冕仪的白光像可以直接测量区域中的面密度分布。图 2 是 1974 年 1 月 10 日的一次日冕瞬变事件的密度剖面,瞬变明亮的前沿对应于密度的突然增加。值得注意的是,在明亮前沿的前边,密度有一个缓慢的增加过程,它被称为前鞘区。通常将白光的明亮阵面称为瞬变前沿,而把它前面密度开始增加的阵面称为前鞘区的前沿。直接观测只给出密度的分布。对于温度的分布至今还不能由观测提供什么概念。这样,我们还得不到一个完整的热力学量的变化情况。

可以估计,磁场的大小和位形对于瞬变过程是极为重要的。直接测量日冕磁场本身就是极为困难的,要直接测量瞬变磁场就更为困难。目前人们正用间接的方法,通过地面

观测太阳 II 型和 IV 型爆发,分析它们与瞬变的关联,从这些相关的爆发事件中估计出磁

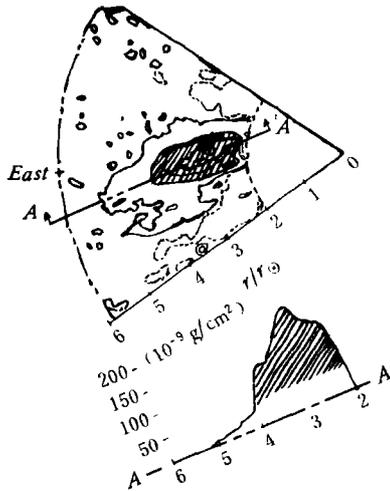


图2 1974年1月10日瞬变事件的等密度线和剖面
 Fig. 2 The density contours and profile of the coronal transient event at Jan. 10, 1974

场的量级。当然,要从时间和空间两方面同时证认射电爆发事件与日冕瞬变的相关性是不容易的。不少估计给出射电区域中的 β 值(热力学压力与磁压之比)远小于1,也有的人导出 $\beta \approx 1$ ^[9-11]。可以看出,有关磁场的数据还很不确定。

作为一种太阳活动现象,日冕瞬变过程与其他太阳活动现象(诸如耀斑、爆发日珥等)的关系是值得研究的。天空实验室观测到的日冕瞬变事件中,40%的事件与太阳耀斑有关,而50%的事件只与爆发日珥事件本身有关(这时没有耀斑),有多于70%的事件与爆发日珥或者暗条消失(也可能存在耀斑)事件有关联。与耀斑相关联的瞬变事件喷射的质量较多,喷射物质的运动速度也较大,总的动能可超过 10^{31} 尔格。而只与爆发日珥相关联的瞬变事件的能量则较小,一般不超过 10^{30} 尔格。地面的K日冕仪观测,具体地给出了爆发日珥与瞬变的相关性。在爆发日珥下方,观测到暗区域^[6],如图3所示。这样,一个瞬变事件的完整形态除去有明亮的前沿,有前鞘区,还有底部的暗特征区。根据这种相关性,人们最近测量到不少事件。它们可给出瞬变亮区域的轨迹与爆发日珥轨迹之间的关系(如图4所示)。这就为探讨瞬变机制提供了线索。

综合这些观测可以看出,瞬变事件的主要特征是大量等离子体以较大的速度通过日冕被抛射到行星际空间。观测可给出它的平面投影形态,运动轨迹和密度剖面,要完整地描述瞬变的机制还有许多因素有待于通过观测去探索。

综合这些观测可以看出,瞬变事件的主要特征是大量等离子体以较大的速度通过日冕被抛射到行星际空间。观测可给出它的平面投影形态,运动轨迹和密度剖面,要完整地描述瞬变的机制还有许多因素有待于通过观测去探索。

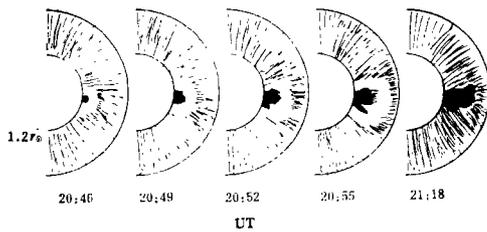
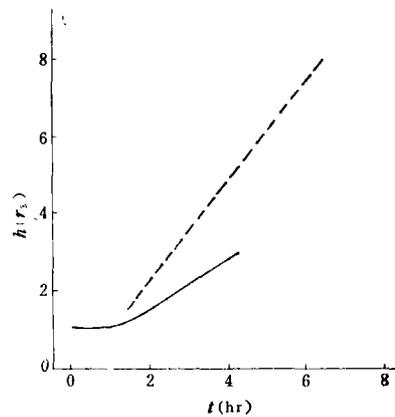


图3 1981年3月25日地面观测在日冕低层的瞬变暗区域

Fig. 3 The dark region of the coronal transient in the lower corona observed by the ground-based coronameter at march 25, 1981



---瞬变(Transient) —日珥(Prominence)
 图4 爆发日珥和日冕瞬变的典型轨迹
 Fig. 4 The typical trajectories of the eruptive prominence and the associated coronal transient

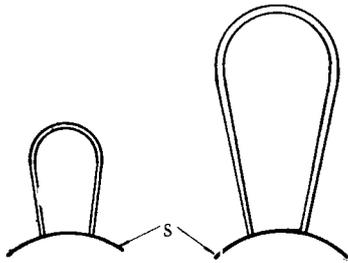
三、日冕瞬变的理论模型

日冕瞬变的理论模型至少应该涉及运动学和动力学两方面。运动学方面的问题要分析如何能使确定位形的日冕气体具有瞬变的运动特征。观测表明,在日冕底层的瞬变速度往往小于重力逃逸速度,所以运动气体是受力而被逐渐驱动的,而不是从底部直接被抛出的。与此相联系的,瞬变理论必须解释使气体克服重力向外运动的驱动力是什么,以及如何提供驱动气体的巨大能源。从动力学角度看,瞬变理论不仅要解释明亮前沿的速度变化,而且要给出整个流场的分布和所有热力学量的变化,特别是观测所给出的密度分布。瞬变的密度分布既包括明亮的前沿,也包括后面的暗区域,进一步还有前鞘区。显然这是一个非线性的气体动力学和磁流体力学过程。

以 Nakagawa、吴式灿、Dryer 等人组成的集体发展了一套用数值计算研究日冕扰动的方法^[12-16],计算初始的非平衡状态在日冕中产生的二维不定常的扰动传播过程。他们在早期曾研究什么样的初始扰动可以产生日浪、日喷和爆发日珥那样的典型运动。在日冕底部若存在一个脉冲式的热力学量(压力或密度或温度)的增加,这就会破坏原来的平衡状态,驱动气体向外运动。它压缩气体可产生压缩区和激波,对应于瞬变的明亮前沿。在流场后面也可以产生稀疏波而使密度降低,对应于底部的暗区域。二维不定常计算可以描述时间和空间变化的全部过程,给出完整的瞬变演化图案。若承认热力学量的初始脉冲则相当于认为,驱动力是热力学量的梯度,而磁场只是一个背景。当然,也可以由边界处的磁力去推动等离子体运动^[17,18]。用计算方法去模拟瞬变过程是一种很好的方法;当然,它也有一些缺点。首先,把瞬变的起因归结为底部存在热力学量的脉冲增量,在物理上有一些不确定的地方。诚然,偏离平衡状态的热力学增量会产生等离子体运动,但是,计算模型需要解释底部的增量是如何产生的。在某种意义上,这种处理方法把瞬变的能源和驱动机制的理论解释转化为如何产生热力学量的非平衡增量。其次,计算的结果依赖于计算过程的许多假设条件,因此其结论都有一定的特殊性。

近年来,很大一类理论模型是分析单个磁环的运动。基于对环状日珥的观测,可以提出如图 5 的理论模型,其中环的根部几乎固定在底部,环的两条腿近似为两个射线,而顶部向外运动。在顶部运动的同时,环的宽度逐渐增加。这样一个从观测特征归纳出来的图象是首先由 Mouschovias 和 Poland 提出的^[19]。他们认为,驱动半环运动的是电磁力。假设瞬变对应于一个扭转的磁通量管,当扭转的横向分量磁场强度比纵向分量大时,电磁应力就有一个径向力,指向外面。利用这个概念,可得到许多与观测一致的结果。Anzer 讨论了一个电流环^[20],位形也像图 5 所示。利用经典电动力学的关系,在一个瘦环上受到指向外的电磁力作用,驱动电流环向外运动。刘新萍更细致地计算了电流环模型^[21],并且分析了一个非扭转磁通量环的模型^[22],两者都得到类似的结果。所有这些模型都认为,驱动力是由环本身的电磁场所产生的,而它们也都限于讨论环的运动特征。在分析方法上,这些模型只讨论一段顶部环的运动,实际上是局部地分析运动学特征。应该指出,一个孤立电流体系构成的环内,磁场强度比周围的强,而密度一般要比外部的低。而日冕瞬变的主要特征是由明亮前沿所对应的高密度区域。这两方面需要协调。利用强磁场区域浮出

到太阳大气中,可以很容易解释瞬变底部的低密度暗区域. Low, Munro 和 Fisher 讨论了



左图为初始相,右图为发展相,S为日面
图5 环状日冕瞬变的典型模型

Fig. 5 The typical model of loop coronal transient, the left picture shows the configuration in the initial phase and the right picture is the one in the developing phase

由磁区域在根部运动而使磁通量上浮,并用此解释地面日冕仪观测到瞬变底部存在的暗区域^[23]. 事实上,只要磁通量浮出,就容易对应于低密度的暗区域,磁区域的根部可以动也可以不动,可以挤压也可以膨胀.另一方面,他们采用一个静力学模型,利用参量随时间变化而引进运动. 这种静力学解能否描述运动学过程,尚需研究.

进一步的研究考虑环与周围介质的相互作用. Pneuman 曾提出,当环的外部底侧有较高的磁压时,磁力可驱动环克服重力场而运动^[24]. 磁压的增加可能是由于底部的爆发日珥所致. Anzer 和 Pneuman 最近又提出,如果日冕环底部有磁场重联,也可以产生很大的驱动力^[25]. 这也是一种磁力驱动机制,但驱动力不是

来自环本身的电磁力,而是一种外源. 合理地产生外源的力就成了关键的问题. 另一方面,叶田曾经提出一种磁浮力的机制^[26-28]. 对一个磁环进行很细致的计算时发现,环与周围介质相互作用会受到一个磁浮力,使环作日球离心运动,而环内部的感应电磁力和热力相互作用使环本身膨胀. 当然,在具体计算磁场位形时,必须做一些特定的假设,因此,它将是一种可能的机制. 事实上,一个磁区域(包括环及其下部的磁场区域)中的等离子体可以受洛伦兹力而运动,洛伦兹力也可以与其他力平衡而使等离子体不动,也可以向下运动. 在日冕中的等离子体受力后既可向外运动,也可以向下运动. 观测到许多日冕环的运动形态是多种多样的. 在磁力起主要作用的低 β 等离子体中,物质运动主要由磁场位形决定,不仅取决于磁压梯度,还依赖于沿磁力线方向的磁张力. 所以,将日冕环模型运用于解释瞬变的运动学过程时,需要讨论什么样的磁场位形可以驱动环,并克服重力向外运动;以及为什么这种磁场位形在瞬变过程中是合理的. 目前大多数理论解释仅限于寻找第一个问题的答案,而对于第二个问题却很少涉及. 当然,如果将瞬变的明亮区域对应于强磁场区域,就还要合理地解释如何产生如图2所示的密度分布,以及同时解释底部的低密度区域.

当磁环以每秒几百公里的速度在日冕中运动时,它压缩位于磁环前面的大气而形成高密度的压缩区和激波,在它后面的稀疏流动使气体的密度变小. 如果考虑日冕环运动所产生的气体动力学效应,就可以同时解释瞬变的亮前沿及其底部的暗区域. 这个图象在二维不定常的数值计算中亦可得到. 从观测上看,太阳瞬变与耀斑和爆发日珥等活动现象密切相关. 这些活动现象都对应于有大量物质从太阳低层向外运动,它可能是一种驱动源或者触发源. 基于这些观测和理论背景,我们可以提出日冕瞬变的活塞模型^[29-31]. 由于爆发日珥或者耀斑将物质抛射入一个太阳活动区,如果活动区磁场大体是闭场,抛射物质压缩磁场而形成磁环. 磁环与抛射物质一起向外运动,在它前面形成压缩流和激波,其中的高密度区域对应于瞬变的明亮特征;在它们后面的稀疏区域中,等离子体密度降低,对应于瞬变底部的暗区域. 在对称轴附近,密度的分布与图2的观测结

果大体一致^[30]。从运动学的角度,利用观测到的爆发日珥运动轨迹作为活塞的轨迹,就可以计算它前面的激波位置和压缩流动,结果与观测的图 4 相似。这个模型可以解释日冕瞬变的主要观测特征。另一方面,如果稠密的等离子体抛射到一个基本是开放型磁场的区域,就会形成一个开放的物质射流,射流被磁场约束住。这种形态可以解释射线状或流束状的日冕瞬变^[32]。

Low 在最近求出一些不定常磁流体力学问题的相似解,其中包括有外加引力场^[33]。这种相似解曾用于讨论日冕瞬变过程。从相似理论可知,相似解只能应用于一些特定的流动过程,它要满足特定的边条件和初条件,只有当这些特定条件与具体的物理过程符合时,应用这种相似解才有实际意义。

由于日冕瞬变是一类新型的太阳活动过程,对它的观测还在初创阶段,它本身的许多特征,以及它与其他太阳活动现象的关联都还不够清楚。这些因素决定了理论研究模型也还不完备,还需要长时间的探索。

四、研究日冕瞬变的意义

太阳耀斑或者爆发日珥都是起源或者传播于日冕中的活动现象。它们都包含很大的能量。研究它们的机制在太阳物理中都很重要。近年来观测到的日冕瞬变也是一种包含巨大能量的日冕活动现象。每次瞬变抛射出大量的质量,平均每隔一天就发生一次瞬变事件。因此,瞬变事件的质量来源就是很重要的问题。每次瞬变大约需要 10^{29} 尔格以上的能量。瞬变是经常发生的事件,每年累计消耗的总能量就很大。这些能量是如何转换来的,通过什么方式转换为物质的动能,这些瞬变的中心问题对于理解太阳的其他活动机制也是很重要的。此外,作为一种太阳活动过程,日冕瞬变与其他活动现象的相互关系将是今后一段时间需要研究的课题。天空实验室在太阳活动低年观测到的瞬变发生率是 0.34 事件/天, SMM 在太阳峰年期间观测到事件频率为 0.36 事件/天,即峰年期间的发生率约比宁静年高 6%。因为瞬变与爆发日珥和耀斑有很强的相关性,这个结果是可以预料的。进一步的系统观测,将会揭示瞬变与太阳活动周期性的关联。

日冕等离子体和磁场膨胀、加速或延伸到行星际空间,形成太阳风等离子体和日球磁场。一般认为,太阳风在日球的分布是非球对称的,在时间和空间上都有许多非均匀成分。如果把太阳风看成是日冕向外的质量流,则太阳风的平均质量流量约为 10^{12} 克/秒。平均瞬变产生的质量传递率约为 2×10^{11} 克/秒,约占太阳风流量的 17%。另一方面,瞬变持续时间只有 10^3 秒左右,其瞬时流量可达 10^{12} 克/秒,与太阳风的流量同量级。因此,瞬变事件必然会影响到太阳风以及日球结构。进一步,瞬变过程作为大质量的高速流,将产生激波和压缩气体,它们会传播到行星际空间以及地球轨道附近。观测也在寻找日冕瞬变与行星际扰动事件之间的关联^[34]。同时,理论上已作了不少数值模拟实验^[35]。但是由于定不出瞬变喷射物质的方向,这两种事件之间的联系还有一些不确定的因素。

从天体物理的角度看,日冕瞬变这种使大量物质瞬时加速和驱动的过程可能与其他天体物理过程有关。一个很类似的现象是超新星爆发。瞬变与其他爆发过程不同的是,它主要是气体被驱动,并没有伴随着其他爆发过程中常有的高能现象。它驱动气体运动

的机制可能和超新星爆发时的质量抛射过程类似,这种相似性正在引起人们的兴趣。

瞬变过程主要是一种动力学过程,因此可用流体力学或磁流体力学的方法描述。研究瞬变过程促进了二维不定常磁流体力学的计算方法、理论和应用。在分析方法上,除一维不定常理论外,还发展了一些二维不定常理论。由于要包括重力、电磁力、以及压力梯度,分析方法都有一定的局限性。但是,分析的特解便于探讨某些物理机制。结合分析和数值研究的结果,可加深对瞬变的理解。

由于日冕瞬变现象的这些重要性,它成了近年来太阳物理中受到人们广泛重视的课题。对这种新的太阳活动现象的观测和理论研究还刚刚开始,要理解它的机制还有待于更进一步的分析和研究。

参 考 文 献

- [1] Tousey, R., Space Research XIII, North Holland Pub. Co., p. 714, 1973.
- [2] Howard, R. A. et al., WDC-A Report, UAG-48, NOAA, 1975.
- [3] MacQueen, R. M. et al., *Astrophys. J. Letter*, Vol. 187, L85, 1974.
- [4] Munro, R. H. et al., *Solar Phys.* Vol. 61, p. 201, 1979.
- [5] Hildner, E., *Bull. Amer. Astron. Soc.*, Vol. 13, p. 861, 1981.
- [6] Fisher, R. R. and A. I. Poland, *Astrophys. J.*, Vol. 246, p. 1004, 1981.
- [7] Munro, R. H., *Bull. Amer. Astron. Soc.*, Vol. 9, p. 371, 1977.
- [8] Hildner, E., Studies of Travelling Interplanetary Phenomena, (Ed. by M. A. Shea et al.), D. Reidel Pub. Co., p. 3, 1977.
- [9] Stewart, R. T. et al., *Solar Phys.*, Vol. 36, p. 219, and p. 203, 1974.
- [10] Gergely, P., *Astrophys. J.*, Vol. 230, p. 575, 1979.
- [11] Dulk, G. A. et al., *Solar Phys.*, Vol. 49, p. 369, 1976.
- [12] Nakagawa, Y. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 219, p. 314, 1978.
- [13] Nakagawa, Y. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 244, p. 331, 1981.
- [14] Steinolfson, R. S. and Y. Nakagawa, *Astrophys. J.*, Vol. 215, p. 345, 1977.
- [15] Wu, S. T. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 219, p. 324, 1978.
- [16] Dryer, M. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 227, p. 1095, 1979.
- [17] 刘新萍,空间科学学报,第 1 卷,第 60 页,1981.
- [18] 刘新萍,空间科学学报,第 3 卷,第 113 页,1983.
- [19] Mouschovias, T. and A. I. Poland, *Astrophys. J.*, Vol. 220, p. 675, 1978.
- [20] Anzer, U., *Solar Phys.*, Vol. 57, p. 111, 1978.
- [21] 刘新萍,天体物理学报,第 2 卷,第 240 页,1982.
- [22] 刘新萍,天体物理学报,第 3 卷,第 26 页,1983.
- [23] Low, B. C. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 254, p. 335, 1982.
- [24] Pneuman, G. W., *Solar Phys.*, Vol. 65, p. 369, 1980.
- [25] Anzer, U. and G. W. Pneuman, *Solar Phys.*, Vol. 79, p. 129, 1982.
- [26] Yeh, T. and M. Dryer, *Solar Phys.*, Vol. 71, p. 141, 1981.
- [27] Yeh, T. and M. Dryer, *Actrophys. J.*, Vol. 245, p. 704, 1981.
- [28] Yeh, T., *Solar Phys.*, Vol. 78, p. 287, 1982.
- [29] Hu, W. R., XXIV Plenary Committee on Space Research, Ottawa, p. 39, 1982.
- [30] Hu, W. R., *Astrophys. Space Sci.*, Vol. 92, p. 373, 1983.
- [31] Hu W. R., *Astrophys. Space Sci.*, Vol. 92, p. 395, 1983.
- [32] 胡文瑞,天文学报,第 24 卷,第 401 页,1983.

- [33] Low, B. C., *Astrophys. J.*, Vol. 254, p. 796, 1982.
[34] Gosling, J. T. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. 82, p. 5005, 1977.
[35] Wu, S. T. et al., *Astrophys. J.*, Vol. 219, p. 325, 1982.

The Observational Features and Theoretical Explanations of the Coronal Transients

Hu Wen-rui

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

The major observational features and theoretical models of the coronal transients are reviewed in the present paper. The coronal transient is the process with a large amount of mass ejection from the solar corona into the interplanetary space. There is 5×10^{15} grams of mass which is driven into the heliosphere with the typical velocity 500 km/sec in the period of 10^3 seconds. There are close connections between the coronal transients and the events of solar flare and eruptive prominence. As a recent discovered phenomenon of the solar activity, many theoretical explanations have suggested for the coronal transient processes in the recent years. One approach is the numerical similarity, in which the coronal transient is driven by the pulsation of one of the thermodynamical quantities or the magnetic pressure at the low corona. Several analytical models consider that the loop transient is driven by the Lorentz force in the loop, or by the magnetic pressure outside the loop, or the MHD buoyancy force of the loop. By consideration of the connection between the transient and the solar flare and eruptive prominence, piston driving model suggest that the coronal transient is driven by the ejection of the dense plasma. More researches should be completed in both the observations and the theories in future.