

离子彗尾中的等离子体动力学

——太阳风等离子体与彗尾等离子体 相互作用的一种讨论

陈道汉 刘麟仲 Clifford Stoll

(中国科学院紫金山天文台) (美国 Arizona 大学)

摘 要

在彗尾离子分布函数取近 Maxwell 分布、太阳风电子和质子取 Gauss 分布假定之下, 本文讨论了不计磁场效应时的太阳风等离子体与 I 型彗尾等离子体的相互作用和稳定性。文中应用 van Kampen 稳定性判据的 Noerdlinger 形式, 并利用近代观测数据作计算, 结果表明, 所讨论的机制并不能引起不稳定性。也不出现 Hoyle 和 Harwit 文中所说的那种短暂的电子——离子不稳定性。这表明彗尾中的加速现象和不稳定性系由其它机制所产生。

关于离子彗尾(即 I 型彗尾)的结构和变化已提出了种种理论解释。关于其形成和运动, 至今仍无确论。其中特别是关于彗尾物质的巨大加速问题——典型地是太阳引力加速的 10^2-10^3 倍。

Biermann 首先指出太阳风等离子体和彗星等离子体间的强耦合, 可以解释观测到的彗尾加速度。但在太阳风动量流如何转移给彗尾离子的机制和方式上, 科学家的看法迄今不一^[1-3]。一种重要的观点认为, 通过彗尾中激发的不稳定性可以加速动量转移。Hoyle 和 Harwit 曾经研究了零磁场组态下的二流不稳定性。他们得到的结论是: 两种等离子体之间通过一种集体过程的相互作用, 建立起来的这类不稳定性极易平息^[4]。

本文重新考虑了彗尾中的等离子体动力学, 其改进是

1. 在 Hoyle 和 Harwit 文中, 曾假定每一种个别的等离子体组分(包括太阳风电子和质子以及彗尾电子和离子)具 Gauss 分布。我们则对彗尾离子分布函数取近 Maxwell 分布形式。

2. 在 Hoyle 和 Harwit 文中, 曾假定彗星等离子体密度低于太阳风等离子体密度。这同现代观测结果正好相反, 本文计算则以现代观测数据为依据。

3. 本文考虑到在离子彗尾与太阳风之间有一边界层, 并设位于其间的离子流体速度有剪切。

我们在作了上述改进之后, 重新研究了彗尾等离子体的不稳定性问题。

一、等离子体组分的分布函数与不稳定性判据

假定太阳风磁场和彗尾磁场都是沿着太阳径向方向, 太阳风质点和彗尾质点均沿磁力线方向流动. 易知, 就我们所讨论的等离子体稳定性问题而言, 这情形与无磁场组态的情形完全一样. 我们把这个方向取为 z 方向. 在 x 方向, 我们有一个从彗尾过渡到太阳风的边界层, 其内允许有一密度梯度和速度剪切. 有关的反磁漂移速度则位于 y 方向. 本文讨论的就是太阳风等离子体与彗尾等离子体在这边界层内的相互作用.

在此情形, 我们可以利用 Smith 和 Goeler 的结果描写彗尾离子, 亦即认为彗尾离子分布函数取局域近 Maxwell 分布形式^[3]. 在地固坐标系内, 彗尾离子的分布函数为

$$f_0 = n_0 f_{0,i} = N_0 e^{-\lambda x} f_{0,i} \\ = N_0 e^{-\lambda x} \left(\frac{1}{2\pi v_{th}^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{v_x^2 + (v_y + \lambda v_{th}^2/Q)^2 + [v_z - \theta - \gamma(x + v_y/Q)]^2}{2v_{th}^2} \right\}. \quad (1)$$

其中 $\theta = V_i + \lambda \gamma v_{th}^2/Q^2$, 式中 V_i 为彗尾离子速度. v_{th} 和 Q 对应地是离子的热速度和离子迴旋频率. 平衡态则以密度梯度 λ 和速度剪切 γ 表征:

$$\left. \begin{aligned} n_0 &= N_0 e^{-\lambda x}, \\ v_{0y} &= -\lambda v_{th}^2/Q, \\ v_{0x} &= \gamma(x - \lambda v_{th}^2/Q^2) + \theta = V_i + \gamma x. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

易知, 式中 n_0 为单位体积内的彗尾离子质点数, v_{0y} 为反磁漂移速度. 我们所取的分布形式 (2) 保证了位于边界层内的边界上的彗尾离子速度相对于地球的速度为 V_i .

彗星光谱观测表明, 在彗尾中只有离子. 这就使我们在考虑本问题时忽略彗尾电子. 另一方面, 要考虑到太阳风的电子和质子有可能越过磁盾与彗尾离子在边界层中混合, 并假定这两种等离子体组分的每一种服从 Gauss 分布. 除用 V_0 表示太阳风相对于地球的速度以外, 其余沿用 Hoyle 和 Harwit 一文中的符号, 则太阳风电子和质子在平衡态时的规一化速度分布函数为:

$$f_{0,e} = \left(\frac{2\pi k T_{se}}{m_e} \right)^{-3/2} \exp \left[-\frac{m_e(\mathbf{v} - \mathbf{V}_0)^2}{2k T_{se}} \right], \quad (3)$$

$$f_{0,p} = \left(\frac{2\pi k T_{sp}}{m_p} \right)^{-3/2} \exp \left[-\frac{m_p(\mathbf{v} - \mathbf{V}_0)^2}{2k T_{sp}} \right]. \quad (4)$$

由 (1) 式, 相应于彗尾离子有

$$f_{0,i} = \left(\frac{1}{2\pi v_{th}^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{v_x^2 + (v_y + \lambda v_{th}^2/Q)^2 + [v_z - \theta - \gamma(x + v_y/Q)]^2}{2v_{th}^2} \right\}. \quad (5)$$

式中 k 为波兹曼常数, m_e , m_p 相应地为电子和质子质量, T_{se} , T_{sp} 相应地为太阳风电子和质子温度.

以下, 记 $\mathbf{v}$ 沿 z 方向的分量 v_z 为 v . 注意到

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_{0,i} dv_x dv_y = \frac{1}{\sqrt{2\pi v_{th}^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma^2/Q^2}} e^{-C/(2v_{th}^2)}, \quad (6)$$

其中

$$C = \frac{Q^2}{Q^2 + \gamma^2} (v - V_i - \gamma x)^2. \quad (7)$$

可得

$$\begin{aligned}
 F_0(v) &= \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(v) dv_x dv_y \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} [\sum_i \omega_{i0i}^2] dv_x dv_y \\
 &= \omega_{se}^2 \left(\frac{2\pi k T_{se}}{m_e} \right)^{-1/2} \exp \left[-\frac{m_e}{2k T_{se}} (v - V_0)^2 \right] \\
 &\quad + \omega_{sp}^2 \left(\frac{2\pi k T_{sp}}{m_p} \right)^{-1/2} \exp \left[-\frac{m_p}{2k T_{sp}} (v - V_0)^2 \right] \\
 &\quad + \omega_i^2 \frac{1}{\sqrt{2\pi v_{th}^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma^2/Q^2}} e^{-\frac{1}{2v_{th}^2} \frac{Q^2}{Q^2 + \gamma^2} (v - V_i - \gamma x)^2}
 \end{aligned} \quad (8)$$

式中等离子体频率

$$\omega_{se}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}, \quad \omega_{sp}^2 = \frac{4\pi n_p e^2}{m_p}, \quad \omega_i^2 = \frac{4\pi N_0 e_i^2}{m_i} e^{-\lambda x}. \quad (9)$$

又 n_e , n_p 和 $N_0 e^{-\lambda x}$ 分别表示单位体积内的电子、质子和离子数。

置

$$\left. \begin{aligned}
 \xi &= \frac{v}{V_0}, \quad \alpha_1 = \left(\frac{k T_{se}}{m_e} \right)^{1/2} V_0^{-1}, \quad \alpha_2 = \left(\frac{k T_{sp}}{m_p} \right)^{1/2} V_0^{-1}, \quad \alpha_3 = \left[\frac{v_{th}^2 (Q^2 + \gamma^2)}{Q^2} \right]^{1/2} V_0^{-1}, \\
 \sigma &= \frac{V_i + \gamma x}{V_0} = \frac{v_{0x}}{V_0},
 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中 σ 的物理意义是明显的。于是

$$\begin{aligned}
 F_0(v) &= F_0(V_0 \xi) = F(\xi) \\
 &= \frac{1}{V_0 \sqrt{2\pi}} \left[\frac{\omega_{se}^2}{\alpha_1} \exp -\frac{(\xi - 1)^2}{2\alpha_1^2} + \frac{\omega_{sp}^2}{\alpha_2} \exp -\frac{(\xi - 1)^2}{2\alpha_2^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\omega_i^2}{\alpha_3} \exp -\frac{(\xi - \sigma)^2}{2\alpha_3^2} \right].
 \end{aligned} \quad (11)$$

对 ξ 求导数,有

$$\begin{aligned}
 V_0 \sqrt{2\pi} F'(\xi) &= - \left[\frac{\omega_{se}^2}{\alpha_1^3} (\xi - 1) \exp -\frac{(\xi - 1)^2}{2\alpha_1^2} + \frac{\omega_{sp}^2}{\alpha_2^3} (\xi - 1) \exp -\frac{(\xi - 1)^2}{2\alpha_2^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\omega_i^2}{\alpha_3^3} (\xi - \sigma) \exp -\frac{(\xi - \sigma)^2}{2\alpha_3^2} \right].
 \end{aligned} \quad (12)$$

从而

$$\begin{aligned}
 V_0 \sqrt{2\pi} F''(\xi) &= - \left\{ \frac{\omega_{se}^2}{\alpha_1^3} \left[1 - \frac{(\xi - 1)^2}{\alpha_1^2} \right] \exp -\frac{(\xi - 1)^2}{2\alpha_1^2} \right. \\
 &\quad + \frac{\omega_{sp}^2}{\alpha_2^3} \left[1 - \frac{(\xi - 1)^2}{\alpha_2^2} \right] \exp -\frac{(\xi - 1)^2}{2\alpha_2^2} \\
 &\quad \left. + \frac{\omega_i^2}{\alpha_3^3} \left[1 - \frac{(\xi - \sigma)^2}{\alpha_3^2} \right] \exp -\frac{(\xi - \sigma)^2}{2\alpha_3^2} \right\}.
 \end{aligned} \quad (13)$$

若有 $\xi = \xi_0$ 为 $F(\xi)$ 的极小值,亦即 $F'(\xi_0) = 0$, $F''(\xi_0) > 0$, 则在我们情形有不稳定性判据

$$\begin{aligned}
 U(\xi_0) &= P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F'(\xi)}{\xi - \xi_0} d\xi \\
 &= -\frac{1}{V_0} \left[\frac{\omega_{ie}^2}{\alpha_1^2} h\left(\frac{\xi_0 - 1}{\alpha_1}\right) + \frac{\omega_{ip}^2}{\alpha_2^2} h\left(\frac{\xi_0 - 1}{\alpha_2}\right) + \frac{\omega_i^2}{\alpha_3^2} h\left(\frac{\xi_0 - \sigma}{\alpha_3}\right) \right] > 0, \quad (14)
 \end{aligned}$$

其中 P 表主值, 且

$$h(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x}{x - y} e^{-x^2/2} dx. \quad (15)$$

二、计算结果与讨论

基于近年来彗星的物理观测结果, 在我们的计算中取以下合理数据, 亦即取 $T_{\infty} = 10^3 \text{K}$, $T_{ip} = 4 \times 10^4 \text{K}$, $T_i = 10^3 \text{K}$, $n_e = n_p = 5$, $N_0 = 100$, $V_0 = 540$ 公里/秒, $V_i = 250$ 公里/秒. 离子热速度 v_{th} 得自

$$v_{th} = \left(\frac{2kT_i}{m_i} \right)^{1/2},$$

其中 $m_i = 28 \text{ amu}$. 这是因为在 I 型彗尾的光谱观测中, CO^+ 带总是最强的, 而 N_2^+ 的发射虽比 CO^+ 弱, 但其亮度分布相似于 CO^+ 的亮度分布, 且延伸至彗尾. 它们是彗尾中占主要地位的两种离子, 具有相同的质量和电荷, 我们可以当一种成份处理.

关于彗尾磁场, I_p 和 Mendis 在深入讨论 Alfvén 模型时估计, 在彗尾中可建立数值为 100 伽玛量级的磁场^[6]. Kohoutek 彗星观测结果的分析也导致同样结论^[7]. 因此, 我们取 $B_i = 100$ 伽玛 $= 10^{-3}$ 高斯. 故有

$$Q = \frac{|q| B_c}{m_i c} = 3.44 \times 10^{-1}.$$

用 L 表示边界层厚度, 则速度剪切 $\gamma = (V_0 - V_i)/L$. 我们取 $L = 100$ 公里, 得 $\gamma =$

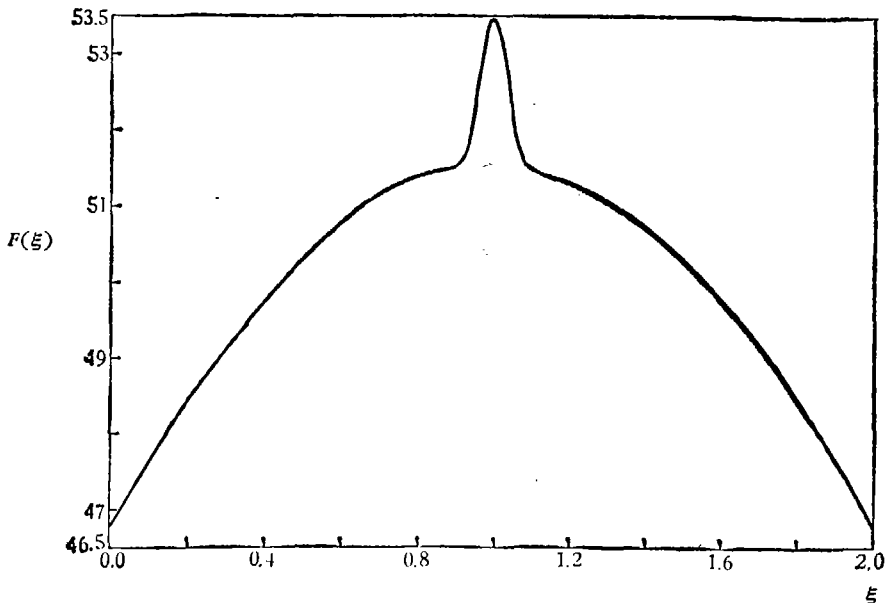


图 1 相应于 $\lambda = 3 \times 10^{-7}$, $\sigma = 0.731$ 和 $x = 50$ 公里的函数 $F(\xi)$ 的曲线

2.9. 在我们的计算中,还分别对 $\lambda = 3 \times 10^{-7}$ 及 $\lambda = 4.6 \times 10^{-7}$ 两种情形作计算。这相当于从内边界上的彗尾离子密度 100, 对应地减少到外边界上的离子密度为 5 和 1。 计算中取 x 和相应 σ 的数值如表 1。

表 1 计算时用的 x 和相应 σ 的值

x (公里)	0	5	10	50	100
σ	0.463	0.490	0.517	0.731	1

我们计算出的所有 $F(\xi)$ 都没有极小值, 只在 $\xi = 1$ 附近有一个极大值。这表明不出现等离子体的不稳定性, 连 Hoyle 和 Harwit 文中所说的那种暂时的电子——离子不稳定性也不出现。观测到的离子彗尾中的不稳定现象, 定然是由与磁场有关的其他机制所引起。

图 1 系相应于 $\lambda = 3 \times 10^{-7}$, $x = 50$ 公里的 $F(\xi)$ 图形, 其中 $\xi = 1$ 邻域内的峰状结构系由太阳风质子项所贡献。图 1 是一张特征性的图, 其它情形所得的 $F(\xi)$ 图象均与它相似。

参 考 文 献

- [1] Biermann, *Zs. f. Ap.*, **29**(1951), 274.
- [2] ———, *Mem. Soc. R. Sci. Liège*, **13**(1953), 251.
- [3] Kennel, C. F., et al. (Ed.), *Solar System Plasma Physics*, Vol. II, North-Holland Publishing Company, 1979, 254.
- [4] Hoyle, F. & Harwit, M., *Ap. J.*, **135**(1962), 867.
- [5] Smith & Goeler, *Physics of Fluids*, **11**(1968), 2665.
- [6] Ip, W. H. & Mendis, D. A., *Icarus*, **29**(1979), 147.
- [7] Gary, G. A. (Ed.), *Comet Kohoutek*, 16.