

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.04.02

太阳散射偏振研究进展

李 昊^{1,2}, 屈中权¹

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 太阳磁场的诊断对研究太阳物理有着重要的意义。近几十年, 许多科学家利用汉勒效应 (Hanle effect) 进行诊断弱磁场的研究。而利用汉勒效应诊断弱磁场, 需要对偏振的产生机制有一个完整的理解。直到近年来, 随着技术的发展, 对偏振的测量精度达到 10^{-5} 的 ZIMPOL (Zurich Imaging Polarimeter) 获得以斯托克斯参量 Q/I 为表征的第二太阳光谱 (second solar spectrum), 展现丰富的散射偏振特征, 促进了偏振研究的蓬勃发展。通过对第二太阳光谱的研究, 使我们对偏振产生机制理解得更为透彻, 从而使利用汉勒效应诊断弱磁场逐渐成为可能。主要介绍了用量子电动力学为基础的密度矩阵来研究偏振光谱产生的物理过程, 并简要介绍了近年有关在第二太阳光谱和汉勒效应研究的一些进展。

关键词: 太阳磁场; 汉勒效应; 偏振; 谱线轮廓

中图分类号: P182.7

文献标识码: A

1 引 言

我们只能通过获取太阳发出的光子和粒子信息对其进行研究, 其中光谱观测给我们提供了大量的信息, 可以用来确定太阳中的元素丰度、密度、温度等。根据电磁理论, 辐射中除了包含光强度信息以外还有偏振信息, 使用 4 个斯托克斯参量来描述辐射比单纯用强度 I 可以获得更完整的辐射信息。偏振的产生主要是由于空间对称性的破坏, 如折射、反射以及存在磁场, 因此偏振成为诊断磁场的重要工具。而研究太阳磁场又是研究太阳物理的重要基础, 太阳磁场的诊断可以为研究太阳物理以及日冕加热提供重要依据。

磁场的诊断通常通过偏振分析计, 利用塞曼效应来进行。当存在磁场时, 原子 J 能级的不同子能级的简并消失, 能级发生分裂, 辐射出的光子除了在频率上发生变化外, 还拥有不同的偏振态; 因此, 可以利用塞曼效应产生的光谱分裂来诊断磁场。自从 1908 年 Hale^[1] 利用塞曼效应发现太阳黑子中存在磁场以来, 利用塞曼效应诊断磁场已经成为天体物理中磁场

收稿日期: 2014-04-06; 修回日期: 2014-05-05

资助项目: 国家自然科学基金 (11078005, 11373065); 973 项目 (G2011CB811400)

通讯作者: 李昊, sayahoro@ynao.ac.cn

诊断的主要手段。但是当磁场很弱的时候,塞曼分裂不明显,此时用塞曼效应诊断磁场的误差很大。塞曼效应通常只能用来诊断 0.01 T 以上的磁场,而太阳宁静区存在大量小于 0.01 T 的湍流磁场^[2, 3],这些弱磁场的诊断是研究太阳磁场的主要难题。塞曼效应产生的分裂通常认为是独立不相干的,这在磁场较强,分裂的裂距较大的情况下是成立的。而在磁场强度很小,分裂不明显的时候,不同的 m 子能级发出的光子具有一定相干性。1923 年 Hanle 展示了存在磁场的情况下,不同的 m 子能级发出的光子存在部分相干性,并且当磁场强度逐渐增加,相干性越来越弱,直至消失;这种在不同子能级之间产生的干涉效应称为汉勒效应。之后 House^[4-6], Omont 等人^[7], Bommier 等人^[8] 和 Stenflo^[9] 展开了一系列关于汉勒效应理论的研究。Stenflo^[10] 和 Trujillo Bueno^[11] 指出,可以利用汉勒效应来研究弱磁场。利用汉勒效应诊断磁场是十分复杂的,汉勒效应的具体应用还有很长的路要走,需要对偏振的产生机制有一个全面的理解。近年来,偏振分析计等仪器的设计和研究取得重大进展,尤其是对 ZIMPOL 技术^[12-14] 的研究,使得我们对斯托克斯 Q/I 的测量精度达到了 10^{-5} 。利用 ZIMPOL 高偏振的测量精度和光谱分辨率,Stenflo 等人^[15, 16] 在日面边缘获得了大量丰富的 Q/I 谱线轮廓,这种偏振光谱称为第二太阳光谱。利用 ZIMPOL 技术 Gandorfer 也获得了从紫外到近红外的第二太阳光谱^[17-19]。第二太阳光谱产生的主要原因是由于不对称的辐射场使原子在各个子能级上分布的不均匀性导致,而汉勒效应也可以通过磁场产生这种能级上的不均匀分布。正如 Stenflo^[20] 指出,通过对第二太阳光谱的研究,使我们更完整地理解偏振的产生机制,完善量子力学的基础理论;同时,它也是研究汉勒效应的重要基础。

本文主要介绍用密度矩阵方法研究偏振谱线在磁场中的形成理论,以及关于第二太阳光谱及汉勒效应近年来的研究进展。叶式辉^[21] 在 1998 年也曾做过类似综述,但本文主要侧重于谱线在磁场中形成的理论,以及近年的研究进展。第 2 章介绍以量子力学为基础的密度矩阵理论,以及构成研究基础的统计平衡方程与辐射转移方程;第 3 章着重介绍第二太阳光谱取得的一些成果;第 4 章介绍了汉勒效应的一些现象;第 5 章进行简单的总结与展望。

2 基本理论

本章主要介绍应用密度矩阵描述原子能级分布的基础理论,以及作为谱线形成理论基础的密度矩阵形式的统计平衡方程和辐射转移方程。文中只列了比较重要的公式,具体的推导可以参见文中所引文献。

2.1 密度矩阵的多极分量形式

密度算符最初的数学表达式由 Von Neumann 在 1927 年给出,密度算符与其对应的密度矩阵用来描述混合态量子系统的物理性质。假设一量子系统处于纯态 $|\psi^1\rangle, |\psi^2\rangle, |\psi^3\rangle, \dots$ 的概率分别为 P_1, P_2, P_3, \dots , 则密度算符的定义为:

$$\rho = \sum_{\alpha} P_{\alpha} |\psi^{(\alpha)}\rangle \langle \psi^{(\alpha)}| \quad (1)$$

密度算符在希尔伯特空间中作用于一组正交基 $|u_i\rangle$, $i = 1, 2, 3, \dots, n$ 可得密度矩阵:

$$\rho_{mn} = \langle u_m | \rho | u_n \rangle = \sum_{\alpha} P_{\alpha} \langle u_m | \psi^{(\alpha)} \rangle \langle \psi^{(\alpha)} | u_n \rangle, \quad (2)$$

其中 ρ_{mn} 为密度矩阵元, 对角矩阵元 ($m = n$) 表征能级占有数, 非对角矩阵元 ($m \neq n$) 为描述不同子能级之间干涉效应的干涉项。

1957 年 Fano^[22] 使用密度矩阵来描述原子在各个子能态上的分布。为了方便使用, Omont^[23] 和 Landi Degl'Innocenti^[24] 给出了密度算符的多极分量形式:

$$\rho_Q^K(J) = \sum_{MM'} (-1)^{J-M} \sqrt{2K+1} \begin{pmatrix} J & J & K \\ M & -M' & -Q \end{pmatrix} \rho_J(M, M'), \quad (3)$$

其中, $K = 0, 1, \dots, 2J$, $Q = -K, -K+1, \dots, K-1, K$; $\begin{pmatrix} J & J & K \\ M & -M' & -Q \end{pmatrix}$ 为 Wigner 3j 算符。

表 1 密度矩阵的多极分量 $\rho_Q^K(\alpha J)$ 对密度矩阵元 $\rho_{\alpha J}(M, M')$ 的展开形式^[25]

$J = 0$	$\rho_0^0 = \rho(0, 0)$
$J = \frac{1}{2}$	$\rho_0^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\rho(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) + \rho(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})]$
	$\rho_0^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\rho(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) - \rho(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})]$
	$\rho_1^1 = -\rho(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$
$J = 1$	$\rho_0^0 = \frac{1}{\sqrt{3}} [\rho(1, 1) + \rho(0, 0) + \rho(-1, -1)]$
	$\rho_0^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\rho(1, 1) - \rho(-1, -1)]$
	$\rho_1^1 = -\frac{1}{\sqrt{2}} [\rho(1, 0) + \rho(0, -1)]$
	$\rho_0^2 = \frac{1}{\sqrt{6}} [\rho(1, 1) - 2\rho(0, 0) + \rho(-1, -1)]$
	$\rho_1^2 = -\frac{1}{\sqrt{2}} [\rho(1, 0) - \rho(0, 1)]$
	$\rho_2^2 = \rho(1, -1)$

表 1 给出了 $J = 0$, $J = 1/2$ 和 $J = 1$ 时, 密度矩阵的多极分量形式 $\rho_Q^K(\alpha J)$ 展开为密度元 $\rho_{\alpha J}(M, M')$ 的表达式, 其中 Q 为负值的表达式可以通过 $\rho_{-Q}^K(\alpha J) = (-1)^Q \rho_Q^K(\alpha J)^*$ 得到。从表中可以看出 $\sqrt{2J+1}\rho_0^0$ 表示在 J 能级的占有数。通常在弱不对称的辐射场情况下, 太阳大气满足此条件, $\rho_Q^K(J)$ 中 $K \leq 2$ 项通常很弱, 不足以影响谱线轮廓; $K = 2$ 的项称为排列分量 (alignment component), 主要贡献于线偏振; $K = 1$ 的项称为取向分量 (orientation component), 主要贡献于圆偏振。

2.2 统计平衡方程

假设太阳大气的辐射是稳定的, 则每一能态上原子数不随时间变化, 即原子各个能级之

间的跃迁达到动态平衡,即统计平衡。统计平衡方程可由密度矩阵元给出^[26, 27]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{mm'} = & -2\pi i\nu_{mm'}\rho_{mm'} + \sum_{nn'}\rho_{nn'}T_A(m, m', n, n') + \\ & \sum_{pp'}\rho_{pp'}T_E(m, m', p, p') + \sum_{pp'}\rho_{pp'}T_S(m, m', p, p') - \\ & \sum_{m''}[\rho_{mm''}R_A(m, m', m'') + \rho_{m''m'}R_A(m', m'', m)] - \\ & \sum_{m''}[\rho_{mm''}R_E(m'', m, m') + \rho_{m''m'}R_E(m, m', m'')] - \\ & \sum_{m''}[\rho_{mm''}R_S(m'', m, m') + \rho_{m''m'}R_S(m, m', m'')] . \end{aligned} \quad (4)$$

式(4)左边表示密度矩阵元随时间的变化。右边第一项描述由两个能态 $|m\rangle$ 和 $|m'\rangle$ 产生的干涉项 $\rho_{mm'}$ 的弛豫过程,并且明显的是当这两个能态简并的时候,这一项的系数为0;当玻尔频率 $2\pi i\nu_{mm'}$ 远远大于跃迁速率的时候, $|m\rangle$ 和 $|m'\rangle$ 能级之间的干涉效应趋近于0。式(4)右边其他项代表由跃迁引起的 $\rho_{mm'}$ 的增加或减少,其中 T 表示增加, T_A 由下能级的吸收产生, T_E 由上能级的自发发射产生, T_S 由上能级的受激发射产生; R 表示减少, R_A 、 R_E 和 R_S 分别由吸收、自发发射和受激发射产生,具体的跃迁系数由Landi Degl'Innocenti^[26, 27]于1984年在量子电动力学的框架下给出。式中磁场通过玻尔频率 $2\pi i\nu_{mm'}$ 作用到整个方程中,此项即汉勒效应项。当原子各个能级之间达到动态平衡,等式左边等于0,即达到统计平衡。Landi Degl'Innocenti等人做了适当简化后应用到以下几种情况:

- (1) 原子没有超精细结构,并且只考虑属于相同 J 能级的不同子能级的干涉效应;
- (2) 原子没有超精细结构,在LS耦合假设下,考虑不同 J 能级的子能级之间的干涉效应;
- (3) 原子存在超精细结构,只考虑相同 J 能级之间不同子能级之间的干涉效应。具体形式见Landi Degl'Innocenti的专著^[25]。

在统计平衡的计算中,要考虑吸收过程和受激发射过程,这都需要计算外界辐射场。辐射场的多极分量形式由Landi Degl'Innocenti^[27]在1984年给出,假定 z 方向为沿径向方向,则有:

$$J_Q^K(\nu) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \sum_{i=0}^3 \mathcal{T}_Q^K(i, \Omega) S_i(\nu, \Omega) , \quad (5)$$

其中, $S_i(\nu, \Omega) = I, Q, U, V$ 表示斯托克斯参数,不可约化张量 $\mathcal{T}_Q^K(i, \Omega)$ 描述入射光的几何关系。如果假定辐射场是非偏振的并且沿径向轴对称,则上述方程中只有两项是非零的:

$$J_0^0(\nu) = \oint \frac{d\Omega}{4\pi} I(\nu, \mu) , \quad (6)$$

$$J_0^2(\nu) = \oint \frac{d\Omega}{4\pi} \left(\frac{1}{2\sqrt{2}} (3\mu^2 - 1) I(\nu, \mu) \right) . \quad (7)$$

其中, $I(\nu, \mu)$ 是入射光的强度, $\mu = \cos\theta$, θ 为日心角; $J_0^0(\nu)$ 用来描述辐射场的平均强度, $J_0^2(\nu)$ 用来描述辐射场的不对称性。为了方便, 可以使用 2 个无量纲量, 即平均光子数密度 $\bar{n}(\nu)$ 和不对称因子 w_ν 代替这 2 个参量, 其表达式为:

$$\bar{n} = \frac{c^2}{2h\nu^3} J_0^0(\nu) \quad , \quad (8)$$

$$\Omega_\nu = \sqrt{2} \frac{J_0^2(\nu)}{J_0^0(\nu)} \quad . \quad (9)$$

2.3 辐射转移方程

求解辐射转移方程对研究光学厚的恒星大气的性质非常重要。利用辐射转移方程可以研究光线传播路径上的恒星大气的物理条件, 如原子密度、电子密度和温度等。辐射转移方程的建立是为了研究谱线的轮廓, 非偏振的辐射转移方程由 Eddington、Milne、Schuster 和 Schwarzschild 等人在 1910 年到 1930 年间逐步建立起来, 而关于偏振辐射转移方程的研究进展却十分缓慢。在非偏振的辐射转移方程建立后, 只有少数科学家为了得到塞曼效应产生的分裂谱线的轮廓而对其进行了研究: Babcock^[28] 在 1949 年研究了在磁场很强的情况下每个塞曼分量的形成, Hubenet^[29] 在 1954 年研究了磁场方向沿视线方向的情况下每个塞曼分量的形成。偏振辐射转移直到 1956 年才有了跨越性的进展, 日本天体物理学家 Unno^[30] 获得了斯托克斯 4 个分量的辐射转移方程, 但是其给出的辐射转移方程还存在以下问题:

- (1) 虽然考虑了二向色性 (dichroism effect) 的作用, 但忽略了色散的影响;
- (2) 只能应用于正常塞曼效应;
- (3) 该辐射转移方程基于局部热动平衡近似;
- (4) 不能处理频率再分布的问题。

1962 年, Rachkovsky^[31] 采用经典近似, 考虑了复数的折射系数后, 得到了更加完整的辐射转移方程。1969 年 Beckers^[32] 把 Unno-Rachkovsky 方程应用到任意的塞曼分量。1977 年 Sahal-Brechot 等人^[33] 利用密度矩阵建立的统计平衡方程来解决宽带散射辐射问题, 并取得了成功。因此, 建立密度矩阵形式下的统计平衡方程和与之相联系的辐射转移方程变得十分必要。1983 年 Landi Degl'Innocenti 等人^[26] 基于量子电动力学的近似下获得了原子与辐射场作用的统计平衡方程和辐射转移方程。偏振光的辐射转移方程可以写成矩阵形式:

$$\frac{dI}{ds} = -KI + \epsilon \quad , \quad (10)$$

其中, I 是斯托克斯矢量, ϵ 是斯托克斯矢量形式下的发射系数, K 是传播矩阵。传播矩阵的形式如下:

$$K = \begin{pmatrix} \eta_I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & 0 & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & 0 & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_V & -\rho_U \\ 0 & -\rho_V & 0 & \rho_Q \\ 0 & \rho_U & -\rho_Q & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad (11)$$

第一个矩阵叫做吸收矩阵, 表示对每一个偏振态光子能量的吸收; 第二个矩阵叫做二向色性矩阵; 第三个矩阵叫做色散矩阵. 对于各向同性的介质来说, 第二个和第三个矩阵都为零.

辐射转移方程应用十分广泛, 可以用来研究任意的原子系统, 如超精细结构和分子谱线; 并可以应用到任意物理条件下, 如考虑磁场和电场、偏振和不对称的辐射场, 碰撞效应. 具体的一些应用可以参见 Landi Degl'Innocenti 等人^[25]2004 年的著作. 在不考虑超精细结构, 并且只考虑原子相同 J 能级的不同子能级之间的干涉效应的情况下, 辐射转移方程中的系数可以写成:

$$\begin{aligned}\epsilon_i(\nu, \boldsymbol{\Omega}) &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \eta_i^S(\nu, \boldsymbol{\Omega}) \quad , \\ \eta_i(\nu, \boldsymbol{\Omega}) &= \eta_i^A(\nu, \boldsymbol{\Omega}) - \eta_i^S(\nu, \boldsymbol{\Omega}) \quad .\end{aligned}\quad (12)$$

其中,

$$\begin{aligned}\eta_i^A(\nu, \boldsymbol{\Omega}) &= \frac{h\nu}{4\pi} \mathcal{N} \sum_{\alpha_\ell J_\ell} \sum_{\alpha_u J_u} (2J_\ell + 1) B(\alpha_\ell J_\ell \rightarrow \alpha_u J_u) \sum_{KQK_\ell Q_\ell} \sqrt{3(2K+1)(2K_\ell+1)} \times \\ &\quad \sum_{M_\ell M'_\ell M_u q q'} (-1)^{1+J_\ell-M_\ell+q'} \begin{pmatrix} J_u & J_\ell & 1 \\ -M_u & M_\ell & -q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_u & J_\ell & 1 \\ -M_u & M'_\ell & -q' \end{pmatrix} \times \\ &\quad \begin{pmatrix} 1 & 1 & K \\ q & -q' & -Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_\ell & J_\ell & K_\ell \\ M_\ell & -M'_\ell & -Q_\ell \end{pmatrix} \times \\ &\quad \text{Re}[\mathcal{T}_Q^K(i, \boldsymbol{\Omega}) \rho_{Q_\ell}^{K_\ell}(\alpha_\ell J_\ell) \Phi(\nu_{\alpha_u J_u M_u, \alpha_\ell J_\ell M_\ell - \nu})] \quad ,\end{aligned}\quad (13)$$

$$\begin{aligned}\eta_i^S(\nu, \boldsymbol{\Omega}) &= \frac{h\nu}{4\pi} \mathcal{N} \sum_{\alpha_\ell J_\ell} \sum_{\alpha_u J_u} (2J_u + 1) B(\alpha_u J_u \rightarrow \alpha_\ell J_\ell) \sum_{KQK_u Q_u} \sqrt{3(2K+1)(2K_u+1)} \times \\ &\quad \sum_{M_u M'_u M_\ell q q'} (-1)^{1+J_u-M_u+q'} \begin{pmatrix} J_u & J_\ell & 1 \\ -M_u & M_\ell & -q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_u & J_\ell & 1 \\ -M'_u & M_\ell & -q' \end{pmatrix} \times \\ &\quad \begin{pmatrix} 1 & 1 & K \\ q & -q' & -Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_u & J_u & K_u \\ M'_u & -M_u & -Q_u \end{pmatrix} \times \\ &\quad \text{Re}[\mathcal{T}_Q^K(i, \boldsymbol{\Omega}) \rho_{Q_u}^{K_u}(\alpha_u J_u) \Phi(\nu_{\alpha_u J_u M_u, \alpha_\ell J_\ell M_\ell - \nu})] \quad .\end{aligned}\quad (14)$$

式中 $i = I, Q, U, V$ 表示 4 个斯托克斯分量, \mathcal{N} 表示原子的数密度, $\Phi(\nu_{\alpha_u J_u M_u, \alpha_\ell J_\ell M_\ell - \nu})$ 表示谱线的轮廓. 谱线的轮廓通常为复轮廓, 为高斯轮廓和洛伦兹轮廓的卷积. 虽然辐射转移对太阳谱线的研究取得了巨大的成功, 但 Landi Degl'Innocenti^[34] 在 2009 年指出, 现在的辐射转移方程仍然是不完整的, 还不能很好地处理部分频率再分布 (partial frequency redistribution) 问题, 一些谱线的轮廓仍然不能得到很好的解释.

2.4 碰撞效应

碰撞的影响在第二太阳光谱中是十分重要的, 它可以显著影响谱线的偏振度; 因此, 大量科学家研究了碰撞速率的问题. 一般来说, 碰撞可以分为弹性碰撞和非弹性碰撞: 弹性碰

撞是指碰撞以后原子没有发生能级跃迁, 非弹性碰撞则是指碰撞以后原子的能态发生变化。而弹性碰撞又可以分成两种: (1) 严格弹性碰撞。碰撞过程中原子没有发生塞曼子能级之间的变化。(2) 非严格弹性碰撞。碰撞过程中, 原子可以发生塞曼子能级之间的变化。由于弹性碰撞可以改变原子在塞曼子能级的状态, 因此可以改变原子能级的排列分量和取向分量, 从而改变光的偏振状态, 所以弹性碰撞又称为退偏振碰撞。非弹性碰撞则又可以分为碰撞激发和碰撞退激发。碰撞速率可以写成多极分量的形式, 用下标 I 表示碰撞激发, 用下标 S 表示碰撞退激发。 K 阶分量与 0 阶分量的关系由 Landi Degl'Innocenti^[25] 得出:

$$C_S^{(K)}(\alpha J, \alpha_u J_u) = (-1)^K \frac{\begin{Bmatrix} J & J & K \\ J_u & J_u & \tilde{K} \end{Bmatrix}}{\begin{Bmatrix} J & J & 0 \\ J_u & J_u & \tilde{K} \end{Bmatrix}} C_S^{(0)}(\alpha J, \alpha_u J_u) , \quad (15)$$

$$C_I^{(K)}(\alpha J, \alpha_\ell J_\ell) = (-1)^K \frac{\begin{Bmatrix} J & J & K \\ J_\ell & J_\ell & \tilde{K} \end{Bmatrix}}{\begin{Bmatrix} J & J & 0 \\ J_\ell & J_\ell & \tilde{K} \end{Bmatrix}} C_I^{(0)}(\alpha J, \alpha_\ell J_\ell) . \quad (16)$$

对于非弹性碰撞有:

$$C_E^{(K)}(\alpha J) = (-1)^K \frac{\begin{Bmatrix} J & J & K \\ J & J & \tilde{K} \end{Bmatrix}}{\begin{Bmatrix} J & J & 0 \\ J & J & \tilde{K} \end{Bmatrix}} C_E^{(0)}(\alpha J) , \quad (17)$$

其中大括号为 $6j$ 符号。在波恩近似下, 即电子的能量远远大于碰撞跃迁所需的能量时, 取 $\tilde{K} = 1$ 。

在太阳大气中弹性碰撞通常发生于原子与氢原子之间, 而非弹性碰撞通常由原子与电子的碰撞产生^[35]。弹性碰撞系数不同计算的主要区别在于发生碰撞过程中原子与氢原子相互作用势能计算的区别。依据不同相互作用势近似有以下 3 种方法来计算碰撞速率。

在 Van der Walls 近似下, 弹性碰撞速率为^[36]:

$$C_E^{(0)}(\alpha J) = 1.4 \times 10^{-10} [\langle r^2(\alpha J) \rangle]^{0.4} \left[T \left(1 + \frac{1}{\mu} \right) \right]^{0.3} n_H , \quad (18)$$

其中 T 表示原子的温度, n_H 的单位为 cm^{-3} , 表示氢原子的数密度, μ 为原子的有效质量, $\langle r^2(\alpha J) \rangle$ 表示 (αJ) 能级的电子云的均方半径。原子的均方半径可由以下公式近似获得:

$$\langle r^2(\alpha J) \rangle = \frac{5}{2} \left(\frac{13.6}{I_{\text{ion}} - E_{\alpha J}} \right)^2 . \quad (19)$$

2000 年 Kerkeni 等人^[37] 利用 Werner 和 Knowles 的程序包 MOLPRO^[38-41], 使用量子化学方法得到原子的势能曲线, 从而计算出碰撞速率。2002 年, 他们得到 Mg、Ca 和 Na 的碰撞速率^[42]; 2003 年他们又得到 Ca II 的 s, p, d 能级的碰撞速率^[43]。

2004 年 Derouich 等人利用 ABO 半经典模型计算退偏振碰撞速率^[47, 48], 这种方法用的是 RSU (Rayleigh-Schrödinger-Unsöld) 相互作用势。该方法计算的 Mg, Ca 和 Na 的碰撞速率^[49] 与 2002 年 Kerkeni 等人^[42] 使用量子化学方法得出的速率比较接近。其好处是比较容易计算重原子和复杂原子系统的碰撞速率。这种方法已经应用到如下几种情况:

- (1) p 能级的中性原子^[49];
- (2) d 能级的中性原子^[50];
- (3) f 能级的中性原子^[51];
- (4) 离子的碰撞^[52];
- (5) 复杂的原子或离子系统, 碰撞过程中保持自旋不变^[53];
- (6) 复杂的原子或离子系统, 在球对称情况下, 碰撞过程中自旋发生改变^[54, 55];
- (7) 复杂的原子或离子系统, 非球对称情况下, 碰撞过程中自旋发生改变^[56, 57]。

非弹性碰撞主要是原子与电子之间的碰撞, 碰撞速率可以由 Van Regemorter^[58] 的公式得出,

$$C_S^{(0)}(\alpha J, \alpha_u J_u) = 20.60A(\alpha_u J_u \rightarrow \alpha J)\lambda_{\text{cm}}^3 N_e T_e^{-1/2} P\left(\frac{\Delta E_n}{KT}\right) . \quad (20)$$

假定碰撞粒子服从麦克斯韦速率分布, 并且满足细致平衡, 则可以得到 Einstein-Milne 关系:

$$C_S^{(0)}(\alpha J, \alpha_u J_u) = \frac{2J+1}{2J_u+1} C_I^{(0)}(\alpha_u J_u, \alpha J) \exp\left[\frac{E(\alpha_u J_u) - E(\alpha J)}{K_B T}\right] . \quad (21)$$

在恒星大气中, 通常满足碰撞时间远远小于由辐射引起的原子弛豫时间的条件, 碰撞速率可以和跃迁系数一起加到统计平衡方程中^[25],

$$\frac{d}{dt}\rho = \sum [R + S] \times \rho , \quad (22)$$

其中, R 和 S 分别代表辐射跃迁速率和碰撞跃迁速率, ρ 代表密度算符。2013 年 Belluzzi 等人^[59] 研究了非弹性碰撞效应在不同 J 能级的子能级之间的量子干涉效应并发现, 只有碰撞退激发速率和自发跃迁速率的比达到 0.01 以上的时候, 非弹性碰撞效应才会有明显的作用。

2.5 部分频率再分布

如果假设原子发射的光子和之前吸收的光子没有联系, 称为完全频率再分布 (complete frequency redistribution)。而考虑发射光子和吸收光子有一定联系则称为部分频率再分布。部分频率再分布的核心内容是频率再分布矩阵, 频率再分布矩阵的推导可以追溯到 Omont 等人^[7] 和 Domke 等人^[60] 的工作, 但是直到 1997 年, 在量子电动力学的框架下, Bommier^[61, 62] 假设两能级原子且下能级无限窄的前提下, 才获得适合用于辐射转移方程的部分频率再分布矩阵; 1999 年 Bommier 等人又在经典理论下得到了类似的再分布矩阵。频率再分布可以描述为 Hummer 的相干散射频率再分布矩阵 R_{II} 和非相干散射频率再

分布矩阵 R_{III} 函数^[63] 的线性组合。其中 R_{II} 和 R_{III} 所占比重由多种类型的碰撞决定^[60, 62], 所占比重写成多极分量形式则有:

$$R_{\text{II}} : \alpha = \frac{\Gamma_R + \Gamma_I}{\Gamma_R + \Gamma_I + \Gamma_E} , \quad (23)$$

$$R_{\text{III}} : \beta^{(K)} - \alpha = \frac{\Gamma_R + \Gamma_I}{\Gamma_R + \Gamma_I + D^{(K)}} - \frac{\Gamma_R + \Gamma_I}{\Gamma_R + \Gamma_I + \Gamma_E} , \quad (24)$$

其中 $\Gamma_R, \Gamma_I, \Gamma_E$ 分别是辐射、碰撞退激发和弹性碰撞产生的展宽, $D^{(K)}$ 是弹性碰撞产生的退偏振速率,

$$D^{(K)}(\alpha J) = C_E^{(0)}(\alpha J) - C_E^{(K)}(\alpha J) . \quad (25)$$

Bommier 等人是在原子静止坐标系下得到的频率再分布矩阵。Sampoorna 等人^[64-66] 将这个理论应用到实验室的坐标系下, 并进行了数值计算。Nagendra 等人^[67-69] 也研究了部分频率再分布下的汉勒效应以及数值解法。Belluzzi 等人则应用这一理论拟合了 Mg II H 和 K 线^[70], H I 和 He II 的 Ly α 线^[71]。

3 第二太阳光谱

偏振的产生主要是由于空间对称性的破缺, 如存在磁场时的塞曼效应。当磁场不存在时散射同样会产生对称性的破缺而产生偏振信号。早在 1983 年 Stenflo 等人^[72, 73] 就对太阳散射偏振光谱进行了观测。观测从紫外 (3165 Å) 到近红外 (9950 Å), 这也促使了 Ivanov^[74] 1991 年将这种散射偏振光谱命名为第二太阳光谱。最初观测偏振度的噪声水平只能达到 10^{-3} , 直到 20 世纪 90 年代 ZIMPOL 技术的应用, 使得噪声水平达到 10^{-5} , Stenflo 等人^[15, 16] 才获得高精度和结构丰富的第二太阳光谱。之后 Gandorfer 也获得了从紫外到近红外的高精度第二太阳光谱^[17-19]。高偏振精度和高光谱分辨率的第二太阳光谱展现了大量丰富的谱线特征。第二太阳光谱拥有以下特性: (1) 在太阳通常的强度光谱中有 1 万多条谱线, 但是在第二太阳光谱中只有很少的谱线表现出较强的偏振信号, 并且这些较强的偏振信号有一部分来自地球稀有元素以及分子谱线; (2) 很多谱线有退偏振现象, 偏振度小于附近连续谱的偏振度; (3) 在太阳的强度光谱中大多数谱线的轮廓很相似, 但是在第二太阳光谱中, 谱线轮廓区别很大, 并且存在大量多峰结构。科学家们在第二太阳光谱的研究中取得一系列进展。Belluzzi 等人^[75] 在 2009 年根据谱线轮廓对第二光谱进行了分类。Berdyugina 等人^[76] 和 Landi Degl'Innocenti^[77, 78] 解释了, 为什么在普通光谱中不显眼的分子线, 在第二太阳光谱中也有比较明显的谱线轮廓。类似于分子谱线, 许多地球稀有元素在第二太阳光谱中也很明显, Manso Sainz 等人^[79, 80] 在这方面做了一些工作, 研究了 Ti I 和 Ce II 的第二太阳光谱的偏振度。

Ba II D₂ (4554 Å) 的第二太阳光谱展示出窄的三峰结构, 但是 Ba II 的强度光谱只是一个单峰的吸收线。1997 年 Stenflo^[81] 把这一观测结果解释为同位素和超精细结构的作用; 随

后 Belluzzi 等人^[44] 考虑同位素和超精细结构对其进行拟合, 发现这条谱线对磁场十分敏感。图 1 为 Belluzzi 理论计算的 Q/I 谱线轮廓随磁场强度的变化。

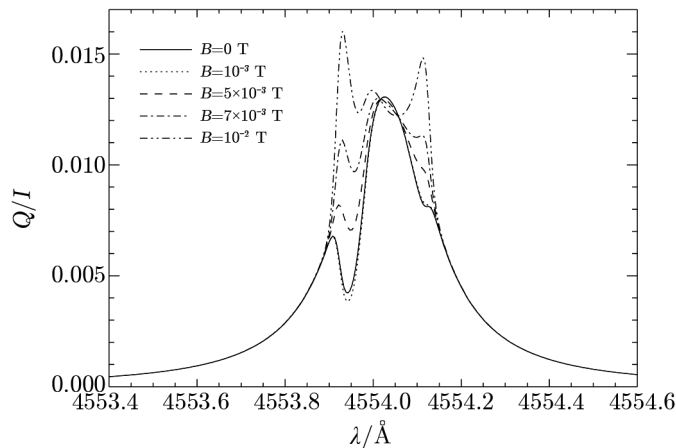


图 1 Ba II D₂ 线理论轮廓^[44]

图中展示了在日面边缘 $\mu = 0.1$, Ba II D₂ 偏振谱线随磁场强度的变化。磁场方向垂直于太阳径向, 并且方位角为 0° 。

Li (6708 Å) 在通常的强度光谱中是无法看到的, 但是在第二太阳光谱中却可以明显看到^[45]。Li 的同位素 92.4% 为 ⁷Li 且核自旋为 3/2, 7.6% 为 ⁶Li 没有核自旋。Belluzzi 等人^[82] 2009 年考虑 Li 的同位素和超精细结构对其第二光谱进行拟合, 基本符合观测特征。谱线的展宽使得超精细结构在强度光谱中几乎看不到, 但是在第二光谱中可以清晰观测到偏振谱线的多峰结构。

迄今为止, 虽然通过理论研究解释了第二太阳光谱中的大量结构, 但仍然存在一些暂时没有合理解释的问题^[84], 如 Na I 和 Ba II 的 D₁ 线发生的散射过程是 $J = \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$, 原本应该是非偏振的, 但是在第二太阳光谱中却可以明显地观测到偏振信号^[45, 85]。图 2 为第二太阳光谱中著名的 Na I 的 D₁ 和 D₂ 谱线轮廓。Landi Degl'Innocenti^[86] 和 Casini 等人^[87, 88] 将其解释为由超精细结构的光学输运引起的。但随后 Trujillo Bueno 等人^[89], Kerkeni 等人^[90] 和 Klement 等人^[91] 的研究工作表明, 这种解释给出的 Na I D₁ 线的偏振度的对称性是相反的。对 Na I 和 Ba II D₁ 线的研究仍然在进行中, 包括考虑同位素、超精细结构、部分频率再分布和量子干涉等等。我们对此的研究还远远不够, 但通过对第二太阳光谱谱线轮廓的研究, 可以促进我们对量子力学基础理论的理解。

4 汉勒效应

汉勒效应可以用经典的电偶极子的振动来描述。非偏振的入射光使偶极子沿着横向振动, 当观测者与入射光方向成 90° 角时, 观测到振子垂直于散射面振动, 在没有磁场的情况下我们将观测到 100% 的线偏振光。如果沿着散射的方向存在磁场, 则振子将会绕着磁场发

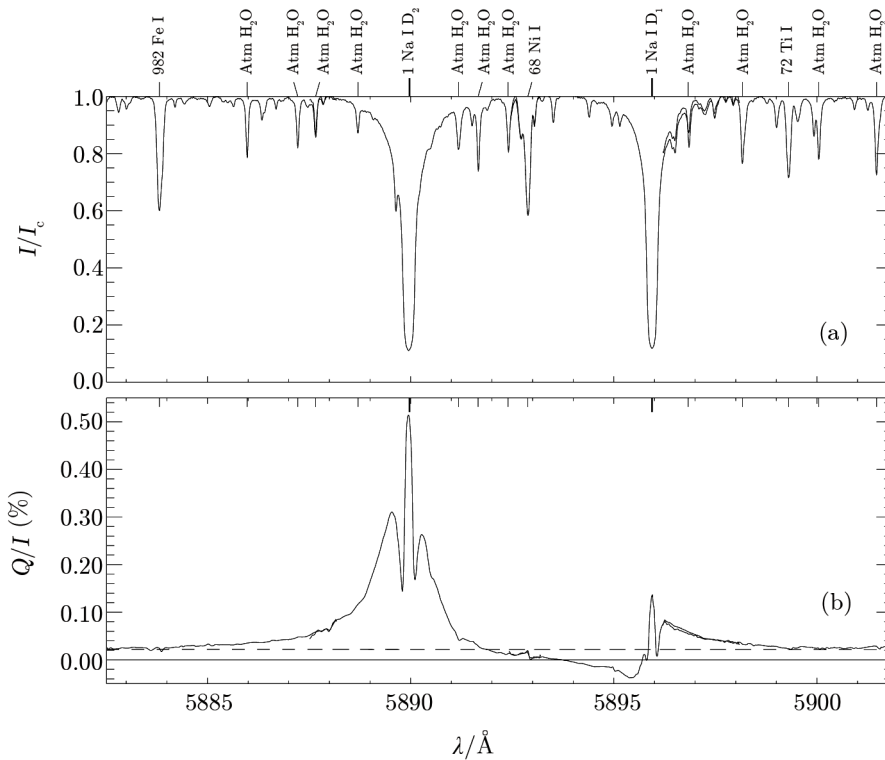


图 2 Na I D₁ 和 D₂ 线的第二太阳光谱^[45]

1995 年 4 月 3 日得到的在太阳北极边缘区域的 Na I D₂ 5889.97 Å 和 D₁ 5895.94 Å 处的光谱图, (a) 图为强度的光谱, (b) 图为线偏振的光谱。其中连续谱的偏振度是根据 Fluri 等人^[46]的工作得到的。

生进动, 形成玫瑰型的图案, 如图 3 (a) 所示: 磁场从左向右增加, 当进动速率小于阻尼速率时, 观测到的偏振情况和没有磁场时偏离很小; 但是当进动的速率比阻尼速率大很多时, 观测到的是非偏振光; 当进动速率和阻尼速率相当时, 就会观测到部分偏振光, 并且线偏振面会发生旋转。图 3 (b) 展示了观测到的汉勒效应现象, 该光谱是使用 ZIMPOL 偏振分析计在日面边缘观测到的 Ca I 4227 Å 附近谱线, 狭缝的方向垂直径向且平行于最近的日面边缘。Ca I 4224 Å 的线心形成于色球下层, 当没有磁场时, 观测到的 Q 分量沿着狭缝应该不发生变化, 并且 U 和 V 应该都为零; 但观测到的 Q/I 和 U/I 沿着狭缝的变化, 明显是由于汉勒效应造成的偏振面的旋转。

由于当进动速率和阻尼速率相当时, 偏振面会发生旋转, 因此会使谱线 Q/I 偏振度发生变化。一般来说, 汉勒效应使谱线轮廓对磁场的敏感范围是:

$$0.1B_c \leq B \leq 10B_c, \quad (26)$$

其中,

$$B_c \approx \frac{1.137 \times 10^{-7}}{t_{\text{life}} g_J}, \quad (27)$$

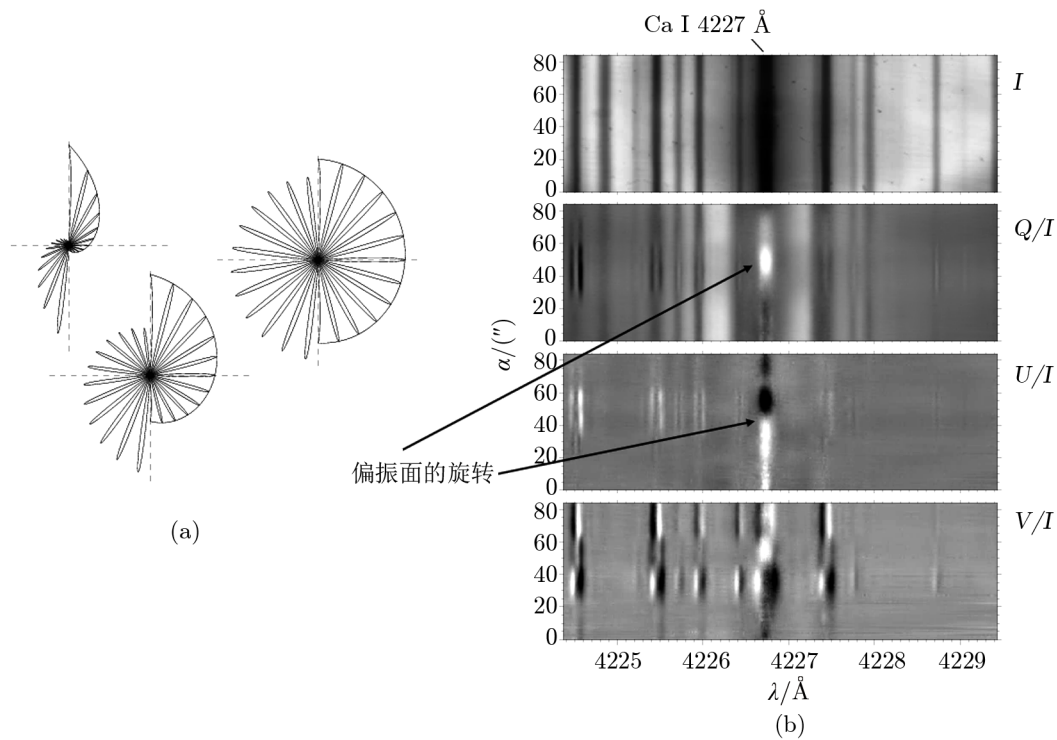


图3 汉勒效应示意图^[20]

(a) 3个玫瑰型图案表示在三种不同强度磁场(假定磁场沿视线方向)的作用下,一个偶极振子在阻尼的影响下其矢量方向绕着磁场发生的进动。(b) 2002年4月9日在NSO McMath-Pierce facility at Kitt Peak利用ZIMPOL-2观测到的太阳南极附近日心角 $\mu = 0.2$ 的光谱图。

t_{life} 和 g_J 分别是原子能级的寿命和 Landé 因子。图4展示了 Manso Sainz 等人^[83] 计算出的在日面边缘 $\mu = 0.1$ 处 Ca II 8498 Å, 8542 Å, 8662 Å 线心的 Q/I 偏振度随磁场的变化; 磁场的方位角为 0° , 倾角分别为 $10^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 和 90° ; 该计算是在 FAL-C 大气模型^[94] 中计算的, 并且只考虑了相同 J 能级的不同子能级之间的干涉。从图中很容易看出磁场对 Q/I 偏振度的影响主要分为两段: $10^{-7} \sim 10^{-5}$ T, 和 $10^{-4} \sim 10^{-3}$ T; 其中 $10^{-7} \sim 10^{-5}$ T 的变化主要是由于下能级的汉勒效应产生的, 而 $10^{-4} \sim 10^{-3}$ T 的变化是由于上能级的汉勒效应引起的。Manso Sainz 还对不同大气模型的影响进行了研究, 并指出 Ca II 的散射偏振轮廓可以用来限制太阳色球宁静区的大气模型。

在太阳边缘, 由于不对称的散射可以产生偏振; 而在太阳日心 $\mu = 1$ 处, 由于对称, 则不会产生偏振信号。但当存在磁场且磁场不是沿着径向时, 这种对称就被打破了, 由此产生偏振信号^[95, 96], 这种现象称为向前散射汉勒效应(forward scattering Hanle effect)。Bianda 等人^[92] 2011年观测到的 Ca I 4227 Å 的向前散射汉勒效应如图5所示。2011年 Anusha 等人^[93] 应用现有理论对 Ca I 4227 Å 的向前散射汉勒效应做了研究, 图6为其研究结果。利用向前散射汉勒效应可以有效地诊断日面中心附近的横向磁场。

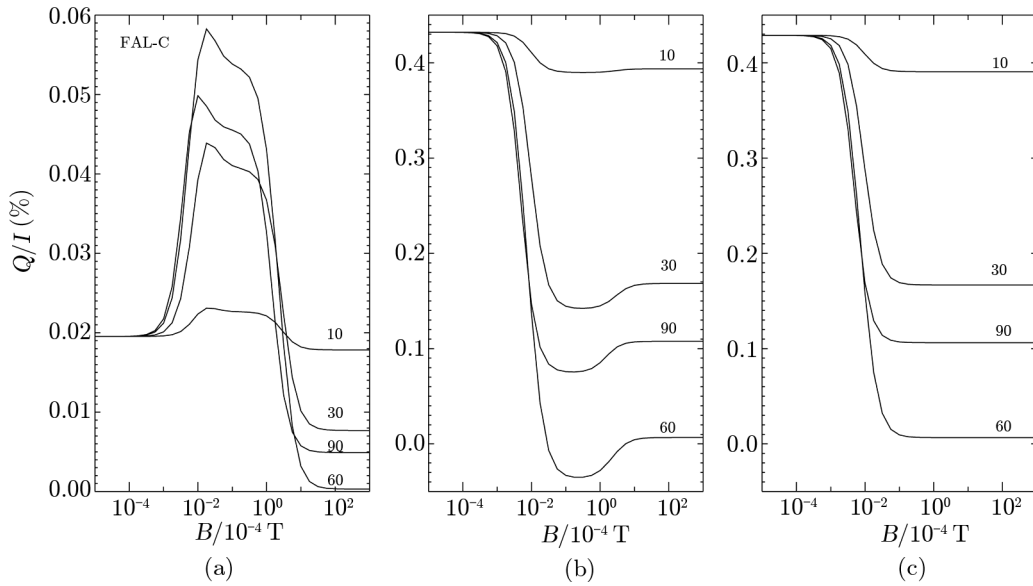


图 4 Ca II 线心 Q/I 随磁场强度的变化^[83]

(a), (b), (c) 分别是 Ca II 8498 Å, 8542 Å, 8662 Å 线心 Q/I 随磁场强度的变化。磁场的方位角为 0° , 倾角分别为 $10^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 和 90° 。

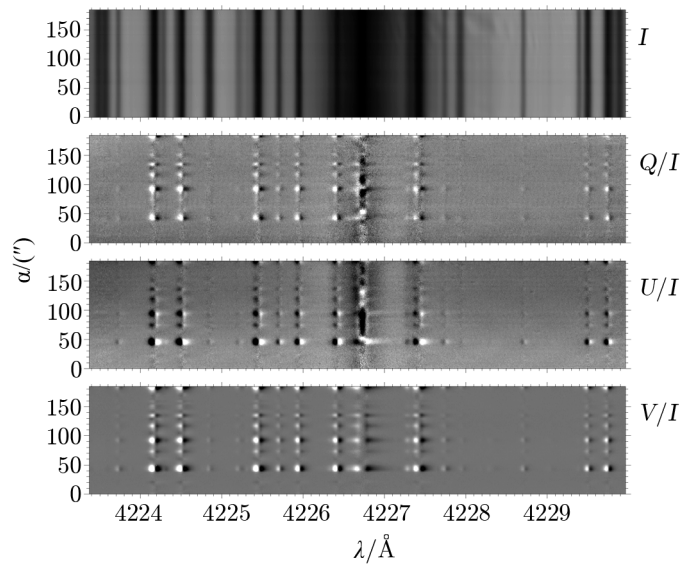


图 5 Ca I 4224 Å 向前散射汉勒效应^[92]

该光谱的获得是利用安装在 IRSOL (Istituto Ricerche Solari Locarno) 的 ZIMPOL-3 偏振分析计在日心附近 $\mu = 0.94$ 处观测到的。 V/I 的信号可以用来诊断纵向磁场, Q/I 和 U/I 的信号可以根据汉勒效应来诊断横向磁场。

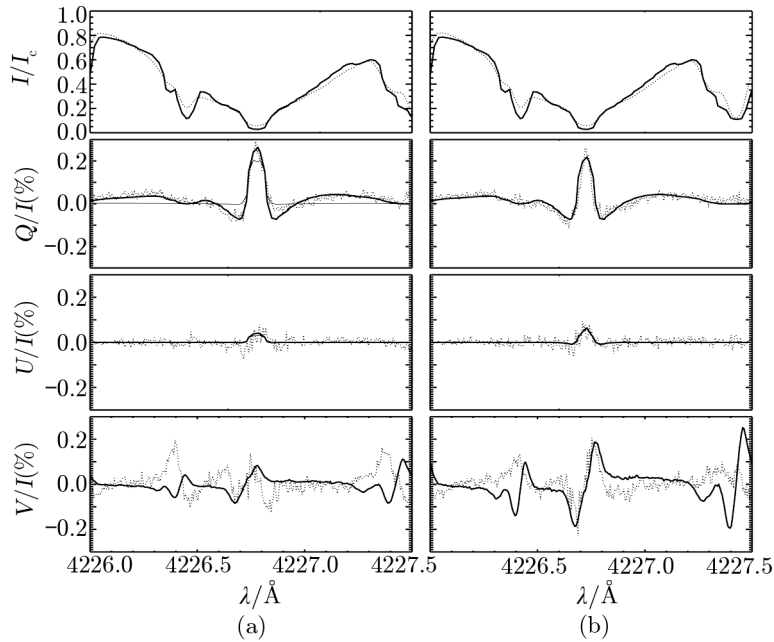


图 6 Ca I 4224Å 向前散射汉勒效应拟合图^[93]

(a) 对应参数为 $B = 15 \text{ G}$, $\theta_B = 125^\circ$, $\chi_B = 56^\circ$ 的观测结果; (b) 对应参数为 $B = 15 \text{ G}$, $\theta_B = 110^\circ$, $\chi_B = 191^\circ$ 的观测结果。点线为观测得到的谱线轮廓, 粗实线为利用部分频率再分布得到的轮廓, 细实线为利用完全频率再分布得到的谱线轮廓。 Q/I 和 U/I 为汉勒效应产生的线偏振, V/I 为利用塞曼效应的弱场近似得到的轮廓。

5 总结与展望

大量高分辨率的地面和空间望远镜正在建设中或者准备建设中, 例如 Advanced Technology Solar Telescope (ATST), European Solar Telescope (EST), Solar-C, Chinese giant solar telescope (CGST) 等。这些望远镜的一个主要科学目标是, 通过高空间分辨率的偏振分析计来诊断小尺度矢量磁场, 从而了解小尺度磁场起源。太阳磁场的诊断工作主要集中于塞曼效应很难应用的太阳色球宁静区以及日冕, 这部分区域的磁场虽然难以利用塞曼效应来诊断, 汉勒效应却有可能提供有效的诊断方法。而利用汉勒效应来诊断磁场还有很长的路要走, 需要精确拟合谱线产生的偏振度以及轮廓, 这需要对偏振的产生机制有一个完整和精确的理解。自从 1995 年由 Stenflo 教授提议举办一系列的国际太阳偏振研讨会 (International Solar Polarization Workshop) 以来, 每 3 年一届的研讨会已历经 7 届 (St.Petersburg, Russia, 1995; Bangalore, India, 1998; Tenerife, Spain, 2001; Boulder, USA, 2004; Ascona, Switzerland, 2007; Maui, USA, 2010; Kunming, China, 2013)。这一系列讨论会的主要目的之一是讨论如何利用偏振辐射来诊断太阳磁场。通过近十几年的研究, 统计平衡和辐射转移理论已经基本可以处理大部分太阳第二光谱中的谱线轮廓, 而且大部分偏振产生机制也已经被研究, 如量子干涉、同位素的作用、超精细结构的研究以及部分频率再分布。

对比强度光谱, 太阳的偏振光谱拥有更多的好处, 谱线的宽度更窄, 这对诊断太阳高层大气因为高温导致展宽很宽的谱线有极大的优势, 并且, 利用汉勒效应和塞曼效应的互补性可以有效地诊断太阳大气中的磁场。但是完整的可用于精确测定磁场的技术还需要进一步的提高。首先, 弹性碰撞对谱线的偏振度有着非常重要的影响, 因此需要精确计算弹性碰撞的速率。Derouich 所使用的半经典模型可以较容易地计算原子或离子与氢原子, 并且对 Ca, Mg 和 Na 获得了较好的结果, 但对于质量数更大的原子以及离子碰撞速率, 仍需要与实验数据进行对比来确认计算的精度。其次, 诊断光学厚区域的磁场时, 需要用到辐射转移方程, 而偏振的辐射转移方程计算量很大, 尤其在考虑到下能级极化、多能级原子以及部分频率再分布的情况时; 因此, 如何提高偏振辐射转移方程的数值计算速度也是目前面临的主要问题, 并且当空间分辨率提高以后, 一维近似的辐射转移方程近似会遇到很多问题, 而三维的辐射转移方程又会再次增加辐射转移的计算时间。最后, 第二太阳光谱中存在一些我们无法解释的现象, 而这些现象中是否包含我们还未知的偏振产生机制仍需要更多的观测与理论研究。

参考文献:

- [1] Hale G E. *ApJ*, 1908, 28: 315
- [2] Stenflo J O. *SoPh*, 1982, 80: 209
- [3] Trujillo Bueno J, Shchukina N, Asensio Ramos A. *Nature*, 2004, 430: 326
- [4] House L L. *JQSRT*, 1970, 10: 909
- [5] House L L. *JQSRT*, 1970, 10: 1171
- [6] House L L. *JQSRT*, 1971, 11: 367
- [7] Omont A, Smith E W, Cooper J. *ApJ*, 1973, 182: 283
- [8] Bommier V, Sahal-Brechot S. *A&A*, 1978, 69: 57
- [9] Stenflo J O. *A&A*, 1978, 66: 241
- [10] Stenflo J O. *ASP Conf. Ser.*, 2003, 307: 385
- [11] Trujillo Bueno J. *ASP Conf. Ser.*, 2003, 307: 407
- [12] Povel H P. *Optical Engineering*, 1995, 34: 1870
- [13] Povel H P. *ASP Conf. Ser.*, 2001, 248: 543
- [14] Gandorfer A M, Povel H P, Steiner P, et al. *A&A*, 2004, 422: 703
- [15] Stenflo J O. *Nature*, 1996, 382: 588
- [16] Stenflo J O, Keller C U. *A&A*, 1997, 321: 927
- [17] Gandorfer A. *The Second Solar Spectrum: A high spectral resolution polarimetric survey of scattering polarization at the solar limb in graphical representation. Volume I: 4625 Å to 6995 Å*. Zurich: vdf Hochschulverlag, 2000
- [18] Gandorfer A. *The Second Solar Spectrum: A high spectral resolution polarimetric survey of scattering polarization at the solar limb in graphical representation. Volume II: 3910 Å to 4630 Å*. Zurich: vdf Hochschulverlag, 2002
- [19] Gandorfer A. *The Second Solar Spectrum: A high spectral resolution polarimetric survey of scattering polarization at the solar limb in graphical representation. Volume II: 3160 Å to 3915 Å*. Zurich: vdf Hochschulverlag, 2005
- [20] Stenflo J O. *A&A Review*, 2013, 21: 66
- [21] 叶式辉. *天文学进展*, 1998, 16: 187
- [22] Fano U. *Reviews of Modern Physics*, 1957, 29: 74

- [23] Omont A. *Progress in Quantum Electronics*, 1977, 5: 69
- [24] Landi Degl'Innocenti E. *SoPh*, 1996, 164: 21
- [25] Landi Degl'Innocenti E, Landolfi M. *Polarization in Spectral Lines*. Dordrecht: Kluwer. 2004
- [26] Landi Degl'Innocenti E. *SoPh*, 1983, 85: 3
- [27] Landi Degl'Innocenti E. *SoPh*, 1984, 91: 1
- [28] Babcock H W. *ApJ*, 1949, 110: 126
- [29] Hubenet H. *ZAp*, 1954, 34: 110
- [30] Unno W. *PASJ*, 1956, 8: 108
- [31] Rachkovsky D N. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoy Observatorii*, 1962, 28: 259
- [32] Beckers J M. *SoPh*, 1969, 10: 262
- [33] Sahal-Brechot S, Bommier V, Leroy J L. *A&A*, 1977, 59: 223
- [34] Landi Degl'Innocenti E. *ASP Conf. Ser.*, 2009, 405: 57
- [35] Bommier V. *ASP Conf. Ser.*, 2009, 405: 335
- [36] Lamb F K, Ter Haar D. *PhR*, 1971, 2: 253
- [37] Kerkeni B, Spielfiedel A, Feautrier N. *A&A*, 2000, 358: 373
- [38] Werner H J, Knowles P J. *JChPh*, 1985, 82: 5053
- [39] Werner H J, Knowles P J. *JChPh*, 1988, 89: 5803
- [40] Knowles P J, Werner H J. *Chemical Physics Letters*, 1985, 115: 259
- [41] Knowles P J, Werner H J. *Chemical Physics Letters*, 1988, 145: 514
- [42] Kerkeni B. *A&A*, 2002, 390: 783
- [43] Kerkeni B, Spielfiedel A, Feautrier N. *A&A*, 2003, 402: 5
- [44] Belluzzi L, Trujillo Bueno J, Landi Degl'Innocenti E. *ApJ*, 2007, 666: 588
- [45] Stenflo J O, Keller C U, Gandorfer A. *A&A*, 2000, 355: 789
- [46] Fluri D M, Stenflo J O. *A&A*, 1999, 341: 902
- [47] Anstee S D, O'Mara B J. *MNRAS*, 1991, 253: 549
- [48] Barklem P S, O'Mara B J. *MNRAS*, 1997, 290: 102
- [49] Derouich M, Sahal-Bréchet S, Barklem P S, et al. *A&A*, 2003, 404: 763
- [50] Derouich M, Sahal-Bréchet S, Barklem P S. *A&A*, 2003, 409: 369
- [51] Derouich M, Sahal-Bréchet S, Barklem P S. *A&A*, 2004, 414: 373
- [52] Derouich M, Sahal-Bréchet S, Barklem P S. *A&A*, 2004, 426: 707
- [53] Derouich M, Sahal-Bréchet S, Barklem P S. *A&A*, 2005, 434: 779
- [54] Derouich M, Barklem P S, Sahal-Bréchet S. *A&A*, 2005, 441: 395
- [55] Derouich M, Barklem P S, et al. *A&A*, 2007, 462: 1171
- [56] Derouich M. *A&A*, 2007, 466: 683
- [57] Derouich M, Trujillo Bueno J, Manso Sainz R. *A&A*, 2007, 472: 269
- [58] van Regemorter H. *ApJ*, 1962, 136: 906
- [59] Belluzzi L, Landi Degl'Innocenti E, Trujillo Bueno J. *A&A*, 2013, 551: A84
- [60] Domke H, Hubeny I. *ApJ*, 1988, 334: 527
- [61] Bommier V. *A&A*, 1997, 328: 706
- [62] Bommier V. *A&A*, 1997, 328: 726
- [63] Hummer D G. *MNRAS*, 1962, 125: 21
- [64] Sampoorna M, Nagendra K N, Stenflo J O. *ApJ*, 2007, 663: 625
- [65] Sampoorna M, Nagendra K N, Stenflo J O. *ApJ*, 2007, 670: 1485
- [66] Sampoorna M, Nagendra K N, Stenflo J O. *ApJ*, 2008, 679: 889
- [67] Nagendra K N, Frisch H, Faurobert M. *A&A*, 2002, 395: 305
- [68] Nagendra K N, Sampoorna M. *A&A*, 2011, 535: A88
- [69] Nagendra K N, Sampoorna M. *ApJ*, 2012, 757: 33
- [70] Belluzzi L, Trujillo Bueno J. *ApJ*, 2012, 750: L11

- [71] Belluzzi L, Trujillo Bueno J, Štěpán J. *ApJ*, 2012, 755: L2
- [72] Stenflo J O, Twerenbold D, Harvey J W. *A&AS*, 1983, 52: 161
- [73] Stenflo J O, Twerenbold D, Harvey J W. *A&AS*, 1983, 54: 505
- [74] Ivanov V V. *Analytical methods of line formation theory – are they still alive*. Trieste, Italy: Dordrecht. 1991: 81
- [75] Belluzzi L, Landi Degl’Innocenti E. *A&A*, 2009, 495: 577
- [76] Berdyugina S V, Stenflo J O, Gandorfer A. *A&A*, 2002, 388: 1062
- [77] Landi Degl’Innocenti E. *ASP Conf. Ser.*, 2006, 358: 293
- [78] Landi Degl’Innocenti E. *A&A*, 2007, 461: 1
- [79] Manso Sainz R, Landi Degl’Innocenti E. *A&A*, 2002, 394: 1093
- [80] Manso Sainz R, Landi Degl’Innocenti E, Trujillo Bueno J. *A&A*, 2006, 447: 1125
- [81] Stenflo J O. *A&A*, 1997, 324: 344
- [82] Belluzzi L, Landi Degl’Innocenti E, Trujillo Bueno J. *ApJ*, 2009, 705: 218
- [83] Manso Sainz R, Trujillo Bueno J. *ApJ*, 2010, 722: 1416
- [84] Stenflo J O. *ASP Conf. Ser.*, 2011, 437: 3
- [85] Stenflo J O, Gandorfer A, Keller C U. *A&A*, 2000, 355: 781
- [86] Landi Degl’Innocenti E. *Nature*, 1998, 392: 256
- [87] Casini R, Landi Degl’Innocenti E, Landolfi M, et al. *ApJ*, 2002, 573: 864
- [88] Casini R, Manso Sainz R. *ApJ*, 2005, 624: 1025
- [89] Trujillo Bueno J, Casini R, Landolfi M, et al. *ApJ*, 2002, 566: L53
- [90] Kerkeni B, Bommier V. *A&A*, 2002, 394: 707
- [91] Klement J, Stenflo J O. *ASP Conf. Ser.*, 2003, 307: 278
- [92] Bianda M, Ramelli R, Anusha L S, et al. *A&A*, 2011, 530: L13
- [93] Anusha L S, Nagendra K N, Bianda M, et al. *ApJ*, 2011, 737: 95
- [94] Fontenla J M, Avrett E H, Loeser R. *ApJ*, 1993, 406: 319
- [95] Trujillo Bueno J. *ASP Conf. Ser.*, 2001, 236: 161
- [96] Trujillo Bueno J, Landi Degl’Innocenti E, Collados M, et al. *Nature*, 2002, 415: 403

Progressed in Studying Scattering Polarization in Solar Atmosphere

LI Hao^{1,2}, QU Zhong-quan¹

(1. *Yunnan Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China*; 2. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: The magnetic field plays a very important role in solar atmosphere. The diagnostic of the strong magnetic field is usually based on Zeeman effect. When the magnetic field is so weak that Zeeman effect becomes less efficient, Hanle effect can provide another diagnostic tool to diagnose the weak magnetic field. However this needs a complete understanding of the polarization mechanisms. A series of International Solar Polarization Workshops (SPWs) which focus on probing the magnetic field have been held every three years since the first one in St.Petersberg, Russia, in 1995. As the high polarimetric precision

technology was applied by the ZIMPOL (Zurich Imaging Polarimeter), the so-called Second Solar Spectrum was observed and it shows a great amount of rich and complicated structures of the linear polarization profiles. The linear polarized spectrum is a playground for Hanle effect application in solar atmosphere. Through the efforts by a lot of scientists, the theories to treat the Hanle effect were developed, like the statistical equilibrium equations and radiative transfer equation in form of the density matrix. These theories have made great successes and solved many problems in the polarization profile formation, but they still face some difficulties. Here we review the basic theories in the scattering polarization to deal with the Second Solar Spectrum and Hanle effect, and describe the progressing in this area.

Key words: solar magnetic field; Hanle effect; polarization; line profiles