arXiv:2601.00470v1 [astro-ph.SR] 1 Jan 2026

草稿版本：2026年1月5日 使用 LaTeX **现代** 样式
排版，采用 AASTeX7

参宿四 参宿四：探测伴星的膨胀尾迹

Andrea K. Dupree 哈佛—史密森天体物理中心 /，美国马萨诸塞州剑桥市花园街 *60* 号，邮编 *02138*

Paul I. Cristofari *莱顿天文台，莱顿大学，邮政信箱 *9513*，莱顿 *2300 RA*，荷兰
Morgan MacLeod 哈佛—史密森天体物理中心 /，美国马萨诸塞州剑桥市花园街 *60* 号，邮编 *02138*

Kateryna Kravchenko 马克斯·普朗克地外物理研究所，*Gießenbachstraße 1*，*D-85748* 加兴，德国

（收稿 2025年11月18日；修订于2025年12月13日；接受于2025年12月16日 ）

投稿至《天体物理学杂志》

摘要

近期分析认为，红超巨星参宿四（HD 39801）可能有一颗伴星天体，其周期为 ∼ 2000 天，轨道距恒星仅 2.3 $R_\star$，位于这颗超巨星色球层深处。散斑成像刚刚可能探测到这颗名为 *Siwarha* 的伴星。本研究发现，参宿四在光学区域和紫外线波段的光谱呈现出星周吸收和色球层外流变化的迹象。这些变化与伴星天体的 ∼2000 天周期相符。伴星凌过参宿四盘面后，光学中性锰谱线显示的星周吸收，以及紫外线 Fe II、中性硅和中性镁谱线标示的质量外流均有所增强。伴星发生食之后，吸收和外流缓慢减弱，为下一次凌星做准备。这种等离子体的出现及其变化似乎与一种尾随且膨胀的尾迹相符，该尾迹由在参宿四大气层内运行的伴星造成。

关键词：恒星色球层 (230)、恒星大气 (1584)、恒星质量损失 (1613)、M型超巨星 (988)

通讯作者：A. K. Dupree 电子邮箱：adupree@cfa.harvard.edu, cristofari@strw.leidenuniv.nl, morgan.macleod@cfa.harvard.edu, kkravchenko@mpe.mpg.de

* 哈佛史密森天体物理中心 |，花园街60号，剑桥，马萨诸塞州 02138，美国

1. 引言

红超巨星参宿四（猎户座α，HD 39801）早已被发现，在视亮度、视向速度、天体测量数据和色球发射线方面呈现两个变化周期： ∼400天和 ∼2000 天（R. Stothers & K. Leung 1971年；L. Goldberg 1984年；E. Guinan 1984年；A. Dupree 等，1987年；S. Ridgway 2013年）。400天的周期被认为是该恒星的基频或低阶泛音脉动模（M. Joyce 等，2020年）；而长次周期（LSP）则被归因于多种原因，包括非径向重力模、对流胞、双星性、尘埃形成或磁活动（L. Kiss 等，2006年；R. Stothers，2010年；P. Wood 等，2004年；J. Percy & H. Sato，2009年；I. Sozynski 等，2021年）。

两项独立研究（J. Goldberg 等，2024年；M. MacLeod 等，2025年）得出结论：长次周期最有可能是由一颗在超巨星大气层内运行的伴星造成的。J. Goldberg 等（2024年）评估了针对长次周期提出的诸多解释，并得出结论：伴星若伴有一团尾随尘埃云，就能同时解释视向速度和光度变化。I. Soszynski 等（2021年）也曾借助类似的尘埃云来解释在巨星中观测到的次级周期。M. MacLeod 等（2025年）汇集了一个世纪以来的视向速度、目视星等及天体测量数据，也得出参宿四有一颗伴星的结论。M. MacLeod 等（2025年）推测，这颗伴星的质量为 $0.6\pm0.14\ M_\odot$，其轨道距参宿四约 $2.3R_\star$，轨道平面与超巨星的自转轴垂直。双星性这一解释也颇具吸引力，因为它还能解释参宿四观测到的快速自转（H. Uitenbroek 等，1998年；P. Kervella 等，2018年）。

最近，研究人员利用散斑成像技术识别出参宿四的一颗可能的伴星（S. Howell 等，2025年）。尽管这次探测本身的显著性不高，但伴星的位置和亮度与预测一致，这为散斑图像中的这一特征增添了可信度。S. Howell 等（2025年）将这颗伴星命名为$Siwarha$，该名称源自阿拉伯语，以呼应参宿四名称的来源。国际天文学联合会刚刚采纳了这一名称。[5]

参宿四的色球层由 Mg II 发射表明，其直径至少延伸至 270 mas（H. Uitenbroek 等，1998年），如果取观测到的红外直径为 42 mas（M. Montargès 等，2014年），则相当于约 6.4 $R_\star$。在光学区域（466nm、562nm）进行的散斑成像（S. Howell 等，2025年）得到的直径相近（41 ± 1.2mas、 40 ± 1.4 mas）。因此，这颗伴星以 $\sim2.3R_\star$ 的距离运行，位于恒星色球层内部。正如 M. MacLeod 等人（2025年）所指出的，这种构型可能会在伴星后方形成引力聚焦尾或尾迹，这种构型

[5] 参见 https://exopla.net/star-names/modern-iau-star-names/。

可能会在伴星后方形成引力聚焦尾或尾迹。本文旨在寻找这种尾迹的观测特征。

在以下各节中，我们首先简要概述冷演化星中的星周谱线（第2节），随后介绍根据光学光谱测量参宿四中的星周中性锰跃迁（第3节）。第4节讨论表明存在质量外流的紫外谱线，第5节总结结论。

2. 超巨星中的星周谱线

对源自超巨星光谱的星周特征的搜寻始于近一个世纪前，当时 W. Adams 和 E. MacCormack（1935年）注意到可见光谱中几条谱线（Na D线、Ca H和K线）存在不对称性，并将其归因于星周物质。紫外观测能力的出现——最初来自气球搭载的光谱仪，随后来自国际紫外探测器（IUE）——促成了许多关于高光度恒星星周谱线的研究。通过观测主序冷星的热伴星，避免了在冷光球光谱背景下探测冷星周特征这一难题。该伴星提供了强烈的背景连续谱，使探测星周吸收特征成为可能。诸如 α Scorpii（心宿二）、仙王座VV和仙后座AZ等系统都是理想的观测目标，并产生了许多谱线鉴定结果（K. van der Hucht等，1980年；H.-J. Hagen等，1987年；T. Kirsch和R. Baade，1994年）。

参宿四是一个难以辨识星周谱线的天体，因为它没有距离较远的热伴星。然而，R. Weymann（1962）对参宿四的光学光谱进行了广泛研究，识别出来自 Fe I 和中性锰的窄星周特征，以及五种双电离物种（Ca II、Sc II、Ti II、Si II、Ba II）。星周谱线也常常出现在源自色球层的发射特征背景上。其中显著的是 2800Å 附近的 Mg II发射线，它们为位于 Mg II 翼部的星周中性锰和 Fe I 跃迁提供了可变的背景连续谱。然而，若没有定义明确的背景发射线轮廓，就很难提取星周谱线的宽度和速度等细节。因此，我们在此着重研究光学星周跃迁。

此外，参宿四的星周包层会产生发射，其直径为 4 至 8 角秒（A. Bernat 和 D. Lambert，1975），并且可能延伸至 50 角秒（R. Honeycutt 等，1980年）。因此，使用 ~ 4 角秒或更大孔径获得的光谱会包含污染性发射。光学光谱会受到这种污染，而且星周壳层的发射常常出现在吸收轮廓附近。

3. 参宿四的光学星周谱线

本文分析了来自两台光谱仪的光学光谱。HERMES 是一台高分辨率光纤馈送交叉色散阶梯光栅光谱仪，安装在 1.2 米 Mercator望远镜上

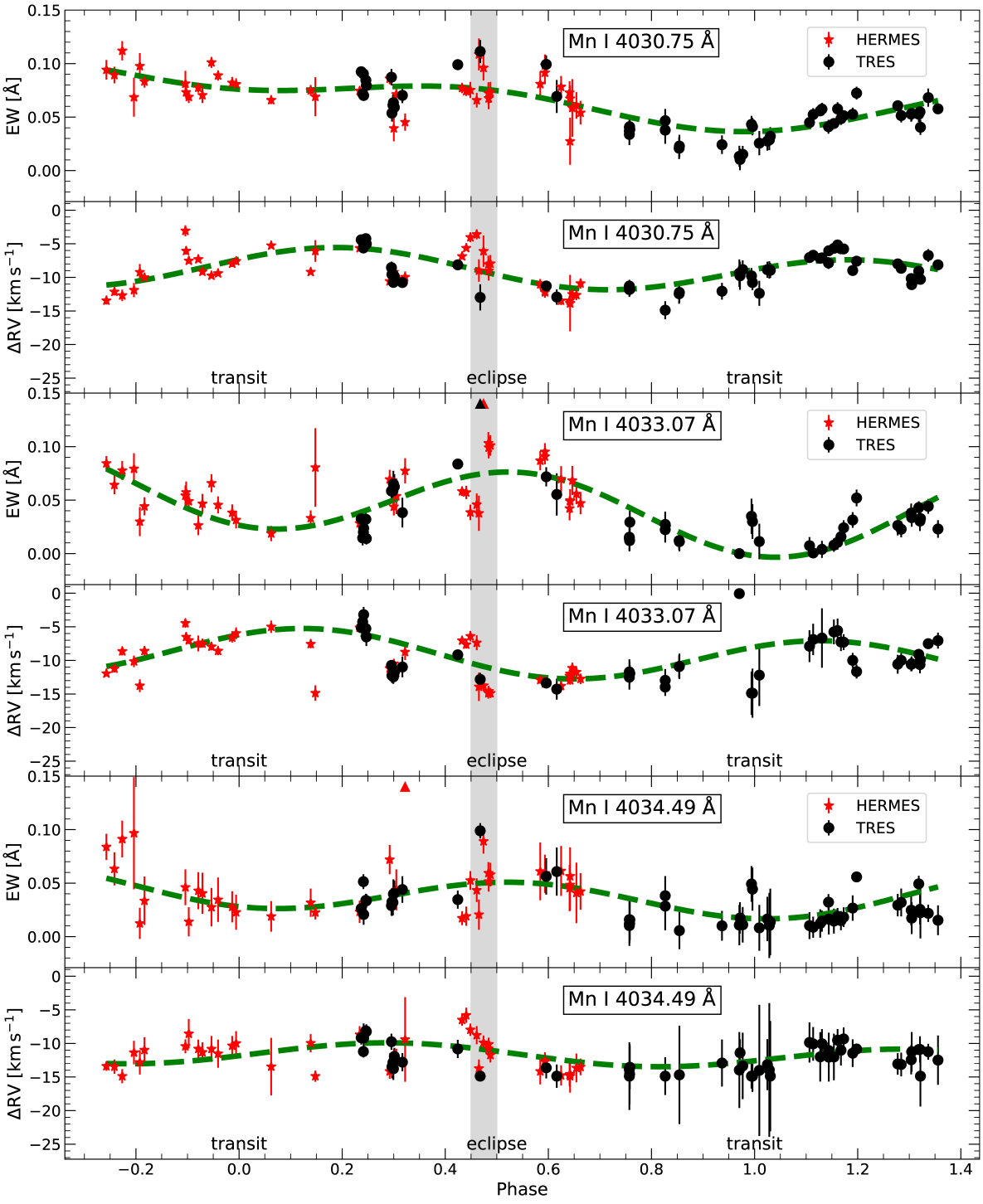

图 1。 HERMES 和 TRES 光谱仪测得的三条窄星周 Mn I 谱线。图中绘制了周期为 2109 天的双正弦曲线，以供目测参考（绿色虚线）。实心红色或黑色三角形标记了少数离群值。每条谱线的上图：Mn I 谱线的等效宽度 EW（Å）随伴星相位的变化。相位 0 对应伴星凌星，相位 0.5 标记伴星食。由于部分 HERMES 测量早于 TRES 测量开始，因此这里对这些测量采用负相位。每条谱线的下图：星周 Mn I 谱线相对于光球谱线的相对视向速度（ km s^{-1}）。

在拉帕尔马岛（西班牙）的罗克·德·洛斯·穆查乔斯天文台进行观测，光谱分辨率为 86,000，波长覆盖范围为 3800Å 至 9000Å（G. Raskin 等，2011年）。在约 5.25 年的时间跨度内，共获取了约 43 组 HERMES 光谱：从 2015年11月11日到 2021年5月2日。这些光谱中的大部分此前已纳入一项详细的断层成像分析，该分析研究了大昏暗事件发生前参宿四光球中冲击波的发展（K. Kravchenko 等，2021年）。

这些光谱还与 TRES 光谱相辅相成。TRES 是一台高通量交叉色散阶梯光栅光谱仪，安装在亚利桑那州霍普金斯山 FLWO 天文台的 1.5 米 Tillinghast 望远镜上。TRES 光谱覆盖 3900Å 至 9100Å，光谱分辨率为 44,000。从 2018年9月18日到 2025年3月4日，共获取了 55 组 TRES 光谱，开始时间比 HERMES 光谱的观测开始时间晚了 ~ 3 年，因此观测跨度延长至 ~ 6.5 年。两组光谱的观测时间重叠约 2.7 年。两组光谱均对 2109 天的周期进行了良好采样，跨度接近两个完整的观测时期。中性锰的星周跃迁也出现在紫外线波段，其中最显著的影响是中性镁发射线（A. Lobel 和 A. Dupree，2000年）。然而，这些紫外跃迁出现在 2800Å 附近强烈的 Mg II 发射线宽阔且中心反转、并随时间变化的谱线轮廓中，使得提取谱线特征变得困难。

在本分析中，伴星的星历取自 M. MacLeod 等人（2025年）：T_0（凌星，相位 0）$=$ JD 2459988.29，对应于 2023年.$12^{+0.34}_{-0.34}$，周期为 $= 2109 \pm 9$ 天。

我们重点研究光学波段的中性锰三重线，它由中性锰基态产生的 3 条跃迁（4030.75Å、4033.07Å 和 4034.49Å）组成。为提取谱线特征，我们通过对星周谱线和光球谱线进行双高斯轮廓拟合，得到光谱模型。我们采用交互式拟合流程，以获得对两条谱线的最佳拟合。首先，用单个高斯轮廓拟合宽广的光球谱线，并将其从观测光谱中扣除。这样便可用另一个单高斯拟合初步拟合星周谱线。为改进拟合效果，我们从原始光谱中扣除模型化的星周谱线，并重复这一过程，直至各次迭代中的拟合参数保持稳定。图 6（附录）以示意图展示了这一过程。我们选取了五条光谱，以展示伴星轨道 5 个相位下的 3 条中性锰谱线及其高斯拟合。相关图示见附录中的图 7、8 和 9。

提取了星周谱线的等值宽度（EW），以及谱线中心相对于光球谱线中心的位置。图1展示了各条谱线的这些数值，其中 HERMES 的结果以负相位表示，因为部分观测是在 TRES 观测之前获得的。

检查 3 条 Mn I跃迁中狭窄星周谱线等值宽度的变化，可发现它们呈现出相似的模式。等值宽度在伴星凌星附近（相位 0.0 和 1.0）达到最小值。随着食临近（相位 0.5），吸收持续增强。食后，

等值宽度会减小。HERMES 光谱包含了 TRES 光谱观测开始之前的数据，因此代表了不同的观测时期。谱线强度在不同观测时期之间会发生变化，这是预期之中的。紫外线和红外成像也显示，恒星表面的发射结构会在数月的时间尺度上发生变化（A. Dupree & R. Stefanik 2013年；M. Montargès 等，2016年）。

另一个值得关注的测量量是星周谱线相对于光球谱线的速度偏移。图 1 下图展示了根据各跃迁的谱线轮廓高斯拟合结果确定的这一偏移。伴星凌星之后，偏离光球速度 ~ -5 km s^{-1} 的幅度逐渐增大，在食附近达到最大外流速度，即 ~ -10 至 -15 km s^{-1}，随后又回落到较低值。膨胀速度的这种变化是星周物质的特征，可能受到伴星天体存在的调制。失质量双星模型的辐射流体力学计算得出了螺旋结构外流（Z. Chen 等，2020年）。

4. 参宿四的紫外色球谱线

紫外线谱线轮廓对于探测大气动力学具有独特的价值。许多跃迁，如 Fe II、中性硅和中性镁，其发射轮廓呈中心反转；这些轮廓的不对称性变化表明色球层中存在质量运动。这些变化已得到详细建模，以推断参宿四表面的运动（A. Lobel 和 A. Dupree，2001 年）。

色球层的动力学可从谱线发射特征相对强度的变化中看出。中心反转谱线轮廓中，短波长（“蓝侧”）发射峰与长波长（“红侧”）发射峰的比值，反映了大气物质的运动。当朝向观测者运动的光子在谱线蓝侧遇到更大的不透明度时，“蓝侧”发射峰相对于“红侧”发射峰会变弱（D. Hummer & G. Rybicki 1968年）。这种不对称性表明存在外流物质。针对参宿四的谱线不对称性变化及相关大气速度轮廓的计算（A. Lobel & A. Dupree 2001年）表明，中心反转谱线中不对称性增强是由大气层中的速度增加所致。因此，不对称性及其变化有助于了解速度场。此外，谱线轮廓的细节，例如中心反转的偏移和展宽，也表明在大气层中谱线形成区域的最高处存在质量运动。

现在，我们来考察2019年至2025年间利用 HST/STIS 观测参宿四所得的七条紫外色球发射谱线的变化情况。这段长达2483天的观测时段超过了2109天的长次周期。

从 Fe II 基态或低能级跃迁而来的 2382.037Å 谱线、中性镁的 2852.1Å 谱线，以及中性硅的 2516.1Å 谱线，有利于研究大气层的动力学。这些强谱线呈现带有中心反转的发射，从而形成蓝红发射峰。中心反转宽而深——通常通量为零——

表 1. 精选紫外线跃迁

物种	波长 (Å)	E_{lower} (eV)
Si I	2516.112	0.03
Fe II	2585.876	0.0
Fe II	2692.834	0.99
Fe II	2724.883	1.04
Fe II	2727.538	1.04
Fe II	2730.734	1.08
Mg I	2852.127	0.0

这使得窄星周谱线难以探测，即使光谱分辨率足够也是如此。这些紫外谱线的波长和能级列于表 1 中，HST/STIS 光谱中谱线相对强度的变化将在后续章节中评估。

此处使用的全部 29 组 HST/STIS 光谱，均选自以参宿四为中心的指向观测，这些观测采用 0.025 x 0.1 角秒孔径和 E230M 光栅（A. Dupree 等，2020年）。这些光谱取样的是恒星中心；参宿四在红外波段的直径为 42 mas（M. Montargès 等，2014年），在 2500Å 连续谱中的直径为 125 mas（R. Gilliland & A. Dupree 1996）。不过，Mg II 发射延伸得更远，直径达 270 mas，对应半径为 6.4 R_{star}（H. Uitenbroek 等，1998年）。我们使用的哈勃空间望远镜光谱中没有星周包层的发射，因为哈勃空间望远镜成像光谱仪所采用的小型光谱孔径（0.025 x 0.100 角秒）避免了星周包层发射的影响（A. Bernat & D. Lambert 1975）；该包层的直径为 4 至 8 角秒。所用光谱及谱线比列于附录/表 2，并在以下各节中逐一讨论。

4.1. *Fe II 2692.83 Å*

三个HST/STIS 在不同相位于参宿四中心获取的 2692 Å 光谱显示于图 2（左上面板）。这些光谱从表 2 所列光谱中选出。我们选取短波长发射特征的最大通量与长波长发射特征的最大通量之比（蓝/红）作为评估是否存在不对称性的参数。从相位 0.03 到 0.50，谱线总通量的下降是由“蓝色”发射减弱造成的。

图 2（右上面板）所示的这一比值在凌星后下降，表明从相位 0.0（凌星）到 $\sim$0.7（食后）存在增强的色球层外流。伴星发生食后，外流达到最大值。随后外流速度降低，使色球层恢复到此前的

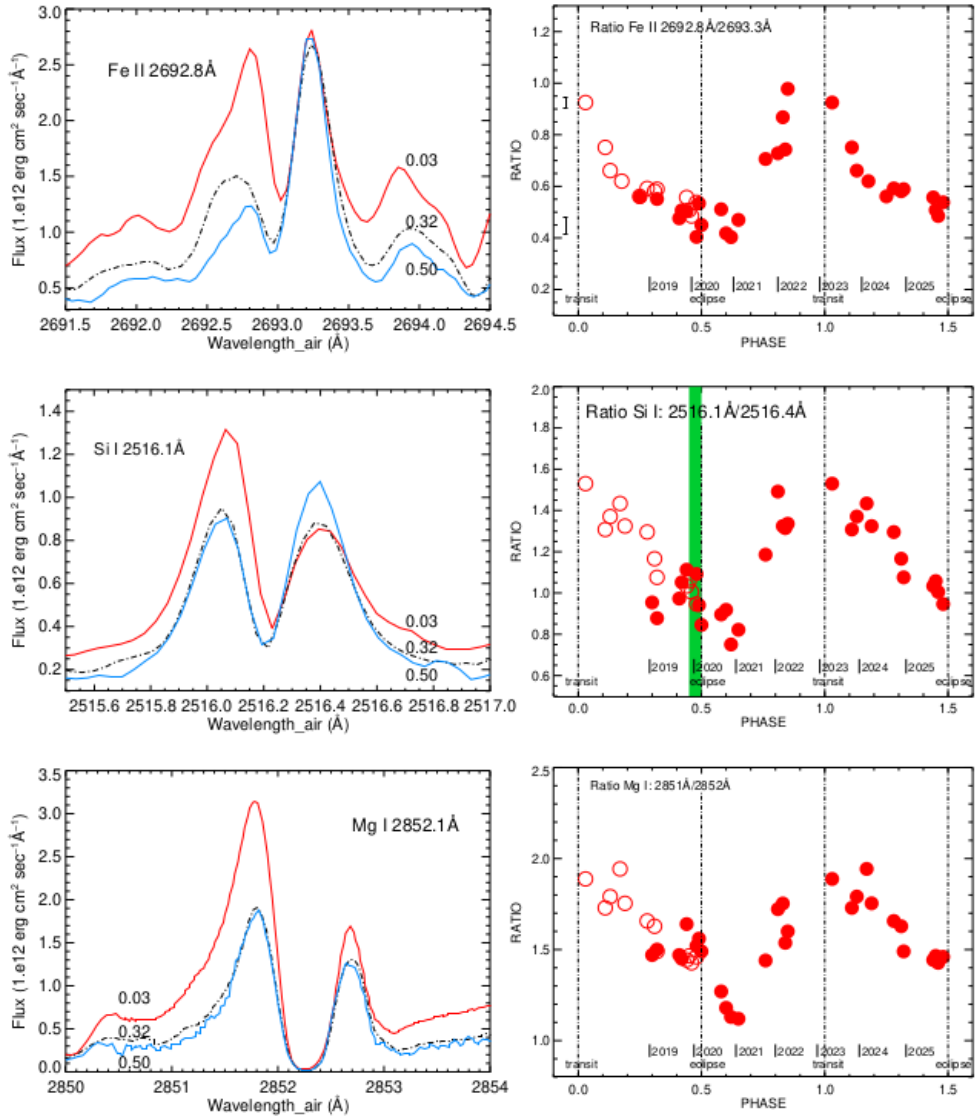

图 2。 左面板：三个相位下的色球跃迁（Fe II、中性硅、中性镁）。为便于展示，时间序列已倒置。相位 0.03 和 0.32 的光谱分别于 2023年 和 2024年 获得；相位 0.50 的光谱于 2020年 获得。向较短波长延伸的中心吸收标志着伴星凌星（相位 0）之后正在膨胀的色球层。谱线总通量的下降是由短波长发射的显著减弱造成的。右面板：峰值之比（蓝/红）随双星系统相位的变化。相位 1.0 至 1.4（2023年-2025年）在图中重复显示于相位 0.0 至 0.4 处，并以空心圆标记。中间面板中的绿色带标示大昏暗事件：2019年 12 月至 2020年 2 月。

状态，标志着 ~2000 天周期。三次紫外观测是在 2019年9月至11月表面质量抛射产生的等离子体经过期间进行的（相位 0.41–0.44），时间早于 2020年2月的大昏暗事件。然而，那次抛射似乎主要发生在该恒星的南部至东南部象限（M. Montargès 等，2021年；A. Dupree 等，2020年、2022年），这些跃迁的比值似乎并不

与其他情况不同。此外，正如这张及后续光谱所显示的，在未发生大昏暗事件的2025年，这种模式也相似。

中心反转的形状也能指示谱线形成最高层处的色球层运动。在图2（左侧面板）中，凌星后反转的短波长翼发生了位移，这与根据谱线发射比得出的推断一致。相位 ∼0.5时中心吸收的短波长延伸范围更大（∼0.18Å），这是质量外流的指示，对应于 ~ -20km s^{-1}。这一数值略大于远处星周特征所指示的数值；不过这并不令人意外，因为参宿四星风似乎不同于会加速至超音速速度的太阳风（S. Cranmer & A. Winebarger 2019年）。

4.2. 中性硅 *2516.1Å*

这一跃迁源自中性硅的一个低能级（0.03 eV），质量运动也会影响该跃迁的短波长发射（图 2，中间面板）。我们在参宿四星盘的不同位置对这一跃迁进行了详细评估，结果表明，速度场的变化会影响谱线不对称性（A Lobel 和 A. Dupree，2001年）。我们计算蓝侧发射峰与红侧发射峰的通量比：2516.1Å/2516.4Å。该蓝红比的变化与前文讨论的 Fe II 谱线相似。此外，如图 2 左侧面板所示，在相位 0.32 和 0.50 时取得的光谱中，中心反转谱线轮廓向较短波长方向展宽了 ∼0.06Å。这一偏移量为 ~ -7km s^{-1}。

cd

4.3. 中性镁 *2852.1 Å*

中性镁基态的跃迁也是追踪星周物质的一个有力候选。然而，横跨 ∼0.2Å 或 ∼21 km s^{-1} 、且通量几乎为零的宽阔中心反转，妨碍了对星周跃迁的明确探测。在中心反转的色球层谱线轮廓的短波长一侧，出现了轻微减弱（图2，下方面板）。短波长峰与长波长峰的比值追踪了外流色球层中不断变化的吸收，其变化与中性硅和 Fe II 中的情况相似。

4.4. 额外的电离铁谱线

为确保中性硅、中性镁和 Fe II 的3条跃迁并非异常，我们评估了另外4条谱线，其激发势范围为0至1.08 eV。图3展示了3个相位下的谱线轮廓，其中可以看到凌星过后中心反转在短波长方向上的扩展，幅度达到 ~ -9 至 -12 km s^{-1}。这些跃迁的蓝红比显示于图4中。所有谱线中都发现了凌星过后外流增强的模式，并且重复了前文所述的现象。

10

!

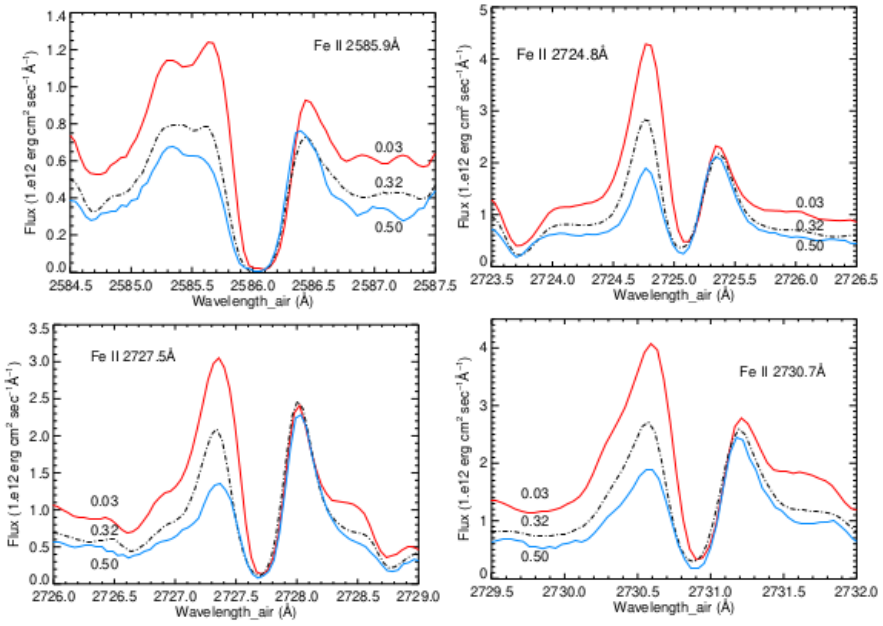

图3. 长次周期三个相位下的四条 Fe II 跃迁谱线。为便于展示，时间序列已按图2所示反转。向较短波长延伸的吸收表明，伴星凌星之后（相位 0）色球层正在膨胀。谱线轮廓的不对称性随相位变化，呈现出膨胀大气层中的不透明度导致蓝侧发射减弱的现象，这一变化也可由蓝红比的降低体现。

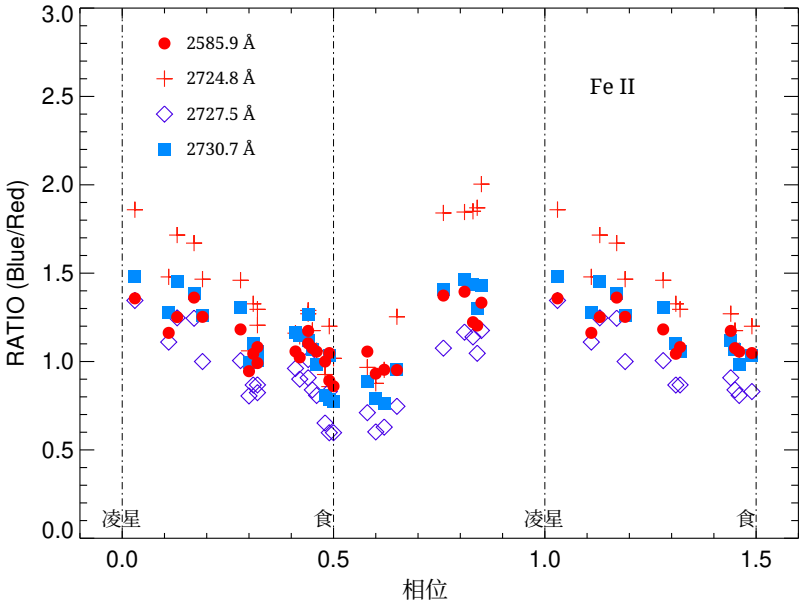

图4. 图3所示谱线轮廓对应的四条 Fe II 跃迁谱线的不对称比（蓝/红）。

5. 结论

光学星周中性锰线的等效宽度变化表明，其变异性与长次周期一致。采用伴星天体导致长次周期变化这一模型后，我们发现，相位关系表明，伴星凌过参宿四盘面后（相位 0.0），星周吸收立即增强，在约相位 0.5 时达到最大值，随后开始减弱，并在 $\sim$2100 天后恢复到初始状态。这一模式与参宿四长次周期中的光学（V）变化相似，即相位 0 时最亮、相位 0.5 时最暗（M. MacLeod 等，2025年）。因此，星周物质的变化可能会对光学变化有所贡献。

此外，相对于光球，星周谱线的膨胀速度也呈现出与长次周期一致的变化。如图 1 所示，凌星后（相位 0.0），来自光球的星周外流开始形成，并在相位 $\sim$0.7 附近达到 ~ -5 至 -10 km s^{-1} 的最大值。

紫外发射线轮廓的不对称性变化表明，色球层外流也在凌星后开始，并持续至食。色球层膨胀一直持续到相位 $\sim$0.7，随后随着凌星临近而迅速减弱，这表明外流运动正在减弱。这种速度变化的周期约等于长次周期，且具有不对称性：在相位 $\sim$0.7 达到最大外流，随后随着凌星临近而迅速恢复。色球层谱线中心反转的展宽位移范围为-6 至 -20 km s^{-1}，这些数值与星周特征相当。因此，在长次周期内，色球层与星周物质似乎以相似的方式运动。

如果参宿四的假定伴星——且可能已被探测到——得到证实（J. Goldberg 等，2024年；M. MacLeod 等，2025年；S. Howell 等，2025年），我们或许可以这样理解此处描述的光谱变化。伴星以 ~ 6 年的周期绕参宿四运行，其轨道速度为 ~ 43 km s^{-1}（M. MacLeod 等，2025年）。参宿四的色球层区域是一个多相气体混合环境，温度从几千开尔文到一万开尔文不等。对于中温气体的代表性温度 ~ 2500 K（E. O'Gorman 等，2020年），声速为 ~ 6 km s^{-1}，而伴星在恒星风中的相对马赫数为 $\mathcal{M} \sim 7$。在色球层中，恒星风的膨胀速度与星周吸收的速度相近，约为 10 km s^{-1}；而湍流速度甚至更高，达到 ~ 20 km s^{-1}（A. Lobel 与 A. Dupree，2001年；N. Soker，2021年；S. Fuller 与 D. Tsuna，2024年；J-Z. Ma 等，2025年）。伴星会通过引力聚焦将周围的恒星风汇聚至其附近，形成尾随尾迹，其主要方向将沿着轨道路径（Z. Chen 等，2020年，见图5）。在这道尾迹中，更致密的受激波气体会被卷起，并积聚在掠过的激波之后

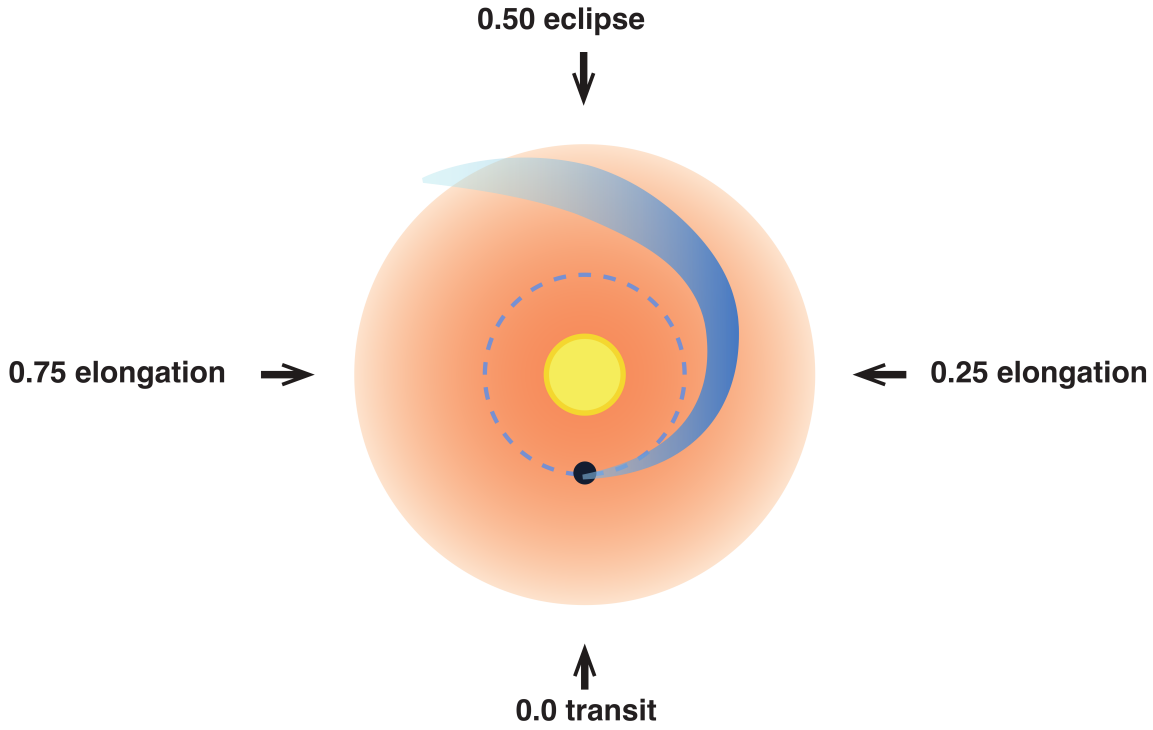

图5。 从上方观察参宿四及其伴星造成的观测到的尾迹示意图。伴星的轨道位于 ∼2.3 R⋆ 处，以蓝色虚线表示。该轨道完全处于中性镁发射的总范围之内；中性镁发射可延伸至 6.4R⋆ ，以弥散的橙色标示。在不同相位沿箭头方向观测时，可以探测到膨胀尾迹。

(来源：*A.H. Szentgyorgyi*)

（E. Ostriker 1999）。由于膨胀尾迹存在于多温湍流气体中，并且湍流速度大于平均声速且占轨道速度的很大一部分，我们应预计该尾迹会有很大的变化。

穿过尾迹的视线将穿过密度更高的受激波影响物质。尾迹以声速横向扩展，即 ~ 6 km s^{-1}。因此，尽管在伴星凌过参宿四的圆面期间尾迹仍很小，但随着轨道运行，它会逐渐变宽，并覆盖圆面更大的部分。覆盖参宿四半径的估计时间为 $\sim 800 R_\odot/6$ km s$^{-1} \approx 3$ yr。在此期间，伴星已从凌星运行至食附近，完成了半个轨道。与我们的观测数据相比，从凌星偏移半个轨道（即相位为 0.5 时发生食）对应于长次周期中光学亮度最低的时刻，也与当前观测中光学谱线和紫外谱线最显著的色球层吸收增强相当。随着轨道进一步运行，尾迹仍然存在，但由于持续扩展而变宽，其影响也随之被稀释（E. Ostriker 1999）。显然，最终仍需要更复杂的模型，或许还应涵盖该区域的热力学性质

色球层区域（例如 B. Freytag & S. Höfner 2008年；S. Wedemeyer 等 2017年；J-Z. Ma 等 2025年），以及轨道运行的伴星所产生的影响（例如 Z. Chen 等 2020年）。特别是，激波加热和辐射冷却，以及引力聚焦尾迹的汇合，将决定尾迹的密度对比度及其特征温度。这些因素对于预测出射光谱至关重要，而在流体动力学背景下对其进行建模最为合适。

这些结果为参宿四的扩展大气层在与长次周期相关的时间尺度上受到调制提供了直接的光谱证据。这些证据支持参宿四大气层中存在伴星天体这一假设。尤其是，光球、色球层以及星周谱线的强度和视向速度似乎都与这一长周期同步变化，这一现象似乎最能用一颗在扩展大气层内运行的伴星来解释。我们认为，尾随尾迹几何结构与观测结果最为吻合，因此需要对尾迹结构及其产生谱线的过程进行计算。由于伴星仅与参宿四相隔 $\sim$2.3 $R_\star$，在当前相位 $\sim$0.5时，它被巨大的参宿四星盘遮挡；到 $\sim$ 0.6相位时，它将再次显现，该相位出现在2027年8月。

6. 数据可用性

大部分 HERMES 光谱已发表于 K. Kravchenko 等人（2021年），可通过匿名 FTP 连接至 cdsarc.u-strasbg.fr（ftp://130.79.128.5），或访问 http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/cat/J/A+A/650/L17 获取。本文所述的哈勃空间望远镜数据可从 MAST档案库获取，网址为 数字对象标识符：10.17909/zz3e-gh10其余 HERMES 光谱及 TRES 光谱可向作者索取。

观测设施：哈勃空间望远镜（空间望远镜成像光谱仪）、1.2 米 Mercator望远镜（HERMES）、FLWO（TRES）

软件：astropy、IDL、IRAF、Adobe Photoshop

致谢

我们感谢审稿人，其建议改进了本文中的表述。本文基于使用Mercator望远镜所开展的观测；该望远镜由弗拉芒共同体在西班牙加那利群岛天体物理研究所的罗克·德洛斯·穆查乔斯天文台所在的拉帕尔马岛上运行。这些光谱由HERMES光谱仪获取；该仪器得到比利时弗拉芒研究基金会（FWO）、比利时鲁汶大学研究委员会、比利时国家科学研究基金会（F.R.S.-FNRS）、比利时皇家天文台、瑞士日内瓦天文台和德国图林根州陶滕堡天文台的支持。本研究还基于使用美国国家航空航天局/欧洲空间局哈勃空间望远镜开展的紫外观测，这些观测数据取自空间望远镜科学研究所；该研究所由大学联合会

代表Research in Astronomy, Inc.运营，并依据美国国家航空航天局合同NAS 5–26555开展工作。这些观测与GO 15641、15873、16216、16655、16984、17522和17845项目相关。本研究还获得了太空望远镜科学研究所向史密森天体物理天文台提供的HST-GO-15641.001-A资助的部分支持。

作者贡献

HST/STIS 和 TRES 光谱由 A. Dupree 获取；K. Kravchenko 获取了 HERMES 光谱；P. Cristofari 和 A. Dupree 对光谱进行了分析。M. MacLeod 对理论解释作出了贡献。所有作者均参与了讨论和结论。

参考文献

Adams, W. S. & MacCormack, E. 1935, 《天体物理学杂志》, 81, 119. 数字对象标识符: 10.1086/143620 Bernat, A. P. & Lambert, D. L. 1975, 《天体物理学杂志快报》, 201, L153. 数字对象标识符:10.1086/181964 Chen, Z., Ivanova, N.,& Carroll-Nellenback, J. 2020, 《天体物理学杂志》, 892, 110. 数字对象标识符: 10.3847/1538-4357/ab7b6e Cranmer, S. R. & Winebarger, A.R. 2019, 《天文学与天体物理学年度评论》, 57, 157. 数字对象标识符: 10.1146/annurev- astro-091918-104416 Dupree, A. K., Baliunas, S. L., Guinan, E. F., et al. 1987年, 《天体物理学杂志快报》, 317, L85. 数字对象标识符:10.1086/184917 Dupree, A. K. & Stefanik, R. P. 2013年, 欧洲天文学会出版系列, 60, 77. 数字对象标识符:10.1051/eas/1360008 Dupree, A. K., Strassmeier, K. G., Matthews, L. D., et al. 2020年, 《天体物理学杂志》, 899, 68. 数字对象标识符:10.3847/1538-4357/aba516 Dupree, A. K., Strassmeier, K. G., Calderwood, T., et al. 2022, 《天体物理学杂志》, 936, 18. 数字对象标识符:10.3847/1538-4357/ac7853 Freytag, B. & Höfner, S. 2008 年 , 《天文学与天体物理学》 , 483, 571. 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361:20078096 Fuller, J. & Tsuna, D. 2024年, 《开放天体物理学杂志》, 7, 47. 数字对象标识符:10.33232/001c.120130 Gilliland, R. L. & Dupree, A. K. 1996, 《天体物理学杂志快报》, 463, L29. 数字对象标识符:10.1086/310043 Goldberg, J. A., Joyce, M., & Molnár, L. 2024年, 《天体物理学杂志》, 977, 35. 数字对象标识符: 10.3847/1538-4357/ad87f4 Goldberg, L. 1984年, 《太平洋天文学会出版物》, 96, 366. 数字对象标识符:10.1086/131347 Guinan,E. F. 1984, 《冷星、恒星系统与太阳》, 193, 336. 数字对象标识符:10.1007/3-540-12907-3_225Hagen, H.-J., Hempe, K., & Reimers, D. 1987年, 《天文学与天体物理学》, 184, 256. Honeycutt,R. K., Kephart, J. E., Bernat, A.P., et al. 1980年, 《天体物理学杂志》, 239, 565. 数字对象标识符:10.1086/158142 Howell, S. B., Ciardi, D R., Clark, C. A., etal. 2025年, 《天体物理学杂志快报》, 988L, 47H.数字对象标识符: 10.3847/2041-821 Hummer,D. G. & Rybicki,G. B. 1968年, 《天体物理学杂志快报》,153, L107. 数字对象标识符:10.1086/180231 Joyce,M., Leung, S.-C., Molnár, L., et al. 2020年, 《天体物理学杂志》, 902, 1, 63. 数字对象标识符 : 10.3847/1538-4357/abb8db Kervella,P.,Decin, L., Richards, A. M. S. etal. 2018年, 《天文学与天体物理学》, 609, A67. 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361/201731761 Kirsch, T. & Baade, R. 1994年, 《天文学与天体物理学》, 291, 535. Kiss,L. L., Szabó, G. M., & Bedding, T. R. 2006年,《皇家天文学会月报》, 372, 1721. 数字对象标识符:10.1111/j.1365-2966.2006.10973.x Kravchenko,K., Jorissen, A., VanEck, S. etal. 2021年, 《天文学与天体物理学》, 650, L17.数字对象标识符:10.1051/0004-6361/202039801 Lobel, A. & Dupree, A. K. 2000年, 《天体物理学杂志》, 545,454. 数字对象标识符: 10.1086/317784 Lobel, A. & Dupree, A. K. 2001年, 《天体物理学杂志》, 558,815. 数字对象标识符:10.1086/322284 Ma, J-Z., Justham, S., Pakmor, R. et al. 2025年, eprintarXiv:2510.14875. 数字对象标识符: 10.48550/arXiv.2510.14875

MacLeod, M., Blunt, S., De Rosa, R. J., et al. 2025年, 《天体物理学杂志》, 978, 50. 数字对象标识符:10.3847/1538-4357/ad93c8 Montargès,M., Kervella, P., Perrin, G., et al. 2014年, 《天文学与天体物理学》, 572, A17. 数字对象标识符:10.1051/0004-6361/201423538 Montargès,M., Kervella, P., Perrin, G., et al. 2016年, 《天文学与天体物理学》, 588, A130. 数字对象标识符:10.1051/0004-6361/201527028 Montargès, M., Cannon, E., Lagadec, E., et al. 2021年, 《自然》, 594, 7863, 365. 数字对象标识符:10.1038/s41586-021-03546-8 O'Gorman, E., Harper, G. M., Ohnaka, K. et al. 2020年, 《天文学与天体物理学》, 638,A65. 数字对象标识符:10.1051/0004-6361/202037756 Ostriker, E. C. 1999, 《天体物理学杂志》, 513, 1, 252. 数字对象标识符:10.1086/306858 Percy, J. R. & Sato, H. 2009年, 《加拿大皇家天文学会杂志》, 103, 1, 11. Raskin, G., van Winckel, H., Hensberge, H., et al. 2011, 《天文学与天体物理学》, 526, A69. 数字对象标识符:10.1051/0004-6361/201015435 Ridgway, S. T. 2013, 欧洲天文学会出版系列, 60, 5. 数字对象标识符:10.1051/eas/1360001 Soker,N. 2021年, 《天体物理学杂志》, 906, 1, 1. 数字对象标识符:10.3847/1538-4357/abca8 Soszyński, I., Olechowska, A., Ratajczak, M.,et al. 2021年, 《天体物理学杂志快报》, 911, L22. 数字对象标识符:10.3847/2041-8213/abf3c9 Stothers,R. B. 2010年, 《天体物理学杂志》, 725, 1, 1170. 数字对象标识符:10.1088/0004-637X/725/1/1170 Stothers,R. & Leung, K. C. 1971年, 《天文学与天体物理学》, 10, 290 Uitenbroek, H., Dupree, A. K., & Gilliland,R. L. 1998年, 《天文学杂志》, 116, 5, 2501. 数字对象标识符:10.1086/300596 van der Hucht,K. A., Bernat, A. P., & Kondo,Y. 1980年, 《天文学与天体物理学》, 82, 14. Wedemeyer, S., Kučinskas, A., Klevas, J., & Ludwig, H-G. 2017年, 《天文学与天体物理学》 , 606 A26: 数字对象标识符:10.1051/0004-6361/201730405 Weymann, R. 1962, 《天体物理学杂志》, 136, 844. 数字对象标识符:10.1086/147441 Wood, P.R., Olivier, E. A., & Kawaler, S. D. 2004年, 《天体物理学杂志》, 604, 800. 数字对象标识符:10.1086/382123

附录

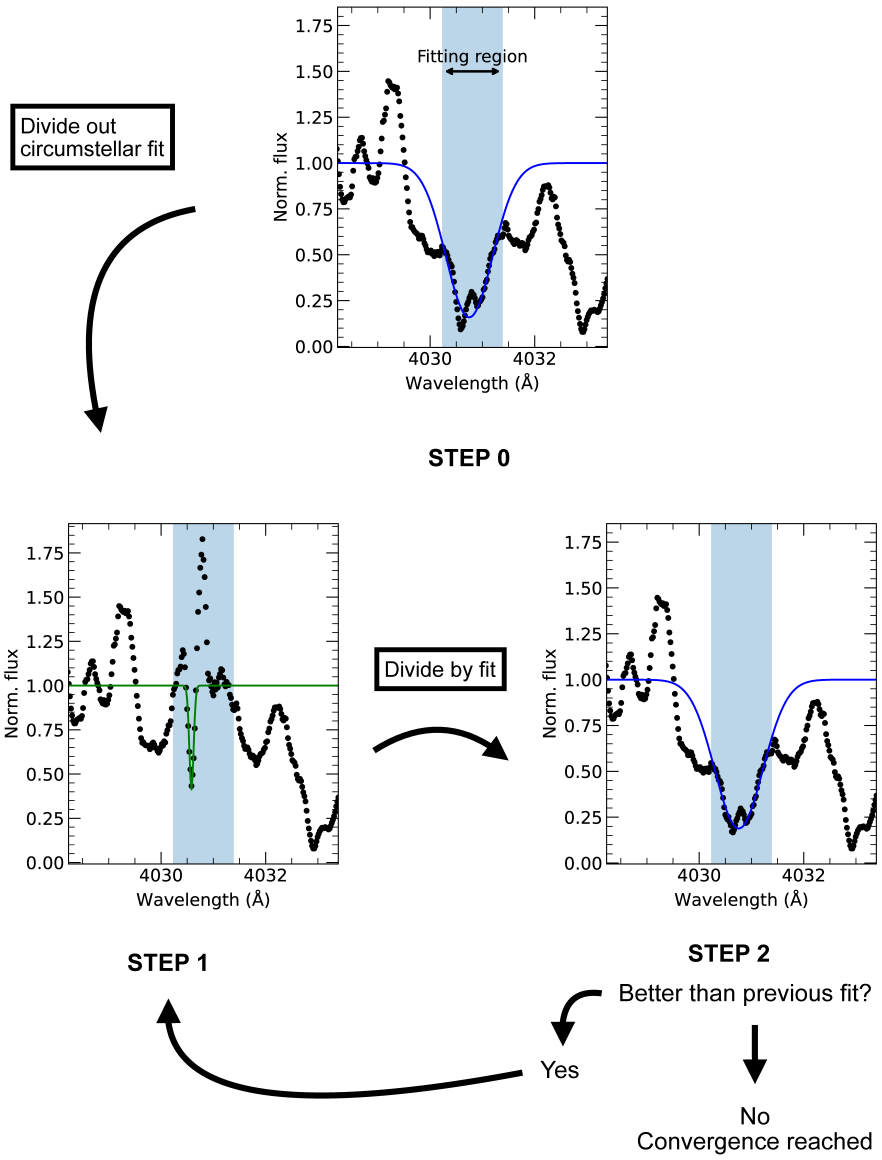

图6。一条 HERMES 光谱中 4030.75Å 处的中性锰跃迁，展示了提取窄星周吸收轮廓的过程。步骤0：对宽的光球吸收线进行高斯轮廓拟合（蓝线）。步骤1：除以步骤0中的光球高斯拟合后，对星周轮廓进行高斯轮廓拟合（绿线）。步骤2：用对星周谱线的拟合（步骤1）除原始线轮廓，得到光球线轮廓，并对光球谱线进行新的高斯拟合（蓝线）。如果这次迭代改善了模型与观测线之间的 χ^2，则从步骤1开始重复此过程，直至轮廓不再发生变化。星周线心及其等效宽度均由星周谱线的高斯拟合估算。光球线心取自最终迭代得到的高斯拟合。

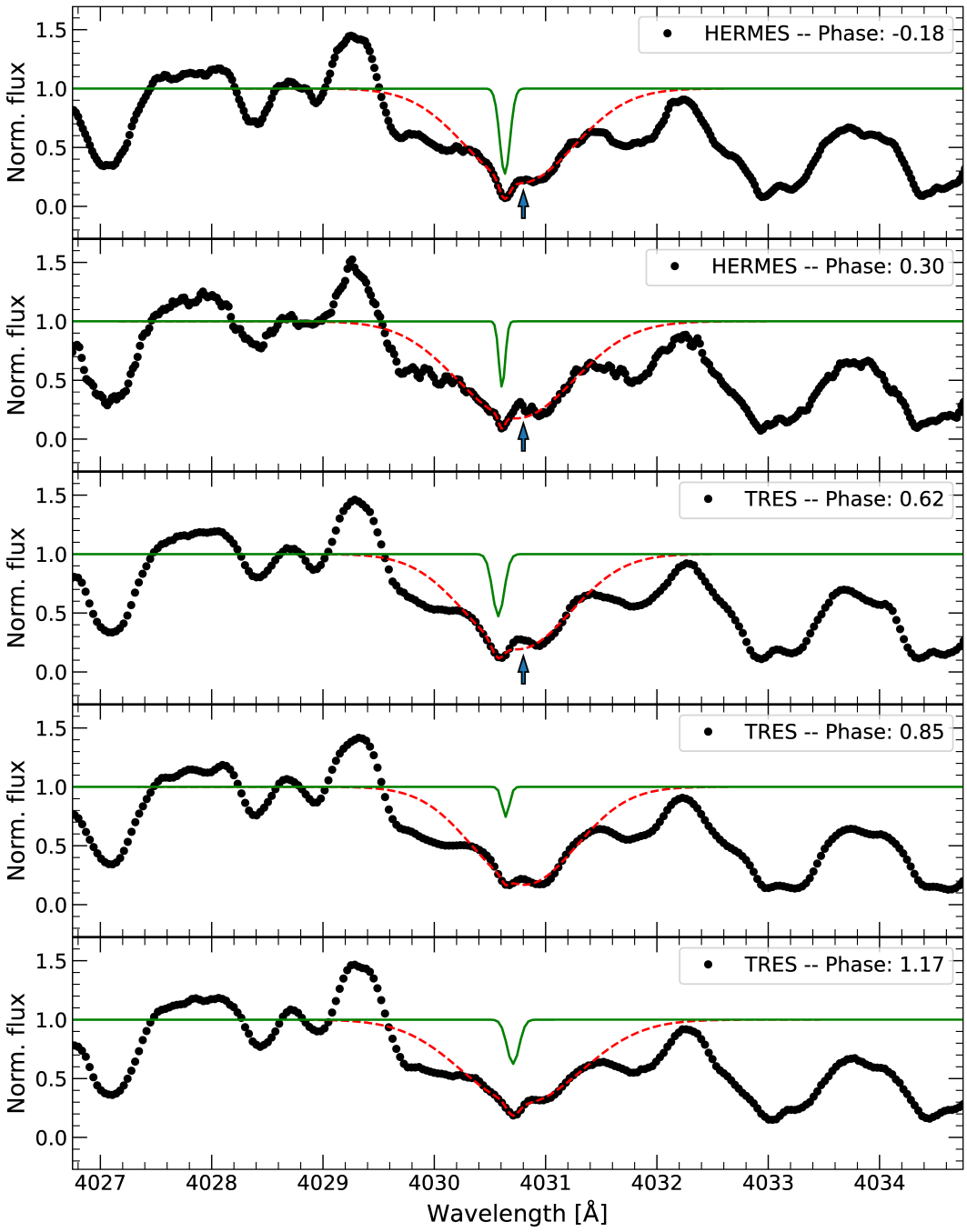

图7. HERMES和TRES观测中，4030.75Å处中性锰跃迁的光谱样本。绿色细线表示星周吸收特征。红色曲线表示对这两个特征的拟合。光球谱线的线芯处可见星周发射，并以向上箭头标出。

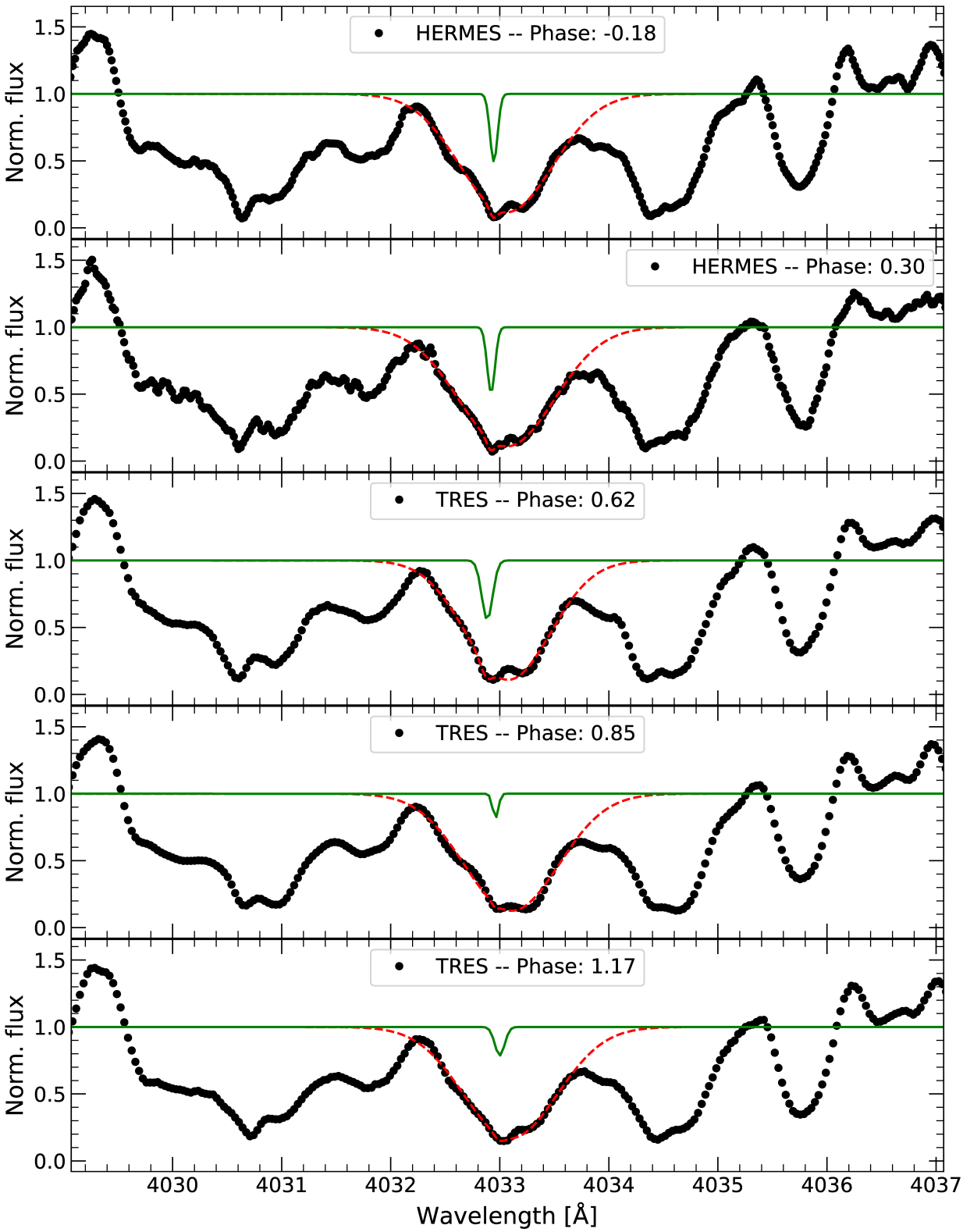

图 8. HERMES 和 TRES 观测到的 4033.07Å 中性锰跃迁光谱。红色曲线表示对混合特征的拟合，绿色细线表示星周吸收特征。

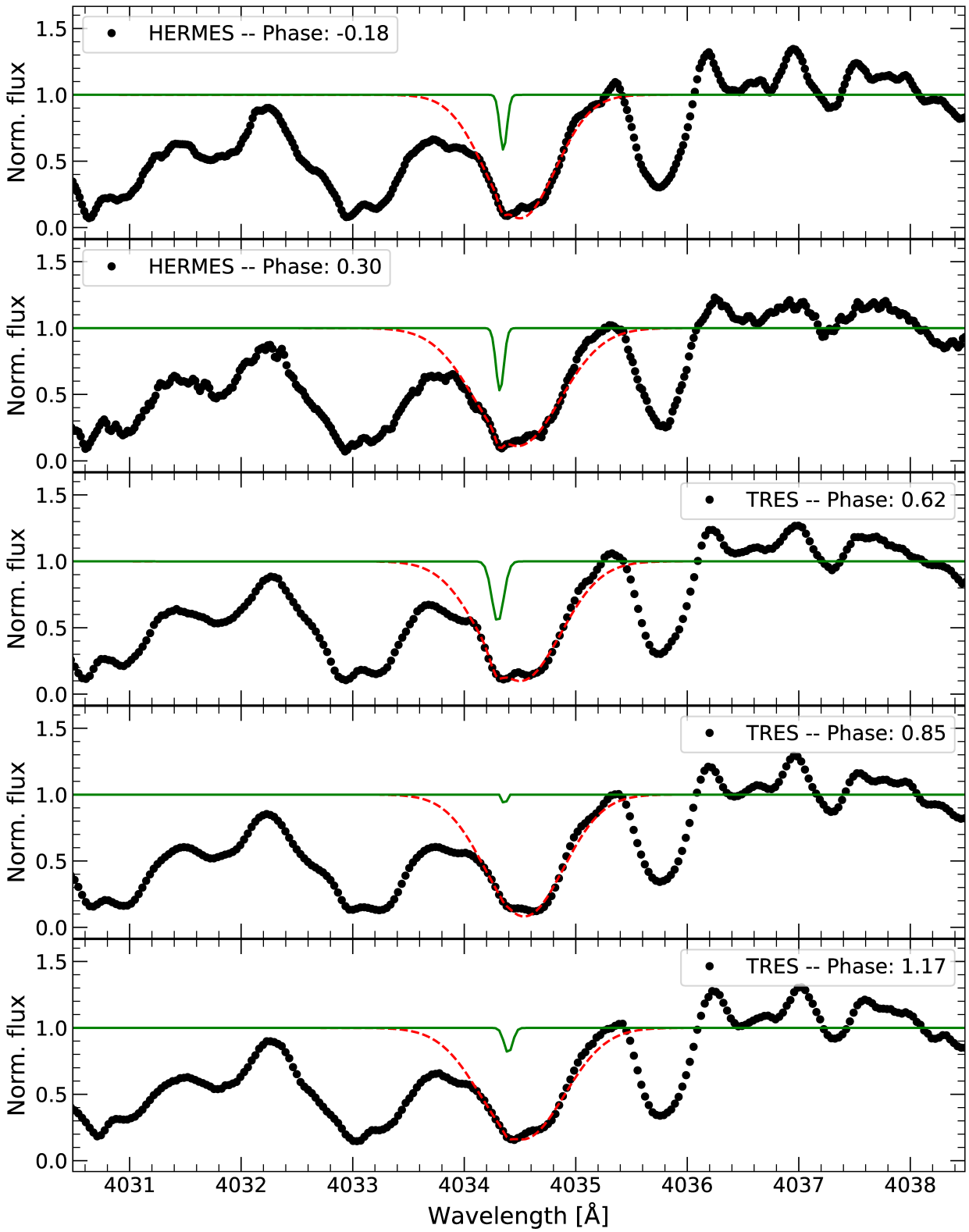

图9。 来自 HERMES 和 TRES 观测的 4034.49Å 处 Mn I 跃迁光谱。红色曲线表示对混合特征的拟合，绿色细线表示星周吸收特征。

Table 2. STIS Spectra and Line Ratios

Date	JD	Phase	STIS spectrum	Ratio Fe II 2692.8Å	Ratio Mg I 2852.1Å	Ratio Si I 2516.1Å	Ratio Fe II 2585.9Å	Ratio Fe II 2724.8Å	Ratio Fe II 2727.5Å	Ratio Fe II 2730.7Å
2019-01-26	2458509.5	0.30	odxg01040	0.56	1.47	0.95	0.95	1.06	0.81	0.99
2019-03-05	2458545.5	0.32	odxg02040	0.55	1.50	0.88	0.99	1.21	0.82	1.01
2019-09-18	2458744.5	0.41	odxg07040	0.48	1.47	0.97	1.06	1.16	0.96	1.16
2019-10-06	2458762.5	0.42	odxg08040	0.51	1.45	1.05	1.02	1.14	0.90	1.15
2019-11-28	2458815.5	0.44	oe1i01040	0.50	1.64	1.11	1.10	1.29	1.01	1.27
2020-02-03	2458882.5	0.48	oe1i52040	0.40	1.52	1.09	1.00	0.93	0.65	0.81
2020-02-25	2458904.5	0.49	oe1i03040	0.53	1.56	0.94	0.89	0.86	0.60	0.79
2020-04-02	2458941.5	0.50	oe1i04040	0.45	1.49	0.84	0.86	1.02	0.60	0.78
2020-08-31	2459092.5	0.58	oedq01040	0.51	1.27	0.90	1.06	0.97	0.71	0.89
2020-10-15	2459137.5	0.60	oedq02040	0.42	1.18	0.92	0.93	0.88	0.60	0.79
2020-11-24	2459177.5	0.62	oedq52040	0.40	1.13	0.75	0.95	0.95	0.63	0.76
2021-02-09	2459254.5	0.65	oedq03040	0.47	1.12	0.82	0.95	1.25	0.75	0.96
2021-09-18	2459475.5	0.76	oedq54040	0.71	1.44	1.19	1.37	1.84	1.08	1.41
2022-01-10	2459589.5	0.81	oen702030	0.73	1.72	1.49	1.39	1.85	1.17	1.47
2022-02-10	2459620.5	0.83	oen703030	0.87	1.75	1.32	1.22	1.85	1.14	1.44
2022-03-11	2459649.5	0.84	oen704030	0.74	1.54	1.31	1.20	1.87	1.05	1.30
2022-04-11	2459680.5	0.85	oen705030	0.85	1.60	1.33	1.33	2.00	1.18	1.43
2023-04-18	2460052.5	1.03	oen751030	0.92	1.89	1.53	1.36	1.86	1.35	1.48
2023-09-27	2460214.5	1.11	oevc01030	0.75	1.73	1.31	1.16	1.48	1.11	1.28
2023-11-13	2460261.5	1.13	oevc02030	0.66	1.79	1.37	1.25	1.72	1.25	1.45
2024-02-13	2460353.5	1.17	oevc03030	0.62	1.94	1.43	1.36	1.67	1.24	1.38
2024-03-23	2460392.5	1.19	oevc04030	0.56	1.75	1.32	1.25	1.47	1.00	1.26
2024-09-27	2460580.5	1.28	oevc05030	0.59	1.66	1.30	1.18	1.46	1.01	1.31
2024-11-17	2460631.5	1.31	ofai01030	0.58	1.63	1.17	1.04	1.33	0.87	1.10
2024-12-20	2460668.5	1.32	ofai02030	0.59	1.49	1.08	1.08	1.30	0.87	1.06
2025-08-27	2460914.5	1.44	ofgk01040	0.56	1.44	1.00	1.17	1.27	0.91	1.12
2025-09-22	2460940.5	1.45	ofgk02040	0.51	1.46	1.06	1.08	1.18	0.84	1.07
2025-10-17	2460965.5	1.46	ofgk03040	0.48	1.43	1.00	1.06	1.06	0.81	0.98
2025-11-13	2460992.5	1.48	ofgk04040	0.54	1.46	0.95	1.05	1.20	0.83	1.03