

类星体的厚吸积盘与自引力吸积盘模型*

杨兰田

(华中师范大学天体物理研究所)

提 要

本文对类星体的各种厚吸积盘模型,紫外超现象的吸积盘模型及自引力吸积盘模型作了简扼评述。

一、引 言

1986年我们^[1]对吸积盘理论作了一般性评述。本文侧重对类星体的厚盘和自引力盘模型作概括性的评介。

1969年Lynden-Bell^[2]首次用吸积盘理论解释了类星体的能源机制,使吸积盘理论的应用有了突破性的进展。1973年Shakura和Sunyaev^[3]回避了粘滞过程的具体研究,引入一个 α 参数去描写粘滞,建立了著名的 α 模型。他们利用 α 参数,在几何薄、光学厚、并且以辐射过程主导能量运输的假设下,研究了稳态吸积盘的结构和辐射。一个有意义的结果是,三个基本参数 α 、 M 、 \dot{M} 完全决定了吸积盘的结构和辐射。 α 模型作为深入研究吸积盘理论的阶梯,起到很重要的作用。

很多天文观测事实表明,大量天体表现出周期、非周期以及强弱程度不同的光度变化,例如矮新星的爆发,X射线爆发现象和类星体光变等,这就要求研究吸积盘的不稳定性问题。1974年lightman和Eardley^[4]首先研究了 α 模型的不稳定性。1976年Shakura和Sunyaev^[5]认为扰动过程中局部热动平衡的假定是不自洽的。他们讨论了径向局部扰动下的不稳定性问题。结果表明:“在几何薄、光学厚的假定下,当辐射压力为主时,系统是热不稳定和粘滞不稳定的。”而这与稳态薄吸积盘模型是不自洽的。正如1980年Pringle^[6]所指出:“任何不稳定的平衡态在物理上是不可能实现的”。这样由于不稳定性的存在可能使类星体吸积盘的内部区域膨胀而成为几何厚盘。再者由于类星体的高光度,要求有足够大的吸积率,而当吸积率超过临界吸积率时,只有几何厚盘模型才能予以合理解释。

二、类星体的几何厚吸积盘模型

从七十年代起,出现了许多厚吸积盘模型^[7-10]。1980年Paczynski和Wiita^[7]在研究几何厚

1988年12月15日收到。

* 国家自然科学基金资助项目

盘时, 用整体能量平衡代替了局部能量平衡的假定, 在一定的角动量分布假设下, 得到厚盘的整体结构、位形、光度、吸积率等物理量。在盘的内区有漏斗形结构, 这有利于解释喷流的形成, 其光度是超爱丁顿光度的。其后, Jaroszynski 等人^[11]讨论了广义相对论情况下中心为 Kerr 黑洞的厚盘。Abramowicz 等人^[12]讨论了厚盘的不稳定性与演化模型。Fishbone, Moncrief^[13]及 Abramowicz, Jaroszynski, Sikora^[14]和 Kozlowski, Jaroszynski, Abramowicz^[15]经过研究指出在厚吸积盘内边界处存在一个劈尖, 厚吸积盘内边界可以延伸到 r_{mb} ($r_{mb} = 2r_g = 4GM/c^2$, r_g 为史瓦西半径) r_{mb} 为临界束缚圆轨道半径。Paczynski 和 Wiita^[7]研究了在 r_{mb} 和 r_{ms} 区间吸积盘的状况 ($r_{ms} = 3r_g$ 称为最后的稳定圆轨道半径), 指出在 r_{ms} 以内, 角动量分布是非开普勒盘的。他们与 1978 年 Abramowicz 等人^[14]不同之处在于考虑了粘滞效应, 而且应用了吸积盘外区适当半径处, 厚盘与薄盘应当光滑地联接这一条件以求出数值解, 从而得出了有意义的结果。

上述厚盘模型大都假设了一个表面角动量分布, 然后从流体运动学方程出发来建立厚盘, 这种方法虽然可以避免具体的粘滞机制而求出盘的形状、光度和辐射谱。但这种假定的角动量随意性较大 (尽管对它作了一定限制), 而且无法给出盘的内部结构, 更不可能详细分析它的各种稳定性。这是今后研究几何厚盘需要解决的重要问题之一。

1. Paczynski, Wiita 厚盘模型

由于 Paczynski 和 Wiita^[7]所提出的厚盘模型与处理问题的方法具有一定重要性与启发意义, 特将其基本内容作如下介绍:

(1) 稳态吸积盘方程

对于开普勒盘有

$$v = \left(r \frac{d\psi}{dr} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \Omega = \left(\frac{1}{r} \frac{d\psi}{dr} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad l = \left(r^3 \frac{d\psi}{dr} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

设 e 为单位质量的机械能, 则有

$$e = \frac{v^2}{2} + \psi \quad (2)$$

令 η 表示粘滞系数, 则由于粘滞而产生的热量为

$$\varepsilon = \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \cdot \eta \quad (3)$$

而由粘滞力所产生的力偶矩为

$$g = 2\pi r^3 \left(-\frac{d\Omega}{dr} \right) \int_{-z_0}^{z_0} \eta dz \quad (4)$$

流体质量、角动量和能量守恒方程分别为:

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi r \Sigma) + \frac{\partial \dot{M}}{\partial r} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi r \Sigma l) + \frac{\partial \dot{J}}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi r \Sigma e) + \frac{\partial \dot{E}_r}{\partial r} + \frac{\partial \dot{E}_z}{\partial r} = 0 \quad (7)$$

式中 \dot{J} 为角动量流, \dot{E}_r 和 \dot{E}_z 分别为径向和轴向能量流。从上述式子可得

$$\dot{M} \frac{\partial l}{\partial r} + \frac{\partial g}{\partial r} = 0 \quad (8)$$

及

$$g = g_0 + (-\dot{M})(l - l_0) \quad (9)$$

(式中 g_0 , l_0 为 r_0 处之 g , l 值)

为了计算方便起见, 定义

$$S = \int_{-z_0}^z \eta dZ \quad (10)$$

则从(4)、(10)式可得

$$S = \frac{g}{2\pi r^3} \left(-\frac{d\Omega}{dr} \right)^{-1} \quad (11)$$

以(9)式代入上式并令 $g_0 = 0$, 可得

$$S = (-\dot{M}) \left(-\frac{d\Omega}{dr} \right)^{-1} (2\pi r^3)^{-1} (l - l_0) \quad (12)$$

因为

$$Q_+ = \int_{-z_0}^z \epsilon dZ = r \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \cdot S \quad (13)$$

所以有

$$Q_+ = (-\dot{M}) (2\pi r)^{-1} \left(-\frac{d\Omega}{dr} \right) (l - l_0) \quad (14)$$

为了近似地考虑广义相对效应, 引入伪牛顿势

$$\psi = \frac{-GM}{(R - r_0)} \quad (15)$$

对于薄盘区域 ($R = r$), 则

$$\psi = \frac{-GM}{(r - r_0)} \quad (16)$$

(2) 厚吸积盘近似

设为正压流体, 则有 $p = p(\rho)$, 即 $\Omega = \Omega(r)$, 并近似认为

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla H = \nabla \left(-\psi + \int_{r_0}^r \Omega^2 r dr \right) \quad (17)$$

(式中 H 为热焓)

应用边界条件可得

$$\begin{aligned} \Omega &= r^{-1/2} \left(\frac{d\psi_0}{dr} \right)^{1/2} \\ \nu &= r^{1/2} \left(\frac{d\psi_0}{dr} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (18)$$

$$l = r^{3/2} \left(\frac{d\psi_0}{dr} \right)^{1/2}$$

(式中 ψ_0 为 $Z=Z_0$ 处之 ψ)

运用上述式子, 则从(3)式到(14)式对于厚盘都是适用的。

$$\text{设} \quad F_{rad} = \frac{c}{\kappa} g_{eff} \quad (19)$$

(F_{rad} 为单位面积辐射流量, g_{eff} 为有效引力加速度, κ 为不透明度)

$$\text{由于} \quad g_z = g_{eff} \cos\theta \quad (20)$$

(θ 是盘的表面与径向的夹角), 即有

$$\cos\theta = \left[1 + \left(\frac{dZ_0}{dr} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (21)$$

从而可得

$$F_{rad} = \frac{c}{\kappa} \frac{\partial \psi(r, Z_0)}{\partial Z} \left[1 + \left(\frac{dZ_0}{dr} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (22)$$

将(16)式代入(1)式中之 l 可得

$$l = \left(r^3 \frac{d\psi}{dr} \right)^{1/2} = (GMr)^{1/2} \left(\frac{r}{r-r_g} \right) \quad (23)$$

上式可用图1表示出来。

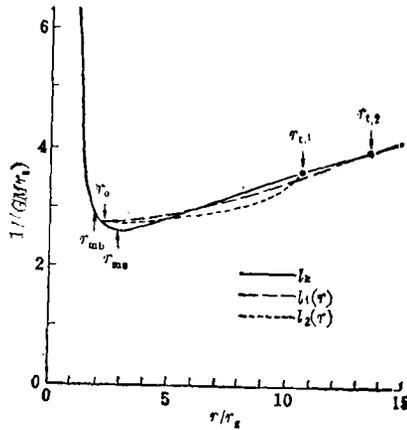


图1 表示对于伪牛顿势的开普勒角动量分布 l_K , 以及满足稳定性要求的任意角动量分布 $l_1(r)$ 和 $l_2(r)$

此处有 $l(r_0) = l_K(r_0)$, 以及在 r_{t1} 和 r_{t2} 处有 $l(r) = l_K(r) = l_0$, 并且当 $r \geq r_0$, 有 $\frac{dl}{dr} \geq 0$ 。

对于薄盘与厚盘联接处有

$$Z_0(r) = \left(\frac{-\dot{M}}{4\pi} \right) \frac{k}{c} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^{-1} \left(\frac{-d\Omega}{dr} \right) (l(r) - l_0) \quad (24)$$

(3) 厚盘的形状

定义厚盘的势为

$$\phi = \psi - \int \Omega^2 r dr \quad (25)$$

由于盘的表面与等势面, 则有

$$d\phi = 0 = \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} - \Omega^2 r \right) + \frac{\partial \psi}{\partial Z} dZ \quad (26)$$

即在表面处有

$$\frac{dZ}{dr} = \left(\Omega^2 r - \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \psi}{\partial Z} \right)^{-1} \quad (27)$$

最后得出

$$Z_0 = \left\{ \left[\frac{r_0 - r_g}{1 - \frac{r_0 - r_g}{GM} \int_{r_0}^r l^2(r) r^{-3} dr} \right]^2 - r^2 \right\}^{1/2} \quad (28)$$

(Z_0 为厚盘的表面坐标)

并可求出

$$l_{rad} = \frac{4\pi cGM}{k} \int_{r_0}^{r_t} \left[\frac{l^4 R (R - r_g)^2}{G^2 M^2 Z r^5} - \frac{2l^2}{GMZr} + \frac{rR}{Z(R - r_g)^2} \right] dr \quad (29)$$

而

$$\dot{M} = -l_{rad} [(e_t - e_0) - \Omega_t (l_t - l_0)]^{-1} \quad (30)$$

如果给出 $l(r)$, 则通过(29)和(30)式, 就可以求出 l_{rad} 和 \dot{M} 来。

(4) 计算和结果

令 $GM=1$, 并以 r_g 为长度单位, 则从(28)式可得

$$Z_0(r) = \left\{ \left[\frac{r_0 - 1}{1 - (r_0 - 1) \int_{r_0}^r l^2(r) r^{-3} dr} + 1 \right]^2 - r^2 \right\}^{1/2} \quad (31)$$

从(29)式可得

$$l_{rad} = l_{Edd} l(r_0, r_t) \quad (32)$$

(式中 $l_{Edd} = \frac{4\pi GcM}{k}$ 称为爱丁顿极限光度)

$l(r_0, r_t)$ 为(29)式中之积分式(已化为无量纲形式)。

为了便于计算起见, 令

$$l(r) = l_0 + A(r - r_0)^\beta \quad (33)$$

并令上式满足条件 $\frac{dl}{dr} \geq 0$, 再取 $\beta = 1.0$ 和 1.1 , 所得结果如图2、图3所示。

从图2可以看出, 在 $3r_g$ 和 $2r_g$ 之间, 厚盘的吸积率和光度可以大大超过临界吸积率和临界光度, 这正是我们对厚盘所期望的结果, 它可以成功地解释类星体的高光度。

图3指出对于 $\frac{r_0}{r_g} = 2.05$, 厚盘的几何结构比较合理。在厚盘内部区域, 形成很窄的漏斗形, 这有利于解释类星体的喷流现象。而在厚盘的外部区域 r_t 处 Z_0 降了下来, 正好与薄盘的内边

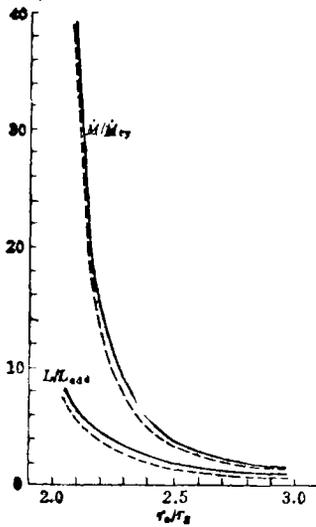


图2 实线为 $\beta=1.0$, 虚线为 $\beta=1.1$ 的两个不同角动量分布的曲线

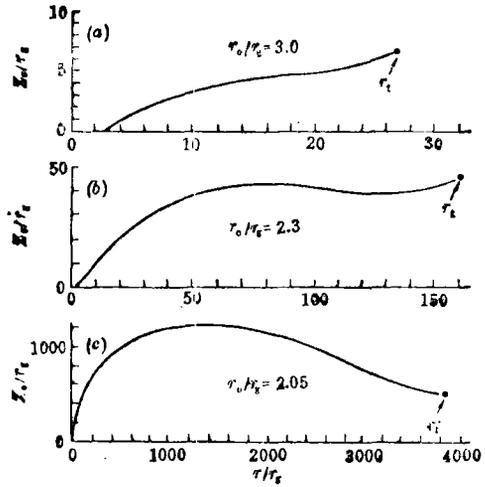


图3 对于 $l(r)=l_0+A(r-r_0)$, 在不同 $\frac{r_0}{r_g}$ 值时, 厚盘的几何形状

异光滑地联接, 这与建立厚盘模型时, 用到在 r_0 处厚盘与薄盘光滑联接这一条件是相吻合的。

2. Begelman、Meier 自相似厚盘模型

从(33)式可以看出上述模型不足之处是假设了一个角动量分布。针对这一问题, Begelman 和 Meier^[16]于1982年利用自相似方法, 构造了一个厚盘模型, 求出了盘的二维结构数值解, 并对该模型进行了稳定性分析。分析表明, 靠近盘表面的高纬度区域具有热不稳定性, 这意味着即使从薄盘变成厚盘, 热不稳定性仍然存在。其结果是吸积物质在强大的辐射压驱动下不断流出盘的表面。B. M. 为了构造一个吸积率守恒的自相似解, 放弃了能量方程中的辐射项, 也就是说他们的解只适用于光子完全被拖曳的情况(无光子扩散), 因而B. M. 自相似解的厚盘模型具有较大的局限性。但它毕竟是几何厚盘较有意义的模型之一。1987年 Anderson^[17]在B. M. 自相似模拟的基础上进一步考虑了热传导效应, 结果是沿盘的对称轴方向可以有物质外流。

3. 有磁厚吸积盘模型

从类星体的观测中得知其辐射存在较大的偏振度, 这说明在类星体中一定存在强磁场。1987年我们^[18]提出了有磁厚吸积盘模型, 讨论了盘的结构和辐射。结果表明: 磁场的存在, 明显地影响吸积盘的总光度和形状。磁场起主要作用区域越大, 则类星体的光度越大, 吸积盘越厚, 而且在接近于 r_{in} (盘的内半径) 的区域, 吸积盘产生的光度很大, 这可能是产生喷流的一种能源。这种模型可以解释类星体的辐射幂谱分布和高度偏振现象, 它是类星体主要辐射区域的一种较合理的模型。我们的结果如图4、图5所示。

4. 离子压厚盘模型

1982年 Rees 等人^[19]指出: 如果在引力作用下, 高温吸积流的整体运动能被有效地无规化, 且质子冷却的时标大于吸积时标, 那么当电子-质子对的密度远小于质子密度时, 若满足

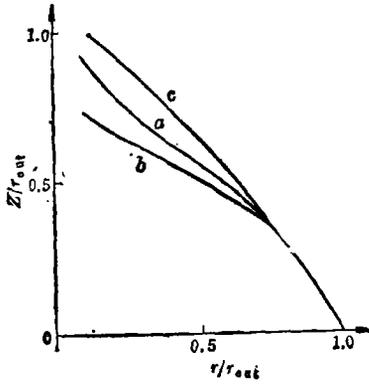


图 4

- a: $\frac{r_{in}}{r_{out}}=0.01, \frac{r_a}{r_{out}}=0.5,$
- b: $\frac{r_{in}}{r_{out}}=0.01, \frac{r_a}{r_{out}}=0.3,$
- c: $\frac{r_{in}}{r_{out}}=0.01, \frac{r_a}{r_{out}}=0.7.$

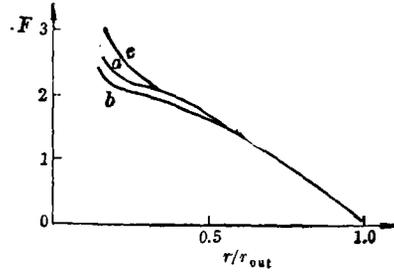


图 5

- a: $\frac{L}{L_{Edd}}=5.74,$
- b: $\frac{L}{L_{Edd}}=1.08,$
- c: $\frac{L}{L_{Edd}}=7.50.$

$\dot{m} < 50\alpha^2$ (这里 $\dot{m} = \dot{m}c^2/l_E$, l_E 是爱丁顿光度, α 是吸积速度与局部自由下落速度之比), 则在吸积流的内区 ($r/r_o < m_p/m_e$), 质子与电子将在高温下脱耦, 且质子温度远远高于电子温度, 这时将形成一种由离子压所维持的厚吸积盘。若中心存在一旋转黑洞, 黑洞附近存在有序磁场, 那么这种模型将会通过坡印亭能流的形式有效地提取黑洞的旋转能。同时, 极向电流的作用又会导致厚盘表面物质落入黑洞附近, 并获取旋转黑洞损失的能量, 以高速向外喷出。环向磁场的箍缩又会使喷出物质的准直性得以保证, 从而成为准直喷流。这种离子压厚盘的吸积率较低, 本身的光度远远小于爱丁顿光度。其辐射主要是非热的, 相对论电子的韧致辐射和逆康普顿散射可能是其主要的辐射机制。

最初的离子压厚盘主要用于解释射电星系所观测的有关资料, 最近在这方面所作的一些研究似乎开拓了它的应用领域。1987年, Begelman等人^[20]经过分析指出: 如果 \dot{m} 比 $50\alpha^2$ 低到一至两个量级, 那么两温等离子体内将会产生很多电子-质子对, 从而在吸积盘内区会有效地导致质子冷却。若被吸积物质带有角动量, 则冷却区域会迅速向赤道面坍缩, 从而形成一个光学厚的环。这一急剧冷却会影响角动量传输的速率, 并且引起吸积率的起伏变化, 从而导致光变。显然, 这一理论可以对 BL lac 天体, OVV 类星体及一些 Seyfert 星系核的光变现象提供合理的解释。另外离子压厚盘内区的光学厚环所产生的热辐射也可以说明某些类星体和活动星系核存在的紫外超、X 射线超现象, 这是因为在内区由于吸积率的变化会改变连续谱中各分量所占的比例。

由于离子压厚盘存在一些不确定因素及一定程度的复杂性, 使它的发展面临很多困难, 但它还是引起人们的重视, 因为对于射电星系, 晚期类星体以及一些光度小而喷流速度很高的活动星系核, 它能给予较为令人满意的解释。

三、类星体紫外超现象的吸积盘模型

大量观测资料表明, 类星体从红外到可见光波段表现为典型的幂谱分布($F \propto \nu^2$, α 大约为 -1), 而且这种幂律分布, 可以外推到X射线波段^[21,22], 但是, 在蓝和紫外波段的分布却偏离了幂谱, 表现为一种平滑的分布, 即“紫外超”。1982年Malkan和 Sargent^[22]指出这种“紫外超”现象是由幂谱、混合的Balmer连续谱和黑体谱联合产生的。在附加一个黑体谱成分($T=20000-30000\text{K}$)的情况下, 他们成功地拟合了3C273等五个样品从 5000\AA 到远紫外的观测谱。1987年Czerny和 Elvis^[23]用改进吸积盘不透明方法, 解释了“紫外超”。他们并提出用厚盘的倾角效应(即观测者视线与厚盘轴向间的夹角)来研究类星体的“紫外超”现象。1988年Madau^[24]进一步研究了厚盘形状对观测者的掩食对辐射谱所产生的影响。指出高的和低的倾角效应分别对应于光学和紫外, 以及紫外和软X射线超。图6表示不同倾角对辐射谱所产生的影响。

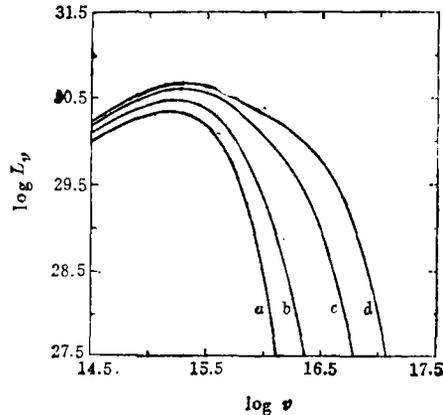


图6 倾角 θ_0 取不同值时吸积盘的辐射谱。a、b、c、d分别对应于 $\theta_0=90^\circ$ 、 50° 、 25° 、 0° 的谱

对类星体辐射谱特征的研究, 有助于进一步了解类星体的动力学结构和能源机制等问题, 而吸积盘模型在这个研究领域起着十分重要的作用。

四、类星体自引力吸积盘模型

当吸积盘的质量与中心天体的质量, 以及吸积盘的密度与中心天体的密度可以比拟时, 盘本身自引力所产生的影响就不能忽略了。1978年以来, Paczynski 和他的合作者(Paczynski, 1978a, b; Paczynski和 Jaroszynski, 1978; Kozlowski, Wiita和Paczynski, 1979)^[25-28]较系统地研究了中心天体为超大质量黑洞自引力吸积盘模型, 指出对于中心天体约 $10^{10} M_\odot$ 的类星体, 为了得出高光度所需要的吸积率, 自引力是很重要的。他们得出了盘的温度、密度和产能率等物理量。Schelds和Wheeler^[29](1978)研究了自引力对吸积盘外部结构的影响。1981年Sakimoto和Coroniti^[30]研究了磁粘滞类星体吸积盘模型, 指出这种盘的外部区域自引力超

着很强的作用, 导致外区垂直标高比内区要小。在盘的外区由于强自引力作用, 可能形成恒星(由于自引力不稳定性), 恒星与恒星的相互作用, 将影响盘的结构, 可能对类星体的光学和红外光度作出贡献。恒星的外部边缘或者稠密气体的片层可能成为发射线源^[31]。早在1961年Chandrasekhar^[32]就得到了均匀旋转的流体自引力扰动的色散关系及不稳定性判据。1965年Goldreich^[33]得出厚度有限的旋转盘的自引力色散关系及不稳定性判据。这个问题也就是密度波问题, 被广泛用来讨论星系核周围恒星的形成^[34]和太阳系的形成^[35]; 也被用来讨论大质量黑洞吸积盘的外边界。因之研究自引力吸积盘的稳定结构和研究自引力不稳定性成为两个重要分支。

Paczynski^[25, 26](1978年)建立的类星体自引力吸积盘模型, 提出了垂向自引力为

$$g_z(Z) = 2\pi G \Sigma_z \quad (34)$$

其中

$$\Sigma_z = 2 \int_0^Z \rho(r, z') dz' \quad (35)$$

这是简单的无穷大垂向自引力。总的垂向引力为

$$g_z = - \left(\frac{GM}{r^3} + 4\pi G \rho_0 \right) Z \quad (36)$$

文中引入了一个参数

$$A_c = \frac{4\pi \rho_c \cdot r^3}{M} \quad (37)$$

式中 ρ_c 是盘的赤道面上的质量密度, M 为中心天体的质量。当 $A_c \gg 1$ 时, 自引力起主要作用。但文中 A_c 仅仅是一个自由参数, 不能由盘的结构加以确定。其后, Sakimoto和Coraniti^[30]以及Shore, White^[36]在讨论参量 A_c 的确定方面有一定进展, 得出对于中心黑洞质量为 $10^8 - 10^9 M_\odot$ 的吸积盘, 在 $r/r_0 \sim 10^3$ 处, 垂向自引力开始超过中心天体引力。近年来讨论星系核或类星体吸积盘外部区域的文章, 多数都考虑了盘的自引力影响, 但仅限于考虑盘的垂向自引力。

1984年Abramowicz^[37]用环的位形讨论了盘的径向自引力。Shlosman和Begelman^[38]于1987年指出, 在星系核吸积盘外部区域, 径向自引力可能占主导地位, 因而导致密度波的产生, 但对径向自引力未作定量的计算。

总之, 类星体的厚吸积盘与自引力吸积盘模型的研究, 正方兴未艾。这两种模型对于解释类星体的高光度、辐射谱、喷流现象等起了十分重要的作用。但正如前面所谈到的, 两种模型都还有很多问题值得进一步研究, 可以预期, 这两种模型将在揭示类星体之谜中起着越来越大的作用, 从而不断取得令人鼓舞的进展。

参 考 文 献

- [1] 杨兰田, 刘超, 自然杂志, (1986), No. 9, 501.
- [2] Lynden-Bell, D. *Nature* **223** (1969), 690.
- [3] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A., *A. Ap.*, **24** (1973), 337.
- [4] Lightman, A. P. and Eardley D. M., *Ap. J.*, **187** (1974), L1.

- [5] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. *M. N. R. A. S.*, **175** (1976), 613.
- [6] Pringle, J. E., *A. Ap.*, **19** (1981), 137.
- [7] Paczynski, B. and Wiita, P. J., *A. Ap.*, **88** (1980), 23.
- [8] Jaroszynski, M., Abramowicz, M. A. and Paczynski, B., *Acta. Astr.*, **30** (1980), 1.
- [9] Abramowicz, M. A., Calvani, M. and Nobili, L., *Ap. J.*, **242** (1980), 772.
- [10] Wiita, P. J., *Ap. J.*, **256** (1982), 666.
- [11] Jaroszynski, M., Abramowicz, M. A. and Nobili, L., *Ap. J.*, **242** (1980), 772.
- [12] Abramowicz, M. A., Calvani, M. and Nobili, L., *Nature*, **302** (1982), 14.
- [13] Fishbone, L. G. and Moncrief, V., *Ap. J.*, **207** (1976), 962.
- [14] Abramowicz, M. A., Jaroszynski, M. and Sikora, M., *A. Ap.*, **63** (1978), 221.
- [15] Kozlowski, M., Jaroszynski, M. and Abramowicz, M. A., *A. Ap.*, **63** (1978), 209.
- [16] Begelman, M. C. and Meier, D. L., *Ap. J.*, **253** (1982), 873.
- [17] Anderson, M., *M. N. R. A. S.*, **227** (1987), 623.
- [18] 刘超, 杨兰田, 杨丕博, 天体物理学报, **7** (1987), 107.
- [19] Rees, M. J., Begelman, M. C., Bland, R. D. and Phinney, E. S., *Nature*, **285** (1982), 17.
- [20] Begelman, M. C., Sikora, M. and Rees, M. J., *Ap. J.*, **313** (1987), 639.
- [21] Neugebauer, G. et al., *Ap. J.*, **230** (1979), 79.
- [22] Malkan, M. and Sargent, W. L., *ibid.*, **254** (1982), 22.
- [23] Czerny, B. and Elvis, M., *Ap. J.*, **321** (1987), 305.
- [24] Madau, P., *Ap. J.*, **327** (1988), 116.
- [25] Paczynski, B., *Acta. Astr.*, **28** (1978a), 91.
- [26] Paczynski, B., *Acta. Astr.*, **28** (1978b), 241.
- [27] Paczynski, B. and Jaroszynski, M., *Acta. Astr.*, **28** (1978), 111.
- [28] Kozlowski, M., Wiita, P. and Paczynski, B., *Acta. Astr.*, **29** (1979), 157.
- [29] Schelds, G. and Wheeler, J. C., *Ap. J.*, **222** (1978), 667.
- [30] Shkimoto, P. J. and Coroniti, F. V., *Ap. J.*, **247** (1981), 19.
- [31] Puetter, R. C., Private communication, (1980).
- [32] Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford University Press (1961.)
- [33] Goldreich, P. and Lynden-Bell, d., *M. N. R. A. S.*, **130** (1965), 97.
- [34] Goldreich, P. and Ward, W. R., *Ap. J.*, **183** (1973), 1051.
- [35] Lin, D. N. C., *Ap. J.*, **246** (1981), 972.
- [36] Shoe, S. N. and White, R. L., **256** (1982), 280.
- [37] Abramowicz, M. A. and Curir, A., *M. N. R. A. S.*, **208** (1984), 279.
- [38] Shlosman, I. and Begelman, M. C., *Nature*, **329** (1987), 810.

(责任编辑 刘金铭)

The Thick Accretion Disk Model and Self-gravitating Accretion Disk Model of QSOs

Yang Lantian

(*Institute of Astrophysics, Huazhong Normal University*)

Abstract

The different kinds of thick accretion disk models, the accretion disk model for ultraviolet excess and the self-gravitating accretion disk model in QSOs are briefly reviewed.