

太阳风高速流中重离子(α 粒子)的 捕获加速机制*

宋礼庭^{①②} 肖池阶^②

(^①中国科学院空间天气开放实验室,北京 100080; ^②北京大学地球物理系,北京 100871)

摘要 观测表明,太阳风高速流中重离子(α 粒子)的速度高于太阳风整体速度,而且大约高出一个 Alfvén 波速;同时还有少量质子也是如此. 提出当太阳风高速流被加速到 Alfvén 速度时,动力 Alfvén 波二次激发,捕获全部的 α 粒子和部分质子并形成 Alfvén 孤波. 这一机制可以解释上述观测结果. 数值计算给出波激发捕获条件.

关键词 太阳风高速流 动力 Alfvén 波 Alfvén 点 Alfvén 孤波

太阳风高速流的主要成分是质子和电子,此外还有少量氦离子、氧离子等重离子成分,特别是氦离子(即 α 粒子)的相对丰度比较稳定,约为质子数密度的 5%;但是这些重离子的行为却使学者们十分迷惑不解,它们显然受到了有选择性的加速加热. 观测表明 α 粒子的速度 V_α 高于太阳风的整体速度 U (质子的速度)^[1~4],在 1 AU 范围内 $V_\alpha \geq U + V_A$, V_A 为局地 Alfvén 波速. 与此同时,所有重离子成分的温度都高于质子温度,似乎所有的离子都有相同的热速度,即重离子的温度与其质量成正比^[5]. 太阳风高速流是从具有开放型磁场的冕洞中被加速出来的,为什么沿着磁场加速流动的太阳风中重离子会获得选择性的加速和加热呢? 早期的许多研究都注意到离子回旋波的共振加热^[6~10]. 回旋共振可以使重离子加热,但是不能产生 $V_\alpha - U \approx V_A$ 这种观测结果. Feldman 等人总结了许多质子和 α 粒子的速度分布的质谱测量,在 1 AU 内,IMP7 和 IMP8 飞船的离子测量中,除了看到 α 粒子速度 $V_\alpha \geq U + V_A$ 外,还发现质子也经常有双束流,即部分质子也被加速成 $U + V_A$ 的速度^[11](图 1). 图中右侧是指 α 粒子,而左侧可分辨的次级峰对应高速质子流 $U + V_A$. 这给原本困难的重离子加速的难题又增加了难度. 目前没有任何重离子选择加速机制(例如离子回旋共振机制)能选择将约 20% 的质子加速成 $U + V_A$.

太阳风高速流的观测中始终存在着发育很好的湍流,被称为 Alfvén 湍流,因此理论上除了离子回旋波共振理论外,也有人用 Alfvén 湍流串级到离子回旋频率来解释重离子的加热^[12,13]. 最近也有人尝试用日冕中的快激波加速质子和重离子来解释^[14].

2001-05-28 收稿

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 49774249, 49990452)

最近的观测表明太阳风高速流中的 Alfvén 湍流由动力 Alfvén 波、而不是 MHD Alfvén 波演化而来。本文提出一种新机制, 基本思想如下: 由冕洞沿着开放型磁场向外太阳风被热压力梯度加速, 重离子因其质量大而稍稍落后于太阳风整体速度。当太阳风速度达到和超过局地 Alfvén 速度 ($U \geq V_A$), 即在 Alfvén 点附近时, 动力 Alfvén 波会被激发。波激发时, 将速度空间处于激发点附近的重离子全部捕获, 也就是说, 重离子几乎全部参与了波的激发。由于波的激发源在太阳风中, 新激发的波以 $U + V_A$ 的速度向前传播, 因此参与激发而被捕获的重离子具有 $U + V_A$ 的速度。波激发时, 部分质子也参与激发并被捕获, 因此质子会形成如质谱观测到的双束流。实质上由于动力 Alfvén 波的非线性和色散作用, 新激发的动力 Alfvén 波将演化成 Alfvén 孤波。最有可能的是重离子和部分质子被捕获在 Alfvén 孤波中, 因而获得 $U + V_A$ 的速度。

1 太阳风中动力 Alfvén 波的激发

太阳冕洞取 \hat{z} 方向为径向向外, 则背景磁场 $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{z}$, 在局地坐标中选扰动的横向电场 $\delta \mathbf{E}_\perp = \delta E_x \hat{x}$, 波矢 $\mathbf{k} = k_\perp \hat{x} + k_\parallel \hat{z}$; 对动力 Alfvén 波 $k_\perp \gg k_\parallel$ ^[15]。由 Maxwell 方程

$$\nabla \times \delta \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \delta \mathbf{J}, \quad \nabla \times \delta \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{B}$$

和 $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ (准中性条件), 波任意扰动量 $\delta \tilde{A} = \delta A e^{i(k_\perp x + k_\parallel z - \omega t)}$, 可得

$$\delta E_z = \frac{k_\parallel}{k_\perp} \left(1 - \frac{\omega^2}{k_\parallel^2 V_A^2} \right) \delta E_x, \tag{1}$$

$$k_\perp \frac{c \omega}{\Omega_i B_0} \delta E_x + i k_\parallel (\delta V_{iz} - \delta V_{ez}) = 0, \tag{2}$$

式中 δV_{nz} ($n = i, e$ 分别代表离子和电子) 为纵向扰动速度, 由分布函数给出

$$\delta V_{nz} = \frac{1}{n_0} \int_{-\infty}^{\infty} u_z f_n^{(1)}(u_z, z, t) du_z, \tag{3}$$

$$\frac{\partial f_n}{\partial t} + u_z \frac{\partial f_n}{\partial z} + \left(a + \frac{q_n \delta E_z}{m_n} \right) \frac{\partial f_n}{\partial u_z} = 0, \tag{4}$$

式中 $a = dU_0/dt$ 为太阳风加速度, q_n 和 m_n 分别为粒子电荷和质量, 这里我们用到了飘移动力学近似: 垂直磁场用流体描述, 沿磁场方向 (z 方向) 用 Vlasov 方程描述。对于波扰动的时间尺度 t , 太阳风速度 U_0 随时间变化尺度为 τ , 而 $\tau \gg t$, a 可视为常数, 且 $a \ll \frac{q_i \delta E_z}{m_i}$, 由于 a 很小, 在 U_0 参考系 0 阶分布函数为

$$f_n^{(0)} = \frac{n_0}{\sqrt{\pi} c_n} e^{-\frac{(u_z - u_0)^2}{c_n^2}},$$

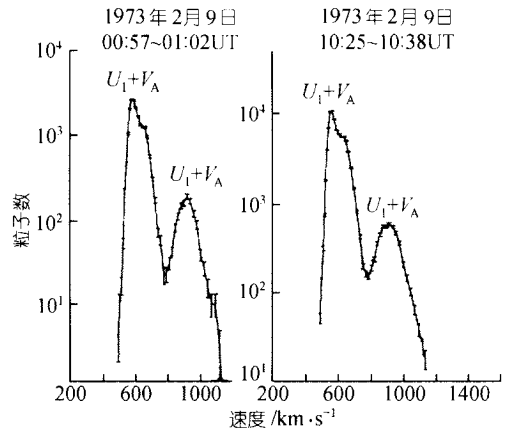


图 1 太阳风中质子和 α 粒子的质谱测量结果 (引自文献[11])

式中粒子热速度 $c_n = \left(\frac{2kT_n}{m_n}\right)^{1/2}$, $n = i, e$. 太阳风虽然在加速,但由于在波动时间尺度加速很小,可视为 U_0 缓慢变化的准静态过程. (4)式略去非线性项,得

$$\frac{\partial f_n^{(1)}}{\partial t} + u_z \frac{\partial f_n^{(1)}}{\partial z} + \frac{q_n \delta E_z}{m_n} \frac{\partial f_n^{(0)}}{\partial u_z} = -\alpha \frac{\partial f_n^{(1)}}{\partial u_z}. \quad (5)$$

(5)式右侧项是小量,一般情形可略去,但在 Alfvén 点 ($U_0 = V_A$) 时,此项起重要作用,将(5)式写成

$$\frac{\partial f_n^{(1)}}{\partial t} + u_z \frac{\partial f_n^{(1)}}{\partial z} + \frac{q_n \delta E_z}{m_n} \frac{\partial f_n^{(0)}}{\partial u_z} + \alpha \frac{\partial f_n^{(1)}}{\partial u_z} = 0, \quad (5')$$

由(5')式得到

$$f_n^{(1)} = -\frac{i}{\omega - k_{//} u_z} \left[\frac{q_n \delta E_z}{m_n} \frac{\partial f_n^{(0)}}{\partial u_z} + \alpha \frac{\partial f_n^{(1)}}{\partial u_z} \right]. \quad (6)$$

(6)式方括号中第2项是小量,迭代近似可求出 $f_n^{(1)}$,代入(3)式可求出 V_{nz} ,最后由方程(1)和(2),可解出色散方程(见附录):

$$\left(1 - \frac{\omega^2}{k_{//}^2 V_A^2}\right) \left\{ 1 + \frac{T_e}{T_i} \left[1 + \xi_i Z(\xi_i) + \frac{ia}{k_{//} c_i^2} \left(Z'(\xi_i) + \frac{1}{2} Z''(\xi_i) \right) \right] \right\} + \frac{1}{2} \frac{T_e}{T_i} \mu_i = 0, \quad (7)$$

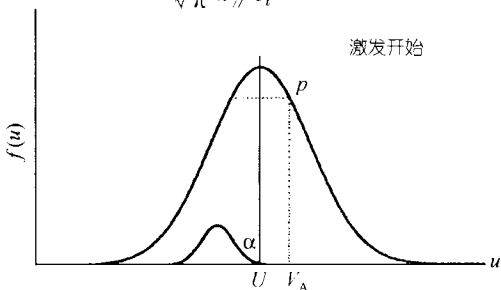
式中 $Z(\xi_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{y - \xi_i} dy$ 为等离子体色散函数,其中 $\xi_i = \frac{\omega - k_{//} U_0}{c_i k_{//}}$, $Z'(\xi_i)$ 和 $Z''(\xi_i)$ 分别为等离子体色散函数的一阶导数和二阶导数. $\mu_i = \rho_i^2 k_{\perp}^2$, $\rho_i = c_i / \Omega_i$ 为质子回旋半径,令 $\omega = \omega_r + i\gamma$,在太阳风达到 Alfvén 点附近, $\xi_i = \frac{\omega/k_{//} - U_0}{c_i} \approx \frac{V_A - U_0}{c_i} \ll 1$. 将(7)式等离子体色散函数作小宗量展开,求得近似解

$$\frac{\gamma}{\omega_r} \approx \frac{\frac{\mu_i}{4} \left(\frac{2a}{k_{//} c_i^2} - \sqrt{\pi} \frac{|V_A - U_0|}{c_i} \right)}{\left(1 + \frac{T_i}{T_e} + \frac{3\sqrt{\pi} a}{k_{//} c_i^3} (V_A - U) - \frac{2(V_A - U)^2}{c_i^2} \right)^2 + \left(\sqrt{\pi} \frac{V_A - U}{c_i} - \frac{2a}{k_{//} c_i^2} \right)^2}. \quad (8)$$

(8)式分母恒为正,动力 Alfvén 波的激发条件为

$$\frac{2a}{k_{//} c_i^2} > \sqrt{\pi} \frac{|V_A - U_0|}{c_i}, \quad (9)$$

即 $|V_A - U_0| < \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{a}{k_{//} c_i} = \Delta U$, 动力 Alfvén 波在太阳风中再次激发,参与激发的粒子是部分质子和 α 粒子. 丰度约为 5% 的 α 粒子这时在速度空间处于 Alfvén 点左侧(图 2),可能全部参与波的激发并被波捕获. 几乎全部捕获的条件为 $2c_\alpha \leq |V_A - U_0|$, 因此 α 粒子参与波激发并几乎全部被捕获的条件为



$\frac{2a}{\sqrt{\pi} k_{//} c_i} > 2c_\alpha, \quad (10)$

图 2 在 Alfvén 点激发时粒子分布函数示意图

c_α 为 α 粒子的热速度.

假定质子的分布函数是漂移 Maxwell 分布

$$n_{tr} = n_0 \int_{-\Delta U}^{+\Delta U} \frac{1}{\sqrt{\pi} c_i} e^{-\frac{u^2}{c_i^2}}, \quad (11)$$

此处

$$\Delta U = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{a}{k_{//} c_i}. \quad (12)$$

(11)式可化为

$$\frac{n_{tr}}{n_0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^b e^{-z^2} dz = \text{erf}(b), \quad (13)$$

式中 $b = \frac{\Delta U}{c_i} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{a}{k_{//} c_i^2}$. 由(13)式可估算出被捕获的质子数. 这样被捕获的 α 粒子和部分被捕获的质子 n_{tr} , 便都具有 $U_0 + V_A$ 的速度.

2 α 粒子捕获加速

当太阳风达到 Alfvén 点时 ($U_0 \sim V_A$), 低频动力 Alfvén 波重新激发. 假定 α 粒子几乎全部捕获, 由(10)式给出: $a > \sqrt{\pi} k_{//} c_i c_\alpha$, $c_i \approx 100$ km/s, $c_\alpha \approx 50$ km/s, 由观测 Alfvén 湍流的低频谱, 可估计 $k_{//} \approx 5 \times 10^{-6}$, 则 $a > 4 \times 10^{-3}$ km/s², 由(13)式可估算出 $n_{tr}/n_0 = 0.29$, $n_\alpha/n_{tr} \approx 0.16$.

只有在波场中被捕获的粒子才能长时间与波相互作用, 令 $n_\alpha/n_{tr} = \Delta$, 电中性要求 $n_e = n = n_{tr} + 2n_\alpha$, $n = (1 + 2\Delta)n_{tr}$, $\Omega_\alpha = \frac{1}{2}\Omega_p$, 在太阳风参考系回到三组元成分(电子, α 粒子, 被捕获质子)的动力学方程为

电子:

$$-\frac{e}{m} E_z - \frac{c_e^2}{n_e^2} \frac{\partial n_e}{\partial z} = 0.$$

质子:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_p v_{px}) + \frac{\partial}{\partial z}(n_p v_{pz}) &= 0, \\ \frac{\partial v_{pz}}{\partial t} + v_{px} \frac{\partial v_{pz}}{\partial x} + v_{pz} \frac{\partial v_{pz}}{\partial z} &= \frac{eE_z}{m_p} + \frac{e}{cm_p} v_{px} B_y - \frac{c_p^2}{n_p} \frac{\partial n_p}{\partial z}, \\ v_{px} &= \frac{c}{B_0 \Omega_p} \frac{\partial E_x}{\partial t}. \end{aligned}$$

α 粒子:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_\alpha v_{\alpha x}) + \frac{\partial}{\partial z}(n_\alpha v_{\alpha z}) &= 0, \\ \frac{\partial v_{\alpha z}}{\partial t} + v_{\alpha x} \frac{\partial v_{\alpha z}}{\partial x} + v_{\alpha z} \frac{\partial v_{\alpha z}}{\partial z} &= \frac{2eE_z}{m_\alpha} + \frac{2e}{cm_\alpha} v_{\alpha x} B_y - \frac{c_\alpha^2}{n_\alpha} \frac{\partial n_\alpha}{\partial z}, \\ v_{\alpha x} &= \frac{c}{B_0 \Omega_\alpha} \frac{\partial E_x}{\partial t}. \end{aligned}$$

扰动电磁场方程:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t},$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} = -\frac{4\pi}{c} (en_p v_{px} + 2en_a v_{ax}).$$

电中性:

$$n = n_e = n_p + 2n_a.$$

方程中物理量都是常规表达,不再一一说明,电中性可理解为被捕获粒子的电中性. 归一化得

$$N = n/n_0, \quad N_p = n_p/n_0, \quad N_a = n_a/n_0,$$

$$U = v_{pz}/v_A, \quad W = v_{az}/v_A, \quad V_p = v_{px}/v_A, \quad V_a = v_{az}/v_A,$$

$$B = B_y/B_0, \quad E_X = E_x c/B_0 V_A, \quad E_z = E_z c/B_0 V_A,$$

$$X = x \cdot \Omega_p/v_A, \quad Z = z \cdot \Omega_p/v_A, \quad \tau = t \cdot \Omega_p,$$

n_0 为未扰动的捕获电子数密度. 归一化方程组:

$$\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial Z} = -\frac{V_A^2}{C_s^2} E_z, \quad \frac{\partial N_p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial Z} (N_p U) + \frac{\partial}{\partial X} (N_p V_p) = 0,$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + V_p \frac{\partial U}{\partial X} + U \frac{\partial U}{\partial Z} = E_z + B \frac{\partial E_X}{\partial \tau} - \frac{C_p^2}{N_p} \frac{\partial N_p}{\partial Z}, \quad V_p = \frac{\partial E_X}{\partial \tau},$$

$$\frac{\partial N_a}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial Z} (N_a W) + \frac{\partial}{\partial X} (N_a V_a) = 0, \quad \frac{\partial W}{\partial \tau} + V_a \frac{\partial W}{\partial X} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = \frac{1}{2} E_z + B \frac{\partial E_X}{\partial \tau} - \frac{C_a^2}{N_a} \frac{\partial N_a}{\partial Z},$$

$$V_a = 2 \frac{\partial E_X}{\partial \tau}, \quad \frac{\partial E_X}{\partial Z} - \frac{\partial E_z}{\partial X} = -\frac{\partial B}{\partial \tau}, \quad \frac{\partial B}{\partial Z} = -(2N_a + N_p) \frac{\partial E_X}{\partial \tau}.$$

行波变换,令

$$\zeta = \alpha X + \gamma Y - M_A \tau, \quad (14)$$

并消去 N_p , 积分出 U, W, E_z , 得

$$E_z = -\frac{M_A}{\alpha} (B - B_0) + \frac{\gamma}{\alpha} (E_X - E_{X0}),$$

$$U = \frac{M_A}{\gamma} (1 + \alpha Y) + \frac{\sigma_1}{N - 2N_a},$$

$$W = \frac{M_A}{\gamma} (1 + 2\alpha Y) + \frac{\sigma_2}{N_a},$$

$$N_p = N - 2^* N_a,$$

式中 $C_p^2 = c_p^2/V_A^2$, $C_a^2 = c_a^2/V_A^2$, $\sigma_1 = U_1 - \frac{M_A}{\gamma}$, $\sigma_2 = W_1 - \frac{M_A}{\gamma}$, $U_1 = U|_{\xi \rightarrow 0}$, $W_1 = W|_{\xi \rightarrow 0}$.

$$\frac{dE_x}{d\xi} = Y, \quad (15)$$

$$\frac{dB}{d\xi} = \frac{M_A}{\gamma} (2N_a + N) Y, \quad (16)$$

$$\frac{dN}{d\xi} = -\frac{V_A^2}{C_s^2} \frac{N}{\alpha} \left[(E_x - E_{x0}) - \frac{M_A}{\gamma} (B - B_0) \right], \tag{17}$$

$$\frac{dN_\alpha}{d\xi} = \frac{-\frac{2\alpha M_A}{\gamma} \frac{dY}{d\xi} + \frac{N_\alpha E_z}{2\gamma\sigma_2} - \frac{M_A}{\gamma\sigma_2} N_\alpha BY}{\frac{C_\alpha^2}{\sigma^2} - \frac{\sigma_2}{N_\alpha^2}}, \tag{18}$$

$$\frac{dY}{d\xi} = \frac{1}{\alpha\sigma_1} \left(\frac{E_z}{M_A} - BY \right) (N - N_\alpha) + \frac{\gamma}{\alpha M_A} \left(\sigma_1 - \frac{C_p^2}{\sigma_1} \right) \frac{dN}{d\xi} - \frac{dN_\alpha}{d\xi}. \tag{19}$$

方程组(15)~(19)是以自变量 ξ 的非线性自治方程组,在选择一定的初值 U_1, W_1, E_{x0}, B_0 和参数 γ, M_A , 可数值求解其行波稳态解,它们是一组 Alfvén 孤波式激波样的结构,这恰是非线性自治方程组的自组织结构,给出典型算例如图 3 和 4,计算的参数列于图下. 图 3 就是类孤波结构,磁场是一个扭结,捕获其中的 α 粒子和质子都具有 $V \geq U + V_A$ 的速度;图 4 更像一个中间激波.

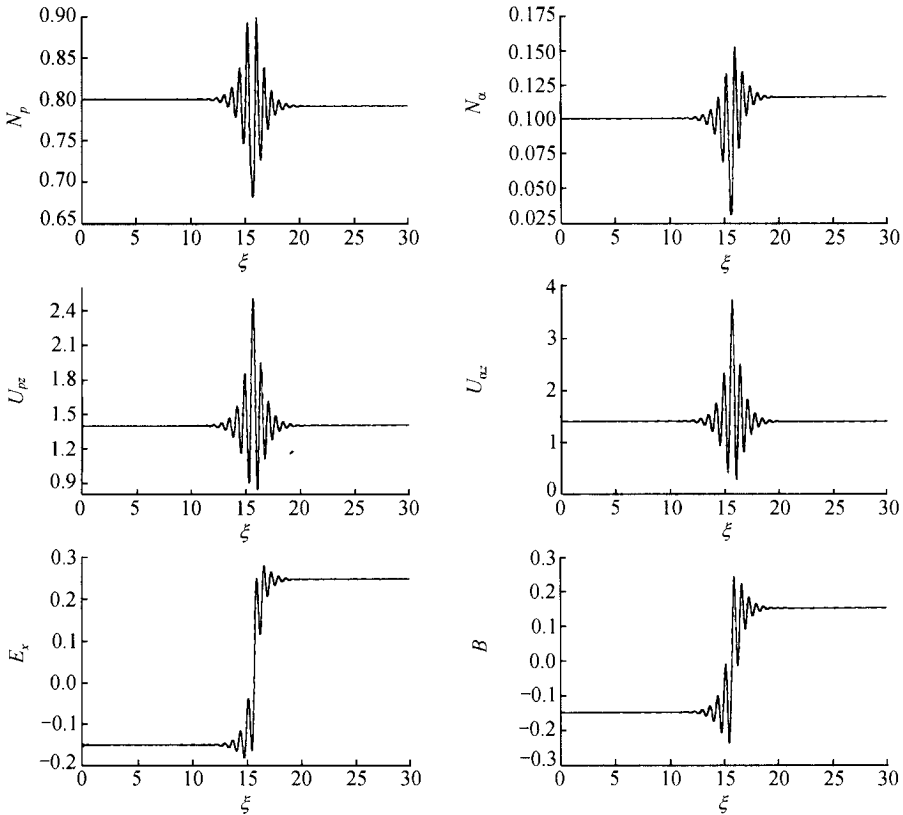


图 3 捕获粒子演化成类孤波结构

其中 $\Delta = 0.1, \gamma = 0.8, M_A = 1.06, T_p/T_E = 2, T_\alpha/T_p = 4, U_{p0} = U_{\alpha0} = 1.4, \beta = 0.1, E_{x0} = -0.15, B_0 = -0.15$

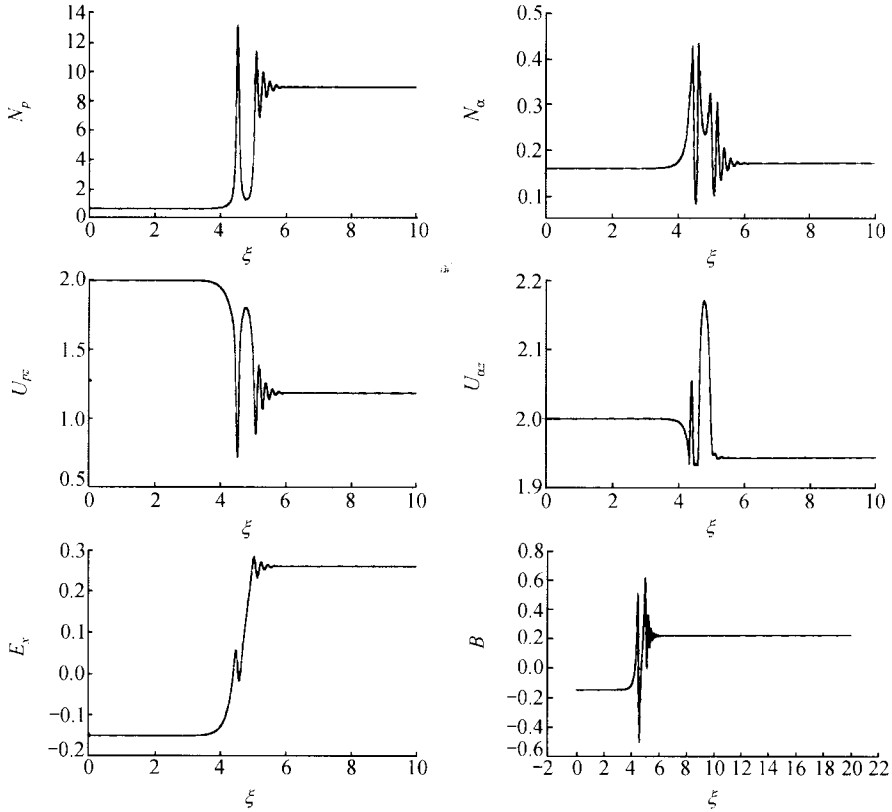


图 4 捕获粒子演化成类激波结构

其中 $\Delta = 0.16$, $\gamma = 0.95$, $M_A = 1.06$, $T_p/T_e = 1$, $T_\alpha/T_p = 1$, $U_{p0} = U_{\alpha 0} = 2$,
 $\beta = 0.1$, $E_{x0} = -0.15$, $B_0 = -0.15$

3 总结和讨论

高速流太阳风氦离子(α 粒子)有着比太阳风速度更高的速度 $V_\alpha \geq U + V_A$, 回旋波选择加热理论等难以解释这一现象, 更难说明为何质子也有部分获得约 $U + V_A$ 的速度, 我们提出动力 Alfvén 波在 Alfvén 点激发, 同时将 α 粒子全部捕获和部分质子捕获. 由于新激发的动力 Alfvén 波是色散的, 波破碎成湍流前在非线性作用下, 会演化成 Alfvén-solitons (或类似激波), 被捕获的粒子是在这激波样结构上做“冲浪”运动, 当它们被释放出来时, 就具有 $U + V_A$ 的速度. 由于 Alfvén-solitons 中包含着纵向电场(E_z), 所有被捕获的粒子都会在 E_z 作用下加速展开, 它们被释放出来时, 都有差不多相同的热速度(已经高于 Alfvén 波速). 这可以解释观测的重离子温度很高并与其质量成比例.

我们的计算表明在其主要参数相同的条件下, 初始冲击(U_1, W_1)较小则容易形成孤波结构, 当冲击较强时则形成中间激波. 在太阳风的质谱观测中也偶尔观测到 α 粒子速度为 $V_\alpha = U + 2V_A$, 这一现象更难解释, 在我们的计算中, 初值 $W_1 \approx 2$ 给出的稳态孤波结构似乎就对应这种观测结果.

近来 SOHO 光谱观测到日冕中氧离子和其他重离子在 $2R_{\odot}$ 以内即有很高的温度和高于质子的速度,这说明重离子确实在靠近太阳表面就被选择加热了(可能是回旋共振加热),这并不能直接影响太阳风,因为氧离子在太阳风中的含量微乎其微,而约占太阳风高速流质子含量 5% 的 α 粒子的质谱测量是飞船的实地测量结果,也不能由光谱测量的氧离子速度直接推断太阳风速度和 α 粒子的结果. 回旋共振机制可以选择加速重离子,但无法得到 $V_{\alpha} \approx U + V_A$ 的观测结果, α 粒子的这一特性显然是捕获在 Alfvén 波中的原因造成的.

应说明的是,我们给出的方程是在背景为均匀的太阳风的动力 Alfvén 波激发和捕获加速的,而实际太阳风是缓慢变化的背景. 另外,重离子和部分质子捕获在行波结构中的时间尺度问题已经超出本文的范围,可能可由非均匀背景传播研究解决.

参 考 文 献

- 1 Formisano V, Palmiotto F, Moremo G. Alpha-particle observations in the solar wind. *Solar Phys*, 1970, 15: 479 ~ 498
- 2 Neugebauer M. Observations of solar wind helium solar wind Rep MPAE-W-100-81-31, Max-Planck Inst. Lindau Fedral Republic of Germany, 1981
- 3 Marsch E, Muhchauser K-H, Rosenbauer H, et al. Solar wind helium ions: Observations of the Helium solar probes between 0.3 and 1 AU. *J Geophys Res*, 1982, 87: 35 ~ 51
- 4 Neugebauer M, Feldman W C. Relation between superheating and superaccelerating of helium in the solar wind. *Solar Phys*, 1979, 63: 201 ~ 215
- 5 Ogilvie K W, Coplan M A, Zwiack R D. Helium, hydrogen and oxygen velocities observed on ISEE3. *J Geophys Res*, 1982, 87: 7363 ~ 7369
- 6 Schmidt W K, Rosenbuaner H H, Shelley E G, et al. On temperature and speed of He^{++} and O^{6+} ions in the solar wind. *Geophys Res Lett*, 1980, 7: 697 ~ 700
- 7 Dusenbery P B, Hollweg J V. Ion-cyclotron heating and acceleration of solar wind minor ions. *J Geophys Res*, 1981, 86: 153 ~ 164
- 8 Marsch E, Goertz C K, Richter K. Wave heating and acceleration of solar wind ions by cyclotron resonance. *J Geophys Res*, 1982, 87: 5030 ~ 5044
- 9 Isenberg P A, Hollweg J V. Finite amplitude Alfvén waves in a multi-ion plasma: propagation, acceleration, and heating. *J Geophys Res*, 1982, 78: 5023 ~ 5034
- 10 Isenberg P A, Hollweg J V. On the preferential acceleration and heating of solar wind heavy ions. *J Geophys Res*, 1983, 88: 3923 ~ 3935
- 11 Feldman W C, Gosling J T, Mc-comas D J, et al. Evidence for ion jet in the high-speed solar wind. *J Geophys Res*, 1993, 98: 5593 ~ 5605
- 12 Gemmeroff L, Gratton F, Gnani G. Excitation and parametric decay of electromagnetic ion gyro-cyclotron waves in high-speed solar wind streams. *J Geophys Res*, 1994, 99: 14717 ~ 14727
- 13 Tu C Y, Marsch E. Two-fluid model for heating of the solar corona and acceleration of the solar wind by high-frequency Alfvén waves. *Solar Phys*, 1997, 171(2): 363 ~ 391
- 14 Wu C S, Li Y, Chao J K, et al. Solar energetic ions created in a reconnection layer by Alfvén wave pickup. *Astrophys J*, 1998, 495(2): 951 ~ 956
- 15 Lysak R L, Lotko W. On the kinetic dispersion relation for shear Alfvén waves. *J Geophys Res*, 1996, 101: 5085 ~ 5094

附录

(6)式右侧方括号中第 2 项是小量 $\left(\left| \alpha \frac{\partial f_n^{(1)}}{\partial u_z} \right| \ll \left| \frac{q_n \delta E_z}{m_n} \frac{\partial f_n^{(0)}}{\partial u_z} \right| \right)$, 将 $f_n^{(1)} = -\frac{i}{\omega - k_{//} u_z} \times \frac{q_n \delta E_z}{m_n} \frac{\partial f_n^{(0)}}{\partial u_z}$ 代入(6)式括号中第 2 项, 经求导运算得

$$f_n^{(1)} = -\frac{i q_n \delta E_z}{m_n} \left[\frac{\frac{\partial f_n^{(0)}}{\partial u_z}}{\omega - k_{//} u_z} - i \alpha \left(\frac{\frac{\partial^2 f_n^{(0)}}{\partial u_z^2}}{(\omega - k_{//} u_z)^2} + \frac{k_{//} \frac{\partial f_n^{(0)}}{\partial u_z}}{(\omega - k_{//} u_z)^3} \right) \right]. \quad (\text{A1})$$

将(A1)式代入(3)式, 经过积分简化得到

$$\delta v_{nz} = -i \frac{2q_n \omega \delta E_z}{m_n k_{//}^2 c_n^2} \left\{ 1 + \xi_n Z(\xi_n) + \frac{i a}{k_{//} c_n^2} \left[Z'(\xi_n) + \frac{1}{2} \xi_n Z''(\xi_n) \right] \right\}, \quad (\text{A2})$$

式中 $c_n = (2kT_n/m)^{1/2}$ 为粒子的热运动速度, $\xi_n = \frac{\omega - k_{//} U_0}{c_n k_{//}}$, 注意 $n = i, e$ 分别代表离子和电子. (A2)式分别写成质子和电子扰动速度:

$$\delta v_{iz} = -i \frac{2e\omega \delta E_z}{m_i c_i^2 k_{//}^2} \left\{ 1 + \xi_i Z(\xi_i) + \frac{i a}{k_{//} c_i^2} \left[Z'(\xi_i) + \frac{1}{2} \xi_i Z''(\xi_i) \right] \right\}, \quad (\text{A3})$$

$$\delta v_{ez} \approx i \frac{2e\omega \delta E_z}{m_e c_e^2 k_{//}^2} \quad (\because c_e \gg c_i, \xi_e \rightarrow 0). \quad (\text{A4})$$

将(A3)和(A4)式代入方程(2)并与方程(1)联立, 即解得色散方程

$$\left(1 - \frac{\omega^2}{k_{//}^2 V_A^2} \right) \left\{ 1 + \frac{T_e}{T_i} \left[1 + \xi_i Z(\xi_i) + \frac{i a}{k_{//} c_i^2} \left(Z'(\xi_i) + \frac{1}{2} Z''(\xi_i) \right) \right] \right\} + \frac{1}{2} \frac{T_e}{T_i} \mu_i = 0,$$

即(7)式.