第20卷 第3期 空 间 科 学 学 报 Vol.20, No.3
2000 年 7月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE July, 2000

回旋波共振加热加速的多重离子流体模型*

束传政 王玲华 涂传诒
(北京大学地球物理系 100871)

摘 要

在回旋波共振准线性理论基础上建立了自恰描述质子和氧离子各向异性温度和整体速度的双离子流体模型，求得数值解，并与 UVCS 观测相比较. 发现在波谱斜率固定的假设下，模型的数值结果虽然与观测有相同趋势，但不能在误差范围之内解释全部观测现象. 进一步的研究需要考虑波谱形状的自洽演化.

关键词 太阳风的加热加速－冕洞高速流－回旋波共振

1 引 言

太阳与日球观测飞船 (SOHO) 上搭载的日冕极紫外谱线仪 (简称为 UVCS) 观测到在太阳极区冕洞距离日心 2.5—3.5 太阳半径 (Rs) 处，氧离子的垂直磁场方向的等效热运动速度由 350 km/s 上升到 500 km/s, 而平行磁场方向的热运动速度要小于 100 km/s. 氧离子的径向向外的整体速度由 350 km/s 上升到 380 km/s. 同时测量到氢原子的垂直磁场方向的热运动速度则保持在 230 km/s 左右，其径向向外的整体速度则由 200 km/s 上升到 300 km/s 以上 [1].(可以认为日冕中氢原子是由于质子和电子碰撞复合而产生，寿命很短，氢原子的温度和速度应该接近质子的温度和速度.) 这些观测结果为研究太阳风的加速及加热机制提供了重要的线索.

上述观测表明，近日冕太阳风高速流区域氧离子受到垂直磁场方向的加热. 目前，只有回旋波共振加热的机制能解释垂直加热现象. Marsch, Hollweg, Isenberg 等 [2−4] 都分别提出描述离子回旋波加热和加速的准线性理论模型，并代入 $r = 20\,\mathrm{Rs}$ 以外的太阳风参数进行计算. 这些计算都企图解释在 30 Rs 以外的太阳风中观测到的重离子优先加热和加速的现象. 然而，太阳风主要加热和加速区域是在近日冕区域. 上述 UVCS 在近日冕区域的观测结果对回旋波共振加热和加速的机制来说是更为严格的检验条件.

Cranmer 等 [5] 给出一个回旋波共振的半经验计算模型，来解释 UVCS 的观测现象. 该模型假定回旋波波谱具有固定斜率. 当斜率为 −2 时，他给出的垂直热运动速度径向剖面与观测一致. 可是该模型只求解了描述氧离子垂直及平温度径向变化的能量方程，而其

* 国家自然科学基金资助课题 (49874036), 国家重大基金项目资助课题 (49990452), 高等学校博士学科点专项科研基金资助课题

† 中国科学院日球物理数值开放实验室

1999-08-12 收到原稿， 2000-04-26 收到修定稿

他物理参量，例如氧离子的整体速度、氧离子密度、质子的速度等都是给定的. 该半经验模型不能说明回旋波共振是否能够同时加速和加热质子.

我们建立了一组描述日冕中氧离子和质子被回旋波共振加速和加热的自洽方程组，求得了该方程组的数值解，并与 UVCS 的观测结果作了比较.

2 日冕离子回旋共振加热模型

由于离子回旋频率随着 r 的增加而减小. 而 Alfven 波的频率不随着 r 变化. 当离子回旋频率接近 Alfven 波的频率时， Alfven 波就转化成回旋波 [7]. 我们在 Marsch 等 [2] 给出的回旋波准线性理论的基础上导出了如下描述日冕中离子加热和加速的二元各向异性流体力学方程组. 该方程组有如下新特点：

(1) 在运动方程中增加了太阳万有引力项： GM/R^2.

(2) 增加了 Alfven 波波压

$$F_j^w = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\Big[\frac{\langle \mathrm{d}B^2\rangle}{2B_0^2}(V_{\mathrm{ph}}^2 - u_j^2)\Big]. \tag{1}$$

(3) 给出了离子加热率及加速率的无量纲化直接计算公式. 然后经过简单的代数推导，得到如下的方程组：

连续性方程：

$$n_j u_j A = C_j, \quad j = 1, 2. \tag{2}$$

运动方程：

$$\Big(\frac{1}{2} - \frac{3}{2}\frac{v_{j/\!/}^2}{u_j^2} + \frac{\mathrm{d}B_1}{2}\Big)\frac{\mathrm{d}u_j^2}{\mathrm{d}r} = -\frac{1}{M_j n_{\mathrm{e}}}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(n_{\mathrm{e}} v_{\mathrm{e}}^2) - \frac{v_0^2}{r^2} + \Big(\frac{1}{A}\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}r}\Big)v_{j\perp}^2 - 2\frac{q_{j/\!/}}{u_j} + F_j^w + (V_{\mathrm{ph}}^2 - u_j^2)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\Big(\frac{\mathrm{d}B_1}{2}\Big) + \frac{\mathrm{d}B_1}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}V_{\mathrm{ph}}^2. \tag{3}$$

能量方程：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}v_{j/\!/}^2 = -2v_{j/\!/}^2\Big(\frac{1}{u_j}\frac{\mathrm{d}u_j}{\mathrm{d}r}\Big) + \frac{2q_{j/\!/}}{u_j}, \tag{4}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}v_{j\perp}^2 = -v_{j\perp}^2\Big(\frac{1}{A}\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}r}\Big) + \frac{q_{j\perp}}{u_j}, \tag{5}$$

其中 $r = R/\mathrm{Rs}$; j 表示离子成分 (包括 p,α,O^{+5}); n_j 为密度； u_j 为整体速度， $v_{j/\!/}^2 = 2kT_{j/\!/}/m_j$, $v_{j\perp}^2 = 2kT_{j\perp}/m_j$, $v_{\mathrm{e}} = 2kT_{\mathrm{e}}/m_{\mathrm{p}}$, $v_0 = 437\,\mathrm{km/s}$; V_{ph} 是 Alfven 波相速，取为 $V_{\mathrm{ph}} = u_{\mathrm{s}} + v_{\mathrm{A}}$, u_{s} 是太阳风整体速度，计算中取为质子的整体速度，因为氧离子的丰度为 0.85×10^{-6}; A 是流管截面，由磁通守恒 $B_0 A$ =const 决定，磁场强度 B_0 的径向变化由 Banaszkiewicz[6] 模型给出：

$$\frac{B_0(r)}{M} = \frac{2}{r^3} + \frac{3Q}{r^5} + \frac{K}{a_1(r + a_1)^2}. \tag{6}$$

其中 $M = 1.789 \times 10^{-4}\,\mathrm{T}$, $Q = 1.5$, $K = 1$, $a_1 = 1.538$.

$\mathrm{d}B_1 = \langle \delta B^2 \rangle / B_0^2$, $\sqrt{\langle \mathrm{d}B_1^2 \rangle}$ 表示低频波，即 Alfven 波的振幅，$\mathrm{d}B_{1_0}$ 是在计算左边界 $r_0 = 2.5\,\mathrm{Rs}$ 处 $\mathrm{d}B_1$ 的给定边界值. 这些波不参加回旋共振，但给出 Alfven 波压. 其径向变化由 WKB 解给出 ($r_B = \mathrm{d}B_{1_0}$):

$$\mathrm{d}B_1 = r_B \left(\frac{A}{A_0}\right) \frac{[(u_s + v_A)^2 / v_A]_{r_0}}{[(u_s + v_A)^2 / v_A]_r}, \tag{7}$$

参与回旋共振的回旋波只占总波能中的一小部分. 我们略去其非耗散波压对流体的影响，只考虑回旋共振导致的耗散波压的贡献

$$F_j^{\mathrm{dis}} = R_0 v_A \Omega_p \frac{1}{M_j^2} \int_0^\infty \mathrm{d}y B_p \frac{1}{y} \mathrm{Im}\hat{\varepsilon}_j. \tag{8}$$

另外，式中 $q_{j//}$ 、 $q_{j\perp}$ 是回旋共振准线性理论给出的平行及垂直的加热率：

$$q_{j//} = R_0 v_A^2 \Omega_p \frac{1}{M_j^2} \int_0^\infty \mathrm{d}y B_p \frac{1}{y^2} \left[\left(x_j' - \frac{1}{M_j} \right) \mathrm{Im}\hat{\varepsilon}_j \right], \tag{9}$$

$$q_{j\perp} = R_0 v_A^2 \Omega_p \frac{1}{M_j^2} \int_0^\infty \mathrm{d}y B_p \frac{1}{y^2 M_j} \mathrm{Im}\hat{\varepsilon}_j. \tag{10}$$

其中 $\mathrm{Im}\,\hat{\varepsilon}_j$ 为等离子体介电常数的虚部：

$$\mathrm{Im}\hat{\varepsilon}_j = \frac{-1}{M_j} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\beta_{j//}}} \left[\frac{A_j (1 - M_j x_j') - M_j x_j'}{y} \right] \exp\left(-\frac{\alpha_j^2}{2} \right), \tag{11}$$

$$\alpha_j = \sqrt{2} \frac{M_j x_j' - 1}{M_j \sqrt{\beta_{j//} y}}. \tag{12}$$

计算中只考虑沿磁场向外传播的左旋波. 其中，$M_j = m_j / Z_j$ $m_p = \Omega_p / \Omega_j$,$m_j$ 离子质量，Z_j 离子电荷数，m_p 质子质量，$x = \omega / \Omega_p$, ω 是在太阳风中等离子体参考系中看到的回旋波频率，$y = k_{//} v_A / \Omega_p$, $\boldsymbol{k}_{//}$ 为波矢，各向异性因子 $A_j = T_{j\perp} / T_{j//} - 1 = v_{j\perp}^2 / v_{j//}^2 - 1$, $\beta_{j//}^2 = 2 v_{j//}^2 / v_A^2$, 共振速度

$$w_{kj} = \frac{\omega - k(u_j - u_s) - \Omega_j}{k_{//}}, \quad x_j' = x - y(u_j - u_s)/v_A,$$

$x_j' - \dfrac{1}{M_j} = \dfrac{\omega - \Omega_j - k(u_j - u_s)}{\Omega_p}$. 在被积函数中 $B_p \mathrm{d}y = B_k \mathrm{d}k / (B_0^2 / 8\pi)$, B_k 为回旋波波数谱. 在计算中利用代换 $B_p \mathrm{d}y = B_{z0} \mathrm{d}z_0$, 把对 y 的积分变换为对 z_0 的积分，$z_0 = \dfrac{\omega_0}{\Omega_{p-l}}$,$\omega_0$ 为回旋波由边界发出时在太阳惯性参考系中看到的频率，Ω_{p-l} 为边界处质子回旋频率，B_{z_i} 为回旋波在边界处的高频频率谱，令

$$B_{z_0} = \frac{r_w}{(\Omega_p / \Omega_O)^{\alpha - 1}} (z_0)^{-\alpha}. \tag{13}$$

为了和 Cranmer[5] 一致，我们也取 $\alpha = 2$, 令 $\omega_0 = \Omega_O$, 有 $r_w = B_{z_0} z_0 / \Omega_O$, 即是在氧离子回旋共振频率处波能与背景磁能的比值.

我们在 2.5—3.5 Rs 的空间范围内积分上述方程组. 在 2.5 Rs 以外, 太阳风可看作是无碰撞等离子体, 可以略去库仑碰撞的影响. 另外, 在 2.5 Rs 处, 质子和氧离子的整体速度都在 200 km/s 或 350 km/s 以上, 远在方程的临界点之外, 可以由边界值直接积分定常的方程组. 在计算中我们采用了电子质子的冷等离子体色散关系.

3 计算结果及与观测比较

模型的可变参数是共振波的相对振幅 r_w 和非共振波的相对振幅 r_B. 在 $r = 2.5$ 处的边界值是与观测值对照给出, 观测到的等效速度应与 $v_{\rm eff}$ 比较. $v_{\rm eff} = \sqrt{v_{j\perp}^2 + \xi^2}$, 其中 $\xi^2 = (\mathrm{d}B_1 \cdot v_A)^2$. 在模型中 v_c 是参照 [1] 根据观测得到的电子温度.

作为第一组参数, 我们取 $r_w = 4 \times 10^{-9}$, $r_B = 1.5 \times 10^{-3}$, 在 $r = 2.5$ 处的边界值, 取 $n_p = 7 \times 10^4\,\mathrm{cm}^{-3}$, $u_p = 190\,\mathrm{km/s}$, $v_{p\perp} = 200\,\mathrm{km/s}$, $v_{p/\!/} = 70\,\mathrm{km/s}$, $u_O = 350\,\mathrm{km/s}$, $v_{O\perp} = 350\,\mathrm{km/s}$, $v_{O/\!/} = 45\,\mathrm{km/s}$.

图 1 给出了这一组参数的结果与观测值的比较, 图中阴影区给出了观测值的误差范围. 我们看到这一组参数得到的结果能够很好地描述质子温度以及速度的径向变化, 能大致描述氧离子等效温度的升高, 但是给出的氧离子的整体速度比观测高出很多. 为使氧离

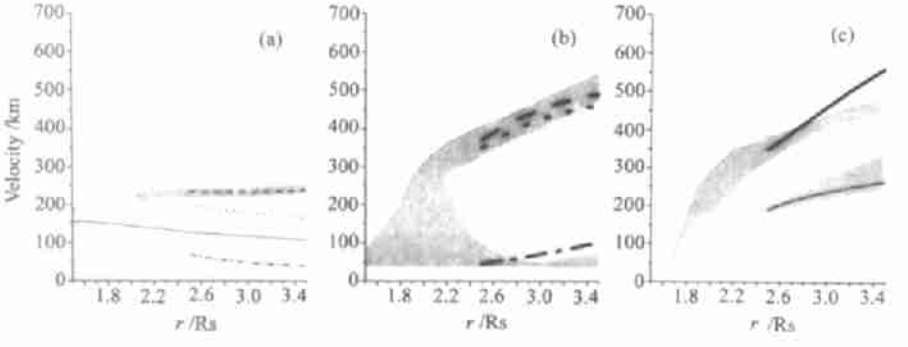


图 1 (a) 计算的质子热等效速度 (细虚线)、垂直热运动速度 (细点线)、平行热运动速度 (细点划线), 阴影区是观测到的等效热运动速度范围; (b) 计算的氧离子热运动速度 (粗虚线)、垂直热运动速度 (粗点线)、平行热运动速度 (粗点划线), 上方的阴影区代表观测到的氧离子的热运动速度范围, 下方的表示观测到的氧离子的平行热速度范围; (c) 计算的径向向外的质子整体速度 (细实线) 和氧离子整体速度 (粗实线), 上方的阴影区为氧离子整体速度的观测范围, 下方是质子的初始参数 $r_w = 4 \times 10^{-9}$, $r_B = 1.5 \times 10^{-3}$

Fig.1 (a) Comparison between the observations and the computed $V_{p\perp}$ (thin dashed line), $v_{p\perp}$ (thin dotted line), $v_{p/\!/}$ (thin dot-dashed line), the gray region stands for the measured thermal speeds; (b) Comparison between the observations and the computed $V_{O\rm eff}$ (wide dashed line), $v_{O\perp}$ (wide dotted line), $v_{O/\!/}$ (wide dot-dashed line). the upper gray region represents the observational limits of $V_{O\rm eff}$, and the lower one denotes measured range of $V_{O/\!/}$; (c) Comparison between the observations and the calculated outflow velocities of O^{+5} (wide solid line) and H (thin solid line), the upper and lower gray regions represent respectively the observational circumscription of $u_{O^{+5}}$ and u_p. The initial conditions are $r_w = 4 \times 10^{-9}$, $r_B = 1.5 \times 10^{-3}$

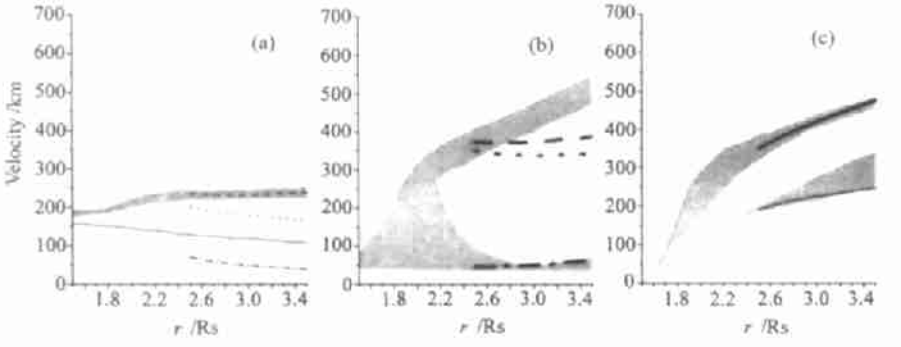


图 2　曲线和阴影区所表示的物理量与图 1 相同 ($r_w = 1.5 \times 10^{-9}$, $r_B = 1.8 \times 10^{-3}$)

Fig.2　The format is the same as Fig.1, but the initial conditions are $r_w = 1.5 \times 10^{-9}$, $r_B = 1.8 \times 10^{-3}$

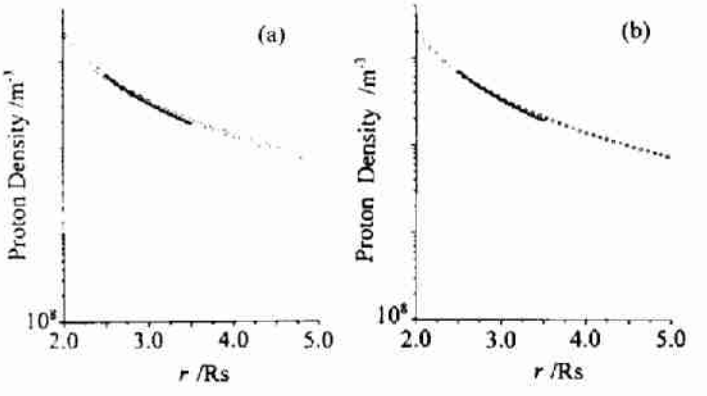


图 3　计算的质子密度 (实线) 和参考文献 [2] 得到的经验数值 (小圆圈) 比较

(a) 第一组参数条件；(b) 第二组参数条件；初始密度 $n_p = 7 \times 10^4\,\mathrm{cm}^{-3}$

Fig.3　The model produced proton density (solid line). (a) stands for the first kind of conditions, and (b) for the second one. The circle symbols represent the empirical results given by Kohl *et al.*[2] the initial value $n_p = 7 \times 10^4\,\mathrm{cm}^{-3}$

子的速度降下来，在第二组参数中取 $r_w = 1.5 \times 10^{-9}$, $r_B = 1.8 \times 10^{-3}$. 在 $r = 2.5$ 处所有的初始值和第一组的完全相同. 图 2 是计算值与观测值的比较. 我们看到 $u_O(r)$ 与观测结果相符，但垂直热运动速度 $v_{O_\perp}$ 却比观测小很多，相应的质子整体速度和等效速度仍与观测值接近. 图 3 是两种情况下质子的密度与观测的比较. 观测数据来自参考文献 [2].

另外，我们还对 $\alpha = 1$—3 等一系列情况做了计算. 发现 $\alpha = 3$ 时，氧离子的垂直热运动速度是一上升的曲线，可以与观测值极好的吻合，不过氧的漂移速度太大；在 $\alpha = 1$ 的情况下，质子和氧离子的漂移速度可同时与观测相符合，可惜氧的热运动速度太低.

在我们的模型中引入的太阳万有引力项和 Alfven 波压项是本文中的新的特点，下图给出了它们分别在加速太阳风过程中的百分比 (第一组参数边界条件 $r_w = 4 \times 10^{-9}$, $r_B = 1.5 \times 10^{-3}$).

我们可以看到在 2.5—3.4 Rs 内，万有引力项阻碍太阳风加速的比例从 25%—5%，而 Alfven 波压项从 17%—15%.

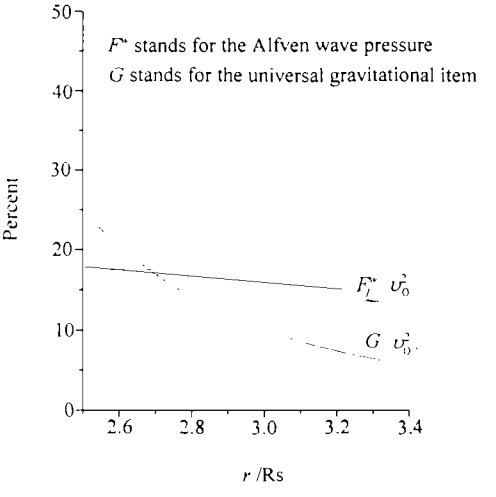


图 4 万有引力项 (G) 和 Alfven 波压项 (F_v^w) 对加速太阳风的影响

Fig.4 The contributions of the Universal gravitational term and the Alfven wave pressure term to accelerate the O^{+5} ions respectively

4 结 论

本文给出了一组描述冕洞中氧离子和质子与回旋波共振导致加速及加热效应的方程组，求得方程组的数值解，并将数值解与 UVCS 的观测结果比较. 在回旋波波谱斜率为固定值的假设下 (α 取 1—3 的不同数值), 该模型数值解与氢原子的观测值 (认为代表质子的特性) 一致. 虽然能用不同的共振波相对振幅 r_w 和非共振波相对振幅 r_B 分别解释氧离子的速度和温度，但却不能用同一个 r_w 、 r_B 值解释这两者. 这一比较结果说明准线性回旋共振机制很可能是实际起主要作用的机制. 但是上述模型需要改进. Cranmer[5] 引入的波谱固定斜率的假设很可能是不适合的. 固定斜率的假设是建立在能量湍流串级的物理图像基础上的. 加速加热太阳风的离子回旋波很可能不是由能量串级产生的.

参 考 文 献

[1] Kohl J L *et al.* UVCS/SOHO empirical determinations of anisotropic velocity distribution in the solar corona. *Ap. J.*, 1998, **501**:L127

[2] Marsch E *et al.* Wave heating and acceleration of solar wind by cyclotron resonance. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**: 5 030—5 036

[3] Hollweg J V *et al.* Possible evidence for coronal Alfven waves. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**:1

[4] Isenberg P A. Resonant acceleration and heating of solar wind ions: Anisotropy and dispersion. *J. Geophys. Res.*, 1984, **89**:6 613—6 621

[5] Cranmer S R *et al.* Spectroscopic constraints on models of ions-cyclotron resonance heating in the polar solar corona and high-speed Solar wind. *Astrophys. J.*, 1999, **518**:L937

[6] Banaszkiewicz M, Axford W I, McKenzie J F. An analytic solar magnetic field model. *A&A*, 1998, **337**:940—948

[7] Boyd T J M, Sanderson J J. 等离子体动力学. 北京: 科学出版社, 1997. 178—179

A COMPARISON BETWEEN AN ION-CYCLOTRON RESONANCE MODEL FOR HEATING AND ACCELERATION OF THE SOLAR WIND AND THE OBSERVATIONS ON THE SOLAR POLAR CORONA HOLE BY UVCS ON SOHO

SU Chuanzheng WANG Linghua TU Chuanyi
(*Department of Geophysics, Peking University, Beijing* 100871)

Abstract

A set of equations are developed for describing the spatial evolution in the polar corona of anisotropic multi-ion-fluid properties based on the heating and acceleration by ion-cyclotron resonance. Numerical solutions of this equation set are used to make a comparison with the recent observations by UVCS on SOHO (Kohl *et al.* 1998). If we assume that the spectrum of the cyclotron waves has a fixed slop, -2, the model results can describe the UVCS observations for Helium (assuming for protons also) and for either the bulk speed of O^{+5} ions or the effective perpendicular thermal speed of O^{+5} ions respectively if further assuming different amplitude of the waves. However we can not describe both speeds with single wave amplitude. It is suggested that the fixed spectrum slope assumption, which is widely used in the study of this topic, may not describe the real situation in corona.

Key words The Heating and acceleration of solar wind, The high-speed fluid in the polar corona Hole, Ion-Cyclotron resonance