

ISSN 1000-8349

天文学进展

PROGRESS IN ASTRONOMY

第 7 卷

Vol. 7

第 3 期

No. 3

1989

天文学进展编辑部编辑

科学出版社出版

天 文 学 进 展

第 7 卷 第 3 期

目 录

述 评

宇宙 X 射线背景辐射与活动星系核·····	汪珍如 (161)
类星体的 X 射线辐射 1. 光度性质和演化·····	周又元 戴和俊 (170)
活动星系核的 γ 辐射·····	<i>E. C. M. Young, K. N. Yu</i> (180)
IUE 卫星和类星体的紫外光谱·····	程富华 程福臻 (200)
红外背景辐射·····	谢光中 (210)
光学选类星体光度函数的演化·····	黄克谅 (222)
类星体空间成团分布·····	褚耀泉 (233)
活动星系核家族·····	程福臻 (241)
活动星系核的喷流·····	卢炬甫 (253)

学术活动

中国天文学会第六次代表大会 (1989年3月8—12日,苏州) (261); 国际天文学联合会 1988—1991年的专业委员会 (262); 国际天文学联合会专题讨论会 (序号101—126) (263); 国际天文学联合会学术讨论会 (序号134—144) (264)。

简 讯

《由光学天体测量得到的地球自转参数》(Earth Rotation Parameters From Optical Astrometry) 的出版 (264)。

本期所有评述文章系1988年11月在苏州东山召开的第三次郭守敬会议(类星体与活动星系核)上的报告。

宇宙 X 射线背景辐射与活动星系核

汪珍如

(中国高等科学技术中心天文和天体物理分中心)

(南京大学天文系)

提 要

本文介绍了宇宙 X 射线背景的研究近况。主要就宇宙 X 射线背景的两种理论观点——弥漫源观点和分立源观点来进行讨论。并对两派观点争论的焦点问题进行了详细的阐述。这个焦点问题与活动星系核的 X 射线辐射紧密相关。

一、引 言

宇宙背景辐射给我们提供了现在能观测到的宇宙最遥远的信息。目前,这种最遥远的讯息只能通过电磁辐射来得到,中微子发射和引力辐射的探测在这个课题上都是完全无能为力

的。宇宙背景辐射的全波段情况见图 1。本文只讨论 X 射线波段的背景辐射。X 射线背景辐射(简称 XRB)是 1962 年由 Giacconi, Gursky, Pao-
lini 和 Ross 发现的^[7]。至今已超过四分之一世纪。但 XRB 的理论解释还是一个悬而未决和颇有争议的大难题。争论的焦点是:宇宙背景辐射是由弥漫热气体、非热气体还是由已知类型天体在极限光度情况下给出的辐射的总和?或者简单地说是弥漫辐射还是未分解的分立源辐射的总和?用什么宇宙模型来实现这种相加?是否还有未知的新类型的天体?这些问题的解决与活动星系核(简称 AGN)的 X 射线辐射是戚戚相关的。

本文在介绍 XRB 的研究近况时,也同时讨论 XRB 与 AGN 的关系。

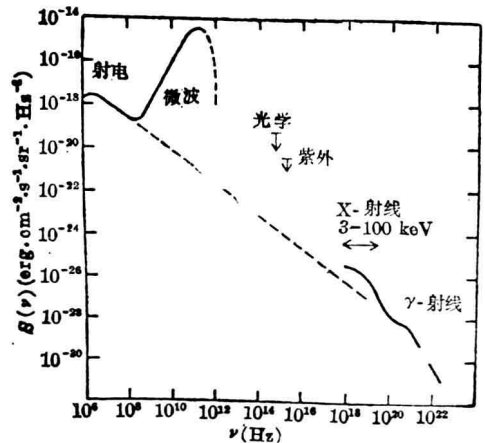


图 1 宇宙背景辐射的全波段图^[1]

二、XRB 的弥漫起源观点

Felton 和 Morrison^[4]、Brecher 和 Morrison^[2] 提出用 ~ 3 K 的微波背景辐射与相对论性电子的逆康普顿散射来解释宇宙 X 射线背景辐射的谱形。拟合结果如图 2 所示,似基本符合。问题是该模型对宇宙中相对论性电子密度和能量都有一定的要求,而目前这方面的知识是非常缺乏的。Silk^[21] 和 Field & Perrenod^[6] 提出用星系际热气体的弥漫辐射来解释

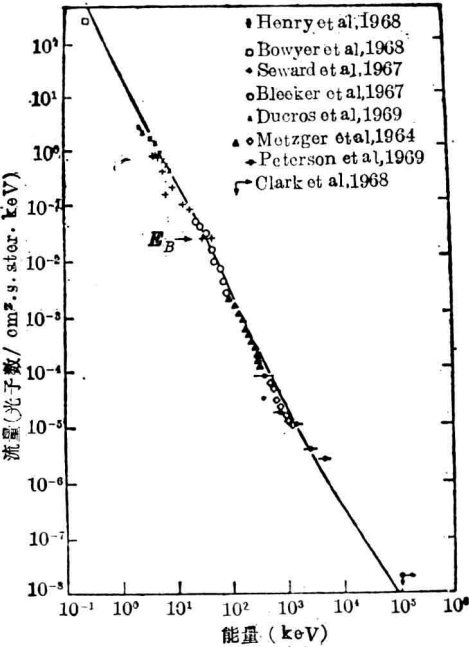


图2 宇宙背景辐射的代表性观测结果及理论曲线(相对论性电子与~3K微波背景作用)^[2]

XRB 的谱形(图 3)。但正如 Field 等指出的,这要求电子温度达 $4.4 \times 10^8 \text{K}$, 气体的能焓达 $4 \times 10^{-13} \text{erg/cm}^3$, 大于星系际空间其他形式的能量密度(除了微波背景辐射)。八十年代, Marshall 等^[13]利用卫星 HEAO-1 上的 A-2 仪器准确地测量了 3keV—60keV 的 XRB, 并指出它与热韧致温度为 $40 \text{keV} \pm 5 \text{keV}$ 的光学薄等离子体的自由—自由发射谱符合得非常好(图4)。概括起来说,上述弥漫源观点的共同优点是能解释 XRB 的谱形, 特别是 Marshall 的观点。存在的比较显著的问题是要求热气体或非热气体具有巨大的能量, 这是至今无法解释的。

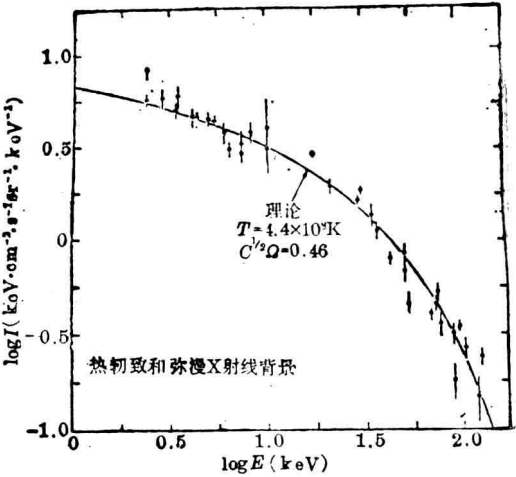


图3 XRB 的热韧致辐射模型曲线(观测资料选用^[18],图取自^[6])

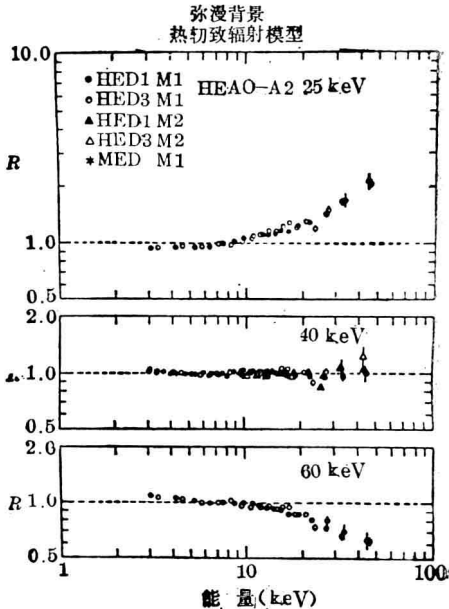


图4 用 HEAO-1 上的 A-2 仪器测量的 XRB 与热韧致辐射模型的比较图^[11]

三、XRB的分立源观点

七十年代 Schwartz & Gursky^[18]、Grindlay^[9]和 Schnopper 等^[17]就提出活动星系核 (AGN)会对 XRB 有显著贡献,并能对此作出解释。

持弥漫源观点的人对分立源观点提出了异议。认为分立源的明显弱点是无法解释 XRB 的谱形。因为通常考虑的分立源是 AGN 等 X 射线源,其 X 射线谱是幂律谱,谱指数在 $\alpha \approx 0.7$ 左右,而纯粹用幂律谱是无法拟合 XRB 谱的^[1,13]。图5给出了 XRB 谱与幂律谱相对比较的结果,这表明用 $\alpha = 0.4$ 或通常认为的 $\alpha = 0.7$ 都无法解释 XRB 的谱。

Einstein 卫星的发射,使 X 射线探测的灵敏度提高了一千倍,灵敏度达 $2.6 \times 10^{-14} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。利用 Einstein 卫星大量的观测资料进行分析综合,Giacconi 和 Zamorani^[8]总结出下述结果。

1. 在1—3keV 的能量范围,在极限灵敏度的流强下,河外 X 射线源的表面密度是 $19 \pm 8/\text{deg}^2$,对 XRB 的贡献为 $26 (\pm 11) \%$ 。
2. Einstein深度搜索的光学证认表明,在这种弱流极限下,~60%—75%的河外 X 射线源是类星体或低光度的 AGN。
3. Einstein中度搜索表明,AGN 的百分比是68%,与深度搜索结果同数量级。
4. Einstein深度和中度搜索中余下的其他 X 射线源已证认为星系和星系团。
5. 近似30个Seyfert星系在2—20keV有相当可靠的 X 射线谱资料,其谱指数为 0.65 ± 0.15 。Seyfert 星系在 2—10keV 范围内能解释 XRB 的10%—25%。在更高的能域(如~400或150keV)XRB甚至全可用 Seyfert 星系解释。
6. 近年来的资料分析表明,类星体在 X 射线射线上没有共同的谱指数^[3]。射电宁静的类星体的平均 X 射线谱指数为 1.0—1.2。
7. 星系团的 X 射线发射可用特征温度为2—7keV 的光学薄热致模型符合^[6]。
8. 正常星系的谱特性尚知道得不多,旋涡星系的谱比椭圆星系的要陡一些。

持分立源观点者认为,既然上述分立源有可观的 X 射线辐射,特别是AGN。把这些源的计数与辐射流密度之间的关系(也就是 $\log N - \log S$ 关系)外推,就可以导出分立源对 XRB 的贡献(见图6,7)。他们认为弥漫源观点完全忽略了分立源的辐射贡献,这显然是与现有观测事实不相符合的。

Setti^[20]、Schmidt & Green^[16]和 Giacconi & Zamorani^[8]估计了分立源对 2keV 处 XRB 的贡献如下表所示。

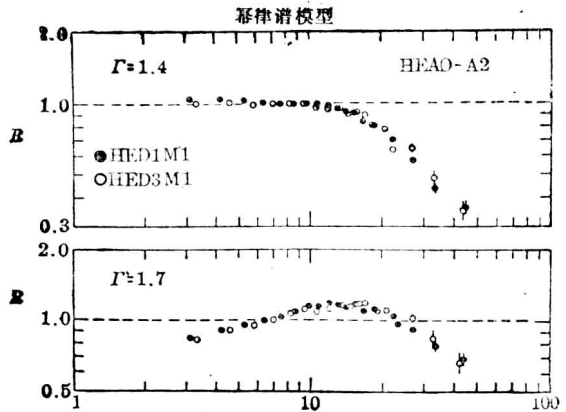


图5 用 HEAO-1 的 A-2 仪器测量的 XRB 与幂律谱的比值^[11]

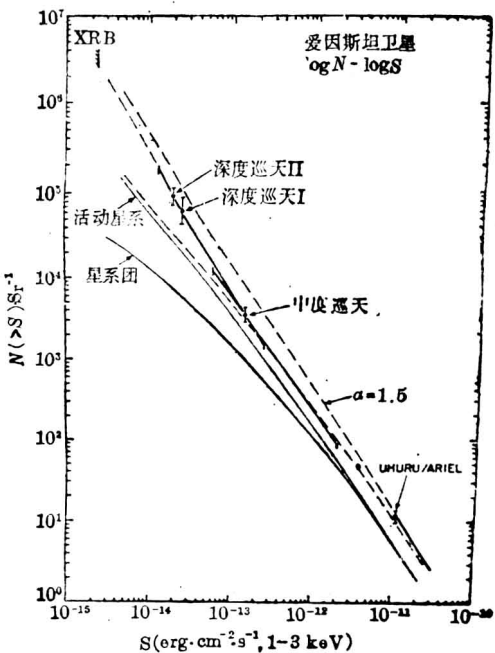


图 6 河外X射线源的 $\log N(>S) - \log S$ 关系^[14]

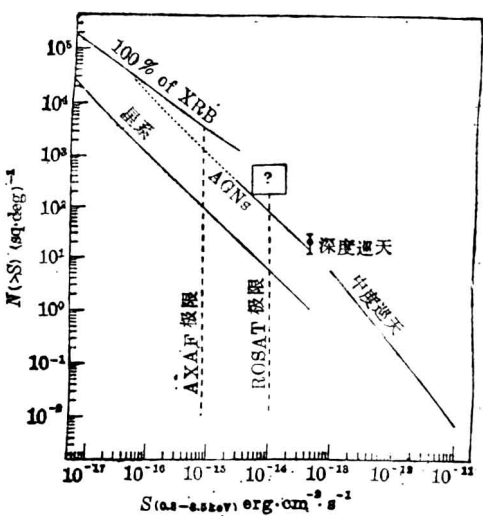


图 7 河外X射线源的 $\log N(>S) - \log S$ 关系^[8]

表 1 分立源对XRB的贡献(%)

分立源	Setti (1985)	Schmidt & Green (1986)	Giacconi & Zamorani (1987)
类 星 体	≥ 20	8—13	≥ 40
Seyfert	34	29	
BL La	< 7	1	
星 系	~ 13	4—8	~ 13
星 团	< 10	10	
合 计	~ 70	53—62	≥ 53

由于考虑分立源时所用的外推估计等分析方法的不同,或观测资料和处理分析上的不同,有些人得到分立源对 XRB 的贡献更大,甚至认为可达55%—90%^[15]。

Giacconi & Zamorani 认为,既然分立源对 XRB 的贡献最小也在50%以上,那么讨论产生 XRB 的机制时,就应研究剩余的 XRB,即把观测到的 XRB 扣掉未分解的分立源的贡献。在讨论谱特性时,也应该是指剩余的XRB的谱特性。图8实线是观测谱, a 、 b 、 c 和 d 是剩余谱, P 是指被扣掉的谱在观测的 XRB 中所占的百分比, α 是被扣掉的谱的谱指数。

这样一来,弥漫机制要解释的就不是原来观测的 XRB,而是要解释剩余的 XRB。例如, Felton & Morrison 的逆康普顿散射模型本来就难以解释 3—20keV 的较平的部分。那么,在同样的能谱区,剩余谱就比观测谱更平。为了产生的幂律谱指数为 0.0—0.2,要求电子能谱指数为 1.0—1.4。如此平的电子能谱在银河系、正常星系和强功率射电星系都是难以找

到的。

至于热的星系际气体的热韧致辐射, 虽然 Marshall 给出它对观测的 XRB 的谱拟合似乎很诱人, 但对剩余的 XRB 的谱来说, 就不可能再拟合得这样好。如应用热韧致辐射的公式

$$S(E) = AE^{-\beta}e^{-E/kT} \quad (1)$$

来拟合剩余谱, 并确定 β 和 T 的最佳拟合值, 得到的结果如图 9 所示。实圆代表 3—50keV 的剩余谱的拟合, 空圆代表 3—20keV 剩余谱的拟合, 而实线表示一个光学薄热韧致辐射理论模型所预期的两参数关系。理论关系与观测点不相重合。因为任何一对参数都不能解释剩余的 XRB 的平谱部分, 它的任何组合都不会比单个谱更平, 故光学薄热韧致辐射的任何多个组合都不能解释剩余的 XRB。

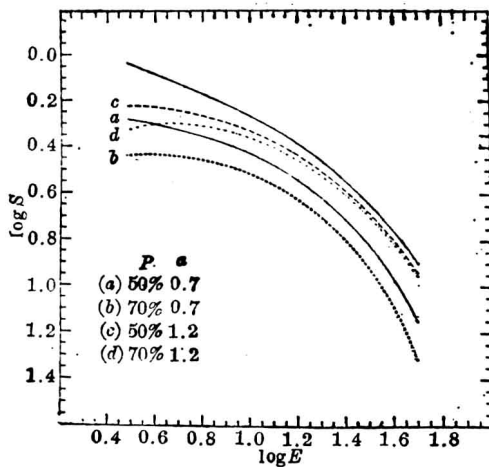


图 8 在 3—50keV 观测的 XRB(实线)及剩余谱的四种不同估计^[8]

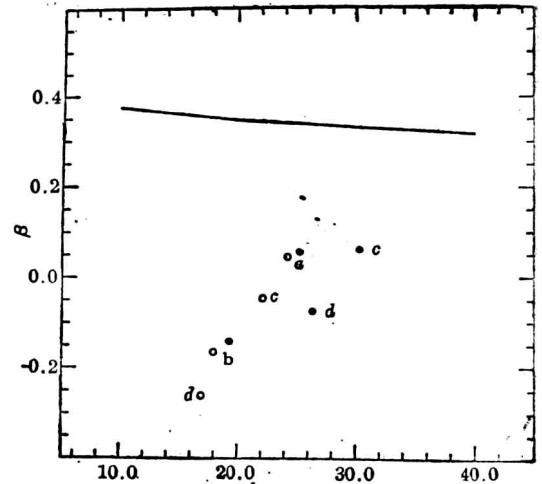


图 9 光学薄热韧致辐射模型的 $\beta(E/kT)$ 的函数和 kT 的关系(实线), 圆点和圈代表剩余谱的最佳拟合^[8]

如果考虑一个部分不透明的韧致模型, 其有效光深为 $\tau_{\text{eff}} = [\tau_{\text{abs}}(\tau_{\text{abs}} + \tau_{\text{scat}})]^{1/2}$ 。由于剩余谱未出现强的维恩峰, 应该认为其康普顿参数的数量级为 1。Giacconi & Zamorani^[8]由此导出源的大小为 $5 \times 10^{15} - 2 \times 10^{18} \text{cm}$, 数目为 $10^6/\text{sr}$ 。这样一来, 剩余谱还是归结为由分立源产生, 弥漫源是无能为力的。

四、XRB 辐射的分立源观点与光谱佯谬可能会解除

上面已经提到分立源问题的主要困难是未能解释 XRB 的谱形, 即 Boldt^[11]提出的光谱佯谬。最近, Schwartz & Tucker^[10]提出不是活动星系核不能解释 XRB, 而是用单个幂律谱来拟合 AGN 的谱这个假定有问题。如果放弃单个幂律谱的假定, 所谓佯谬即可解除。他们提出了活动星系核的两种谱形

1. 原来简单的幂律谱是

$$f = kE^{-\alpha}$$

即 $\log f = \log k - a \log E,$

现在取谱形 $\log f' = \log f - \log k = -a \log E + b(\log E)^2$ (2)

即加上 $\log E$ 的平方项。这个谱可以很好地拟合 3—12keV 的XRB, 为了更好地符合 40keV 处的谱以及几百 keV 的谱, 引入高能切断因子 e^{-E/E_c} , 即

$$f = kE^{-a+b\log E}e^{-E/E_c}$$

(3)

这里取 $E_c = 125\text{keV}$ 。

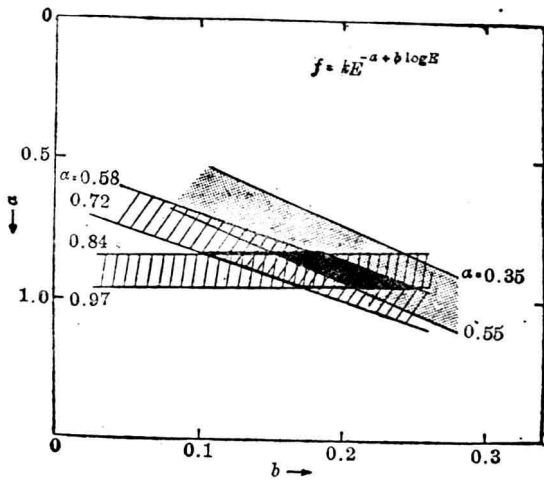


图 10 在 (a, b) 平面上表示的幂律谱(影线区域)与 3—12keV 的 XRB 谱 [10]

图 10 在 (a, b) 平面上给出对 AGN 幂律谱 $\alpha = 0.905 \pm 0.065$ 于 0.2—4.5keV 能域 (Urry et al, 1987) 的 90% 置信区间和 $\alpha = 0.65 \pm 0.07$ 于 2—30keV 能域 (Mushotzky, 1984) 的 90% 的置信区间。它们分别显示于图 10 中的近水平影线区域和斜交的影线区域, 重叠的平行四边形区域能同时是这两者的 90% 的置信区间。这一重叠区域在 (a, b) 图上指出了 a, b 的允许范围。这一区域也同时是 Rothschild 等 [15] 给出的 $\alpha = 0.54 \pm 0.38$ 于 20—160keV 能域的 90% 的置信区域。平行四边形区域近似地沿一直线, 其 (a, b) 值从点 $(0.83, 0.13)$ 到点 $(1.03, 0.30)$ 。带点的区域则能符合 3—12keV 的 XRB, 全黑的区域则同

时给出 XRB 和 AGN 的 90% 置信区域。

2. 幂律谱加上热致谱

$$f(E) = k[E^{-\beta} + xg(E, T)e^{-E/kT}]$$

(4)

如取 $\beta = 1, x = 0.075$ 和 $kT = 125$ 能在 90% 的置信度内符合各个能区的幂律谱。图 11 给出了由 (4) 式确定的曲线(实线)以及幂律谱 $E^{-0.905}$ 于 0.2—4.5keV (虚线)、 $E^{-0.65}$ 于 2—30keV (虚点线) 和 $E^{-0.50}$ 于 3—50 keV (点线) 的表示。

Schwartz & Tucker 假定每个 AGN 的发射谱是 (3) 或 (4)。由于红移的影响, 各个 AGN 的观测谱就不会一样 (如果是幂律谱, 红移对谱不会有影响)。因此, 观测的 XRB 谱依赖于光度随红移的分布。对 Friedmann 宇宙, 弥漫背景在能量 E_0 处观测到的光谱强度为

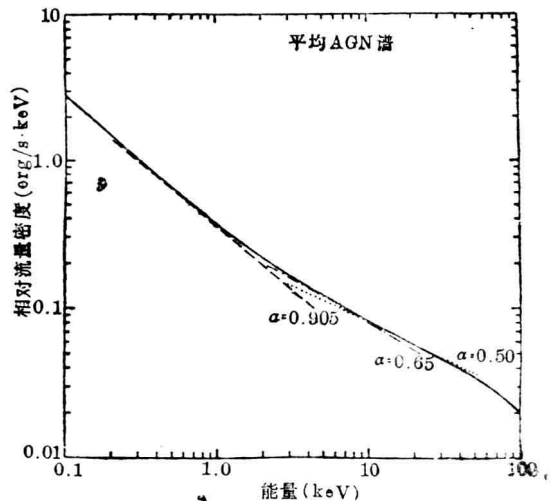


图 11 谱 $E^{-1+0.075g(E, T)e^{-E/kT}}$ (实线) 与几种幂律谱的比较 [10]

$$\frac{dI(E_0)}{dE_0} = \frac{R_H}{4\pi} \int_0^{z_{\max}} \frac{j[E_0(1+z), z]}{(1+z)^2(1+q_0z)^{1/2}} dz \quad (5)$$

其中 R_H —Hubble 常数, q_0 —减速参数, $z_{\max}$ —AGN 的极大红移值, $j(E, z)$ 是在红移 z 、能量 $E = E_0(1+z)$ 处的体积发射率。假定 AGN 的光谱形状 $f(E)$ 不随时间变化。在静止参考系, 源的 X 射线分光光度为

$$L_x(E) \propto L_T f(E) \quad (6)$$

其中 L_T 是静止参考系源的热光度。

则

$$j(E, z) \propto \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} L_T f(E) N(L_T, z) dL_T \quad (7)$$

如果光谱形状不随 z 演化, 则有

$$L_x N(L_x, z) dL_x \propto L_T N(L_T, z) dL_T \quad (8)$$

$$\frac{dI(E_0)}{dE_0} \propto \int_0^{z_{\max}} dz \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} \frac{f[E_0(1+z)] L_x N(L_x, z)}{(1+z)^2(1+2q_0z)^{1/2}} dL_x \quad (9)$$

取

$$\int L_x N(L_x, z) dL_x \sim (1+z)^n \quad (10)$$

得

$$\frac{dI(E_0)}{dE_0} \propto \int_0^{z_{\max}} (1+z)^p f[E_0(1+z)] dz \quad (11)$$

其中

$$p = (3.5 - 2.5\gamma)/(\gamma - 1), \quad \gamma = 1 + \frac{1}{n} \quad (12)$$

图 10 中点线区域相当于 $p = 0$ 。图 12 给出以 (4) 式表示的 AGN 谱 ($\beta = 1, x = 0.075$ 和 $kT = 125$) 所预期的背景谱 (实圆)、Marshall 给出的热韧致谱 (实线)、弥漫辐射流的 HEAO-1 (空圆) 及气球测量结果^[12] (星号)。

Schwartz & Tucker 讨论了谱形 (3) 或 (4) 的机制问题。如取 AGN 的谱形为 (3) 式, 从理论上可用同步加速辐射的自康普顿散射解释, 另外电子谱指数具有高斯分布的混合谱也会是谱形 (3)。至于谱形 (4), 是热辐射与非热辐射的组合。例如正负电子对的平衡过程可产生幂律谱, 而吸积盘可产生其中的热成份。

Schwartz & Tucker 建议从观测资料上注意幂律谱是否不能准确地拟合 AGN 的 X 射线谱, 并提出有必要用这里提出的谱形 (3) 或 (4) 重新拟合有关的观测资料。这样一来, 只要引入两参数的上述谱形以代替幂律谱, 就可用 AGN 的 X 射线辐射来解释 0.2—160 keV 的 XRB, 无需要求 AGN 的谱有演化。

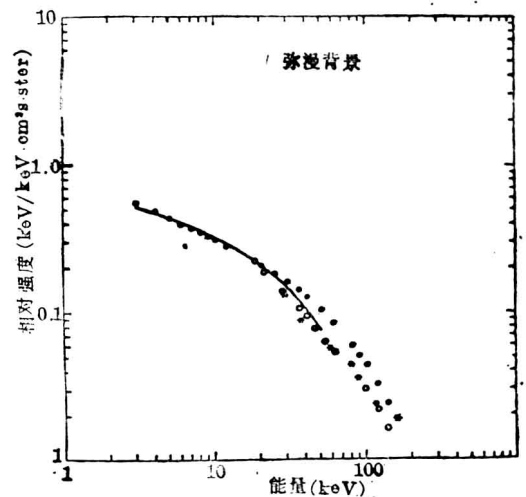


图 12 AGN 预期的 XRB 谱 (实圆)、Marshall 谱 (实线) 和 XRB 实测谱 (空圆和星号)^[19]

五、结 束 语

上面介绍了从理论上研究 XRB 的两派观点,两派论点至今仍在不断地争论, XRB 的问题尚未真正解决。这有赖于今后 X 射线更高灵敏度的观测(如 ROSAT 或 AXAF)。应该努力的方向是

1. 更准确地测量 AGN 的光谱,以得到 AGN 的更好的谱形。
2. 寻找新类型的弱 X 射线源,譬如活动星系的前身,年轻类星体或年轻星系等。
3. 进行更深度的搜索,导出更准确的 $\log N - \log S$ 的关系。

参 考 文 献

- [1] Boldt, E., *Physics Reports*, **146** (1987), 215.
- [2] Brecher, K. and Morrison, P., *Phys. Rev. Letters*, **23** (1969), 802.
- [3] Elvis, M., Wikes, B. J. and Tananbaum, H., *Ap. J.*, **292** (1985), 357.
- [4] Felton, J. E. and Morrison, P., *Ap. J.*, **146** (1966), 688.
- [5] Field, G. and Perrenod, S., *Ap. J.*, **215** (1977), 717.
- [6] Forman, W. and Jones, C., *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **20** (1982), 547.
- [7] Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R. and Rossi, B. B., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 439.
- [8] Giacconi, R. and Zamorani, G., *Ap. J.*, **313** (1987), 20.
- [9] Grindlay, J., *Nature*, **273** (1978), 211.
- [10] Hamilton, T. T. and Helfand, D. J., *Bull. A. A. S.*, **17** (1985), 857.
- [11] Holt, S. S., in *X-ray Astronomy with the Einstein Satellite*, ed. by R. Giacconi, p. 173, (1981).
- [12] Kinzer, R., Johnson, W. and Kurfess, J., *Ap. J.*, **222** (1978), 370.
- [13] Marshall, F. E., Boldt E. A., Holt, S. S., Miller, R., Mushotzky, R. F., Rose L. A., Rothschild, R. E. and Serlemitsos, P. J., *Ap. J.*, **235** (1980), 4.
- [14] Murray, S. S., in *X-ray Astronomy with the Einstein Satellite*, ed. by R. Giacconi, p. 281, (1981).
- [15] Rothschild, R., Mushotzky, R. F., Baity, W., Gruber, D., Matteson, J. and Peterson, L., *Ap. J.*, **269** (1983), 423.
- [16] Schmidt, M. and Green, R. F., *Ap. J.*, **305** (1986), 68.
- [17] Schnopper, H. W., Davis, M., Delvaille, J. P., Geller, M. J. and Huchra, J. P., *Nature*, **275** (1978), 719.
- [18] Schwartz, D. A. and Gursky, H., in *X-ray Astronomy*, ed. by R. Giacconi and H. Gursky, p. 359, (1974).
- [19] Schwartz, D. A. and Tucker, W. H., *Ap. J.*, **332** (1988), 157.
- [20] Setti, G., in *Nonthermal and Very High Temperature Phenomena in X-ray Astronomy*, ed. by G. C. Perola and M. Salvati, p. 159, (1985).
- [21] Silk, J., *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **11** (1973), 269.

(责任编辑 林一梅)

Cosmic X-Ray Background Radiation and Active Galactic Nuclei

Wang Zhenru

(Center of Astronomy and Astrophysics, CCAST[World Lab.])

and

(Department of Astronomy, Nanjing University)

Abstract

The recent researches of cosmic X-ray background radiation are introduced in this paper. It is stretched mainly on two classes of theoretical point of view—origin from discrete extragalactic sources or diffuse origin. We discuss in detail on the focus between the arguments of the above two basic views which are very closely related to the X-ray radiation of active galactic nuclei.

类星体的X射线辐射*

1. 光度性质和演化

周又元

(中国高等科学技术中心天文和天体物理分中心)

(中国科技大学天体物理中心)

戴和俊

(哈尔滨工业大学物理系)

提 要

本文概述了Einstein天文台IPC获得X射线流量和光度的统计结果,对混合样品,即光学选择类星体样品,射电选择类星体样品和X射线选择活动星系核样品,讨论了X射线光度与光学光度、射电光度、射电形态的关系以及它的演化性质。

一、引 言

自1967年检测到3C273的X射线辐射以来,到1978年在总数为七百余测定过红移的类星体中,只有三个是X射线类星体,不到总数的1%。这似乎表明类星体是弱X射线发射天体。另一方面,对Seyfert星系的观测表明它们是强X射线发射天体,这使我们想到探测不到类星体的X射线辐射可能是仪器的灵敏度不够所致。

到1978年高能天文台2号[1](HEAO-2)(亦称Einstein天文台)发射,发现了大量X射线源,开始了河外天体X射线研究的新时期。Einstein天文台上主要的工作仪器是成像正比计数仪(Imaging Proportional Counter)通称IPC,主要是用来巡天的。它是一台成像仪器,具有高达1角分的角分辨率,并有高灵敏度($2-4 \times 10^{-13} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$),比之HEAO-1上A2[2]谱仪提高了100倍。这样使之特别有利于检测弱X射线天体。它还有适当的能量分辨率,在1keV时 $E/\Delta E \sim 1$ 。可以较好地决定检测源流量的能量范围,最宽可达0.1—4.5keV。由于 $E/\Delta E$ 不够大,它不利于能谱测量。但鉴于它是能较长期地工作在低能范围的仪器,因此由它获得的低能谱知识也非常珍贵,成为低能谱的主要来源之一。利用IPC不仅可以对个别天体进行研究,而且它的巡天结果是进行统计分析的主要资料。Einstein天文台上另一主要仪器是高分辨成像器(High Resoluion Imager),通称HRI。它具有更高分辨率为 $3''$,用于对特定目标进行更细致的观测。Einstein天文台的研究领域相当广泛,它在活动星系核低能X射线研

究上的成就主要有以下几方面: (1) 迄今已检测和证认出 X 射线辐射活动星系核有 500 多个, X 射线类星体 400 个, 其 X 射线光度为 10^{43} — $10^{47} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 其中较强者的 X 射线光度与光学光度相当。这表明类星体是一类强 X 射线源; (2) 发现一批由 X 射线辐射检测而证认出的类星体, 称为 X 射线选择类星体; (3) 统计分析论证了类星体的 X 射线辐射对 X 射线背景辐射有相当贡献; (4) 类星体的低能 X 射线能谱明显异于中能能谱, 使类星体全波段能谱显示出新的特征。

八十年代以来随着 Einstein 天文台数据的整理和发表, 首先开始了关于类星体 X 射线光度的系统研究^[3-5], 主要是 X 射线光度 L_X 与光学光度 L_O 以及射电光度 L_R 的关系, X 射线流量计数的性质, 对 X 射线背景辐射的贡献等。到了 1985 年由于 IPC 重新定标, 改善了低能能谱的确定性, 给出了一些源的低能谱性质。这不仅影响 X 射线光度的统计分析, 也对全波段的发射机制增加了新内容, 还对类星体模型附加了某些限制。

因此, 类星体的 X 射线辐射研究 (包括 X 射线光度学以及 X 射线能谱学) 不仅将对了解类星体本身的性质如总光度、连续谱发射机制、光学谱线发射区性质、中心能源等是极重要的, 而且有明显的宇宙学上的意义, 如对 X 射线背景的贡献, 类星体的演化函数, 宇宙参量的决定; 另外, 通过它还可以研究星系际物质和类星体与其他活动星系核的关系。

本文第一部分研究 X 射线光度的性质, 包括研究的一般方法 (第二节), 对混合样品的统计结果 (第三节), 射电选择类星体的结果 (第四节), 光学选择类星体的结果 (第五节), X 射线选择活动星系核的结果 (第六节)。第二部分讨论 X 射线能谱, 包括 X 射线能谱结果 (第七节)、全波段谱的性质 (第八节), 连续谱的发射机制 (第九节), 最后一节是结论和展望。

二、一般统计方法——光度演化函数

在一统计样品中类星体的分布函数 Ψ 应是它的红移 Z , X 射线光度 L_X , 光学光度 L_O , 射电光度 L_R 的函数。它与红移的关系称为它的演化性质。

$$dN = \Psi(Z, L_X, L_O, L_R) dV(Z) dL_X dL_O dL_R \quad (1)$$

其中 $dV(E)$ 是红移在 $Z-Z+dZ$ 间的共动体积元。 $\Psi(Z, L_X, L_O, L_R)$ 称为光度演化函数。如果样品对 Z, L_X, L_O, L_R 的测量是完全的, 则由 (1) 式可以决定出类星体的演化光度函数 $\Psi(Z, L_X, L_O, L_R)$ 。然而这种完全样品是难找到的, 往往只有射电选择类星体样品, 光学选择类星体样品, X 射线选择类星体样品等。

对射电选择类星体样品

$$\Psi(Z, L_X, L_O, L_R) = \Psi(Z, L_O, L_R) \phi(L_X | Z, L_O, L_R) \quad (2)$$

其中 $\Psi(Z, L_O, L_R)$ 是类星体的光学射电双变星的光度演化函数, 当样品是射电、光学上完全的, 它就可以完全被定出^[6-10]。 $\phi(L_X | Z, L_O, L_R)$ 是确定 Z, L_O, L_R 后 X 射线光度的条件概率密度函数, 在研究 X 射线辐射时, 它起着关键作用。

射电类星体在类星体中只占极少数, 因此它限制了获得较好的光度演化函数。故目前的研究集中在光学选类星体上。这样 (2) 式简化为

$$\Psi(Z, L_X, L_O) = \psi(Z, L_O) \phi(L_X | Z, L_O) \quad (3)$$

$\psi(Z, L_O)$ 是由光学选类星体样品得到的光度演化函数。

$$\Psi_0(Z, L_0) = \int_0^\infty \Psi(Z, L_X, L_0) dL_X, \quad (4)$$

它可以与类星体的光学计数性质相联系。而X射线光度演化函数

$$\Psi_X(Z, L_X) = \int_0^\infty \Psi(Z, L_X, L_0) dL_0 \quad (5)$$

与类星体的X射线计数性质相联系。

在研究类星体X射线光度性质, 决定 $\Psi(Z, L_X, L_0, L_R)$ 时的关键之一是决定 $\phi(L_X|Z, L_0, L_R)$ 。常采用的方法有:

(1) $\phi(L_X|Z, L_0, L_R) dL_X$ 总可以表为某一变量 $\xi = \xi(L_X, Z, L_0, L_R)$ 的函数 $\theta(\xi) d\xi$ 。为此, 首先求 L_X 与其他变量 Z, L_0, L_R 的相关性^[11], 然后构成变量 $\xi = \xi(L_X, Z, L_0, L_R)$, 它与 L_0, L_R, Z 无关, 这样我们就可以得到 ξ 的分布 $\theta(\xi)$, 它一般近似为高斯分布。

(2) 对 $\phi(L_X|Z, L_0, L_R)$ 函数形式根据观测作一定假设^[12,13], 由检测出的类星体和只给出 L_X 上限值的类星体写出它的似然函数 $\mathcal{L}$ (likelihood function), 由 $S = -2 \ln \mathcal{L}$ 取极小值, 决定出最佳拟合的参数, 而定出 $\phi(L_X|Z, L_0, L_R)$ 。

(3) 如果对一完全光学选类星体已知其光学光度演化函数 $\Psi(Z, L_0)$, 由测出的 X 射线光度性质假定出条件 X 射线光度函数形式^[14], 用 X 射线流量计数来决定函数中的参数。

通常采用 2keV, 5GHz, 2500 Å 时的光度密度作为 X 射线波段、射电波段、光学波段的典型值。有些工作习惯用 X 射线波段到光学波段的谱指数 α_{OX} 表示 $f_{2500\text{\AA}}$ 给定后的 $f_{2\text{keV}}$ 的值, α_{OX} 定义为

$$\alpha_{OX} = - \frac{\log f_{2\text{keV}} / f_{2500\text{\AA}}}{2.605} \quad (6)$$

此处, 在以上流量和光度密度归算中往往假设光学波段谱指数 $\alpha_0 = 0.7$, X 射线波段谱指数为 $\alpha_X = 0.5$ 。 $\alpha_X = 0.5$ 是基于中能测量结果外推而得。最近的测量表明, 在低能段 α_X 有较大弥散, 当 $\Delta\alpha_X = \pm 0.5$ 时, 计算的光度密度相差为 30% 或更小。这在一般相关分析中是允许的。

三、比较完全的类星体混合样品

在利用 Einstein 天文台 X 射线流量数据尚未获得完全样品时, 1981 年 Zamarani 等人为地兼顾类星体各种特性, 构成一混合样品, 以获得一些最初步的性质。样品包括射电类星体(其中既有高频 PKC 选出的源又有低频 3CR 源, 有致密源也有展源, 有射电陡谱源又有射电平谱源), 射电宁静类星体(有用色指数选出的, 也有从发射线天体中选出的), 还有从某些天区抽样经认证的 X 射线选择类星体^[5], 共 107 个, 其中检测到 X 射线辐射与背景相比在 3σ 水平以上的源共 79 个。

在这样样品中首先发现 X 射线光度密度与光学光度密度有明显相关性, 其对数值线性相关系数 $r = 0.45$, 偶然因素导致的相关性的概率为 $P = 2 \times 10^{-5}$ 。由此获得的 X 射线光度密度与光学光度密度关系为

$$L_X \propto L_0^{0.5} \quad (7)$$

它与厚盘模型 $L_X \propto L_0^\beta$ 的 β 预期值 0.5—0.8 相容。在下面我们将看到, 在其他几个样品中亦得到类似的结果。这表明 X 射线光度所据的范围比光学光度小得多, 在对数尺度上前者只有后者的一半。另一方面观测中优先测出的 X 射线类星体是 L_X/L_0 大者, 由 $L_X/L_0 \propto 1/L_0^{0.5}$, 即

它可近似表为

$$L_X \propto L_0^{0.47 \pm 0.16} \tag{10}$$

由此我们可构成 $\xi = \lg(L_X/L_0^{0.5})$ ，它与 L_X, L_0, L_R, Z 都近似无关。 ξ 的分布 $\theta(\xi)d(\xi)$ 应是高斯型分布。图1是 $\theta(\xi)$ 与 $\lg(L_X/L_0^{0.5})$ 观测分布的比较，它们相当接近。这样 X 射线光度条件概率函数为

$$\phi(L_X|Z, L_0, L_R)dL_X = \theta[\lg(L_X/L_0^{0.5})]d\lg(L_X/L_0^{0.5}) \tag{11}$$

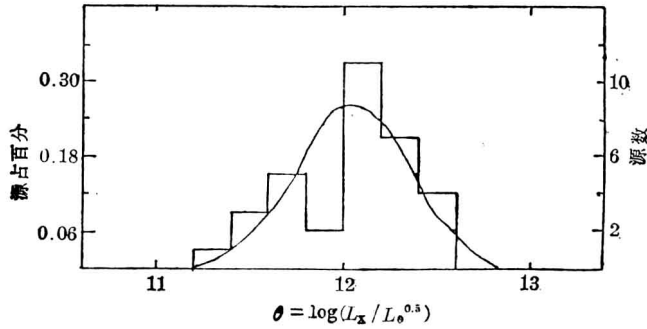


图 1 3CR源($\xi=\lg(L_X/L_0^{0.5})$)的分布函数 $\theta(\xi)$ 的理论与观测结果的对比

如果射电类星体射电光度演化函数取为纯光度演化形式[15,16]

$$L_0 \propto \exp[k_0 \tau(Z)] \tag{12}$$

$$L_R \propto \exp[k_R \tau(Z)] \tag{13}$$

其中 $\tau(Z)$ 是以Hubble时间为单位光返回 Z 处的时间，则可以由(2)式 求出 $\Psi(Z, L_X, L_0, L_R)$ ，由(5)式求出X射线光度演化函数，易证明它也是纯光度演化[12]

$$L_X \propto \exp[k_X \tau(Z)], \tag{14}$$

其中 $k_X = 0.5k_0$ 。 $k_X < k_0$ ，可见X射线光度演化要慢于光学光度的演化。

我们可以发现，X 射线光度与射电光度间的相关性表现为相当复杂。这节中对3CR样品

(178MHz), L_X 与低频 L_R 不相关。

上节中对含有射电陡谱和平谱的混合样品， L_X 与 L_R 有一定的相关，但不非常明显。但早在1981年Owen等却发现 L_X 与90GHz 射电光度有很明显的相关性[17]。我们曾研究射电陡谱类星体，发现 L_X 与 L_R 完全不相关[18]。Owen 等人的结果取在 90 GHz，表明他们选取的都是高频较强的射电平谱类星体，这些结果似暗示X射线光度和射电光度间的相关性与射电类星体的射电谱型有关。射电谱型又与射电形态有关，射电平谱

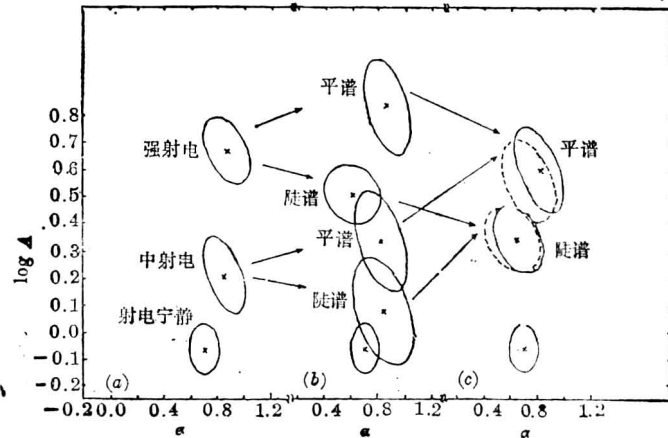


图 2 $\log L_X = \log(AL_0^\alpha)$ 参数 A, α 的90%置信度轮廓线与最佳值。
从中可见对不同射电强度比以及谱型其 A 明显不同

都是致密源, 而陡谱多数为展源, 故这种相关性可能又与射电形态有关。1987 年 Worrall 等[19]人选用包含 114 个射电类星体和 113 个射电宁静类星体的更大样品; 对 X 射线光度和射电光度的相关性进行全面分析。首先他们假定 $\log L_X = \log(AL_0^\alpha)$ 形式, 图 2 是表示似然率对数对参数 A 和 α 依赖关系的置信度为 90% 的轮廓图, 其中中心点是最佳拟合的参数值。

从图中可以发现, 对各种子样品即射电强、射电中、射电宁静样品, 其 α 在 0.7 至 0.8 之间, 但 A 与子样品有关。强射电类星体平均说来 A 最大, 中射电子样次之, 射电宁静子样最小。还可看出射电平谱子样的 A 大于射电陡谱子样的 A 。由此可得出结论, $L_X = AL_0^\alpha$ 不是 L_X 行为的完全描述。他们进一步假定 $L_X = kL_0^\alpha L_R^\beta$ 。图 3 是似然率对数的置信度为 90% 的轮廓图在参数 (α, β) 平面上投影 (在平面上无法表示对 k 的依赖关系)。图中表明射电平谱类星体的 L_X 与 L_0 和 L_R 两者都有较强的相关性, $\alpha = 0.38 \pm 0.17, \beta \approx 0.51 \pm 0.14$ 。射电陡谱类星体的 L_X 也与 L_0, L_R 两者相关, 但相关性较弱 (轮廓线范围大), $\alpha = 0.46 \pm 0.22, \beta = 0.27 \pm 0.16$ 。后者 β 小于前者, 也表明对 L_R 依赖较小。可以进一步把陡谱源分为致密源和展源两种, 在图 3 上它们是分开的, 而且相关性变差 (可能是样品数不够), 而对陡谱致密源 $\beta \sim 0$ 。

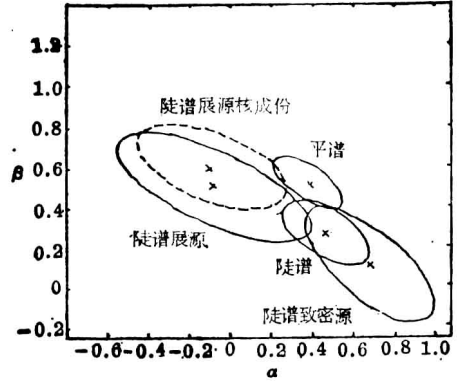


图 3 $\log L_X = \log(k L_0^\alpha L_R^\beta)$ 中参数 α 和 β 的 90% 置信度轮廓线与最佳值。从中可见, 轮廓线大小, α 值, β 值与射电谱形和射电结构有明显关系

五、光学选择类星体样品

光学选择类星体样品现已成为研究类星体演化的主要手段, 因而光学光度演化函数也最为成熟。已知的光学巡天已超过 10 种[19], 但 Einstein 天文台获得的 X 射线辐射数据只有两种, 即

(1) BQX 样品: 它是从平均极限星等为 $16^m.16$ 的 114 个亮类星体巡天 BQS[21] (Bright Quasar Survey) 样品中, 对 66 个进行 X 射线观测, 构成 BQX (Bright Quasar X-ray) 样品[22]。其中 $M_B < -23^m$ 的类星体有 53 个, 其他为低光度活动星系核。对红移分析和星等分布的 K-S 检验表明, BQX 样品是相当好的一个 BQS 子样品, 它能代表 BQS 的 X 射线辐射的统计性质。

(2) BF 样品: 在 1.72 deg^2 内 $B < 19^m.8, V - B < -0.4$ 共 35 个源组成 BF 样品[23], 其中 31 个是类星体。用 Einstein 天文台上 IPC 对全部源进行 X 射线观测, 还用 HRI 对部份源进行检验。由于大部源都很弱, 在 35 个中于 3σ 水平上检测出 X 射线辐射的只有 15 个, 仅占 43%。

Schmidt 和 Green 曾利用 BQS 样品导出了类星体的光学演化函数[21], 他们采用的演化模式是与光度有关的密度演化。由于 BQS 样品是在亮端最精确的样品, 除了在极暗区外这个演化函数是有相当影响的。Schmidt 和 Green 在此基础之上, 最近又利用 BQX 样品假设 X 射线光度演化函数是纯光度演化[14]

$$L_X \propto (1+Z)^\gamma \quad (15)$$