



日冕膨胀 和太阳风

[美] A. J. 亨德豪森 著
科学出版社

P182.6

HDH5

日冕膨胀和太阳风

〔美〕A. J. 亨德豪森 著

魏奉思 译

章公亮 校



科学出版社

1985

107678

内 容 简 介

本书总结了近十多年来太阳风观测和理论研究的主要成果。取材以比较成熟的太阳风大尺度特性为重点。运用流体力学三大守恒定律去分析处理各种问题是贯穿全书的主线。第一章介绍太阳风研究的历史背景,第二章提出了对若干重要现象的识别和分类,第三章系统地分析、比较了各种太阳风理论,第四章介绍日冕和太阳风等离子体的化学成分,第五、六章对太阳风中的两种重要现象:高速等离子体流和行星际激波作了专门论述,第七章对本书未谈及的若干重要研究课题作了精练的概括介绍。

本书可供从事空间物理、地球物理、天体物理和等离子体物理的科技工作者阅读;对热心空间科学而又不熟悉本门学科的科学以及搞空间探索和学习物理的大学生,也是一本有价值的参考书。

A. J. Hundhausen

CORONAL EXPANSION AND SOLAR WIND

Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1972

日冕膨胀和太阳风

[美] A. J. 亨德豪森 著

魏奉思 译

章公亮 校

责任编辑 侯建勤

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1985年2月第一版 开本:787×1092 1/32

1985年2月第一次印刷 印张:8 1/2

印数:0001—2,000 字数:190,000

统一书号:13031·2809

本社书号:3875·13—3

定价: 2.00 元

译 者 的 话

近十多年来,空间卫星、飞船技术飞快发展,空间研究空前活跃,有如百花盛开的春天,新发现、新成果层出不穷。总结这些新进展的丛书“空间物理和化学”也应运而生。《日冕膨胀和太阳风》是此丛书之五,是一本论述空间物理重要分支——太阳风研究的专著。作者 A. J. 亨德豪森是一位知名的空间物理学家,善长太阳风研究。

太阳风是一种来自太阳、以超音速向外运动的无碰撞等离子体,与许多太阳的、地球物理的以及天文的现象有着深刻的联系,是了解日地关系的重要纽带。它不仅具有重大的科学意义,也可能有潜在的应用性。因此吸引了空间物理学家、天文学家和等离子体物理学家们的浓厚兴趣。

全书以比较成熟的太阳风大尺度特征为重点,着重于物理过程的分析,观测与理论结合紧密,文字浅显易懂。书中关于如何运用流体力学的概念和方法去解决各种实际问题的若干范例使人受益不浅,特别是对经验还不足的科学工作者,更有可借鉴之处。

还应指出的是,太阳风观测、研究发展之快,以致于作者在完成全书手稿时还未确认“冕洞”是太阳风高速流之源,转瞬之间,它的研究便盛况空前,面目一新。这也许是空间科学的一个普遍特点吧!

我国空间科学正在初创之期,关心其发展并愿献身于它的人们日益增多,学术交流活动也逐渐频繁,为适应形势发展的需要,特译此书敬献读者。由于译者水平所限,错误疏漏之处在所难免,请读者批评指正。

序 言

自空间飞船所载仪器肯定太阳风存在以来已十年有余了。观测证实了首先由 E. N. Parker 提出的理论模型基本上是正确的,它预言太阳日冕是在不断地迅速膨胀。这十来年,无论在太阳风观测的广度和完善程度方面都有了惊人的发展;地球轨道附近的行星际等离子体性质现已知道得很详细了。日冕膨胀理论,无论在包括补充物理过程还是在处理更实际的(时间关系和非球对称)日冕边界条件方面都很成熟了。

本书想对这十来年迅速发展的太阳风观测和日冕膨胀理论模型加以综述。当然,最终目的是要说明观测到的太阳风现象是发生在日冕和行星际等离子体中的基本物理过程的效应,同时也是太阳性质与结构的一种天然表示。这种方法意味着重点是在观测所揭示的“大尺度”特征方面,它要求广泛地运用流体力学的概念和方法。

作者希望这样介绍能使研究生或不熟悉其学科内容的较有经验的科学家易懂些。要了解对问题的处理,最根本的是抓住流体和质点力学的基本守恒定律。设想读者对太阳物理的术语(特别是描述太阳活动)有些熟悉。数学上的进展将保留到最低限度。

除两处是按这个研究领域内一般的习惯要求外,都采用高斯——厘米、克、秒制。几乎所有太阳风观测所给出的太阳风速都以公里/秒为单位,行星际磁通量密度 $|B|$ 以 $r - 10^{-5}$ 高斯为单位。

作者在这里介绍材料的观点，主要是在参加洛斯阿拉莫斯科学实验室维拉（Vela）卫星小组期间形成的。该研究所的 S. J. Bame 博士、M. D. Montgomery 博士、R. A. Gentry 博士所给予的协助和科学上的鼓励，对作者有不可估量的意义。在其它研究所的同行中，A. Barnes 博士、L. F. Burlaga 博士、D.S. De Young 博士、J. T. Gosling 博士、J. Hirshberg 博士、N. F. Ness 博士、K. H. Schatten 博士和 J. M. Wilcox 博士的影响对这里陈述的概念有很大的推动。

特别要感谢的是 S. J. Bame 博士和 A. J. Lazarus 博士允许使用尚未发表的资料。手稿是由 Ruby Fulk 夫人精心打字的。J. T. Gosling 博士阅读了手稿，并提出了许多宝贵而详细的意见，作者颇受教益。最后的荣誉应当归于我的妻子 Joan，不仅因为她在工作期间孜孜不倦，而且也由于她在数学和文法润色上所下的功夫。

A. J. 亨德豪森

1972 年 10 月

目 录

译者的话

序言

第 I 章 历史背景	1
I.1 引言	1
I.2 太阳风存在的间接证据	1
I.3 太阳日冕向行星际空间的延伸	3
I.4 太阳日冕向行星际空间的膨胀	5
I.5 太阳磁场向行星际空间的延伸	13
I.6 另一种日冕膨胀模型	16
I.7 飞船的直接观测证实了太阳风的存在	19
第 II 章 一些重要太阳风现象的识别和分类	23
II.1 引言	23
II.2 太阳风现象的分类	24
II.3 一些太阳风现象的识别、描述和分类	28
持续的高速太阳风流	28
耀斑产生的行星际激波	30
行星际纤维	32
阿尔文波	33
磁流体间断	34
II.4 小结和实施计划	39
第 III 章 无结构日冕膨胀的动力学	40
III.1 引言	40
III.2 无结构太阳风的寻找	41

III.3	低速太阳风的物理性质	48
III.4	定常、球对称日冕膨胀的“一元流体”模型 ...	50
III.5	定常、球对称日冕膨胀的“二元流体”模型 ...	55
III.6	太阳风观测同一元流体和二元流体基本模型 预言的比较	59
III.7	日冕膨胀的能量问题	62
III.8	磁流波对日冕膨胀的影响	68
III.9	磁力对日冕膨胀的影响	74
III.10	热传导磁改正对日冕膨胀的影响	75
III.11	粘性对日冕膨胀的影响	80
III.12	非碰撞能量交换机制对日冕膨胀的影响 ...	82
III.13	热传导率的减小对日冕膨胀的影响	84
III.14	日冕膨胀能量问题的另一些看法	89
III.15	日冕膨胀时的角动量	93
III.16	日冕膨胀的汽化模型	100
第 IV 章	膨胀日冕和行星际等离子体的化学成分	105
IV.1	引言	105
IV.2	太阳风平均氦丰度的确定	106
IV.3	太阳和行星际氦丰度的比较	111
IV.4	含氦日冕膨胀的理论模型	112
IV.5	光球和日冕氦丰度间的关系	119
IV.6	关于膨胀太阳大气层化学成分的一般结论 ...	120
IV.7	$^1\text{H}^+$ 和 $^4\text{He}^{++}$ 以外的太阳风离子观测	121
IV.8	膨胀日冕等离子体的电离态	126
IV.9	太阳风电离态可能的行星际改正	132
第 V 章	高速等离子体流和磁扇形	134
V.1	引言	134
V.2	高速等离子体流的观测特征	135

V.3	观测到的磁扇形的特征	139
V.4	高速等离子体流与磁扇形的关系	141
V.5	行星际等离子体流的理论模型	146
V.6	非均匀磁流体日冕膨胀的理论模型	158
V.7	高速等离子体流对平均太阳风特性的影响 ...	170
V.8	高速太阳风流中的能量传输	174
V.9	高速等离子体流的太阳来源	177
第 VI 章	耀斑产生的行星际激波	185
VI.1	引言	185
VI.2	根据等离子体观测所推断的行星际激波的运动	187
VI.3	根据磁场和等离子体观测所推断的激波位形	194
VI.4	激波后等离子体和磁场的特征	197
VI.5	激波后等离子体的化学成分	201
VI.6	太阳耀斑和行星际激波间的关系	204
VI.7	行星际激波观测的综合	209
VI.8	激波在太阳风中传播的理论模型	210
VI.9	理论模型提出的行星际激波的分类	217
VI.10	行星际激波中的质量和能量	219
VI.11	行星际激波在传输日冕质量、能量全过程中的作用	225
VI.12	有关太阳耀斑物理的一些推断	226
第 VII 章	结束语.....	230
VII.1	未谈到的课题.....	230
	太阳风观测技术	230
	小尺度的行星际现象	230
	日冕膨胀概念的扩展.....	230

太阳风和其它粒子、场以及行星体的相互作用	231
太阳风方程组的构成形式	231
太阳风性质的日面纬度关系	231
VII.2 太阳活动和太阳风	232
参考文献	236
英汉名词对照及索引	252

第I章 历史背景

I.1 引言

太阳风在现代空间研究中起着重要的纽带作用。人们的主要注意在于它与许多太阳的、地球物理的以及天文现象的关系,正如对其本身物理意义的注意一样。由于这种作用,在十五年前对是否存在这种太阳物质连续流过行星际空间,以及对起源问题的日冕流体动力学膨胀的特殊模型展开热烈争论是在所难免的。能使这些概念得到目前这样的普遍承认,只是在二十世纪六十年代初实现了对行星际进行直接观测之后才出现的。虽然在这本书里我们的注意力是放在最近的观测、解释和太阳风现象的模型上,然而简要评论一下早期的观测,无论是对于展望最近的工作还是介绍一些物理背景作为随后讨论的基础,都是有益的。

I.2 太阳风存在的间接证据

本世纪前半期,人们对日地关系进行了广泛的研究,提供了相当多的关于在行星际空间存在太阳物质的证据。要解释极区极光、地磁活动和宇宙线调制,很大程度上要祈求于“太阳微粒辐射”。二十世纪三十年代 Chapman 和 Ferraro 为了解释地磁暴的急始和其后的位相^[1,1,1,2],研究过描述太阳耀斑产生的电离气体云对地磁场影响的定量模型。在这个时代所发展起来的某些概念是惊人地接近今天流行的概念;特别是 Chapman 和 Ferraro 模型,仍然是我们今天理解太阳风-地磁相互作用的基础。但是这些概念的多数都要涉及到太阳活动

• 1 •

的影响,所假设的粒子发射通量认为是瞬时的而不是连续的。

事实上,就在同样的这些日地关系实例中^[1,3],也能找到有关太阳微粒辐射是连续的某些证据。在极区几乎总观测到极光,地磁场决不是完全稳定的,宇宙线也显示出来自太阳方向的调制。这些效应的每一种都能提出另外的解释来,而且回想起来,这些效应作为太阳物质连续传输到地球轨道的明显证据而浮现于眼前时是如此丰富。然而,认为行星际空间如同一个有点尘埃的真空,只偶尔受到太阳粒子流,即太阳等离子体流扰动的概念,在本世纪前半期却是流行的。

本世纪五十年代提出了有关行星际气体是连续出现的两件新观测证据。第一件,发现黄道光强烈偏振的,而传统认为黄成光是太阳光被行星际尘埃粒子散射所致。Behr 和 Siedentopf^[1,4]主张这种效应不是由尘埃散射所产生的,并且提出对黄道光的重要贡献是地球附近其密度为 $\sim 10^3/\text{厘米}^3$ 的电子散射所产生。第二件,发现电离的彗星尾部的特点是经受了难以解释的大的加速,而且彗星尾部是逆太阳定向(与彗星核轨道运动的方向无关),传统认为它是由太阳的辐射压力所造成。Biermann^[1,5,1,6]提出彗星分子加速(和电离)是由于和来自太阳的连续、径向流动的行星际背景离子发生相互作用的结果。根据这种相互作用的一种简单模型, Biermann 求得通量密度为 $\sim 10^{10}$ 离子/秒(地球轨道附近)是解释观测到的加速所需要的。这个通量值和由 Behr 与 Siedentopf 所推算的 $10^3/\text{厘米}^3$ 相综合,便得到离子速度的估计值为 $\sim 10^7$ 厘米/秒。

无论是黄道光偏振的电子散射解释还是彗星尾部电离加速的离子来源都不是今天所接受的。现在认为来自粒子性物质的散射会产生黄道光(和观测到的偏振),而行星际空间的飞船观测所得到的电子密度却比根据电子散射解释所推算的

低两个量级。已经知道,太阳风-彗星的相互作用与 Biermann 提出的大不相同(虽然电离的彗星尾部的定向与加速都来源于相互作用),直接观测的离子通量密度比按最初模型推算的低两个量级。尽管这样,五十年代的黄道光和彗星尾部的研究却在发展太阳风概念方面起了关键的作用。这些研究导致了仔细地从理论上研究太阳日冕动力学,从而发现了连续、迅速膨胀进入行星际空间是日冕高温的必然结果。

1.3 太阳日冕向行星际空间的延伸

到 1950 年,几方面的观测证据导致了承认温度 $\sim 10^6\text{K}$ 是太阳日冕的特征。因为在这种温度,氢几乎是完全电离的,可以料到日冕是一种质子-电子气体加少量其它元素(丰度更低)离子的混合物。这种气体的电子成分散射光球层的辐射,产生在日全蚀期间所观测到的那种延伸到光球层之上的“白光”日冕。这种散射光的强度,表明电子密度在日冕底部附近是 10^8 到 $10^9/\text{厘米}^3$,向外下降其标高为 ~ 0.1 个太阳半径。

质子-电子气体的热传导率 κ 主要是由较活跃的电子所产生,由文献[1.7]给出

$$\kappa = \kappa_0 T_e^{5/2} \quad (1.1)$$

这里 T_e 是电子温度, κ_0 是密度和温度的弱函数。对于典型的日冕状态, $\kappa_0 \approx 8 \times 10^{-7}$ 尔格·厘米 $^{-1}$ ·秒 $^{-1}$ ·度 $^{-7/2}$ 。有温度梯度时(忽略任何磁场效应)预料日冕等离子体按速率

$$f_e = -\kappa \nabla T_e$$

传导热量。按公认的日冕温度,电子传导率相当高; $T_e = 10^6\text{K}$ 时 $\kappa = 8 \times 10^3$ 尔格·厘米 $^{-1}$ ·秒 $^{-1}$ ·度 $^{-1}$,它大约为室温下铜传导率的 20 倍。

关于日冕结构具有高传导率的含意,Chapman^[1.8]于 1957 年作了探索。对于球对称、静止的日冕,若没有任何能量来源

和能量耗散,热传输方程则简化为

$$-\nabla \cdot f_c = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa_0 T_e^{5/2} \frac{dT_e}{dr} \right) = 0 \quad (1.2)$$

这里 r 是日心距离。在远离太阳处温度必须为零的边界条件下,(1.2)式有解

$$T_e = T_\infty \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2/7} \quad (1.3)$$

这里 $T_\infty = T_e(r_0)$, r_0 是某一参考距离。如果 r_0 取 7.36×10^{10} 厘米(1.0575 个太阳半径), T_∞ 是 10^6 °K, 那末在地球轨道处, $r_e = 1.496 \times 10^{13}$ 厘米(以后称作天文单位或 1AU), 电子温度则为 2.19×10^5 °K。日冕物质的高传导率意味着温度梯度小, 于是高温日冕会向外延伸进入行星际空间。

在静态平衡时, 任何一团流体向下的重力为向上的压力所平衡, 即

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_\odot \rho}{r^2} \quad (1.4)$$

这里 P 是压力, ρ 是日冕气体的质量密度, G 是重力常数, $M_\odot$ 是太阳质量。由电子和质子之间的静电力要求, 除最小距离(小于等离子体德拜长度)范围外, 数密度应几乎相等, 因此,

$$\rho = n(m_e + m_p) \approx nm$$

这里 n 是两种成分之一的密度, m_e , m_p 是电子和质子的质量; m 是氢原子的质量。如果假定电子和质子是同一温度 T , 则压力是

$$P = 2nkT$$

在流体静力学平衡方程(1.4)中, 利用关于温度的解(1.3)便给出

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{n}{r^{2/7}} \right) = -\frac{GM_\odot m}{2kT_\infty r_0^{2/7}} \frac{n}{r^2}$$

其解

$$n(r) = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2/7} \exp \left\{ \frac{7}{5} \frac{GM_{\odot} m}{2kT_0 r_0} \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right\} \quad (1.5)$$

这里,当 r 接近 r_0 时, $n_0 = n(r_0)$, (1.5) 式可简化为

$$n(r) \approx n_0 \exp \left\{ - \frac{GM_{\odot} m}{2kT_0 r_0} \frac{r - r_0}{r_0} \right\}$$

它是标高为 $2kT_0 r_0^2 / GM_{\odot} m$ 时的“薄”大气壳层的标准表达式。

对于静止日冕,解(1.5)式有一个令人意外的推论: 地球附近是高密度。适当地选择日冕密度 n_0 和温度 T_0 , 得到 1AU 处电子密度为 10^2 到 10^3 /厘米³。换句话说,高温日冕延伸入行星际空间导致了在大日心距离处(那里重力变小)有大的标高(或小的密度梯度),从而有较大的行星际电子密度。事实上,Chapman 推算的地球附近的密度与 Behr 和 Siedentopf 为解释黄道光所推算的是一致的,这也许是对那种解释予以一定程度的信任。Chapman 模型本身所导致的一个根本困难是在大日心距离处(将在 1.4 节加以说明)。虽然如此,它的重要性仍不能低估,因为这个模型证明日冕不会终止于太阳附近;而是有相当多的日冕(以及太阳)物质必定远远地向外延伸入行星际空间。

1.4 太阳日冕向行星际空间的膨胀

把方程(1.3)与(1.5)相加便得到 Chapman 传导日冕静止模型所表示的压力 $P(r)$:

$$P(r) = P_0 \exp \left\{ \frac{7}{5} \frac{GM_{\odot} m}{2kT_0 r_0} \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right\} \quad (1.6)$$

这里 $P_0 = 2kn_0T_0$ 。于是 $P(r)$ 随 r 增加而单调下降,当 $r \rightarrow \infty$, 达有限值 $P_{\infty} = P_0 \exp(-(7/5)(GM_{\odot} m / 2kT_0 r_0))$ 。在大

r 处, 这个有限的压力是 (1.5) 式所给密度变化的直接结果。 $r = ((7/4)(GM_{\odot}m/r_0kT_0))^{2/3}r_0$ 处, 密度达极小值, 在此距离之外密度增加, 最后按 $r^{2/7}$ 变化。

当日冕密度、温度和观测值一致时, Chapman 模型在大日心距离处所得到的压力大约是 10^{-5} 达因/厘米²。人们必然会料到, 当 $r \rightarrow \infty$, 延伸的日冕与星际背景会融为一体。星际介质的物理状态, 就是在今天我们的了解仍很贫乏, 但银河磁场、星际气体和宇宙线压力公认是 10^{-12} 到 10^{-13} 达因/厘米²。Chapman 的日冕模型不可能融合成这种背景, 因为压力悬殊是 7 或 8 个量级。Parker^[1,9] 认识到这种悬殊的寓意, 他认为只有当难于理解的大压力存在于星际空间时, 这种模型才可能是真实地描述日冕。因为不存在这种压力, Parker 便得出结论“……大概太阳日冕, 其实或者是任何恒星大气, 都不可能在远离日心处完全处于静力学平衡状态”。可是如果流体静力学平衡不可能, 那末日冕的平衡结构又可能是什么样的呢? 显然, 由于受到 Biermann 关于在行星际空间中有连续而迅速向外的物质在流动这一见解的启发, Parker 考虑了日冕经历定常膨胀这种新理论的可能性。

让我们来考虑处于定常运动状态的球对称日冕, 它的所有物理性质只与日心位置 r 有关, 而与时间无关。Chapman 理论中的流体静力学平衡方程 (1.4), 这时必须为流体动量守恒方程

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{dP}{dr} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2} \quad (1.7)$$

所代替, 这里 u 是膨胀速度, 假定为纯径向。对此动量方程必然要增加一个质量守恒方程

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho u) = 0 \quad (1.8)$$

和能量守恒方程

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \rho u \left(\frac{1}{2} u^2 + \frac{3}{2} \frac{P}{\rho} \right) \right] = - \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 P_u) \\ - \rho u \frac{GM_\odot}{r^2} + S(r) \quad (1.9)$$

$S(r)$ 项代表任何一种能源或能量耗散(例如,辐射、热传导),不包含动量方程中那种与质量力有关的部分。与 Chapman 模型相当的部分,仍然保留的是只考虑热传导能源

$$S(r) = - \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 f_c)$$

这里 f_c 是径向热传导通量密度。如果我们仍把日冕看成是电中性的质子-电子气体,质量密度便是

$$\rho = n(m_p + m_e) \approx nm$$

而压力则由静态方程

$$P = nk(T_e + T_p)$$

给出,这里 T_e 和 T_p 分别是电子同质子的温度。

同时解三个非线性守恒方程(1.7), (1.8)和(1.9)是一件困难的任务,这将在第 IV 章予以广泛讨论。关于这个问题, Parker 在他最初的公式中引入了简化假设,认为压力和密度满足多方律关系:

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\alpha \quad (1.10)$$

这里 α 是常数,称为“多方指数”。这样作实际上假定了能量方程(1.9)的一个解(含有一个可能与物理实际不相符合的能源项),从方程组中消去了该方程。在介绍 Parker 对膨胀日冕的处理时,我们只对个别极端情况, $\alpha = 1$ 这种相当于等温日冕(或更精确地说,相当于电子、质子温度之和为常数)的情况加以仔细讨论。这时,静态方程