

恒星大气物理

王淦昌 曲敏 著

高等教育出版社

恒星大气物理

汪珍如 曲钦岳

高等教育出版社

(京) 112 号

内 容 提 要

本书是作者在其 20 多年来为南京大学讲授“理论天体物理”、“恒星大气物理”和“天体物理辐射理论”所编写的系列讲义基础上, 结合作者多年来的教学和科研成果著述而成。

本书着重阐述研究恒星大气的基本理论、基本方法和主要成果。内容包括: 辐射转移理论, 恒星大气结构理论、研究分析恒星连续谱、吸收线谱和发射线谱的理论和方法, 并恰当反映了非局部热动平衡、运动大气和恒星风等方面的最新进展和研究成果。

本书不但适用于作为天文、物理专业大学生、研究生的教材, 而且也适合于有关天文、物理研究工作者参考。

本书责任编辑 杨祥

恒星大气物理

汪珍如 曲钦岳

*

高等教育出版社出版

新华书店总店科技发行所发行

高等教育出版社印刷厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 11.875 字数 300 000

1993 年 5 月第 1 版 1993 年 5 月第 1 次印刷

印数 0 001—545

ISBN7—04—004433—1/O · 1248

定价 9.05 元

(精装本)

前 言

恒星大气物理是现代天体物理学中一个重要的分支。它是分析恒星光谱资料和研究恒星最外层物理结构、物理性质和化学组成的理论工具。恒星内部结构与恒星演化的研究要依赖于恒星大气的研究成果。星系和宇宙化学组成的研究也要以它为基础。

本书是以作者 20 多年来在南京大学讲授“理论天体物理”、“恒星大气物理”和“天体物理辐射理论”所编写的系列讲义为基础写成的。主要阐述研究恒星大气的基本理论、基本方法和主要成果。它包括：辐射转移理论、恒星大气结构理论、研究分析恒星连续谱、吸收线谱和发射线谱的理论和方法。实际上，目前这些基本理论和方法不仅应用于恒星大气，而且已广泛应用于其它类型的天体：如行星状星云、H II 区、星际介质、超新星遗迹、类星体和活动星系以及许多类型天体的吸积盘。

作者在 60 年代初期所编写的理论天体物理讲义，反映了这一领域当时的最新进展和发展水平，受到国内广大读者的欢迎。近 30 年来，理论天体物理学的发展十分迅速。其中的恒星大气物理主要在下述四个方向上取得了重要进展。它们是：非局部热动平衡、运动大气、恒星风和覆盖效应。这次本书正式出版，对上述新进展给予了恰当的反映，特别是对非局部热动平衡、运动大气和恒星风等给予了应有的重视。在非局部热动平衡、运动大气、谱线研究方法和恒星自转等方面还简单地介绍了作者自己的研究工作。

本书着重于基本概念、基本理论和方法的阐述，力求叙述严格、透彻，物理图象清晰、准确。

对于恒星大气理论中的数字计算方法和程序，本书没有罗列，由于目前国际上已有了大量相当成熟的计算程序，包括大气模型、

谱线分析和不透明度的计算等等。这些都可以通过计算机联网得到或在本书列出的参考文献中找到。

本书的读者应具备原子物理和热力学统计物理等方面的基础知识。为了读者学习的方便，我们在有些地方还简单地介绍了一些必要的预备知识。本书最后附有习题，它们大多是作者多年来在教学实践中积累的，希望读者通过这些习题的训练能更有效地掌握本课程的内容。

限于作者的水平，缺点和错误在所难免，欢迎广大读者批评指正。

作 者

1993年3月于南京

目 录

第一章 恒星大气辐射理论基础	1
§1.1 引言	1
§1.2 宏观描写辐射场的几个基本物理量	4
§1.3 辐射场的微观描述	9
§1.4 发射系数、消光(吸收)系数和源函数	10
§1.5 辐射转移方程	12
§1.6 光子的玻耳兹曼方程	14
§1.7 转移方程的形式解及其物理意义	15
§1.8 局部热动平衡假设	19
§1.9 辐射平衡	21
§1.10 灰大气的温度分布和辐射强度的第一近似	24
§1.11 太阳圆面的临边昏暗规律	31
§1.12 恒星连续光谱的能量分布	36
§1.13 钱德拉塞卡解法	39
§1.14 辐射转移理论中常用的几个算符	51
§1.15 考虑折射率的辐射转移方程	54
第二章 恒星大气的连续不透明度	57
§2.1 引言	57
§2.2 原子的结构和能级	59
§2.3 原子的激发和电离	63
§2.4 连续吸收的来源	74
§2.5 类氢原子的吸收系数	79
§2.6 自由电子散射和中性原子的瑞利散射	87
§2.7 负氢离子、其它原子、分子和尘埃的连续吸收	88
§2.8 各种光谱型恒星大气里辐射的吸收	97

第三章 恒星大气模型和恒星连续光谱	101
§3.1 非灰大气辐射平衡理论的一般解法	101
§3.2 计算恒星大气模型的一般方法	109
§3.3 早型光谱型恒星的大气模型和连续光谱能量分布	113
§3.4 对流	126
§3.5 其他光谱型恒星的大气模型	136
第四章 吸收线内的辐射转移	140
§4.1 引言	140
§4.2 吸收线的产生机制	143
§4.3 吸收线的辐射转移方程	144
§4.4 反变层模型(S-S模型)下辐射转移方程的解	147
§4.5 M-E模型	154
§4.6 直接的数字积分方法	159
§4.7 Λ 叠代和加速的 Λ 叠代方法	161
第五章 线吸收系数	165
§5.1 原子的线吸收系数和它的积分公式	165
§5.2 辐射阻尼和谱线的自然致宽	167
§5.3 微观多普勒致宽	175
§5.4 宏观多普勒致宽	179
§5.5 阻尼效应和微观多普勒效应的联合作用	182
§5.6 压力效应的碰撞阻尼理论	186
§5.7 压力效应的统计理论	195
§5.8 碰撞理论和统计理论的应用范围	204
§5.9 选择散射在选择吸收中的比例	210
§5.10 单位质量的线吸收系数	212
§5.11 非相干散射	214
第六章 生长曲线的理论和应用	220
§6.1 引言	220
§6.2 理论的生长曲线	222

§6.3	观测的生长曲线	234
§6.4	生长曲线方法的应用	239
§6.5	氢线在研究恒星大气上的应用	246
第七章	非局部热动平衡状态	256
§7.1	恒星大气对局部热动平衡的偏离	256
§7.2	恒星大气内原子和电子的速度分布	259
§7.3	能级平衡方程	262
§7.4	进入能级平衡方程的各种过程的速率	265
§7.5	能级平衡方程的应用实例	275
§7.6	原子的电离平衡	278
§7.7	热平衡	282
§7.8	源函数	284
§7.9	产生发射线的复合荧光机制和罗斯兰 (S. Rosseland) 定理	285
§7.10	禁线及其产生的条件	290
第八章	运动大气和恒星风	295
§8.1	引言	295
§8.2	观测者参考系的方法	297
§8.3	索波列夫方法	302
§8.4	共动坐标系的方法	314
§8.5	早型光谱型恒星的恒星风	321
§8.6	辐射的加速度和恒星风的运动方程	322
§8.7	早型星恒星风的某些研究结果	327
§8.8	恒星风问题的一些讨论	330
附录 1	高斯求积公式	333
附录 2	积分 $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{ab dx}{[a^2 + (x-p)^2][b^2 + (x-q)^2]}$ 的计算	341
附录 3	$N_{r,i} / N$ 的计算	343

附录 4 (6.19)式的证明	345
附录 5 常用的物理和天文常量	349
习题	350
参考文献	363

第一章

恒星大气辐射理论基础

§1.1 引言

理论天体物理是利用理论物理方法来研究天体的物理性质和过程的一门科学。它主要包括恒星大气物理、恒星内部结构、相对论天体物理、等离子天体物理和高能天体物理等分支。本课程只限于研究恒星大气物理这一分支。

恒星大气物理是理论天体物理中发展得最早而又相当重要的一个分支。这是由于人类通过对星体的观测(这里指作为一个物理实体而言的观测),首先了解到的是恒星大气,它的电磁辐射和光谱。

19世纪初开始对天体进行的分光观测,为研究天体的物理性质提供了丰富的观测资料。1802年已经发现太阳光谱中有吸收线,1859年基尔霍夫(G. R. Kirchhoff)用物理规律解释太阳光谱的夫琅禾费谱线,确认在太阳上存在着某些和地球上一样的化学元素,可以说,这是恒星大气物理和理论天体物理的始点。系统的恒星大气理论的研究开始于20世纪初。1905年舒斯特(A. Schuster)开始研究恒星大气的辐射转移,1906年史瓦西(K. Schwarzschild)首次提出了辐射平衡和局部热动平衡假设,奠定了恒星大气研究的基础。理论天体物理学的发展一方面依赖于天体物理实测手段的进展;另一方面也依赖于理论物理学的进步。每一种崭新的实测手段的发明和应用以及理论物理学的每一项重要的突破,都明显地推动着理论天体物理学的向前发展。19世纪

分光观测技术的应用及其后的发展，以及 20 世纪初期建立的量子理论，为恒星光谱分析提供了观测和理论的基础，由此建立了系统的恒星大气理论。30 年代原子核物理学的发展，使恒星能源问题第一次得到解决，恒星内部结构理论和恒星演化理论获得迅速发展。本世纪中叶以来，无线电波段以及空间观测技术的发展开辟了全波段天文学，为天体物理学提供了日新月异的观测资料，加上大容量、高速度电子计算机的使用，一方面使天体物理学得到了更加迅速的发展；另一方面使天体物理学和正在发展着的理论物理学的一些分支紧密结合起来，形成了目前活跃在理论天体物理前沿的各个分支——等离子体天体物理、高能天体物理和相对论天体物理。

恒星大气是指恒星上能被直接观测到的表面层，大气层的下面为内部不透明区域，通常称为恒星内部。

恒星大气可以分为物理特性各不相同的层，特别是对于太阳，由于它离我们最近，其大气的研究也进行得最仔细。太阳大气从里向外可分为光球、色球和日冕等三个主要的层次。

光球 大气底层密度较大的部分叫做光球，也就是用白光观测到的表面层。它的厚度与恒星半径相比一般很小。例如，太阳半径为 $6.95 \times 10^5 \text{km}$ ，它的光球厚度仅 500km 左右。我们接收到的光学辐射基本上是光球发出的。恒星的亮度基本上由光球决定。恒星的连续光谱和吸收线光谱是在恒星光球层内产生的。

色球 紧接着光球的外面是色球。太阳的色球可以在日全食的食既和生光前的短暂时刻内观测到。它呈现为一片红色的辉光。这是由于氢线 H_α 的发射在太阳色球的辐射中占绝对优势引起的。也可以用单色光对太阳色球进行观测。它的厚度约 $2 \times 10^3 \text{km}$ 。色球对太阳可见光的贡献是微不足道的，但对光谱的远紫外区和射电波段有显著贡献。目前已对 F—M 型晚型星和 O—A 型早型星等大量恒星观测到与太阳色球物理性质类似的恒星星球层^[1]。

星冕 在太阳色球之外还有日冕。它是太阳大气的最外层。

日冕从色球边缘向外延伸至数百万千米。日冕对太阳可见光的贡献是微不足道的。只能在日全食或用日冕仪才能观测到它。日冕辐射的波段很广，可从 X 射线一直到射电波段。1978 年爱因斯坦 X 射线天文卫星上天后观测到赫罗图上几乎各种光谱型的恒星都发射 X 射线^[2]，从而推证其它恒星也有星冕存在。唯一可能的例外是非常冷的超巨星和某些巨星。

绝大多数恒星的可见光光谱为连续光谱加吸收线，是在厚度比恒星半径小得多的光球内形成的。但也有少数恒星的光谱中出现发射线，这些恒星的大气厚度可与恒星的半径相比或甚至大得多，这种大气称为延伸大气或恒星包层。本书将在最后两章中论及。

恒星大气理论的主要任务是通过恒星光谱的解释来研究恒星大气的物理状态、物理过程和化学组成。恒星大气理论的几个基本课题是：

1. 恒星大气模型的建立 恒星大气模型是从实际恒星大气抽象出来的理论模型。它的任务是研究恒星大气各个物理量，如温度、压力和密度等随深度的分布。

2. 恒星连续光谱的研究

3. 恒星吸收线光谱的研究

4. 恒星发射线光谱的研究

5. 恒星大气化学组成的研究

恒星大气理论是在辐射和物质相互作用的理论基础上来研究天体辐射及其光谱的理论。目前除了极少数情形以外研究和了解天体的方法，主要还是观测它的辐射和分析它的光谱，这使得有关恒星大气的理论和方法不仅可以应用于恒星大气本身，还可以广泛应用于星际介质、星云、活动星系核、X 射线源和 γ 射线源等等。因此，恒星大气物理已成为理论天体物理学中的一个相当重要的分支。

§1.2 宏观描写辐射场的几个基本物理量

恒星是一个大的辐射场. 为了研究它, 可引入宏观描述辐射场的几个物理量: 辐射强度、辐射流、平均辐射强度、辐射密度和辐射压力等等. 现分述于下:

辐射强度 当我们考虑在辐射场中沿一定路径转移的能量时, 应用几何光学中射线的概念是没有意义的. 为了定义光球内任意点 P 、在任一方向 l 的辐射强度, 必须作如下的考虑 (图 1.1):

1. 通过 P 点, 作任一个小面元 $\Delta\sigma$, 它的法线方向记为 n . 设 n 和 l 都是单位矢量, 并互成 θ 角;

2. 通过 P 点, 以 l 为轴线, 作一个小立体角 $\Delta\omega$;

3. 通过面元 $\Delta\sigma$ 上的每一点, 都作一个和上述 $\Delta\omega$ 大小相等、方向相同的立体角 $\Delta\omega$. 容易理解, 它们的包络是一个锥角为 $\Delta\omega$ 的半无限截锥, 记为 $\Delta\Omega$.

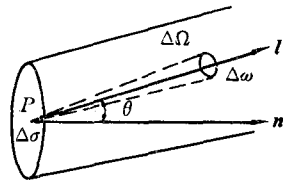


图 1.1 辐射强度定义

设 ΔE_ν 代表在 Δt 时间间隔内、经过面元 $\Delta\sigma$ 、落在 $\Delta\Omega$ 内的、频率在 ν 到 $\nu + \Delta\nu$ 之间的能量. 当 Δt 、 $\Delta\omega$ 、 $\Delta\nu$ 和 $\Delta\sigma$ 都很小时, 显然有:

$$\Delta E_\nu \propto \Delta\sigma \cos\theta \Delta t \Delta\omega \Delta\nu \quad (1.1)$$

注意在这里 ΔE_ν 不是和 $\Delta\sigma$ 本身成正比, 而是和 $\Delta\sigma \cos\theta$ 成正比. 这是因为落在截锥体 $\Delta\Omega$ 内的能量与 $\Delta\sigma$ 的取向有关, 决定于 $\Delta\sigma$ 在垂直于 l 的平面上的投影 $\Delta\sigma \cos\theta$.

根据 (1.1) 式, 辐射场必然存在比率

$$I_\nu = \lim_{\Delta\sigma \rightarrow 0, \Delta t \rightarrow 0, \Delta\omega \rightarrow 0, \Delta\nu \rightarrow 0} \frac{\Delta E_\nu}{\Delta\sigma \cos\theta \Delta t \Delta\omega \Delta\nu} \quad (1.2)$$

由(1.2)式规定的比率的极限值 I_ν 称为在 P 点的、方向 l 上的、 t 时刻和频率 ν 处的辐射强度。在一般情况下，它是点的函数，并依赖于辐射的方向、时间和频率。应记为 $I_\nu(r, l, t)$ ，其中 r 为 P 点的矢径， t 为辐射的时刻。但为简化起见，如无特殊需要，往往只采用 I_ν 作记号。读者需记住其隐含的函数关系。辐射强度表征在单位时间、单位立体角、单位频率范围内，通过和辐射方向垂直的单位面积的辐射能。它的单位是： $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ 。

如果在某一点，辐射强度和方向无关，¹就称辐射场在该点是各向同性的。如果辐射强度在所有点和所有方向都是相同的，这种辐射场就称为均匀的和各向同性的辐射场。

辐射流 由(1.2)式可以得到在 dt 时间间隔内、经过面元 $d\sigma$ 、在 $d\omega$ 立体角内、频率从 ν 到 $\nu + d\nu$ 的辐射能 dE_ν ，

$$dE_\nu = I_\nu d\sigma \cos\theta dt d\omega d\nu \quad (1.3)$$

将(1.3)式右端对方向积分得

$$d\sigma dt d\nu \int_{4\pi} I_\nu \cos\theta d\omega \quad (1.4)$$

以 $d\sigma dt d\nu$ 除(1.4)式，并写为：

$$\pi F_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos\theta d\omega \quad (1.5)$$

由(1.5)式得到的 πF_ν 称为辐射流或单色辐射流。在 F_ν 之前加上 π 是根据历来的习惯。

现在来看 πF_ν 的物理意义。因为当 $\theta > \frac{\pi}{2}$ 时， $\cos\theta < 0$ 。所以(1.4)式事实上就是在时间间隔 dt 、频率间隔 $d\nu$ 内沿 $d\sigma$ 的正方向通过该面积的辐射能和沿反方向通过的辐射能的差额。辐射流 πF_ν 就代表单位时间在单位频率间隔内正向通过单位面积和反向通过同一面积的辐射能的差额。 πF_ν 的大小与面元在空间里的位置和方向都有关系。它的单位是： $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ 。

如果我们定义如下一个矢量 $\mathcal{F}(r, v, t)$ 为辐射流矢量

$$\mathcal{F}(r, v, t) = \int_{4\pi} I_v(r, l, t) l d\omega \quad (1.6)$$

则不难看到 (1.5) 式定义的辐射流是辐射流矢量 (1.6) 式与单位面元的法线矢量 n 的标量积。

在真空中沿辐射传播方向的路径上，辐射强度不变而辐射流与距离平方成反比，请读者利用定义自证这一命题。

在恒星大气和恒星内部结构的研究中，常常是只对沿半径方向向外的辐射流有兴趣。它的表达式很容易从 (1.5) 式导出。为此，选用球面坐标，以给定点为原点，以恒星半径方向为极轴，如果辐射场是轴向对称的，有 $d\omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ ，则

$$\pi F_v = 2\pi \int_0^\pi I_v(\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta \quad (1.7)$$

由 (1.7) 式给出的 πF_v 是径向辐射流。

平均辐射强度 将 $I_v(\theta)$ 对方向平均，就得到

$$J_v = \int_{4\pi} I_v(\theta) \frac{d\omega}{4\pi} \quad (1.8)$$

称为平均辐射强度。它的单位是 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ 。如果辐射场是各向同性的，则有 $J_v = I_v$ 。

辐射密度 在辐射场中取一个小体元 dV ，底面积为 $d\sigma$ ，高为 ds 。设强度为 I_v 的光束通过 $d\sigma$ 入射到 dV 内。在单位时间、单位频率间隔、 $d\omega$ 立体角内，通过 $d\sigma$ 的辐射能量是

$$I_v d\sigma \cos\theta d\omega$$

其中 θ 是光线和 $d\sigma$ 的法线间的夹角。光线通过体元 dV 所需要的时间间隔为

$$dt = \frac{ds \sec\theta}{c}$$

因为对于任一时刻 t , 在 t 到 $(t + dt)$ 时间间隔内通过 $d\sigma$ 的辐射能全部留在体元 dV 之内, 所以体元 dV 从光束 $I_\nu d\omega$ 中得到能量

$$I_\nu d\sigma \cos\theta d\omega \frac{ds \sec\theta}{c} = \frac{1}{c} I_\nu d\omega dV$$

对 $d\omega$ 积分就得到体元 dV 从所有方向的辐射获得的辐射能

$$dV \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_\nu d\omega$$

以 dV 除上式就得到单位体积所包含的辐射能

$$U_\nu = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_\nu d\omega \quad (1.9)$$

U_ν 确定了辐射场内任一点的能量密度, 称为辐射密度. 它是单位体积内所包含的单位频率间隔的辐射能. 单位是 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$.

辐射压力 根据光的量子理论, 能量是 $h\nu$ 的光量子在它的传播方向上携带着数量为 $\frac{h\nu}{c}$ 的动量. 因此, 以一定方向传播的辐射能 E , 就在同一方向上携带着数量为 $\frac{E}{c}$ 的动量.

压力是单位时间垂直通过单位面积的动量. 现在这里要讨论的动量是辐射能所携带的, 所以由此得到的压力称为辐射压力.

为了计算在辐射场内任一点 P 的辐射压力, 通过 P 点作任一小面元 $d\sigma$, 考虑在 $d\sigma$ 的法线 n 上动量的转移情况. 假设频率从 ν 到 $\nu + d\nu$ 的辐射以和 n 成 θ 角的方向入射到 $d\sigma$ 上, 则在立体角 $d\omega$ 、时间 t 到 $t + dt$ 内入射到 $d\sigma$ 上的辐射能是 $dE_\nu = I_\nu \cos\theta d\omega d\nu d\sigma dt$ 它所携带的动量是 $\frac{dE_\nu}{c}$. 而且, 动量的方向是在 θ 方向上, 它在法线方向上的分量是

$$\frac{dE_\nu}{c} \cos\theta = d\sigma dt \frac{1}{c} I_\nu \cos^2\theta d\omega d\nu \quad (1.10)$$

考虑所有方向的辐射, 将上式对立体角积分, 得:

$$d\sigma dt dv \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_v \cos^2\theta d\omega \quad (1.11)$$

根据辐射压力的定义, 由(1.11)式得单色辐射压力 $P_{R,v}$

$$P_{R,v} = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_v \cos^2\theta d\omega \quad (1.12)$$

它表征单色辐射施于单位面积的压力. 它的单位是: $\text{g} \cdot \text{cm}^{-1} \text{sec}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ 或 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$.

辐射压力依赖于面元的取向, 即使面元取向固定, 辐射压力尚可按三个坐标轴进行分解. 所以辐射压力本质上是一个张量. 在一般情况下, 可表示为并矢^[3].

$$P_{R,v}(r, t) = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_v(r, l, t) l l d\omega \quad (1.13)$$

它具有 9 个分量. 写成分量形式, 则有

$$(P_{R,v})_{i,j} = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_v(r, l, t) l_i l_j d\omega \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (1.14)$$

单色量和总量 上面引入的几个物理量都是单色量. 和单色量对应的都有它的总量. 它是单色量对所有频率的积分.

$$I = \int_0^\infty I_v dv \quad (1.15)$$

$$\pi F = \int_0^\infty \pi F_v dv = \int_{4\pi} I \cos\theta d\omega \quad (1.16)$$

$$J = \int_0^\infty J_v dv = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I d\omega \quad (1.17)$$