

FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 在太阳磁场中的形成和 太阳磁场望远镜的理论定标*

艾国祥 李 威 张洪起

(中国科学院 北京天文台)

提 要

本文用 Unno-Beckers 方程和变步长 Runge-Kutta 法, 计算了太阳光球、黑子半影和本影中 FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 谱线在磁场中的形成, 并结合半宽 0.15 \AA 专用双折射滤光器, 计算了磁场及视向速度场的各种理论定标参数。纵场和速度场定标参数, 具有良好的线性和稳定性、适中的灵敏度, 很适合研究太阳活动区。横场观测时, 滤光器宜置于距线心 $0.10-0.11 \text{ \AA}$ 处, 考虑磁光效应时, 横场定标比较复杂, 该线灵敏效应不严重。

太阳磁场望远镜选用 FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 谱线观测光球层中的磁场, 该线等值宽度 $0.334 \text{ \AA}^{[1]}$, 中心剩余强度 $0.1315^{[2]}$, 是一条较宽和较强的吸收线。在该线宽度内, 无其它线干扰, 谱线轮廓比较规则对称, 属简单三分裂, Lande 因子 $g=1.5$, 低激发电位为 3.197 eV , 受温度影响小。由于它可与较宽的视面单色器结合作, 也被一些国外的视频磁象仪选为观测线。但是, 以往的计算和分析多集中于对 FeI $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 和 FeI $\lambda 6302 \text{ \AA}$ 这些中等强度线, 对于 $\lambda 5324 \text{ \AA}$ 这种较强谱线在磁场中的形成, 未见有人作过严格的计算分析, 对其特殊性了解很少, 加之磁场望远镜理论定标的需要, 所以本文对该线在磁场中的形成进行计算和分析。

一、方程、参数、边条件和计算方法

由 Stokes 参数研究磁场中谱线偏振光的形成时, 我们采用 Unno-Beckers 方程^[3-6] (式中符号意义同文 [3-6]):

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = (\eta_0 + \eta_1) (I - B_T) + \eta_Q Q + \eta_U U + \eta_V V,$$

$$\mu \frac{dQ}{d\tau} = \eta_Q (I - B_T) + (\eta_0 + \eta_1) Q + \rho_V U - \rho_U V,$$

$$\mu \frac{dU}{d\tau} = \eta_U (I - B_T) - \rho_V Q + (\eta_0 + \eta_1) U + \rho_Q V,$$

$$\mu \frac{dV}{d\tau} = \eta_V (I - B_T) + \rho_U Q - \rho_Q U + (\eta_0 + \eta_1) V. \quad (1)$$

与吸收系数有关的物理参数如下:

$$\eta_1 = \frac{1}{2} \left[\eta_P \sin^2 \psi + \frac{1}{2} (\eta_L + \eta_R) (1 + \cos^2 \psi) \right],$$

$$\eta_Q = \frac{1}{2} \left[\eta_P - \frac{1}{2} (\eta_L + \eta_R) \right] \sin^2 \psi \cos 2\varphi,$$

$$\begin{aligned} \eta_v &= \frac{1}{2} \left[\eta_r - \frac{1}{2} (\eta_L + \eta_R) \right] \sin^2 \psi \sin 2\varphi, \\ \eta_v &= \frac{1}{2} (\eta_R - \eta_L) \cos \psi; \\ \rho_Q &= \frac{1}{2} \left[F_P - \frac{1}{2} (F_L + F_R) \right] \sin^2 \psi \cos 2\varphi, \\ \rho_v &= \frac{1}{2} \left[F_P - \frac{1}{2} (F_L + F_R) \right] \sin^2 \psi \sin 2\varphi, \\ \rho_v &= \frac{1}{2} (F_R - F_L) \cos \psi. \end{aligned} \quad (2)$$

其中 ψ 为磁场与视线夹角, φ 为磁场相对向上方向的方位角. $\eta_r = \eta H(\alpha, v)$, $\eta_L = \eta H(\alpha, v - v_H)$, $\eta_R = \eta H(\alpha, v + v_H)$, $F_P = \eta \cdot 2F(\alpha, v)$, $F_L = \eta \cdot 2F(\alpha, v - v_H)$, $F_R = \eta \cdot 2F(\alpha, v + v_H)$, $v = (\lambda - \lambda_0) / \Delta\lambda_D$. 塞曼分裂值

$$v_H = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} = \frac{e\lambda_0^2}{4\pi m_e c^2 \Delta\lambda_D} gH, \quad (3)$$

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 (\xi^2 + 2RT/M_{Fe})^{1/2} / c. \quad (4)$$

根据 Allen^[7, p. 211], $\xi^2 = [(1.1)^2 + (1.6 \cos \theta)^2 + (2.8 \sin \theta)^2] \times 10^5$ 厘米/秒, $M_{Fe} = 55.847$, α 是与阻尼有关的量 $\alpha = r\lambda_0^2 / (4\pi c \Delta\lambda_D)$.

其中

$$\gamma = \gamma_{\text{辐射}} + r_0, \quad (5)$$

对于 $\lambda 5324 \text{ \AA}$ 谱线, 从文 [8] 获得 $g_k f_{ki}$ 值, $\gamma_{\text{辐射}} \approx 2.38 \times 10^8$. 由文^[7, p. 111] 中的有关公式, 并考虑文 [5] 中的调节参数 Z^* , 得:

$$\gamma_0 = 17c_6^{2/5} v^{3/5} N_H Z^{*0.8}. \quad (6)$$

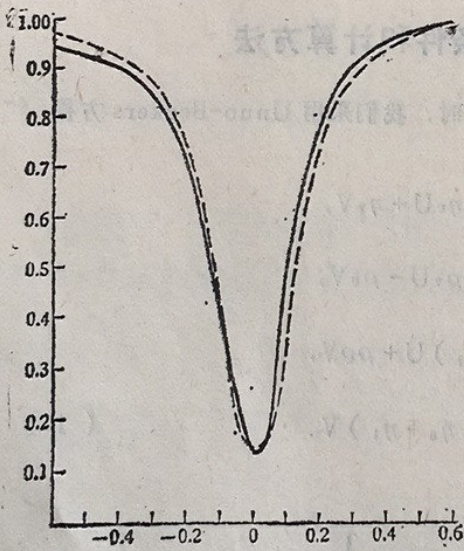


图1

.....为计算轮廓

--为Kitt Peak观测轮廓(已改正仪器轮廓和散射光)

在无磁场情况, 通过理论轮廓与观测轮廓比较, 观测轮廓取 Kitt Peak 的结果^[9], 详见图1. 选择 $Z^* = 15$, γ_0 使用值比理论值增加 $(15)^{0.8} = 8.727$ 倍.

与物态有关的该线的质量吸收系数参数

$$\eta = \frac{\sqrt{\pi} e^2 \lambda_0^2 f}{m_e c^2 \chi_c \Delta\lambda_D} \cdot \frac{N_i}{N_{\text{总}} m},$$

$$\frac{1}{m} = \frac{136.25}{108.63} \times 1.008 \times 1.660565$$

$$\times 10^{-24} \text{ 克}.$$

再由波尔兹曼公式和沙哈公式求 N_i .

铁元素在太阳上的丰度 N_{Fe} 以及振子强度 f 都是不大确定的. 十多年来, N_{Fe} 的取值不断增加, 而 f 取值不断减小. 我们对文 [10] 所列 27 个数据, 去掉 1952 年的 $\log N_{Fe} = 5.80$ 的值, 对余下的 26 个值取平均, 得 $\log N_{Fe} =$

7.24. 对gf, 取文 [11] 的值, 为-0.22, $f=0.06695$.

Voigt 函数及 Faraday-Voigt 函数

$$H(\alpha, v) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-Y^2) ((v-Y)^2 + \alpha^2)^{-1} dY, \quad (7)$$

$$F(\alpha, v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-Y^2) (v-Y) ((v-Y)^2 + \alpha^2)^{-1} dY. \quad (8)$$

我们参照Reichel的论文⁽¹²⁾, 编了一个子程序. 多项式项数, 对 $v^2 < 49$, 取75项; 对 $v^2 > 49$, 取10项. 对 $\alpha < 3$ 均可达到 10^{-6} 的精度. 这个子程序对于太阳上的几乎所有方和斐线均已够用. 边条件如下⁽⁶⁾, 在 $\tau = \tau_B$ 时,

$$I(\tau_B) = B_\tau(\tau_B) + \mu B'_\tau(\tau_B) D^{-1} [\eta'_1 (\eta'^2_1 + \rho^2_\rho + \rho^2_v + \rho^2_v)],$$

$$Q(\tau_B) = -\mu B'_\tau(\tau_B) D^{-1} [\eta_\rho \eta'^2_1 + \eta'_1 (\eta_v \rho_v - \eta_v \rho_v) + \rho_\rho (\eta_\rho \rho_\rho + \eta_v \rho_v + \eta_v \rho_v)],$$

$$U(\tau_B) = -\mu B'_\tau(\tau_B) D^{-1} [\eta_v \eta'^2_1 + \eta'_1 (\eta_\rho \rho_v - \eta_v \rho_\rho) + \rho_v (\eta_\rho \rho_\rho + \eta_v \rho_v + \eta_v \rho_v)],$$

$$V(\tau_B) = -\mu B'_\tau(\tau_B) D^{-1} [\eta_v \eta'^2_1 + \rho_v (\eta_\rho \rho_\rho + \eta_v \rho_v + \eta_v \rho_v)], \quad (9)$$

其中

$$D = \eta'^2_1 (\eta'^2_1 - \eta_\rho^2 - \eta_v^2 - \eta_v^2 + \rho_\rho^2 + \rho_v^2 + \rho_v^2) - (\eta_\rho \rho_\rho + \eta_v \rho_v + \eta_v \rho_v)^2,$$

$$\eta'_1 = \eta_0 + \eta_1 = 1.05 + \eta_1,$$

$$B'_\tau = \frac{dB_\tau}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{dT} \approx [B_\tau(\tau_B + 0.00005) - B_\tau(\tau_B - 0.00005)] / 0.0001,$$

由于该线的吸收系数很大, 在连续光深 $\tau=0.1$ 时, $\eta=354$; $\tau=0.01$ 时, $\eta=894$; 在黑子本影中其值更大. 所以对于光球和本影, 当 $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 < 0.07 \text{ \AA}$ 时, 取 $\tau_B = (0.1 - 0.09e^{-(\Delta\lambda/0.06)^2}) \cdot \cos\theta$; 当 $\Delta\lambda > 0.07 \text{ \AA}$ 时, 取 $\tau_B = (5 - 5e^{-(\Delta\lambda/0.18)^2}) \cos\theta$. 对于本影, 当 $\Delta\lambda < 0.07 \text{ \AA}$ 时, 取 $\tau_B = 0.1 \cos\theta$; 当 $\Delta\lambda > 0.07 \text{ \AA}$ 时, $\tau_B = (5 - 5e^{-(\Delta\lambda/0.6)^2}) \cos\theta$. 取上式 τ_B 值与取 $\tau_B \equiv 5$ 相比, 计算误差仅千分之几, 而计算时间可以节省50%至70%.

我们采用变步长4阶Runge-Kutta法⁽¹³⁾求解辐射转移方程组(1), 每步相对误差限定为0.001. 其计算结果与误差取值0.0001的结果相比, 只差千分之几, 而时间也可省约一半.

为了比较有磁光效应与无磁光效应的结果, 我们在(1)式的4个方程及相应边条件中, 令 $\rho_\rho = \rho_v = \rho_v = 0$, 得到无磁光效应的另外四个方程组及边条件, 将这8个方程联合求解, 由于步长及运算速度主要取决于有磁光效应时的4个方程组, 这种联合计算也可以差不多省一半时间.

二、大气模型及计算结果

已有的光球及黑子半影模型, 对于我们的任务来讲, 彼此差别不大. 对光球, 我们采用Allen的综合模型^(7, p. 208). 半影采用Moe等的模型⁽¹⁴⁾, 该模型最上层的4个温度值是相等的, 均为4379K, 使 $\lambda 5324 \text{ \AA}$ 这样较强的吸收线, 线心轮廓变平, 这对研究线心的横场是

不合适的。因此，按 Allen 的光球模型对此作了修正，将光学深度 $\log \tau_0$ 为 -2.80 、 -2.60 、 -2.40 和 -2.20 处的温度分别改为 4195K 、 4244K 、 4287K 和 4337K 。Moe 半影模型未给出 45000\AA 处的连续吸收系数，按 Allen^[7, p.127] 的数据作内插提供。

黑子本影模型，已有的各种模型之间差别较大，为比较起见，选用了两个黑子本影模型：Allen^[7, p.229] 的模型和 Hong Sik Yun 模型^[15]。这些模型中所缺少的 45000\AA 的连续吸收系数 χ_0 都根据文 [6] 第4节的公式作了计算。

谱线轮廓的计算，每距 0.03\AA 算一点，从 0 至 0.60\AA 共 21 点，连续背景取距线心 1.50\AA 处的值。在表 1 中列出了各模型的连续背景强度 I_c ，与光球实测连续背景强度的比值 RI_c ，中心剩余强度 r_c ，等值宽度 ΔW ，以及 $\theta=0^\circ$ ， $\psi=30^\circ$ ， $H=1500$ 高斯时的等值宽度 ΔW_H 。

表 1

大气模型	I_c	RI_c	r_c	ΔW	ΔW_H
光球观测值	0.382×10^{16}	1	0.1315	0.334	
Allen 光球	0.373×10^{16}	0.976	0.137	0.3345	0.338
Moe 半影	0.268×10^{16}	0.703	0.147	0.4264	0.429
Allen 本影	0.485×10^{14}	0.127	0.125	0.4787	0.480
Hong 本影	0.392×10^{14}	0.103	0.218	0.3923	0.395

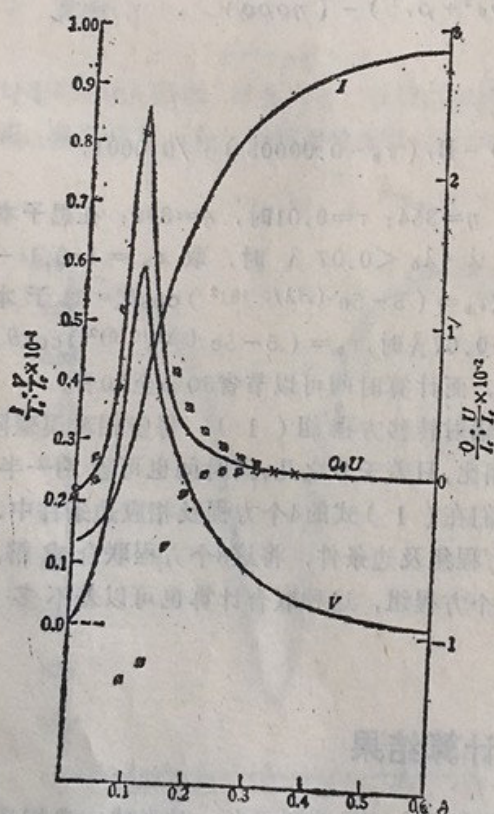


图2 $\theta=0^\circ$ ， $\psi=30^\circ$ ， $\varphi=22.5^\circ$ ， $H=600$ 高斯时，曲线为不考虑磁光效应时，光球 Stokes 参数分布， ϕ 和 δ 分别表示考虑磁光效应时的 U 和 Q

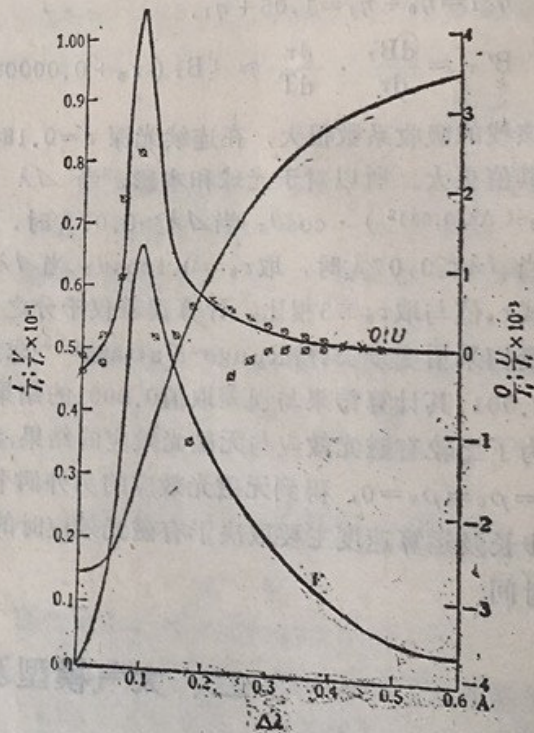


图3 $H=1000$ 高斯时，曲线为不考虑磁光效应时，半影 Stokes 参数分布（其它条件同图2）

下面以 $\theta=0^\circ$, $\psi=30^\circ$, $\varphi=22.5^\circ$ 计算的结果, 大体上讨论该线在磁场中形成的主要特征。图2—5分别为光球($H=600$ 高斯), 半影($H=1000$ 高斯), Hong 本影($H=2000$ 高斯)和 Allen本影($H=2000$ 高斯)出射的Stokes 参数随波长的分布。由于本计算是对称的, 故仅列出右半部。符号Q和U表示无磁光效应结果, 符号 Q_r 和 U_r 表示磁光效应结果。磁光效应对I和V的影响甚微, 仅列出一个值。这里Q, U, Q_r , U_r , V, 的值都是以连续背景强度为单位标出的。

得到的主要特点如下:

1. 强度I的轮廓随磁场的变化较小, 当 $H=3000$ 高斯时, 由于磁场分裂量 $<0.06 \text{ \AA}$, I的轮廓也不出现明显分裂。 $H=1000$ 高斯的轮廓与无磁场轮廓非常接近。在线翼中部, 0.15 \AA 附近, 这种差别更小。出现这种情况主要由于谱线较宽, g因子较小, 它与 $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 线不同, $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 线在较大磁场时, I轮廓会明显分裂。

2. Q、U和V的极大位置与I谱线轮廓斜率最大的位置相一致, 约在距线心 0.10 \AA 附近。

3. Q、U在线心区域不仅数值较低, 而且同符号的范围小。在 $H_{\perp}=1000$ 高斯时, 其线翼上最大Q和U值比线心约大5倍, 即使 $H_{\perp}=1500$ 高斯, 其值仍大2倍多。在无磁光效应下, Q和U在线心的符号与线翼的符号是相反的, 在线心Q和U的符号相同的波长范围一般仅宽 0.06 \AA 左右, 而在在线翼则宽达 0.2 \AA 至 0.3 \AA 。这一特征表明, 当使用较宽的单色器观测横场时, 宜使透过带置于线翼处, 以获得较高灵敏度。

4. 磁光效应存在时, 对I和V几乎没有影响, 但对Q和U则影响很大。影响大体分两种情形: 1) 从图2—5可见, 当 $\psi=30^\circ$, 或角度较小时, 在线翼中段, 也就是Q和U灵敏度较高的区域, 与无磁光效应相比, Q和U不仅数值上变化很大, 而且线偏振量也变小很多。即 $\sqrt{Q^2+U^2}$ 不等于 $\sqrt{Q_r^2+U_r^2}$, 且 $\sqrt{Q^2+U^2}$ 比 $\sqrt{Q_r^2+U_r^2}$ 大很多, 存在较大磁场时, 甚至大2倍多至3倍。为了分析磁光效应中 Faraday 效应和 Voigt-Faraday 效应的单独影响, 对此两个效应, 单独进行计算, 见图6。在线心附近 $\Delta\lambda \leq 0.03 \text{ \AA}$ 之内, 主要 Faraday 效应起作用, 由于V很小, Voigt-Faraday 效应基本上不起作用。在 $0.06 \text{ \AA} - 0.25 \text{ \AA}$ 范围内, 主要是 Faraday 效应, 但 Voigt-Faraday 效应也起显著作用。这个区域是 $\sqrt{Q^2+U^2}$ 值明显大于 $\sqrt{Q_r^2+U_r^2}$ 值的区域。这种现象的出现, 是由于旋转参数 $\rho_v \approx \eta_i$, 它明显地大于 η_Q 和 η_U , 而 $\rho_Q V$ 也较大所引起的。2) 当 $\psi=75^\circ$ 或较大时, 由于纵场分量大量减少, 线偏振的旋转量与 H_{\parallel} 的大小基本上成正比, 而 $\sqrt{Q_r^2+U_r^2}$ 值与无磁光效应的 $\sqrt{Q^2+U^2}$ 值基本相等。

5. 从表1可见, 太阳上客体温度的差别, 对于 $\lambda 5324 \text{ \AA}$ 谱线轮廓的影响是不严重

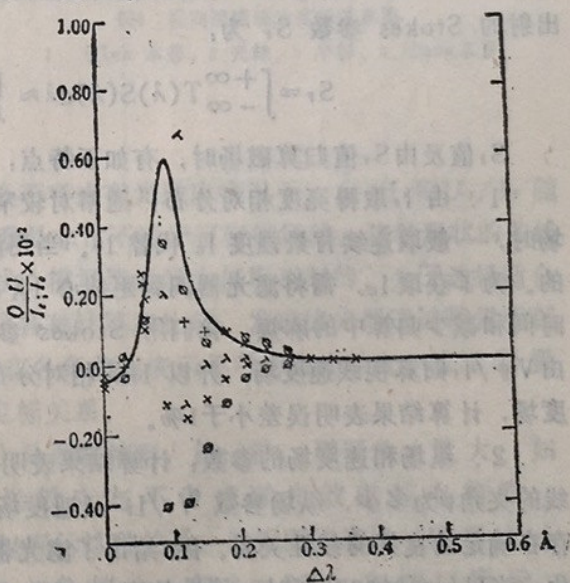


图6 光球, $\theta=0^\circ$, $\psi=30^\circ$, $\varphi=22.5^\circ$, $H=1000$ 高斯时, 曲线表示不考虑磁光效应时, Q和U值分布; ϕ 和 \odot 分别表示考虑磁光效应时的Q和U; +和 \times 分别表示只考虑磁光效应中Voigt-Faraday效应的Q和U; λ 和 λ 分别表示只考虑磁光效应中Faraday效应的Q和U

的。叶式辉等对 $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 和 $\lambda 6302 \text{ \AA}$ 线作了很好的温敏分析^[10]。从表1中知, 该线半影中的等值宽度为光球观测值的1.27倍, Allen 本影为1.43倍, Hong 本影为1.17倍, 均不严重, 与文〔16〕中给出的 $\lambda 6302 \text{ \AA}$ 线的1.09, 比较接近, 而比 $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 线的2.42小得多。正如普遍所指出的那样, 温敏效应取决于下能态的激发电位的大小^[17], $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 线下能态激发电位为0.12eV, 所以温敏严重; $\lambda 6302 \text{ \AA}$ 为3.7eV, $\lambda 5324 \text{ \AA}$ 为3.179eV, 所以温敏不严重。

三、双折射滤光器作用及理论定标参数

太阳磁场望远镜用双折射滤光器作单色器, 它与光栅摄谱仪的出射狭缝是不相同的: 狭缝在一段波长范围内, 具有矩形透过率, 而磁场望远镜双折射滤光器的透过轮廓(仅为考虑最后4级的轮廓):

$$T(\lambda) = \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.15} + A\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.30} + B\right) \times \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{0.60} + C\right) \cos^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{1.20} + D\right) \quad (10)$$

其中A、B、C、D可由旋转装置调节, B和C还可通过KD*P电光晶体由电压调节^[18]。滤光器有下面几种工作状态: (1) A=B=C=D=0时, 透过谱线线心; (2) A=2B=4C=8D= $\frac{\pi}{2}$ 时, 透过距线心0.15 \AA 线翼; (3) A= π , B= $\pm\pi/2$, C= $\pm\pi/4$, D=0时, 透过距线心 $\pm 0.15 \text{ \AA}$ 处, 交替在线翼两边透过, 用于纵场和视线速度场同时测量; (4) 按A=2B=4C=8D比例, 可调到谱线的任何位置。各Stokes参数 $S(\lambda)$ 经滤光器作用, 出射的Stokes参数 S_r 为:

$$S_r = \int_{-\infty}^{+\infty} T(\lambda) S(\lambda) d\lambda \approx \int_{-2\text{\AA}}^{+2\text{\AA}} T(\lambda) S(\lambda) d\lambda. \quad (11)$$

S_r 值及由 S_r 值归算磁场时, 有如下特点:

1. 由 I_r 取得亮度相对分布: 通常对较窄和g因子较大的谱线, 由Stokes参数归算磁场时, 一般取连续背景强度 I_c 代替 I_r 。当用滤光器进行观测时, 是不能同时获得 S_r 和 I_c 的。为了获取 I_c , 需将滤光器调到距线心 1 \AA 以上的连续背景区, 另作一次观测。为了节省时间和减少归算中的麻烦, 我们用Stokes参数 I_r , 由 Q_r/I_r 、 U_r/I_r 和 V_r/I_r 归算磁场, 由 V_{\parallel}/I_r 归算视线速度场, 并以 I_r 的相对分布代替由 I_c 得到的日面相对亮度分布, 求得亮度场, 计算结果表明误差小于1%。

2. 纵场和速度场的参数: 计算结果表明, 在光球、半影和本影情况下, 不论磁场与视线的夹角 ψ 为多少, 纵场参数 V_r/I_r 及速度场参数 $V_{\parallel r}/I_r$ 与纵场 H_{\parallel} 及速度场 v_{\parallel} 之间均存在确定的良好的线性关系。图7给出了滤光器处于(2)和(3)状态时, V_r/I_r 随纵场 H_{\parallel} 的变化。当 $H_{\parallel} \approx 2000$ 高斯时, 线性偏离仅1%左右, $H_{\parallel} \geq 3000$ 高斯时, 线性偏离也只有2%左右。图8为滤光器处于(3)状态时, $V_{\parallel r}/I_r$ 随视线速度 v_{\parallel} 的变化。表2为各理论定标参数。

滤光器处于(3), 同时观测 H_{\parallel} 和 v_{\parallel} , 当 $v_{\parallel} \sim 1$ 公里/秒时, 会使纵场灵敏度下降约1%。这种误差和线性偏离误差均与观测活动区磁场时的噪声水平相当, 约为 ± 10 高斯, 因此均不需要作专门改正。

表 2

观测内容	观测对象	光球	半影	Allen本影	Hong本影
	滤光器状态				
纵场 $V_F/I_{\parallel F}$	(3)	0.918×10^{-4} / 高斯	0.890×10^{-4} / 高斯	0.940×10^{-4} / 高斯	0.55×10^{-4} / 高斯
纵场 V_F/I_F	(2)	0.970×10^{-4} / 高斯	0.954×10^{-4} / 高斯	1.000×10^{-4} / 高斯	0.583×10^{-4} / 高斯
速度场 $V_{\parallel F}/I_F$	(3)	0.905×10^{-4} / 米/秒	0.893×10^{-4} / 米/秒	0.917×10^{-4} / 米/秒	0.523×10^{-4} / 米/秒

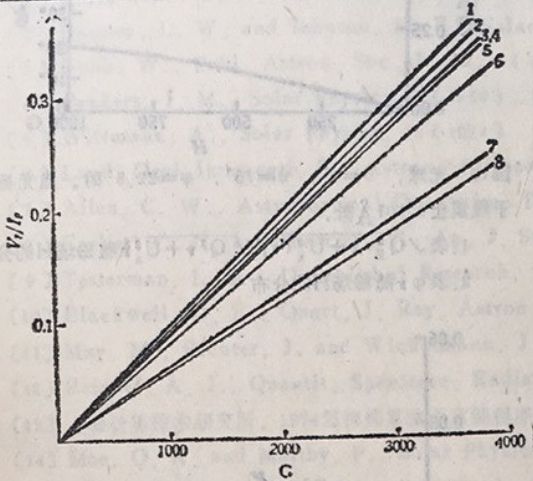


图7 纵场理论定标关系图

1. Allen本影, 滤光器(2), 2.光球, 滤光器(2), 3. Allen本影, 滤光器(3), 4.半影, 滤光器(2), 5.光球, 滤光器(3), 6.半影, 滤光器(3), 7. Hong本影, 滤光器(2), 8. Hong本影, 滤光器(3)

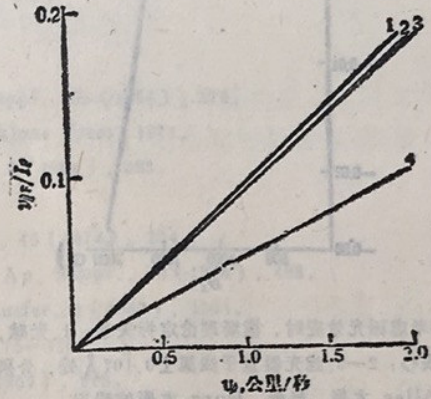


图8 视向速度理论定标关系图

1. Allen本影, 2.光球, 3.半影, 4. Hong本影

3. 横场参数: 当滤光器透过线心时, 在不考虑磁光效应情况下, Q_F/I_F 和 U_F/I_F 随磁场 H_L 的变化, 为图9中曲线1, 这种曲线关系是非常不适于定标横场的。这种形状的曲线是由于滤光器透过带较宽, 加上较弱磁场时, 线心横场灵敏度太低所引起的。为了选择适合于横场定标的状态, 对滤光器透过带的位置作了各种计算和比较, 发现滤光器透过带置于距线心 $\pm 0.10 - \pm 0.11 \text{ \AA}$ 处效果最好。图9中的其它各条曲线表示不考虑磁光效应, 滤光器置于距线心 0.107 \AA 处时, 不同大气模型的横场定标关系。

考虑磁光效应时, 情况要复杂得多, 大体上分两种情形, 第一种, 磁倾角 ψ 较大, 如 $\psi = 75^\circ$, 这时由横场引起的线偏振光, 考虑磁光效应与不考虑磁光效应基本相等, $\sqrt{Q^2_{F'} + U^2_{F'}} \approx \sqrt{Q^2_F + U^2_F}$, 图10中的曲线1表示这种关系。偏振面的旋转与纵场大小基本成正比, 其关系为图10曲线2所示。第二种, ψ 角较小, 如 $\psi = 30^\circ$, 如图11所示, $\sqrt{Q^2_{F'} + U^2_{F'}}$ 明显地小于 $\sqrt{Q^2_F + U^2_F}$, 而且旋转角与纵场也不存在线性关系, 并且不同的 ψ 角, 关系也不相同。磁光效应的存在, 不仅给横场的方向和数值的归算带来复杂性, 而且由于 $\sqrt{Q^2_{F'} + U^2_{F'}} < \sqrt{Q^2_F + U^2_F}$, 降低了横场观测的灵敏度。

4. 随日心角 θ 的变化: 以光球为例, 图12示出了 $H = 600$ 高斯, $\psi = 30^\circ$, $\varphi = 22^\circ.5$ 时

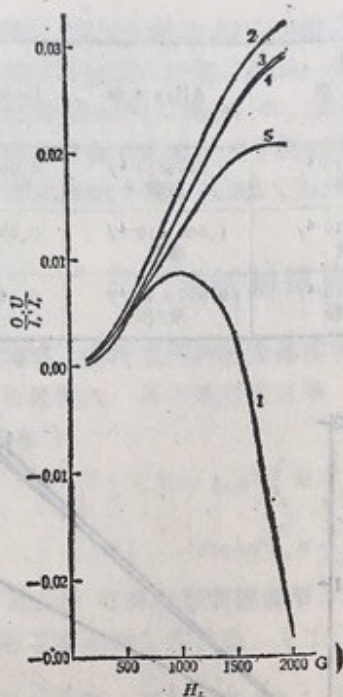


图9 不考虑磁光效应时, 横场理论定标关系, 1. 光球, 滤光器置于线心; 2-5. 滤光器置于线翼士 0.107 \AA 处, 分别表示光球、Allen 本影、半影、Hong 本影的情况

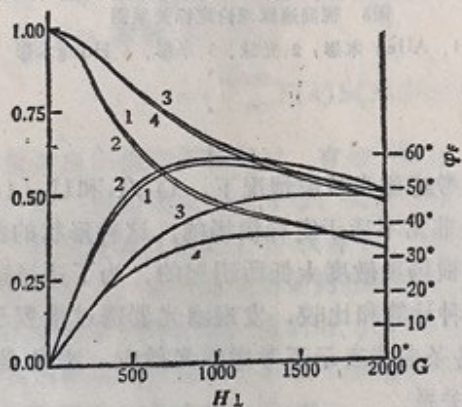


图11 $\theta=0^\circ$, $\psi=30^\circ$, $\varphi=22.5^\circ$, 滤光器置于线翼士 0.107 \AA 处, 下面4条线表 $\sqrt{Q_v^2 r^2 + U_v^2 r^2} / \sqrt{Q_v^2 r^2 + U_v^2 r^2}$ 随磁场 H_1 的分布, 上面4条线表 φ_r 随横场 H_1 (纵场 $H_{\parallel} = \sqrt{3} H_1$) 的分布, 1. 光球, 2. 半影, 3. Allen 本影, 4. Hong 本影.

$V_r/U_r, Q_r/U_r, U_r/U_r$ 随日心角的变化. 由图可见 $\theta \leq 65^\circ$ 范围内, 可以采用日心参数作为定标参数. 在日面边缘, 仅考虑真吸收是不够的, 还需考虑散射. 由于散射理论不成熟, 日面边缘测量的准确性存在问题较多, 目前一般都以日心确立的定标参数作为整个日面的定标参数.

5. 温度效应: 考虑一条谱线是否适于磁场观测, 是否对温度变化敏感, 可以从等值宽度在光球、半影和本影中的变化进行判断. 但是, 最有直接意义的是, 要看其理论定标参数

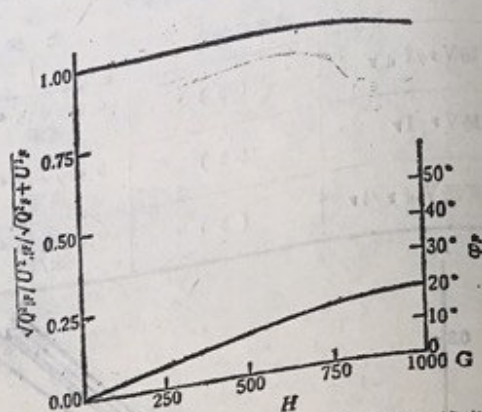


图10 光球, $\theta=0^\circ$, $\psi=75^\circ$, $\varphi=22.5^\circ$ 时, 滤光器置于线翼士 0.107 \AA 处.

1. 表 $\sqrt{Q_v^2 r^2 + U_v^2 r^2} / \sqrt{Q_v^2 r^2 + U_v^2 r^2}$ 随磁场 H 的分布
2. 表 φ_r 随磁场 H 的分布

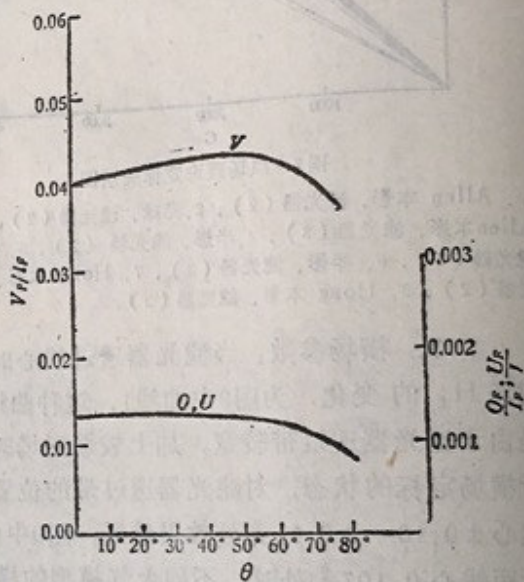


图12 光球, $H=600$ 高斯, $\psi=30^\circ$, $\varphi=22.5^\circ$ 时 V_r, Q_r, U_r 随日心 θ 角的分布

在光球, 半影和本影中的差别。而理论定标参数又与单色器与谱线的相对位置及用于归算的 I_0 等情况有关。从图7—9可见, 光球、半影及 Allen 本影的定标参数是非常接近的, Hong 本影的定标参数的灵敏度约下降1/3。可见 $Fe\lambda 5324 \text{ \AA}$ 谱线与滤光器结合使用时, 温敏效应是不严重的。

紫金山天文台太阳室王振一同志协助讨论铁元素丰度, 南京天仪厂计算机房与北京化冶所计算机室对长时间连续计算给予大力支持, 在此深表谢意。

参 考 文 献

- (1) Gurtovenko, E. A. and Kondrashova, N. N., *Solar Physics*, 68 (1980), 17—29.
- (2) Ramsey, L. W. and Johnson, H. R., *Solar Physics*, 45 (1975), 3—14.
- (3) Unno, W., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 8 (1956), 108.
- (4) Beckers, J. M., *Solar Physics*, 9 (1969), 372.
- (5) Wittmann, A., *Solar Physics*, 35 (1974), 11.
- (6) Landi Degl, Innocenti, E., *Astron. Astrophys. Suppl.*, 25 (1976), 379.
- (7) Allen, C. W., *AstroPhysical Quantities*, The Athlone Press, 1973.
- (8) Corliss, C. H. and Warrier, B., *Ap. J. Suppl.*, 8 (1964), 395.
- (9) Testerman, L. K., *Unpublished Research*, 1974.
- (10) Blackwell, D. E., *Quart. J. Ray. Astron. Soc.*, 15 (1974), 224.
- (11) May, M., Richter, J. and Wichelmann, J., *A. Ap. Suppl.*, 18 (1974), 405.
- (12) Reichel, A. J., *Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 8 (1968), 1601.
- (13) 上海计算技术研究所, 1974怎样用算法语言编程序, P. 175—178.
- (14) Moe, O. K. and Maltby, P., *Solar Physics*, 8 (1969), 275.
- (15) Hong Sik-Yun, *Solar Physics*, 16 (1971), 379.
- (16) 叶式辉等, *天文学报*, 19 (1978), 152.
- (17) Stenflo, J. O., *Solar Magnetic Fields*, 1974, No. 43, 101.
- (18) 艾国祥、胡岳风, *天体物理学报*, 1 (1981), 273.

FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ LINE FORMS IN THE SOLAR MAGNETIC FIELD AND THE THEORETICAL CALIBRATION OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD TELESCOPE

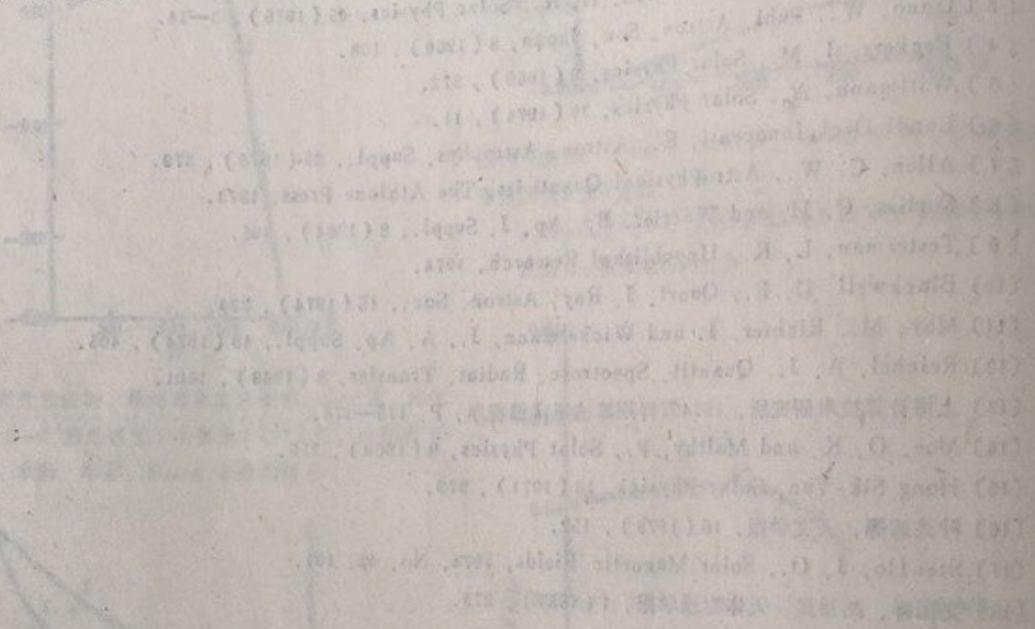
Al Guo-xiang Li Wei Zhang Hong-qi

(Beijing Observatory, Academia Sinica)

Abstract

Using the Unno-Beekers equation and the Runge-kutta method with changed step long, FeI $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ line forming in magnetic fields of the solar photosphere, penumbra and umbra has been computed. When using the special birefringence filter with half width 0.15 \AA which is the monochromator of the Solar Magnetic Field Telescope, the coefficients of the theoretical calibration for the solar magnetic field and Solar sight line velocity field have been com-

puted also. It is shown that the coefficients of the theoretical calibration of the longitudinal magnetic field and the sight line velocity field have well linearity and well stability as well as moderate sensitivity. The line is very good for research of the solar active regions. When the transverse magnetic fields are observed, It is the best that the transparent band of the birefringence filter is placed on 0.1\AA — 0.11\AA from the line centre. When the magneto-optical effect is considered, the theoretical calibration of the transverse magnetic field becomes more complicated. The temperature sensitive effect of the



THE SOLAR MAGNETIC FIELD TELESCOPE
 FIELD AND THE THEORETICAL CALIBRATION OF
 LINE FORMS IN THE SOLAR MAGNETIC

Li Wei, Zhang Hong-di

Abstract

Using the Unno-theory equation and the Heisenberg's method with observation data, the theoretical calibration of the magnetic field of the solar active regions is computed. When using the special magneto-optical effect, the coefficients of the theoretical calibration of the transverse magnetic field have been computed. It is shown that the coefficients of the theoretical calibration of the longitudinal magnetic field and the sight line velocity field have well linearity and well stability as well as moderate sensitivity. The line is very good for research of the solar active regions. When the transverse magnetic fields are observed, It is the best that the transparent band of the birefringence filter is placed on 0.1\AA — 0.11\AA from the line centre. When the magneto-optical effect is considered, the theoretical calibration of the transverse magnetic field becomes more complicated. The temperature sensitive effect of the