第62卷 第1期　　天 文 学 报　　Vol.62 No.1
2021年1月　　ACTA ASTRONOMICA SINICA　　Jan., 2021

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2021.01.009

# 用日全食光谱探测太阳中低层大气对局部热动平衡的偏离*

刘 曦[1,2†]　屈中权[1,2‡]　宋智明[1,2]

(1 中国科学院大学天文与空间科学学院 北京 100049)
(2 中国科学院云南天文台 昆明 650011)

**摘要**　在太阳大气不同层次连续光谱中叠加有丰富的发射线或吸收线, 对这些谱线轮廓进行反演分析可以探测太阳大气的化学成分和物理状态. 太阳大气的色球及过渡区由于其密度低难以建立热动平衡, 建立相应的大气模型需要采用非局部热动平衡(Non-Local Thermodynamic Equilibrium, N-LTE)理论. 根据相对偏离因子计算来研究太阳中低层大气偏离局部热动平衡(Local Thermodynamic Equilibrium, LTE)分布的情况. 首先对日全食观测过程中得到色球和过渡区不同高度形成的两条光谱数据进行反演, 得到确定观测谱线的参数信息, 如连续谱源函数、谱线源函数、多普勒宽度和由此推出的等效动力学温度; 根据这些反演出的谱线参量计算出二维视场内每个空间采样点偏离LTE状态的定量结果; 其次, 根据用于观测的积分视场单元光纤排布阵列重构出辐射强度、等效动力学温度和相对偏离因子二维分布. 结果显示: 在局部小区域, 温度分布和相对偏离因子的分布存在较强相关性, 而与辐射强度分布无明显相关. 从两条谱线导出的等效温度和相对偏离因子分布存在明显的差异. 这两种二维分布揭示出太阳大气某些小尺度区域具有较强的结构性和复杂性, 为进一步理解太阳中低层大气物理提供了一种新的视角.

**关键词**　太阳大气, 谱线, 相对偏离因子
**中图分类号**: P182;　**文献标识码**: A

## 1　引言

太阳大气分为光球、色球、过渡区和日冕. 它们辐射出不同特性的电磁波, 而我们根据接收到的辐射特性获得信息. 光球位于太阳大气最低层, 覆盖了近500 km的范围, 大部分连续谱和吸收线形成于该区域. 色球处于光球之上. 其底部是温度极小区, 从低层色球处温度缓慢地从5500 K升至8500 K, 而在高层色球温度快速升至25000 K. 在高层大气中由稀疏透明的等离子体物质发射出的电磁波强度相比于光球小很多, 因此在日全食期间对其进行观测最为有利. 太阳大气的最外层是日冕, 温度达到百万度以上. 日

2020-07-10收到原稿, 2020-08-19收到修改稿
*国家自然科学基金项目(11078005、U1931206)资助
†liuxi@ynao.ac.cn
‡zqqu@ynao.ac.cn

冕由稀薄的完全电离等离子体组成, 它的亮度不到光球的百万分之一, 在日全食期间进行的观测得到了大量的发射线, 并获得了许多发现, 例如确定了氦元素的存在及日冕的反常高温等. 过渡区则位于色球顶部和日冕底部之间, 这个区域温度从几万度陡升至百万度. 由于从色球到日冕粒子密度急剧降低, 太阳大气逐渐由碰撞等离子体过渡为无碰撞等离子体, 而在低碰撞率条件下不能有效地建立热动平衡. 因此从色球到日冕大气逐步偏离热动平衡, 本文中我们利用日全食观测资料在这一方面进行定量探讨.

恒星大气中热力学状态的判断在天体物理学中非常重要, 特别是在温度高而密度低的星冕大气中. 偏离因子大小可以定量地反映出恒星大气局部区域偏离热动平衡的程度, 正如Mihalas[1]于1978年最初指出的那样, 即使对热动平衡较小的偏离也将导致早期类型恒星丰度诊断产生不可忽略的误差. 为了确定气体整体的物理状态, 应该知道粒子(原子、分子、离子、自由电子等)在不同激发和电离状态下的分布. 如果偏离足够小, 则可以采用局部热动平衡(Local Thermodynamic Equilibrium, LTE)作为近似. 对于太阳大气而言, 对偏离因子的研究将加深我们对太阳大气的认识, 修正我们对色球和日冕热容的估计, 从而为对色球乃至日冕加热所需热量进行重新评估提供有用的信息, 同时为太阳以外其他恒星的大气研究提供基础.

## 2 相对偏离因子的定义和计算

很多研究者定义过多种定量描述大气偏离热动平衡的偏离因子. Mihalas于1978年最早给出了传统偏离因子的定义[1]:

$$\gamma = n_i/n_i^* \,, \tag{1}$$

其中$n_i$分别表示在非局部热动平衡(Non-Local Thermodynamic Equilibrium, N-LTE)时原子或离子在特定能级$i$上的能级占据数, 而上标$*$则表示相应物理量在LTE时的取值, 下同. Przybilla和Butler于2004年在研究N-LTE状态下的太阳氢原子谱线时使用了这个因子[2]. 尽管这一定义简单清楚, 但是在没有包括统计平衡方程的计算时很难进行定量计算.

Vernazza等[3]于1981年引入了以下能级的偏离因子:

$$b_{\rm l} = (n_{\rm l}/n_{\rm l}^*)/(n_{\rm k}/n_{\rm k}^*) \,, \tag{2}$$

$n_{\rm l}$和$n_{\rm k}$分别是下能级和连续谱的粒子占据数. 他们通过统计平衡方程来计算$n_{\rm l}$和$n_{\rm k}$, 从而确定这个偏离因子, 并由此做出了氢、碳、铁、硅的N-LTE下各能级的偏离因子$b_n$随高度变化的图形, 此处$n$表示任意能级的编号(参考Vernazza等人工作中的图30及图33–35)[3]. 根据这些图形可以发现, 在太阳大气中, 偏离随着大气高度的增加而增加. 在接近LTE的地方偏离因子接近于1.

Anderson[4]于1989年提出玻尔兹曼-萨哈比率来定量表述特定谱线的上能级相对下能级的偏离:

$$b_{\rm ul} = (n_{\rm u}/n_{\rm l})W_{\rm lu} \,, \tag{3}$$

这里$n_\mathrm{u}$是上能级离子占据数,

$$W_\mathrm{lu} = (n_\mathrm{l}/n_\mathrm{u})^*\,, \tag{4}$$

$$b_\mathrm{ul} = 1/\gamma\,, \tag{5}$$

其中$W_\mathrm{lu}$是玻尔兹曼-萨哈能级占有率. 通过计算在上能级到下能级特定谱线跃迁的轮廓加权平均强度、碰撞去激发率、爱因斯坦跃迁速率来得到偏离因子的数值(参见文献[4]中(28)–(29)式). 在Anderson[4]的图11中, 他使用等效的两能级原子模型来计算$b_\mathrm{ul}$值. 与Mihalas[1]一样, 激发态的N-LTE偏离因子$b_i$被定义为该态的实际占据数$n_i$与LTE分布的$n_i^*$ (根据Boltzmann激发和Saha电离分布, 其激发和电离温度等于局部热温度)的比值[5]. 从其图11中可以看出, 在低密度区域偏离热动平衡更严重, 而在碰撞频繁的区域, 粒子密度大而趋于热动平衡. Anderson的方法虽然适用于更普遍的情况, 但是计算过程较为复杂. 需要对碰撞激发率和爱因斯坦系数等进行计算.

Qu等[6]引入与(3)式相同的相对偏离因子, 但给出了简单且操作性强的具体计算步骤. 这些步骤不涉及复杂的统计平衡方程的计算, 先定义因子$\beta$:

$$\beta = \frac{S_\mathrm{l}}{S_\mathrm{c}}\,, \tag{6}$$

$S_\mathrm{l}$、$S_\mathrm{c}$分别为谱线源函数和连续谱源函数, 它们可以作为待求参数从光谱拟合分析中得出. 如Lites等人于1988年在对从测量的中性镁$b_2$线拟合后提取出了$S_\mathrm{l}$和$S_\mathrm{c}$信息[7]. 将连续谱源函数设为普朗克函数, 根据上下能级占据数得[1]:

$$S_\mathrm{l} = \frac{2h\nu^3}{c^2}\left(\frac{n_\mathrm{l}}{n_\mathrm{u}}\frac{g_\mathrm{u}}{g_\mathrm{l}} - 1\right)^{-1}\,, \tag{7}$$

式中, $g_\mathrm{u}$和$g_\mathrm{l}$分别为上下能级的统计权重, $h$是普朗克常数. 此外根据热动平衡下玻尔兹曼能级分布之间的关系,

$$(n_\mathrm{u}/n_\mathrm{l})^* = (g_\mathrm{u}/g_\mathrm{l})\mathrm{e}^{\frac{-h\nu_\mathrm{ul}}{kT}}\,, \tag{8}$$

其中$k$是玻尔兹曼常数, $\nu_\mathrm{ul}$是跃迁产生的辐射频率, 则得到相对偏离因子$\gamma$:

$$\begin{aligned}\gamma &= (n_\mathrm{l}/n_\mathrm{u})/(n_\mathrm{l}/n_\mathrm{u})^*\\ &= (n_\mathrm{l}/n_\mathrm{l}^*)/(n_\mathrm{u}/n_\mathrm{u}^*)\\ &= 1/\beta(1-\mathrm{e}^{-h\nu_\mathrm{ul}/kT}) + \mathrm{e}^{-h\nu_\mathrm{ul}/kT}\\ &= 1/\beta + (1-1/\beta)\mathrm{e}^{-h\nu_\mathrm{ul}/kT}\,.\end{aligned} \tag{9}$$

上述表达式中, $T$是等效动力学温度, 容易看出这个因子始终是正数. 显然, 这个因子不仅依赖于源函数之比$\beta$, 也依赖于$T$以及$\nu_\mathrm{ul}$. 值得注意的是, $\gamma$只与辐射跃迁的上、下能级的相对占据数分布有关, 而且它随跃迁相关能级变化而变化. 根据(9)式可知, 对谱线形成没有贡献的区域, 即当没有偏离热动平衡时, $S_\mathrm{l} = S_\mathrm{c}$或$\beta = 1$, 从而$\gamma = 1$, 即大气处于热动平衡状态. 当$S_\mathrm{l} > S_\mathrm{c}$, 即发射占主导时, 此时偏离随着$\beta$的增加而增加, 相对偏离

因子$\gamma$则越来越依赖$e^{-h\nu_{ul}/kT}$, 即温度和跃迁产生的辐射频率. $\gamma$数值越小, 偏离热动平衡程度越严重. 而当$\beta < 1$, 吸收占主导, 此时, $\gamma$值越大表示偏离越大[8].

Qu等[8]在2009年的工作中分别采用了宁静太阳、弱耀斑和强耀斑的常用太阳谱线进行相对偏离因子的研究. 宁静太阳的模型大气由Vernazza等[3]在1981年提出, 简称模型C (model C), 弱和强太阳耀斑的模型大气由Machado等人在1980年给出[9]. 为了计算太阳大气的理论轮廓, Qu等[8]文中采用了Ding等人于1994[10]和2002[11]年分别对H$\alpha$、H$\beta$线、Ca II H、K和其近红外3线的研究结果计算了模型中的谱线参数. 从Qu等[8]文中的图2可以看到, 在宁静的太阳中, 可以较容易地区分一条线和另一条线的偏离差异. 在耀斑情况下, 大气层状况比在宁静太阳大得多的深度范围内更接近于热动平衡. 这是因为在这些区域中由于色球凝聚, 不仅温度随着高度的增加而增加, 而且数密度也同样如此[12–14]. 温度和密度的增加导致粒子碰撞概率的增加, 有助于粒子间动能的交换, 因此更有助于建立热动平衡. 该偏离因子计算方法优点在于, 它可以直接从光谱分析中获得, 即只需利用辐射转移方程的解来反演得到所需谱线参量, 比如$S_{\rm l}$、$S_{\rm c}$以及多普勒宽度$\Delta\lambda_{\rm d}$ (可以得到假设下的动力学温度)可以作为自由参数来反演. 根据(9)式, 相对偏离因子的计算变得非常简单.

值得注意的是, 以上对热动平衡偏离的讨论只是涉及到高度变化(即一维变化)的情形. 本文将根据日全食期间获取的二维空间采样点光谱来讨论偏离因子的二维空间分布. 我们将看到该情形比一维情况复杂很多.

## 3 观测和数据处理

### 3.1 日食观测

本文中采用的数据是由第一代光纤阵列太阳光学望远镜(FASOT-1A)[15]对2013年11月3日加蓬日全食进行观测所获得的. FASOT应用了国外广泛使用的积分视场单元技术, 能够同时获得高质量的实时太阳二维辐射强度和偏振强度光谱, 从而获取更多太阳大气的信息. 由于耀斑、日珥爆发和日冕物质抛射(CME)等太阳活动大多发生在太阳高层大气, 因此取得更高时间分辨率和更高偏振精度的资料尤为重要. 2013年11月3日, 由中科院云南天文台组织的观测小组在加蓬共和国比丰(Bifoun)小镇进行日全食观测. 日全食在当天下午开始, 持续约1 min. 对太阳大气进行的观测获得了516–532 nm波段内所有可探测到的太阳大气谱线的闪耀偏振光谱[16–17]. 其中包括色球中性镁3线(Mg I: $b$1 518.4 nm、$b$2 517.3 nm、$b$4 516.8 nm), 过渡区一次电离铁线(Fe II 531.7 nm), 日冕绿线(Fe XIV 530.3 nm)等大量谱线资料. 没有做像元空间并合(binning)的偏振测量灵敏度为$10^{-3}$量级. 本文主要对高层色球中性镁3线中最具代表性的$b$2发射线和一次电离的铁发射线Fe II 531.7 nm进行处理. 还包含了在关闭光谱仪狭缝端时测量的暗电流和观测后测得的平场资料以及进行仪器轮廓改正所需的数据. 图1是望远镜获得的原始光谱图像, 从采集到的大量光谱资料中选择, 图片横向方向是色散方向, 纵向代表空间方向分布的50根光纤. 50根光纤两两偏振配对, 产生自太阳上积分视场内$5\times5$个空间采样点. 每个空间采样点覆盖2″, 对应太阳大气约1500 km尺度. 在色散方向, 每个像元占据0.122 Å.

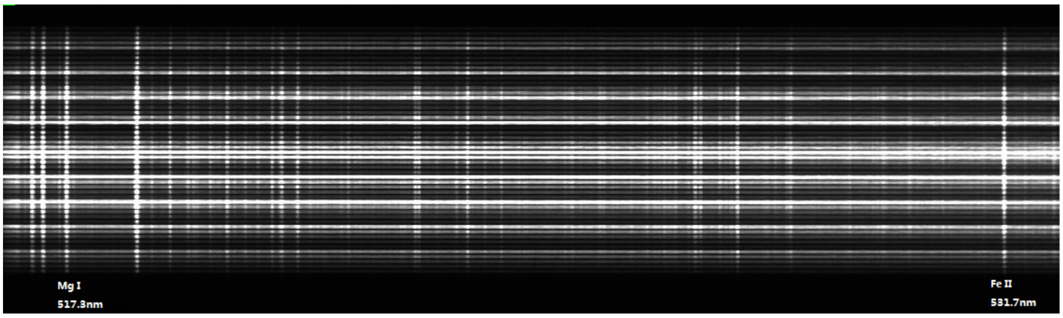


图 1　2013年11月3日加蓬日全食观测到的发射光谱原始图片. 图中的竖直亮线是连续谱上的发射线, 横向为色散方向, 纵向每一条光谱由一根光纤(采样点)产生.

Fig. 1　The emission lines observed during the total solar eclipse in Gabon on November 3, 2013. Bright vertical lines in the image are the emission lines superposed on the continuous spectra. Horizontal direction indicates the dispersion, each longitudinal spectrum is generated by a fiber (the sampling point).

### 3.2　仪器轮廓改正

对于真实仪器轮廓的获取, 首先需要得到一个仪器轮廓函数(单高斯函数或者多高斯函数). 它由下列步骤获得: 首先利用所关心的波段范围内的标准太阳光谱(我们采用光谱分辨率高以及杂散光较小的基特峰天文台傅里叶光谱仪采集的太阳光谱)[18–20], 对其进行卷积后的光谱与日全食之前使用FASOT-1A在日面中心宁静区采集的太阳光谱数据进行对比, 在对比的同时不断调整所构造的仪器轮廓函数的宽度, 直到用不断构造的仪器轮廓对标准太阳光谱卷积后得到的光谱与所采集的日心光谱在波形上最接近, 则认为此时的仪器轮廓为最佳仪器轮廓, 从而可以使用该轮廓对日全食时采集的数据进行退卷积. 在此过程中, 我们注意到Valenti等[18]在1995年使用了一个宽度较大的中心高斯函数和4到8个卫星高斯函数来构造仪器的轮廓, 他们将所构造的仪器轮廓与标准的光谱卷积, 并将卷积结果与仪器实际的观测光谱比较, 从而根据比较结果调整所构造的仪器轮廓的自由参量, 并最终确定出较为满意的仪器轮廓. 我们根据这种方法, 使用5个高斯函数来构造我们的仪器的轮廓, 其中包含了1个中心高斯函数和4个卫星高斯函数, 通过拟合构造仪器轮廓获得的自由参量来确定中心高斯函数的宽度以及卫星高斯函数的强度. 结果发现中心高斯函数的半峰全宽(FWHM)为5.46 Å, 然后将这个高斯函数与基特峰天文台的标准太阳光谱进行卷积, 并根据卷积结果不断调整所构造高斯函数的自由参量, 使得卷积结果尽可能接近日全食之前我们的仪器实际采集的日心光谱, 最终确定了如下图2中所示的仪器轮廓. 我们也同样做了单个宽度较大的高斯函数轮廓作为对比. 我们将所构造的5个高斯函数表示的仪器轮廓(如图2)和1个宽度较大的单高斯函数表示的仪器轮廓(如图3)分别卷积基特峰天文台的标准太阳光谱, 并将卷积结果与我们的仪器在日全食之前采集的日心光谱比较, 比较结果显示于图4中. 从图4中可以看到, 相比于1个高斯函数构成的仪器轮廓, 5个高斯函数构成的仪器轮廓的卷积结果更接近我们的仪器在日全食之前采集的太阳光谱, 特别在所关心的517.2–517.4 nm附近的波长范围内(例如517.2和517.4附近处的吸收谱位置), 表现得更明显. 因此, 我们采用由5个高斯函数构成的仪器轮廓来表示我们的实际仪器轮廓. 我们采用盲退卷积的方式实现相关的计

算, 图5展示了其中一对光纤采集到的日全食辐射强度数据在退卷积前后的结果对比. 以上为517.3 nm波长附近的仪器轮廓求取以及退卷积的过程, 由于仪器轮廓与波长有关, 所以确定531.7 nm波长附近仪器轮廓的方法与上述过程类同, 不再赘述.

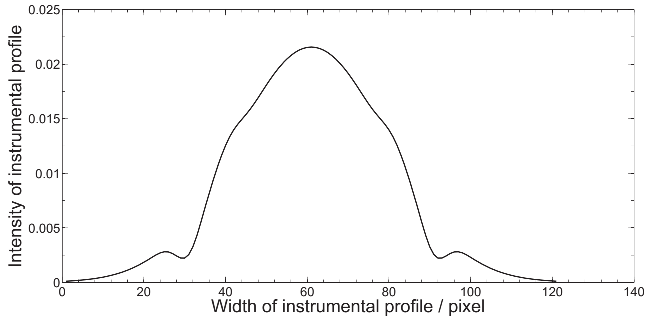


图 2　由5个高斯函数构成的仪器轮廓函数

Fig. 2　Instrumental profile consisting of 5 Gaussian functions

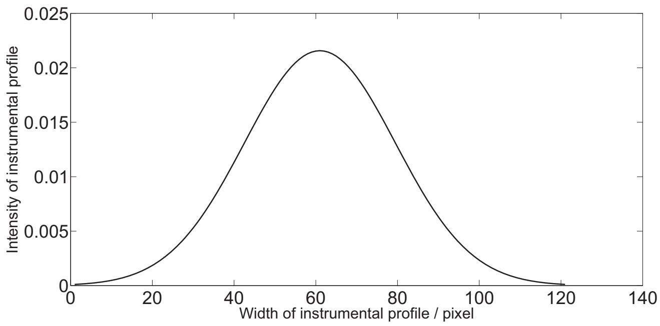


图 3　由一个宽度较大的高斯函数表示的仪器轮廓函数

Fig. 3　Instrumental profile represented by a Gaussian function with a greater width

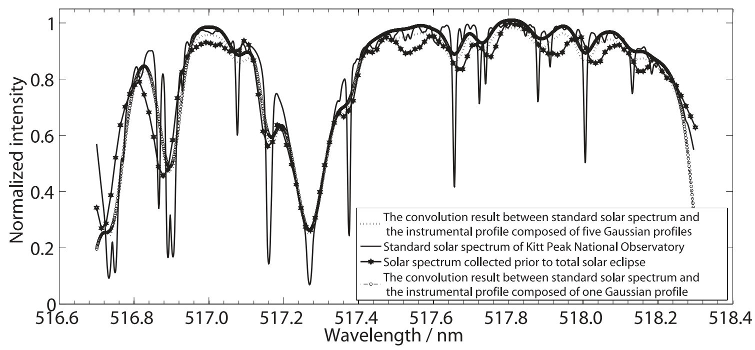


图 4　4条光谱的对比, 分别是由单高斯仪器轮廓卷积标准太阳光谱得到的光谱、5高斯仪器轮廓卷积标准太阳光谱得到的光谱、标准太阳光谱和实际观测的太阳光谱.

Fig. 4　A comparison of four spectra, which are the spectra obtained by convolving the instrumental profile composed of one Gaussian profile and five Gaussian profiles with the standard solar spectrum, and the observed solar spectrum, respectively.

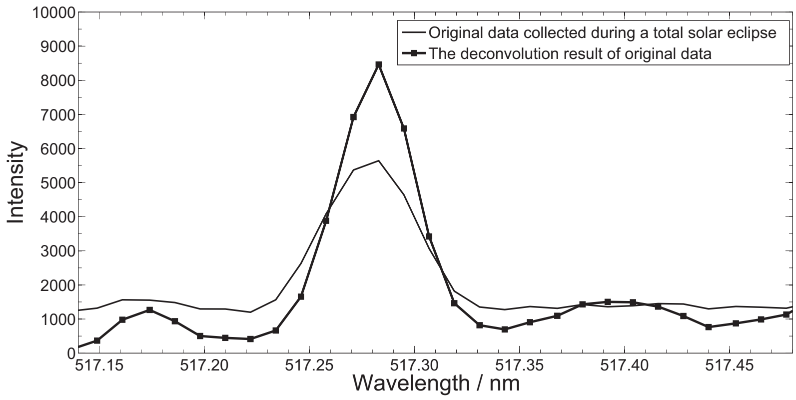


图 5　一对光纤采集到的日全食辐射强度数据在退卷积前后的对比图

Fig. 5　Comparison of raw data collected by one couple of the optical fibers with its corrected one

## 3.3　数据拟合

由于太阳色球及过渡区大气密度很低, 大气层偏离热动平衡状态, 同时也产生了大量发射线. 为了解决许多重要天体物理问题, 求解N-LTE辐射转移是解决这些问题的必要步骤. N-LTE辐射转移问题由于涉及辐射场与气体激发态之间的非线性耦合而成为太阳物理研究面临的难题之一. 目前, 谱线辐射转移问题大多采用加速/近似$\Lambda$迭代(ALI)方法来解决, 由此研究创建了一类普适的数值方法, 这些方法将某些近似值与算符微扰技术结合起来, 用最简单的迭代过程, 即$\Lambda$迭代, 依次求解辐射转移和统计平衡方程[21]. 我们在处理太阳大气辐射转移问题时, 参照了Lites等人于1988年关于反演观测谱线的方法[7]. 谱线辐射转移方程可写为[1]:

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}z} = -\kappa I + j\,, \tag{10}$$

其中$I$是辐射强度, $z$是沿观测者视线方向测量的几何长度, $\kappa$是总吸收系数, $j$是总发射系数:

$$\kappa = \kappa_\mathrm{c} + \kappa_0\phi\,, \tag{11}$$

$$j = \kappa_\mathrm{c}S_\mathrm{c} + \kappa_0 S_\mathrm{l}\phi\,, \tag{12}$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_\mathrm{d}}\mathrm{e}^{-\left(\frac{\lambda-\lambda_0}{\Delta\lambda_\mathrm{d}}\right)^2}\,, \tag{13}$$

用不透明度$\kappa_\mathrm{c}$和$S_\mathrm{c}$来描述连续辐射过程. $\kappa_0$为线中心吸收系数, 在上面表达式中$\phi$是线发射轮廓(在更高层大气中, 由于辐射阻尼对大多数谱线而言较小, 我们将轮廓近似为关于谱线中心对称的高斯分布), $\lambda_0$是谱线的线心波长.

用$\tau_0$表示线心光深, $\mu$表示平行平面层结构的大气模型日心角余弦, 则$\mathrm{d}\tau_0/\mu = -\kappa_0\mathrm{d}z$, 并引入$r_0 = \kappa_\mathrm{c}/\kappa_0$, 然后从(11)–(13)式得到

$$\mu\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}\tau_0} = (r_0+\phi)I - r_0S_\mathrm{c} - S_\mathrm{l}\phi\,, \tag{14}$$

考虑平行平面层结构的大气模型日心角是$\cos^{-1}\mu$, 为了获得谱线辐射转移方程的解析解, 需要做一些近似假设. 我们假设$S_{\rm c}$、$S_{\rm l}$、$r_0$、$\Delta\lambda_{\rm d}$为常量, 根据[22]

$$I=\int_0^{\tau_{01}}\mathrm{e}^{-(r_0+\phi)\tau_0}(r_0S_{\rm c}+S_{\rm l}\phi)\mathrm{d}\tau_0\,, \tag{15}$$

其中, $\tau_{01}$是所研究谱线线心光深的值, 对(15)式进行分部积分得到

$$I=\frac{(r_0S_{\rm c}+S_{\rm l}\phi)\left[1-\mathrm{e}^{-(r_0+\phi)\tau_{01}}\right]}{r_0+\phi}\,. \tag{16}$$

将$S_{\rm c}$、$S_{\rm l}$、$r_0$、$\tau_{01}$、$\lambda_0$、$\Delta\lambda_{\rm d}$作为待求参量, 用(13)和(16)式分别对图1标出的具有代表性的两条发射线, 即色球中性镁线(Mg I $b$2 517.3 nm)和过渡区一次电离铁线(Fe II 531.7 nm)进行拟合, 可得到以上所列待求参量的值. 值得注意的是Mg I $b$2 517.3 nm的发射线被判定形成于色球是因为产生这一辐射的高能态激发势为5.108 eV, 假定激发由热运动碰撞产生, 根据能量$E=3kT/2$, 对应的形成温度为$3.95\times10^4$ K, 而Fe II 531.7 nm发射线电离和激发能量为31.09 eV, 对应的形成温度为$2.403\times10^5$ K, 因此它主要形成于过渡区(以上激发能数据来自http://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database). 为了求得相对偏离因子的值, 还需要得到等效动力学温度$T$的值, 它由公式

$$T=\frac{mc^2\Delta\lambda_{\rm d}^2}{2k\lambda_0^2}-\frac{mV_{\rm t}^2}{2k} \tag{17}$$

中多普勒宽度$\Delta\lambda_{\rm d}$导出, 其中$m$是产生辐射原子或离子的质量, $c$是电磁波在介质中的传播速度, 取$3.0\times10^8$ m/s. $V_{\rm t}$是微观湍流速度, 在太阳大气中微观湍流速度受许多因素影响, 而随着高度呈现复杂的变化. 对于色球层, 我们根据Vernazza等[3]在1981年提出的模型C的各种大气参数, 采用光球层顶端高度500–2000 km范围内色球大气的微观湍流速度求取平均值, 即2.85 km/s. 而对于过渡区, 我们采用Jevremović等人2000年文章中得到的过渡区近似微观湍流速度, 即4.60 km/s[23].

此外我们采用Interactive Data Language (IDL)软件中curvefit程序对观测到的发射线轮廓利用(16)式进行拟合, 处理数据时, 我们对原始数据得到的辐射强度$I$用邻近连续谱的辐射强度数据$I_{\rm c}$进行了归一化($I/I_{\rm c}$). 分别对每条发射谱线进行拟合可提取出计算$\gamma$所需的物理参量. 程序中应用最小二乘法经过多次迭代可以得到对应最佳拟合效果的结果. 比如, 图6分别展示对两条谱线Mg I 517.3 nm (上)和Fe II 531.7 nm (下)拟合效果, 对应的拟合方差分别为$1.36\times10^{-4}$和$8.22\times10^{-4}$. 根据拟合得到各物理量$S_{\rm c}$、$S_{\rm l}$、$r_0$、$\tau_{01}$、$\lambda_0$、$\Delta\lambda_{\rm d}$. 其中通过(17)式可获得每一个空间点的等效动力学温度$T$的信息. 对应于图6所示结果, 从Mg I 517.3 nm线拟合的参数如下: $S_{\rm c}=68.549$、$S_{\rm l}=288.480$、$r_0=1.646$、$\tau_{01}=0.00526$、$\lambda_0=517.276$ nm、$\Delta\lambda_{\rm d}=0.0217$ nm; 从Fe II 531.7 nm线拟合的参数如下: $S_{\rm c}=18.309$、$S_{\rm l}=76.219$、$r_0=33.529$、$\tau_{01}=0.00163$、$\lambda_0=531.668$ nm、$\Delta\lambda_{\rm d}=0.0101$ nm. 从拟合出的$\tau_{01}$来看, 两者所处的大气均接近光学薄, 即$\tau_{01}\ll1$, 且Fe II 531.7 nm线对应的$\tau_{01}$更小, 说明它的形成范围处于更高层. 作为比较, 我们又展示了在视场中反演出来最低等效动力学温度$T_{\rm min}$所在空间点和最高等

效动力学温度$T_{\mathrm{max}}$所在空间点Mg I 517.3 nm和Fe II 531.7 nm两条谱线的拟合结果(见图7). 从图中可以看出, 拟合轮廓能贴近观测轮廓, Mg I 517.3 nm的$T_{\mathrm{max}}$和$T_{\mathrm{min}}$处拟合结果对应的方差分别是$3.18 \times 10^{-4}$和$6.34 \times 10^{-4}$. 而Fe II 531.7 nm的$T_{\mathrm{max}}$和$T_{\mathrm{min}}$处拟合结果对应的方差分别是$1.06 \times 10^{-3}$和$4.98 \times 10^{-3}$. 我们完成了对25个空间点分别产生的25条谱线的拟合. 根据积分视场单元的空间采样点(光纤)排列进行二维空间数据的图像重构, 相应的辐射强度、等效动力学温度和所得到的相对偏离因子二维空间分布见图8.

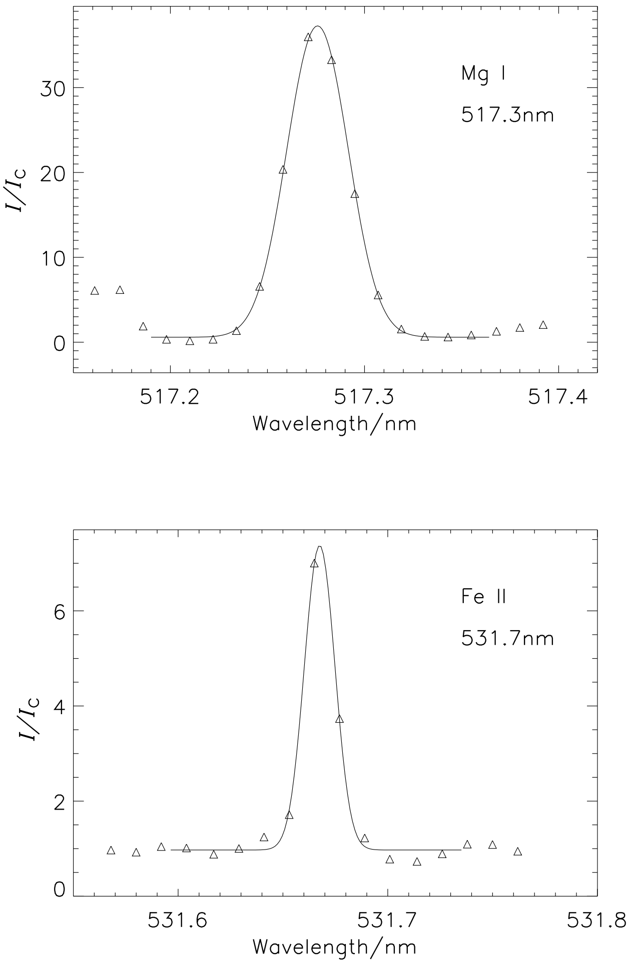


图 6 观测得到的归一化光谱轮廓及拟合得到的轮廓. 图中△表示观测辐射强度, 黑色实线表示理论拟合轮廓, 上图是Mg I 517.3 nm谱线的拟合结果, 下图是Fe II 531.7 nm的拟合结果.

Fig. 6 The observed spectral profiles and the fitted profiles normalized by local continuum intensity. The triangles in the figures represent the intensity of observation, and the black solid lines present the theoretical fitting profiles. The top panel is for Mg I 517.3 nm line, and the bottom panel for Fe II 531.7 nm line.

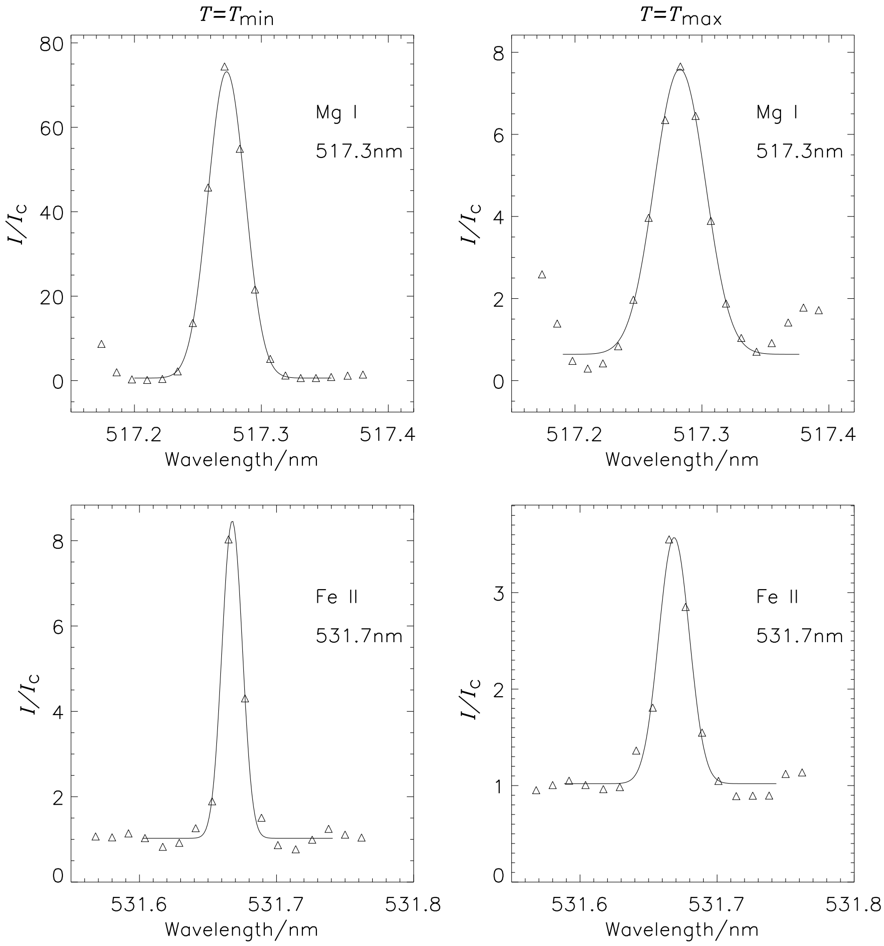


图 7 对应Mg I 517.3 nm和Fe II 531.7 nm反演出温度最低处和温度最高处的观测光谱轮廓和拟合轮廓图. 左列图像是两条谱线导出温度最低时的拟合结果, 右列图像是温度最高时两条谱线所得到的拟合结果.

Fig. 7 The observed spectral profiles and fitting profiles at the lowest and highest temperatures derived by Mg I 517.3 nm and Fe II 531.7 nm, respectively. The left column images are the fitting results of the two spectral lines recovering the lowest temperatures, and the right column images are the fitting results of the two spectral lines giving the highest temperatures.

## 4 数据分析

通过重构图像图8可以看出太阳中低层大气局部区域辐射强度$I$、等效动力学温度$T$和相对偏离因子$\gamma$的空间分布情况. 图中大体沿东北向上的方向指向太阳圆面中心即视向投影高度(视线中离太阳中心最近的点对应高度)降低的方向. 从左列图像显示的辐射强度$I$的空间分布情况可看出太阳大气辐射强度随此投影高度急剧减少, 这与我们对辐射随高度变化的认知一致. 中间列图像是等效动力学温度$T$的空间分布情况, 而右列则反映了相对偏离因子$\gamma$的空间分布. 在对这些图像给出的分布进行讨论之前, 我们需要明确一个事实, 那就是我们接收到的辐射是沿视向各个辐射源的积分结果. 这些辐射源相对太阳边缘的几何高度可能有很大的变化, 因此, 从辐射强度导出的源函数及等

效温度等物理量, 只是沿视向方向的某种平均结果, 很难代表某一几何高度对应的值. 此外, 由于偏离热动平衡, 不同元素的不同粒子即使在同一空间内也具有不同的等效动力学温度. 本文中我们侧重于讨论从两条谱线Mg I 517.3 nm和Fe II 531.7 nm导出的结果. 从图中可以看出, 与左列辐射强度随投影高度有规律地减弱相比较, 中间列上下两幅图的温度分布并非随此高度一致地增加. 中间列的上图是从Mg I 517.3 nm导出的中性镁原子等效动力学温度的分布图像, 从图中可以看到温度最高的点位于东南角处而非投影高度更大的西南角. 计算得到的最高温度是349498 K, 而温度最低点位于图中西北角附近一个点, 最低温度为183359 K. 整体上看, 西北部区域是较低温区域, 东南部区域温度较高, 沿背离日心方向, 温度总体呈现先降低后增长的变化. 这说明在小尺度范围(10$''$)内, 温度分布具有复杂的结构. 中间列下图是从Fe II 531.7 nm导出的一次电离的铁离子等效动力学温度的分布图像, 最高温度位于图片西南角(即视场中投影高度最高的地方), 对应温度是181002 K, 最低温度位于东南角附近位置, 对应温度是36510 K. 东北部(即靠近日心附近)整体温度偏低, 随着大气投影高度增加, 温度逐渐增加, 但是也呈现出一定的复杂结构. 对比中间列上下两幅图片, 由于两幅图分别对应的是不同太阳大气几何高度下形成的谱线(分别是Mg I 517.3 nm和Fe II 531.7 nm)以及不同元素的粒子, 如前所述, Mg I 517.3 nm形成在色球层, 而Fe II 531.7 nm形成在色球层以上的过渡区, 所以两者的温度分布图差异较大. 这也反映出偏离热动平衡后物理状态的特点. 视场内从Fe II 531.7 nm导出的等效动力学温度整体上小于Mg I 517.3 nm的等效动力学温度. 这也说明了不同元素和状态的粒子等效动力学温度差别很大, 另外一种可能是辐射源高度分布差异所致. 右列两幅图是相对偏离因子的分布图, 也是本文重点讨论的地方. 可以看出, 从两条谱线导出的相对偏离因子空间分布与等效动力学温度空间分布的变化存在一定相关性, 尤其是由Mg I 517.3 nm线导出的相对偏离因子分布与温度分布相关性更加明显. 根据前面关于发射线相对偏离因子的讨论, 此值越小, 偏离越大. 因此, 这两种分布图告诉我们两者分布呈现出一种负相关的关系. 对Mg I 517.3 nm导出的分布, 最小偏离位于图中东南角(温度最大的地方), 其值为0.923. 而偏离最大处对应空间点的位置处于温度最低的地方, 相对偏离因子数值为0.859. 在西北角附近区域偏离较大, 下部整体偏离较小, 沿背离日心方向, 相对偏离因子随投影高度变化也没有呈现明显规律性. 对于由Fe II 531.7 nm导出的相对偏离因子分布也存在类似情况. 在对应Fe II 531.7 nm等效动力学温度最大的空间点处偏离最小, $\gamma = 0.918$, 很接近1, 表明此处最接近热动平衡. 偏离最大的地方也对应温度最低的点, 相对偏离因子是0.661. 这个数值明显比从Mg I 517.3 nm导出的最小值0.859小很多, 说明偏离更大. 总体而言, 由于Mg I 517.3 nm和Fe II 531.7 nm在太阳大气的形成高度不一样和不同元素粒子发射等原因, 造成了相对偏离因子数值和分布的差异. 从Fe II 531.7 nm导出的相对偏离因子数值比Mg I 517.3 nm导出的值更小, 且偏离的空间变化更大. 前者导出的整个视场空间平均值为0.708, 后者导出的值为0.893. 说明前者的形成环境偏离热动平衡更多, 这与我们的常识不矛盾. 通过对以上3种分布图像进行分析, 可以看出, 在太阳中低层大气局部区域, 辐射强度随着太阳大气高度增加而减小, 温度分布或相对偏离因子分布与辐射强度分布无明显相关性, 但相对偏离因子的分布和温度大体呈负相关. 从上下两排图像对比中我们可以看到, 由两条谱线导出的温度分布与相对偏离因子分布在很小的局部区

域(7500 km × 7500 km)具有高度的复杂性, 且两者导出的分布具有明显差异. 我们尝试过令湍流速度为0, 得到两条谱线的最大动力学温度和对应的相对偏离因子分布, 它们的变化趋势基本上和微观湍动速度采用前述值时保持一致, 因此当不考虑微观湍流速度的情况下, 仍然可以得到上述的结论.

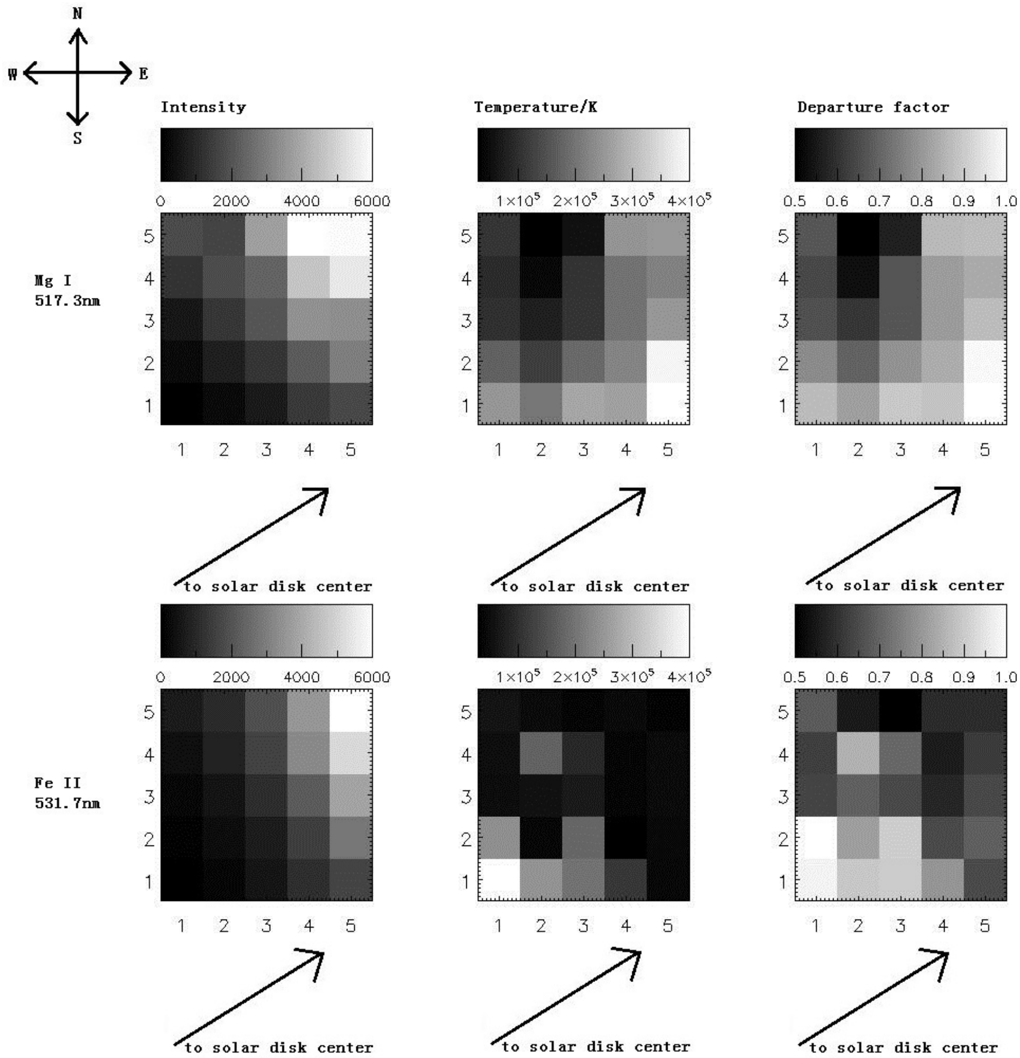


图 8 辐射强度$I$, 等效动力学温度$T$和相对偏离因子$\gamma$的重构图像. 上方3幅图从左到右分别依次是Mg I 517.3 nm谱线的辐射强度, 等效动力学温度和相对偏离因子的空间分布, 下方3幅图为Fe II 531.7 nm的辐射强度, 反演出的等效动力学温度和相对偏离因子的分布.

Fig. 8 The reconstructed images of radiative intensities, effective dynamic temperatures and departure factors. The distributions of radiative intensity, temperature and departure factor derived by Mg I 517.3 nm line are shown in the upper three panels respectively, and the distributions by Fe II 531.7 nm are depicted in the lower three panels respectively.

## 5　讨论和结论

本文对由日全食观测获得的色球及过渡区产生的发射线进行了光谱反演, 然后对计算出的局部小区域对热动平衡的偏离进行分析. 这些发射线的绝大多数轮廓呈高斯轮廓形状, 采用IDL的curvefit程序进行拟合得到发射谱线的连续源函数、谱线源函数、多普勒宽度、线心波长、线心光学厚度及对应空间点的等效动力学温度, 从而计算出热动平衡的偏离因子. 根据反演得出的物理量空间分布的重构图像发现, Mg I 517.3 nm和Fe II 531.7 nm的辐射强度都随投影高度减小, 而推导出来的等效动力学温度和描述偏离热动平衡的相对偏离因子的空间分布具有一定的相关性. 从温度分布来看, 太阳大气具有复杂的结构, 这点从其不规则的分布可以看出. 整体来看, 在太阳大气投影高度大的地方等效动力学温度高, 投影高度低的地方温度较低, 但是从分布图中也能看到个别分布不规则点, 在一些投影高度较高的地方, 反而反演得到了更低的温度值(很暗的点). 如在图8中可以看到, 从Fe II 531.7 nm谱线导出的温度分布中西南角附近的点就具有最小值温度. 我们还发现, 由Fe II 531.7 nm计算出的等效动力学温度小于Mg I 517.3 nm得出的值. 这说明在偏离热动平衡情形下, 不同元素粒子其等效动力学温度存在差异, 可能的原因是Fe II 531.7 nm谱线形成在很大的高度范围, 沿视向方向, 观测到的光谱是不同高度源的积分结果. 如果在较低高度上出现了密度较高温度较低但谱线辐射强度比较强的辐射源, 那么平均温度更倾向于该源所具有的温度. 从相对偏离因子的分布图像上能很清楚地看到相对偏离因子随着温度变化而变化, 呈现高度的负相关性. 由前述分析可得, Mg I 517.3 nm和Fe II 531.7 nm两条发射谱线在等效动力学温度高的地方, 相对偏离因子的值更接近于1, 说明偏离较小, 反之, 温度越低的地方, 偏离越大. 从两条谱线导出的结果是, 在太阳中低层大气局部小范围内, 相对偏离因子的分布和温度的分布一样具有不规则性, 分布较为复杂. 由Mg I 517.3 nm计算得出的等效动力学温度比较高, 偏离热动平衡程度相对较小, 而Fe II 531.7 nm的等效动力学温度较低, 偏离程度较大. 最后, 由于我们讨论的区域只是太阳中低层大气很小一部分区域, 因此以上结论并不具备普适性, 然而却揭示了太阳大气局部区域可能存在的一些物理量以及结构分布的复杂性.

## 参 考 文 献

[1] Mihalas D. Stellar Atmospheres. San Francisco: W. H. Freeman, 1978
[2] Przybilla N, Butler R S. ApJ, 2004, 610: L61
[3] Vernazza J E, Avrett E H, Loeser R. ApJS, 1981, 45: 635
[4] Anderson L S. ApJ, 1989, 339: 558
[5] Short C I, Hauschildt P H. ApJ, 2005, 618: 926
[6] Qu Z Q, Xu C L, Zhang X Y, et al. MNRAS, 2006, 370: 1790
[7] Lites B W, Skumanich A, Rees D E, et al. ApJ, 1988, 330: 493
[8] Qu Z Q, Hao L F, Yan X L, et al. RAA, 2009, 9: 205
[9] Machado M E, Avrett E H, Vernazza J E, et al. ApJ, 1980, 242: 336
[10] Ding M D, Fang C, Gan W Q, et al. ApJ, 1994, 429: 890
[11] Ding M D, Qiu J, Wang H M. ApJ, 2002, 576: L83
[12] Gan W Q, Rieger E, Fang C, et al. A&A, 1992, 266: 573
[13] Gan W Q, Rieger E, Fang C, et al. SoPh, 1993, 143: 141
[14] Gan W Q, Rieger E, Fang C. ApJ, 1993, 416: 886

[15] Qu Z Q. A Fiber Arrayed Solar Optical Telescope (FASOT). Astronomical Society of the Pacific, 2011, 437: 423
[16] Qu Z Q, Dun G T, Chang L, et al. SoPh, 2017, 292: 37
[17] 李智. 日全食光谱的研究. 昆明: 中国科学院研究生院(云南天文台), 2016
[18] Valenti J A, Butler R P, Marcy G W. PASP, 1995, 107: 966
[19] Prieto C A, Asplund M, Bendicho P F. A&A, 2004, 423: 1109
[20] 蔡云芳. NVST太阳光谱数据处理方法研究. 昆明: 中国科学院研究生院(云南天文台), 2018
[21] Kuzmanovska-Barandovska O, Atanackovic O. Publications of the Astronomical Observatory of Belgrade, 2010, 90: 155
[22] Landolfi M, Degl'innocenti E L. SoPh, 1985, 98: 53
[23] Jevremović D, Doyle J G, Short C I. A&A, 2000, 358: 575

# Detection of Departure from Thermal Dynamic Equilibrium in the Solar Middle Lower Atmosphere Using Total Solar Eclipse Data

LIU Xi[1,2] QU Zhong-quan[1,2] SONG Zhi-ming[1,2]

*(1 School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)*
*(2 Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)*

**Abstract** There are abundant emission and absorption lines superimposed on the continuum spectrum of the solar atmosphere at different levels. The chemical composition and physical state of the solar atmosphere can be probed by the inversion of the profiles of the measured spectral lines. Due to its low density and large temperature difference, it is hard to establish thermal dynamic equilibrium in the chromosphere and transition regions of the Sun. In this paper, the departure from thermodynamic equilibrium in the middle lower atmosphere of the sun is investigated according to the well-defined relative departure factor and the corresponding calculation. We invert the spectral lines formed from chromosphere and transition regions at different heights during a total solar eclipse observation to obtain the line parameters, such as continuum source function, line source function, Doppler width and thus the equivalent kinetic temperature, and then the relative departure factor is calculated. Then, we reconstruct the two-dimensional distribution maps of radiative intensity, equivalent kinetic temperature and relative departure factor according to the alignment of optical fiber array of the integrated field unit (IFU) used by telescope. The results show that there is a certain correlation between the distribution of temperature and relative departure factor, but no evident correlation with the distribution of radiation intensity. The spatial distributions of both effective temperature and departure from thermal equilibrium of the two lines have very different patterns, showing complicated structures. This provides a new perspective for us to further understand the physics of the middle lower atmosphere of the Sun.

**Key words** solar atmosphere, spectral line, relative departure factor