

文章编号: 1000-8349(2010)01-039-14



太阳大气中氢原子的赖曼谱线

田 晖^{1,3}, 夏利东², 何建森³

(1. 北京大学 地球与空间科学学院空间物理与应用技术研究所, 北京 100871; 2. 山东大学威海分校
空间科学与物理学院, 威海 264209; 3. 马普协会太阳系研究所, 德国 37191)

摘要: 氢是太阳大气中最主要的元素。氢原子的赖曼 (Lyman) 谱线, 尤其是赖曼阿尔法 (Ly- α) 谱线的辐射, 是太阳色球和低过渡区能量损失的主要形式。在太阳的赖曼 α 像中, 网络组织的辐射比较强, 而辐射最强的地方是活动区。由于存在辐射转移效应, 在宁静区, 低阶赖曼谱线的谱形中央一般会形成一个凹陷, 而在中央两侧则形成两个峰, 两峰往往呈现出一定的不对称性。数值模拟和观测研究表明, 赖曼谱线双峰的不对称性与高层大气中各种系统性流动有关。在太阳活动区, 赖曼谱形在谱斑区与在宁静区类似; 而在黑子区, 赖曼谱形几乎没有中央凹陷。赖曼谱形也可用于诊断日珥、耀斑和日冕物质抛射等结构和现象的等离子体特性。该文回顾了赖曼谱线的观测历史, 阐明了观测与模拟结果所揭示的物理过程, 并结合笔者的认识进行了相应的评论。

关键词: 太阳过渡区; 色球; 紫外辐射

中图分类号: P182.3 **文献标识码:** A

1 引 言

在氢原子中, 当一个电子从较高能级跃迁到较低能级的时候, 一定波长的光子就会辐射出来。能级序号与辐射波长之间满足里德堡公式:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1)$$

其中 m 和 n 分别是较低能级和较高能级的序号, R 为里德堡常数, λ 为辐射光子的波长。

按照电子跃迁到达的能级 (m), 氢原子光谱被分成了几个线系。其中赖曼 (Lyman, 简写成 Ly) 线系指的是电子由各激发态跃迁到基态所发射的各条谱线组成的谱线系, 对应 $n \geq 2, m =$

收稿日期: 2009-04-14; 修回日期: 2009-07-24

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (40336053, 40874090, 40574064, 40931055)

1. 当 $n=2,3,4, \dots$ 时, 分别称之为 Ly- α , Ly- β , Ly- γ ...。氢原子的赖曼线系是由美国物理学家赖曼 (1874—1954) 于 1906 年发现的。表 1 列举了太阳紫外辐射测量仪 SUMER(Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) 所观测的氢原子赖曼系列的波长^[1]。

表 1 SUMER 观测的氢原子赖曼系列的波长^[1]

高能级 (n)	2	3	4	5	6	7
谱线标记	Ly- α	Ly- β	Ly- γ	Ly- δ	Ly- ϵ	Ly- ζ
波长 / \AA	1215.67	1025.72	972.54	949.74	937.80	930.75
高能级 (n)	8	9	10	11	12	∞
谱线标记	Ly- η	Ly- θ	Ly- ι	Ly- κ	Ly- λ	Ly- <i>continuum</i>
波长 / \AA	926.23	923.15	920.96	919.35	918.13	912.00

H 是太阳大气中最主要的元素。氢原子的赖曼谱线尤其是 Ly- α 谱线的辐射, 是太阳色球和低过渡区能量损失的主要形式^[2,3]。由于存在辐射转移效应, 在宁静区, 赖曼谱线的谱形中央一般会形成一个凹陷, 而在中央两侧则形成两个峰。受高层大气中各种系统性流动的影响, 赖曼谱形的两峰往往呈现出一定的不对称性^[5-7]。因此, 对赖曼谱线形成和传输机制的观测和模拟研究, 有助于理解太阳高层大气中的物质流动和能量传输。同时, 太阳上赖曼谱线辐射 (尤其是 Ly- α 谱形中心的辐射) 的共振散射, 是一些温度较低的行星大气、星际介质、彗星中的氢原子被激发的主要方式^[1,4]。由于是光学厚的, 一般认为赖曼谱形的中心部分形成于高色球和低过渡区, 而其两翼则形成于低色球^[9]。赖曼谱形对太阳大气中结构的变化非常敏感, 所以赖曼谱线还经常被用来诊断太阳上一些结构和现象 (如黑子^[8]、宁静日珥^[10,11]、耀斑^[12-14] 以及日冕物质抛射^[73] 等) 的特性。

在赖曼去世后的第 5 年 (1959 年), 美国海军实验室的 Purcell 等人首次通过火箭拍摄到太阳 Ly- α 辐射的照片^[15]。随后, 越来越多的火箭和卫星观测获得了大量氢原子赖曼序列的太阳光谱和照片。半个世纪以来, 人们对这些观测数据进行了细致的分析研究, 取得了非常重要的进展。与此同时, 通过结合数值模拟, 人们对赖曼谱线在太阳上的产生和吸收机制有了更深入的理解。

本文将首先介绍赖曼谱线的成像观测成果, 继而分别讨论宁静区和活动区赖曼谱线的光谱学诊断进展, 然后介绍利用氢原子赖曼谱线来诊断宁静日珥结构特征的研究成果, 最后对未来的研究方向提出作者的看法。

2 赖曼谱线的成像观测

由于 Ly- α 谱线是太阳极紫外和远紫外波段最强的发射线, 800~1 500 \AA 之间的宁静区辐射有大约 75% 来自 Ly- α ^[16], 因此, 人类进入太空时代后不久, 便开始计划利用这条谱线对太阳进行观测。而其他的赖曼谱线相对来说比较弱, 因而几乎没有被用来对太阳进行成像观测。

第一次较为成功的 Ly- α 成像观测是在 1959 年进行的, 太阳活动区的 Ly- α 图像在火箭飞

行中被观测到^[15]。在随后的多次火箭飞行中, 太阳宁静区甚至全日面的 Ly- α 图像都被观测到。并且随着观测仪器的不断改进, 空间分辨率也不断被提高。图 1 是由多通道太阳望远镜阵 MSSTA (Multi-Spectral Solar Telescope Array) 在 1991 年 5 月 13 日的火箭飞行中观测到的全日面 Ly- α 图像^[17]。可以看到, 色球网络组织和活动区在 Ly- α 的辐射图像中非常明显。

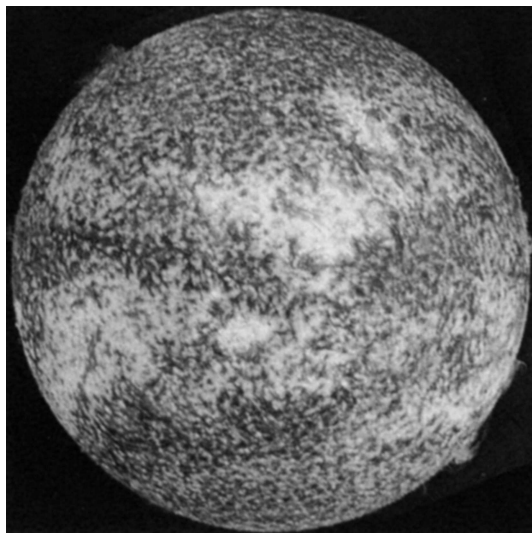


图 1 MSSTA 在 1991 年 5 月 13 日的火箭飞行中观测到的全日面 Ly- α 图像^[17]

由于 Ly- α 的辐射有很大一部分起源于色球, 因此 Ly- α 辐射图中的结构可以反映一些色球结构的特点。通过分析一个活动区的矢量磁图和紫外辐射图像, Gary 等人^[18] 分析了在 1980 年 9 月 23 日由过渡区照相机 TRC (Transition Region Camera) 的一次火箭飞行中获得的图像后发现, H α 和 Ly- α 辐射图中的色球纤维结构与观测的光球横向磁场以及势场外推得到的横向磁场大致吻合; 但是也有些地方, 比如耀斑发生的位置, 具有明显的非势特征。这一研究说明了 Ly- α 这条谱线在研究色球精细结构和磁场中的重要性。

Ly- α 的辐射中, 有一部分起源于低过渡区, 因此 Ly- α 也是研究过渡区结构特征及能量供应的重要谱线。在 Gabriel^[19] 的过渡区结构模型中, 过渡区辐射由从日冕沿磁场向下的热传导来平衡。这一机制与高过渡区 ($2 \times 10^5 \text{ K} \leq T_e \leq 10^6 \text{ K}$) 的观测吻合较好, 然而在低过渡区 ($10^4 \text{ K} \leq T_e \leq 2 \times 10^5 \text{ K}$), 热传导所能产生的辐射比观测的要小几个数量级。为了解决这一矛盾, Dowdy 等人提出, 低过渡区的辐射主要是由网络组织里尺度小于 10 Mm 的冷磁环通过局地加热产生的^[20]。这个观点得到了许多人的认同^[21-23]。然而, 最近 Judge 和 Centeno^[24] 在分析 VAULT 望远镜 (Very high Angular-resolution Ultraviolet Telescope)^[25] 在火箭飞行中观测到的极高空间分辨率 ($\approx 0.3''$) 的 Ly- α 数据后, 对这一传统观念提出了质疑。通过对 KPVT (Kitt Peak Vacuum Telescope) 的纵向光球磁场数据进行势场外推, 他们发现, 在强磁场的活动区, 网络组织里几乎没有小尺度的磁环; 在弱磁场区中的网络组织里, 倒是有一定数量的小磁环。然而, Ly- α 辐射在活动区中是最强的, 并呈现出类似彗星的形态, 且与较长磁环足部的伸展方向大致吻合。据此, 他们提出, 以 Ly- α 辐射为代表的

低过渡区辐射与冷磁环联系不大,而更可能与较长磁环的足部发生的物理过程有关。这一物理过程可能是:纤维结构、针状体等较冷结构延伸到日冕的高度,其中的中性原子(如氢原子)垂直于磁力线扩散到日冕,通过与日冕中较热电子的碰撞,氢原子被激发并随即辐射出光子,产生 Ly- α 辐射^[24,26]。

尽管多次火箭观测已经获得了丰富的太阳 Ly- α 图像。然而,在同时具有高空间和高时间分辨率下,人们还没有系统地对 Ly- α 谱线进行过成像观测。TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) 卫星虽然有个 Ly- α 通道 (1216 Å),但实际上该通道的辐射有很大一部分来源于 1500 Å 以上的紫外连续谱。在日面观测中,该通道中超过 50% 的辐射都来自连续谱的贡献,可能仅仅在耀斑区例外。而在临边日珥的观测中,该通道的辐射可以近似认为全部来自 Ly- α ^[27]。另外,TRACE 的视场只有 $8.5' \times 8.5'$,相当于日面的十分之一,这也限制了对太阳活动的监测。

可喜的是,人们已经充分认识到了 Ly- α 谱线对监测太阳活动和研究太阳大气结构的重要性。在未来 10 年的空间科学发展计划中,已有多颗卫星将搭载包含 Ly- α 通道的成像仪或日冕仪。如中法合作的小卫星 SMESE (Small Explorer for Solar Eruptions) 项目^[28]及由中国、欧洲和加拿大合作的“夸父”计划^[29]都计划于 2012—2013 年实施。这两个项目都计划搭载 Ly- α 成像仪和 Ly- α 日冕仪,如果成功实施,将可首次实现对太阳 Ly- α 辐射的连续稳定的高空间和高时间分辨率的观测,必将有助于人们理解色球和低过渡区的基本等离子体和磁场结构,以及耀斑和日冕物质抛射等爆发性事件的起源、触发和演化过程。计划于 2015 年发射的欧空局探测项目 Solar Orbiter 也将利用 Ly- α 对太阳进行成像,由于 Solar Orbiter 的轨道设计(离太阳的距离最近可达 0.27 AU,轨道倾角高达 35°)独特新颖^[30],再加上其很高的空间和时间分辨率,可以预期,其所获得的 Ly- α 图像将对研究太阳低层大气中的精细结构和动力学特征发挥重要作用。

3 宁静区的赖曼谱形

早在 20 世纪 60—80 年代,包括 Skylab 空间站上的 S082-B 光谱仪^[32]、美国海军实验室的高分辨率光谱望远镜 HRTS (High Resolution Telescope and Spectrograph)^[33]、SMM (Solar Maximum Mission) 卫星上的 UVSP (Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter) 仪器^[2]、OSO-8 (Orbiting Solar Observatory) 卫星上的 LPSP 光谱仪^[31]等在内的许多仪器都获得了较高空间分辨率和较高谱分辨率的 Ly- α 和 Ly- β 的谱形。早期人们对其他赖曼谱形的观测则比较少。Meier 分析了海军实验室的探空火箭在 1962 年所获得的光谱数据。为了提高信噪比,他将整个狭缝上所有谱形叠加;然而,照相机胶卷的缺陷在一定程度上破坏了所获得的赖曼谱形^[34]。早期的观测结果表明,太阳上的赖曼谱形在不同时间、不同位置都很不一样。由于这些早期观测都是通过火箭或者地球轨道上的卫星实施的,因此,早期观测的赖曼谱形中心都受到了日冕中氢原子吸收的影响。

1995 年发射升空的 SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) 飞船轨道位于日地之间的第一拉格朗日点。由于它远离地球轨道,因此通过 SOHO 飞船观测的赖曼谱形没有日冕吸收的问题。SOHO 飞船上搭载的紫外成像测量仪 SUMER 的观测谱段包括了整个氢原子的赖曼序列

以及赖曼连续谱^[35-38], 能够对赖曼谱形进行高空间 ($\approx 2''$)、时间 (≈ 1 s) 和谱 (≈ 44 mÅ) 分辨率的观测。利用 SUMER 数据, Warren 等人^[1] 对从 Ly- β 到 Ly- ϵ 的 10 条赖曼谱线的谱形进行了细致的分析, 他们发现: (1) 在宁静区, 从 Ly- β 到赖曼 ϵ 的平均谱形都有明显的中央凹陷, 凹陷两旁则形成两个峰; 而其他赖曼谱形的中央没有凹陷。(2) 具有中央凹陷的谱形, 其双峰一般是不对称的, 平均谱形中位于红端的峰比位于蓝端的峰要高; 而这种不对称性随谱线强度增大而更加显著, 从图 2 可以看出, 辐射较强的网络组织里的平均谱形红峰比蓝峰高很多, 而辐射较弱的网络内区的平均谱形近似对称。(3) 与日面中心的观测相比, 在日面临边观测的赖曼谱形中央凹陷更深, 双峰之间的距离更大, 表明辐射转移效应更强; 而赖曼谱线的强度仅仅具有很弱的临边增强现象。可以认为, 与日面中心的观测相比, 赖曼谱线最初的辐射与过渡区的光学薄谱线一样, 在临边增强一倍; 由于临边的不透明度比日面中心大, 因而赖曼谱线在临边的辐射转移效应会大大增强, 从而导致临边观测的谱形凹陷更深并且双峰之距更大; 同时, 由于吸收增强, 所观测到的临边辐射大大减弱, 从而导致比较弱的临边增强现象。

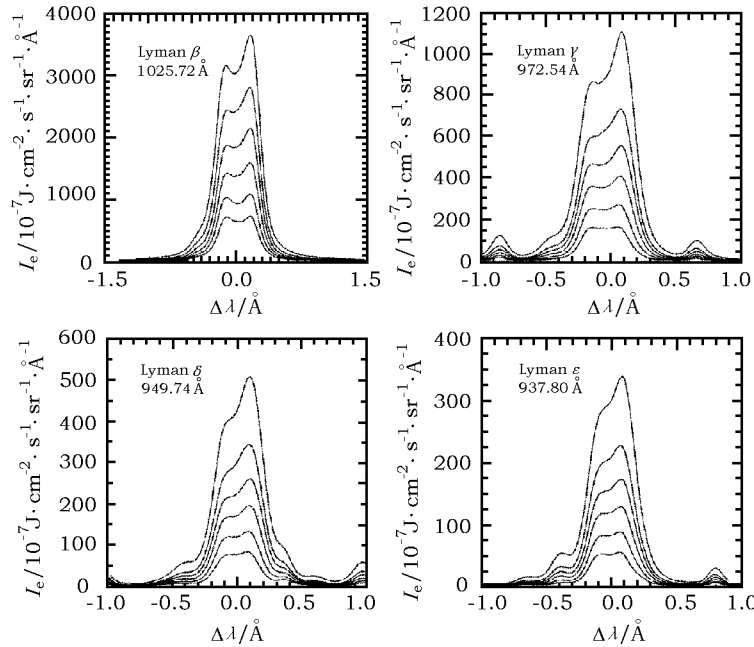


图 2 SUMER 观测的宁静区 Ly- β 到 Ly- λ 谱形^[1]

在冕洞中, 赖曼谱形的特点与一般宁静区基本类似。但是, 通过分析 SUMER 的观测资料, Xia^[39] 发现, 平均 Ly- β 谱形的不对称性 (红峰高于蓝峰) 在宁静区比在冕洞要强。他还发现, 有些地方的 Ly- β 谱形蓝峰强于红峰, 这些位置在冕洞比在宁静区要多。由于 Ly- β 谱形具有中央凹陷的特点, 因此无法对整个谱形进行高斯拟合。但是 Xia 等人^[40] 通过对 Ly- β 谱形两翼进行拟合的方法, 近似求得了 Ly- β 的多普勒频移。他们发现, Ly- β 的多普勒频移与典型过渡区谱线 C II 和 O VI 的多普勒频移都有一定的相关。通过数值模拟, Esser 等人^[41] 认为, 在太阳风沿冕洞里的磁漏斗结构以大约 $5\sim 7$ km/s 的速度往外流的过程中, 过渡区的氢和其他成分都极大地偏离了电离平衡态。在平衡态下, Ly- α 辐射主要形成于 $8 \times 10^3 \text{ K} \leq T_e \leq 2 \times 10^4 \text{ K}$

的温度范围内。然而在磁漏斗里，由于温度增加 (5×10^4 K)，电子碰撞的几率增加，从而导致 Ly- α 辐射增强，与观测到的强度相吻合。

由于大气密度急剧下降，临边以外的赖曼谱形在一定高度范围内 (大约在临边以上 $12''$ 到 $23''$) 呈现出高斯分布，表明几乎没有吸收效应。而在更高的高度上，由于日面散射光的贡献，谱形又开始偏离高斯形状。Marsch 等人 [42,43] 分析了 SUMER 观测得到的临边以外赖曼 ϵ 到赖曼 λ 呈高斯分布状的谱形，他们发现，赖曼谱形的谱宽随着主量子数的增加而减小。这一现象可能与不透明度随主量子数的增加而减小有关，然而具体的原因还有待研究。通过假设一定的湍流速度，他们从赖曼谱形的谱宽里求得了氢原子的热速度，并据此得到了温度随高度变化的曲线。结果显示，在太阳临边以上 12 Mm 到 18 Mm 的范围内，温度仅从 1×10^5 K 增加到 2×10^5 K。这么小的温度梯度与传统过渡区模型的结果完全不相吻合，从而表明传统观念上的薄过渡区的概念应该被摒弃。当然也有如下这种可能，等离子体辐射源位于不同的精细结构里，在单个精细结构里，存在传统上温度在较小高度范围内急剧增加的过渡区；但是这一过渡区在不同精细结构里的高度不一样，这样，视线方向上许多精细结构混合、叠加在一起，导致了上述观测结果。SOHO 飞船上搭载的 UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) 仪器主要用来研究扩展日冕区直至 12 个太阳半径的结构和现象 [45]。通过分析其 Ly- α 通道观测得到的 Ly- α 谱形，Akinari [46] 发现，日冕的 Ly- α 谱形可以用两分量或者三分量的高斯拟合来近似，其中窄的分量对应来自日冕 (而非行星际或仪器的效应) 的辐射。在 3 个太阳半径以下，该分量的宽度随高度增加而增加。而在 3 个太阳半径以上，由于辐射变得很弱，无法求得可靠的谱宽。在盔状冕流里面，氢原子和质子基本是耦合在一起的，因此原则上讲赖曼谱形的半高全宽可以表征质子温度。在非局地热动平衡下，结合太阳风模型，Labrosse 等人对氢原子进行了详细的辐射转移计算，结果表明，与 Ly- α 相比，Ly- β 谱形的半高全宽能更好地表征质子温度 [44]。

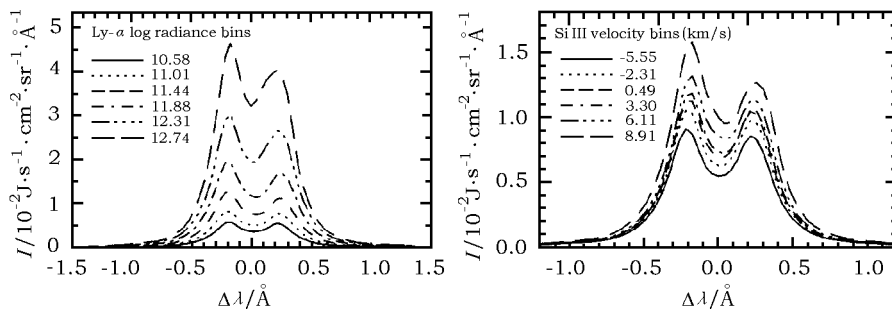


图3 SUMER 观测的宁静区 Ly- α 谱形 [54]

早期虽然人们通过火箭和地球轨道的卫星观测获得了一些 Ly- α 谱形资料，但是正如前面所说，这些谱形中央受到地冕很强的吸收。由于 Ly- α 谱线非常强，如果在正常情况下用 SUMER 来观测其日面辐射，探测器的微通道板将会饱和。Teriaca 等人 [47-49] 曾尝试修正这些饱和的谱形，但是可能引入的误差和不确定性太大。为了解决这一问题，在 SUMER 探测器的两端，专门设计了 1:10 的衰减器。然而出乎意料的是，衰减器对谱形产生了一定的破坏作用。因此，虽然也有人使用衰减器观测得到的 Ly- α 谱形进行简单的定性分析 [51,52]，但

是无法对其进行细致的定量分析。在临边以外的区域比如宁静日珥的观测中, 由于辐射大大减弱, SUMER 探测器可以正常记录 Ly- α 的谱形^[53]。

最近人们对 Ly- α 谱形的观测取得了重大进展。在 2008 年 6 月、7 月、9 月以及 2009 年 4 月的几次观测中, SUMER 观测团队将望远镜的入光口部分关闭, 使得只有大概 20% 的光进入望远镜, 这样 Ly- α 的谱形就可以被 SUMER 正常、连续地记录下来。基于这一操作, 日面辐射的 Ly- α 谱形首次被无污染地观测到了。观测的结果非常理想, 初步的分析结果发现^[7,54], Ly- α 的平均谱形具有与其他赖曼谱形完全相反的不对称性, 其蓝峰比红峰要强; 并且, 这种不对称性也随谱线强度增大而更加显著, 从图 3 可以看出, 辐射较强的网络组织里的平均谱形蓝峰比红峰高很多, 而辐射较弱的网络内区的平均谱形则近似对称。Tian 等人^[7]还发现, 网络内区 Ly- α 谱形的中央凹陷比网络组织里的深。他们认为, 这是网络和网络内区不同的磁场结构所导致的, 网络是不同尺度的磁环以及磁漏斗集中的地方, Ly- α 的辐射源于这些结构的上部, 因此不透明度相对较小; 而在网络内区, 只有低矮的小磁环, 产生于磁环中的 Ly- α 在往外传输的过程中, 存在很强的吸收效应。而通过比较宁静区和冕洞中 Ly- α 谱形的不同, Tian 等人^[50]最近发现, 极区冕洞中的 Ly- α 谱形峰距较宽, 这可能是因为, 冕洞中的辐射场较弱, 因辐射而电离的氢原子较少, 因而日冕中存在更多氢原子, 导致冕洞中 Ly- α 的吸收增强。

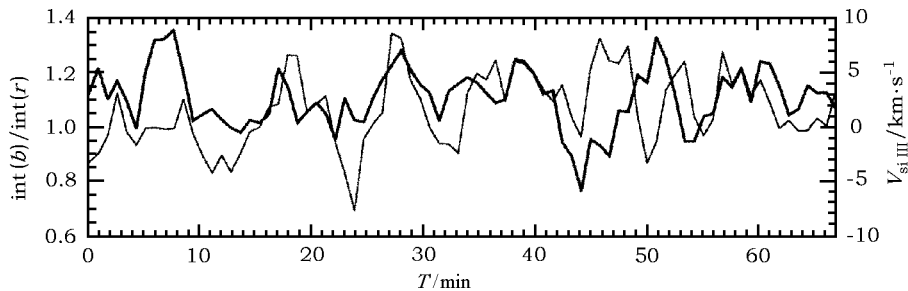


图 4 Ly- α 谱形不对称性 (粗线) 和 Si III 多普勒频移 (细线) 的时间序列

早在 30 年前, 人们就已经提出, 赖曼谱形的不对称性可能与太阳大气中各个高度上的系统性流动有关^[2,5,33,55]。Xia 等人^[39,40]和 Tian 等人^[50]的初步研究也倾向于支持这种观点。Tian 和 Curdt 等人^[7,54]进一步研究了太阳高层大气中的流动与 Ly- α 和 Ly- β 谱形不对称性之间的关系。他们发现典型过渡区谱线 Si III 和 O VI 的多普勒频移与 Ly- α 和 Ly- β 谱形的不对称性有明显的关系。图 4 用赖曼谱线的蓝峰与红峰高度之比来表征谱形的不对称性, 可以看到, 不对称性与 Si III 的多普勒频移有较强的相关。需要说明的是, 由于没有波长标准, 这里 Si III 的多普勒频移只是相对值; 绝对的 Si III 平均多普勒频移一般在 5 km/s 左右 (正数代表红移, 负数代表蓝移)^[39,40,57-61]。此外, 他们的统计结果表明, 过渡区的多普勒频移越偏红, Ly- α 的蓝峰越强, Ly- β 的红峰越强。要完全理解太阳大气中的流动与赖曼谱线不对称性之间的关系, 需要计算非局地热平衡的辐射转移, 进行详细的数值模拟。

赖曼谱形的变化也能用来研究一些宁静区的瞬变事件。Madjarska 等人^[62]用 SUMER 数据研究过渡区爆发事件 (Transition region explosive events) 时发现, 在爆发事件发生之前, 高阶赖曼谱线 (Ly- ζ 到 Ly- λ) 的谱形中央基本没有凹陷, 然而在爆发事件发生的时候, 这些赖曼

谱形却有明显的凹陷。他们认为, 这些凹陷可能是由两翼辐射的增强所导致的。

色球和过渡区谱线的强度分布是对太阳大气模型的一种检验^[63]。观测表明, 赖曼谱线和赖曼连续谱的辐射强度都具有与光学薄的过渡区谱线类似的对数正态分布^[1,54,63]。

由于最强的两条赖曼谱线 ($\text{Ly-}\alpha$ 和 $\text{Ly-}\beta$) 具有不同的不透明度, 因此两者的比值可以反映太阳上一些结构之间不同的几何和物理性质^[53]。已有的研究表明, 早期观测中得到的该比值普遍比 SUMER 观测的结果要小^[7], 这可能与早期仪器的缺陷以及地冕吸收的效应有关。

全日面作为一个整体所辐射的赖曼谱线对于地球大气、其他行星以及行星际物质中的光化学过程都有重要的影响。通过将 OSO-8 卫星上 LPSP 光谱仪所观测的日面和临边的谱形进行一定比例的叠加, Lemaire 等人^[31]构造出了全日面的 $\text{Ly-}\alpha$ 和 $\text{Ly-}\beta$ 谱形, 其不对称性与 SUMER 的日面观测结果一致。然而, Lemaire 和 Emerich 等人^[4,64,65]利用来自 SUMER 主镜的散射光所构造的 $\text{Ly-}\alpha$ 谱形却近似是对称的。由于太阳上赖曼谱线辐射 (尤其是 $\text{Ly-}\alpha$ 谱形中心的辐射) 的共振散射, 是一些温度较低的行星大气、星际介质、彗星中的氢原子被激发的主要方式^[1,4]。因此, $\text{Ly-}\alpha$ 谱形中心强度是模拟这些冷结构中原子物理过程的一个重要的参量, Lemaire 和 Emerich 等人^[4,65]系统地研究了 $\text{Ly-}\alpha$ 谱形中心强度与谱线整体强度的比值随太阳活动周的变化。

美国宇航局 (NASA) 于 2003 年 1 月 25 日发射的 SORCE (The Solar Radiation and Climate Experiment) 卫星通过不断地监测太阳各个波段的辐射, 着眼于研究地球气候的长期变化。该卫星上搭载的 SOLSTICE (The Solar Stellar Irradiance Comparison Experiment) 仪器^[66]可以连续稳定地提供全日面辐射的紫外光谱, 其工作波长范围为 115~320 nm, 包含了 $\text{Ly-}\alpha$ 谱线。虽然其谱分辨率很低 (1 nm), 不太适合研究太阳本身, 但是其变化可以用来研究太阳紫外辐射对地球、其他行星和行星际介质的影响。

4 活动区赖曼谱线的光谱学诊断

活动区赖曼谱线辐射比较强。早在 20 世纪 60 年代初, 谱斑区的 $\text{Ly-}\alpha$ 谱形便在火箭观测^[67]中被获取。而高空间 (0.8'') 和谱分辨率 (50 mÅ) 的活动区 $\text{Ly-}\alpha$ 谱形也由 HRTS 仪器在火箭飞行中观测到^[33], Basri 等人从 HRTS 数据中得到了谱斑、黑子本影、半影等不同区域的 $\text{Ly-}\alpha$ 谱形。Fontenla 等人^[2]利用 UVSP 仪器观测的高分辨率数据分析了太阳上不同区域的 $\text{Ly-}\alpha$ 谱形。这些观测结果显示, 在活动区尤其是谱斑区, $\text{Ly-}\alpha$ 谱形也具有中央凹陷的特点。利用 S082-B 光谱仪获得的数据, Nicolas 等人^[32]发现 $\text{Ly-}\beta$ 谱形在活动区与在宁静区基本是一样的, 但是活动区的辐射比宁静区的强 4 倍。在 SUMER 上天以前, 除了 $\text{Ly-}\alpha$ 和 $\text{Ly-}\beta$, 人们基本上没有观测过赖曼谱线在活动区的谱形。Vernazza 等人^[68]对太阳上不同结构辐射的 280~1 350 Å 范围内的极紫外光谱进行了系统的分析, 计算出了包括活动区在内的赖曼谱线辐射的强度。然而, 这些早期观测持续时间比较短, 并且都存在地冕吸收的问题, 因此无法让人们们对氢原子赖曼谱线在活动区的谱形进行深入的研究。

正如前面所说, SUMER 仪器的观测谱段包括了整个氢原子的赖曼序列以及赖曼连续谱^[37,38], 长期连续的观测使得人们可以对活动区不同结构里辐射的赖曼谱形进行系统

的、全面的分析。太阳黑子是人类最早研究的太阳结构之一。黑子及其周围的谱斑通常形成于活动区中。Curdt 等人^[37]研究了日面上不同结构的 SUMER 光谱, 其中黑子区的赖曼谱形与宁静区截然不同。Tian 等人^[8]于近期指出了这一不同, 并通过分析另外几个黑子光谱, 得出一个普遍规律: 黑子尤其是本影区辐射的赖曼谱形基本上是符合高斯分布的; 而与之相反, 在黑子周围的谱斑区, 低阶赖曼谱线(如 Ly- β 和 Ly- γ)的谱形中央则呈现出明显的凹陷, 这与宁静区的观测结果类似。这一结果表明, 在黑子区赖曼谱线的不透明度比在谱斑区要小。结合其他分析, Tian 等人^[8]认为, 这很可能说明黑子区里的色球物质与过渡区物质之比较小, 因此源于色球的赖曼辐射较少, 其吸收也较少。

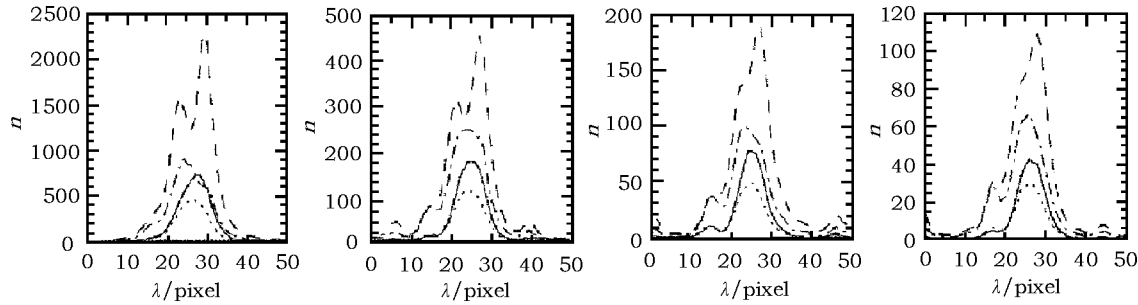


图 5 黑子本影(点线)、半影(点划线)、羽状物(实线)以及谱斑(划线)区的

Ly(β 到 ϵ) 谱形(纵坐标表示光子计数)^[8]

由于活动区的 Ly- α 辐射太强, 容易使探测器饱和, SUMER 目前还没能观测到完整的黑子或者谱斑区的 Ly- α 谱形。但是, 在对 UVSP 仪器观测的 Ly- α 谱形进行了地冕校正后, Fontenla 等人^[2]得到了活动区的 Ly- α 谱形, 其中的一个黑子谱形呈现出没有中央凹陷的特征, 而活动区中黑子以外区域的赖曼谱形则多具有中央凹陷的特点。尽管对地冕的校正可能会引入额外的误差, 但还是可以得出基本结论: Ly- α 辐射在黑子区的不透明度比较小。

如果用形成于高过渡区(温度大约从 $10^5 \sim 10^6$ K)的谱线来观测黑子及其周边区域, 则经常可以看到一些辐射特别强的羽状结构^[70,71]。其一端位于本影上方, 另一端远离黑子区。这些羽状结构被认为是一些较长磁环的足部聚集体^[72]。Curdt 和 Tian 等人^[8,69]发现, 从羽状物辐射的赖曼谱形与黑子本影区类似, 都是没有凹陷的。由于羽状物主要的组成部分是过渡区温度下的等离子体, 因此产生于羽状物里的赖曼谱线主要形成于过渡区, 而过渡区以上的密度比较低, 因此赖曼辐射基本没有被吸收。

太阳耀斑是太阳大气中短时间内释放出剧烈能量的事件。Ly- α 和 Ly- β 谱形可以用来诊断耀斑发生时的非热效应, 如非热电子束使氢原子激发甚至电离。Hénoux 和 Fang、Xu 等人^[12-14]的计算结果显示, 在耀斑爆发相的开始阶段, 在非热效应的作用下, Ly- α 和 Ly- β 辐射增强、谱形变宽; 而在爆发相峰值之后, 辐射将急剧下降。由于耀斑空间尺度相对较小, 何时何地爆发难以预料, 并且其爆发相持续时间较短, 因此耀斑爆发时的赖曼谱形难以被观测到。在 Curdt 等人^[38]提供的各种日冕结构和现象的 SUMER 光谱中, 包含了一个发生在日面临边以上的耀斑光谱, 从中可以看到耀斑时的赖曼谱形。然而由于没有用同一条赖曼谱线进行连续跟踪观测, 因此无法确定这些赖曼谱线的谱形在耀斑发生过程中的演化特征。

Ly- α 的观测也有助于人们确定日冕物质抛射 (CME) 的等离子体特征。结合白光日冕仪像和日冕极紫外像, Lin 等人^[73] 利用 UVCS 仪器的 Ly- α 光谱数据, 分析了一次太阳爆发期间的日面边缘磁重联过程。他们发现, 一块 Ly- α 辐射很暗的区域随时间逐渐变窄并最终消失; 他们认为这个过程表征了电流片附近磁重联物质的入流, 并据此计算出入流的速度范围为 10.5~106 km/s。同时他们还发现, 位于 1.7 个太阳半径高度处的暗区及其两侧的 Ly- α 谱形呈高斯分布形状, 两侧的谱形中心相对于暗区谱形中心分别有 20 km/s 的蓝移和 35 km/s 的红移; 他们认为这是两边入流速度的视向分量。

5 宁静日珥中的赖曼谱线辐射

日珥也被称为暗条, 可以分为两类: 出现在宁静区、形态比较稳定、体积较大、寿命较长、磁场较弱的称为宁静日珥; 出现在活动区和黑子群附近、体积较小、磁场较强、形态经常变化的称为活动日珥。宁静日珥 (或者暗条) 由于其温度比较低, 存在相对较多的氢原子, 因此有较强的氢原子谱线辐射。由于赖曼谱形的双峰、中心、两翼形成于太阳大气中不同的高度, 因此赖曼谱形的变化可以用来诊断日珥中不同地方 (如日珥中心较冷的部分以及日冕与日珥交界处) 的等离子体特性^[53]。

Vial^[74] 首次在临边的宁静日珥处观测到了完整的 Ly- α 和 Ly- β 谱形。通过分析 LPSP 仪器的观测数据, Vial 发现日珥中的 Ly- α 和 Ly- β 谱形都有明显的中央凹陷特征, Ly- α 谱形的两峰之距为 0.35~0.40 Å, 而 Ly- β 谱形的两峰之距为 0.33 Å。Fontenla 等人^[2] 分析了 UVSP 仪器观测的在太阳上不同结构、不同区域的 Ly- α 谱形, 其中包括爆发日珥和宁静日珥的谱形。他们发现, 宁静日珥的 Ly- α 谱形中央凹陷比宁静区的要浅; 而爆发日珥的 Ly- α 谱形则是非常动态的, 比宁静区谱形的变化要剧烈得多。

SUMER 的高空间、时间和谱分辨率的观测使得人们对日珥中的赖曼谱形有了更深入的认识。通过分析 SUMER 观测的许多赖曼谱形, Heinzl 等人^[52] 得出结论, 在不同的日珥里, 甚至在同一个日珥的不同部分, 赖曼谱线的辐射强度和谱形都极不相同。他们在对日珥谱形的分析中发现有两种比较典型的谱形, 一种是谱线强度比较大, 并且除 Ly- α 以外的赖曼谱形没有中央凹陷; 另一种也有类似的谱线强度, 但是所有的赖曼谱形都具有很深的中央凹陷。为了解释这两种不同的谱形, 他们利用数值模拟, 进行了详细的非局地热动平衡 (non-LTE) 计算, 并提出谱形的不同可能跟磁场与视线方向的夹角有关。当磁力线方向与视向垂直时, 观测的赖曼谱形凹陷比平行时要深。Heinzl 等人^[10] 的二维日珥模拟进一步分析了赖曼谱形与磁场方向之间的关系, 并得到了类似的结论。之后, 这一预言被 Schmieder 等人^[11] 通过 SUMER 的临边观测所证实。他们发现, 当视向与宁静日珥轴的方向夹角较大时, 赖曼谱形的凹陷比较深。造成这种现象的原因主要有两个: 一是沿磁力线的密度分布是由磁流体静力平衡所支配的; 而由于不同的磁流管相互绝缘, 在垂直于磁力线方向上压强变化则很大; 二是热传导导致沿磁力线的温度变化比较平缓; 而垂直于磁力线方向上的温度梯度则比较大^[11]。

为了解释日珥中观测到的赖曼谱形的特征, 多年来, Heinzl 等人发展了一套比较成熟的日珥精细结构模型^[6,10,52,75]。这些模型基于磁静力平衡, 都包含一个日珥与日冕之间的过渡区, 即所谓的 PCTR (Prominence-Corona Transition Region), 并且都有详细的非热动平衡辐射

转移的计算。其中, Gunár 等人^[6] 建立了一个二维精细结构模型, 日珥中每个精细结构被随机赋予不同的视向速度。根据这一模型可以计算出赖曼谱形。结果显示, 当速度的视向分量在 10 km/s 左右时, 由于不同精细结构的视向速度不同, 其综合效应即可以产生明显不对称的赖曼谱形。他们的结果还揭示, 由于 Ly- α 的不透明度比其他赖曼谱线要大很多, 因此 Ly- α 和其他赖曼谱线的谱形有时会呈现出完全相反的不对称性 (红峰强于蓝峰, 或者蓝峰强于红峰)。

Ly- α 和 Ly- β 谱线辐射强度的比值对精细结构的物理和几何性质非常敏感, 因此经常被用在宁静日珥的诊断中^[53]。通过分析 SUMER 的观测数据, Vial 等人^[53] 发现在同一个日珥的不同位置这一比值不一样 (从 96 到 183)。而早期 OSO 8 的观测^[74] 则得到一个相对较小的值 (65), 这可能是由于早期观测仪器的缺陷所致。Vial 等人^[53] 认为, 比值的变化可能与精细结构的演变有关。

6 未来的研究方向

在过去的 50 年里, 人们对太阳氢原子赖曼谱线的研究取得了显著的进展。但无论是在观测上还是在模拟上, 仍有一些方面需要加强研究:

(1) 正如前面所说, 在同时具有高空间和高时间分辨率下, 人们还没有系统地对 Ly- α 谱线进行过成像观测。已有多个未来的空间探测计划准备用 Ly- α 谱线对太阳进行连续成像。如果进展顺利, 数年之后, 将能得到实时的太阳 Ly- α 照片。

(2) 目前, 活动区赖曼谱线的光谱学观测资料比较缺乏。尤其是 Ly- α , 由于其在活动区的辐射特别强并且起伏很大, SUMER 难以对其进行观测。如能对活动区里不同结构 (如活动区磁环、黑子、谱斑)、不同现象 (如耀斑、CME) 的赖曼谱形进行系统的观测, 那么人类对太阳爆发的认识将得到进一步加深。

(3) 对太阳赖曼谱线辐射的模拟研究还有待加强。除宁静日珥以外, 人们还很少模拟太阳上其他结构和现象中的赖曼辐射。SUMER 获得了大量的宁静区和冕洞的赖曼谱形, 要完全理解它们所反映的物理过程, 还需结合数值模拟分析。而对活动区赖曼谱线辐射的模拟, 也将为日后人们对活动区的观测提供理论基础。

参考文献:

- [1] Warren H P, Mariska J T, Wilhelm K. *ApJS*, 1998, 119: 105
- [2] Fontenla J M, Reichmann E J, Tandberg-Hanssen E. *ApJ*, 1988, 329: 464
- [3] Fontenla J M, Avrett E H, Loeser R. *ApJ*, 1993, 406: 319
- [4] Emerich C, Lemaire P, Vial J-C, et al. *Icarus*, 2005, 178: 429
- [5] Fontenla J M, Avrett E H, Loeser E. *ApJ*, 2002, 572: 636
- [6] Gunár S, Heinzel P, Anzer U, et al. *A&A*, 2008, 490: 307
- [7] Tian H, Curdt W, Marsch E, et al. *A&A*, 2009a, in press
- [8] Tian H, Curdt W, Teriaca L, et al. *A&A*, 2009b, in press
- [9] Vernazza J E, Avrett E H, Loeser R. *ApJS*, 1981, 45: 635
- [10] Heinzel P, Anzer U, Gunár S. *A&A*, 2005, 442: 331
- [11] Schmieder B, Gunár S, Heinzel P, et al. *Sol. Phys.*, 2007, 241: 53

- [12] Xu Z, Fang C, Gan W. Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics, 2005, 5: 519
- [13] Fang C, Feautrier N, Hénoux J-C. A&A, 1995, 297: 854
- [14] Hénoux J-C, Fang C, Gan W-Q. A&A, 1995, 297: 574
- [15] Purcell J D, Packer D M, Tousey R. Nature, 1959, 184: 8
- [16] Wilhelm K, Lemaire P, Dammasch I E, et al. A&A, 1998, 334: 685
- [17] Allen M J, Oluseyi H M, Walker A B C, et al. Solar Phys., 1997, 174: 367
- [18] Gary G A, Moore R L, Hagyard M J, et al. ApJ, 1987, 314: 782
- [19] Gabriel A H. Philos. Trans. R. Soc. London A, 1976, 281: 575
- [20] Dowdy J F Jr, Rabin D, Moore R L. Sol. Phys., 1986, 105: 35
- [21] Peter H. A&A, 2001, 374: 1108
- [22] Mariska J T. The Solar Transition Region. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992
- [23] 田 晖, 谭 博, 夏利东等. 天文学进展, 2009, 27(1): 1
- [24] Judge P, Centeno R. ApJ, 2008, 687: 1388
- [25] Korendyke C M, Vourlidas A, Cook J W, et al. Solar Phys., 2001, 200: 63
- [26] Judge P. ApJ, 2008, 683: L87
- [27] Handy B N, Acton L W, Kankelborg C C, et al. Sol. Phys., 1999, 187: 229
- [28] Vial J-C, Auchère F, Chang J, et al. Advances in Space Research, 2008, 41: 183
- [29] Tu C-Y, Schwenn R, Donovan E, et al. Advances in Space Research, 2008, 41: 190
- [30] Marsch E, Marsden R, Richard H, et al. Advances in Space Research, 2005, 36: 1360
- [31] Lemaire P, Charra J, Jouchoux A, et al. ApJ, 1978, 223: L55
- [32] Nicolas K P, Kjeldseth Moe O, Bartoe J D F, et al. JGR, 1976, 81: 3465
- [33] Basri G S, Linsky J L, Bartoe J-D F, et al. ApJ, 1979, 230: 924
- [34] Meier R R. ApJ, 1995, 452: 462
- [35] Wilhelm K, Curdt W, Marsch E, et al. Sol. Phys., 1995, 162: 189
- [36] Lemaire P, Wilhelm K, Curdt W, et al. Sol. Phys., 1997, 170: 105
- [37] Curdt W, Brekke P, Feldman U, et al. A&A, 2001, 375: 591
- [38] Curdt W, Landi E, Feldman U. A&A, 2004, 427: 1045
- [39] Xia L-D. Ph D Thesis, Göttingen: Georg-August-Univ. 2003
- [40] Xia L-D, Marsch E, Wilhelm K. A&A, 2004, 424: 1025
- [41] Esser R, Lie-Svendsen Ø, Janse Å M, et al. ApJ, 2005, 629: L61
- [42] Marsch E, Tu C-Y, Heinzel P, et al. A&A, 1999, 347: 676
- [43] Marsch E, Tu C-Y, Wilhelm K. A&A, 2000, 359: 381
- [44] Labrosse N, Li X, Li B. A&A, 2006, 455: 719
- [45] Kohl J L, et al. Sol. Phys., 1995, 162: 313
- [46] Akinari N. ApJ, 2008, 674: 1167
- [47] Teriaca L, Schühle U, Solanki S K, et al. Proc. *Chromospheric and Coronal Magnetic Fields*, Katlenburg-Lindau, Germany, ESA SP-596, 2001: 66
- [48] Teriaca L, Schühle U, Solanki S K, et al. Proc. ESPM, Danesy D, Poedts S, De Groof A, et al, eds. The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations, Belgium, ESA SP-600, 2005: 100
- [49] Teriaca L, Schühle U, Solanki S K, et al. Proc. 10 years of SOHO and beyond, Italy: ESA SP-617, 2006: 77
- [50] Tian H, Teriaca L, Curdt W, et al. ApJ, 2009d, submitted
- [51] Schmieder B, Heinzel P, Vial J-C, et al. Sol. Phys., 1999, 189: 109
- [52] Heinzel P, Schmieder B, Vial J-C, et al. A&A, 2001, 370: 281
- [53] Vial J-C, Ebadi H, Ajabshirizadeh A. Sol. Phys., 2007, 246: 327
- [54] Curdt W, Tian H, Teriaca L, et al. A&A, 2008, 492: L9
- [55] Gouttebroze P, Lemaire P, Vial J-C, et al. ApJ, 1978, 225: 655
- [56] Schmieder B, Heinzel P, Kucera T, et al. Solar Phys., 1998, 181: 309
- [57] Brekke P, Hassler D M, Wilhelm K. Sol. Phys., 1997, 175: 349

- [58] Chae J, Schühle U, Lemaire P. ApJ, 1998, 505: 957
- [59] Peter H, Judge P G. ApJ, 1999, 522: 1148
- [60] Teriaca L, Banerjee D, Doyle J G. A&A, 1999, 349: 636
- [61] Curdt W, Tian H, Dwivedi B N, et al. A&A, 2008b, 491: L13
- [62] Madjarska M S, Doyle J G. A&A, 2002, 382: 319
- [63] Fontenla J M, Curdt W, Avrett E H, et al. A&A, 2007, 468: 695
- [64] Lemaire P, Emerich C, Curdt W, et al. A&A, 1998, 334: 1095
- [65] Lemaire P, Emerich C, Vial J-C, et al. AdSpR., 2005, 35: L384
- [66] Woods T N, et al. JGR, 2000, 105: 27195
- [67] Morton D C, Widing K G. ApJ, 1961, 133: 596
- [68] Vernazza J E, Reeves E M. ApJS, 1978, 37: 485
- [69] Curdt W, Dwivedi B N, Feldman U. J. Astrophys. Astr., 2000, 21: 397
- [70] Foukal P V, Huber M C E, Noyes R W, et al. ApJ, 1974, 193: L143
- [71] Foukal P V. ApJ, 1976, 210: 575
- [72] Dammasch I E, Curdt W, Dwivedi B N, et al. Ann. Geophys., 2008, 26: 2955
- [73] Lin J, et al. ApJ, 2005, 622: 1251
- [74] Vial J-C. 1982, ApJ, 253: 330
- [75] Gunár S, Heinzel P, Schmieder B, et al. A&A, 2007, 472: 929

Hydrogen Lyman Lines Emitted from the Solar Atmosphere

TIAN Hui ^{1,3}, XIA Li-dong ², HE Jian-sen ³

(1. School of Earth and Space Sciences, Peking University, Beijing, 100871, China; 2. School of Space Science and Physics, Shandong Univ. at Weihai, Weihai, 264209, China; 3. Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Katlenburg-Lindau, Germany)

Abstract: Hydrogen is the most abundant element in the solar atmosphere and its resonance lines, especially the Lyman-alpha ($\text{Ly}-\alpha$) line, plays an important role in the overall radiative energy transport of the Sun. In this paper we review the observational and modeling results on the solar hydrogen Lyman line emissions

The $\text{Ly}-\alpha$ line was used to observe the Sun since 1950s, when the era of space just began. It was found that the $\text{Ly}-\alpha$ emission is enhanced at lanes of the chromospheric network, and the brightest features in $\text{Ly}-\alpha$ images are active regions. However, so far no continuous $\text{Ly}-\alpha$ observation with both high spatial and temporal resolutions has been done.

In the normal quiet Sun region, due to the effect of radiative transfer, the average lower-order Lyman line ($\text{Ly}-\beta$ through $\text{Ly}-\varepsilon$) profiles are found to be self-reversed at the centers and stronger in the red-horns. While the higher H Lyman series line (beyond $\text{Ly}-\zeta$) profiles are flat-topped or even Gaussian-shaped. Recently, the $\text{Ly}-\alpha$ profiles were also obtained with the SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) instrument in high spectral, temporal,

and spatial resolutions. It turns out that most Ly- α profiles are strongly reversed and stronger in the blue horns. It is believed that the opposite asymmetries in the average profiles of Ly- α and higher Lyman lines are probably caused by the combined effect of flows in the different layers of the solar atmosphere and opacity differences of the lines. A mechanism for line formation can not be simply imagined but must be thoroughly devised and further investigated with the help of models.

In active regions, Lyman line profiles, especially Ly- α and Ly- β profiles, were obtained from early rocket observations and found to be similar to those in the quiet Sun. However, profiles obtained in these early observations suffered from geocoronal absorption. SUMER observations avoided this problem and revealed that the Lyman line profiles in sunspots show properties different from the average profiles. The self-reversals of the hydrogen Lyman line profiles are almost absent in umbra regions. In the sunspot plume, the Lyman lines are also not reversed. While the lower-order Lyman line profiles observed in the plage region are obviously reversed, a phenomenon also found in the normal quiet Sun. This result indicates that the opacity of the hydrogen lines is much smaller above sunspots, as compared to plage regions. The ability of diagnosing plasma properties in solar flares and CMEs by analyzing the Lyman line profiles is also demonstrated.

Hydrogen Lyman lines were also frequently used to reveal information on the fine structures and physical properties of quiescent solar prominences. Observations and modelings show that the profiles are more reversed when seen across than along the magnetic field lines.

Key words: Solar Transition Region; Chromosphere; UV radiation