

太阳的连续微粒辐射——太阳风

王家龙

(中国科学院北京天文台)

一、引言

人类对于行星际空间(特别是日地空间)物理状态的研究,有着相当长的历史,但是直到二十世纪五十年代以前,较普遍的看法还是:行星际空间是略含尘埃的真空,偶尔才会受到来自太阳的微粒或等离子体的骚扰.1962年美国“水手二号”卫星的等离子体实验,直接证实了太阳连续不停地向宇宙空间辐射微粒,即太阳风,关于日地空间不是真空而是有运动着的物质的概念,才被人们普遍接受.

太阳风的早期研究是以几种最容易观测到的空间现象为线索的,其中主要是黄道光、彗星尾部和地磁扰动等.在讨论黄道光的偏振度时,人们曾提出,如果偏振全是由电子散射机制产生,那么地球附近电子密度大约应该是 600 cm^{-3} .地磁扰动与极光现象是导致提出太阳辐射微粒概念的又一重要方面.地磁爆与太阳活动关系的研究,27天再现性磁爆的研究,促使人们认识到日地间存在着物质联系,太阳活动区会有物质向外发射并能到达地球.而且,地磁扰动总是不断,极光总是出现,也就说明地球经常受到太阳粒子流的轰击,历史上曾用“M区”来命名太阳上的粒子流发源地.第三个直接导致提出太阳风概念的重要方面是彗星尾部的观测研究.

观测表明,彗尾的指向总是背着太阳而与彗核的轨道运动无关.若以太阳到彗核的连线为径向矢量, ϵ 表示彗尾与它的夹角, V_{\perp} 表示

彗星与径向矢量垂直的速度(如图1),则 $\tan \epsilon$ 对 V_{\perp} 的图形近似是直线,这说明有一股稳定的“风”沿着径向矢量在吹.另外,还观测到彗尾物质的运动有很大的加速度,只用辐射压力不能予以解释.

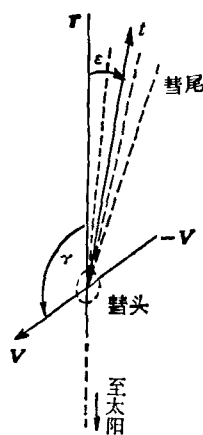


图1

太阳风以物质的形式把日地联系起来,统一了有关的太阳和地球物理现象,但是尚欠直接观测证实.

二、有关太阳风的理论预言

从理论上讲,除太阳爆发之外,在“宁静”时期太阳是否有可能向空间抛射物质或者辐射微粒流,这个问题决定于太阳外层大气——日冕所处的物理状态.

关于日冕的物理状态,较早提出的是Chapman的日冕静力学模型.这个模型假设日冕是只含电子、质子的球对称气体,处于流体静平衡状态,能量只以热传导形式传播,其中无源无汇.

静平衡方程为

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\rho GM_{\odot}}{r^2},$$

其中 G 是引力常数, M_{\odot} 为太阳质量, P 为日冕气压, ρ 为密度, r 是日心距. 再以 m_e, m_p 分别表示电子、质子质量, 以 T 表示温度, 以 n 表示数密度, 考虑近似式 $\rho = n(m_e + m_p) \approx nm$, 以及能量传递只靠热传导 $E = -K\nabla T, \nabla \cdot E = 0$, 得到解

$$n(r) = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2/7} \cdot \exp \left\{ \frac{7}{5} \frac{GM_{\odot} m}{2kT_0 r_0} \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right\},$$

其中 k 是玻耳兹曼常数, $K = K_0 T^{5/2}$, $K_0 \approx 8 \times 10^{-7} \text{erg cm}^{-1}$.

根据太阳物理知识, 取 $r_0 = 7.36 \times 10^{10} \text{cm}$, $T_0 = 10^6 \text{K}$, $n_0 = 10^9 \text{cm}^{-3}$ 为边界条件, 可得到地球附近, 即 $r = 1.49 \times 10^{13} \text{cm}$ 处, $n \approx 5 \times 10^2 \text{cm}^{-3}$. 这个结果比现代观测值高两个数量级.

Chapman 模型只强调热传导作用. 另外假设日冕物质处于不大可能的静平衡状态, 其结果也与实际不符. 但这个模型有其积极的意义, 即它认为行星际空间存在着日冕物质, 它用日冕物质把日地联系起来.

Chapman 模型产生了两个不合理的推论, 一个是密度值 $n(r)$ 在达到极小后又随 r 上升; 另一个是当 $r \rightarrow \infty$ 时, 压力 P 趋于 $10^{-5} \text{dyn cm}^{-2}$, 这比星际压力 10^{-12} 高很多. E. N. Parker^[1] 在 Chapman 模型的基础上, 受到 L. Biermann 连续微粒流假说的启发, 于 1958 年提出了膨胀日冕的动力学模型, 从而在理论上预言了太阳风的存在.

Parker 假设日冕等离子体处于球对称的定常运动状态, 一切量只与日心距 r 有关, 膨胀速度 $u = u(r)$, 并用流体动量守恒方程

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{dP}{dr} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}$$

来代替 Chapman 的静力学方程. 在多方定律成立

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\alpha}$$

和等温情况下, 得到 $u(r)$ 的四类解 (如图 2).

图 2 中第三类、第四类显然不可取, 因为日冕内观测不到 10^7cm sec^{-1} 速度的运动. 第一类解在 $r \rightarrow \infty$ 时可推出 $n \rightarrow$ 有限值, 将重复 Chapman 模型的缺欠. 第二类解是唯一的, 给出 $u \approx 2u_c (\ln r)^{1/2}$, 且当 $r \rightarrow \infty$ 时, $P \rightarrow 0$. 其中

$$u_c = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}, r_c = \frac{GM_{\odot} m}{4kT}.$$

这类解给出的模型表明, 太阳外层大气以 $u(r)$ 速度膨胀. u 从小值开始随 r 缓慢增加, 在地球附近为每秒几百公里, 在 $r \rightarrow \infty$ 时, $P \rightarrow 0$. Parker 称这种日冕物质连续向外流动的现象为太阳风.

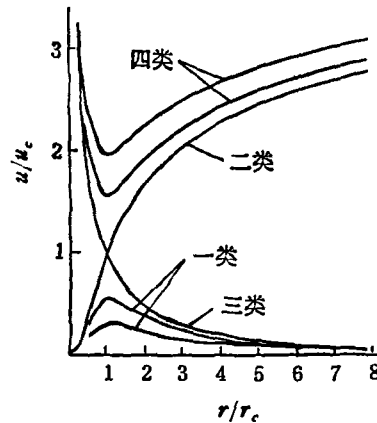


图 2

由于太阳不停地自转, 在随着太阳转动的坐标系上看, 从太阳射出的物质既有径向速度, 又有切向速度, 物质运动的轨迹是阿基米德螺线, 又因为日冕高温等离子体的电导率极高, 磁场与物质“冻结”在一起, 所以, 物质的流线也描述了磁力线的情况. 就是说, 太阳风从太阳带出来的行星际磁场力线也应是阿基米德螺线

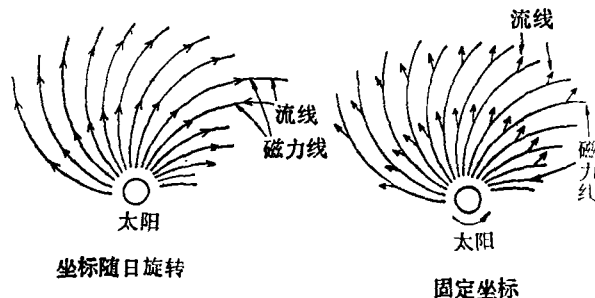


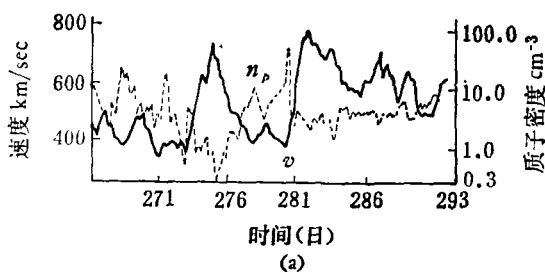
图 3

(图 3)。

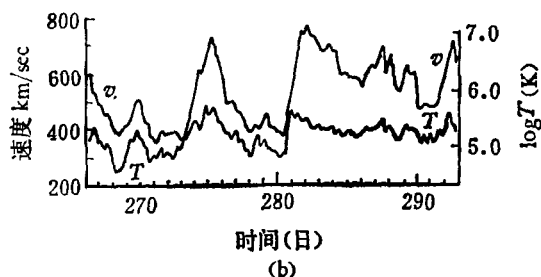
三、空间观测发现太阳风

1962 年,“水手二号”连续三个多月测量了太阳风等离子体的各种参数^[2,3],完全证实了太阳连续不断地向外辐射等离子体。虽然早先的一些卫星曾测到行星际空间的等离子体流,但测量时间是短期的,还不能证实太阳有连续的微粒辐射。

“水手二号”的观测结果可归结为:(1)发现任何时刻都有太阳风;(2)测量了风速,在地球附近是超声速,平均 500 km sec^{-1} ,测了温度,发现温度或多或少随着速度而变化;(3)发现一股股的高速流,质子密度的极大值一般是在两个高速粒子流之间。在同一个高速流中,速度高时密度低,密度随 r 的变化较 $1/r^2$ 更快;(4)质子通量随 r 的变化较密度变化更接近 $1/r^2$;(5)地磁活动与太阳风速度间相关很好;(6)发现几个太阳风高速流有 27 天重现性,高速流是地磁活动之源;(7)太阳风主要是质子、电子,还发现有 α 粒子;(8)测得行星际磁场基本上是螺旋形,磁场变化有 27 天周期,与太阳自转周期



(a) “水手二号”测速度、密度的三小时平均值



(b) “水手二号”测质子速度与温度的三小时平均值

图 4

相同。图 4 是“水手二号”的部分测量结果。

太阳风来自太阳,流经日地空间,是日地间的主要物质来源。因此太阳风的观测在太阳演化、太阳外层大气、日地空间及地球物理研究中是很有意义的。另外,恒星在演化形成过程中,由于收缩,本应具有极大的自转速度,起制动作用的是物质流失,这种流失就是星风。如金牛座 T 型星,抛射物质的速度是 $225-325 \text{ km sec}^{-1}$,光谱型为 F₅ 或更晚的星,在经过主星序以后仍存在对流层,它有星冕和星风。然而很难直接对它们观测,由太阳风的研究可以对它们做推断,这样,研究太阳风还有更普遍的恒星物理的意义。

四、冕洞是高速流之源

七十年代,在卫星拍摄的太阳 X 光照片或远紫外照片上,更清楚地看到了以前发现过的日冕暗区。这是日冕中低温、低压、低密度的低发射区,称为冕洞。天空实验室对冕洞做了长期观测,发现:(1)较大的冕洞与地球附近重现型太阳风高速流相对应;(2)冕洞的面积与相应高速流的极大速度强烈相关;(3)太阳光球磁场的极性与相应的行星际磁场极性强烈正相关^[4]等。虽然为什么有上述各种关系,为什么冕洞有相同的变化速度以及高速流是怎样产生的等等一系列问题至今仍在研究之中,但观测确实表明了冕洞是高速流之源。联系到太阳风速与地磁扰动的关系,显然,冕洞就是历史上的“M 区”。由于“M 区”、高速流、地磁活动的关系已知,最近已经有人在研究用太阳风的参数来预报地磁活动。

五、太阳风的观测与结果

太阳风的地面观测包括有彗尾、雷达回波、天体射电波、地磁和宇宙线等项观测。

彗尾就象是太阳风的指示计一样,经常可以在远至 2AU 处 (1AU = 日地平均距离) 观测到彗尾,所以太阳风至少可以吹到 2AU 远。

由图 1 可导出下式

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{V \sin \gamma - W_{\phi} \cos i}{W_r - V \cos \gamma},$$

其中 V 是彗星速度, i 是其轨道面与赤道面夹角, W_r 与 W_{ϕ} 分别是太阳风的径向与方位速度. 从观测定出 V, ε 及 γ , 并略去 $W_{\phi} \cos i$, 可求出 W_r . 进而可从彗尾偏角的弥散求出太阳风在轨道面内的弥散等. 应该指出, 这种测量会受到太阳活动情况的影响.

在电子密度为 N_e 的介质中, 频率为 f 的电磁波的折射率是 $(1 - \frac{e^2 N_e}{\pi m_e f^2})^{1/2}$. 当折射率为零时, 电磁波被反射. 所以测量雷达回波的频率弥散和多普勒位移, 可以算出太阳附近日冕膨胀的情况. 因日冕中电子密度分布不规则, 此法对反射点的日心距不易测准.

在地球上接收到的太阳系之外的射电源的信号必然受到行星际介质即太阳风的散射, 因此, 也可以利用射电天体来观测太阳风. 射电观测方法有很大优越性, 它既能观测到空间探测器目前还达不到的区域, 又能作为常规观测, 而不象彗尾观测那样受时间限制. 射电法曾测得 0.36—0.80 AU 范围内太阳风平均速度是 200—600 km sec⁻¹.

用飞行器如人造卫星在空间对太阳风直接取样的成功, 使太阳风的观测和研究有了巨大进展. 飞行器所携带的仪器有两类, 其一是等离子体探测器, 第二类是磁场测量仪器. 等离子体探测器可测粒子数通量、能量通量及对不同荷能比 (E/Q) 的粒子进行计数, 得到能谱. 太阳风的磁场测量曾用过探测线圈, 现在应用较广的是磁通门磁强计, 其灵敏度约为 0.1 γ (1 $\gamma = 10^{-9}$ G), 测量范围可到几千 γ . 但磁通门磁强计不是绝对测量仪器, 常把它与旋进磁强计联合使用.

太阳风在地球附近的基本参数如数密度、速度、温度、成分和磁场等均已基本测定, 概述于下.

速度——太阳风的整体速度是由测量单位电荷的能量 (E/Q) 对于粒子数的分布得到的.

粒子数的最大高峰在 1 keV 附近, 这对应于质子, 而 2 keV 附近的峰则对应于 α 粒子. 峰值对应的能量将给出整体速度. 整体速度一般是取径向分量, 方位速度和轴向速度可由粒子数对于方向的分布得到. 观测表明, 太阳风速度随时间地点而变, 方向有杂乱的起伏.

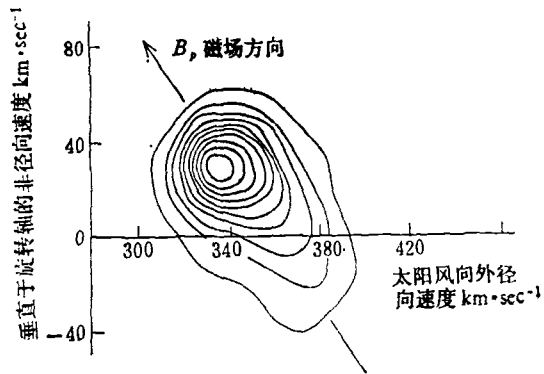


图 5

图 5 是卫星测量的太阳风质子速度的两个分量的关系图. 由图 5 可见: (1) 图形以 B_p 为对称轴, B_p 是磁场在该平面上的投影; (2) 速度分布各向不同性, 表明沿磁场向与垂直磁场向的温度不同; (3) 若以 v_{\perp}, v_{\parallel} 分别表示垂直和平行于磁场的速度, v_{\perp} 与 v_{\parallel} 差异很大. 这是由于粒子的磁矩 $\frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B$ 是个不变量, 磁场 B 随日心距减小, v_{\perp} 也必减小. 即使原来在太阳上 v_{\parallel} 与 v_{\perp} 相同, 差异也会越来越大.

数密度——利用已知的速度值 v 与测量得到的太阳风粒子通量 nv , 可求出数密度. 空间电子密度的直接测量不易准确, 常用卫星与地面无线电信号的传播来测定电子密度.

温度——在随着太阳风运动的参考系中会看到速度的弥散, 用温度的概念来表征这种弥散. 在给定方向上太阳风的温度定义为 $T_{\phi} = \frac{m \langle v^2 \rangle}{k}$, $\langle v^2 \rangle$ 是该方向上速度平方的平均, k 是玻耳兹曼常数. 显然, 温度决定于粒子数对于 (E/Q) 的分布图中的峰的宽度 (见图 6). 质子温度范围是 5×10^3 K 到 10^6 K, 电子温度是质子温度的 3 到 4 倍, α 粒子的温度是质子温度的 4 倍.

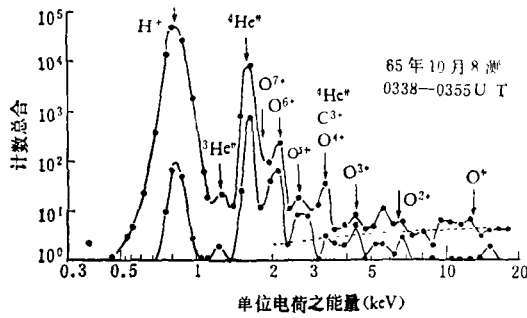


图 6

成分——太阳风的成分问题是个重要而复杂的课题。太阳风中除含电子、质子外,最多的

较重的离子是 α 粒子,此外还发现有 ${}^3\text{He}^{++}$, ${}^4\text{He}^+$, O^{+5} , O^{+6} , O^{+7} 及其它重粒子。图6是卫星测得的两套正离子成分图。太阳风中发现 ${}^3\text{He}^{++}$ 是第一次观测证实太阳上有 ${}^3\text{He}^{++}$ 。观测到 ${}^4\text{He}^+$ 的丰度是 ${}^4\text{He}^{++}$ 的 10^{-3} 倍,这是反常的,因为日冕中不会含有这么多的 ${}^3\text{He}^+$,这个问题尚未解决。 α 粒子的密度 N_α 与质子密度 N_p 之比,平均是0.046,但变化幅度很大,最大比值可达0.2。还发现在太阳爆发引起的某些磁爆的主相之后,氢的含量显著增加。

表1是宁静太阳风(不包括高速流)在1AU附近的基本参数^[5]。

表 1

流速(径向)	320 km sec^{-1}	质子热能密度	$6 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-3}$
流速(非径向)	8 km sec^{-1}	电子热能密度	$1.5 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-3}$
质子、电子密度	8 cm^{-3}	磁能密度	$10^{-10} \text{ erg cm}^{-3}$
质子温度	$4 \times 10^4 \text{ K}$	质量通量	$4 \times 10^{10} \text{ g cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
质子热各向异性比	1.9	重力势能通量	$0.1036 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
电子温度	$1.5 \times 10^4 \text{ K}$	$\beta = nk(T_i + T_e) / \frac{B^2}{8\pi} \sim 1.0$	
电子热各向异性比	1.1	流速变化	$275 - 800 \text{ km sec}^{-1}$
磁 场	5γ	密度变化	$1.0 - 50 \text{ cm}^{-3}$
氢含量(N_α/N_p)	0.05	质子温度变化	$3 \times 10^4 - 5 \times 10^5 \text{ K}$
热传导通量(总体)	$0.01 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$	质子热各向异性比的变化	1 - 30
质子通量	$2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$	电子温度变化	$10^4 - 2 \times 10^4 \text{ K}$
动能通量	$0.22 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$	氢含量变化	0.01 - 0.20
动能密度	$7 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^3$		

六、太阳风的一些性质

分类——据空间观测资料,按太阳风物理量变化的时间尺度可以把太阳风分类为三种结构^[6]。时间尺度大于 10^2 小时的,称为宏观或大尺度结构,大尺度行星际磁场属于这类,相应的空间线度 $\geq 10^8 \text{ km}$;时间尺度在1小时和 10^2 小时之间的称为中等结构,相应的空间线度约 $10^6 - 10^8 \text{ km}$,空间磁场的纤维或纽结结构属这一类;时间尺度在1小时和 10^{-2} 小时之间的,称

微观或小尺度结构,相应的空间线度约为 $10^4 - 10^6 \text{ km}$,磁场的微观起伏属这一类。

扇形磁场——太阳风作为日冕物质膨胀的结果,必然把太阳磁场带到行星际空间。J. M. Wilcox^[7]最早对行星际磁场做了细致的观测描述。卫星观测的行星际磁场在空间呈以太阳为中心的螺旋状,在太阳黄道坐标系中,场的方向平行于 135° 或 315° 的方向。宏观看来,行星际磁场将空间分成以太阳为中心的几个扇形区域,称为扇形结构。扇形一般是四个,每个扇形区域内的极性相同,指向或背向太阳。相邻扇

形区域的极性相反,边界处是中性面。扇形随着太阳的自转在空间做刚性旋转,周期约 27 天。扇形结构是一种大尺度结构,扇形内场强的变化范围是几十个 γ 到小于 1γ 。

高速流、间断面——宁静太阳风中常有一股股的高速流,其基本图象是^[8]:流速由宁静时的 $320-400 \text{ km sec}^{-1}$ 在一天之内就上升到 $600-700 \text{ km sec}^{-1}$,在高速流的前导边缘密度也上升到异常高的值,接着密度有几天的异常低值,其质子温度的变化情况则与速度变化相似。同一高速流中趋向于有相同的磁极性,这意味着高速流起源于日冕中的同磁性区。高速流的加速机制和形态实测仍是目前开展的研究课题^[9]。若高速流相对于其周围宁静太阳风的速度超过声速,就会产生激波和间断面(见图 7)。太阳爆发抛射的物质流也会产生激波和间断面,但它不象高速流那样有再现性和持续性。

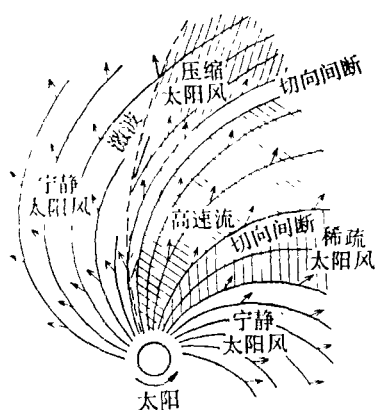


图 7

阿尔芬涨落——观测发现太阳风的磁场和流速有尺度为几十秒到小时之间的涨落, J. W. Belcher^[10] 等分析出磁场涨落 b 和速度涨落 v 之间有关系

$$b = \pm (4\pi\rho)^{1/2}v,$$

证认出这种迭加在大尺度背景结构上的小尺度涨落(即微观结构)是阿尔芬波。它可能是日冕里波的残余,能量可能通过它的耗散加速粒子。

七、太阳风与行星际客体的作用

太阳风与行星际客体(行星、彗星、尘埃)的作用是行星际探测的焦点之一。我们可以把地球视为一个有偶极磁场的障碍物沉浸于太阳风之中。在向阳面,在地磁压与太阳风压平衡之外的区域,太阳风压缩磁场,太阳风物质流由超声速过渡到亚音速,形成一个弓形激波(见图 8)。激波与磁层边界间是磁鞘,其中是扰动的磁场,磁层边界是稳定的。物质流经过激波区之后,又升到超声速。同时,地磁场被太阳风吹向背阳方向,拖出长长的地磁尾,其长度远远超过 80 个地球半径。地磁尾并不在赤道面内,而是成一角度。磁尾的南北两部分极性相反,中间是磁场反转区,最中间是所谓中性片,稍外是等离子体片。

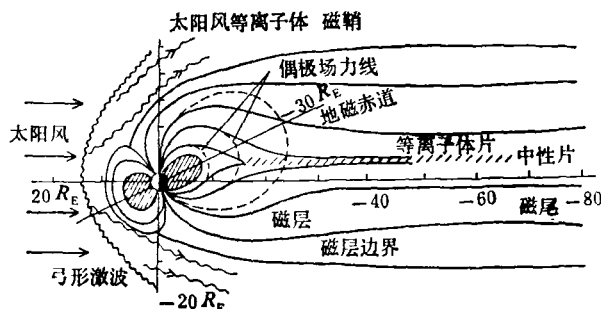


图 8 太阳风与地磁场相互作用
▨表示辐射带

磁场情况类似于地球的行星,如木星,太阳风与之相作用的情况也类似于地球,有弓形激波、磁鞘、磁边界、辐射带等。而磁场较弱的行星,如金星,太阳风能够吹到更接近其表面,被金星大气挡住,不是被金星磁场挡住。

月球磁场很弱,在迎着太阳风的一面没有弓形激波,在其阴影里是一个等离子体空腔。月球的不同部分与太阳风的作用是不相同的,这可能与月球的剩余磁场有关。

太阳风与行星际尘埃的作用和尘埃本身的线度有关,太阳风对于半径 $\leq 10^{-3} \text{ cm}$ 的行星际尘埃的压力大于光压,能够把它们迅速驱走。同时,太阳风还有剥蚀作用,使行星际尘埃缩短寿

命。

八、太阳风的理论描述

太阳风等离子体的数密度 n 是很低的, 在 $r = 1 \text{ AU}$ 处, $n \approx 8 \text{ cm}^{-3}$. 因此, 按理应该用动力论方程来描述它, 求解粒子的分布函数. 但是实际上只要求理论模型给出太阳风的数密度 n , 速度 \mathbf{v} , 温度 T , 即分布函数的零级矩, 一级矩和二级矩, 而且求解动力论方程很困难, 所以目前的太阳风理论模式全是解磁流体力学方程组. 大多数模式是在 Parker 的日冕膨胀模式基础上发展起来的.

所谓一流模式是在忽略磁场效应、粘性和阿尔芬涨落, 假设电子与质子温度相同, 介质各向同性及定常径向运动条件下, 解下列守恒方程组, 而给出的太阳风模式.

解方程组

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u r^2) &= 0, \\ \rho u \frac{du}{dr} &= -\frac{dP}{dr} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}, \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[\rho u r^2 \left(\frac{1}{2} u^2 + \frac{3}{2} \frac{P}{\rho} \right) \right] \\ &= -\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (P u r^2) - \rho u \frac{GM_{\odot}}{r^2} + S(r), \\ \rho &= (m_p + m_e) n = mn, \\ P &= 2nkT, \\ S(r) &= -\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 f_c), \\ f_c &= -K_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr}, \end{aligned}$$

式中符号同前述. 用来定解的条件之一是, 当 $r \rightarrow \infty$ 时, $T \rightarrow 0$. 在种种 $T(r)$ 的假设中, 黄

(上接第 531 页)

- Crystal Growth*, 8(1971), 79.
- [16] F. C. Frank, in: *Growth and Perfection of Crystals*, (1958), 411.
- [17] P. Bennema and G. H. Gilmer, *J. Crystal Growth*, 13/14(1972), 148.
- [18] B. Lewis, *J. Crystal Growth*, 21(1974), 29, 40.
- [19] S. Goldshtaub, R. Itti and F. Mussard, *J. Crystal Growth*, 6(1970), 130.
- [20] A. E. Carlson. Thesis, Univ. of Utah, in: *Growth and Perfection of Crystals*, (1958), 421.

云潮等^[11]设 $r \rightarrow \infty$ 时, $T \propto r^{-2/5}$, 并取 $r_c = 7.5 r_{\odot}$, 得到了较好的结果: 在 $r = 1 \text{ AU}$ 处, $n \approx 8 \text{ cm}^{-3}$, $u \approx 260 \text{ km sec}^{-1}$, $T \approx 1.6 \times 10^5 \text{ K}$. 这就是基本的一流模式. 显然, 它给出的速度值太低.

为了弥补一流模式的缺欠, 考虑到太阳风中电子与质子温度的不同, 提出了二流模式, 用 $P = nk(T_e + T_p)$ 代替前述的 $P = 2nkT$. 进一步考虑了磁场、各向异性等因素, 理论给出的速度值仍然较实际观测值低.

上述种种模式全是把太阳风参数只做为日心距的函数, 是所谓无结构太阳风模式.

为了使理论更符合实际观测情况, 人们正在研究日冕的非球面膨胀情形 (流管截面变化速度 $> r^2$), 以及阿尔芬波传能给粒子的可能性及三流模式^[12], 并根据冕洞、扇形磁场结构、太阳磁场分布的观测等进行新的理论探索.

参 考 文 献

- [1] E. N. Parker, *Astrophys J.*, 128(1958), 664
- [2] M. Neugebauer and C. W. Snyder, *J. Geophys Res.*, 71(1966), 4469.
- [3] M. Neugebauer et al., *The Solar Wind* (ed. by R. J. Mackin, Jr. and M. Neugebauer), (1966), 3.
- [4] J. T. Nolte et al., *Solar Phys.*, 46(1976), 303
- [5] P. D. Hudson, *Irish Astron. J.*, 12(1976), 183.
- [6] J. C. Brandt, *Introduction to the Solar Wind* (1970), W. H. Freeman and Co., San Francisco.
- [7] J. M. Wilcox, *Space Sci. Rev.*, 8-2(1968).
- [8] A. J. Hundhausen, *Coronal Expansion and Solar Wind*, (1972), Ch. 5, Springer-Verlag, New York.
- [9] R. Schwenn et al., *J. Geophys. Res.*, 83(1978), 1011.
- [10] J. W. Belcher et al., *J. Geophys. Res.*, 76(1971), 3534.
- [11] Y. C. Whang et al., *J. Geophys. Res.*, 70(1965), 4175.
- [12] J. Joselyn et al., *J. Geophys. Res.*, 83(1978), 1019.
- [21] H. J. Scheel and D. Elwell, *J. Crystal Growth*, 20(1973), 259.
- [22] D. Elweel and H. J. Scheel, *Crystal Growth from High-Temperature Solutions*, (1975), Ch. 4.
- [23] J. C. Brice, *The Growth of Crystal from Liquids*, (1973), ch. 3.
- [24] G. H. Gilmer, *J. Crystal Growth*, 42(1977), 3.
- [25] P. Bennema and J. P. Vander Eerden, *J. Crystal Growth*, 42(1977), 201.