

# 射电类星体B3 1637+436A双峰轮廓宽发射线的光变研究

钟郅皓<sup>1,2†</sup> 刘博<sup>3</sup> 郝蕾<sup>4</sup> 孙鹿鸣<sup>5</sup> 周宏岩<sup>1,2</sup>

(1 中国科学技术大学天文系 合肥 230026)

(2 中国极地研究中心 上海 200136)

(3 中国科学院国家天文台 北京 100101)

(4 中国科学院上海天文台 上海 200030)

(5 安徽师范大学物理与电子信息学院 芜湖 241002)

**摘要** 通过对比间隔17 yr (静止系12.5 yr)的Sloan Digital Sky Survey (SDSS)、Keck LRIS (Low-Resolution Imaging Spectrograph)和Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS)的光学光谱,对宽线双峰射电类星体B3 1637+436A的吸积盘性质做了初步研究. 该类星体的SDSS (2001年5月21日)和Keck LRIS (2003年6月28日)的连续谱没有明显差异,而BOSS (2018年6月17日)连续谱在V波段比SDSS暗了约1.2星等. 这3条光谱的H $\alpha$ 宽发射线均表现出明显的双峰轮廓. 和连续谱一样,宽线双峰的发射线轮廓也被认为是来自于吸积盘. 通过上述3条光谱的H $\alpha$ 宽线双峰的盘模型拟合发现: BOSS光谱的H $\alpha$ 宽线双峰可以用单个盘模型很好地拟合,谱线发射区距离中心黑洞约900–3000引力半径. 而SDSS和Keck LRIS的H $\alpha$ 双峰轮廓需要用两个盘模型拟合,对应的吸积盘发射区有两个区域,其中一个发射区(“外盘”)与BOSS类似,另一个发射区(“内盘”)位于约400–900引力半径范围内,到中心黑洞的距离显著小于外盘. 结合连续谱的光变特征,推测内盘消失是造成SDSS/Keck LRIS光谱和BOSS光谱在连续谱和发射线轮廓上同时发生光变的主要原因.

**关键词** 类星体: 发射线, 类星体: 个别: B3 1637+436A, 类星体: 超大质量黑洞

**中图分类号**: P144; **文献标识码**: A

## 1 引言

活动星系核(Active Galactic Nucleus, AGN, 包括高光度类星体)的中心黑洞周围存在一个致密的吸积盘结构,这里是气体的引力势能转化为辐射的主要场所,是AGN中心超大质量黑洞的吸积以及反馈过程的关键区域<sup>[1]</sup>. 所以研究吸积盘的结构,对理解AGN的性质和演化至关重要. 从AGN的观测上,紫外–光学的连续谱反映了来自吸积盘不同半径的多温黑体谱的总和. 所以,研究AGN的紫

外-光学连续谱可以为理解吸积盘的性质提供很多线索<sup>[2–4]</sup>. 除了连续谱外,研究来自于吸积盘的宽线双峰发射线也是理解吸积盘性质的一个重要的方法<sup>[5–8]</sup>.

Chen和Halpern在1989年的研究中假设了一个几何薄、光学厚的薄盘结构,用模型来拟合观测的宽线双峰发射线,从而对吸积盘发射区的性质做出限定<sup>[9]</sup>. 这种吸积盘发射模型也被称作圆盘模型. 在圆盘模型中,有5个参数,分别为内半径 $r_1$ 、外半径 $r_o$ 、观测者视线与盘的法线之间的夹角 $i$ 、面发

2021-06-18收到原稿, 2021-09-13收到修改稿

<sup>†</sup> duguzhl@mail.ustc.edu.cn

射系数 $q(f_\nu \propto \nu^{-q})$ 和本地的湍动速度 $\sigma_t$ , 其中 $f_\nu$ 是吸积盘在频率 $\nu$ 处的面发射强度. 后来的研究发现, 很多宽线双峰不能用简单的圆盘模型很好地刻画, Eracleous等<sup>[10]</sup>给出了一个椭圆盘模型, 在圆盘模型的基础上增加了两个参数: 椭圆盘的偏心率 $e$ 和椭圆盘的方位角 $\phi$ .

迄今为止, 人们发现了大约100多个宽线双峰AGN<sup>[11-12]</sup>. 其中部分宽线双峰AGN的双峰轮廓变化也有长时间的监测<sup>[13-14]</sup>. 但对这些AGN的双峰轮廓变化并没有明确的解读. 我们通过对一个宽线双峰射电类星体B3 1637+436A (红移 $z = 0.339$ )的双峰轮廓的变化做了盘模型拟合, 并结合连续谱的光变对吸积盘的结构和光变性质做出了明确限制. 本文的结构如下: 第2节我们介绍了B3 1637+436A的光谱和测光数据; 第3节我们对B3 1637+436A的H $\alpha$ 宽线双峰做盘模型拟合; 第4节我们结合连续谱光变和盘模型拟合的结果限定B3 1637+436A的吸积盘结构及其演化, 并简单讨论其偏振观测的结果; 第5节我们结合射电的观测数据对B3 1637+436A的倾角做了限定; 第6节我们做了总结和展望. 本文选取的宇宙学模型参数如下: 哈勃常数 $H_0 = 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ , 物质占比 $\Omega_M = 0.3$ 以及暗物质占比 $\Omega_\Lambda = 0.7$ .

## 2 B3 1637+436A的测光和光谱数据

B3 1637+436A有4段光学光谱数据. SDSS 2.5 m望远镜于2001年5月24日(儒略历MJD = 52053)使用SDSS光谱仪拍摄了目标光谱, 曝光时间900 s, 波长覆盖范围3800–9200 Å. 此外, SDSS 2.5 m望远镜还于2018年6月18日(MJD = 58287)使用BOSS光谱仪对目标进行了拍摄, 曝光时间900 s, 波长覆盖范围3600–10200 Å. 两次观测的蓝臂光谱分辨率~1500, 红臂的光谱分辨率~2500. Keck I望远镜上的低分辨率成像光谱仪(Low-Resolution Imaging Spectrograph, LRIS)于2003年6月29日拍摄了目标的光学光谱, 总曝光时间为5000 s, 当晚的大气视宁度为0.7". 同年的9月28日, Keck LRIS进行了第2次拍摄, 总曝光时间3600 s, 大气视宁度为1.3". 两次观测狭缝宽度均为1.5", 均使

用400/8500光栅在偏振观测模式下进行观测. 所有拍摄都是在视差角下进行的. 在偏振观测模式下, 波长覆盖范围为3000–9000 Å, 光谱分辨率在蓝臂大约为600, 红臂大约为1000. 上述光谱观测的主要信息见表1.

在9月和6月的两次Keck LRIS观测中, 每次观测分别用4个偏振角, 分别是0°、22.5°、45°和67.5°. 数据的处理参照标准处理流程. 其中9月的光谱没有平场, 因此我们做平场改正时用了6月的平场. 两次观测的标准星为BD+323739, 其光谱型为A6V. 我们选取了一个光谱型相同的恒星HD 163466来生成响应函数, 并计算得到了两次观测的Stokes参数. 在得到偏振信息的同时, 我们也得到了两次观测的总积分光谱. 通过和观测时间接近的SDSS对比我们发现, Keck的光谱和SDSS光谱的谱型存在一定的差异. 这种差异可能来自光变, 或者Keck光谱处理过程中带来的偏差. 我们注意到, 虽然谱型有差异, 但Keck两条光谱和SDSS光谱上主要的孤立窄发射线如[O III]、[Ne III]等的等值宽度基本都是一致的. 考虑到窄发射线的流量在SDSS和Keck观测的时间间隔内不会改变, 我们倾向于认为Keck和SDSS的谱型差异主要源于Keck光谱处理过程的偏差. 因此, 我们用3阶多项式对Keck光谱做了修正, 使得修正后的Keck光谱的整体流量和谱型与SDSS光谱吻合. 这种谱型修正对我们后文分析发射线轮廓的结果几乎没有影响. 改正后的两次Keck观测的光谱和偏振信息见图1. 为了更清楚地展示Keck光谱的偏振信息, 我们将光谱平均分成100个区间, 对每个区间内的约20个像素点进行合并.

除了光谱观测外, Catalina Sky Survey (CSS) 在2005年5月(MJD = 53500)至2013年10月(MJD = 56600)之间对B3 1637+436A进行了多次V波段的测光观测. 从观测结果看, B3 1637+436A在8 yr时间内变暗了0.5星等. 同时, 我们利用SDSS、Keck和BOSS的光谱得到了对应的V波段的合成星等. CSS观测结果的V波段合成星等( $V_{\text{CSS}}$ )见图2. 结合SDSS、Keck和BOSS的合成星等, 我们可以认为B3 1637+436A从2001年5月(MJD = 52053)至2018年6月(MJD = 58287)之间变暗了接近1.2星等.

表 1 B3 1637+436A 光学光谱观测  
Table 1 The spectroscopic observations of B3 1637+436A

Instruction	Observation time	Exposure/s	Slit/''	Wavelength range/Å
SDSS	2001-05-24	900	3	3800–9200
Keck LRIS	2003-06-29	5000	1.5×0.8	3000–9000
Keck LRIS	2003-09-28	3600	1.5×0.8	3000–9000
BOSS	2018-06-18	900	2	3600–10200

Note: The SDSS and BOSS spectra are obtained through fiber-fed spectrographs. Their “Slit” are corresponding to their fiber aperture, respectively. The Keck LRIS spectra are observed using long-slit spectrograph. Their “Slit” are corresponding to the width of the slit × the extraction size.

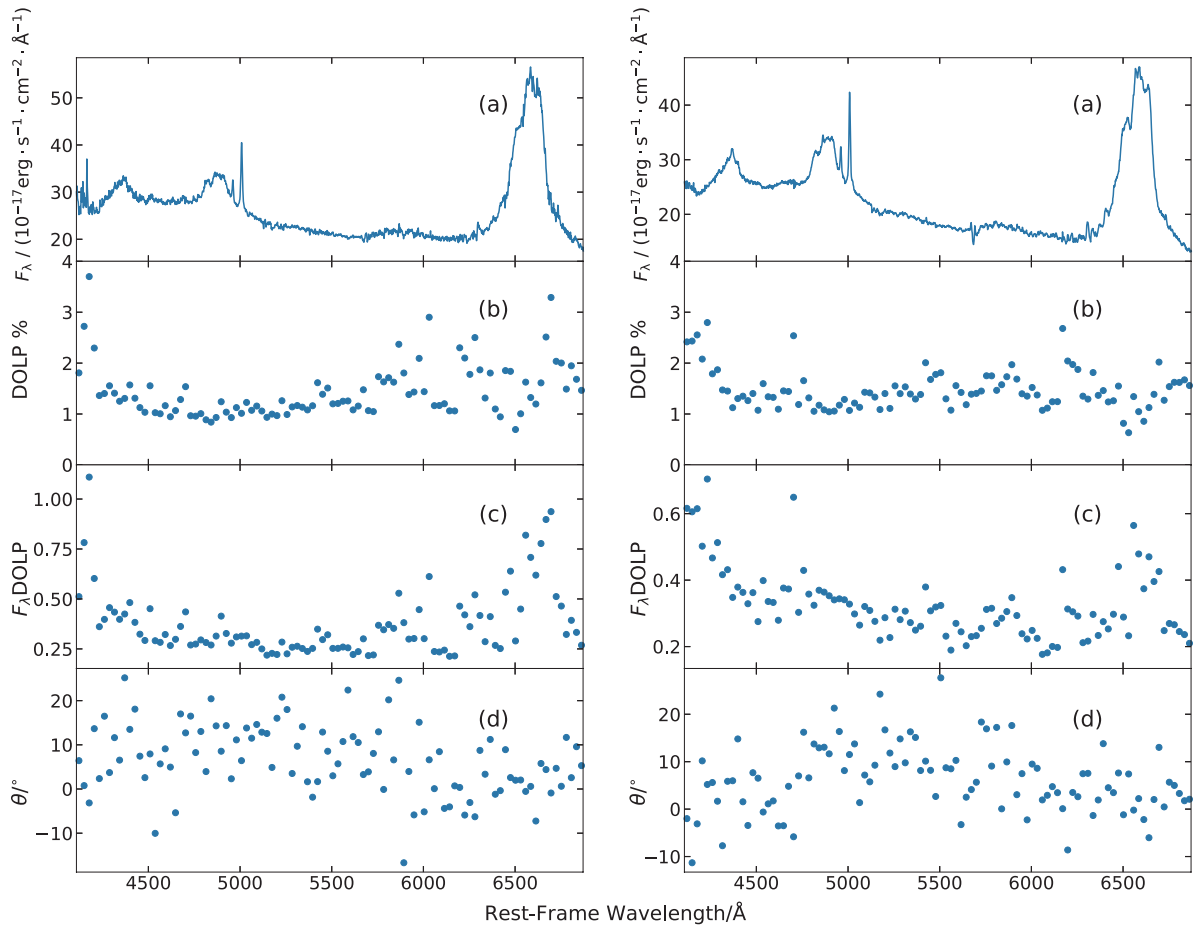


图 1 B3 1637+436A 的 Keck LRIS 偏振光谱。左右两列分别是 2003 年 6 月和 2003 年 9 月拍摄的光谱。从上到下依次是: (a) 定标后的总积分光谱流量  $F_\lambda$ ; (b) 线偏振度 DOLP (Degree of Linear Polarization); (c) 总积分光谱乘以线偏振度得到的偏振光谱; (d) 偏振角  $\theta$ 。

Fig. 1 The Keck LRIS polarization spectra of B3 1637+436A. The left and right columns are the spectra observed in June 2003 and September 2003, respectively. For each column, from top to bottom are: (a) the scaled total integrated spectrum; (b) the degree of linear polarization; (c) the polarization spectrum obtained by multiplying the total integrated spectrum by the degree of linear polarization; (d) the angle of polarization  $\theta$ .

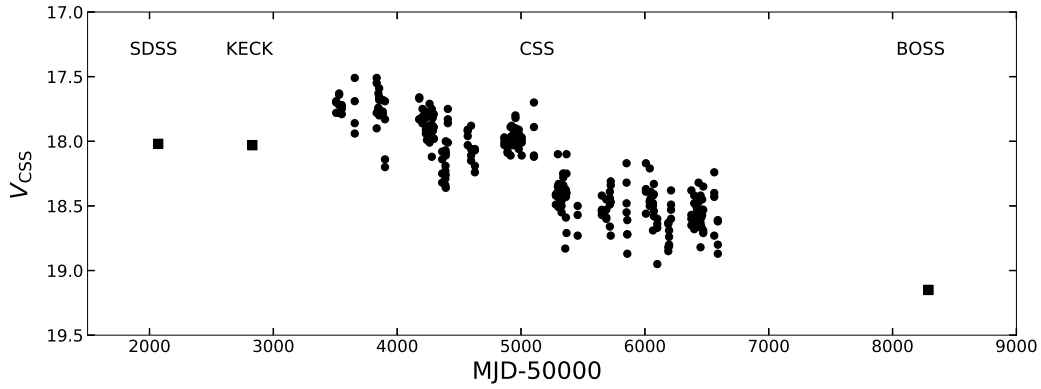


图 2 B3 1637+436A V波段测光数据. 其中SDSS、Keck和BOSS V波段的测光数据来自光谱的合成星等. 从测光数据来看, B3 1637+436A在SDSS和BOSS观测时间间隔内逐步变暗了约1.2星等.

Fig. 2 B3 1637+436A V band photometric data. Among them, the SDSS, Keck and BOSS V band results come from the synthesized magnitude of the corresponding spectra. From the photometric data, B3 1637+436A gradually darkened by about 1.2 magnitudes during the interval between SDSS and BOSS observations.

### 3 吸积盘模型拟合宽发射线

我们在图3的左栏中展示了SDSS、Keck和BOSS 3次观测的光谱. 我们选取光谱范围内的连续谱窗口, 用幂律谱分别拟合了3条光谱的连续谱.

减掉连续谱后, 我们得到了3次观测的发射线谱. 在图3的右栏展示了3次观测的 $H\alpha$ 发射线, 为了更好地对比3条发射线的轮廓, SDSS和Keck的 $H\alpha$ 做了整体的缩放使得3条发射线在6500 Å附近吻合.

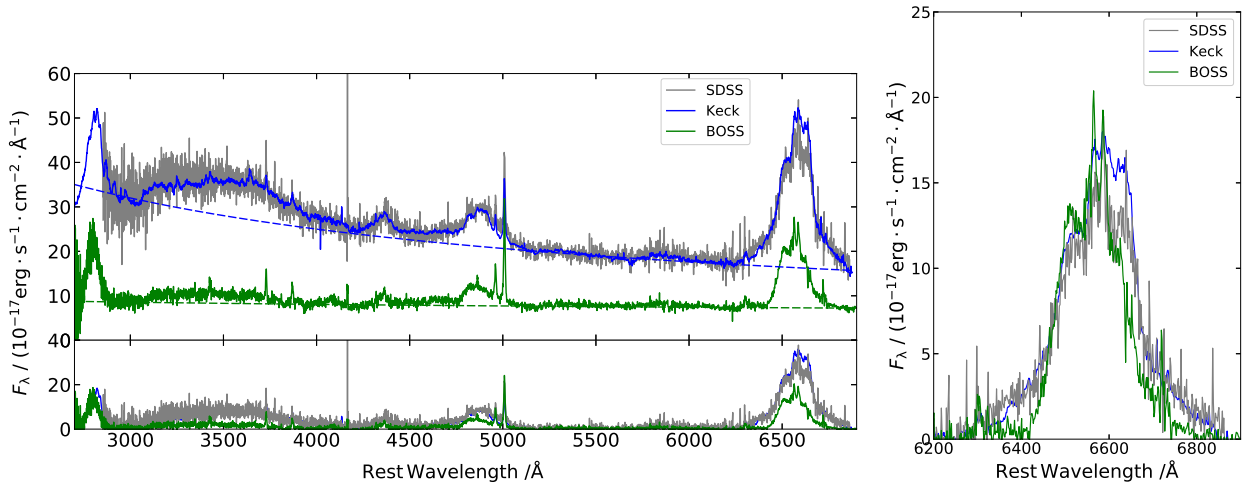


图 3 左图: B3 1637+436A的SDSS、Keck和BOSS光学光谱. 我们选取连续谱窗口分别拟合了3条光谱的连续谱, 并得到了对应光谱的发射线谱. 右图: 3次观测的 $H\alpha$ 轮廓比较, SDSS和Keck的 $H\alpha$ 的流量整体做了调整, 使得3条 $H\alpha$ 发射线在6500 Å附近的流量吻合. 从3条 $H\alpha$ 的比较结果来看, 随着连续谱流量的减少, SDSS和Keck的 $H\alpha$ 中高速部分的流量消失了.

Fig. 3 Left: The SDSS, Keck and BOSS optical spectra. For each spectrum, we selected three continuum windows to fit the continuum and obtained emission lines. Right: The comparison result of the  $H\alpha$  from SDSS, Keck and BOSS. The  $H\alpha$  of SDSS and Keck are scaled by constants to consistent with the  $H\alpha$  of BOSS near 6500 Å. According to the comparison result, the flux of  $H\alpha$  in high speed range disappears with the decrease of continuum from SDSS and Keck to BOSS.

从图3可知, B3 1637+436A的H $\alpha$ 存在明显的双峰特征. 这种双峰的特征通常表明H $\alpha$ 来自吸积盘. 通过对比我们发现, 一方面, BOSS光谱的H $\alpha$ 的双峰轮廓中, 蓝峰的流量高于红峰, 而SDSS和Keck光谱的H $\alpha$ 则正相反. 另一方面, 伴随着来自于同样吸积盘的连续谱流量降低, BOSS光谱的H $\alpha$ 和Keck、SDSS的H $\alpha$ 相比, 相对高速(约6000–12000 km/s)的流量基本消失了. 我们尝试用盘模型来拟合这些宽线双峰轮廓. 首先我们尝试了简单的圆盘模型, 根据圆盘模型的假设, 物质在吸积盘上做开普勒转动, 有 $v^2 = \frac{GM_{\text{BH}}}{r}$ , 可得 $r = \frac{c^2}{v^2} R_g$ , 其中 $v$ 为开普勒转动的速度,  $G$ 为引力常数,  $M_{\text{BH}}$ 为黑洞质量,  $c$ 为光速,  $r$ 为吸积盘的半径, 引力半径 $R_g = \frac{GM_{\text{BH}}}{c^2}$ . BOSS光谱上H $\alpha$ 的最大速度约为10000 km/s, 对应的吸积盘发射区的内半径约为1000  $R_g$ , SDSS和Keck的H $\alpha$ 的最大速度约为15000 km/s, 对应的吸积盘发射区的内半径约为400  $R_g$ . 面发射系数 $q$ 取2–3<sup>[15]</sup>. 考虑到B3 1637+436A是type-1型AGN, 一般认为type-1型AGN和type-2型AGN的主要区别在于观测的视线方向不同, type-2型AGN的视线倾角较大, 导致其宽发射区被尘埃环遮挡, 而type-1型AGN的视线倾角较低, 有研究认为其倾角一般不超过45°<sup>[16]</sup>, 因此我们先设定吸积盘的倾角范围为20°–50°. 拟合结果与观测相比在红端和蓝端的两个峰均有较大的偏差, 即圆盘模型不能很好地刻画3条光谱中的H $\alpha$ 宽线双峰. 所以我们选取更加复杂的椭圆模型. 内半径、倾角、面发射系数的设定仍然参照圆盘模型, 拟合的结果见图4. 从图4可以看出, BOSS的H $\alpha$ 宽线双峰可以用一个椭圆盘很好地拟合. 3条H $\alpha$ 宽线双峰的椭圆盘模型拟合结果的内半径很接近, 都为约1000  $R_g$ , 外半径的范围对拟合结果的轮廓不敏感, 我们暂定为3000  $R_g$ . 用单个椭圆盘拟合SDSS和Keck光谱的蓝端和红端的高速部分, H $\alpha$ 的发射线轮廓相对于模型结果存在明显的残差. 由于残差跨越的速度范围很大(约30000 km/s), 我们可以首先排除这种残差来自宽线区的可能. 由后文的分析可知, B3 1637+436A的爱丁顿比很低, 也不太可能产生如此高速的对称外流. 所以, 这些残差的一个比较可能的来源是另外

的吸积盘发射. 即BOSS光谱上的H $\alpha$ 来自于吸积盘上1000–3000  $R_g$ 的区域, 而SDSS和Keck光谱上的H $\alpha$ 除了一部分来自于吸积盘上1000–3000  $R_g$ 的区域外, 还存在额外的吸积盘发射区产生H $\alpha$ 中的高速成分. 如果这个假设成立, 考虑到残差的速度宽度大于BOSS的H $\alpha$ 的速度宽度, 根据开普勒运动的速度公式, 这个额外的区域应该位于约1000  $R_g$ 以内. 我们把这个额外的区域称为内盘, 相应的约1000–3000  $R_g$ 内的区域称之为外盘. 这样的假设同时也可以解释SDSS、Keck和BOSS光谱之间的连续谱光变: 在SDSS和Keck观测时期, 吸积盘同时包含了内盘和外盘, 但BOSS光谱时期, 由于某种原因, 导致了内盘的消失, 从而导致BOSS光谱在V波段比SDSS和Keck暗了接近1.2星等.

在这个假设下, 我们尝试用两个椭圆盘模型来拟合SDSS和Keck的H $\alpha$ 轮廓. 在模型拟合过程, 我们要求除了由于较长的时间间隔可能产生的椭圆盘方位角差异外, SDSS和Keck外盘的参数要和BOSS的H $\alpha$ 外盘模型参数基本保持一致. 同时, 内盘的椭圆盘模型参数中, 内半径在400  $R_g$ 附近, 外半径在1000  $R_g$ 附近, 同时偏心率和倾角也在外盘参数附近. 双椭圆盘的拟合结果见图5, 主要参数见表2. 同时, 我们也尝试参考内盘的椭圆盘模型参数来拟合BOSS光谱上H $\alpha$ 可能存在的内盘成分. 拟合的结果表明虽然可以在BOSS的H $\alpha$ 分离出内盘成分, 但流量很弱, 对拟合结果几乎没有影响.

需要指出的是, 3条光谱中H $\alpha$ 除了包含有盘发射成分外, 还包含了H $\alpha$ 窄线、[N II]双线和[S II]双线. 在上述盘模型拟合过程中, 我们在第1次拟合中首先屏蔽了这些窄线的波长范围, 得到了初步的盘模型的拟合结果. 然后我们从整体的H $\alpha$ 中减去初步盘模型成分, 并认为其残差应该来自H $\alpha$ 窄线、[N II]双线和[S II]双线, 再利用[O III]  $\lambda$  5007 Å的轮廓拟合这3条谱线的发射轮廓. 最后再从H $\alpha$ 中减去拟合得到窄线轮廓并将结果用于后续的盘模型拟合. 上述窄线和盘模型的拟合过程被迭代数次直到两者的拟合结果趋于稳定.

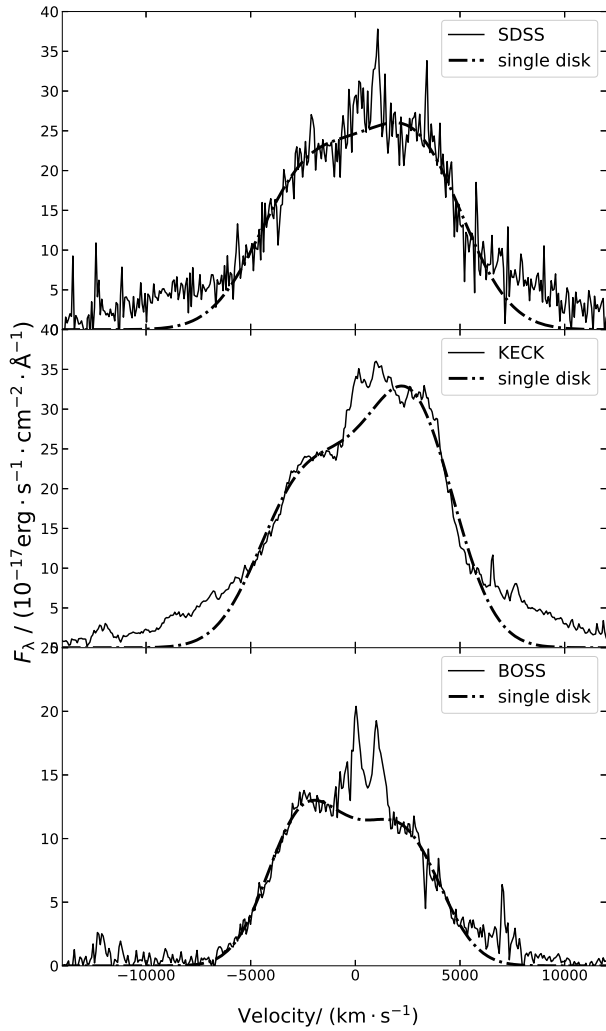


图 4 B3 1637+436A  $H\alpha$ 轮廓的单模型拟合情况, 从上到下依次是SDSS、Keck和BOSS的光谱. 实线是观测到的光谱, 点虚线是椭圆盘模型. 从拟合结果来看, BOSS中的 $H\alpha$ 可以用单个的椭圆盘模型很好地拟合, 但单一的盘模型拟合结果和SDSS、Keck的光谱相比较时, 在 $H\alpha$ 的高速部分有明显的残差, 这暗示着SDSS和Keck的 $H\alpha$ 可能存在更复杂的发射结构.

Fig. 4 The fitting results of  $H\alpha$  in B3 1637+436A with single disk-emitting model. From top to bottom are the  $H\alpha$  of SDSS, Keck and BOSS. The solid lines are  $H\alpha$  emission lines and the dot-dashed lines are single elliptical disk-emitting model results. According to the results, the  $H\alpha$  of BOSS can be described with single disk-emitting model very well. However, the  $H\alpha$  model results of SDSS and Keck show obvious residuals in the high speed range.

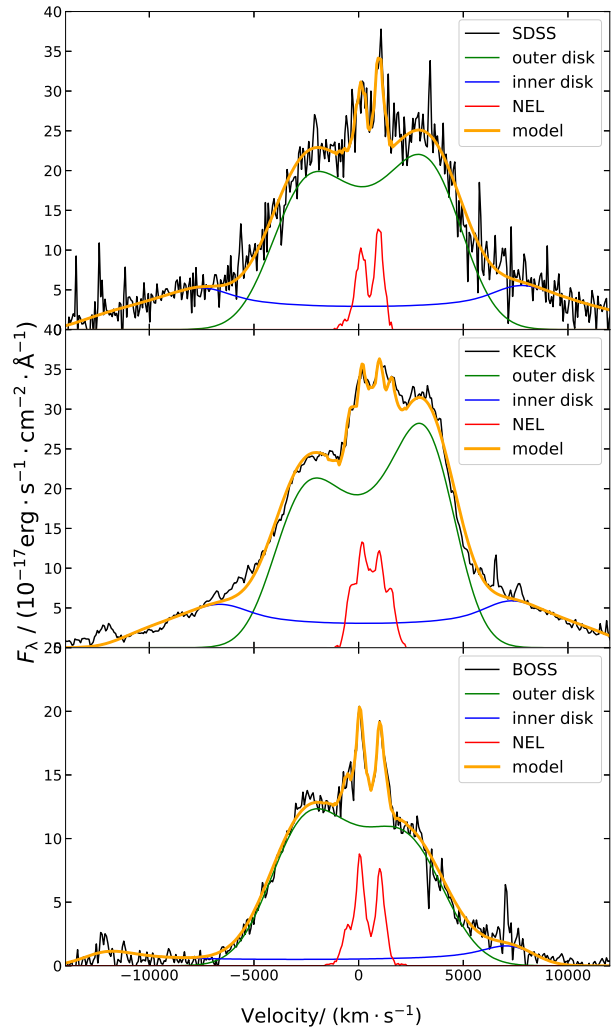


图 5 B3 1637+436A  $H\alpha$ 轮廓的双模型拟合情况, 从上到下依次是SDSS、Keck和BOSS的光谱. 黑色实线是观测到的光谱, 绿色实线是外盘模型, 蓝色实线是内盘模型, 红色实线是窄线模型, 橙色实线是内盘+外盘+窄线模型的轮廓. 相比于单个盘模型的拟合结果, 内盘+外盘模型对SDSS和Keck的 $H\alpha$ 的拟合结果有了很大的改善.

Fig. 5 The fitting results of  $H\alpha$  with two elliptical disk-emitting models. From top to bottom are  $H\alpha$  of SDSS, Keck and BOSS. The black, green, blue, and red solid lines are the observed  $H\alpha$ , the outer disk model results, inner disk model results and fitted narrow lines, respectively. The orange solid lines are the summarized fitting results. Compared to the single elliptical disks model, this inner-outer disks model has greatly improved the  $H\alpha$  fitting results of SDSS and Keck.

表 2 B3 1637+436A H $\alpha$ 盘模型参数  
Table 2 The disk model fitting results of H $\alpha$  in B3 1637+436A

	Observation time	Inner radius/ $R_g$	Outer radius/ $R_g$	Central wavelength/ $\text{\AA}$	Inclination/ $^\circ$	$\phi/^\circ$
SDSS inner disk	2001-05-24	220 $\pm$ 130	891 $\pm$ 257	6574.74 $\pm$ 6.41	> 48	137 $\pm$ 100
SDSS outer disk	2001-05-24	900	3000	6572.84 $\pm$ 12.33	23–33	133 $\pm$ 5
Keck inner disk	2003-06–2003-09	298 $\pm$ 43	1078 $\pm$ 163	6579.13 $\pm$ 3.64	>48	77 $\pm$ 89
Keck outer disk	2003-06–2003-09	900	3000	6580.41 $\pm$ 13.42	27–35	137 $\pm$ 10
BOSS inner disk	2018-06-18	288 $\pm$ 85	400	6526.14 $\pm$ 8.89	> 38	200 $\pm$ 355
BOSS outer disk	2018-06-18	1000	3000	6556.36 $\pm$ 6.11	26–29	89 $\pm$ 21

从拟合结果来看, BOSS光谱的外盘的 $\phi$ 相比SDSS和Keck有了很大的改变, 正是这种改变导致H $\alpha$ 的红蓝峰值流量比的变化. 对于椭圆盘来说,  $\phi$ 的变化主要是因为椭圆的长轴进动造成的. 根据Eracleous等<sup>[10]</sup>的椭圆盘模型, 长轴进动的周期为

$$T_{\text{pre}} = \frac{2\pi}{\delta_\phi} = \frac{2\pi}{\frac{6\pi GM_{\text{BH}}}{c^2 A(1-e^2)}},$$

其中 $\delta_\phi$ 为长轴进动的角速度,  $A$ 是以 $R_g$ 为单位的半长轴长度. 根据外盘的拟合结果, 长轴的进动周期约为 $10^3$  yr. 而SDSS和BOSS的光谱观测之间, 在星系本地坐标系下只相隔了12.5 yr, 长轴进动的角度小于 $10^\circ$ , 应该很难观测到明显的轮廓变化. 事实上, 对于很多有吸积盘发射线的AGN来说, 椭圆吸积盘模型给出的轮廓变化时标都远远大于其光谱监测得到的轮廓变化时标<sup>[13–14]</sup>. 对于这种现象通常的解释是吸积盘存在更加复杂、精细的结构如热点、旋臂甚至翘曲. 这种精细结构产生的轮廓变化的时标也许与吸积盘的开普勒转动周期接近, 从而可以用来解释吸积盘发射线的1–10 yr的短时标轮廓变化. 当然, 对于B3 1637+436A来说, 对这种精细结构的研究需要长期、多次的测光和光谱监测. 另外, 从拟合结果来看, 吸积盘的内盘和外盘的倾角有一定的偏差. 一方面, 盘模型中参数较多, 而且不同的参数之间存在着一定程度的简并, 这就导致我们的拟合结果可能包含一定的系统误差. 另一方面, 这种差异也可能来源于吸积盘的精细结构, 比如吸积盘的翘曲<sup>[17]</sup>.

另外, 对于双峰发射线, 除了吸积盘的发射线

起因, 双黑洞也是一种可能的机制. 对于B3 1637+436A来说, 双黑洞模型也可以自然解释测光观测的光变和双峰轮廓, 特别是红峰和蓝峰流量比的变化<sup>[18–19]</sup>. 根据双黑洞模型, 假设双黑洞的质量比是1 : 1, 其绕转周期

$$T_{\text{binary}} \leq 2.7 M_8 \left( \frac{v_{\text{shift}}}{5000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-3} \text{ yr}^{[20]},$$

其中 $M_8$ 是以 $10^8 M_\odot$ 为单位的黑洞总质量,  $v_{\text{shift}}$ 是观测到的双峰轮廓中峰值流量对应的红移/蓝移速度. 对于B3 1637+436A,  $v_{\text{shift}}$ 约为 $2500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 由后文可知, 黑洞质量约为 $2 \times 10^8 M_\odot$ , 由此可得双黑洞绕转周期的上限为43.2 yr. 这个绕转时标可以很好地解释了我们在B3 1637+436A本地坐标系约8 yr的测光观测内看到的连续谱光变以及在B3 1637+436A本地坐标系约17 yr间隔的光谱上观测到的红蓝峰流量比变化. 但是双黑洞模型很难同时解释H $\alpha$ 轮廓中6000–12000 km/s范围内的流量变化. 而吸积盘发射线模型却可以同时解释连续谱光变和H $\alpha$ 轮廓中6000–12000 km/s的范围内的流量变化. 所以我们倾向于用吸积盘发射线来解释B3 1637+436A的光变和双峰轮廓. 当然, 由于观测所限, 我们很难严格区分两种模型. 对于B3 1637+436A的进一步研究还需要更短时间间隔和更长时间跨度的测光和光谱监测.

## 4 讨论

### 4.1 吸积盘的结构

可以看到, 从2001年5月到2018年6月这段时间

内, 位于 $400\text{--}900 R_g$ 范围内的内盘流量基本消失. 我们认为最合理的解释是这部分气体被吸积到了吸积盘内侧. 我们接下来估算这部分气体的质量, 检验吸积盘的模型是否与观测相符. 我们用 $9\lambda L_\lambda$  ( $5100 \text{ \AA}$ )来估算热光度(这里的 $\lambda L_\lambda$  ( $5100 \text{ \AA}$ )代表 $5100 \text{ \AA}$ 处的连续谱单色光度, 见Richards等<sup>[21]</sup>), 得到热光度分别约为 $L_{\text{Bol}} \approx 2.7 \times 10^{45} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  (SDSS)和 $L_{\text{Bol}} \approx 1.0 \times 10^{45} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  (BOSS). 这里我们没有考虑Keck光谱的热光度值, 是因为Keck的光谱是用SDSS光谱进行定标的. AGN核区的光度 $L$ , 与核区被吸积气体的质量之间存在关系 $\eta = \frac{L_{\text{Bol}}}{\dot{M}c^2}$ , 其中 $L_{\text{Bol}}$ 是热光度,  $\dot{M}$ 是黑洞的吸积率,  $\eta$ 是能量转化率. 我们假设一个具有普适性的能量转化效率 $\eta \sim 0.1$ <sup>[22]</sup>. 这样得到的吸积率为:  $0.46 M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$  (SDSS)和 $0.17 M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$  (BOSS).

我们接下来估计中心黑洞的质量. 利用巴尔末宽发射线来计算黑洞质量是估计AGN中心黑洞质量的常用方法. 在Wu<sup>[23]</sup>的工作中, 列出了135个宽线双峰AGN, 通过宽线区尺度和连续谱光度之间的关系估计其宽线区尺度, 并用巴尔末发射线的半高全宽(FWHM)在维里化假设下得到中心黑洞的质量, Wu<sup>[23]</sup>的工作中包括了对B3 1637+436A的中心黑洞质量测量, 其值约为 $0.9 \times 10^9 M_\odot$ . 不过我们认为巴尔末发射线的宽线双峰主要来自于吸积盘, 而不是宽线区. 考虑到吸积盘的尺度小于宽线区的尺度, 吸积盘产生的发射线应该比宽线区发射线更宽, 所以上述测量结果可能高估了黑洞质量. 我们尝试对比利用星系速度弥散得到的黑洞质量来验证上述分析. 在Wu列举的135个AGN中, 有65个源在Liu等<sup>[24]</sup>的工作中做了光谱测量. 我们利用这65个AGN窄线的速度展宽来表征星系的弥散速度. 通过 $M\text{--}\sigma$ 关系:  $\lg M_{\text{BH}} = 4.80 (\pm 0.54) \lg \sigma - 2.9 (\pm 1.3)$ <sup>[25]</sup>得到黑洞质量, 其中 $\sigma$ 为寄主星系恒星速度弥散. 这65个源通过两种方法得到的黑洞质量的对比见图6. 从结果来看, 利用巴尔末宽线得到的黑洞质量比用星系速度弥散得到黑洞质量整体高了约0.7 dex. 以B3 1637+436A为例, 我们用星系速度弥散得到的黑洞质量为 $2 \times 10^8 M_\odot$ , 与之对比, 巴尔末线宽得到的黑洞质量高估了约5倍. 这表明用巴尔末宽发射线的线宽的定会高估AGN黑洞质

量. 所以接下来的分析我们采用速度弥散得到的B3 1637+436A的黑洞质量.

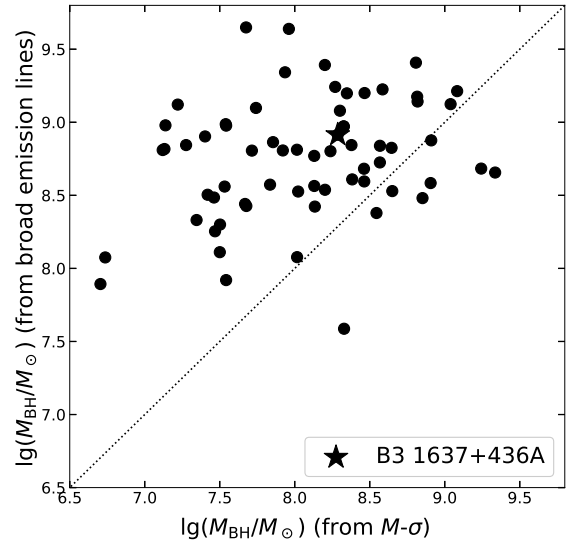


图 6 通过 $M_{\text{BH}}\text{--}\sigma$ 关系得到的宽线双峰AGN的黑洞质量, 与通过宽线双峰得到的黑洞质量进行对比. 其中 $M_{\text{BH}}$ 为黑洞质量,  $M_\odot$ 为太阳质量. 五角星是B3 1637+436A的值. 对比的结果表明对于宽线双峰AGN, 利用巴尔末宽发射线会对黑洞质量产生一定的高估.

Fig. 6 A comparison of double-peaked broad line AGN black hole masses derived from the relationship of  $M_{\text{BH}}\text{--}\sigma$  and broad H $\alpha$  emission lines. The result of B3 1637+436A is marked by pentagram. The comparison indicates that the black hole mass of the AGNs will be overestimated with the Balmer lines.

我们估计B3 1637+436A的爱丁顿光度约为 $L_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{38} (M_{\text{BH}}/M_\odot) \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \approx 3 \times 10^{46} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[26]</sup>, 爱丁顿系数约为 $L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}} \approx 0.03\text{--}0.09$ . 根据盘模型的假设, 内盘应该是薄盘的形态, 我们选择标准薄盘模型来估计吸积盘的内盘气体质量. 我们只做数量级的估计, 不做精确计算. 根据上一章的拟合结果, 我们选定内盘的内外半径分别约为 $400 R_g$  ( $\sim 3.6$ 光天)和 $900 R_g$  ( $\sim 8.1$ 光天). 根据Shakura等<sup>[27]</sup>的公式, 可以得到:

$$H_0 = 1.7 \times 10^8 \alpha^{-1/10} \dot{M}_{16}^{3/20} \\ (M_{\text{BH}}/M_\odot)^{-3/8} R_{10}^{9/8} f^{3/5} \text{ cm}, \\ T_0 = 1.4 \times 10^4 \alpha^{-1/5} \dot{M}_{16}^{3/10} \\ (M_{\text{BH}}/M_\odot)^{1/4} R_{10}^{-3/4} f^{6/5} \text{ K},$$



$$\rho_0 = 3.1 \times 10^{-8} \alpha^{-7/10} \dot{M}_{16}^{11/20} (M_{\text{BH}}/M_{\odot})^{5/8} R_{10}^{-15/8} f^{11/5} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3},$$

其中 $T_0$ 与 $\rho_0$ 分别是吸积盘赤道面上的温度与密度,  $H_0$ 是气体盘的厚度,  $\dot{M}_{16}$ 是以 $10^{16} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单位的黑洞吸积率,  $R_{10}$ 是以 $10^{10} \text{ cm}$ 为单位的吸积盘半径,  $f = [1 - (r_0/r)^{0.5}]^{0.25}$ ,  $r_0$ 为吸积盘的最内稳定轨道对应的半径. 对于垂直于盘面方向的气体密度, 可以得到 $\rho = \rho_0 \exp(-\frac{l^2}{2H_0^2})$ , 其中 $l$ 为相对吸积盘赤道面的高度. 我们积分可得400–900  $R_g$ 之间的这部分气体质量约为 $10^5 M_{\odot}$ . 如果模型的描述是可靠的, 即的确有质量约为 $10^5 M_{\odot}$ 的吸积盘气体在2001年5月至2018年6月这段时间内被进一步吸积到内侧, 那么B3 1637+436A的吸积率应该不会显著低于 $10^4 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ , 这与观测到的吸积率不符. 我们设想两种可能的原因. 一是这部分气体并没有消失, 而是被遮蔽了, 或者连续谱光源被遮蔽了. 但这种假设很难成立, 因为我们看到在400  $R_g$ 内以及900  $R_g$ 以外的部分仍然有辐射残余. 另一种更可能的原因就是在这个区域实际存在的气体质量远小于模型预测的值. 这提示我们吸积盘的结构并不是稳定的, 或者并不是连续的. 同时, 我们的拟合结果也说明, B3 1637+436A的宽发射线流量极有可能来自于吸积盘上的气体.

#### 4.2 偏振光谱分析

在图7中, 我们展示了巴尔末线的偏振观测结果. 从图中可以看到, B3 1637+436A的两次观测, 线偏振度基本在1%到2%左右. 这说明B3 1637+436A整体的偏振度很低, 与Afanasiev等<sup>[28]</sup>工作中总结的type-1型AGN的偏振度一致. 2003年6月观测的偏振角约为 $6.7^\circ$ , 2003年9月观测的偏振角均值约为 $6.2^\circ$ . 我们发现, 连续谱与发射线的偏振度存在微小的差别, 连续谱区域的偏振度存在与速度相关的模式. 我们将总积分光谱与偏振光谱画到同一个速度空间, 比较 $H\alpha$ 和 $H\beta$ 在两个光谱中的轮廓.

从图中可以看到, 偏振光谱在 $H\beta$ 、 $\text{HeII}$ 和 $H\alpha$ 的对应波长处均出现了宽发射线特征, 且除2003年9月观测外, 偏振光谱都出现了整体红移. 偏振光谱中的 $H\beta$ 宽发射线速度范围约为 $500\text{--}4500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $H\alpha$ 宽发射线的速度范围约为 $1000\text{--}6000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ . 蓝移和红移成分的偏振度存在显著差异. 我们估计B3 1637+436A的升华半径 $R_s \approx 1.3 \times L_{46}^{0.5} \times T_{1500}^{-2.8} \approx 0.7 \text{ pc} \approx 800 \text{ 光天}$  ( $L_{46}$ 是以 $10^{46} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单位的热光度,  $T_{1500}$ 是以1500 K为单位的温度. 我们取典型值 $T_{1500} = 1$ ). 我们使用盘模型拟合得到B3 1637+436A外盘外半径约为30光天, 这显著小于升华半径. 这提示我们, B3 1637+436A宽发射线偏振度与速度的相关性可能是散射物质不均匀导致的.

### 5 B3 1637+436A射电性质

B3 1637+436A在射电波段也有较强的辐射. B3 1637+436A位于NRAO Very Large Array (VLA)射电望远镜阵列的Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm (FIRST)巡天计划的视场. FIRST巡天的探测流量下限为1 mJy, 空间分辨率为 $5''$ . B3 1637+436A的FIRST图像如图8所示.

根据射电图像, B3 1637+436A在巡天波段的单色光度约为 $1.11 \times 10^{42} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ . 其中核心部分和射电瓣部分的流量比为1.33. 对于延展的射电源, 我们可以根据核心部分和射电瓣部分的流量比来估计喷流的倾角<sup>[29]</sup>. 考虑到在射电图像中, 我们在射电瓣上观测到了明显的斑点, 结合前文计算的流量比, B3 1637+436A的喷流的倾角约为 $31^\circ$ <sup>[30]</sup>. 如果我们认为AGN喷流和吸积盘是垂直的, 那意味着我们从射电观测得到的吸积盘的倾角也为 $31^\circ$ . 这个结果和前文盘模型拟合结果中外盘的倾角基本是一致的, 但和内盘的倾角有接近 $20^\circ$ 的偏差. 如前文所述, 这种偏差一方面可能来自盘模型拟合中的模型误差. 另一方面, 可能是暗示B3 1637+436A的吸积盘有更复杂的结构.

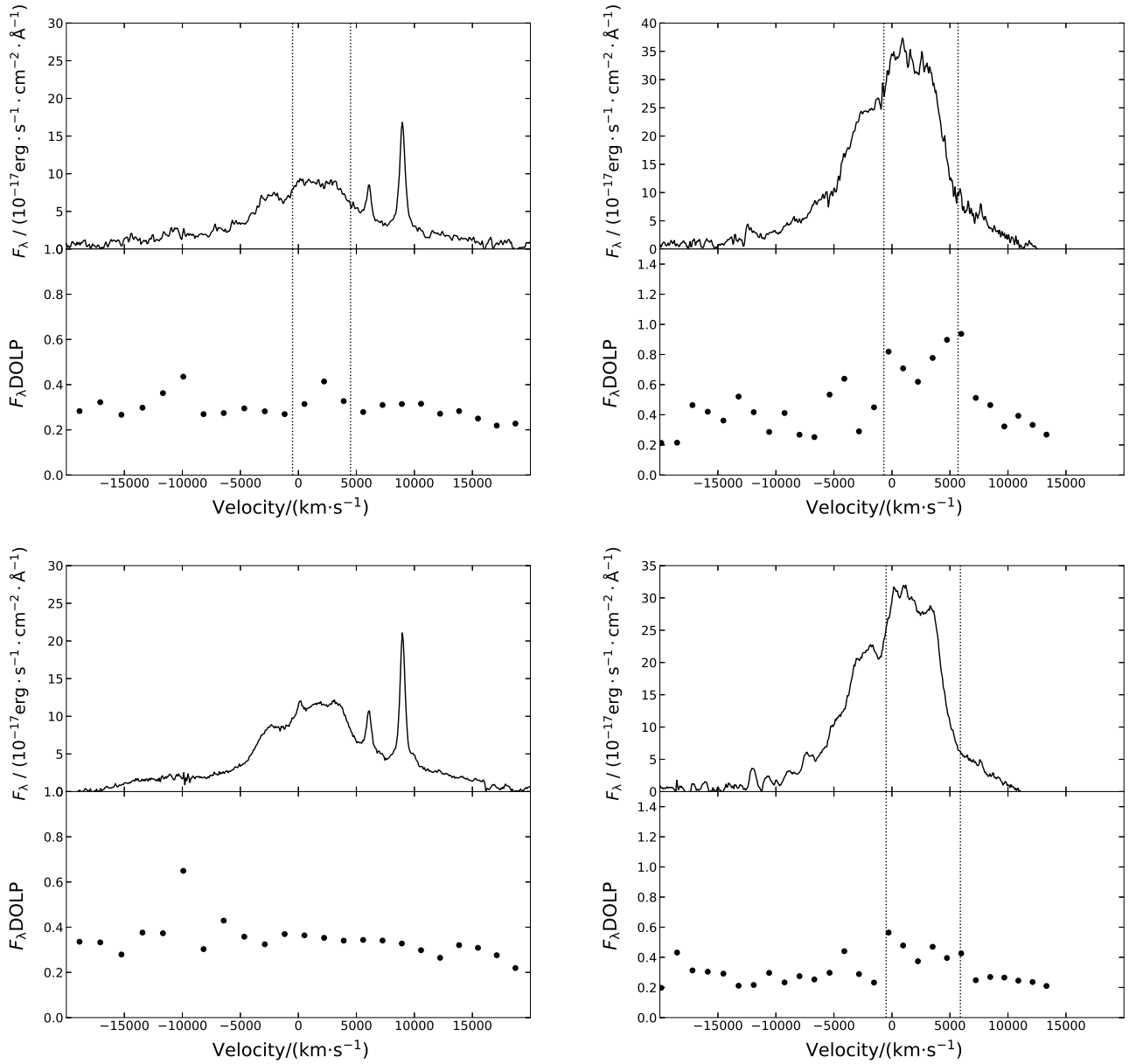


图 7 B3 1637+436A 的偏振光谱. 左图是 B3 1637+436A 的偏振光谱. 第 1 行和第 2 行分别是 2003 年 6 月和 9 月的光谱. 左图是  $H\beta$ , 右图是  $H\alpha$ . 每个子图中: 第 1 行是总积分光谱, 第 2 行是总积分光谱乘以线偏振度得到的偏振光谱. 在虚线的速度范围内可以观测到发射线有较为明显的偏振成分. 这表明对应的速度空间的发射线流量有部分来自散射成分.

Fig. 7 The polarization spectra of B3 1637+436A. The top and bottom rows are the spectra of June and September 2003, respectively. The left column are  $H\beta$  emission line and the right column are  $H\alpha$ . For each panel, the total integral spectrum is shown above and polarization spectrum is shown down. In the velocity ranges marked by dotted lines, the obvious polarization components of emission lines can be detected. This suggests that part of the emission line flux in the corresponding velocity ranges originates from the scatter.

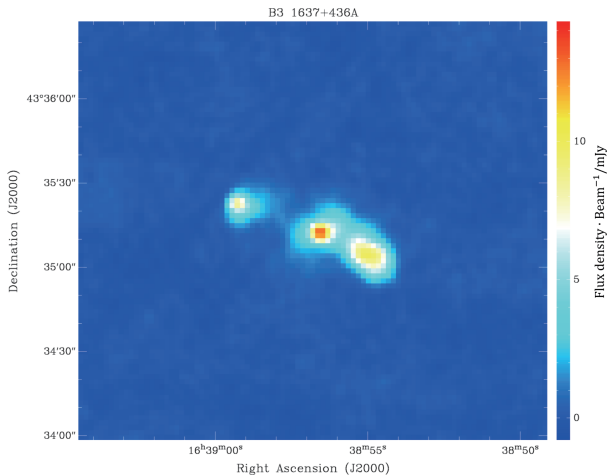


图8 B3 1637+436A的FIRST巡天的图像. B3 1637+436A有明显的射电瓣. 通过核心和射电瓣的流量比, 我们估计喷流的倾角约为 $31^\circ$ .

Fig. 8 The image of B3 1637+436A in FIRST survey. Obvious two lobes are detected in the image. According to the ratio of core to lobe emission, the inclination can be derived as about  $31^\circ$ .

## 6 总结与展望

我们从B3 1637+436A的光学测光数据中发现, 目标的V波段流量在几年内存在明显的光变, 光变幅度约1.2星等. 我们在SDSS和BOSS的光学光谱中发现B3 1637+436A的 $H\alpha$ 宽发射线存在显著的双峰特征. 对比发现SDSS光谱中的高速成分 ( $6000\text{--}12000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 在BOSS光谱中基本消失. 为了更好地研究B3 1637+436A的宽发射线光变, 我们从Keck archive下载了Keck LRIS低分辨率光谱仪于2003年6月29日和2003年9月28日拍摄的光学光谱, 通过对Keck LRIS观测数据的处理, 我们得到了B3 1637+436A的光谱和偏振信息. 我们使用SDSS的光谱对Keck进行流量定标, 并使用[O III]窄发射线确认定标结果是可信的. 我们发现, SDSS和Keck光谱中 $H\alpha$ 存在的高速成分, 在BOSS观测时基本消失了. 我们假设消失的成分来自吸积盘的内盘气体, BOSS光谱中的双峰成分来自外盘气体. 这种假设也可以同时解释B3 1637+436A的连续谱光变. 我们用椭圆盘模型拟合BOSS光谱中 $H\alpha$ 的外盘部分, 微调参数后用得到的外盘模型加上一个半径更小的内盘模型拟合SDSS和Keck光谱中

$H\alpha$ 轮廓. 拟合取得了不错的结果, 得到的B3 1637+436A外盘的内外半径分别约为 $1000 R_g$ 和 $3000 R_g$ , 内盘的内外半径分别为 $300 R_g$ 和 $900 R_g$ . 我们认为内盘气体流量消失的原因, 最有可能是这部分气体被进一步吸积到了吸积盘内侧. 我们估计B3 1637+436A的中心黑洞质量约为 $2 \times 10^8 M_\odot$ , 由此得到的内盘的内外半径分别为3.6光天和8.1光天. 我们用 $9\lambda L_\lambda$  ( $5100 \text{ \AA}$ ) 估计热光度约为 $2.7 \times 10^{45} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  (SDSS)和 $1.0 \times 10^{45} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$  (BOSS). 我们假设能量转化效率 $\eta \sim 0.1$ , 这样得到的吸积率约为 $0.46 M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$  (SDSS)和 $0.17 M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$  (BOSS). 我们使用标准盘模型 $\alpha$ -Disk来估计内盘的质量, 约为 $10^5 M_\odot$ . 这远远大于实际观测到的吸积率可以吸积的物质质量. 这提示我们B3 1637+436A的吸积盘在3.6–8.1光天范围内的结构与标准薄盘模型差异很大, 其结构可能是不连续的. 我们对B3 1637+436A的偏振光谱进行了分析. B3 1637+436A总体的线偏振度约在0.01–0.02左右, 说明绝大部分流量没有经过散射, 直接被望远镜接收. 我们将总积分光谱和偏振光谱进行对比, 发现宽发射线的偏振度与速度相关, 红端的偏振度高于蓝端. 我们估计B3 1637+436A的升华半径约为800光天, 显著大于B3 1637+436A的外盘外半径, 这提示B3 1637+436A的宽发射线偏振度与速度的相关性可能是散射物质不均匀导致的.

宽发射线双峰轮廓为吸积盘的研究提供了良好的指针, 我们通过用盘发射模型拟合双峰轮廓来探究吸积盘的结构. 我们把这种方法应用到B3 1637+436A的光学光谱, 取得了不错的效果. 后续的研究可以寻找更多的测光数据存在光变同时宽发射线轮廓存在光变的目标, 用盘发射模型拟合来研究吸积盘的结构, 也可以使用更多的偏振光谱以及近红外光谱来讨论type-2型AGN的吸积盘结构.

## 参考文献

- [1] Blandford R D, Netzer H, Woltjer L, et al. Active Galactic Nuclei. New York: Springer, 1990: 11–20
- [2] Howell S B, Adamson A, Steeghs D. A&A, 2003, 399: 219
- [3] Gaskell C M. Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica, 2008, 32: 1

- [4] Kasliwal V P, Vogeley M S, Richards G T. Proceedings of AAS Meeting. American Astronomical Society, 2014: 221, 06
- [5] Storchi-Bergmann T, Baldwin J A, Wilson A S. *ApJ*, 1993, 410: L11
- [6] Ho L C, Rudnick G, Rix H W, et al. *ApJ*, 2000, 541: 120
- [7] Shields J C, Rix H W, McIntosh D H, et al. *ApJ*, 2000, 534: L27
- [8] Schnorr-Müller A, Storchi-Bergmann T, Nagar N M, et al. *MNRAS*, 2014, 438: 3322
- [9] Chen K Y, Halpern J P. *ApJ*, 1989, 344: 115
- [10] Eracleous M, Livio M, Halpern J P, et al. *ApJ*, 1995, 438: 610
- [11] Strateva I V, Strauss M A, Hao L, et al. *AJ*, 2003, 126: 1720
- [12] Eracleous M, Halpern J P. *ApJ*, 2003, 599: 886
- [13] Gezari S, Halpern J P, Eracleous M. *ApJS*, 2007, 169: 167
- [14] Lewis K T, Eracleous M, Storchi-Bergmann T. *ApJS*, 2010, 187: 416
- [15] Murray N, Chiang J. *ApJ*, 1997, 474: 91
- [16] Starkey D A, Horne K, Villforth C. *MNRAS*, 2016, 456: 1960
- [17] Wu S M, Wang T G, Dong X B. *MNRAS*, 2008, 389: 213
- [18] Li Y R, Wang J M, Ho L C, et al. *ApJ*, 2016, 822: 4
- [19] Li Y R, Wang J M, Zhang Z X, et al. *ApJS*, 2019, 241: 33
- [20] Halpern J P, Filippenko A V. *Nature*, 1998, 331: 46
- [21] Richards G T, Lacy M, Storrie-Lombardi L J, et al. *ApJS*, 2006, 166: 470
- [22] Peterson B M. *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. New York: Cambridge University Press, 1997: 35-36
- [23] Wu X B. *ApJ*, 2004, 91: 100
- [24] Liu H Y, Yuan W M, Dong X B, et al. *ApJS*, 2018, 235: 40
- [25] Ferrarese L, Merritt D. *ApJ*, 2000, 539: L9
- [26] Netzer H. *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013: 41-42
- [27] Shakura N I, Sunyaev R A. *A&A*, 2009, 500: 33
- [28] Afanasiev V L, Gnedin Y N, Piotrovich M Y, et al. *AstL*, 2018, 44: 362
- [29] Orr M J L, Browne I W A. *MNRAS*, 1982, 200: 1067
- [30] Iyida E U, Odo F C, Chukwude A E. *Ap&SS*, 2021, 366: 40

# Investigation of Variations in Double-Peaked Broad Emission Lines of Radio Quasar B3 1637+436A

ZHONG Zhi-hao<sup>1,2</sup> LIU Bo<sup>3</sup> HAO Lei<sup>4</sup> SUN Lu-ming<sup>5</sup> ZHOU Hong-yan<sup>1,2</sup>

(1 Department of Astronomy, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

(2 Polar Research Institute of China, Shanghai 200136)

(3 National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101)

(4 Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030)

(5 School of Physics and Electronic Information, Anhui Normal University, Wuhu 241002)

**ABSTRACT** In this paper, by comparing the optical spectra of Sloan Digital Sky Survey (SDSS), Keck and Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS), a preliminary study has been done on the properties of the accretion disk of the double-peaked broad line radio quasar B3 1637+436A. The continuum of the SDSS spectrum of B3 1637+436A (May 21, 2001) and the Keck spectrum (June 28, 2003) is not significantly different, while the continuum of the BOSS spectrum (June 17, 2018) is about 1.2 magnitudes lower than the SDSS spectrum in the V band. The H $\alpha$  emission lines of the three spectra have a clear double-peaked broad line profile. Like the continuum, the double-peaked broad line profile is also considered to come from the accretion disk. By fitting the disk model of the double-peaked profile of H $\alpha$  on the three spectra, we found that the double-peaked H $\alpha$  profile of the BOSS spectrum can be well fit with a single disk model, and the emission line region lies about 900–3000 gravitational radius away from the central black hole. The double-peaked profiles of SDSS and Keck’s H $\alpha$  need to be fit with two disk models. The corresponding accretion disk emission area has two regions, one of which (“The outer disk”) is similar to BOSS, and the other emission region (“The inner disk”) is located within the range of about 400–900 gravitational radius, which is much smaller than the outer disk. Combining the characteristics of variations of the continuum spectrum, we believe that the disappearance of the inner disk is the main reason for the variation between the SDSS/Keck spectrum and the BOSS spectrum.

**Key words** quasars: emission lines, quasars: individual: B3 1637+436A, quasars: supermassive black holes