

# 流管几何对低速太阳风 alpha 粒子丰度的影响\*

彭忠<sup>1</sup>, 陈耀<sup>1,2</sup>

(1. 中国科学技术大学地球和空间科学学院, 安徽合肥 230026; 2. 山东大学威海分校空间科学与应用物理系, 山东威海 264209)

**摘要:**建立了离子回旋共振机制驱动的一维三元(电子、质子、alpha 粒子)低速太阳风流管模型, 重点分析流管参数对 alpha 粒子丰度(定义为 alpha 粒子与质子数密度之比)的影响. 流管几何形式与有关观测数据分析及二维太阳风模型的计算结果相一致. 与以往研究相符, 在太阳附近 alpha 粒子的丰度先增加(可超过冕底丰度的 1~5 倍), 尔后迅速降至行星际空间中的平均观测数值. alpha 粒子丰度极大值  $\alpha_{\max}$  在大约 1.5~1.7  $R_s$  范围内获得, 具体数值主要取决于流管的几何参数包括冕流尖点的高度与相应膨胀因子的极大值; 尖点越靠近太阳, 极大膨胀因子越大, 则  $\alpha_{\max}$  越大. 但是这两个参数对于行星际空间中 alpha 粒子的特征影响不大; 而合理地改变流管在远处的膨胀因子, 可定性解释低年低速太阳风中 alpha 粒子的平均丰度与太阳风速度正相关的观测现象.

**关键词:**低速太阳风; alpha 粒子; 流管几何

**中图分类号:** P182; P172 **文献标识码:** A

## Effect of flow tube geometry on the alpha particle abundance in the slow solar wind

PENG Zhong<sup>1</sup>, CHEN Yao<sup>1,2</sup>

(1. School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

2. Department of Space Science and Applied Physics, Shandong University at Weihai, Weihai 264209, China)

**Abstract:** A one-dimensional ion-cyclotron-resonance driven three-fluid model for the slow solar wind consisting of electrons, protons and alpha particles was constructed with emphasis on the effect of flow tube parameters on the alpha particle abundance. The flow tube geometry used in the model is in general consistent with the observational results and the calculation of the recent two-dimensional solar wind model. Consistently with previous results, the abundance of alpha particles increases dramatically near the sun exceeding that at the coronal base by a factor of 1~5, and then decreases rapidly to the observed average value in the interplanetary space. The maximum value of the abundance ( $\alpha_{\max}$ ), which is located around 1.5~1.7 solar radii, mainly depends on the flow tube geometric parameters, including the cusp point location and the maximum expansion factor near the cusp point. It is found that the closer the cusp point to the sun or the larger the maximum expansion factor, the larger  $\alpha_{\max}$  will be. However, these two parameters have little impact on the alpha abundance far away from the sun. By adjusting the expansion factor far away from the sun in a reasonable range, the authors are able to reproduce qualitatively the

\* 收稿日期: 2007-03-06; 修回日期: 2007-06-12

基金项目: 国家自然科学基金(40404013), 国家重点基础研究发展(973)计划(2006CB806304)资助.

作者简介: 彭忠, 男, 1982年生, 博士生. 研究方向: 空间物理数值模拟. E-mail: pengz@mail.ustc.edu.cn

通讯作者: 陈耀, 教授. E-mail: yaochen@ustc.edu.cn

observed phenomenon that the average abundance in the slow solar wind correlates positively to the wind speed around solar minimum.

**Key words:** slow solar wind;  $\alpha$  particle; flow tube geometry

## 0 引言

$\alpha$  粒子是太阳风等离子体的重要组成,对太阳风主要成分电子与质子的加热与加速过程有着重要的影响<sup>[1~4]</sup>. 地球附近的观测数据表明,高速太阳风中  $\alpha$  粒子的丰度(定义为与质子的数密度之比)很稳定,在 5%<sup>[5]</sup> 附近变化,而在低速太阳风中变化幅度相对较大,平均数值约为 2%<sup>[6]</sup>. 当观测到行星际日冕物质抛射现象(ICME)等太阳风剧烈扰动时, $\alpha$  粒子丰度数值大大增加,最多可达 30% 左右. 因此, $\alpha$  粒子的丰度也常被用作判断太阳风性质的典型参数之一. 另外,在太阳活动低年,地球附近的低速太阳风中  $\alpha$  粒子的平均丰度随太阳风流速的增加而增加<sup>[7]</sup>. 然而在内冕中  $\alpha$  粒子丰度的测量具有一定困难,通过理论模型,在拟合、理解上述观测特征的基础上,可以获得对  $\alpha$  粒子丰度的全面认识.

最近,使用太阳和日球观测台紫外日冕仪(UVCS/SOHO)在冕流与低速太阳风区域测得的 OVI 双线的数据分析表明,在低速太阳风中也可能存在类似于冕洞高速太阳风中对重离子的优势加热过程<sup>[8~10]</sup>. 为理解这些观测结果,Chen and Li<sup>[11]</sup> 设计了包含电子、质子与  $O^{5+}$  离子的低速太阳风模型,使用离子回旋共振机制加热太阳风离子,假设离子回旋波是由低频阿尔文波通过 Kolmogorov 湍流串级得到的. 他们发现在太阳附近低速流流管中  $O^{5+}$  离子流速是非单调的,存在“滞流”现象<sup>[12,13]</sup>. 这些模型的特点是引入了与有关观测数据分析<sup>[14]</sup> 及二维太阳风模型<sup>[15,16]</sup> 的计算结果相符的低速流流管膨胀形式. 根据二维模型的计算,低速太阳风发自沿冕盔绕行的磁流管(关于低速太阳风起源的不同观点,请参阅文献<sup>[17,18]</sup>). 在磁场很弱的冕流尖点附近区域,这些流管剧烈膨胀,相应膨胀因子也在冕流尖点附近取极大值. 这一理论结果与 Wang and Sheeley<sup>[14]</sup> 的观测分析是一致的. Wang and Sheeley<sup>[14]</sup> 通过光球磁场的势场源面外推方法,得出在 2.5  $R_s$  处流管的膨胀因子与 1 AU 处太阳风的速度反相关,即低速太阳风对应于太阳附近更大的膨胀因子. 当前文献中考虑  $\alpha$  粒子的理论模型

很多是针对高速太阳风的<sup>[19,20]</sup>,而包含低速太阳风的模型也大都使用人为设定的  $e$  指数加热函数<sup>[4,3,21]</sup>,并且没有考虑 UVCS/SOHO 在低速太阳风区域的最新观测结果. 另外,据作者所知,尚没有哪个模型引入上述低速流流管的特殊膨胀过程. 本文的主要目的就是采用适合低速太阳风的流管几何膨胀过程,建立离子回旋共振机制驱动的三元低速太阳风理论模型,重点分析流管参数对  $\alpha$  粒子丰度的影响.

## 1 物理模型

太阳风流管模型假设等离子体沿磁场方向运动,通过事先设定的磁流管膨胀因子给出磁场强度沿流管方向的变化. 对于低速流,可取如下形式的膨胀因子<sup>[11]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} f &= f_1 \frac{1 + \omega e^{-(r-r_c)/r_2}}{1 + \omega e^{-(R_s-r_c)/r_2}}, \\ f_1 &= \frac{f_\infty e^{(r-r_1)/\sigma} + 1 - (f_\infty - 1)e^{(R_s-r_1)/\sigma}}{1 + e^{(r-r_1)/\sigma}}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中, $r$  为日心距离,以太阳半径  $R_s$  为单位. 可以看出上式由两项相乘得到,其中第一项  $f_1$  是 Kopp & Holzer<sup>[22]</sup> 给出的流管膨胀因子,已在太阳风模型中得到非常广泛的应用;第二项则描述低速流流管在冕流尖点附近剧烈的膨胀与收缩过程,参数  $r_c$  为冕流尖点的日心高度, $\omega$  表征流管距离尖点或赤道电流片的远近, $r_2$  给出尖点附近膨胀因子快速变化的空间范围. 尖点附近流管的极大膨胀因子  $f_{\max} \sim f_\infty(1+\omega)$ ,其中  $f_\infty$  表示远处的膨胀因子. 在本文计算中,我们将固定流管参数  $r_1 = 1.31 R_s$ ,  $r_2 = 0.6 R_s$ ,  $\sigma = 0.51 R_s$ ,限于研究尖点高度  $r_c$ ,尖点处极大膨胀因子  $f_{\max}$  与远处的膨胀因子  $f_\infty$  对  $\alpha$  粒子特性的影响. 图 1 示出  $f_\infty = 2$  时,取不同参数  $r_c$  与  $\omega$  时膨胀因子  $f$  随日心距离的变化. 图 1(a) 中  $\omega = 1.5$ ,对应  $f_{\max} = 4.7$ , $r_c$  从左至右分别取为 (2.2, 2.4, 2.6, 2.8, 3.0)  $R_s$ ; 图 1(b) 中  $r_c = 2.6 R_s$ , $\omega$  自上而下分别取为 (0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0),对应的  $f_{\max}$  为 (2.8, 3.8, 4.7, 5.7, 6.6).

如前所述,根据 UVCS/SOHO 得到的 OVI 谱线数据分析表明,在低速流中也可能存在类似于冕

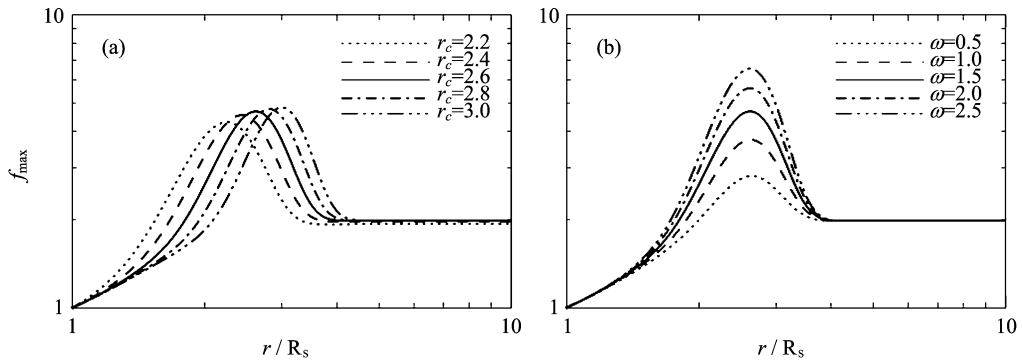


图 1 不同尖点高度  $r_c$ (a)与不同  $\omega$ (b)对应的膨胀因子曲线

Fig. 1 Radial profiles of the flow tube expansion factors with (a) different cusp point locations ( $r_c$ ), and (b) different maximal expansion factors ( $f_{\max}$ , determined by  $\omega$ )

洞高速太阳风中的对重离子的优势加热过程<sup>[9,10]</sup>. Chen and Li<sup>[11]</sup>将通常用于解释高速流的离子回旋共振机制<sup>[19,23]</sup>推广至低速太阳风,以解释  $O^{5+}$  离子在低速流区域的观测特性. 本文延续上述工作,使用相同的机制建立包含 alpha 粒子的低速太阳风模型. 假设离子回旋波由低频阿尔文波经 Kolmogorov 湍流串级产生,总的波能耗散率  $Q$  为<sup>[24,20]</sup>

$$Q = \frac{v_{ph}(v_{ph} - v_{om})}{v_A^2} \cdot \frac{2\sqrt{2}R_s}{L_{c0}r} p_w \left( \frac{p_w}{\rho f} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

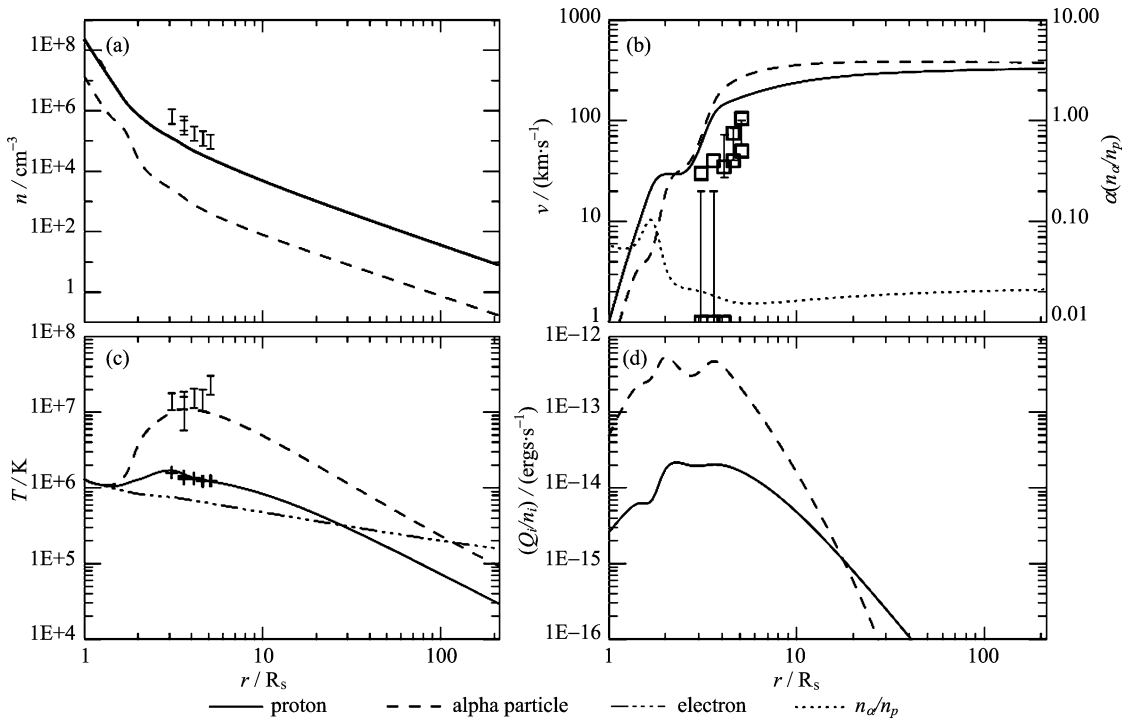
式中,  $v_{ph}$ ,  $v_{om}$  和  $v_A$  分别表示无色散的阿尔文波相速度, 质心速度以及阿尔文波速; 波压  $p_w = \frac{1}{2}\rho\langle\delta v^2\rangle$ ;  $\rho$  为太阳风等离子体的总质量密度;  $L_{c0}$  为底部湍流的相关尺度, 与以往模型一致, 本文固定为  $3 \times 10^4$  km. 串级过程得到的离子回旋波通过离子回旋共振相互作用耗散, 耗散的波能用来加热和加速太阳风离子; 使用离子回旋共振的准线性理论结合冷等离子体色散关系确定各离子成分获得的能量. 由(2)式可知, 波能耗散率及相应波对离子的加热率均依赖于流管的膨胀因子, 这在一方面也显示出了流管几何对太阳风物理特性的重要影响, 下一节中我们会继续讨论这一点. 所用的一维太阳风方程及阿尔文波波能方程已在 Hu and Habbal<sup>[19]</sup>中给出(参见文献[19]式(1), (2), (4), 与(19)), 在此不再重复. 与 Hu and Habbal<sup>[19]</sup>的模型不同之处在于: Hu and Habbal<sup>[19]</sup>直接求解各扰动频率上的波谱方程, 然后再积分求得总的耗散波能, 而此处我们直接求解对频率积分后的波能方程. 这样使计算过程大为简化, 同时对结果影响不大.

将底部 alpha 粒子的丰度固定为 6%, 这一数值与有关光球表面的观测数值是吻合的<sup>[25,26]</sup>. 为得

到与观测一致的低速太阳风解, 取底部电子数密度  $n_{e0} = 2.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , 此时各成分之间碰撞频繁而处于热平衡态, 温度取为 1.3 MK. 底部阿尔文波扰动幅度波幅  $\langle\delta v^2\rangle^{1/2}$  为 20 km/s, 与有关观测对冕底波动幅度的估算一致<sup>[27]</sup>. 离子回旋波波谱指数取为 -2, 与观测到的太阳风扰动耗散区的谱指数相当<sup>[28]</sup>.

## 2 离子回旋共振机制驱动的低速太阳风解

在图 2 中示出一典型的低速太阳风解, 相应流管的膨胀因子 ( $r_c = 2.6, \omega = 1.5, f_{\infty} = 2$ ) 已在图 1 中用实线给出, 图中实线与虚线分别表示质子与 alpha 粒子参数的径向剖面: 数密度  $n$  (图 2(a)), 速度  $v$  (图 2(b)), 温度  $T$  (图 2(c)) 以及单粒子加热率  $Q_i/n_i$  (图 2(d)). 图 2(b) 中的点线表示 alpha 粒子的丰度  $\alpha$ , 图 2(c) 中的多点划线表示电子的温度. 在 1 AU 处质子速度为  $344 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , alpha 粒子略快于质子, 为  $388 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ; alpha 粒子、质子与电子的温度分别为  $0.89 \times 10^5, 0.28 \times 10^5, 1.5 \times 10^5 \text{ K}$ . 质子数密度为  $6.8 \text{ cm}^{-3}$ , alpha 粒子为  $0.14 \text{ cm}^{-3}$ , 可得 1 AU 处 alpha 粒子的丰度  $\alpha = 2.1\%$ . 这些参数与观测数值基本吻合. 图 2 中用误差棒给出了沿冕流轴线  $3 R_s$  以远的  $O^{5+}$  流速及其垂直方向动力学温度和电子数密度测量值<sup>[9]</sup>. 可见, 在低速流中, alpha 粒子的温度低于观测到的  $O^{5+}$  离子的垂直方向动力学温度. 模型给出的电子数密度比 Strachan<sup>[9]</sup> 等人求得的结果偏低. 请注意, 电子数密度的测量通常伴有很大误差, Strachan<sup>[9]</sup> 等人也指出他们测得的电子数密度比 Gibson<sup>[29]</sup> 的结果大 2 倍. 由图 2(a) 可知,



Expansion factors were given by the solid line in Fig. 1 with  $r_c=2.6$ ,  $\omega=1.5$ ,  $f_\infty=2$ . The abundance of alpha particles  $\alpha(n_\alpha/n_p)$  is plotted by the dotted line in (b), and the electron temperature is presented with the triple-dot-dashed line in (c). The error bars represent the flow velocity and the kinetic temperature in the perpendicular direction of  $O^{5+}$  ions, and the electron number density measured by Strachan et al<sup>[9]</sup> along a streamer axis above  $3 R_s$ .

图 2 典型的低速太阳风解

Fig. 2 The typical slow solar wind solution

在太阳附近,随着日心距离的增加, alpha 粒子与质子的数密度迅速下降. 例如,在  $2 R_s$  处,二者数密度均下降了两个量级以上. 根据流管中质量通量守恒,这对应于太阳附近的快速加速. 参照图 2(b)可知,质子流速由底部的  $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  上升至  $2 R_s$  处的  $30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ; Alpha 粒子则由初始的  $0.4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  加速至  $2 R_s$  处的  $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ . 两种成分的速度剖面在  $1.5 \sim 3 R_s$  之间的加速呈现减缓的趋势,并在  $10 R_s$  之内完成主要的加速过程;由图 2(b)中的点线可知,在  $1.5 R_s$  之前  $\alpha$  基本不变,而后迅速增加,到  $1.7 R_s$  时达到极大值  $10.3\%$ ;随后,至  $3 R_s$  时  $\alpha$  基本减至行星际空间中的平均观测值  $2\%$  左右. 在后面的受力分析中,我们将继续讨论上述速度剖面及 alpha 粒子丰度径向演化特征的动力学成因.

由图 2(c)所示的温度曲线可知,由冕底至约  $1.5 R_s$ ,各成分温度相等,说明此阶段库仑碰撞时间尺度远大于加热的时间尺度,各成分处于热平衡态. 随着碰撞频率的下降,离子回旋波对于不同种类离子的加热作用使其温度区分开来. 其中, alpha 粒子

与质子分别在  $3.6 R_s$  与  $3 R_s$  处达到最高温度  $1.09 \times 10^7 \text{ K}$  与  $1.69 \times 10^6 \text{ K}$ ,电子温度则随日心距离单调下降,并分别在  $30 R_s$  与  $122 R_s$  处超过质子与 alpha 粒子的温度. 由图 2(d),在大约  $20 R_s$  之内,波对 alpha 粒子的加热率大于对质子的加热率,在  $5 R_s$  之内二者比值始终大于 10. 这反映了离子回旋波对 alpha 粒子存在优势加热(即加热率之比大于质量比). 尔后由于阿尔文波波速随日心距离迅速减小,回旋波不再对 alpha 粒子产生优势加热<sup>[30,19]</sup>.

为理解太阳附近 alpha 粒子丰度变化特征及其速度剖面的成因,图 3 给出 alpha 粒子的受力情况. 可以看出,在  $1.6 R_s$  之内,作用于 alpha 粒子之上的主要加速力是该类离子与质子的库仑碰撞力,与静电力一起平衡起减速作用的重力. 这解释了为什么图 2(b)中一开始 alpha 粒子总是慢于质子. 库仑力正比于质子数密度,所以两者均随日心距离的增加而迅速下降. 当库仑力无法维持对 alpha 粒子的有效加速时, alpha 粒子密度下降趋势会相对于质子减缓(图 2(a)),从而导致其丰度增加. 在  $2 R_s$  之后,

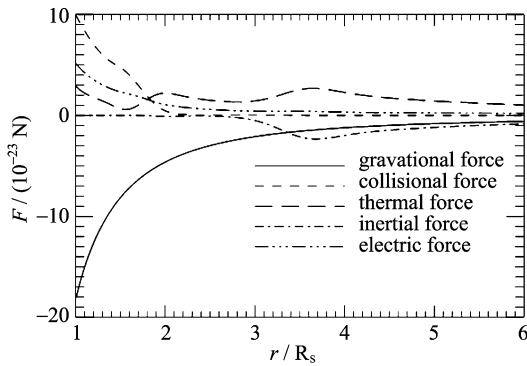


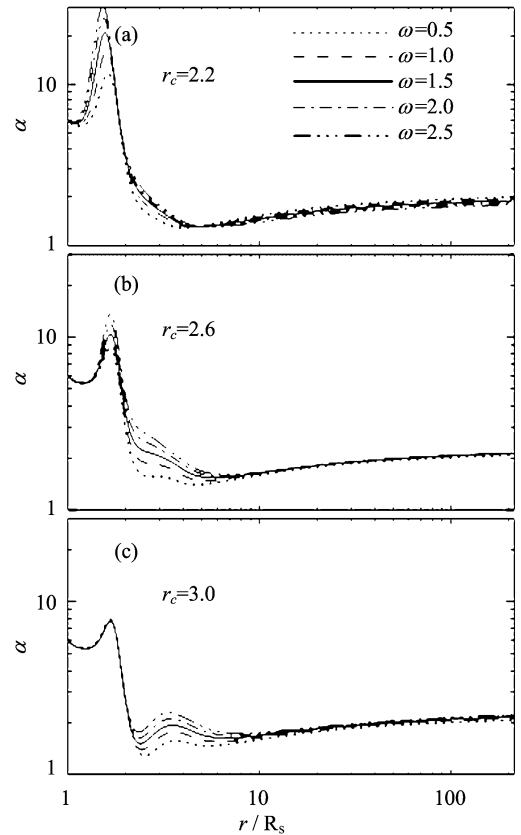
图 3 alpha 粒子的受力分析

Fig. 3 Force balance analyses for alpha particles

库仑碰撞力的作用基本上可以忽略,取而代之的是热压梯度力.这是由于离子回旋波对 alpha 粒子的优势加热,使 alpha 粒子在  $1.6 R_s$  之后迅速升温(图 2(c)),对应于增强的热压梯度力.此后,主要在该力的作用下, alpha 粒子获得再加速,并最终超过质子,相应 alpha 粒子的丰度数值则在越过极大值后迅速下降(图 2(b)).

### 3 流管几何参数对 alpha 粒子丰度的影响

这一节中我们首先固定  $f_\infty$ ,在合理范围内变化尖点高度  $r_c$ (由  $2.2 R_s$  变化至  $3.0 R_s$ )与极大膨胀因子  $f_{\max}$ (由  $2.8 R_s$  变化至  $6.6 R_s$ ),可得到多组太阳风解.这些解对应的 alpha 粒子丰度  $\alpha$  的径向变化曲线在图 4 中给出.该图的一个明显特征是,不同  $\omega$  的曲线均近似在  $1.5 R_s$  至  $1.7 R_s$  之间取到极大值( $\alpha_{\max}$ ).不同参数所对应的  $\alpha_{\max}$  在表 1 中列出.由图 4 及表 1 可知,只有当  $r_c$  较小时, $f_{\max}$  对  $\alpha_{\max}$  取值才有较大影响,该影响随着  $r_c$  的增加而减弱.例如, $r_c = 3.0 R_s$  时, $\alpha_{\max}$  几乎不随  $f_{\max}$  变化而改变;但当  $r_c = 2.2 R_s$  时, $f_{\max}$  在完全相同的范围内改变, $\alpha_{\max}$  则发生显著变化,由 12% 增加至 30%.另外,易知  $r_c$  越小, $\alpha_{\max}$  越大.上述  $\alpha_{\max}$  随  $r_c$  与  $f_{\max}$  的变化趋势完全是由流管几何的变化引起的.由图 1 可知,尖点越低或极大膨胀因子越大,则流管开始快速膨胀的位置越靠近太阳.流管在尖点之前的快速膨胀使该处粒子流量(密度与速度乘积)迅速下降,相应 alpha 粒子与质子间的库仑碰撞力很快减弱,并最终导致该处 alpha 粒子丰度增加.值得注意的是,对于所有这些不同的  $r_c$  和  $f_{\max}$ ,1 AU 处 alpha 粒子的丰度基本保持不变,太阳风速度也仅在很小范围内( $330 \sim$

图 4 alpha 粒子丰度随流管的尖点高度  $r_c$  与流管的极大膨胀因子(由  $\omega$  决定)的变化Fig. 4 Dependence of the alpha particle abundance on the height of the cusp point  $r_c$  and the maximal expansion factor (determined by  $\omega$ )表 1 不同尖点高度  $r_c$  及极大膨胀因子  $f_{\max}(\omega)$  对应的  $\alpha_{\max}(\%)$ Tab. 1  $\alpha_{\max}(\%)$  as function of the heliocentric distance of the streamer cusp point  $r_c$  and the maximum expansion factor  $f_{\max}$ 

$f_{\max}(\omega)$	2.8(0.5)	3.8(1.0)	4.7(1.5)	5.7(2.0)	6.6(2.5)
$r_c$					
2.2	11.7	16.2	21	25.9	30.4
2.4	9.7	12	14.8	18	21.2
2.6	8.5	9.2	10.3	11.8	13.5
2.8	8.0	8.0	8.3	8.6	9.1
3.0	7.8	7.7	7.6	7.7	7.7

$370 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ )变化.

现在我们固定  $r_c$  与  $f_{\max}$  为参考解中的相应数值,改变  $f_\infty$ .如此得到的解在 1 AU 处的太阳风质子速度以及 alpha 粒子的丰度  $\alpha$  列于表 2.表 2 还给出了 Aellig [7] 得到的 1996 年 8 月 alpha 粒子丰度平均数值与相应的太阳风速度范围(图 2).可见,模型求得的  $\alpha$  与太阳风速度均随着  $f_\infty$  的增加而增加,

与观测趋势在定性上是吻合的. 请注意, 在一维太阳风模型中, 通常假定磁场强度  $B_0 = 1.6 f_\infty G$ , 使求得的 1 AU 处的磁场强度为 3.5 nT, 与观测值一致. 所以, 增加  $f_\infty$ , 相当于增强流管底部的磁场强度, 相应流管底部的阿尔文波能流也成比例地增加 (参见文献[31]), 故表 2 中的结果是合理的. 另外, 在二维模型对磁流管几何的自洽计算中 (文献[16]的图 6(b)), 也发现在太阳风由低速流向高速流的过渡区域, 远处的膨胀因子有增加的趋势, 这也与本文的计算结果是一致的.

表 2 模型计算和观测分别得到的 alpha 丰度与速度

Tab. 2 The alpha particle abundance and the proton speed obtained by numerical calculations and observations<sup>[7]</sup>

	$f_\infty$	2.0	2.5	3.5	4.5	5.5
模型计算结果	质子速度 /(km · s <sup>-1</sup> )	340	372	429	478	522
	丰度 $\alpha/\%$	2.1	2.5	2.9	3.2	3.5
平均观测值	质子速度 /(km · s <sup>-1</sup> )	<350	350~400	400~450	450~500	500~550
	$\alpha/\%$	1.4	2.2	2.9	3.4	4.2

## 4 结论

太阳风中 alpha 粒子丰度的研究对于理解太阳风的加热加速过程有重要意义. 本文采用离子回旋共振机制驱动的三元太阳风模型, 得到了与现有观测数据一致的低速流太阳风解, 重点分析了影响 alpha 粒子丰度的流管几何因素. 与以往太阳风模型计算结果基本一致, 在太阳附近 alpha 粒子的丰度先增加, 尔后迅速降至行星际空间中观测到的平均数值. 发现流管参数中冕流尖点高度  $r_c$  及相应极大膨胀因子  $f_{\max}$  主要影响冕流尖点附近区域的 alpha 粒子丰度: 尖点越靠近太阳, 极大膨胀因子越大, 则丰度极值  $\alpha_{\max}$  越大, 而对于行星际空间中的 alpha 粒子特征影响不大. 此外, 合理地改变流管在远处的膨胀因子, 可定性解释低年低速太阳风中 alpha 粒子的平均丰度与太阳风速度正相关的观测现象.

### 参考文献 (References)

[1] Burgi A. Proton and alpha particle fluxes in the solar wind-Results of a three-fluid model[J]. J Geophys Res, 1992, 97;3 137-3 150.

[2] Leer E, Holzer T E, Shoub E C. Solar wind from a corona with a large helium abundance[J]. J Geophys Res, 1992, 97;8 183-8 201.

[3] Hansteen V H, Leer E, Holzer T E. The role of helium in the outer solar atmosphere[J]. Astrophys J, 1997, 482;498-509.

[4] Li X, Esser R, Habbal S R, et al. Influence of heavy ions on the high-speed solar wind[J]. J Geophys Res, 1997, 102(A8): 17 419-17 432.

[5] Bame S J, Asbridge J R, Feldman W C, et al. Evidence for a structure-free state at high solar wind speeds[J]. J Geophys Res, 1977, 82;1 487-1 492.

[6] Neugebauer M. Observations of solar-wind helium[J]. Fundamentals of Cosmic Physics, 1981, 7;131-199.

[7] Aellig M R, Lazarus A J, Steinberg J T. The solar wind helium abundance: Variation with wind speed and the solar cycle[J]. Geophys Res, 2001, Letters, 28 (14): 2 767-2 770.

[8] Raymond J C, Kohl J L, Noci G, et al. Composition of coronal streamers from the SOHO ultraviolet coronagraph spectrometer[J]. Solar Phys, 1997, 175: 645-665.

[9] Strachan L, Suleiman R, Panasyuk A V, et al. Empirical densities, kinetic temperatures, and outflow velocities in the equatorial streamer belt at solar minimum[J]. Astrophys J, 2002, 571: 1 008-1 014.

[10] Frazin R A, Cranmer S R, Kohl J L. Empirically determined anisotropic velocity distributions and outflows of O<sup>5+</sup> ions in a coronal streamer at solar minimum[J]. Astrophys J, 2003, 597;1 145-1 157.

[11] Chen Y, Li X. An ion-cyclotron resonance-driven three-fluid model of the slow wind near the Sun[J]. Astrophys J, 2004, 609: L41-L44.

[12] Chen Y, Esser R, Strachan L, et al. Stagnated outflow of O<sup>5+</sup> ions in the source region of the slow solar wind at solar minimum[J]. Astrophys J, 2004, 602: 415-421.

[13] Chen Y. Reproducing the UVCS/SOHO measurements in the slow wind source region at solar minimum[J]. Advances in Space Research, 2005, 36; 1 461-1 467.

[14] Wang Y M, Sheeley N R Jr. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion[J]. Astrophys J, 1990, 355: 726-732.

[15] Chen Y, Hu Y Q. A two-dimensional Alfvén-wave-driven solar wind model[J]. Solar Physics, 2001, 199: 371-384.

[16] Hu Y Q, Habbal S R, Chen Y, et al. Are coronal holes the only source of fast solar wind at solar minimum? [J]. J Geophys Res, 2003, 108. SSH 8-1, doi 10.1029/2002JA009776.

- [17] Fisk L A, Schwadron N A, Zurbuchen T H. On the slow solar wind[J]. *Space Sci Rev*, 1998, 86: 51-60.
- [18] Noci G, Kohl J L, Antonucci E, et al. The quiescent corona and slow solar wind [C]//Fifth SOHO Workshop: The Corona and Solar Wind Near Minimum Activity. ESA, 1997, SP-404:75-84.
- [19] Hu Y Q, Habbal S R. Resonant acceleration and heating of solar wind ions by dispersive ion cyclotron waves[J]. *J Geophys Res*, 1999, 104: 17 045-17 056.
- [20] Hu Y Q, Esser R, Habbal R S. A four-fluid turbulence-driven solar wind model for preferential acceleration and heating of heavy ions[J]. *J Geophys Res*, 2000, 105: 5 093-5 111.
- [21] Lie-Svendsen, Hansteen V H, Leer E. Helium abundance in the corona and solar wind: gyrotropic modeling from the chromosphere to 1 AU [J]. *Astrophys J*, 2003, 596: 621-645.
- [22] Kopp R A, Holzer T E. Dynamics of coronal hole regions. I - Steady polytropic flows with multiple critical points[J]. *Sol Phys*, 1976, 49: 43-56.
- [23] Hollweg J V, Isenberg P A. Generation of the fast solar wind: A review with emphasis on the resonant cyclotron interaction[J]. *J Geophys Res*, 2002, 107 (A7). doi 10.1029/2001JA000270.
- [24] Hollweg J V. Transition region, corona, and solar wind in coronal holes[J]. *J Geophys Res*, 1986, 91: 4 111-4 125.
- [25] Grevesse N. Accurate atomic data and solar photospheric spectroscopy[J]. *Phys Scr*, 1984, T8: 49-58.
- [26] Anders E, Ebihara M. Solar-system abundances of the elements; *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 1982, 46: 2 363-2 380.
- [27] Cranmer S R. Why is the fast solar wind fast and the slow solar wind slow?: A survey of geometrical models [C]//Proc. Solar Wind 11-SOHO 16: Connecting Sun and Heliosphere. 2003:159.
- [28] Leamon R J, Smith C W, Ness N F, et al. Observational constraints on the dynamics of the interplanetary magnetic field dissipation range[J]. *J Geophys Res*, 1998, 103: 4 775-4 787.
- [29] Gibson S E, Biesecker D, Guhathakurta M, et al. The three-dimensional coronal magnetic field during whole Sun month[J]. *Astrophys J*, 1999, 520: 871-879.
- [30] Gomboroff L, Gratton F T, Gravi G. Acceleration and heating of heavy ions by circularly polarized Alfvén waves[J]. *J Geophys Res*, 1996, 101:15 661-15 666.
- [31] Hu Y Q, Esser R, Habbal S R. A fast solar wind model with anisotropic proton temperature [J]. *J Geophys Res*, 1997, 101: 14 661-14 676.