天文学 与 天体物理学 手稿编号 aa59397-26
2026年11月25日
©ESO 2026年

arXiv:2611.32180v1 [astro-ph.SR] 24 Nov 2026

根据空间分辨太阳光谱推导的谱线跃迁概率的稳健性

D. Vukadinovi´c[1,2], H. N. Smitha[1], A. Lagg[1], S. K. Solanki[1,3] 和 J. C. Trelles Arjona[4,5]

[1] 马克斯·普朗克太阳系研究所，Justus-von-Liebig Weg 3，哥廷根，电子邮件：dusan.vukadinovic@uni-graz.at[2] 格拉茨大学物理研究所，Universitätplatz 5，8010，奥地利格拉茨[3] 庆熙大学空间研究学院，龙仁市，京畿道 17104，大韩民国[4] 加那利群岛天体物理研究所（IAC），Vía Láctea s/n，E-38205 拉拉古纳，特内里费岛，西班牙[5] 拉拉古纳大学天体物理系，E-38206 拉拉古纳，特内里费岛，西班牙

接收日期：月 dd，年 yyyy；接受日期：月 dd，年 yyy

摘要

背景。 原子参数是合成谱线、建立观测光谱模型并提取有关观测天体物理对象的有意义物理信息的关键要素。

目的。 可以通过不同方法从观测到的太阳和恒星光谱中确定原子谱线参数。我们旨在利用宁静太阳观测来检验从观测光谱中进行原子参数推断的可靠性。本文重点研究谱线的跃迁概率，通常记作 $\log(gf)$。

方法。 我们对GRIS/GREGOR光谱仪在1.56 μm处获取的宁静太阳盘心观测数据应用光谱偏振反演方法。我们使用globin 反演代码中实现的耦合方法，其中原子参数在空间上相互耦合，并针对整个视场中的每条谱线确定这些参数的单一值。其基本假设是我们的谱线表完整，且所有谱线均满足局部热力学平衡。我们开展测试，以确定推断得到的$\log(gf)$值对各种大气参数以及数据处理可靠性的敏感性。

结果。 推导得到的 $\log(gf)$ 值与一项近期研究的结果进行了比较；该研究使用相同的观测数据，但采用了不同的方法来确定 $\log(gf)$ 值。我们发现，我们得到的 $\log(gf)$ 值低 0.023 dex，这很可能是由于空间耦合对 $\log(gf)$ 参数施加了约束，从而消除了温度与 $\log(gf)$ 之间的简并。我们采用马尔可夫链蒙特卡罗方法确定推导所得 $\log(gf)$ 值的不确定性。对于该光谱区域中最强的谱线，$\log(gf)$ 的不确定性为 1 – 4 %，较弱谱线和混合谱线的不确定性则增至 12%。

结论。 我们的测试表明，使用 globin 的耦合方法推导出的 $\log(gf)$ 值能够抵御观测谱线轮廓中的各种局部污染（例如光谱杂散光），并且对于最强的谱线，无论选用何种大气模型和观测数据集，都能得到可靠且唯一的一组 $\log(gf)$ 值。只要满足谱线在局部热力学平衡下形成这一基本假设，并且谱线表完整，这一结果便成立。

关键词。太阳：大气 、光球——原子数据——方法：数据分析

1. 引言

根据观测光谱推断大气物理参数的可靠性，很大程度上取决于计算中采用的原子参数，因为这些参数用于重现观测到的谱线。谱线建模所需的相关原子参数包括中心波长、跃迁概率、跃迁中低能级的能量、展宽系数和朗德因子。

观测光谱中可能只包含少数几条谱线，例如 SOT-SP/Hinode 的观测数据（Ichimoto 等（2008））；也可能包含许多谱线，例如 TRIPPEL/SST（Kiselman 等（2011））、GRIS/GREGOR（Collados 等（2012））、SUSI/Sunrise iii（Feller 等（2020、2025）；Korpi-Lagg 等（2025））、SCIP/Sunrise iii（Katsukawa 等（2026））和 FISS-SP/GST（van Noort 等（2025））的观测数据。Riethmüller 与 Solanki（2019）发现，与仅使用少数谱线相比，使用许多谱线能够提高反演所得物理参数的可靠性。然而，正如 Hölken 等（2026）所示，要实现这一提升，所用谱线原子数据的准确性至关重要。即使只有少数几条谱线的数据不佳，也可能导致反演结果不佳。遗憾的是，与太阳光谱中已识别的谱线数量相比，现成可用且参数可靠的谱线数量十分有限。提高原子谱线参数的准确性至关重要，这样才能充分利用新型光谱仪波长覆盖范围的扩展，并加深我们对太阳大气的认识。

温度低于太阳的恒星（如K型和M型恒星），其辐射峰值位于红外线波段。为了确定基本——
这些恒星的参数，例如有效温度、表面重力和化学组成，都需要通过编制包含准确原子数据的谱线表来确定（例如 Shetrone 等（2015））。这些恒星参数与许多研究相关，例如从恒星光谱中测量高精度径向速度，以探测并精确表征系外行星（例如Fischer 等（2016））、研究恒星磁活动（例如Hahlin 等（2023）），或研究银河系中心的演化（例如 Schultheis 等（2020））。

迄今为止，原子谱线参数的测定主要采用三种不同方法：实验室测量（例如 黑克韦尔与柯林斯 1972；

Nave 等（1994）；Den Hartog 等（2014））、基于原子结构模型的理论计算（例如 Kurucz 与 Peytremann（1975）；Fischer 等（2016）；Bautista 等（2022）），以及根据观测到的太阳光谱（Gurtovenko 与 Kostik 1981、1982；Thevenin1989、1990；Borrero 等（2003）；Bigot 与 Thévenin（2006）；Shchukina 与 Vasil'eva（2013）；Trelles Arjona 等（2021）；Vukadinovi´c 等（2024））和恒星光谱（Sigut 与 Landstreet（1990）；Martins 等（2014）；Boeche 与 Grebel（2016）；Laverick 等（2019））。

在这里，我们使用太阳大气的空间分辨光谱偏振观测数据，旨在同时可靠地推断多条谱线的跃迁概率（记为 $\log(gf)$）。我们重点研究利用 GREGOR 望远镜（Schmidt 等（2012））搭载的 GRIS 光谱仪（Collados 等（2012））在 1.56μm 波段获得的观测数据。由于 H^- 离子的连续谱不透明度处于最低值，该光谱区域能够探测太阳光球的最底层（例如，Mili´c 等（2019））。随着波长增大，塞曼分裂也随之增强，因此该光谱区域成为探测最深光球层中弱磁场的理想选择（例如，参见Solanki 等（1992）；Franz 等（2016）；Lagg 等（2016）；Borrero 等（2016）；Trelles Arjona 等（2021））。

我们应用 `globin`[1]反演代码（Vukadinovi´c 等人 2024 年）中实现的耦合方法来推断原子参数。该耦合方法通过对原子参数施加空间耦合，使大气参数和原子参数实现自洽推断，从而减少参数之间的简并。为检验耦合方法的性能，我们将所得 $\log(gf)$ 值与 Trelles Arjona 等人（2021年）使用相同观测数据推断的结果进行比较。由于用于反演的谱线表不同，该比较仅针对重叠谱线进行。

在第 2节中，我们简要介绍观测数据。在第 3 节中，我们简要描述耦合方法以及用于推断 $\log(gf)$ 的反演设置。结果见第 4 节，我们将在该节讨论结果的稳健性，并将其与先前研究的结果进行比较。此外，在第 5 节中，我们使用马尔可夫链蒙特卡罗方法，对推断得到的 $\log(gf)$ 值的不确定性进行适当估计。我们的结论见第 6节。

2. 观测数据

我们使用了 GRIS/GREGOR 光谱仪（Collados 等（2012））于 29th 2018 年 8 月，在协调世界时 08:23–08:49 获取的观测数据，观测位置靠近太阳圆面中心（x，y）=（−185，98）″，对应的观测角为 $\theta = 11.2°$（$\mu = \cos\theta = 0.981$），观测范围为宁静太阳区域。数据采集与处理的详情见Trelles Arjona 等人（2021年）。

图1 展示了每个斯托克斯分量的观测视场。斯托克斯 Q、U和V 图中的灰度表示观测信号幅度占连续谱强度的比例。本研究用于推断和验证 $\log(gf)$ 值的感兴趣区域以不同颜色的矩形标出。

3. 反演设置

通过对观测谱线线型进行建模，可以推断大气物理参数的高度分层。

[1]代码可从以下网址公开获取：https://github.com/dvukadinovic/globin。

我们对大气模型进行连续修正，直至合成光谱与观测光谱相匹配。这是光谱偏振反演方法背后的核心原理（更多详情请参见，例如，del Toro Iniesta &RuizCobo 2016年）。

将反演方法用于研究太阳大气，有两种不同策略。通常，会独立分析视场中每个像素的光谱，而不考虑其周围像素（称为逐像素反演）。近十年来，另一种方法日益受到重视，即空间耦合反演（例如，Tiwari 等，2013年、2015；Castellanos Durán 等（2024））。空间耦合可通过限制相邻像素间大气参数的变化来实现（空间正则化反演，de la Cruz Rodríguez（2019）），也可通过使用点扩散函数对望远镜和光谱仪中的光散射进行建模来实现（二维反演，van Noort（2012））。我们通过原子参数实现空间耦合，并将其应用于`globin` 反演代码中。下面简要介绍这种所谓的耦合方法。耦合方法的详细说明见Vukadinovi´c 等(2024年)。

3.1. 耦合方法

在耦合方法中，给定谱线的原子参数在观测视场内的所有像素中均设为相同，因此需要对所有光谱进行同步（“全局”）拟合。不过，大气参数仅由给定像素的光谱拟合确定，因此允许在各像素之间独立变化。耦合方法使用 Levenberg–Marquardt 方法（Levenberg（1944年）；Marquardt（1963年）），通过最小化 χ^2 优度函数：

$$\chi^2(\mathbf{p}) = \frac{1}{N - N_\mathrm{p}} \sum_{a=1}^{N_\mathrm{atm}} \sum_{i=1}^{N} \frac{w_i^2}{\sigma_i^2} \cdot (\mathbf{O}_{i,a} - \mathbf{I}_{i,a}(\mathbf{p}))^2 , \tag{1}$$

其中$\mathbf{O}$表示观测到的斯托克斯光谱，$\mathbf{I}$表示合成的斯托克斯光谱。Levenberg–Marquardt 方法允许针对每个斯托克斯分量和波长调整权重w及噪声水平 σ。索引a遍历观测视场中的每个像素，而索引i 遍历每个波长和斯托克斯分量（$N = 4 \cdot N_\mathrm{w}$）。向量$\mathbf{p}$ 包含视场中每个像素各自的大气参数，以及原子参数$\mathbf{p} = (\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, ..., \mathbf{p}_{N_\mathrm{atm}}, \mathbf{p}_\mathrm{global})$，其中 N_atm 为视场中的像素总数。用于最小化 χ^2 优度函数的自由参数总数为N_p。

使用 Levenberg–Marquardt 方法通过迭代求解以下方程，实现对 χ^2 的最小化：

$$\mathcal{H}_\mathrm{global} \cdot \Delta\mathbf{p_j} = \mathcal{J}^\mathrm{T}_\mathrm{global} \cdot \mathbf{\Delta}, \tag{2}$$

由此我们可以得到第j步中自由参数的修正量，$\Delta\mathbf{p_j}$。矩阵 $\mathcal{J}_\mathrm{global}$ 是由各自由参数对应的斯托克斯光谱响应函数[2] 构建的雅可比矩阵。它呈半块对角形式，这是由视场中每个像素的大气参数响应函数所决定的。雅可比矩阵的最后n_global 列包含对n_global 个参数的响应函数

[2] 响应函数是 Stokes 光谱对某个物理参数的一阶导数。

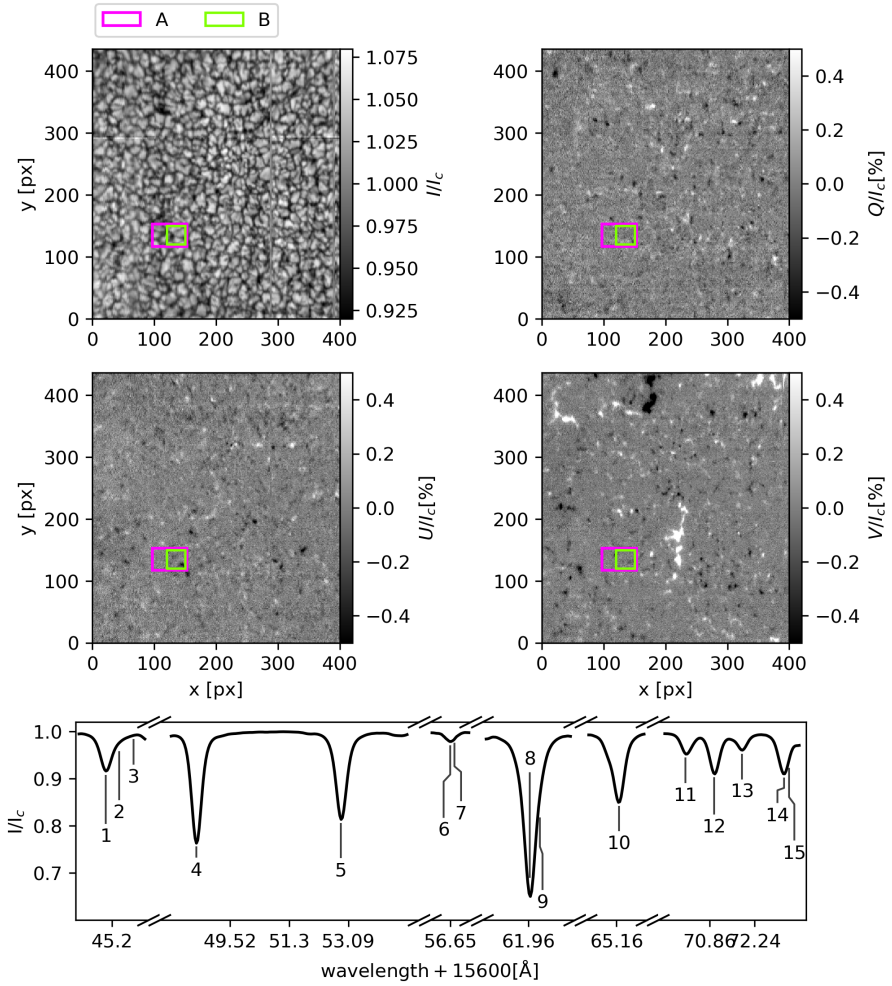

图 1。上图和中图：各斯托克斯分量中观测到的视场。彩色区域表示用于推断 $\log(gf)$ 值的宁静太阳感兴趣区域。区域 B 位于区域 A 内。 下图：空间平均的斯托克斯 I 轮廓，谱线标识见表 A.1。

对这些参数施加空间耦合，例如原子参数。海森矩阵由雅可比矩阵构建，形式为 $\mathcal{H} = \mathcal{J}^{\mathrm{T}}\mathcal{J} + \lambda_{\mathrm{M}} \cdot \mathrm{diag}(\mathcal{J}^{\mathrm{T}}\mathcal{J})$，其中 λ_{M} 是 Marquardt 参数，用于控制收敛速度，使我们尽快达到 χ^2 最小值。式 $\mathbf{\Delta}$ （2）中的项表示观测与合成斯托克斯光谱之间的差异。

3.2. 反演策略

为了与观测光谱进行比较，对合成光谱进行建模需要精细分层的大气模型。从实际角度来看，推断这种精细分层大气的物理参数在数值上要求很高，并会导致反演受到较少约束（de la Cruz Rodríguez 等人 2019年），部分原因是推断参数之间存在简并（例如，参见 del Toro Iniesta 与 Ruiz Cobo 2016年）。因此，通常的做法是简化大气模型，只在大气中称为节点的特定高度处推断其物理参数。

globin 代码通过使用节点来参数化大气结构，这些节点表示特定大气高度处不同物理参数的值。每个参数的节点数及其位置分别指定。节点分布在观测谱线形成的高度点上。默认情况下，节点位置被假定为以 500nm 处的光学深度尺度给出。随后，通过插值获得物理参数更精细的分层，所采用的是三次贝塞尔多项式，并假设光学深度分辨率为 $\Delta \log \tau_{500} = 0.1$。

根据精细插值的温度分层结构，并假设大气模型处于流体静力学平衡状态，我们采用理想气体方程和 Asplund 等人 （2021年）给出的太阳化学组成，计算电子数密度和气体压力。利用内置于RH代码中的globin 代码的封装程序，计算插值大气模型产生的光谱。

我们选择反演温度、视线速度、微观湍动速度以及磁场矢量（强度、倾角和方位角），其节点位置列于表1中。我们省略了 $\log \tau_{500} = 0$ 处的温度节点，因为该波长区域形成于大气更深处。因此，我们选择 $\log \tau_{500} = 0.2$ 处的温度节点作为光球底部。

从整个观测视场推断 $\log(gf)$ 值会产生巨大的参数空间，影响 χ^2 优度函数的最小化过程。该过程旨在找到能够描述观测光谱的最优自由参数组。假设视场的尺寸为 400×400，且每个像素有 10 个大气参数（这是一个保守估计），那么参数总数将达到 $1.4 \cdot 10^6$。因此，在每次反演步骤中，我们都需要对一个含有 $1.4 \cdot 10^6 \times 1.4 \cdot 10^6$ 个元素的海森矩阵求逆，以获得参数修正量 $\Delta \mathbf{p}_\mathbf{j}$，见式（2）。对如此大的矩阵求逆计算开销很大，而且容易产生显著的数值伪影。因此，该方法不适用于较大的视场，例如来自

表1：大气参数在 $\log\tau_{500}$ 中的节点位置。

参数	节点
T	-1.5, -0.9, -0.4, 0.2
$v_{\text{视线方向}}^{m}$	常数
v_{mic}^{m}	
B	-1.0, 0
θ, ϕ	常数
$v_{\text{视线方向}}^{m}$, $v_{\text{微观湍动}}^{m}$	常数
α	

GRIS/GREGOR 光谱仪。我们必须选取较小的感兴趣区域，以便应用耦合方法并确保参数收敛。本文用于推断 $\log(gf)$ 值的感兴趣区域如图 1 所示。区域 A 和区域 B 对宁静太阳区进行取样，其中区域 B 完全位于区域 A 内。

地基天文台的观测光谱受地球大气层（大气视宁度）以及望远镜和光谱仪内部散射光的影响。这些散射会影响谱线形状，若处理不当，便会导致自由参数推断不准确（Saranathan 等，2021年）。有多种方法可以减轻这些影响：在数据处理中将其去除，或在推断过程中对其建模。本文选择了后一种方法，并采用双组分大气模型进行建模。在这种情况下，用于拟合观测数据的合成光谱由磁化大气模型的辐射$\mathbf{I}^{\mathrm{m}}$与非磁化大气发出的非偏振散射光$\mathbf{I}^{\mathrm{nm}}$组成：

$$\mathbf{I} = (1-\alpha)\mathbf{I}^{\mathrm{nm}} + \alpha\mathbf{I}^{\mathrm{m}}, \tag{3}$$

其中，α 为磁填充因子，主要用于抵消杂散光的影响。我们选择哈佛-史密松天体物理中心参考大气模型（HSRA；Gingerich 等，1971年）作为非磁化大气模型，该模型不包含色球层温度上升，并具有自由的、与深度无关的视线方向速度 v_{LOS}^{nm} 和微观湍动速度 v^{nm} 微观湍动。此外，将合成光谱与高斯函数进行卷积，其标准差对应于v_{mac} = 1.56千米/秒，以模拟（主要是）仪器展宽以及宏观湍流展宽。

$\log(gf)$ 值的推断是通过使用至少一条 $\log(gf)$ 值已被准确测定、且强度足够大并对大气结构足够敏感的谱线来实现的（参考谱线；Vukadinovi´c 等，2024年）。在本文考察的光谱范围内，谱线 15648 Å 的实验测量值已知（Ruffoni 等，2013年），因此可将其用作参考谱线。对于其他所有谱线，我们调整 $\log(gf)$ 值，以找出与观测光谱的最佳拟合。

另一个通常不应在视场内发生变化的重要参数，是谱线来源元素的化学丰度。丰度和 $\log(gf)$ 在谱线轮廓的计算中作为共同因子，因此会以相似的方式改变谱线强度。仅凭单一原子物种的光谱来确定 $\log(gf)$ 和丰度属于退化问题。只有将二者之一固定为先前测量值，或在一定程度上通过分析包含多种不同原子物种谱线的光谱，才能消除这种简并。在本研究使用的光谱区域中，我们主要发现 Fe I 谱线、两条 Si I 谱线和一条 S I 谱线。元素丰度取自 Asplund 等人 (2021年)，分别为 A_{Fe} = 7。46、A_{Si} = 7。51 和 A_{S} = 7。12，并假定在整个反演过程中保持不变。

除原子谱线外，我们还必须纳入$A-X$ ^{12}C^{14}N 谱线，这些谱线来自 Kozlov 等人 (2024年)，其不透明度贡献不可忽略。

表A.1列出了在局部热力学平衡假设下用于模拟观测谱线的重要原子参数；这些谱线的激发势较高，因此形成于光球深层。在这些区域，粒子间碰撞频繁，辐射场不会影响能级布居。同一表中还列出了其他作者报告的 $\log(gf)$ 值，并根据这些作者所假设的元素丰度与本文采用值之间的差异进行了校正。丰度校正使得我们能够直接比较在假设太阳大气具有不同化学组成时推导出的 $\log(gf)$ 值。

谱线的范德瓦耳斯展宽使用`abo-cross` 软件计算（Barklem etal. 1998a；Barklem，2016；Anstee& O'Mara 1995；Barklem& O'Mara1997；Barklem et al.1998b）。

4. 反演结果

对不同感兴趣区域的所有反演均采用相同的初始值和收敛准则。为实现收敛，每次反演分四个周期运行。前三个周期最多进行 10 次迭代，最后一个周期进行 30 次迭代。所有反演均在最后一个周期收敛，这一点可由最后一次迭代步骤中 χ^2 值的变化很小看出。在各周期之间，两个组分的大气参数均使用高斯函数进行空间平滑。平滑过程会改变下一周期的初始条件，从而避免优化器陷入 χ^2 超曲面的局部极小值。该平滑过程不适用于全局 $\log(gf)$值，因为它们对所有空间像素都相同。对于全局参数，最优策略是将上一周期各值的加权平均作为下一周期的初始解。最后一次迭代所得值的权重高于初始值。

式（1）中斯托克斯分量的权重为w_I = 1，w_Q = 1。5、w_U = 1。5，以及w_V = 1。5，在本研究的所有反演中均保持一致。我们根据观测连续谱估算噪声为 $\sigma = 10^{-3}$，并使用该值根据式（1）计算 χ^2。

4.1. 参考反演

这里展示来自区域 A 的反演结果，该区域定义了我们的参考情况，可用于得出关于耦合方法确定 $\log(gf)$ 值的能力的结论。图中展示了两个大气分量推断的大气参数：深度相关参数见图 2，深度无关参数见图 3。我们未展示磁场倾角和方位角，因为在大多数像素中，观测光谱的信号不足以可靠地确定这些参数。推断得到的 $\log(gf)$ 值列于表 2，并将在下一节中进一步讨论。这里我们讨论大气参数的推断。

顶部两个节点中磁化分量的温度图呈现出一些椒盐状图案和不连续现象（例如，见图 x，y）=（6，25）中紫色的区域 A。这些现象通常沿着磁特征的边缘分布。这些伪影是由于在斯托克斯 Q、U 或

表 2：参考反演得到的 log(gf) 值。

No.	元素	λ [Å]	log(gf)
1	Fe I	15645.016	-0.368 ± 0.004
2	Si I	15645.415	-1.281 ± 0.015
3	Si I	15645.843	...
4	Fe I	15648.510	-0.61[1]
5	Fe I	15652.871	0.013 ± 0.003
6	Fe I	15656.632	-1.517 ± 0.011
7	Fe I	15656.767	...
8	Fe I	15662.013	0.176 ± 0.003
9	Fe I	15662.313	-0.786 ± 0.014
10	Fe I	15665.240	-0.374 ± 0.002
11	Fe I	15670.124	-0.789 ± 0.005
12	Fe I	15671.004	-0.348 ± 0.003
13	Fe I	15671.866	-1.169 ± 0.006
14	Fe I	15673.151	-0.450 ± 0.005
15	S I	15673.308	-1.185 ± 0.048

注： 谱线按波长升序排列。各列分别表示所分析光谱区域中的谱线编号、化学元素及电离阶段、谱线的中心波长，以及本研究中确定的带不确定性的 log(gf) 值。元素丰度取自 Asplund 等人 (2021年)，分别为 $A_{\rm Fe}$ = 7。46、 $A_{\rm Si}$ = 7。51 和 $A_{\rm S}$ = 7。12。不同的混合谱线对以水平线分隔。参考文献。 (1) Ruffoni 等人 (2013年)

V 线型所致。大多数米粒组织内部的亮像素都属于这种情况。在这些像素处，推断出的磁场强度较低（见图 2e-f 面板），因此磁填充因子不受约束。反演代码倾向于采用这种情形，并为米粒组织内部指定较低的磁填充因子值（见图 3e）。推断出的磁填充因子平均为 52%，最高可达 82 %。一旦检测到可测量的偏振轮廓，这种简并便会消除，反演代码便能区分磁场与磁填充因子的贡献，从而提高对温度分层的推断精度。

宁静太阳区域中的磁场集中在米粒间通道中，磁场强度为几百高斯（图 2f）。只有加入非磁性大气成分，才能再现这些像素。若不包含非磁性成分，磁场强度便无法同时再现非偏振谱线线型中的塞曼展宽，以及在斯托克斯 Q、U 和 V 线型中记录的偏振。

两种大气成分的微湍流速度相互交换其数值，同时保持谱线宽度不变（图 3中的面板 a 和 b）。这些像素也与温度面板中的像素高度吻合，因为偏振信号被噪声淹没，导致反演参数之间的简并性增加，从而受到影响。

磁化和非磁化分量的视线速度图呈现出光球中观测到的典型颗粒状图样（图3中的面板 c 和 d）。由于我们选择对两种大气分量中的视线速度进行与高度无关的推断，反演代码在再现观测到的谱线不对称性方面受到限制。将

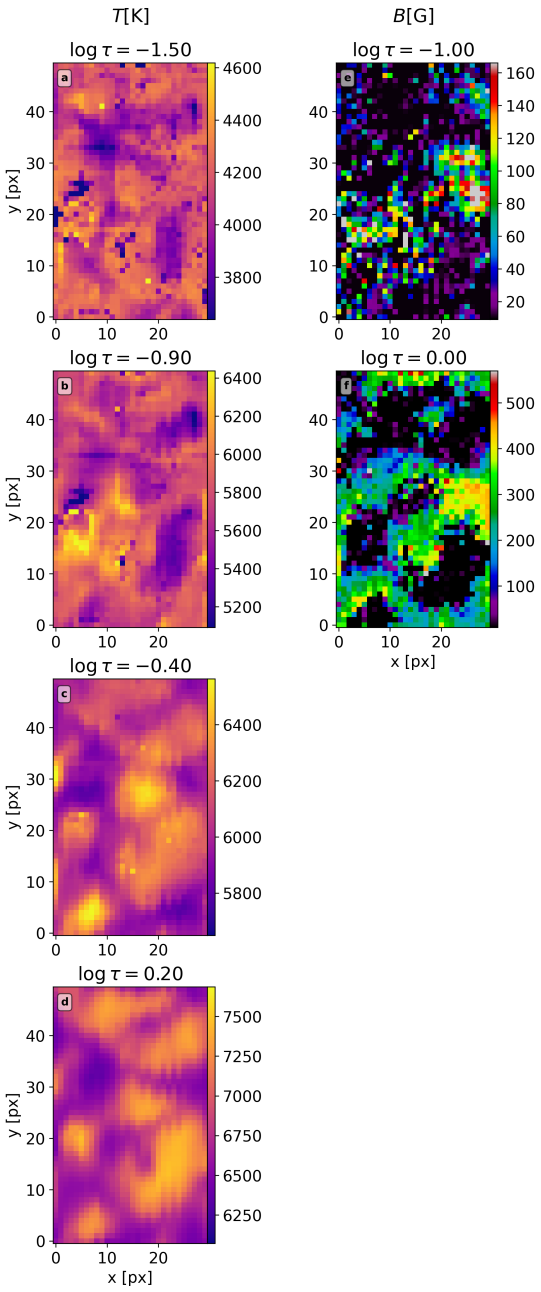

图 2：区域 A 的深度依赖大气参数反演结果：温度和磁场强度。每个面板顶部列出了节点位置。x 轴和 y 轴表示该区域中的像素位置。

磁化和非磁化分量的光谱结合起来，可以部分再现因温度分层不同而产生的斯托克斯I 谱线不对称性。然而，由于我们没有考虑大气中的速度梯度，偏振剖面中的谱线不对称性未能得到很好的再现（见图5）。此外，偏振信号的缺失妨碍了对更复杂视向分层的推断。我们针对磁化分量的视线速度采用三个节点进行了测试。我们发现，部分像素的拟合质量有所改善，但整体拟合质量并未提高。因此，我们决定保留单个视线速度节点。

观测到的和合成的 Stokes 剖面之间，以连续谱强度加权的均方根（RMS）差异

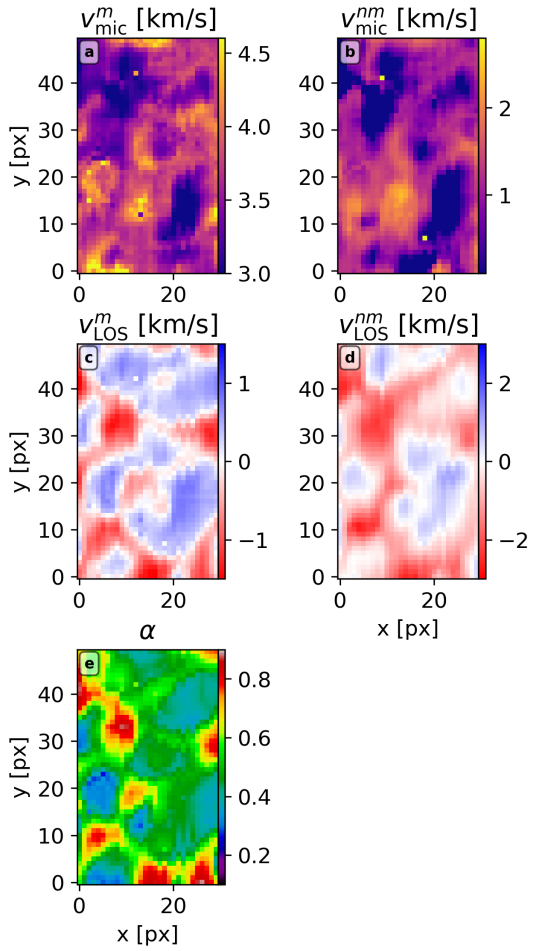

图3：区域 A 的与深度无关的反演大气参数：磁化分量的微湍流速度、非磁化分量的微湍流速度、磁化分量的视线速度、非磁化分量的视线速度以及磁填充因子。x 轴和 y 轴表示该区域中的像素位置。

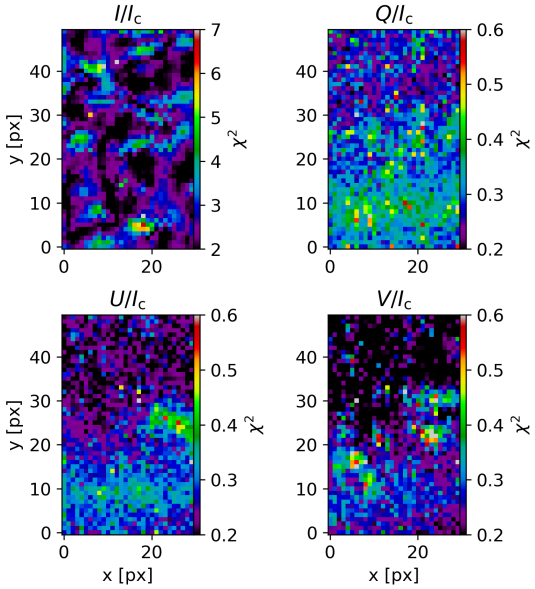

图4：每个斯托克斯分量的观测光谱与最佳拟合光谱之间的均方根差异。斯托克斯I分量的拟合优于偏振分量（正如对宁静太阳线型进行反演所预期的那样）。x 轴和 y 轴表示区域 A 中的像素位置。

这些谱线的 log(gf) 值被作为全局参数处理，因此即使某些像素无法实现完美拟合，其测定结果仍然具有稳健性。

强度显示在图 4 中，分别对应各个斯托克斯分量。对单个像素进行拟合，并允许每个像素取不同的 log(ffgf) 值，可以提高灵活性，进一步降低 χ^2。然而，这可能导致对大气参数的推断出现错误，因为每个像素对应的原子参数会大不相同。空间耦合反演需要处理庞大的参数空间，这会增加 χ^2 中深度非常相近的局部极小值的数量，但其优点是能够确保可靠地推断原子参数。随后，可在第二步中使用这些原子参数，通过其他反演方法（例如空间正则化反演或二维反演）来求取大气参数。

我们在图 χ^2 中展示了具有典型5值的像素中的拟合光谱和观测光谱。斯托克斯Q 和U 在所考虑的区域内始终埋没于噪声中；只有斯托克斯V 线型足够强，能够从噪声中显现出来，并且在一定程度上得到了再现。推断出的斯托克斯V 线型没有不对称性，是由于采用了与高度无关的视线速度推断。另一方面，斯托克斯I 线型和连续谱得到了很好的再现。在某些像素中，一些谱线的线心处可以观察到与拟合线型的微小偏差。然而，这并不是由于对这些谱线的 log(gf) 值推断不佳造成的，而是这些像素中更复杂的大气分层结构所导致的；本文所采用的简单模型大气无法再现这种结构。

4.2. 反演所得log(gf) 值对反演设置和观测效应的稳健性

本节讨论五种用于检验 log(gf) 反演稳健性的情况，并将结果与上一节介绍的参考情况进行对比。

案例 I. 所选感兴趣区域的影响。我们选择比较区域 A 和区域 B 的结果，其中区域 B 位于区域 A 内（见图1）。仅比较重叠像素的大气参数。

案例 II.未校正光谱杂散光的影响。光谱杂散光校正会改变相对谱线深度，进而影响 log(gf) 值的推断。我们从区域 A 的观测光谱中扣除了 3.5% 的光谱杂散光，并针对该区域重复进行了反演。

情况 III.选择不同参考谱线的影响。我们使用 15662 Å 谱线作为参考谱线，对区域 A 重复进行了反演。为恰当地将结果与参考情况进行对比，我们将 15662 Å 谱线的 log(gf) 值设为其在参考情况下推断出的值。本情况旨在说明，无论选择哪条 log(gf) 值可靠确定的谱线，耦合方法都能够恢复相近的大气结构和 log(gf) 值。

情况 IV. 所选大气参数化方案的影响。每个参数的节点数及其位置会影响大气模型重现复杂观测谱线轮廓的能力，

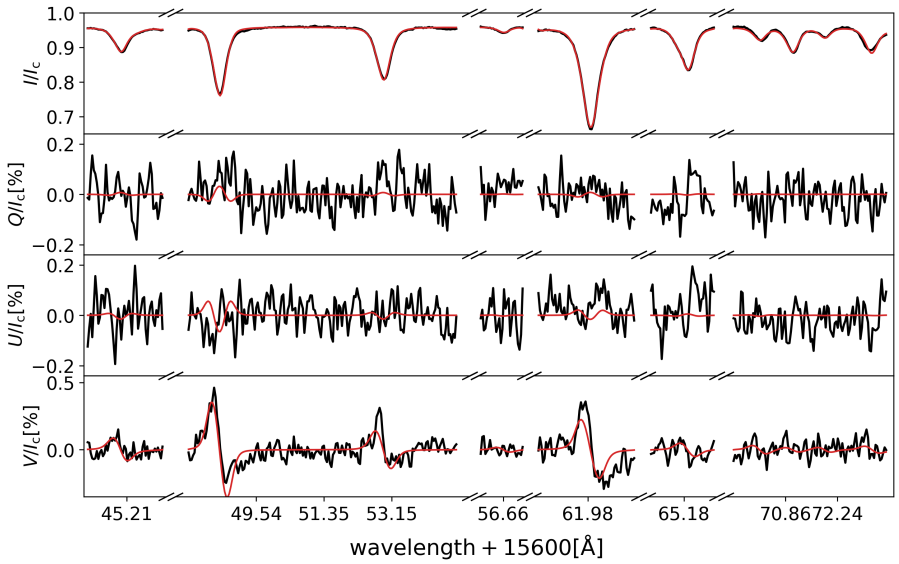

图 5. 具有 3 08 χ^2 = χ^2 的像素中，拟合结果（红线）与观测光谱（黑线）的对比。（区域 A 中的中位数）。

并影响推断得到的 log(gf) 值。为检验这种影响有多显著，我们将温度分层的节点数减少到三个，并将其放置在 log τ_{500} = (−1.5, −0.6, 0.2) 处。我们决定保留相同的顶部和底部节点，并将中间节点置于两者之间。

案例 V。缺失谱线的影响。忽略混合谱线可能会干扰对其混合谱线对的原子参数的推断。我们在移除谱线表中的第 2、3、7、9 和 15 条谱线后，重新对区域 A 进行了反演。

我们计算了各案例中推断出的参数与参考情况中推断出的参数之差的均值和标准差。log(gf)、温度、磁化组分中的视线速度和宏观湍动速度、磁填充因子以及磁场强度的数值列于表 3中。高度相关参数的标准差是根据节点所跨越的大气层范围内的插值数值计算的（外推值不纳入比较）。

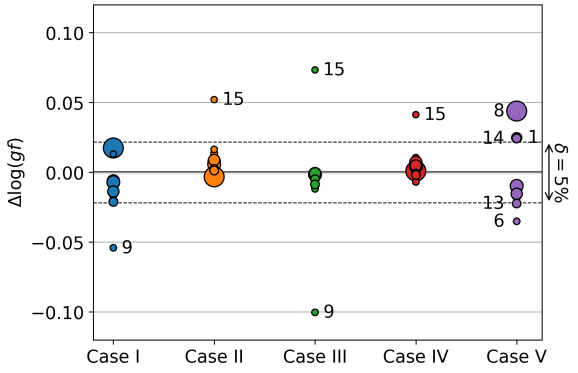

图 6：推断的 log(gf) 值与参考反演结果的差异。较强的谱线以较大的圆圈表示。 Δlog(gf) 大于 5%（由水平虚线标示）的谱线均标注了各自的谱线编号。

在图6中，我们展示了此处所考察各案例中推断出的 log(gf) 值的差异。除案例 V 外，所有案例推断出的 log(gf) 值都与参考反演所得结果相当吻合，偏差小于 5%；尤其是对于较弱的混合谱线，即使大气参数有所变化，结果仍然如此。这表明，即使数据处理过程中存在不准确之处，或所选反演设置有所不同，耦合方法在推断 log(gf) 值方面仍具有稳健性。只要进行了基本的数据处理，并按预期应用反演方法，这一结论便成立。

与参考情况相比，案例 I 在推断的大气参数和 log(gf) 值方面的偏差均属最小之列。这表明耦合方法对视场的选择并不敏感。耦合方法的优势在于，像素之间无需具有空间连贯性。因此，可以灵活地分析相距较远的像素，这些像素代表了大视场中观测到的多种太阳特征。

光谱杂散光的校正以相同的幅度应用于每个独立像素（案例 II）。这种校正对反演得到的原子参数影响较小，但在温度、磁充填因子和磁场强度方面观察到显著偏差。反演得到的原子参数出现的小幅偏差是耦合方法所导致的结果，该方法能够正确反演相对 log(gf) 值。相对 log(gf) 是反演得到的 log(gf) 与参考谱线的 log(gf) 值之差。然而，与参考反演相比，耦合方法通过调整大气参数来补偿不同的光谱杂散光。只要存在会改变谱线深度的依赖像素效应/校正，原子参数仍将被正确恢复，而大气参数则会发生变化，以补偿所应用的校正。

更换参考谱线（情况 III）会改变 Stokes 剖面对大气参数的响应，并影响对这些参数的推断。推断得到的大气参数和原子参数与参考情况相比没有明显偏差。唯一的例外是温度和磁场强度（因此也包括磁填充因子）的变化较大，这可能是因为 15648Å 和 15662 Å 谱线对温度和磁场的敏感性不同。这个例子进一步支持了耦合方法能够保留相对 log(gf) 值这一前提。只要所选参考谱线的 log(gf) 值能够可靠确定（例如通过精确的实验测量），我们就能得到相近的大气参

表3：给定情形下的参数值与参考反演所得参数值之差的均值和标准差。

情形	$\log(gf)$	T [K]	$v_{\rm LOS}^{m}$ [千米/秒]	v^{m} 微观湍动[千米/秒]	α [%]	B [G]
案例 I	-0.013 ± 0.017	81 ± 240	-0.04 ± 0.05	0.11 ± 0.22	-1 ± 3	46 ± 243
案例 II	0.010 ± 0.014	-206 ± 271	-0.02 ± 0.09	-0.15 ± 0.20	5 ± 4	-201 ± 269
情况 III	-0.006 ± 0.037	102 ± 539	-0.13 ± 0.08	-0.4 ± 0.31	4 ± 7	-3 ± 607
情况 IV	0.005 ± 0.012	-70 ± 289	0.04 ± 0.07	0.42 ± 0.30	-4 ± 4	23 ± 260
案例 V	-0.002 ± 0.025	164 ± 384	-0.64 ± 0.20	1.07 ± 0.43	-9 ± 4	142 ± 402

注释。 各列分别表示磁化组分的 $\log(gf)$、温度、视线方向和微湍流速度，以及磁填充因子和磁场强度。

数。这里的案例中，只有一条谱线满足这一标准。对于更宽的光谱区域，通常会有更多谱线满足这一标准，从而进一步有助于区分大气参数和原子参数。

改变磁化大气的温度分层（情况 IV）所导致的推断大气参数偏差和变化最小。温度是最类似于 $\log(gf)$、通过改变谱线强度发挥作用的大气参数，尤其会影响中性物种的较弱谱线，因此 $\log(gf)$ 与温度的简并最强。不过，在这种情况下，三节点大气模型对观测光谱的拟合效果可与四节点模型同样出色。我们注意到，在这种情况下，磁化组分的微湍流速度有所增加，并且与温度紧密相关。

人们投入了大量努力来识别谱线、将其归属于正确的原子物种，并确定其基本参数（例如，Kurucz 与 Peytremann（1975）；Nave 等（1994）；Castelli 与 Kurucz（2010年）Li 等人（2026年），仅举数例）。忽略谱线，尤其是较弱的谱线，可能会导致推断参数出现可测量的变化。例如，如果弱谱线位于较强谱线的翼部，忽略它就必须通过增大强谱线的 $\log(gf)$ 值或调整大气参数来进行补偿。

在案例 V 中，我们注意到被忽略了混合谱线的强谱线（1、8 和 14）的 $\log(gf)$ 值发生了显著变化。由于缺少混合组分，这些谱线的 $\log(gf)$ 值增大，以补偿其翼部缺失的不透明度。此外，由于 $\log(gf)$ 的调整，原子参数的空间耦合也使大气参数需要相应改变。在此，我们观察到磁化组分的微湍流速度显著增大，其目的是展宽谱线，并补偿强谱线翼部缺失的不透明度。此外，视线速度降低，使谱线整体红移，因为所有被省略的谱线都位于较强混合谱线对的红翼。同时，磁填充因子大幅降低。然而，由于这些大气参数的变化会使不透明度增大，其他谱线的 $\log(gf)$ 值便会降低，以对此进行补偿。忽略一条较弱的混合谱线，可能会通过耦合方法影响大气参数推断，进而间接影响一条不属于该混合谱线的谱线的 $\log(gf)$ 值。

从谱线表中移除这些弱谱线，使 χ^2增加了 26%。排除谱线 2 对结果的影响最大，这是由于它的强度较大，且斯塔克展宽造成了宽阔的翼部（图7）。排除谱线 7、9 和 15，与参考反演几乎没有差异，表明根据我们所用观测集的反演对它们的 $\log(gf)$ 值约束较弱，因

演结果已显示这一点。在图6 中，谱线 9 和 15 与参考情况的偏差最大。

由于偏差超过 1 dex，谱线 3 和 7 在此前的讨论中均被排除。这些较大的差异是因为这些谱线过弱，无法在 χ^2 中产生显著变化，因此对拟合质量的影响很小。马尔可夫链蒙特卡罗采样也进一步支持了这一结果（见第5节），其中它们的 $\log(gf)$ 联合后验分布是平坦的。因此，我们决定不将这些谱线的反演值列入表A.1。

我们还想在此强调，案例 V 不一定能够检验谱线表的完整性。反演代码旨在利用所提供的谱线表、选定的大气参数化方案和所实施的物理约束，尽可能地复现观测数据。随后，用户需要适当地限定自由参数的范围，并验证反演得到的参数值是否反映真实情况。在下一节中，我们将简要讨论所采用谱线表的完整性。

4.3. 与先前研究的比较

在使用耦合方法确立反演所得 $\log(gf)$ 值的稳健性之后，我们在图 8 中将其与其他作者使用不同方法和不同太阳观测数据确定的值进行比较。在上图中，我们将所有 $\log(gf)$ 值集与 Kurucz 数据库中广泛采用的值进行对比（Kuruczand Bell（1995）；VALD 数据库中也有相同的 $\log(gf)$ 值，Piskunov 等（1995）），而在下图中，我们将其与低能级的激发势进行对比。

不同作者确定的 $\log(gf)$ 值与采用耦合方法推断出的值相比，偏差较小。首先，我们将讨论与 Trelles Arjona 等人(2021年) 研究结果之间 $\log(gf)$ 的差异，因为我们使用了相同的观测数据，但采用了不同的方法。

我们的工作与Trelles Arjona 等人(2021年)之间的一项差异源于采用的谱线表不同。我们以Trelles Arjona 等人(2021年)的谱线表为基础，得到了所有谱线可比的 $\log(gf)$ 值，尽管存在微小的系统性偏移。然而，我们发现某些谱线的 log(g f) 值异常高，从而违反了谱线跃迁强度的 Thomas–Reiche–Kuhn 求和规则。将这一物理约束施加于 $\log(gf)$ 上限后，结果表明需要额外的跃迁才能重现观测光谱。因此，我们在Trelles Arjona 等人 (2021年)的谱线表中补充了来自 VALD 数据库的跃迁，并保留了所有线芯深度超过

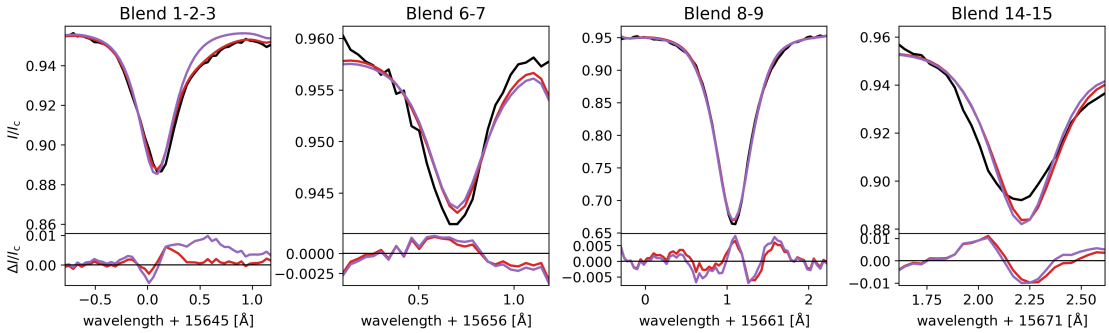

图 7：缺失混合谱线情况下所用混合谱线对附近的光谱区域。我们仅展示斯托克斯 I 拟合，因为这些谱线的偏振信号低于噪声水平。黑线表示观测光谱，红线表示参考反演中得到的最佳拟合光谱，紫线表示案例 V 中得到的最佳拟合光谱；在案例 V 中，我们从谱线表中排除了第 2、3、7、9 和 15 条谱线。图中展示的是与图 5中相同像素的光谱。

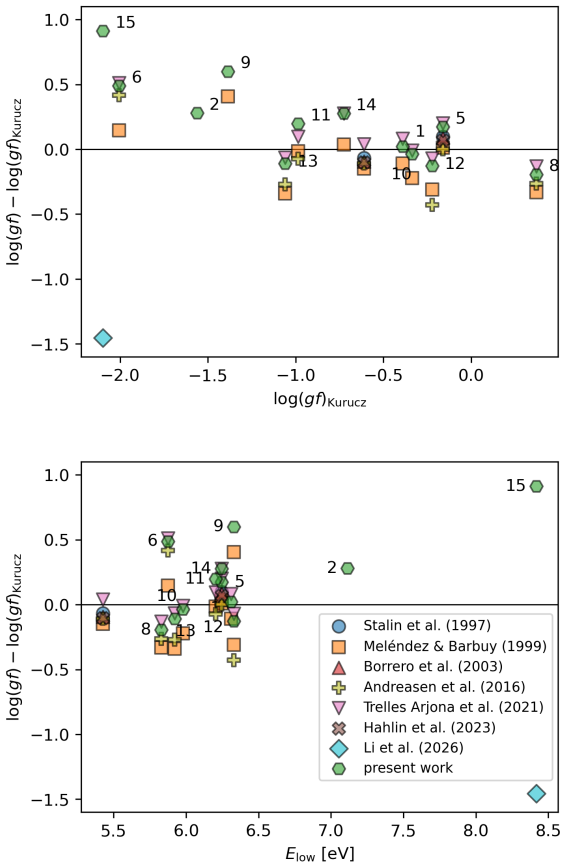

图 8：不同研究推得的 log(g f) 值与 Kurucz 数据库中数值之间的差异。 上图：相对于 log(gf) 值 的 log(g f) 差异 $_{\text{Kurucz}}$。 下图：相对于下能级激发势 E的 log(g f) 差异。$_{\text{low}}$本研究中的每个数据点在两个图中均以表 A.1 中相应的谱线编号标注。

0。1% 的连续谱强度，该强度是使用 FAL-C 大气模型计算得出的（Fontenla 等人 1993年）。然而，对于满足这一标准、但 log(gf) 值高于其真实值且未违反求和规则的谱线，无法事先识别。一个可能的迹象是，无论将下边界设得多低，推断出的 log(gf) 值都会达到设定的下边界。对于这类谱线，log(gf) 的上限可由于这些线型淹没在噪声中，且不够显著，无法用于反演太阳大气的物理条件，因此其参数无法得到可靠约束。

通过耦合方法推导出的 log(g f)值平均比Trelles Arjona 等人的结果低 0.023（2021年）（对于两份谱线表共有的谱线，并经过丰度校正后）。造成这种偏移的原因很可能是温度与 log(gf) 值之间存在简并。对于我们在此考察的这组谱线，解除像素间的耦合后，log(gf) 值明显倾向于更大（见图 B.2）。大气较深层的温度梯度增大，会使源函数变陡，进而加深谱线，从而导致反演得到的 log(gf) 值更小。温度与 log(gf) 之间简并的严重程度取决于谱线所属的元素以及跃迁下能级的激发势。在观测波长范围内，我们识别出的丰度最高的谱线属于中性铁原子；我们也用这些谱线将结果与 Trelles Arjona 等人（2021年）的结果进行了比较。由于这些谱线也都起源于激发势较高的能级（$E_{\text{low}} \geq 5.4$ eV），它们的温度敏感性相近。因此，逐像素反演中的温度变化会导致反演得到的 log(gf) 值出现系统性偏移。

较强的谱线与 Kurucz 值的偏差要小得多，而较弱的谱线则偏差更大。偏差最大的是谱线15，它是我们谱线表中最弱的一条谱线。 Li 等人 (2026年) 通过对硫原子进行建模，确定了其 log(gf)，其中该谱线的中心波长位于观测波长范围之外。因此，我们不禁要质疑这条谱线是否得到了正确识别。尽管如此，上一节的案例 V 中考察了它对邻近混合谱线——谱线14——的影响，结果发现移除谱线15后，log(gf)$_{14}$ 增加了 5%。此外，Trelles Arjona 等人 (2021年) 推得相同的 log(gf)$_{14}$，尽管他们将另一条谱线视为混合谱线对。

另一方面，log(gf) 偏差与 log(gf)$_{\text{Kurucz}}$之间存在微弱的依赖关系，这表明存在某些系统性效应。从 gf 的 log 值中也能观察到这一趋势。Trelles Arjona 等人 Trelles Arjona 等人(2021年) 使用了相同的一组观测数据；Andreasen 等人 Andreasen 等人(2016年) 以及 Meléndez& Barbuy (1999年) 则使用了空间平均的太阳光谱。由于 Trelles Arjona 等人(2021年) 使用了不同的方法来确定 log(gf) 值，因此我们可以得出结论：这一趋势与用于推导 log(gf) 值的方法无关。

根据观测数据得出的结果。此外，即使使用不同的f谱线表也不会影响这一趋势，因为我们的结果与fTrelles Arjona 等人 f（2021年） 之间的差异小于与 Kurucz 数值之间的差异。

由于这三项研究——Trelles Arjona 等人（2021年）、Andreasen 等人（2016年）以及Meléndez 和 Barbuy（1999年）——使用了不同的观测数据和方法来确定 log(gf) 值，因此我们可以认为所恢复的趋势是真实的。不过，由于数据点（谱线）数量并不多，我们必须谨慎，不能过度解读这一趋势。遗憾的是，对于这些谱线的 log(gf) 值，我们缺乏实验测量，因而无法确切确定观测到的趋势是真实现象还是偶然巧合。尽管如此，我们仍将简要讨论导致这一趋势的另外两个潜在原因。

log(gf) 差异随谱线强度变化的原因之一，可能在于 NLTE 效应。 然而，这些谱线形成于太阳大气非常深处，在那里，频繁的粒子碰撞会使能级布居与辐射场脱耦。如果存在任何 NLTE 效应，那么应能从图 8 的底部面板中看出。由于我们没有发现其与低能级激发势之间存在任何趋势，因此可以排除这里的 NLTE 效应。此外，与我们在此处观测到的相对于 Kurucz 值的偏差相比，我们预计 NLTE 效应的幅度会更小。 Hahlin 等人（2023年）发现，对 H 波段光谱中的部分谱线应用 NLTE 修正后，推断出的 log(gf) 值变化约为 ~ 0。01 dex。

根据我们目前使用耦合方法从 SCIPgf/SunriseIII 在 850 nm 的观测中推断 log(g f) 值的经验，忽略 NLTE 效应将通过改变温度梯度得到补偿。以一条与参考谱线源自同一能级的谱线为例，温度梯度的变化使其 log(g f) 相较于实验测得值降低了 *0*.02 dex。然而，对于一条源自具有更高激发势能级、且同样具有实验测得 log(g f) 值的谱线，其数值降低了约 *0*.07 dex。NLTE 效应的强度会在不同离子的谱线之间有所差异，并取决于我们在太阳表面观测到的特征（Smitha et al. 2020）。对于本研究分析的谱线以及上述论据，可以排除 NLTE 效应是图 8 顶部面板中趋势的来源。

与我们进行比较的 log(gf) 值的半经验计算也可能是造成其与 Kurucz 值存在较大偏差的另一种解释。我们在此考察的绝大多数谱线都属于铁原子，其起源能级的下能级激发势大于 5.4 eV。由于较高能级波函数之间存在重叠，在简单的自旋轨道相互作用（LS 耦合）框架下，这些能级难以得到准确建模（组态相互作用；例如 Clear 等人 2026年）。因此，对其进行建模需要适当考虑组态相互作用，而组态相互作用难以完全建模，并可能导致 LS 禁戒跃迁的 log(gf) 误差至少达到 0.2（例如 Li 等人 2026年）。由于存在许多开放壳层以及排列密集的高能级，铁原子需要非常复杂的原子模型。作为一个研究群体，我们目前缺乏对铁原子的广泛建模，也缺乏理论推导的跃迁概率（Conroy 等人 2018）。

5. log(g f) 值的不确定性估计

马尔可夫链蒙特卡罗（马尔可夫链蒙特卡罗；Press 等（2007））提供了一种统计评估模型参数不确定性的方法，因为无法直接传播误差。该方法足够灵活，能够对参数进行全面探索，从而保证找到全局最小值，但计算量非常大。我们的主要目标是确定 log(gf) 值的不确定性。

为此，我们需要针对给定的观测数据D，求得所有局部（大气）参数 $\hat{}L$ 和全局（原子）参数 $\hat{}G$ 的联合后验分布 $p(\hat{}L, \hat{}G|D)$。根据贝叶斯定理，联合后验分布可写为：

$$p(\hat{L}, \hat{G}|D) \propto p(D|\hat{L}, \hat{G}) \cdot p(\hat{L}) \cdot p(\hat{G}), \tag{4}$$

其中，$p(D|\hat{}L, \hat{}G)$ 是似然函数（与 $\exp(-\chi^2)$ 成正比），用于描述参数对观测数据的拟合程度；$p(\hat{}L)$ 和 $p(\hat{}G)$ 分别是局部参数和全局参数的先验分布。

感兴趣参数的不确定性通过边缘化后的联合后验分布的标准差计算。在我们的研究中，主要关注谱线表中所有谱线的 log(gf) 参数的不确定性。因此，我们对局部参数上的联合后验分布进行积分：

$$p(\hat{G}|D) = \int p(\hat{L}, \hat{G}|D) \mathrm{d}\hat{L}. \tag{5}$$

遵循耦合方法的原则，我们可以独立地从每个像素中抽取局部参数，而不会损失一般性。因此，我们将联合后验分布分解为视场中所有像素的后验分布的乘积：

$$p(\hat{G}|D) = \prod_i \int p(\hat{L}_i, \hat{G}|D_i) \mathrm{d}\hat{L}_i. \tag{6}$$

然而，我们仍假设所有像素的全局参数是同时抽取的。为进一步简化全局参数的抽样，我们允许这些参数在像素之间变化，并应用数据融合框架（Wu等，2024年），以合并所有像素中全局参数的边缘化后验分布。在这种情况下，全局参数的边缘化后验分布为：

$$p(\hat{G}|D) = \prod_i \int p(\hat{L}_i, \hat{G}_i|D_i) \mathrm{d}\hat{L}_i = \prod_i p(\hat{G}_i|D_i), \tag{7}$$

其中，$p(\hat{}G_i|D_i)$ 是第 i 个像素的全局参数边缘化后验分布。数据融合使我们能够恰当地合并来自不同来源、群组或测量的后验分布，从而改进共同参数的结果。在我们的情形中，可以将每个像素视为一次独立测量，并合并其后验分布，以推导出全局参数的联合边缘化后验分布。

我们选择采用条件独立后验数据融合方法（Wu 等（2024年））来近似全局参数的真实边缘后验。当全局参数的先验分布为非信息性分布时，已证明这种近似效果良好（Wu 等（2024年））。

在所有局部参数中，我们仅选择对磁化组分的温度、视线速度和微湍流速度，以及磁填充因子进行采样。这些参数对 log(gf) 反演的影响最为显著。初始值取自参考反演值附近的一个小范围区域。对于所有参数，我们采用了与参考反演期间所设定边界相同的均匀先验分布

。对于 $\log(gf)$ 参数，我们选择了以参考反演值为中心、范围为 ± 1 的边界。

我们使用了仿射不变系综采样器（Goodman&Weare 2010年），该采样器由`emcee` Python 模块（Foreman-Mackey 等，2013年实现，用于获得联合后验分布。在参数空间中的步进采用了差分进化移动（Nelson 等，2013年），并使用默认参数。这种移动类型使我们能够对非单峰后验分布进行采样。由于参数之间存在简并，大气参数预计会呈现这种情况（例如参见del ToroIniesta&RuizCobo2016）。

对于每个抽取的样本，我们使用 globin 合成光谱，并以与耦合方法相同的方式计算 χ^2。这确保了我们采样的是与耦合方法获得的相同联合后验分布。然而，为了确定 $\log(gf)$ 的不确定性，我们使用了高三倍的噪声水平，$\sigma = 3。23 \cdot 10^{-3}$我们将该值确定为观测光谱与最佳拟合光谱之差的标准差。在理想情况下，该分布的标准差应等于数据中的噪声。然而，由于我们近似的是太阳大气中的真实大气条件，差异会大于理想情况。仅凭观测数据无法量化由大气参数化引起的不确定性，因为太阳大气中的确切物理条件尚不清楚。一种可能的方法是使用由太阳大气的磁流体力学（MHD）模型生成的合成光谱重复分析，但这超出了本研究的范围。

对参考反演中的每个像素进行马尔可夫链蒙特卡罗采样，成本高得难以承受。因此，我们选择对少量像素进行采样，并将范围限制在拟合效果最佳（χ^2最低）的10个像素。不过，这些像素代表了多种谱线轮廓，应能很好地反映参考情况下的整体分布。

在进行任何分析之前，采样持续进行，直至链的总长度至少达到自相关时间的50倍，并且舍弃了链中至少50 %的样本。根据中心极限定理，我们用正态分布拟合边缘化分布，并用其参数对全部10个像素进行数据融合。所有谱线的 $\log(gf)$ 不确定性取融合后的边缘化后验分布（Fusion($\hat{}L \oplus \hat{}G$)）的标准差。这些数值列于表 A.1。

大多数谱线的不确定性约为1 %（0.004 dex）；谱线2、6和9的不确定性较高，为 3 – 4 %，而最大的不确定性出现在谱线15（12 %）。

为评估数据融合过程的有效性，我们构建了另外两个马尔可夫链蒙特卡罗模型。在第一个模型中，我们仅逐像素采样 $\log(gf)$ 参数，然后融合全部 10 个像素中的样本（Fusion($\hat{}G$)）。在这项测试中，大气参数固定为参考反演所得的值。在第二个模型中，我们再次仅对 $\log(gf)$ $\hat{}$ 值进行采样，但同时针对表现最佳的 10 个像素进行采样（G^{coupled}）。不同马尔可夫链蒙特卡罗模型中各谱线 $\log(gf)$ 均值和标准差的比较见图 9。

所有谱线的均值 Fusion($\hat{}G$) $\log(gf)$ 值与 $\hat{}G^{\text{coupled}}$ $\log(gf)$ 值的比较结果都非常理想，差异小于报告的不确定性。这一结果验证了数据融合过程所采用的假设，并增强了 Fusion($\hat{}L \oplus \hat{}G$) 模型所确定的 $\log(gf)$ 不确定性的准确性。

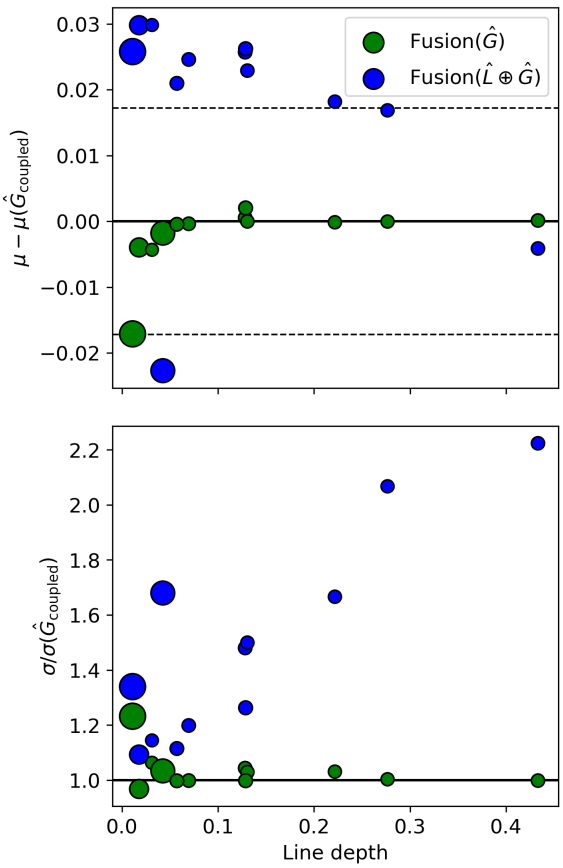

图 9：比较融合马尔可夫链蒙特卡罗模型所得 $\log(gf)$ 的均值和标准差。模型涵盖大气参数和原子参数的参数空间（Fusion($\hat{}L \oplus \hat{}G$)）、仅含原子参数的参数空间（Fusion($\hat{}G$)），以及耦合的原子参数（$\hat{}G^{\text{coupled}}$）。上图：不同参数空间下均值的差异。虚线表示 4% 的相对不确定度。下图：不同参数空间下标准差之比。两个面板中的符号大小均表示谱线的混合程度。

同时对大气参数和 $\log(gf)$ 参数进行采样后，不确定性会增大。这种增幅因谱线而异，且强谱线的增幅更大。弱谱线对较深层大气参数变化较为敏感，而这些参数受到更好的约束，因此不确定性较低（见图 B.1）。然而，较强的谱线形成于大气较高层，在这些区域，参数的不确定性较大。因此，强谱线的 $\log(gf)$ 不确定性预计会大于弱谱线。当谱线发生混合时，这种相关性会被打破，因为 $\log(gf)$ 值的不确定性由混合谱线共同分担。

另一方面，较强谱线的平均 log(gf) 值偏差较小，而较弱谱线的平均强度高出 ~ 0。025 dex，这与此处推断的 log(gf) 值和 *Trelles Arjona* 等人 (2021年) 给出的值之间的差异相当吻合。这种差异是先前提到的温度与 log(gf) 之间简并的结果。马尔可夫链蒙特卡罗游走器会为给定像素定位参数空间中后验概率最大的区域。然而，一个像素的 log(gf) 值并不一定对应于另一个像素中后验概率最大的区

域。一旦将这些像素耦合起来，后验概率最大值在参数空间中的位置就会发生变化。Vukadinovi´c 等人 (2024年) 的图 4 和图 7 也显示了这一点：温度梯度与预期的分层结构显著不同，推断出的 log(gf) 值平均高出 0。025 dex。

值得注意的是，我们忽略了谱线 4 实验测得的 log(*gf*) 的不确定性以及元素丰度的不确定性。这些不确定性比所确定的 log(*gf*) 不确定性大一个数量级。为了充分考虑这些不确定性，可以假设这些参数服从高斯先验进行建模。将丰度纳入模型会进一步增加所有参数之间的简并，因此在解释这些结果时必须谨慎。

6. 结论

通过对太阳大气进行遥感观测确定大气参数的可靠性，在很大程度上取决于用于模拟观测光谱中谱线的原子数据质量。在本研究中，我们应用 Vukadinovi´c 等人 (2024年) 引入的耦合反演方法，从宁静太阳观测数据中推断 log(*gf*) 值；这些观测是在 1.56 µm 波长处，使用 GRIS/GREGOR 光谱偏振仪获得的。

在耦合方法中，所有空间像素的原子参数均相同（空间耦合），而大气参数则允许在每个像素中单独变化。log(*gf*) 值的绝对标度通过参考谱线确定，该谱线的 log(*gf*) 值可信。本研究选择 15648 Å 谱线作为参考谱线，因为其 log(*gf*) 值经过实验测量（Ruffoni 等，2013年）。参考谱线还用于减小大气参数与原子参数之间的简并（例如温度与 log(*gf*) 之间的简并）。

我们测试并确认，推断得到的 log(*gf*) 值对于未校正的光谱杂散光、用于解耦大气参数与原子参数的参考谱线选择、用于推断 log(*gf*) 值的视场选择偏差，以及所选大气模型的影响，均具有稳健性。所有这些测试都表明，原子谱线参数的空间耦合确保了 log(*gf*) 推断稳健可靠。我们还通过将宏观湍动速度从 1.56 km/s 降至 0.9 km/s，测试了其对推断所得 log(*gf*) 值的影响。宏观湍动速度的这一变化并未使反演结果产生有意义的变化。

此外，我们还测试了所选谱线表中缺失谱线的影响。缺失的混合谱线会使其混合谱线对的 log(*gf*) 值升高，从而补偿不透明度的不足。然而，缺失谱线还会对波长上距离更远的其他谱线的 log(*gf*) 值产生间接影响。由于不透明度缺失，大气参数发生了调整，导致其他谱线反演得到的 log(*gf*) 值降低。这很可能是因为所使用的谱线仅来自单一元素——在本例中为铁——而这些谱线具有相同的温度敏感性。

上述结果假定，用于反演的谱线表是完整的，并且在局部热力学平衡条件下对所有谱线都进行了恰当建模。对 log(*gf*) 反演施加物理约束（例如 Thomas–Reiche–Kuhn 求和规则），可以进一步提高结果的可靠性，并有助于识别所采用谱线表中的误识别谱线或缺失跃迁。

使用马尔可夫链蒙特卡罗方法确定了反演得到的 log(*gf*) 值的不确定性。其不确定性对于强混合谱线和弱混合谱线约为 1–4%，而对于强混合谱线则为 12%。这些数值与实验测得的 log(*gf*) 值的不确定性（1–5%；Blackwell & Collins1972）以及强谱线理论计算所得的不确定性（5–10%；Li 等人 2021年）非常吻合。基于这些结果，我们可以认为，通过耦合方法利用观测光谱推断出的 log(*gf*) 值，其不确定性与其他方法相当；如果不存在更好的原子数据来源，就应使用这些数值。

像耦合方法中所做的那样，对 log(*gf*) 值进行耦合，可以约束 log(*gf*) 值的参数空间，从而消除参数简并。不过，这一做法成立的前提是观测到具有明显不同温度分层的太阳特征，这能确保混合谱线对大气参数（主要是温度）具有不同的敏感性。耦合方法的主要优势在于消除原子参数与大气参数之间的简并，从而准确反演混合谱线的 log(*gf*) 值。同样的原理也可应用于其他原子参数。

对于含有大量混合谱线的光谱拟合，耦合方法至关重要，例如 SUSI 仪器在 Feller 等人 2025年 的 Sunrise iii 于 2024 年进行的Korpi-Lagg 等（2025）飞行期间获取的近紫外光谱。高空间分辨率还将使我们能够分析更多样、差异更大的太阳特征，这些特征具有更加多样的温度和磁结构，从而不仅能改进 log(*gf*) 的测定，也能更好地确定太阳大气中的物理条件。

致谢。我们谨向匿名审稿人致谢，感谢其提出的意见显著改进了本文所呈现的结果。DV 感谢 Ivan Mili´c 和 Carlos José Diaz Baso 就贝叶斯推断展开的有益讨论。本研究使用了 VALD 数据库，该数据库由乌普萨拉大学、莫斯科的俄罗斯科学院天文学研究所和维也纳大学运营。本项目获得欧盟地平线2020研究与创新计划下欧洲研究理事会（ERC）的资助（资助协议编号：101097844——WINSUN 项目；资助协议编号：101118581——REVEAL 项目）。

参考文献

Andreasen, D. T., Sousa, S. G., Delgado Mena, E., 等，2016年，《天文学与天体物理学》，585，A143；Anstee, S. D. & O'Mara, B. J.，1995年，《皇家天文学会月刊》，276，859；Asplund, M., Amarsi, A. M., & Grevesse, N.，2021年，《天文学与天体物理学》，653，A141；Barklem, P.，2016年，abo-cross：2016年4月版；Barklem, P. S., Anstee, S. D., & O'Mara, B. J.，1998a年，《澳大利亚天文学会刊》，15，336；Barklem, P. S. & O'Mara, B. J.，1997年，《皇家天文学会月刊》，290，102；Barklem, P. S., O'Mara, B. J., & Ross, J. E.，1998b年，《皇家天文学会月刊》，296，1057；Bautista, M. A., Bergemann, M., Gallego, H. C., 等，2022年，《天文学与天体物理学》，665，A18；Bigot, L. & Thévenin, F.，2006年，《皇家天文学会月刊》，372，609；Blackwell, D. E. & Collins, B. S.，1972年，《皇家天文学会月刊》，157，255；Boeche, C. & Grebel, E. K.，2016年，《天文学与天体物理学》，587，A2；Borrero, J. M., Asensio Ramos, A., Collados, M., 等，2016年，《天文学与天体物理学》，596，A2；Borrero, J. M., Bellot Rubio, L.R., Barklem, P. S., & del Toro Iniesta, J.C.，2003年，《天文学与天体物理学》，404，749；Castellanos Durán, J. S., Milanovic, N., Korpi-Lagg, A., 等，2024年，《天文学与天体物理学》，687，A218；Castelli, F. & Kurucz, R. L.，2010年，《天文学与天体物理学》，520，A57；Clear, C. P., Uylings, P., & Raassen, T.，2026年，《天文学与天体物理学》，706，A120；Collados, M., López, R., Páez, E., 等，2012年，《天文学新闻》，333，872；Conroy, A., Ramsbottom, C., Ballance, C., & Keenan, F.，2018年，《星系》，6；de la Cruz Rodríguez, J.，2019年，《天文学与天体物理学》，631，A153；de la Cruz Rodríguez, J., Leenaarts, J., Danilovic, S., & Uitenbroek, H.，2019年，《天文学与天体物理学》，623，A74；del Toro Iniesta, J. C. & Ruiz Cobo, B.，2016年，《太阳物理学活报》，13，4；Den Hartog, E. A., Ruffoni, M. P., Lawler, J. E., 等，2014年，《天体物理学杂志增刊系列》，215，23；Feller, A., Gandorfer, A., Grauf, B., 等，2025年，《太阳物理学》，300，65；Feller, A., Gandorfer, A., Iglesias, F. A., 等，2020年，载于SPIE会议系列，第11447卷，SPIE会议系列，11447AK

Fischer, C. F., Godefroid, M., Brage, T., Jönsson, P., & Gaigalas, G.，2016年，《物理学B辑杂志》，49，182004；Fischer, D. A., Anglada-Escude, G., Arriagada, P., 等，2016年，《太平洋天文学会刊》，128，066001；Fontenla, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R.，1993年，《天体物理学杂志》，406，319；Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J.，2013年，《太平洋天文学会刊》，125，306；Franz, M., Collados, M., Bethge, C., 等，2016年，《天文学与天体物理学》，596，A4；Gingerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., & Cuny, Y.，1971年，《太阳物理学》，18，347；Goodman, J. & Weare, J.，2010年，《应用数学与计算科学通讯》，5，65；Gurtovenko, E. A. & Kostik, R. I.，1981年，《天文学与天体物理学增刊》，46，239；Gurtovenko, E. A. & Kostik, R. I.，1982年，《天文学与天体物理学增刊》，47，193；Hahlin, A., Kochukhov, O., Rains, A. D., 等，2023年，《天文学与天体物理学》，675，A91；Hölken, J., van Noort, M., Solanki, S. K., 等，2026年，《天文学与天体物理学》，705，A220；Ichimoto, K., Lites, B., Elmore, D., 等，2008年，《太阳物理学》，249，233；Katsukawa, Y., del Toro Iniesta, J. C., Solanki, S. K., 等，2026年，《太阳物理学》，301，99；Kiselman, D., Pereira, T. M. D., Gustafsson, B., 等，2011年，《天文学与天体物理学》，535，A14；Korpi-Lagg, A., Gandorfer, A., Solanki, S. K., 等，2025年，《太阳物理学》，300；Kozlov, S. V., Terashkevich, V. A., Pazyuk, E. A., 等，2024年，《天体物理学杂志增刊系列》，275，29；Kurucz, R.& Bell, B.，1995年，原子谱线数据（R.L. Kurucz 和 B. Bell），Kurucz 第 23 号 CD-ROM。剑桥，23；Kurucz, R. L. & Peytremann, E.，1975年，SAO特别报告；Lagg, A., Solanki, S. K., Doerr, H. P., 等，2016年，《天文学与天体物理学》，596，A6；Laverick, M., Lobel, A., Royer, P., 等，2019年，《天文学与天体物理学》，624，A60；Levenberg, K.，1944年，《应用数学季刊》，2，164；Li, W., Amarsi, A. M., & Jönsson, P.，2026年，《天文学与天体物理学》，707，A141；Li, W., Amarsi, A. M., Papoulia, A., Ekman, J., & Jönsson, P.，2021年，《皇家天文学会月刊》，502，3780；Marquardt, D. W.，1963年，《工业与应用数学学会杂志》，11，431；Martins, L. P., Coelho, P., Caproni, A., & Vitoriano, R.，2014年，《皇家天文学会月刊》，442，1294；Meléndez, J. & Barbuy, B.，1999年，《天体物理学杂志增刊系列》，124，527；Mili´c, I., Smitha, H. N., & Lagg, A.，2019年，《天文学与天体物理学》，630，A133；Nave, G., Johansson, S., Learner, R. C. M., Thorne, A. P., & Brault, J. W.，1994年，《天体物理学杂志增刊系列》，94，221；Nelson, B., Ford, E. B., & Payne, M. J.，2013年，《天体物理学杂志增刊系列》，210，11；Piskunov, N. E., Kupka, F., Ryabchikova, T. A., Weiss, W. W., & Jeffery, C. S.，1995年，《天文学与天体物理学增刊》，112，525；Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P.，2007年，《数值计算方法》第3版：科学计算的艺术，第3版（剑桥大学出版社）；Riethmüller, T. L. & Solanki, S. K.，2019年，《天文学与天体物理学》，622，A36；Ruffoni, M. P., Allende Prieto, C., Nave, G., & Pickering, J. C.，2013年，《天体物理学杂志》，779，17；Saranathan, S., van Noort, M., & Solanki, S. K.，2021年，《天文学与天体物理学》，653，A17；Schmidt, W., von der Lühe, O., Volkmer, R., 等，2012年，《天文学新闻》，333，796；Schultheis, M., Rojas-Arriagada, A., Cunha, K., 等，2020年，《天文学与天体物理学》，642，A81；Shchukina, N. G. & Vasil'eva, I. E.，2013年，KPCB，29，53；Shetrone, M., Bizyaev, D., Lawler, J. E., 等，2015年，《天体物理学杂志增刊系列》，221，24；Sigut, T. A. A. & Landstreet, J. D.，1990年，《皇家天文学会月刊》，247，611；Smitha, H. N., Holzreuter, R., van Noort, M., & Solanki, S. K.，2020 年，《天文学与天体物理学》，633，A157；Solanki, S. K., Rueedi, I. K., & Livingston, W.，1992年，《天文学与天体物理学》，263，312；Stalin, C. S., Trivedi, C., Sinha, K., & Sanwal, B. B.，1997年，BASI，25，353；Thevenin, F.，1989年，《天文学与天体物理学增刊》，77，137；Thevenin, F.，1990年，《天文学与天体物理学增刊》，82，179；Tiwari, S. K., van Noort, M., Lagg, A., & Solanki, S. K.，2013年，《天文学与天体物理学》，557，A25；Tiwari, S. K., van Noort, M., Solanki, S. K., & Lagg, A.，2015年，《天文学与天体物理学》，583，A119；Trelles Arjona, J. C., Martínez González, M. J., & Ruiz Cobo, B.，2021年，《天体物理学快报》，915，L20；Trelles Arjona, J. C., Ruiz Cobo, B., & Martínez González, M. J.，2021年，《天文学与天体物理学》，648，A68；van Noort, M.，2012年，《天文学与天体物理学》，548，A5；van Noort, M., Hölken, J., Doerr, H.-P., 等，2025年，《天文学与天体物理学》，704，A215；Vukadinovi´c, D., Smitha, H. N., Korpi-Lagg, A., 等，2024年，《天文学与天体物理学》，686，A262；Wu, P., Imbiriba, T., Elvira, V., & Closas, P.，2024年，《信号处理学报》，72，275

附录 A：原子谱线参数

表A.1 列出了我们用于模拟观测光谱的原子谱线参数。我们还列出了其他研究人员推断的 log(gf) 值，以供比较。

表 A.1：用于模拟观测谱线的原子参数。

No.	元素	λ [Å]	E_l [电子伏]	J_l	J_u	$g_{\rm L}^{\rm eff}$	log(gf) Kurucz	log(gf) 本研究	log(gf) TA21[8]	log(gf) 其他
1	Fe I	15645.016	6.3109	2.0	2.0	2.333	-0.390	-0.368 ± 0.004	-0.308 ± 0.013	-0.500[5]
2	Si I	15645.415	7.1133	2.0	3.0	1.086	-1.561	-1.281 ± 0.015	...	...
3	Si I	15645.843	7.1660	2.0	3.0	1.000	-1.238	...	...	...
4	Fe I	15648.510	5.4260	1.0	1.0	3.000	-0.61[6]	-0.61[6]	-0.571 ± 0.008	-0.705[2] -0.720[1] -0.712[3] -0.676[7] -0.760[5]
5	Fe I	15652.871	6.2461	5.0	4.0	1.670	-0.161	0.013 ± 0.003	0.041 ± 0.010	-0.073[2] -0.160[1] -0.090[3] -0.063[7] -0.150[5]
6	Fe I	15656.632	5.8741	4.0	3.0	1.875	-2.005	-1.517 ± 0.011	-1.494 ± 0.044	-1.598[1] -1.860[5]
7	Fe I	15656.767	6.4258	1.0	2.0	2.000	-1.873	...	...	...
8	Fe I	15662.013	5.8279	5.0	4.0	1.500	0.371	0.176 ± 0.003	0.240 ± 0.013	0.097[1] 0.040[5]
9	Fe I	15662.313	6.3292	1.0	2.0	0.111	-1.386	-0.786 ± 0.014	...	-0.980[5]
10	Fe I	15665.240	5.9787	1.0	1.0	0.750	-0.337	-0.374 ± 0.002	-0.346 ± 0.009	-0.560[5]
11	Fe I	15670.124	6.2057	5.0	5.0	1.550	-0.986	-0.789 ± 0.005	-0.890 ± 0.026	-1.060[1] -1.000[5]
12	Fe I	15671.004	6.3292	1.0	2.0	0.424	-0.221	-0.348 ± 0.003	-0.290 ± 0.016	-0.650[1] -0.530[5]
13	Fe I	15671.866	5.9209	3.0	3.0	1.083	-1.060	-1.169 ± 0.006	-1.125 ± 0.030	-1.330[1] -1.400[5]
14	Fe I	15673.151	6.2461	5.0	6.0	0.564	-0.726	-0.450 ± 0.005	-0.448 ± 0.020	-0.690[5]
15	S I	15673.308	8.4173	3.0	2.0	1.500	-2.098	-1.185 ± 0.048	...	-3.553[4]

注： 谱线按波长升序排列。各列分别表示所分析光谱区域中的谱线编号、化学元素及电离阶段、谱线的中心波长、跃迁所涉及下态的能量、下能级和上能级的总角动量、有效朗德因子，以及来自 Kurucz 数据库的 log(g f) 值、本研究中测定了不确定性的值、来自 Trelles Arjona 等人(2021年) 的值，以及来自其他来源的值（在适用情况下已针对丰度差异进行校正）。所有原子数据均来自 Kurucz 数据库（Kurucz和Bell（1995））。元素丰度取自 Asplund 等人(2021年)，分别为 $A_{\rm Fe}$ = 7。46、$A_{\rm Si}$ = 7。51 和 $A_{\rm S}$ = 7。12。丰度的不确定性未传播至 log(gf) 不确定性中。不同的混合线对之间以水平线分隔。

参考文献。（1）Andreasen 等（2016）（2）Borrero 等（2003）（3）Hahlin 等人（2023）（4）Li 等（2026）（5）Meléndez 和 Barbuy（1999）（6） Ruffoni 等（2013） (7) Stalin 等（1997） （8） Trelles Arjona 等（2021）

附录 B：马尔可夫链蒙特卡罗结果

在图B.1 中，我们展示了最佳拟合像素对应的磁化分量的温度、视线速度和微湍流速度，以及杂散光因子的角图。在这里，我们观察到某些参数之间存在相关性。例如，底部两个温度节点之间存在负相关。在大气底部（位于 log τ_{500} = 0.2）提高温度会导致其上方的温度节点（位于 log τ_{500} = −0.4）温度下降。这一结果意味着温度插值的序列，并将底部节点处的温度梯度固定为 FAL C 大气模型中的温度梯度。

在温度与微湍流速度之间还观察到另一种相关性，因为这两个参数都会导致谱线展宽。在低层大气中，温度的降低由微湍流速度的增加所补偿，从而使这两个参数之间呈现负相关，有助于保持线宽。在上层大气中，

然而，这两个参数呈正相关，温度和微湍流速度同时增加，都会使谱线变宽。

我们发现，低层大气中的温度不确定性最小，而在较高层中不确定性逐渐增加。低层大气中的温度受到连续谱的良好约束，因为连续谱提供了大量波长点。相比之下，上层大气中的温度主要受到强谱线线芯的约束。由于能够探测这些较高层的谱线相对较少，对温度的约束变弱，从而导致允许的参数值范围更宽。

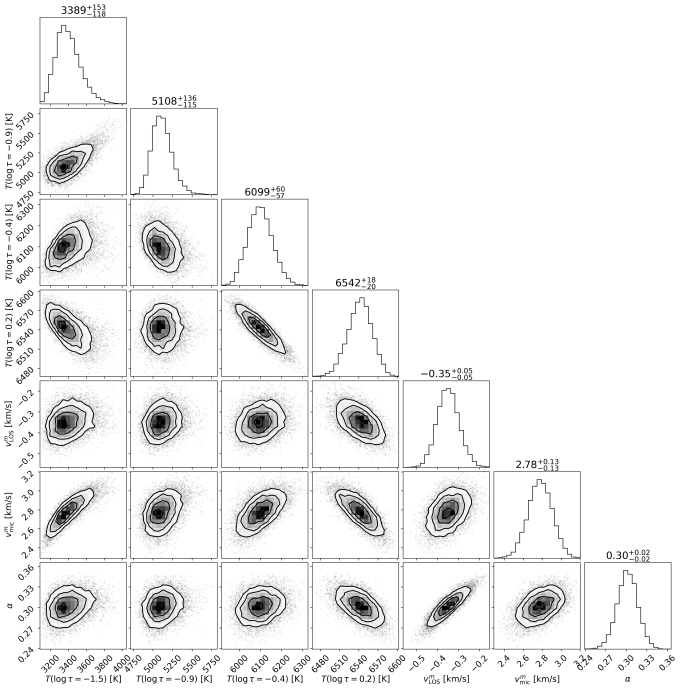

图 B.1：参考反演中拟合效果最佳的像素的磁化分量的温度、视线速度和微湍流速度，以及磁填充因子的角图。每列中第一组面板顶部的数值显示了均值及其下限和上限不确定性，分别根据第 16% 和第 84% 分位数计算得出。

逐像素推断对所反演的 log(g f) 值的影响如图 *B.2* 所示，其中我们合并了所分析的全部 10 个像素的马尔可夫链蒙特卡罗结果。在该图中，我们展示了马尔可夫链蒙特卡罗采样中得到的温度梯度和 log(g f) 偏差，并将其与第*4.1*节中的参考反演结果进行了比较。几乎在所有谱线中，我们都观察到，随着大气底部温度梯度减小，log(g f) 会增大。这是前述连续节点之间温度相关性的结果。在这里我们观察到，当考察连续节点之间的温度梯度时，这种相关性会交替变化。

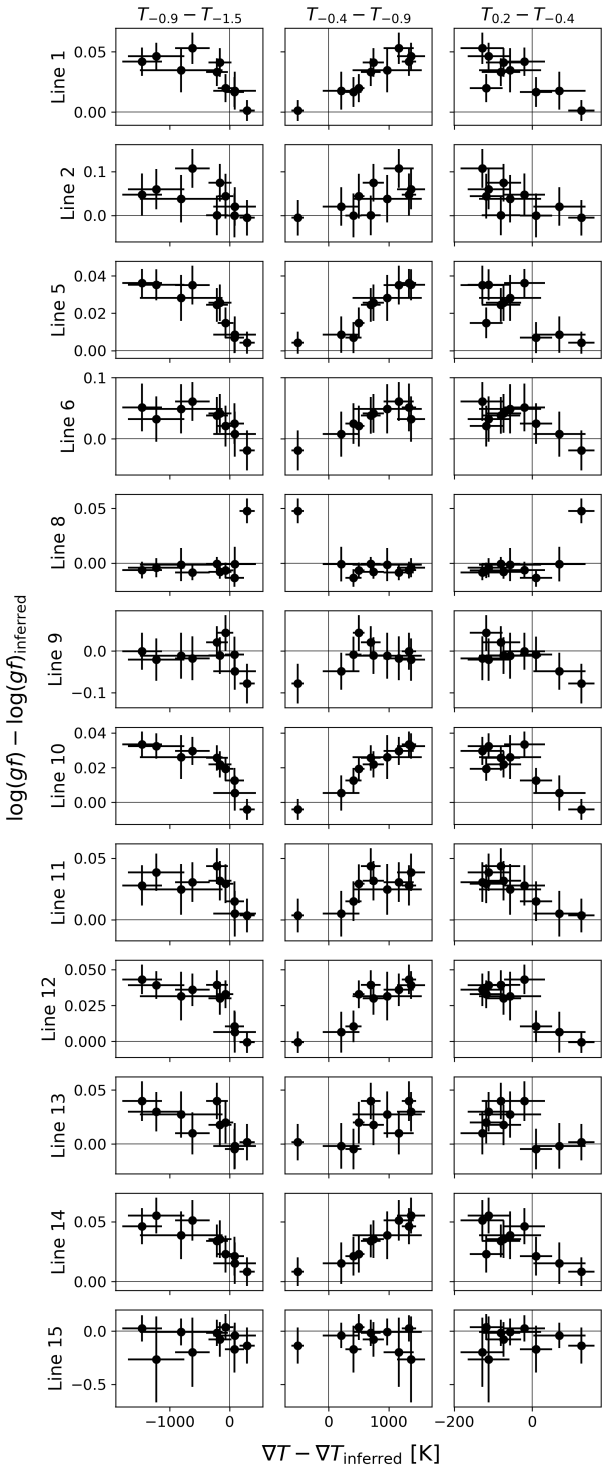

图 B.2：log(gf) 差异与温度梯度差异的关系。x 轴表示马尔可夫链蒙特卡罗与耦合方法推断出的温度梯度之差，y 轴表示马尔可夫链蒙特卡罗与耦合方法推断出的 log(g f) 之差。温度梯度计算于高度为 $\log \tau_{500}$ 的连续节点之间，其高度在 x 轴标签中以索引表示。每一行代表表A.1中的一条不同谱线。