第21卷 第3期 空 间 科 学 学 报 Vol.21, No.3
2001 年 7月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE July, 2001

太阳极区低日冕重离子的回旋波加热机制*

束传政 陈 非 涂传诒
(北京大学地球物理系 100871)

摘 要

采用电子、质子、氦核和另外一种微量离子代替氧离子的 4 组元模型分别计算了 Fe^{11+}, Mg^{9+}, Mg^{7+}, Ne^{7+} 和 Si^{7+} 等微量离子的漂移速度和温度，并和 SUMER 的观测结果进行了比较.

关键词 太阳冕洞—重离子加热

1 引 言

1996 年发射的 SOHO 飞船 (太阳和日球观测飞船) 上搭载的 SUMER(极紫外辐射观测仪) 和 UVCS(日冕极紫外谱线仪) 对太阳进行了多波段的光学观测，第一次观测到在太阳极区冕洞中距离日心 1.0—1.2 个太阳半径 (R_s) 处重离子发射的极紫外射线 (EUV). Tu 等 [1] 对 Fe^{11+}, Mg^{9+}, Mg^{7+}, Ne^{7+} 离子和 Si^{7+} 离子在 $R = 1.15\,R_s$ 处发射的 EUV 进行了线宽分析，得到了这些重离子的热运动速度的上下限，并得到：当重离子的单位电荷质量数大于 3 的时候，重离子的温度有随离子的单位电荷质量数增大而升高的趋势. 如果功率谱正比于 $f^{-\gamma}$(f 为频率，γ 为正实数)，那么单位电荷的质量数越大，相应回旋频率则越小，相应离子回旋波振幅越大. 这样上述观测事实显然与回旋共振机制有关. Hu 等 [2] 采用回旋波共振理论，在 4 组元 (质子、电子、α 离子和 O^{5+} 离子) 太阳风流体方程组和 Alfven 波谱方程的框架下计算了氧离子的速度和温度，并和 UVCS 观测结果作了比较. Hu 等在计算中用了 Tu[3] 提出的 Kolmogorov 串级函数，并假定回旋波谱具有固定斜率. 本文采用 Hu 的模型并用另外一种微量离子代替氧离子计算 Fe^{11+}, Mg^{9+}, Mg^{7+}, Ne^{7+} 离子和 Si^{7+} 离子的温度并和 SUMER 的观测结果比较.

2 理论模型

Hu 等 [1] 所提出的 4 组元太阳风流体模型包括电子，质子，氦核和氧离子等，其流体力学方程和 Alfven 波谱方程如下：

连续方程

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial r}(n_i v_i a) = 0. \tag{1}$$

* 国家自然科学基金 (49874036)，重大基金 (49990452) 共同资助
2000-12-25 收到原稿，2001-05-08 收到修定稿

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

动量方程

$$\frac{1}{\cos\Phi}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{v_i}{\cos\Phi}\right)+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v_i^2}{\cos^2\Phi}\right)=-\frac{1}{n_i m_i}\frac{\partial p_i}{\partial r}-\frac{Z_i}{n_e m_i}\frac{\partial p_e}{\partial r}+\frac{v_{cm}^2\tan^2\Phi}{r}-$$
$$\frac{GM_s}{r^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{p_w}{\rho v_{Ar}^2}(v_{ph}^2-v_i^2)\right]+\frac{a_i}{\cos\Phi}+\frac{1}{n_i m_i\cos^2\Phi}\sum_j K_{ij}(v_j-v_i)f(\eta_{ij})+$$
$$\frac{Z_i}{n_e m_i\cos^2\Phi}\sum_j K_{ej}(v_j-v_e)f(\eta_{ej}). \tag{2}$$

电子能量方程

$$\frac{\partial T_e}{\partial t}+v_e\frac{\partial T_e}{\partial r}+\frac{2T_e}{3a}\frac{\partial}{\partial r}(v_e a)=\frac{2}{3n_e k_B a}\frac{\partial}{\partial r}\left(a\kappa_e\cos^2\Phi\frac{\partial T_e}{\partial r}\right)+\frac{2}{n_e}\sum_j K_{ej}\frac{T_j-T_e}{m_e+m_j}\cdot$$
$$\exp(-\eta_{ej}^2)+\frac{2}{3n_e k_B\cos^2\Phi}\sum_j K_{ej}\frac{m_j}{m_e+m_j}(v_e-v_j)^2 f(\eta_{ej}). \tag{3}$$

离子能量方程

$$\frac{\partial T_i}{\partial t}+v_i\frac{\partial T_i}{\partial r}+\frac{2T_i}{3a}\frac{\partial}{\partial r}(v_i a)=\frac{2}{n_i}\sum_j K_{ij}\frac{T_j-T_i}{m_i+m_j}\exp(-\eta_{ij}^2)+$$
$$\frac{2}{3n_i k_B\cos^2\Phi}\sum_j K_{ij}\frac{m_j}{m_i+m_j}(v_i-v_j)^2 f(\eta_{ij})+\frac{2}{3n_i k_B}Q_i. \tag{4}$$

波谱方程

$$\frac{\partial P}{\partial t}+\frac{v_{Ar}^2}{v_{ph}(v_{ph}-v_{cm})a}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{v_{ph}^2(v_{ph}-v_{cm})Pa}{v_{Ar}^2}\right]=-\frac{\partial F}{\partial f}. \tag{5}$$

上面各式中 v 都是径向速度，其中下标 i 表示各种离子成份 (包括质子，氦核，重离子)，库仑碰撞项中的求和下标 j 代表除 i 离子外的所有其他成份 (包括电子). a_i 和 Q_i 分别表示 i 离子沿磁场的共振加速率和 Alfven 波加热率. ρ_i 和 ρ 为 i 离子和太阳风的密度 $\rho_i=m_i n_i$, $\rho=\sum_i\rho_i$, v_{cm} 为太阳风质心速度， v_{ph} 为 Alfven 波相速度，

$$v_{cm}=\sum_i\rho_i v_i/\rho, \tag{6}$$

$$v_{ph}=v_{cm}+\left[v_{Ar}^2+v_{cm}^2-\sum_i(\rho_i v_i^2)/\rho\right]^{1/2}, \tag{7}$$

Φ 为磁力线和径向夹角， a 为流管的截面积， $a=r^2 f(r)$, 其中

$$f(r)=\frac{f_m e^{(r-r_1)/\sigma}+1-(f_m-1)e^{(R_s-r_1)/\sigma}}{e^{(r-r_1)/\sigma}+1}, \tag{8}$$

库仑碰撞项中的 K_{ij} 和 η_{ij} 定义如下：

$$K_{ij}=\frac{16\pi^{1/2}}{3}n_i n_j Z_i^2 Z_j^2 e^4\left(\frac{m_i m_j}{m_i+m_j}\right)^{1/2}\left[\frac{m_i+m_j}{2k_B(m_i T_j+m_j T_i)}\right]^{3/2}\ln\Lambda, \tag{9}$$

$$\eta_{ij}^2=\frac{m_i m_j(v_i-v_j)^2}{2k_B\cos^2\Phi(m_i T_j+m_j T_i)}. \tag{10}$$

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

(5) 式右边为 Tu 给出的 Kolmogorov 串级函数：

$$F(f,r)=\frac{2\pi\alpha\alpha_1\cos\Phi}{(4\pi\rho)^{1/2}v_{\rm ph}}f^{5/2}P^{3/2}(f,r), \tag{11}$$

其中 α 取 1, α_1 取值如下：

$$\alpha_1=\begin{cases}\alpha_0(r-{\rm R_s})/9{\rm R_s}, & {\rm R_s}\leqslant r<10{\rm R_s};\\ \alpha_0, & r\geqslant 10{\rm R_s}.\end{cases} \tag{12}$$

α_0 为常数. $P(f,r)$ 与磁场变化 $\langle\delta B^2\rangle$ 和波压 p_w 的关系如下：

$$\langle\delta B^2\rangle=8\pi p_w=\int_0^{f_{\rm H}}P{\rm d}f, \tag{13}$$

其中 $f_{\rm H}=\alpha_f\dfrac{\Omega_p v_{\rm ph}}{2\pi v_{\rm Ar}}$, $\Omega_{\rm p}$ 为质子回旋频率, $\alpha_f=0.1$, 将 (5) 式对 f 从 0 到 $f_{\rm H}$ 积分可得

$$\frac{\partial(2p_w)}{\partial t}+\frac{v_{\rm Ar}^2}{v_{\rm ph}(v_{\rm ph}-v_{\rm cm})a}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{2v_{\rm ph}^2(v_{\rm ph}-v_{\rm cm})p_w a}{v_{\rm Ar}^2}\right]=-Q, \tag{14}$$

其中,

$$Q=\frac{1}{4\pi}F(f_{\rm H},r)-\frac{v_{\rm ph}P(f_{\rm H},r)}{4\pi}\frac{{\rm d}f_{\rm H}}{{\rm d}r}. \tag{15}$$

我们用冷等离子的色散关系和能量守恒计算 a_i 和 Q_i, 定义如下无量纲数：

$$x=\frac{\omega}{\Omega_{\rm p}},\quad y=\frac{kv_{\rm Ap}}{\Omega_{\rm p}},\quad U_i=\frac{v_i}{v_{\rm Apr}},\quad A_i=\frac{m_i}{m_{\rm p}},\quad \eta_i=\frac{n_i}{n_{\rm p}},\quad \beta_{\rm p}=\frac{8\pi n_{\rm p}k_{\rm B}T_{\rm p}}{B^2}$$

其中 $v_{\rm Ap}=B/(4\pi\rho_{\rm p})^{1/2}$, $v_{\rm Apr}=v_{\rm Ap}\cos\Phi$. 含电子、质子、氦核和一种重离子 i 的冷等离子体的色散关系为

$$y^2=\frac{(x-yU_{\rm p})^2}{1-x+yU_{\rm p}}+\frac{4\eta_\alpha(x-yU_\alpha)^2}{1-2(x-yU_\alpha)}+\frac{\eta_i A_i Z_i(x-yU_i)^2}{Z_i-A_i(x-yU_i)}. \tag{16}$$

. Isenberg 和 Holleg[4] 和 Marsch 等 [5] 给出由离子与回旋波共振决定的 i 种离子的相对加速和加热率如下：

$$a_i\propto\frac{\eta_i Z_i^2}{\rho_i v_{\rm Ap}(A_iT_i)^{1/2}}\int_0^\infty\frac{{\rm d}y}{y^{\gamma+1}}\left(\frac{x}{y}-U_i\right)\exp\left[-\frac{A_iT_{\rm p}}{\beta_{\rm p}T_i}\left(\frac{x}{y}-U_i-\frac{Z_i}{A_iy}\right)^2\right], \tag{17}$$

$$Q_i\propto\frac{\eta_i Z_i^2}{(A_iT_i)^{1/2}}\int_0^\infty\frac{{\rm d}y}{y^{\gamma+1}}\left(\frac{x}{y}-U_i\right)^2\exp\left[-\frac{A_iT_{\rm p}}{\beta_{\rm p}T_i}\left(\frac{x}{y}-U_i-\frac{Z_i}{A_iy}\right)^2\right], \tag{18}$$

推导这一公式时已假定在回旋共振区波谱 $P(k)\propto k^{-\gamma}$. 由能量守恒可得

$$\sum_i\rho_i v_i a_i/\cos\Phi+\sum_i Q_i=v_{\rm ph}(v_{\rm ph}-v_{\rm cm})Q/v_{\rm Ar}^2, \tag{19}$$

由 (18)—(20) 式可求出 a_i, Q_i.

计算中给定日冕底部的波谱如下：

$$P(f,{\rm R_s})=\begin{cases}P_0, & 0\leqslant f<f_1;\\ P_0(f/f_1)^{-1/2}, & f_1\leqslant f<f_2;\\ P_0(f_2/f_1)^{-1/2}(f/f_2)^{-1}, & f_2\leqslant f<f_{\rm H}.\end{cases} \tag{20}$$

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

3 计算结果及与观测的比较

我们取日冕底部 Alfven 波速度扰动为 $\xi = 25\,\mathrm{km/s}$, $\gamma = 0.5$, 分别把离子 i 代替为 Fe^{11+}, Mg^{9+}, Mg^{7+}, Ne^{7+} 离子和 Si^{7+} 离子并计算其在 $R = 1.15\,R_s$ 处的温度和热运动速度. 计算中重离子丰度取为 10^{-5}, 色散关系取为 (16) 式. 由于重离子丰度非常小, 它对背景等离子体的影响以及它们之间的相互影响可以忽略. 图 1 和图 2 分别给出了这些重离子的温度和热运动速度与 SUMER 的观测结果的比较. 由图 1 和图 2 我们可以看到计算出的重离子的温度和热运动速度的变化趋势和观测结果是一致的, 随着离子单位电荷质量的增加, 离子的温度和热运动速度增加, 并且除 Mg X 外, 计算出来的离子的温度和热运动速度落在观测得出的最大和最小值之间.

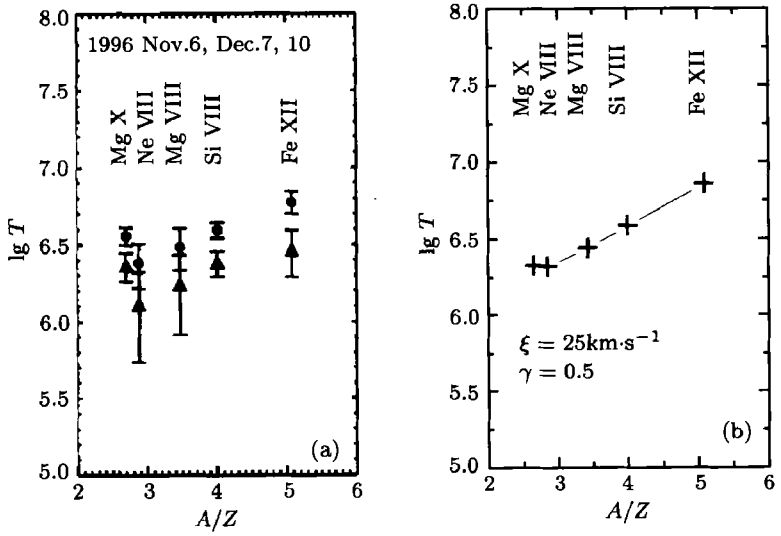


图 1 计算得出的 Fe^{11+}, Mg^{9+}, Mg^{7+}, Ne^{7+} 离子和 Si^{7+} 离子温度与 SUMER 的观测比较
(a) 为 SUMER 的观测结果, • 上限, ▲ 下限, (b) 为理论计算结果

Fig.1 Ion temperature comparison between model result and SUMER observation, (a) is SUMER observation, • represents upper limit, ▲ represents lower limit, (b) is model result

图 3 给出了 γ 分别取 0.5 和 1 算出来的各种重离子在 $R = 1.15\,R_s$ 处的温度. 由图可以看到, 离 A/Z 离子的温度随 γ 的增大而升高. 在回旋共振区, 波谱越陡, 不同高度的温度分离就越明显. 需要说明, Fe^{11+} 离子的发射线称为 Fe XII, 这一规则适用于本文中其他离子.

图 4 和图 5 分别给出离子整体速度和温度随日心距离变化的图像. 在 1 AU, 离子的整体速度都被加速到 700—800 km/s, 而离子的温度也比通常质子温度 (0.3 MK) 高数十倍.

图 5 中由 F 线看出 Fe^{11+} 离子加热最显著, 可是图 4 表明 Fe^{11+} 离子的加速效应并不是最突出. 这一结果与公式 (17) 和 (18) 表明的加热和加速效应是一致的. 计算加速的公式 (17) 积分前面的系数与 $1/m_i$ 成反比, 而加热率公式 (18) 积分前的系数与 m_i 无关. 由于 Fe 离子的质量很大, 所以与其加热效应相关的加速效应就显现不出来了.

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

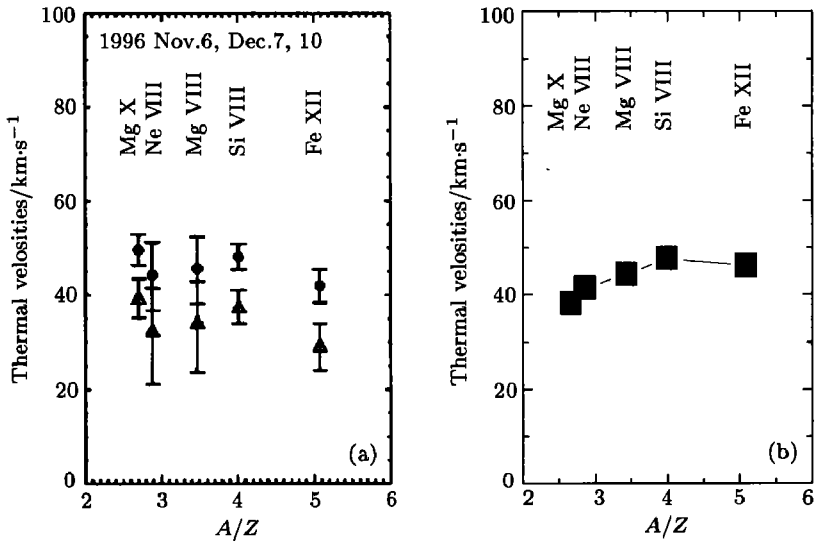


图 2　计算得到 Fe^{11+}, Mg^{9+}, Mg^{7+}, Ne^{7+} 离子和 Si^{+7} 离子热运动速度和 SUMER 观测的比较
(a) 为 SUMER 观测结果，• 上限，▲ 下限，(b) 为理论计算结果

Fig.2　Ion thermal velocity comparison between model result and SUMER observation, (a) is SUMER observation • represents upper limit, ▲ represents lower limit, (b) is model result

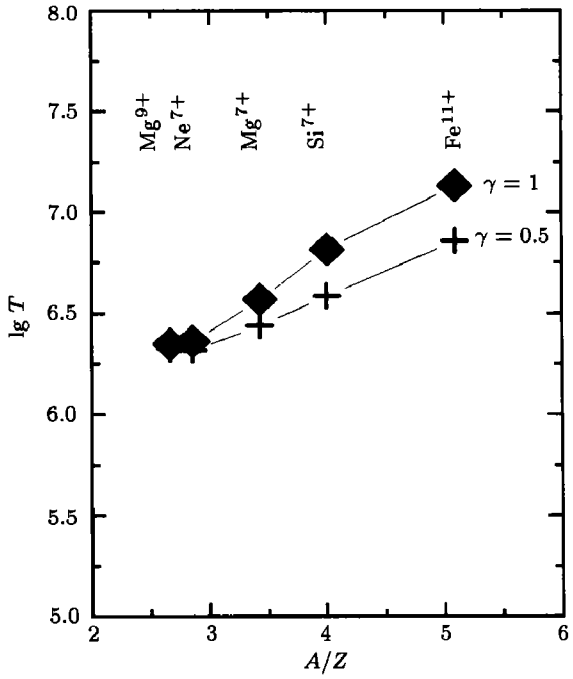


图 3　两种不同参数 $\eta = 0.5$ 和 $\eta = 1$ 计算得到的重离子温度的比较

Fig.3　Model ion temperature comparison for $\eta = 0.5$ and $\eta = 1$

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

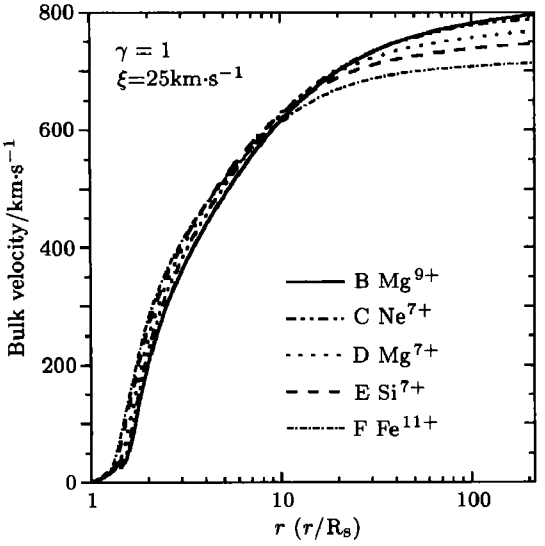


图 4 各种离子整体速度随日心距离变化图像

Fig.4 Ion bulk velocity change with r

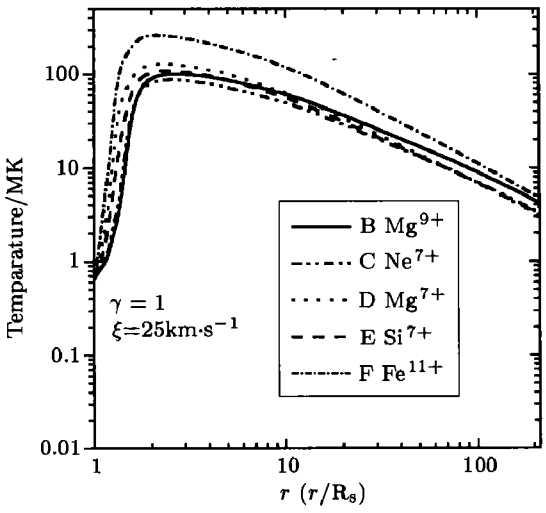


图 5 各种离子温度随日心距离变化图像

Fig.5 Ion temperature change with r

4 结 论

本文用 4 组元的太阳风流体方程和 Alfven 波串极方程分别计算了 Fe^{11+}, Mg^{9+}, Mg^{7+}, Ne^{7+} 离子和 Si^{7+} 离子等重离子在 $R = 1.15\,R_s$ 处的温度和热运动速度，并和 SUMER 的观测结果进行了比较. 由于这些离子的丰度在 10^{-5}—10^{-6} 范围，我们忽略了它们的相互影响和对背景太阳风的影响，计算结果和观测结果在误差范围内是一致的，这说明回旋波共振理论可以解释低日冕中高 A/Z 离子的优先加热的现象. 微量离子对太阳风的影响是需要进一步讨论的问题.

参 考 文 献

[1] Tu Chuanyi, Marsch E, Wilhelm K. Ion temperatures as observed in a solar coronal hole. *Space Sci. Rev.*, 1999, **87**:331—334

[2] Hu Yuoqiu, Esser R, Habbal S R. A four-fluid turbulence-driven solar wind model for preferential acceleration and heating of heavy ions. *J. Geophys. Res.-Space*, 2000, **105**:5 093—5 111

[3] Tu Chuanyi. A solar wind model with the power spectrum of Alfvenic fluctuations. *Solar Phys.*, 1987, **109**: 149—157

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

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

ION-CYCLOTRON-RESONANCE HEATING MECHANISM OF THE HEAVY IONS IN LOWER SOLAR POLAR CORONA

SHU Chuanzheng CHEN Fei TU Chuanyi

(*Department of Geophysics, Peking University, Beijing* 100871)

Abstract

In this paper, the four-fluid model, and replace O^{5+} with one of Fe^{11+}, Mg^{9+}, Mg^{7+}, Ne^{7+}, Si^{7+} ions respectively are adopted. The bulk velocity and temperature of the heavy ions are obtained, and compared with the SUMER observation data.

Key words Solar coronal hole, Heating of heavy ions

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com