第 48 卷 第 2 期 天 文 学 报 Vol.48 No.2
2007 年 4 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA Apr., 2007

类星体与赛弗特 I 型星系陡的巴尔末减缩的起源*

丁 利[1] 刘当波[1] 尤峻汉[1] 陈 磊[2]

(1 上海交通大学物理系空间与天体物理研究所 上海 200240)
(2 中国科学院上海天文台 上海 200030)

摘要 类星体与赛弗特 I 型星系中观测到很陡的巴尔末减缩，与传统的理论预言相矛盾. 这是一个长期没有解决的困惑. 如果活动星系核的宽的氢线是产生于 “Cerenkov 线状辐射” 机制，这一难题就可解决. 搜集了过去已发表的近百个有巴尔末减缩观测结果的类星体与赛弗特星系源，并采用 “Cerenkov 线状辐射” 这一新型辐射机制的线强比公式完成了对观测的巴尔末减缩的理论计算. 理论与观测符合很好，这是活动星系核宽的氢发射线主要起源于 “Cerenkov 线状辐射” 机制的一个重要证据. 如果这一结论最终获得肯定，将大大改变人们对活动星系核物理的认识.

关键词 **辐射机制：通论，谱线：形成，星系：类星体，星系：赛弗特，物理数据与过程：黑洞物理**

中图分类号： P 158; **文献标识码：** A

1 引言

在活动星系核研究中，有一个长期以来困扰天文界的难题，至今没有解决. 这就是人们所说的 ‘很陡的巴尔末减缩’ 现象. 观测发现，类星体和赛弗特 I 型星系的氢巴尔末线系的谱线强度，按照 Hα 、 Hβ 、 Hγ 、 Hδ 、 Hε 的顺序快速递减，远超过经典复合理论的预言比 [1−3]. 经典理论曾经成功地解释了观测到的星云的巴尔末减缩，却严重偏离了类星体与赛弗特星系的观测结果. 例如对于 $I\,(\mathrm{H}\alpha)\,/I\,(\mathrm{H}\beta)$, 观测平均值接近 ~ 4, 而经典复合理论的预言值仅为 ~ 2.8. 对于 $I\,(\mathrm{H}\gamma)\,/I\,(\mathrm{H}\beta)$, 观测平均值约为 ~ 0.35, 预言值则为 ~ 0.5, 等等. 长期以来，人们曾在经典复合理论框架下，尝试用各种修正方法解释观测的很陡的巴尔末减缩，均未获得满意的结果. 例如，用与波长相关的尘埃消光作用 (即波长相关的红化现象，观测指出，尘埃对波长短的可见光吸收更大) 来增大经典理论给出的比值 $I\,(\mathrm{H}\alpha)\,/I\,(\mathrm{H}\beta)$, 使之与观测相符 [4−7]. 然而尘埃消光的设想却与另一个观测事实相矛盾：观测发现，类星体中尘埃吸收并不严重 [8]. 一个被人们普遍接受的修正模型则是 ‘Lyα 光子囚禁’[9−10]: 假定类星体宽发射线区的小云足够稠密，对氢的 Lyα 光子光学

2006-05-22 收到

* 国家自然科学基金 (No. 10373010) 和高校博士点科研基金 (No. 20030248012, 10778621) 资助

厚，则云中 Lyα 光子会经常受到氢原子的共振吸收．吸收与随后的再发射等效于一次散射．反复多次的散射使得 Lyα 光子长时间被 '囚禁' 于云中，无法逃出．结果会造成氢原子 $n=2$ 能级粒子数的反常增加，远高于给定温度下的 Boltzmann 值，从而使气体对巴尔末线也成为光学厚．这同样造成陡的巴尔末减缩．只要适当调节一组参量，就可以得到接近观测比的估值．但这些模型一般含有多个可调参量，结果与模型非常地相关．有人在考虑尘埃消光的基础上又补充了原子碰撞激发，也未获得成功 [11]．最后我们指出，在经典复合理论框架下，至今还没有人能够成功地完成对整个巴尔末谱线系观测强度比的定量拟合．

早在 80 年代，尤峻汉等 [12] 就曾指出，如果这些谱线是产生于 Cerenkov 线状辐射机制，这一困惑就有可能得到解决．他们的计算结果与观测的巴尔末减缩有很好的定量符合．但是不足之处在于，当时仅有 10 个类星体样品，数量太少，统计置信度太低．此外，他们采用的早期 Cerenkov 谱线强度公式太粗糙，需要改进．本文中，我们试图从 3 方面改进以前的工作．(1) 尽可能搜集过去有关类星体和赛弗特 I 型星系巴尔末减缩的观测资料，增加样品数以提高统计置信度．(2) 采用我们新近发表的改进的 Cerenkov 谱线强度公式重新做理论计算 [13]．(3) 对搜集的样品进行分类，尝试对类星体和赛弗特 I 型星系分别作统计，看两者是否有不同的结果，以求获得新的物理认识．

2　Cerenkov 谱线强度基本公式

按照我们新近给出的改进了的光学波段 Cerenkov 公式 [13]，在光学厚条件下，Cerenkov 谱线出射强度为

$$I^{\rm c}=Y\left[\ln\left(1+f_{\rm a}^{-1/2}X^2\right)-2\left(1-\frac{\arctan f_{\rm a}^{-1/4}X}{f_{\rm a}^{-1/4}X}\right)\right]\,, \tag{1}$$

其中参量

$$\begin{aligned}
X&\equiv\sqrt{\frac{k_{\rm bf}}{C_2}}y_{\rm lim}=C_0\gamma_{\rm c}^2\sqrt{\frac{k_{\rm bf}}{C_2}}\\
&=6.48\times10^{-3}\lambda_{lu}^{7/2}A_{ul}^{1/2}\Gamma_{ul}^{-1/2}g_u^{1/2}p^{-5/2}N_p^{1/2}\left(\frac{N_l}{g_l}-\frac{N_u}{g_u}\right)^{1/2}\gamma_{\rm c}^2\\
&\approx6.48\times10^{-3}\lambda_{lu}^{7/2}A_{ul}^{1/2}\Gamma_{ul}^{-1/2}\left(\frac{g_u}{g_l}\right)^{1/2}p^{-5/2}\left(N_lN_p\right)^{1/2}\gamma_{\rm c}^2\,,\\
Y&\equiv\frac{C_1N_{\rm e}}{2k_{\rm bf}}=7.02\times10^{-20}\lambda_{lu}^{-1}A_{ul}g_up^5N_p^{-1}\left(\frac{N_l}{g_l}-\frac{N_u}{g_u}\right)N_{\rm e}\\
&\approx7.02\times10^{-20}\lambda_{lu}^{-1}A_{ul}\left(\frac{g_u}{g_l}\right)p^5N_lN_p^{-1}N_{\rm e}\,.
\end{aligned} \tag{2}$$

式中 λ_{lu} 是谱线本征波长．注意在以上公式中，一律采用 CGSE 单位制，以使导出的公式系统在不同波段 (射电，光学， X- 射线等) 具有普适性．所以波长单位一律用公分 (cm)，而不是光学中常用的埃 (Angstrom) 或纳米 (nm)．A_{ul} 是能级 $u\to l$ 的跃迁几率．$\Gamma_{ul}=\Gamma_u+\Gamma_l=\sum_{i<u}A_{ui}+\sum_{k<l}A_{lk}$ 是关于上下能级 u,l 的总的量子阻尼常数，它直接

与上下能级到所有低能级的总跃迁几率有关. g_u 和 g_l 分别是上下能级的简并度. N_u 和 N_l 则分别是氢原子上下能级的布居数. $N_{\rm e}$ 是气体中相对论电子数密度. 在导出 (1) 式时, 不仅考虑了线吸收 (共振吸收), 也考虑了氢原子光电吸收对 Cerenkov 谱线出射强度的影响. 而 (1) 式中的 N_p 代表能够对入射的谱线光子 $h\nu_{lu}$ 产生光电吸收的氢原子的最低能级, 因而也就是最重要的吸收能级 p 的气体数密度. 对于入射的巴尔末光子而言, 显见 $p=3$. 最后, (1) 式中的因子 $f_{\rm a}\equiv\sum_{i<u,i\neq l}A_{ui}/\sum_{i<u}A_{ui}$ 代表谱线吸收跃迁 $l\to u$ 中真实吸收成分所占的百分比. 这是因为, 在吸收跃迁 $l\to u$ 之后的各种可能的向下的跃迁中, 直接再发射 $u\to l$ 对实际真吸收是没有贡献的. 它与原跃迁 $l\to u$ 的组合, $l\to u\to l$, 只相当于光子的一次散射. 这使得真实吸收减小为原来的 $f_{\rm a}$ 倍. 对于 Hα 线, 吸收跃迁是 $l=2\to u=3$, $f_{\rm a}=A_{31}/(A_{32}+A_{31})=0.558$, 对于 H$\beta$ 线, $f_{\rm a}=0.721$, 等等.

对于巴尔末线系的 Hβ 线而言, (1) 式成为

$$I^{\rm c}_{{\rm H}\beta}=Y_\beta\left[\ln\left(1+f_{{\rm a},\beta}^{-1/2}X_\beta^2\right)-2\left(1-\frac{\arctan\left(f_{{\rm a},\beta}^{-1/4}X_\beta\right)}{f_{{\rm a},\beta}^{-1/4}X_\beta}\right)\right], \tag{3}$$

其中

$$\begin{aligned}
X_\beta&\simeq 6.48\times10^{-3}\lambda_{24}^{7/2}A_{42}^{1/2}\Gamma_{42}^{-1/2}\left(\frac{g_4}{g_2}\right)^{1/2}3^{-5/2}\left(N_2N_3\right)^{1/2}\gamma_{\rm c}^2\,,\\
Y_\beta&\simeq 7.02\times10^{-20}\lambda_{24}^{-1}A_{42}\left(\frac{g_4}{g_2}\right)3^5\left(\frac{N_2}{N_3}\right)N_{\rm e}\,,\\
f_{{\rm a},\beta}&=\frac{\sum_{i<4,i\neq2}A_{4i}}{\sum_{i<4}A_{4i}}=\frac{A_{43}+A_{41}}{A_{43}+A_{42}+A_{41}}=0.721\,.
\end{aligned}$$

因此参量 X_β, Y_β 除了与原子参量 λ_{24}, A_{42}, Γ_{42}, g_4, g_2 等有关外, 还依赖于可调参量 N_2 、N_3 、 $N_{\rm e}$ 、 $\gamma_{\rm c}$ 等. 本文中, 所有原子参量皆来自美国国家标准局原子数据库.

对于其他巴尔末线如 Hα 、 Hγ 、 Hδ 、 Hε 等, 其强度公式可类似于 (3) 式列出. 但是我们指出, 对于巴尔末线系而言, 各条谱线有相同的下能级, 即 $l=2$, 以及相同的最低光电吸收能级, $p=3$, 这使得两条谱线的强度比公式大为简化, 因为此时各谱线公式中的参数 X, Y 均可用关于 Hβ 线的 X_β, Y_β 表示出来. 结果如下:

$$\begin{aligned}
&X_\alpha=4.60X_\beta,\ X_\gamma=0.470X_\beta,\ X_\delta=0.289X_\beta,\ X_\varepsilon=0.202X_\beta;\\
&Y_\alpha=2.18Y_\beta,\quad Y_\gamma=0.526Y_\beta,\quad Y_\delta=0.308Y_\beta,\quad Y_\varepsilon=0.196Y_\beta;\\
&f_{{\rm a},\alpha}=0.558,\quad f_{{\rm a},\beta}=0.721,\quad f_{{\rm a},\gamma}=0.781,\quad f_{{\rm a},\delta}=0.813,\quad f_{{\rm a},\varepsilon}=0.838\,.
\end{aligned} \tag{4}$$

由此得到, Hα 线与 Hβ 线的强度比公式成为

$$\frac{I^{\rm c}({\rm H}\alpha)}{I^{\rm c}({\rm H}\beta)}=2.183\frac{\ln\left(1+28.3X_\beta^2\right)-2\left[1-0.188\dfrac{\arctan\left(5.32X_\beta\right)}{X_\beta}\right]}{\ln\left(1+1.18X_\beta^2\right)-2\left[1-0.922\dfrac{\arctan\left(1.09X_\beta\right)}{X_\beta}\right]}, \tag{5}$$

故对 Cerenkov 巴尔末线系而言, 其强度比 $I^{\rm c}({\rm H}\alpha)/I^{\rm c}({\rm H}\beta)$ 实际上只和一个参量 X_β 有关. 同理可以求出类似于 (5) 式的强度比 $I^{\rm c}({\rm H}\gamma)/I^{\rm c}({\rm H}\beta)$, $I^{\rm c}({\rm H}\delta)/I^{\rm c}({\rm H}\beta)$ 和 $I^{\rm c}({\rm H}\varepsilon)/I^{\rm c}({\rm H}\beta)$ 的计算公式, 它们也仅与参量 X_β 有关.

$$\begin{aligned}
\frac{I^{\rm c}({\rm H}\gamma)}{I^{\rm c}({\rm H}\beta)} &= 0.526\frac{\ln\left(1+0.250X_\beta^2\right)-2\left[1-2.00\dfrac{\arctan\left(0.500X_\beta\right)}{X_\beta}\right]}{\ln\left(1+1.18X_\beta^2\right)-2\left[1-0.922\dfrac{\arctan\left(1.09X_\beta\right)}{X_\beta}\right]},\\
\frac{I^{\rm c}({\rm H}\delta)}{I^{\rm c}({\rm H}\beta)} &= 0.308\frac{\ln\left(1+0.0927X_\beta^2\right)-2\left[1-3.29\dfrac{\arctan\left(0.304X_\beta\right)}{X_\beta}\right]}{\ln\left(1+1.18X_\beta^2\right)-2\left[1-0.922\dfrac{\arctan\left(1.09X_\beta\right)}{X_\beta}\right]},\\
\frac{I^{\rm c}({\rm H}\varepsilon)}{I^{\rm c}({\rm H}\beta)} &= 0.196\frac{\ln\left(1+0.0408X_\beta^2\right)-2\left[1-4.95\dfrac{\arctan\left(0.202X_\beta\right)}{X_\beta}\right]}{\ln\left(1+1.18X_\beta^2\right)-2\left[1-0.922\dfrac{\arctan\left(1.09X_\beta\right)}{X_\beta}\right]}.
\end{aligned}\tag{6}$$

公式 (5) 和 (6) 表明, 只要调节一个参量 X_β, 就可以定出整个巴尔末线系的所有谱线的强度比, 并与观测的巴尔末减缩比较. 只用一个可调参量就能拟合整个线系的强度比, 这无疑是 Cerenkov 线状辐射理论讨论此课题的一大优点.

3　观测与理论的比较

表 1 和表 2 分别列出过去 20 多年已发表的类星体和赛弗特 I 型星系源的巴尔末线的观测强度比 [1,3,14−42], 表中已经取定 $I\,(H\beta)=1$. 其中有些源的强度比已测过多次, 对这些源, 我们在表 1 和表 2 中取多次测量的平均值. 表中最后一栏列出参考文献, 给出这些观测值的出处.

表 1　类星体巴尔末线强度 (以 Hβ 线强度为单位) 的观测数据

Table 1　The observed intensities (in unit of intensity of Hβ line) of the Balmer lines of quasars

Quasars						
Name	Red shift z	Intensity				References
		Hα	Hγ	Hδ	Hε	
0007+106	0.089	3.23	0.33	0.09	-	3, 29, 26, 30
0026+129	0.142	4.19	0.37	0.14	0.04	3, 29, 30, 40
0134+329	0.367	4.89	0.36	0.12	0.08	29, 32, 39
0205+024	0.155	3.16	0.44	0.15	0.06	29, 30
0210+860	0.184	3.70	0.48	0.31	-	1
0405-123	0.574	3.70	0.38	0.20	-	16
0736+017	0.191	4.38	0.44	0.21	0.12	1, 17, 21
0738+313	0.631	-	0.38	0.19	-	16
0742+318	0.462	5.10	0.35	0.20	-	16
0837-120	0.198	4.23	0.36	-	-	29, 30

表 1 (续)

Table 1 (continued)

Quasars						
Name	Red shift z	Intensity				References
		Hα	Hγ	Hδ	Hε	
0916+558	0.122	3.39	0.37	-	-	27
1100+772	0.311	6.77	0.35	0.07	-	21
1217+023	0.240	4.65	0.40	0.27	-	1
1226+023	0.158	3.90	0.38	0.14	0.08	1, 16, 29, 30, 39
1351+640	0.088	2.21	0.41	-	-	29
1425+267	0.362	3.30	0.28	-	-	27
1510-089	0.361	-	-	0.21	0.13	39
1512+370	0.371	3.30	0.22	-	-	27
1545+210	0.264	3.85	0.30	0.11	-	27
1612+266	0.131	3.23	0.31	0.14	0.05	30
1618+177	0.555	3.72	0.25	-	-	29
1704+608	0.371	2.80	0.48	-	-	27
1721+343	0.206	5.26	0.32	0.06	-	33
1750+175	0.504	-	0.33	0.19	-	16
2135-147	0.200	4.84	0.34	0.16	0.04	30
2141+175	0.213	4.28	0.44	0.16	-	15, 27
2201+31	0.298	2.98	0.27	-	-	29
2251+11	0.323	4.78	0.37	0.10	-	21, 29
2251-178	0.068	4.80	0.28	0.20	-	28, 42
0003+199	0.025	3.13	0.50	0.24	0.16	3, 18, 22, 39
0119-013	0.054	3.41	0.27	-	-	3
0147+089	0.270	5.50	0.33	0.15	-	1
0148+090	0.299	3.60	0.40	0.27	-	1
0906+484	0.118	4.88	0.52	-	-	29
1001+054	0.161	2.89	0.52	-	-	29
1202+281	0.165	4.80	0.39	-	-	15
1219+755	0.070	4.28	0.39	-	-	15
1229+204	0.064	3.81	0.45	0.26	0.09	21, 39
1304+346	0.189	3.30	0.43	0.30	0.12	1
1358+043	0.427	3.33	0.54	-	-	29
2130+099	0.061	3.58	0.64	0.16	0.12	3, 39

由表 1 可以求出类星体各样品巴尔末线强度比的观测平均值，列于表 3 的第 1 行. 由表 2 求出赛弗特 I 型星系的强度比平均值则列于表 3 第 2 行. 最后，在第 3 行列出所有样品 (包括类星体和赛弗特 I 星系两者) 的平均强度比. 按照前面 (5) 式和 (6) 式，只要调节参量 X_β 值，即可得到整个巴尔末线系的一个确定的强度比值，以期与观测的强度比拟合. 但是在具体计算中，我们用平均观测比 $\langle I(\mathrm{H}\gamma)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 作为参量代替 X_β, 两者是等效的 (显然由前者可以唯一地定出后者，见 (6) 式第一个强度比). 这一参量值列于表 3“理论强度比” 的第 2 列的括号中. 由平均观测比 $\langle I(\mathrm{H}\gamma)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 定出的原始参量值 X_β 分别为： $(X_\beta)_{\mathrm{Sey.}} = 54.8$, $(X_\beta)_{\mathrm{QSOs}} = 32.7$ 和 $(X_\beta)_{\mathrm{Sey.+QSOs}} = 41.7$.

需要说明是, 本文中取巴尔末系列第二个平均观测强度比 $\langle I(\mathrm{H}\gamma)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 作为参量,

而不象在文 [12] 中，用第一个强度比 $\langle I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 平均值做参量. 其原因是 Hγ 和 Hβ 两线间波长差较小，故该比值受波长相关的红化影响小. 即该比值应当更接近辐射源的原始值，使得计算的其他强度比更可靠. 相反，由于 Hα 和 Hβ 波长差较大，红化的影响大，使第一个比值 $\langle I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 会更严重地偏离真实值.

表 2　赛弗特 I 星系巴尔末线强度 (以 Hβ 线强度为单位) 的观测数据

Table 2　The observed intensities (in unit of intensity of Hβ line) of the Balmer lines of Seyfert I galaxies

Seyfert I galaxies						
Name	Red shift z	Intensity				References
		Hα	Hγ	Hδ	Hε	
Mk 9	0.0401	3.31	0.40	0.12	0.09	36, 39
Mk 10	0.0290	3.20	0.53	0.22	-	3, 36
Mk 40	0.0210	3.46	0.14	-	-	3
Mk 42	0.0240	3.69	0.40	0.18	-	39
Mk 69	0.0762	3.01	0.34	-	-	3
Mk 110	0.0357	4.10	0.43	-	-	3, 22
Mk 124	0.0565	5.70	0.44	0.08	-	3, 36, 39
Mk 141	0.0390	3.06	0.38	-	-	3
Mk 142	0.0450	2.89	0.56	0.34	0.16	3
Mk 236	0.0500	3.45	0.34	-	-	3
Mk 279	0.0305	2.89	0.37	-	-	3
Mk 290	0.0301	3.32	0.33	-	-	3
Mk 291	0.0352	2.66	0.47	-	-	3
Mk 304	0.0662	2.98	0.28	-	-	3
Mk 352	0.0149	2.66	0.47	-	-	3
Mk 358	0.0453	2.82	0.44	-	-	3
Mk 359	0.0167	5.97	0.40	-	-	25
Mk 373	0.0440	3.20	0.42	-	-	3, 39
Mk 376	0.0560	3.42	0.57	0.14	0.10	3, 35, 39
Mk 382	0.0340	3.71	0.55	0.12	-	3
Mk 478	0.0781	4.27	0.54	0.17	0.09	3, 39
Mk 486	0.0389	3.73	0.50	0.16	0.09	23, 39
Mk 504	0.0367	3.79	0.52	-	-	3
Mk 509	0.0350	3.58	0.46	0.48	-	3, 22, 26
Mk 541	0.0391	2.41	0.43	-	-	3
Mk 618	0.0340	3.94	0.46	0.25	0.10	3, 39
Mk 699	0.0342	2.70	0.51	-	-	27
Mk 817	0.0315	3.02	0.38	0.08	-	18
Mk1044	0.0163	1.35	0.50	0.17	-	26
Mk1095	0.0330	3.84	0.38	0.12	0.07	39

由表3可见,在取定第二个比值与平均观测比 $\langle I(\mathrm{H}\gamma)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 相等条件下,由 Cerenkov 线状辐射理论计算出的其他几个强度比与相应的平均观测比都有很好地符合. 对于类星体样品，平均观测比值 $\langle I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$, $\langle I(\mathrm{H}\delta)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 和 $\langle I(\mathrm{H}\varepsilon)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 与 Cerenkov 理论预言比值的相对误差分别为 $f_\alpha = 12.5\%$, $f_\delta = 5.6\%$ 和 $f_\varepsilon = 11.1\%$. 对于赛弗特 I 型星

系，相对误差分别为： $f_\alpha = 21.4\%$, $f_\delta = 5.0\%$ 和 $f_\varepsilon = 11.1\%$. 最后，对于两者的混合样品，相对误差为： $f_\alpha = 17.1\%$, $f_\delta = 5.3\%$ 和 $f_\varepsilon = 0$. 因此除第一个强度比 $I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)$ 与平均观测比又较大的相对误差外，理论与观测都有很好的符合.

表 3 对不同星系样品观测巴尔末线系强度比与理论强度比之间的对比

Table 3 The comparison of intensity ratios of the Balmer lines between the observations and the theory for different samples

Samples	Averaged oberved intensity ratio				Theoretical intensity ratio			
	$\langle \mathrm{H}\alpha/\mathrm{H}\beta\rangle$	$\langle \mathrm{H}\gamma/\mathrm{H}\beta\rangle$	$\langle \mathrm{H}\delta/\mathrm{H}\beta\rangle$	$\langle \mathrm{H}\varepsilon/\mathrm{H}\beta\rangle$	$\mathrm{H}\alpha/\mathrm{H}\beta$	$\mathrm{H}\gamma/\mathrm{H}\beta$	$\mathrm{H}\delta/\mathrm{H}\beta$	$\mathrm{H}\varepsilon/\mathrm{H}\beta$
QSOs	4.0 ± 0.2	0.38 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.09 ± 0.01	3.5	(0.38)	0.17	0.08
Seyfert	4.2 ± 0.2	0.40 ± 0.02	0.20 ± 0.02	0.09 ± 0.01	3.3	(0.40)	0.19	0.10
Sey.+QSOs	4.1 ± 0.2	0.39 ± 0.01	0.19 ± 0.01	0.09 ± 0.01	3.4	(0.39)	0.18	0.09

4 结论和讨论

在类星体与赛弗特 I 型星系中观测到很陡的巴尔末减缩. 这是一个在近 30 年来一直困扰天文界的悬而未决的难题. 曾经在经典复合理论框架下做过各种试探和修正，但都不能令人满意. 人们无法同时满意地拟合两个反常观测比 $I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)$ 与 $I(\mathrm{H}\gamma)/I(\mathrm{H}\beta)$. 特别是至今没有人能够用经典理论完成对整个巴尔末线系的所有谱线的观测强度比序列的定量拟合. 本文中, 我们尝试用新的 'Cerenkov 线状辐射机制' 重新探讨这一难题. 为此我们搜集了过去近 30 年中已经观测到巴尔末减缩的近百个类星体和赛弗特星系样品. 得到这些样品整个巴尔末谱线系列的平均强度比, 并与 Cerenkov 机制的理论预言比做比较，两者有很好的符合. 从而完成了对整个巴尔末减缩的拟合. 我们认为，这应当是活动星系核的氢的宽发射线主要起源于 Cerenkov 线状辐射机制的证据. 而且只需要一个可调参量，就完成了对全部巴尔末线的观测比的拟合，因而没有大的理论上的随意性. 这无疑是新的线辐射机制的一大优点. 假如宽氢线的这一新起源机制今后得到进一步的证实，则对活动星系核中央大质量黑洞周边的物理环境的认识将会发生大的改变：它应当更加不稳定，活动更加剧烈，更加高能，存在大量相对论电子，其中气体也更加稠密，等等.

由表 3 可见，无论是类星体还是赛弗特星系，在预言的强度比中， $I(\mathrm{H}\delta)/I(\mathrm{H}\beta)$ 和 $I(\mathrm{H}\varepsilon)/I(\mathrm{H}\beta)$ 与观测平均值 $\langle I(\mathrm{H}\delta)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 和 $\langle I(\mathrm{H}\varepsilon)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 都有极好的符合. 然而第一个预期强度比 $I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)$ 却明显小于观测比的平均值 $\langle I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ (尽管仍在可以接受的误差范围内). 对于类星体，偏离的相对误差为 $f_\alpha^{\mathrm{QSO}} \approx 12.5\%$, 对于赛弗特星系，甚至高达 $f_\alpha^{\mathrm{Sey.}} \approx 21\%$. 对于所有样品， $f_\alpha^{\mathrm{Sey.+QSO}} \approx 17\%$. 我们认为，偏离的可能原因是，在我们的 Cerenkov 理论计算中，没有考虑尘埃吸收对谱线强度比的影响. 在活动星系核真实的物理环境中，存在尘埃的吸收，这一吸收与波长相关，从而会改变各谱线的强度比值. 吸收无疑对第一个强度比 $I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)$ 的影响最大，因为 $\mathrm{H}\alpha$ 和 $\mathrm{H}\beta$ 线的波长分别为 6500Å和 4861Å, 其波长差远大于其他巴尔末线与 $\mathrm{H}\beta$ 线之间的差别. 这使得第一个观测强度比会明显变大，高于理论预期值 (因为波长较短的 $\mathrm{H}\beta$ 线受到较强的尘埃吸收).

在表 3 中，赛弗特星系的平均观测比 $\langle I(\mathrm{H}\alpha)/I(\mathrm{H}\beta)\rangle$ 对理论预期值偏离最高，暗示其中尘埃较多. 而对于类星体，这一偏离明显小于赛弗特星系，说明类星体中尘埃明显少于赛弗特星系，这与目前流行的看法一致.

致谢 在完成本文过程中，我们和程富华教授进行了多次有益的讨论，他给我们很多好的建议和观测资料，特此致谢.

参 考 文 献

1 Baldwin J A. ApJ, 1975, 201: 26
2 Weedman D W. Annu Rev A&Ap, 1977, 15: 69
3 Osterbrock D E. ApJ, 1977, 215: 733
4 Oke J B, Sargent W L W. ApJ, 1968, 151: 807
5 Anderson K S. ApJ, 1970, 162: 743
6 Wampler E J. ApJ, 1971, 164: 1
7 Adams W M, Petrosian V. ApJ, 1974, 192: 199
8 Cheng F H, Fang L Z. MNRAS, 1987, 226: 485
9 Netzer H. MNRAS, 1975, 171: 395
10 Davidson K, Netzer H. Phys, 1979, 51: 715
11 Parker R A R. ApJ, 1964, 139: 208
12 Kiang T, You J H, Cheng F Z, et al. Phys Lett A, 1985, 109: 408
13 Chen L, You J H, Liu D B. ApJ, 2005, 627: 177
14 Pineda F J, et al. ApJ, 1980, 237: 414
15 Zheng W, et al. ApJ, 1987, 322: 164
16 Wills B J, Netzer H, Wills D. ApJ, 1985, 288: 110
17 Zheng W, Burbidge E M. ApJ, 1986, 306: L67
18 Gradi S T. ApJ, 1983, 268, 591
19 Wilson A S, Penston M V. ApJ, 1979, 232: 389
20 Wampler E J. ApJ, 1971, 164: 1
21 Walker M F. ApJ, 1968, 73: 845
22 Crenshaw D M. ApJS, 1986, 62: 821
23 Schmidt G D, Miller J S. ApJ, 1985, 290: 520
24 Robinson L B, Wampler E J. ApJ, 1973, 179: L79
25 Evanse I N. ApJ, 1986, 309: 547
26 Rafanilli P. A&A, 1985, 146: 17
27 Steiner J E. ApJ, 1981, 250: 469
28 Fillippenko A V. ApJ, 1985, 289: 475
29 Neugebauer G, et al. ApJ, 1979, 230: 79
30 Puetter R C, et al. ApJ, 1981, 243: 345
31 Oke J B, Lauer T R. ApJ, 1979, 230: 360
32 Thuan T X, et al. ApJ, 1979, 230: 340
33 Grandi S A, Phillips M M. ApJ, 1979, 232, 659
34 Osmer P S, et al. ApJ, 1974, 189: 187
35 Osterbrock D E. ApJ, 1976, 203: 329
36 Neugebauer G, et al. ApJ, 1976, 205: 29
37 Kunth D, Sargent W L W. A&A, 1979, 76: 50
38 Hawley S A, et al. ApJ, 1978, 225: 780
39 Phillips M M. ApJS, 1978, 38: 187

40 Puetter R C, et al. ApJ, 1978, 226: L53
41 Boksenberg A, Netzer H. ApJ, 1977, 213: 37
42 Canizares C R. ApJ, 1978, 226: L1

Steep Balmer Decrement in Quasars and Seyfert I galaxies and Its Origin

DING Li[1] LIU Dang-bo[1] YOU Jun-Han[1] CHEN Lei[2]
(1 *Institute for Space and Astrophysics, Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai* 200240)
(2 *Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai* 200030)

Abstract Observations of QSOs and Seyfert Is show an anomalously steep Balmer Decrement, which is in contradiction to the prediction of the traditional recombination theory. This is a long standing puzzle in past three decades in the studies of AGNs. In this paper, we provide an alternative way to solve this puzzle by using a newly recognized line emission mechanism, i.e., the 'Cerenkov line-like radiation'. For this purpose, we collect a number of AGNs samples, including the QSOs and Seyfert Is, for which the intensities of hydrogen Balmer lines were measured and given out in past thirty years. We complete the calculations of the Balmer decrement by use of the improved formula describing the Cerenkov line intensity, to fit the observations. The coincidence between theory and observations is excellent. We therefore argue that the broad hydrogen lines of QSOs and Seyfert Is predominantly arise from the Cerenkov line-like radiation of the relativistic electrons. If this suggestion is further confirmed in future, the scenario of the environment around the central supermassive black hole will be markedly changed.

Key words radiation mechanism: general, line: formation, galaxies: quasars, galaxies: Seyfert, physical data and processes: black hole physics