

§ 3 类星体连续光谱：从紫外到红外

§ 3.1 主要观测特征

在 § 1.2 中已简单地介绍了类星体的连续辐射。本节我们更详细讨论类星体从紫外到红外的连续谱。

通过大量的地面望远镜的观测和紫外、红外卫星的观测，现已积累了丰富的紫外-光学-红外波段的观测资料。图 3.1 给出一些射电噪和射电宁静类星体的从射电到 X 射线的连续谱，取自 Elvis et al.(1994)^[1]。

图 1.4 是合成的类星体紫外-光学-红外谱。由于类星体的光度弥散很大，绝对星等相差可达 6 等以上，在进行平均时，不能将它们的辐射强度直接相加。一般的做法是将类星体的光谱归一化到某个波长。图 1.4 是 Elvis et al.(1994)^[1]从 47 个类星体(其中, 29 个射电宁静类星体, 18 个射电噪类星体)的紫外-光学-红外光谱归一化到 $1.25 \mu\text{m}$ 后得到的类星体“平均”光谱。

图 1.4 表明，射电噪类星体和射电宁静类星体的平均紫外-光学-红外谱没有很大差别。然而，类星体之间不仅光度弥散很大，光谱能量分布的弥散也很大。图 3.2 是 Elvis et al.(1994)^[1]给出的一些类星体的紫外-光学-红外谱，上图归一化到 $1.25 \mu\text{m}$ ，下图归一化到 $100 \mu\text{m}$ 至 1000\AA 的总光度。从图 3.2 明显可以看到，类星体的紫外-光学-红外波段的光谱能量分布有很大弥散。

尽管如此，类星体的紫外-光学-红外辐射有一些共同的特征。从它们的合成谱明显地可以看到：

(1) 幂律谱。

在紫外-光学-红外的很宽波段内，辐射近似地可用形如(1.1)的幂律谱描述。谱指数 α 在 0, 1 之间，通常可取 $\langle \alpha \rangle \approx 0.5$ ，但不同类星体之间弥散很大。O'Brien et al (1988)^[2], Sargent et al. (1989)^[3] 分别从两个大样本得到 $0.7 \geq \alpha \geq 0.6$; Baldwin et al. (1989)^[4], Cheng et al. (1991)^[5] 从较小的样本得到 $1 \geq \alpha \geq 0.5$; Sanders et al.(1989)^[6], Francis et al. (1991)^[7], Webster et al (1995)^[8], Francis (1996)^[9] 则从各自的样本推得 $\alpha \approx 0.3$; Natali et al. (1998)^[10] 认为，用单一的幂律谱很难准确描述紫外-光学-红外谱，他们从 62 个类星体样本推得 α 从 3000\AA 隆起(见下面)长波端的 -0.15 变到短波端的 0.65 。

(2) 大蓝包 (big blue bump)。

从红外-光学波段的幂律辐射可一直延伸到紫外，并迅速向软 X 射线波段下降，在静止波长约 1000\AA 处达极大，形成“隆起”(bump)，称为“大蓝包”。“大蓝包”的波长很难准确测定，不同类星体之间弥散很大。从图 1.4 可以明显看出

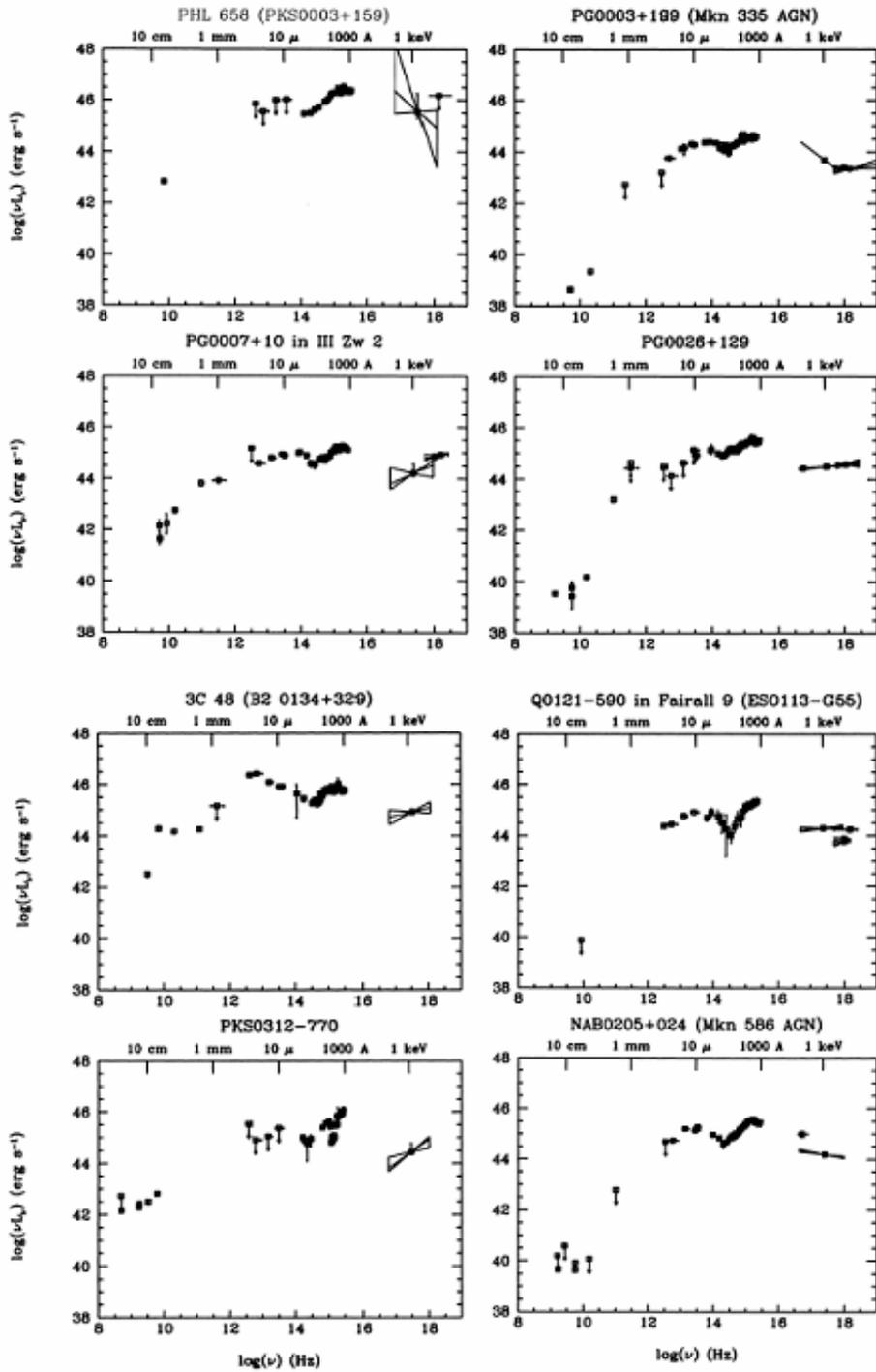


图 3.1 一些类星体的从射电到 X 射线的连续谱，取自 Elvis et al.(1994)^[1]。左边 4 个是射电噪类星体，右边 4 个是射电宁静类星体。

大蓝包的存在。射电宁静类星体和射电噪类星体的大蓝包特征没有明显差别。

(3) 3000 Å 处的“隆起”(bump)。仔细的研究发现，类星体在静止波长 3000 Å 附近的辐射明显比幂律谱预言的强。图 3.3 给出一些例子。3000 Å 处的隆起有时也称为“小蓝包”。

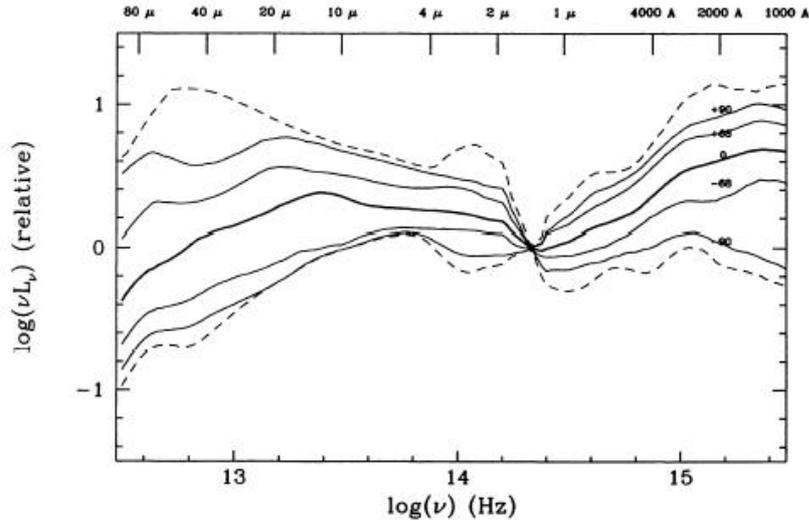


FIG. 11a

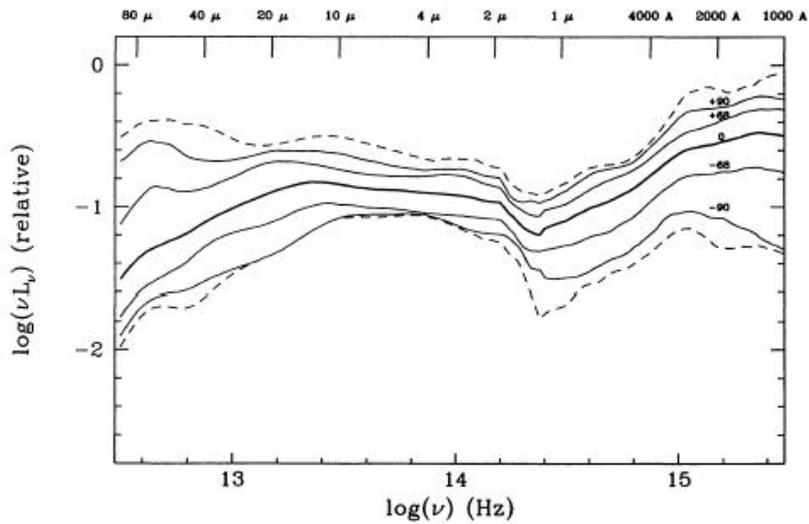


图 3.2 类星体紫外-光学-红外谱的弥散，取自 Elvis et al.(1994)^[1]。上图归一化到 $1.25 \mu\text{m}$ ，下图归一化到 $100 \mu\text{m}$ 至 1000\AA 的总光度。

(4) $1 \mu\text{m}$ 处的下凹(dip)。

通过 IRAS 和地面设备的观测，已很好地确立了类星体红外辐射的观测特征。从图 1.4 可明显看出，在 $1 \mu\text{m}$ 处，类星体的连续辐射谱有一下凹。当然，下凹的程度有很大弥散，但位置(波长)都相同。另外，射电宁静类星体和射电噪类星体之间没有明显差别。

(5) 红外“隆起”(IR bump)。

图 1.4 表明，类星体的红外辐射比光学幂律谱或黑体谱预言的强，这称为红外隆起或红外“包”。红外包和 $1 \mu\text{m}$ 处的下凹是类星体红外波段最突出的特征。Sanders et al.(1989)^[2]得到了 70 个 PG 类星体的红外-光学波段的 SED，图 3.4 是其中有代表性的几个类星体的光谱。

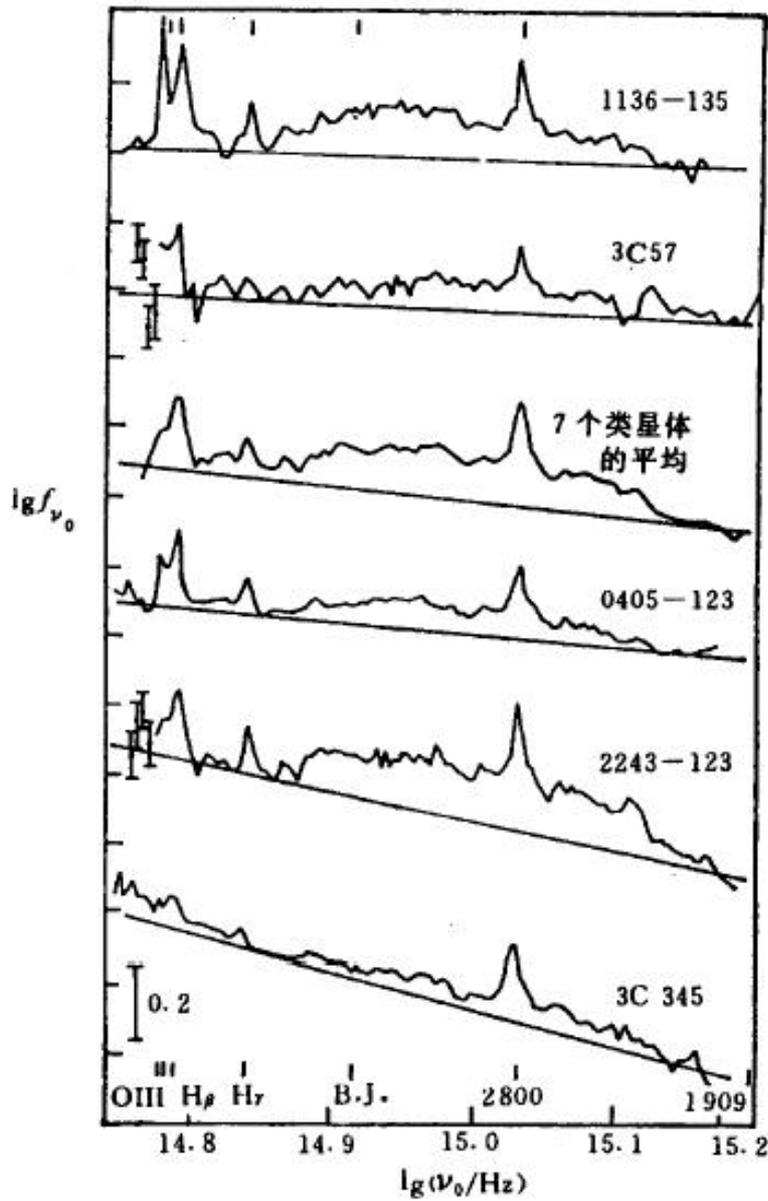


图 3.3 类星体连续光谱：3000 Å 处的隆起(小蓝包)。其中第 3 条光谱是 7 个类星体光谱的平均。

(6) 光变。

光学波段和红外波段辐射有明显的光变，光变幅一般不大， $< 0.1-0.2$ 等。少数类星体是 OVV，光变幅很大，可超过 0.5 等。光变时光谱的形状(如谱指数)也有变化。有些类星体的紫外辐射的强度和谱形(如大蓝包)也观测到变化。

(7) 偏振。

辐射是偏振的，但偏振度很小，一般 $< 1\%$ ，个别情况偏振度较大，可达 10% 左右。

从现有的资料来看，没有发现类星体在紫外-光学-红外波段的上述观测特性有随红移系统的变化。

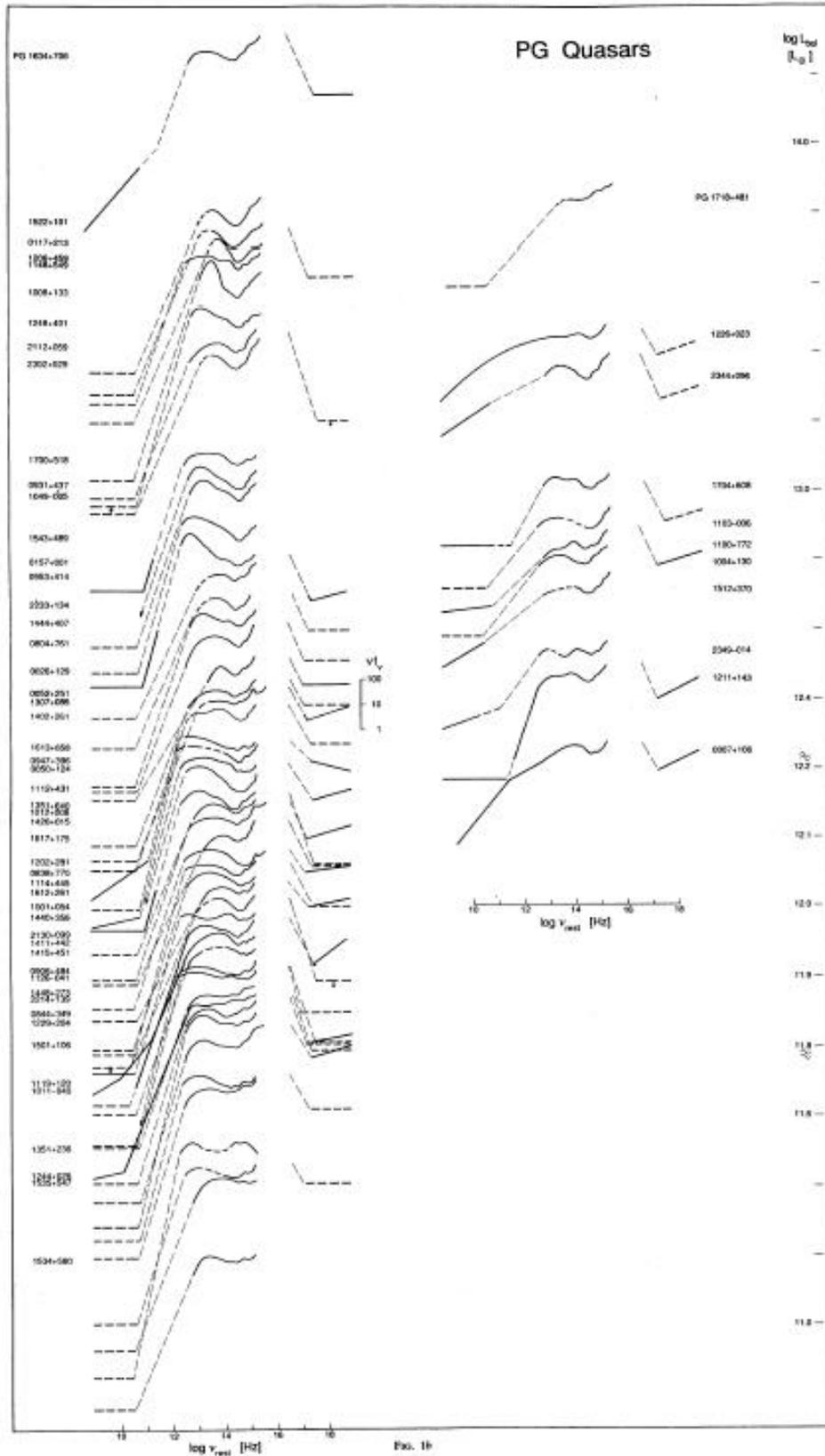


图 3.4 探测到 10-100 μm 红外辐射的部分 PG 类星体的 3000 \AA -6cm 能谱, 取自 Sanders et al.(1989)^[2]。纵坐标为 $\log(\nu f_{\nu})$ 。左边是射电宁静类星体, 右边是射电噪类星体。

§ 3.2 大蓝包和小蓝包

大蓝包是类星体紫外-光学波段连续辐射最显著的特征。大蓝包的辐射是怎样产生的？热致的还是非热致的？自大蓝包被探测到以后，这些问题一直是人们关注的焦点。

§ 3.2.1 光学厚吸积盘模型

1980年代以前，许多人认为类星体的光学辐射是非热辐射。1980年代以后，结合大蓝包的研究，人们逐渐认识到，类星体的紫外-光学连续辐射可能是黑洞周围的吸积盘的热辐射。事实上，一个几何薄光学厚的吸积盘的特征谱具有 $\nu^{1/3}$ 形式，再往高频，强度达极大后便迅速下降，形式上很像大蓝包；而被 $10^8 M_{\odot}$ 的黑洞以 Eddington 吸积率吸积的光学厚气体产生的辐射的有效温度 $\sim 10^5$ K，如果是黑体辐射，其极大正好在紫外-光学波段。人们对大蓝包的吸积盘模型感兴趣还在于：

(1) 如果模型成立，那末，通过拟合观测资料就可以求得中心黑洞的质量和吸积率，大蓝包提供了一个求黑洞质量的方法；

(2) 吸积盘比所谓宽线区更加靠近中心，大蓝包提供了一个研究类星体最靠近黑洞的中心区域的手段。

1. 一般的考虑

考虑一个绕黑洞旋转的几何薄光学厚吸积盘(关于吸积盘的一般性讨论参见 § 7.3)。如果已知盘上每一点的出射辐射流 $f_{\nu}(\mathbf{r})$,

$$f_{\nu}(\mathbf{r}) = \pi B_{\nu}(T_s) g_{\nu}(\mathbf{r}), \quad (3.1)$$

其中， B_{ν} 为 Planck 函数， T_s 为吸积盘表面温度， g_{ν} 为一改正因子，描述吸积盘辐射对黑体辐射的偏离，那末，沿盘面积分就可得到吸积盘(沿一面的)总出射辐射流 F_{ν} ：

$$F_{\nu} = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} f_{\nu}(r) r dr \quad (3.2)$$

其中， r_1 和 r_2 分别为吸积盘的内外半径。

如果 $g_{\nu}(\mathbf{r}) = 1$ ，即吸积盘的辐射为黑体辐射，对标准薄盘，由(3.2)式可得吸积盘的特征谱(见 § 7.3)。

标准薄盘的黑体辐射不能很好地拟合大蓝包。必须对标准薄盘模型进行修正，得到正确的 $g_{\nu}(\mathbf{r})$ 。

影响 $g_{\nu}(\mathbf{r})$ 的因素很多。除了吸积盘的结构(径向结构、垂直向结构、是否存在“冕”等)外，还有一些参数，如黑洞的质量和类型(史瓦西黑洞或 Kerr 黑洞)、吸积率等。当比较吸积盘的辐射和观测光谱时，还须考虑相对论效应和取向(视

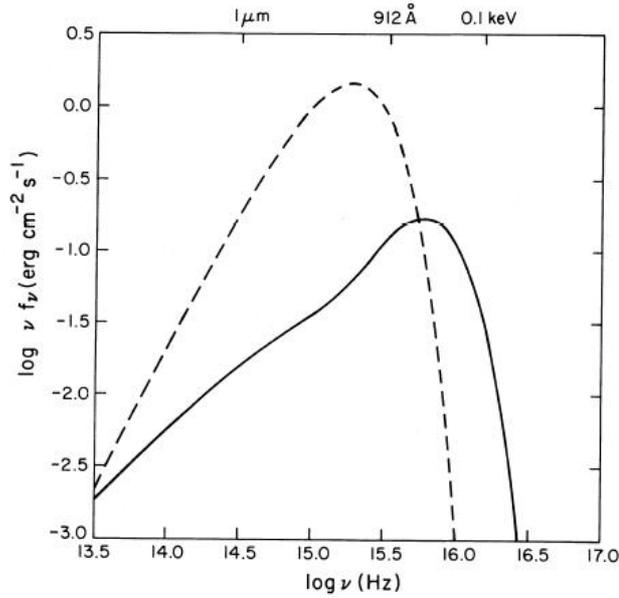


图 3.5 半径 r 处的盘光谱(实线), $T=3.2 \times 10^4 \text{K}$ 的黑体谱(虚线), 取自 Czerny & Elvis(1987)^[11]。

线同吸积盘的交角)。

Czerny & Elvis(1987)^[11]考虑了一个修正的吸积盘模型。在他们的模型里, 考虑了电子散射对不透明度的贡献、康普顿化, 物态方程取为多方过程。由于光深有限, 他们不采用扩散近似, 而用修正的黑体近似来计算吸积盘的出射辐射。图 3.5 是半径 r 处的辐射流。我们看到, 与黑体谱有明显的不同。

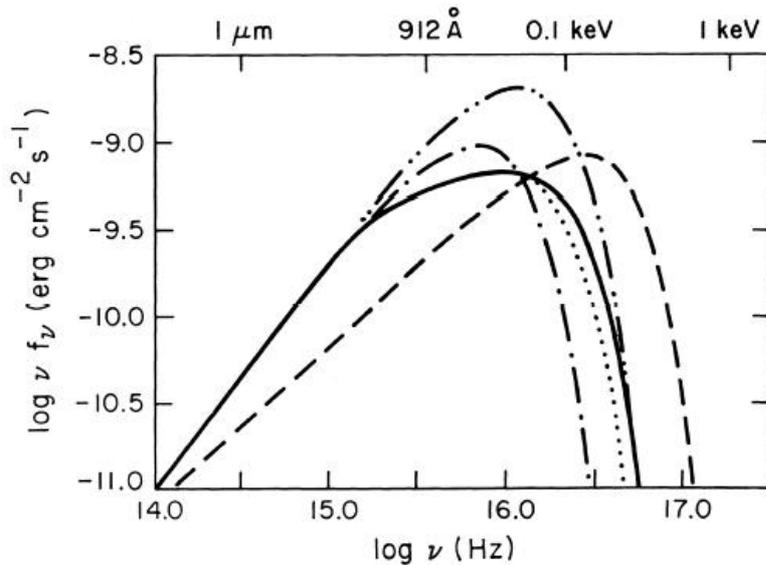


图 3.6 盘光谱, 取自 Czerny & Elvis(1987)^[11]。点虚线为黑体谱, 虚线为灰体谱, 点线为修正的黑体谱, 实线为考虑了康普顿化的修正的黑体谱。吸积盘的参数为: $M=10^8 M_\odot$, $\dot{M}=10 M_\odot \text{yr}^{-1}$, $\alpha=0.1$, $\cos i=1.0$ 。

图 3.6 是 Czerny & Elvis(1987)^[11]计算的在不同的假定下吸积盘的出射辐射谱。从图 3.6 可以看出，各种模型的辐射谱在低频部分差别不大，但在高频却有明显不同。

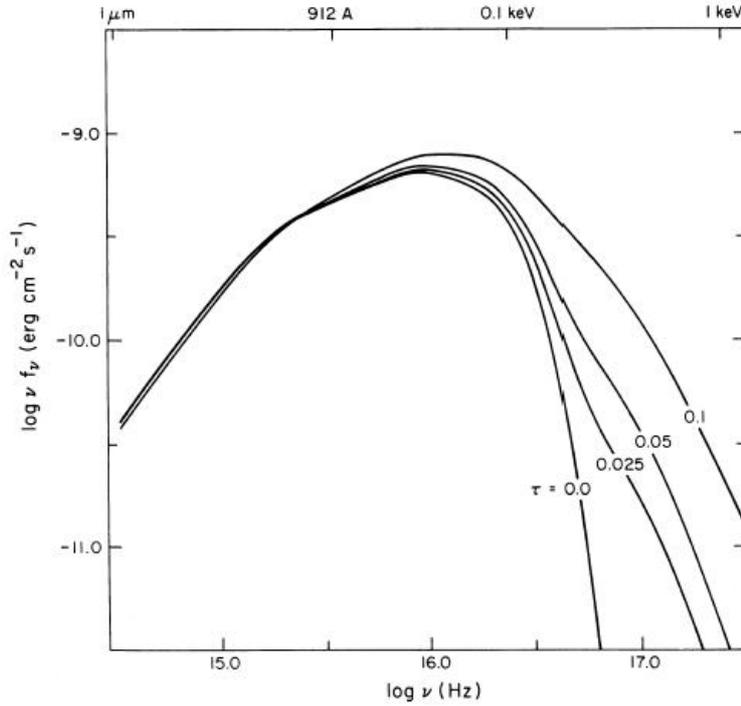


图 3.7 光学薄的热冕对吸积盘辐射的影响，取自 Czerny & Elvis(1987)^[11]。冕的温度取为 120 keV，吸积盘的参数为： $M=10^8 M_{\odot}$ ， $\dot{M}=10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 。 $\tau=0.0$ 对应于无冕的情况。

Czerny & Elvis(1987)^[11]讨论了吸积盘冕的影响。一般认为，吸积盘外存在着冕。虽然冕的形状尚不能很好确定，但冕的辐射却不能忽视。与日冕一样，各种可能的加热机制使冕的温度远高于吸积盘本身的温度。另外，冕一定是光学薄的。图 3.7 是光学薄的热冕对吸积盘辐射的影响。 $\tau=0.0$ 的曲线对应于没有冕的情形。在高频，曲线下降得很陡。冕的存在($\tau \neq 0$)增强了吸积盘的高能辐射，使谱在高频时变得较平。Czerny & Elvis(1987)^[11]还讨论了各种参数对吸积盘辐射的影响。图 3.8 是吸积率的影响；图 3.9 是黏滞参数 α 的影响。

当用吸积盘辐射谱去拟合观测光谱时，必须考虑视线相对于吸积盘的倾角。因为，在这种情形下，观测到的是沿着与吸积盘法线成 ϑ 角的辐射，而吸积盘的辐射不是严格的黑体辐射，因而与 ϑ 有关。例如，在平面平行层情形，从恒星大气辐射转移方程的近似解可知，

$$I_{\nu} \approx \frac{3}{4} F_{\nu} \left(\mu + \frac{2}{3} \right), \quad (3.3)$$

其中， $\mu = \cos^{-1} \vartheta$ 。对于实际的盘，情况要复杂得多。沿视线方向的辐射取决于吸积盘的细节。

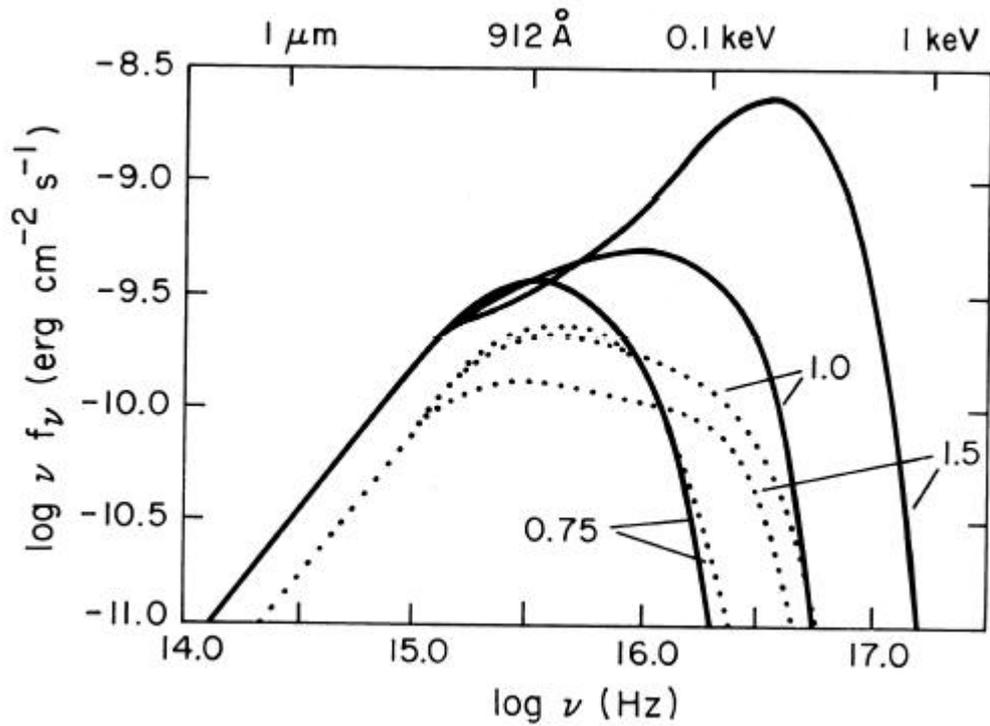


图 3.8 吸积率对盘光谱的影响, 取自 Czerny & Elvis(1987)^[11]。图中的数字为 $\log \dot{M}$, 实线为 $\cos i = 1.0$, 虚线为 $\cos i = 0.5$ 。

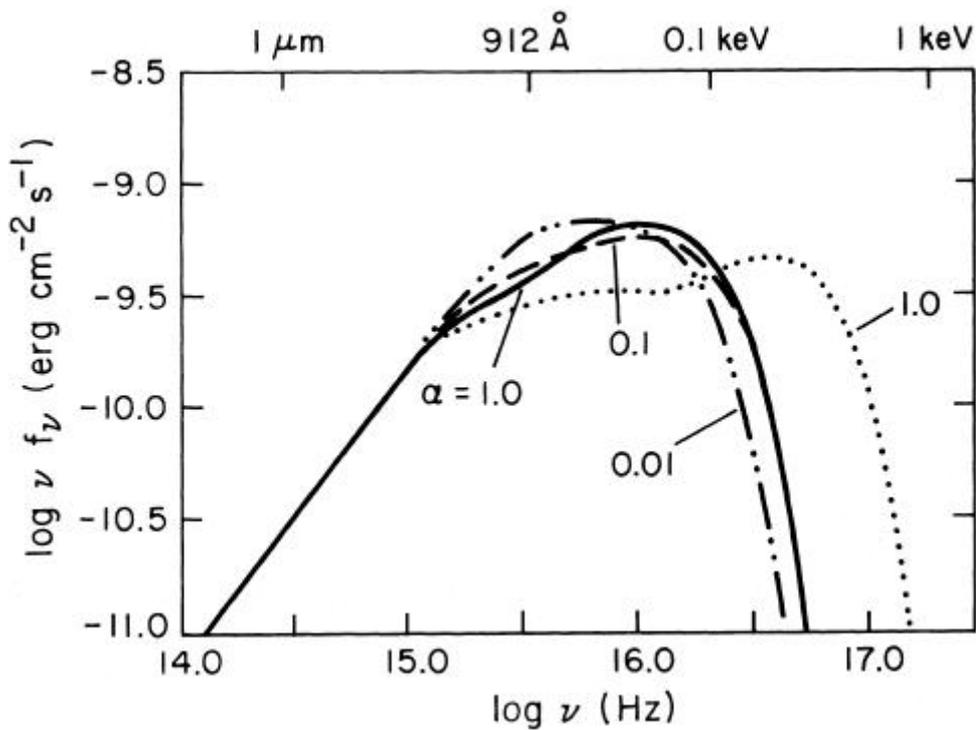


图 3.9 黏滞参数 α 对盘光谱的影响, 取自 Czerny & Elvis(1987)^[11]。计算时取盘参数为: $M = 10^8 M_\odot$, $\dot{M} = 10 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, $\cos i = 1.0$ 。

对于黑洞周围的吸积盘，计算辐射时还须考虑相对论效应(Cunningham (1975)^[12])。由于吸积盘的内边缘离黑洞很近，吸积盘物质绕黑洞转得很快，须考虑 Doppler 效应；黑洞周围的引力场很强，须考虑引力红移和其它的广义相对论效应。吸积盘的结构将不同于牛顿力学情形，辐射谱也有所变化。

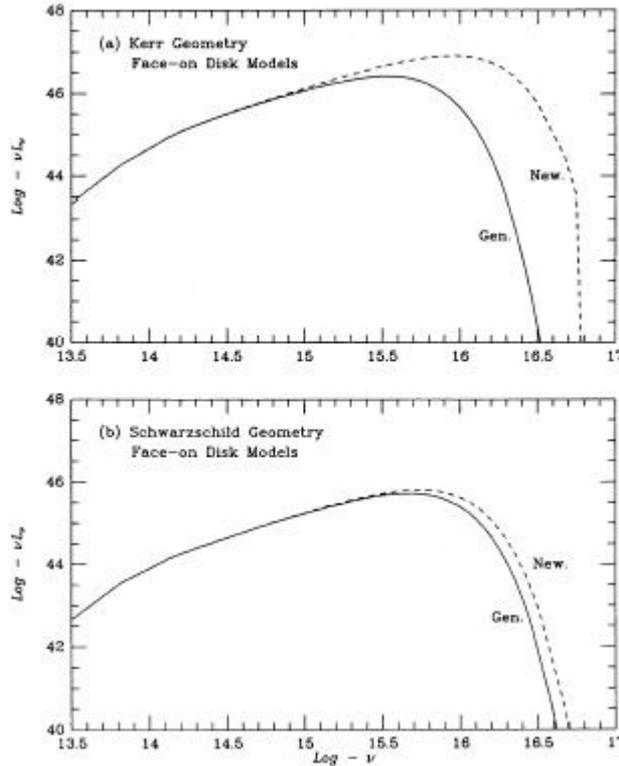


图 3.10 相对论效应的影响,取自 Sun & Malkan(1989)^[13]。实线为广义相对论情形，虚线为牛顿力学情形。(a)和(b)分别对应于 Kerr 黑洞和 Schwarzschild 黑洞。计算时取 $\cos i = 1.0$ ，即 face-on(正向)。

图 3.10 和图 3.11 是 Sun & Malcan(1989)^[13]的计算结果。图 3.10 显示的是相对论效应的影响。我们看到，Kerr 黑洞的影响比 Schwarzschild 黑洞大。这似乎提供了一个探测黑洞类型的方法。图 3.11 显示的是 Kerr 黑洞情形不同倾角的观测者探测到的谱。

2. 拟合的结果

许多人应用不同的吸积盘模型对大蓝包进行了拟合。当然，由于类星体的紫外-光学谱弥散很大，拟合并不是针对合成的连续谱，而是针对每个具体的类星体的大蓝包。下面是一些代表性的结果。

Czerny & Elvis(1987)^[11]用修正的黑体辐射计算吸积盘光谱。他们得到黑体辐射的修正因子 g_ν 为：

$$g_\nu = \frac{2(1 - e^{-2\tau_\nu^*})}{1 + [(\kappa_\nu + \kappa_{es}) / \kappa_\nu]^{1/2}} [1 - g_{th}(\nu)] + C, \quad (3.4)$$

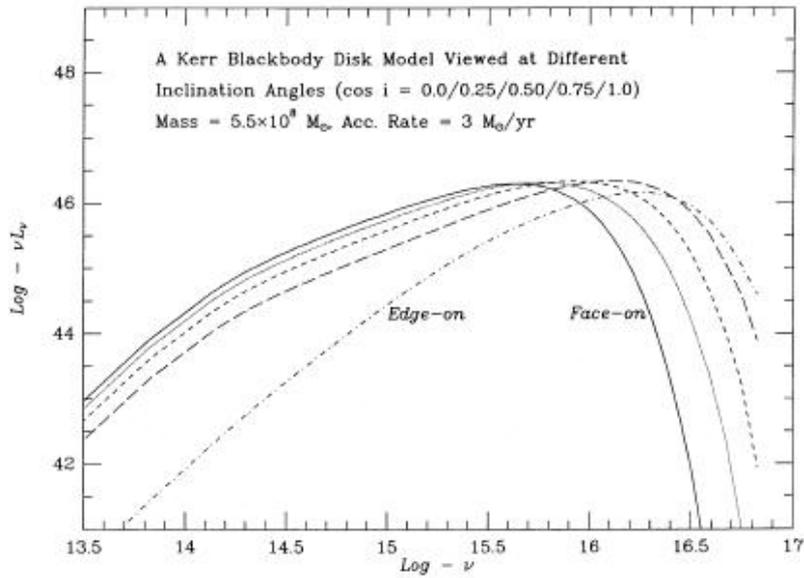


图 3.11 Kerr 黑洞情形倾角的影响, 取自 Sun & Malcan(1989)^[13]。各曲线依次代表 $\cos i = 1.0$ (face-on), 0.75, 0.50, 0.25, 0.0(edge-on)。

式中, κ_ν 和 κ_{es} 分别为罗斯兰平均不透明度和电子散射不透明度, 而 $\tau_\nu^* = [(\kappa_\nu + \kappa_{es})\kappa_\nu]^{1/2}$, g_{th} 为引入康普顿化后的改正因子, C 为常数。

图 3.12 是他们对 PG 1211+143 大蓝包的拟合。其中, 实线为吸积盘光谱与一个从红外到 X 射线的幂谱之和。拟合时考虑了吸积盘冕的影响, 但没有考虑广义相对论效应。虚线为未考虑冕的情形。

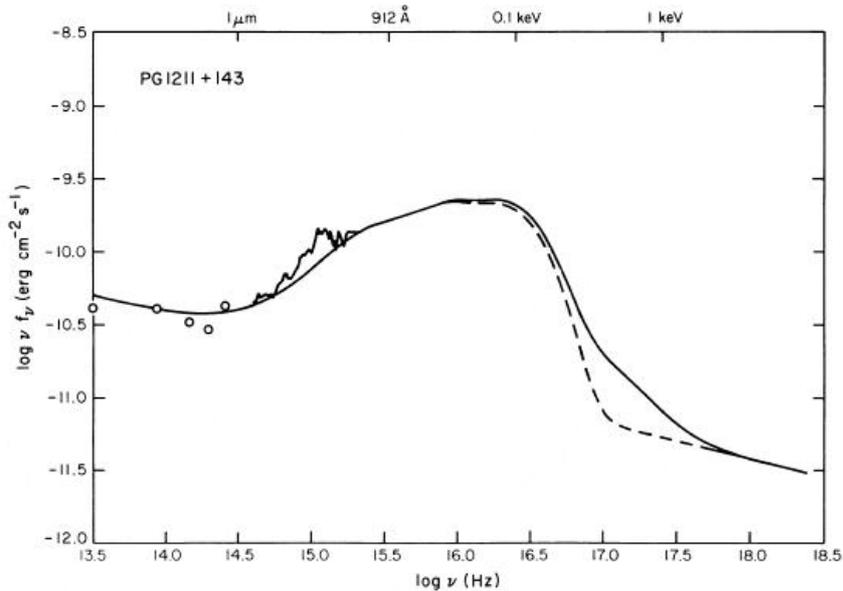


图 3.12 对 PG 1211+143 大蓝包的拟合, 取自 Czerny & Elvis(1987)^[11]。实线为考虑了吸积盘冕的影响的谱, 虚线为未考虑冕的情形。没有考虑广义相对论效应。

Sun & Malcan(1989)^[13]对 60 个类星体和活动星系核的紫外-光学-红外谱进行了拟合。他们在求吸积盘出射辐射时，与 Kolykhalov & Sunyaev(1984)^[14]类似，用恒星大气模型代替局部黑体近似。他们考虑了广义相对论效应，但未计入晕的影响。他们分别对 Kerr 黑洞和 Schwarzschild 黑洞情形进行了拟合。图 3.13 是部分拟合结果。

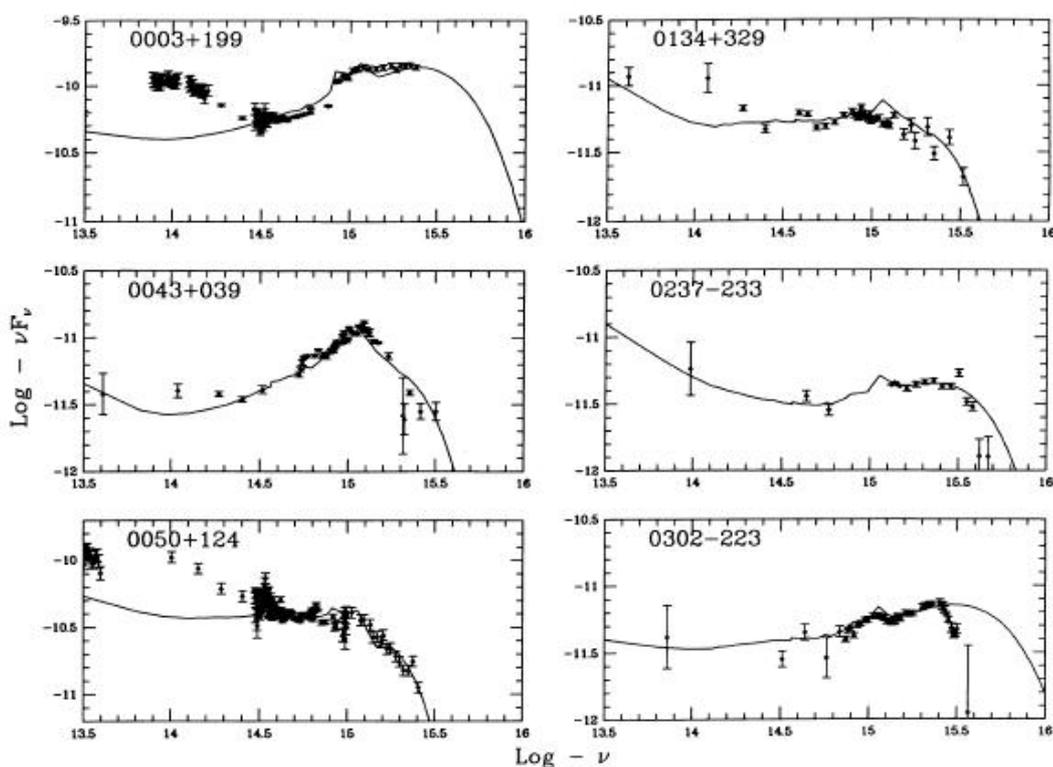


图 3.13 Sun & Malcan(1989)^[13]对大蓝包的部分拟合结果。拟合时考虑了广义相对论效应，但未计入晕的影响。另外，拟合时不考虑红外辐射。

Laor 及其合作者在一系列论文中^[15-17]研究了大蓝包。他们考虑了电子散射和束缚-自由跃迁对不透明度的影响，盘的辐射自吸收和垂直温度梯度，采用 Eddington 近似，求得吸积盘的出射辐射流。另外，也考虑了广义相对论效应，但不考虑吸积盘晕。针对 Kerr 黑洞和 Schwarzschild 黑洞情形，他们对 101 个类星体和活动星系核的紫外-光学-红外谱进行了拟合。图 3.14 是其部分结果。

还有很多人应用各种改进的吸积盘模型研究了类星体和活动星系核的大蓝包。在大多数情况下，模型光谱能够较好地拟合观测光谱。这个结果使人们认识到，类星体和活动星系核的紫外-光学-红外辐射谱很可能是光学厚吸积盘的热辐射。大蓝包也被看作为类星体和活动星系核的黑洞-吸积盘模型的有力证据。但从图 3.12-图 3.14 可以清楚地看到，也有许多观测光谱不能很好地拟合。除此之外，还有一些现象也对黑洞-吸积盘模型提出挑战，或者说，对黑洞-吸积盘模型施加了限制。

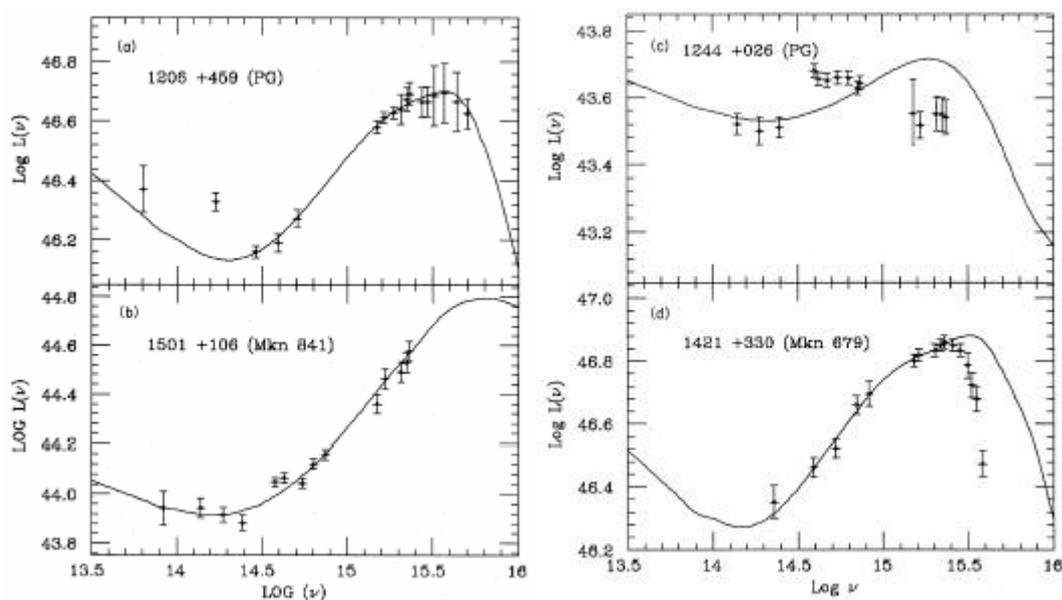


图 3.14 Laor(1990)^[17]对大蓝包的部分拟合结果。

3. 对吸积盘模型的限制

(1) Lyman 边界(Lyman edge)问题。

用光学厚薄吸积盘拟合大蓝包时发现，吸积盘的温度不高，实际上是“冷”盘^[18]。在这种情况下，正如 Kolykhalov & Sunyaev(1984)^[14]所指出的，吸积盘的出射谱在 Lyman 系限(912Å)处会发生跃变。但是，人们在大多数情况下并未观测到 Lyman 边界处辐射的这种特征。Koratkar et al. (1992)^[18]研究了包含 49 个类星体的样本，发现不到 10%的类星体在 Lyman 边界处辐射的特征可能与吸积盘有关，而大部分类星体的光谱都像 PG 0743-673(见图 3.15)一样，在 Lyman 边界处不出现间断。图 3.15 中，竖线表 Lyman 系限的位置。我们看到，辐射从 Lyman 系限的一端非常光滑地过渡到另一端，不出现间断。Antonucci(1988^[20], 1999^[21]), Koratkar & Blaes(1999)^[19]等都指出，这是光学厚吸积盘模型解释大蓝包碰到的最大困难。

如何解决这一矛盾？前面提到的吸积盘模型可能都太简单，需要改进。虽然许多因素，如相对论效应、康普顿化、吸积盘冕等，都可能起着抹平 Lyman 边界处的间断的作用，但都不足于完全解释观测光谱。Hubeny et al. (2000)^[22] 考察了一个复杂的非局部热动平衡(non-LTE)的吸积盘，并考虑了广义相对论效应，结果发现，吸积盘的出射辐射在 Lyman 系限处的间断的确被抹平了。但辐射谱在 Lyman 系限长波一侧隆起，而且，Lyman 系限两侧的斜率(谱指数)不同。在 Zheng et al. (1996)^[23], Kriss et al. (1999)^[24] 得到的一些类星体的光谱中，的确看到在 Lyman 系限两边辐射谱斜率的变化。这对 non-LTE 的吸积盘模型是一个支持。

然而，并没有观测到 Lyman 系限长波一侧隆起。最近，Blaes et al.(2001)^[25]用 non-LTE 吸积盘模型去拟合 3C273 的光谱时，也得不到满意的结果。看来，non-LTE 模型仍不能完全解决问题。

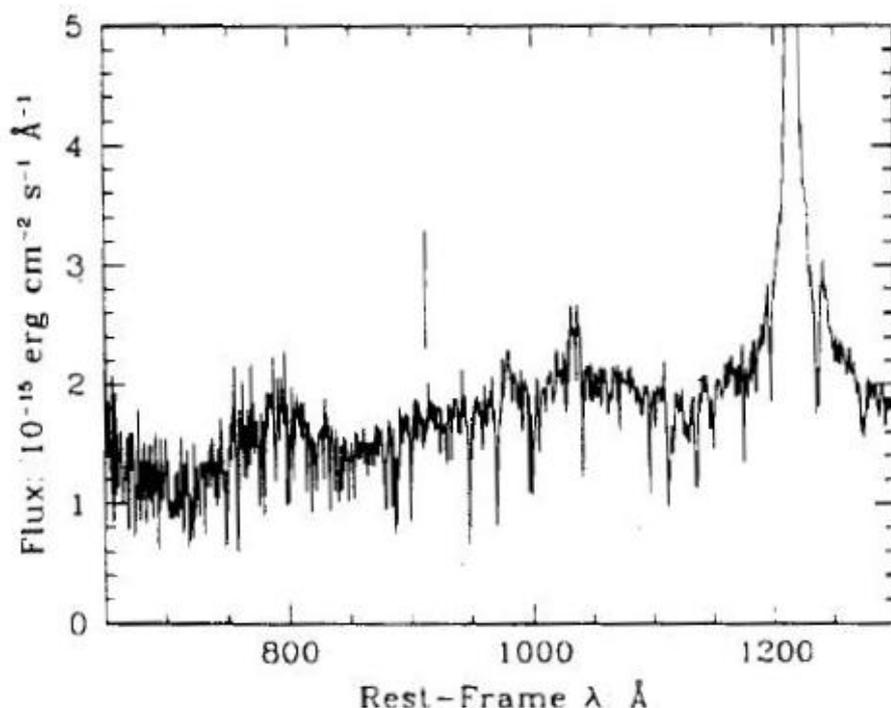


图 3.15 PG 0743-673 的光谱。竖线(静止波长 912Å)表 Lyman 系限的位置。

(2) 偏振问题。

在简单的电子散射吸积盘模型里，出射辐射是偏振的，偏振度 P 在 0-11.7% 之间，依赖于倾角；偏振方向垂直于盘的对称轴。但观测结果却不是这样。就偏振度来说，虽然观测到少数类星体在 Lyman 系限短波一侧的辐射有较大偏振度^[26-28]，但大多数类星体和活动星系核的大蓝包辐射的偏振度 $\leq 1\%$ ；而就偏振方向来说，从有射电喷流的类星体和活动星系核的观测发现，大蓝包辐射的偏振方向平行于射电喷流，也就是说，按照类星体和活动星系核统一模型，平行于吸积盘的对称轴。

如何解释观测和模型间的差异？理论研究表明，在吸积盘模型的框架下，某些因素可减小偏振度。例如，Laor et al. (1990)^[16] 指出，引入吸收不透明度和广义相对论效应，可以降低偏振度；而 Agol & Blaes (1996)^[29]，Agol et al. (1998)^[30] 的计算表明，在一个有磁场的吸积盘大气中，Faraday 消偏振也可降低偏振度。至于偏振方向，也有一些效应可导致偏振方向的改变。例如，Coleman & Shields (1990)^[31] 指出，粗糙的吸积盘表面就可使偏振平行于吸积盘的对称轴。但是，这些研究并不能完全消除观测和模型间的不一致。

最近, Kishimoto et al. (2003)^[32] 得到了低红移类星体 Ton 202 的偏振光谱, 结果绘于图 3.16。由于它的红移 $z = 0.336$, Balmer 系限正好落在观测窗口内。前面已经提到, 按照光学厚吸积盘模型, Lyman 系限处的辐射应有间断。基于同样的原因, Balmer 系限处的辐射也应有间断。但如果 Lyman 系限处没有间断, Balmer 系限处的辐射也应没有间断。也就是说, Balmer 系限附近连续光谱的行为应与 Lyman 边界附近的类似。图 3.16 表明, Ton 202 的偏振光谱在 Balmer 系限处并无间断。但在 Balmer 系限两侧的谱指数却明显不同: 兰端(即观测波长 2800 - 4000Å 之间)的谱指数 $\alpha = 1.73 \pm 0.07$, 而红端(即观测波长 4000 - 4900Å 之间)的谱指数 $\alpha = 0.54 \pm 0.08$, 与 Hubeny et al. (2000)^[22] 提出的非局部热动平衡的吸积盘模型预言的结果一致。这个偏振观测对大蓝包的光学厚吸积盘的热辐射模型是一个有力支持。

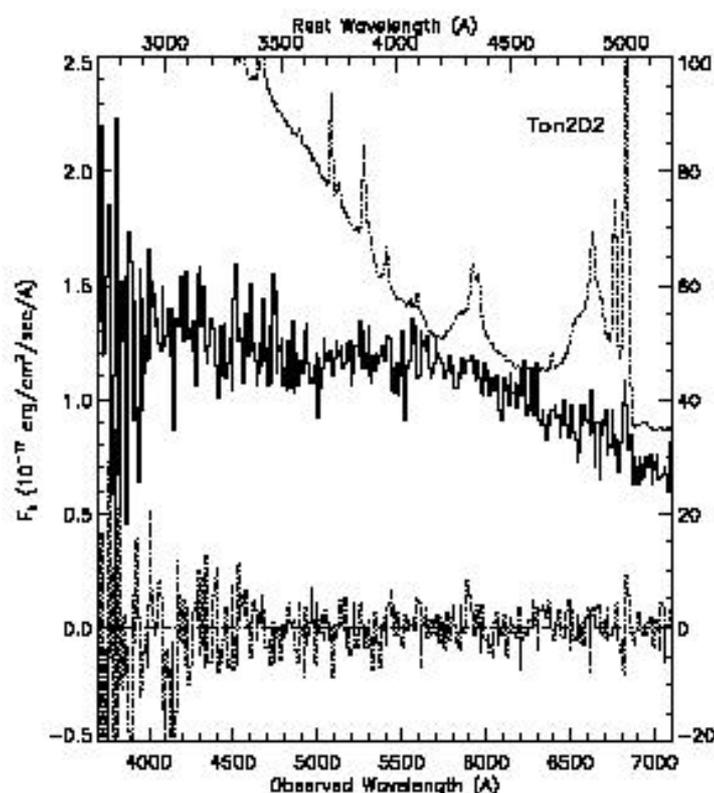


图 3.16 Ton 202 在 Balmer 边界附近的偏振光谱, 取自 Kishimoto et al. (2003)^[32]。底部的点线为 Stokes 参数 U 的值。横坐标为观测波长(底线)和静止波长(顶线)。

(3) 光变

许多研究指出^[33-35], 简单的吸积盘模型不能很好地解释紫外-光学的光变观测资料。光变资料对吸积盘模型施加了严格的限制。这里不打算详细讨论这个问题, 仅指出, 在某些情形, 为了解释光变观测资料, 需寻求其它的辐射源。也就是说, 简单的标准薄盘是不够的。

Paltani et al. (1998)^[36]总结了对 3C273 长达 20 年的紫外-光学波段监测，给出了它的大蓝包的光变曲线(图 3.17)。对光变曲线的分析表明，3C273 的紫外-光学辐射由两个成分组成：B(蓝)成分和 R(红)成分。

B 成分的光变是 3C273 的紫外辐射光变的主要原因。其光变时标约 2 年。分析了各种可能的辐射机制后发现，一个几何厚的吸积盘的热轫致辐射可以再现 B 成分的光谱。R 成分主要对 3C273 的红外辐射有贡献，其光变周期远长于 B 成分，光变幅也大于 B 成分。R 成分起源于 3C273 的喷流，反映了其 blazar 的本质。

3C273 的紫外-光学波段的光变行为使 Paltani et al. (1998)^[36]认为，模型应修改为图 3.18：大质量黑洞外有一个几何厚吸积盘，喷流垂直于盘的对称面，喷流和吸积盘之间的漏斗形区域产生硬 X 射线。X 射线照亮了吸积盘，使其产生 B 成分辐射。去掉 B 成分，剩下的就是以 R 成分出现的 blazar。

图 3.17 3C 273 光变曲线,取自 Paltani et al. (1998)^[36]

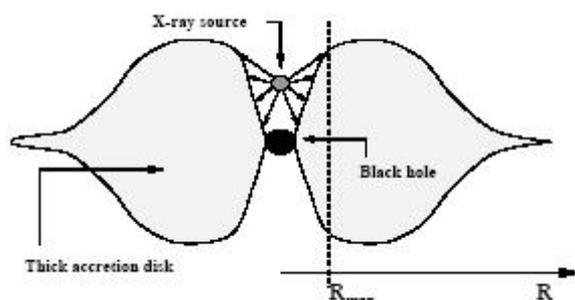


图 3.18 3C 273 模型, 取自 Paltani et al. (1998)^[36]。

§ 3.2.2 其它模型

除了光学厚吸积盘模型外,最引人注目的解释大蓝包的模型是自由-自由(f-f)发射^[37-40]。Barvainis(1993)^[41]对这种看法进行了总结。

f-f 跃迁的发射系数为

$$\varepsilon_\nu = 5.4 \times 10^{39} Z^2 \frac{n_e n_i}{T^{1/2}} g(\nu, T) e^{-h\nu/kT} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ rad}^{-1}, \quad (3.5)$$

其中, Z 为核电荷, $g(\nu, T)$ 为 Gaunt 因子。图 3.19 是 ε_ν 与频率的关系(a)及相应的谱指数(b)。

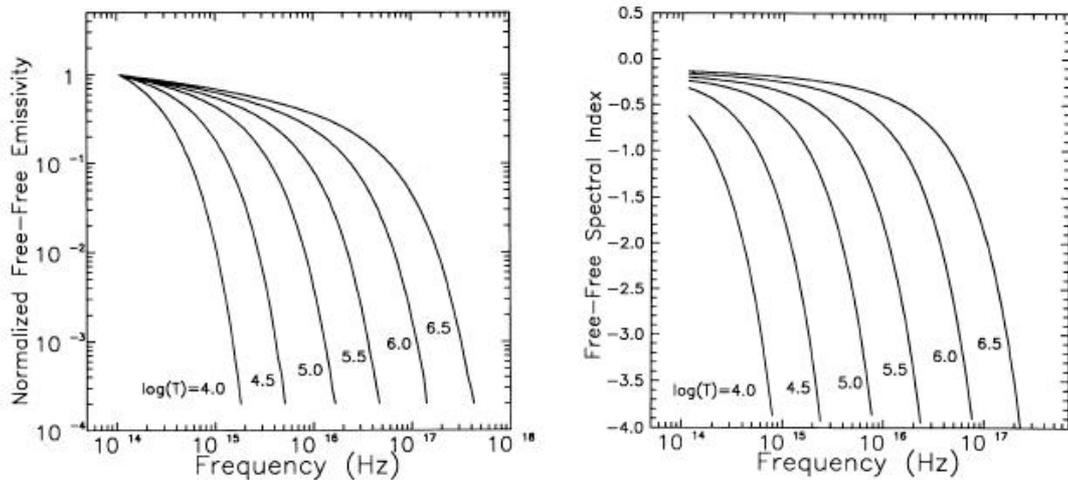


图 3.19 (a)归一化的 ε_ν 与频率的关系; (b)谱指数与频率的关系。注意: 这里的谱指数与(1.1)式定义的差一个符号。取自 Barvainis(1993)^[41]。

从图 3.19 可以看出, f-f 发射的谱指数在一个很大的范围内变化, 这有利于解释类星体的紫外-光学-红外谱。当然, 在构造模型时还须考虑其它的因素, 如电子散射, 束缚-自由跃迁等。

Barvainis(1993)^[41]考虑了这样一个简单的模型: 产生紫外-光学-红外辐射的区域近似为球状, 由许多光学薄的小云组成, 小云发出 f-f 发射。这个模型的优点是:

(1) 可以容许类星体和活动星系核的光度从 $10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ 到 $10^{48} \text{ erg s}^{-1}$ 的巨大弥散。

(2) 辐射谱可以较好地拟合类星体和活动星系核的紫外-光学-红外谱。图 3.20 是对 PG 1211+143 的拟合结果。

(3) 吸积盘模型要求盘是“冷”的, 但在 f-f 发射情形, 小云的气体是“热”的, 温度很高, 可达 $2 \times 10^5 - 2 \times 10^6 \text{ K}$ 。小云的温度与光度正相关, 高光度天体的温度 $\sim 10^6 \text{ K}$, 如此高的温度下, 某些效应(如康普顿化)将抹平 Lyman 边界处的间断。与吸积盘模型相比, 这有利于解释 Lyman 边界处谱的行为。

(4) 由于小云近似球状分布，辐射将只有非常低的偏振，而且，偏振方向平行于射电源的轴。

(5) 光学薄的小云与紫外-光学波段的光变资料相容。例如，由快速光变确定的发射源的尺度很小，小云容易满足这一要求。

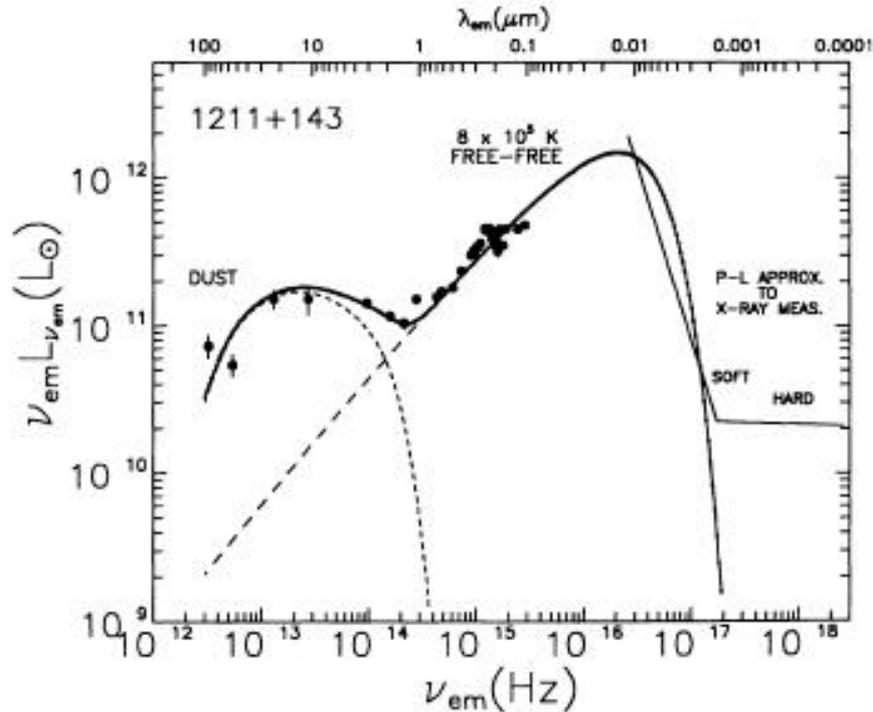


图 3.20 用 f-f 发射拟合 PG 1211+143 的光学紫外谱。红外谱则主要考虑尘埃。取自 Barvainis(1993)^[41]

§ 3.2.3 小蓝包(small blue bump)

静止波长 3000Å 附近的隆起也是类星体和活动星系核紫外-光学波段连续谱的显著特征。大量的研究表明，小蓝包的出现可能是宽线区众多小云的大量 Fe II 发射线的混合与 H I 的 Balmer 连续辐射联合作用的结果。因此，小蓝包辐射的起源完全不同于大蓝包。

Wills et al. (1985)^[42], Netzer & Wills (1983)^[43] 等做了详细的计算。他们采用标准的光致电离模型，计算了发射线的强度和 Balmer 连续辐射。图 3.21 是 Wills et al. (1985)^[42]对类星体 0405 - 123 的计算结果。第一条光谱是观测光谱，已改正了星际消光，光谱下部的曲线为幂律连续光谱。可以明显地看出小蓝包。第二图的光谱为扣除了幂律连续光谱后的光谱和计算得到的模型光谱。第三条光谱为 Fe II 线的贡献。明显地可以看出，Fe II 线混合在一起成为连续光谱。第四条为其它发射线和 Balmer 连续辐射的贡献。图 3.21 的第三条和第四条表明，正是 Fe II 线的混合和 Balmer 连续辐射造成了连续光谱的隆起。图 3.21 的第二条表明，计算和观测符合得很好。

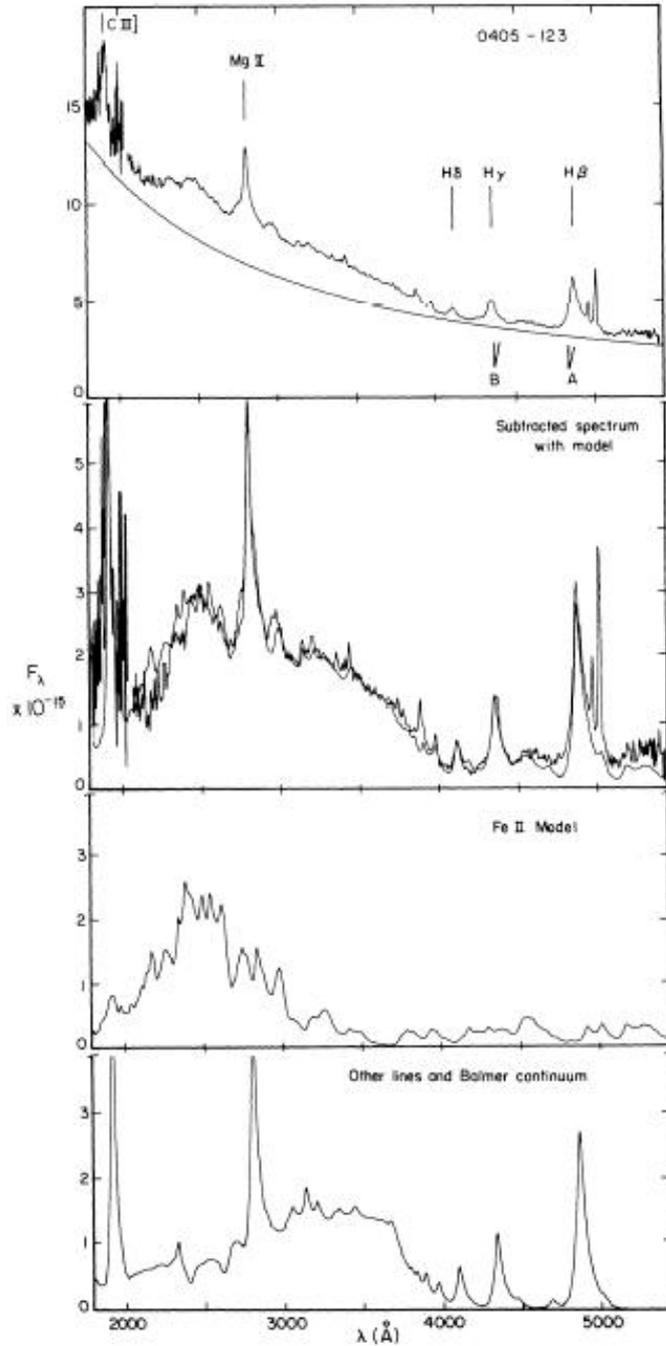


图 3.21 QSO0405 – 123 的小蓝包，取自 Wills et al. (1985)^[42]。

§ 3.3 红外辐射

类星体红外辐射是怎样产生的？其性质是热致的还是非热致的？如何解释红外隆起和 $1\mu\text{m}$ 处的下凹？

§ 3.3.1 热辐射模型

类星体紫外-光学-红外波段的辐射可近似用一幂律谱来描述，1980 年代用吸积盘的热辐射解释大蓝包取得很大成功，这些结果使人们相信，类星体的红外辐

射也是热辐射。但是，红外辐射并不是紫外-光学波段的辐射简单地向长波方向的延伸。用一个标准的几何薄光学厚吸积盘发出的热辐射不能很好地解释整个紫外-光学-红外谱。必须寻找产生红外辐射的源。一般认为，产生红外辐射的源是星系中的尘埃。

Sanders et al. (1989)^[6]在研究 PG 类星体的红外辐射时指出，类星体紫外-光学-红外波段辐射的几乎所有特征都可在黑洞-吸积盘模型的基础上很好地理解。为了解释红外辐射，他们借助于星系中的尘埃，并将通常的吸积盘模型修改为图 3.22 所示。

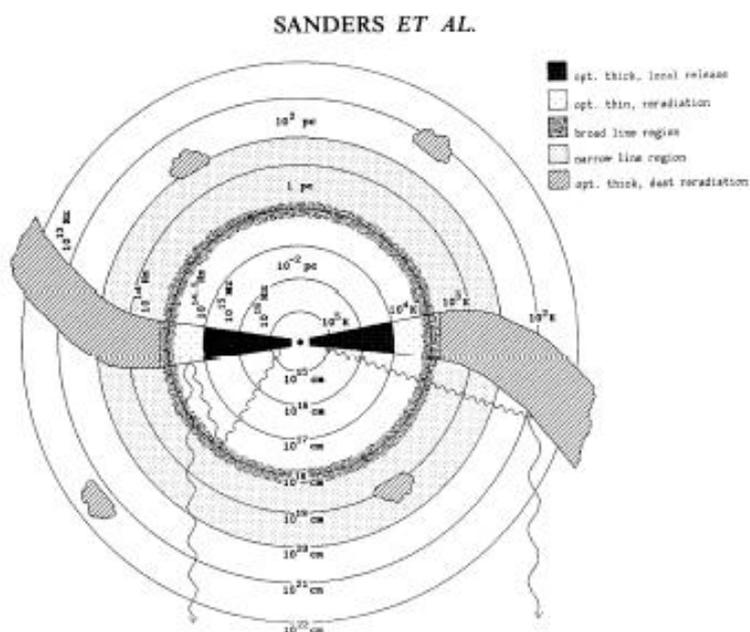


图 3.22 射电宁静类星体红外辐射模型，取自 Sanders et al. (1989)^[6]。

这个模型的最大特点是，中心区域的光学厚吸积盘向外延伸到 1pc 附近的宽线区后成为弯曲的尘埃盘。盘一直可以延伸到距中心几百 pc 甚至几 kpc，成为寄主星系的一部分。离盘较远处也可能有一些孤立的尘埃云。尘埃盘的覆盖因子很大，可以挡住中心源的辐射。 $r > 10^{18}$ cm 的尘埃盘的再辐射构成了类星体的频率 $< 10^{14.2}$ Hz 的红外辐射。

尘埃盘的热平衡表现为吸收了来自中心区域的辐射并以热辐射形式释放出去，因此，尘埃盘中距中心为 r 的一点的温度 T_d 由下式决定：

$$\sigma T_d^4 \langle Q_e(a, T_d) \rangle = \frac{L_c e^{-\tau}}{16\pi r^2} \langle Q_a \rangle, \quad (3.6)$$

其中， σ 为 Stefan-Boltzmann 常数， τ 为从中心源起算的光深， L_c 为中心源的光度， $\langle Q_a \rangle$ 为按入射光谱和尘埃大小平均后的吸收效率(即吸收截面与几何截面之比)，而 $\langle Q_e(a, T_d) \rangle$ 为按出射光谱平均后的发射效率，可表为

$$\langle Q_e(a, T_d) \rangle = \frac{\pi}{\sigma T_d^4} \int_0^\infty Q_a(a, \nu) B_\nu(T_d) d\nu, \quad (3.7)$$

$B_\nu(T_d)$ 为 Planck 函数。

知道了尘埃大小的分布和有关参数(如尘埃吸收效率, 中心黑洞的质量, 粘滞参数 α , 等)后就可求出尘埃盘内各点的温度 T_d , 对整个盘积分后可进而求出尘埃盘的总辐射。图 3.23 给出两个例子, (上): 盘弯曲的角度随 $\log r$ 线性增加; (下): 盘弯曲的角度随 $(\log r)^2$ 增加。在两种情况下, 黑洞质量取为 $10^8 M_\odot$, 粘滞参数 α 取为 0.1。

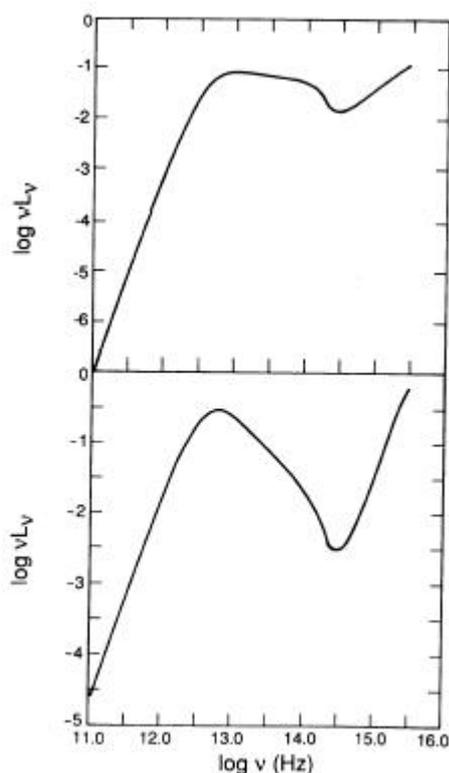


图 3.23 尘埃盘的辐射谱。(上): 盘弯曲的角度随 $\log r$ 线性增加; (下): 盘弯曲的角度随 $(\log r)^2$ 增加。取自 Sanders et al. (1989)^[6]。

从图 3.23 可以明显看出辐射谱在 $1 \mu\text{m}$ 处的下凹和远红外的隆起。仔细的分析表明, $0.5 \mu\text{m}$ 到 $5 \mu\text{m}$ 的辐射主要是距中心源几 pc 以内的吸积盘外边缘的热气体和尘埃以及分子气体的再辐射, $5 \mu\text{m}$ 到 1mm 的辐射则是从距中心几 pc 延伸到几 kpc 的弯曲盘里尘埃的再辐射。 $1 \mu\text{m}$ 处的下凹可以解释为在距中心源约 1pc 时, 盘的温度升至约 2000K , 尘埃微粒升华了。 1pc 以内盘的辐射主要是韧致辐射, 引起 $1 \mu\text{m}$ 处的下凹。

§ 3.3.2 非热辐射

红外辐射也可能具有非热起源。有一些支持非热起源的证据。

(1) 幂律谱。

不仅是整个紫外-光学-红外波段，即便单在红外波段，谱都可用幂律谱近似描述。幂律谱通常被认为是非热辐射的特征。许多类星体和 Seyfert 1 星系的辐射在长于 $100 \mu\text{m}$ 后强度下降。如果幂律谱被解释为同步加速辐射，这种强度下降就可自然地解释为同步加速辐射的自吸收。

(2) 尘埃微粒的吸收和发射。

如果红外辐射是尘埃的再辐射，应该观测到与尘埃有关的吸收和发射。但仔细的测光并未发现硅酸盐尘埃微粒在近红外波段($3.3 \mu\text{m}$ 和 $11.6 \mu\text{m}$)产生的吸收或发射；也未肯定观测到在 2175\AA 处的尘埃吸收。(Edelson & Malcan (1987)^[44])。

(3) 相关性。

有一些观测发现，红外辐射可能同其它波段(如硬 X 射线)的辐射相关。这表明，这两种辐射可能产生于同样的区域，具有同样的起源。而硬 X 射线一般认为是非热辐射。

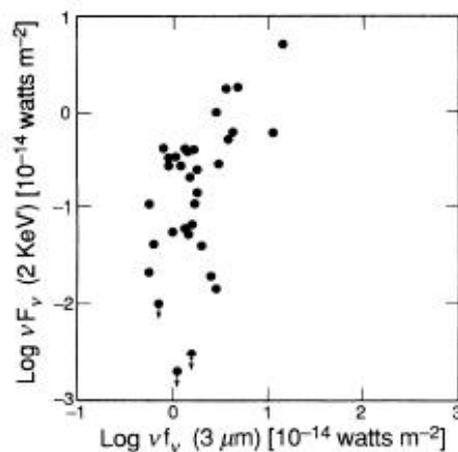


FIG. 9a

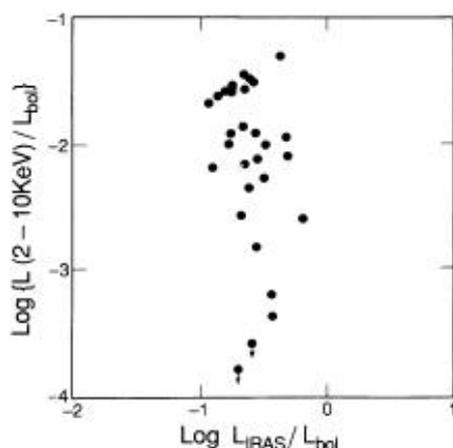


图 3.24 PG 类星体的 X 和红外辐射。(上)(2-10)keV 的 X 射线流量与 $3.5 \mu\text{m}$ 红外辐射流量间的关系;(下)(2-10)keV 的 X 射线光度和热光度之比与(2-100) μm 红外辐射光度和热光度之比的关系。取自 Sanders et al. (1989)^[6]。

(4) 光变。

红外光变可能提供了非热辐射最直接的证据。观测发现, blazars 和某些平谱射电噪类星体的远红外辐射有快速光变。例如, 3C 273 的 $10\mu\text{m}$ 和 1mm 辐射被观测到时标为月的变化。这要求它们有非常高的亮温度, 而热辐射绝不可能如此。它们的大部分红外辐射只可能是非热起源。快速光变也要求源的尺度很小。因此, 一般认为, 快变源的非热辐射可能与喷流有关。最简单的解释就是, 远红外辐射是喷流最内部的同步加速辐射。

上一节已经谈到, Paltani et al. (1998)^[36] 对 3C273 大蓝包光变的分析表明, 反映了 3C273 红外辐射的 R 成分可能与其 blazar 性质有关。实际上, R 成分应该非热起源。

上述证据并不是决定性的。幂律谱来说, 热辐射也有可能具有幂律谱。何况类星体的红外辐射并不是严格的幂律谱, 也没有观测到很大的偏振。又如相关性, 有些观测并未发现红外辐射同 X 射线相关。图 3.24 是 Sanders et al. (1989)^[6] 得到的 PG 类星体的结果。从图 3.24 完全看不出两者的相关。至于光变, 无疑地它是非热辐射强有力的证据。然而, 具有 blazar 性质的类星体很少。对大部分类星体来说, 光变对其红外辐射性质的限制并不是很强烈。即便是具有 blazar 性质的类星体, 其红外辐射也可能包含部分热辐射。

星系中总存在尘埃。因此, 一般来说, 红外辐射一定会有热成分。至于有没有非热成分, 需要具体分析。Carleton et al.(1978)^[45] 提出一个方法, 区分活动星系核 $1-100\mu\text{m}$ 红外辐射中的热成分和非热成分。

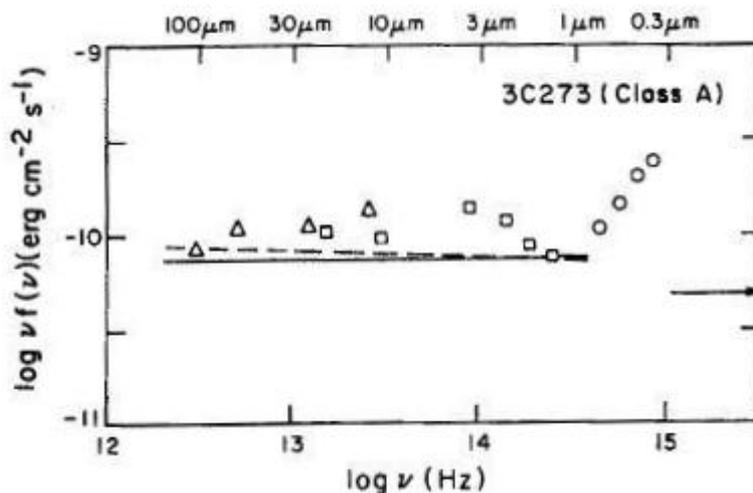


图 3.25 热成分和非热成分的分, 取自 Carleton et al.(1978)^[45]。

由于非热辐射一般具有幂律谱形状, 他们取红外辐射的最低的幂谱作为非热成分, 而此基底幂谱以上的部分就是热成分。图 3.25 是对 3C273 的红外辐射进行分离的结果。图中的实线(即基底幂谱)代表非热成分。利用分离出来的非热成

分和 6 keV 处的 X 射线光度进行相关分析，发现两者的相关性很好(图 3.27)。这说明这种分离方法是有效的。

Carleton et al.(1978)^[45] 进一步分析了平谱源和陡谱源。他们发现，平谱源在 1- 100 μm 间的红外辐射主要是非热辐射，但也包含热辐射；对不同的天体，热辐射的贡献出现在不同的波长。而陡谱源的波长短于 2 μm 的红外辐射则主要是热辐射。

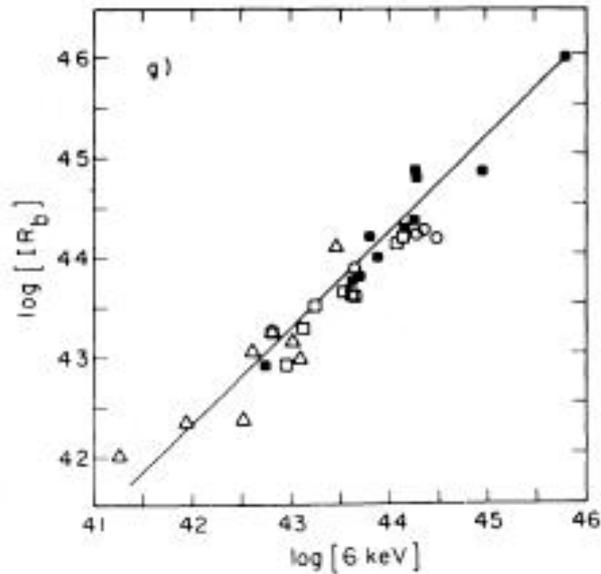


图 3.26 红外热成分与 6keV 处的 X 射线光度的相关，取自 Carleton et al.(1978)^[45]。

§ 3.4 光变

光变是类星体和活动星系核的重要观测特征。光变的研究为了解类星体和活动星系核最中心区域提供了重要手段。光变告诉人们许多信息，对理论模型施加各种限制。在紫外-光学-红外波段，现已积累了大量观测资料。

光变研究通常是对某些感兴趣的变光天体进行长期的监测，了解光变的细节；或者对某些样本进行观测，寻求光变的统计特征。本节将主要讨论后者。

§ 3.4.1 类星体光变特征

1. 光变比例

所有类星体都有光变，还是只有部分类星体有光变？光变的比例多大？对类星体样本的光变进行统计研究原则上可以回答这个问题。表 3.1 列出了主要的对类星体样本进行的光变研究。从表 3.1 可见，不同的研究者得到的结果相差很大，光变比例从 97%到 0%。实际上，从观测准确地确定光变比例是相当困难的。主要原因是：

表 3.1 类星体样本的光变研究

研究者	样本	时间跨度 (年)	星等/波段	类星体数	光变比例
Netzer & Sheffer (1983) ^[46]		31	B=18		39%
Usher et al. (1983) ^[47]		2		12	16%
Pica & Smith (1983) ^[48]	RHO	13	B=19.0	121	78%
Wampler & Ponz (1985) ^[49]	PG	2	B=16	67	0%
Hawkins (1987) ^[50]		6	B=20		
Koo et al. (1988) ^[51]	SA 57	10	J=21.5		60%
Marano et al. (1988) ^[52]		1	J=20.9	45	30%
O'Brien et al. (1988) ^[53]	IUE 样本	几周	UV		
Treverse et al. (1989) ^[54]	SA 57	11	B=22.6		73%
Neugebauer et al. (1989) ^[55]		6	IR	108	50%
Huang et al. (1990) ^[56]	MBQS	2 - 4	B=17.6	32	0%
Cristiani et al. (1990) ^[57]	SA 94	7	B=20	90	33%
Giallongo et al. (1991) ^{[58] (*)}	SA 57,	11	J	27	
	Bonoli 样本	4	J	28	
Hook et al. (1991) ^[59]	SGP	15	B=21	300	
Cimatti et al. (1993) ^[60]	光变选	2	U, J, F	45	50%
Hawkins (1993) ^[61]	ESO/F 287	17	B	300	
Treverse et al. (1994) ^[62]	SA 57	15	B=22	35	97%
Paltani et al. (1994) ^[63]		13	UV	43	90%
Hook et al. (1994) ^[64]	SGP	16	B=22.5	283	
Borgeest & Schramm(1994) ^[65]		2 - 4	B, V, R	47	
Cristiani et al. (1996) ^[66]	SA 94 等	10	B	486	
Hawkins (1996) ^[67]	SGP	17	B, R	400	
Di Clemente et al.(1996) ^[68]	PG 等	3	R=16.5	30	
Cid Fernandes et al.(1996) ^[69]	SGP	16	B=22.5	283	
Netzer et al.(1996) ^[70]	3CR	6	B, R	44	
Cristiani et al. (1997) ^[71]	SA94	16	R	149	

Aretxaga et al. (1997) ^[72]	SGP			300	
Bershady et al. (1998) ^[73]	SA 57	11	J	14	
Giveon et al. (1999) ^[74]	PG	7	B, R	42	

(*)Giallongo et al. (1991)^[58]的研究中包含两个样本。

(1) 测光误差。类星体的光变幅一般小于 0.1 – 0.2 等。如果测光误差大，小变幅的光变就探测不到。有些研究者用了历史上保留下来的照相测光资料，误差较大，影响了对光变的探测。

(2) 时间跨度。类星体光变时标一般为几年。观测资料的时间跨度若不够长，有些光变就探测不到。我们需要时间跨度足够长、历元足够多的观测资料。但这种资料太难得到。

(3) 判断标准。在判断类星体是否发生光变时，不同的研究者可能用不同的标准。例如，有的研究者对每一个类星体定义光变指数 σ 为，

$$\sigma = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N |m_i - \langle m \rangle|,$$

其中， m_i 为历元 i 的观测星等， $\langle m \rangle$ 为平均星等， N 为历元数。有的研究者可能用 Q 统计， $Q = |m_{\max} - m_{\min}| / (\sigma_{\max}^2 + \sigma_{\min}^2)^{1/2}$ ，其中， m_{\max} 和 m_{\min} 分别为最暗和最亮时的星等，而 σ_{\max} 和 σ_{\min} 分别为对应的测量误差。但是，这些标准并不完全等价。

2. 光变时标

虽然某些 AGN(如 BL Lac)可能存在周期性光变，但对类星体光变的长期研究没有探测到任何周期性。图 3.17 是 3C 273 的长达 20 年的紫外-光学波段的光变曲线，看不出周期性。类星体的光变时标可从分析类星体样本的光变资料而得到。在分析类星体样本的光变资料时除了传统的功率谱分析方法外最常用的是所谓结构函数(SF, Structure Function)方法和自相关函数(ACF, Auto-Correlation Function)方法。

对一有限时间序列的观测量 $f(t_i)$ ， $i = 1, 2, \dots, n$ ，结构函数 $SF(\tau)$ 定义为：

$$SF(\tau) = \frac{1}{N(\tau)} \sum w(t)w(t+\tau)[m(t+\tau) - m(t)]^2, \quad (3.8)$$

自相关函数 $ACF(\tau)$ 定义为：

$$ACF(\tau) = \frac{1}{N(\tau)} \sum w(t)w(t+\tau)m(t+\tau)m(t), \quad (3.9)$$

其中， $m(t)$ 为 t 时刻的星等； $w(t)$ 为权重， t 时刻有观测值时 $w(t)$ 值为 1， t 时刻无观测值时， $w(t)$ 值为 0；而

$$N(\tau) = \sum w(t)w(t+\tau). \quad (3.10)$$

求和可在观测者坐标系进行, 此时对 $\tau = t_j - t_i$ 求和; 也可在类星体静止坐标系进行, 此时对 $\tau = (t_j - t_i)/(1+z)$ 求和。结构函数 $SF(\tau)$ 和自相关函数 $ACF(\tau)$ 之间的关系为:

$$SF(\tau) = 2[ACF(0) - ACF(\tau)]. \quad (3.11)$$

原则上结构函数是对每一个类星体而言的。但在许多情形, 观测历元很少, 得不到每个类星体的光变曲线。此时可把类星体样本作为一个整体, 研究其结构函数,

$$SF(\tau) = \langle m(t) - m(t+\tau) \rangle, \quad (3.12)$$

式中, $\langle m(t) - m(t+\tau) \rangle$ 表示对整个类星体样本的平均。

Aretxaga et al. (1997)^[72] 指出, 典型的结构函数一般表现为: (1) 在时间间隔大于光变时间尺度时, 存在一平台, 其值为光变大小的两倍; (2) 在时间间隔远小于光变时标时, 也存在一平台, 其值为测量误差的两倍; (3) 在上述两部分之间有一随时间指数上升的部分。选择一定的模型去拟合结构函数就可求出光变时标、光变幅等光变参数。

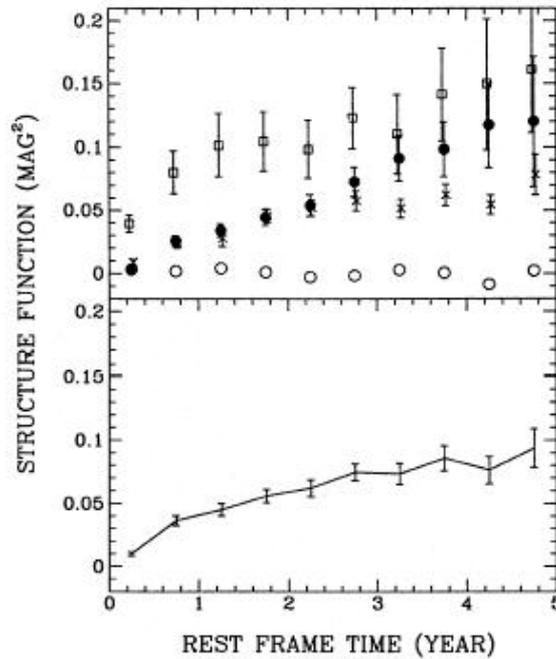


图 3.27 结构函数,取自 Cristiani et al. (1996)^[66]。(上) SA 94(黑点),SGP(叉),SA 57(方块)和控制样本(圆)的结构函数; (下) 三个样本合起来的结构函数。

图 3.27 是结构函数的一个例子。Cristiani et al. (1996)^[66]研究了 SA 94、SGP(南银极)和 SA 57 总共 486 个类星体的大样本。图 3.27 上图分别给出在静止坐标系

里这三个天区的变光类星体以及控制天体的结构函数；下图则是全部变光类星体的结构函数。

通过对结构函数的仔细分析，Cristiani et al. (1996)^[66]求得在静止坐标系里类星体的光变时标为 5.5 年。其他研究者的结果大体一样。

由于观测历元很有限，间隔又长，通常对类星体样本的结构函数的分析不可能得到短时标光变的信息。对单个类星体的长期监测发现了更短时标(月)的光变，个别类星体还探测到几日的微小变化。

光变时标与类星体的绝对星等和红移相关吗？Cristiani et al. (1996)^[66]和其他研究者的结果是不相关。最近，Giveon et al. (1999)^[74]发表了 42 个 PG 类星体的长达 7 年的监测结果。用 ACF 分析这些结果后发现，较亮的类星体呈现出较长时标的光变。

3. 光变与绝对星等和红移

Pica & Smith (1983)^[48]研究了 130 个类星体和 AGN 样本，发现光变与绝对星等(光度)反相关。以后，虽然有些研究^[58-60]并未探测到明显的相关，但更多的研究(见表 3.1)证实了 Pica & Smith (1983)^[48]的结果。现普遍认为，类星体的光变幅或光变指数与绝对星等(光度)反相关：光度越大，光变越小。

卞等人(2000)^[75]利用 MBQS 的 32 颗类星体的光变资料，由直接回归求得光变幅 $(\Delta M)_{\max}$ 和 Q 统计与类星体绝对星等的关系：

$$(\Delta M)_{\max} = 0.026M_{\max} + 1.29, \quad (3.13)$$

$$Q = 0.429M_{\max} + 17.8, \quad (3.14)$$

其中， M_{\max} 是观测到的最暗星等。上两个回归的相关系数分别为 0.72 和 0.85(置信度 $\alpha = 0.01$)。

不同的研究者得到的结果形式上虽有所不同，但趋势是一致的：光变与光度反相关。

Giveon et al. (1999)^[74]对 PG 类星体光变的研究表明，射电噪类星体的光变幅平均来说小于射电宁静类星体。由于 Giveon et al. (1999)^[74]所用 PG 类星体样本中的射电噪类星体平均来说亮于射电宁静类星体，这个结果也反映了光变幅与光度反相关。他们还发现，光变梯度(即单位时间间隔的星等变化)也与光度反相关：光度越大，光变越慢。

大量的研究还表明，类星体的光变幅或光变指数可能与红移有关系。Cristiani et al. (1990)^[57]，Hook et al. (1994)^[64]，Cristiani et al. (1996)^[66]等发现，光变幅与红移负相关：红移越大，光变越小。卞等人(2000)^[75]利用 MBQS 的 32 颗类星体的光变资料，由直接回归求得光变幅 $(\Delta M)_{\max}$ 和 Q 统计与类星体红移反相关，与上述结果一致。但 Giallongo et al. (1991)^[58]，Treverse et al. (1994)^[62]，Cid Fernandes

et al.(1996)^[69]等分析了各自的变光类星体样本后却得到光变幅与红移正相关：红移越大，光变也越大。图 3.28 给出一些观测结果，取自 Trevese & Vagnetti (2002)^[77]。纵坐标代表光变；横坐标为类星体静止坐标系里的观测频率，其值越大意味着类星体红移越大。空心符号和实心符号分别代表时间间隔 0.3 年和 2 年的观测结果。各符号相应的参考文献由上到下依次为[77],[68],[60],[64],[57],[62]。由图可见，光变幅与红移正相关。

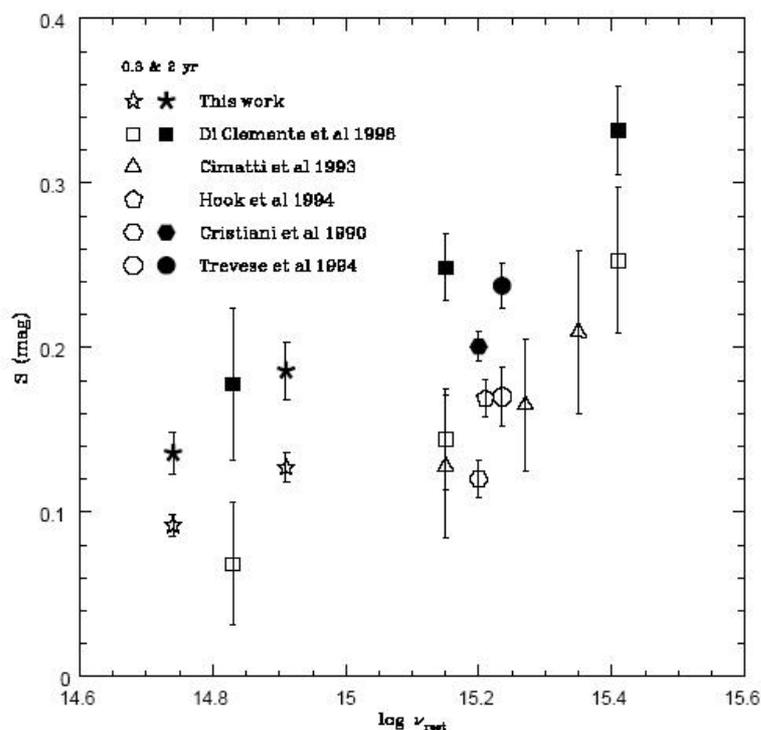


图 3.28 光变与红移的关系，取自 Trevese & Vagnetti (2002)^[77]。空心和实心符号分别为时间间隔 0.3 年和 2 年的观测结果。各符号的资料来自(从上到下)[77]， [68]， [60]， [64]， [57]， [62]。

光变与红移的关系非常复杂，必须很小心地对待上述结果。在分析光变与红移的关系时两个重要因素必须考虑：

(1) 光度。类星体的光度可能与红移有关，特别是对于流量限制的完备样本，光度随红移演化。因此，光变与红移的关系包含了光度与红移的关系。

(2) 能谱。通常的测光，如 U、B、V 等，是对地面实验室里某个固定的波段进行的，由于类星体的红移很大，测光得到的不同红移类星体的星等对应于类星体不同波段的辐射，因此，光变与红移的关系包含了类星体能谱变化的信息。

要搞清楚光变是否真与红移相关，必须消除这些因素的影响。Cristiani et al. (1996)^[66]在除去光度与红移的关系后得到光变与红移正相关，卞等人(2000)^[75]则得到光变与红移无明显相关。Trevese & Vagnetti (2000)^[76,77]利用 Giveon et al.

(1999)^[74]得到的 PG 类星体样本能谱变化的结果重新分析了以前的资料并指出，用光变时能谱变硬可以很好地解释 Giallongo et al. (1991)^[58]及其他研究者得到的光变与红移正相关的现象。Trevese et al. (2001)^[78]利用他们的新样本发现的能谱变化规律也得到了同样结论。因此，目前看来，光变与红移统计上是否相关很不确定，需进一步研究。

4. 光变时能谱的变化

能谱的变化比单波段流量变化能提供更多的信息。但要获得能谱变化的资料需进行多色测光或直接得到光谱，难度较大。早年，Cutri et al. (1985)^[79], Edelson et al. (1990)^[80], Kinney et al. (1991)^[81], Paltani & Courvoisier (1994)^[63]等通过对个别类星体的监测发现类星体增亮时能谱变硬，即颜色变蓝。近年来对一些类星体样本进行多色测光，统计上讨论光变时类星体能谱的变化。

Giveon et al. (1999)^[74] 用 Wise 天文台的 1 米望远镜对 42 个 PG 类星体进行了长达 7 年的监测。典型的观测时间间隔是 40 天，大约 1/3 的类星体有 60 个观测历元，其余的有约 30 个历元。测光波段 B 和 R，测光精度~0.01 等。平均的光变幅度为： $\langle \sigma_B \rangle = 0.14$ 等， $\langle \sigma_R \rangle = 0.12$ 等， $\langle \sigma_{B-R} \rangle = 0.05$ 等。这个样本的测光资料可以用来研究光变性质，特别是，从 B 和 R 可以粗略地得到能谱，因而用来以研究光变时能谱的变化。结果表明，大约一半类星体在变亮时能谱变硬，而另一半在变亮时能谱没有明显变化。

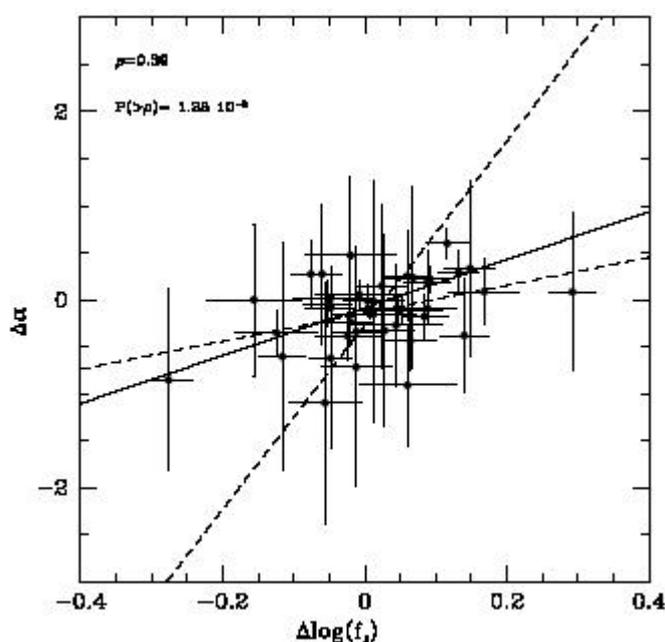


图 3.29 类星体光变时谱指数的变化，取自 Trevese et al. (2001)^[78]。

Trevese et al. (2001)^[78] 利用 KPNO 的 4 米镜对 SA 57 里包含 40 个微弱类星体的流量限制完备样本进行了 U、B_J、F 和 N 带测光。测光历元只有两个，间

隔 1 年。结果表明，光谱斜率（谱指数）的变化与亮度变化相关，类星体变亮时能谱变硬。图 3.29 是他们的结果。纵坐标为斜率的变化 $\Delta\alpha$ ，横坐标为 B_J 波段流量的变化 $\Delta\log(f_J)$ 。虚线为直接的线性回归结果，相关系数 $\rho = 0.39$ ，零假设的概率 $P(>\rho) = 1.28 \times 10^{-2}$ 。实线为考虑了测量误差后的线性回归结果，此回归直线可表为：

$$\Delta\alpha = a + b \Delta\log f_J, \quad (3.15)$$

其中， $a = (-8.49 \pm 5.50) 10^{-2}$, $b = (2.55 \pm 0.75)$ 。无论是哪种回归，结果都一样：平均来说，流量增大时能谱变硬。

5. 与 BL Lac 天体的比较。

光变是类星体和 BL Lac 天体的共同特征，但它们光变的性质却有很大差别。主要为：

(1) 类星体的光变幅较小，一般小于 0.1~0.2 等，只有少数 OVV 的光变幅可达 0.5~1 等。但 BL Lac 天体的光变幅很大，一般都大于 0.5~1 等。

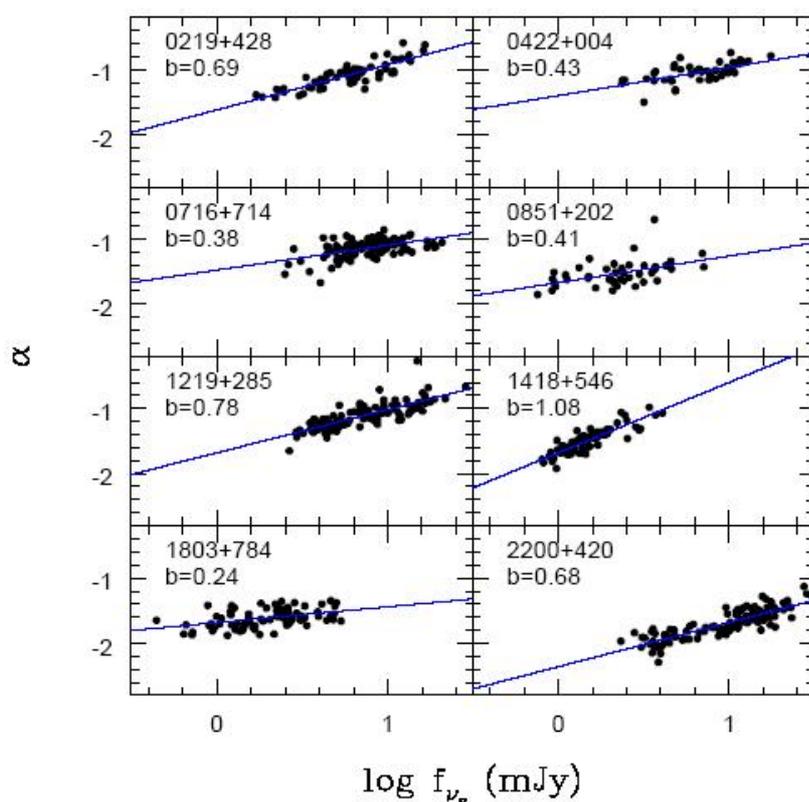


图 3.30 BL Lac 天体的能谱随流量增大而变平，取自 Vagnetti et al. (2003)^[82]。b 为回归直线的斜率。

(2) 类星体的光变没有周期性，光变时标在类星体静止坐标系里为几年，虽然也观测到时标几月甚至几天的光变。一般认为，BL Lac 天体的光变也没有周期性，但在某些 BL Lac 天体的光变曲线中探测到准周期性。BL Lac 天体的光变

时标比类星体小一个量级。某些 BL Lac 天体甚至探测到时标为天或几小时的光变。

(3)类星体的光变时标与观测波长没有明显关系，但 BL Lac 天体的光变时标随观测波长的增长而增加。

(4)类星体的光变与其光度反相关，但对 BL Lac 天体未发现这种现象。

(5)类星体光变时能谱随流量增加而变硬，谱指数变大。但 BL Lac 天体光变时能谱随流量增加而变平。图 3.30 是 Vagnetti et al. (2003)^[82]对 8 个 BL Lac 天体进行 BVRI 测光的结果。

§ 3.4.2 光变模型

目前，解释类星体光变的模型有两类：一是光变原因是内禀的，即由类星体本身的变化所引起；另一则是光变原因是外来的。前者主要有吸积盘模型和超新星爆发模型，后者有引力微透镜模型。

1. 吸积盘模型。

黑洞-吸积盘模型是类星体和 AGN 的标准模型，自然地它也被用来讨论类星体的长期光变。正如 § 3.2 中所述，类星体的紫外-光学-红外辐射很可能是吸积盘的热辐射，因此，这些波段的流量变化应归结为吸积盘的变化。一般认为，光变应与吸积盘的不稳定性有关。问题在于，(1)是哪种不稳定性？(2)是吸积盘的整体变化还是局部不稳定？

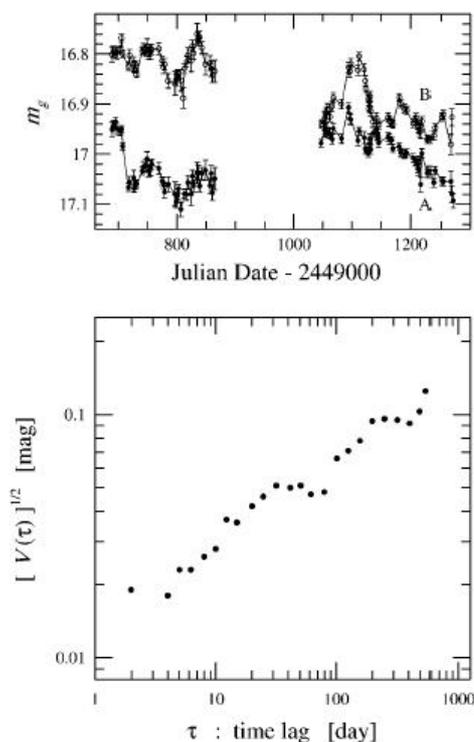


图 3.31 观测光变曲线(上)和由观测光变曲线计算得到的结构函数(下)。取自 Kundic et al. (1997)^[85]

对于标准的 α 盘, 转动时标 t_ϕ 、流体静力学时标 t_z 、热时标 t_{th} 和粘滞时标 t_{visc} 之间的关系为: $t_\phi \approx t_z \approx \alpha t_{th} \approx \alpha (H/R)^2 t_{visc}$, 其中 H 和 R 分别为吸积盘的高度和半径。对类星体则有 $t_\phi \approx t_z \approx \alpha t_{th} \approx 10M_9^{-0.5} R_{17}^{1.5}$ yrs, $t_{visc} \approx 10^4 \dot{M}_{0.1}^{-0.3} M_9^{0.25} R_{17}^{1.25}$ yrs, 其中 $\dot{M}_{0.1} = \dot{M} / 0.1 M_\odot$, $M_9 = M / 10^9 M_\odot$, $R_{17} =$

$R / 10^{17}$ cm。若取 $\dot{M} \approx 0.1 M_\odot \text{yr}^{-1}$, $M \approx 10^9 M_\odot$, $R \approx 1000 r_g \approx 10^{17}$ cm (r_g 为史瓦西半径), 则只有热时标为年的量级。因此, 如果盘是标准薄盘, 类星体的长期光变很可能由吸积盘的热不稳定性产生。当然, 也不排除其它的不稳定性。

由于类星体光变的非周期性, 通常认为, 光变由随机事件引起。讨论一个最简单的情况。假定类星体由 N 个随机爆发的子单元组成, 则信号(光度 L)正比于 N , 噪音正比于 \sqrt{N} , 信噪比正比于 \sqrt{N} 。光变行为类似于噪音, 因而光变应正比于 $L^{-1/2}$ 。因此, 随机事件模型有利于解释观测到的光变与光度反相关现象。在吸积盘模型里, 一般认为, 光变由吸积盘里一些“块”的随机耀亮所引起。

然而, 由于问题的复杂性, 长期以来很难构造一个能定量地与观测进行比较的吸积盘光变模型。

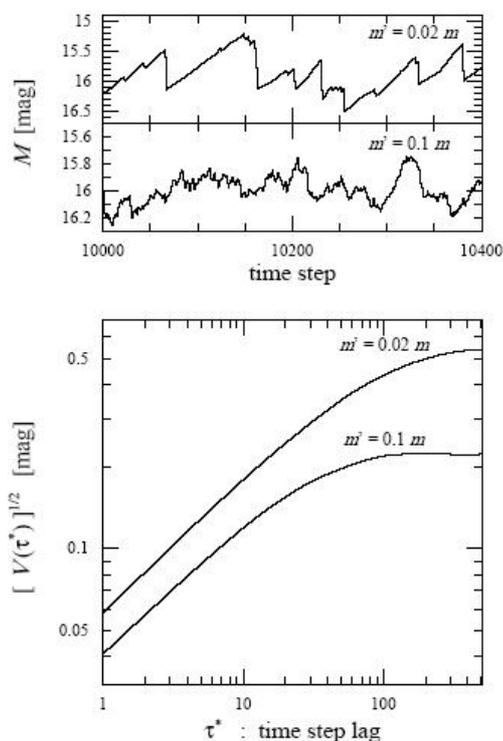


图 3.32 模拟光变曲线(上)和由模拟光变曲线计算得到的结构函数(下), 取自 Kawaguchi et al.(1998)^[83]。 m, m' 为参数。

Kawaguchi et al. (1998)^[83] 的研究是一个突破。他们假定一个 ADAF 盘,并认为光变由 Mineshige et al.(1994)^[84] 的盘不稳定性造成。光变时标对应于吸积时标 τ_{acc} ,

$$\tau_{acc} = 160 \left(\frac{r}{10^2 r_g} \right)^{3/2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ days.} \quad (3.16)$$

由于观测的光变时标为年, (3.16)表明, 不稳定性一定发生在外盘。Kawaguchi et al. (1998)^[83]发展了一套自动网格法来模拟不稳定性产生的光变。他们具体讨论了一个类星体 0957+561。图 3.31 是 0957+561 的观测光变曲线(上图)和由观测光变曲线计算得到的结构函数(下图); 图 3.32 是 Kawaguchi et al. (1998)^[83]得到的结果: 上图为模拟光变曲线, 下图为由模拟光变曲线计算得到的结构函数。比较图 3.31 和图 3.32, 我们看到, 理论和观测测很接近。

2. 超新星爆发模型。

这个模型把类星体光变归因于超新星爆发, 本质上仍是一个随机事件模型。Aretxaga et al. (1997)^[72]详细地讨论了这个模型。模型预言的理论光变曲线由以下四个因素决定:

- (1) 超新星产生率 ν_{SN} ; (2) 每次超新星爆发在某个波段(如 B 波段)的流量 ε_B ;
- (3) 每次超新星爆发的光变曲线 $L_B^{SN}(t) + L_B^{CSNR}(t)$, 这里, $L_B^{SN}(t)$ 为超新星爆发的光变曲线, $L_B^{CSNR}(t)$ 为超新星爆发产生的致密超新星遗迹的光变曲线;
- (4) 无变化的背景辐射强度, 即恒星的总光度 L_B^* 。

按照 Aretxaga & Terlevich (1994)^[86], 超新星产生率 ν_{SN} 和恒星的总光度 L_B^* 都与星系中的大质量恒星有关, 两者之间有如下关系,

$$\nu_{SN} \approx 2 \times 10^{-11} \left(L_B^* / L_{B,\odot} \right) \text{ yr}^{-1},$$

其中, $L_{B,\odot}$ 为太阳在 B 波段的光度。 ε_B 可由 H β 线等值宽度 $\overline{W_{H\beta}}$ 求出,

$$\overline{W_{H\beta}} \approx 320 \text{ \AA} \frac{\varepsilon_B}{1 + 0.17 \varepsilon_B},$$

星系的平均光度 $\overline{L_B}$ 应为恒星的总光度 L_B^* 与超新星爆发的平均光度 $\overline{L_B^{SN}}$ 之和,

$$\overline{L_B} = L_B^* + \overline{L_B^{SN}} \approx 5 \times 10^5 \nu_{SN} (\varepsilon_B + 1) L_{B,\odot},$$

至于每次超新星爆发的光变曲线, 则比较复杂。在早期, 主要由 $L_B^{SN}(t)$ 确定, 以后, 则主要由 $L_B^{CSNR}(t)$ 决定。因此, 光变曲线应有两个峰。Aretxaga et al. (1997)^[72]

把它们取为，

$$L_B^{SN}(t) = \begin{cases} 6 \times 10^9 L_{B,\odot} & 0 < t < 110 \text{days} \\ 0 & t \geq 110 \text{days} \end{cases},$$

$$L_B^{CSNR}(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0.3t_{sg} \\ 3 \times 10^{10} L_{B,\odot} (\varepsilon_B / t_{sg})(t / t_{sg})^{-11/7} & t \geq t_{sg} \end{cases},$$

其中， t_{sg} 是致密超新星遗迹演化过程中辐射冷却开始起重要作用的时间，由下式决定，

$$t_{sg} = 0.62 \varepsilon_B^{1/8} n_7^{-3/4} \text{ yrs},$$

n_7 是致密超新星遗迹周边物质的数密度，以 10^7cm^{-3} 为单位。两个峰之间的光度由线性内插求出。

超新星爆发可以随机产生， t_{sg} 和 ε_B 作为自由参数可让其按高斯分布变化，于是可求出光变曲线和结构函数并与观测比较。由于超新星爆发模型是随机事件模型，可以再现光变-光度的反相关。引力微透镜模型。Hawkins (1993^[61], 1996^[67])认为，外因也可造成类星体光变，从而提出了引力微透镜模型。基本想法是，暗物质由许多行星质量大小的致密天体或 MACHO 组成。这些天体的行为像冷暗物质，沿视线方向随机地分布。类星体很遥远，任何时候都有几个这种天体影响类星体的光线，它们的焦散线的分布造成非常复杂的放大模式，时标为几年。事实上，在多重引力透镜类星体里的确观测到引力微透镜引起的光变。从引力微透镜模型可以算出类星体的光变曲线和结构函数。

Hawkins (1996)^[67]分析了一个包括 400 个类星体的大样本的光变，由引力微透镜模型求得光变时标、光变幅等，与观测一致。但是，引力微透镜天体对不同频率辐射的影响是一样的，因此，引力微透镜模型本质上是单色的。前面已提到，类星体光变时能谱变硬，这对引力微透镜模型不利。

模型的比较。

对以上各模型进行详细比较十分困难。最近，Hawkins (2002)^[87]针对一个具体的样本讨论了这个问题。这个样本是 ESO/SERC Field 287 的 610 个类星体。测光由 UK 1.2m Schmidt 望远镜完成，时间跨度从 1977 到 2000 共 24 年，每年至少有一次观测，大部分年度每年 4 次以上。虽然是照相测光，但精度较高：单张底片 0.08 等，4 张以上底片联合时测量误差可降至 0.04 等。从上述三种模型可分别算出光变曲线和结构函数，与观测比较后发现，Kawaguchi et al. (1998)^[83]的吸积盘不稳定性模型优于 Aretxaga et al. (1997)^[72]的超新星爆发模型。但是，对于高光度类星体，光变主要由引力微透镜引起。