

## § 4. 类星体连续辐射：X 射线和 $\gamma$ 射线

类星体和活动星系核的高能辐射(X 射线和  $\gamma$  射线)占了它们总辐射的相当大的比例，提供了这些天体最核心部分的大量信息。因此，类星体(AGN)的 X 射线和  $\gamma$  射线的研究对于理解这些天体的本质具有重要意义。

在 X 射线和  $\gamma$  射线领域，通常把 0.1-2 keV 波段称为软 X 射线，2-100 keV 波段称为硬 X 射线，100 keV 以上称为  $\gamma$  射线。另外，由于观测结果常是光子数，在用幂律谱拟合光谱能量分布(SED)时，除了用流量( $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ )外，也常用“单位 keV 间隔的光子数”：

$$P_E(\text{光子数 s}^{-1} \text{ keV}^{-1}) \propto E^{-\Gamma},$$

其中  $E=h\nu$  为光子能量。由于  $F_\nu \propto P_E \times h\nu \propto \nu^{-\Gamma+1}$ ，因此， $\Gamma=\alpha+1$ 。 $\alpha$  称为能谱指数， $\Gamma$  称为光子谱指数。

### § 4.1 X 射线的主要观测特征

#### § 4.1.1 X 射线谱

大部分类星体发出强烈的 X 射线辐射，是 X 射线源。一般地说，X 射线辐射光度占总的热光度的 5%-40%，因此，X 射线辐射是类星体(AGN)辐射的重要组成部分。但不同子类的类星体的 X 射线辐射谱有一些差别。类星体和其它 AGN 的 X 射线辐射有许多相似之处，在讨论 X 射线时本章将不严格区分类星体和活动星系核。

##### 1. 射电宁静类星体(AGN)

图 4.1 是射电宁静类星体(AGN)的平均 X 射线谱。上图是 I 型 AGN(类星体)的谱，下图是 II 型 AGN(类星体)的谱。与紫外-光学-红外波段一样，所谓平均也是将 X 射线辐射归一化到某个固定的波长。

射电宁静类星体(AGN)的 X 射线谱主要有三个成分：

(1) 从大约 1 keV 到 100 keV 的幂谱，谱指数  $\alpha_x \approx 0.9$ 。虽然射电宁静类星体(AGN)的 X 射线光度有很大弥散，但除了个别天体外，谱指数  $\alpha_x$  的弥散不大，一般来说， $|\Delta\alpha_x| < 0.1$ 。100 keV 以上的观测资料不多，很难确定高能 X 射线辐射截止在什么能量。

研究类星体和活动星系核的 X 射线时常引入另一个谱指数  $\alpha_{ox}$ ，即从光学波段(通常取为静止波长 2500Å)到软 X 射线(通常取为 2 keV)的谱指数，定义为：

$$\alpha_{ox} = -\frac{\log(L(2500\text{\AA})/L(2\text{keV}))}{\log(\nu(2500\text{\AA})/\nu(2\text{keV}))}. \quad (4.1)$$

与 $\alpha_x$ 相比， $\alpha_{ox}$ 的弥散较大， $0.8 < \alpha_{ox} < 2.1$ ，大部分在1.4 - 1.6之间。 $\alpha_{ox}$ 的弥散与样本的选取方式有很大关系。另外， $\alpha_{ox}$ 可能与光度相关： $\alpha_{ox}$ 随光度的增加而缓慢增加，这意味着光度增加时X射线流量减小<sup>[3-5]</sup>。例如，Green et al.(1995)<sup>[5]</sup>利用LBQS的ROSAT巡天资料得到，

$$\alpha_{ox} = 0.08(\pm 0.02)\log l_{opt} - 1.0(\pm 0.7),$$

式中 $l_{opt}$ 为波长2500Å处的光学辐射流量。

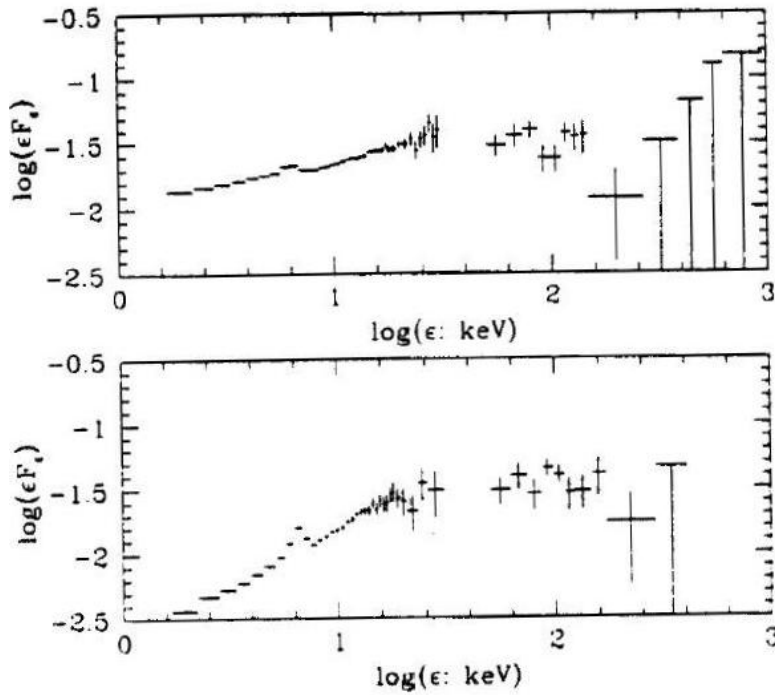


图 4.1 射电宁静类星体(AGN)的平均X射线谱。取自[1]。

(2) 从约10 keV开始并在20 keV - 50 keV之间、大多在30 keV达极大的隆起。有些射电宁静类星体(AGN)的隆起很显著，最大的可比幂谱流量大一倍；但也有些射电宁静类星体(AGN)没有这个成分或很弱。

在6-7 keV之间常可观测发射线，一般认为，是Fe的K $\alpha$ 线，等值宽度在50- 350 eV之间。Reeves(2003)<sup>[6]</sup>利用XMM-Newton观测了一组I型AGN(类星体)的Fe发射线，发现它是未分解开的单线，轮廓对称，中心波长在6.4 keV。观测表明，I型AGN(类星体)的Fe发射线较宽，其FWHM可达5000 km s<sup>-1</sup>；II型AGN(类星体)的Fe发射线要窄得多。Fe发射线可能与上述隆起有关。

有些类星体(AGN)还观测到在7-8 keV处相对于幂谱的下凹。

图4.2(取自Pound et al.(1990)<sup>[7]</sup>)中纵坐标为X射线强度与幂谱强度之比，从中可以看到Fe线、下凹和隆起。

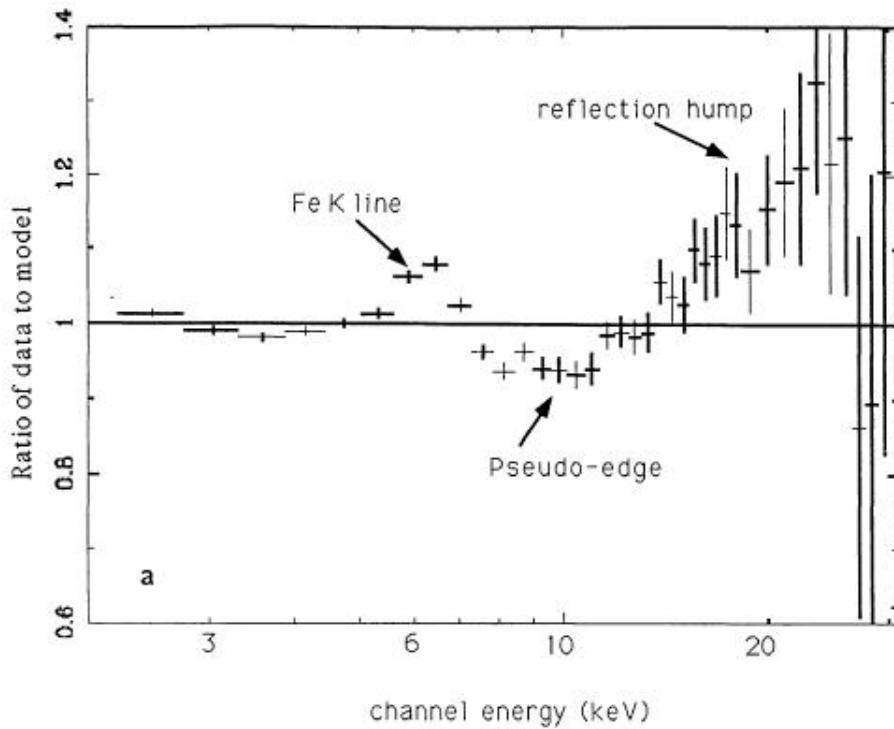


图 4.2 Fe 线、下凹和隆起. 取自 Mushotzky et al. (1993)<sup>[2]</sup>

Fe 发射线强度和连续谱隆起的程度随光度的增加而下降，因此，Seyfert 星系的 Fe 线强度和连续谱隆起的程度高于类星体。Fe 发射线强度和光度的这种关系称为 X 射线的 Baldwin 效应(见 § 6.1)。图 4.3 是 Reeves(2003)<sup>[6]</sup>从 XMM-Newton 得到的对 I 型 AGN 的研究结果。

(3) 软 X 射线过剩。在 1 keV 以下，流量相对于幂谱迅速上升，这就是所谓软 X 射线过剩。由于低能 X 射线探测器的光谱分辨率较低，校准困难，加上难于消除银河系或类星体(AGN)寄主星系的吸收的影响，软 X 射线过剩的资料不很准确。现有的资料表明，软 X 射线过剩的幅度和形状有很大弥散。

Brinkman(1992)<sup>[8]</sup>从 ROSAT 巡天资料的分析推知，软 X 射线过剩为幂谱；Schartel et al.(1992)<sup>[9]</sup>则进一步指出，高红移天体的软 X 射线过剩的谱比低红移天体的谱更平。Brunner et al.(1997)<sup>[10]</sup>得到了 31 个射电宁静类星体的紫外到软 X 射线的光谱，发现 90%的射电宁静类星体有软 X 射线过剩。软 X 射线过剩的谱为幂谱，而且，谱指数与  $\alpha_{ox}$  强烈相关。Laor et al. (1997)<sup>[11]</sup>从 23 个类星体的 ROSAT 资料得到，0.2- 2 keV 波段的软 X 射线可用单一的幂谱描述，且与 1050- 350Å 的远紫外谱的延伸一致，但并没有明显的过剩。Gondhalekar et al.(1997)<sup>[12]</sup>分析了 59 个 Seyfert 1 星系和类星体的软 X 射线谱，发现在 0.1- 1 keV 波段 X 射线辐射近似为幂谱，谱指数在 2 和 3 之间；在 1 keV 附近，谱变平，谱指数降到 2，并逐渐与高能 X 射线谱一致。这种形状的软 X 射线谱很像星际气体的吸收谱。

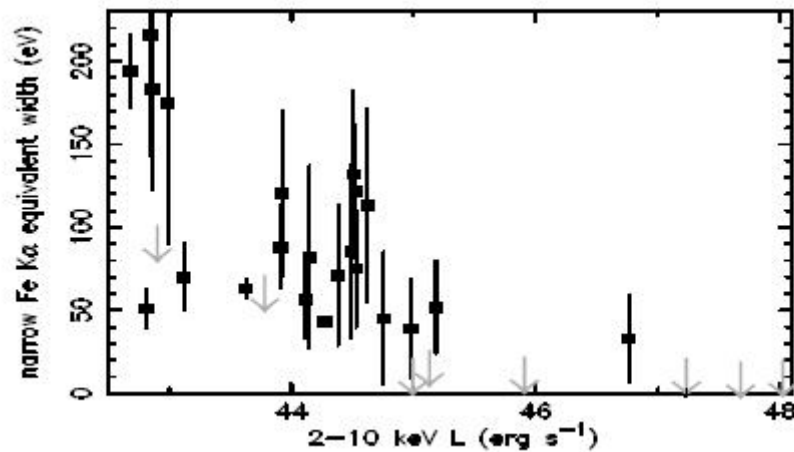


图 4.3 XMM-Newton 得到的 I 型 AGN Fe 线等值宽度与 X 射线光度, 取自 Reeves(2003)<sup>[6]</sup>。Fe 线等值宽度随 X 射线光度的增加而减小。

## 2. 射电噪类星体(AGN)

大部分射电噪类星体是“瓣占优”的射电源, 少数(如 OVV,HPQ)为 Blazar, 是“核占优”射电源。二者的 X 射线辐射不尽相同, 当然, 与射电宁静类星体也有所不同。

图 4.4 是“瓣占优”射电噪类星体(AGN)的 averages X 射线谱。从图 4.4 可以看出, “瓣占优”射电噪类星体(AGN)的 X 射线谱类似于射电宁静类星体(AGN)的谱(图 4.1), 但有量的差别。

“瓣占优”射电噪类星体(AGN)的 X 射线谱的主要成分也是一个幂谱, 但谱指数  $\alpha_x$  在 0.7 – 0.9 之间, 比射电宁静类星体(AGN)的小; 而反映 X 射线辐射强度的光学-X 射线谱指数  $\alpha_{ox}$  虽然分布范围与射电宁静类星体(AGN)的相同, 但平均值较小,  $\langle \alpha_{ox} \rangle \approx 1.3 - 1.4$ , 这意味着平均来说“瓣占优”射电噪类星体(AGN)的 X 射线辐射强于射电宁静类星体(AGN)。由于高能 X 射线的观测资料很少, 同样, 很难确定幂谱截止在什么能量。

“瓣占优”射电噪类星体(AGN)的 X 射线谱中不出现 20 keV 附近的隆起。这类天体中有些观测到 Fe 的  $K\alpha$  线<sup>[13]</sup>, 但 Reeves & Turner(2000)<sup>[14]</sup>对 35 个射电噪类星体的观测却没有探测到 Fe 发射线。一般认为, “瓣占优”射电噪类星体(AGN)的 Fe 发射线比射电宁静类星体(AGN)的弱。

“瓣占优”射电噪类星体(AGN)也观测到软 X 射线过剩, 与射电宁静类星体(AGN)的情形类似, 很不确定。

“核占优”射电噪类星体在 1- 20 keV 波段的 X 射线谱是幂谱, 谱指数的范围较大, 在 0.7 – 1.5 之间<sup>[15]</sup>。Padovani et al.(1997)<sup>[16]</sup>分析了 114 个“核占优”射

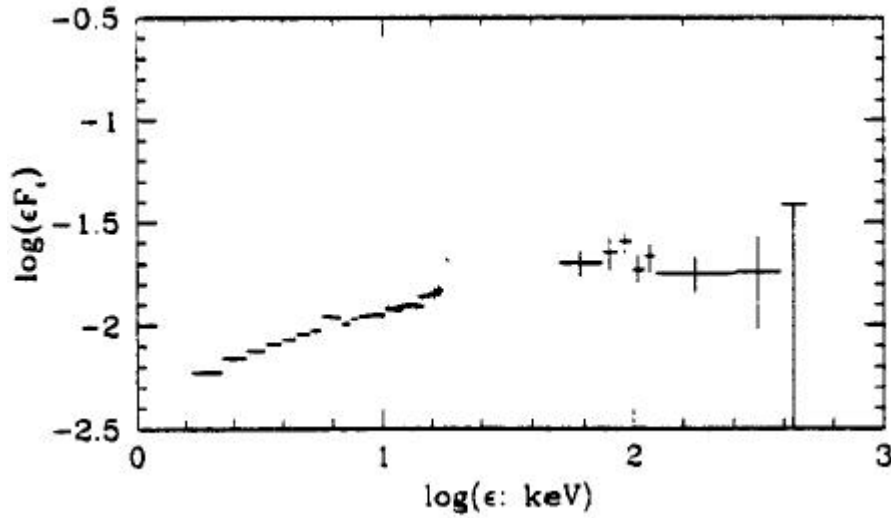


图 4.4 瓣占优射电噪类星体(AGN)的平均 X 射线谱。取自[1]。

电噪类星体的 X 射线谱，发现  $\alpha_x$  的范围大到 0 - 3，但  $\langle \alpha_x \rangle \approx 1$ ，与其他人的结果类似。图 4.5 是高偏振类星体(HPQ) PKS 1510-089 的 0 - 10 keV 的光谱。上图是计数按能量的分布，下图是用幂谱拟合时误差的分布。

许多“核占优”射电噪类星体从光学到 X 射线的谱的形状为向下凹，表明其  $\alpha_x < \alpha_{ox}$ 。平均的光学-紫外谱指数  $\langle \alpha_{ox} \rangle \approx 1.1$ ，比“瓣占优”射电噪类星体

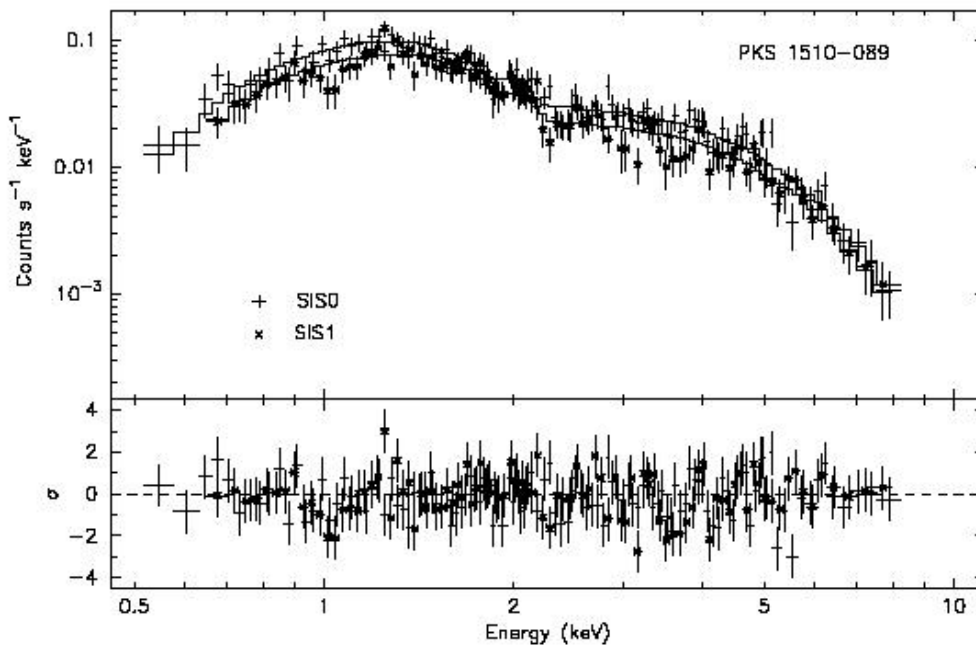


图 4.5 高偏振类星体 PKS 1510-089 的 0-10 keV 的光谱,取自 Singh et al.(1997)<sup>[17]</sup>。纵坐标为计数。

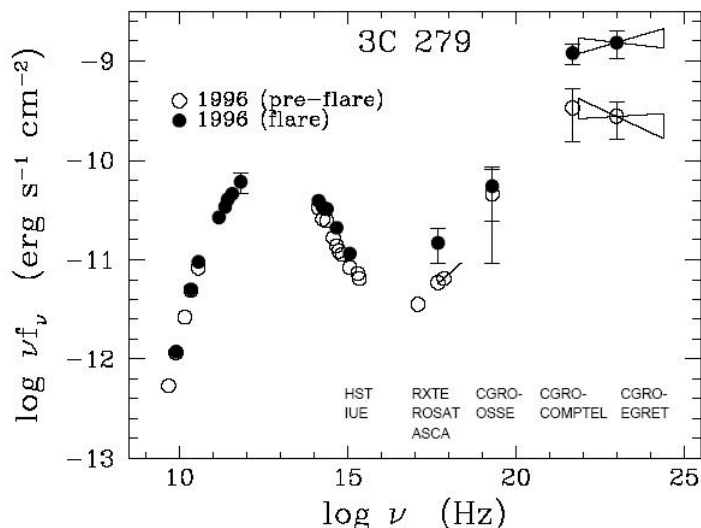


图 4.6 OVV 类星体 3C 279 的宽带光谱，取自 Wehrle et al. (1998)<sup>[19]</sup>。圆圈是 1996 年 1 月的资料，实心圆是 1 个月以后的资料。在这两个历元，高能  $\gamma$  射线流量比其它波段流量要高两个量级。

(AGN)的还要小。与“瓣占优”射电噪类星体类似，“核占优”射电噪类星体的 X 射线谱中不出现 20 keV 附近的隆起；但不同的是，“核占优”射电噪类星体没有观测到软 X 射线过剩，也没有观测到 Fe 的  $K\alpha$  线。Siebert et al.(1998)<sup>[18]</sup>对 Parkes 样本的观测发现，在 0.1 – 2.4 keV 的软 X 射线波段， $\langle \alpha_x \rangle = 0.95$ ，与幂谱的谱指数相同。他们还发现，谱指数与红移反相关。

“核占优”射电噪类星体最突出的特点是其高能辐射。从硬 X 射线直到高能  $\gamma$  射线，辐射非常强烈，谱近似为幂谱。作为一个例子，图 4.6 给出 OVV 类星体 3C 279 的宽带光谱。

#### § 4.1.2 X 射线光变

类星体和活动星系核的 X 射线辐射常有变化，性质类似。相比于其它波段，X 射线的变化是最猛烈的。图 4.7 是 Seyfert 1 星系 MCG6-30-15 的 1.2 – 10 keV 的光变曲线，图 4.8 是射电噪类星体 PKS 0558-504 的 0.2 – 10 keV 的光变曲线。

类星体(AGN)X 射线光变的主要特征是：

(1) X 射线光变曲线性质上完全是随机的，没有探测到周期性(个别天体可能有准周期性)，也没有发现特别的时标。光变曲线的功率谱非常平滑，可用幂谱很好地描述： $P(f) \propto f^b$ ,  $1 < b < 2$ 。Lawrence & Papadakis(1993)<sup>[22]</sup>，Green et al.(1993)<sup>[23]</sup>推得， $b=1.5$ 。这种类型的光变曲线被描述为“红噪音”。X 射线光变的时标很短，典型值为小时到天，明显地短于光学光变时标(年)和紫外光变时标( $10^1$  天)。

(2) X 射线的变幅与光度相关。许多人研究了 AGN 的 X 射线变幅与光度的关系，发现两者反相关<sup>[22-25]</sup>。近年来，Almaini et al.(2000)<sup>[26]</sup>研究了一个红移在 0.1

- 3.2 总共 86 个射电宁静类星体的样本的 X 射线光变, Manners et al.(2002)<sup>[27]</sup> 则进一步将样本数扩大到 156 个射电宁静类星体, 红移扩展到  $0.1 < z < 4.1$ , 他们的研究证实了前面对 AGN 的研究结果。

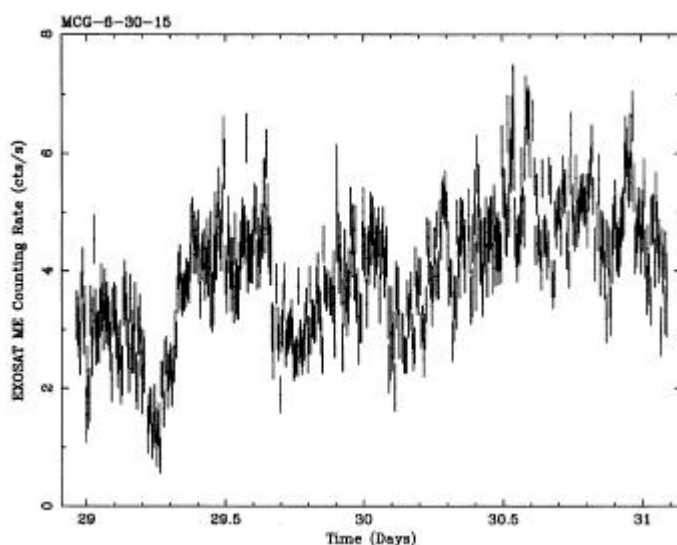


图 4.7 Seyfert 1 星系 MCG6-30-15 的 X 射线光变曲线。取自 Krolik et al.1993<sup>[20]</sup>。纵坐标为计数。

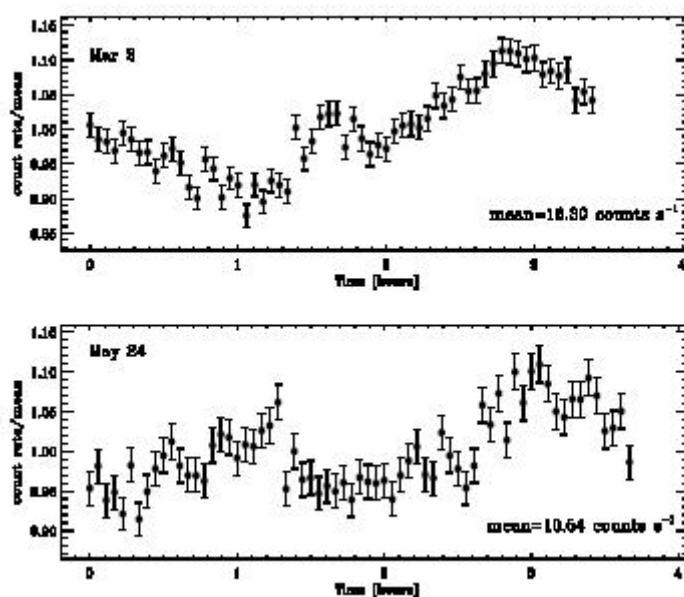


图 4.8 射电噪类星体 PKS 0558-504 的 X 射线光变曲线, 取自 Gliozzi et al.2001<sup>[21]</sup>。

图 4.9 是 Manners et al.(2002)<sup>[27]</sup>的结果。纵坐标为光变幅  $\sigma$ , 横坐标为软 X 射线(0.1 – 2.4 keV)光度。如果去掉几个  $z > 2$  的高光度( $L_X > 10^{46}$  erg  $s^{-1}$ )类星体, 从图 4.9 可见, 光变幅明显地与软 X 射线光度反相关。用一个幂谱可以很好地拟合观测资料:  $\sigma \propto L_X^{-\beta}$ 。对于小红移( $z < 0.1$ )AGN,  $\beta \approx 0.3$ ;Almaini et al.(2002)<sup>[26]</sup>

对 86 个类星体，求得  $\beta \approx 0.8$ ；由 Manners et al.(2002)<sup>[27]</sup>的资料，去掉几个  $z > 2$  的高光度( $L_X > 10^{46}$  erg s<sup>-1</sup>)类星体后，得到  $\beta = 0.27 \pm 0.05$ ，与 Nandra et al.(1997)<sup>[24]</sup>得到的对 AGN 的值很接近。

图 4.9 也表明，在  $z > 2$  时，光变幅与光度的反相关可能不再成立，至少， $\beta$  值会有很大变化。但目前尚无足够的资料说明高红移时光变幅同光度的关系。

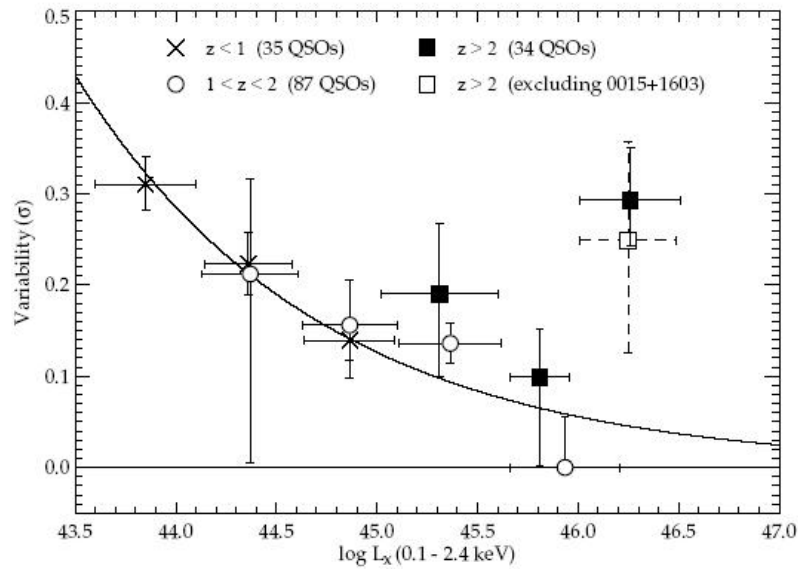


图 4.9 X 射线变幅-光度的关系，取自 Manners et al.(2002)<sup>[27]</sup>。

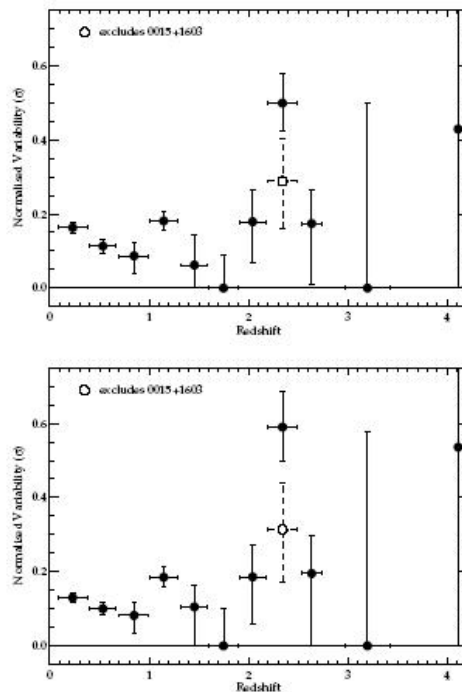


图 4.10 X 射线变幅-红移的关系。取自 Manners et al.(2002)<sup>[27]</sup>。



(3) X 射线的变幅与红移的关系。由于光度可能与红移有关，要讨论 X 射线变幅与红移的关系必须消除光度的影响。图 4.10 是 Manners et al.(2002)<sup>[27]</sup>的结果。上图用了该文得到的  $z < 2$  时 X 射线光变幅与光度的反相关： $\sigma \propto L_X^{-0.27}$ ；而下图用的是 Nandra et al.(1997)<sup>[24]</sup>得到的对 AGN 的结果： $\sigma \propto L_X^{-0.355}$ 。两张图的结果类似：X 射线的变幅随红移的增加而缓慢减小，在  $z \approx 1.7$  时达极小，以后又随红移的增加而增加。这似乎表明， $z > 2$  的高红移类星体有较大的 X 射线光变。由于高红移类星体的 X 射线光变资料甚少，这个结果的可靠性尚须进一步证实。如果这个结果是可靠的，图 4.9 中光变-光度曲线在  $z > 2$  时往上翘的现象定性地可以得到解释。

(4) 谱指数变化。与紫外-光学波段类似，X 射线流量变化时能谱也在变化。虽然用大样本的系统研究不多，但从对一些源的长期监测发现，X 射线流量增加时 X 射线能谱变陡。这也意味着高能 X 射线的变化不如低能 X 射线的变化大。图 4.11 是 Sambruna & Eracleous (2001)<sup>[28]</sup>对射电噪 AGN 3C 390.3 的监测结果。图中纵坐标为光子数的谱指数，横坐标为 2 – 15 keV 的 X 射线流量。可以明显地看出，流量增加时谱指数变大。

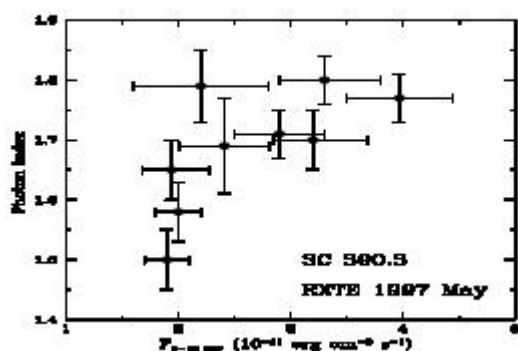


图 4.11 3C 390.3 的 X 射线光变：谱指数与流量的关系。取自 Sambruna & Eracleous(2001)<sup>[28]</sup>。

Guainazzi et al.(2000)<sup>[29]</sup>对 PG 类星体的硬 X 射线(2 – 20 keV)变化进行了监测，结果发现，变幅随 X 射线能量的增加而减小，与上述 X 射线能谱变化规律定性地一致。

(5) Fe 发射线变化。Fe 发射线的强度常有快速变化。早期的研究认为，Fe 发射线强度的变化应跟踪 X 射线连续谱的变化<sup>[30]</sup>。图 4.12 是 Seyfert 1 星系 NGC 6814 的观测结果<sup>[31]</sup>。Fe 发射线光变曲线与 X 射线连续辐射光变曲线很类似，而且没有时间延迟。但近年来的大量监测<sup>[32-38]</sup>表明，Fe 发射线强度的变化不如连续辐射的变化猛烈，而且，两者不相关。

Fe 发射线强度变化时轮廓也有变化。由于信噪比的关系，测量轮廓很困难，

因此，只在一些很强的 X 射线源中(例如, Seyfert 星系 NGC 7314<sup>[39]</sup>, NGC 4151<sup>[40]</sup>, MCG 60-0-15<sup>[32,33]</sup>, NGC 3516<sup>[41]</sup>等)观测到 Fe 发射线轮廓的变化。有趣的是, Wang et al.(2001)<sup>[42]</sup>观测到 NGC 4151 在  $10^4$  秒时标内 Fe 线从单峰变成双峰, 又从双峰变回单峰。

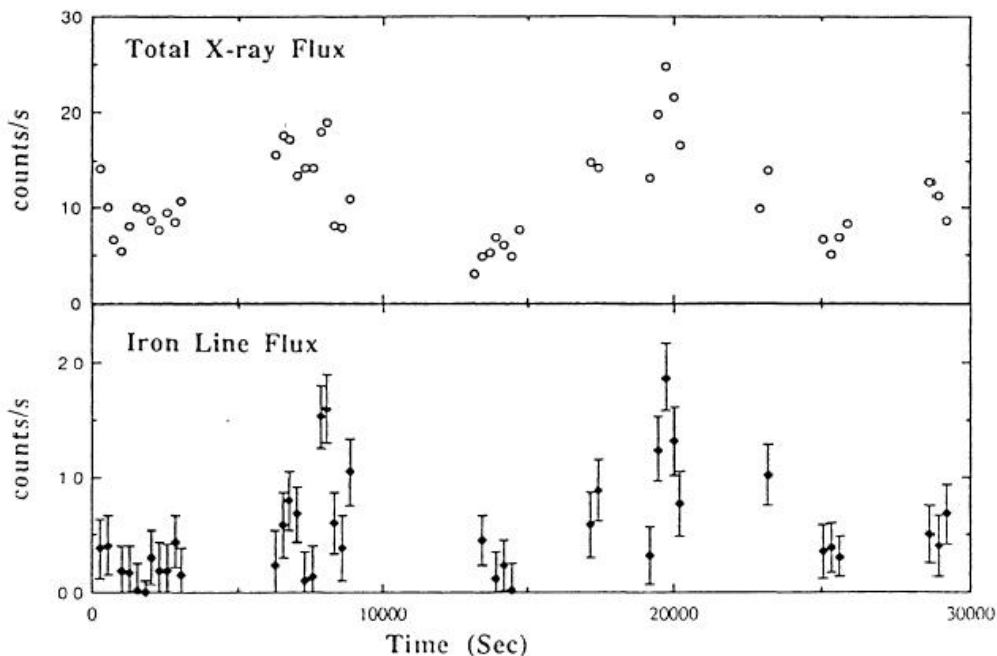


图 4.12 NGC 6814 的 X 射线连续辐射光变(上)和 Fe 线光变(下), 取自 Kunieda et al. (1990)<sup>[31]</sup>.

### § 4.1.3 X 射线喷流

类星体与活动星系核的 X 射线的快速光变说明 X 射线辐射区很小。观测表明, 这些天体的 X 射线辐射空间上分解不开, 它们是点源。但是, 近年来发现, 有些有射电喷流的射电噪类星体(AGN)具有 X 射线喷流<sup>[43]</sup>。Chandra X 射线天文台投入使用以后开展了对 X 射线喷流的系统的搜寻和仔细的研究。

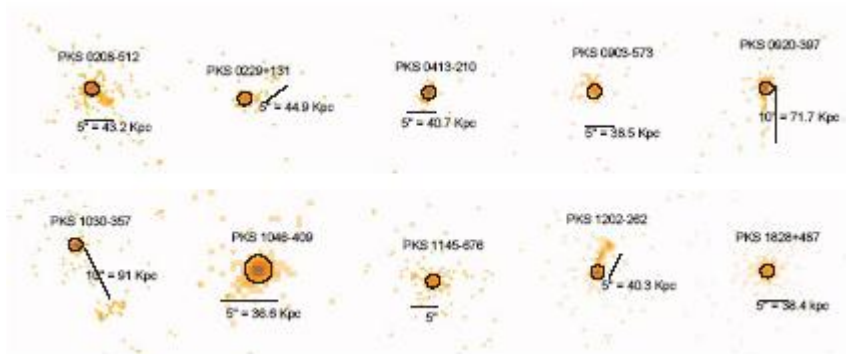


图 4.13 Chandra 探测到的 X 射线喷流和延发射区, 取自 Schwartz et al. (2003)<sup>[44, 45]</sup>。每个星场的大小为  $31'' \times 29''$ , 小圆的半径为  $1''$ 。

Schwartz et al.(2003)<sup>[44,45]</sup>利用 Chandra 对有射电喷流的射电噪类星体(AGN)完备样本进行了巡天,发现了一批 X 射线喷流。图 4.13 给出一些例子。从这个样本及其它一些类星体的 X 射线喷流<sup>[46-48]</sup>的分析表明, X 射线喷流具有各种各样的形态:从核心出发的直线喷流;不投影到核的直线喷流和弯曲喷流;核和喷流之间有空隙的喷流;从核心出发,消失,然后又出现的喷流; X 射线与射电辐射的强度比为常数的喷流;从核心往外 X 射线减弱但射电增强的喷流;射电喷流弯曲时 X 射线消失的喷流;等等。总之, X 射线喷流的结构很复杂,与射电喷流不完全一致。X 射线喷流的长度一般在几十 kpc 到 Mpc。

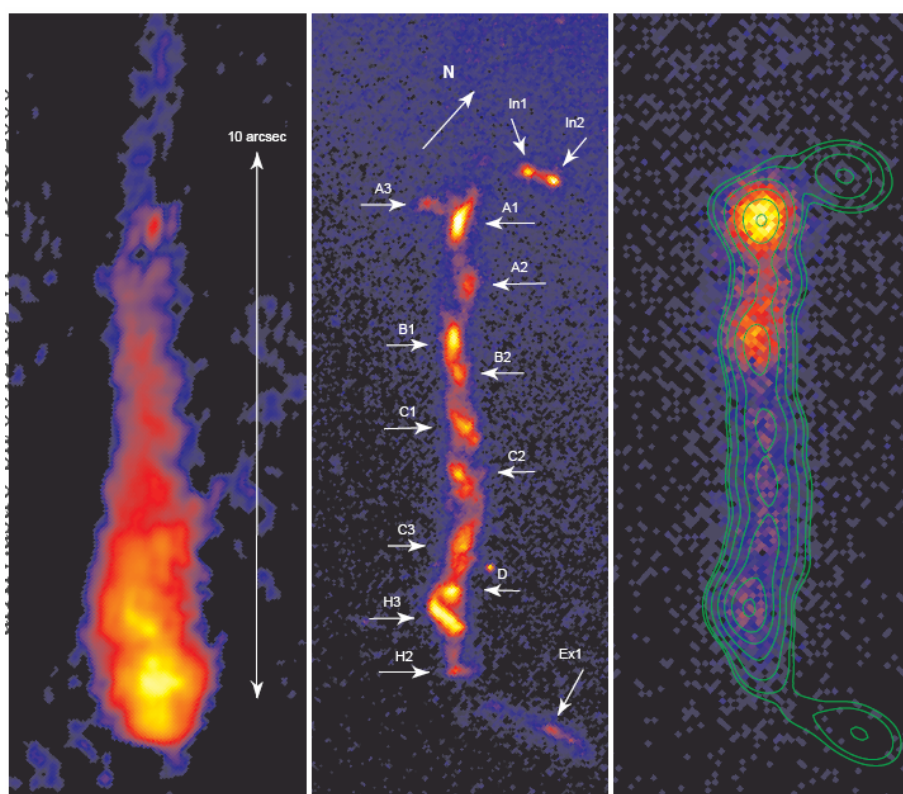


图 4.14 3C 273 的 X(右)、光学(中)、射电喷流(左),取自 Marshall et al.(2001)<sup>[47]</sup>。X 和光学喷流很相似,都有许多结。

3C 273 的喷流十分有趣。它既有射电辐射,又有光学辐射,还有 X 射线。图 4.13 是 3C 273 喷流在三个波段的像:左图为射电喷流,中间为哈勃空间望远镜得到的光学喷流,右图为 Chandra 得到的 X 射线喷流<sup>[47]</sup>。X 射线喷流和光学喷流像大体一致,都有许多“结”(knot)。结 A1 的 X 射线谱可用幂谱很好地描述,谱指数  $\alpha_x = 0.60 \pm 0.05$ ;而从射电(1.647 GHz)到 X 射线(5 keV)的谱也可用幂谱很好地描述,谱指数略大,  $\alpha_{RX} = 0.76 \pm 0.02$ 。但是,其它的结的光谱能量分布与 A1 的不一样。Siemiginowska et al.(2002)<sup>[49]</sup>研究了另一个射电噪类星体 PKS 1127-145 的 X 射线喷流,得到了类似结果。这意味着 X 射线喷流的不同部位可能有不同的 X 射线辐射机制。

#### § 4.1.4 软 X 射线弱类星体

观测表明，少数类星体的软 X 射线很弱。前面已经提到，大部分射电宁静类星体的  $\alpha_{ox}$  在 1.4-1.6 之间，而射电噪类星体的  $\alpha_{ox}$  还要小。但这些软 X 射线弱的类星体的  $\alpha_{ox} \geq 1.8$ ，表明其软 X 射线非常弱，比 X 射线类星体弱 10-30 倍。在通常的 X 射线观测中他们都不是主要观测目标。图 4.15 给出三个软 X 射线弱类星体的 SED。图中的虚线为通常的射电宁静类星体的平均的 SED。我们看到，这三个类星体的软 X 射线远低于正常值。

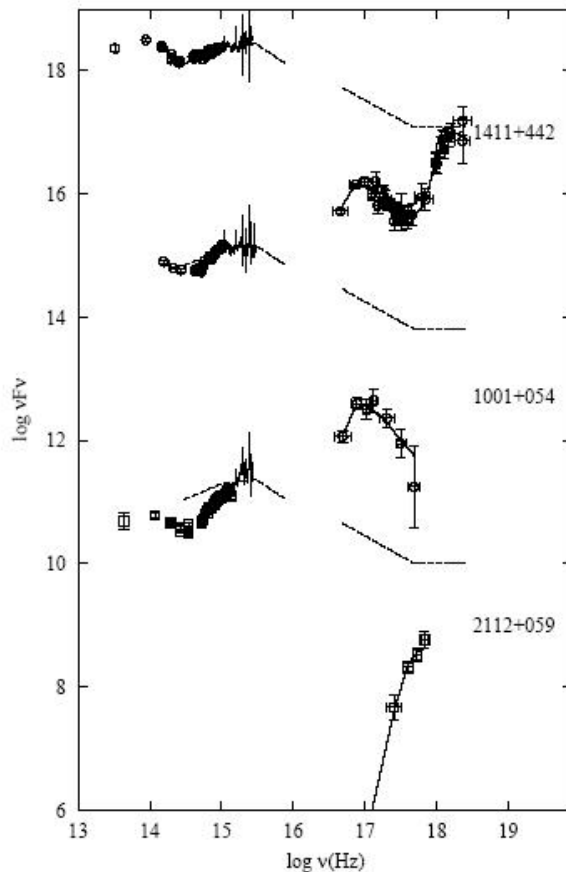


图 4.15 三个软 X 射线弱类星体的 SED，取自 Wang et al. (2000)<sup>[89]</sup>。

1. 软 X 射线弱类星体是什么样的类星体？ROSAT 巡天及其它一些观测<sup>[50-54]</sup>发现，所谓宽吸收线类星体(BAL QSO, 详见 § 10.6)是软 X 射线弱的类星体。BAL QSO 除了有很宽的吸收线外，其它的性质与一般的类星体没有明显差别。还有别的类星体是软 X 射线弱吗？Risaliti et al.(2001)<sup>[55]</sup>观测了两个发射线选类星体样本，发现除了 BAL QSO 外，有些颜色偏红但发射线光谱仍属正常的类星体也是软 X 射线弱的。软 X 射线弱类星体是否构成类星体的一个特别的子类？目前尚无确切的证据。

2. 为什么有些类星体的软 X 射线很弱？一种可能性是软 X 射线弱是内禀的，



超过在红外-光学波段的功率。因此，在整个电磁波中， $\gamma$ 射线是不可忽视的重要波段。

$\gamma$ 射线波段的能谱可用一简单的幂谱描述，平均的光子谱指数 $\langle \Gamma_\gamma \rangle \approx 2.2$ 。平谱射电噪类星体的谱比蝎虎天体的谱略陡，但差别不大。图 4.16 是 Pohl et al.(1997)<sup>[59]</sup>得到的 33 个平谱射电噪类星体(FSRQ)和 11 个蝎虎天体在 30 MeV 到 10 GeV 波段的 $\gamma$ 射线谱。

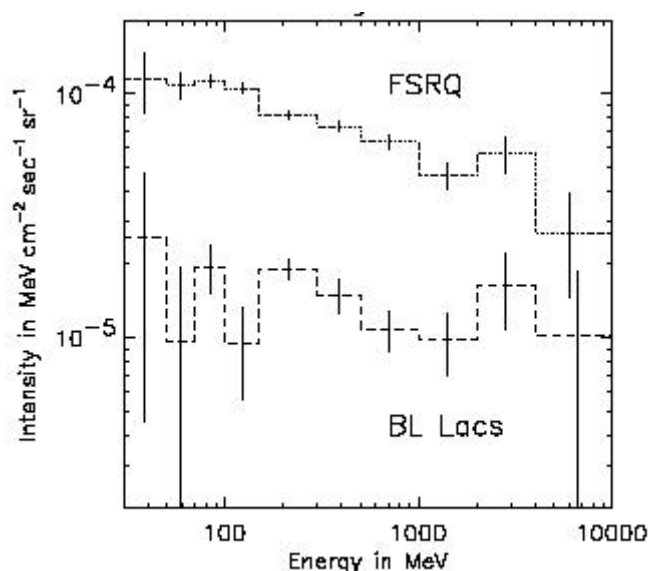


图 4.17 平谱射电类星体(FSRQ)和 BL Lac 天体的 $\gamma$ 射线谱。取自 Pohl et al.(1997)<sup>[59]</sup>。纵坐标为强度(单位： $\text{MeV cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1}$ )，横坐标为能量(单位： $\text{MeV}$ )。

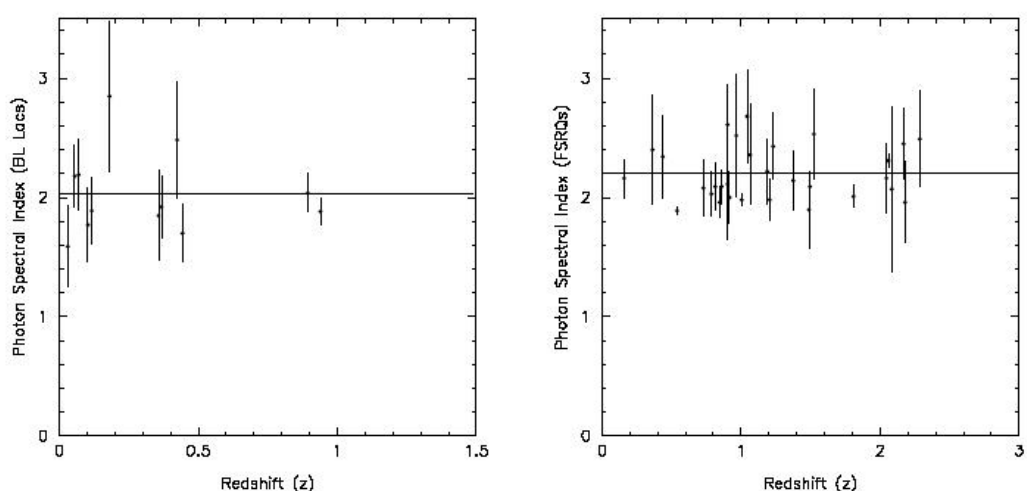


图 4.18 光子谱指数 $\Gamma_\gamma$ 与红移的关系。(左) BL Lac 天体；(右) 平谱射电类星体。取自 Mukherjee et al.(1997)<sup>[57]</sup>。

$\gamma$  射线波段的谱指数与红移有没有关系？图 4.18 给出平谱射电类星体(右)和 BL Lac 天体(左)的  $\Gamma_\gamma$  与红移的关系(见 Mukherjee et al.(1997)<sup>[57]</sup>)。由图可见，无论平谱射电类星体还是 BL Lac 天体， $\gamma$  射线波段的谱指数与红移没有明显关系。两者之间也无明显差别。

## 2. 光变。

观测表明， $\gamma$  射线流量常有变化。Mukherjee et al.(1997)<sup>[57]</sup>分析了 51 个 blazar 的  $\gamma$  射线资料,发现其中 35 个的流量有变化，变源的比例很高。特别是，FSRQ 中 76%是变源，变源比例高于 BL Lac 天体。

$\gamma$  射线流量变化可能与  $\gamma$  射线流量本身有关。图 4.19 给出 Mukherjee et al.(1997)<sup>[57]</sup>对 51 个 blazar 的  $\gamma$  射线流量变化的研究结果。纵坐标为光变指数  $V$ ， $V > 1$  时肯定有光变,  $V < 0.5$  时没有光变,  $0.5 < V < 1$  时不确定；横坐标为流量的加权平均。从图可见，绝大多数 blazar 的  $\gamma$  射线流量有变化，而且，流量越大，光变指数也越大。

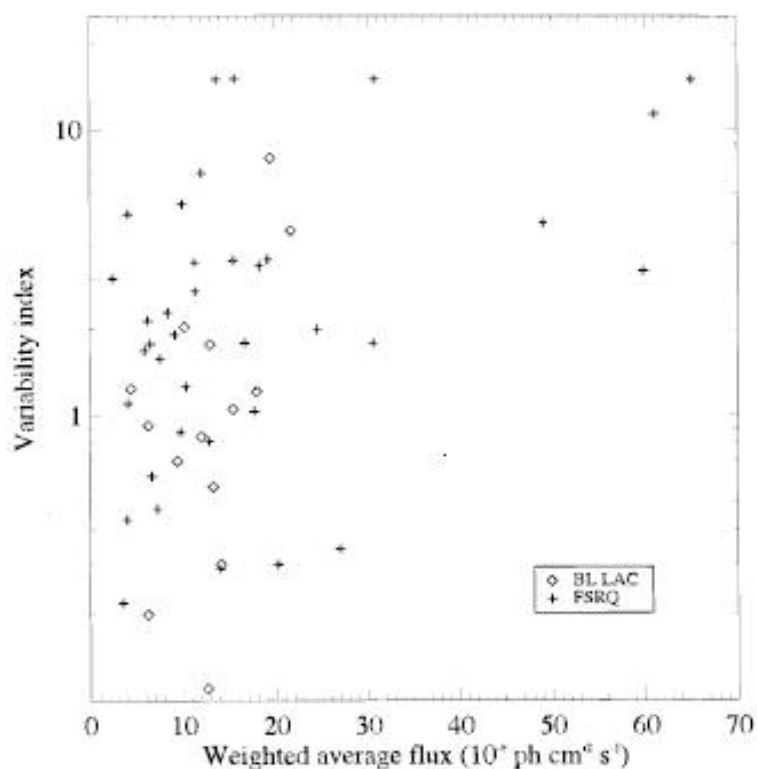


图 4.19  $\gamma$  射线光变指数与流量。取自 Mukherjee et al.(1997)<sup>[57]</sup>。

$\gamma$  射线流量变化有周期性吗？从目前尚不丰富的观测资料来看，未探测到周期性。 $\gamma$  射线流量变化的时标是多少？PKS 1406-076 是一个有  $\gamma$  射线的平谱射电类星体，图 4.20 是其 100 MeV 以上的  $\gamma$  射线光变曲线。从图可见， $\gamma$  射线流量变化既有长时标的，也有短到日的。

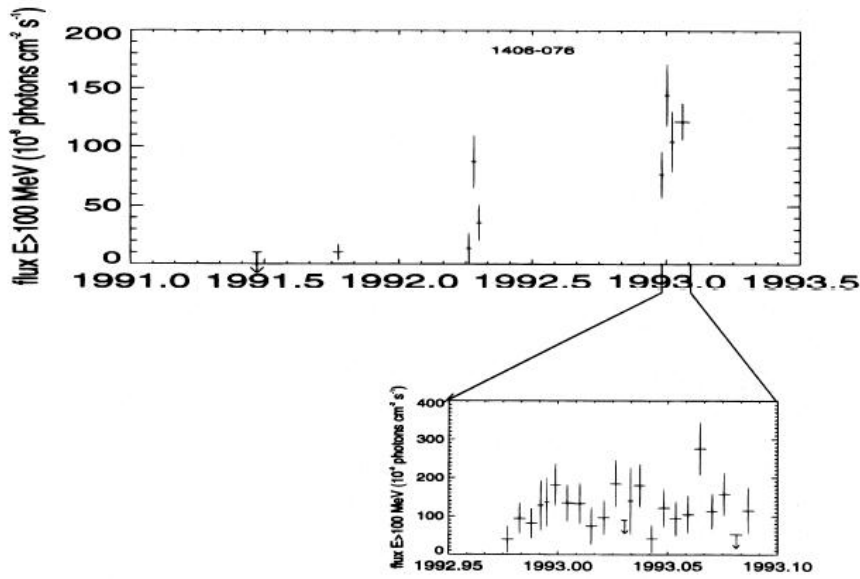


图 4.20 PKS 1406-076 的  $\gamma$  射线流量变化。取自 Sreekumar et al.(1996)<sup>[60]</sup>。

$\gamma$  射线流量变化时其能谱也有变化。图 4.21 是平谱射电类星体 1222+216(左)和 1633+382(右)的  $\gamma$  射线流量变化图。图中的两条直线代表两个不同观测时段的  $\gamma$  射线谱。从图可见， $\gamma$  射线流量变大时能谱变硬(平)。

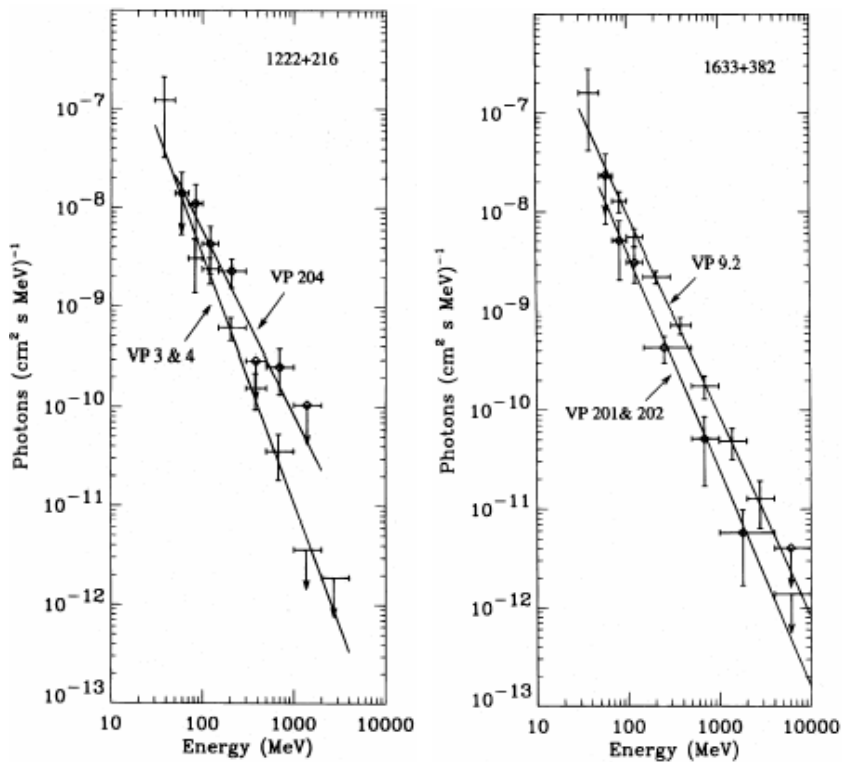


图 4.21  $\gamma$  射线流量变大时能谱变硬。取自 Sreekumar et al.(1996)<sup>[60]</sup>。两条直线代表两个不同观测时段(VP+数字)。



### § 4.3 高能辐射机制

从前两节的介绍可以看到,类星体和活动星系核的 X 射线和  $\gamma$  射线辐射非常复杂,这意味着可能有多种辐射机制起作用。除了黑体辐射外,韧致辐射、逆康普顿辐射、正负电子对湮灭、同步辐射等都可能重要。本节简单介绍这些产生高能 X 射线和  $\gamma$  射线的机制。详细的介绍可参考有关书籍,如《天体物理中的辐射机制》(第二版),尤俊汉著,科学出版社(1998);“Radiative Processes in Astrophysics”, eds. Rubicki, G. & Lightman, A. P., New York: John Wiley and Sons, (1979);等。

#### § 4.3.1 黑体辐射

黑体辐射仍是首选的辐射机制:

$$I(\nu) = \frac{2h}{c^2} \nu^3 (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}, \quad (4.2)$$

换成能量  $E=h\nu$ , 则

$$I(E) = \frac{2}{h^2 c^2} E^3 (e^{E/kT} - 1)^{-1}. \quad (4.3)$$

黑体辐射要起作用,即便是对软 X 射线,辐射体的温度须在  $10^6\text{K}$  以上。虽然类星体和活动星系核有发出热辐射的吸积盘,但其温度一般只有  $10^4\text{K}$ , 不足以提供足够的 X 射线辐射。因此,必须寻求其它的高温辐射源。

#### § 4.3.2 韧致辐射

带电质点之间的碰撞产生的辐射称为韧致辐射。通常情况下只须考虑电子-质子(离子)碰撞产生的辐射;电子-电子之间碰撞产生的辐射很弱,无须考虑。但如果是相对论性电子,电子-电子之间碰撞会产生较强的辐射,也应考虑;当然,在这种情况下,电子-质子(离子)碰撞仍是最重要的,其韧致辐射的表达式也有所不同。

##### 1. 电子-质子(离子)碰撞的韧致辐射

由经典电动力学或量子理论可以求出以速度  $v$  运动的电子与离子碰撞时产生的韧致辐射。假定了电子按速度的分布后就可求出电子集的韧致辐射。一般只讨论速度分布为 Maxwell 分布的热电子产生的韧致辐射,即热韧致辐射。

假定温度为  $T$  的高温等离子体中,电子的数密度为  $n_e$ , 核电荷为  $Z$  的离子的数密度为  $n_Z$ , 则电子-离子碰撞产生的光子能量为  $E$  的热韧致辐射的谱功率(发射系数)为,

$$P(E,T) = n_e n_Z \Lambda_E^{eZ}, \quad (4.4)$$

$\Lambda_E^{eZ}$  可表为,

$$\Lambda_E^{eZ} = 2\sqrt{\frac{2}{3\pi}} \alpha_f \sigma_T cZ^2 \Theta^{-1/2} g(\Theta, \varepsilon) e^{-\varepsilon}, \quad (4.5)$$

其中,  $\alpha_f$  为精细结构常数,  $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  为经典的 Thomson 散射截面,  $\Theta = kT/(m_e c^2)$ ,  $m_e$  为电子静止质量,  $\varepsilon = E/kT$ ,  $g(\Theta, \varepsilon)$  为 Gaunt 因子。

Gaunt 因子的表达式很复杂, 通常只给出近似式。当  $10^{-3} < \Theta \ll 1$  时, 有如下近似:

$$g(\Theta, \varepsilon) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \begin{cases} \ln[(2/\gamma_E)^{5/2} \Theta^{3/2} (Z\alpha_f)^{-1} (m_e c^2 / \varepsilon)], \varepsilon \ll Z\alpha_f^2 / (2\Theta) \\ \ln[4/(\gamma_E \varepsilon)], \varepsilon \gg Z\alpha_f^2 / (2\Theta) \end{cases}, \quad (4.6)$$

这里,  $\gamma_E = 0.5772$  为 Euler 常数。分析(4.6)式后发现,  $g(\Theta, \varepsilon)$  的值在很宽的范围内 $\sim 1$ 。

如果等离子体的温度很高,  $\Theta \geq 1$ , 电子的运动接近相对论性, Gaunt 因子的表达式将改为:

$$g(\Theta, \varepsilon) \approx \left(\frac{3}{2\pi^3}\right)^{1/2} \Theta^{1/2} e^{-1/\Theta} \frac{\ln[4\eta_E(1+C_1\Theta)/\varepsilon]}{K_2(1/\Theta)} \times (1+2\Theta+2\Theta^2), \quad (4.7)$$

其中,  $\eta_E = \exp(-\gamma_E) \approx 0.56$ ,  $C_1 = \eta_E \exp(5/2)/2 \approx 3.42$ ,  $K_2(x)$  为二阶修正的 Bessel 函数, 其近似式为

$$K_2(1/x) \approx \begin{cases} \sqrt{\pi/2} x^{1/2} e^{-1/2}, x \ll 1 \\ 2x^2, x \gg 1 \end{cases}, \quad (4.8)$$

相对于非相对论性运动, Gaunt 因子有很大变化。

从(4.5)式可以看到, 热韧致辐射的谱是指数谱。对低频部分,  $E \ll kT$ ,  $\exp(E/kT) \sim 1$ , 谱几乎是平的; 对高频部分, 辐射功率随能量指数衰减。因此, 只有很高温度的等离子体的热韧致辐射才可望在 高能辐射(如 X 射线)波段达到较大的强度。热韧致辐射是高温等离子体冷却的有效机制。

(4.4)对能量积分, 即可得到热韧致辐射的总功率或总发射系数,

$$P(T) = n_e n_Z \Lambda^{eZ}, \quad (4.9)$$

由于 Gaunt 因子中含有  $E$ , 准确地完成积分很困难。常用的方法是引入某个平均的 Gaunt 因子  $\bar{g}(T)$  以代替  $g(\Theta, \varepsilon)$ 。当然, 也可用近似式。例如, Svensson(1982)<sup>[61]</sup> 给出一个很好的拟合公式:

$$\Lambda^{eZ} \approx \alpha_f \sigma_T m_e c^3 Z^2 \begin{cases} \left(\frac{32}{\pi^3}\right)^{1/2} \Theta^{1/2} (1+1.78\Theta^{1.34}), \alpha_f^2 \ll \Theta \leq 1 \\ \frac{9}{2\pi} \Theta [\ln(2\eta\Theta + 0.42) + 3/2], \Theta \geq 1 \end{cases}, \quad (4.10)$$

从(4.10)可以看到, 温度较低时电子-离子碰撞的热韧致辐射总功率随温度的增加

快于  $\Theta^{1/2}$ ；但在  $\Theta \gg 1$  的相对论情形，辐射总功率随温度的增加快于  $\Theta$ 。

## 2. $e^- - e^-$ , $e^+ - e^+$ , $e^- - e^+$ 碰撞的韧致辐射

$e^- - e^-$  碰撞和  $e^+ - e^+$  碰撞的结果完全一样。在非相对论情形，韧致辐射很弱，可忽略不计。在相对论情形， $e^- - e^-$  和  $e^+ - e^+$  碰撞的韧致辐射很重要，Svensson(1982)<sup>[61]</sup>给出其谱功率为：

$$\Lambda_E^{ee} \approx \frac{2}{\pi} \alpha_f \sigma_T c e^{-\varepsilon} \ln(4\eta_E \frac{C_2 + C_3 \Theta^2}{\varepsilon}) \frac{(3/5)\sqrt{2}\Theta + 2\Theta^2}{\exp(1/\Theta)K_2(1/\Theta)}, \quad (4.11)$$

其中， $C_2 \approx 11.2$ ,  $C_3 \approx 10.4$ 。

$e^- - e^-$  和  $e^+ - e^+$  碰撞的韧致辐射的总功率为：

$$\Lambda^{ee} = \frac{3}{2\pi} \alpha_f \sigma_T m_e c^3 \Theta \times \begin{cases} 5(44 - 3\pi)/(9\pi^{1/2})\Theta^{1/2}(1 + 1.1\Theta + \Theta^2 - 1.25\Theta^{5/2}), \alpha_f^2 \ll \Theta < 1 \\ 6[\ln(2\eta\Theta) + 5/4], \Theta \geq 1 \end{cases}, \quad (4.12)$$

比较(4.12)和(4.10)，可以看到， $\Theta \gg 1$  时， $e^- - e^-$  和  $e^+ - e^+$  碰撞的韧致辐射总功率为电子-质子碰撞的韧致辐射总功率的两倍。

### § 4.3.3 逆康普顿(Inverse Compton)散射

#### 1. 康普顿散射

非相对论性电子对光子的散射称为康普顿散射。康普顿散射由克莱因-仁科(Klein-Nishina)公式描述。散射光子频率  $\nu$  和入射光子频率  $\nu_i$  之间的关系为：

$$\nu = \frac{\nu_i}{1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2}(1 - \cos \vartheta)}, \quad (4.13)$$

式中， $\vartheta$  为散射角，即散射光子和入射光子间的夹角。(4.13)表明，除  $\vartheta=0$  外，总有  $\nu < \nu_i$ ，即散射光子的频率(能量)总小于入射光子的频率(能量)。因此，康普顿散射过程中，入射光子损失能量，电子获得能量。

康普顿散射的微分截面为，

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{\nu}{\nu_i}\right)^2 \left(\frac{\nu_i}{\nu} + \frac{\nu}{\nu_i} - \sin^2 \vartheta\right), \quad (4.14)$$

式中， $r_0$  为电子经典半径。上式对立体角积分，即得康普顿散射的总截面为：

$$\sigma_{KN} = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\Gamma}{\Gamma^3} \left[ \frac{2\Gamma(1+\Gamma)}{1+2\Gamma} - \ln(1+2\Gamma) \right] + \frac{1}{2\Gamma} \ln(1+2\Gamma) - \frac{1+3\Gamma}{(1+2\Gamma)^2} \right\}, \quad (4.15)$$

式中， $\Gamma$  为入射光子能与电子静止能之比， $\Gamma = h\nu_i/(m_e c^2)$ 。

如果  $h\nu_i \ll m_e c^2$ ，(4.13)，(4.14)和(4.15)就回到了经典的 Thomson 散射：

$$\nu = \nu_i,$$

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \vartheta)$$

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.625 \times 10^{-25} \text{ cm}^2.$$

## 2. 逆康普顿散射

相对论性电子对光子的散射称为逆康普顿散射。在相对于电子为静止的参考系中，上述康普顿散射的公式成立。通过洛伦兹变换由电子静止参考系回到实验室参考系，就可得到逆康普顿散射的有关公式。

散射光子频率  $\nu$  和入射光子频率  $\nu_i$  之间的关系为：

$$\nu = \frac{\gamma^2 \nu_i (1 - \beta \cos \psi_i)(1 + \beta \cos \psi')}{1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2} (1 - \beta \cos \psi_i)(1 - \cos \theta')} \quad (4.16)$$

式中， $\beta = v/c$ ， $\gamma$  为洛伦兹因子， $\psi_i$  为实验室参考系中入射光子与电子运动方向间的夹角， $\psi'$  为电子静止参考系中散射光子与电子运动方向间的夹角， $\theta'$  为电子静止参考系中入射光子与散射光子方向间的夹角。

对(4.16)式的分析表明，一般情况下都有  $\nu > \nu_i$ ，也就是说，光子获得能量，电子损失能量。在极端情形，如果  $\gamma h\nu_i \ll m_e c^2$ ，

$$\nu \approx \gamma^2 \nu_i (1 - \beta \cos \psi_i)(1 - \cos \theta') \quad (4.17)$$

对角度平均后得  $\langle \nu / \nu_i \rangle = (4/3) \gamma^2$ ，光子能量放大了  $(4/3) \gamma^2$  倍；反之，如果  $\gamma h\nu_i \gg m_e c^2$ ，则  $\langle h\nu \rangle \approx \gamma m_e c^2$ ，散射光子的能量与电子的能量相当，电子几乎把全部能量交给了光子。

微分截面为，

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{16} \sigma_T (1 + \cos^2 \theta') \left[ 1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta') \right]^{-2} \times \left\{ 1 + \frac{\left( \frac{h\nu_i}{m_e c^2} \right)^2 (1 - \cos \theta')^2}{(1 + \cos^2 \theta') \left[ 1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta') \right]} \right\} \quad (4.18)$$

从电子静止参考系和实验室参考系之间角度的变换可推知，逆康普顿散射具有明显的方向性，散射光子集中在沿电子运动方向射出。

积分(4.18)式可得总截面，从而得到电子的总散射功率。公式很复杂。在  $\gamma h\nu_i \ll m_e c^2$  时，若辐射场各向同性，相对论性电子的逆康普顿散射的总散射功率近似为：

$$P_{\text{comp}} \approx 2.6 \times 10^{-14} U_{\text{ph}} \gamma^2 \quad (4.19)$$

这里， $U_{\text{ph}}$  为辐射场能量密度。

### 3. 电子集的逆康普顿散射

实际的辐射源总是包含大量电子，我们需要知道电子集的逆康普顿散射情况。由于光子可以被多次散射，求电子集的逆康普顿散射变得很复杂。通常讨论两种极限情况下电子集的逆康普顿散射。

#### (1) 光学薄源。

这种情况相对来说比较简单。一般只须把每个电子产生的逆康普顿散射直接相加，就可得到出射的辐射。

先讨论非相对论情形。假定电子是热电子，服从马克士威分布。此时，热电子平均来说造成光子能量的增幅为，

$$A \equiv \left\langle \frac{\nu}{\nu_i} \right\rangle = 1 + 4\Theta \frac{K_3(1/\Theta)}{K_2(1/\Theta)} - \left[ 3\Theta + \frac{K_1(1/\Theta)}{K_2(1/\Theta)} \right] \frac{h\nu_i}{m_e c^2}, \quad (4.20)$$

$K_n(x)$  为  $n$  阶修正的 Bessel 函数。在  $\Theta \ll 1$  时，上式简化为

$$A = 1 + 4\Theta - \frac{h\nu_i}{m_e c^2}. \quad (4.21)$$

可见，当光子能量等于  $4\Theta m_e c^2$  时， $A=1$ ，即电子和光子之间没有能量交换，光子保持原有的能量不变。相反，如果光子谱有固定的形状，电子仅通过康普顿散射同光子交换能量，电子的温度就会朝  $A=1$  的状态(即康普顿平衡态)演化。康普顿平衡态时对应的温度称为康普顿温度，常记为  $T_C$ 。

我们当然更关心相对论情形。前面已经谈到，如果  $\gamma h\nu_i \ll m_e c^2$ ，经相对论性电子散射后，光子能量放大了  $(4/3)\gamma^2$  倍。因此，相对论性电子集的散射平均使光子能量放大的倍数为

$$A = \int d\gamma (dn_e / d\gamma) (4/3)\gamma^2 / \int d\gamma (dn_e / d\gamma), \quad (4.22)$$

知道了辐射场，就可算出散射光子获得的总能量，或逆康普顿散射的发射系数。

要得到散射光子的谱可以从逆康普顿散射的谱功率出发。单位体积内所有电子产生逆康普顿散射的总的谱功率（即谱发射系数） $j(\nu)$  为，

$$j(\nu) = \int P(\nu) n_e(\gamma) d\gamma, \quad (4.23)$$

其中， $P(\nu)$  为一个相对论性电子的逆康普顿散射的谱功率， $n_e(\gamma)$  为电子按  $\gamma$  的分布。我们看到，逆康普顿散射的谱发射系数既取决于电子能谱，又与辐射场的谱有关。

通常假定电子具有幂律能谱：

$$n_e(\gamma) = n_e \gamma^{-n}, \quad (\gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max}) \quad (4.24)$$

且辐射场各向同性。

对于各向同性的辐射场，

$$P(\nu) = 8\pi r_0^2 \text{ch} \int f(\nu/4\gamma^2\nu_i) n_{ph}(\nu_i) d\nu_i, \quad (4.25)$$

其中,

$$f(x) = \begin{cases} x + 2x^2 \ln x + x^2 - 2x^3, & 0 < x < 1; \\ 0, & x > 1. \end{cases} \quad (4.26)$$

而  $n_{ph}(\nu_i)$  为辐射场光子的数密度。

将(4.24)和(4.25)代入(4.23)后即可求得谱发射系数。由于  $x > 1$  时  $f(x) = 0$ , (4.23)式积分的下限应取为  $\gamma_{\min}$  和  $\frac{1}{2}(\frac{\nu}{\nu_i})^{1/2}$  中较大的一个。但对  $\nu \gg \nu_i$  的高频散

射, 总有  $\frac{1}{2}(\frac{\nu}{\nu_i})^{1/2} \gg \gamma_{\min}$ , 因此, 积分下限取为  $\frac{1}{2}(\frac{\nu}{\nu_i})^{1/2}$ 。

对  $\nu \gg \nu_i$  的高频散射, 从(4.23)可推得,

$$j(\nu) = \pi r_0^2 \text{ch} n_e 2^{n+3} \frac{n^2 + 4n + 11}{(n+3)^2(n+1)(n+5)} \nu^{-\frac{n-1}{2}} \times \int \nu_i^{\frac{n-1}{2}} n_{ph}(\nu_i) d\nu_i, \quad (4.27)$$

由(4.27)可见, 散射辐射也具有幂律谱形式, 其谱指数为  $(n-1)/2$ 。

如果辐射场是温度为  $T$  的黑体谱, 完成(4.27)中的积分, 最后得到

$$j(\nu) = 4.2 \times 10^{-40} n_e b(n) \Gamma^3 \left( \frac{2.1 \times 10^{10} T}{\nu} \right)^{\frac{n-1}{2}} (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}), \quad (4.28)$$

其中,

$$b(n) = \frac{2^{n+3} (n^2 + 4n + 11) \Gamma(\frac{n+5}{2}) \zeta(\frac{n+5}{2})}{(n+3)^2 (n+1)(n+5)},$$

$\zeta(x)$  是黎曼  $\zeta$  函数。

如果辐射场也为幂率谱,

$$n_{ph}(\nu_i) = n_0 \nu_i^{-p}, \quad (\nu_{\min} < \nu < \nu_{\max}) \quad (4.29)$$

结果将取决于  $\gamma_{\max}/\gamma_{\min}$  和  $\nu_{\max}/\nu_{\min}$  的相对大小。

如果初始光子谱的分布范围小于电子谱的分布范围, 即  $\nu_{\max}/\nu_{\min} < \gamma_{\max}/\gamma_{\min}$ , 散射光谱仍将为幂率谱, 谱指数为  $(n-1)/2$ ; 相反, 如果电子谱的分布范围小于初始光子谱的分布范围, 电子的散射相当于单一能量电子对光子的散射, 散射光谱类似于初始光子谱, 但光子的能量增长了  $\gamma^2$  倍。

对于光学薄源, 虽然多次散射一般来说无须考虑, 但在某些光谱区间, 多次散射仍可能是重要的。例如, 在能量为  $kT$  的热电子的单个散射或能量为  $\gamma_{\max}$  的

非热电子的单次散射的最高频率以上的高频波段，如果没有其它的辐射源，多次散射就是最主要的辐射。整个逆康普顿散射的谱像是一个一个的“峰”，分别对应于一次散射、二次散射、三次散射等等。

(2) 光学厚源。

对于光学厚源，散射光子在走出该源之前会被多次散射。因此，要得到总的出射辐射，必须考虑康普顿散射引起的辐射转移。

(a)非相对论热电子。

热等离子体中电子-光子间的非弹性散射引起的辐射转移也称为康普顿化(Comptonization)过程。对于光学厚的热等离子体，光子数密度的演化由通常的扩散方程描述：

$$\frac{\partial n_{ph}}{\partial t} = \nabla \cdot \left( \frac{3c}{n_e \sigma_T} \nabla n_{ph} \right). \quad (4.30)$$

但是，要直接解这个方程却十分困难。在讨论康普顿化过程时最常用的是Kompaneets 发展的一种较简便的扩散近似方法。其基本想法是把辐射场和等离子体看成光子气和电子气的混合气体，电子-光子间的散射造成的辐射场频率分布的变化则看成是光子气在“频率空间”中的扩散过程。光子-电子的混合气体达到热平衡后，扩散停止，辐射场的频率不再改变。代替(4.30)的是 Kompaneets 扩散方程。忽略辐射场在空间上的不均匀，Kompaneets 扩散方程为：

$$\frac{1}{n_e \sigma_T c} \frac{\partial N}{\partial t} = \Theta \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ \varepsilon^4 \left( \frac{\partial N}{\partial \varepsilon} + N + N^2 \right) \right] + q(\varepsilon), \quad (4.31)$$

其中，N 为相空间中的光子数密度，q(ε)为源项。

康普顿化的重要性反映在所谓 y 参数：

$$y = 4\Theta \max(\tau_T, \tau_T^2), \quad (4.32)$$

式中，τ<sub>T</sub> 为康普顿散射的光深。y >> 1 意味着能量大量地从电子转移到光子，y << 1 则意味着能量的转移很少。

假定热等离子体中注入了低能光子，其能量远小于 kT。在这种情况下，可以求得比注入光子能量更高的高频波段里的康普顿化光子谱的稳定解。N 将近似为，

$$N \propto \begin{cases} \exp(-\varepsilon), & \varepsilon \gg 1 \\ \varepsilon^w, & \varepsilon \ll 1 \end{cases}, \quad (4.33)$$

指数 w 由下述二次代数方程决定：

$$w(w+3) = 4/y, \quad (4.34)$$

其解为，

$$w = \frac{3}{2} [-1 \pm \sqrt{1 + 16/(9y)}]. \quad (4.35)$$

仔细的分析表明： $y \gg 1$  时， $0 \leq w \leq 1/2$ ， $n_{ph}(\nu) \propto \nu^{\chi-1} \exp(-h\nu/\Theta)$ ， $3 \leq \chi \leq 5$ ，光子谱接近于 Bose-Einstein 热平衡谱。 $Y \ll 1$  时， $w \approx -3/2 - 2/y^{1/2}$ ，而  $\chi \approx 3/2 - 2/y^{1/2}$ ，光子谱从注入光子能量直到  $kT$  为幂率谱，再往高能时则指数截断。对于中等大小的  $y$ ，光子谱近似为，

$$n_{ph}(\nu) \propto \left[ \left( \frac{h\nu}{\Theta} \right)^\chi + \frac{n_w}{n_{pl}} \left( \frac{h\nu}{\Theta} \right)^3 \right] \frac{e^{-h\nu/\Theta}}{h\nu}, \quad (4.36)$$

其中，

$$\frac{n_w}{n_{pl}} \approx \frac{\Gamma(-\chi)}{\Gamma(3-2\chi)} P(\tau_T), \quad (4.37)$$

$$P(\tau_T) = 1 - \frac{3}{8\tau_T} [2\tau_T^2 - 1 + e^{-2\tau_T} (1 + 2\tau_T)], \quad (4.38)$$

$\Gamma$  为通常的  $\Gamma$  函数。

#### (b) 相对论性非热电子

在光学厚源里，相对论性电子产生的逆康普顿散射的辐射转移是非常困难的问题。主要原因是存在多次散射，而每一次散射都使光子获得巨大能量。在这种情况下，Kompaneets 的近似方法已不适用。讨论逆康普顿散射的辐射转移问题时通常用数值方法或 Monte Carlo 模拟。有兴趣的读者可参阅有关的文献，如 Stern et al. (1995)<sup>[62]</sup>，Poutanen & Svenssen (1996)<sup>[63]</sup> 等。

#### § 4.3.4 电子对的湮灭和产生

电子-正电子对的湮灭产生双光子，其逆过程即双光子湮灭产生电子-正电子对，这两个过程在 X 射线和  $\gamma$  射线天文学中起了重要作用。在讨论类星体和 AGN 的 X 射线和  $\gamma$  射线时必须考虑电子对的湮灭和产生。

##### 1. 电子-正电子对的产生

电子-正电子对产生的机制很多，如： $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$ ， $\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm + e^- + e^+$ ， $\gamma + Z \rightarrow Z + e^- + e^+$ ， $e^\pm + e^\pm \rightarrow e^\pm + e^\pm + e^- + e^+$ ， $e^\pm + Z \rightarrow e^\pm + Z + e^- + e^+$  等。但这些对产生过程的截面却相差很大。图 4.22 是双光子湮灭导致对产生的过程和康普顿散射过程的 Feynman 图。两个过程的 Feynman 图类似，相当于旋转了  $\pi/2$  弧度。这两个过程的截面应相差不大。图 4.23(上)是粒子-光子反应的 Feynman 图，类似于康普顿散射过程的 Feynman 图，但多了一个粒子-光子顶点。因此，反应截面应小  $\alpha_f$  倍。图 4.23(下)是粒子-粒子反应的 Feynman 图，又多了一个粒子-光子顶点，其反应截面还要小  $\alpha_f$  倍。因此，双光子对产生过程的截面  $\sim \sigma_T$ ，粒子-光子反应的截面  $\sim \alpha_f \sigma_T$ ，而粒子-粒子反应的截面  $\sim \alpha_f^2 \sigma_T$ 。在通常情况下，只须考虑双光子湮灭导致对产生的过程。



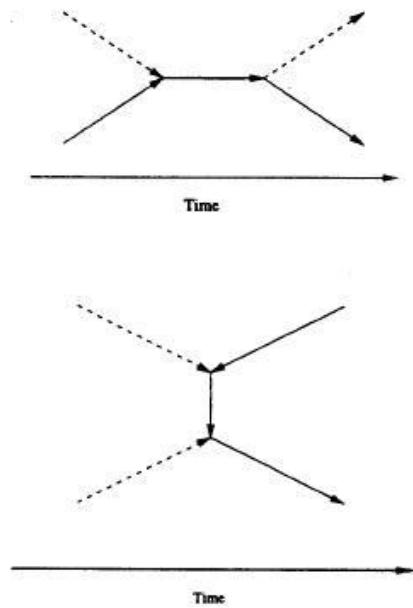


图 4.22 康普顿散射过程(上)和双光子对产生(下)的 Feynman 图。

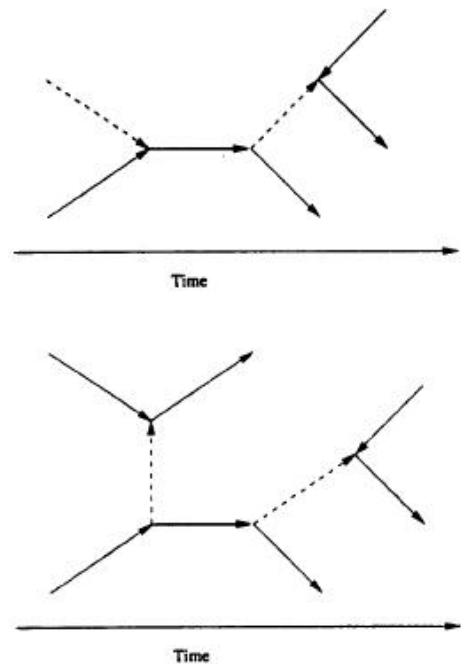


图 4.23 粒子-光子对产生(上)和粒子-粒子对产生(下)的 Feynman 图。

双光子湮灭的截面为，

$$\sigma_{\gamma\gamma}(s) = \frac{3}{8} \frac{\sigma_T}{s} \left[ \left(2 + \frac{2}{s} - \frac{1}{s^2}\right) \cosh^{-1} s^{1/2} - \left(1 + \frac{1}{s}\right) \left(1 - \frac{1}{s}\right)^{1/2} \right], \quad (4.39)$$

其中， $s$  为光子质心系中光子能量的平方除以  $m_e^2$ 。

在两种极限情况下, (4.39)化为:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(s) = \frac{3}{8} \sigma_T \begin{cases} \sqrt{s-1}, s-1 \ll 1 \\ [\ln(4s)-1]/s, s \gg 1 \end{cases} \quad (4.40)$$

我们看到, 双光子对产生的截面的确与康普顿散射截面同量级。

从截面的公式可以推出双光子湮灭的能量阈值条件。在实验室参考系中, 产生双光子湮灭的条件为,

$$h\sqrt{\frac{1}{2}\nu\nu'(1-\cos\theta)} \geq m_e c^2, \quad (4.41)$$

其中,  $\nu$  和  $\nu'$  分别为两个光子的频率,  $\theta$  为两光子在实验室参考系中运动方向的夹角。如果辐射场各向同性, 对方向平均后, 可得阈值条件为,

$$\frac{1}{2} (h\nu)(h\nu') \geq (m_e c^2)^2. \quad (4.42)$$

从截面公式的分析还可知道, 在阈值条件满足时, 高能光子穿过低频辐射场产生双光子湮灭的概率最大, 两个高能光子碰撞发生湮灭的概率反而较小。

电子-光子反应的对产生截面为,

$$\sigma_{e\gamma}(E) = \frac{3}{8\pi} \alpha_f \sigma_T \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi}}{324} \left(\frac{E}{m_e c^2} - 4\right)^2, \frac{E}{m_e c^2} - 4 \ll 1 \\ \frac{28}{9} \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{218}{27}, \frac{E}{m_e c^2} \gg 4 \end{cases}, \quad (4.43)$$

阈值条件为  $E \geq 4m_e c^2$ 。

离子-光子反应的对产生截面为,

$$\sigma_{Z\gamma} = \frac{3}{8\pi} \alpha_f \sigma_T Z^2 \begin{cases} \frac{2\pi}{3} \left(\frac{E}{m_e c^2} - 2\right)^2, \frac{E}{m_e c^2} - 2 \ll 1 \\ \frac{28}{9} \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{218}{27}, \frac{E}{m_e c^2} \gg 2 \end{cases}, \quad (4.44)$$

阈值条件为  $E \geq 2m_e c^2$ 。

## 2. 电子-正电子对的湮灭

电子-正电子对的湮灭过程类似于康普顿散射过程。由于能量守恒和动量守恒, 电子-正电子对湮灭结果一定是产生双光子。电子-正电子对湮灭截面为,

$$\sigma_{ann}(\gamma_{cm}) = \frac{1}{2\beta_{cm}^2} \sigma_{\gamma\gamma}(\gamma_{cm}^2), \quad (4.45)$$

其中,  $\gamma_{cm}$  和  $\beta_{cm}$  分别为电子-正电子质心参考系中电子和正电子的能量和速度。在低速和高速极限情况,

$$\sigma_{ann} = \frac{3}{16} \sigma_T \begin{cases} (1 + \beta_{cm}^2) / \beta_{cm}, \alpha_f \ll \beta_{cm} \ll 1 \\ [2 \ln(2\gamma_{cm}) - 1] / \gamma_{cm}^2, \gamma_{cm} \gg 1 \end{cases} . \quad (4.46)$$

我们看到,在非相对论极限情况下,  $\sigma_{ann} \propto \beta_{cm}^{-1}$ , 由此可知,湮灭率  $R=N_e \sigma_{ann} v$  的系数  $\alpha_{ann}$  将与速度无关:

$$\alpha_{ann} \approx \frac{3}{8} \sigma_T c . \quad (4.47)$$

另一方面,如果电子正电子有相同的 Maxwell-Boltzmann 分布,湮灭率的系数为(见 Svensson(1982)<sup>[61]</sup>):

$$\alpha_{ann} \approx \frac{3}{16} \sigma_T c \Theta^{-2} \ln(2\eta_E \Theta) . \quad (4.48)$$

从(4.46)还可看到,在  $\gamma_{cm} \gg 1$  的高能情形,电子-正电子对湮灭截面很小。

还可求得电子-正电子对湮灭的发射系数(见 Svensson(1982)<sup>[61]</sup>)。对于  $\Theta > 4$  的热电子,谱发射系数  $\Lambda_E^{ann}$  为:

$$\Lambda_E^{ann} \approx \frac{3}{16} \sigma_T c \Theta^{-2} \varepsilon^2 [\ln(4\eta\Theta^2\varepsilon) - 1] e^{-\varepsilon} , \quad (4.49)$$

总发射系数  $\Lambda^{ann}$  为:

$$\Lambda^{ann} \approx \frac{3}{4} \sigma_T m_e c^3 \Theta^{-1} [\ln(2\eta\Theta) + \frac{1}{4}] . \quad (4.50)$$

### § 4.3.5 同步辐射

同步辐射也是高能辐射的可能机制。在这种情形,电子的  $\gamma$  值必须非常大。然而,更吸引人的是同步自康普顿辐射。同步自康普顿辐射与逆康普顿辐射类似,差别仅在于此时的入射辐射是相对论性电子产生的同步辐射。如果同步辐射很强,同步自康普顿辐射就有可能达到较大的强度。同步辐射的谱是幂率谱,一般情况下,同步自康普顿辐射的谱也是幂谱。射电噪类星体(AGN)的射电辐射一般认为是同步辐射,它们的 X 射线和  $\gamma$  射线有可能是同步自康普顿辐射。如果的确如此, X 射线和  $\gamma$  射线应同射电辐射强烈相关。

## § 4.4 与观测的比较

### § 4.4.1 射电宁静类星体(AGN)

#### 1. 一般图像

X 射线源图像仍基于统一模型,即大质量黑洞周围环绕一光学厚几何薄的吸积盘。但是,对于通常的处于热动平衡状态的薄吸积盘,其温度最多能达到  $10^5\text{K}$ ,不可能产生足够强的 X 射线。因此,必须对这种简单的模型进行修改。图 4.23

给出了一般的图像。通常认为，射电宁静类星体(AGN)的 X 射线辐射主要产生于距大质量黑洞中心几十 Schwarzschild 半径以内的区域。在这个区域内，粒子具有很高的动能，本质上是相对论性的。正如 Rees(1984)<sup>[64]</sup>所指出的，在距黑洞中心 1000 Schwarzschild 半径以内时，质子的特征动能大于 1MeV。因此，中心 X 射线源里的粒子有足够的能量产生 X 射线。问题是怎样产生 X 射线。中心 X 射线源半径只有几十 Schwarzschild 半径，满足观测到的 X 射线快速光变对源的尺度的要求。中心 X 射线源的几何结构尚不清楚。很可能这个区域是吸积盘向两边的延伸，即所谓冕。

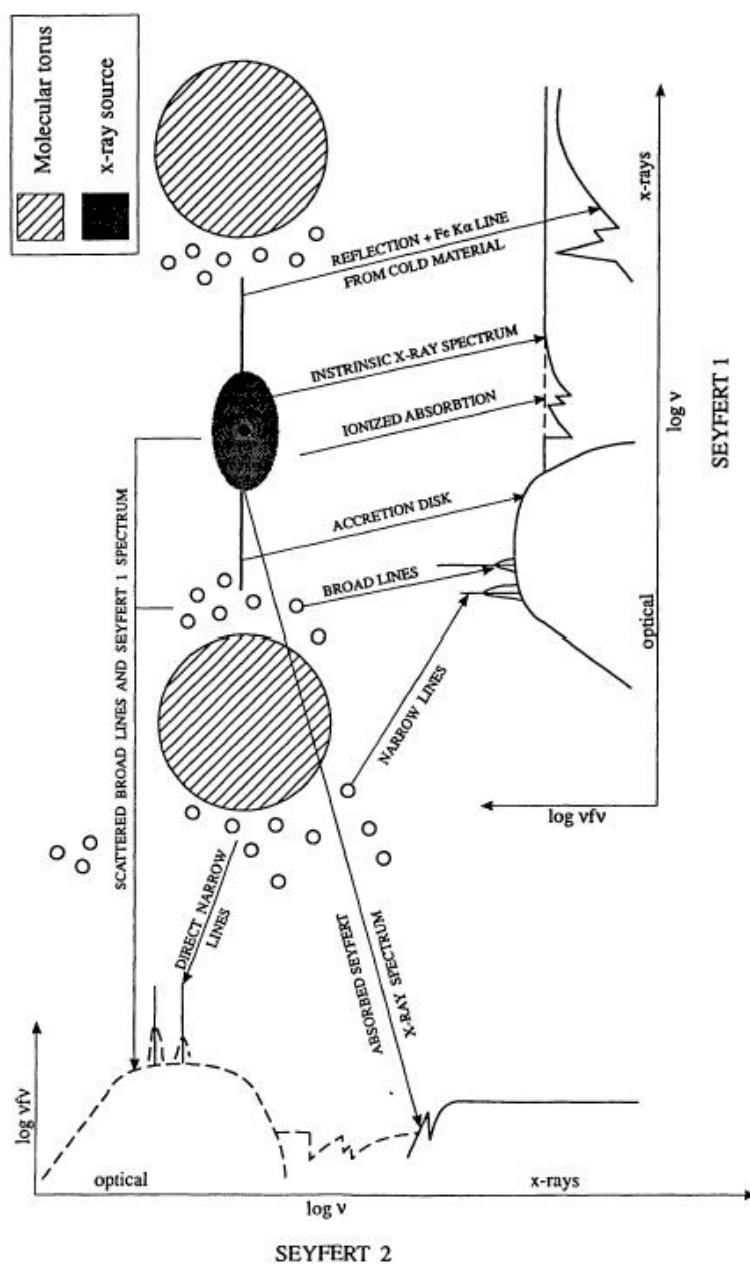


图 4.24 射电宁静类星体(AGN)的 X 射线源图像。取自 Mushotzky(1993)<sup>[2]</sup>。

X 射线辐射的其它成分，如 20keV 附近的隆起和 Fe 发射线，则产生于吸积盘。中心 X 射线源产生的 X 射线照射到“冷”的光学厚几何薄吸积盘的表面，一部分被反射，大部分则进入吸积盘，使物质热化，再产生大量的紫外-软 X 射线并辐射出去。同时，进入吸积盘的 X 射线激发了 Fe 原子，产生 Fe 发射线，并辐射出去。我们观测到的 X 射线是中心 X 射线源产生的 X 射线与被吸积盘“反射”的 X 射线之和。

## 2. 中心 X 射线源

中心 X 射线源里必须有大量热的或非热的高能电子。这些高能电子是怎样产生的？可供选择的机制很多。如，

### (1) 磁能的耗散

太阳光球的温度约 6000K，但日冕的温度却高达  $10^6\text{K}$ 。日冕的高温怎样得以维持？可能的原因之一就是磁能的耗散。在吸积盘情形，有许多原因，如磁旋转不稳定，使吸积盘内部产生磁场。磁浮力可能产生向外的净能流，使吸积盘表面的磁场有复杂的结构。如果磁场梯度足够大，就可能导致电流片的出现。这样，输运到吸积盘表面的磁能就会耗散，加热吸积盘冕。虽然磁能耗散的细节(即便对日冕)尚不清楚，但它应是一种有效的加热机制。当然，磁能耗散对冕的加热通常只会产生高能的热电子。磁能耗散很难把等离子体加热到温度大于  $m_e c^2$ 。因此，这种加热机制很难产生非热的相对论性电子。

### (2) 电磁加速

对带电粒子，直接的电磁加速是最有效的加速机制。射电脉冲星有大量的相对论性电子，是电磁加速一个很好的例子。按照 Blandford & Znajek(1977)<sup>[65]</sup>，一个磁化的旋转黑洞产生的电场近似为  $10^{19}M_8(B/10^4)\text{V}$ ，这里  $M_8$  为以  $10^8M_\odot$  为单位的黑洞质量， $V$  为流体的特征速度。虽然有许多等离子体过程会降低场强，但如此强的电场只要剩下一点点就足以使带电粒子获得巨大的能量。当然，由于处理广义相对论框架下的等离子体物理问题十分困难，至今鲜有定量的计算。电磁加速可望得到非热的相对论性电子。

### (3) 激波加速

一般认为，银河系里宇宙线粒子起源于激波加速。在中心 X 射线源里，虽然目前对其物态情况了解不多，激波加速仍可能是一种有效的加速机制。事实上，吸积盘里流体绕中心旋转的速度最大可达  $0.1c$ ，但声速却只有  $\sim 30\text{ km s}^{-1}$ ，因此，即便是在吸积盘里也有超声速流动，可能出现激波。

激波怎样加速粒子呢？激波的厚度很小。一般来说，流体中总有一些粒子，其平均自由程远大于激波的厚度。这些粒子产生的压力应小于激波后的压力。如果这些粒子的平均自由程短于激波两边流体的总长度，粒子一旦穿过激波波前后就会被散射，最终被反射回来并穿过波前。在粒子为静止的参考系里，上游和下

游的流体看起来像是朝着粒子运动的两面镜子。粒子就在这两面镜子间被反射。每一次反射后粒子的动量增加 $(1+u/v)$ 倍,其中 $u$ 为镜子接近粒子的速度, $v$ 为粒子的速度。因此,这些具有很长平均自由程的粒子的能量就会稳定增长。

Begelman(1991)<sup>[66]</sup>指出,激波加速可以产生相对论性电子。当然,如果对质子或其它原子核的加速比对电子的加速更有效时,可以通过某些反应(如  $p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+$ ;  $p + \gamma \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$ ,  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu$ ,  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$  等)得到高能电子。

中心 X 射线源里 X 射线是通过什么过程产生的? 主要有两类模型。

### (1) 热模型

热模型实际上是指高温等离子体的康普顿化。§ 4.1.1 中已提到,射电宁静类星体(AGN)的 X 射线谱主要是一个有高频截断的幂谱。这种谱可以用  $f_\nu \propto \nu^{-\alpha} \exp(-\nu/\nu_c)$  很好的描述( $\nu_c$  为截断频率)。热等离子体康普顿化的最大优点就在于可以得到这种谱。

上节提到,康普顿化的谱与参数  $y$  有关。按照(4.32)式,  $y$  取决于康普顿散射的光深  $\tau_T$  和等离子体的温度  $T$  (通过  $\Theta$ )。光深  $\tau_T$  是一参数,与源的性质有关;平衡温度  $T$  则可以从热平衡方程求出。在热平衡方程中,使等离子体加热的因素很简单,就是辐射。但冷却的因素却很多,除了康普顿散射外,还有正负电子对的湮灭和产生等。解热平衡方程可以求出平衡温度  $T$ , 给定了光深  $\tau_T$  后就求得  $y$ , 从而得到出射的 X 射线谱。

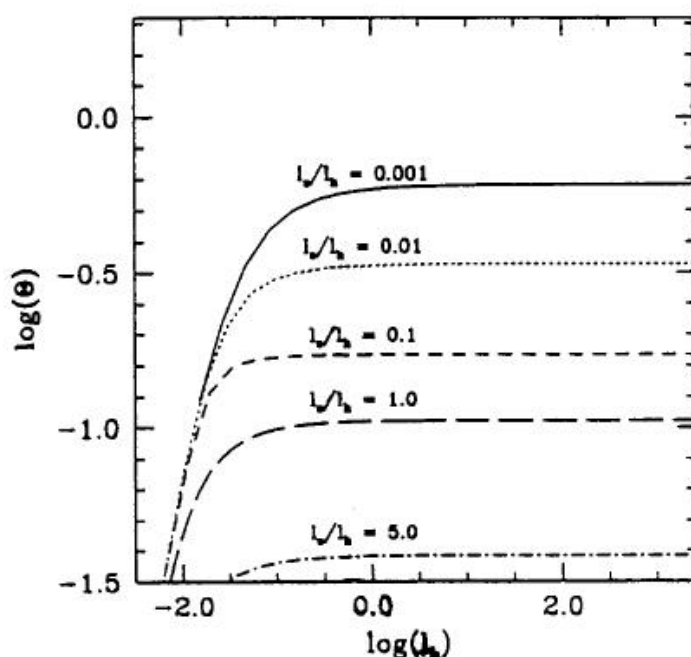


图 4.25(a) 光深为 1 时等离子体的平衡温度。参数为  $l_s/l_h$ 。

在讨论实际的球状等离子体的康普顿化时，有时用另外两个参数，即所谓加热的致密度(compactness)  $l_h$  和低频辐射的致密度  $l_s$ ：

$$l_h = \frac{\sigma_T}{m_e c^3} \frac{4\pi R^2}{3} L_h, \quad (4.51)$$

$$l_s = \frac{\sigma_T}{m_e c^3} \frac{L_s}{R}, \quad (4.52)$$

其中， $L_h$  是单位体积的加热率， $L_s$  是低频辐射的光度， $R$  是源的半径。

平衡温度  $T$  和出射光谱将取决于  $l_h$ ， $l_s$  和  $\tau_T$ 。图 4.25(a) 给出光深固定(取为 1)时温度  $T$  和  $l_h, l_s$  的关系。图 4.25(a) 表明，一般来说，在很大的  $l_h$  范围内， $T$  近似为常数；入射辐射越强，温度越低。但图 4.25(a) 中未考虑正负电子对的影响。考虑了正负电子对的湮灭和产生后，得到图 4.25(b)。我们看到，两图有明显不同，特别是， $l_s/l_h$  很小时，正负电子对的影响使  $T$  不再是常数。

图 4.25(b) 考虑正负电子对的影响时等离子体的平衡温度(光深为 1)。

出射光谱是有高频截断的幂谱。谱指数和高频截断取决于致密度和光深。Pietrini & Krolik (1995)<sup>[67]</sup> 研究了包含正负电子对的模型。图 4.26 是他们的研究结果。该图给出  $l_s/l_h=1$  时谱指数  $\alpha_x$  与加热致密度  $l_h$  的关系，图中不同的曲线对应于不同的光深。图 4.26 表明，给定了参数后，在  $l_h$  的很大范围内  $\alpha_x$  近似为常数，与观测结果一致。

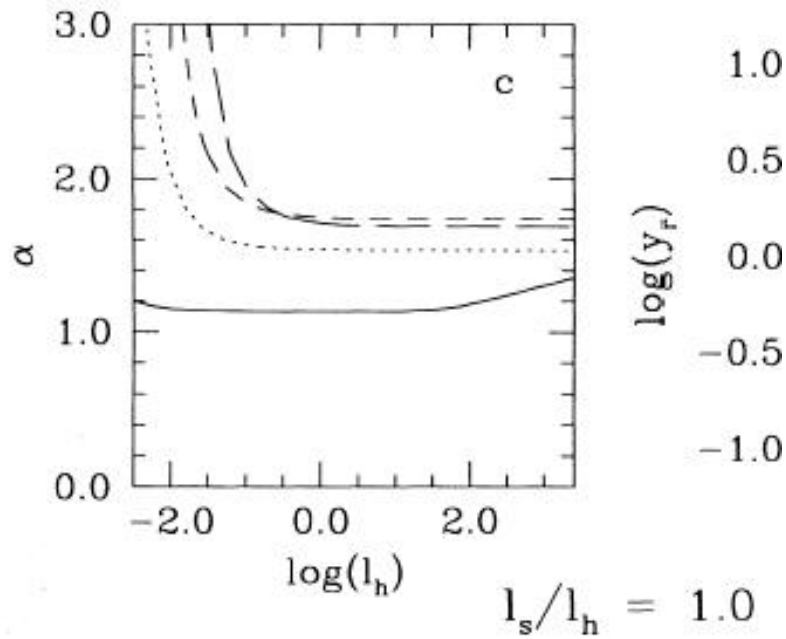


图 4.26  $\alpha_x \sim \log l_h$ , 取自 Pietrini & Krolik (1995)<sup>[67]</sup>。

Pietrini & Krolik (1995)<sup>[67]</sup>进一步指出, 平衡温度和谱指数可以用解析式近似地描述:

$$\Theta \tau_T \approx a(l_h/l_s)^{1/4}, \quad (4.53)$$

其中,  $a$  为常数, 其值取决于源的几何形状, 对球对称源,  $a \approx 0.1$ ;

$$\alpha_x \approx 1.6(l_h/l_s)^{-1/4}, \quad (4.54)$$

由(4.53)和(4.54)可以得到谱指数和温度间的关系:

$$\alpha_x \approx 0.16/(\Theta \tau_T). \quad (4.55)$$

## (2) 非热模型

相对论性电子的逆康普顿散射可以得到幂率谱高频辐射。但这种模型有很强的限制性。例如, 对光学薄源, 电子能谱为幂谱(见(4.24)式)时, 一般情况下出射辐射的谱为幂谱, 谱指数  $\alpha = (n-1)/2$ 。但观测的 X 射线谱指数  $\alpha_x \approx 0.9$ , 各天体间差别不大。这就要求电子能谱指数  $n \approx 2.8$ 。这对加速机制和源的有关参数是很严格的限制。

另一种非热模型是同步自康普顿辐射。这种机制可以得到幂率谱, 但其先决条件是要有低频同步辐射。对射电噪类星体(AGN), 特别是喷流, 同步自康普顿辐射可能是很有效的辐射机制。但对射电宁静类星体(AGN), 由于其 X 射线光变不同于红外光变, 实际上排除了同步自康普顿辐射。

## 3. Compton 反射

一般认为, 20 keV – 50 keV 之间的隆起和 Fe 发射线是所谓 Compton 反射的结果。当 X 射线射到光学厚的“冷”等离子体时, X 射线会被等离子体吸收、



散射，并最终再辐射出来。在类星体(AGN)的情形，等离子体就是吸积盘。来自中心 X 射线源的 X 射线射到吸积盘后，被光学厚吸积盘的物质“改造”，并再辐射出来。

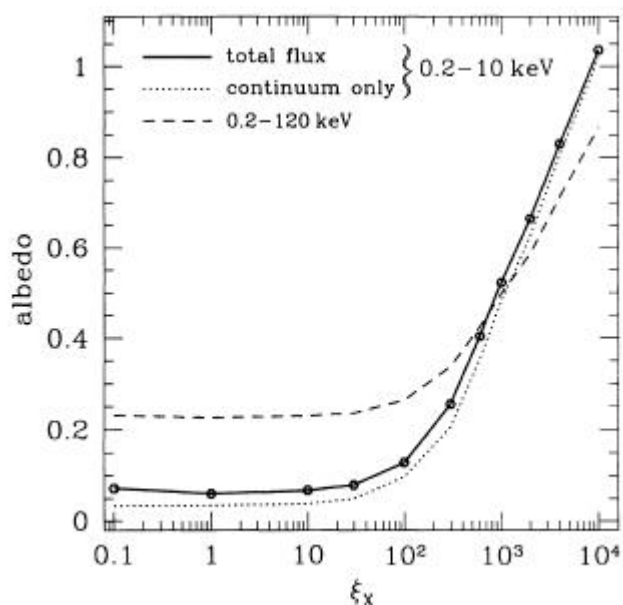


图 4.27 反照率。取自 Zycki et al.(1994)<sup>[75]</sup>。

许多人研究了 Compton 反射<sup>[68-74]</sup>。吸积盘被看成是平面平行层组成的平板，各物理量只与深度有关。计算 Compton 反射光谱实质上是一个辐射转移问题，涉及到许多复杂的物理过程。X 射线入射后会被电子散射，或者被物质吸收，引起光致电离。虽然给定了元素丰度和物态后，可以计算对 X 射线的吸收系数，但由于 X 射线可以使重元素的深层电子电离，计算吸收系数相当复杂。复合、韧致辐射、荧光过程等又会产生新的光子。在靠近黑洞的区域，可能还须考虑相对论效应。

Zycki et al.(1994)<sup>[75]</sup>采用 Monte Carlo 模拟来处理复杂的辐射转移问题，在进行光致电离计算时考虑了较多的重元素和电离级，研究了 Compton 反射。图 4.27 和图 4.28 是他们得到的结果。

图 4.27 为 X 射线的反照率(albedo)。其中，横轴  $\xi_X$  为电离参数： $\xi_X = (4\pi F/n_H)$ ，F 为 100 eV-100 keV 的入射 X 射线流量， $n_H$  为氢的数密度。 $\xi_X$  很小(<30)时，反照率很低； $\xi_X > 10^2$  时，反照率迅速增大； $\xi_X \sim 10^4$  时，由于低能光子的逆康普顿散射，反照率甚至大于 1。

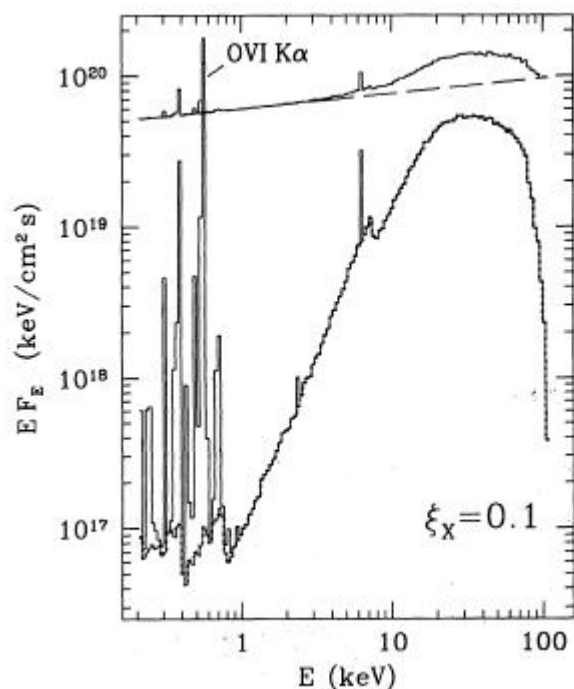


图 4.28 反射光谱的影响。取自 Zycki et al.(1994)<sup>[75]</sup>。6.8 keV 处的发射线是 Fe K $\alpha$  线。图中还标出 OVI K $\alpha$  线。

图 4.28 为反射光谱的影响。其中，虚线为入射的连续谱，取幂谱形式；虚线下面的为纯反射谱；虚线上方的实线为合成光谱。从该图可明显看出，Compton 反射造成了 20 keV – 50 keV 之间的隆起和包括 Fe K $\alpha$  线(~6.8 keV)在内的发射线。

#### 4. 软 X 射线过剩

有些射电宁静类星体(AGN)具有软 X 射线过剩。什么原因造成了软 X 射线过剩？一般仍认为与吸积盘有关。例如，一种可能性是吸积盘辐射穿过热气体时的康普顿化。如果热气体的温度超过  $10^7$  K，高能热电子就有足够的能量把光子散射到~1keV，康普顿化的结果将会得到很多的软 X 射线光子。选取适当的  $y$  参数，可以得到与观测一致的软 X 射线谱。吸积盘是光学厚的，热气体很可能就是吸积盘里的一个薄层。

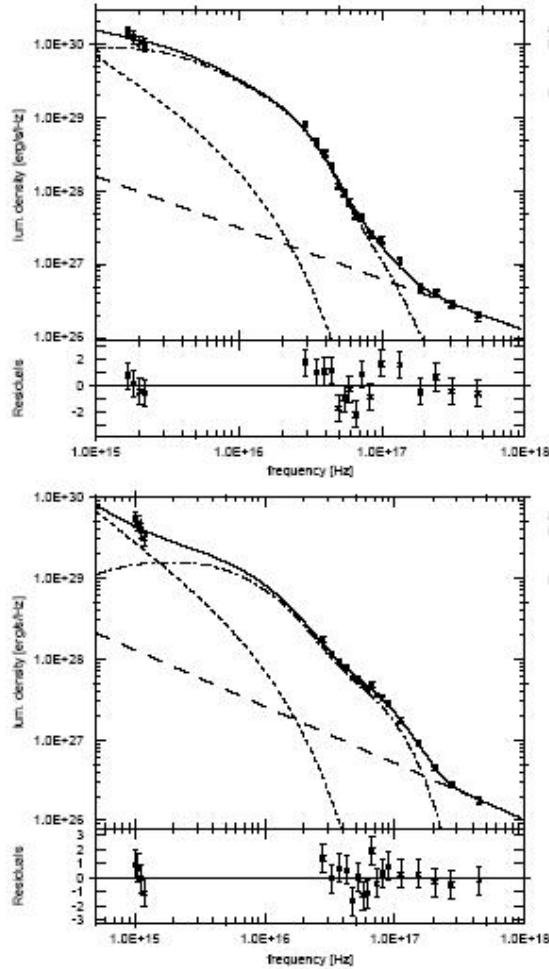


图 4.29 对两个 AGN 的 UV-X 射线谱的拟合，取自 Brunner et al. (1997)<sup>[10]</sup>。点虚线为吸积盘的贡献，短虚线为红外幂谱的延伸，长虚线为硬 X 射线的延伸，实线为合成的 UV-X 射线谱。图的下部为残差。

Brunner et al.(1997)<sup>[10]</sup> 详细研究了射电宁静类星体的紫外-软 X 射线谱。他们采用通常 AGN 的黑洞-吸积盘模型。吸积盘用标准的  $\alpha$  模型，但粘滞完全由湍流引起。他们考虑一个纯氢的吸积盘，吸收截面只有自由-自由跃迁。假定吸积盘物质处于局部热动平衡状态，用 Fokker-Planck 近似处理多次 Compton 散射问题，解辐射转移方程时用 Eddington 近似。对靠近黑洞的部分，还考虑相对论效应。给定了黑洞质量、吸积率、粘滞参数  $\alpha$ 、吸积盘相对于视线的交角后，由流体力学平衡方程(不考虑对流)、能量平衡方程、辐射转移方程和物态方程求出吸积盘的垂直结构和出射辐射。图 4.29 给出对两个类星体的紫外-软 X 射线谱的拟合结果。我们看到，对观测的软 X 射线过剩拟合得很好。

从图 4.28 可以看出，在软 X 射线区聚集了很多的 X 射线谱线。因此，另一种可能的解释是软 X 射线过剩是大量的 X 射线谱线混合的结果。当然，这种解释还需要详细的计算。

## 5. 软 X 射线吸收

Halpern(1984)<sup>[76]</sup>最早观测到在类星体 MR 2251-178 的软 X 射线光谱中可能存在吸收。以后又发现一些类星体和 Seyfert 星系具有类似现象<sup>[77-85]</sup>。现已确定,软 X 射线吸收不是银河系星际介质造成的,而是一种内禀吸收。Reynold(1997)<sup>[85]</sup>观测了一组 I 型 AGN 样本,发现 50% 的 Seyfert 星系具有这种吸收。但是,具有软 X 射线吸收的类星体却较少。这可能与类星体的 X 射线相对较弱,观测的信噪比较低有关。

软 X 射线吸收表现为在  $<0.8 \text{ keV}$  的区域相对于幂律谱的下凹,而不是谱线。图 4.30 给出两个例子,取自 Komossa & Meerschweinchen(2000)<sup>[86]</sup>。

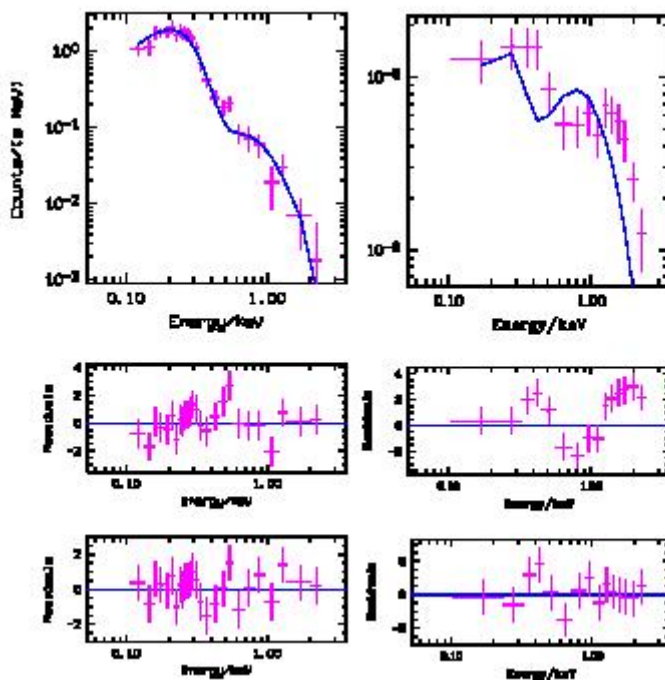


图 4.30 软 X 射线吸收,取自 Komossa & Meerschweinchen(2000)<sup>[86]</sup>。左上为 QSO 0117-2837,右上为 Mrk 1298。中间两图为用单一幂谱拟合时的残差,下面两图为用温吸收体加幂谱拟合时的残差。

软 X 射线吸收表明,在类星体(AGN)某处沿视线方向存在光学薄的吸收物质。一般认为,软 X 射线吸收是 O VII, O VIII 和其它高电离原子(如 Fe)的 K 层电子的光致电离造成的。因此,吸收体的温度必须很高,在  $10^5$ - $10^6 \text{ K}$ ,物质高度电离。这种吸收物质通常称为“温吸收体”(warm absorber)。温吸收体的光深  $\sim 0.1$ - $1$ ,氢的柱密度  $\sim 10^{22}$ - $10^{23} \text{ cm}^{-2}$ 。

温吸收体位于何处?尺度多大?是均匀的还是有结构?利用光致电离模型对观测资料的分析可以推出温吸收体到中心的距离为几 pc,但很不确定。温吸收体可能是与宽线区、尘埃环或窄线区有关的气体层。观测表明<sup>[84-86]</sup>,软 X 射线

吸收常有变化, 时标最短的只有 10000 秒。这对温吸收体的尺度施加了严格的限制。Reynolds(1997)<sup>[87]</sup> 用光致电离模型分析了 Seyfert 1 星系 MCG-6-30-15 的软 X 射线吸收的变化, 指出其温吸收体至少应包括两个区, 内区可能与宽线区有关, 温度较高, 主要产生 O VIII 的吸收; 而外区则可能与窄线区或尘埃环有关, 温度略低, 主要产生 O VII 的吸收。另外, 温吸收体可能有很多尘埃。

## 6. 软 X 射线弱类星体

类星体的吸收物质吸收了来自其中心的软 X 射线, 使得这些类星体的软 X 射线很弱, 甚至探测不到。BAL QSO 的光谱分析表明, 它们有高速的物质外流。HST 观测到 BAL QSO 有非常高电离的紫外吸收线, 如 Ne VIII  $\lambda$  774, Mg X  $\lambda$  615, Si XII  $\lambda$  499 等。因此, 很可能, BAL QSO 中产生紫外吸收线的物质也产生了软 X 射线吸收。吸收物质可能是气流, 也可能是朝外运动的云团。Wang et al.(2000)<sup>[88]</sup> 分析了图 4.14 中的三个 BAL QSO 的紫外和 X 射线光谱并指出, 吸收物质的柱密度  $\sim 10^{23.5} \text{ cm}^{-2}$ , 产生 0.2-0.35 keV 波段 X 射线不透明度的主要是氧和氦的 L 层电子的光致电离。

### § 4.4.2 射电噪类星体(AGN)

#### 1. X 和 $\gamma$ 辐射

瓣占优射电噪类星体(AGN)的 X 射线谱与射电宁静的很相似。因此, 上面谈到的射电宁静类星体(AGN)的 X 射线辐射理论大体上也适用于瓣占优射电噪类星体(AGN)。核占优射电噪类星体(AGN)的情形有所不同。因此, 下面我们只讨论核占优射电噪类星体(AGN)。

前面已经谈到, 康普顿化的结果是出射光谱为有高频截断的幂谱,  $f_\nu \propto \nu^{-\alpha_x} \exp(-\nu/\nu_c)$ 。但是, 核占优射电噪类星体(AGN)的突出特点是观测到从 X 射线直到  $\gamma$  射线的高能辐射, 没有观测到高能截断。另外, 康普顿化得到的幂谱的谱指数  $\alpha_x$  近似为常数, 但核占优射电噪类星体(AGN)的  $\alpha_x$  弥散很大, 而且, X 射线和  $\gamma$  射线流量变化时谱指数明显变化。因此, 很难用康普顿化来解释其从 X 到  $\gamma$  的高能辐射。即便采用康普顿化, 其参数也一定与射电宁静类星体(AGN)的有很大的差别。一般认为, 核占优射电噪类星体(AGN)的高能辐射具有非热起源。

另一个值得注意的是许多核占优射电噪类星体(AGN)有喷流。对于 BL Lac 来说, 喷流正对着观测者, 我们看到的可能就是喷流的像。对于 OVV 和 HPQ, 辐射也可能与喷流有关。喷流提供了大量相对论性电子, 为 X 和  $\gamma$  射线的产生创造了条件。

一般认为, 核占优射电噪类星体(AGN)的高能辐射是相对论电子的逆康普顿辐射。相对论性电子来源于喷流。低能光子则可能有不同的来源, 取决于具体的模型。有些模型中, 低能光子就是喷流产生的同步辐射<sup>[89,90]</sup>。因此, 高能辐射实

实际上是同步自康普顿过程产生的。另一些模型中，低能光子是直接由吸积盘产生的辐射或者穿过宽线区以后稀化的吸积盘辐射<sup>[91-95]</sup>。

Tavecchio et al.(2000)<sup>[96]</sup>观测了三个 $\gamma$  噪类星体，用 Ghisellini et al.(1998)<sup>[95]</sup>的逆康普顿辐射模型拟合它们的高能辐射谱。图 4.31 是对 QSO 2230+114 的拟合结果。我们看到，对高能辐射谱，模型和观测符合的很好。

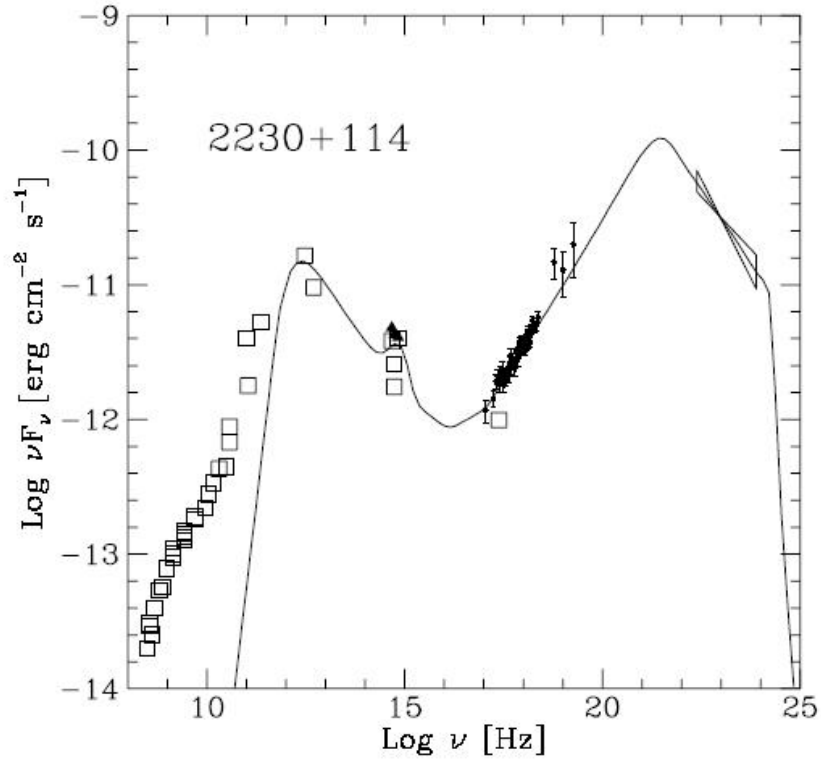


图 4.31 核占优射电噪类星体(AGN)的高能辐射的拟合，取自 Tavecchio et al.(2000)<sup>[96]</sup>。

## 2. X 射线喷流

喷流的 X 射线肯定可以排除热起源。至于非热起源，仍存在多种可能性，取决于模型。

同步辐射：如果 X 射线是同步辐射产生的，磁场  $B$  应 $\sim 10^{-3}$ - $10^{-5}$ G，相对论性电子的 Lorentz 因子  $\gamma$  应 $\sim 10^7$ - $10^8$ 。在这种情况下，相对论性电子的寿命较短，只有  $10^1$ - $10^3$  年。因此，电子的加速和辐射应发生在同样的区域。射电喷流和 X 射线喷流应当重合。另外，同步辐射在很宽的波段内为幂谱。因此，应可观测到光学喷流。观测表明，X 射线喷流并不完全与射电喷流一致。有些源观测到光学喷流，有些源未观测到。即便是观测到了，光学喷流的强度和形状不一定和理论要求的完全一致。因此，如果同步辐射有效，对每个 X 射线喷流需构造不同的复杂模型。

同步自康普顿辐射：同步自康普顿辐射的光子的能量比低频光子增加  $\gamma^2$  倍。

因此，如果  $\gamma \sim 10^4$ ， $10^9$ - $10^{11}$ Hz 的射电光子就会被散射成  $10^{17}$ - $10^{19}$ Hz 的 X 射线光子。同步自康普顿辐射强度正比于低频同步辐射的能量密度。但计算表明，许多喷流的低频同步辐射太弱，不足以产生观测到的 X 射线<sup>[97-99]</sup>。

“外部”逆康普顿散射：喷流的相对论性电子散射来自喷流外部的低频辐射。外来辐射可能是类星体(AGN)本身的辐射、寄主星系的辐射或宇宙微波背景(CMB)辐射。如果喷流的尺度超过几百 kpc，类星体(AGN)本身的辐射和寄主星系的辐射都不重要，CMB 辐射就是主要的低频辐射源， $\gamma < 10^3$  的相对论性电子就可把这种辐射散射成 X 射线。应用这种机制成功地解释了几个巨大喷流的 X 射线辐射<sup>[99-101]</sup>。

喷流的情况很复杂，很可能各种辐射机制都起作用。即便是同一个喷流，其中的不同的“结”也可能有不同的辐射机制。