

日冕物理研究的进展

章振大

(南京大学天文系)

提 要

在最近十年对太阳外层大气的了解有了很大的进展。大部分进展是通过火箭和人造卫星所获得的观测资料和理论解释而取得的。本文总结了日冕物理研究的最新进展,讨论了有关日冕的结构,能量平衡,日冕加热机制的理论以及太阳风等的某些研究成果。

一、引 言

日冕是太阳大气的最外层,它是控制着太阳从里向外辐射能传输的动力学反映,它的活动过程也是太阳表面活动水平的一种显示。由于日冕高温和低密度以及主要被磁场所控制的物理状态,人们把它当作应用原子物理和等离子体物理的天体物理实验室,而在其中发生的过程也是地上实验室所无法模拟的。

运载精密仪器的火箭和一系列卫星发射成功,特别是天空实验室(1973.5.14—1974.2.3)用六套仪器(即白光日冕仪,紫外分光摄谱仪,紫外摄谱仪,远紫外摄谱仪,X射线摄谱望远镜和X射线望远镜等)对日冕进行连续长期的观测,对日冕的研究起了很大的推动作用。通过上述仪器所获得的高色球层和日冕的紫外、远紫外和X射线辐射以及太阳风的分析,说明磁场对日冕的结构、物质流和能流的基本作用,并发现冕洞就是重现的高速太阳风源。整个日冕主要由三种结构所组成:(1)冕环和亮点,属封闭位形强磁场;(2)冕洞,属开放位形弱磁场;(3)宁静区,具有弱磁场,其位形在大尺度上可能是封闭的。在形成上述区域中,磁场所起的明显作用部分是它沟通了日冕的物质流和能流,部分可能是贮存在场中的磁能积聚。

在过去长时间里,由于观测条件的限制,人们只能根据日全食时和地面白光日冕仪所提供的资料,把日冕当作均匀的结构来研究。在观测上和理论上都曾花费大量的精力去阐明日冕的平均性质,建立日冕均匀模型,并在日冕的能量和质量平衡,日冕加热和太阳风加速等方面取得不少进展。自然,随着空间观测的发展和地面日冕仪的改进(如采用 $\lambda 5303$, $\lambda 6374$ 埃等多谱线观测)所获得的大量资料表明,均匀日冕的老概念已不适用,因而也促使理论的发展。下面我们就日冕的结构,日冕的能量平衡,日冕加热机制和太阳风加速等问题作简要讨论。

1983年11月8日收到。

1984年3月16日收到修改稿。

二、日冕的结构

日冕是高度不均匀, 不对称并随时间而变化的大气结构^[1]。可见的结构可能都是决定于磁位形的。日冕形状的变化取决于太阳活动周中大尺度场的发展。人们常把日冕结构分为活动区, 宁静区和冕洞。

活动区在整个电磁谱中都是很亮的, 它们位于黑子群和色球谱斑之上, 在黑子已经衰减和色球活动区已扩展之后, 它们仍能持续很长时间。它们主要由亮环, 亮点(在X射线特别明显)和瞬变现象等组成。Foukal^[2]推出环是从黑子区浮现的, 在环内有正的径向温度梯度(具有 $T \sim 16^6\text{K}$ 的热壳层和 $T \sim 10^5\text{K}$ 的较冷核心), 在密度固定时给出正的压力梯度。但Cheng^[3]根据海军研究实验室从Skylab(天空实验室)所得资料却没有发现冕环有任何温度梯度。Levine等人^[4]认为冷核心应当十分小($\lesssim 20\%$ 环半径), 而且物质从周围日冕聚集到环顶部。为了保持连续性, 凝聚的物质必须向下流动。Pye等人^[5]则没有观测到环内有压力梯度, 并推测出环首先在其顶部被加热, 而这种加热通过热传导逐渐到达过渡层和高色球层, 然后物质由被加热的色球层蒸发并由下向上充满整个环。这种模型不必设想凝聚的冷物质向下流动, 但通过蒸发使物质充满环的看法又使环内结构复杂化, 因此有待观测的进一步证实。瞬变现象是日冕中局部高密度的气体从日冕向日地空间喷射过程, 首先由OSO-7上的日冕仪观测到, 后来又被Skylab以及最近的SMM卫星^[6]多次观测到。它们是日冕中频发事件。空间观测发现瞬变现象的前沿是高密度亮区, 大多数以匀速向外传播; 而地面日冕仪则观测到它有一个低密度暗区。一次瞬变现象所喷射质量约 5×10^{15} 克, 速度约400公里/秒, 其动能相当于 10^{30} 尔格。它们与太阳耀斑和爆发日珥密切相关, 统计表明70%瞬变现象与爆发日珥或暗条消失有关。近年来已提出一些理论模型来解释瞬变现象, 如Anzer^[7]等人认为它们可由电流环或磁力线环^[8]产生的电磁力所驱动; 而Pneuman^[9]则提出由日冕环外的高磁压区或由磁浮力^[10]驱动的看法, 在文[11]也曾用活塞驱动的模式来说明。

宁静区指远离活动区, 暗条和冕洞的区域, 由环组成, 它们比活动区环稍微大一些。根据光球所测量场而计算的日冕场与X射线图中日冕形状的比较, 可推出这些区域的磁位形在大尺度上(十分之几太阳半径 R_{\odot})是封闭的, 但也不能完全排除开放场位形以及太阳风从这些区域流出。

冕洞是太阳极区或中纬度区单色日冕线(尤其是X射线)观测到强度减弱的区域。它们不包含环, 其精细结构由射线或羽状物组成并扩展到行星际空间。冕洞过渡层的温度梯度不如宁静区过渡层那么陡。在极区冕洞观测到巨针状物^[12], 它们可延伸到边缘之上4000公里。由于产生一个巨针状物所需能量约 3×10^{26} 尔格^[13], 它们可能是由贮存于磁场中的能量把色球物质向上抛射而形成的。某些巨针状物与亮点耀斑共生的观测事实支持这一假设。最近研究已确定冕洞是太阳风中高速流的来源, 甚至也可能是所有太阳风源。

观测还表明, 上述所有这些结构的反衬度都随观测所选取的辐射种类而变化。例如, 热冕环和冕拱以及冕洞等在X射线照片上很明显, 用白光可见到冕流, 而用3厘米射电波则能看到所有大尺度结构。这些结构有一个垂直的温度轮廓(从色球层的 10^4K 陡升到过渡层的

10⁵K以上)。日冕本身温度从冕洞的大约 1.5 × 10⁶K 到活动区日冕的 10⁷K。

三、日冕的能量平衡

日冕能量的物理模型的发展取决于对加热和致冷机制的了解。由不同日冕磁场强度和位形所确定结构的物理条件的研究，可获得这些机制的信息。通过这些研究能知道每一区域能量的损耗和输入，这些估计与其它经验和理论研究配合起来，就能了解可能的加热机制。

在日冕中能量损耗机制主要有三种：辐射，热传导和物质流。通过辐射及向下面色球层的热传导和以太阳风形式向外流出与向内流入色球层的物质流而损失能量。在控制能量损失

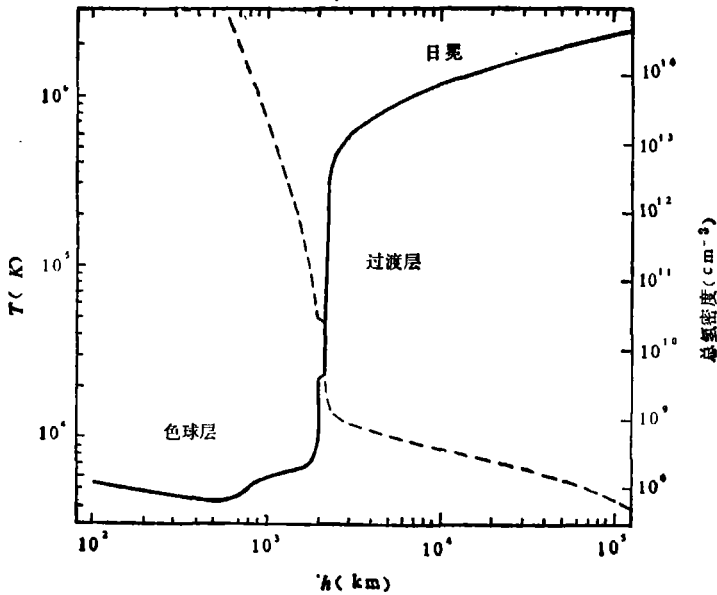


图 1a 宁静区色球、过渡层和日冕的温度和密度随高度的变化。

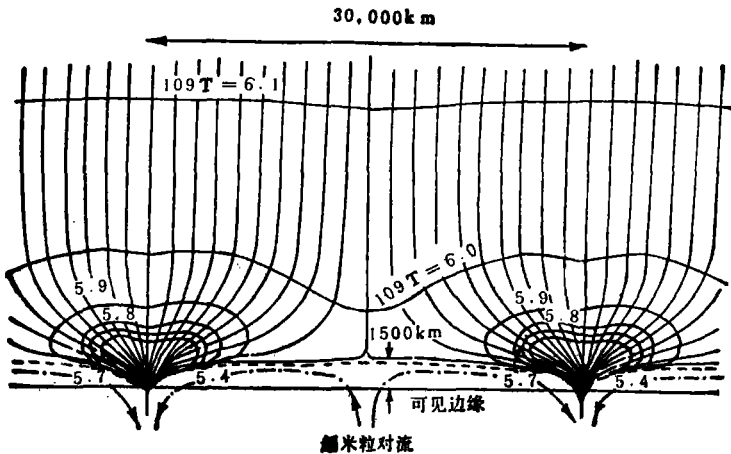


图 1b 与网络和温度共生的磁场位形和宁静区过渡层及低日冕的温度轮廓

中, 磁位形是重要的因素。

日冕能量输入机制主要有四种: (1)磁流体力学波或声波耗散; (2)磁能耗散; (3)热传导; (4)物质流。尽管传统上认为日冕是由磁流体力学波或声波加热, 但磁加热最近更引起人们的注意。通过电流欧姆耗散或磁湮灭而释放的能量可能占着加热活动区日冕, 亮点或甚至宁静区和冕洞所需能量的大部分。

由假设能量平衡已求出若干过渡层和低日冕的半径经验模型^{[14],[15],[16]}。这些模型是假设每一层中能量的输入和输出处于平衡而求出的, 即

$$V \cdot (F_r + F_c + F_m + F_g + F_k + F_e) = 0$$

式中 F_r 为辐射能流, F_c 为传导能流, F_m 为力学能流, F_g 为重力势能流, F_k 为动能流, F_e 为焓能流。研究表明, 在上过渡层 ($10^5 < T < 10^6 \text{K}$), 向下的传导能流散度足以平衡辐射损耗, 而在 $T < 10^5 \text{K}$ 区则需要有力学加热。图 1 表示由能量平衡模型得出的磁场结构和温度轮廓^[8]。这种模型考虑了与色球网络共生的磁场对沟通传导能的影响, 且能满意地解释远紫外资料的二个特征: 色球网络用在 $10^4 < T < 10^6 \text{K}$ 形成的谱线观测是亮的, 而用在 $T > 10^6 \text{K}$ 形成的线观测到宁静太阳是比较均匀的。表 1 列出过渡层和日冕的不同能量损耗。

表 1 过渡层和日冕能量损耗

参 数	宁 静 区	冕 洞	活 动 区
过渡层压力(达因厘米 ⁻²)	2×10^{-1}	7×10^{-2}	2
日冕温度(K, 在 $r \approx 1.1R_{\odot}$)	$1.1-1.6 \times 10^6$	10^6	2.5×10^6
日冕能量损耗(尔格厘米 ⁻² 秒 ⁻¹)			
传导能流 F_c	2×10^5	6×10^4	10^6-10^7
辐射能流 F_r	10^5	10^4	5×10^6
太阳风能流 F_w	$\lesssim 5 \times 10^4$	7×10^5	($< 10^5$)
总日冕损耗 $E_c + F_r + F_w$	3×10^5	8×10^5	10^7
高色球层辐射损耗	3×10^5	3×10^5	2×10^6
太阳风物质损失(克厘米 ⁻² 秒 ⁻¹)	$\lesssim 2 \times 10^{-11}$	2×10^{-10}	($< 4 \times 10^{-11}$)

四、日冕加热

大约在 40 年前已发现日冕高温($\sim 10^6 \text{K}$)的性质, 日冕加热理论就引起人们的重视。早期的理论主要是基于光球米粒组织所产生的声波或弱激波的耗散, 同时假设大气是球对称, 所有模型计算都是一维的(径向的)和稳定的, 并取大气的合适高度作为边界条件等等。但很快就了解到活动日冕比宁静日冕的加热要高 1—2 量级。由于活动区的磁性质, 磁场在其高能化过程中必须起着重要的作用。在太阳出现耀斑时, 日冕也偶而被加热到十分高的温度 ($10^7 \sim 10^8 \text{K}$), 焦耳加热和磁力线重联(把磁能转化为热和高能粒子能量)可能是基本的耀斑过程, 而波的耗散作用可忽略不计, 这似乎是比较普遍被接受的想法。

因此有二种不同的日冕加热机制: 一是在大气的“非磁”部分 [$\beta = (8\pi p/B^2) \geq 1$, p 为压力, B 为磁场强度], 由声波引起加热, 激波理论就是一个例子; 二是在日冕磁区 ($\beta \ll 1$), 由磁

流力学波或在高电流密度区由电流耗散引起加热。

波加热 人们认为色球和日冕由对流层上层湍动产生的周期性激波所加热已有20多年历史^{[17], [18]}。从理论上支持这种理论的基本概念是：由于湍动压力起伏就产生小振幅声波场，因为密度随高度 h 指数式地减小，当波向外传播时，其速度振幅 $v(h)$ 按下式迅速增加：

$$v(h) \sim v_0 e^{mgh/2kT}$$

式中 v_0 为 $h=0$ 时的速度， g 为太阳重力加速度， m 为质子质量， k 为玻耳兹曼常数， T 为温度。当速度增加时，波传播的非线性效应就引起正弦波轮廓变陡成锯齿状列的激波。当激波在大气中传播时，由于粘滞过程，一些激波能量就转变为热运动，其耗散速率远大于线性波。这种激波耗散是由于激波转换引起熵能跳跃的直接后果。而熵能跳跃取决于激波马赫数或激波强度 $s = \Delta p/p_1$ ， Δp 为压力跳跃， p_1 为激波前介质的压力。在被激波序列所深透的准稳定大气中，在激波经过之后，能量的上升就被辐射和热传导等过程所平衡。

研究结果表明，在色球层声波变陡成为激波，而强激波可深透入高色球层和下过渡层，但弱激波可能对上过渡层和低日冕的加热也有贡献，尽管该处电动力学加热更加有效得多。激波理论比较成功之处是它把观测到光球运动与观测的和预测的色球和日冕能量耗散连系起来，但可惜在准光球层所产生的力学能数值同色球和日冕的辐射损耗相比要低一个量级。此外，正如一些作者所指出^{[1], [19]}，自洽激波加热日冕模型比色球模型遇到更多的困难。预测的日冕加热对模型中所有的近似和不确定性十分敏感。弱激波理论在过渡层不满足而必须代以非线性计算。过渡层陡的温度梯度和高色球层及日冕的不均匀性产生了复杂的反射和折射效应。这些和其它困难都表明还须有波加热的更可靠理论。远紫外辐射增亮和谱线宽度观测表明，在过渡层和低日冕有波向上传播的某些证据。例如 Vernazza 等^[20] 分析远紫外线强度随时间变化，他们用在色球，过渡层和日冕产生的谱线同时进行观测，发现有周期性的增亮，在色球层和下过渡层观测到的增亮与上过渡层的增亮之间有几秒的时间延迟。这表示增亮由向上传播现象(可能是波)所引起，因为时间延迟与以声波运动的扰动一致，但仍未定论。在诸如亮点和活动区的强磁场区，所增加的日冕加热可由磁流力学波提供。

空间观测表明日冕由各个环所组成，因此日冕加热的经典问题已变为各个冕环的加热问题。Wentzel^[21] 曾对此问题作了详细讨论。他指出由磁流力学波加热日冕是很重要的，因它特别适合于冕环结构。日冕由磁流力学波加热的证据是太阳风也由这种波加速。波加热与日冕观测资料似乎很符合，但所需的能流(约 10^6 尔格·厘米⁻²·秒⁻¹)仍没有明显观测到。

Habbal 等^[22] 提出快模式波能加热日冕，这种波能从环的侧面进入环内。他们认为快模式波能从过渡层向上传播，其传播条件决定于折射指数的变化，即阿尔文波速度 $v_A(B/\sqrt{4\pi\rho})$ ， ρ 为密度)的变化。若环的密度较高， v_A 就较小，波就折射入环。其次，由朗道阻尼引起波耗散很小，一直到波抵达气压大于磁压的一半时，朗道阻尼才变得较大。因此稠密的环是波优先耗散的位置，这表示具有足够密度的环可由快模式波加热。

Uchida 等^[23] 和 Wentzel^[24] 曾讨论阿尔文波加热，由于这种波沿着磁力线传播，它们将引起平行于场的加热。在冕环里，二个阿尔文波在相反方向传播所引起的密度扰动就形成简单的缓慢移动的密度变化，它相当于声波，然后就转变为热。对于较大和较稀的环以及一般日冕而言，阿尔文波加热是有吸引力的；但对于较小，紧密，稠密和强的发射环则无效。由快模

式波或电流耗散是加热较小的环的有效候选者。Ionson^[25] 提出由阿尔文表面波加热日冕的理论, 这种波能沿着阿尔文速率发生不连续变化的表面传播, 对加热冕环也是有效的。

电流加热 已有不少人^{[26], [27], [28]} 提出日冕由电流耗散加热的机制。这种电流耗散主要有二种即反常焦耳耗散和磁力线重联, 它们密切相关, 差别仅在于焦耳耗散加热不会引起结构的磁通量表面结构的改变, 而重联却造成这种结构的变化。由电流耗散引起日冕加热的说法是有吸引力的, 因为从光球上浮的磁通量能提供足够的能量。其次, 冕环的明显稳定性表示电流确实被耗散了。若冕环从下面被扭曲而无耗散, 一旦磁力线绕环甚至扭转一次就会导致扭曲不稳定性, 而电流耗散能防止这种不稳定性。Levine^[29] 曾提出日冕由磁场重联所加热。他认为若太阳大气有大量的 J_{\perp} (垂直于场的电流) 激发中性片存在, 由磁场重联过程引起焦耳加热和粒子加速将加热日冕。他的分析是定性的, 已有少量观测和理论计算的支持, 因为他的假说基本上是把耀斑机制用于日冕加热。Rosner 等^[30] 也曾用 Alfvén-Carlqvist 的电流中断理论的耀斑模型作为日冕加热机制。

Ionson 等^[30] 最近提出日冕由电动力学加热的方法。他们把以前所有的机制统一起来并自洽地合并了电动力学能量的产生, 传输和耗散。此法是基于把太阳等离子体当作“封闭”或“开放”传输线(如冕环和冕洞)而提出的, 并以阻抗, Q 值, L/R , RC 和 LC 来表征。它的价值在于强调电动力学的基本方面, 即电感 L , 电容 C 和电阻 R , 并提出描述光球、色球和日冕的自洽电动力学耦合公式。这种耦合用一个简单的电路方程来描述, 它包含沿着场和垂直于场的电流即 j_{\parallel} 和 j_{\perp} , 电感, 电阻和电容。在一定范围内, 这些方程可化为与传统加热机制相联系的方程。例如电路 Q 值定义为 $Q = (L/CR^2)^{1/2}$, 它是把电路作为振动体的量度。若一个日冕结构用 $Q \gg 1$ 表征, 则这结构就是一个好振动体, 电路方程可化为与磁流波加热理论相联系的方程, 在这种情况下, 功率吸收的峰值在冕环固有振动频率附近。大多数冕环的固有频率可能为 300 秒。Ionson 等人认为高 Q 值冕环可当作磁流波导。若日冕结构用 $Q \ll 1$ 表征, 则电路方程可化为与电流加热理论相联系的方程, 这时功率吸收在某一共振频率处无峰值, 甚至不存在着共振。

必须指出, 尽管已提出各种日冕加热机制, 但由于磁场和速度场了解得很差, 不确定性很大, 而加热理论却需对磁场有详细定量的信息, 其中主要是 β 值, 必须知道它在大气中的分布。因此日冕加热机制, 尤其在解释详细的结构方面仍是未决的问题。

五、太 阳 风

太阳风等离子体由电子, 质子和重离子 (主要是 α 粒子) 所组成。在地球附近的风速为 320—710 公里/秒, 平均为 468 公里/秒。太阳风速在整个活动周发生变化。太阳风流与冕洞密切相关, 其相关系数达到 0.8 以上, 这充分表示太阳风主要来自冕洞区。一些慢速太阳风可能与高速风来自同一源即冕洞, 但慢速风的起源仍未定论。水手 5 号卫星的观测表明^[31], 在太阳风中曾探测到大振幅阿尔文波, 而 IMP1 卫星资料也大致证实这一点, 因此这些波是太阳风可能的加速和加热源。

从太阳表面到几个 R_{\odot} 处, 太阳风是径向外流。由于等离子体的高电导率, 行星际磁场冻结在等离子体内, 但磁场的根在光球内, 因而行星际磁场具有阿基米得螺旋形状。每一根力

线就是从日冕一固定点物质到达的轨迹。螺旋场结构以 27 天周期绕太阳转动。在地球附近,行星际磁场分成 2 或 4 个扇形,每一扇形中有一极性占主要,而极性从一扇形到另一扇形就改变。扇形结构可持续几年,而扇形边界的日面经度保持相对不变。高速风流与扇形有关,它们位于扇形内并且是单极性的。Hundhausen^[82]指出,行星际磁场大致具有偶极形状,磁力线的根在单极冕洞中,而这种冕洞占了南和北半球的很大部分。磁力线环以拱或流带横越太阳赤道,但在几个 R_{\odot} 处,来自中纬度的磁力线接近于弯曲的电流片,它把太阳南北磁极分开来。这种偶极轴与太阳自转轴成倾斜。当偶极转动时,电流片中的“褶皱”就扫过地球,因此人们就探测出极性的迅速改变。按照这种图象,近地太阳风起源于中或高太阳纬度。这种图象必须修改到能包括赤道冕洞和与其共生的太阳风流,但控制近地太阳风的极区风流和极区磁场似乎解释了大部分观测结构。

太阳风的加速与日冕加热同是太阳物理中有争议的问题之一。早期 Parker^[83]曾提出太阳风是高温日冕向行星际空间稳定膨胀的结果,这种日冕膨胀机制在解释高速太阳风时显然已不合适。几位作者^{[84], [85], [86]}曾用阿尔文波压说明太阳风的加速,但实际上仍没有给出由阿尔文波维持日冕的完整描述,因为日冕在较低层的加热仍不完全清楚,故必须首先假定有一个高温日冕存在。除了文[36]外,上述作者认为若太阳风直接由阿尔文波加速,则在太阳风流变为超声(在临界点之外)后必须给风流增加能量,因此他们增加了太阳风能量而使质量通量不变。这种直接加速将迫使临界点更接近太阳。在文[37]也曾讨论太阳风由阿尔文波和声波引起的动量和能量传输及其对临界点的影响,而在文[38]则探讨冕洞区太阳风中哨声波的加速作用。可以预期,随着观测资料的积累和精度的提高以及理论的改进,太阳风的加速问题将会逐步得到阐明,但上述的工作表明,波能耗散在太阳风加速机制中可能起着重要的作用。

六、结 束 语

尽管关于日冕加热机制的性质存在着一些争议,但把光球高度的湍流运动作为能量的供给来源则还是比较普遍被接受的。日冕活动水平不是与局部光球对流运动而是与磁场结构相关。日冕以封闭结构为主,而在这种有结构的日冕中动力学过程起着控制作用,并且远远偏离热平衡状态。磁场可以导致日冕的形成(通过热电流不稳定性)和日冕结构的形状(由于各向异性的传输过程)^[86]。

观测研究表明,太阳活动中最激烈的现象——耀斑最可能发生在内冕和高色球层,而内冕的许多物理过程又与延伸日冕,太阳风和行星际介质密切相关,因此更好了解日冕等离子体的动力学和物理状态,尤其是加速过程是很重要的。行星际物理与日冕物理两者已达到这样一个阶段,其中许多基本问题只能把它们两者当作一个系统加以处理。天空实验室的研究结果给了日冕物理一个强有力的推动。美国正计划在 1987 年对日冕作更大规模的探测,更详细地研究日冕的磁结构,动力学和演化;分析日冕对行星际等离子体,太阳 X 射线和远紫外辐射的产生的影响,探讨在日冕和太阳风中能量和动量贮存的物理过程,以便对可能的理论提出新的更有说服力的限制条件。可以预料,随着空间和地面观测的改进,等离子体理论的完善,日冕物理的若干基本问题的解决将会获得令人鼓舞的进展。

参 考 文 献

- [1] Athay, R. B., "The Solar Chromosphere and Corona": Quiet Sun, (1976).
- [2] Foukal, P., *Ap. J.*, **210** (1976), 575.
- [3] Cheng, C. C., *Ap. J.*, **238** (1980), 743.
- [4] Levine, R. H., et al., *Solar Phys.*, **51** (1977), 83.
- [5] Pye, J. D., et al., *Astron. Ap.*, **66** (1978), 123.
- [6] Munro, R. H., et al., *Solar Phys.*, **61** (1979), 201.
- [7] Anzer, U., *Solar Phys.*, **57** (1978), 111.
- [8] 刘新萍, 天体物理学报, **3**(1983), 23.
- [9] Pneuman, G. W., *Solar Phys.*, **65** (1980), 369.
- [10] Yeh, T., Dryer, M., *Solar Phys.* **71** (1981), 141; **78** (1982), 287.
- [11] Hu. W. R., *Ap and Space Sci.*, **92** (1983), 373; 395.
- [12] Bohlin, J. D., et al., *Ap. J.*, **197** (1975), L123.
- [13] Withbroe, G. L., et al., *Ap. J.*, **203** (1976), 528.
- [14] Gabriel, A. H., *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A*, **281** (1976), 339.
- [15] Kopp, R. A., et al., *Astron. Ap.*, **53** (1976), 363.
- [16] Rosner, R., et al. *Ap. J.*, **216** (1977), 141.
- [17] Bierman, L., *Naturwiss.*, **33** (1946). 118.
- [18] Kuperus, M., *Space Sci. Rev.*, **9** (1969), 713.
- [19] Leibacher, J., et al., *Ann. Rev. Astron. Ap.*, **12** (1974), 407.
- [20] Vernazza, J. E., et al., *Ap. J.*, **199** (1975), L123.
- [21] Wentzel, D. G., "The Sun as a Star", ed. by S. D. Jordan., (1981), p.331.
- [22] Habbal, S. R., et al., *Solar phys.*, **64** (1979), 287.
- [23] Uchida, Y., et al., *Solar phys.*, **35** (1974), 451.
- [24] Wentzel, D. G., *Solar phys.*, **39** (1974), 129.
- [25] Ionson, J. A., *Ap. J.*, **226** (1978), 650.
- [26] Rosner, R., et al. *Ap. J.*, **220** (1978), 634; **222** (1978), 317.
- [27] Nolte, J., et al., *Ap. J.*, **227** (1979), 299.
- [28] Hinata, S., *Ap. J.*, **232** (1979), 915; **235** (1980), 258.
- [29] Levine, R. H., *Ap. J.*, **190** (1974), 457.
- [30] Kuperus, M., Ionson, J. A. Spicer, D. S., *Ann. Rev., Astron. Ap.*, **19** (1981), 7.
- [31] Belcher, J. W., et al., *J. Geophys. Res.*, **76** (1971). 3534.
- [32] Hundhausen, A. J., in "Coronal Holes and High Speed Wind Streams", J. Zirker ed., **1977**, p.225.
- [33] Parker, E. N., *Ap. J.*, **128** (1958), 664.
- [34] Alazraki, G., et al., *Astron. Ap.*, **13** (1971), 380.
- [35] Hollweg, J. V. *Solar phys.*, **56** (1978). 305.
- [36] McWhirter, R. W. P., et al., *M. N.* **188** (1979). 871.
- [37] Jacques, S. A., *Ap. J.*, **215** (1977), 942.
- [38] 章振大, 黄佑然, 李晓卿, 天文学报, **23**(1982), 102.

Progress in Coronal Physics Research

Zhang Zhen-da

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

In the past ten years there has been substantial progress in our understanding of the solar outer atmosphere. Much of this progress has resulted from observations made by rocket and satellite experiments and theoretical interpretations. In this review we summarize the recent advances in coronal physics. Some results of investigations are discussed such as the coronal structures, energy balance, theory of coronal heating mechanisms and solar wind streams.