第11卷 第4期 空间科学学报 Vol. 11, No. 4
1991 年 10 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 1991

太阳光谱线轮廓在日面上的变化和宁静太阳大气模型*

丁明德 方 成
(南京大学天文系)

摘 要

本文利用在美国基特峰国家天文台观测得到的氢和电离钙多条谱线轮廓,以及PANDORA大气模型计算程序,对宁静太阳 VAL-C′ 大气模型进行了诊断. 文中首先讨论了模型大气中不同层次的辐射特性,着重指出H巴尔末谱线同 CaII 共振线和红外线的源函数具有与温度不同的耦合关系. 其次,通过计算得到了各条谱线在日面不同点的出射轮廓,并将其同观测轮廓相比较,存在的系统差别有: (1) Hβ 和 λ8498 红外线线心的剩余强度较观测值高,而 CaIIH 和K线线翼的剩余强度则明显比观测值低; (2) Hβ 及 CaII 各条谱线在 $\Delta\lambda = 0.5$ Å处的剩余强度值的临边增大系数较观测值大. 除上所述及某些观测误差以外,计算值同观测值符合得较好. 最后,文章分析了导致计算和观测不符的可能原因,并进而提出了对 VAL-C′ 模型改进的意见.

关键词 太阳,大气模型,谱线轮廓,日心至边缘变化

一、引 言

通过观测太阳光谱,建立太阳大气的半经验模型,是了解其基本物理结构的主要途径. 较早的宁静太阳半经验模型是 Heintze 等人提出的 Utrecht 参考模型[1],该模型用远紫外连续谱和线光谱定出了极小区温度为 4500K,从日食观测定出了色球的温度梯度. 随后,Gingerich 等人利用当时所有的连续谱观测,建立了 BCA 模型[2],他们利用波长为 1600Å处的色温度观测以及 CO 紫外光谱观测确定 $T_{min} = 4600$K. 在 BCA 模型基础上,Gingerich 等人结合许多新的光球和色球观测,提出了 HSRA 模型[3],并运用新的理论分析,将 T_{min} 值降为 4170K. 继此,Vernazza 等人运用详尽的 non-LTE 模型计算,结合更多的观测资料,将 HSRA 模型扩展至色球—日冕的过渡区,推出了 VAL 系列模型[4,5,6],但其中代表平均值的 VAL-C 模型对 T_{min} 值未作大的变动. 近来,Avrett 等人在模型计算中,纳入了包含 1.7×10^7 原子和分子谱线的不透明度系数[7],使一些原子的光致电离速率以及光谱强度均和以往不同,因此他们将 T_{min} 值重新提高为 4400K,提出了 VAL-C′ 模型[8,9,10].

本文于 1990 年 12 月 15 日收到.
* 国家自然科学基金和教委博士点基金资助项目.

迄今为止，VAL-C′ 模型已成为世界上最为流行和通用的宁静太阳大气模型，因而该模型的合理性或可靠程度究竟如何已成为一个亟待解答的问题．由上所述可看到，随着观测技术的飞速发展，大气模型受到了越来越多观测资料的限制．因此一旦当一个模型提出以后，就会有新的观测资料来检验它，使其不断改进和完善．本文的目的即在于运用高质量的观测资料来检测 VAL-C′ 模型的合理性．

不同波段的光谱在大气中形成的高度不同，因而分析不同的谱线或连续谱可推求太阳大气中各个高度的物理参数．另一方面，同波段光谱在日面不同点观测时所具有的形成高度也不同，因此光谱的日心一边缘变化特性同样也可反映物理参数随高度的变化状况．以往在构造半经验模型时，多为依赖于日面一定点的光谱观测；即或考虑了光谱的临边变化，计算值同观测值符合程度也较差[11]．由此看来，利用光谱在日面上的变化来检测半经验模型的合理性是极为重要的．

下面各节我们将依次介绍观测资料来源，检测模型的理论方法和计算程序，以及对 VAL-C′ 模型的诊断结果．文中并着重讨论了氢巴尔末谱线同电离钙共振线和红外线在太阳大气中的不同形成特性．

二、观 测 资 料

1985 年 6 月 30 日下午，在美国基特峰国家天文台，用 McMath 太阳塔 13.5m 摄谱仪，在日面 $\mu = 1.0, 0.8, 0.6, 0.4, 0.2$ 及 0.1 共六个点观测，分别得到了氢 Hα，Hβ，电离钙 H，K 以及红外三重线 λλ8498，8542 和 8662 的宁静太阳谱线轮廓．每个轮廓的剩余强度均经过了十次扫描测量，最终求取平均值．观测点尽量避开活动区，选择宁静度较好的区域．观测狭缝采用了双通过系统，接收系统为光电二极管及 EMI9750 倍增管．另外，观测期间大气宁静度较好，约为 1″，太阳像直径为 756mm．

由于我们只是利用谱线的剩余强度，因此尽管以上所述观测具有较高的光谱分辨率和测量精度，其中有个别数据仍有某些误差．这是因为：(1) 某些谱线(如红外线)线心分光强度很小，因此较小的绝对强度的偏差也可造成不可忽略的相对强度的偏差；(2)在谱线半宽点附近，轮廓的梯度较大，加上微小的不对称性的影响，导致该点剩余强度的测量误差较大(例如 Hα 在 $\Delta\lambda = 0.5$ Å处)．这些还将在第五节中谈到．

三、理论基础和计算程序

对于给定的太阳大气模型，在日心角为 θ，波长为 λ 处光谱的出射强度为

$$I_\lambda(\mu) = \int_0^\infty S_\lambda(t) e^{-t/\mu} dt/\mu, \tag{1}$$

其中 $\mu = \cos\theta$，S_λ 为源函数．如果在光谱形成区域，S_λ 近似为光学深度 τ 的线性函数，即

$$S_\lambda(\tau) = S_{0\lambda} + S_{1\lambda}\tau, \tag{2}$$

则对(1)式积分可得，

$$I_\lambda(\mu) = S_{0\lambda} + S_{1\lambda}\mu = S_\lambda(\tau = \mu). \qquad (3)$$

(3)式即为 Eddington-Barbier 关系，它说明了此时光谱出射强度大致对应于大气径向光学深度为 μ（即视向为单位光深）处的源函数值．也就是说，随着 μ 的减小，光谱的形成区将会相应上升．当然，在太阳大气中 S_λ 随 τ 的变化并非严格线性，因此下面的计算分析只能视为半定量的结果．

利用日面不同 μ 点的观测，由(3)式可得到 $\tau \lesssim 1$ 时 $S_\lambda(\tau)$ 的近似数值．在 LTE 近似下，$S_\lambda(\tau) \simeq B_\lambda(T_e)$，因此可进一步推求大气的温度结构．如果将光谱的日心—边缘变化观测结果，同现有大气模型的计算结果相比较，从其符合程度即可判断模型的合理性．

本文采用了 PANDORA 大气模型计算程序，该程序原为计算 VAL 模型[4,5,6]所用，经过了几十年的修改和补充，具有很高的可靠性．计算中对氢取 8 个能级加 4 个附加能级和连续态，电离钙取 5 个能级加连续态的原子模型．主要的束缚—束缚跃迁（如氢 Lα，Lβ 及电离钙 H 和 K 线）考虑了部分频率再分配（PRD）效应．谱线的加宽机制包括多普勒加宽，辐射阻尼加宽，共振线加宽及范德瓦尔斯加宽等．详细的模型建立和光谱（包括谱线和连续谱）计算方法可参考文[6]．

四、谱线形成的讨论

利用 PANDORA 程序，我们对宁静太阳 VAL-C′ 模型的氢和电离钙施行了详尽的 non-LTE 计算，下面利用计算结果分析一下模型结构以及谱线的形成特性．

图 1 显示了 VAL-C，VAL-C′ 及 HSRA 模型温度随高度的分布，图 2 则画出了 VAL-C′ 模型中 Hα 及 λ8662 谱线的源函数随高度的变化．可以发现，在光球层，由于大气物质高度致密，原子碰撞激发效应十分明显，且辐射场近为各向同性，此时 LTE 很好成立，谱线源函数 $S_\lambda(\tau)$ 几乎等于普朗克函数 $B_\lambda(T_e)$．对于形成于光球层的谱线线翼，其出射强度无疑直接反映了此区域大气的热力学特性．随高度往上就是温度极小区，一个非常有趣的现象是 Hα 和 λ8662 线的源函数在这里经历了两种截然不同的变化：对 Hα 来说，此时碰撞激发的效应并不明显，对 $S_\lambda(\tau)$ 的贡献主要来自于光致电离再复合到激发态的过程，而光致电离速率则取决于来自深层的连续辐射，因此 $S_\lambda(\tau)$ 同 $B_\lambda(T_e)$ 耦合效应很差，源函数呈单调递减；对 λ8662 线来说，由于碰撞激发作用较明显，LTE 仍近似成立，源函数同 $B_\lambda(T_e)$ 仍相耦合，即在温度极小区两侧，随高度也经历了先减小再增大的过程．继续往上，到达色球中上层，此时由于临近表面的稀薄效应，平均辐射强度 J_λ 减小，谱线内的散射（即原子受到光致激发再发射）对源函数的贡献也减小，再加上电子密度较低，碰撞激发也难于维持 LTE，从而使谱线源函数均远小于 $B_\lambda(T_e)$．对于形成于色球中上层的谱线线心来说，其出射强度不仅同温度 T_e 有关，而且同该区域的电子密度及辐射场本身也有密切关系．

计算还表明，氢巴尔末线系的源函数均同 Hα 具有相似的变化特性，即随高度单调递减，因此谱线轮廓表现为纯吸收无反转，Thomas[12] 曾称其为光致电离型谱线．对电离钙来说，共振线及红外线也均显示出 λ8662 线的特性，即在温度极小区附近，源函数随高度经历了递减—上升—再递减的过程，因而谱线的吸收轮廓（特别是共振线）在中心出现双

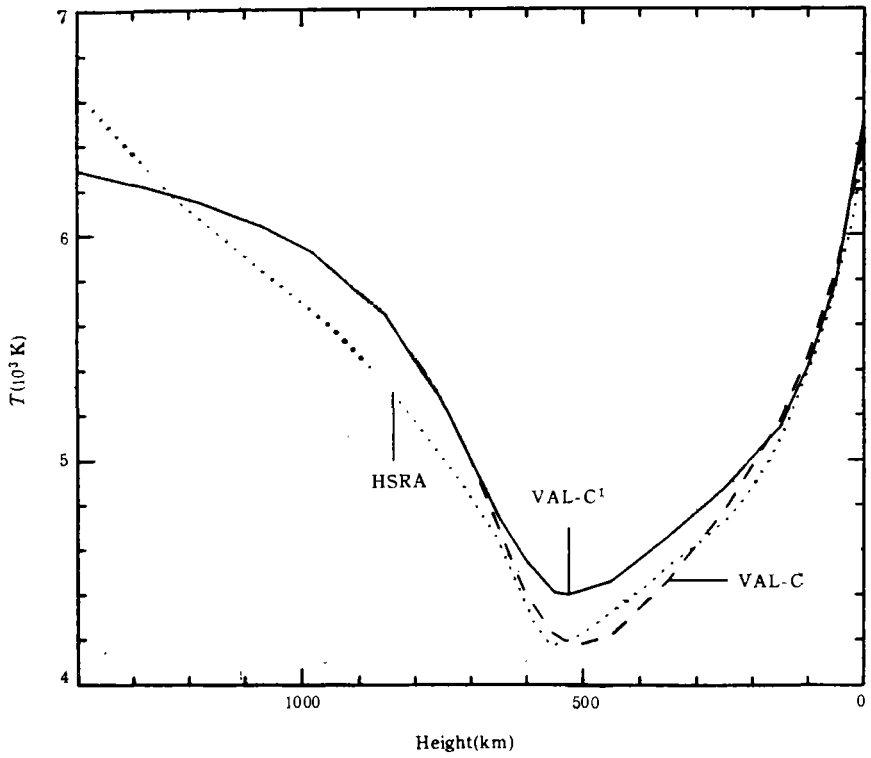


图 1 宁静太阳大气模型的温度分布

Fig. 1 Temperature distributions for the quiet Sun atmospheric models

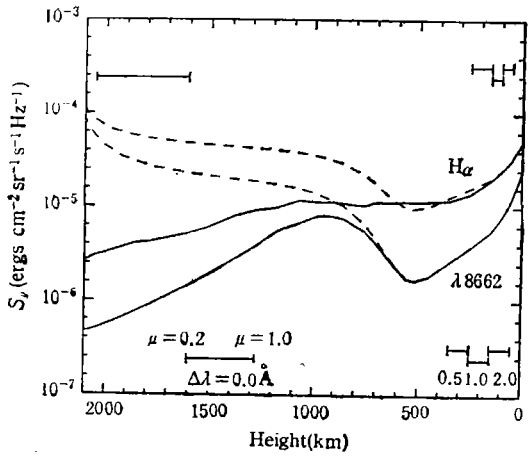


图 2 从 VAL-C′ 模型计算所得 Hα 和 λ8662 谱线的源函数(虚线代表普朗克函数)

Fig. 2 Energy source function distributions of Hα and λ8662 computed from the VAL-C′ model (dashed lines refer to the Plank functions)

峰发射(即自反转现象), Thomas 则称其为碰撞型谱线. 由此可见, 利用电离钙形成于温度极小区的光谱特征(如 H_1 和 K_1 极小),可较为准确地确定 T_{min} 及附近 dT/dh 的数值.

在图 2 中，我们还画出了两条谱线在 $\Delta\lambda = 0, 0.5, 1.0$ 及 2.0 Å 处的形成区（即对出射强度贡献最大的层次）随 μ 的变化，其中四条横线从左至右依次代表四个波长点，横线左端对应 $\mu = 0.2$，右端 $\mu = 1.0$. 可以看到，谱线线心形成于色球中上层，而线翼则基本上形成于光球层；随着 μ 减小，形成区逐渐上升，特别是线心形成区，经历的高度跨度较大. 这些，同上一节所作的计算分析是一致的.

五、谱线轮廓的日心—边缘变化

对 VAL-C′ 模型，通过计算得到了氢 Hα，Hβ，电离钙 H，K 共振线以及 λλ8498，8542，8662 红外线在 $\mu = 1.0$ 至 0.1（步长为 0.1）各点的出射轮廓. 图 3 给出了 Hα，Hβ，CaIIK 及 λ8498（代表红外线）谱线在各个波长点处的绝对强度 $I_\lambda(\mu)$，剩余强度 $R_\lambda(\mu)$ 以及对应的连续谱强度 $I_c(\mu)$ 对于日心值（$\mu = 1$）的相对变化. 很显然有

$$\frac{R_\lambda(\mu)}{R_\lambda(1)} = \frac{I_\lambda(\mu)/I_c(\mu)}{I_\lambda(1)/I_c(1)} = \frac{I_\lambda(\mu)/I_\lambda(1)}{I_c(\mu)/I_c(1)}, \tag{4}$$

也即剩余强度的临边变化等于绝对强度的临边变化同连续谱强度临边变化的比值. 图 3 显示的计算结果具有如下特点：

（1）各条谱线在线心（$\Delta\lambda = 0$）及线翼（$\Delta\lambda = 0.5, 1.0, 2.0$ Å）的绝对强度均呈现临边减弱，表明在色球中上层以及光球层谱线的源函数随高度下降（参见图 2）；

（2）红外线线翼的剩余强度呈现临边增大，即绝对强度临边减弱程度小于连续谱的临边减弱，剩余强度的临边变化程度则随 $\Delta\lambda$ 增大而减弱；红外线线心的剩余强度变化则不明显；

（3）Hα，Hβ 和 CaIIK 线剩余强度在线心和线翼均出现临边增大现象，在线心和近线翼最为明显，且随 $\Delta\lambda$ 增大临边变化减弱；唯一例外的是 Hα 在 $\Delta\lambda = 0.5$ Å 处 $R_\lambda(\mu)$ 随 μ 变化不明显，其原因可能是：此时出射强度的贡献虽然主要来自光球，但当 μ 下降时形成区上升，当 μ 足够小时低层色球的贡献也较明显，Hα 的半宽可加大（色球中随高度上升时 T_e 和 ν_t 均增大），这就导致了半宽点附近（$\Delta\lambda \sim 0.5$ Å）剩余强度的变化相对较缓慢.

将计算结果和观测值比较，并利用以上对谱线形成过程的讨论，可以得到以下结论：

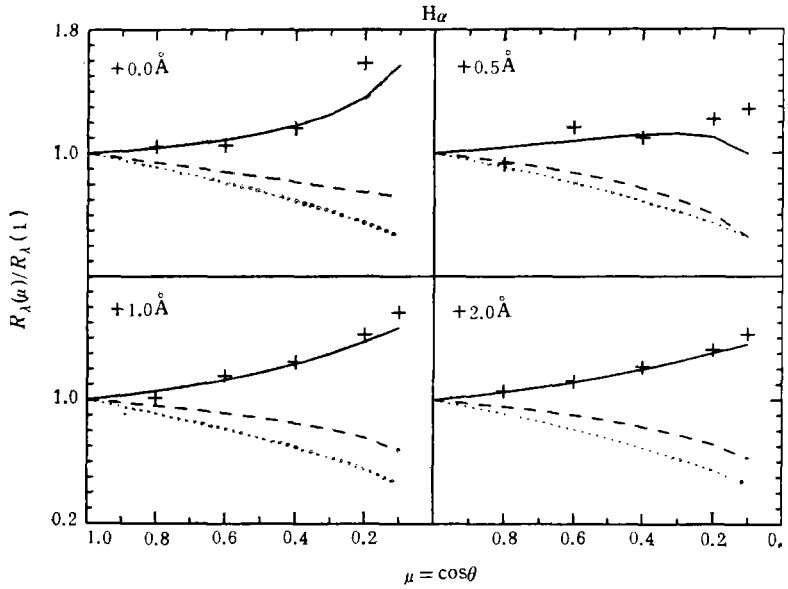
（1）各条谱线在 $\Delta\lambda \gtrsim 1.0$ Å 远线翼的剩余强度临边变化系数的理论值同观测值相当符合，这说明在光球层，源函数的分布（也即 C′ 模型大气的温度结构）是较为合理的.

（2）在 $\Delta\lambda = 0.5$ Å 处，K 线和红外线的理论值略大于观测值，说明 $I_\lambda(\mu)$ 的计算值应有所下降（$I_c(\mu)$ 值取决于光球深层，应较为准确），也即随高度上升源函数下降应略快. 鉴于在 $\Delta\lambda = 0.5$ Å 处谱线形成区相对靠近温度极小区，LTE 较好地成立，因此该处温度梯度的绝对值应比 C′ 模型所预言的要略大. 半定量的估计，$|dT/dh|$ 应增加 0.5—1K/km. 按比例推算，极小区温度 $T_{\min}$ 应下降约 100—200K. 对于 Hβ，由于形成区相对较深，因此理论值和观测值符合得较好. 而对 Hα 来说，如第二节所述，在 $\Delta\lambda = 0.5$ Å 处测量误差较大，因而观测值同理论值相比有较大的偏差.

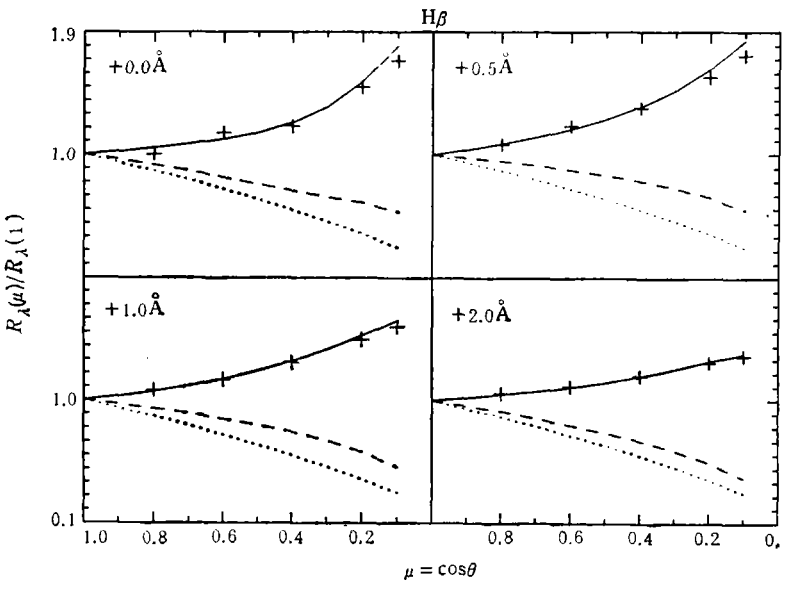
（3）对于线心来说，Hβ 和 K 线理论值同观测值的符合程度较好，但对红外线以及

$\mu \lesssim 0.2$ 时 Hα 来说，观测值难于同理论值匹配，但似乎又无变化规律可循．对此我们认为此时的偏差也主要来自观测误差(见第二节讨论)．因此，为更好地诊断色球中上层结构，还需更多高精度的色球谱线观测资料．

上面比较了谱线剩余强度的日心—边缘的相对变化．表 1 则列出了各条谱线在日心



3a

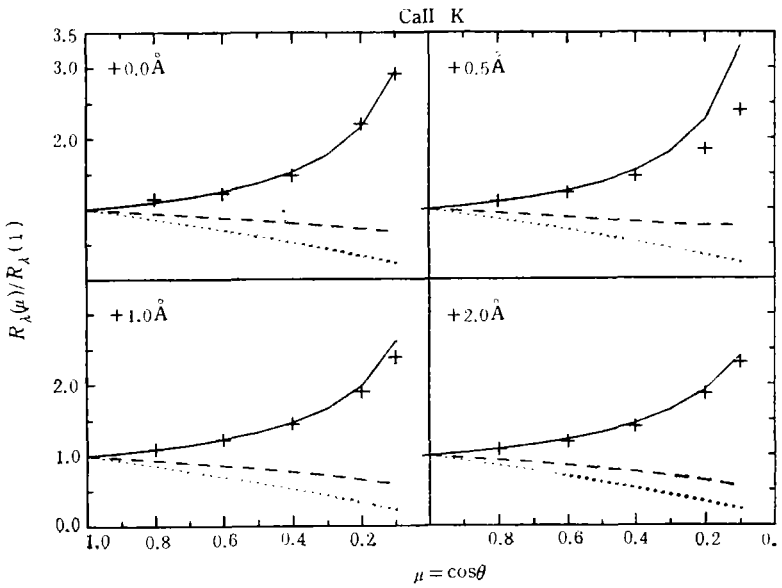


3b

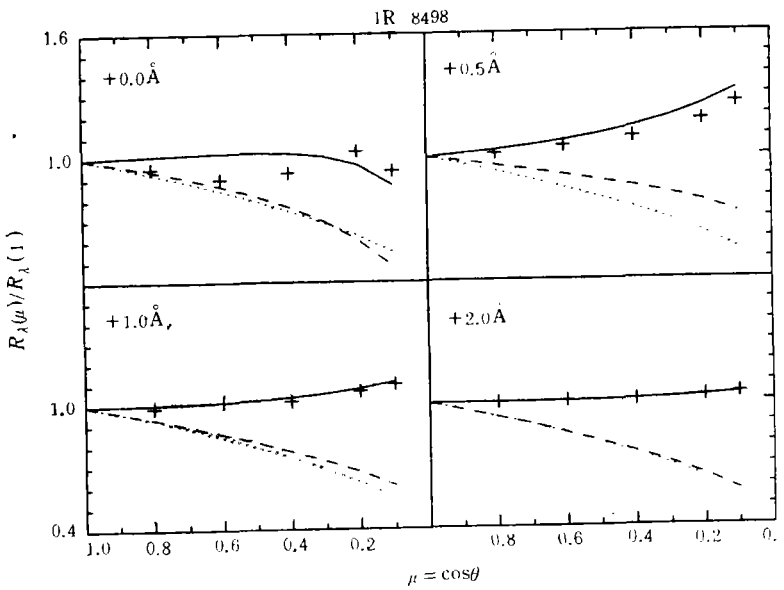
图 3 谱线的剩余强度(实线，"+"代表观测值)，绝

Fig. 3 Center-to-Limb variations of the residual intensities (solid lines, "+" refer to the

的剩余强度的绝对大小．可以看到，除 CaIIH 和K线以外，在大部分波长点上，观测值和理论值的偏差均小于 25%，唯有 Hβ 及 λ8498 线线心的理论值较明显高于观测值．鉴于这两条谱线线心形成区相对较低(色球中下层，临近温度极小区，LTE 近似成立)，因此实际 T_{min} 值应比 C′ 模型值略低一些．这样我们进一步证实了前面的看法．



3c



3d

对强度(虚线)及连续谱强度(点线)的日心一边缘变化

observed values), absolute intensties (dashed lines) and continuum intensities (dotted lines)

表 1 谱线剩余强度的观测值及由 VAL-C′ 模型所得的计算值(日心)

Δλ(Å)		CaII H	CaII K	λ8498	λ8542	λ8662	Hα	Hβ
0.0	计算	0.0288	0.0300	0.4102	0.1953	0.1859	0.1037	0.2139
	观测	0.0578	0.0464	0.3000	0.1844	0.1915	0.1328	0.1367
0.5	计算	0.0746	0.0618	0.6229	0.4667	0.4998	0.4060	0.4630
	观测	0.1016	0.0874	0.6797	0.4727	0.5094	0.3383	0.4938
1.0	计算	0.1058	0.0853	0.8293	0.5756	0.6336	0.6075	0.6009
	观测	0.1484	0.1254	0.8288	0.5711	0.6250	0.6438	0.6617
2.0	计算	0.1641	0.1277	0.9379	0.7137	0.7892	0.7033	0.7314
	观测	0.2281	0.1840	0.9263	0.7109	0.7805	0.7461	0.7656

对于H和K线来说,情形稍为复杂.图 4 给出了K线计算轮廓和观测轮廓的比较. 图中显示,在线心区域,计算轮廓的自反转程度远大于观测轮廓, 但 K_2 和 K_1 离线心的位置则同观测值相差无几. 因此我们只要运用 Shine 等人[13]的方法,对计算轮廓作一高斯平滑(即宏观湍动,源于大气物质的不均匀性及大规模运动),就可使线心部分同观测大致相符. 表 1 和图 4 还表明, H和K线线翼剩余强度的计算值明显小于观测值, 而其余谱线则无此现象发生. 对此我们首先想到的是如将 C′ 模型在温度极小区及光球上层的温度适当提高, H和K线轮廓的剩余强度就可能同观测相符. 显然,这个设想和前面关于 T_{min} 必须降低的结论相反. 鉴于当 $T_{min} > 4400$K 时, 波长为 135—168 nm 的 UV 连续谱计算强度太大,无法同观测相比[6], 因此我们排除了 T_{min} 增高的可能. 进一步的分析表明, 计算和观测之间的不合还可能源于以下二种情况: (1) C′ 模型光球层微观湍动速度 v_t 取值偏大, 及 (2)H和K线附近的背景不透明度系数选值偏大. 以上两种情况均可导致两谱线线翼吸收系数偏高,形成区上升,因此出射强度下降. 当然,就近线翼来说,部分频率再分配效应也可能有一定影响,正如 Shine 等人[14]的研究所表明的.

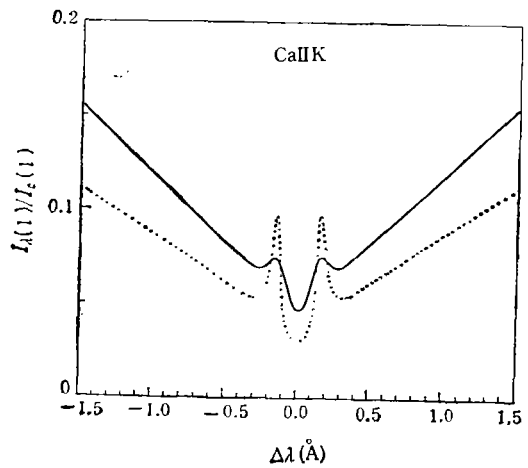


图 4 CaIIK 谱线的观测轮廓(实线)及由 VAL-C′ 模型所得的计算轮廓(点线)

Fig. 4 CaII K line profiles observed (solid line) and computed from the VAL-C′ model(dotted line)

应当指出,在连续谱强度的计算中也会存在一定的误差(例如对连续吸收系数求值不准确等), 这些误差可直接影响到剩余强度的计算结果. 因此作为鉴定模型的最佳方法, 须比较光谱的绝对强度及其临边变化. Basri 等[15]用 Lα 谱线, Ayres 等[16]利用 MgIIh, K及 CaIIK 谱线,通过计算出射强度及临边变化,并同观测比较,对 VAL[4,5] 及 HSRA[3]

模型进行了诊断，提出了改进意见．当然，影响一条谱线的因素很多(如温度，湍动速度，原子参数等)，为提高模型的唯一性，应结合更多的光谱观测．

六、结　论

通过对宁静太阳大气 VAL-C′ 模型施行详尽的 non-LTE 计算，得到了氢和电离钙多条谱线的出射轮廓在日面不同点的变化．结合先进的观测资料，最后对 C′ 模型进行了诊断．结果表明：

(1) 在光球层，LTE 对各条谱线很好地成立，相应谱线(线翼)的特征几乎直接反映了该区域的热力学特性．C′ 模型的光球温度结构是比较合理的，但微观湍动速度或 CaIIH 及K线背景吸收系数的取值可能偏大．

(2) 在温度极小区，氢和电离钙线的源函数具有不同性质．对 CaII 谱线来说，LTE 仍近似成立．C′ 模型的温度极小值 $T_{min} = 4400K$ 似偏高，应降低 100—200K．

(3) 在色球中上层，non-LTE 效应十分明显，出射谱线(线心)同温度的关系则并不明显．如考虑观测误差的影响，理论值和观测值仍较为符合．为了更好地鉴定该区域的模型结构，必须利用更多的色球谱线观测资料．

最后须说明一点，以上结论均是基于我们所得的观测资料，对于其他波段的谱线或连续谱可能会有不同情况出现．的确，对于一元模型，要使它满足所有观测资料的约束是很困难的．如上所述，如我们将 T_{min} 降低，必将使 H_1 和 K_1 强度也降低，由此将同观测结果产生新的不符．因此有必要考虑二元甚至多元模型，例如 Nelson 的二元光球模型[17]．研究表明，二元模型同其平均模型所产生的辐射损失[9]以及光谱的临边变化[16]均不一样，虽然它们可产生同样的光谱强度．总之，在诊断大气模型时，必须充分考虑到实际太阳大气的不均匀性以及一元平均模型的缺陷性．

本文的观测是作者之一(方成)在美国基特峰天文台访问时所作．美国哈佛-史密松天体物理中心 E. H. Avrett 和 R. Loeser 博士热情提供了 PANDORA 程序并解答了有关咨询．本文的计算在南京大学计算机软件新技术实验室 VAX8530 计算机上完成．

参　考　文　献

[1] Heintze, J. R. W., H. Hubenet and C. de Jager, Bull. Astron. Inst. Neth., Vol. **17**, p. 442, 1964.
[2] Gingerich, O. and C. de Jager, *Solar Phys.*, Vol. **3**, p. 5, 1968.
[3] Gingerich, O., R. W. Noyes, W. Kalkofen and Y. Cuny, *Solar Phys.*, Vol. **18**, p. 347, 1971.
[4] Vernazza, J. E., E. H. Avrett and R. Loeser, *Ap. J.*, Vol. **184**, p. 605, 1973.
[5] Vernazza, J. E., E. H. Avrett and R. Loeser, *Ap. J. Suppl.*, Vol, **30**, p. 1, 1976.
[6] Vernazza, J. E., E. H. Avrett and R. Loeser, *Ap. J. Suppl.*, Vol. **45**, p. 635, 1981.
[7] Kurucz, R. L., *Bull. Amer. Astron. Soc.*, Vol. **17**, p. 640, 1985.
[8] Avrett, E. H., R. L. Kurucz and R. Loeser, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, Vol. **16**, p. 450, 1984.
[9] Avrett, E. H., Chromospheric Diagnostics and Modelling (Ed. by B. W. Lites), National Solar Observatory Press, p. 67, 1985.
[10] Avrett, E. H., IAU Symposium, Vol. **138**, p. 15, 1989.
[11] Samain, D., *Ap. J. Suppl.*, Vol. **44**, p. 273, 1980.
[12] Thomas, R. N., *Ap. J.*, Vol. **125**, p. 260, 1957.

[13] Shine, R. A. and J. L. Linsky, *Solar Phys.*, Vol. **39**, p. 49, 1974.
[14] Shine, R. A., R. W. Milkey and D. Mihalas, *Ap. J.*, Vol. **199**, p. 724, 1975.
[15] Basri, G. S., J. L. Linsky, J.-D. F. Bartoe, G. Brueckner and M. E. Van Hoosier, *Ap. J.*, Vol. **230**, p. 924, 1979.
[16] Ayres, T. R. and J. L. Linsky, *Ap. J.*, Vol. **205**, p. 874, 1976.
[17] Nelson, G. D., *Solar Phys.*, Vol. **60**, p. 5, 1978.

CENTER-TO-LIMB VARIATION OF SPECTRAL LINES AND QUIET SUN ATMOSPHERIC MODEL

Ding Ming-de Fang Cheng
(*Department of Astronomy, Nanjing University*)

Abstract

In this paper, the spectral lines of hydrogen and ionized calcium, as well as their center-to-limb variations, observed at Kitt Peak National Solar Observatory, are used to diagnose the VAL-C′, quiet Sun atmospheric model. The PANDORA computer program is used to perform the detailed non-LTE model calculations, especially for hydrogen and calcium. The main discrepancies between the computed spectral lines and the observed data are: (1) The residual intensity in $H\beta$ and $\lambda 8498$ line centers is evidently higher, while that in CaII H and K lines are relatively lower than the observed values; (2) The center-to-limb enhancement coefficient of the residual intensities of $H\beta$, and all the CaII lines (resonance and infrared lines) near $\Delta\lambda = 0.5$Å is a little larger than indicated by the observation. However, all other spectral features observed can be reproduced fairly well.Finally, the possible causes which can make the computed values deviate from the observed onesis discussed, and a comment on revising the VAL-C' model is given.

Key words Sun, Atmospheric model, Line profile, Center-to-Limb variation