

文章编号: 1000-8349(2009)04-0291-10



CME 速度的投影效应改正方法

高朋鑫^{1,2}, 李可军¹

(1. 中国科学院 国家天文台/云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院 研究生院, 北京 100049)

摘要: 目前观测得到的日冕物质抛射 (coronal mass ejection, CME) 只是其在天空平面的投影, 其观测参量与真实参量之间存在一定的差异。而 CME 的速度是对其地磁效应有决定性影响的参量, 因此对 CME 测量速度作投影效应改正是一个重要的研究课题。综述了近年来对 CME 测量速度进行投影效应改正的方法, 并指出了这些投影效应改正方法中存在的一些问题和进一步的研究方向。

关键词: 太阳物理学; 太阳活动; 日冕物质抛射 (CME)

中图分类号: P182.6⁺2 **文献标识码:** A

1 引 言

日冕物质抛射 (coronal mass ejection, CME) 是尺度最大、最为壮观的太阳活动现象, 同时也是影响近地空间环境和驱动日地空间灾害性天气最主要的太阳爆发事件^[1]。其携带的巨大能量和物质, 大量的高能射线和高能粒子被抛射到行星际空间, 能引起近地空间的地磁暴、电离层暴、极光等现象, 从而会导致地球上电网超负荷、通讯中断等后果, 影响人类的正常生活。因此对 CME 的研究是与人类生活密切相关的。

1971 年 12 月 14 日人类第一次观测到 CME。到 2007 年底, 第 7 个轨道太阳观测台 (the seventh Orbiting Solar Observatory, 简称 OSO-7) 在运行的 19.5 个月里已经观测到 27 个 CME; 天空实验室 (Skylab) 在 227 天中观测到 115 个 CME; 太阳风卫星 (Solwind) 和太阳峰年卫星 (Solar Maximum Mission, SMM) 的投入工作, 使观测到的 CME 数急剧增大; 太阳和太阳风层探测器 (Solar and Heliospheric Observatory, SOHO) 卫星上搭载的大视角分光日冕仪 (Large Angle and Spectrometric Coronagraph, LASCO, 由 3 个相互嵌套的日冕仪 C1、C2

收稿日期: 2008-10-20; **修回日期:** 2009-04-06

基金项目: 国家自然科学基金 (10573034 和 40636031); 国家重点基础研究发展计划 (2006CB806300); 中国科学院创新研究项目和创新方向性项目资助

和 C3 组成) 在 1996—2007 年间观测到的 CME 数超过了 13 000。基于这些观测数据得到了许多 CME 基本物理参量的统计特征^[2-5]。然而由于目前观测的 CME 只是其在天空平面上的投影, 所以 CME 的观测参量与真实参量之间存在一定的差异。Yeh 等人^[6]研究了 1996—2003 年 SOHO/LASCO 观测中与耀斑相关的 CME, 得到其平均速度为 549 km/s, 在利用 Leblanc 等人^[7]的方法进行投影效应改正后得到 CME 的平均速度为 749 km/s。同时他们也对 Leblanc 等人^[7]的方法进行了改进, 用改进后的方法进行投影效应改正得到 CME 的平均速度为 792 km/s, 改正前平均角宽度为 77°, 改正后为 59°。通过考虑 CME 的三维几何轨迹, Howard 等人^[8]发展了一种对 CME 的速度和加速度进行投影效应改正的新方法, 得到投影效应改正后 CME 的平均速度和平均加速度分别是天空平面测量值的 1.7 和 4.4 倍。

从上面的结果可以看出, 基于观测数据对 CME 速度进行的研究仍存在一些不确定性。下面将简要介绍近年来对 CME 速度进行投影效应改正的方法。第 2 章将介绍 CME 速度投影效应改正方法, 第 3 章将介绍针对晕状 CME 的速度进行投影效应改正的方法, 第 4 章是总结和展望。

2 CME 速度投影效应改正方法

2.1 基于一定模型对 CME 速度进行投影效应改正的方法

如果 CME 是非常窄的抛射, 也就是角宽度极小, 那么 CME 速度投影效应改正方法就很简单。Hundhausen 等人^[9]假设 CME 是非常窄的针状高密度等离子体, 得到一种简单的速度投影效应改正方法。若 CME(针状高密度等离子体) 沿径向抛离日面, 其轨迹和天空平面的夹角为 θ , 可以得到在天空平面测量的 CME 前沿日心距 R 与 CME 真实前沿日心距 r 之间的关系式: $R = r \cos \theta$ 。简单的数学推导可以得到下面的关系式:

$$V_p = \frac{dR}{dt} = \cos \theta \frac{dr}{dt} = V \cos \theta . \quad (1)$$

其中 V_p 是 CME 的天空平面速度, V 是 CME 的真实速度。

但大多数 CME 的前沿都是曲面, 也就是说其角宽度并不是极小。Hundhausen 等人^[9]假设 CME 是有着球面前沿的高密度等离子体, 它的球面的球心沿径向抛离日面, 和天空平面的夹角为 θ 。这样一来, 在天空平面 CME 前沿的日心距为: $R = r_c \cos \theta + \rho$, 其中 r_c 是球面球心的日心距, ρ 是球面的半径。那么 CME 的天空平面速度 V_p 可以用下式表示:

$$V_p = \frac{dR}{dt} = \frac{dr_c}{dt} \cos \theta + \frac{d\rho}{dt} .$$

Hundhausen 等人^[9]考虑到大多数 CME 在视场中移动时, 几乎保持恒定的角宽度, 假设: $\frac{\rho}{r_c} = \sin \frac{\omega}{2}$ 。其中 ω 是高密度等离子体球面前沿相对于太阳中心的张角, 因此 ω 对应于 CME 的真实角宽度。 V_p 就可以用下式表示:

$$V_p = \left(\cos \theta + \sin \frac{\omega}{2} \right) \frac{dr_c}{dt} . \quad (2)$$

同样, 通过简单的推导可以得到 CME 真实速度的表达式:

$$V = \frac{d}{dt} \left(r_c + \rho \right) = \left(1 + \sin \frac{\omega}{2} \right) \frac{dr_c}{dt} . \quad (3)$$

由式 (2)、(3) 可以得出 CME 的真实速度 V 和天空平面速度 V_p 的关系式:

$$\frac{V_p}{V} = \frac{\cos \theta + \sin(\omega/2)}{1 + \sin(\omega/2)} . \quad (4)$$

基于 Fisher 等人^[11] 的 CME “冰淇淋锥状模型”, Schwenn 等人^[10] 提出了三种 CME 锥状模型: (a) CME 球面前沿的球心是太阳; (b) CME 球面前沿的球心是锥体基面的圆心; (c) CME 球面前沿是与锥面紧密接触的一个球面部分 (就像一个球放在一个锥面中)。针对这三种 CME 锥状模型, Vrsnak 等人^[12] 推导出了 CME 天空平面速度 V_p 和真实速度 V 之间的关系式:

$$\frac{V_p}{V} = \cos(\theta - \omega/2) , \quad (\text{模型 a}) \quad (5)$$

$$\frac{V_p}{V} = \frac{\cos \theta + \tan(\omega/2)}{1 + \tan(\omega/2)} , \quad (\text{模型 b}) \quad (6)$$

$$\frac{V_p}{V} = \frac{\cos \theta + \sin(\omega/2)}{1 + \sin(\omega/2)} , \quad (\text{模型 c}) \quad (7)$$

式 (1)、(4)—(7) 中的 V_p 是可以被测量的, 则如果确定了 ω 和 θ , 就能得到 CME 的真实速度 V 。

首先介绍 ω 的确定方法。鉴于 St. Cyr 等人^[13] 统计得到 CME 在天空平面测量的角宽度 (视角宽度) 平均值为 72° , Leblanc 等人^[7] 把式 (4) 中的 ω 用 72° 代替。当然这样的简化会引入一定的误差。为了得到更精确的结果, Yeh 等人^[6] 基于锥状模型推导得出视角宽度和真实角宽度之间的关系式:

$$\omega/2 = \arctan(\tan(\omega_0/2) \cos \theta) . \quad (8)$$

上式中 ω_0 是视角宽度。值得注意的是: 式 (8) 的数学运算要求 $\omega_0/2$ 小于 90° 或者说要求 ω_0 小于 180° 。这就使得 Yeh 等人^[6] 的 CME 速度投影效应改正方法只能处理视角宽度小于 180° 的 CME 事件。

下面介绍如何确定 θ 。考虑到人们一直假设 CME 沿径向方向传播, 那么如果能确定 CME 日面源区的纬度 ψ 和经度 λ , 根据几何知识就可以得到 θ 和 ψ 及 λ 的关系式^[14]: $\sin \theta = \cos \psi \cos \lambda$ 。也就是说, 确定 θ 需要知道 CME 日面源区的纬度 ψ 和经度 λ 。就如何获得 CME 日面源区的经度和纬度, Leblanc 等人^[7] 作出如下假设: (1) CME 起源于活动区附近, 以一定的位置角径向方向向外传播; (2) CME 和活动区中的耀斑同时发生; (3) CME 日面源区的最好估计点是: 天空平面内, 位置角线 (the PA line) 上离耀斑点最近的点, 也就是耀斑点在位置角线上的投影。但是太阳表面为球面, 球面上两点之间距离最短的线应该是大圆弧。考虑到这个问题, Yeh 等人^[6] 把 Leblanc 等人^[7] 的第三个假设修改为: CME 日面源区是距离耀斑有着最短球面距离的点。这样一来, 确定 θ 就需要首先确定和 CME 相关的耀斑。确定和 CME 相关耀斑的方式如下^[6]: (1) 假设 CME 有恒定的加速度, 逆推 CME 的“高度—时

间”曲线至距离太阳中心 $1/2$ 个太阳半径 (R_{\odot}) 处, 从而得到与其对应的 CME 的爆发时间; (2) 所有发生在 CME 爆发时间前后 1 h 的时间窗口内, 且发生在 CME 张角范围内的耀斑作为和 CME 相关耀斑的候选者; (3) 如果存在多个候选耀斑, 那么其辐射达到峰值的时间最接近 CME 爆发时间的耀斑被确定为和 CME 相关的耀斑。

2.2 CME 为任何形状时的速度投影效应改正

上面介绍的这些方法都假设 CME 有一定的形状: 非常窄的针状高密度等离子体, 有着球面前沿的高密度等离子体等。但是 CME 的形状未必符合这些假设, 这就在改正 CME 速度投影效应时引入了其他误差。下面来介绍 Howard 等人^[8]提出的一种不对 CME 的形状进行假设的速度投影效应改正方法。

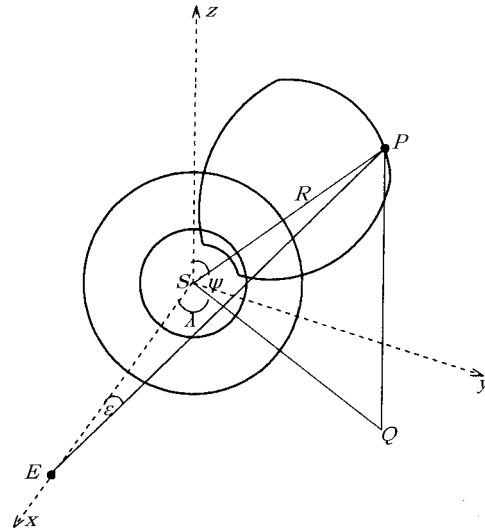


图 1 CME 传播的三维示意图^[8]

在如图 1 所示日心地球黄道坐标系中, 太阳 S 在原点位置, 地球 E 位于 x 轴上距原点 1AU 处, z 轴垂直黄道面 (即 $x-y$ 平面), 任意一点 P 是距离原点 R 的观测点, Q 是 P 点在 $x-y$ 平面的投影, λ 和 ψ 是矢量 R 的经度和纬度, ε 是矢量 R 的距角 $\angle SEP$, CME 速度方向和天空平面 (即 $y-z$ 平面) 的夹角为 θ , ε 和 θ 在 SEP 平面内。基于三角函数和图 1 的三维几何描述, Howard 等人^[15]得到:

$$\frac{1}{R} = \cos \theta \cot \varepsilon + \cos \lambda \cos \psi . \quad (9)$$

上式中 R 的单位为 AU。根据几何知识可以得到: $\sin \theta = \cos \lambda \cos \psi$ 。如果确定了经度 λ 、纬度 ψ 和距角 ε , 就可以确定任意一点 P 到原点的距离。其中纬度 ψ 由 CME 中心位置角转化得到^[2,8]。Howard 等人^[8]认为这种方法得到的纬度比取 CME 相关太阳表面事件的纬度更合适, 因为 CME 相关太阳表面事件常常只和 CME 的一个足点相关, 并不是整个 CME 结构的中心纬度。经度 λ 取 CME 相关太阳表面事件的经度。这就又涉及到如何确定和 CME 相关的太阳表面事件。Howard 等人^[8]的方法如下: (1) 假设 CME 以恒定的速度径向传播,

外推 CME 的“高度—时间”曲线一定的距离 (如果 CME 事件有 LASCO C2 的观测数据, 外推的距离为 $3R_{\odot}$; 如果只有 LASCO C3 的观测数据, 外推的距离为 $6R_{\odot}$) 得到 CME 爆发时间的估计值; (2) 所有发生在 CME 爆发时间估计值前后 1 小时的时间窗口内在 CME 张角范围内的太阳表面事件可确定为和 CME 相关的太阳表面事件。距角 ε 由 LASCO 观测的距离来确定: LASCO 观测的以太阳半径为单位的距离约为 216ε [8]。

式 (9) 对时间求导, 同时假设 CME 沿径向传播, 可以得到:

$$V_{3D} = \frac{dR}{dt} = R^2 \cos \theta \csc^2 \varepsilon \frac{d\varepsilon}{dt}, \quad (10)$$

$$A_{3D} = \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{V_{3D}}{d\varepsilon/dt} \left(\frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} \right) + 2V_{3D} \left[\frac{V_{3D}}{R} - \cot \varepsilon \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right) \right], \quad (11)$$

其中, $\frac{d\varepsilon}{dt} = V_0 \sec \varepsilon$, $\frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} = A_0 \sec \varepsilon + V_0^2 \tan \varepsilon \sec^2 \varepsilon$ 。式 (10)、(11) 中 V_{3D} 和 A_{3D} 分别是投影效应改正后 CME 的速度和加速度, V_0 和 A_0 分别是 CME 在天空平面上测量的速度和加速度。

3 晕状 CME 速度投影效应改正方法

CME 包含一类在观测图像上比较特殊的事件: 日冕仪遮光板周围全部增亮的 CME 事件, 也就是说观测的 CME 角宽度为 360° , 这类 CME 被称为晕状 CME [16]。下面介绍针对晕状 CME 的速度投影效应改正方法。

3.1 基于晕状 CME 对挡板不对称的速度投影效应改正方法

基于 CME 的锥状模型并假设: (1) 至少在早期相位, 晕状 CME 的速度不变; (2) 晕状 CME 的形状对称; (3) 晕状 CME 在传播过程中角宽度不变, Michalek 等人 [17] 提出了一种对晕状 CME 速度进行投影效应改正的方法。图 2 是他们的速度投影效应改正方法示意图, CME 的对称轴和天空平面的夹角为 θ , CME 速度恒定为 V , 角宽度恒定为 ω , CME 的日面源区距中央子午线的距离为 s , 太阳半径为 R_{\odot} , CME 在两个相对方向的速度分别为 V_{p1} 和 V_{p2} 。如果 CME 起源于太阳中心, 它将同时出现在挡板周围。但是更多时候 CME 的日面源区偏离太阳中心。图 2 中的晕状 CME 会先出现在挡板的左边, 后出现在挡板的右边。也就是说晕状 CME 相对于挡板不对称, 这正是这种投影效应改正方法的基础。下面来分析 CME 的传播过程: 首先 CME 在时间 T 爆发, 然后 CME 以速度 V_{p1} 传播距离 $(2R_{\odot} + s)$, 在时间 T_1 出现在挡板的左边缘, 有下式成立: $T_1 - T = \frac{2R_{\odot} + s}{V_{p1}}$; CME 以速度 V_{p2} 传播距离 $(2R_{\odot} - s)$,

在时间 T_2 出现在挡板的右边缘, 有下式成立: $T_2 - T = \frac{2R_{\odot} - s}{V_{p2}}$ 。可以得到:

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{2R_{\odot} + s}{V_{p2}} - \frac{2R_{\odot} - s}{V_{p1}}. \quad (12)$$

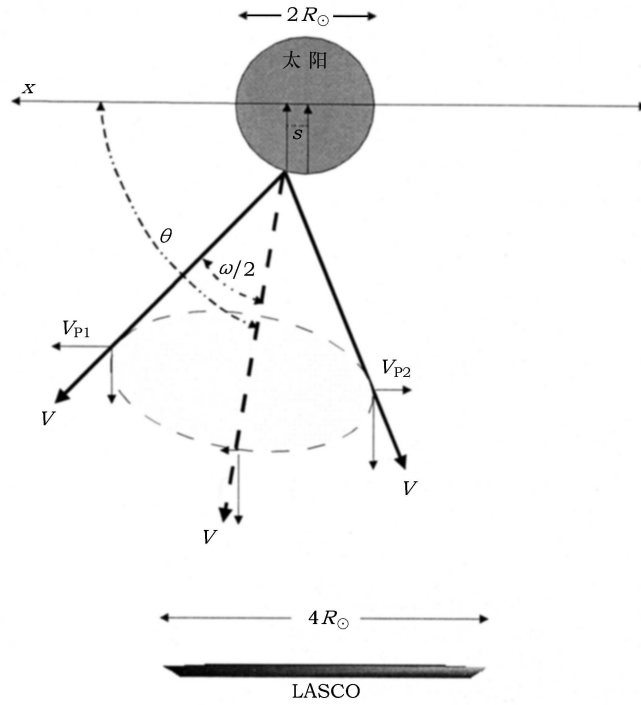


图 2 Michalek 等人针对晕状 CME 速度的投影效应改正方法示意图^[17]

标有 LASCO 的地方是 LASCO C2 的挡板位置

由图 2 知:

$$\cos(\theta) = \frac{s}{R_{\odot}}, \quad (13)$$

$$\cos\left(\theta - \frac{\omega}{2}\right) = \frac{V_{p1}}{V}, \quad (14)$$

$$\cos\left(180^{\circ} - \theta - \frac{\omega}{2}\right) = \frac{V_{p2}}{V}, \quad (15)$$

其中, V_{p1} 、 V_{p2} 和 ΔT 可以由观测得到。结合式 (12)–(15), 通过数学运算就可以得到 s 、 ω 、 V 和 θ 这 4 个未知量。

下面以 1999 年 6 月 29 日 LASCO 观测的晕状 CME 为例, 说明如何得到晕状 CME 的真实参量。观测到第 1 幅图的时间是 T_0 , 在这个时刻并没有观测到 CME。然后在时间 07:31 UT 观测的第 2 幅图中, 在太阳的西北象限看到了 CME。由高度—时间图像, 可以得到 $T_1 = 07:19$ UT 和 $V_{p1} = 635$ km/s。从观测的第四幅图中可以看到 CME 最迟出现在太阳的西南象限, 同样依据高度—时间图像可以得到 $T_2 = 07:34$ UT 和 $V_{p2} = 515$ km/s。于是得到 $\Delta T = 15$ min。然后根据方程式可以得到 $s = 0.15R_{\odot}$, $\omega = 112^{\circ}$, $V = 698$ km/s。

3.2 基于坐标系变换对晕状 CME 速度进行投影效应改正的方法

Xie 等人^[18]的方法也是基于 CME 的锥状模型。首先他们引入两个坐标系, 一个是日心坐标系 (x_h, y_h, z_h) , 另外一个坐标系 (x_c, y_c, z_c) (apex-centered right cone coordinate system):

它以直锥的顶点为原点, x_c 轴和直锥的中心轴重合, $y_c - z_c$ 平面与直锥的底面平行。在日心坐标系 (x_h, y_h, z_h) 中直锥的方向由纬度 ψ 和经度 λ 确定, 直锥的轴截面顶角为 ω , 直锥的中心轴和天空平面的夹角为 θ , 直锥的中心轴在天空平面上的投影和 X_h 轴的夹角为 ϕ 。可以就此推导从日心坐标系 (x_h, y_h, z_h) 到坐标系 (x_c, y_c, z_c) 的转换公式。从日心坐标系 (x_h, y_h, z_h) 转换到坐标系 (x_c, y_c, z_c) 需要以下两步: (1) 日心坐标系 (x_h, y_h, z_h) 以 z_h 为轴旋转 ϕ 得到中间坐标系 (x'_c, y'_c, z'_c) ; (2) 中间坐标系 (x'_c, y'_c, z'_c) 以 y'_c 为轴旋转 θ 得到坐标系 (x_c, y_c, z_c) 。根据两个坐标系间的转换公式可以求得锥体圆形横截面边界在天空平面的椭圆投影。而这个椭圆投影的短轴、长轴及其中心离坐标系原点的距离都和 CME 的相关参量有关, 可以同时由观测图像得到。这样就能得到 CME 的相关参量。

然后通过数学推导可以得到 CME 的真实速度和天空平面速度 $V_{x'_c}$ 和 $V_{y'_c}$ 的关系式^[18]:

$$\begin{aligned} V_{x'_c} &= V_r \cdot \cos(\omega/2) \cos \theta - \sin(\omega/2) \sin \theta \sin \delta, \\ V_{y'_c} &= V_r \cdot \sin(\omega/2) \cos \delta. \end{aligned} \quad (16)$$

这里 $V_r = dr/dt$ 。相似地, 可以得到 CME 的真实速度和天空平面速度 V_{x_h} 和 V_{y_h} 的关系式:

$$\begin{aligned} V_{x_h} &= V_r \cdot (\cos(\omega/2) \cos \theta \cos \phi - \sin(\omega/2) \sin \phi \cos \delta - \sin \theta \cos \phi \sin(\omega/2) \sin \delta), \\ V_{y_h} &= V_r \cdot (\cos(\omega/2) \cos \theta \sin \phi + \sin(\omega/2) \cos \phi \cos \delta - \sin \theta \sin \phi \sin(\omega/2) \sin \delta). \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $V_{x'_c}$ 、 $V_{y'_c}$ 、 V_{x_h} 和 V_{y_h} 分别是天空平面速度在 x'_c 、 y'_c 、 x_h 和 y_h 轴的投影分量, $\delta = \tan^{-1}(z_c/y_c)$ 是锥体横截面的方位角。图 3 展示了两个 CME 事件的 $V_{x'_c}$ 、 $V_{y'_c}$ 、 V_{x_h} 、 V_{y_h} 和 $V_{r'_c}$ 随方位角 δ 和位置角 $A_p(\tan^{-1}(-x_h/y_h))$ 的变化, 其中 $V_{r'_c}^2 = V_{x_h}^2 + V_{y_h}^2$ 。这两个 CME 分别发生在 2000 年 4 月 4 日和 2000 年 11 月 3 日, 真实速度 V_r 分别为 550 km/s 和 1 139 km/s。

对于这种方法应该说明两点: (1) 这种方法有一个局限性: 在观测的 CME 图像相对于视

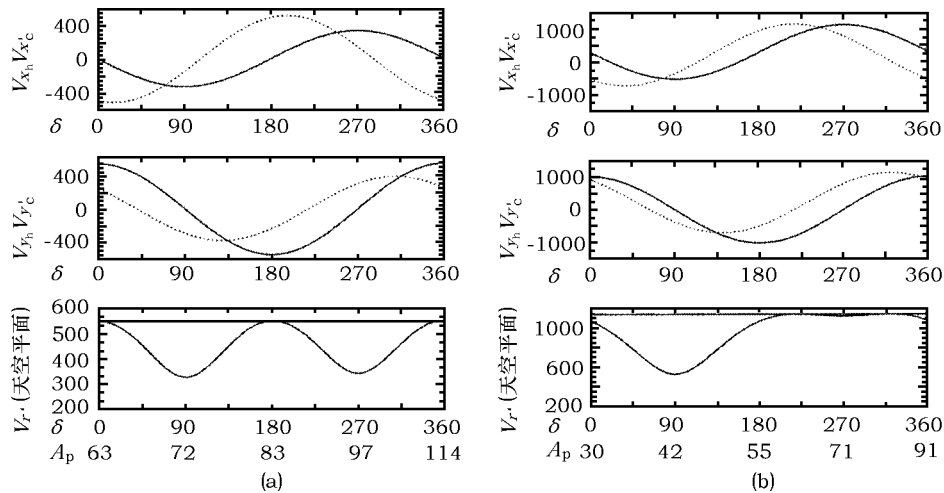


图 3 两个 CME 事件的 $V_{x'_c}$ 、 $V_{y'_c}$ 、 V_{x_h} 、 V_{y_h} 和 $V_{r'_c}$ 随方位角 δ 和位置角 A_p 的变化^[18]

这两个 CME 事件分别发生在 2000 年 11 月 3 日 (a) 和 2000 年 4 月 4 日 (b)

线方向轴对称的情况下,也就是在直锥的方向或者说 CME 的传播方向和视线平行时,这种方法得到的角宽度 ω 不唯一; (2) 这种方法和 Michalek 等人^[17]的方法本质上等价,只是这种方法是更详细的数学描述。

上面两种晕状 CME 速度投影效应改正方法都是基于锥状模型,经过一些数学推导,得到 CME 作投影效应改正后的速度。当然锥状模型是被现有知识广泛认可的,但是也许随着科技的发展,这种模型慢慢被否认。实际上现有日冕仪可以观测到一类特殊 CME 的真实速度:日冕仪观测发生在日面边缘的 CME 事件(以下简称边缘 CME 事件)得到的图像中,CME 的径向速度就是 CME 在三维空间的真实速度。下面介绍基于边缘 CME 速度特点得到的一种晕状 CME 速度投影效应改正方法。

3.3 基于边缘 CME 速度特点对晕状 CME 速度进行投影效应改正的方法

Dal Lago 等人^[19]引入了 CME 的膨胀速度 V_{exp} 的概念:CME 在与三维空间径向方向(也就是 CME 的真实速度方向)垂直的平面内的膨胀速度。考虑到日冕仪观测边缘 CME 事件得到的图像中,CME 的径向速度就是 CME 在三维空间的真实速度,且其膨胀速度也可以被测量,Dal Lago 等人^[19]研究了 1997 年 1 月到 2001 年 4 月 LASCO 观测的 57 个边缘 CME 事件,发现这些边缘 CME 事件的真实速度 V 和膨胀速度 V_{exp} 的相关系数是 0.85,线性拟合这些数据得到: $V = 0.88V_{\text{exp}}$ 。

晕状 CME 被认为是朝向或者背离地球传播的 CME 事件,而朝向地球传播的晕状 CME 比其他 CME 事件更容易产生地磁效应。当然晕状 CME 的真实速度并不能被测量,但是晕状 CME 的膨胀速度是可以被测量的。Dal Lago 等人^[19]认为可以根据朝向地球传播的晕状 CME 的膨胀速度和上面的关系式得到其真实速度,从而预测其到达地球的时间。虽然这种方法不依赖于 CME 的模型,但是它仅根据 CME 传播过程中的速度和膨胀速度成正比的统计关系,这种方法得到的投影效应改正后的速度同样也存在一定的不确定性。

4 总结和展望

以上简要介绍了近年来基于现有认识对 CME 速度进行投影效应改正的方法,人们对投影效应改正后的 CME 速度逐渐有了更多的认识。CME 的速度是一个对其地磁效应有决定性影响的参量,因此对 CME 速度的测量及其投影效应改正是一个重要的研究课题。投影效应改正后的速度对理解 CME、建立 CME 物理模型都是非常有用的。但是这些 CME 速度投影效应改正方法中存在一些不确定性,主要有:(1)对 CME 的本身特点都进行过一定的假设,如基于一定的 CME 锥状模型等;(2)对 CME 的传播特点都进行过一定的假设,都假设 CME 的速度方向沿径向方向,传播过程中角宽度不变,CME 形状对称等;(3)对 CME 的日面源区进行一定的假设并用传统方法获得 CME 日面源区的纬度和经度,也就是说在天空平面内,位置角线上离耀斑点最近的点,或者是距离耀斑有着最短球面距离的点,或者把 CME 的中心位置角转化为纬度,而经度取其相关太阳表面事件的经度。这些假设条件会引入一定的误差,也就是说,在改正 CME 投影效应产生误差的同时又引入了其他误差。因此要得到 CME 的真实速度需要解决以下问题:(1)确定 CME 本身及传播过程中的三维真实特点;(2)确定 CME 的真实日面源区。STEREO 的三维观测也许可以解决这些问题。

对 CME 研究的最终目的是掌握它的触发机制, 及时有效地进行预报。但是要进一步理解不同特征 CME 的初发、行星际及地磁效应是否有明显差别, 寻找这种相关性的物理根据, 并最终实现对 CME 的预报, 需要全世界相关学科学者的共同努力。

致谢: 在稿件的修改过程中, 得到了国家天文台云南天文台徐稚博士的热心指导和帮助, 特此感谢。

参考文献:

- [1] Gosling J T. JGR, 1993, 98: 18937
- [2] Yashiro S, Gopalswamy N, Michalek G, et al. JGR, 2004, 109: 07105
- [3] Gopalswamy N. JAA, 2006, 27: 243
- [4] 高朋鑫, 李可军. 天文学进展, 2008, 26: 115
- [5] 周桂萍, 曹卓良, 汪景绣. 天文学进展, 2003, 21: 41
- [6] Yeh C T, Ding M D, Chen P F. Sol. Phys., 2005, 229: 313
- [7] Leblanc Y, Dulk G A, Vourlidas A, et al. JGR, 2001, 106: 25301
- [8] Howard T A, Nandy D, Koepke A C. JGR, 2008, 113: A01104
- [9] Hundhausen A J, Burkepile J T, St Cyr O C. JGR, 1994, 99: 6543
- [10] Schwenn R, Dal Lago A, Huttunen E, et al. Ann. Geophys., 2005, 23: 1033
- [11] Fisher R R, Munro R H. ApJ, 1984, 280: 428
- [12] Vrsnak B, Sudar D, Ruzdjak D, et al. A&A, 2007, 469: 339
- [13] St Cyr O C, Howard R A, Sheeley Jr N R. JGR, 2000, 105: 18169
- [14] Hundhausen A J. JGR, 1993, 98: 13177
- [15] Howard T A, Fry C D, Johnston J C, et al. ApJ, 2007, 667: 610
- [16] Howard R A, Michels D J, Sheeley Jr N R et al. ApJ, 1982, 263: L101
- [17] Michalek G, Gopalswamy N, Yashiro S. ApJ, 2003, 584: 472
- [18] Xie H, Ofman L, Lawrence G. JGR, 2004, 109: A03109
- [19] Dal Lago A, Schwenn R, Gonzalez W D. ASR, 2003, 32: 263

The Methods of Correcting the Projection Effects on the CME Velocity

GAO Peng-xin^{1,2}, LI Ke-jun¹

(1. National Astronomical Observatories / Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Coronal mass ejections (CMEs), known as the most energetic form of solar magnetic activity, are now believed to be the main sources of the strong interplanetary disturbances that cause moderate to intense geomagnetic storms. Since CMEs were first discovered on Dec 14 1971 by using the seventh Orbiting Solar Observatory (OSO-7) coronagraph, they have drawn more

and more attention. Several space-borne coronagraphs and ground-based instruments have found a number of CMEs, which give a good chance to study them in details. However, coronagraph observations of CMEs are subject to the projection effects, which result in statistical errors in the eruption velocity and acceleration measurements. The sky-plane projected velocity of CMEs perceived as a quantitatively accurate measurement may compromise the value of scientific studies, thus the study on the methods for correction projections of CMEs velocities on the sky-plane is an important topic.

In this paper, the recent methods for correction the sky-plane projected velocity are reviewed and further the uncertainties of these methods are pointed out. The major methods are summarized as follows: (1) CMEs' evolution models dependent, e.g. different CME cone models; (2) CMEs' propagation properties dependent, in which CMEs are assumed to move radially, sometimes to maintain a constant angular width, and so on; (3) CMEs' source region dependent. Concerning this item, CME source region is sometimes determined to be the point that has the shortest distance or spherical distance to the associated surface event. Sometimes the central position angle (CPA) of a CME was converted to its latitude, and its longitude is obtained from the associated surface event. The uncertainties in these methods are mainly from simplified assumptions on CME structures; propagation properties and source regions on direct 3-D observations. It is expected that 3-D observations by the STEREO should solve this problem.

Key words: solar physics; solar activity; coronal mass ejection (CME)