

文章编号: 1000-8349(2010)03-229-14



太阳过渡区爆发事件的观测 及理论研究进展

章 敏¹, 夏利东², 黄正化¹

(1. 中国科学技术大学 地球和空间科学学院, 合肥 230026; 2. 山东大学威海分校 空间科学与物理学院, 威海 264209)

摘要: 太阳过渡区爆发事件是过渡区重要的小尺度活动现象之一, 常被过渡区的紫外和极紫外谱线观测到。典型的爆发事件的寿命为 60~360 s, 现象出现时谱线形状呈非高斯形, 谱像两翼显示双向喷流结构, 喷流速度大致在 $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 与色球局地阿尔芬速度相当。普遍认为其产生原因为小尺度快速磁重联。主要回顾了爆发事件的观测特征及其光谱学诊断方法, 阐述了爆发事件的物理形成机制及与其他过渡区小尺度结构的联系, 并讨论其在太阳风形成和日冕加热过程中对物质及能量输运的影响。最后对未来爆发事件的研究提出了展望。

关键词: 太阳物理学; 太阳过渡区; 爆发事件; 紫外辐射

中图分类号: P182 **文献标识码:** A

1 引 言

太阳过渡区是色球与日冕之间大气物理参数发生剧烈变化的区域, 是高度结构化和动态的等离子体薄层。过渡区辐射大都在紫外 - 远紫外波段, 需通过空间仪器进行探测。随着空间技术的进步, 自 20 世纪 70 年代以来, 越来越多的空间探测器被投入用于太阳大气的紫外观测, 如早期的 Skylab、SpaceLab, 以及近期的 SOHO、TRACE、Hinode 等。通过对太阳的紫外观测发现: 在过渡区中, 普遍存在着各种小尺度活动现象和精细结构, 包括网络组织 (network)、网络增亮 (network brightening)、爆发事件 (explosive events, 有时也称双向喷流事件: bi-directional jets)、环状结构 (loop-like structures)、EUV 针状体 (EUV spicules)

收稿日期: 2009-09-08; **修回日期:** 2010-01-12

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (40574064, 40774080)

等。一般认为,过渡区小尺度事件是过渡区中空间尺度约 $1''$ 到几十角秒,寿命从 1 分钟到几十分钟的各种等离子体精细结构或活动事件,它们与过渡区网络磁场联系紧密。这些结构和活动事件很可能直接参与日冕加热和初始太阳风加速。因此对它们的观测和理论研究对于建立过渡区物理模型、研究日冕加热和太阳风加速有重要意义。

过渡区爆发事件为过渡区重要小尺度活动现象之一。20 世纪 80 年代首次由 Brueckner 和 Bartoe^[1] 利用美国海军实验室高分辨率光谱仪 NRL/HRTS 仪器的观测数据发现。1996 年以后,SOHO(Solar and Heliospheric Observatory) 卫星搭载的 SUMER(Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) 光谱仪被广泛用来研究爆发事件, SUMER 仪器^[2,3] 具有高的谱线分辨率、时间分辨率、空间分辨率和宽的波段,能准确反映爆发事件的运动特征及其演化过程,现阶段大部分的重要观测结果来自该仪器。

本文在第 2 章回顾过渡区爆发事件的观测特征及光谱学诊断方法;第 3 章介绍关于爆发事件的形成机制的研究;第 4 章讨论爆发事件对太阳风加速、日冕加热和日冕物质及能量输运的影响;第 5 章讨论爆发事件与其他过渡区小尺度结构的联系;最后一章进行讨论和展望。

2 过渡区爆发事件的观测特征及光谱学诊断方法

过渡区爆发事件的光谱特征是强的展宽和非高斯形状。当爆发事件发生时,在拍摄的光谱像上过渡区谱线(如 Si IV, 8×10^4 K; O IV, 1×10^5 K; C IV 1×10^5 K) 的红、蓝两翼分别或者同时明显增强,其相应的多普勒速度可达 $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 以上^[1,4-7]。根据观测到的喷流速度的不同, Bruecker 和 Bartoe^[1] 将这种现象分为两类:一类为湍动事件(Turbulent events),其空间尺度、发生率、平均速度和寿命均和后来命名的过渡区爆发事件相当;另一类为发生率较小的喷流事件(Jet events),其向上运动到日冕的等离子体速度可达 $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$,最大寿命约 80 s,喷流加速度 $5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-2}$,全球产生率 22 s^{-1} 。后一类事件应与在更高的日冕层观测

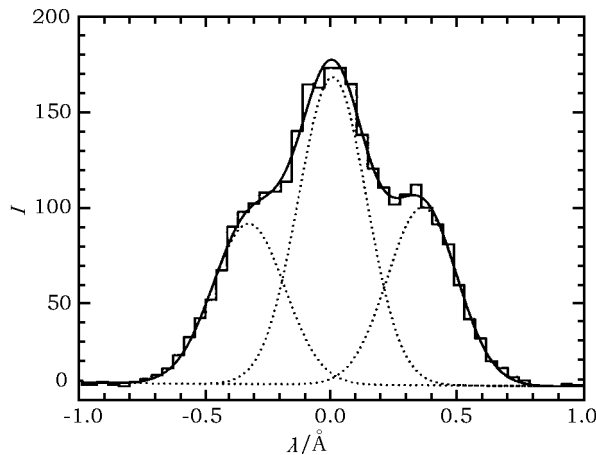


图 1 SUMER 光谱仪的 Si IV 谱线观测到的典型爆发事件^[6]

横坐标为谱线的色散分布,纵坐标为谱线强度,图中三虚线是通过三高斯曲线拟合得到的爆发事件蓝移、中心部分和红移三分量。

到的 X 射线喷流属于同一类, 和本文讨论的发生在过渡区为主的爆发事件相比, 爆发强度更大, 能量更高。随后, Cook 等人^[8] 利用 Spacelab 2 的观测数据对过渡区爆发事件进行了统计分析, 进一步发现谱线线翼的增强可以分为三种情况: 两翼均增强、仅蓝翼增强和仅红翼增强。在蓝或红翼速度大于 $50 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的 549 个事件中, 35% 蓝翼增强为主, 25% 红翼增强为主, 40% 蓝、红翼均有增强。需要指出的是, Bruecker 和 Bartoe^[1] 在发现爆发现象之初将其归为湍动事件实际上是不确切的, 如果是湍动事件, 谱线的两翼应该是同时增强, 而 Cook 等人的统计表明, 有 60% 的事件表现为两翼不同时增强。此外, Dere 等人^[7] 运用 HRTS 的 C IV 谱线观测数据对此类事件进行了进一步的分析, 发现谱线的蓝翼和红翼增强在空间上经常分离的, 这也说明不能仅仅用湍动来解释这类事件。因此, 在此后的研究中主要以爆发事件来命名这类事件。

以下是不同作者对爆发事件的参量的描述:

过渡区爆发事件的速度: Bruecker 和 Bartoe^[1] 利用 NRL/HRTS 仪器的观测数据发现的湍动事件的平均速度约为 $90 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 最大速度可达 $250 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。Dere 等人^[7] 运用 HRTS 的 C IV 谱线观测的爆发事件平均速度约 $110 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。Innes 等人^[5] 通过 SUMER 高分辨率光谱仪 Si IV 谱线对网络组织及周边四个区域的爆发事件进行定点观测。发现最壮观事件的红蓝两翼多普勒速度均可达 $180 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。爆发时蓝移增强的事件多于红移, 比值约为 2。

过渡区爆发事件的大小: Bruecker 和 Bartoe^[1] 发现的湍动事件空间尺度不足 $2''$ (约 $1\ 500 \text{ km}$)。Dere 等人^[7] 观测的爆发事件平均尺度约 $1\ 600 \text{ km}$ 。Teriaca 等人^[9] 通过 SUMER 过渡区谱线 O VI 对太阳宁静区进行扫描研究发现, 爆发事件空间尺度约为 $1\ 800 \text{ km}$ 。

过渡区爆发事件的寿命: Bruecker 和 Bartoe^[1] 发现的湍动事件平均寿命为 40 s 。Dere 等人^[7] 观测的爆发性事件平均寿命 60 s 。Innes 等人^[9] 发现典型爆发事件的寿命约 $60\sim 360 \text{ s}$ 。

过渡区爆发事件的出现率: Bruecker 和 Bartoe^[1] 发现的湍动事件全球产生率约 750 s^{-1} 。Dere 等人^[7] 发现爆发事件在宁静区出现率为 $10^{-16} \text{ m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ (相当于全球产生率为 600 s^{-1}), 冕洞的出现率为 $4\times 10^{-17} \text{ m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$; 而根据之后的 HRTS-6 飞行器数据得出爆发事件在宁静区和冕洞的出现率相同^[10]。Teriaca 等人^[5] 发现全球出现率约为 $4\times 10^{-16} \text{ m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ (相当于全球产生率为 $2\ 500 \text{ s}^{-1}$)。

过渡区爆发事件的可重复性: Innes 等人^[5] 发现爆发事件可重复出现几次, 时间可持续 30 min , 出现在最亮区域的爆发事件动力学现象最明显。Ning 等人^[11] 发现爆发事件重复出现不是随机的, 呈现 $3\sim 5 \text{ min}$ 准周期性。爆发事件的这种重现性也得到了其他作者的证实: 在冕洞边界, Doyle 等人^[12] 发现爆发事件的重现周期可从爆发开始时的 3 min 增至结束阶段的 5 min 。

过渡区爆发事件的大气和磁场环境: Porter 和 Dere^[13] 综合 HRTS 和 NSO/KP 磁图发现爆发事件产生在超米粒组织边缘的网络链中, 并远离大的磁场集聚区。Dere^[14] 根据磁图和紫外数据发现爆发事件产生时伴随着磁对消。联合高分辨率 SUMER 和 BBSO 磁场观测数据, Chae 等人^[15] 发现爆发事件很少出现在强磁场区, 但优先出现在表征磁中性线存在的弱的、混合极性磁场处。大多数爆炸事件产生时伴有光球磁通量对消, 这与之前的结论一致。Teriaca 等人^[9] 利用 SUMER 和 MDI 的数据也得到类似的结论, 即爆发事件易集中在宁静区

(包括冕洞) 网络组织边缘处或网络组织中弱的磁场处。同时, 发现爆发事件常发生在比其空间尺度大的红蓝移区域 (蓝移即代表朝向观测者的流动, 红移为背离观测者的流动)。但反之, 较大尺度的红蓝移区域 (如由大尺度磁环内等离子体流动引起的较大尺度流动) 不一定伴随着爆发事件, 尤其在强磁场集中地出现的较大速度流动不显现非高斯形状。

过渡区爆发事件的密度诊断: 爆发事件发生过程中等离子体基本参数 (如密度和温度) 的诊断对于理解其物理本质是非常重要的。Hayes 和 Shine^[16] 利用谱线对 O IV 1401 和 Si IV 1402 诊断出活动区的小爆发事件产生时密度增加。Dere^[17] 用 O IV 谱线发现爆发事件的密度约 $7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。Wilhelm 等人^[18] 也证实了爆发事件产生时密度增加。Teriaca 等人^[19] 运用谱线对 O IV 1401/1404 诊断出爆发事件产生时密度增加约 3 倍, 这个结论和 2.5 维 MHD 模拟的结果一致。同时其利用谱线对 O IV 1401/O III 703 诊断的爆发事件温度也显示增强。

过渡区爆发事件的温度诊断: 尽管爆发事件主要是被过渡区谱线观测到, 一些作者发现爆发事件发生时在色球温度谱线也有响应。Madjarska 和 Doyle^[20] 曾同时用色球 H I Lyman-6 (20 000 K) 和过渡区 S IV (200 000 K) 的谱线来研究爆发事件, 结果表明事件在色球温度谱线响应时间相对过渡区提前 20~40 s, 只是过渡区更容易被观测。Doyle 等人^[21] 发现只有少数 N V 谱线观测到的爆发事件能被温度相近的 O IV 谱线观测到。通过不同密度下的 N V、O V 谱线贡献函数与温度的关系曲线图可知: 随着密度的增加, 贡献函数的分布向低温偏移。N V 谱线强度随着密度增加而增大, 而 O IV 谱线强度却减小。作者认为大多数爆发事件产生在色球区, N V 谱线和色球谱线 C I 均有明显的增强。而 O V 谱线通量由于在密度大的区域变小, 不能探测到爆发事件。少数爆发事件产生在过渡区, N V、O V 谱线均可探测到, 而 C I 谱线探测不了。在更高的温度上, 爆发事件产生时日冕底部谱线 Ne VIII 也有响应且相对落后^[22]。而高温日冕谱线 (如 Mg X) 少有爆发事件踪迹^[23]。

过渡区爆发事件携带的物质和能量: 考虑到爆发事件对于日冕加热和太阳风的可能贡献, 不同作者对于爆发事件产生时携带的物质和能量进行了估计。Brueckner 和 Bartoe^[1] 计算爆发事件携带的平均质量约为 $2 \times 10^{10} \text{ g}$, 携带能量 (动能) 约 $6 \times 10^{19} \text{ J}$, 相当于全球平均能通量 $9 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。Cook 等人^[8] 通过 Spacelab 2 搭载的 HRTS 仪器得出爆发事件全球释放能量 $2.5 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 也仅为日冕加热所需能量的 1/20。Dere 等人^[7] 估算爆发事件质量 $6 \times 10^8 \text{ g}$, 相当于全球向上输运的质量通量为 $3 \times 10^{11} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, 动能约 $6 \times 10^{15} \text{ J}$ 。Winebarger 等人^[24] 改进了计算方法, 摒弃先前通过特征速度来估算单个事件的能量, 运用速度微分发射度估算出 490 个爆发事件平均能通量约 $(3.1 \pm 0.7) \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。全球释放能量 $10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。如果分别计算爆发事件上和下两方向的能流, 均可达到 $0.01 \sim 0.1 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。在进一步的工作中, Winebarger 等人^[25] 运用 SUMER 的 C III 等 4 条谱线观测爆发事件。相比先前工作, 该文在新的计算中加入了一个填充因子 (filling factor, 平均约 0.23), 得出全球的爆发事件同时释放能量约 $4 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 至日冕和色球。Teriaca 等人^[9] 估算爆发事件的动能约 10^{16} J , 熵约 $3 \times 10^{16} \text{ J}$, 总能量约 $4 \times 10^{16} \text{ J}$ 。整个日面的爆发事件能量约 $20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。上述研究中可以得出, 爆发事件输运的质量, 似乎可以满足由太阳风携带离开太阳的质量 ($3.5 \times 10^{11} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$)^[26], 但很多爆发事件是发生在以闭场磁场为主的宁静区, 等离子体无法被释放至高层, 无法形成太阳风。同时爆发事件不足以提供太阳高温等离子层 ($3 \times 10^5 \text{ K}$) 所需的辐射能量^[27] (约 $4 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 或 $400 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$)。

过渡区爆发事件的识别方法: 爆发事件发生时线心强度并非一定增亮, 因此不易从强度上直接判断, 而只能从谱线轮廓的特性进行诊断。我们知道: 离子的运动状态决定了相应发射谱线的形状, 其随机热的或非热运动会由于 Doppler 效应引起观测谱线的展宽, 而当辐射源等离子体团有大尺度的群体运动速度时, 同时也会因为 Doppler 效应引起观测谱线中心位置的移动^[9]。因此, 分析相应发射谱线的形状可以诊断等离子体的运动状态。一般情况下, 当考虑等离子体处于局地热力学平衡态时, 离子的热速度遵循麦克斯韦分布, 其发射的谱线形状呈高斯形状。而当观测到强的非高斯形状 (显示局部有大的运动速度) 谱线时, 我们认为该处发生了爆发事件。

前面提到过渡区爆发事件的光谱特征是强的展宽和非高斯形状, 因此判断爆发事件方法主要是基于观测谱线对于平均谱线宽度或平均谱线形状 (高斯型) 的偏离。不同作者采用的判据可能略有不同, 下面三种方法比较常见:

(1) 谱线拟合参数作为直接判据。对所有观测谱线进行高斯拟合 (见公式 1), 得到谱线拟合参数 (如峰值强度 I_{\max} 、宽度参数 σ 和中心波长位置 λ_0 等)。取出其中拟合得到的谱线宽度进行统计, 找出谱线宽度大于 3 个标准偏差的谱线。然后取连续 3~4 个像素的谱线均偏离高斯分布的地方为 1 个爆发事件^[9]。谱线拟合后的参数有峰值 (强度)、宽度、中心位置和背景连续谱强度。而最能表现爆发事件特性的是谱线宽度, 所以一般以宽度为判断参量。

$$I_{\text{res}} = I_{\max} \exp\left(\frac{-(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1)$$

(2) 利用非热速度作为判据。非热速度是某个离子谱线扣除其电离平衡时的热速度和仪器致宽之后得到的谱线宽度所对应的 Doppler 展宽速度 $v_{\text{non-thermal}}$ (见公式 2, 其中 v_{obs} 、 $v_{\text{instrument}}$ 和 v_{thermal} 分别是观测谱线宽度对应的 Doppler 速度、仪器致宽和离子的热速度)。该方法首先对所有观测谱线分别进行高斯拟合得到各自的谱线宽度, 利用谱线展宽和速度的关系将谱线展宽速度求出 (见公式 3, 其中 c 为真空中的光速、 λ_0 为谱线中心波长、 $\Delta\lambda_D = \sqrt{2}\sigma$ 为 Doppler 线宽)。接着由公式 2 得到该谱线的非热速度 $v_{\text{non-thermal}}$ 。最后, 那些具有非热速度 $v_{\text{non-thermal}}$ 大于 $45 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (即展宽大) 的谱线即判定的爆发事件谱线^[15]。实践中, 为了避免计算离子的热速度和仪器展宽, 可采用公式 4 直接计算非热速度, 其中 $\langle v_{\text{obs}} \rangle$ 是通过对所有谱线平均得到的 Doppler 展宽速度, 平均非热速度 $\langle v_{\text{non-thermal}} \rangle$ 可通过文献确定 (宁静区的平均观测值), 如 Si IV 谱线的 $\langle v_{\text{non-thermal}} \rangle$ 为 $23 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

$$v_{\text{non-thermal}} = \sqrt{v_{\text{obs}}^2 - v_{\text{instrument}}^2 - v_{\text{thermal}}^2} \quad (2)$$

$$v_{\text{obs}} = c \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} = c \frac{\sqrt{2}\sigma}{\lambda_0} \quad (3)$$

$$v_{\text{non-thermal}} = \sqrt{v_{\text{obs}}^2 - \langle v_{\text{obs}} \rangle^2 + \langle v_{\text{non-thermal}} \rangle^2} \quad (4)$$

(3) 利用观测谱线线翼的增强作为判据。取一个标准谱线 (通常对宁静区观测到的大量谱线取平均, 即相当于没有发生爆发事件的谱线) 得到一个标准谱线宽度, 利用这个标准

谱线宽度对谱线进行拟合(见公式 1, 谱线宽度参数 σ 固定、中心位置 λ_0 和峰值 I_{\max} 由每个观测谱线确定), 每个谱线蓝翼或红翼与标准谱线相比的多余部分决定了蓝移或红移的速度强弱, 两翼速度强的谱线为爆发事件谱线^[11]。Innes^[28] 给出了量化标准, 认为非高斯谱线爆发事件(Si IV 谱线)的红/蓝翼强度大于 $8 \times 10^{16} \text{ lx}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ 。Winebarger 等人^[24] 给出了量化标准是: 爆发事件(O VI 谱线)谱线非热速度宽度大于 $40 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 剩余的两翼大于 30 个光子数。

第一种方法与第二种方法仅是统计意义上的度量, 比较直观, 且量化标准明确, 便于操作。两种方法本质一致, 筛选出的均是高斯拟合后宽度大的谱线。但引起谱线宽度增大的因素较多, 少数情况不是我们想要找出的爆发事件现象。第二种方法判断爆发事件速度的阈值有人为规定因素。第三种方法是从谱线的两翼着手, 比较符合爆发事件的谱线特征, 但这种方法不易确定判断参数, 如不同谱线的蓝翼/红翼大于什么值为爆发事件。由于判断标准的不同, 在爆发事件的统计分析中会导致出现率等观测特征的一些差异, 但是从结果上看, 不同方法得到的统计结果基本上是吻合的。

3 过渡区爆发事件的形成机制

Dere 等人^[7] 运用 HRTS 的 C IV 谱线观测发现, 爆发事件发生时谱线的蓝翼和红翼增强在空间上经常分离, 据此认为不是由湍动引起的, 而应该是由磁场的活动所驱动。因此, 要理解爆发事件的形成机制, 联合磁场的观测是必要的手段。对爆发事件产生时磁场特性及演化的研究可追溯到早期的 HRTS 飞行时期。Bruecker 等人^[29] 报道过在 Spacelab-2 飞行时期靠近太阳黑子的爆发事件伴随着磁场的浮现。Porter 等人^[30] 观测的 SMM 数据显示爆发事件与小的磁偶极子相联系。近年来, 通过 NSO/KP(Kitt Peak)、SOHO/MDI(Michelson Doppler Imager) 等磁图发现爆发事件经常出现在网络组织链周围、弱的混合极性磁场区域^[15]。

Dere 等人^[10] 发现爆发事件出现在磁对消区附近, 且其速度与强度为 $2 \times 10^{-3} \text{ T}$ 的磁场在色球层的阿尔芬速度相当, 因此可以用 Petschek 提出的快速磁重联模型来解释。Petschek 磁重联模型又称为磁场的快速湮灭机制或快速磁场重联机制。Petschek 模型的扩散区局限在一个小区域中, 而电流片两侧磁场不是严格平行的。在扩散区中性线附近磁场法向分量很小, 所以中性线附近磁扩散总是主要的过程。但模型中扩散区相对很小, 而在其余的磁分隔面中磁场法向分量可以足够大, 以致慢波传播是最主要的过程。等离子体被慢激波加速, 导致外流区中出现高速流, 磁能主要通过慢激波转换为等离子体流动的能量^[31]。流出扩散区的等离子体流动速率近似等于扩散区边缘处的局地 Alfvén 速率。这与观测的爆发现象相似。Porter 和 Dere^[13,32] 综合 HRTS 和 NSO/KP 磁图发现爆发事件产生在超米粒组织边缘的网络链中、远离大的磁场集聚区。对流运动导致分散的磁力线相互作用引起爆发事件。Innes 等人^[33] 结合爆发事件的谱线演化特征和 Petschek 磁重联模型, 详细阐述了两者之间的紧密联系, 并指出磁重联是太阳等离子体加速的基本机制。Chae 等人^[6] 认为色球喷流为触发小尺度快速磁重联的入流。色球喷流约 $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度与爆发事件磁重联所需的入流速度相吻合, 而且爆发事件很少出现在色球温度 $4 \times 10^4 \text{ K}$ 以下。这个温度也是入流速度约 $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 时形成中性片、产生磁重联所需温度的底线。Innes 等人^[34] 运用可压缩 MHD 方程组对相应的磁重联进

行模拟, 初始条件选择日冕和色球的磁环结构。得出流向日冕方向的喷流更强且比流向色球喷流超前。但这个模型只能再现谱线多普勒速度强的两翼部分, 不能解释双向喷流的低速度中心亮壳部分。Roussev 等人^[35-37]用过渡区的参数来研究磁重联。爆发事件产生过程中等离子体分离, 模拟过程考虑非电离平衡。他们发现发射谱线受初始条件影响剧烈, 只要电流片处物质密度增加, 就能产生滞后于谱线两翼的中心亮壳辐射, 这与观测一致。Jin 等人^[38,39]通过模拟过渡区的磁重联, 认为反向磁场线被超米粒对流聚集到一起产生磁重联, 观测到的双向喷流就是重联后的出流。Karpen 等人^[40]和 Fan 等人^[41]的数值模拟也得出相同结论。

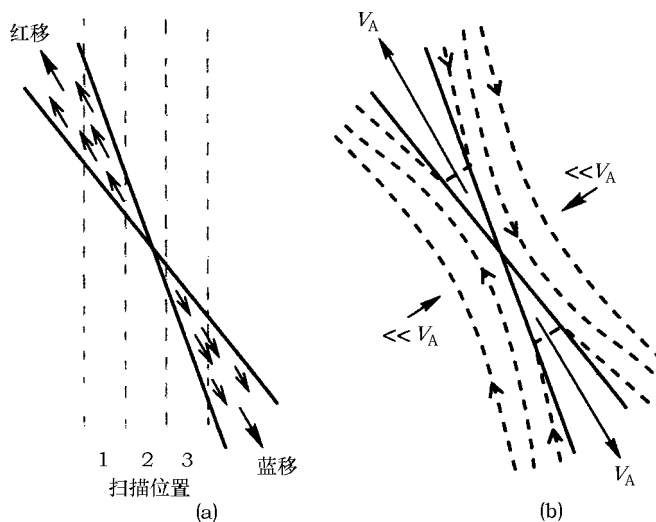


图 2 爆发事件的磁重联示意图^[33]

图 (a) 是根据观测到的爆发事件的喷流速度随光谱仪狭缝扫描位置 (图中标注的 1、2、3 区域, 蓝移即朝向观测的移动, 红移为背离观测的移动) 的变化而重构的爆发事件速度场, 其形状符合磁场重联的预期; 图 (b) 为磁重联模型, 虚线表示磁力线, 箭头表示等离子体流动方向, 出流即喷流速度与局地 Alfvén 速度 V_A 相当, 入流速度 $\ll V_A$ 。

对于爆发事件重复出现现象, Karpen 等人^[40]和 Fan 等人^[41]认为是间歇的磁重联伴随着电流片中零星磁岛的喷出。Ning 等人^[11]提出了可能是 3 min 或 5 min 的太阳表面振动波 (P 模) 促使了磁力线的汇聚, 产生磁重联。Banerjee 等人^[42]和 De Pontieu 等人^[43]发现 P 模振荡可通过网络组织强的磁流管从光球泄漏至色球。Chen 等人^[44]通过 2.5 维 MHD 数值模拟发现: 当从光球底边界加入 5 min 周期的 P 模日震波后, 日震波调制磁重联使之呈现准周期性, 且周期从色球的内禀周期 (3 min) 过渡到驱动周期 (5 min)。此外, 他们还指出过渡区爆发事件对应的磁重联其实很可能发生在色球层, 重联点大约在太阳表面上 1 900 ~ 2 150 km 处。

爆发事件产生时常伴随磁力线对消^[13,15]。事件产生时常伴有双向喷流, 速度与当地阿尔芬速度相当, 相同区域可重复出现^[11,12], 且爆发事件的寿命仅几分钟, 远小于光球磁场演化的时间。所以普遍认为事件产生原因为小尺度快速磁重联。但近年来 Tarbell 等人^[45,46]提出了激波产生爆发事件理论, 即流体动力学累积产生过渡区各种小尺度增亮和喷流现象。该理论认为太阳表面 (光球层) 磁流管由于对流运动相互碰撞、重联后易形成弹性牵引, 产生声波或

磁流体力学波。这些波在分层的大气层上传播时易形成激波，这些激波通常有复杂的不规则三维波阵面。自聚焦和激波与激波间不同位形的碰撞致使能量高速累积并产生三种可能的结果：能量全部转化为热能、全部转化为动能（剧烈的等离子体喷流）和部分热能部分喷流。上述机制可以用来解释过渡区观测到的多种瞬变现象。特别是，在某些特殊的几何位形下可发生少见的圆柱状自聚焦，产生类似 Guderley 效应的圆柱积累，在交点产生强的双向喷流，形成可观测爆发事件^[45]。随后 Tarbell 等人^[46]和 Ryutova 等人^[47]进一步通过 TRACE、MDI 和 SUMER 数据验证之前的理论，解释了过渡区各类现象，并详细阐述了光球层和色球 / 过渡区之间的力 - 电耦合机制。他们指出爆发事件可分为两类：一类由负能波 (negative energy waves) 的非线性爆发不稳定产生，另一类由激波与激波间直接碰撞产生。第一类爆发事件产生特征：高于 $40 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 流速、伴随着强度增亮和高的出现率；第二类爆发事件产生时常在磁场弱的区域 (如 cell 或零磁点区)、无或少有增亮现象、寿命短。Ryutova 等人^[47]发现不足 10% 的爆发事件由激波波前碰撞产生，大部分由激波后的向下束流触发的不稳定产生。Ryutova 等人^[48]进一步通过 TRACE (C IV) 和 SUMER (O VI) 数据演示了 MHD 激波产生过渡区现象的过程。当激波平行碰撞时无束流产生，而激波交叉相遇时，能量一部分加热，另一部分产生束流。碰撞的角度越大，束流越强。

综上所述，由磁场重联活动最终导致过渡区爆发事件的形成看来是一个普遍的共识，但是对于是由发生在较高高度上的磁重联直接导致喷发，还是由发生在较低大气层的重联活动间接地导致爆发事件的形成？目前还不能直接证明，可能需要更多的观测和模型计算来确定。

4 过渡区爆发事件与太阳风起源和日冕加热

过渡区爆发事件等小尺度活动现象与日冕加热以及太阳风起源的关系问题一直是太阳过渡区物理研究中的一个重要问题。

日冕加热机制中重要观点之一是 Parker^[49]提出的纳耀斑模型。纳耀斑模型认为由于太阳大气中的磁力线的扭转，形成许多小电流片。小电流片不断发生磁重联，产生许多能量约 10^{17} J 纳耀斑事件。这些纳耀斑事件作为基本耗散元在日面普遍存在，当众多的纳耀斑间隙式爆发时，日冕就能被有效地加热。理论研究表明：不同尺度的磁重联产生不同能量的爆发事件，统计研究表明这些爆发事件的发生频率随能量的分布函数大致呈幂律分布，即 $f \simeq E^{-\alpha}$ 。由该函数的积分形式可知，当 α 大于 2 时，总能量由能量小的事件决定；而 α 小于 2 时，总能量由能量大的事件决定。如果能量小的纳耀斑是有效的太阳加热机制，那么得到的事件能量分布函数的幂指数 α 必须大于 2^[50-52]。Crosby 等人^[53]通过大量能量约 10^{21} J 太阳耀斑硬 X 射线爆发得出 α 约 1.8。由小的事件 (如 EIT 和 TRACE 观测的过渡区增亮事件) 得出来的 α 指数不太一致：Krucker 等人^[54]分析能量在 $10^{17.9} \sim 10^{19.2}$ J 区间的事件的 α 指数为 2.3~2.4；Parnell 等人^[55]得到 $10^{17} \sim 10^{19}$ J 区间的事件的 α 指数为 2.0~2.4；Aschwanden 等人^[56]得到 $10^{16} \sim 10^{19}$ J 区间的事件的 α 指数为 1.8。爆发事件为过渡区最主要的小尺度现象之一，虽然全球爆发事件能量 ($20 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$) 不足以提供日冕加热所需能量 ($400 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$)。但 Winebarger 等人^[25]发现 $10^{15.7} \sim 10^{18.1}$ J 区间的爆发事件的 α 指数为 2.9 ± 0.1 ， α 指数大于 2，总能量由

小事件决定。如果更精确的仪器能探测到日面普遍存在能量约 10^{15} J 的小事件, 这些小事件就能够提供足够的能量加热日冕, 从而在观测上证明纳耀斑模型。

日冕加热机制中另一重要观点是阿尔芬波耗散机制。阿尔芬波群速度沿磁场方向, 速度值为阿尔芬速度, 可将光球下速度场的扰动能量传递到日冕^[57,58]。Hollweg 等人^[59,60]提出磁环共振吸收阿尔芬波的耗散机制。磁环可以吸收与其固有频率一致的阿尔芬波, 通过阿尔芬波与磁环中的等离子体之间的共振相互作用实现磁能向热能转换。近年来观测发现离子优先加热现象, 只有回旋共振加热机制能合理解释: 即波在平行于磁场传播过程中, 当离子的回旋频率 ($\gamma \propto \frac{Z}{A}B$, Z/A 是核质比) 与波的电矢量频率大小相同时, 波粒能量发生交换, 粒子温度增加。具有低回旋频率的离子与波先发生共振, 即质核比高的离子优先加热, 温度比其他离子高^[61,62]。小尺度的磁重联被认为是激发高频阿尔芬波的一个机制^[63]。Hinode 卫星的最新观测表明较大的喷流事件发生时伴随阿尔芬波的产生^[64]。然而, 过渡区爆发事件是否激发阿尔芬波仍然是一个有待观测证实的问题。

太阳风是如何从太阳表面加速, 最后在行星际空间形成 $400 \sim 800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度, 是太阳物理学研究中的另一个重大课题。由于过渡区是太阳色球和日冕的过渡区域, 因此过渡区的爆发事件和初始太阳风形成的关系问题一直是一个被广泛关注的课题。一般认为, 高速太阳风起源于冕洞, 那么又是如何形成的呢? SOHO 飞船发射运行之后, 许多作者对这一问题进行了细致的研究。Hassler 等人^[65]和 Wilhelm 等人^[66]利用紫外光谱的多普勒频移和强度分布图确定太阳风高速流起源于网络组织边界。Xia 等人^[67,68]用 SUMER 仪器的色球至日冕光谱分析了赤道冕洞内等离子体的动力学特性以及和网络磁场的关系, 证实初始太阳风流与冕洞内单极磁场的聚集关系密切。Tu 等人^[69]利用 SUMER 的等离子体多普勒速度和强度的信息, 附加 MDI 光球层磁场的的数据, 确定太阳风起源于光球层以上 $5 \times 10^6 \sim 2 \times 10^7$ m 高度之间的磁漏斗状结构中。光球层的超米粒组织对流使小的磁环底部发生水平移动, 同时动能转化为磁能并且储存在这些磁环中。磁环和漏斗状磁场 (开放磁场) 发生重联, 能量会转移到漏斗状磁场结构中。在较高的高度上, 磁漏斗结构和周围磁环的重联逐渐停止, 能量和质量垂直方向的转移占主导地位。等离子体在漏斗结构中被加速, 最终一部分等离子体释放形成太阳风。根据 Tu 的理论: 只有小磁环中的等离子体被对流牵引到漏斗区底部, 通过磁重联再向外释放出来, 才能加速形成太阳风。近年来, 人们认为稳定均匀的太阳风可能是间隙式、脉冲式瞬变重联喷射的叠加。磁重联产生的爆发性事件经常出现在网络周围且可出现在 Tu 等人估算的太阳风起源位置对应的温度。如果爆发事件的高速等离子体流在漏斗状磁场中得到加速和加热并沿着开放磁力线向上运动, 最终可被释放。极区冕洞内大部分为开放性磁场, 该区域爆发事件的高速等离子体流可能为太阳风的一部分。所以爆发事件是我们研究太阳风问题不可忽视的重要线索。可以通过现象学研究, 熟悉其等离子体的动力学特性 (温度、速度、密度、强度), 找到解决问题的突破口。

5 过渡区爆发事件与其他小尺度结构间的关系

爆发事件与过渡区其他小尺度结构 (如闪烁物 blinker 和 EUV 针状体) 的联系一直被

人们所关注。闪烁物首次被 Harrison 等人^[70]用 SOHO 的 CDS(Coronal Diagnostic Spectrometer) 分光计的 O III, O IV, O V 紫外谱线发现,是经常出现在网络组织区的过渡区小尺度辐射增强现象。空间尺度约为 6 000 km,平均寿命 16 min,强度增强 1.8 倍,常出现在网络组织中强单极磁场区域。SOHO/CDS 观测的闪烁物多普勒速度为 $-10 \sim 20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$,以红移为主^[71]。近年来许多文献探究闪烁物与爆发事件的联系,多数认为两者是过渡区不同小尺度现象^[72-74]。但也有一些观测相似性,如有些产生在网络内部的爆发事件发生时强度增强,这些增强现象可被 CDS 仪器判断为小的闪烁物事件。SUMER 仪器观测到闪烁物由一些类似爆发事件的单元增亮事件(unit brightening events)组成。这些单元增亮事件寿命约 2~3 min,尺度 $3'' \sim 5''$,与爆发事件接近。多个单元增亮事件组成的闪烁物谱线也出现两翼增宽现象^[75]。Chae 等人^[75]认为爆发事件和闪烁物产生机制有共同性,均可用磁重联解释,只是两者产生磁重联的位形不同。爆发事件大多发生在网络组织边缘处,那里聚集着弱的极性复杂的磁力线,该区域内大磁环(连接网络组织与网络组织间)和小磁环(网络组织到网络内部)产生重联,重联的磁力线角度大于 90° ,易观测到喷流;而闪烁物所在的磁场在网络组织中心处,聚集着强复杂极性的磁力线,相邻网络组织的大磁环间相互作用产生重联,重联的磁力线角度小于 90° ,无显著的喷流现象。综合比较爆发事件和闪烁物的特征,发现爆发事件的全球出现率要高得多,约为闪烁物的 60 倍,而其覆盖的空间尺度、寿命却比闪烁物要低得多,约为爆发事件的 1/10。此外,观测到的闪烁物的多普勒速度比爆发事件的速度也要小得多。因此,在现有的观测条件下,普遍认为这两种活动事件应属于不同现象,尽管有证据表明它们可能都和磁场活动有关,但仍需要不同的机制加以解释。需要指出的是:观测两个现象所用仪器的分辨率和灵敏度差异,判定两个现象的方法不同等因素也可能造成它们的特征差异。对于两者的关系还需通过分辨率更好的仪器来证实^[76]。

和 $\text{H}\alpha$ 针状体一样,EUV 针状体是太阳临边的主要观测现象^[77]。其宽度在 $10'' \sim 20''$ 之间,温度约 $2 \times 10^4 \sim 2 \times 10^5 \text{ K}$,寿命大约为几分钟,密度约 $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$,向上喷流的速度约 $30 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ^[4,77]。EUV 针状体像覆盖在 $\text{H}\alpha$ 针状体的热鞘^[78]。Wilhelm^[4]认为爆发事件与 EUV 针状体关系紧密。网络内部的冷等离子流向网络边缘,在网络边缘产生磁重联,等离子得到加热、加速,产生爆发现象。爆发事件产生的喷流与 EUV 针状体一起运动直至回落,等离子体上升与下降的多普勒速度抵消,我们只能观测到没有抵消的红移部分,这与过渡区常见谱线红移现象相符合。Innes 等人^[28]分析日面上观测到的爆发事件的空间演化,推断爆发事件可以到达日冕高度,形成临边可观测的巨针状体。Popescu 等人^[22]发现爆发事件与巨针状体谱线宽度图类似,两者谱线均有蓝/红翼。部分 EUV 针状体与爆发事件产生时均具有 5 min 周期性,理论研究发现周期性均与 P 模振荡触发磁重联有关^[43,79,80]。

研究分析太阳过渡区观测到的各种小尺度结构之间的联系对于深入理解过渡区的物理本质具有重要意义。然而,由于目前观测使用的紫外光谱仪的空间和时间分辨率仍有待提高,各类现象的具体形态特性、产生原因,还需大量观测数据的类比和理论研究的完善,才能深入了解。

6 讨论与展望

经过二十多年的观测和研究, 我们对过渡区爆发事件已有了较全面的了解。但在研究过程中也遇到一些问题, 未来我们需加强以下几方面的工作。

(1) 文献中爆发事件的判断方法很多, 每种方法都有优点也有不足, 我们需在方法上进行完善, 找出一个通用、准确的判断方法。这样就能对全日面进行定量统计, 得到更为精确的观测结果。

(2) 爆发事件与过渡区其他小尺度结构之间的联系需进一步得到确认。过渡区是一个高度动态的等离子层, 其中的精细结构很多, 各个结构间联系有助于我们更好地认识太阳过渡区的物理本质。

(3) 由磁场重联活动最终导致过渡区爆发事件的形成看来是一个普遍的共识, 但是对于是由发生在较高高度上的磁重联直接导致喷发, 还是由发生在较低大气层的重联活动间接地导致爆发事件的形成? 仍需今后观测的深入和理论的完善才能得到满意答案, 这对日冕加热和太阳风加速问题的解决也有着推动作用。

(4) 从观测手段方面来说, 目前观测所用仪器主要是 SUMER 紫外光谱仪。SUMER 的观测波段 $500 \sim 1\,600 \text{ \AA}$, 谱线的形成温度 $10^4 \sim 2 \times 10^6 \text{ K}$, 一级谱分辨率 0.044 \AA/pixel (二级谱分辨率 0.022 \AA/pixel), 空间分辨率 $1''$, 时间分辨率为几秒以上, 速度分辨率 $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。如果有更高的谱线分辨率、时间分辨率、空间分辨率和宽波段的仪器, 就能更准确地反映爆发事件的运动特征及其演化过程, 还能探测更微小的过渡区精细结构^[81,82]。

高分辨率紫外光谱观测也是未来太阳大气研究的发展趋势, 如欧洲航天局计划中 Solar Orbiter 飞船搭载的光谱仪将达到 70 km 的空间分辨率 (SUMER 的分辨尺度约为 $1\,000 \text{ km}$)。总之, 随着技术的进步、仪器精度的提高和方法的完善, 爆发事件现象将被更全面地认知。这对建立过渡区物理模型和完善过渡区理论, 研究日冕加热和太阳风加速, 有着举足轻重的作用。

参考文献:

- [1] Brueckner G E, Bartoe J-D F. *ApJ*, 1983, 272: 329
- [2] Wilhelm K, Curdt W, Marsch E, et al. *Solar Physics*, 1995, 162: 189
- [3] Wilhelm K, Lemaire P, Curdt W, et al. *Solar Physics*, 1997, 170: 75
- [4] Wilhelm K. *A&A*, 2000, 360: 351
- [5] Innes D E, Brekke P, Germerott D, Wilhelm K. *Solar Physics*, 1997, 175: 341
- [6] Chae J, Wang H, Lee C Y, et al. *ApJ*, 1998b, 504: L123
- [7] Dere K P, Bartoe J-D F, Brueckner G E. *Solar Physics*, 1989a, 123: 41
- [8] Cook J W, Lund P A, Bartoe J-D F, et al. In *Colorado Univ., 5th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, Berlin: Springer, 1987, 291: 150
- [9] Teriaca L, Banerjee D, Falchi A, et al. *A&A*, 2004, 427: 1065
- [10] Dere K P, Bartoe J-D F, Brueckner G E, et al. *JGR*, 1991, 96: 9399
- [11] Ning Z, Innes D E, Solanki S K. *A&A*, 2004, 419: 1141

- [12] Doyle J G, Popescu M D, Taroyan Y. *A&A*, 2006, 446: 327
- [13] Porter J G, Dere K P. *ApJ*, 1991, 370: 775
- [14] Dere K P. *Advances in Space Research*, 1994, 14: 13
- [15] Chae J, Wang H, Lee C Y, et al. *ApJ*, 1998a, 497: L109
- [16] Hayes M, Shine R A. *ApJ*, 1987, 312: 943
- [17] Dere K P. *Advances in Space Research*, 1994, 14: 13
- [18] Wilhelm K, Innes D E, Curdt W, et al. *Solar Jets and Coronal Plumes*, Guadalupe, France, ESA-SP, 1998, 421: 103
- [19] Teriaca L, Madjarska M S, Doyle J G. *Solar Physics*, 2001, 200: 91
- [20] Madjarska M S, Doyle J G. *A&A*, 2002, 382: 319
- [21] Doyle J G, Ishak B, Ugarte-Urra I, et al. *A&A*, 2005, 439: 1183
- [22] Popescu M D, Xia L D, Banerjee D, et al. *Advances in Space Research*, 2007, 40: 1021
- [23] Teriaca L, Madjarska M S, Doyle J G. *A&A*, 2002, 392: 309
- [24] Winebarger A R, Emslie A G, Mariska J T, et al. *ApJ*, 1999, 526: 471
- [25] Winebarger A R, Emslie A G, Mariska J T, et al. *ApJ*, 2002, 565: 1298
- [26] Schwenn R. *Solar Wind Five*, NASA Conference Publication, 1983, 2280: 729
- [27] Dere K P, Mason H E. *Solar Physics*, 1993, 144: 217
- [28] Innes D E. *A&A*, 2001, 378: 1067
- [29] Brueckner G E, Bartoe J-D F, Cook J W, et al. *ApJ*, 1988, 335: 986
- [30] Porter J G, Moore R L, Reichmann E J, et al. *ApJ*, 1987, 323: 380
- [31] 王水, 李罗权. *磁场重联*, 合肥: 安徽教育出版社, 1998
- [32] Porter J G, Dere K P. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1989, 21: 852
- [33] Innes D E, Inhester B, Axford W I, et al. *Nature*, 1997b, 386: 811
- [34] Innes D E, Tóth G. *Solar Physics*, 1999, 185: 127
- [35] Roussev I, Galsgaard K, Erdélyi R, et al. *A&A*, 2001a, 370: 298
- [36] Roussev I, Galsgaard K, Erdélyi R, et al. *A&A*, 2001b, 375: 228
- [37] Roussev I, Doyle J G, Galsgaard K, et al. *A&A*, 2001c, 380: 719
- [38] Jin S -P, Hao L, Shen J T. *ChJAA*, 2000, 24: 224
- [39] Jin S -P, Inhester B, Innes D E. *Solar Physics*, 1996, 168: 279
- [40] Karpen J T, Antiochos S K, Devore C R. *ApJ*, 1995, 450: 422
- [41] Fan Q L, Feng X S, Xiang C Q, et al. *Physics of Plasmas*, 2003, 10: 4575
- [42] Banerjee D, O'Shea E, Doyle J G, et al. *A&A*, 2001, 371: 1137
- [43] De Pontieu B, Erdélyi R, James S P. *Nature*, 2004, 430: 536
- [44] Chen P F, Priest E R. *Solar Physics*, 2006, 238: 313
- [45] Tarbell T, Ryutova M, Covington J, et al. *ApJ*, 1999, 514: L47
- [46] Tarbell T, Ryutova M, Shine E. *Solar Physics*, 2000, 193: 195
- [47] Ryutova M, Tarbell T. *ApJ*, 2000, 541: L29
- [48] Ryutova M, Tarbell T. *Physical review letters*, 2003, 90: 191101
- [49] Parker E N. *ApJ*, 1998, 529: 554
- [50] Hudson H S. *Solar Physics*, 1991, 133: 157
- [51] Haisch B, Strong K T, Rodono M. *ARA&A*, 1991, 29: 275
- [52] Porter J G, Fontenia J M, Simnett G M. *ApJ*, 1995, 438: 472
- [53] Crosby N B, Aschwanden M J, Dennis B R. *Solar Physics*, 1993, 143: 275
- [54] Krucker S, Benz A O. *ApJ*, 1998, 501: L213
- [55] Parnell C E, Jupp P E. *ApJ*, 2000, 529: 554
- [56] Aschwanden M J, Tarbell T D, Nightingale R W, et al. *ApJ*, 2000, 535: 1047
- [57] 王华宁. *天文学进展*, 1996, 14: 204
- [58] 杜世刚. *等离子体物理*, 北京: 原子能出版社, 1998

- [59] Hollweg J V. ApJ, 1984, 277: 392
- [60] Hollweg J V, Isenberg P A. JGR, 2002, 107: 1147
- [61] Tu C Y, Marsch E. ApJ, 1997, 171: 363
- [62] Tu C Y, Marsch E, Wilhelm K, et al. ApJ, 1998, 503: 475
- [63] Axford W I, McKenzie J F, Sukhorukova G V, et al. Space Science Reviews, 1999, 87: 25
- [64] Banerjee D, O'Shea E, Doyle J G. A&A, 2000, 355: 1152
- [65] Hassler D M, Dammasch I E, Lemaire P, et al. Science, 1999, 283: 810
- [66] Wilhelm K, Dammasch I E, Marsch E, et al. A&A, 2000, 353: 749
- [67] Xia L D, Marsch E, Curdt W, et al. A&A, 2003, 399: L5
- [68] Xia L D. Ph.D. Thesis. Göttingen: Georg-August-Univ., 2003: 1
- [69] Tu C Y, Zhou C, Marsch E, et al. Science, 2005, 308: 519
- [70] Harrison R A. Solar Physics, 1997, 175: 467
- [71] Bewsher D, Parnell C E, Harrison R A. Solar Physics, 2002, 206: 21
- [72] Madjarska M S, Doyle J G. A&A, 2003, 403: 731
- [73] Peter H, Brković A. A&A, 2003, 403: 287
- [74] Brković A, Peter H. A&A, 2004, 422: 709
- [75] Chae J, Wang H, Goode P, et al. ApJ, 2000, 528: L119
- [76] Bewsher D, Innes D E, Parnell C E, et al. A&A, 2005, 432: 307
- [77] Xia L D, Popescu M D, Doyle J G, et al. A&A, 2005, 438: 1115
- [78] Sterling A C. Solar Physics, 2000, 196: 79
- [79] Pike C, Mason H. Solar Physics, 1998, 182: 333
- [80] Nishizuka N, Shimizu M, Nakamura T, et al. ApJ, 2008, 683: L83
- [81] 田 晖, 谭 博, 夏利东等. 天文学进展, 2009, 27: 1
- [82] 田 晖, 夏利东, 何建森等. 天文学进展, 2009, 27: 193

Observational and Theoretical Studies on Explosive Events in the Solar Transition Region

ZHANG Min¹, XIA Li-dong², HUANG Zheng-hua¹

(1. School of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

2. School of Space Science and Physics, Shandong University at Weihai, Weihai 264209, China)

Abstract: Explosive events are small-scale dynamic events often detected in the far and extreme ultraviolet (FUV/EUV) spectral lines of the Sun, which are emitted mainly by the solar transition region. They have a small spatial scale of about 1500 km and a short lifetime of about 60 s on average. As transient events and jets, they are characterized by non-Gaussian and broad profiles with an enhancement of emission in the blue/red wings resulting from a high velocity component. Typically, these bi-directional streams have an average line-of-sight velocity of $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, which is comparable to the local Alfvén velocity in the chromosphere. Explosive events tend to

occur along the boundaries of the magnetic network and in cell regions, where weak mixed-polarity magnetic features are present. Because typical explosive events produce apparently bi-directional flows with high velocities, they have been suggested to be a consequence of small-scale magnetic reconnection. Sometimes, explosive events are also found to burst repeatedly in the same region, which may be caused by repetitive reconnection triggered by P-modes or transverse oscillations of the flux tubes. Although explosive events are best seen in typical transition-region lines, they can also be detected in spectral lines with a wide formation temperature ranging from about $1 \times 10^4 \sim 5 \times 10^5$ K. When an explosive event can be seen in a chromospheric line (H I Ly 6, 20 000 K), a delay time of about 20 ~ 40 s in the response of the transition-region line (S IV, 200 000 K) has been observed. However, there are almost no explosive events seen in coronal lines such as the Mg X line. Relationship between explosive events and other small-scale events observed in the transition region, such as blinkers and EUV spicules has also been investigated during the SOHO era. It is found that explosive events have the size and duration which are comparable to unit brightening events which may constitute blinkers. Nevertheless, statistical studies by some authors have suggested that explosive events and blinkers are different phenomena, although sometimes they can be observed to occur cospatially and coincidentally. On the other hand, some studies show evidence that explosive events may be associated with macrospicules observed at EUV wavelengths above the solar limb. Analysis of the energetics of explosive events indicates that the energy flux released by these events might be insignificant for heating the solar atmosphere globally. However, the mass flux carried by such events could become a significant source of the solar wind in the coronal-hole region. In this paper, the observational characteristics of explosive events are firstly reviewed and the methods used to identify them are described. Then the formation mechanism of explosive events, their possible relation with other small-scale dynamic events observed in the transition region and the impact on coronal heating and nascent solar wind are discussed. Finally, the future study of explosive events is prospected.

Key words: Solar Physics; Solar transition region; Explosive event; EUV radiation