

日冕膨胀和太阳角动量向行星际空间的转移*

李中元

(中国科学技术大学地球和空间科学系, 合肥 230026)

程宗颐

(中国科学院上海天文台)

莫国彪

(中国科学技术大学地球和空间科学系, 合肥)

摘 要

本文讨论了日冕膨胀中的角动量问题。利用大量 I 型彗尾资料的计算, 证实了日冕膨胀中方位分量的存在; 它不仅是随机量, 而是具有大小为 9.8 km/s 的定常量。太阳演化到主序星阶段以来, 由于日冕膨胀丢失了 80% 的角动量, 太阳自转角速度正以指数律下降。因此, 这将对太阳动力演化起到很大的影响。

关键词 日冕膨胀, 行星际磁场, I 型彗星, 空间等离子体过程

一、概 述

太阳系的总角动量为 $3.1553 \times 10^{50} \text{ cm}^2 \cdot \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$, 其中太阳占 0.579% (即 $1.835 \times 10^{43} \text{ cm}^2 \cdot \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$), 行星系统占 99.421% (即 $3.173 \times 10^{50} \text{ cm}^2 \cdot \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$)。太阳质量占整个太阳系的 99.865%, 而角动量只占 0.6% 左右。这是太阳系演化中一个需要论证的问题。

太阳进入主序阶段后, 是处于一个极稳定的状态之中。50 亿年来, 其体积、密度、光度和温度等物理参数, 没有任何变化。太阳已不再大量抛射出物质, 磁场也变得较微弱 (普遍磁场仅仅 $1-2 \times 10^{-4} \text{ T}$)。一般认为, 角动量不再会有可观的转移。但是, 自从 1963 年发现了太阳风, 是否太阳风带走了角动量的问题, 一直成为人们关心的课题。普遍认为, 日冕是径向膨胀, 不存在方位角分量。人们指出, 即使有方位分量, 也只是可正可负的随机变量而已。也有不少人认为, 日冕膨胀能带走角动量, 虽然从数量级上来说, 比太阳早期阶段所带走的要小得多了, 但角动量仍在丢损。而且有些作者, 还推算了太阳风切向分量的大小^[1,2]。Hundhausen^[3] 曾表示, 行星际等离子体流动方向不是径向的, 太

本文于 1990 年 10 月 29 日收到。

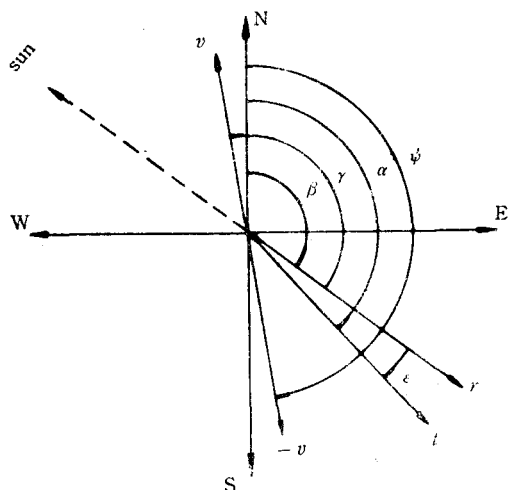
* 国家自然科学基金资助。

阳风是从太阳偏东 1.5° 的方向流来。可以这样说^[4], 日冕膨胀中的角动量是太阳风性质中最不精确、最不可靠的数据。至今, 无论是在观测上、还是理论上, 都需进一步研究。

二、I 型彗尾象差角所反映的日冕膨胀中的角动量

太阳风和 I 型彗星的相互作用, 导致了等离子体彗尾的形成。在图 1 中, 描绘了 I 型彗尾的各种方向矢量及其相应的夹角。图中, ε 为 I 型彗尾象差角, 动力象差因素是 ε 产生的主要原因^[5,6]。象差角可表达为

$$\tan \varepsilon = \frac{v \sin \gamma}{u_r - v \cos \gamma} - \frac{u_\phi \cos i}{u_r - v \cos \gamma}. \quad (1)$$



r : 彗星矢量方向 (the direction of comet's radius vector)

i : 彗尾轴的方向 (the direction of axis of cometary tail)

v : 彗星轨道速度 (the orbital velocity of comet)

图 1 I 型彗尾在天空背景上的投影及其量度
Fig. 1 The position of Type-I comet's aberration angle and its measurement on the celestial sphere

这里, u_r 为太阳风的径向分量。因为一般认为太阳风沿径向传播, 所以 u_r 实际上就是太阳风的速度。 u_ϕ 为太阳风方位角分量, i 为彗星的轨道倾角。因为过去认为 u_ϕ 为随机量 (并是个小量), 因此 (1) 式右边第二项可近似为 0。

我们曾利用 I 型彗尾象差角的分析, 讨论了太阳风的某些传播特性^[5,7,8]。采用 4 种方法, 已经鉴别和确认了许多 I 型彗星。把 Belton 的彗尾方向的表^[9]和 Marsden 的彗星总表^[10]进行对比, 可得出 I 型彗尾的方向。42 颗彗星的 v 、 γ 和 ε , 可以通过对比后直接利用天体力学的公式算出。另外 14 颗彗星的 v 、 γ 和 ε , 除利用 Marsden 表中的根数外, 再要加入有关文献中给出的定向资料, 才能计算得到。轨道倾角 i , 在 Marsden 的总表中均已给出。在 56 颗 I 型彗星中, 有 30 颗, $i < 90^\circ$, 亦即 $\cos i > 0$, 为顺行; 有 26 颗, $i > 90^\circ$, 亦

即 $\cos i < 0$, 为逆行。计算结果最后得出, 顺行彗星的平均象差角 $\langle \varepsilon_1 \rangle = 4.22^\circ$, 均方差 $\sigma_1 = \pm 1.27$; 逆行彗星的平均象差角 $\langle \varepsilon_2 \rangle = 6.84^\circ$, 均方差 $\sigma_2 = \pm 1.42$ 。所以太阳风的方位角分量 u_ϕ , 在顺行和逆行彗星的平均象差角的系统差

$$(\Delta \varepsilon) = \langle \varepsilon_2 \rangle - \langle \varepsilon_1 \rangle = +2.62^\circ \quad (2)$$

中反映了出来。 $(\Delta \varepsilon)$ 的存在, 说明是 u_ϕ 所产生的结果。由于系统差的存在, 公式 (1) 右边第二项就不该取为零。由于

$$(\Delta \varepsilon) > 0, \langle \varepsilon_2 \rangle > \langle \varepsilon_1 \rangle, \quad (3)$$

所以 u_ϕ 的方向也是顺向的。这说明, 日冕膨胀中的角动量和太阳自转角动量同向。在

(1)式中,起主要作用的是 u_r . 因为太阳风的量级是数百公里每秒,而彗星速度是数十公里每秒. 所以可以采用公式

$$\langle \tan \varepsilon \rangle = \left\langle \frac{v \sin \gamma}{u_r} \right\rangle - \left\langle \frac{u_\phi \cos i}{u_r} \right\rangle \quad (4)$$

来进行平均统计. (4)式不会产生明显的误差. 我们已进行了验算,任意挑选若干组数据,反复进行计算,并无值得考虑的差异发生. 所以采用(4)式来表达,利用 $\langle \tan \varepsilon_2 \rangle - \langle \tan \varepsilon_1 \rangle$, 可以求出

$$\left(\frac{u_\phi}{u_r} \right) = \frac{[\langle \tan \varepsilon_2 \rangle - \langle \tan \varepsilon_1 \rangle] - \left[\left\langle \frac{v \sin \gamma}{u_r} \right\rangle_2 - \left\langle \frac{v \sin \gamma}{u_r} \right\rangle_1 \right]}{[\langle \cos i \rangle_1 - \langle \cos i \rangle_2]} \quad (5)$$

显然有

$$[\langle \cos i \rangle_1 - \langle \cos i \rangle_2] > 0. \quad (6)$$

因为 $u_r \gg u_\phi$, 由(1)式进行归化, 得出

$$\langle u_r \rangle = \left\langle \frac{v \sin(\gamma + \varepsilon)}{\sin \varepsilon} \right\rangle. \quad (7)$$

利用(5)–(7),把全部的资料进行计算,最后可以得到

$$\langle u_r \rangle = 402.5 \text{ km/s}, \quad \langle u_\phi \rangle = 9.8 \text{ km/s}. \quad (8)$$

除了突发的巨大扰动(例如,太阳耀斑和行星际激波等),太阳风的速度是不断地处于随机扰动之中. (8)式的结果,是消除了随机扰动因素的一个平均值. 这说明, u_ϕ 不仅仅是太阳风传播中可正可负的随机变量,同时具有一个定常的方位角分量;虽然其值比 u_r 小得很多,但也决非微不足道.

三、太阳角动量的转移及日冕膨胀对太阳的制动

$\langle u_\phi \rangle$ 的存在,意味着太阳角动量向行星际空间的转移. 由太阳风粒子带走的角动量,近似为 $m n u_r u_\phi r$. 这里 r 为日距, n 为数密度. 由磁场带走的角动量,近似为 $(B_r B_\phi / 4\pi) r$. 这些角动量的丢损,相当于在太阳旋转的反方向上,加上了一个力矩. 在日冕膨胀中,似乎没有直观的非径向力的作用,因此只能认为这是磁力或者某些粘滞力和热运动等起着作用. 在某个给定的时刻,存在磁场情况下,球对称的切向动量方程可表示为^[3,11]

$$m n \frac{u_r}{r} \frac{d}{dr} (r u_\phi) = \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_\phi = \frac{B_r}{4\pi r} \frac{d}{dr} (r B_\phi).$$

利用扇形磁场的关系 $B_r(r, \phi, \theta) = B(r_0, \phi_0, \theta) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2$, 对上式直接积分可得

$$m r u_\phi - \frac{r B_r B_\phi}{4\pi n u_r} = L_1 + L_2 = L. \quad (9)$$

这里 L_1 为等离子体角动量, L_2 为磁场角动量, L_1 和 L_2 是可以互相转化的,但总和 L 是恒定的. 亦即,在任何一段不太长的时期内, L 是不随 r 变化的. 当然,不同的时期, $L(t)$ 并不相等. 由于日冕膨胀中存在着角动量,它必然会导致太阳自转角动量的损耗. 设太阳

角动量的损耗率为 $dJ(t)/dt = I'd\omega(t)/dt$, 这里 I' 为太阳等效转动惯量, $\omega(t)$ 为太阳自转角速度. 假定太阳角动量的损耗在 $\pm 30^\circ$ 太阳纬度范围是均匀的, 这样就应该有

$$\frac{dJ(t)}{dt} = I' \frac{d\omega(t)}{dt} \cong -\frac{1}{2} IL(t). \quad (10)$$

这里 I 是粒子通量, 其值为 $4\pi nu_r r^2$, 为常数. 在任何时刻, (10) 式都该成立, 才满足角动量守恒定律. 太阳风是冻结场, 粒子带着磁力线运动. 磁力线的形状, 和粒子排列的轨迹相一致, 有形式为

$$B_r/B_\phi = u_r/(u_\phi - \omega r). \quad (11)$$

把(10)和(11)联立起来, 通过归化, 可得到如下形式的表达式:

$$L(t) = m \cdot \omega(t) \cdot r_A^2 = k \cdot \omega(t). \quad (12)$$

这里的 r_A 为 Alfvén 点的位置. 在 $r = r_A$ 处, $M_A = 1$ (M_A 为 Alfvén 径向马赫数). 在日冕底部, $M_A \ll 1$; 在 1AU 处, $M_A \sim 10$. 考虑到粒子通量为常数, 则 r_A 满足下列的公式:

$$M_A^2(r_A) = 4\pi mn(r_A)u_r^2(r_A)/B_r^2(r_A) = 1. \quad (13)$$

把(11)–(13)式代入(9)式, 再考虑到在 $r = 1\text{AU}$ 时, $\omega r \gg u_\phi$ 这样的事实, 可演绎得到下式

$$L(t) = mr u_\phi(t) + \frac{\omega(t)r^2 B_r^2}{4\pi n u_r^2}.$$

以及

$$kI = \frac{L}{\omega} = 4\pi m r^3 u_r \frac{u_\phi}{\omega} + \frac{r^4 B_r^2}{u_r}. \quad (14)$$

根据(10)式, 最后可得到

$$d\omega(t)/\omega(t) = -\frac{1}{2} kI(I')^{-1} dt.$$

令 $\tau^{-1} = +\frac{1}{2} kI(I')^{-1}$, 则得到

$$\omega(t) = \omega_0 \exp(-t/\tau). \quad (15)$$

由于 k, I, I' 都是与时间无关的常数, 所以 τ 也是一个与 t 无关的常数. 计算 τ 时, 取数据 $m = 1.7 \times 10^{-24}\text{g}$, $n = 8.7\text{cm}^{-3}$ (1AU 处), $\omega = 2.865 \times 10^{-6}\text{s}^{-1}$, $r = 1\text{AU} = 1.5 \times 10^{13}\text{cm}$, $B_r = 5 \times 10^{-5}\text{T}$. 取 $u_r = 4 \times 10^7\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $u_\phi = 9.8 \times 10^5\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. 由(14)式, 计算可得到 $kI = 11.643 \times 10^{36}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$. $I' = J/\omega$, 取 $J = 1.63 \times 10^{48}\text{g} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 则 $(I')^{-1} = 1.8 \times 10^{-54}\text{g}^{-1}\text{cm}^{-2}$. 由此计算得到 $\tau = 9.543 \times 10^{16}\text{s} = 3.026\text{Ga}$. 令 $t = 50 \times 10^8\text{a}$, 则由(15)可算得

$$\omega_0 = 5.22\omega_n. \quad (16)$$

这里 ω_n 为太阳现今的自转角速度, ω_0 为太阳刚进入主序阶段时的自转角速度. 太阳自转角速度随指数律衰减, 其表达式为 $\omega(t) = 5.22\omega_n \exp(-t/3.026\text{Ga})$.

第一节中讲到, 太阳大量丢失角动量, 是在主序以前; 但是, 从(16)式可知, 太阳进入主序以后, 丢失的角动量也相当可观. 在当今, 太阳角速度还不到当初的 20%. 太阳在

主序阶段的寿命为 100 亿年,现已过去了 50 亿年;留下的一半岁月中,如果日冕继续这样膨胀下去的话,日冕膨胀所产生的反向力矩足以刹住太阳的自转。这一切,显然在太阳的动力演化上,起着极大的影响。

四、讨 论

根据观测,太阳表面的日冕等离子体,大约有 2km/s 的方位分量^[3]。如果日冕膨胀中没有非径向力,根据角动量守恒($mu_\phi r = \text{常数}$),则有 $u_\phi \propto r^{-1}$ 。这样,在 1AU 处,所得的 u_ϕ 仅为 10^{-2}km/s ,比观测小了很多很多。所以,在日冕膨胀中,非径向力显然是应该存在的。

根据 Schatzman 理论^[12],等离子体被磁力线曳引的条件为

$$2\rho u\omega_1 \cong B^2/4\pi r. \quad (17)$$

这里 ρ 为太阳风密度, B 为磁场, r 为日距, u 为太阳风速度, ω_1 为转动速度。应用公式

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, B = B_0 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^2; \quad (18)$$

这里 $r_0 = 1\text{AU}$, ρ_0 为 r_0 处的密度, $R_\odot$ 为太阳半径, B_0 为太阳表面磁场。把(18)代入(17)式,取 $\rho_0 = 8.7 \times 1.7 \times 10^{-24}\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, $B_0 = 1.5 \times 10^{-4}\text{T}$, $1\text{AU} = 1.5 \times 10^{13}\text{cm}$, $R_\odot = 7 \times 10^{10}\text{cm}$, $u = 4 \times 10^7\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $\omega_1 = 2.865 \times 10^{-6}\text{s}^{-1}$,则可算得

$$u_\phi = 6.049 \times 10^5\text{cm/s}. \quad (19)$$

但是,仔细分析,这样的算法是很有问题的。首先,(17)式的原始形式为^[12]

$$2\rho v\omega \cong B^2/4\pi R_c. \quad (20)$$

这里的 R_c 为磁力线的曲率半径。对于偶极场, $B \sim 1/r^3$, 则(20)式和(17)式差异不大。但对扇形磁场, $B \sim 1/r^2$, 用(17)式代替(20)式,就相当粗糙了。更大的问题是,把(18)代入(17)式中去,计算得出的 $r_c = 25R_\odot$,即在小于 $25R_\odot$ 的区域内,磁场还能把等离子体约束为刚体旋转。这与近年的观测和理论是相矛盾的。因此,(19)式给出的结果,是不能令人信服的。

对引力慢收缩阶段,太阳磁场极强($\sim 1\text{T}$),抛射带电物质极多,Schatzman 的机制比较有效。但对主序阶段,该机制的矛盾就很大。有的作者,也曾考虑了定量日冕膨胀中的非径向力的问题^[11,13]。Brandt 等人^[14]考虑了一种由磁力引起的非径向流动模型,其中包括了对一元流体能量方程的积分。Weber 等人^[11]的模型是以多方膨胀的假定为基础的。这些作者,除了考虑磁力外,有的考虑了粘滞力,有的考虑了热运动等。计算中,他们对粘滞力、压力各向异性效应,都估计得过高。即使如此,所得的理论值 u_ϕ ,也只有 $1-2.5\text{km/s}$,仍然比观测值要小得很多。Schubert^[15]曾提出,Alfvén 波也能带走太阳上的角动量,从而能转移给日冕膨胀中的等离子体。还有人提出^[3],日冕和行星际的不均匀性,能导致方位角方向上的胁强及其运动的产生。总之,不同的模式,都未能解决理论和观测上出现的矛盾。

u_ϕ 的存在是确定的,非径向力也是一定存在的。日冕膨胀中的角动量,对太阳动力演化的巨大影响,也是合乎逻辑的。但是,日冕膨胀模型和观测的差异,得不到统一,这是

目前存在的重要问题。因此,需从不同角度、用不同的方法、不同的手段,来得到 u_ϕ 的观测值,这仍然是很有意义的工作。对模型的改进,进一步分析各种非径向力的特征,以及新机制的探讨,也是极需探究的课题。

本文的资料,大部份是由西德 Remeis 天文台、上海天文台和马普研究所提供的。上海天文台和科大计算中心,各为本文做了部份的计算工作。对此,作者表示深切的谢意。

参 考 文 献

- [1] Brandt, J. C., *Ap. J.*, Vol. 147, p. 201, 1967.
- [2] Hundhausen, A. J. et al., *Geophys. Res.*, Vol. 75, p. 4673, 1970.
- [3] Hundhausen, A. J., *Coronal Expansion and Solar Wind*, Chap. 3, Springer-Verlag, 1972.
- [4] Hundhausen, A. J., *Proc. of the Solar Wind Conference*, Asilomar Pacific Grove, p. 201, 1972.
- [5] 李中元等,空间科学学报,第9卷,第253页,1989.
- [6] Niedner, M. B. et al., *Ap. J.*, Vol. 234, p. 732, 1979.
- [7] 李中元等,天体物理学报,第10卷,第286页,1990.
- [8] 李中元,科学通报,第15期,第1157页,1989.
- [9] Bolton, M. S. and J. C. Brandt, *Ap. J. Suppl.*, Vol. 13, p. 125, 1966.
- [10] Marsden B. G., *Catalogue of Cometary Orbit*, The 3rd Edition, Chicago Univ. Press, p. 10, 1979.
- [11] Weber, E. J. and L. Daris, *Ap. J.*, Vol. 148, p. 217, 1967.
- [12] 戴文赛,太阳系演化学(上册),上海科技出版社,第249页,1986.
- [13] Modisette, J. C., *J. Geophys. Res.*, Vol. 73, p. 1501, 1967.
- [14] Brandt, J. C., *Ap. J.*, Vol. 156, p. 1117, 1969.
- [15] Schubert, G. et al., *Ap. J.*, Vol. 153, p. 943, 1968.

THE TRANSFER OF THE SOLAR ANGULAR MOMENTUM TO THE INTERPLANETARY FIELD BY MEANS OF THE COROAL EXPANSION

Li Zhong-yuan

(Department of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Cheng Zong-yi

(Shanghai Observatory, Academia Sinica)

Mo Guo-biao

(Department of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei)

Abstract

In the paper, the feature of angular momentum in the coronal expansion is discussed. According to the calculation of data on the Type-I cometary tails, the tangential component of coronal expansion is verified; not only it has a stochastic change, but also it has a confirmed value (9.8km/s). Since the solar evolution reached to the main sequence stage, the sun lost the 80% of its angular momentum, thus the angular velocity of its rotation is reducing by the power index law.

Key words Coronal expansion, Interplanetary magnetic field, Type-I comet