

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院研究生院 博士学位论文

黑洞热吸积流的理论研究

谢富国

指导教师 _____ 袁峰 研究员

中国科学院上海天文台

申请学位级别 博士 学科专业名称 天体物理

论文提交日期 2009年5月 论文答辩日期 2009年6月

培养单位 _____ 中国科学院上海天文台

学位授予单位 _____ 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 厦门大学 卢炬甫教授

Theoretical Researches on Hot Accretion Flows around Black Holes

Fu-Guo Xie

Supervisor:

Prof. Feng Yuan

Shanghai Astronomical Observatory,
Chinese Academy of Sciences

June, 2011

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.
in Astrophysics*

致 谢

时光荏苒，五年的研究生生活即将接近尾声，这几年在我的人生岁月里是弥足珍贵的。在老师和同学悉心关怀下，我对天文有了新的认识和向往。其中我最感激的就是导师袁峰研究员。为了培养和塑造我，袁老师殚精竭虑，夙夜匪懈。在工作上，无论是从基础知识的储备、课题的研究（选题、开展以及现在的完成），老师事无巨细，无一不加以过问，耗费了大量的时间和精力；老师还多次鼓励和支持我参加相关的国内国际会议，汇报个人的工作。在学习态度上，老师教导我做事情“宜早不宜晚”，作科研“要专一，要focus”。在为人处事上，老师多次纠正我的一些缺点，敦促我改正，并指导我如何与人交往，注意分寸等等。非常感激老师对我的因材施教，悉心指导，既教会了我如何做学问，更教会了我如何做人。此外，袁老师为人风趣，知识渊博，物理概念清晰，治学刻苦严谨，无一不是我努力的方向。袁老师教导的这几年，将使我受益终生。

我要特别感谢蒋栋荣老师。尽管我后来没有继续做射电方面的研究，但是他帮助我在活动星系核领域，尤其是在射电领域打下的坚实基础，使得我在阅读、理解相关文献时非常轻松。同时，感谢我的其他合作者J. P. Ostriker (USA), A. Niedźwiecki (Poland), A. A. Zdziarski (Poland)，与他们的讨论和合作，让我收益颇多。

此外，需要感谢卢炬甫老师，是他多年前在高能所的讲习帮助我梳理了吸积盘理论的基础知识，这对于我把握整个学科的概貌很有益处。每当有空的时候，我都会对着笔记和录像反复温习，每每都能有新的体会和认识。非常感谢跟吴学兵、刘碧芳、Ron Taam、Chris Done、王挺贵、曹新伍、余文飞、王建民等多位专家的讨论，这些讨论或帮我理清了思路，或解答了我的疑惑。这里尤其要感谢吴老师，他不仅跟我讨论了一些学术问题，而且，或许更重要的是，他还多次（其他老师或许只有一次）费心费力地组织（国际）会议，给我们这些国内的学生们创造了很多跟国际杰出学者们交流、讨论的机会。对我个人而言，这些会议增长了我的见识，开阔了我的视野，同时消除了我的紧张、胆怯感，增强了我跟人交流的勇气。这些对我个人的成长，有着莫大的好处。感谢诸位老师对我们这些年轻人的关心、支持与培养。

非常感谢和组内陈磊、部德福的大量有益的讨论。感谢吴胜杏博后在光子追踪上的讲解；感谢Rice Univ. 的陈旭琿在Monte Carlo 数值计算上的讨论；感谢厦门大学的顾为民、薛力，中国科大的董晓波，上海天文台的李双良、安涛、陈永军、陈曦、刘怡（师姐）、顾敏峰、吴忠祖（师兄），北京大学的钱磊等人在学术问题上跟我的深入细致的讨论。感谢沈志强老师课题组以前的研究生孙传好、蔡红兵在处理射电数据上多次耐心细心的帮助。同时，我要感谢我

多年的朋友、科大时期的室友王云峰，他帮助我解决了大量的Linux系统以及应用方面的问题，并为我定做了一个优秀的一直沿用五年的操作系统环境。

此外，与组内的马任意、于兆茏、张惠、吴茂春、丁健、杨孝红，以及同台的陈昭宇、王徐伟、刘文泼、邵家伟等朋友共同生活，让我这几年的岁月绚丽多彩，过得很快乐、充实。感谢lqqm、newsmth论坛的joke（粥客）版面以及上海分院的ftp服务器，你们的存在，给我带来了欢声笑语，陪伴我度过了那些枯燥、郁闷或者寂寞的日子！

还要感谢wikipedia大百科全书网站及全球的大量条目维护者，你们编写的条目非常权威全面，而且更新及时，让我能快速了解、学习新事物。自从有了你们，学习变得更简单。“有问题，先wiki”，成了我学习、研究的第一准则。作为身边的“老师”，你们是称职的。

这里，我谨对台图书馆和财务部门的工作人员、后勤部徐磊老师表示衷心的感谢，你们给我的学习提供了大量的便利条件，并为我解决了很多困难。衷心感谢人教处的王慧老师以及退休的彭玉琴老师对我的关心和帮助。

感谢馨晨美女。几年来风风雨雨，有幸福，也有不幸福，但这一切都是人生。感谢她对我的理解和支持。几年来，我收入有限，没能给她买过什么像样的礼物，也没能创造出什么值得一提的成绩。作为一个标准的没有相貌、没有才学、没有存款“三无纯土博”，在现在这个功利的社会里，确实没什么竞争资本。感谢你能接受我的清贫，与我相濡以沫、没有同甘只有共苦的每一个日子！

最后，深深感激我的父母，没有你们多年来的鼓励和支持，就没有我的今天。孩子年近而立而一事无成，亦不能恭前以孝至亲，却仍然得到你们无微不至的关怀！每每想到这些，都觉得亏欠你们太多太多！这里，我祝两位老人身体健康，一切顺心如意。

这篇小文，还是献给我这五年来的岁月吧。有了它，觉得这几年也不是那么的碌碌无为，心里也就踏实了很多。

摘 要

活动星系核 (AGN)、低光度活动星系核 (LLAGN) 以及X射线双星 (XRB) 系统中都可能存在黑洞吸积过程。黑洞吸积是人们理解相关天体的辐射、光变等现象的关键。本学位论文主要侧重于对目前非常流行的热吸积流 (径移主导吸积流ADAF以及明亮热吸积流LHAF) 的研究。该类吸积流是理解LLAGN以及处于硬态的XRB的基本理论模型。

论文第一章详细介绍了相关的背景。首先讨论了天体环境中的黑洞及其所处的系统— AGN、LLAGN, 以及XRB。随后, 我们介绍解释上述天体现象的基本物理图像— 吸积过程。我们介绍了吸积的基本概念, 并着重讨论了吸积流角动量的损失机制、主要的吸积流模型、ADAF和SSD间的转化机制等。此后, 我们详细介绍了本文的重点内容: 径移主导吸积流这个几何厚光学薄的热吸积流的基本动力学性质、辐射过程, 以及其近期的主要进展: 外流, 湍动对电子的直接加热, 以及在较高吸积率下的重要发展— 明亮热吸积流。这方面的讨论是本论文的基础, 也是近15年来吸积理论发展的主要方向。

第二章主要探讨了热吸积流中外流对吸积内流的动力学作用。如观测 (典型的, 如银河系中心)、理论研究以及 (磁) 流体的数值模拟等各方面工作所揭示的那样, 吸积流中的外流现象非常普遍。但是在研究这个问题时, 尤其是在解释观测数据时, 人们往往只考虑外流带走物质的影响, 而忽略了其他效应 (如角动量的转移)。这显然跟数值模拟的结果不相符合。我们拓展Blandford和Begelman的绝热内流- 外流模型, 研究了外流对吸积流的影响。由于目前对外流的形成及加速机制等都不太理解, 我们因此采用参数化的办法来给出外流的基本物理量。结果表明: 1), 在目前观测及理论都不明确的情况下, 只考虑外流的质量损失的贡献是能接受的, 所得到的参数在误差2 - 3倍范围内是准确的; 2), 如果外流的物理性质跟吸积流有较大不同, 它的动力学作用将不可忽略。此外, 我们新的方法有利于我们将来研究外流自身的动力学及其辐射的贡献, 这一点是前人的工作所不具备的。

随后 (第三、四章), 我们研究了热吸积流中另外一个重要的物理过程: 康普顿散射。由于热吸积流ADAF的气体温度高密度低, 因此主要是同步辐射、韧致辐射以及逆康普顿散射。在较高吸积率时, 康普顿散射是气体的主要冷却机制。然而, 几乎所有以前的工作都是基于局部康普顿近似, 即只考虑了吸积流中垂向的辐射转移过程。很显然, 对ADAF而言, 其径向上也同样是光学薄, 而且往往温度差别很大, 因此径向的康普顿散射同样应该非常重要。我们指出了通常的“局部”康普顿散射的不足, 并首次得到了新的吸积盘的自洽的动力学结构及辐射谱。我们发现, 尽管整体康普顿过程的动量转移效果的作用可以忽略, 但是其能量转移的效应非常显著。根据所采用的计算康普顿散射

过程的方法，我们把该工作可以分成两步。

首先，在第三章，我们研究了黑洞热吸积流中的整体康普顿效应。由于径向的辐射转移过程非常复杂，我们采用简化的辐射模型来计算径向的康普顿散射过程。结果如下：a)，吸积流的外区为康普顿致热，内区为康普顿制冷，分界半径 $\approx 5 \times 10^3 r_s$ ；b)，ADAF的吸积率上限将降低，但是由于吸积流内区强烈的康普顿致冷效应，其总的辐射效率将提高；c)，外区的康普顿致热效应可能会导致AGN中吸积流的“振荡”，即吸积流将处于活动态和非活动态的不断转化的过程中。处于活动态的时间约等于维里半径处的气体吸积时标，而处于非活动态的时间约等于维里半径处的气体冷却时标。

随后在第四章，我们采用了严格的Monte Carlo数值模拟的方法来统一处理了吸积流中的辐射过程，进而研究热吸积流的内区的整体康普顿冷却效应的影响。这里不再区分整体及局域康普顿散射。我们的主要结果跟前面第三章的结论是一致的。此外，我们还发现，吸积流的辐射效率有较大的提高，增大的幅度比前面简化处理的幅度要大；同时，辐射谱的谱型也会有所改变。随后，我们研究了吸积流中的外流的对辐射谱的贡献问题。我们发现外流的温度和柱密度可能有助于解释目前学术界的一大难点：ADAF的理论温度和光深跟观测值间有较大偏差。我们认为这可能由于外流“污染”了吸积内流的辐射。其次，我们证实了从前的结果（Yuan 2001, 2003），即在较高的吸积率下，ADAF的内区将热不稳定，可能变成了标准薄盘，或者是处于一种冷热气体共存的两相吸积流的状态，这正是明亮热吸积流所预言的结果。令人遗憾的是，我们暂时还不能区分这两种情形。我们认为两相吸积流模式有可能能够解释X射线双星系系统中的陡幂率谱态。关于这一点，还有待于我们作进一步的探讨。

论文的最后（第五章）为简单的展望。

关键词： 吸积理论；黑洞物理；流体动力学；喷流及外流；活动星系核及类星体；X射线双星；X射线天体物理

Abstract

Black hole accretion systems, which are widely believed to be harbored in the central regions of active galactic nuclei (AGNs), low-luminosity AGN (LLAGNs) as well as some X-ray binaries (XRBs), are the key physical processes to understand their observational phenomena, like spectral energy distribution, radiative variability, etc. In this thesis we focus on the hot accretion flow models, including advection-dominated accretion flow (ADAF) and luminous hot accretion flow (LHAF). These models are the foundations to explain the observations in LLAGNs and XRBs (e.g., hard state).

In Chap. 1 I present a detailed description on the background. First I discussed the astrophysical black holes and the systems they resided in. Then, an extensive discussion on the accretion process is present, in which the basic concepts, 4 well-known accretion models, and the transition between ADAF and standard thin disk are focused on. After this, we further described the properties of ADAF — the basic model of this thesis, e.g., the dynamics, the radiative processes, and several recent progresses: outflow, direct turbulent heating to the electrons, as well as the luminous hot accretion flow (LHAF) at relatively high accretion rate.

In Chap. 2, I explored the influences of outflow on the dynamics of inflow. As indicated through observations (e.g., the Galactic center), theoretical researches and (magneto-)hydrodynamical simulations, outflow is a common phenomenon in accretion systems. However, most researches in this field, especially when aimed at explaining/fitting observational data, people inclined to only included the mass loss due to the existence of outflow, while all the other effects like the angular momentum transport are totally neglected. This is obviously conflict with the results from simulations. Since outflow is not fully understood currently, we here parameterize its properties. Our results are as follows, 1), under current status of observations and theories, it is acceptable to only included its mass loss contribution, the properties derived (e.g., density, temperature) are accurate within a factor of 2 - 3; 2), outflow's other dynamical influences (angular momentum and/or internal energy transport) can never be neglected, provided these are highly deviate from those in inflow. Besides, compared with all the previous work, our new approach also has the advantage in its potential applications in exploring the dynamics and radiation of outflow itself.

We studied, in Chap. 3&4, another important mechanism — Compton

scattering — in hot accretion flows. Being tenuous and hot, the main radiative cooling processes in ADAF are synchronization, bremsstrahlung and their inverse Comptonization. The Comptonization will dominate at relatively high accretion rates. We note that almost all the previous works are based on the one-zone approximation, in which only the local Comptonization (in vertical direction) is considered. On the other hand, we note that ADAF is also the optically thin in the radial direction, and the gradient of the electron temperature is high, thus the Comptonization in radial direction (global Comptonization) should also be important. We found that, although the momentum transport due to this global Compton scattering is negligible, its energy transport is significant. Based on the treatment of the Comptonization procedure, we separate our work in two steps.

First in Chap. 3 we generally investigated the global Comptonization effect in hot accretion flows. Due to the complexity of solving the radiative transfer equation in the radial direction, we applied a simplified treatment to calculate the global Compton scattering in the radial direction. The results are: 1), the inner regions of the hot accretion flow is cooled down, while the outer regions are heated up, the dividing radius is $\approx 5 \times 10^3 r_s$; 2), the upper limit of accretion rate in ADAF is reduced, while the radiative efficiency should be significantly increased, due to the strong global Compton scattering in hot accretion flows; 3), the global Compton heating effect in the outer regions may cause the accretion flow in AGN to “oscillate” between active and non-active phases. The duration of the active phase is approximately equals to the accretion timescale at the virial radius, while the non-active phase may last for the time comparable to the cooling timescale at the virial radius.

Subsequently in Chap. 4, we use the more accurate Monte Carlo simulations to uniformly deal with the Compton scattering process, and to explore the Compton cooling effect in the inner regions ($r \lesssim 300r_s$) of the hot accretion flows. The results in this approach are consistent with those in Chap. 3. Besides that, we found that the radiative efficiency is increased by a factor of 5 at $0.05 \dot{M}_{\text{Edd}}$, much higher than expected; the spectral shape is also modified due to the existence of global Comptonization. We then discussed the contribution of the outflowing material on the spectrum observed. We found that the temperature and column density of outflow can partly explain one of the major difficulties in accretion fields, that the temperature and optical depth from observational fittings are deviate from those predicted in ADAF theories. We also confirmed the previous analysis (Yuan 2001, 2003) that the inner regions of hot accretion flow is thermally unstable. One consequence is that the flow will collapse to form a thin disk, while the other possible, which is more favored by us, is that the hot

accretion flow will be filled with cold clumps/clouds, which is the prediction of LHAF. Disappointedly, we currently cannot rule out any one of these two possibilities. The latter, which we named it two-phase accretion mode, could explain the steep power-law state in X-ray binaries.

We present in Chap. 5 a very brief discussion of conceived future researches related to this thesis.

Keywords: accretion, accretion disks — black hole physics — hydrodynamics — ISM: jets and outflows — galaxies: active — quasars: general — X-rays: general

目 录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	v
目录	ix
第一章 综述	1
1.1 天体物理中的黑洞	1
1.2 黑洞所处的系统— 活动星系核、低光度活动星系核以及黑洞X射线双星	4
1.2.1 活动星系核:分类及统一模型	4
1.2.2 低光度活动星系核(LLAGN)	7
1.2.3 黑洞X射线双星	10
1.3 吸积—一种高效的释能机制	14
1.3.1 吸积盘的形成及吸积的几个基本概念	15
1.3.2 四种主要的吸积流模型	19
1.4 ADAF: 径移主导吸积流	27
1.4.1 ADAF吸积流的自相似解	29
1.4.2 双温ADAF吸积流的整体解	30
1.4.3 ADAF 的吸积率上限及辐射效率	35
1.5 ADAF吸积流的几个重要进展	36
1.5.1 ADAF 中的外流	36
1.5.2 ADAF 中的粒子加热问题: 粘滞(湍动)产能对电子的 直接加热	36
1.5.3 明亮热吸积流(LHAF)	37
第二章 黑洞热吸积流中外流对吸积内流的动力学影响	39
2.1 本章引言	39
2.2 带外流的吸积流模型	41
2.2.1 基本方程组	41
2.2.2 外流的基本物理性质	43

2.3	计算结果	44
2.4	本章总结	47
2.5	附录 A: 高度积分的外流-内流耦合的吸积流动力学方程组	48
第三章	热吸积流中的整体康普顿致热/致冷效应	53
3.1	本章导言	53
3.2	热吸积流中的整体康普顿致热或致冷的重要性	55
3.2.1	计算整体康普顿致热或致冷的方法	55
3.2.2	计算结果	58
3.3	考虑整体康普顿散射后的热吸积流自洽解	59
3.4	本章总结和进一步讨论	65
第四章	Monte Carlo 方法研究热吸积流内区的整体康普顿致冷效应	67
4.1	本章引言	67
4.2	模型的描述	69
4.2.1	黑洞热吸积流的动力学	69
4.2.2	Monte Carlo 方法研究有整体运动的热吸积流中的康普顿散射过程	70
4.3	热吸积流中不同康普顿散射模型比较	73
4.3.1	局域slab (厚片) 康普顿散射模型	74
4.3.2	局域康普顿散射模型中所忽略的几个问题	75
4.4	结果以及讨论	76
4.4.1	$0.5\dot{M}_{\text{Edd}}$ 吸积率下的自洽解	76
4.4.2	较高吸积率下热吸积流两个可能的命运: 坍塌成薄盘或充满冷团块的两相吸积流?	78
4.4.3	外流对辐射谱的影响	80
4.5	本章总结	82
4.6	附录 B: Kerr 黑洞下热吸积流的动力学	83
第五章	展望	87
5.1	外流的动力学结构以及其对辐射的贡献	87
5.2	广义相对论下的整体康普顿散射效应	87
5.3	两相吸积流模型: 甚高态 (或者陡幂率谱态) 的研究	88
5.4	热吸积流中的热传导效应: 银河系中心 Sgr A* 的应用	88
	参考文献	89

发表文章目录

95

简历

97

插 图

1.1	活动星系核的统一模型	6
1.2	低光度活动星系核的能谱图(SED)	8
1.3	低光度活动星系核的中央引擎图	9
1.4	黑洞X射线双星的典型谱	11
1.5	黑洞X射线双星各个态的理论解释	13
1.6	吸积盘中MRI 转移角动量的理论示意图	18
1.7	标准薄盘分区示意图	21
1.8	ADAF辐射谱示意图	23
1.9	四种主要吸积盘模型的统一描述	25
1.10	伪牛顿势下双温ADAF吸积流的整体解	34
1.11	ADAF 的吸积率上限以及辐射效率图	35
1.12	明亮热吸积流LHAF的动力学性质	38
2.1	ADAF 中内流-外流示意图	41
2.2	外流的基本物理性质	43
2.3	考虑外流后吸积率随半径的关系	45
2.4	外流的垂向速度 ξ_z 对吸积流的影响	50
2.5	外流-内流间的角动量/能量转移对内流的效果(Case A)	51
2.6	外流-内流间的角动量/能量转移对内流的效果(Case B)	52
3.1	黑洞热吸积流中的整体康普顿加热或制冷	58
3.2	整体康普顿散射下的热吸积流 (恒星级黑洞)	60
3.3	整体康普顿散射下的热吸积流 (超大质量黑洞)	63
4.1	热吸积流中不同康普顿散射模型比较	73
4.2	热吸积流中电子的加热及制冷率 ($q_{\text{comp}}, q_{\text{comp,all}}, q_{ie}$ 以及 $q_{\text{vis,e}}$)	76
4.3	$0.5\dot{M}_{\text{Edd}}$ 下热吸积流的电子温度图及辐射谱	77
4.4	$1.0\dot{M}_{\text{Edd}}$ 下热吸积流的电子温度图	78
4.5	较高吸积率时的两个可能的命运: 坍塌成薄盘或充满冷团块的两相吸积流	79
4.6	含外流的热吸积流示意图	81
4.7	Kerr黑洞的热吸积流动力学图	85

第一章 综述

黑洞吸积过程是天体物理中非常重要的一个过程。它是人们理解X射线双星、类星体、星系中心等超强辐射过程的关键所在。此外，在宇宙学研究中，黑洞吸积所伴随的能量和物质（外流）的释放在星系尺度上的反馈作用也越来越被学术界所重视。本章主要介绍论文的一些相关背景，如活动星系核、黑洞、X射线双星系统、吸积过程等等。更详细的讨论，可以参看“Active Galactic Nuclei” (Krolik 1999; 详细讨论了活动星系核的观测以及相关的各种物理过程), “Accretion Power in Astrophysics” (Frank, King & Raine 2002) 以及“Black-Hole Accretion Disks - Towards a New Paradigm” (Kato, Fukue & Mineshige 2008), 后面两个专著偏重于吸积过程，其中Kato等人的著作尤其偏重于理论解释。

1.1 天体物理中的黑洞

黑洞是宇宙中一类具有极强引力的致密天体。德国学者Schwarzschild在1915年得到了爱因斯坦引力场方程的第一个精确解。该解描述了这样的一个特殊时空：其中的引力场是如此之强，以至于任何物质（包括辐射）都不能从其中逃逸出来。这个区域的边界被称为视界(horizon)。黑洞的视界(R_s , 西瓦希半径)非常小，对于一个太阳质量的黑洞，其视界只有3 km，即使对我们银河系中心这样的超大质量黑洞(质量大概 $4 \times 10^6 M_\odot$)而言，其视界的尺度也仅有0.08个AU (1 AU为地球到太阳的距离) — 甚至还远低于水星到太阳的距离(0.38 AU)。尽管到目前为止，人们尚没能直接确认黑洞的存在，但是，无论是理论上还是观测上，我们都有极强的证据表明黑洞是真实存在的。一个例子即为沈志强等人2005年发表在Nature上的工作(Shen et al. 2005)¹。通过高分辨率的VLBA的观测，他们得到了中心天体 $\sim 12R_s$ 范围的射电图像，从而确认该区域内的密度下限为 $6.5 \times 10^{21} M_\odot \text{pc}^{-3}$ 。如此高的密度强烈支持银河系中心存在一个大质量的黑洞。

黑洞的理论研究现在已经有很多，基本上来说，黑洞有三个属性—质量、自旋、电荷。但是实际上一个带电的黑洞会在很短的时标内吸积周围带异性电荷的物质而达到电中性。因此，在天体物理里，黑洞只有两个基本物理量：质量和自旋。这样的黑洞可以被Kerr度规刻画²。黑洞质量可以通过对其跟周围天体所组成的系统的动力学研究而得到。而自旋由于只对非常靠近黑洞的区域才会有比较明显的作用，因而存在很大的技术困难。目前，望远镜分辨率还

¹see also Doeleman et al. 2008, Nature, 455, 78. “Event-horizon-scale structure in the supermassive black hole candidate at the Galactic Centre”

²Kerr, R. P. 1963, PhRvL, 11, 237

远远不足以分辨黑洞（除了银河系中心），因而测量黑洞的自旋只能通过研究吸积流内区的X射线辐射而获得（Shafee et al. 2006; McClintock et al. 2006; Brenneman & Reynolds 2006; etc）。

现实宇宙中的黑洞有三类：恒星级黑洞(stellar mass black hole)，星系或者类星体中心的超大质量黑洞(supermassive black hole; SMBH) 以及中等质量黑洞(intermediate mass black hole; IMBH)。

I) **恒星级质量黑洞**³ — 恒星级质量黑洞一般被认为是大质量恒星($20M_{\odot}$ 或更大) 演化至晚期时的引力塌缩的结果。该引力塌缩一般被观测为超新星(supernova) 或者伽玛射线暴(gamma-ray burst; GRB)。在恒星寿命的晚期，当所有的核能都耗尽了之后，恒星的塌缩就变得不可避免。如果恒星塌缩部分的质量低于某个特定值，最终的结果就会变成一颗致密星，如白矮星或者中子星。这两种星都有各自的质量上限。因此，如果塌缩部分的质量超过了那个特定值，恒星将一直塌缩下去，无法挽救(灾难的引力塌缩, catastrophic gravitational collapse) 最终形成一颗黑洞。中子星的质量上限目前并没有能完全确定，一般认为大概是 $3 M_{\odot}$ 左右。这种靠恒星塌缩而形成的黑洞的质量一般在三到几十个 M_{\odot} 之间，因而被称为恒星级质量黑洞。目前已知的最小的恒星级黑洞是XTE J1650-500 双星系统的主星，质量只有 $3.8M_{\odot}$ (Shaposhnikov & Titarchuk 2008)。而最大的恒星级黑洞是 M33 X-7，其黑洞质量为 $15.65 \pm 1.45 M_{\odot}$ (Orosz et al. 2007)，另外一个更大的黑洞是IC 10 X-1，黑洞质量是 $24 - 33 M_{\odot}$ (Prestwich et al. 2007)。

II) **中等质量黑洞 IMBH**⁴ — 显然，中等质量黑洞的质量介于恒星级黑洞和下面将介绍的超大质量黑洞之间。目前对中等质量黑洞的存在还缺乏非常明确的证据。某些临近星系中的超亮X射线源（Ultra-luminous X-ray Sources; ULXs）的中心可能是一个质量为几百到几千个 M_{\odot} 的IMBH而不是恒星级质量黑洞。这些超亮X射线源一般都在恒星形成区（如星暴星系 M82 中），且可能跟该区域的年轻星团成协。

此外，目前尚没有比较清晰明确的形成中等质量黑洞的理论机制。一方面，它们的质量非常大，基本上排除了单个恒星塌缩形成的可能；另一方面，他们所处的环境缺乏一些极端的条件— 高密度及较快的速度，如星系中心— 从而他们也不可能有类似于超大质量黑洞的起源。目前关于中等质量黑洞的形成有两个流行的理论。一个是恒星级黑洞跟另一个致密天体通过释放引力波而并合 (merger)；另外一个是大质量的恒星在一个拥挤的星团中的发生碰撞并逃离这个系统，这个碰撞导致的塌缩也可能会形成中等质量黑洞。

III) **超大质量黑洞 SMBH**⁵ — 超大质量黑洞的质量范围为 $10^5 - 10^{10} M_{\odot}$ 。一般认为，大多数（甚至所有的）星系的中心都存在着超大质量黑洞。与前两

³http://en.wikipedia.org/wiki/Stellar_black_hole

⁴http://en.wikipedia.org/wiki/Intermediate_mass_black_hole

⁵http://en.wikipedia.org/wiki/Supermassive_black_hole

类黑洞相比，超大质量黑洞有两个比较显著的特性：1), 密度很低。这是由于密度正比于质量/体积。其中西瓦希半径跟质量成正比 ($R_s = 2GM/c^2 \propto M$), 而体积跟半径的三次方成正比。2), 超大质量黑洞的视界表面潮汐力很弱。

与中等质量黑洞一样，目前关于超大质量黑洞的形成仍然没有比较完善的理论。最直观的途径是恒星级黑洞的长期吸积形成，但这显然意味着经历了中等质量黑洞的过程。另一种可能性是一团气体云直接坍塌成几百个 M_\odot 的超大质量恒星，由于恒星的核心存在着电子-正电子产生过程，该超大恒星并不稳定。在径向扰动下很可能所有的物质都向内塌缩，形成一个较大质量的黑洞，该种子黑洞通过一些后续的过程如吸积或者并合而最终形成超大质量黑洞。当然还有其他的一些可能性。总的来说，要形成超大质量黑洞，存在两大困难：1, 要求在较小的环境里有非常多的物质；2, 要求这些物质的角动量非常小。目前倾向于认为通过吸积来完成物质角动量的向外转移以及物质的向内下落。该过程最终会在黑洞周围形成一个吸积盘(更详细的讨论，参考§1.3)。

SMBH的质量跟其周围的球体（如漩涡星系的bulge、整个椭圆星系）的质量有非常好的关系；SMBH的质量跟周围球体的速度弥散存在着更紧密地关系，即所谓的 $M - \sigma$ 关系。对于这些关系的理解，人们认为是由于黑洞和它的寄主星系在宇宙大爆炸后的3-8亿年间有一个共同演化的阶段，它们经历了一个类星体阶段并形成了现在所观测到的特性。

1.2 黑洞所处的系统—— 活动星系核、低光度活动星系核以及黑洞X射线双星

在讨论黑洞系统的中央引擎—吸积过程之前，我们先总结一下我们所关注的一些相关的系统。即活动星系核、低光度活动星系核，以及银河系内的一些X射线双星系统。目前的主流观点是这些系统的中心都存在着黑洞吸积的过程（X射线双星系统也可能有白矮星、中子星吸积等过程，我们这儿只讨论黑洞X射线双星体系），且这些吸积过程是所观测到的辐射的能量来源。

1.2.1 活动星系核:分类及统一模型

活动星系是一类特殊的星系，它在极小的体积内辐射出万倍于正常星系的光度($10^{43} - 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$)，并且伴有强烈的活动现象，如光变，和非常剧烈的物理过程，如物质的喷射、高能相对论性粒子的产生等。这些剧烈的过程一般发生在活动星系的核心区域—我们称之为活动星系核(Active Galactic Nuclei, AGN)。除了拥有非常高的光度，活动星系核的辐射谱也跟正常的恒星或者星系的辐射谱有着非常显著的不同，它的能谱覆盖了从低能的射电到高能 γ 射线的整个电磁波段—跨越了整整22个数量级！这表明AGN有着非常复杂物理环境以及特殊的辐射过程。同时，活动星系核涉及到天体物理中很多基本问题，如能源机制、星系的形成和演化、辐射机制等等，所以几十年来一直是众多天文学家的探讨研究的重点和热点之一。

概要地说，活动星系核的主要观测特征是⁶（黄克谅2004; Krolik 1999; Peterson 1997）：

1), 存在明亮的致密核区。有些AGN，如类星体(QSO; quasar)只能观测到致密核区，而另外一些AGN，尽管能观测到星系，但是致密核区的辐射占总辐射的比例相当高。

2), 在某些波段，如射电、光学、X射线等，存在非热连续辐射(辐射谱 $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$)，且辐射具有较强的偏振特性。尽管某些波段的辐射可能是热辐射，但是这些热辐射并不是来自于恒星。

3), 有较强的原子或者离子的发射线。

4), 连续谱的强度、发射线的强度和轮廓、偏振等都可能随时间而变化。

5), 具有比正常星系更强的发射高能光子（X射线、 γ 射线）的能力。

活动星系核的种类很多，目前还没有统一的AGN的分类标准。它们的名字一般都是历史形成并沿用至今的。由于射电波段的辐射主要来自于喷流，因此根据射电辐射的强弱（我们下面将提到，从物理上说，这等价于根据观测上是否检测到喷流来区分的），AGN分成两大类—射电强AGN (radio loud AGN) 和

⁶http://en.wikipedia.org/wiki/Active_galactic_nucleus

射电宁静AGN (radio quiet AGN)。更详细的分类如下 (Krolik 1999; Peterson 1997):

- 射电宁静 (射电弱) AGN
 - **Seyfert星系** — 这类星系有较亮的核心和丰富的高电离发射线。这又会分成两个子类, 其中1型同时存在宽发射线($\sim 10^4$ km/s) 和窄发射线($\sim 10^3$ km/s), 而2型只有窄线。Seyfert 星系的寄主星系一般是漩涡星系或者不规则星系。
 - **射电宁静类星体(Radio quiet quasars/QSOs)** — 与Seyfert星系相比, 光度一般更高, 距离我们也更遥远 (因而红移 z 一般较大)。它有较强的光学、X射线连续谱辐射。早期的观测设备不能观测到类星体的寄主星系。射电宁静类星体的寄主星系很多样, 可以是漩涡星系、不规则星系或者椭圆星系。观测表明此类类星体的总光度跟寄主星系的质量相关: 越亮的类星体处于越大的寄主星系中 (如椭圆星系)。这一点也反映了中央的黑洞系统 (如吸积过程) 对整个星系系统的反馈或调制作用。
 - **低电离核发射区(Low-ionization nuclear emission-line regions; LINERs)** — 这类活动星系主要是根据它的光谱特性而定的。观测上有低电离的离子或者中性原子的谱线; 而高电离态的谱线很少。LINERs非常普遍, 大概1/3的近邻星系($< 20 - 40$ Mpc) 都是LINERs (Ho et al. 1997)。此外, 大概75%的LINERs是椭圆星系、透镜星系(lenticular galaxies) 或者 $S_{0/a} - S_{ab}$ 型漩涡星系。LINERs在明亮红外星系(luminous infrared galaxies; LIRGs) — 一般认为强红外辐射是由于两个星系的碰撞所产生 — 中也非常常见, 观测表明大概1/4的LIRGs为LINERs (Veilleux et al. 1995)。观测表明, LINERs中一般存在较强的恒星形成活动, 因此, 有学者认为LINERs是被恒星形成区内热恒星的辐射所照亮的。
 - **2型类星体(quasar 2s)** — 与2型Seyfert星系类似, 此类类星体没有强的光学连续谱辐射, 也没有宽的谱线。在一般的巡天观测中很难发现这类源。但是该类类星体的研究目前是一个热点。对活动星系核的统一模型也是一个比较好的检验手段。
- 射电强AGN 如前所述, 一般此类AGN都有较强的喷流。下面主要关注射电强AGN的中心核区。
 - **射电强类星体** — 与射电宁静类星体基本类似, 主要是多了喷流的贡献, 所以射电波段有较大的不同。
 - **BL Lac天体和光学耀变体(OVV) (或者Blazars)** — 他们的重要特征是高光变、高偏振。BL Lac天体没有明显的发射线或吸收线, 从

而其红移很难给出，一般只能从寄主星系的谱线中得到。现在一般认为BL Lac天体具有较强的相对论性喷流，且喷流的方向与观测视角一致。光学耀变体OVV很像一个快速光变的成分叠加在一个标准的射电强类星体上。需要强调的是，BL Lac和OVV的较高的光度和较强的光变都是由于相对论的beaming 放大效应导致的。

- **射电星系** — 射电星系通常指由较高射电光度的星系($> 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$)。从射电形态上来分大致可以分成两类，1) 致密型。大部分射电辐射来自于中央很小的一个核，也称为核主导型；2) 双瓣型。射电辐射主要来自于光学像两边两个巨大的射电辐射区（即射电瓣），也成为瓣主导型。Fararoff & Riley (1974) 根据瓣的形态又把瓣主导型射电星系分成了两类。一类是边缘暗型(edge-darkened; FR 1型) 一类是边缘亮型(edge-brightened; FR 2型)。一般来说，FR 2型的光度要高于FR 1型。射电星系的寄主星系是椭圆星系。

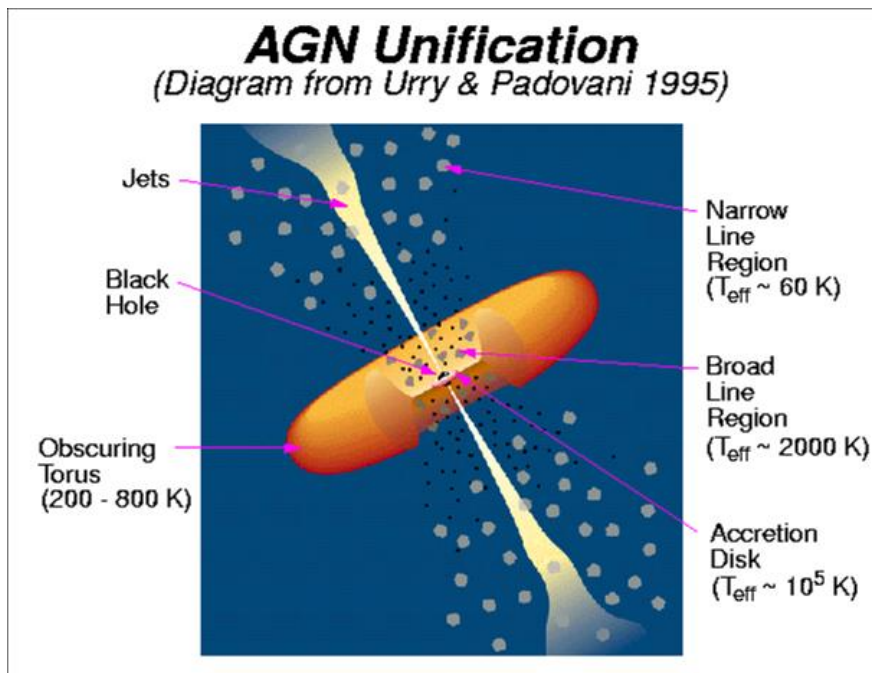


图 1.1: 活动星系核的统一模型图。原始图出自Urry & Parovani 1995

在认识和理解活动星系核的征途上，人们提出了“活动星系核的统一模型” (Urry & Parovani 1995; 图1.1)。该统一模型在确认吸积盘为其产能机制上（参看后面的§1.3），通过视角效应，用最少的参数描述了各种活动星系核的观测现象，并获得了空前的成功。现在认为AGN 的基本成分有：

超大质量黑洞(SMBH)。AGN的中心一般认为存在超大质量黑洞，质量一般在 $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ ；

吸积盘以及冕区(Disk and Corona)。物质围绕中心黑洞旋转形成吸积流，黑洞通过吸积释放引力能而产生辐射。吸积盘的表面可能存在一些光学薄的热

气体(冕), 借助于这些热气体而辐射出高能的X射线。

物质宽发射线区(BLR) 和窄发射线区(NLR)。宽线区有大量孤立的围绕着中央黑洞的云团组成, 尺度大概为0.01-1 pc。窄线区在宽线区的外面, 由许多低密度气体云组成。尺度大概在0.1-1 kpc。

尘埃环(Torus)。尘埃环可能存在于宽线区和窄线区之间的区域。它遮挡了部分中央引擎和宽线区的辐射, 同时它也被中央引擎激发而产生红外辐射。

喷流(Jet)。形成与黑洞附近的核心区域。它可以将一部分吸积的物质以相对论性的速度抛射到kpc甚至Mpc尺度。一般喷流只能在射电波段被观测。少数喷流也能在光学或者X射线上被探测到。

统一模型的主要想法是在某些观测视角上, 可以用一个很强的辐射吸收体—尘埃环—来遮挡来自于宽线区的辐射; 在沿着喷流的方向上, 用相对论性效应来解释广泛存在的较高的亮温度、短时标光变以及视超光速运动等等现象(最典型的, 如耀变体Blazars)。

关于统一模型, 有几点需要特别指出的(参考L. Woltjer 在2002年ASP会议“Issues in Unification of AGN”的Closing Remarks [Woltjer, 2002]):

1, 早期的统一模型主要是考虑视角效应, 目前学术界认为演化(evolution)以及光变(variability)可能也可能是统一模型的主要参数。如, 有人认为开始有一团完全包围核心的光厚(Compton thick)气体, 随着气体不断被驱散, 超亮红外星系(ULIGs)演变成类星体, 致密对称源(Compact Symmetric objects)则演化成了FR II型射电星系。

2, 光变可能也是一个非常重要的因素。当中心的辐射源由于某些原因(如吸积率的减少)而消失了, 则宽线区也将随之很快消失, 而窄线区却能维持很久。比如说硬X射线方面的研究表明我们的银河系中心在几百年前比现在要活跃。尽管我们知道几乎所有的AGN光变的时标大概为年量级, 演化的时标大概在 10^6 年的量级上, 但是其中的缘由尚未被学术界弄清楚。

3, 目前, 由于观测设备的进步(灵敏度的提高、分辨率的上升), 观测的样本越来越大, 人们发现, 低光度活动星系核(参看下面的§1.2.2)以及黑洞X射线双星系统(参看下面的§1.2.3)中也存在各种成分和结构, 可能可以建立一个类似的大统一模型。

1.2.2 低光度活动星系核(LLAGN)

随着各种大型的具有高分辨率、高定位标准和高灵敏度的望远镜(例如, X射线波段: Chandra, XMM-Newton; 光学波段: VLT, Keck, Subaru; 红外波段: Spitzer)的投入使用, 一些从前以为没有活动性的“普通星系”—主要由恒星活动主导—现在也能被探测到具有一定的活动性(参看Ho [2008]的综述), 而且这种活动性跟高光度活动星系核类似, 如观测到致密的射电核

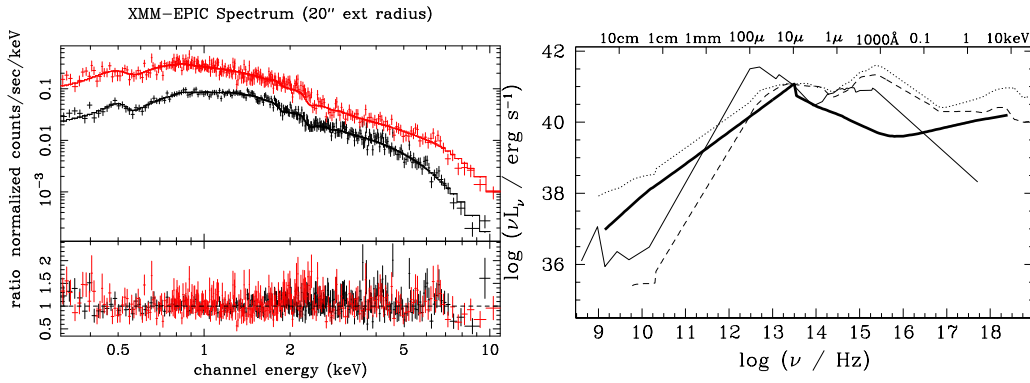


图 1.2: 低光度活动星系核的能谱图(SED)。左图 NGC 4594核区的X射线波段的能谱图(XMM-Newton 和Chandra)。两条平均线对应于不同的探测器。摘自Pellegrini et al. (2003)。右图 全波段(射电- X射线)的能谱图。其中粗实线为LLAGN, 点线为射电噪声, 虚线为射电宁静源, 而细实线为星暴星系。注: 光度的绝对值已按某些比例调整过。摘自Ho (2004)。

心(如银河系中心, Shen et al. 2005)、点状的紫外核(Maoz et al. 1995)、宽的 H_α 发射线(Ho et al. 1997a)等等。这些特性都不是普通星系所具备的, 但是与高光度活动星系核又有一定的不同, 因此人们把这类源定义为低光度活动星系核(Low-luminosity Active Galactic Nuclei, LLAGNs)。根据辐射功率的大小, 低光度活动星系核主要包括低光度的Seyfert星系、低电离发射线区(LINER)、过渡星系(transition type object, 介于LINER和HII区之间)等。Palomar的巡天表明40%以上的近邻星系都存在LLAGNs (Ho et al. 1997a)。在活动星系核的演化模型中, 这类源对研究星系的形成和演化起着承上启下的桥梁作用, 因而越来越受到人们的关注。下面我们简述一下LLAGNs的基本性质。

- **有宽的发射线** 跟高光度的1型AGN类似, 有工作表明(Ho et al. 1997) 相当比例的LINERs同样具有宽的发射线。
- **存在致密的核心** 由于低光度活动星系核的光度很低, 所以, 在光学、紫外波段基本上不能检测到(该波段被星系中的恒星辐射所主导)。但是, Chandra等新型X射线望远镜具有较高的分辨率(大约1"), 且由于其接收器CCD的背景噪音很低, 所以即便对非常弱的源, 曝光时间也无需太多。利用这些优势, 研究人员发现, 大概75%的LINERs中观测到X射线辐射, 其中2-10 keV的最低光度达 10^{38} erg s $^{-1}$ 。此外, 高分辨率的射电观测表明60 – 80%的LLAGNs都能观测到致密的射电核心(Nagar et al. 2002)
- **有较为特殊的能谱结构** 低光度活动星系核的能谱(Spectral Energy Distribution; SED) 基本类似(Serlemitsos, Ptak & Yaqoob 1996)。具体来说, 一般这类LLAGNs的辐射在X射线波段都有两个成分: 一个软的热辐射成分, 对应的温度大概是 $kT \sim 0.7$ keV以及一个硬成分(见图1.2左图)。这个硬成分用 $kT \sim 5 - 10$ keV的热韧制辐射模型或者一个幂率谱($\gamma \sim 1.8$)

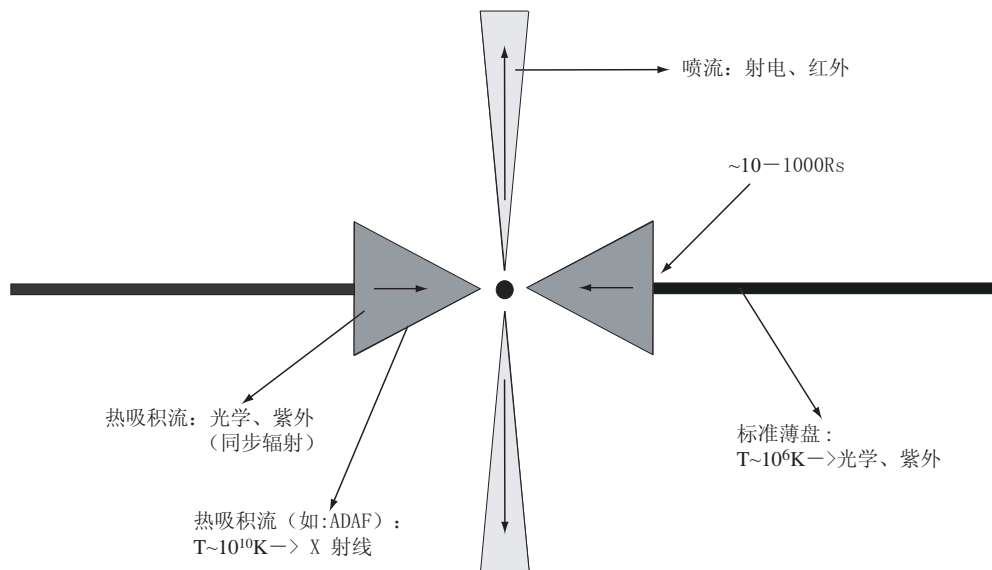


图 1.3: 低光度活动星系核的中央引擎图。内区为辐射无效的热吸积流(ADAF; 它为几何厚、光学薄的吸积模式), 外区为截断了的**标准薄盘**。内区可能还存在**喷流**。摘自Yuan (2007b; see also Ho 2003)

模型都能够很好地解释。观测表明，硬的成分所受到的吸收更重、辐射区域更致密，这表明该成分可能来自于更靠近中央黑洞的致密区域。需要指出的是，低光度的活动星系核的辐射跟处于硬态的黑洞X射线双星体系的辐射非常类似（见§1.2.3）。在光学波段，跟高光度AGN不同，LLAGNs没有“大蓝包”（一般被认为是标准薄盘的特征）。而在红外波段，我们观测到一些红外过剩(见图1.2右图)。目前，由于红外望远镜的分辨率不够，尚不能确定这些红外过剩是否确实来自于中央引擎。

- **没有宽的 $Fe K_{\alpha}$ 谱线** 部分LLAGNs已经观测到6.4keV附近的 $Fe K_{\alpha}$ 线，但是谱线一般较窄(Terashima et al. 2002)。
- **射电噪(Radio loud)** 传统的射电噪的定义为射电和光学的两个特定频率上的流量比/光度比 ($R = L_{\nu}(6cm)/L_{\nu}(B \text{ band})$)。R大于10定义为射电噪，小于10定义为射电宁静 (Radio quiet)。对于高光度AGN而言，光学波段寄主星系的贡献可以忽略不计，但是对于LLAGNs而言，光学波段寄主星系的贡献较为重要，为了得到内禀的射电噪度 R' ，从而研究黑洞中央引擎的物理，高分辨率的观测必不可少。利用Hubble的观测，在扣除了外部光学辐射后，Ho & Peng (2004) 发现大部分LLAGNs都是射电噪的。此外，Ho (2002)还进一步发现，内禀的射电噪度 R' 跟吸积率存在反相关($R' \propto (L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}})^{-0.5}$)。

这些性质表明，LLAGNs很可能跟高光度AGN类似，中央也存在着黑洞-吸积盘系统。该系统的活动性尽管要弱很多，但仍然跟普通星系有显著的区别。LLAGN的中央引擎的基本图像可以描述为最外区可能存在着一个标准薄盘，

在比较靠近内区的区域被一种几何厚、光学薄的辐射无效吸积流(即径移主导吸积流ADAF, 参看§1.4) 取代。这个模型能够解释上面提到的主要观测性质。此外, 在靠近黑洞的地方, 还可能存在着喷流(jet)。该喷流可以解释观测到的射电辐射(注意, 尽管ADAF 也能产生射电辐射, 但是该吸积流产生的射电辐射有时不足以解释观测到的射电辐射流量)。以上描述的基本图像可参看图1.3 (e.g., Yuan, 2007b; Ho 2003)。

1.2.3 黑洞X射线双星

最后, 我们来介绍黑洞吸积过程的另外一个重要应用环境— 黑洞X 射线双星系统(black-hole X-ray binaries, 或black-hole binaries; BHBs)。顾名思义, 黑洞X 射线双星是指有较强X 射线辐射的“黑洞+伴星(一般是正常恒星)”的双星系统。由于光度相对较低, 目前基本上只能观测到银河系内的黑洞X射线双星。并且, 尽管银河系内存在大量的恒星级质量黑洞(据估计约有 $10^8 - 10^9$ 个), 目前人们只观测到其中的20 颗(Remillard & McClintock 2006)。根据伴星的质量区分, 黑洞X射线双星可以细分为HMXB (high-mass X-ray binaries; 伴星一般为O、B、Be或者蓝超巨星, 一般有较强的星风) 和LMXB (low-mass X-ray binaries)⁷。X射线双星系统在整个天文学中的重要性体现在诸多方面: 1, 系统中的黑洞是大质量恒星演化的终点, 其前身星在坍塌过程中的喷发物(如 γ 暴、超新星等)是宇宙重元素的起源。2, 恒星质量黑洞的质量分布可以用来限制黑洞的形成以及双星系统的演化规律。3, 部分黑洞可能跟超星(hypernovae)有关, 从而可能对研究 γ 暴(Gamma-ray Burst; GRB) 有很大的帮助(McClintock & Remillard 2006)。以下我把黑洞X 射线双星简称为黑洞双星。

关于这类源的观测和理论的文章都很多, 这里我只简要介绍一些典型的观测现象。更详细的内容, 可以参看综述文章, 如Zdziarski & Gierliński 2004; McClintock & Remillard 2006; Remillard & McClintock 2006; Done, Gierliński, Kubota 2007。其中Done, Gierliński, Kubota (2007) 的工作详细讨论了目前理论上所存在的一些困难。

在目前已经证认的20个黑洞双星(以及别的黑洞双星候选者; black-hole binaries candidates) 中, 大多数都是暂现源。随着长期的日复一日的监测, 研究者发现大部分黑洞双星系统都存在着明显的光变(爆发, 然后衰减decay), 并伴随着谱型的变化。对于持续时标为20天到几个月的爆发, 一般认为是由吸积盘中的不稳定性造成的, 当物质提供率非常低以至于不能维持一个连续的粘滞吸积流时, 物质将会在吸积盘的外区堆积, 直到达到某个阈值而开始触发爆发(Remillard & McClintock 2006)。对于更短时标(如小时)或更长时标(如几十年; GRS 1915+105的爆发态已持续了10 多年)的爆发, 则相对复杂

⁷http://en.wikipedia.org/wiki/X-ray_binaries

得多。长时标的爆发应该跟伴星的物理状态相关。研究光变的一个典型的手段即功率密度谱（power-density spectrum; PDS）。基本思路即对光变曲线傅立叶变换，找出特征频率，即某个特征时标。PDS的形状和相对强度都能给我们提供很多的启发。通过此技术，人们发现，黑洞双星系统中存在较强的准周期震荡（Quasi-periodic Oscillations; QPOs）现象，QPOs的频率在0.01 - 450 MHz之间。通过研究不同波段的QPOs现象，人们还能推断出到底是哪个能段的变化导致了QPOs现象。这对于我们理解相关的物理过程非常关键。

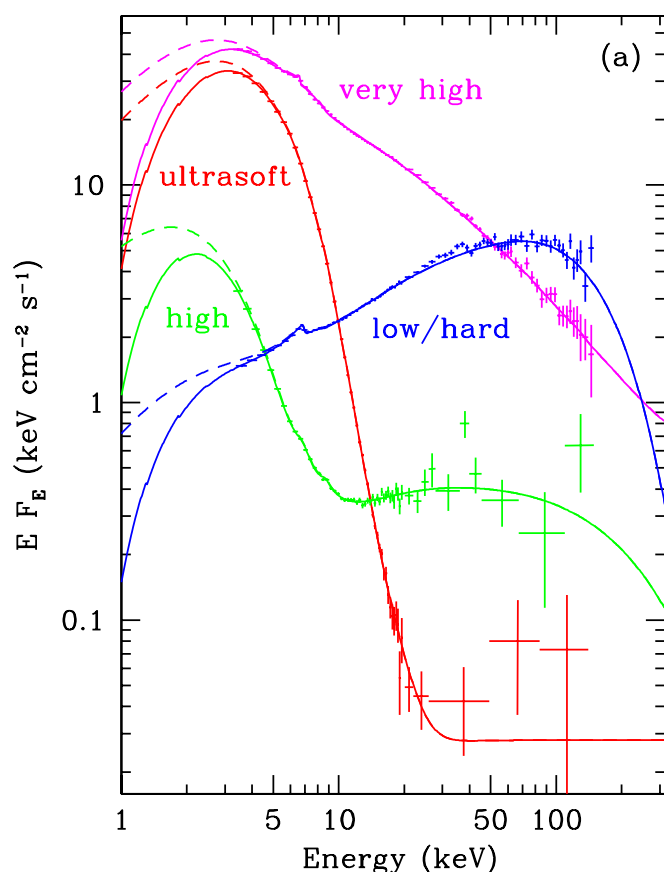


图 1.4: 黑洞X射线双星的典型的辐射谱 (XTE J1550 -564)。图中态的定义名称跟本文稍有不同。high state 以及ultrasoft state (超软态) 即本文所述的热态 (thermal state), 其中超软态中非热辐射的比例极低, 也被称为纯热态。摘自Zdziarski & Gierliński (2004)

现在, 我们谈谈黑洞双星的X射线辐射谱的谱成分及几个典型的黑洞X射线的“态”。如上文在LLAGNs (§1.2.2) 中所指出的那样, 黑洞双星的X射线 (以及高能的 γ 射线) 辐射的谱 ($\sim 0.5 - 500$ keV) 总体来说存在两个成份: 1, 低能端的热辐射成份, 该成份一般可以被一个多温黑体谱 (如来自于标准薄盘) 拟合, 对应的特征黑体温度大概在1 keV左右; 2, 高能段的非热成份, 该成份一般可以用幂率谱 (photon spectrum $N_E \propto E^{-\Gamma}$) 拟合, 该非热成份能够延伸到远超过热成份的能段。非热成份有的存在着高能段的截断 (break) 或者

表 1.1: 黑洞X射线双星爆发态: 命名及定义

态的名称 (新) (态的名称 (旧))	具体定义内容 ^a
Thermal (High/Soft)	Disk fraction $f^b > 75\%$ QPOs absent or very weak: $a_{\max}^c < 0.005$ Power continuum level $r^d < 0.075$
Hard (Low/Hard)	Disk fraction $f^b < 20\%$ (Power-law frac. $> 80\%$) $1.4 < \Gamma < 2.1$ Power continuum level $r^d > 0.1$
Steep Power Law (SPL) (Very high; Intermediate)	Presence of power-law component with $\Gamma > 2.4$ Power continuum level $r^d < 0.15$ $f^b < 0.8$ & 0.1-30 Hz QPOs present, $a^c > 0.01$; or disk fraction $f^b < 50\%$ with no QPOs

^a2–20 keV 能段

^b占总的吸收改正后的2–20 keV 的流量的比例

^cQPO 幅度(rms).

^dPDS中0.1–10 Hz的rms积分总强度.

此表格摘自Remillard & McClintock (2006)

指数截断 (exponential cut-off)。此外, 黑洞双星系统还存在着很宽的相对论性 $Fe K_{\alpha}$ 谱线 (与LLAGNs不同, LLAGNs只存在窄 $Fe K_{\alpha}$ 线) 和10–30keV能段的高能反射成份, 一般认为这个反射成分来自于非热成分照射到外区的标准薄盘而反射过来的辐射。反射成分一般在观测倾角很小 (准面向) 的时候容易观测到。

自从黑洞双星系统被发现开始, 人们就发现随着光度的变化, 它的谱型会有比较大的变化, 即其两个成份 (多温黑体成分和非热成分) 的权重不断变化。研究人员把黑洞X射线双星系统的观测光谱分成了五个态, 按光度从高到低排, 分别是甚高态 (very high state)、高软态 (high/soft state)、中间态 (intermediate state)、低硬态 (low/hard state) 以及宁静态 (quiescent state)。由于不同的态之间的光度范围有所重叠, 所以, 后来人们按照两种成份的权重分类: 随着多温黑体成分权重的降低, 黑洞双星系统被分成了如下三个态 (Remillard & McClintock 2006 及McClintock & Remillard 2006; 参看图1.4, 注意图中的态的定义名称与下面我们的定义稍有不同。):

- **热态 (thermal state; 也称为high/soft state)** 谱型由多温黑体谱主导, 一般而言, 温度为0.7–1.5 keV左右 (McClintock & Remillard 2006)。高能非热成分的总光度所占的比例很低, 一般低于25%。该高能非热幂率谱非常陡, $\Gamma = 2.1 - 4.8$ 。热态没有QPO现象或者QPO现象非常弱。此外, 在更高能段上, 人们发现其非热的X射线辐射并没有截断, 甚至可以延伸到 γ 能段, 如10 MeV以上 (Zdziarski & Gierliński 2004)。

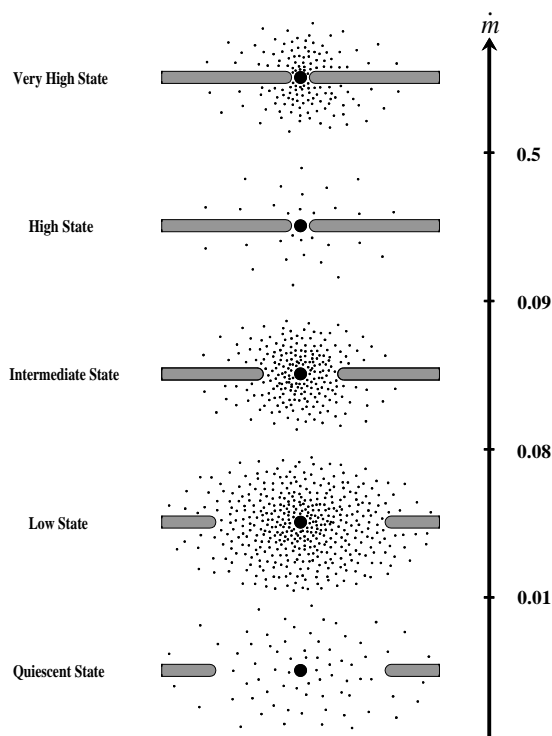


图 1.5: 黑洞X射线双星各个态的理论解释。图中态的定义名称跟本文稍有不同。主要是图里区分了甚高态和中间态，而文中统一定义为陡幂率谱态。需要强调的是，对陡幂率谱态，目前理论上还没有很好的解释（参看Done, Gierliński & Kubota 2007）。注意，此图里没有考虑喷流的贡献（参看正文的讨论）。图摘自Esin, McClintock & Narayan (1997)

- **陡幂率谱态 (steep power-law state; 它代表了甚高态和中间态)** 这代表了从前所定义的甚高态和中间态两个态。该态最典型的特征是光谱被一个幂率谱（谱指数 $\Gamma \sim 2.5$ ）所主导。在某些源中，此非热幂率谱可以延伸到及高的能段（ ~ 1 MeV）而没有观测到截断(Remillard & McClintock 2006)。陡幂率谱态中同样存在着热成分，且比例相当高，但是与热态不同的是，其非热成分同样非常强，且该态一般伴有QPO现象。在光变图上，陡幂率谱态一般出现在较高的光度处。
- **硬态 (hard state; 也称为low/hard state)** 在硬态中，谱主要由非热幂率辐射（ $\Gamma \sim 1.7$ ）主导（在 $2 - 20$ keV能段上，其功率占总功率的比例 $(1 - f)$ 超过80%。在该态中，有的存在QPO现象，有的并没有QPO现象。在此态中，多温黑体的辐射贡献很低，而且对应的典型温度也相当低。这意味着标准薄盘只在整个吸积系统的外区存在；而内区可能是一种与标准薄盘完全不同的热吸积流。此外，硬态的射电辐射比较强，一般认为此时存在着喷流。研究表明射电辐射和X射线辐射有很好的相关性 (McClintock & Remillard 2006; 利用“热吸积流ADAF + 喷流”的耦合模型, Yuan & Cui [2005] 对该现象作出了很好的理论解释)。

这里，为方便起见，我们在表1.2.3中给出了这三个态的基本情况的一个简单的总结 (Remillard & McClintock 2006)。

在上面的三个态中，最基本的态是热态和硬态，硬态到软态的转变发生的位置一般不确定，最高发生在光度为 $0.2 - 0.3L_{\text{Edd}}$ (Done & Gierliński 2003; 其中， $L_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{38} (M/M_{\odot})$ ，为Eddington 光度)。利用新发现的高温光薄吸积流 (ADAF; Narayan & Yi 1994) 和标准薄盘 (SSD; Shakura & Sunyaev 1973)，人们目前已经能够比较好地给出黑洞X 双星的不同态的理论解释 (Esin, McClintock & Narayan 1997; McClintock & Remillard 2006; Remillard & McClintock 2006; Done, Gierliński & Kubota 2007)。这里简单介绍如下 (图1.5; 关于吸积盘的基本内容和观测属性，参看§1.3)：影响吸积盘的动力学结构，从而决定黑洞双星系统的“态”的基本因素是相对吸积率($\dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ ，其中 $\dot{M}_{\text{Edd}} = 10L_{\text{Edd}}/c^2$ 为Eddington 吸积率)。在吸积盘物理上，有两个基本的吸积过程：标准薄盘和ADAF (及其重要发展明亮热吸积流LHAF)。其中ADAF和LHAF 的辐射效率较低，温度很高，且几何厚、光学薄。这使得它成为理想的提供高能辐射的场所；而标准薄盘的温度低，光学厚，观测上来讲，是产生多温黑体辐射的标准环境。此外，我们还知道，在吸积率很高的情况下，ADAF 和LHAF 将随着辐射的增强而变冷，从而转变为标准薄盘。所以，如图1.5所示，解释黑洞双星的各种“态”的一个基本思想是考虑一个截断的吸积盘模型— 外区为标准薄盘，而内区为ADAF 或者LHAF。他们交界的地方称为截断半径 (r_{tr})。随着吸积率的提高，ADAF 和LHAF 的辐射越来越强，即其外部将逐步冷却成标准薄盘 (r_{tr} 减小)，在这个环境下，总光度会越来越大 (标准薄盘的区域越来越大，而标准薄盘是辐射效率远远大于ADAF 及LHAF)。此外，由于高能辐射主要来自ADAF/LHAF，因而在这个过程中高能辐射所占的比重会越来越低。最后，为了解释在硬态中存在的较强的射电辐射，人们认为在该阶段可能存在着喷流。这个物理过程所具备的观测特性跟实际观测是基本吻合的。但是，这个理论尚不能很好地解释甚高态 (陡幂率谱态)，主要原因是在这个态中，总光度非常高 (暗示标准薄盘可能会延伸到吸积流的最内区)，但它同时又有很强的高能辐射 (暗示ADAF或LHAF成份也同样非常重要)。对这个问题，目前还没有很好的解释 (参看Done, Gerliński & Kubota[2007]中的讨论，我自己跟合作者对这个问题的也有一些思考[Xie, Niedźwiecki, et al. 2009])。

1.3 吸积— 一种高效的释能机制

X射线双星以及活动星系核研究的一个基本问题就是确定它们的释能机制。在19世纪的时候，天体物理学家认为物体塌缩过程中释放的引力能是天体能量的唯一能源，但是该机制却远不能为太阳的整个“光辉”历程提供足够的能量 (跟据太阳的光度推出，引力能的释放只能提供 3×10^7 年，远远小于太阳

的寿命), 所以引力能释放这一产能机制很快被人遗忘, 扔进了旧纸堆。

峰回路转, 柳暗花明。回到上世纪60年代, 尽管核能是当时人们所发现的最有效的产能制, 研究人员却发现核能(太阳的能量来源)仍然远不能提供宇宙中当时所观测到的一些高能天体物理现象所需要的能量。因此, 伴随着对致密天体(如白矮星、中子星及黑洞)的认识, 通过吸积物质释放引力势能再次进入天体物理学家的视线。致密天体的引力能释放是一种非常高效的释能机制。我们可以做一个简单的量级估计来理解这个结论(e.g., Frank, King & Raine 2002): 一团质量为 m 的物质从无穷远, 通过某种机制(如下面所提的吸积过程)落到某质量为 M 的致密天体(如黑洞)附近 $5 R_s$ 处, 该过程释放的引力势能为 $\Delta E = GMm/5 R_s = 0.1mc^2$ 。这意味着如果这些能量都能以辐射的形式释放出去, 能量转换的效率(η ; $\eta \equiv \Delta E/mc^2$)将达到0.1左右, 很显然, 这一效率远远高于核反应的效率($\eta_{nuc} = 0.007$)。更重要的是, 只要不断有物质下落到中央天体表面(如连续的吸积过程), 则将可以源源不断地提取这些物质的引力能, 困扰其他物理机制(如核能的释放)的寿命问题将不复存在。天体物理学家把这种中央天体通过引力作用吸引周围物质下落的过程叫吸积(accretion)。该过程被认为是活动星系核、X射线双星等天体的中央引擎。

随着越来越多的类星体和X射线双星的发现, 吸积理论的研究走上了飞速发展的快车道。1969年Lynden-Bell首次用吸积理论解释了类星体的能源机制, 随后, 该理论不断地运用到了激变变星、X射线双星、活动星系核等领域。从吸积流的温度来分, 黑洞吸积盘模型分成“冷盘”和“热流”两大类。前者的典型代表是低吸积率下的标准薄盘(SSD [Shakura & Sunyaev 1973]; 温度低于 $10^6 - 10^7$ K)以及高吸积率下的细盘(Slim Disk; Abramowicz et al. 1988)。后者的典型代表是径移主导吸积流(Advection-dominated Accretion Flow [ADAF]; Narayan & Yi 1994; Abramowicz et al. 1995)及其在较高吸积率下的延伸—明亮热吸积流(Luminous Hot Accretion Flow [LHAF]; Yuan 2001, 2003)。与标准薄盘和细盘不同, 径移主导吸积流及明亮热吸积流中的电子和离子一般具有不同的温度, 离子温度近似于维里温度, 而内区电子温度则在 $10^9 - 10^{11}$ K之间。这主要是因为径移主导吸积流(以及明亮热吸积流)的密度相对较低, 而下落时标(即吸积时标较小), 因此电子和离子之间的库仑碰撞并不充分, 从而两者之间没能达到热平衡。

下文我们将着重介绍吸积过程的一些重要的物理概念以及目前的主要进展。在介绍目前几种重要的吸积盘模型时, 我将重点介绍径移主导吸积流(ADAF)及其重要发展—明亮热吸积流(LHAF)。这也是我自己研究工作的基本理论基础。

1.3.1 吸积盘的形成及吸积的几个基本概念

由于吸积的核心物理是中央天体的引力作用, 因此, 在讨论吸积盘形成之前, 首先需要了解中央天体的势力范围— Bondi 半径。Bondi半径定义为中央

天体的引力势能跟气体的内能相等的位置，即 $R_{Bondi} = G M / c_s^2(\infty)$ 。在该半径以外，气体主要受自身运动（如热运动）及邻近环境的影响，而在此半径内，中央天体的引力作用将不可忽略。在球对称吸积模型下，我们可以定义在此半径处的吸积率为(Frank, King & Raine 2002):

$$\begin{aligned}\dot{M}_{Bondi} &= \lambda 4\pi R_{Bondi}^2 \rho(\infty) c_s(\infty) \\ &= \lambda 4\pi \rho(\infty) G^2 M^2 c_s^{-3}(\infty),\end{aligned}\quad (1.1)$$

其中， $\lambda \sim 1$ ，跟气体的物态有关。从现在起，我们只考虑Bondi半径之内的物理过程，因为只有Bondi半径之内气体才跟中央天体（如黑洞）有直接联系。

我们知道，Bondi半径之内的物质（如等离子体或者气体）将逐步形成吸积盘。但是在理解“吸积盘”之前，我们需要先理解“盘”是怎么形成的，即为什么宇宙中的物质往往会呈现出一个个旋转的盘状结构形态，如银河系的银盘、一些行星的光环等等。我这里参照O. Blaes 2004年在“科学美国人”(*Scientific American*)上的撰文(Blaes 2004)作简要介绍。

宇宙中的物质，如超大质量黑洞周围的气体云，总是或多或少地存在一定的角动量。由于角动量是守恒的，随着气体在引力的作用下越来越靠近中央天体（气体的半径 R 不断减小），其旋转速度会越来越快。对于转动轴所对应的赤道面上的气体，由于不断增强的离心力能够抵消掉一部分引力，从而下落的速度将减慢；对于远离赤道面的气体，其转动轴方向上的引力没有任何力能够抵消，从而这团气体将快速地向赤道面坍塌，直到气体压能够支撑起该团气体。最终的结果是，在没有角动量损失的情形下，这团气体云会形成一个绕中心天体圆周旋转的盘面—旋转盘(e.g., Blaes 2004)，如土星的光环等。该过程最终所对应的圆周运动的半径称为圆化半径(Circularization radius; Frank, King & Raine 2002)。圆化半径之内物质将作准圆周运动—实际上由于有径向的下落速度，做的是螺旋运动。

除了无转动球对称的吸积过程（如Bondi吸积；在远大于圆化半径的区域，气体的角动量远小于当地的Kepler角动量，吸积过程可以近似地看成Bondi吸积），一般而言吸积过程基于上述的旋转盘。在吸积盘中，盘中物质在旋转的同时物质不断落向中心天体。研究吸积盘，首先一个最基本的问题是：物质为什么能够继续下落。我们知道，物质要想从无穷远处落到中心天体上，不仅需要其不断地损失机械能，而且需要其能够不断地损失（或者向外转移）角动量，这在吸积物理中是个非常核心的问题。

由于该气体盘中的物质做较差转动(differentially rotating)，因此，如果该气体盘同时中存在某种等效于摩擦的作用（如粘滞、湍动、相邻层上的磁场作用等; Shakura & Sunyaev 1973），则整个气体盘将不可避免地出现吸积过程：考察相邻两个半径处的两团气体，内区的气体旋转线速度(v_ϕ ; $v_\phi \propto R^{-1/2}$)比外区的要大。摩擦的效果是使得两者的速度趋于一致—外区的转动速度将增大，而内区的转动速度将降低—即角动量将从内区向外区转移（同时，能量也

会由内区通过两团气体的相互作用而向外传递)。很显然,随着内区物质的角动量的降低,离心力将减弱。因此,在引力的作用,内区的物质将继续向内下落(Blaes 2004; 图1.6即为该机制的示意图)。在这个过程中,摩擦将使得物质的温度升高并辐射掉一部分能量,因而物质的总机械能(动能+引力势能)将下降。总机械能和角动量的同时减少使得物质能够一直下落至中央天体表面。

在天体物理中,人们并不非常清楚吸积盘中摩擦(粘滞)的具体物理过程。我们知道,分子粘滞远远不足解释观测到的光变等现象(§4.7 in “*Accretion Power in Astrophysics*”, Frank, King & Raine 2002; Balbus 2003)。由于天体往往有着极大的尺度,因而雷诺数(Reynolds Number; $Re = \text{inertia terms}/\text{viscous terms} \propto vL/\nu$, 其中 ν 为动力学粘滞系数, L 为系统的尺度)一般都非常大,因而非常可能会出现湍流(turbulence),而湍流有助于角动量的转移。基于这种考虑,Shakura和Sunyaev两人在1973年(Shakura & Sunyaev 1973)提出了粘滞的标准模型—著名的 α 模型。

众所周知,湍动所对应的粘滞可以表达为 $\nu \sim \lambda_{turb} v_{turb}$,这种类型粘滞的典型尺度和湍动反转速度(turnover velocity; v_{turb})由最大的湍动团块(eddy)所决定(Landau & Lifshitz 1959)。因此,借鉴分子粘滞的形式,Shakura和Sunyaev把无规磁场和湍动转移角动量的等当时尚未完全理解的微观物理过程直接用 $\nu = \alpha c_s H$ 表达起来,其中, c_s 为气体的声速; H 为吸积盘的典型尺度—半高厚度。而所有未知的和不确定的因素都被吸收进参数 α 。

尽管应用 α 粘滞模型发展吸积盘理论取得了空前的成功, α 模型本身并不能解答转移角动量的具体物理过程。而且,需要特别指出的是,最近的研究表明,尽管吸积盘的雷诺数非常大,但是如果只考虑流体力学的效应(没有磁场作用),做类似于开普勒转动($dL/dr > 0$)的吸积盘中并没有湍流产生,或者说,流体类型的湍动不足以提供天体物理中所需要的粘滞强度,不足以支持快速有效的吸积。这在最近的Princeton的一个实验中得到了充分的验证⁸。这主要有两方面的原因(Spruit, 私人交流): 1, 天体中的吸积流并没有严格的边界,而流体类型的湍动往往由边界处产生; 2, 流体类型的湍动的传播时标($T_{turb} \sim H/c_s$)跟转动时标相当,意味着产生湍动的物理环境将很容易就会被破坏掉,即湍动不能有效地维持住。研究者曾提出过很多设想,如对流型湍流、电子粘滞、潮汐作用等等,目前最可能的途径是通过磁转动不稳定性(Magnetorotational instability; MRI)实现的⁹。值得一提的是,Shakura和Sunyaev早在1973年即凭借着深邃的科学洞察力,高瞻远瞩地提出磁场也是一种可能的微观因素。MRI最初是1959年Velikhov在研究理想磁流体拖曳流(有较差转动)时提出来的¹⁰,后来该思想被Chandrasekhar (1960)及Fricke

⁸Ji, H., Burin, M., Schartman, E. & Goodman, J. 2006, Nature, 444, 343. “*Hydrodynamic turbulence cannot transport angular momentum effectively in astrophysical disks*”

⁹http://en.wikipedia.org/wiki/Magnetorotational_instability

¹⁰Velikhov, E. P. (1959), “*Stability of an Ideally Conducting Liquid Flowing Between Cylinders Rotating in a Magnetic Field*”, J. Exptl. Theoret. Phys. 36: 1398

(1969) 推广到更一般的情形¹¹。最近, Balbus 和 Hawley 两位学者 (Balbus & Hawley 1991) 再次发现了MRI, 并且发现MRI 和黑洞吸积流中湍动之间的深刻联系, 从而使得MRI焕发出新的生命力。流体力学的Rayleigh 稳定性判据告诉我们, 只要比角动量 ($L \equiv r^2\Omega$) 是半径的单调增函数, 吸积流就能够始终维持为层流 (laminar flow) 而不会有任何湍动。但是, MRI理论却告诉我们, 只要存在磁场, 无论该磁场多么的微弱, 满足 $d\Omega/dr < 0$ 的流体都将由于不稳定性的存在而不可避免地出现的湍动。而 $d\Omega/dr < 0$ 恰恰正是天体物理里吸积盘所对应的情形!!! 即便是存在极弱磁场的吸积流也会有与不含磁场的吸积流根本不同的命运。

由于MRI机制很有希望解决角动量转移这一吸积盘的核心问题, 所以一经提出, 便引起了学术界的高度重视。科研人员对该机制进行了全方位多角度的研究和检验。现在, 无论是从理论上、数值模拟上 (Hawley et al. 1995; Stone & Pringle 2001; etc.) 还是从实验室实验上 (Sisan et al. 2004; Stefani et al. 2006; etc.), 该理论都得到了广泛的验证。关于MRI的物理机制, 可以参看Balbus & Hawley 1991 (原始文献), 1998 (综述); Kato, Fukue & Mineshige 1998, 2008 以及Balbus 2003 等文献。下面我参照图1.6 简要介绍其思想 (参看Kato et al. 1998 文献中的§17.3)。

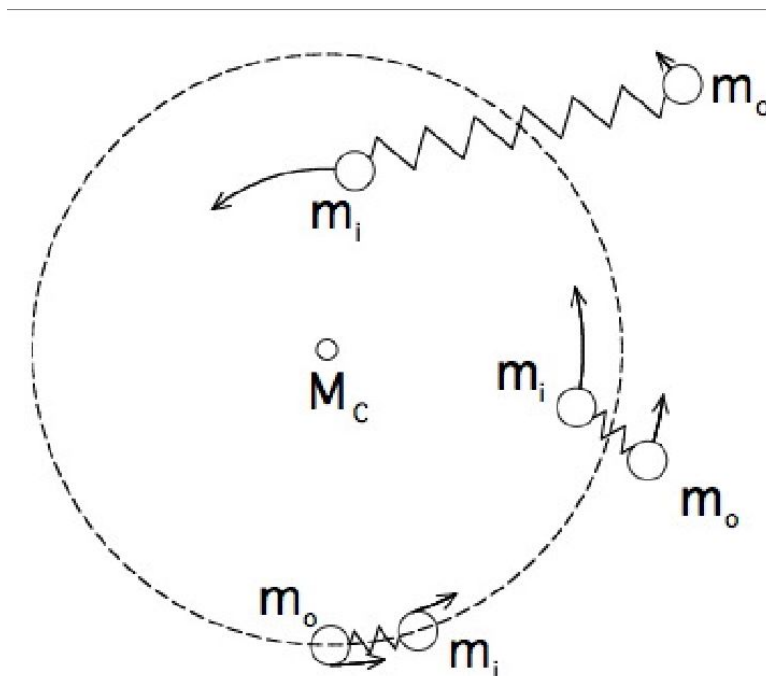


图 1.6: 吸积盘中物质通过磁转动不稳定性 (MRI) 来转移角动量的理论示意图。摘自Princeton大学等离子体实验室的MRI 网页(<http://mri.pppl.gov/physics.html>)

¹¹Chandrasekhar, S. (1960), "The stability of non-dissipative Couette flow in hydromagnetics", Proc. Natl. Acad. Sci. 46: 253; Fricke, K. 1969, A&A, 1, 388

众所周知，磁力线具有一定的弹性，即可等价于一根弹簧或橡皮筋（Kato et al. 1998, 2008）。磁场的Maxwell张量可以分解成一个各向同性的压强项和一个沿着磁力线的张力。后者可以用来阻止磁力线的变形，因而一般而言能让系统回到初始位置去。但是，对于具有较差转动的系统（differentially rotating system）— 吸积流，张力却能导致不稳定。为简单起见，我们考虑系统中有垂向磁场 B_z 。假如位置P的流体元由于扰动向外移动到P'位置。则由于角动量守恒，此时，它的角速度要比P位置的角速度要小。但是，由于该流体元随身带着原来P位置的磁力线— 一根橡皮筋。我们知道，对稳态系统而言，磁力线上的所有元素都具有相同的角速度，否则它将不断缠绕（Ferraro's isorotation law¹²）。因此扰动到P'的流体元将会被磁场拖曳而具有原来P位置的角速度。因而其角动量将增大，且该流体元的角动量比P'当地的其他流体都要大（吸积流中 $d\Omega/dr < 0$ ）。如果扰动的垂向尺度较小，则所增大的离心力可以被磁张力所平衡，甚至该流体元会被拉回原地P位置；但是，如果扰动的垂向尺度不是特别小（这往往容易满足），则离心力不能被磁张力平衡，流体元还将继续向外移动— 不稳定性产生！这种不稳定性一般被称为磁转动不稳定性（Magneto-rotational instability）。对于更一般的环境，该不稳定性也同样会存在（Balbus & Hawley 1991, 1998）。

最后，需要说明的是，尽管磁转动不稳定性在理论、数值模拟以及实验上都取得了很大的成功，我们仍然不能说我们已经对吸积盘转移角动量的物理机制已经完全掌握。一方面跟观测所需要的数值相比，目前MRI所得到的等效粘滞系数（ α ）还偏低（Hawley & Krolik 2001）；另一方面，对于温度比较低的标准薄盘或者温度更低的行星盘，气体的电离度比较低，可能磁场本身就很小，而且气体跟磁场的耦合效应也比较低，因此这种情形下的磁场MRI效应的有效性仍值得作更深入的探讨。

总的来说，当旋转盘中的气体能够不断损失能量和角动量时，吸积过程即不可遏制地发生了。

1.3.2 四种主要的吸积流模型

自吸积作为解决高光度天体的一种最可能的能源机制被提出之后，四十年来人们先后提出了四种著名的吸积盘模型。按照提出的先后顺序分别是：Shakura和Sunyaev的几何薄光学厚的标准薄盘（SSD盘）、Abramowicz等人提出的几何厚光学厚的细盘（Slim盘），Narayan等人提出的几何厚光学薄的径移主导吸积流（Advection-Dominated Accretion Flow, ADAF），以及Yuan提出的明亮热吸积流（Luminous Hot Accretion Flow, LHAF）— ADAF在较高吸积率下的发展。下面我将逐一介绍这四种吸积盘模型。此外，Shapiro, Lightman和Eardley提出的几何薄光学薄的吸积流（SLE盘）在历史上也有着非常重要的地位，这里也将作简单介绍。更多的细节可以参考Frank, King &

¹²Ferraro, V. C. A. 1937, MNRAS, 97, 458

Raine (2002) 以及 Kato, Fukue & Mineshige (1998, 2008) 等专著。

(一) 标准薄盘 (Shakura-Sunyaev Disk)

1973年Shakura 和Sunyaev 提出的吸积盘模型—标准薄盘 (SSD)—标志着现代吸积理论的诞生。由于当时对吸积流内转移角动量的物理过程极度不清楚,他们回避了对该过程的具体研究,而是引入了一个参数 α 去描述粘滞过程—即著名的 α 粘滞率。

除了忽略吸积物质的自引力、吸积流为定常态以及轴对称这几条一般性的吸积理论假定外,标准薄盘还自洽地假定,

(1), 吸积流是几何薄的 (吸积流相对于中心天体的张角很小, $H/R \ll 1$);

(2), 在垂直方向上, 吸积流处于流体静力学平衡;

(3), 吸积流为开普勒转动, 径向的加速下落的动力学影响可以忽略;

(4), 吸积流为光学厚, 主要的冷却机制为黑体辐射;

(5), 粘滞应力的唯一有具有重要动力学意义的非零分量是 $r\phi$ 分量 (由对称性可知, 同样还有 ϕr 分量)。该粘滞可以用分子形式的粘滞刻画, 其动力学粘滞系数可人为地定义成 $\nu = \eta/\rho = \alpha c_s H$ (参看§1.3.1) 或者更简单地定义粘滞张量 $\tau_{r\phi} = -\alpha P$ 。

在以上这些限定下, 原本非常复杂、难于求解的三维含时吸积流动力学方程组变得相当简单。只要吸积盘中的物态方程和不透明度的形式给定, 运用质量、动量和角动量守恒定律即能确定吸积盘中的各个物理量对半径的依赖关系(Shakura & Sunyaev 1973; Kato, Fukue & Mineshige 1998, 2008; Frank, King & Raine 2002)。例如,

$$\nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left(1 - \sqrt{\frac{R_{in}}{R}} \right), \quad (1.2)$$

$$\frac{4\sigma T_c^4}{3\tau} = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} \left[1 - \sqrt{\frac{R_{in}}{R}} \right], \quad (1.3)$$

$$p = p_{gas} + p_{rad} = \frac{\rho k T_c}{\mu m_p} + \frac{4\sigma}{3c} T_c^4, \quad (1.4)$$

研究表明给定粘滞系数、中央天体的质量以及吸积率(α, M, \dot{M}) 这三个参数, 即可完全确定标准薄盘的动力学结构和辐射。前面已经提到, 标准薄盘在各个半径处都可以近似认为是黑体热辐射, 所以, 整个吸积盘的辐射谱是多温黑体谱, 且有总光度跟最内区的温度有个很好关系: $L \sim T_{in}^4$ 。近年来该关系在用来确认最内轨道的位置或者推论黑洞的质量范围、自旋属性等问题上都得到了广泛的应用。

最后, 如图1.7所示, 按照吸积盘内压强和不透明度的物理机制的不同, 标准薄盘通常可以分成三个区: 最外区压强以气体压为主, 不透明度以自由-自

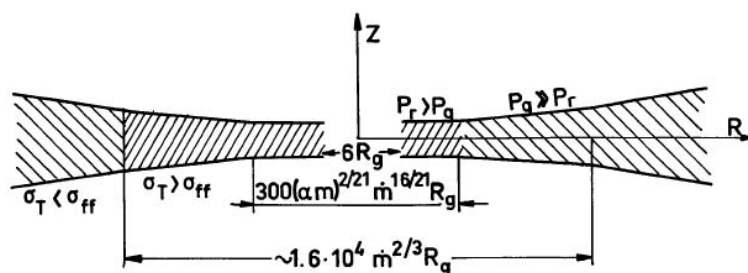


图 1.7: 标准薄盘分区示意图。最内区压强由辐射压主导，不透明度由电子散射主导；中区压强以气体压为主，不透明度由电子散射主导；而最外区压强以气体压为主，不透明度以自由-自由吸收为主。图摘自Shakura & Sunyaev (1973)

由吸收为主；中区压强以气体压为主，不透明度由电子散射主导；而内区压强由辐射压主导，不透明度由电子散射主导。

尽管这个简单的模型在实际应用中获得极大的成功（如解释激变变星的连续谱；活动星系核的大蓝包以及双峰发射线等）而被称为吸积的标准模型，随着研究的深入，SSD模型也暴露出一些局限性。首先，我们知道在 α 粘滞模型里，辐射压主导的吸积系统是热不稳定和粘滞不稳定的（Shakura & Sunyaev 1976），因此，在吸积率较高时，标准薄盘的内区一定是不稳定的。其次，在动力学方面同样存在着局限，径向上标准薄盘始终做亚声速运动，这与理论上物质一定是以光速（当然也就超声速了）落入黑洞的结论矛盾。最后，双星中的SSD表面的温度一般在 $10^4 - 10^5$ K，最高也不超过 10^7 K，这不能解释观测到的远紫外到X射线波段的辐射。

为了解释观测到的紫外到X射线的“高能”辐射，天文学家对症下药，很快便把标准薄盘中光学厚的假定改为光学薄，从而提出了历史上非常重要的吸积盘模型— Shapiro - Lightman - Eardley (SLE) 模型。

Thorne 和Price 在1975年提出(Thorne & Price 1975)，如果吸积盘的内区是由光学薄的高温气体（电子温度在 10^9 K）组成的话，就能产生观测到的硬X射线辐射。Shapiro, Lightman & Eardley三人发展了这个思想，在1976年提出了一个新的自洽的黑洞吸积盘模型（SLE盘）。SLE与标准薄盘的最大不同就在于它假定吸积流是光学薄的，并且吸积流为双温吸积—离子跟电子具有不同的温度。此时主要的辐射机制（即冷却机制）为高温电子与软光子的逆康普顿辐射。这种吸积流可以产生很强的X射线辐射，跟一些黑洞X射线源及活动星系核的观测吻合。令人遗憾的是，后来的研究发现，SLE盘虽然是粘滞稳定的，但却是热不稳定的（Piran 1978），因而不大可能真实存在。尽管如此，我们并不能认为SLE一无是处。人们发现，只要引入径移，SLE便能达到热稳定（Abramowicz 1981; Abramowicz et al. 1995; Wu 1997）。从这个角度来讲，后来的径移主导吸积流从SLE这个失败的理论获得了许多启发，如电子和离子

的双温思想等等。

（二） 细盘（Slim Disk）

标准薄盘中辐射压主导的内区是粘滞不稳定的，也是热不稳定的，这是标准薄盘模型的理论困难之一。早在1981年，Abramowicz 便指出如果粘滞产生的大部分能量都能够保存在吸积流中，而形成所谓的“径向移动”的热流。那么这股热流就能够带走SSD中多余的热量，而消除粘滞和热这两种不稳定性。这便是吸积盘理论中的径移思想（Advection）。可以想象，原本强大的辐射压会使得盘在垂直方向变得很厚，但是，由于径移热流的存在，盘不会无限膨胀变厚，而是在某一个相对厚度上稳定下来。这时候吸积流将不再是几何薄的，而是类似球型（ $H/R \leq 1$ ）。在此情形下，标准薄盘中的局部热平衡被打破，此时的热平衡方程变成了 $Q^+ = Q_{rad}^- + Q^{adv}$ ，即粘滞产热跟辐射释能及径移的热能三者之间的平衡。

很显然，想要消除不稳定性，需要径移能量（ Q^{adv} ）超过辐射冷却（ Q_{rad}^- ）而成为最重要的冷却机制。这需要什么样的物理环境呢？研究表明（Abramowicz et al. 1988），一个可能的物理途径是：吸积盘不仅几何厚，而且光学厚，因而辐射在吸积盘里还没有来的及辐射出去就随着吸积物质带入黑洞，即吸积流中有很强的光子囚禁效应（photon trapping; Ohsuga et al. 2002）。显然，这要求吸积盘具有很高的吸积率，如超过爱丁顿吸积率。这种光学厚、辐射压为主的径移主导吸积盘被称为细盘（Slim Disk）。

由于也是产生黑体辐射的冷盘，细盘被认为是标准薄盘在高光度（高吸积率）条件下的自然延伸，区别在于细盘中的相当一部分辐射光子被吸积流“囚禁”而带入了中央黑洞，而标准薄盘的释放的能量全部都辐射出去了。细盘（Slim Disk）被认为在很多高光度天体，如超亮X射线源（Ultra Luminous X-ray sources, ULXs）、窄线Seyfert 星系（NLS1）等环境中存在。

最后，需要说明的是，从径移的概念来讲，细盘作为一种径移主导吸积模式，是径移主导吸积流（ADAF）在高光度区域的对应体。差别在于径移主导吸积流的辐射产生效率很低，而细盘由于光深很大，产生的辐射中有很大比例的辐射由于被“囚禁”在吸积流中并被径移进黑洞而没有能释放出去，因而等效的“真实”辐射效率很低。

（三） 径移主导吸积流（Advection-Dominated Accretion Flow; ADAF）

如在细盘（Slim盘）中所指出的那样，能量的径移消除标准薄盘内区的不稳定性。另一种径移冷却为主的情况是：吸积流是几何厚，但却是光学薄的，即光学薄的径移主导吸积流（Advection-dominated accretion flow; ADAF），简称ADAF。ADAF最初的思想是由Ichimaru (1977) 及Rees et al. (1982) 等给出的，但是真正明确的ADAF吸积流的研究始于Narayan & Yi (1994) 以及Abramowicz et al. (1995)。径移主导吸积流的吸积率很低，而且吸积流的径向速度也很快，从而密度很低。因此，粘滞产热不能在吸积时标内被有效地通

过辐射而释放掉，而是作为气体的内能保存在吸积流中，最终随吸积流一起落入黑洞。因为密度很低，离子和电子的热耦合也很弱，离子的温度很高，能达到维里温度，电子由于辐射的原因而温度稍低。这表明，ADAF是一个双温吸积流。由于径移的存在，所以与SLE盘不同，ADAF是稳定的。此外，即便存在小尺度的扰动，ADAF仍然能够保持稳定（Wu 1997）。

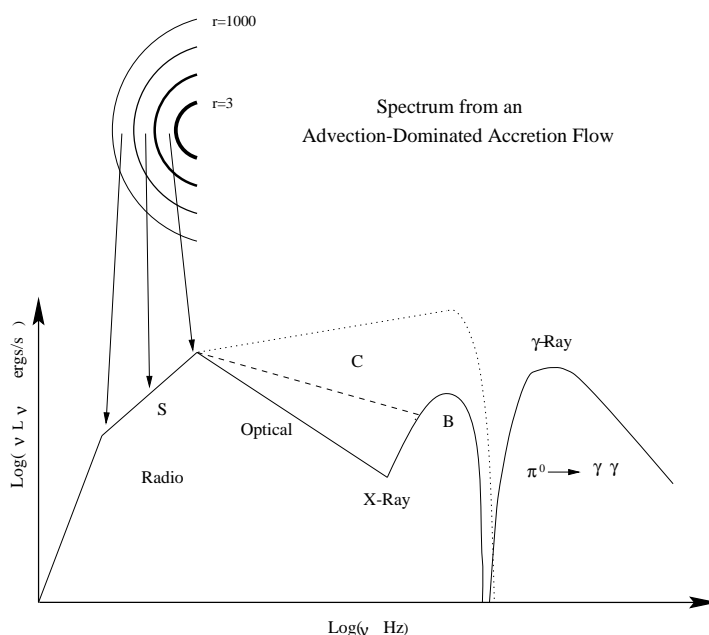


图 1.8: ADAF辐射谱示意图。其中S, C, B分别对应于电子的同步辐射、逆康普顿辐射以及韧致辐射。 γ 辐射来自 π 介子的衰变。实线、虚线、点线分别对应于低、中、高三种吸积率。图摘自Narayan et al. (1998)

由于是光学薄的吸积流，因而径移主导吸积流的辐射远比标准薄盘和细盘来得复杂，包括了同步辐射、韧致辐射、逆康普顿辐射以及质子-质子碰撞产生的中性 π^0 介子衰变而产生高能的 γ 射线，其光谱范围从射电 ($\sim 10^8 - 10^9$ Hz) 一直覆盖到高能 γ 射线 ($\leq 10^{23}$ Hz)。图1.8给出了ADAF的光谱 (νL_ν) 示意图及主要的辐射区。如图所示，低能的射电辐射主要由同步辐射产生，光学和X射线辐射是由康普顿辐射和韧致辐射主导。而高能辐射来自于 π^0 介子的衰变。对于射电波段的辐射，由于径移主导吸积流是越往内区磁场强度 B 越大，所以越是高频的射电辐射，越是由更靠近黑洞的内区产生的。图中实线对应于低吸积率，虚线对应于中等吸积率，而点线对应于较高的吸积率（注意，图中的纵坐标 νL_ν 做了归一化，很显然，吸积率越高，光度应该会更高）。

ADAF作为一个高温的低吸积率吸积盘模型，在对低光度辐射源的解释上，取得了空前的成功（如银河系中心、一些低光度AGN、黑洞X射线双星的硬态等），显示出极强的生命力。

对ADAF，这里就简单介绍到这里，关于ADAF的基本的动力学方程、辐射机制、近期的进展等等，将在随后的§1.4 和§1.5 作详细介绍。

(四) 明亮热吸积流 (Luminous Hot Accretion Flow; LHAF)

近年来, ADAF的理论取得了长足的进展, 其中一个非常重要的进展即为发现了明亮热吸积流 (Luminous Hot Accretion Flow; LHAF)。通常认为当辐射冷却率超过粘滞产热时, 吸积盘的热解则将不复存在。Yuan (2001, 2003) 的工作表明, 类似于无粘滞的Bondi吸积, 即便辐射冷却率超过了粘滞产热率, 只要有足够的压强加热 (而随着吸积的进行, 气体的体积正好是减小的, 压强做功将起加热作用; 我们也把该压强加热称为压缩功), 则气体仍然能够处于热解状态。从离子能量平衡方程的角度来说, $dU_i = Q^{\text{adv}} - P dV = (Q^+ + Q_{\text{compress}}^+) - Q_{\text{ie}}^-$, 其中 $Q_{\text{compress}}^+ > 0$ 。只要 $Q^+ + Q_{\text{compress}}^+ > Q_{\text{ie}}^-$, 则内能仍将增大, 热解就能继续维持。LHAF吸积盘模型的发现使得热吸积流能够延伸到更高的吸积率下, 从而能够解释一些更高光度的源处于“ADAF”态的问题。明亮热吸积流存在两个解区, 当吸积率只是稍大于径移主导吸积流的吸积率上限 (\dot{m}_1) 时, 由于压强的压缩功, 整个吸积流仍然能够维持在热解状态; 而当吸积流超过 $5 \dot{m}_1$ 时, 则在吸积流的内区, 辐射冷却太强, 以至于压强的压缩功也不足以维持住热态。在此情况下, 吸积流的内区将会塌缩成标准薄盘SSD (Yuan 2001), 或者热流中将充满很多冷团块成为两相吸积流 (Yuan 2003; Yuan & Zdziarski 2004)。此外, 与标准的径移主导吸积流相比, 明亮热吸积流的辐射效率大为提高, 在靠近其解的上限时, 辐射效率已经跟标准薄盘相差无几, 也就是说, 明亮热吸积流将不再是“径移主导”的吸积流。

从辐射效率上讲, LHAF连接了高辐射效率的SSD和低辐射效率的ADAF; 对辐射而言, 它由于是热解, 所以仍然是同步辐射+韧致辐射, 以及它们的逆康普顿散射, 但是由于明亮热吸积流的吸积率较高, 因而光深较大 (但仍远远小于标准薄盘), 因而其逆康普顿散射的辐射贡献远超过ADAF。

这一模型将在随后的§1.5.3 中作为ADAF的重要进展而做进一步的阐述。

现在, 我们谈一谈四种吸积流的统一描述问题。

虽然四种吸积流有着截然不同的物理结构及辐射过程, 但是却能够统一给予描述。这其中最重要的一个手段就是面密度-吸积率 ($\Sigma - \dot{M}$) 图。Abramowicz等人 (Abramowicz et al. 1995) 首先研究了这个问题, 采用的方法是考虑某个选定半径 R 处的所有可能的解。假定四种吸积盘均为开普勒转动, 并把能量方程进行必要的简化。为了研究不同的吸积盘模型, 他们在辐射冷却机制上采用两种方式: 或者分别处理了光学厚和光学薄的情形, 即光学厚认为是黑体辐射, 而光学薄就是韧致辐射; 或者采用一个桥梁公式 (Hubeny 1990; Narayan & Yi 1995b) 来统一描述光学厚和光学薄的情形。由此, 他们能够同时研究所有的吸积盘模型。采用桥梁公式的结果显示在图1.9 上。在面密度-吸积率图上, 热平衡解被分成了两个分支, 左边低面密度区的光深 $\tau \ll 1$, 这个区的上支为ADAF, 而下支为热不稳定的SLE。右边的高面密度区的光深则远远大于1 ($\tau \gg 1$), 从上而下分别是Slim 盘、辐射压主导的SSD 和气体压主导

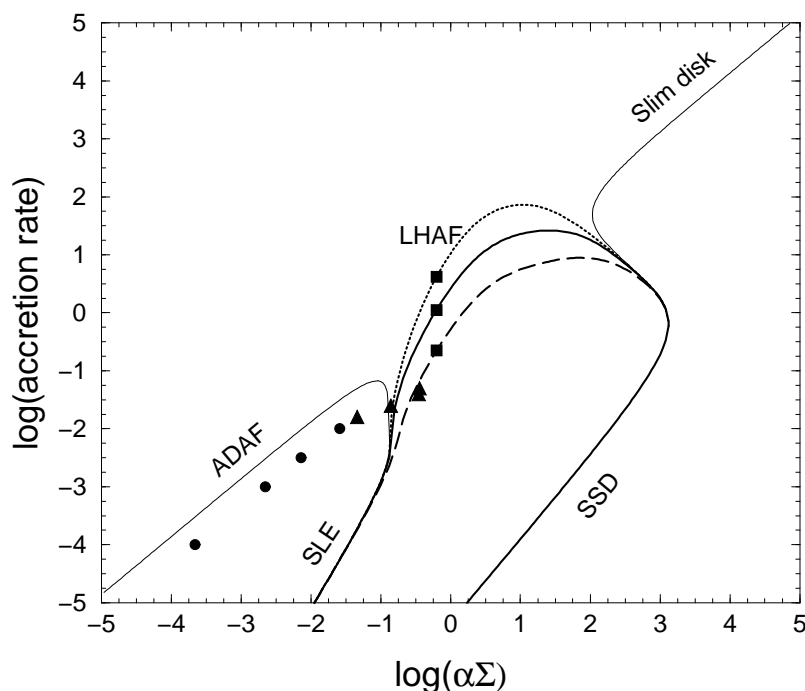


图 1.9: 半径 $10 R_s$ 处四种主要吸积盘模型的统一描述。四种吸积盘模型分别是SSD, Slim, ADAF以及LHAF。图中还显示了有历史重要意义的SLE吸积盘模型在整个 $\Sigma - \dot{M}$ 上的位置。实心点和三角形分别来自整体解的结果。实心方块代表着光深 $\tau \sim 1$ 的位置。图摘自Yuan (2003; 另外参看Abramowicz et al. 1995 以及Chen et al. 1995)。

的SSD。这其中，辐射压主导的SSD和SLE都是不稳定的，因而在实际物理环境里不太可能存在。明亮热吸积流（Luminous Hot Accretion Flow, LHAF）的光深 $\tau \sim O(1)$ ，它连接了低光深解及高光深解；或者说，它介于辐射有效的吸积流（SSD）与辐射无效的吸积流（ADAF）之间。

需要强调的是，我们这里的分类是根据吸积盘理论中的两个最基本的要素（吸积率以及电子温度[或光深]）来划分的。显然，基于不同的研究侧重点，人们还会采用其他一些分类方式。同时，在几十年的吸积理论发展中，还产生了一些别的重要的吸积盘模型，如中微子主导吸积流NDAF、磁场主导吸积流MDAF、对流主导吸积流CDAF、绝热的内流-外流模型ADIOS等等。这些吸积模型对于各自所关心的领域都有其重要影响力。这里就不展开了。

最后，我们讨论一下SSD-ADAF的转变（跃迁）机制（参看Yuan 2007b的综述）。这有助于我们理解黑洞X射线双星的不同态以及态转变。我们知道ADAF模型适用于X射线源的硬态，而SSD模型适用于软态，但无论是硬态还是软态，都难以单独用SSD或ADAF来同时解释观测到的X射线波段和光学—紫外波段的辐射。因此人们自然而然地想到“杂交（Combination）”，即用一个截断的吸积盘模型—外区为SSD，内区为ADAF—来描述整个吸积流

的结构。目前对SSD向ADAF的转变还不是十分了解。可能的方案有：1，薄盘的蒸发模型（Meyer & Meyer-Hofmeister 1994; Liu 1999）。这是一个盘冕共存的模型，标准薄盘的上方存在热冕（Corona，等价于ADAF）。考虑热的冕和冷的薄盘之间的热传导效应，冷的物质会通过蒸发过程转化为热气体进入到冕区。若蒸发率大于盘的吸积率，则表明整个吸积盘都会转变成热冕。2，“湍动能传输机制”（Honma 1996; Manmoto et al. 2000）。在这一模型中，他们考虑了常常被忽略的径向的湍动能流。与对流类似，这一能流正比于熵的梯度。当湍动能流超过某一阈值时，这一机制能够提供足够强的径向能流，使得薄盘转变成ADAF。但是，这一机制的物理本质目前还不是很清楚，在吸积盘中是否存在还有较大的争议（Balbus 2004）。3，SSD内区的热不稳定机制也是可能的薄盘向ADAF转变的方案。总的来说，薄盘到热吸积流（如ADAF）的转变机制目前还是一个重要但尚未解决的理论问题。

1.4 径移主导吸积流(Advection-Dominated Accretion Flow)

径移主导吸积流ADAF模型是黑洞吸积盘领域继标准薄盘之后一个里程碑式的突破 (Narayan & Yi 1994, 1995a, 1995b; Abramowicz et al. 1995)。由于ADAF模型是本论文的基础, 因此我们这里做一个比较详细的介绍。关于它的动力学及辐射, 还可以参看很多出色的综述性文章, 如Narayan et al. (1998), Kato et al. (1998, 2008), Yuan (2007a) 等。

吸积盘物理的最基本的方程是质量的连续性方程, 动量方程以及能量方程, 即 (Frank, King & Raine 2002):

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) &= 0, \\ \rho \left[\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] &= -\nabla P + \mathbf{f} + \mathbf{f}_{rad}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho v^2/2 + \rho \varepsilon) + \nabla \cdot [(\rho v^2/2 + \rho \varepsilon + P) \mathbf{V}] &= \mathbf{f} \cdot \mathbf{V} - \nabla \cdot \mathbf{F}_{rad} - \nabla \cdot \mathbf{q},\end{aligned}\tag{1.5}$$

其中, 各个变量都是其常用的意思, 如 ρ 为密度, v, \mathbf{V} 分别为速度绝对值和速度矢量。外力 \mathbf{f} 是引力和粘滞力的和 ($\mathbf{f} = \mathbf{f}_{grav} + \mathbf{f}_{vis}$)。 \mathbf{F}_{rad} 为辐射致冷流量 (Flux)。对于径移主导吸积流ADAF而言, 吸积率很低, 气体密度很低, 并且径向速度较大, 因而在吸积时标内气体并不能有效地冷却。粘滞产生的能量将保存为气体的内能, 最终被带进黑洞, 因此ADAF的辐射效率非常低 (参看图1.11), 从而在动力学方程上可以忽略辐射的贡献。此外, 如§1.3.2所述, ADAF中电子和离子不能达到有效的热平衡, 所以ADAF是一个双温吸积盘, 其中电子由于存在辐射效应, 温度远低于离子温度。从等离子物理的角度来说, 电子-电子、离子-离子以及离子-电子相互碰撞的频率存在着非常强的关系¹³: $\nu_{ee,ei} : \nu_{ii} : \nu_{ie} \propto 1 : (m_e/m_i)^{1/2} : (m_e/m_i)$, 因此, 首先电子通过碰撞达到热平衡, 43倍的时间之后, 离子也通过碰撞达到热平衡。而还需要43倍的时间之后, 电子和离子之间才能达到热平衡从而具有相同的温度。这意味了对于稀薄的, 并且下落时标比较短的ADAF吸积流来说, 双温结构— 电子的温度与离子的温度不相等— 是非常自然的结果; 甚至, ADAF 中的离子也可能未能达到热平衡 (Narayan et al. 1998)。

在稳态、轴对称假定下, 由方程组Eqs. (1.5), 并采用 α 粘滞描述 (动力学粘滞 $\nu \equiv \alpha c_s H$) 和单温近似, 可以得到高度积分的一维ADAF动力学方程组

¹³Nicholson, D. R. 1983, "Introduction to Plasma Physics", John Wiley & Sons.

(Narayan & Yi 1994),

$$\begin{aligned}
\dot{M} &= -4\pi\rho vRH = \text{const.}, \\
v \frac{dv}{dR} - \Omega^2 R &= -\Omega_K^2 R - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dR}(\rho c_s^2), \\
v \frac{d(\Omega R^2)}{dR} &= \frac{1}{\rho RH} \frac{d}{dR} \left(\nu \rho R^3 H \frac{d\Omega}{dR} \right), \\
\rho v T \frac{ds}{dR} \equiv q^{\text{adv}} &= q^+ - q^- = f \nu \rho R^2 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)^2,
\end{aligned} \tag{1.6}$$

其中, $H = c_s/\Omega_K$ 为吸积盘的厚度特征尺度。 s 为单位质量的熵, q^- 是辐射释能, $q^+ = \nu \rho R^2 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)^2$ 为粘滞产热量。系数 $f = q^{\text{adv}}/q^+$, 描述了径移能占总粘滞产能的比例, 对于ADAF这类径移主导吸积流, $f \sim 1$, 而对于标准薄盘SSD, $f \sim 0$ 。在这个思路下, 我们把能量方程改写为,

$$q^{\text{adv}} = q^+ - q^-. \tag{1.7}$$

明显地, 有三种典型的吸积流 (Narayan et al. 1998; Narayan & McClintock 2008),

- $q^+ \simeq q^- \gg q^{\text{adv}}$. 这类吸积流的粘滞产生的热量绝大部分都被辐射掉出去了, 辐射冷却很有效 ($L \sim 0.1\dot{M}c^2$)。径移的能量基本可以忽略。这类吸积流的典型代表即为几何薄的吸积流, 如SSD和SLE。
- $q^{\text{adv}} \simeq q^+ \gg q^-$. 这类吸积流代表着另外一个极端情况: 大部分粘滞产生的热量都没能被有效辐射掉, 而是以内能的形式存储在流体中并随流体带入黑洞。在相同的吸积率 \dot{M} 下, 此类吸积流的辐射效率远远低于对应的标准薄盘, 因而一般又称为辐射无效吸积流 (Radiatively Inefficient Accretion Flow, RIAF; $L \ll 0.1\dot{M}c^2$)。该类吸积流的典型代表是几何厚的吸积盘, 如slim盘和ADAF。需要指出的是, ADAF辐射效率低的原因是气体的密度很低, 因而气体的冷却时标远大于气体的下落时标; 而Slim盘能够充分地冷却, 但是由于吸积率很高, 散射光深太大, 以至于辐射的散射时标远远大于气体的下落时标, 从而产生出来的辐射不能释放出来 (光子囚禁效应; photon trapping)。本论文主要讨论ADAF吸积流。
- $-q^{\text{adv}} \simeq q^- \gg q^+$. 这类吸积流的特点是粘滞产热可以忽略不计, 辐射能的来源主要是流体熵的变化, 如Bondi吸积、星系团中的冷流 (cooling flow) 以及恒星形成理论中的Kelvin-Helmholtz 收缩。

很显然, 这里还存在着一些过渡的区域, 比如说对于处于较高吸积率下的ADAF (尤其是明亮热吸积流LHAF) 而言, 整体数值计算表明ADAF的辐射效率也会相应地提高 (参看图1.11及相应的讨论)。

1.4.1 ADAF吸积流的自相似解

方程组1.6的数值求解是比较复杂的，它涉及到跨声速点的问题。比较常见的做法即采用自相似的方法，即假定所有的物理量都是半径 R 的幂率形式，使得微分方程变成了代数方程。自相似解在揭示方程基本特性的同时，能够避免复杂的数值计算，因而具有独特的优势。ADAF的自相似解首先由Narayan和Yi (1994)在牛顿引力理论框架下得到（还可参考Spruit et al. 1987），

$$\begin{aligned} v(R) &= -\frac{(5+2\epsilon')}{3\alpha^2}g(\alpha, \epsilon')\alpha v_{\text{ff}} \simeq -\left(\frac{\gamma-1}{\gamma-5/9}\right)\alpha v_{\text{ff}}, \\ \Omega(R) &= \left[\frac{2\epsilon'(5+2\epsilon')}{9\alpha^2}g(\alpha, \epsilon')\right]^{1/2} \frac{v_{\text{ff}}}{R} \simeq \left[\frac{2(5/3-\gamma)}{3(\gamma-5/9)}\right]^{1/2} \Omega_K, \\ c_s^2(R) &= \frac{2(5+2\epsilon')}{9\alpha^2}g(\alpha, \epsilon')v_{\text{ff}} \simeq \frac{2}{3}\left(\frac{\gamma-1}{\gamma-5/9}\right)v_{\text{ff}}, \end{aligned} \quad (1.8)$$

其中， γ 为气体的绝热指数。求解中假定参数 f 与半径无关。近似公式成立的条件是 $f=1$ 且 $\alpha^2 \ll 1$ 。方程组中的其它变量为，

$$v_{\text{ff}} \equiv \left(\frac{GM}{R}\right)^{1/2}, \quad \epsilon' \equiv \frac{\epsilon}{f} = \frac{1}{f} \left(\frac{5/3-\gamma}{\gamma-1}\right), \quad g(\alpha, \epsilon') \equiv \left[1 + \frac{18\alpha^2}{(5+2\epsilon')^2}\right]^{1/2} - 1. \quad (1.9)$$

从公式1.8中可以看出ADAF自相似解的一些特性：(1) 由于ADAF的粘滞系数都比较大（ $\alpha \sim 0.2 - 0.3$ ），因此ADAF一般具有较大的径向速度（ $v/v_{\text{ff}} \sim 0.1$ ）；(2) 流体以亚开普勒速度转动，一部分引力由压强梯度力平衡；(3) 由于几乎所有的粘滞产热都被储存成气体的内能，因此气体的温度非常高，从而吸积流的特征厚度（高度）比较大， $H \sim c_s/\Omega_K \sim v_{\text{ff}}/\Omega_K \sim R$ ，这表明，几何结构上，ADAF跟Bondi球吸积类似，而跟标准薄盘有很大的差别。当然，需要注意的是，动力学上，ADAF跟Bondi球吸积有显著的不同。Narayan & Yi (1995a) 在自相似条件下考虑了吸积盘的二维结构，他们发现尽管ADAF的厚度很大，只要认为是沿着 θ 方向（而不是沿 z 方向）平均的结果，一维近似跟二维动力学没有大的区别，这使得此后的ADAF研究变得相对简单很多；(4) 吸积流的Bernoulli参数为正（Narayan & Yi 1994, 1995a），表明吸积流物质在受到扰动后，能够流到无穷远处—即可能在外流（outflow）或喷流（jet），这是后来的ADAF发展成ADIOS (Advection-dominated inflow-outflow solution; Blandford & Begelman 1999, 2004) 的根源之一。关于这个进展，将在§1.5以及§2.1中作进一步的讨论；(5) 吸积流的内区的熵比外区要高。ADAF可能是对流不稳定的(Narayan & Yi 1994, 1995a; Igumenshchev, Chen & Abramowicz 1996)。由此，人们发展了所谓的CDAF模型（Convection-dominated accretion flow [CDAF]: Narayan, Igumenshchev & Abramowicz 2000; Quataert & Gruzinov 2000）。但是这个问题并不十分肯定。最近一些数值模拟的结果表明在较大的 α 和考虑粘滞张量的所有分量后，对流将被抑制（Stone & Pringle 2001）。

1.4.2 双温ADAF吸积流的整体解

尽管自相似解具有很大的优势：简单、易懂，但是，自相似解没有考虑到流体的边界条件，同时也没有考虑到ADAF的双温特性，并且，或许更重要的是，自相似解在辐射最强的吸积盘内区的动力学误差过大。由于上述的缺陷，并且也没有详细考虑吸积流的具体辐射机制，因此自相似解不能直接用于对观测数据的应用 (Narayan et al. 1998)。而整体求解吸积盘的动力学则没有以上的问题。这方面的工作由Narayan, Kato & Honma (1997); Chen, Abramowicz & Lasota (1997) 以及Manmoto, Mineshige & Kusunose (1997) 等研究人员 (亦可参考Lu, Gu & Yuan 1999; Yuan et al. 2003; Xie & Yuan 2008; etc.) 给出。

在没有外流 (outflow) 的情况下， \dot{M} 为常数，角动量方程可以简单地积分为 (Narayan et al. 1997; Manmoto et al. 1997)，

$$\frac{d\Omega}{dR} = \frac{v\Omega_K(\Omega R^2 - j)}{\alpha R^2 c_s^2}, \quad \text{or} \quad \dot{M}(\Omega R^2 - j) = 4\pi R^2 H \alpha P, \quad (1.10)$$

其中， j 是物质落入黑洞是的比角动量，不同的公式对应于不同的粘滞表达形式。理论表明ADAF的动力学求解是一个本征值问题 (j 为本征值)。此外，由于物质一定是以光速落到黑洞表明，因而ADAF的整体解一定是跨声速的。引力势采用伪牛顿近似 (Paczynski & Wiita 1980)，双温ADAF 吸积流的动力学方程可以写为 (Manmoto et al. 1997; Narayan et al. 1998; Yuan et al. 2003)，

$$\begin{aligned} \dot{M} &= -4\pi R H \rho v = \dot{M}_{\text{out}} \left(\frac{R}{R_{\text{out}}} \right)^s, \\ v \frac{dv}{dR} &= -\Omega_K^2 R + \Omega^2 R - \frac{dP}{dR} / \rho, \\ v(\Omega R^2 - j) &= -\alpha R P / \rho, \\ \rho v \left(\frac{d\varepsilon_e}{dR} - \frac{P_e}{\rho^2} \frac{d\rho}{dR} \right) &= \delta q^+ + q_{ie} - q^-, \quad q^+ \equiv \alpha P R \frac{d\Omega}{dR} \\ \rho v \left(\frac{d\varepsilon_i}{dR} - \frac{P_i}{\rho^2} \frac{d\rho}{dR} \right) &= (1 - \delta) q^+ - q_{ie}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

其中，参数 s 刻画了外流的强度， δ ($0 \leq \delta \leq 1$) 为粘滞直接给电子加热的比例。在早期的ADAF研究中，并没有能认识到外流的重要性 ($s = 0$)，也没有能注意到粘滞耗散直接加热电子的效应 (δ 被取为 $10^{-3} \approx 0$)。随着理论、数值模拟以及观测的不断发展，这些参数的取值在近年来的研究中已有很大的不同。如在拟合银河系中心的观测时，Yuan等人 (Yuan et al. 2003) 发现 $s = 0.27, \delta = 0.55$ 跟观测符合的很好。

需要注意的是，这里只是非相对论的基本方程组。严格的相对论ADAF动力学方程组的研究已经有些进展。比较重要的工作有Abramowicz et al. (1996, 1997); Gammie & Popham (1998); Manmoto (2000)。关于这方面的研究，在§4.6 中我给出了一个简单的介绍。这里就不再展开了。粗略地说，只有当需要严格求解吸积盘的内区 ($< 5 R_g$) 或者需要研究观测视角效应时，或者研究黑洞自旋的影响，我们才需要使用Kerr 度规下的ADAF 动力学方程组。

◇ ADAF吸积流中的辐射过程

在研究双温吸积流的整体解时，我们有必要对其中的辐射过程做详细而准确的描述。ADAF是光学薄吸积流，因而它的辐射不是黑体辐射，而是同步辐射、韧致辐射以及他们对应的软光子的逆康普顿化辐射。下面我们对每一种辐射过程做简要的介绍。更详细的内容，可参看Narayan & Yi (1995b); Manmoto et al. (1997); 或参考基本的辐射机制教材，如Rybicki & Lightman (1979; 2004) 以及尤 (1998)。显然，为了得到吸积盘的整体动力学结构以及辐射谱，我们至少需要在两维（水平的 R 方向及垂直的 z 方向）上求解辐射转移方程。这样的问题非常复杂，因而我们把过程简化：1) 我们假定在局域环境里吸积盘可以认为是一个水平的平面；2) 我们认为康普顿辐射相对独立，即在实际计算中，我们先计算同步及韧致辐射，再求解吸积流中康普顿辐射的过程。这种做法对于多次康普顿散射很少的稀薄气体而言，是合适的。需要强调的是，对于低能的射电辐射，尽管散射光深很小，此波段实际上是光厚的，自由-自由（free - free; f - f）吸收和同步自吸收不可被忽略。

在具体计算未康普顿的辐射时，我们首先求解垂直方向（ z ）上的辐射扩散方程。假定在垂直方向没有温度梯度，由流体静力学平衡可得密度分布满足 $\rho(R, z) = \rho(R, 0) \exp(-z^2/2H^2)$ 。辐射扩散方程可以求解为（Manmoto et al. 1997），

$$F_\nu = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} B_\nu \left[1 - \exp\left(-2\sqrt{3}\tau_\nu^*\right) \right], \quad (1.12)$$

其中， $\tau_\nu^* \equiv \sqrt{\frac{\pi}{2}} \kappa_\nu(0)H$ 为垂直方向的吸收光深。 $\kappa_\nu(0)$ 是赤道面上的吸收系数。假定局部热平衡（LTE），我们有 $\kappa_\nu = \chi_\nu / (4\pi B_\nu)$ ，其中发射系数 χ_ν 可以写为： $\chi_\nu = \chi_{\nu, \text{brems}} + \chi_{\nu, \text{synch}}$ 。需要指出的是，在公式1.12里，低能段的f - f吸收以及同步自吸收都已考虑。下面我们将分别给出各种辐射的计算公式。

韧致辐射

等离子体的电子与其他粒子发生碰撞时，库仑力作用使得电子获得加速度，这时电子产生的辐射称为韧致辐射（尤 1998）。尽管电子-电子碰撞不会产生偶极辐射，但是仍然可以产生四极辐射。正常情况下，该四极辐射的功率远小于电子-离子的韧致辐射（尤 1998）。但由于径移主导吸积流ADAF是高温热吸积流，电子热能可以超过其静能（ $m_e c^2$ ），因此，电子-电子碰撞产生的韧致辐射也同样重要。韧致辐射对应的单位体积的冷却率为，

$$q_{\text{br}}^- = q_{ei}^- + q_{ee}^-, \quad (1.13)$$

其中， q_{ei}^- , q_{ee}^- 分别对应于电子-离子间的韧致冷却以及电子-电子间的韧致冷却。他们分别是（Narayan & Yi 1995b）

$$q_{ei}^- = 1.25 n_e^2 \sigma_T \alpha_f m_e c^2 F_{ei}(\theta_e),$$

$$q_{ee}^- = \begin{cases} n_e^2 c r_e^2 \alpha_f c^2 \frac{20}{9\pi^{1/2}} (44 - 3\pi^2) \theta_e^{3/2} \\ \quad \times \left(1 + 1.1\theta_e + \theta_e^2 - 1.25\theta_e^{5/2} \right) & \text{for } \theta_e < 1, \\ n_e^2 c r_e^2 \alpha_f c^2 24\theta_e (\ln 1.1232\theta_e + 1.28) & \text{for } \theta_e > 1. \end{cases} \quad (1.14)$$

公式中的 $F_{ei}(\theta_e)$ 可以写为,

$$F_{ei}(\theta_e) = \begin{cases} 4 \left(\frac{2\theta_e}{\pi^3} \right)^{1/2} (1 + 1.781\theta_e^{1.34}) & \text{for } \theta_e < 1, \\ \frac{9\theta_e}{2\pi} [\ln(1.123\theta_e + 0.48) + 1.5] & \text{for } \theta_e > 1, \end{cases} \quad (1.15)$$

有了上面的韧致辐射冷却率, 我们可以给出辐射的发射系数 (emissivity; $\chi_{\nu, \text{brems}}$),

$$\chi_{\nu, \text{brems}} = q_{\text{br}}^- \bar{G} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right), \quad (1.16)$$

其中Gaunt因子 \bar{G} 可写为(Rybicki & Lightman 1979; 尤 1998),

$$\bar{G} = \begin{cases} \frac{h}{kT_e} \left(\frac{3kT_e}{\pi h\nu} \right)^{1/2} & \text{for } \frac{kT_e}{h\nu} < 1, \\ \frac{h}{kT_e} \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{4kT_e}{\zeta h\nu}\right) & \text{for } \frac{kT_e}{h\nu} > 1. \end{cases} \quad (1.17)$$

前面§1.3.2的图1.8给出了ADAF的辐射谱。很明显, 在高端 ($h\nu \sim kT_e$), 辐射谱由韧致辐射主导 (吸积率比较高的时候, 逆康普顿辐射也很重要), 谱型为指数下降的Wien谱 ($L_\nu \propto \nu^3 \exp(-h\nu/kT_e)$)。在吸积率很低的时候, 逆康普顿辐射并不重要, 此时, 整个X射线波段均由韧致辐射主导。

同步辐射

相对论性电子在磁场中受洛伦兹力作用做加速运动而产生的辐射称为同步辐射 (Rybicki & Lightman 1979; 尤 1998)。在径移主导吸积流的内区, 电子具有相对论性的温度。由于吸积流存在较强的磁场, 因而同步辐射将非常重要。对于光学薄的相对论性热气体, 其同步辐射的发射系数为 (Mahadevan, Narayan & Yi 1995),

$$\chi_{\nu, \text{synch}} = 4.43 \times 10^{-30} \frac{4\pi n_e \nu}{K_2(1/\theta_e)} I' \left(\frac{4\pi m_e c \nu}{3eB\theta_e^2} \right), \quad (1.18)$$

函数 $I'(x)$ 为,

$$I'(x) = \frac{4.0505}{x^{1/6}} \left(1 + \frac{0.4}{x^{1/4}} + \frac{0.5316}{x^{1/2}} \right) \exp(-1.8899x^{1/3}). \quad (1.19)$$

如图1.8所示, 径移主导吸积流中的射电-红外辐射主要来自于吸积流内区的同步辐射。而且, 由于越到吸积流内区, 磁场越强, 因而同步辐射的辐射效率也越强, 相应地, 辐射的峰值频率也越高, 所以ADAF中, 越高频的同步辐射, 其辐射区域越小, 越靠近中央天体。这一点最近被应用于银河系中心黑洞视界的研究上 (Shen et al. 2005; Yuan et al. 2006; Doeleman et al. 2008), 人们不断提高射电波段所观测的频率, 一方面望远镜的分辨率会提高, 另一方面, 理论和观测也表明这些高频辐射来自于更致密的黑洞视界附近核区。这两方面的因素使得确认银河系中心存在黑洞成为可能。

康普顿散射

现在我们考虑康普顿散射过程。在动力学求解时，我们采用能量增强因子来计算逆康普顿散射带来的冷却效应。这一做法来自于Dermer, Liang, & Canfield (1991)，并被Esin 等人作了少量改进 (Esin et al. 1996)。能量增强因子 η 刻画了平均而言一个光子由于康普顿效应导致的能量放大倍数，

$$\eta = \exp(s(A-1)) [1 - P(j_m + 1, As)] + \eta_{\max} P(j_m + 1, s), \quad (1.20)$$

其中 P 是不完全伽玛函数 (incomplete gamma function)，其他变量的定义如下，

$$\begin{aligned} A &= 1 + 4\theta_e + 16\theta_e^2, \\ s &= \tau_{es} + \tau_{es}^2, \\ \eta_{\max} &= \frac{3kT_e}{h\nu}, \\ j_m &= \frac{\ln(\eta_{\max})}{\ln(A)}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

垂直方向的散射光深 τ_{es} 可以写成如下的形式 (Manmoto et al. 1997):

$$\tau_{es} = 2 n_e \sigma_T H \times \max(1, 1/\tau_{\text{eff}}), \quad (1.22)$$

其中， $\tau_{\text{eff}} \equiv \tau_\nu (1 + n_e \sigma_T / \kappa_\nu)^{1/2}$ 为考虑吸收之后的有效光深 (Rybicki & Lightman 1979; 尤 1998)。需要指出的是，上面的处理仅仅考虑了散射截面为 Thomson 截面的情况，而没有采用更准确的 Klein-Nishina 截面。我将在第三章中讨论这个问题。当我们得到了能量增强因子之后，我们将能计算出单位体积的辐射冷却率 (q_{rad}^- ，参看双温 ADAF 的动力学方程组 1.11)，

$$q_{\text{rad}}^- = \frac{1}{2H} \int d\nu \eta(\nu) 2F_\nu \quad (1.23)$$

这里 F_ν 为未考虑逆康普顿散射的辐射流量 (Eq. [1.12])。

至此，我们已经得到了一个完备的详细考虑辐射过程的双温热吸积流的动力学方程组。其中辐射冷却率由刚刚得到的公式 1.23 给出。

需要指出的，在计算康普顿辐射谱时，我们显然不能使用上面这种“平均”能量增强因子方法。我们需要更严格地考虑不同频率的光子在高能电子流里被散射的概率及单次散射后的光子能量。这方面的工作由 Jones (1968) 开创，并由 Coppi & Blandford (1990) 做了改进。计算康普顿谱时，我们采用了 Coppi & Blandford (1990) 的做法。同时，由于大部分辐射来自于吸积流的内区，还需要考虑引力红移以及气体整体运动带来的多普勒效应。

图 1.10 给出了伪牛顿势下双温 ADAF 的动力学及辐射结果。结果主要摘自 Manmoto et al. (1997)。其中基本的参数是：黑洞质量 $M = 10^8 M_\odot$ ，吸积率 $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-4} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ，粘滞系数 $\alpha = 0.1$ ，无规磁场强度由参数 $\beta (\equiv P_{\text{gas}} / (P_{\text{mag}} + P_{\text{gas}}))$ 给出， $\beta = 0.5$ 。

从图 1.10 我们可以得到几个明显的结论：(1) ADAF 中电子和离子的温度在内区差别很大，电子温度能够达到 10^{10}K 量级；(2) ADAF 中的温度

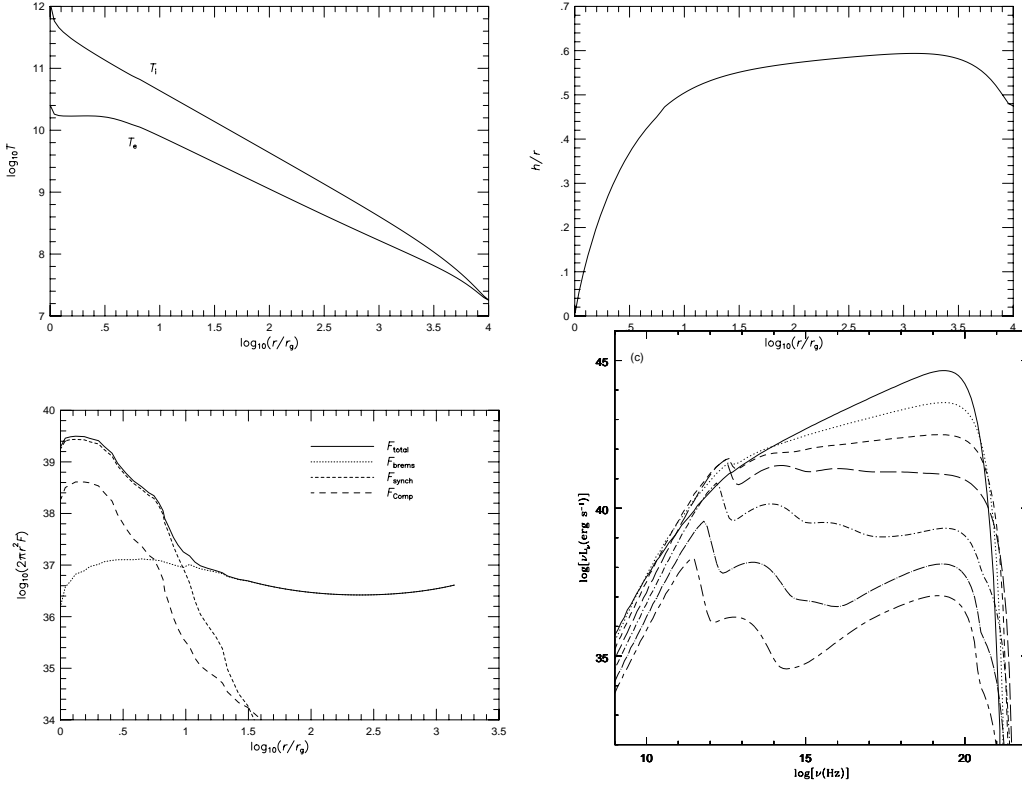


图 1.10: 伪牛顿势下双温ADAF 吸积流的整体解。分别为温度、厚度、辐射贡献以及总出射谱图。黑洞质量为 $10^8 M_\odot$ ，吸积率约为 3×10^{-4} 。其它参数为 $\alpha = 0.1, \beta = 0.5, \delta = 0$ 。前三个图片摘自Manmoto, Mineshige & Kusunose (1997)。右下角图给出了在不同吸积率下ADAF 的特征谱，总光度由低到高，吸积率分别为 $\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} = -4, -3.5, -3, -2.5, -2, -1.5, -1.1$ ，此图片摘自Narayan, Mahadevan & Quataert (1998)。

如此之高，使得气体压能够让吸积流膨胀起来， $H \sim R$ ，在大部分区域都有 $H/R \approx 0.5$ ；(3) 在 $10 R_g$ 之外都是由韧致辐射主导了整个冷却过程，而在 $R < 10 R_g$ 的吸积流极内区（这里恰恰也是ADAF的主要辐射区）由同步辐射及逆康普顿辐射主导。需要强调的是，内区逆康普顿辐射变得重要的主要原因是因为同步辐射提供了大量的软光子；(4) 辐射谱中(还可参考图1.8)存在着几个“峰”：同步辐射峰、康普顿辐射峰以及高能韧致辐射峰。随着吸积率的增大，康普顿辐射峰将不再明显，辐射大致为幂率谱。

此外，ADAF还有一些额外的特性：(5)，动力学上ADAF一定是跨声速的。参看图2.5中的左上图，ADAF的径向速度较大（如采用标准薄盘的结果， $-v_r \sim \alpha c_s H/R \sim \alpha c_s$ ），在吸积流的外部一般是亚声速的。而由于物质一定是以光速落入黑洞的，所以动力学上ADAF一定是跨声速的，在某个半径处（ $R \sim 2 - 10 R_g$ ）存在声速点（声速点的径向速度跟声速相等， $-v_r(r_{\text{sound point}}) \equiv c_s(r_{\text{sound point}})$ ）。(6)，由于康普顿散射是光学薄热吸积流ADAF的主要辐射过程，而康普顿散射是个天然的温度调节器（thermostat。Narayan 2005; Esin et al. 1997; Zdziarski et al. 2003），因此，在一个极宽的吸积率范围内，热吸积流内区的电子温度都将在 $100 - 1000 \text{ keV}$ 之间，变化相对

较小。

1.4.3 ADAF 的吸积率上限及辐射效率

最后，我们讨论一下ADAF 吸积流的辐射效率及吸积率上限（或者临界吸积率）。为方便起见，这里我们定义无量纲的吸积率 \dot{m} ， $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ 。

由于ADAF 中大部分粘滞产能都被保存为气体的内能，而不是转化为辐射释放出去，因而一般而言ADAF 的辐射效率很低。但是，随着吸积率的增大，辐射冷却效应变得越来越重要（如图1.10中的辐射谱）， $q_{\text{rad}}^- \propto \dot{m}^2$ ，更大比例的粘滞产能被转化为辐射能释放出来。由于粘滞产能正比于吸积率（ $q^+ \propto \dot{m}$ ），因此，容易理解，热吸积流ADAF 只能在某个极限吸积率（ \dot{m}_{crit} ）之下才能存在。Esin 等人（Esin et al. 1997）基于整体解对该问题有较详细的工作，结果表明ADAF 的极限吸积率跟 α^2 成正比， $\dot{m}_{\text{crit}} \approx \alpha^2$ 。在远离中央天体的地方（ $R \geq 10^{2-3}R_s$ ），辐射由韧致辐射主导，此时 $q^+ \sim q_{\text{rad}}^-$ 将给出 $\dot{m}_{\text{crit}} \propto \alpha^2(R/R_s)^{-1/2}$ 。如图1.11中左图所示，在吸积流内区， \dot{m}_{crit} 为一常值；而在 $R \geq 10^{2-3}R_s$ 的外区， \dot{m}_{crit} 随半径的增大而减小。这有助于我们理解吸积流的态转变过程。值得注意的是，压强做功同样能够使得ADAF维持热解，该项在明亮热吸积流（LHAF; Yuan 2001）中非常重要。

由上面所述，很显然，随着吸积率的增大，ADAF中的辐射效率将越来越高。如图1.11中右图所示，对ADAF 吸积流而言， $\eta = L/\dot{M}c^2 \sim \dot{M}$ ，因而在吸积率很低的时候，ADAF 的辐射效率非常低，随着吸积率的增大，ADAF 的辐射效率得到快速的提升。但总的来说，仍将低于标准薄盘的辐射效率。

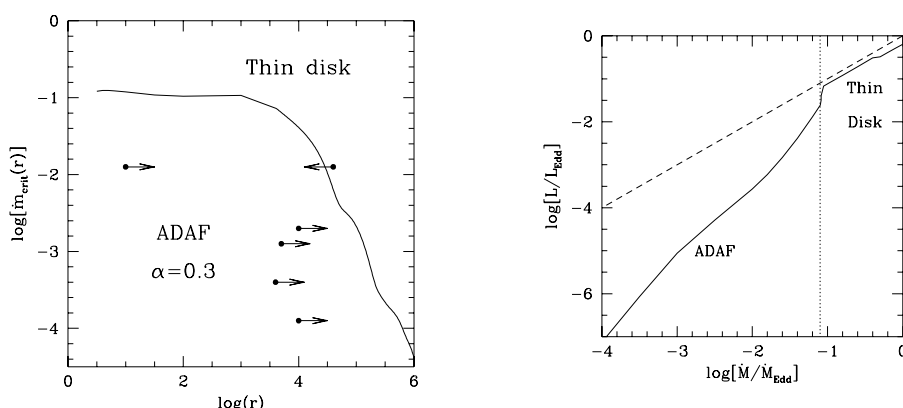


图 1.11: 左图: ADAF 的吸积率上限 在吸积流内区, \dot{m}_{crit} 为一常值, 而在 $R \geq 10^{2-3}R_s$ 的外区, \dot{m}_{crit} 随半径的增大而减小。右图: ADAF 的辐射效率图 垂直的虚线对应于ADAF 的吸积率上限 (\dot{M}_{crit} , 其中 $\alpha = 0.3$)。 \dot{M} 给定时, 对于标准薄盘, 有关系 $L \propto \dot{M}$, 而对ADAF而言, 关系近似地变成了 $L \propto \dot{M}^2$ 。图摘自Narayan, Mahadevan & Quataert (1998)。

1.5 ADAF吸积流的几个重要进展

自1994年被明确提出以来, ADAF 被广泛应用低光度AGN、黑洞X射线双星等领域, 取得了前所未有的成功(Narayan 2005; Yuan 2007a, 2008)。与此同时, ADAF的理论研究, 尤其是相应的流体动力学或磁流体动力学的数值模拟研究, 均有显著的进步。这里我对其中的重要进展做简要的介绍。

1.5.1 ADAF 中的外流

尽管ADAF 吸积流中Bernoulli 参数为正 (Narayan & Yi 1994, 1995a), 表明物质在扰动下, 能够流到无穷远处— 即可能在外流 (outflow) 或喷流 (jet), 但这并不意味着吸积流一定会有外流存在 (Abramowicz et al. 2000¹⁴)。因此, 在相当长时间里, ADAF 中的外流并没有得到人们的重视。1999 年Stone等人采用流体动力学 (hydrodynamical; HD) 数值模拟的方法研究了无辐射吸积流— 即ADAF — 的基本物理性质(Stone et al. 1999)。他们发现, 吸积率是半径的函数, 随着半径的减小, 吸积率降低, 大体上有 $\dot{M}_{\text{inflow}} \sim R^s$ ($s \sim 1$)。这表明大部分气体并没有真正落入黑洞, 而是在极柱区 ($\theta < 30^\circ$) 形成外流。此外, 物质外流形成于 $10R_s$ 以外的区域。这一结果后来得到了磁流体动力学 (Magnetohydrodynamical; MHD) 数值模拟的支持 (Hawley & Balbus 2002; Stone & Pringle 2001; De Villiers et al. 2005; etc.)。在理论上, Blandford 和Begelman (1999) 首次提出了径移主导的内流-外流耦合模型— ADIOS。他们采用了自相似的办法, 研究了吸积流中外流的动力学效应。对于这个问题, 我将在第二章讨论我自己在这方面的工作时作进一步的介绍。

1.5.2 ADAF 中的粒子加热问题: 粘滞 (湍动) 产能对电子的直接加热

ADAF 中的粘滞 (湍动) 产能对电子的直接加热, 即参数 δ 的取值 (参看ADAF 的动力学方程组Eqs. 1.6), 近些年取得了一些理论上的突破。在ADAF 研究的初期, 人们倾向于认为粘滞产能的分配主要按照各自的质量而定, 即大部能粘滞产能都被离子获得, 而电子的直接加热是可以忽略的 ($\delta \sim m_e/m_p \sim 10^{-3}$; Narayan & Yi 1995b, see also Rees et al. 1982)。尽管研究表明磁流体中因非线性MHD 湍动 (即Alfvénic MHD turbulence) 而引入的等离子体波对电子的加热并不显著 (Quataert & Gruzinov 1999; Medvedev 2000), 但是, 有工作表明由于湍动的存在, 吸积流中可能存在着非常强的磁重联现象 (或等价地, 欧姆产热现象), 而磁重联是加热电子的有效手段 (Bisnovatyi-Kogan & Lovelace 1997; Quataert & Gruzinov 1999)。最近, Sharma等人 (Sharma et al. 2007) 研究了ADAF 中一种新的加热机制, 该机

¹⁴Abramowicz et al. 2000, MNRAS, “On the absence of winds in advection-dominated accretion flows”

制主要是由于磁流体里压强不各向同性所导致的。他们采用MHD数值模拟的方法研究了低吸积率的热吸积流(ADAF)中的一小块区域(shearing box)。他们发现,无碰撞等离子体(即密度很低)的加热过程主要取决于小尺度的不稳定性。数值模拟表明参数 $\delta \sim (T_e/T_i)^{1/2}$ 。

磁重联过程以及各项异性压强导致的加热过程的详细研究表明,ADAF中的电子很有可能被有效地直接加热。需要强调的是,到目前为止人们并没有弄清楚所有的细节,关于这个问题的结论,还有待未来继续研究。

1.5.3 明亮热吸积流(Luminous Hot Accretion Flow; LHAF)

尽管明亮热吸积流(LHAF)与径移主导吸积流(ADAF)有着显著的不同,由于明亮热吸积流的动力学方程以及辐射过程与径移主导吸积流完全一样,因此基于历史习惯,我们仍然把它当成ADAF的一个重要进展而放在这里做进一步的介绍(Yuan 2001, 2003; 或§1.3.2。这里我们考虑湍动能也有效地直接加热电子,如 $\delta \sim 0.1 - 0.7$)。

明亮热吸积流的基本要点就是考虑了吸积流中压强的压缩功的重要性。在讨论ADAF的吸积率上限时,我们提到,粘滞产热 $Q_{\text{vis}} \propto \dot{M}$,而辐射冷却率由于由两体碰撞过程主导(逆康普顿辐射),因而 $Q_{\text{rad}}^- \propto \dot{M}^2$ (电子-离子间库仑碰撞带来的能量交换有类似的关系, $Q_{\text{ie}} \propto \dot{M}^2$)。显然,随着吸积率的增大,辐射冷却率比粘滞产热增长得快。因此当吸积率大于ADAF的临界吸积率(\dot{M}_1)时,对整个气体而言,我们将有: $Q_{\text{vis}} < Q_{\text{rad}}^-$ 。早前人们认为此时热解将不复存在。但是,研究发现(Yuan 2001, 2003),随着吸积的进行,气体的密度不断增大,即气体不断被压缩,因而吸积流中存在较强的压强加热项(压缩功 $Q_{\text{compress}}^+ > 0$)。只要 $Q_{\text{vis}} + Q_{\text{compress}}^+ > Q_{\text{rad}}^-$,则气体的内能仍将增大,从而继续处于热解状态。此时的热解即为明亮热吸积流LHAF。如图1.12所示,明亮热吸积流有两个主要的解:当吸积率不是特别高($\dot{M}_1 \lesssim \dot{M} \lesssim \dot{M}_2 \approx 5 \dot{M}_1$)时,整个吸积流都能处于热吸积流的状态;当吸积率超过 \dot{M}_2 时,热吸积流的内区将由于强烈的冷却效应而塌缩成标准薄盘(Liu et al. [2006, 2007]在研究吸积流中垂向的蒸发、凝结效应时也得到了类似的结论),或者变成冷团块和热气体共存的两相吸积流(Yuan 2003; Yuan & Zdziarski 2004; Yuan et al. 2007)。当吸积率更大时,整个吸积盘都将由于辐射冷却太强而最终完全坍塌成标准薄盘。最近二维流体数值模拟的计算结果表明热吸积流确实处于明亮热吸积流态(部德福等,准备中)。

现在,我们讨论一下该解的稳定性问题(Yuan 2003)。总的来说,明亮热吸积流是热不稳定的。但是,只要吸积率不特别大,则扰动的增长时标将大于吸积时标,因而该不稳定性对整个吸积流不会造成大的影响。反之,当吸积率很大时,在某些位置处不稳定性增长的速度极快,因而可能会导致吸积流中形成大量的冷团块,即吸积流将是冷热两相吸积流。

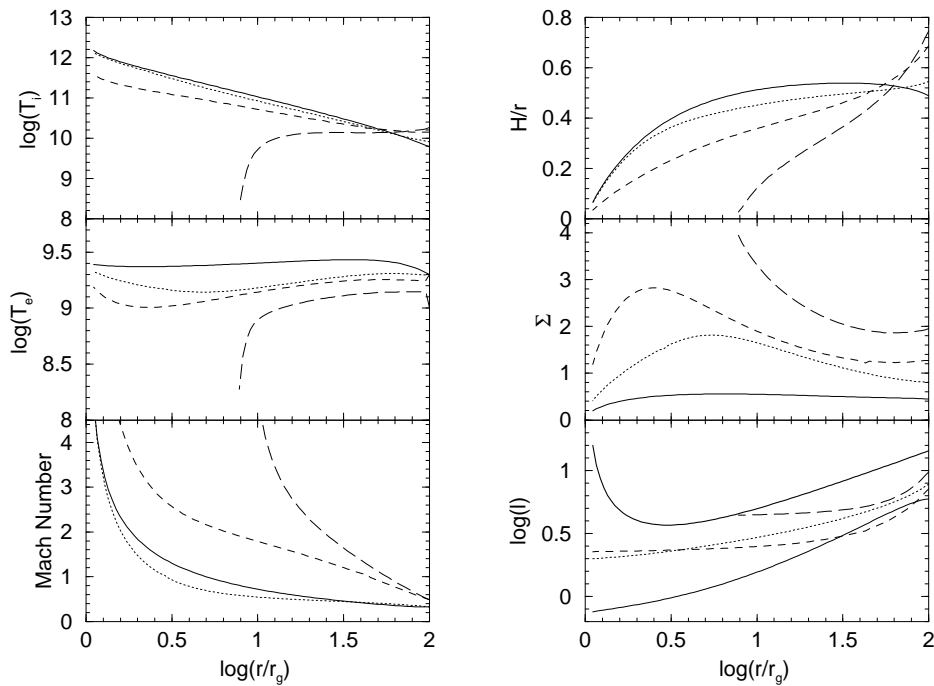


图 1.12: 明亮热吸积流LHAF的动力学性质。其中实线为标准ADAF的结果, 点线为ADAF临界吸积率的结果, 虚线及长虚线为LHAF解。虚线和长虚线的不同主要是吸积率的不同, 从而对应于LHAF两个不同的解 (长虚线的吸积率更大)。图摘自Yuan (2001)。

最后, 我们总结明亮热吸积流的基本性质如下: 1), 径移项为负, 因此, 径移项在吸积流中起加热作用 (ADAF中径移项是冷却项); 2), 随着吸积的进行 (R 减小), 气体的熵在不断减少 (ADAF中熵是增大的); 3), 由于辐射冷却相对比较有效, 因而LHAF的温度 (T_e, T_i) 整体上要比ADAF要低些; 4), 与ADAF相比, LHAF的辐射效率要大很多, 在其吸积率上限, 其辐射效率与辐射有效的标准薄盘 (SSD) 已相差无几, 因而它不再“辐射无效”的吸积流。上述的部分性质可以参看图1.12。

第二章 黑洞热吸积流中外流对吸积内流的动力学影响

黑洞径移主导吸积流的一个重要进展 (§1.5) 就是认识到外流的存在。本章主要探讨黑洞热吸积流中外流对吸积内流 (inflow) 的动力学影响。

数值模拟和观测都表明黑洞热吸积流 (ADAF) 中, 大部分吸积气体最终并没有真正落入中央黑洞, 而是以外流 (outflow) 的形式损失掉。在早前的工作中, 人们倾向于在考虑外流的动力学效应时只考虑它在吸积率上的影响, 即往往只把吸积率修改为 $\dot{M} = \dot{M}_0 (r/r_{\text{out}})^s$ (其中 $s > 0$) 而维持其他的动力学方程不变。在我们这个工作中, 我们对吸积流采用 1.5 维的动力学描述, 其中, 我们不仅考虑外流在与吸积内流 (内流) 作质量交换外, 还考虑了它们之间的角动量、能量等的转移。在研究中, 我们从数值模拟中给出外流的物理参量的限制。我们的主要结论是: 在当前的理论和观测条件下, 只考虑质量损失的效果 ($\dot{M} \propto r^s$) 是合适并可以接受的; 当外流的性质与内流有较大不同时, 则外流的其他动力学贡献不可忽略。此外, 我们的模型有利于研究外流自身的动力学及其对最终的辐射谱的影响。

2.1 本章引言

在吸积系统中, 现在我们有越来越强的观测证据表明其中存在着外流。一个最好的例子是 Sgr A* 这个银河系中心的超大黑洞系统。有理由相信这个源中的吸积流为径移主导吸积流 (ADAF; Yuan et al. 2003)。Chandra 的观测到中央黑洞附近 $1'' - 10''$ 的弥散 X 射线辐射, 并得到了气体密度和温度 (Baganoff et al. 2003)。由于银河系中心黑洞 Bondi 吸积半径 $\approx 0.04 \text{ pc} \approx 1''$, 恰恰等于 Chandra 的分辨率, 因此我们可以推断出此半径处的黑洞吸积率 (即 Bondi 吸积率) 为 $\dot{M} \approx 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$; 与此同时, 高频射电波段的观测探测到较强的线偏振, 并得到了法拉第旋转量 (Rotation Measure; $RM \propto \int n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \propto n_e B_r L$), 由此推断出来的吸积流核心区 ($R < 10R_s$) 的吸积率只有 $10^{-6} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Bower et al. 2003, 2005; Marrone et al. 2006)。也就是说大部分气体最终并没有落入中央黑洞, 而是以外流的形式损失掉了。此外, 尽管吸积模式不同, 外流同样可能在一些高光度的系统中存在。比如说一些 Seyfert 星系 (e.g., NGC 3783: Kaspi et al. 2001) 以及类星体 (e.g., PG 1115+80: Chartas, Brandt & Gallagher 2003) 的 X 射线谱上有很强的蓝移宽吸收线, 而这类宽吸收线一般认为是向外高速运动的气体所造成的。由于外流在星系和中央 AGN 共同演化中的反馈效应很重要, 因而它在星系形成等领域中作用越来越得到大家的重视 (e.g., Silk & Rees 1998; Granato et al. 2004; Springel et al. 2005)。

在自相似流体动力学框架下, 已经有很多不错的研究外流的起源及动力学的工作 (e.g., Xu & Chen 1997; Blandford & Begelman 2004; Xue & Wang 2005)。如Blandford & Payne (1982) 提出的模型所显示的那样, 磁场 (尤其是极向磁场) 是产生外流的比较可行的机制之一。这个模型得到了最新的MHD数值模拟的支持和确认 (e.g., Stone & Pringle 2001; Igumenshchev et al. 2003; Vlahakis & Königl 2003; McKinney 2006)。辐射压是一些吸积率比较高, 因而光度比较高的源产生外流的重要机制 (Proga 2003)。但是即便是没有磁场和强的辐射压, ADAF 中仍然可能存在着外流。最初人们发现由于辐射损能很少, ADAF 中的Bernoulli 参数可以是正值, 这表明其中的流体 (至少其中的一部分流体) 在某种扰动下能够以外流的形式流出系统 (Narayan & Yi 1994; Blandford & Begelman 1999)。随后的数值模拟结果支持了这一设想 (e.g., Stone et al. 1999): ADAF 中确实有较强的外流。

由于外流很强 (Stone et al. 1999; Misra & Taam 2001), 它可能跟吸积内流交换能量和角动量。因此, 研究外流的动力学影响显得非常重要。在标准薄盘的框架下Kuncic & Bicknell (2007) 研究了这个问题。我们这里把研究的重点放在热吸积流 (如径移主导吸积流ADAF) 上。通过一维自相似简化, Blandford & Begelman (1999; 此后简称BB99) 研究了ADAF中外流的动力学贡献。撇开具体的外流形成机制, 他们唯象地采用了参数的方法来刻画吸积流中内流和外流的质量、角动量及能量的转移。

BB99的描述非常普适通用, 能够描述吸积流中的各种各样的转移机制, 如只有能量流而没有物质流的Poynting流。它基于自相似的处理方法。然而, 自相似解在吸积流内区存在着极大的误差, 其计算出来的辐射谱很不可靠。因此, 为了跟观测进行比较, 我们需要在整体解的基础上讨论这个问题。Quataert & Narayan (1999) 首先作出了尝试。在求解时他们把吸积率方程改成 $\dot{M} \propto r^s$ 以考虑外流带来的质量损失的影响, 而保留其他的动力学方程不变——即不考虑外流在角动量和能量方面的贡献。这等价于认为外流在其刚形成时的能量和角动量跟内流完全相同 (e.g., Eqs. (2.1)-(2.5))。随后的研究几乎都采取了Quataert & Narayan (1999) 的这一做法 (e.g., Yuan et al. 2003)。在这一章, 我们把这一处理方法称标准做法。

尽管Quataert 和Narayan 的近似处理方法 (Quataert & Narayan 1999; Yuan et al. 2003) 抓住了问题的关键, 我们无法得知在什么程度上我们能够使用这一近似。尤其是, 当我们在比较理论预期 (如吸积流的辐射谱) 和实际观测时, 我们无法得知理论给出的参数的可靠性。这正是本章节所要解决的问题。具体地说, 通过研究整个吸积流 (包括内流和外流) 中质量、动量以及能量守恒的关系, 我们研究外流对内流的动力学影响。我们对整个内流采用1.5维描述, 即我们对吸积流的垂向结构作一些基本的假定, 进而采用高度积分的办法获得吸积流的一维动力学方程。

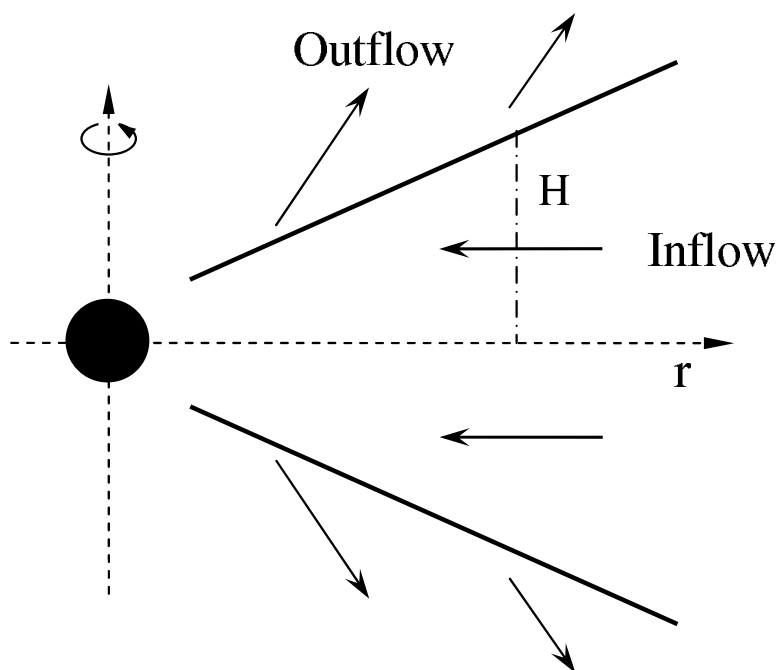


图 2.1: ADAF 中内流-外流耦合模型示意图。我们假定内流在垂向处于流体静力学平衡 ($v_z = 0$)；同时假定外流从 $z = H$ 处形成。内流和外流的速度矢量如图所示。

2.2 带外流的吸积流模型

2.2.1 基本方程组

我们采用柱坐标 (r, ϕ, z) 来描述稳态轴对称吸积流 ($\partial/\partial t = \partial/\partial \phi = 0$)。我们采用 Paczyński & Wiita 引力势 (Paczyński & Wiita 1980) $\psi = -GM_{BH}/(r - r_g)$ 来近似地描述 Schwarzschild 黑洞的时空结构, 这里 M_{BH} 为黑洞质量, $r_g \equiv 2GM_{BH}/c^2$ 为希瓦西半径。如图 2.1 所示, 我们把整个吸积流分成两个区: 内流区和外流区。在内流区里, 我们假定在垂向上为流体静力学平衡 (内流的 $v_z = 0$)。进一步地, 我们假定内流中的除了跟密度相关的所有物理量, 如速度 (v_r, v_ϕ 以及声速 c_s)、温度 (T_e, T_i) 都只是半径 r 的函数。这等价于认为我们这儿所得到的速度物理量均为垂直方向的平均值。在上面的等温假设下, 垂向的密度分布为 $\rho(r, z) = \rho(r, 0) \exp(-z^2/2H^2)$, 其中 $H = c_s/\Omega_K$ 为垂直方向的特征尺度¹。我们也把 $z = H$ 定义为内流和外流的分界线。我们假定外流在其形成面 ($z = H$) 处有着与内流不同的物理性质 (如速度、温度等)。这意味着我们在分界面上除了密度 ($\rho_w(z = H) = \rho(z = H)$) 外, 其余所有的物理量都不连续。这个不连续主要是由于我们平均处理了内流的物理性质, 从而使得他们都与高度 z 无关。需要指出的是, 外流的垂向速度 $v_{z,w}$ 可能会对吸积内流有个反冲的压缩效应。这里由于我们对吸积内流垂向上采用流体静力学近似, 因

¹需要指出的是, 这个结果是从 Paczyński & Wiita 势的一阶展开得来的, 很显然, 对于 ADAF 这种准球形吸积流, 在远离赤道面处将会有不小的误差 (Gu & Lu 2007)

此忽略这一效应的影响。很明显，在外流的起始速度比较低的情况下这一近似是适合的。

对可压缩流体力学（由Navier-Stokes方程描述）而言，我们可以写出内流所对应的质量、角动量、能量方程如下（基本方程参看Eqs. 1.6；推导细节参看本章的附录 A）：

$$\frac{d\dot{M}(r)}{dr} = \eta_1 4\pi r \rho v_{z,w} \quad (2.1)$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} + \eta_1 v_{z,w} \frac{v_{r,w} - v_r}{H} = r(\Omega^2 - \Omega_k^2) - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{1}{2} \frac{dc_s^2}{dr} \quad (2.2)$$

$$\rho v_r \frac{d}{dr}(r^2 \Omega) + \eta_1 r^2 \rho v_{z,w} \frac{v_{\phi,w} - v_\phi}{H} = \frac{1}{H} \frac{d}{dr}(r^2 H \tau_{\phi r}) \quad (2.3)$$

$$\rho v_r \left(\frac{d\epsilon_e}{dr} - \frac{p_e}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) + \eta_1 \rho v_{z,w} \frac{\epsilon_{e,w} - \epsilon_e}{H} = \delta q^+ + q_{ie} - q^- \quad (2.4)$$

$$\rho v_r \left(\frac{d\epsilon_i}{dr} - \frac{p_i}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) + \eta_1 \rho v_{z,w} \frac{\epsilon_{i,w} - \epsilon_i}{H} = (1 - \delta)q^+ - q_{ie} \quad (2.5)$$

这里，所有的物理量都采用其通常的定义。 ϵ_e, ϵ_i 分别为电子和离子的比内能。压强 P 为气体的总压强（ $P = P_{gas} + P_{mag}$ ）。内流的吸积率定义为 $\dot{M}(r) \equiv -4\pi r \rho v_r H$ ，其中 $\eta_1 \equiv \rho_w / \bar{\rho}$ ，为外流在形成处的密度跟吸积内流的平均密度的比值（参看附录 A）。 δ 描述了吸积流里湍动粘滞产热（ q^+ ； $q^+ \equiv \tau_{\phi r} r d\Omega/dr$ ）里直接加热电子的比例。此外，电子和离子之间还通过库仑碰撞交换能量，其单位体积的加热率为 q_{ie} 。辐射制冷写为 q^- ，在我们的工作中，我们详细计算了各种辐射过程所带来的冷却效应（§1.4）。所有带下标 w 的量均为外流在其启动处对应的值。我们采用标准的 α 粘滞来描述粘滞涨量（Shakura & Sunyaev 1973），

$$\tau_{\phi r} = -\alpha P \quad (2.6)$$

这里 α 为一个无量纲的粘滞参数。为简单起见，我们省略了所有其他的粘滞分量。 ϕz 分量采用考虑分界面 $z = H$ 上的能量及动量交换来实现。

显然，我们现在还不能直接求解方程组Eqs. (2.1)-(2.5)。我们还需要了解外流的各种物理性质。我们引入多个参数“ ξ ”来确定外流的速度、温度与内流的基本物理的比值。由于我们忽略了内流中的垂向速度，我们取外流的 v_z 跟内流的声速相关。

$$v_{r,w} = \xi_r v_{ff}, \quad (2.7)$$

$$v_{\phi,w} = \xi_\phi v_\phi, \quad (2.8)$$

$$v_{z,w} = \xi_z c_s, \quad (2.9)$$

$$T_{i,w} = \xi_{T_i} T_i, \quad (2.10)$$

$$T_{e,w} = \xi_{T_e} T_e. \quad (2.11)$$

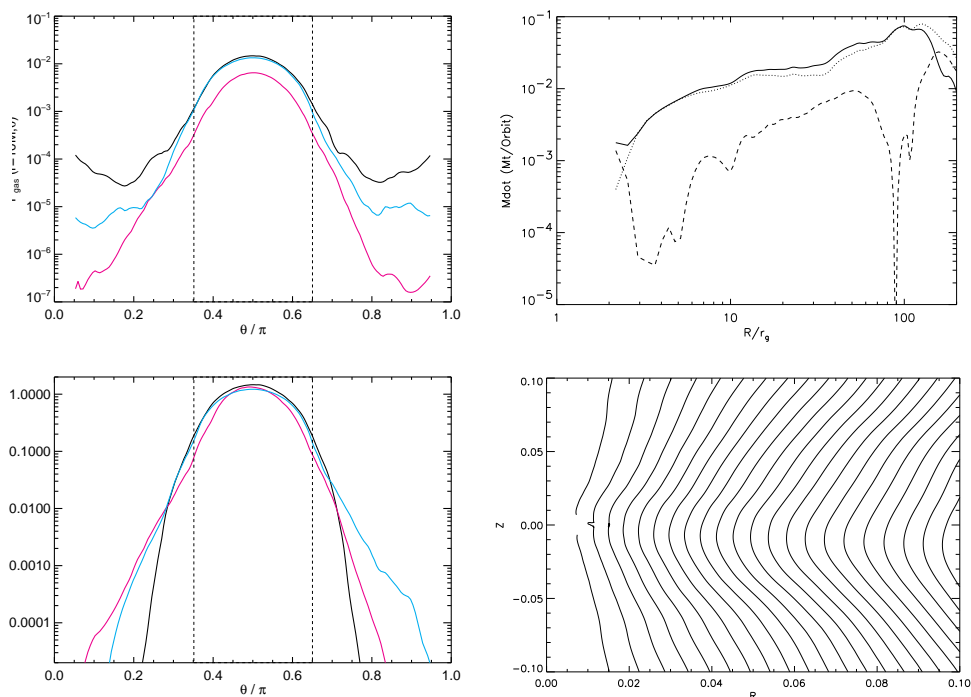


图 2.2: 左上图和左下图: 吸积流沿 θ 方向的压强和密度。注意温度 $T \propto P/\rho_0$ 。不同的曲线对应于不同半径的结果。摘自Beckwith et al. (2008); 右上图: 吸积率随半径的关系。其中实线为内流吸积率, 点线为外流损失率, 虚线为净吸积率。摘自Hawley & Balbus (2002; see also Stone & Pringle 2001)。 右下图: 角动量的等值线图。在赤道面($z = 0$)上, 气体在向黑洞螺旋下落时不断损失角动量。原图来自Stone et al. (1999), 本图由部德福在重复该工作时所画。

这其中, v_{ff} 为自由落体的速度。我们假定参数“ ξ ”与半径无关, 在整个吸积流中为常数。尽管这个假定很简单, 但我们这抓住了问题的主要物理。更重要的是, 此时我们的吸积率等物理量将不再是从前的“幂率”形式了。如果我们能够确定所有的“ ξ ”, 我们将可以对方程组Eqs. (2.1)-(2.5) 求解。

2.2.2 外流的基本物理性质

现在我们来估计外流的基本性质。很显然, 外流的基本物理都应该同时还是高度 z 的函数。这里, 我们只研究其在与内流分离时或者说其形成处的性质。很显然, 如图2.1 所示, 我们研究的是 $z = H$ 面上的外流的基本性质。外流随后的运动将主要取决于其自身的动力学性质, 而不再跟内流有关。

外流的第一个基本物理量是外流的强度, 或者说外流的质量损失率。BB99 假定 $\dot{M} \propto r^s$, 为不违背基本的物理图像 (吸积率随半径的减少而减小, 而其释放的能量却增大), BB99给出了 s 的限定: $0 \leq s < 1$ 。在我们的描述中, 外流的强度主要由参数 ξ_z , 即外流的垂向速度来控制。对应于BB99的限制, 我们有 $0 \leq \xi_z < -v_r/\eta_1 c_s \approx 0.2$ (Ref. Eq. (2.12), 注意此时 $s(r)$ 现在是半径 r 的函

数)。从观测的角度来说, 采用标准处理方法, Yuan 等人 (Yuan et al. 2003) 拟合了银河系中心的辐射谱, 他们得到的外流强度大概对应于 $s = 0.27 \sim 0.3$; 从数值模拟的角度来说, Stone 等人的流体和磁流体数值模拟的结果表明, 在 $r > 10 r_g$ 的区域, s 略小于1, 而在 $r < 10 r_g$ 内区, 外流的贡献很小, $s \sim 0$ (参看图2.2中的右上图。Stone et al. 1999; Stone & Pringle 2001)。

然后, 我们考虑外流的角速度, 即 ξ_ϕ 的值。角动量在吸积流中的垂向分布是比较复杂的。二维自相似流体力学的研究表明角动量随着角度 θ 的减小而减少, 即外流的比角动量比相应的内流比角动量要低 (Narayan & Yi 1995; Xu & Chen 1997; Blandford & Begelman 2004)。这一结果得到了流体动力学数值模拟的支持 (e.g., Stone et al. 1999; 参看图2.2 右下图的结果)。但是, ADAF 中很有可能有较强的的大尺度磁场。任何内流和外流的磁场耦合效应都会导致角动量从内流向外流转移 (Spruit 1996, 2008; Stone & Pringle 2001; BB99; Blandford & Begelman 2004)。整个垂向的角动量分布将取决于这两个结果完全相反的机制的权重。本章里我们只研究 ξ_ϕ 在 1 附近的结果, 即取 $0.8 < \xi_\phi < 1.2$ 。显然, 如果果真如MHD 数值模拟所示, 吸积流的内区有较强的大尺度磁场 (Hirose et al. 2004; Beckwith et al. 2008), 则 ξ_ϕ 有可能与这里所取的值有较大的偏离。

此外, 流体动力学及MHD 的数值模拟都表明, 从赤道面到更高纬度区, 气体的内能 (即温度) 是逐渐增加的 (参看图2.2的左上图和左下图。注意温度 $T \propto P/\rho$ 。Stone, Pringle & Begelman 1999; De Villiers et al. 2005; Beckwith, Hawley & Krolik 2008)。由于在有对流的情形下, 外流的内能应该与内流相差不多; 但是有证据表明对流在含磁场的吸积流中将会被抑制 (Stone & Pringle 2001), 因而我们无法准确得知外流的内能跟内流的关系。但是, 一个最基本的想法是外流, 至少在其启动处, 应该拥有更高的内能, 这样更有利其脱离整个吸积系统。由上面的考虑, 我们考虑 $\xi_{T_i} = 1, 1.5$ 及 $\xi_{T_e} = 1, 1.5$ 的情形。

尽管我们知道外流形成后一定会有加速的过程, 我们对它在刚刚形成处的径向速度是非常不确定的。我们推断它应该具有向外的径向速度, 并且该速度跟自由下落速度 v_{ff} 相当。幸运的是, 尽管该速度对研究外流自身的动力学可能非常重要, 但是我们发现外流的径向速度对内流的影响很小。因此在计算中, 我们简单地取 $\xi_r \equiv 0.2$ 。

2.3 计算结果

我们设定黑洞质量为 $M_{BH} \equiv 4.0 \times 10^6 M_\odot$, 外边界 $r_{out} = 10^4 r_g$ 处的吸积率为 $\dot{M} = 1.1 \times 10^{-5} \dot{M}_{Edd}$, 这里 $\dot{M}_{Edd} = 10 L_{Edd}/c^2$ 为Eddington 吸积率。参照Yuan 等人(2003) 拟和银河系中心辐射的工作, 我们把其他参数赋值为: $\alpha = 0.1, \beta \equiv P_{gas}/P_{total} = 0.9, \delta = 0.3$ 。在他们的工作中, 外流采用了标准处理方法 (即设定吸积率为 $\dot{M} \propto r^s$)。在这个新的更细致的吸积流模型下, 我们

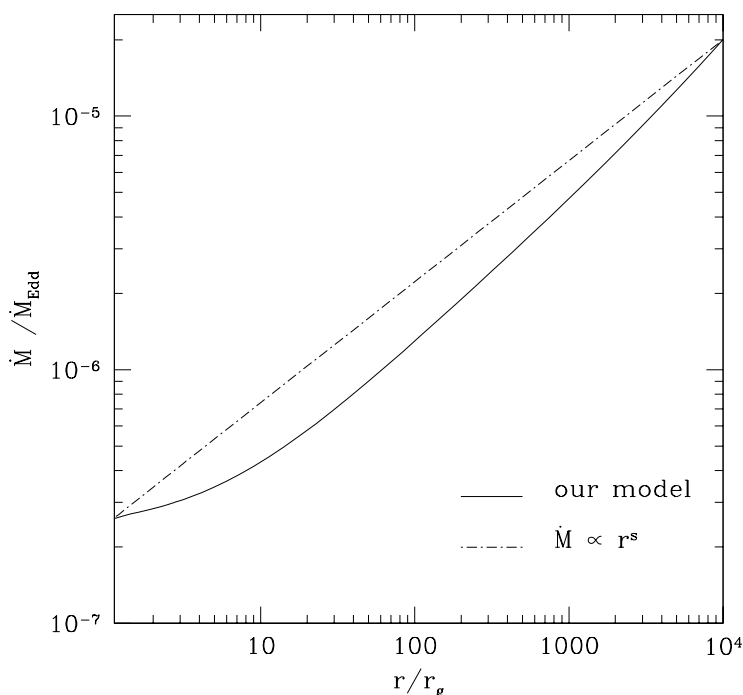


图 2.3: 考虑外流后吸积率随半径的关系。实线为我们的模型，虚线为标准模型 ($\dot{M}(r) \propto r^s$, 其中 s 为常数。)

有,

$$s(r) = \frac{d \ln \dot{M}(r)}{d \ln r} = \eta_1 \xi_z \frac{v_k}{-v_r}, \quad (2.12)$$

其中 v_k 为开普勒速度。很明显, 现在 $s(r)$ 不再如标准模型那样仍然为常数 (Quataert & Narayan 1999; Yuan et al. 2003)。相比于标准模型, 我们的新模型的在吸积率曲线 $\dot{M}(r)$ 在外区要更陡, 而在内区会更平些。这主要是由于随着吸积的进行, 径向速度 v_r 比开普勒速度增长得要快得多。这一结果显示在图 2.3 上。图中我们调节了 ξ_z 以使得两种模型在外边界 r_{out} 和内边界 (视界 r_s) 处有相同的吸积率。图中的标准模型对应的 s 为 0.48。

首先我们来研究 ξ_z 对吸积内流的影响。图 2.4 给出了改变 ξ_z 对吸积流的动力学效果。其他参数设定为: $\xi_\phi = \xi_{T_e} = \xi_{T_i} = 1.0$, $v_{r,w} = v_r$ 。即我们不考虑外流带走任何额外的能量或者动量, 外流除了具有垂向速度 $v_{z,w}$ 外, 别的性质跟吸积内流完全一样。四个小图分别显示了马赫数 (Mach Number; $\equiv |v_r|/c_s$)、密度、温度以及比角动量随 ξ_z 的变化。图中的点线、虚线以及长虚线分别对应于 $\xi_z = 0.01, 0.05$ 以及 0.15。随着外流的强度增大 (ξ_z 增加), 气体的密度及离子温度都将下降, 这与标准模型里增大 s 是类似的。离子温度的降低是因为, 随着更多的物质以外流的形式流失, 密度随半径的变化变平, 因而对离子而言, 压强做功这个离子的重要加热机制变得没有从前那么重要。而对电子而言, 由于其温度很低, 从而其压强做功的贡献几乎可以忽略, 因此电子温度受

外流强度的影响很小（参看Eq. 2.4）。需要指出的是，这仅仅对不考虑外流与内流之间的能量和角动量交换得到结果。很显然，如果外流能从吸积流中提取更多的内能，那随着外流强度的增强，吸积内流的温度肯定会降低。

前面我们已经说过，外流的径向速度 v_r ，或者说 ξ_r ，对内流的影响比较小。内外流间不同的径向速度意味着他们之间存在着径向的动量交换，由此对应的反冲力（“Kick back” Force）由公式Eq. (2.2) 中等式左边第二项给出。由于 $v_{z,w} = \xi_z c_s$, $H = c_s/\Omega_k$ 以及 $v_r \sim \alpha v_k$ ，该力只是引力的 $\alpha \xi_z (\ll 1)$ 倍。这意味着它确实对吸积内流的动力学贡献很低。因此，在本章随后的工作中我们固定 ξ_r ， $\xi_r = 0.2$ 。

在上面的准备工作之后，我们现在研究外流的标准处理（Quataert & Narayan 1999; Yuan et al. 2003）的可靠程度。为了研究这个问题，我们固定标准处理方法的吸积率为 $\dot{M} = 2 \times 10^{-5} (r/r_{out})^{0.25} \dot{M}_{Edd}$ 。与前面的做法一致，我们仍然设外边界为 $r_{out} = 10^4 r_g$ 。然后对于不同的参数 $\xi_\phi = 0.8, 1.0, 1.2$; $\xi_{T_i} = 1.0$ (记为Case A) 或1.5 (记为Case B), $\xi_{T_e} = 1.5$ ，我们求解方程组Eqs. (2.1) - (2.5)。对于每一组参数，跟前面一样，我们调节 ξ_z 使得在内外边界的吸积率是一样的。通过调节 ξ_z ，我们能够消除由于吸积率不同所带来的不确定性，从而结果能够真实反映由于外流和内流间角动量或能量的交换/转移所带来的影响。这一特性是标准处理方法所无法反映的。需要注意的是，此时的吸积率随半径的变化跟图2.3类似。

图2.5 展示了Case A 与标准做法的差别。可以发现密度在我们的模型里要更低些。这主要是由于两个因素所导致的：1)，在中间区域，我们的模型有更低的吸积率（参看图2.3）；2)，我们的模型有更高的离子温度（参看图2.5的左下图），从而在我们的模型里吸积流的厚度更大。离子温度更高的原因是由于我们的模型有更陡的密度分布，因而压强的压缩做功更大。我们模型里电子温度更低的原因很显然，因为我们认为较大比例的电子能量被转移给了外流 $\xi_{T_e} = 1.5 > 1$ ，即外流提取了内流里的电子能量。

图2.6 给出了Case B 的结果。与Case A 相比较，这里的离子温度更低（图2.6的左下图），这是由于我们这里考虑了内流中的离子把其相当大一部分的内能转移给了外流的缘故（ $\xi_{T_e} = 1.5 > 1$ ）。更低的离子温度导致吸积流的厚度更低。考虑到同时吸积流的径向速度也相应地减少了（图2.6的左上图；或者参考标准薄盘的结果： $v_r \approx -v/R = -\alpha c_s H/R \propto -c_s^2$ ，即 $v_r \propto -T_i$ ），我们就不难理解为什么Case B 的密度要比对应的Case A 的密度高。特别地，Case B 的密度几乎跟标准模型完全相等。此外，图中我们可以发现Case B 的角动量以及角动量的变化率都比标准模型要高。这导致粘滞产热的增大，从而部分抵消了外流带走更多内能（ $\xi_{T_e} > 1$ ）的影响。这也是为什么电子温度跟标准模型差不多的原因。

小结一下。由图2.3 - 2.6，我们发现，在我们所选定的参数范围里，外流的动力学效应主要由其强度决定（图2.3）。而其他因素，如外流-内流间的角动

量和能量的交换所带来的影响则小得多（图2.5 & 2.6）。这意味着与只考虑外流的质量损失效应的标准模型相比，我们的模型并不能带来显著的不同。当然，这也因为我们所选取参数范围较小；当外流的基本性质与吸积内流有较大不同时，则可以预计外流-内流间的角动量和能量的交换所带来的影响将不可忽略。

2.4 本章总结

普遍认为，ADAF 吸积流中有很强的外流（Narayan & Yi 1995a; Blandford & Begelman 1999; Stone et al. 1999; Stone & Pringle 2001）；因此，研究外流对吸积内流的动力学效应显得非常重要。在前人的工作中，这主要是通过采用一个简化的模型来实现的，即在“标准模型”中（Quataert & Narayan 1999），人们只把吸积率为常数改成用一个半径的幂率函数的形式（ $\dot{M} \propto r^s$ ），其中 $s > 0$ 。而其他所有的动力学方程都维持原来无外流的形式不做任何变化。该方法自建立起来之后便得到了广泛的应用，取得了极大的成功，成为应用含外流的ADAF模型解释观测的首要方法。

在这一章里，我们更加细致地探讨了外流对吸积内流的动力学贡献，从而研究了“标准模型”的可靠性问题。在考虑了外流-吸积内流之间的各种耦合效应后，我们得到了一个高度积分的吸积内流的动力学方程。对吸积内流，我们假定它在垂直方向上处于流体静力学平衡（即对内流有 $v_z = 0$ ）；对外流，我们认为它在吸积内流的表面（ $z = H$ ）处形成。我们采用参数化的方法来描述外流的各个基本物理量（如速度、内能等等），并从已有的数值模拟中估计这些参数的取值范围。通过这一办法，我们可以基本确定外流的基本属性，从而大大减少考虑外流贡献后的内流动力学方程中的未知量，使得其数值求解内流的动力学变得可行。

我们研究了外流的强度（主要由 $v_{z,w}$ 控制）、离子及电子温度、比角动量，以及径向速度这些因素对内流动力学的影响。我们发现，在所有的这些因素中，外流的强度是最重要的参量。它将给吸积流的基本物理量（如密度）带来量级上的改变。如果外流的总强度固定了，在我们所选定的参数范围里，所有其他的因素只能给吸积流基本物理量带来最大2-3倍左右的修正。从这个角度上来理解，我们可以认为“标准模型”抓住了核心的问题，在实际应用上可以认为是对真实环境比较好的近似，其得到的观测天体的基本参数在2-3倍误差内是可靠的。

在我们的计算中，最不确定的地方来自于对外流基本物理量的估计上。由于直接的观测的缺乏，目前我们只能从数值模拟的结果上来推断出其大概的范围。很显然由于计算的软硬件条件的限制，同时对热吸积流自身性质的了解也不全面（如磁场构型、边界条件等等），目前的数值模拟结果还不是完全可靠，有的时候还有较大的争议。因此，我们的估计结果具有很大的不确定性。可以预期，随着数值模拟的不断进步（或者，更重要的是，对某些特定源[如银河系

中心, M 87等]观测技术的提高), 我们的估计也将会有较大的改善。如果外流的性质跟我们现在所估计的值有很大偏离的话(如, $\xi_{Te} \gg 1$), 则尽管外流的强度可能仍旧是最主要的影响因素, 标准方法却不再适用。此时, 外流其他因素的影响将不可忽视。

此外, 需要指出的是, 学术界普遍认为热吸积流中极有可能存在着大尺度的磁场(Hirose et al. 2004; Beckwith et al. 2008), 而磁场同样可能显著改变吸积流的动力学过程。这跟我们这儿所讨论的物质流的影响是不同的。对于吸积中大尺度磁场对吸积流的影响, 尤其是在整体解的基础上研究这个问题, 目前还没有明确的定论。这一方面是热吸积流中的磁场位形还不是非常清楚(e.g., Beckwith et al. 2008), 另一方面, 也是由于含磁场的吸积流相对于不含整体大尺度磁场的吸积流而言, 动力学上要复杂很多。作为一个初步的工作, Bu等人(Bu, Yuan & Xie 2009)在自相似的框架下首先探讨了这个问题。在他们的工作中, 他们假定吸积流中存在着大尺度的环向磁场 B_ϕ 以及垂向磁场 B_z , 并把他们的强度作为自由参数, 进而研究由于磁场(以及外流)的存在给吸积流的影响。研究表明, 两者对吸积流的动力学性质(速度、温度等)都有极其重要的影响。随着磁场的增强(但仍然为气体压主导, $P_{mag} < P_{gas}$), 吸积流中的温度将降低。因此, 传统的ADAF(以及LHAF)模型的温度过高的部分原因可能是因为没有考虑整体磁场的效应。

我们这里只是探讨了外流的存在对内流的动力学效应。从辐射的角度来说, 外流的辐射贡献, 以及外流对内流辐射的影响, 都是值得研究的话题。在前人的工作中(Quataert & Narayan 1999), 整个外流的辐射都被完全忽略, 同时其对吸积内流的辐射的贡献也不予考虑。我们最近的探讨(§4.4.3)表明, 这一近似存在诸多问题, 在外流较强的情况下, 外流的贡献将相当重要。这个课题将作为我未来研究的一个方向。

2.5 附录 A: 高度积分的外流-内流耦合的吸积流动力学方程组

考虑一个稳态的轴对称吸积流, 其质量守恒方程为,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0. \quad (2.13)$$

定义吸积率为 $\dot{M} \equiv -4\pi r\rho v_r H$ 。并且注意到在吸积内流里我们不考虑其垂向的运动($v_z = 0$), 而外流在其刚形成时的垂向速度为 $v_{z,w}$, 我们把Eq. (2.13)从赤道面积分到吸积内流的外表面, 或者说外流的形成面, 即 z 从0积分到 H^+ , 其中 H^+ 为外流的形成面。整理后, 我们可以得到,

$$\frac{d\dot{M}}{dr} = \eta_1 4\pi r\rho v_{z,w}, \quad (2.14)$$

其中,

$$\eta_1 = \frac{\rho_w}{\bar{\rho}} = \frac{e^{-1/2}\rho(r, 0)}{\frac{1}{H} \int_0^H \rho(r, 0) \exp(-\frac{z^2}{2H^2}) dz} = 0.7089, \quad (2.15)$$

为该半径处外流形成面上的外流密度与吸积内流的平均密度的比值。

径向动量方程和角动量方程可分别写成，

$$\rho(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\phi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z}) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \rho g_r, \quad (2.16)$$

$$\rho(v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_r v_\phi}{r} + v_z \frac{\partial v_\phi}{\partial z}) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \tau_{\phi r}). \quad (2.17)$$

其中 g_r 为引力的径向分量。能量方程可写为，

$$\rho T ds/dt \equiv \rho (dU/dt - P/\rho^2 d\rho/dt) = q^+ - q^-. \quad (2.18)$$

对于我们这儿所研究的稳态轴对称吸积流而言，我们有，

$$\rho \left[v_r \left(\frac{\partial U}{\partial r} - \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) + v_z \left(\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \right] = q^+ - q^-. \quad (2.19)$$

类似于吸积率方程 (Eq. 2.13)，我们对上面的方程组Eqs. 2.16 - 2.19 垂向积分以得到相对简单些的一维动力学方程。积分范围为 $z = 0$ 到 $z = H^+$ 。在积分的过程中，我们注意到下面的这个适用范围更广的结果，

$$\int_0^{H^+} f v_z \frac{\partial g}{\partial z} dz = f v_{z,w} (g_w - g_{z=H}), \quad (2.20)$$

其中 f 和 g 为 (r, z) 的函数。需要注意的是，如果如果 $g(r, z)$ 在 $z = H$ 面上是连续的(e.g., 密度 ρ)，则方程Eq. (2.20)的右边等于0。利用这个更一般的结果，我们可以得到文中§2.2.1中的方程组Eqs. (2.2) - (2.5)。

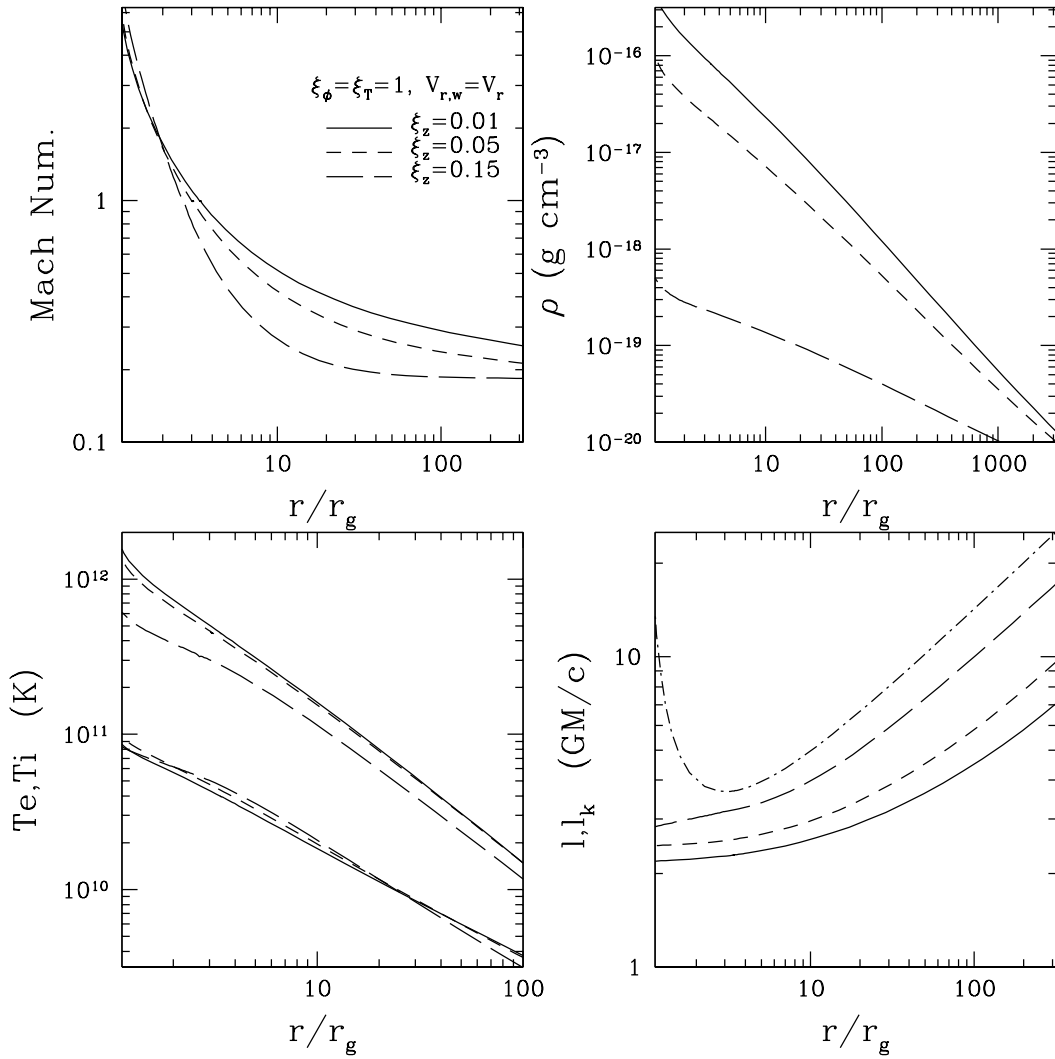


图 2.4: 外流的垂向速度 (由 ξ_z 刻画) 对吸积内流的动力学 (马赫数、密度、温度以及角动量) 的影响。图中的实线、虚线以及长虚线分别对应于 $\xi_z = 0.01, 0.05, 0.15$ 。右下图里开普勒角速度以点划线表示。其他参数分别为 $v_r, \xi_\phi = \xi_{T_e} = \xi_{T_i} = 1.0$ 。

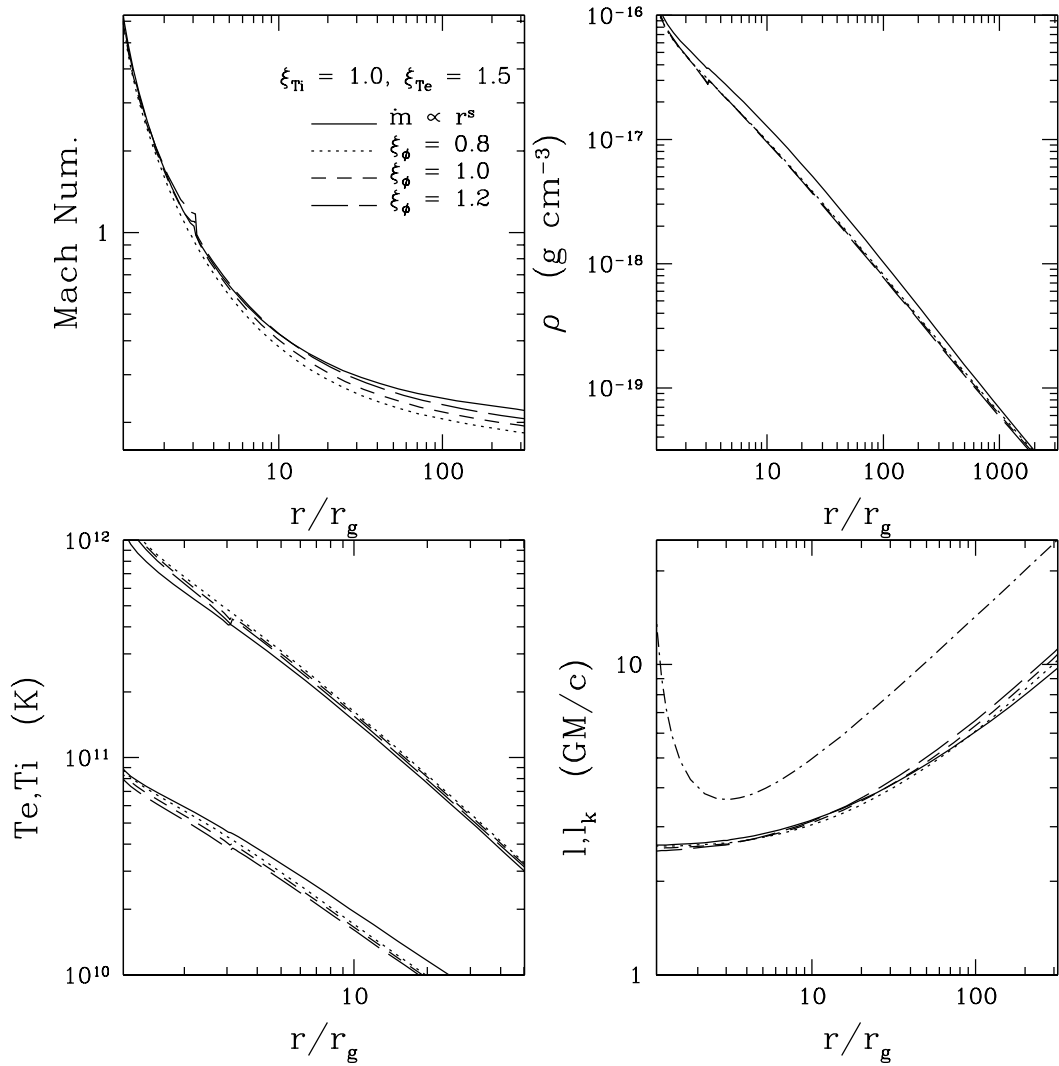


图 2.5: 外流和内流间存在角动量/能量转移的情况下, 吸积流动力学的变化(Case A)。角动量转移由参数 ξ_ϕ 描述。 $\xi_\phi > 1$ 表明外流具有更大的比角动量。实线对应于标准的处理方法, 点线、虚线及长虚线分别对应于 $\xi_\phi = 0.8, 1.0, 1.2$ 。其他参数设置为: $\xi_{T_i} = 1$ (Case A), $\xi_r = 0.2, \xi_{T_e} = 1.5$ 。在图中, 我们调节 ξ_z 以使得四种模型在外边界及黑洞视界处都有相同的吸积率。

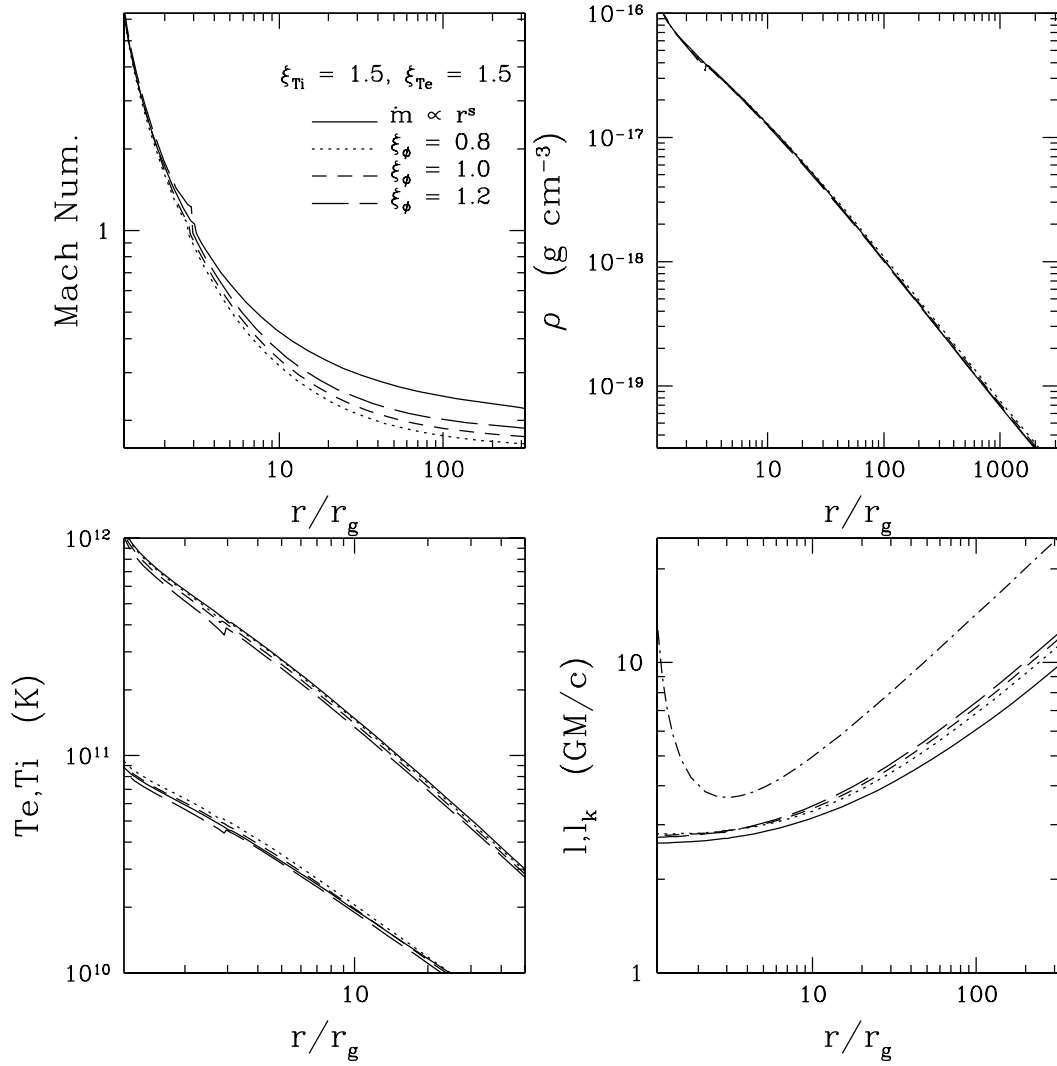


图 2.6: 外流和内流间存在角动量/能量转移的情况下, 吸积流动力学的变化(Case B)。所有的参数设置与图2.5一致, 除了一点: 我们这里假设外流中的离子也能从吸积内流里提取能量 ($\xi_{T_i} = 1.5$; Case B)。同样, 我们调节 ξ_z 以使得四种模型在外边界及黑洞视界处都有相同的吸积率。

第三章 热吸积流中的整体康普顿致热/致冷效应

ADAF 之类的热吸积流在径向 (r 方向) 往往是光学薄的, 因此在任意位置产生的种子光子都可以在被吸收或散射之前传播相当远的距离, 这些光子可能通过康普顿散射跟别处的电子交换能量。该“非局域”的康普顿散射过程可能对吸积流中遥远位置的电子产生制热或者致冷效果。这一在前人的工作中几乎都被忽视掉的整体康普顿致热/致冷效应正是本章讨论的重点内容。为讨论简单起见, 我们在本章固定外流的强度, 黑洞的吸积率固定为 $\dot{M} = \dot{M}_0 (r/r_{\text{out}})^{0.3}$, 其中固定的幂率指数 0.3 刻画了外流的强度。设定外边界 $r_{\text{out}} = 10^4 r_s$, 我们发现康普顿散射在吸积流的内区和外区分别扮演着致冷和致热作用, 分界大概在 $5 \times 10^3 r_s$ 半径处。更具体地说, 当吸积率 $\dot{M}_0 > 0.1 L_{\text{Edd}}/c^2$, 康普顿致冷率将在某个半径处超过粘滞对电子的加热, 因而康普顿致冷效应将变得非常重要; 而当吸积率 $\dot{M}_0 > 2 L_{\text{Edd}}/c^2$, 整体康普顿散射在外区 ($r \gtrsim r_{\text{out}}$) 的致热效果将非常重要。对于 $r_{\text{out}} = 50 r_s$, 我们只能得到吸积率 $\dot{M}_0 \lesssim L_{\text{Edd}}/c^2$ 的吸积流在考虑了整体康普顿效应后的自洽解, 相应地, 光度 $L \lesssim 0.02 L_{\text{Edd}}$ 。当吸积率超过该值时, 内区的冷却远远超过粘滞产热 (同时还有压强的压缩功), 以至于热解将不复存在。另一方面, 对于 $r_{\text{out}} = 10^5 r_s$, 考虑了整体康普顿效应的自洽解只对吸积率 $\dot{M}_0 \lesssim L_{\text{Edd}}/c^2$ 才能获得, 相应地, 吸积流的光度满足 $L < 0.01 L_{\text{Edd}}$ 。我们发现, 该吸积率上限跟外边界 r_{out} 反相关。超过这一吸积率上限时, 由于在外区的整体康普顿加热效应太强, r_{out} 处的电子温度将被加热到超过当地的维里温度。这意味着这个区域的气体的内能已经超过了重要天体的引力势能, 吸积将被抑制。在这种情况下, 黑洞吸积的活动性将是在活动和不活动之间震荡, 而震荡时标显然是由 r_{out} 处的气体冷却时标决定。

3.1 本章导言

光子和电子间的康普顿散射是一个非常重要的天体物理过程。如果与某处的电子发生散射的光子不是产生自其临近的区域, 我们则称为“整体康普顿散射”。在康普顿散射的过程中, 电子和光子可以进行动量和能量的交换。光子和电子的这两方面的交换在研究相关的气体动力学时都有着重要的作用。在星系尺度上, 目前认为这种辐射反馈机制对理解活动星系核对星系形成和演化有着极为关键的作用 (Ciotti & Ostriker 2001, 2007; Ciotti et al. 2009; Murray et al. 2005; Hopkins et al. 2005; Wyithe & Loeb 2003; Di Matteo et al. 2005)。在稍微小一些的尺度上, 人们研究了高光度类星体附近被类星体辐射强烈康普顿散射加热的气体的动力学结构, 结果表明在康普顿加热下, 可以非常容易地产生外流 (e.g., Proga et al. 2008; Kurosawa & Proga 2009)。沿

着早前Krolik等人的工作 (Krolik et al. 1981), Mathews & Ferland (1987) 研究了中央活动星系核的辐射对宽线区中物质的整体康普顿加热问题。如果标准薄盘有较大的扭曲或者薄盘上方有强烈高能辐射源的话 (e.g., Shakura & Sunyaev 1973; Begelman, McKee & Shields 1983; Dubus et al. 1999), 则整体康普顿散射效应将非常重要。对自身为几何厚而光学薄的吸积流而言, 在任意位置产生的种子光子都可以传播相当远的距离而不被吸收或散射。这意味着从原理上来讲, 整体康普顿散射在此类吸积流中应该非常重要。球吸积及热吸积流恰恰对应于这种几何厚光学薄的情况。热吸积流包含了径移主导吸积流 (Advection-Dominated Accretion Flow [ADAF]; Narayan & Yi 1994, 1995a) 以及明亮热吸积流 (Luminous Hot Accretion Flow [LHAF]; Yuan 2001, 2003)。这两类吸积流分别对应于较低的吸积率和稍高的吸积率。LHAF 是ADAF 在高吸积率的情况下的自然延伸 (Yuan 2001; 参看§1.3.2 以及§1.5.3)。需要指出的是, 在动力学方程以及辐射过程上, 两者没有任何差别。这使得我们能够非常方便地统一研究黑洞热吸积流中的整体康普顿散射效应。

对Bondi球吸积而言, 光子和电子间的动量交换限定了吸积流所能达到最大光度, 即广为人知的Eddington光度 L_{Edd} (需要注意的是, 这个吸积率上限只对无转动的Bondi 球吸积才成立; 参看文献, e.g., Ohsuga & Mineshige 2007)。Ostriker (1976) 进一步研究了球状吸积流的光子和电子间的能量交换问题。他的结果表明当吸积率超过某个特定值时, 大量的高能光子将会有效地加热电子, 使得气体的声速超过了当地的逃逸速度。换句话说, 气体的温度将超过当地的维里温度, 吸积过程将因此受到极大的抑制。这种能量效应, 在吸积流的辐射远远低于Eddington 光度的时候即可体现出其重要性, 因此原则上比Eddington 光度这种动量效应有更大的应用范围。

在之前的研究热吸积流动力学的工作中, 人们往往只考虑了“局域”康普顿散射效应, 整体康普顿效应几乎在所有的工作中都被忽视了。这里, “局域”的意思是康普顿散射的光子与电子来自于临近区域 (如半径相同)。这种局域康普顿散射效应是电子的主要冷却机制之一。此外, 逆康普顿散射也是产生观测到的X射线等高能辐射的主要辐射机制。据我们所知, 考虑整体康普顿效应的工作并不多, 只有Esin (1997) 以及Park & Ostriker (1999; 2001; 2007)。在Esin (1997)的工作中, 她研究了一维ADAF的动力学, 并发现整体的康普顿效应确实可以忽略。而Park 和Ostriker (2001, 2007) 则基于二维的动力学模型, 并主要关注于由于整体康普顿散射的存在而导致的外流现象。与Esin的结论完全不同的是, 他们的计算表明整体康普顿效应在很多情况下都是极度重要的。值得一提的是, 在所有前人的工作中, 他们都没有试图去得到整体的自洽解。

需要强调的是, 前人研究整体康普顿效应的工作都是基于ADAF 的自相似解 (Narayan & Yi 1994; 1995), 即所有的物理量都是半径的幂率函数。Esin (1997) 和Park & Ostriker (1999, 2001, 2007) 的结果不同的主要原因是由于他

们分别采取了一些额外的，但是却完全不同的假定。尽管自相似近似能够抓住ADAF的主要内涵，它却不适合计算辐射谱。这是因为在吸积流的内区（吸积流的主要辐射区），ADAF的自相似解与严格整体解之间可能会有量级上的不同。这意味着当我们要研究吸积流中的整体康普顿致热/致冷效应这一能量效应，并想得到一个可靠的结论时，采用整体解的方法是极度必要的。这正是本章节探讨这个问题的主要动机。此外，自ADAF吸积流提出以来，人们在理论上取得了诸多进展（参看§1.5）。其中最重要的两大进展为外流的普遍存在（e.g., Stone & Pringle 2001; Hawley & Balbus 2002）以及很大比例的湍动（粘滞）耗散产热被直接用来加热电子（e.g., Quataert & Gruzinov 1999; Sharma et al. 2007），这种对电子的直接湍动加热一般超过了电子和离子间的库仑碰撞传递能量率。这两个新进展都深刻地影响了吸积流的动力学结构。非常遗憾的是，前人的工作都没有考虑到这两个重要进展。由于对吸积流的二维动力学结构还不是非常了解，不确定性很大，在本章节中，我们自我限定在一维的框架下探讨该问题。很显然，整体康普顿效应的二维的动力学研究显然非常有价值。但是由于该问题相当复杂，这里我们先把该问题搁置起来，留待将来待时机（条件）成熟时再做研究。

3.2 热吸积流中的整体康普顿致热或致冷的重要性

3.2.1 计算整体康普顿致热或致冷的方法

首先，我们研究未考虑整体康普顿效应的标准的热吸积流。为了考虑外流的影响，我们简单地采用幂率形式的吸积率方程，而对其他动力学方程不做进一步的修改（e.g., Blandford & Begelman 1999; 参看Xie & Yuan 2008 的进一步的讨论），

$$\dot{M} = -4\pi r H \rho v = \dot{M}_0 \left(\frac{r}{r_{\text{out}}} \right)^s, \quad (3.1)$$

其中， \dot{M}_0 为外边界 r_{out} 处的吸积率。参数 s 刻画了外流的强度。借鉴拟合银河系中心Sgr A* 的经验（Yuan et al. 2003），我们这里设 $s = 0.3$ 。离子和电子的能量方程分别为（参看前面§1.4中的方程组Eqs. 1.11），

$$\begin{aligned} \rho v \left(\frac{d\varepsilon_i}{dr} - \frac{p_i}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) &= (1 - \delta)q^+ - q_{\text{ie}}, \\ \rho v \left(\frac{d\varepsilon_e}{dr} - \frac{p_e}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) &= \delta q^+ + q_{\text{ie}} - q^-, \end{aligned} \quad (3.2)$$

其中， $\varepsilon_{e,i}$ 分别为电子和离子的内能。其余变量跟先前方程组Eqs. 1.11 及Eqs. (2.2)-(2.5) 中的定义是一致的。 δ 取为0.5，即一半的湍动耗散能用来直接加热电子，这同样是借鉴了拟合Sgr A* 的经验（亦可参看Sharma et al. 2007 相关的数值模拟结果）。

首先，我们设法获得ADAF动力学方程组的准确的整体解（而不是自相似解），从而得到吸积流中所有的物理量（如密度、温度等）随半径的关系。这

需要我们求解热吸积流的动力学方程组（参看公式1.11; Quataert & Narayan 1999; Yuan et al. 2003），即质量守恒方程、径向运动方程、角动量方程以及两个能量方程（参看Eqs. 1.11）。该ADAF的整体解需要满足在 r_{out} 处的外边界条件，在视界面上的内边界条件，以及在声速点的跨声速条件。为研究吸积流的整体康普顿效应的动力学意义，我们需要知道在任意给定的半径处所接受到的整个吸积流所发射过来的辐射谱。很显然，在一维近似下，这需要我们求解吸积流的径向辐射转移方程。当康普顿散射比较显著（因而比较重要）时，该辐射转移方程的求解相当麻烦。在本章里，我们采用下述的一个简单的方法来处理其中的散射过程。来自于半径 r 以内的吸积流辐射为，

$$F_{\nu}^{\text{in}}(r) = \int_{r_s}^r e^{-\tau} \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dL_{\nu}(r')}{dr'} dr' \quad (3.3)$$

其中， τ 是从 r' 到 r 的光深， $\tau = \int_{r'}^r \sigma_T n_e dr'$ 。 $dL_{\nu}(r')$ 为半径 r' 处宽度 dr' 高度 $2H(r')$ 的环面的辐射光度谱。该辐射考虑了同步辐射、韧致辐射以及相应的“局域”康普顿过程。对 $dL_{\nu}(r')$ 中未康普顿化的部分，我们粗略地采用吸积流垂直方向利用双流近似（two-stream approximation; see Rybicki & Lightman 1979, 尤 1998）求解辐射转移方程的结果（Manmoto et al. 1997），

$$dL_{\nu}^{\text{un}}(r') = \frac{4\pi^2}{\sqrt{3}} B_{\nu} [1 - \exp(-2\sqrt{3}\tau_{\nu}^*)] r' dr' \quad (3.4)$$

这里， B_{ν} 为黑体Plank谱， $\tau_{\nu}^* \equiv (\pi/2)^{1/2} \kappa_{\nu}(0) H(r')$ 为垂向的吸收光深，其中 $\kappa_{\nu}(0)$ 是赤道面上的吸收系数。由此，我们自动地考虑了自由-自由吸收以及同步自吸收。吸积流中的磁场强度由参数 β 给出， $\beta = P_{\text{gas}}/P_{\text{mag}}$ 为气压跟磁压的比值，这里我们统一设定为 $\beta = 9$ 。对 $dL_{\nu}(r')$ 中康普顿散射过程的计算，我们采用Coppi & Blandford (1990; eq. 2.2)的方法。方程3.3的积分从黑洞视界 $r_s \equiv 2GM/c^2$ 开始。

来自于半径 r 以外的吸积流辐射为（Park & Ostriker 2007），

$$F_{\nu}^{\text{out}}(r) = \int_r^{r_{\text{out}}} \frac{e^{-\tau}}{4\pi r' H(r')} \frac{r'}{r} \ln \sqrt{\frac{r'+r}{r'-r}} \frac{dL_{\nu}(r')}{dr'} dr' \quad (3.5)$$

半径 r 处接受到的总辐射谱为上述的 $F_{\nu}^{\text{in}}(r)$ 及 $F_{\nu}^{\text{out}}(r)$ 的和： $F_{\nu}^{\text{tot}}(r) = F_{\nu}^{\text{in}}(r) + F_{\nu}^{\text{out}}(r)$ 。

假定吸积流中电子无规热运动的分布是温度为 T_e （ $\theta_e \equiv kT_e/m_e c^2$ ）的相对论性Maxwell热分布，即我们忽略非热电子的贡献。发生康普顿散射光子的无量纲能量为 $\epsilon \equiv h\nu/m_e c^2$ 。由于热吸积流ADAF中最重要的辐射区（ $r < 10 r_s$ 的内区）的电子具有相对论性的温度（ $T_e \sim 10^9 - 10^{10} \text{K}$ ），并且ADAF的辐射能谱 νF_{ν} 的峰值频率能量 $\epsilon > 1$ ，因此在计算康普顿散射后的光子平均能量时，我们需要同时考虑相对论性的电子温度及相对论性的光子能量的影响。这里我们采用如下的准确公式来研究该问题（Guilbert 1986）：

$$\langle \epsilon_1 \rangle = \epsilon + \frac{\sigma_T}{2K_2(1/\theta_e)\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} (\theta_e + \sinh \phi - \epsilon) G(\epsilon e^{\phi}) e^{2\phi} \exp\left(\frac{-\cosh \phi}{\theta_e}\right) d\phi, \quad (3.6)$$

其中 $\langle \epsilon_1 \rangle$ 为散射后的光子能量。 $G(\epsilon) \equiv g_0(\epsilon) - g_1(\epsilon)$ ，相对论性的散射截面可以写成，

$$\sigma(\epsilon, \theta_e) = \frac{\sigma_T}{2K_2(1/\theta_e)} \int_{-\infty}^{+\infty} g_0(\epsilon e^\phi) e^{2\phi} \exp\left(\frac{-\cosh \phi}{\theta_e}\right) d\phi. \quad (3.7)$$

这里，方程中的 $K_2(x)$ 为修正了的2阶Bessel函数。并且， $g_n(y)$ 由如下公式给出，

$$g_n(y) \equiv \frac{3}{8} \int_0^2 \left(t(t-2) + 1 + ty + \frac{1}{1+ty} \right) \frac{dt}{(1+ty)^{n+2}}. \quad (3.8)$$

很显然，此时的散射截面跟电子温度及光子能量都有关。

在Thompson近似下，方程Eqs. 3.6 & 3.7 有如下更常见、更简单的形式 (Rybicki & Lightman 1979; 尤 1998)，

$$\begin{aligned} \langle \epsilon_1 \rangle &= \epsilon + \epsilon (\epsilon - 4\theta_e), \\ \sigma(\epsilon, \theta_e) &= \sigma_T. \end{aligned} \quad (3.9)$$

单位长度的散射光深为 $\tau_{es} \equiv \sigma(\epsilon, \theta_e) n_e$ ，因而吸积流里单位长度的区域里发生康普顿散射的次数为，

$$N = \tau_{es}. \quad (3.10)$$

这里 θ_e 和 n_e 分别为该区域电子的温度及密度。由此我们得到该单位长度区域的康普顿致热（或致冷）率，

$$q_{\text{comp}} = \int N F_\nu^{\text{tot}}(r) \frac{\epsilon - \langle \epsilon_1 \rangle}{\epsilon} d\nu. \quad (3.11)$$

需要强调的是，在上面的公式里，我们实际上是用辐射强度“ J ”而不是辐射流量“ F ”。与Park & Ostriker (2007) 一样，我们形式地定义“辐射温度”（或“Compton温度”，Levich & Sunyaev 1970; Krolik, McKee & Tarter 1981），

$$\theta_x \equiv \frac{1}{4 m_e c^2} \frac{\int F_\nu^{\text{tot}} h\nu d\nu}{\int F_\nu^{\text{tot}} d\nu}. \quad (3.12)$$

在此定义下，随着 θ_x 大于或小于 θ_e ，康普顿散射将分别起着加热或者致冷的效果。在Thompson近似下，康普顿散射的加热/致冷率将严格正比于 $(\theta_x - \theta_e)$ （在Thompson近似下， $q_{\text{comp}} = n_e \sigma_T (\theta_x - \theta_e) F^{\text{tot}} \propto (\theta_x - \theta_e)$ ）。

值得注意的是，辐射温度（即康普顿温度） θ_x 是从以 $h\nu$ 为权的辐射谱上得到的。从物理上讲，该值表示康普顿加热和冷却，即康普顿散射和逆康普顿散射的平衡点。对一个典型的类星体谱，辐射主要在紫外波段（某些源可能会到红外波段），辐射温度约为 2×10^7 K，即几个keV左右 (Mathews & Ferland 1987; Sazonov, Ostriker & Sunyaev 2004)，我们下面图3.3 (c)表明，ADAF 的辐射谱的辐射温度 θ_x 要远远高于这个值，这主要是由于ADAF 的辐射谱与类星体这种主要来自标准薄盘的辐射谱有显著的不同：径移主导吸积流ADAF有强烈的高能辐射。

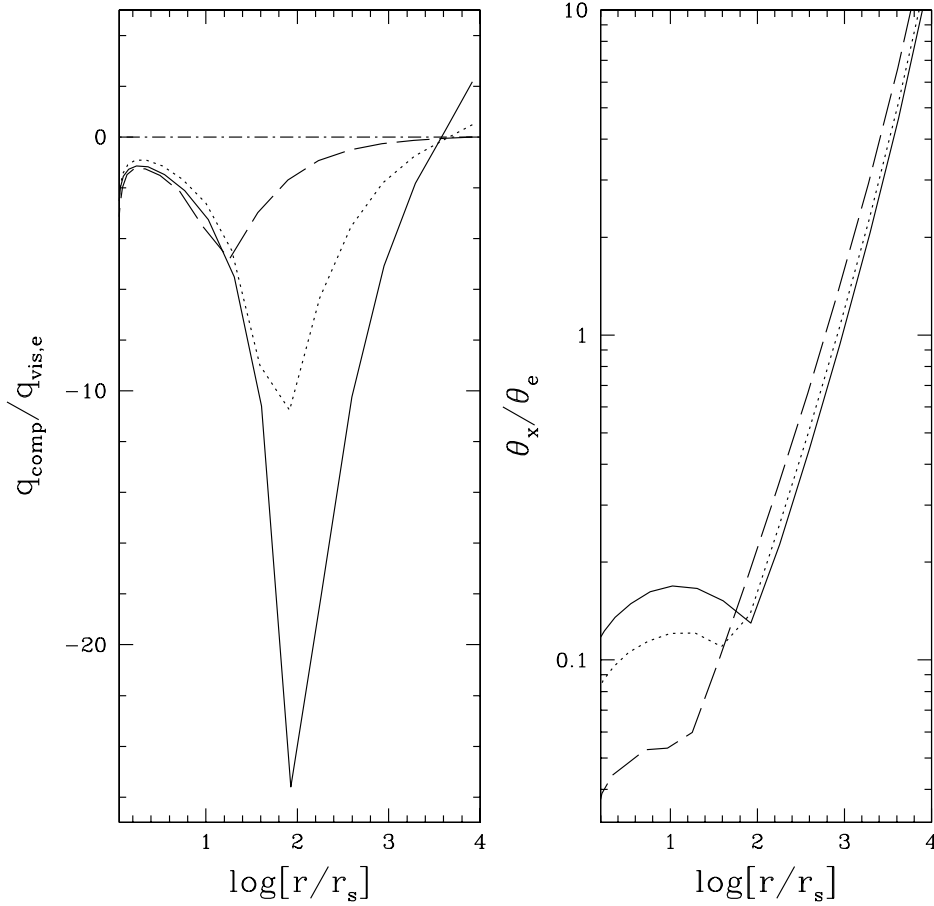


图 3.1: 左图: “整体”康普顿加热/致冷率与电子的直接粘滞产热 $q_{\text{vis,e}}$ 比值。吸积率为 $\dot{M} = \dot{M}_0 (r/10^4 r_s)^{0.3}$, 其中外边界的吸积率取三个值: $\dot{M}_0 = 0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$ (虚线), $1 \dot{M}_{\text{Edd}}$ (点线) 以及 $2 \dot{M}_{\text{Edd}}$ (实线)。右图: 辐射温度 θ_x (参见本章中的定义) 和电子温度 θ_e 的比值。当 θ_x 大于(小于) θ_e , 康普顿散射对电子起加热(致冷)作用。

3.2.2 计算结果

当考虑了湍动粘滞对电子的直接加热后 (参看ADAF进展的综述: §1.5), 电子的主要加热项将不再是离子-电子的库仑碰撞, 而是粘滞产热中对电子直接加热项 $q_{\text{vis,e}} \equiv \delta q^+$ (参看方程Eqs. 3.2)。因此我们把这里得到的整体康普顿加热/致冷率跟 $q_{\text{vis,e}}$ 比较。结果显示在图3.1中。这里黑洞质量取为 $M = 10^8 M_\odot$, 吸积率为 $\dot{M} = \dot{M}_0 (r/10^4 r_s)^{0.3}$, 其中外边界的吸积率取三个值: $\dot{M}_0 = 0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$ (虚线), $1 \dot{M}_{\text{Edd}}$ (点线) 以及 $2 \dot{M}_{\text{Edd}}$ (实线)。其中Eddington吸积率定义为 $\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv L_{\text{Edd}}/c^{21}$ 。从图中我们可以看出, 在 $r \gtrsim 5 \times 10^3 r_s$, 整体康普顿散射起着加热电子的作用; 而在 $r \lesssim 5 \times 10^3 r_s$ 的吸积流的内区, 整体

¹也称为临界吸积率(critical accretion rate, see Kato et al. 1998; 2008)。在天体物理里, 人们还习惯于定义Eddington吸积率为 $\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv L_{\text{Edd}}/\eta c^2 = 10 L_{\text{Edd}}/c^2$, 其中辐射效率 $\eta = 0.1$ 。

康普顿散射起着冷却电子的作用。这是由于辐射主要是来自吸积流的内区，那里产生辐射的电子温度较高，从而对应的辐射温度也较高，因而，对电子温度较低的外区而言， $\theta_x > \theta_e$ ；反之，对于吸积流的内区，由于外区的辐射温度较低，带来的低能光子要多些，从而 $\theta_x < \theta_e$ 。

由图3.1左图可知，当吸积率 $\dot{M}_0 \gtrsim 0.1\dot{M}_{\text{Edd}}$ ，整体康普顿散射的重要性即不能忽视。此时，整体康普顿的致冷效应相当重要。该吸积率对应的黑洞视界处的吸积率为 $\sim 10^{-2}\dot{M}_{\text{Edd}}$ ，相应的吸积流总光度 $\sim 5 \times 10^{-4} L_{\text{Edd}}$ 。整体康普顿加热效应只有在比较高的吸积率下才会比较重要，其所对应的最低外边界吸积率 \dot{M}_0 是外边界 r_{out} 的函数，在我们这里所选取的外边界 $r_{\text{out}} = 10^4 r_s$ 条件下，该吸积率 $\sim 2\dot{M}_{\text{Edd}}$ ，对应的光度 $\sim 2 \times 10^{-2} L_{\text{Edd}}$ 。当外边界 r_{out} 大于我们这儿所选定的值时，其所对应的临界“最低”吸积率 \dot{M}_0 也会低些。在实际物理问题中，ADAF通常会有一个半径上限，从而 r_{out} 的取值范围一般也会被限定下来。如果ADAF由标准薄盘的内区截断而成（如截断的吸积流模型：图1.3 [LLAGN] 及图1.5 [XRB]），则很显然 r_{out} 等于该截断半径 r_{tr} 。但是，如果整个吸积流都是由ADAF吸积流所充满（如银河系中心的吸积流），则 r_{out} 最大应该由Bondi半径确定。由于连接ADAF吸积流和无穷远处的物理环境是一个尚未解决的难题，因此，我们对整体康普效应对Bondi半径以外区域的气体的影响还不是很确定。但是，很明显，这些气体受到的将是中央吸积流辐射的整体康普顿加热作用。

我们的结果表明，在吸积流的外区，整体康普顿起着加热电子的作用，而在吸积流的内区，则起着冷却电子的作用。这与前人的工作（Esin 1997; Park & Ostriker 2001, 2007）定性上是一致的。但是，Esin (1997)的工作表明整体康普顿效应甚至远低于离子-电子的库仑碰撞所带来的能量交换（ q_{ie} ），当然更是会远远小于 $q_{\text{vis,e}}$ ，因而整体康普顿效应是可以忽略的。这与我们这儿的工作以及Park & Ostriker (2001, 2007)的工作是不一致的。其原因可能是由于Esin (1997)过于简化的计算过程以及其所采用的旧ADAF模型（没有考虑外流的作用和粘滞直接加热效果）。总体上说，我们的结果表明，如果吸积流的外边界离中心黑洞比较远（如 $r_{\text{out}} > 10^4 r_s$ ），则只要光度 $L > 10^{-2} L_{\text{Edd}}$ ，则热吸积流内区的整体康普顿致冷效应以及外区的整体康普顿加热效应都将会极大地改变吸积流的动力学结构。

3.3 考虑整体康普顿散射后的热吸积流自洽解

由上一小节的工作可以得知，只要吸积率 \dot{M}_0 相对较大，我们就有必要考虑整体康普顿散射对电子加热或致冷的动力学影响。这在Esin (1997) 和Park & Ostriker (1999, 2001, 2007)的工作中并没有涉及到。由于在计算整体康普顿散射时，我们需要知道整个吸积流的动力学以及种子光子的辐射谱，因此我们采用多次迭代的方法来得到吸积流的收敛解。该解也就是考虑整体康普顿散射的加热或致冷效应后的吸积流自洽的动力学解。求解的步骤是：首先我们不考虑

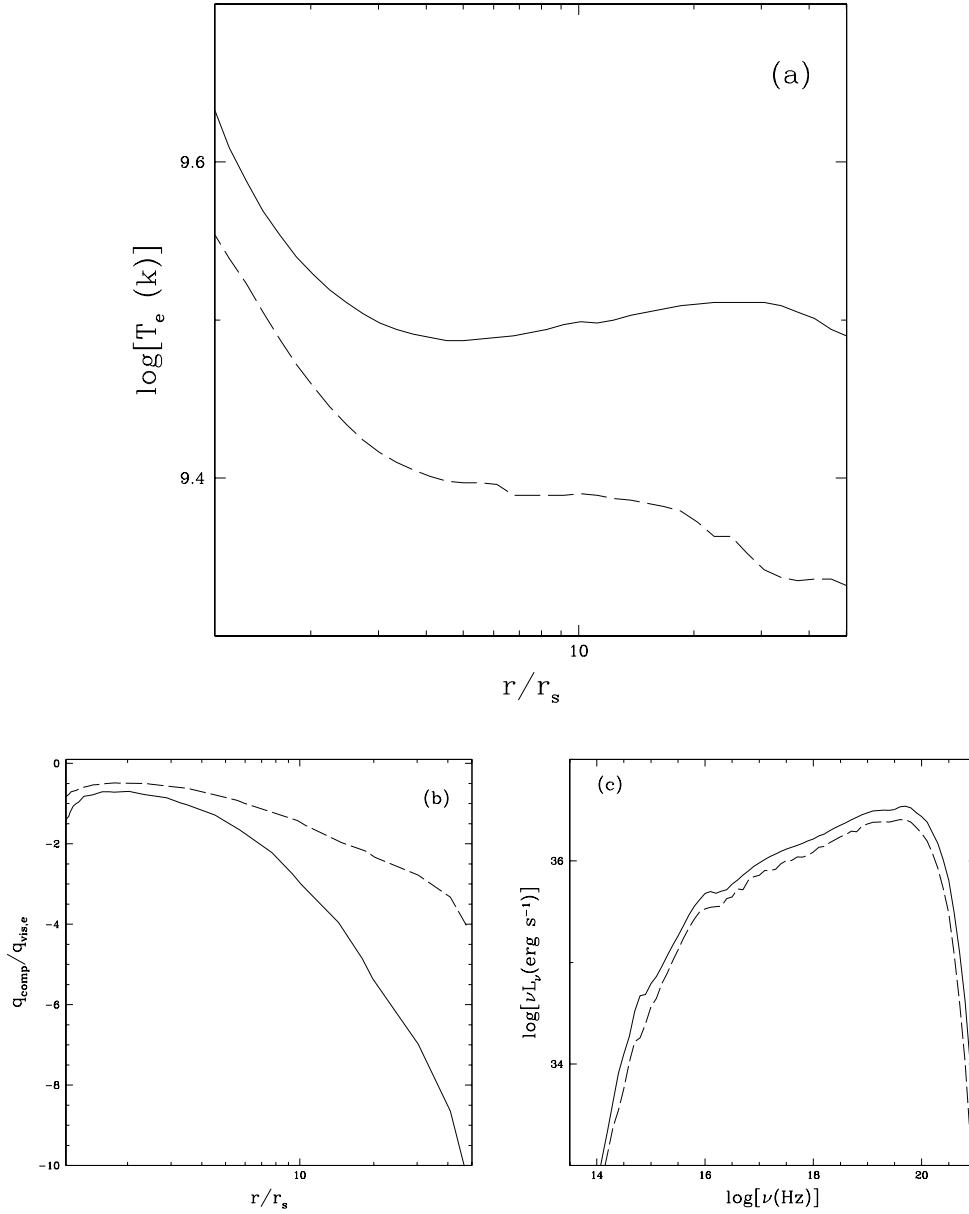


图 3.2: 恒星级质量黑洞 (参见§1.1 的介绍) 考虑整体康普顿散射效应的自洽解。黑洞质量 $M = 10 M_\odot$, 热吸积流的外边界取为 $r_{\text{out}} = 50 r_s$ 。吸积率为 $\dot{M} = 1.0 (r/50 r_s)^{0.3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ 。在所有小图里, 实线为标准的ADAF 动力学解, 其中并没有考虑整体康普顿散射的效应; 而虚线则为考虑了整体康普顿对电子的加热或致冷效应后的自洽解。(a) 吸积流中的电子温度曲线; (b) 整体康普顿加热率跟电子的直接粘滞产热率的比, $q_{\text{comp}}/q_{\text{vis,e}}$; (c) 热吸积流的辐射谱。

整体康普顿效应求出整个吸积流的动力学及辐射；然后我们在此基础上计算出吸积流内各个位置处的整体康普顿散射加热率或致冷率 q_{comp} ，并在随后的求整体解过程中考虑这一效应。此时，电子能量方程为，

$$\rho v \left(\frac{d\varepsilon_e}{dr} - \frac{p_e}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) = \delta q^+ + q_{\text{ie}} - q^- + q_{\text{comp}}. \quad (3.13)$$

我们利用上面这个新的能量方程求出一个新的解；然后求出新的整体康普顿散射加热率或致冷率。我们比较动力学中人为添加进去的 $q_{\text{comp,dyn}}$ 和现在根据 $q_{\text{comp,dyn}}$ 所计算出来的新的动力学结构 (Eq. 3.13) 及辐射谱而求出来的加热率或致冷率 $q_{\text{comp,rad}}$ 。只要两者不一致，我们就利用新的整体康普顿加热率 $q_{\text{comp,rad}}$ 来修正前面的 $q_{\text{comp,dyn}}$ ，并继续前面的迭代过程。通过反复迭代的方法，我们可以求出考虑整体康普顿散射后的自洽的整体解。需要说明的是，该自洽解也不是绝对的自洽，在求解 F_ν^{tot} 时，我们并没有考虑由于整体康普顿散射所带来的辐射谱，而仅仅是考虑“局域”康普顿散射的作用。这主要是由于计算整体康普顿散射的辐射谱很复杂，它需要我们严格地求解径向的辐射转移方程。比较方便的方法是采用Monte Carlo模拟的方法详细准确的计算吸积流中的康普顿散射过程，并同时采用前面所述的反复迭代的方法求解整个吸积流的动力学结构。对这个问题，这里我们不再展开叙述，我将在第四章中讨论采用Monte Carlo模拟的方法所得到的计算结果。尽管本章里我们没有考虑整体康普顿的辐射所带来的影响，我们认为这里的自洽解可看成是真实解的零阶近似。确实，Monte Carlo模拟的结果（见第四章）在定性上与本章的结果是一致的。

图3.2和图3.3展示了我们的计算结果。图3.2 (a-c) 考虑的是恒星级质量黑洞（参见§1.1的介绍）附近的热吸积流。黑洞质量 $M = 10 M_\odot$ ，热吸积流的外边界取为 $r_{\text{out}} = 50 r_s$ 。吸积率为 $\dot{M} = 1.0 (r/50 r_s)^{0.3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ 。图3.2中所有小图里，实线为标准的ADAF动力学解，其中并没有考虑整体康普顿散射的效应；而虚线则为我们新的考虑了整体康普顿对电子的加热或致冷效应的自洽解。图3.2 (a) 给出了考虑或没考虑整体康普顿散射效应的吸积流电子温度曲线。由于整体康普顿散射在吸积盘的内区起着冷却电子的作用，因而很明显考虑该效应后，电子温度将变低。

图3.2 (b)则给出了整体康普顿加热率跟电子的直接粘滞产热率的比， $\frac{q_{\text{comp}}}{q_{\text{vis,e}}}$ 。一个有趣的现象是，在 $r \gtrsim 4 r_s$ 的区域，比值的绝对值在1-4范围内。由于我们考虑了电子的直接粘滞产热，且该产热一般远远强于离子-电子间库仑碰撞所带来的能量交换率 ($q_{\text{vis,e}} \gg q_{\text{ie}}$)，这表明方程Eq. 3.13的等号右边为负值，即粘滞产热率 $q_{\text{vis,e}}$ 小于该区域的辐射冷却率 ($q^- - q_{\text{comp}}$)。换句话说，此时的径移项将为加热项，这跟明亮热吸积流中的离子是类似的 (Yuan 2001; §1.5.3)。在吸积流的最内区（热吸积流的主要辐射区， $r \lesssim 4 r_s$ ）， $q_{\text{comp}}/q_{\text{vis,e}}$ 的绝对值 ~ 0.5 。由于此时我们有 $(-q_{\text{comp}}) \sim q^-$ ，因此在吸积流的最内区，电子的直接粘滞产热率 ($q_{\text{vis,e}}$) 跟总的辐射冷却率平衡。

很显然，对给定的吸积率而言，吸积流内区的整体康普顿致冷效应意味着吸积流辐射效率的提高。但是这并不意味着热吸积流能够达到的最高光度 L_{\max} 也会因此而提高。对电子而言，主要的加热机制是直接的粘滞产热及电子的压强压缩功（ $-P dV$ ；方程Eq. 3.13 左边第二项），而主要的冷却机制为辐射冷却（ $q^- - q_{\text{comp}}$ ）。热吸积流所能维持的最高吸积率由上面的产热率和冷却率的平衡来决定。注意到产热率一般正比于吸积率 \dot{M} ，而冷却率在较高吸积率下一般是两体碰撞过程的结果（如康普顿散射），所以正比于吸积率的平方（ \dot{M}^2 ）。这也是热吸积流存在着吸积率上限的原因。很明显，当我们考虑了整体康普顿在吸积流内区的冷却效应后，总冷却率远比只考虑“局域”康普顿效应的情况要大得多。这意味着吸积流中产热和致冷间的平衡只能在更低的吸积率 \dot{M} 下实现。事实上，图3.2的吸积率 $\dot{M}_0 = 1.0 L_{\text{Edd}}/c^2$ 几乎是我们能得到自洽热解的最高吸积率，这比没有考虑整体康普顿散射的热吸积流最高吸积率低2–3倍。当吸积率更高时，由于吸积流的内区将在极强的辐射冷却的作用下而塌缩，此时我们将不能热吸积流解。最高吸积率的降低将使得吸积流的最高光度 L_{\max} 随之降低。我们的计算结果表明， L_{\max} 大约降低2倍左右，即考虑整体康普顿致冷效应之后，热吸积流的最高光度 $L_{\max} \sim 3\% L_{\text{Edd}}$ 。

最后，我们来比较新的自洽解和不考虑整体康普顿散射效应的“传统做法”之间辐射谱的差别，结果显示在图3.2 (c) 中。从图中，我们可以看到由于整体康普顿效应的存在，辐射的总光度及在高频段的截断频率（或者类似的， νF_ν 谱的峰值频率）都有所减小。显然，这是由于我们自洽解的电子温度更低的缘故。需要强调的是，尽管我们在电子能量方程上考虑了整体康普顿散射的加热或致冷效应，但是在计算总的辐射谱时，我们并没有把整体康普顿散射的辐射计算进来。我们的计算结果表明，整体康普顿散射的冷却率（ $-q_{\text{comp}}$ ） $\sim q^-$ ，因此我们认为如果把整体康普顿散射的辐射给计算进来的话，实际“真实”的总光度将会是现在所得到的光度（图3.2 (c) 中虚线所示）的2倍左右。但是总的辐射谱谱型和截断频率将不会有太大的变化。关于这个问题，我们将在第四章中对该问题作进一步的讨论。我们的Monte Carlo 数值模拟结果表明，实际上辐射谱的谱型还是会有不小的改变。

图3.3 (a-c) 则对应于超大质量黑洞附近的热吸积流情形。如我们所预期的那样，考虑了整体康普顿散射的影响之后，由于吸积流的绝大部分区域都为整体康普顿冷却，因而吸积流中绝大区域内的电子温度都有所下降（图3.3 (a)）。相应地，整个吸积流的光度也降低为原来的1/2（同样没有考虑整体康普顿对辐射谱的贡献；考虑后总光度应该增大），截断频率同样也有所下降。

对于超大质量黑洞的热吸积流，我们还计算了考虑了整体康普顿散射效应后的平均光子能量（ $\langle h\nu \rangle \equiv \int L_\nu d\nu / \int (L_\nu/h\nu) d\nu$ ）以及总辐射谱的辐射温度 θ_x 所对应的能量 $h\nu_x$ ，（ $h\nu_x \equiv m_e c^2 \theta_x$ ）。如图3.3 (c) 中箭头所示，这两个值分别为 ~ 1 eV 和 ~ 100 keV，这些值都远远高于典型的类星体谱的值。例如典型的类星体的辐射温度（ $h\nu_x$ ）只有几个keV（Mathews & Ferland 1987；

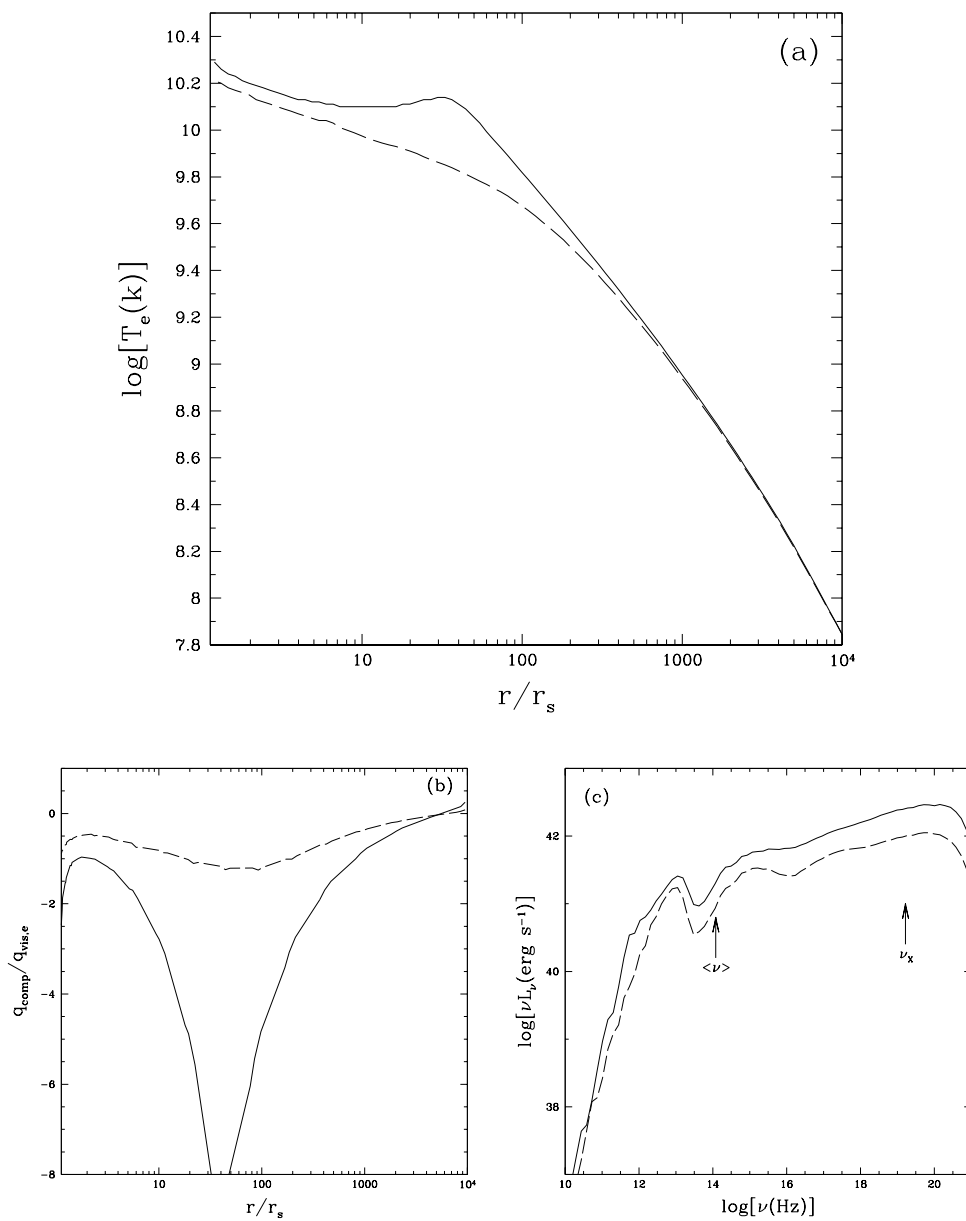


图 3.3: 超大质量黑洞 (参考§1.1的介绍) 考虑整体康普顿散射效应的自洽解。黑洞质量 $M = 10^8 M_\odot$, 热吸积流的外边界取为 $r_{\text{out}} = 10^4 r_s$ 。吸积率为 $\dot{M} = 0.5 (r/10^4 r_s)^{0.3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ 。在所有小图里, 实线为标准的ADAF 动力学解, 其中并没有考虑整体康普顿散射的效应; 而虚线则为考虑了整体康普顿对电子的加热或致冷效应后的自洽解。(a) 吸积流中电子温度曲线; (b) 整体康普顿加热率跟电子的直接粘滞产热率的比, $q_{\text{comp}}/q_{\text{vis,e}}$; (c) 热吸积流的辐射谱。

Sazonov et al. 2004)。这是因为低光度系统与类星体的吸积流有着本质的差别（类星体中的吸积流一般认为是标准薄盘）。

我们注意到，图3.3 (c) 中的辐射谱可以延伸到极高的能量段 ($h\nu \gtrsim$ MeV)。观测上，对射电宁静的Seyfert 1型星系（参看§1.2.1的介绍）的Ginga, OSSE 以及EXSOSAT 等设备的观测数据（X及 γ 射线），人们可以采用带截断的幂率方式进行拟合（拟合公式 $F_\nu \propto \nu^{-\gamma} e^{-h\nu/E_c}$ ），拟合结果表明，e-folding 能量为 $E_c = 0.6_{-0.3}^{+0.8}$ MeV（Zdziarski et al. 1995; Gondek et al. 1996）。考虑到观测数据的误差，我们的结果与观测可以说是一致的。很显然，要对理论模型作出更好的限定，还需等待更精确的高能X及 γ 射线的的数据。

正如我们在§3.2.2中所论述的那样，在相当远半径处的整体康普顿加热效应是我们得到整体自洽解的另外一个拦路虎。对 $\dot{M}_0 = 1.0 \dot{M}_{\text{Edd}}$ ，如果外边界取 $r_{\text{out}} \gtrsim 10^5 r_s$ ，我们发现在 r_{out} 附近的整体康普顿加热效应将强得能够使得电子的温度超过当地的维里温度（ T_{vir} 由公式 $5/2 kT_{\text{vir}} \equiv GMm_p/r$ 给出），显然，由于电子和离子间存在着库仑相互作用，这也将会使得当地的离子温度也超过维里温度。在此情形下，气体的总能量将为正值，这意味着气体将不再处于中央天体的束缚中——该气体将不会被吸积。与之对应的最高光度 $\sim 2\% L_{\text{Edd}}$ 。该结果与Ostriker (1976) 及Park & Ostriker (2001) 的结果是一致的。由图3.1 及图3.3 (b)，我们可以发现，气体能够达到维里温度的吸积率 \dot{M}_0 与维里温度半径 r_{virial} （或 r_{out} ）之间存在着反相关，即吸积率 \dot{M}_0 越低，维里温度半径 r_{virial} 越大。遗憾的是，得到 \dot{M}_0 和 r_{virial} 之间的准确关系非常困难。这主要是因为只有通过数值求解才能得到辐射温度 θ_X 与吸积率 \dot{M}_0 之间的函数关系。尽管如此，由图3.1 及图3.3 (b) 可知， r_{virial} 肯定 $\gtrsim 5 \times 10^3 r_s$ 。

尽管在 r_{virial} 外，由于整体康普顿散射的加热效应，我们不能得到吸积流的自洽稳态解，但是我们预期整个黑洞吸积流会存在着活动性的“振荡”（e.g., Cowie, Ostriker, & Stark 1978; Ciotti & Ostriker 1997, 2001）。当吸积率较高的时候，只有 r_{virial} 之内的气体能够被吸积。这一活动态能够维持的时间大约等于 r_{virial} 处的吸积时标。随后整个 r_{virial} 内的气体将被耗尽，从而内区的辐射也快速衰减， r_{virial} 外的气体将不再受到来自吸积流内区辐射的整体康普顿加热的作用，因而 r_{virial} 外的气体将逐步冷却，并最终再次启动新的吸积过程。该“不活动态”的时标由 r_{virial} 处的气体冷却时标来决定。当然，强康普顿加热效应的另外一种可能后果是通过照射外部的物质，吸积流实现自我调节（self regulation），使得吸积率维持在某个合适的值上（Shakura & Sunyaev 1973）。也就是说，强康普顿加热效应并不是完全终止整个吸积过程，而只是减小外部的物质供应率（即吸积率）。通过减小物质供应率，使得内区的辐射强度也随之减小，并最终使得外区受到的辐射照射强度也将降低。这两种模型都能合理地解释整个过程，目前尚不清楚谁能更准确地描述天体系统的实际过程。我们需要对吸积流进行二维或三维的数值模拟才能回答这个问题。同时，从解析分析的角度来讲，稳态解可能是不稳定的，因而我们可能需要对整个吸积流作严

格、准确的含时分析。

对于存在于绝大多数星系核心的超大质量黑洞而言，如果其周围果真为热吸积流，则高光度态时由于康普顿加热而导致的该活动态的“终止”将是这类天体的典型物理过程。我们知道，低光度吸积流一般确实为热吸积流模式（参看Narayan 2005; Yuan 2007a 及Ho 2008 的综述）。而对如类星体这类的高光度活动星系核，尽管人们倾向于认为其中心吸积流为几何薄光学厚的标准薄盘SSD（参看§1.3.2），但是这个模型依然存在着很多困难（e.g., Shlosman et al. 1990; Koratkar & Blaes 1999）。如果真实的吸积流跟我们这里所讨论的热吸积流类似，在径向上对康普顿散射也是光学薄的，那么我们上面对热吸积流的讨论也将会适用于这些高光度的活动星系核。

需要注意的是，上面所谈到的“振荡”过程对银河系内的恒星级黑洞的吸积系统并不存在。这是因为“振荡”的形成需要两个条件：1），较高的吸积率；2），热吸积流能够延伸到非常远的地方。而对于恒星级质量黑洞的吸积体系而言，吸积气体都是来自于其伴星，并且在远离黑洞的地方气体温度并不高，所以一般而言都是以标准薄盘（光深非常大，对外部的光子几乎可以算是不透明的）的形式存在。当然，对于处于硬态的双星系统而言，标准薄盘并不会一直延伸到最小稳定轨道，而是从某个“截断”半径 r_{tr} 处开始完全被热吸积流（如径移主导吸积流ADAF 或者明亮热吸积流LHAF）取代。这意味着，处于硬态时的热吸积流的外边界是 r_{tr} — 热吸积流只能在整个吸积流的内区存在，且 $r_{tr} \ll r_{virial}$ 。此外，注意还到随着吸积率的增大，转换半径将减小（Yuan & Narayan 2004），因此对于恒星级黑洞的热吸积流而言，整体康普效应将对整个吸积流内的电子起冷却作用，而整体康普顿散射的加热效应是可以忽略的。当然，热吸积流所产生的高能光子将会加热转换半径 r_{tr} 处的冷气体（来自于标准薄盘），从而改变转换半径区域的吸积流的动力学。我们有必要对标准薄盘-热吸积流间过渡区域做更细致的研究。

3.4 本章总结和进一步讨论

对几何厚而光学薄的热吸积流（径移主导吸积流ADAF 或者明亮热吸积流LHAF）而言，其内的光子能够传播很远的距离而不会被吸收掉，因而，他们可能通过康普顿散射与遥远处的电子交换能量，从而加热或者冷却电子。在本章里，我们研究了热吸积流中的整体康普顿散射效应。如果热吸积流的吸积率可以写成 $\dot{M} = \dot{M}_0 (r/r_{out})^{0.3}$ ，则我们的结果表明：当 $\dot{M}_0 \gtrsim 0.1 L_{Edd}/c^2$ 时，吸积流中的整体康普顿冷却效应将不可忽略；而当吸积率 $\dot{M}_0 \gtrsim 2 L_{Edd}/c^2$ 且外边界 $r_{out} = 10^4 r_s$ 时，吸积流中的康普顿致热效应将不可忽视，此时，整体康普顿散射将对 $r > 5 \times 10^3 r_s$ 区域的电子加热，而对 $r < 5 \times 10^3 r_s$ 区域的电子起制冷作用。如果热吸积流的外边界更远（即 r_{out} 更大），则在更低的临界吸积率 \dot{M}_0 下整体康普顿加热就不可被忽视。

在考虑整体康普顿散射的情况下，对吸积率为 $\dot{M}_0 \lesssim L_{\text{Edd}}/c^2$ ，外边界为 $r_{\text{out}} = 50 r_s$ 的情况，我们成功地获得了自洽解。如果吸积率更大 ($\dot{M}_0 \gtrsim L_{\text{Edd}}/c^2$ ；相应地， $L > 2\% L_{\text{Edd}}$)，则吸积流中的（局域和整体）康普顿散射的冷却效应将是如此之强，以至于吸积流的热解将不复存在。同样，对较大的外边界 ($r_{\text{out}} \gtrsim 10^5 r_s$)，如果 $\dot{M}_0 \gtrsim L_{\text{Edd}}/c^2$ （相应地， $L > 1\% L_{\text{Edd}}$)，我们也同样不能得到自洽的热吸积流解，这主要是由于在 r_{out} 附近的康普顿加热效应太强，使得电子与辐射场的平衡温度将超过了当地的维里温度。一般地说，我们预期康普顿温度跟维里温度相等所对应的维里半径 (r_{virial}) 跟吸积率 \dot{M}_0 有反相关的关系。我们推断当我们无法得到稳态热解时，整个吸积流将处于活动-不活动的“振荡”中。即当中央天体有充足的物质供给时，处于不活动态的时间约为 r_{virial} 处的气体的冷却时标；而处于活动态的时间约为 r_{virial} 处的气体吸积时标。

需要强调的是，我们这里所有的讨论都是基于一维吸积流模型所作出的。尽管我们对吸积流的垂向结构并不十分了解，但是我们有理由相信当吸积率比较高时，整体康普顿散射将显著影响吸积流的动力学结构，因此，跟标准薄盘的情况类似，热吸积流中的大部分辐射将沿着垂直于吸积流表面的方向 (z 方向) 辐射掉。这将会产生两个效果：1)，我们所能得到的自洽解的最高光度（或者说最高吸积率）将会增大。2)，垂向的康普顿加热效应将远超过水平方向的结果，这意味着如 Park & Ostriker (2001, 2007) 所指出的那样，吸积流内的大量气体将以外流的形式从盘面产生。这一结果得到了 Proga (2008; see also Kurosawa & Proga 2009) 数值模拟的支持。所有这些讨论到的效应在光度 $L > 10^{-2} L_{\text{Edd}}$ 且光学薄的活动星系核中（见上文的讨论）都会非常显著。最近应用 Soltan 的推断所开展的工作 (Yu & Tremain 2002)，这类活动星系核恰恰是大质量黑洞质量增长的阶段。因此，对其的研究显得尤为重要。

最后，我们强调，由于我们只研究了吸积率 $\dot{M} \propto r^s$ 中 $s = 0.3$ 的情形，因此，我们这里所有的讨论都是基于某个特定的相对外流损失率而言的。当外流的强度更低时（极端的，没有外流， \dot{M} 为常数），吸积流内区的吸积率将更高，这意味着其辐射强度将更大，从而外区受到的辐射照射流量也将更大，因此，无论是中间区域（如 $50 - 5 \times 10^3 r_s$ ）的康普顿致冷效应还是外区（如 $r > 5 \times 10^3 r_s$ ）康普顿致热效应都将更强。在此情形下，在更低的外边界吸积率 \dot{M}_0 下，康普顿致冷或致热效应就开始起显著的作用。

值得注意的是，本章更倾向于讨论 AGN 以及低光度 AGN 等超大质量黑洞的吸积，我们将在第四章讨论 X 射线双星等恒星级黑洞的吸积过程中的整体康普顿散射效应。

第四章 Monte Carlo 方法研究热吸积流内区的整体康普顿致冷效应

如第三章所述, ADAF 等的热吸积流为光学薄吸积流, 因此在任意位置产生的种子光子都能在被吸收或散射之前传播相当远的距离。这些光子可以通过康普顿散射跟别处的电子交换能量。在吸积率相对较高的情况下, 该整体康普顿散射对电子的加热或者致冷效果将不可忽视。作为第三章工作的完善及延续, 我们在本章内将详细研究 $10 M_{\odot}$ 的恒星级质量黑洞的热吸积内区($R \lesssim 300 R_g$)的康普顿散射(主要是逆康普顿辐射)的动力学及辐射效应。与第三章不同, 我们这里在处理康普顿散射时采用了广义相对论下的Monte Carlo 数值模拟这一更严格也更有效的处理随机散射过程的方法。在进行相对论性Monte Carlo数值模拟时, 我们追踪每个光子的运动轨迹, 从而可以处理吸积流中不同位置处的散射过程, 并得到相应的光子-电子间的能量交换。值得注意的是, 计算康普顿散射过程时, 我们还讨论了吸积流存在整体运动(Bulk Motion)所带来的影响, 我们发现该整体运动对康普顿散射过程而言并不重要。与此同时, 我们这里在辐射的计算中也包括了整体康普顿散射的结果, 这在我们第三章的研究中是无法考虑的。

计算表明, 1), 如我们所预期的那样, 在考虑了整体康普顿散射的辐射效应后, 辐射谱将更硬, 且总的辐射效率也将更大; 2), 在吸积率较高($\dot{M} = 1.0 \dot{M}_{\text{Edd}}$)时, 吸积流的内区很可能会形成充满冷团块的热吸积流, 即所谓的两相吸积流(另外一种可能是整个热吸积流完全坍塌成标准薄盘,)这有可能能够解释黑洞X射线双星中的陡幂率谱态, 当然, 我们现在还不能回答哪一种状态更符合实际情形; 3), 覆盖在热吸积流外侧的相对较冷的外流气体有利于提高热吸积流的观测光深, 并使得等效温度降低, 这可能有助于消弭热吸积流理论预言和实际观测之间的矛盾。

4.1 本章引言

由于第三章已有相当详细的介绍, 这里我只做简要说明。电子和光子之间的康普顿散射的重要性体现在动量和能量两个方面。从动量转移的角度来看, Eddington 光度对应于辐射压跟引力的平衡, 辐射压驱动的外流模型是解释宽吸收线类星体(Broad Absorption Line Quasars; BALs)的一个可能的机制(Proga 2003); 从能量转移的角度来看, 软光子的逆康普顿散射是X射线甚至更高能辐射的主要机制之一, 而与光子交换能量是电子, 从而是整个气体加热或冷却的重要机制, 典型的便如星系形成领域的“AGN heating”效应。

对黑洞吸积盘自身而言, 由于标准薄盘是径向和垂向都是光学厚, 因而当且仅当薄盘存在扭曲(e.g., Shakura & Sunyaev 1973)或者被盘面上方的辐射

源照射 (e.g., Dubus et al. 1999), 整体的康普顿效应才会变得重要。但是, 对如径移主导吸积流 (ADAF: Narayan & Yi 1994; Abramowicz et al. 1995) 及明亮热吸积流 (LHAF: Yuan 2001, 2003) 这类热吸积流而言, 由磁转动不稳定性 (MRI; Balbus & Hawley 1998; Balbus 2003) 等湍动产生的耗散能将以气体内能的形式储存起来并最终带入黑洞, 因此它们的辐射效率较低、温度较高——几何厚且光学薄的吸积模式 (Narayan & Yi 1994; Narayan et al. 1998; Yuan 2001)。这意味着即便热吸积流没有扭曲, 也没有被额外的辐射源照射, 种子光子也能在吸积流中传播相当远的距离而不被吸收, 整体康普顿效应原则上应该非常重要。外光子如中子星表面的辐射对吸积流动力学的影响早已有所研究 (e.g., Narayan & Yi 1995b), 这里, 我们只考虑热吸积流自身的整体康普顿散射, 即所有的种子光子均由热吸积流产生。

在前人的高度积分的一维热吸积流研究中, 通过局域处理方法 (one-zone approximation) 已经考虑了热吸积流中垂向的康普顿过程 (e.g., Narayan & Yi 1995b; Manmoto et al. 1997; Yuan et al. 2003), 但是, 非局域的径向康普顿过程几乎在所有的研究中均被忽略掉。下面与第三章一致, 我们把这种非局域的径向康普顿过程称为整体康普顿过程, 而通常的垂向康普顿过程称为局域康普顿过程。对整体康普顿的研究并不多: Esin (1997), Kurpiewski & Jaroszyński (1999), Park & Ostriker (1999; 2001; 2007), 以及Yuan, Xie & Ostriker (2009)。需要强调的是, 只有Yuan et al. (2009) 以及Kurpiewski & Jaroszyński (1999) 是在整体解而不是自相似解的框架下研究此问题的。Yuan et al. (2009) 还首次得到了考虑整体康普顿散射后的自洽动力学解。

需要注意的是, 在第三章计算整体康普顿效应时 (Yuan, Xie & Ostriker 2009), 我们只考虑了同步辐射、韧致辐射以及**局域**康普顿散射的辐射谱的贡献。而在吸积率比较高时, 整体康普顿散射所带来的辐射也很重要, 因而Yuan et al. (2009) 的工作可能在定量上带来较大的误差。同时, 由于技术上难以计算, 整体康普顿散射的辐射对总辐射谱的贡献在他们的研究中也忽略了, 因此第三章中在考虑整体康普顿后没能看到辐射谱型的变化也就不难理解了。本章的主要出发点就是要解决这两个缺陷, 从而更严格地得到“自洽”解。尽管在计算康普顿散射上已经有很多解析公式, 但往往都采取了相当多的近似, 例如说散射区的几何结构、物质的温度和密度分布等等。而采用Monte Carlo 数值模拟处理康普顿过程则不同, 尽管其计算效率显著下降, 但这却是近似最少且最可靠最有效的方法 (e.g., Pozdnyakov, Sobol' & Sunyaev 1983; Titarchuk et al. 1997; Laurent & Titarchuk 1999; Niedźwiecki 2005), 尤其是对散射区的状态、几何不做任何假定的三维Monte Carlo 数值模拟, 更是有着不可替代的优势。早期, Monte Carlo 数值模拟时只考虑了气体的热运动 (e.g., Pozdnyakov et al. 1983), 近年来, 人们研究了自由下落流体 (即吸积流) 的整体运动 (bulk motion) 对其康普顿散射过程的影响 (Titarchuk, Mastichiadis, & Kylafis 1997; Laurent & Titarchuk 1999)。Niedźwiecki (2005;

参看Niedźwiecki & Zdziarski 2006) 推广Laurent & Titarchuk (1999) 的整体运动康普顿散射 (bulk motion Comptonization; BMC), 使得它能应用到Kerr 度规, 从而也能够探讨黑洞自旋的影响。这里, 我们利用kerr度规下的BMC流程来计算热吸积流中的康普顿散射 (包括径向及垂向的康普顿散射, 或者等价地说, 包括整体康普顿效应及局域康普顿效应)。跟前面一样, 我们忽略任何非热的电子的贡献, 即假定吸积流中的电子为热分布 (相对论性Maxwell分布)。尽管Kurpiewski & Jaroszyński (1999) 首次用Monte Carlo 数值模拟康普顿过程的方法研究了Kerr黑洞的热吸积ADAF 的辐射谱。但是, 需要指出的是, 他们所基于的动力学中并没有考虑辐射冷却过程 (动力学方程中径移因子 $f \equiv q_{\text{adv}}/q_{\text{vis}} = (1 - q_{\text{rad}}/q_{\text{vis}})$ 取为 1), 这在吸积率较高, 因而辐射较强的时候显然是不合适的。此外, 他们的吸积流模型是基于“旧”的ADAF 模型, 因而没有考虑外流以及湍动粘滞对电子的直接加热 (见§4.2.1; 更详细的讨论可以参考§1.5)。

4.2 模型的描述

本节主要介绍所要研究的对象, 相应的动力学方程以及计算康普顿散射的方法。由于我们打算应用于银河系内的双星系统, 因此我们只考虑恒星级质量黑洞, 质量设定为 $M_{\text{BH}} = 10 M_{\odot}$ 。外边界取为 $300R_s$ 。由第三章的工作可知, 在此区域内, 整体康普顿散射对电子起冷却作用 (Yuan, Xie & Ostriker 2009)。需要注意的是, 由于热吸积流是光学薄的, 康普顿散射是个整体效应, 即只有当整个吸积流的动力学量 (温度、密度、速度) 都已确定时, 才能通过Monte Carlo 数值模拟的方法准确得到。但是要想得到吸积流的动力学又必须严格地考虑电子的辐射冷却过程, 即需要事先知道吸积流的整体康普顿辐射所造成的冷却率 $q_{\text{comp,all}}$ (见Eq. [4.2])。跟§3.3 一样, 我们采用反复迭代的方法来平衡分别来自动力学和辐射过程的 $q_{\text{comp,all}}$, 从而求出自洽的整体解。

下面我主要介绍热吸积流中BMC 的处理方法, 而对于黑洞热吸积流的动力学方程则只作扼要介绍, 具体细节可以参看§1.4 及§3.2.1。

4.2.1 黑洞热吸积流的动力学

黑洞热吸积流的一般动力学方程由公式Eqs. 1.11 给出。这里我只给出电子的能量方程,

$$\rho v \left(\frac{d\varepsilon_e}{dR} - \frac{p_e}{\rho^2} \frac{d\rho}{dR} \right) = \delta q_{\text{vis}} + q_{\text{ie}} - (q^- - q_{\text{comp}}), \quad (4.1)$$

所有的参数都为其通常的意义。跟第三章一样, 所有的参数均取典型值: $\alpha = 0.3$, $\delta = 0.5$ 。需要注意的是, 整体康普顿加热率为负 ($q_{\text{comp}} < 0$) 意味着整体康普顿散射是一个辐射项, 从而应该体现在总的辐射谱上。这一整体康普顿散射导致的辐射在我们之前的工作中并没有考虑到。由于现在Monte Carlo

数值模拟统一处理了热吸积流中的康普顿散射过程，我们不能区分到底是局域康普顿散射还是整体康普顿散射，因此我们这里定义总的康普顿加热率 ($q_{\text{comp,all}} = q_{\text{comp,local}} + q_{\text{comp}}$)。此时，方程Eq. (4.1) 也可改写为，

$$\rho v \left(\frac{d\epsilon_e}{dR} - \frac{p_e}{\rho^2} \frac{d\rho}{dR} \right) = \delta q_{\text{vis}} + q_{\text{ie}} - (q_{\text{syn+br}}^- - q_{\text{comp,all}}). \quad (4.2)$$

吸积流的无规磁场由参数 β ($\equiv P_{\text{gas}}/(P_{\text{gas}} + P_{\text{mag}})$) 决定。这里我们取 $\beta = 0.9$ (Hawley & Krolik 2001)。吸积流中同步辐射及韧致辐射的计算方法可以参看§1.4.2 (Narayan & Yi 1995b; Manmoto et al. 1997)。

康普顿散射致热率 ($q_{\text{comp,all}}$) 可以写成如下这一容易理解的形式 (Yuan, Xie & Ostriker 2009),

$$q_{\text{comp,all}} = n_e \int \sigma(\epsilon, \theta_e) J_\nu \frac{\epsilon^- \langle \epsilon_1 \rangle}{\epsilon} d\nu, \quad (4.3)$$

这里， J_ν 为在选定半径处的总辐射强度。 $\epsilon = h\nu/m_e c^2$ 及 $\theta_e = kT_e/m_e c^2$ 分别是无量纲化（康普顿散射前）的光子及电子的能量； $\langle \epsilon_1 \rangle$ 为康普顿散射后的平均光子能量。需要说明的是，我们文中并没有直接采用这一公式来计算康普顿致热率，而是采用Monte Carlo 数值模拟的方法来实现的（参看§4.2.2）。

尽管在求解动力学时，我们采用了Paczynski & Wiita (1980)伪牛顿势来描述Schwarzschild 黑洞的时空背景，并且动力学方程组也不是相对论性的（径向速度在黑洞附近可以超过光速，这显然是非物理的）。对于非物理的吸积流速度，我们采取两种修正方法。1)，在研究银河系中心的射电成像时，Yuan et al. (2006) 通过拟合相对论的动力学结果，给出了一个修正因子： $0.93 e^{2.13R_s/R}$ ，该值给出了非相对论性的速度与严格相对论的结果之间的比值；2)，相对论性动力学的一阶修正即把动量由 $m v$ 变成 $\gamma m v$ ，其中 γ 为Lorentz 因子，因此，近似的有，非相对论速度 $v_{\text{non-R}} \approx \gamma v_{\text{rel}}$ 。由此我们可以计算出“真实”的径向速度。我们比较了这两种方法，结果表明两者的差别并不大，因此，我们下面只给出采用第二种修正方案的结果。

4.2.2 有整体运动的热吸积流中的康普顿散射过程

—— 基于Monte Carlo 数值模拟方法的研究

下面我们简要介绍Monte Carlo 计算康普顿散射以及对电子加热/冷却率的方法。更详细的讨论，可以参看我合作者的文章(Niedźwiecki 2005; Niedźwiecki & Zdziarski 2006)。需要注意的是，这里我们同时考虑了亚开普勒转动和相对论性的径向下落这两种运动。尽管本章里我们的动力学是基于伪牛顿势的，因而只能粗略地描述Schwarzschild 黑洞的吸积。但是，由于我们的终结目标是研究Kerr 黑洞的吸积流（我将在§4.6 作简单介绍），因此我们这里给出基于Boyer-Lindquist 坐标系的Monte Carlo 数值模拟康普顿散射过程。

考虑Boyer-Lindquist 坐标系（为方便起见，设 $c = G = M_{\text{BH}} = 1$ ）。黑洞自旋为 a ，吸积流的4-速度为 $u = (u^t, u^r, \Omega u^t, 0)$ 。进一步地，我们定义径向速

度 v^r 为, $v^r = u^r/u^t$ 。这里, 我们将定义三个重要的参照系(e.g., Chandrasekhar 1983; Manmoto 2000), 这几个坐标系是相对论研究中的几个典型的参照系, 它们在我们随后的研究中起着非常重要的作用。

局部静止系 (*local rest frame; LRF*) — 局部静止系为气体的随动坐标系。由于在这一系统中气体只做热运动, 因此传统的不考虑任何整体运动的Monte Carlo 模拟方法 (e.g., Pozdnyakov et al. 1983; Górecki & Wilczewski 1984) 都可以在这个系统直接使用。LRF 参照系的4-速度 u_{LRF} 跟吸积气体的整体运动速度是一样的,

$$u_{\text{LRF}} = u = (u^t, u^r, \Omega u^t, 0). \quad (4.4)$$

局部非转动系 (*locally nonrotating frame; LNRF*) — 局部非转动参照系中观测者与中央Kerr 黑洞具有相同的转动角速度 (ω ; Eq. 4.7), 即该参照系的4-速度 u_{LNRF} 为,

$$u_{\text{LNRF}} = (u_{\text{LNRF}}^t, 0, \omega u_{\text{LNRF}}^t, 0). \quad (4.5)$$

吸积流气体在该参照系里的径向速度及转动速度, 以及转动速度所对应的Lorentz 因子是,

$$v^{(r)} = \frac{A^{1/2}}{\Delta} v^r, \quad v^{(\phi)} = \frac{A \sin \theta}{\Sigma \Delta^{1/2}} (\Omega - \omega), \quad \gamma_\phi = (1 - (v^{(\phi)})^2)^{-1/2}, \quad (4.6)$$

其中, Kerr 黑洞的Boyer-Lindquist 坐标系的基本参数如下:

$$\begin{aligned} \Delta &= r^2 - 2r + a^2, \quad \Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \\ A &= (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta, \quad \omega = 2ar/A, \end{aligned} \quad (4.7)$$

共转参照系 (*corotating frame; CRF*) — 共转参照系(CRF) 是随着吸积流共同转动的观测者所处的系统。显然在此系统中, 局部的吸积流将没有角速度。该参照系的4-速度 u_{CRF} 为,

$$u_{\text{CRF}} = (u_{\text{CRF}}^t, 0, \Omega u_{\text{CRF}}^t, 0). \quad (4.8)$$

采用Manmoto (2000; 还可参见Abramowicz et al. 1996; Gammie & Popham 1998) 的做法, 我们定义该参照系里吸积流的径向速度 V 以及相应的Lorentz 因子 γ_r 为, $V = v^{(r)}\gamma_\phi$, $\gamma_r = (1 - V^2)^{-1/2}$ 。值得一提的是, 在此共转参照系里, 吸积流将以光速落入中央黑洞($V = 1$; e.g., Abramowicz et al. 1996)。

利用上面所定义的这些参照系, 下面我们可以研究吸积流中的康普顿散射过程。

康普顿散射的种子光子来自于(同步自吸收后的)同步辐射以及韧致辐射。为了计算康普顿散射率, 首先我们需要计算出光子在吸积流中的传播一段距离所对应的光深。这对平直空间来说非常简单, 但是对弯曲时空中的传播而言, 则复杂很多。我们需要沿着各个光子的光子轨迹积分才能得到其传播所对应的光深。在局部静止系(LRF)中, 我们有, $d\tau = \sigma(\epsilon_{\text{LRF}}, \theta_e) n_e dl'$, 其

中 σ 为对Maxwell分布的热电子平均后的Klein-Nishina截面, n_e 和 dl' 分别是吸积流中的电子数密度及局部静止系中所测的光子轨迹的长度, $\epsilon_{\text{LRF}} = h\nu/m_e c^2$ 为光子能量, $\theta_e = kT_e/m_e c^2$ 为无量纲的电子温度。对Schwarzschild黑洞而言, 我们可以由气体的动力学量 (V, Ω, θ_e 等) 得到 (e.g., Niedźwiecki & Zdziarski 2006),

$$d\tau = \hat{n} \gamma \sigma(\epsilon_{\text{LRF}}, \theta_e) \left[(1 - 2/r)^{-1/2} \pm \beta^r \left(\frac{1}{(1 - 2/r)} - \frac{\lambda^2}{r^2} \right)^{1/2} - \beta^\phi \frac{\sin \theta \lambda}{r} \right] d\zeta. \quad (4.9)$$

需要指出的是, LRF中的光子能量将是考虑了整体运动 (狭义相对论效应) 以及引力红移 (广义相对论效应) 之后的结果。

下面我们扼要介绍计算康普顿散射的Monte Carlo数值模拟的具体方法 (参看Niedźwiecki 2005; Niedźwiecki & Zdziarski 2006)。

(I) 选取某个光深值, 计算任意位置产生的种子光子 (频率为 ν_{seed}) 传播到该光深值所对应的位置。计算该种子光子在该位置处的局部静止系中的能量及动量 (即传播方向)。

(II) 在局部静止系LRF中, 根据标准的Monte Carlo数值模拟的方法 (e.g., Górecki & Wilczewski 1984; Pozdnyakov et al. 1983) 随机产生电子的热运动速度, 并判断是否会跟光子发生康普顿散射。如果发生康普顿散射, 则计算康普顿散射后的光子传播方向及光子能量。我们知道, 产生频率为 ν_{seed} 的种子光子的概率为,

$$p(\nu) = \frac{F_{\nu, \text{seed}}/\nu}{\int F_{\nu, \text{seed}}/\nu d\nu}, \quad (4.10)$$

这里, $F_{\nu, \text{seed}}$ 为种子光子 (同步辐射或韧致辐射) 所在位置的流量谱, 无论是否发生康普顿散射, 按照权重 $p(\nu)$ 保存此该光子与电子之间的能量交换量 ($q(r, z)$)。

(III) 回到局部非转动系LNRF。通过相对论Lorentz变换计算出在此参照系内散射后的光子能量及动量。

(IV) 我们追踪每个光子, 尤其是那些最终脱离了吸积系统的光子的轨迹, 以确定其对辐射谱的贡献。

需要强调的是, 为描述中央黑洞的影响, 我们取辐射场的内边界为 $r_{in} = 1.1 R_{\text{horizon}}$ 。任何传播到该半径之内的辐射都将直接被黑洞吸收掉。

在Monte Carlo数值模拟计算整个吸积流的康普顿过程之后, 我们可以求出热吸积流各个半径处的高度平均后的电子康普顿加热率 $q_{\text{comp, all}}$,

$$q_{\text{comp, all}} = \frac{1}{2H} \int q(r, z) dz, \quad (4.11)$$

这里 H 为吸积流的典型高度。这个结果将用来在下次迭代时修正前次动力学中所输入的康普顿加热率 (参看Eq. [4.2])。

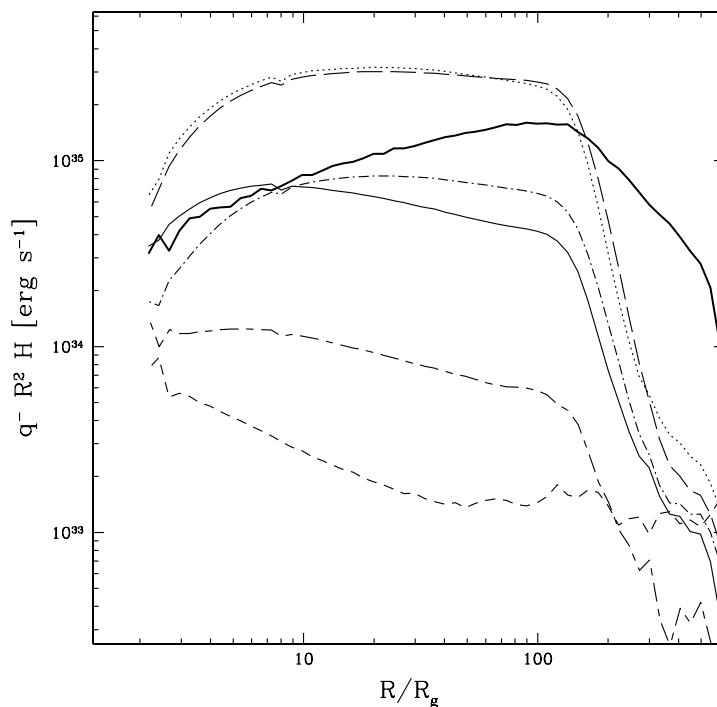


图 4.1: 热吸积流中不同模型得到的辐射冷却率的比较 (已乘以体积权重 $R^2 H$)。短虚线为种子光子的冷却率。实线以及粗实线分别对应于修正的均匀slab模型 (Esin et al. 1996) 和GR下Monte Carlo整体康普顿数值模拟结果。其他线为: 种子光子为1 keV 的均匀球模型 (短虚线-长虚线; Dermer et al. 1991), 种子光子为1 keV (点划线) 以及1 eV (长虚线) 的标准slab模型 (Dermer et al. 1991), 以及另外一种修正的slab模型 (点线; Manmoto et al. 1997)。注意, 图中 $R_g = GM_{BH}/c^2 = R_s/2$ 。

4.3 热吸积流中不同康普顿散射模型的比较

在我们研究热吸积流内区的整体康普顿散射效果前, 我们先比较文献中不同康普顿散射模型之间的差别。根据康普顿散射区域的几何结构, 我们有两个基本的模型: 厚片 (slab) 模型以及球状 (spherical) 模型。图4.1 给出了不同康普顿散射模型所得到的辐射冷却率 (已乘以体积权重 $R^2 H$)。其中吸积流的动力学为 $0.5\dot{M}_{\text{Edd}}$ 吸积率下未考虑整体康普顿散射的初始解 (采用Esin et al. [1996]的slab康普顿模型)。图中大部分模型都是解析模型。短虚线为种子光子的冷却率。实线以及粗实线分别对应于修正的均匀slab模型 (Esin et al. 1996) 和GR下Monte Carlo整体康普顿数值模拟结果 (Niedźwiecki 2005; Niedźwiecki & Zdziarski 2006)。其他线为: 种子光子为1 keV 的均匀球模型 (短虚线-长虚线; Dermer, Liang & Canfield 1991), 种子光子为1 keV (点划线) 以及1 eV (长虚线) 的标准slab模型 (Dermer et al. 1991), 以及另外一种修正的slab模型 (点线; Manmoto et al. 1997)。

热吸积流 (ADAF 和LHAF) 往往采用局域的康普顿散射处理方法。但是,

这一做法的准确度并不清楚。此外，由于 $H \sim R$ ，我们也不清楚广泛采用的几何结构（slab 或 spherical）里，那一种更合适描述热吸积流中的局域康普顿散射。当然，我们需要强调的是，光学薄热吸积流的一个重要特点是：水平方向的光深一般远大于垂直方向的光深。能够体现这一特点的只有 slab 厚片模型。而采用球几何的康普顿散射模型的话，则将显著低估发生散射的概率，因而导致低估康普顿散射谱的硬度和康普顿冷却率（后者可能有量级上的差别，参看图4.1 中的短虚线-长虚线线。）。因此，对固定的吸积流动力学结构，slab 模型能够得到比较合理的康普顿谱型。当然，动力学上，slab 模型所得到的康普顿冷却率跟整体康普顿散射的结果（同时考虑了非局域效应和相对论效应）仍然有非常大的差别。值得一提的是，与低光度的 ADAF 模型不同，在较高吸积率下，辐射冷却对热吸积流的动力学影响不可忽略。因此无论是在辐射上还是在动力学上，研究上述的那些偏离都非常必要。下面我们先讨论 slab 模型，随后我们讨论被 slab 模型所忽略的内容，如康普顿散射的非局域性，广义相对论效应以及热吸积流的整体运动。整体康普顿散射模型和局域康普顿散射模型在辐射冷却率上的差别由上述三个方面的因素所导致。当然，其中最主要的因素还是第一个因素，即康普顿散射的非局域性。强引力效应，尤其是光线弯曲效应以及黑洞对辐射的捕获效应¹只能对辐射谱的某些能段有影响。整体运动只对半径 $5R_g$ 之内的热气体有次要的影响，对此区域外气体的影响可以忽略。

4.3.1 局域 slab（厚片）康普顿散射模型

康普顿冷却率的解析描述通常都是采用能量增强因子，这一做法由 Dermer et al. (1991) 给出。Esin et al. (1996) 和 Manmoto et al. (1997) 对该模型做了一些修正。相比于 Dermer et al. (1991) 的 slab 模型，Esin et al. (1996) 的主要修正是考虑光子多次康普散射所能获得能量的上限，以及一次成功的康普顿散射对以后散射概率的影响（各次散射不能认为完全独立）。而 Manmoto et al. (1997) 在 Esin et al. (1996) 的基础上把散射光深修改为有效光深（我们认为这一改正并不合理，跟康普顿散射过程相关的应该是散射光深）。由 Dermer et al. (1991) 的工作，热吸积流中局域模型的差别是 slab 模型的特征光深为 $\tau = 2\sigma n_e H$ ，而 spherical 模型的特征光深为 $\tau = \sigma n_e H$ 。值得注意的是，Esin et al. (1996) 及随后几乎所有的工作中都没有考虑 Klein-Nishina 截面的修正效应，这对于热吸积流中韧致辐射主导的外区是不合适的。Dermer et al. (1991) 中采用了两个不同的典型种子光子能量（1 eV 和 1 keV；分别对应于图4.1中的长虚线和点划线）的方法近似考虑了 Klein-Nishina 截面修正。对同步辐射主导的区域，1 eV 近似比较合适；而对韧致辐射主导的区域，1 keV 近似相对比较合适。

¹即任何光子进入了黑洞视界都将被黑洞的引力场捕获，而无法再次逃逸出来

4.3.2 局域康普顿散射模型中所忽略的几个问题

A: 整体康普顿散射

如图4.1所示, 径向的种子光子的分布能有导致局域康普顿散射冷却率两个量级上的差别。这对应用局域近似来说是个巨大的挑战。相对于种子光子主要集中在吸积流的内区而言, 辐射冷却率在吸积流较外区 (半径大于 $10 - 20 R_s$) 的改变最大。这是由于当地的种子光子较少, 因此, 来自于吸积流内区的种子光子可能会超过当地的种子光子的贡献。

B: 强引力场效应

强引力场对同步辐射光子的捕获是最显著的一个现象。这是因为同步辐射主要来自于吸积流的内区。这一点可以由图4.3的右图看出。图中的虚线和点划线分别对应于局域slab模型以及广义相对论下的Monte Carlo 整体康普顿散射模拟结果。

C: 热吸积流中的整体运动

热吸积流 (如径移主导吸积流或者明亮热吸积流) 中的等离子体具有亚开普勒转动速度, 在吸积流靠近中央黑洞区域 ($r < 10 R_s$), 吸积流具有相对论性的径向速度。比如说, 对Schwarzschild 黑洞来说, 当 α 取为0.1时, 在 $2 R_s$ 处的径向速度大概为 $0.5 c$ (e.g., Gammie & Popham 1998; Manmoto 2000)。在我们的模型中, 我们取 $\alpha = 0.3$, 因此, 相对论修正后的径向速度将高于 $\alpha = 0.1$ 的情形, $\sim 0.7 c - 0.8 c$ (注意: $v_r \propto -\alpha v_{\text{kep}}$; Narayan & Yi 1994)。一般来说, 整体性的运动对我们所得到的有两个方面的效应:

(i) 辐射将会汇聚到整体运动的方向。在自由下落吸积流中, 这将增大光子被黑洞捕获的几率。

(ii) 整体运动将有效地影响康普顿散射。对于合适的碰撞方向, 光子通过康普顿散射所获得的能量将有显著的增大。这是因为此时的电子由布朗热运动 (电子温度决定) 及快速的整体运动两种运动刻画。很显然, 整体运动对康普顿散射的重要性由整体运动的能量与热运动的能量之间的比值决定, 即当 $\gamma m_e c^2 / 3k T_e > 1$, 整体康普顿散射会比热运动更重要。这里 γ 为整体运动的Lorentz 系数。对于热吸积流而言, 由于温度非常高, 这个条件一般并不满足 (参看Jaroszyński 2001)。比较局部静止系LRF (热气体只有热运动) 和热气体同时还有整体运动的系统中电子-光子的能量交换, 我们可以发现后者在 $5 R_s$ 内只有10%左右的贡献。只有在非常靠近黑洞视界的区域 (约在 $1.3 R_s$ 内) 气体才有极端相对论运动, 此时整体运动的康普顿散射才会跟热运动的康普顿散射相当。但是, 该区域对总辐射谱的贡献并不大 (图4.1 的纵坐标为 $q^- R^2 H$, 这能直接看出吸积流中辐射最强的位置), 并且动力学上也已不再重要。在 $5 R_s$ 以外的区域, BMC效应可以忽略。

总的来说, 尽管热吸积流中的整体运动远大于标准薄盘, 但是ADAF以

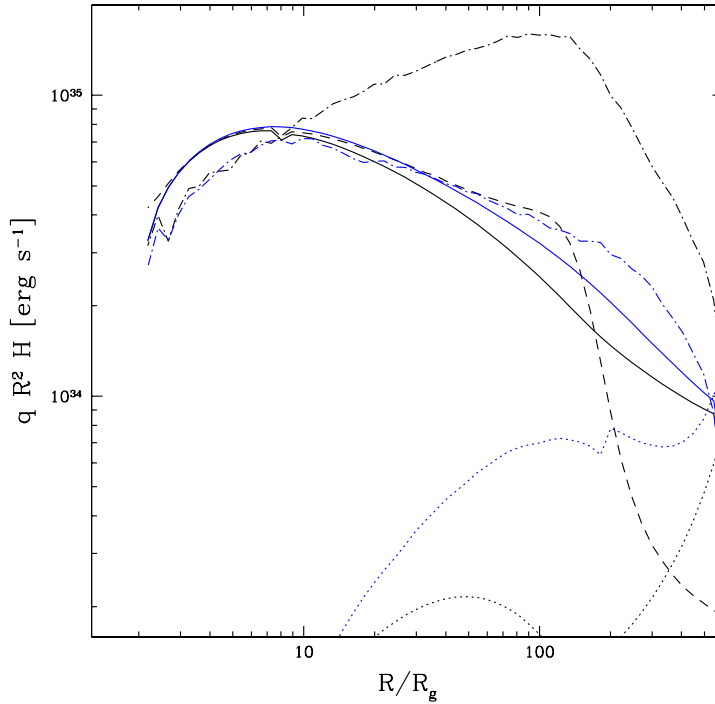


图 4.2: 热吸积流中电子的加热及制冷率。其中黑色线和蓝色线分别对应于初始解和最终的自洽解。其中, 虚线为局域slab 康普顿模型所对应的冷却率 $-q_{\text{comp}}$, 点划线为GR Monte Carlo 模拟得到的冷却率 $-q_{\text{comp,all}}$ 。此外, $q_{\text{vis,e}} \equiv \delta q_{\text{vis}}$ 及 q_{ie} 分别对应于实线和点线。很明显, 在 $\sim 150R_s$ 附近, 总的康普顿散射的制冷率($-q_{\text{comp,all}}$) 是局域slab 康普顿模型的10倍左右。注意, 图中 $R_g = GM_{\text{BH}}/c^2 = R_s/2$ 。

及LHAF 中的整体运动在康普顿散射问题上依然是次要并且可忽略的。

4.4 结果以及讨论

4.4.1 $0.5\dot{M}_{\text{Edd}}$ 吸积率下的自洽解

我们基于更准确的Monte Carlo 数值模拟的方法重新研究了吸积流内区的康普顿制冷效应的重要性。结果展示在图4.2中。其中外边界的吸积率为 $\dot{M}_0 = 0.5 \dot{M}_{\text{Edd}}$ 。如图所示, 黑色线和蓝色线分别对应于初始解和最终的自洽解。其中, 虚线为局域slab 康普顿模型 (Dermer et al. 1991; Esin et al. 1996) 所对应的辐射冷却率 $-q_{\text{comp}}$, 点划线为广义相对论下的Monte Carlo 数值模拟得到的总的康普顿散射冷却率 $q_{\text{comp,all}}$, 湍动粘滞对电子的直接加热项 $q_{\text{vis,e}}$ 以及电子-离子间Coulomb碰撞对电子的加热效应 q_{ie} 则分别由实线和点线表示。这里, 局域slab 康普顿散射模型采用的是Esin et al. (1996) 的改进公式 (see also Manmoto et al. 1997)。我们可以看出, 整体康普顿效应在此吸积率下相当重要, 其对电子的冷却效应非常显著 (亦可参看图4.3的左图)。同时, 我们发现该整体康普顿冷却率可以达到湍动粘滞对电子的直接加热量

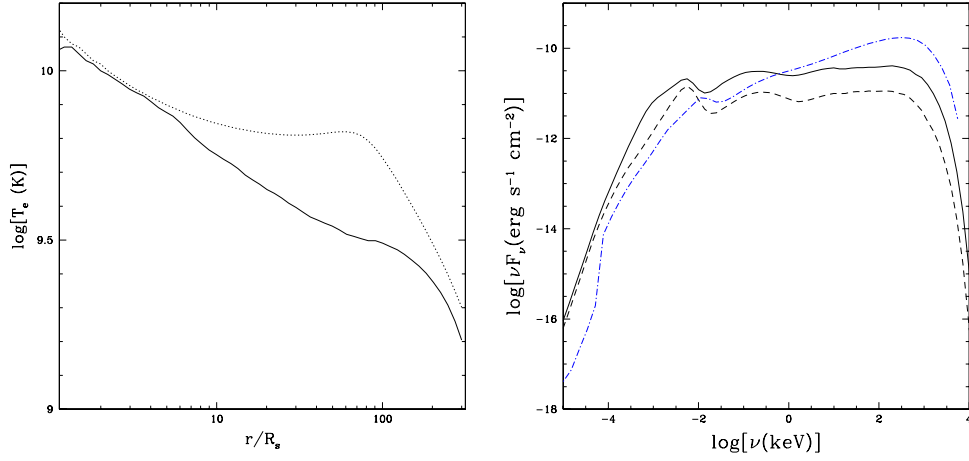


图 4.3: 黑洞吸积率 $\dot{M}_{inflow} = 0.5\dot{M}_{Edd} (R/300R_s)^{0.3}$ 的情况下, 考虑整体康普顿效应对热吸积流的影响。左图: 热吸积流中的电子温度图。右图: 辐射能谱图 (SEDs; νF_ν , 其中 F_ν 为流量)。落进黑洞的净吸积率为 $9 \times 10^{-3} \dot{M}_{Edd}$ 。图中的实线和点线分别对应于自洽解以及初始解 (只考虑了局域康普顿散射)。在计算流量时, 我们假定该 $10M_\odot$ 的黑洞距离我们约 5.3 kpc, XTE J 1550-564 所对应的典型值。对应于 Eddington 光度的流量为 $3.7 \times 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 。

($q_{vis,e} \equiv \delta q_{vis}$) 的 10 倍左右。因此, 为得到自洽的热吸积流 (ADAF 及 LHAF) 动力学结构, 整体康普顿散射效应将不可避免, 这与我们前面的工作 (Yuan et al. 2009; 第三章) 是一致的。值得注意的是, 由于我们选定 $\delta = 0.5$ (等价地, $q_{vis} = 2 q_{vis,e}$), 因此 $q_{comp,all}/q_{vis}$ 最高可达 5 左右。此外, 我们也给出了电子-离子间的 Coulomb 加热率。很明显, 一般我们有 $q_{vis,e} \ll q_{ie}$, 这表明湍动粘滞的直接加热是电子最主要的加热机制。

图 4.2 及图 4.1 中另外一个值得强调的问题是, 跟通常的低吸积率下的 ADAF 吸积流不同, 在较高的吸积率下, 辐射区域并不集中于吸积流的最内区 (现在的辐射区域为 $R \lesssim 100 R_s$, 而不是通常的 $R \lesssim 10 R_s$)。这主要有两个原因。首先是外流的存在使得内区的辐射贡献降低; 更重要的, 由于康普顿散射效应的影响。尽管内区的种子光子的辐射较强, 但是在较外的区域里, 电子散射的光深将更大, 因此康普顿散射的强度将更大, 与此同时, 由内区传播过来的种子光子也将提高了外区的“事实上”的种子光子的强度。

随后, 我们继续采用反复迭代的方法求出自洽解。图 4.3 的左图给出了由于考虑整体康普顿效应所带来的电子温度曲线的变化。由图可知, 电子温度在 $80 R_s$ 处降低了约一倍, 而在比较靠近中央黑洞的 $10 R_s$ 处也降低了 20% 左右。需要注意的是, 在 $5 R_s$ 以内考虑和未考虑整体康普顿散射的差别并不大 (参看图 4.2)。这是因为从外区传播过来的种子光子流量并不大, 同时内区对外区的张角 (opening angle; $\sim R_s/R$, 其中 R 为外区的半径) 也很小。

最后, 如图 4.3 中的右图所示, 我们发现总光度从 $4.95 \times 10^{-4} L_{Edd}$ 增加

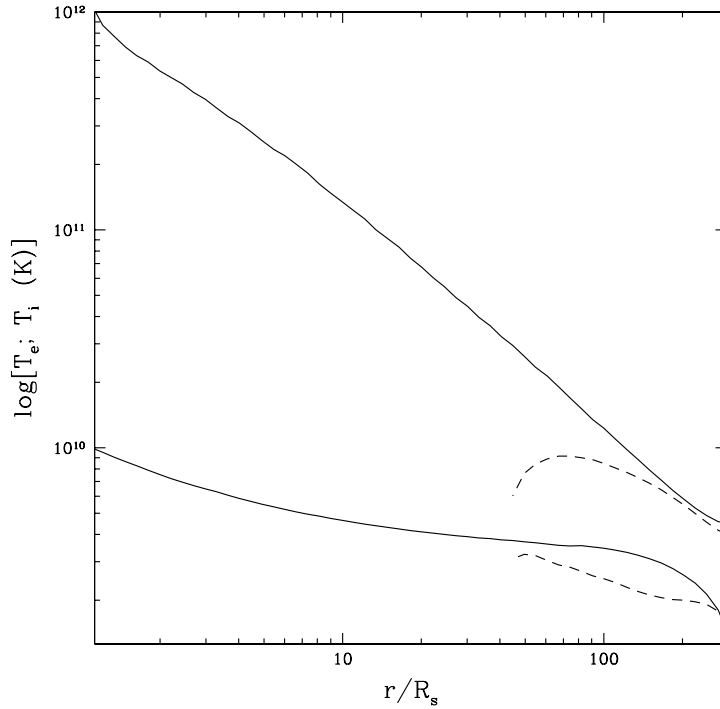


图 4.4: 吸积率为 $\dot{M}_{inflow} = 1.0 \dot{M}_{Edd} (R/300R_s)^{0.3}$ 下热吸积流的电子温度图。我们没有能够等到考虑整体康普顿效应后的自洽解。实线为初始解，虚线为采用 Monte Carlo 方法计算总的康普顿散射后一个结果。

到 $2.40 \times 10^{-3} L_{Edd}$ ，增加了约 4.8 倍左右。考虑整体康普顿效应后的辐射谱变得更硬些，2 – 20 keV 的谱指数 ($F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ 中的 α) 从 -0.9 增大到 -0.6。这对 $h\nu > 50$ keV 的高能段的影响更显著，100 keV 附近的流量差一个量级左右。

4.4.2 较高吸积率下热吸积流两个可能的命运： 坍塌成薄盘或充满冷团块的两相吸积流？

X射线双星系统的基本吸积图像是一个截断吸积盘模型。参看图1.5（具体内容见§1.2.3），标准薄盘在某个特定的半径（截断半径 r_{tr} ）处由于某些机制转变为热吸积流，因此整个吸积流的外区是标准薄盘SSD，而内区是热吸积流ADAF 或者LHAF（Esin, McClintock & Narayan 1997）。这里，我们研究在较高吸积率（例如 $\dot{M} = 1.0 \dot{M}_{Edd} (R/300R_s)^{0.3}$ ）时的吸积盘的几何及动力学结构。

我们知道，由于康普顿散射是两体碰撞效应（大概地， $\propto \dot{M}^2$ ），而粘滞产热只是正比于吸积率，因而随着吸积率的提高，如 $\dot{M} = 1.0 \dot{M}_{Edd}$ ，吸积流中的康普顿散射的致冷率 ($-q_{comp,all}$) 将会远超过当地的总湍动粘滞的产热率 q_{vis} ，($-q_{comp,all} \gg q_{vis}$)。在如此强烈的辐射（康普顿散射）冷却效应下，吸积流将产生热不稳定性。注意到吸积流的几何结构主要由离子决定，下面我们解释该不稳定性存在的理由。由于现在总的辐射冷却率（主要是康普冷却率）远远超过了当地的对电子的直接粘滞产热率，为平衡该辐射冷却，电子只能通过离

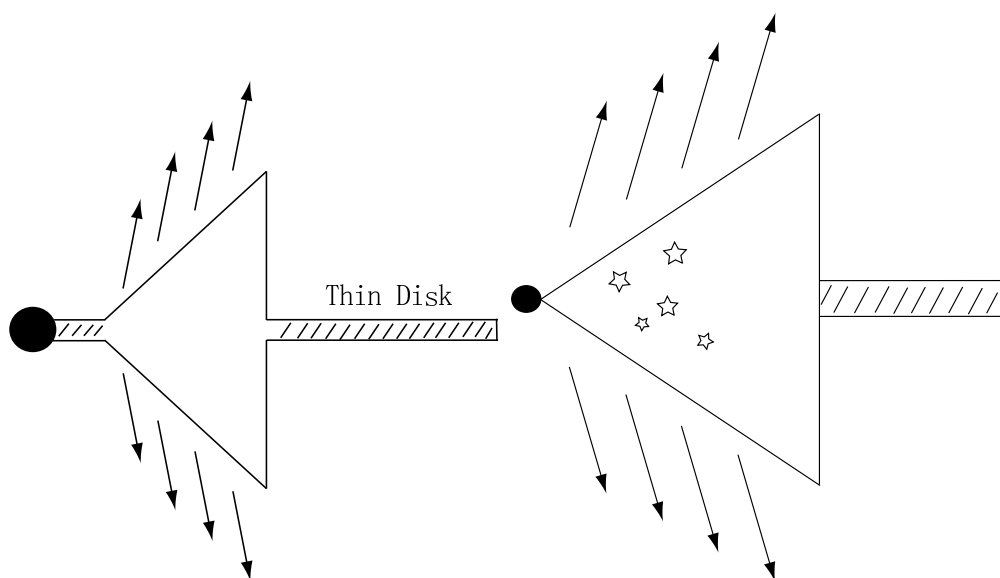


图 4.5: 在相对较高吸积率时的吸积流两个可能的命运。基于截断的吸积盘模型—标准薄盘SSD 在内区截断, 转变为ADAF。左示意图: ADAF 吸积流(由大的三角形表示)的内区由于逆康普顿散射太强而冷却为冷的薄盘(最内的阴影区); 右示意图: 另外一种可能性, 即两相吸积流模型。ADAF 等热吸积流中(由大的三角形表示)存在着很多冷的团块(由五角星表示)。显然, 在热吸积流ADAF 的外面, 依然存在着一标准薄盘SSD(同样用阴影区表示)。此外, 热吸积流ADAF 上下表面的箭头表示热吸积流中的外流贡献。

子-电子间的库仑碰撞(q_{ie})而去消耗离子的内能。因此, 随着康普顿冷却的增强, 离子温度 T_i 随之将显著降低。由吸积流的基本理论可知, 这将导致吸积流的径向速度的减小($v_r \propto -\alpha c_s^2$)。由于我们这里只考虑稳态吸积盘, 因此对于给定吸积率曲线 $\dot{M}(r)$ 的吸积流而言, 这将导致吸积流的面密度显著地增加, 这等价于说吸积流中的光深将显著增大。很显然, 这使得逆康普顿散射更强, 即 $(-q_{\text{comp,all}})$ 将进一步增强。不稳定性就此产生。由于上述的不稳定性, 热吸积流的内区很可能会塌缩成一个相对冷得多的吸积盘, 如图4.4中虚线所示。尽管我们现在的动力学方程还不能光滑地过渡到这个冷盘解, 但是我们发现该吸积流的温度很低, 径向速度也将非常低, 而且由ADAF的亚开普勒转动过渡成为开普勒转动。这些证据使得我们确信如果这个更冷的吸积盘真的存在的话, 它将是标准薄盘。

需要强调的是, 以上的不稳定的分析在吸积率比较低的时候并不适用。这是因为辐射冷却率($q^- - q_{\text{comp,all}}$)相对于总的湍动粘滞产热 q_{vis} 而言并不非常重要, 如 $(q^- - q_{\text{comp,all}}) \lesssim q_{\text{vis}}$ 。因而其对离子温度的影响就可以忽略。类似的结论在Yuan (2001)的工作中也同样得到过。在Yuan的工作中(Yuan 2001), 作者认为当吸积率比较高的时候, 离子-电子间的库仑碰撞将有效地冷却吸积流的内区, 并导致最内区塌缩成标准薄盘。该转换半径大概是几十个 R_s , 正如图4.4的虚线所示。我们的结果支持这一结论, 尽管由于整体康普顿效应的存

在，对应的临界吸积率将比Yuan (2001) 的值要低。我们注意到，当考虑吸积流中垂向的热传导后，热吸积流（如冕Corona）也有可能是在赤道面附近凝聚成标准薄盘（Meyer et al. 2007; Liu et al. 2006, 2007; Taam et al. 2008）。当然，冷的薄盘跟热吸积流之间存在着部分重叠同样也很有可能。上面的讨论的结果显示在图4.5 的左图里。

然而，这可能并不是故事的全部内容。如图4.5 的右图所示，受太阳冕中的突出物或恒星际介质中的冷热相共存态等观测（Field 1965）的启发，我们认为另外一个更可能的结果是，由于不稳定性，热吸积流中的一部分气体将以冷的团块的形式存在（e.g., Yuan 2003），即热吸积流的内区为两相（共存）吸积流。当吸积率增大时，冷团块的比例以及两相吸积流的外半径都将增大，整个吸积流最终在某个临界吸积率下完全转变为标准薄盘。由于两相吸积流需要一个比较大的吸积率，因而它可能能够解释黑洞X射线双星中的陡幂率谱态SPL（Remillard & McClintock 2006; 甚高态及中间态，同时可以参看§1.2.3）。对X射线的甚高态而言，热辐射以及高能的非热辐射的辐射功率相当。在两相吸积流中，由于同时存在较强的热吸积流（产生高能的非热辐射）和较冷的团块（产生热辐射），所以很有可能产生于陡幂率谱态类似的辐射。

令人遗憾的是，我们暂时还不能处理含有冷团块的热吸积流（两相吸积流），也不能计算由热吸积流过渡到标准薄盘的过程。因此，我们目前尚无法回答在现实中到底哪种更物理，更与实际情况吻合。我们期待两相吸积流更有可能真实存在。很显然，要严格研究这个问题，我们需要三维（至少二维）的含辐射的MHD/HD 数值模拟（Radiation [Magneto-] hydrodynamical simulations），这方面的研究目前无论是理论上还是数值计算技巧上都还存在很多困难。

4.4.3 外流对辐射谱的影响

我们知道，径移主导吸积流ADAF 的一个非常重要的进展就是认识到外流的重要性（§1.5; 第二章）。这里我们打算研究其对辐射谱的影响。尽管外流物质对吸积内流的动力学效应已经有了一定的研究（e.g., Blandford & Begelman 1999; Kunic & Bicknell 2007; Xie & Yuan 2008; etc.），其对辐射谱的影响尚没有引起足够的重视（e.g., Quataert & Narayan 1999; Yuan et al. 2003; Xie & Yuan 2008）。这里我们对这个问题做一个简单的讨论。如图4.6 所示，我们假定外流物质为球对称分布，其向外的膨胀速度（或扩散速度）与气体的逃逸速度相当， $v_{outflow} = f v_{esc}$ ，其中参数 f 为两者的比值。外流的质量损失率可以定义为，

$$\dot{M}_{outflow} = 2\pi r^2 \rho_{outflow} v_{outflow}. \quad (4.12)$$

其中系数“2” 是因为我们假定外流物质只覆盖了一半的空间（显然，另外一半的空间由吸积内流所覆盖）。值得注意的是，由质量守恒，对于稳态吸积流而

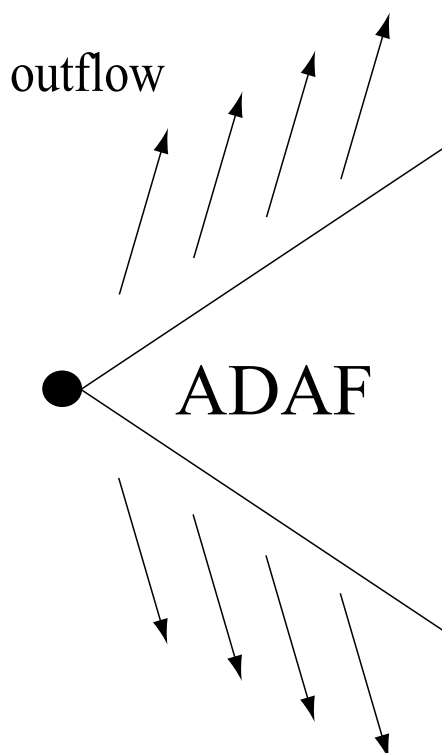


图 4.6: 含外流的热吸积流示意图。基于截断的吸积盘模型—标准薄盘SSD (由阴影区表示) 在内区截断, 转变为ADAF (由大的三角形表示)。热吸积流ADAF 上下表面的箭头表示热吸积流中的外流贡献。

言, 吸积率和外流率之间存在着如下的简单关系,

$$\dot{M}_{inflow} - \dot{M}_{outflow} = \dot{M}_{net}, \quad (4.13)$$

其中 \dot{M}_{net} 为净吸积率, 即为真正落入黑洞的质量损失率。进一步地, 我们假定在热吸积流之外, 外流的外流率 $\dot{M}_{outflow}$ 为一常数, 即 $\dot{M}_{outflow}(r > 300R_s) = \dot{M}_{outflow}(300R_s)$ 。由于覆盖半空间的外流物质的存在而引入的典型光深为,

$$\tau = \sigma_T \int n_{e,outflow} dr, \quad (4.14)$$

其中, $n_{e,outflow} = \rho_{outflow}/m_p$ 为电子数密度。对方程Eq. (4.14) 从视界一直积分到无穷远处, 我们可以得到,

$$\tau \approx 1.0 (\dot{M}_0/1.0 \dot{M}_{Edd}) \cdot (0.5/f). \quad (4.15)$$

需要指出的是, 如果外流的强度更大 (s 更大, 参看Eq. 1.11) 或者外流的径向速度比估计值更小, 则光深值将会变得更大。因此, 在相对较大的吸积率下 ($1.0 \dot{M}_{Edd}$), 由于外流的存在, 吸积流的“观测”光深将在1左右。

这将对ADAF以及LHAF的辐射谱将带来两方面的影响: 1) 相对于ADAF及LHAF的本征光深而言 (垂向的光深 $\tau \ll 1$), 通过辐射谱拟合得到的吸积流的光深将更高 (i.e., $\tau \sim 1$); 2), 尽管ADAF的本征电子温度很高, 如在主

要辐射区温度为 $\sim 10^9-10^{10}$ K (由于整体康普顿散射的存在, 这一温度降有所下降; 参看§4.4.2 及Yuan, Xie & Ostriker 2009; 此外, 整体大尺度磁场的存在也会使得气体温度降低, Bu, Yuan & Xie 2009), 但是由于温度较低的外流的存在, 高能光子将受到强烈的康普顿散射释能效应 (down-scattering)。因此, 通过拟合辐射谱 $\gtrsim 100$ keV (如*Compton Gamma Ray Observatory* 的数据) 附近的“截断”能量(cut-off energy) 而推断出来的吸积流温度也会比ADAF 的“本征”温度要低。这两个效应可能部分回答黑洞X 射线双星研究中长期存在一个难点问题。即ADAF 理论所预言的电子温度及光深与观测的结果矛盾 (参看e.g., Zdziarski 2004; Ibragimov et al. 2005; Done et al. 2007; Malzac & Belmont 2009)。考虑ADAF 外流自身的辐射预期将更支持我们上述的设想。

当然, 需要强调的是, 上面的讨论只是定性讨论, 非常粗浅。要想得到可靠的定量结果, 更严格的计算将必不可少。

4.5 本章总结

采用Monte Carlo 数值模拟吸积流中康普顿散射过程的方法, 我们研究了黑洞热吸积流内区 $300 R_g$ 内的康普顿致冷效应。我们发现, 跟Yuan, Xie & Ostriker (2009) 一致, 康普顿制冷将有效降低吸积流中 $10 R_g$ 外的电子温度, Monte Carlo 数值模拟整体康普顿散射效应所给出的结果表明, 整体康普顿散射不仅动力学上很重要, 在计算辐射谱时同样很重要。对于吸积率为 $0.5 \dot{M}_{\text{Edd}}$ 的情形, 总光度增大为原来的5倍左右。这表明从前的对观测的辐射谱拟合所得到的吸积率可能有2-3倍的高估 (粗略地说, 在本章所研究的吸积率范围内, $L \propto \dot{M}^2$)。此外, 随着吸积率的增大, 辐射制冷将远超过热吸积流中总的湍动粘滞产热。此时, 热吸积流的内区将可能直接坍塌成标准薄盘, 坍塌半径大概在几十个 R_g 左右; 或者, 更可能的是, 热吸积流中的一部分气体将由于不稳定性而形成冷的团块。现在我们还不能区分到底哪种结果更有可能。我们这里的Monte Carlo 数值模拟所给出的两相吸积流的起始吸积率 (或坍塌吸积率) 比从前的结果 (Yuan 2001) 要小2-3倍左右。

此外, 我们还讨论了吸积流中的外流对总辐射谱的影响。我们认为, 外流的存在将使得谱拟合时所得到的光深更大, 电子温度更低 ($T_e \sim 100$ keV; Grove et al. 1998), 这与与观测所得到的事实是一致的。需要注意的是, 最近的一些关于河内X射线双星系统GX 339-4的观测表明, 其硬态谱的非热成分可以延伸到500 keV 甚至更高能段 (Belloni et al. 2006; Caballero-García et al. 2007, 2009)。这与以往的观测都不相同。这或许也同样说明黑洞周围吸积流的过程远比我们这里所讨论的要复杂得多。

4.6 附录 B: Kerr 黑洞下热吸积流的动力学

由于我们的动力学是非相对论性的，而我们的辐射过程的处理是相对论Kerr 度规下的结果。因而很自然地，下一步我们打算把上面的动力学推广到Kerr 度规下。这方面的工作由Abramowicz et al. (1996), Peitz & Appl (1997), Gammie & Popham (1998), Popham & Gammie (1998), 以及Manmoto (2000) 给出。基于论文完整性的考虑，我这里简单列出将来工作所要用的动力学方程组，并展示我由此得到的一些简单的动力学结果。需要说明的是，这里所粗略展示的结果只是为重复Manmoto (2000) 的结果，从而验证我相对论ADAF 动力学模型的可靠性，因此，不具有任何原创性。关于相对论性ADAF 动力学方程组的推导，可以参看Abramowicz et al. (1996) 的工作。而相对论的一些基本的参照系、计算方法等，可以参看Chandrasekhar (1983)。

Boyer-Lindquist 坐标系可以写成：

$$d s^2 = -e^{2\nu} d t^2 + e^{2\psi} (d \phi - \omega d t)^2 + e^{2\mu_1} d r^2 + e^{2\mu_2} d \theta^2. \quad (4.16)$$

跟§4.2.2 一样，在 $c = G = M = 1$ 单位制下，我们定义了Kerr 度规的一些基本参数（e.g., Chandrasekhar 1983）：

$$\begin{aligned} \Delta &= r^2 - 2Mr + a^2, & \Sigma &= r^2 + a^2 \cos^2 \theta = r^2, \\ A &= (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta^2 \sin^2 \theta & &\equiv (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta^2, \\ \omega &= \frac{2ar}{A}, & \Omega_K^\pm &= \pm \frac{1}{r^{3/2} \pm a}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

因此，我们现在可以得到局部非转动参照系LNRF 中的气体速度（Chandrasekhar 1983; Abramowicz et al. 1996; Manmoto 2000），

$$\begin{aligned} v^{(\phi)} &= e^{\psi-\nu} (\Omega - \omega) = (\Omega - \omega) \frac{A}{\Sigma \Delta^{1/2}}; & \gamma_\phi &= \{1 - v^{(\phi)2}\}^{-1/2}, \\ v^{(r)} &= e^{\mu_1-\nu} V^r = V^r \frac{A}{\Delta}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

同时，我们还能得到在共转参照系CRF 中的气体速度为（Chandrasekhar 1983; Abramowicz et al. 1996; Manmoto 2000），

$$V = v^{(r)} \gamma_\phi, \quad \gamma_r = \{1 - V^2\}^{-1/2}, \quad \gamma = \gamma_r \gamma_\phi. \quad (4.19)$$

在此基础上，Kerr 黑洞吸积流的动力学方程可以写为（所有的量都采用其基本意义， Σ_0 为面密度， W 为压强。参看Abramowicz et al. 1996 或

者Manmoto 2000):

$$\begin{aligned}
\dot{M} &= -2\pi\Delta^{1/2}\Sigma_0\gamma_r V, \\
\gamma_r^2 V \frac{dV}{dr} &= -\frac{1}{\mu\Sigma_0} \frac{dW}{dr} - \frac{\gamma_\phi^2}{r^4} \frac{AM}{\Delta} \frac{(\Omega - \Omega_K^+)(\Omega - \Omega_K^-)}{\Omega_K^+ \Omega_K^-}, \\
\frac{\dot{M}}{2\pi} \frac{dL}{dr} &= \frac{d}{dr} (rW_\phi^r), \\
-\frac{\dot{M}}{2\pi r} T_i \frac{dS_i}{dr} &= (1 - \delta) Q_{\text{vis}} - Q_{\text{ie}}, \\
-\frac{\dot{M}}{2\pi r} T_e \frac{dS_e}{dr} &= \delta Q_{\text{vis}} + Q_{\text{ie}} - F_{\text{rad}}^-
\end{aligned} \tag{4.20}$$

其中, 方程组Eqs. (4.20) 中的一些基本变量 (比角动量 L 及比熵 S , 吸积流的面密度等) 的定义如下:

$$\begin{aligned}
H^2 &= \frac{P}{\mu\rho_0} \frac{r^4}{(L/\mu)^2 - a^2 [(E/\mu)^2 - 1]}, \\
L &= \mu\gamma_r \left(\frac{A}{\Sigma} \right)^{1/2} \gamma_\phi v^{(\phi)}, \\
\text{enthalpy } \mu &= (\rho + P)/\rho, \\
\rho = \rho_0 + \varepsilon &= \rho_0 \left\{ 1 + a_e(T_e) \frac{kT_e}{\mu_e m_H} + a_i(T_i) \frac{kT_i}{\mu_i m_H} \right\}, \\
W_\phi^r &= \alpha \frac{A^{3/2} \Delta^{1/2} \gamma_\phi^3}{r^6} W, \\
a(T) &= \frac{1}{\theta} \left\{ \frac{3K_3(1/\theta) + K_1(1/\theta)}{4K_2(1/\theta)} - 1 \right\} + \frac{2(1-\beta)}{\beta}, \quad \theta = kT_j/m_e c^2, \\
T \frac{dS}{dr} &= \left(a_j(T_j) + T_j \frac{da_j(T_j)}{dT_j} \right) \cdot \frac{k}{\mu_j m_H} \frac{dT_j}{dr} - \frac{kT_j}{\mu_j m_H} \frac{d \ln \rho_0}{dr}, \\
Q_{\text{vis}} &= -\alpha W \frac{\gamma_\phi^4 A^2}{r^7} d\Omega/dr
\end{aligned} \tag{4.21}$$

其他方程可参看Manmoto 2000。需要强调的是, 方程组中的径向速度 V 与角速度 Ω (或更具体的, $v^{(\phi)}$; Manmoto 2000) 是在不同参照系下的物理量。

这里我展示我所得到的一个简单的计算结果。中央黑洞的质量取为 $10^8 M_\odot$, 粘滞系数 $\alpha = 0.1$, 决定磁场强度的 $\beta = 0.5$, 即气体压和磁压相等。吸积率为 $\dot{M} = 6.2 \times 10^{-4} \dot{M}_{\text{Edd}}$ 。这里我们不考虑外流的作用, 即吸积率为常数。所有的参数跟Manmoto (2000) 类似。结果显示在图4.7中。总的来说, 随着自旋的增加, 径向速度将降低, 而面密度将由显著的上升。此外, 电子温度和离子温度也有所上升。这里就不作进一步的展开。需要注意的是: 1, 物质在落入黑洞的过程中, 由于Frame Dragging 效应, 其转动速度与黑洞将一样 (如图4.7所示); 2, 在共转参照系CRF中, 吸积物质是以光速 ($V = 1$) 落入中央天体的 (e.g., Abramowicz et al. 1996); 3, 由于气体具有相对论性的温度, 因

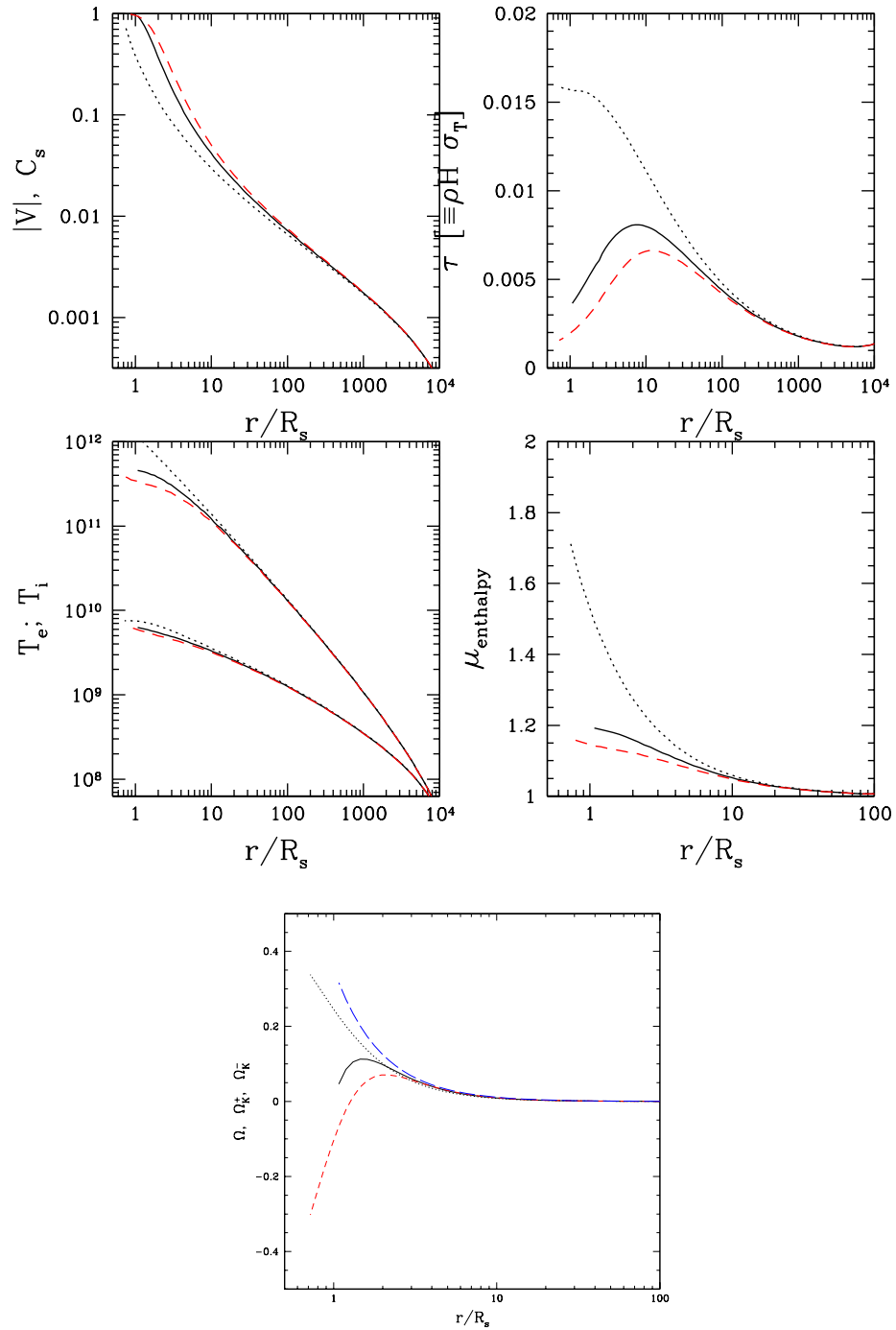


图 4.7: Kerr 黑洞的热吸积流动力学图。分别为速度 V ，垂向光深，温度，气体的焓以及旋转角速度。图中实线对应于 $a = 0$ （不转的黑洞）；点线对应于 $a = 0.95$ ；而虚线对应于 $a = -0.95$ 。旋转角速度图中的长虚线对应于 $a = 0$ 时的 Ω_K^+ 。

而焓 μ 并不再如非相对论性的气体那样始终等于1。对于 $a = -0.95$ 的极端情形， $\mu \approx 2; 4$ ，与非相对论性的伪牛顿引力势的结果作比较 ($a = 0$)，我们发现电子的温度要低一些，大概差2 – 3倍左右。且电子温度一般不超过 10^{10} K。

第五章 展望

几年的研究生生活如白驹过隙，一转眼已到毕业。回顾过去已经完成的外流的动力学研究以及整体康普顿散射的工作，都还只是比较初浅的探讨，还将有许多内容值得我们继续深入研究。这里我简要讨论我目前已经研究过的课题里，未来一些值得作进一步考虑的内容。很显然，将来自己还可以会研究一些新的课题。

5.1 外流的动力学结构以及其对辐射的贡献

从吸积流的构型来说，黑洞热吸积流中主要的一个进展即为其中普遍存在的外流现象。到目前为止，我们还只是研究了外流对吸积内流的动力学贡献。这有两个问题值得继续研究：

1, 外流自身的动力学结构。这可能有利于我们理解宽吸收线类星体中宽吸收线区（即外流区）的动力学结构，进而更好地限定中央黑洞及吸积盘的动力学性质。这得注意的是，这一问题到目前为止还没有较好的研究。我们第二章的动力学方程可以提供外流的起始物理性质。进而可以作为我们研究外流的起点。在此基础上，我们能够同时研究吸积流的内流、外流，以及它们之间的耦合/联系。

2, 外流对整个吸积流的辐射贡献。同样，这个问题在吸积理论研究中也 被大部分学者所忽视了，即便是那些考虑辐射驱动外流模型的学者，也没有去着重研究外流对吸积流的辐射的贡献/影响。我们在第四章的工作表明，热吸积流中的外流对辐射谱的影响相当大。即便是吸积率非常低的情况下，只要外流的强度比较大，可以期待，它所引入的光深都将远超过热吸积流自身的垂向光深。与此同时，外流由于其自身的温度、磁场强度都较大，因此其自身的同步辐射、韧致辐射以及逆康普顿辐射可能也很重要。总的看法是，外流自身的辐射效应以及它对来自吸积内流的辐射的康普顿散射贡献都值得我们做进一步的研究。

5.2 广义相对论下的整体康普顿散射效应

我们在第三、四章的研究还只是给予非相对论的伪牛顿势下的动力学结构。很明显，一个自然的推进即为在相对论Kerr度规下继续探讨这一课题。一方面，这是由于我们动力学上的速度误差可能比较大，同时，温度的影响也相对较大，这这两者我们研究整体康普顿散射效应都有较的影响。比如说整体的速度在“整体运动康普顿过程”（BMC）中的作用很明显。此外，自旋以及视角所带来的吸积流观测相的不同也是相对论吸积流的一个重要应用。目前我们已经完成了相对论性热吸积流动力学的准备工作。

5.3 两相吸积流模型：甚高态（或者陡幂率谱态）的研究

在较高吸积率下，热吸积流可能会处于一个两相吸积流的状态，即热吸积流中将充满很多冷的团块。这些冷的团块提供了很多的冷光子并使得吸积流中的黑体辐射显著增强，与此同时，热吸积流则继续提供高能的非热辐射。这一模型极有可能能够解释X射线双星系统中的甚高态（或者陡幂率谱态）。我们将致力于获得热吸积流与两相吸积流（或者冷热吸积流）间的流畅过渡解。进而有利于我们将来研究吸积流中的态转变问题。

5.4 热吸积流中的热传导效应：银河系中心Sgr A* 的应用

最近一些研究表明，当吸积率充分低时，热吸积流中的热传导效应将非常重要（Tanaka & Menou 2006¹; Johnson & Quataert 2007²; Sharma et al. 2008³）。但是，在Tanaka & Menou (2006) 的研究中，他们只采用了一维自相似的处理方法，并且更侧重于在吸积流垂向结构的研究。而Johnson & Quataert (2007) 尽管是基于整体求解来研究该问题，但是他们所采用的吸积流模型为无转动的吸积流模型（如Bondi吸积流），这使得应用它来研究银河系中心的吸积模式非常不合适（众所周知，银河系中心为吸积率极低，辐射很弱的热吸积流ADAF， $10r_s$ 处的吸积率仅约为 $10^{-8} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ，Yuan et al. 2003）。很明显，在热吸积流框架下研究其中的热传导现象无论是在理论上还是在解释银河系中心的观测上都将很有价值。由于我已完成了相对论热吸积流的动力学，我打算在不久的将来在此框架下探讨银河系中心的热传导问题。

¹Tanaka, T., & Menou, K. 2006, ApJ, 649, 345

²Johnson, B. M., & Quataert, E. 2007, ApJ, 660, 1273

³Sharma, P., Quataert, E., & Stone, J. M. 2008, MNRAS, 389, 1815

参考文献

- [1] Abramowicz, M. A. 1981, *Nature*, 295, 135
- [2] Abramowicz, M. A., Chen, X., Kato, S., Lasota, J. P. & Regev, O. 1995, *ApJ*, 438, 37
- [3] Abramowicz, M. A., Czerny, B.; Lasota, J. P.; & Szuszkiewicz, E. 1988, *ApJ*, 332, 646
- [4] Abramowicz, M. A. et al. 1996, *ApJ*, 471, 762
- [5] Abramowicz, M. A., Lasota, J.-P. & Igumenshchev, I. V. 2000, *MNRAS*, 314, 775
- [6] Balbus, S. A. 2003, *ARA&A*, 41, 555
- [7] Balbus, S. A. 2004, *ApJ*, 600, 865
- [8] Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- [9] Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1998, *Rv. of M.P.*, 70, 1
- [10] Beckwith, K. et al. 2008, *ApJ*, 678, 1180
- [11] Begelman, M. C., McKee, C. F. & Shields, G. A. 1983, *ApJ*, 271, 70
- [12] Belloni, T., et al. 2006, *MNRAS*, 367, 1113
- [13] Bisnovatyi-Kogan, G. S. & Lovelace, R. V. E. 1997, *ApJ*, 486, L43
- [14] Blaes, O., 2004, “*A universe of disks*”, *Sci. Am.*, Oct. issue, p.48
- [15] Blandford, R. D. & Begelman, M. C. 1999, *MNRAS*, 303, L1
- [16] Blandford, R. D., Begelman, M. C. 2004, *MNRAS*, 349, 68
- [17] Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1981, *MNRAS*, 194, 1033
- [18] Blandford, R. D., Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- [19] Bower, G. C. et al. 2003, *ApJ*, 588, 331
- [20] Bower, G. C. et al. 2005, *ApJ*, 618, L29
- [21] Brenneman, L. W. & Reynolds, C. S. 2006, *ApJ*, 652, 1028
- [22] Bu, D. F., Yuan, F. & Xie, F. G. 2009 *MNRAS*, 392, 325
- [23] Caballero-García, M. D., et al., 2007, *ApJ*, 669, 534
- [24] Caballero-García, M. D., et al., 2009, *ApJ*, 692, 1339
- [25] Chandrasekhar, S. 1983. “*The Mathematical Theory of Black Holes*”. Oxford Univ. Press. 2nd, 1998
- [26] Chartas, G., Brandt, W. N., Gallagher, S. C. 2003, *ApJ*, 595, 85
- [27] Chen, X., Abramowicz, M. A. & Lasota, J.-P. 1997, *ApJ*, 476, 61
- [28] Ciotti, L. & Ostriker, J. P. 1997, *ApJ*, 487, L105
- [29] Ciotti, L. & Ostriker, J. P. 2001, *ApJ*, 551, 131

- [30] Ciotti, L. & Ostriker, J. P. 2007, *ApJ*, 665, 1038
- [31] Ciotti, L., Ostriker, J. P. & Proga, D. 2009, *ApJ*(accepted), arXiv: 0901.1089
- [32] Coppi, P. S., & Blandford, R. 1990, *MNRAS*, 245, 453
- [33] Cowie, L. L., Ostriker, J. P. & Stark, A. A. 1978, *ApJ*, 226, 1041
- [34] Dermer, C. D., Liang, E. P. & Canfield, E. 1991, *ApJ*, 369, 410
- [35] De Villiers, J. -P., Hawley, J. F., et al. 2005, *ApJ*, 620, 878
- [36] Doeleman, S. S., et al. 2008, *Nature*, 455, 78
- [37] Done, C. & Gierliński, M. 2003, *MNRAS*, 342, 1041
- [38] Done, C., Gierliński, M. & Kubota, A. 2007, *A&ARv*, 15, 1
- [39] Di Matteo, T., Springel, V. & Hernquist, L. 2005, *Nature*, 433, 604
- [40] Dubus, G. et al. 1999, *MNRAS*, 303, 139
- [41] Esin, A. 1997, *ApJ*, 482, 400
- [42] Esin, A. A., Narayan, R., Ostriker, E., & Yi, I. 1996, *ApJ*465, 312
- [43] Gonddek, D. et al. 1996, *MNRAS*, 282, 646
- [44] Górecki A., Wilczewski W., 1984, *Acta Astronomica*, 34, 141
- [45] Granato, G. L., De Zotti, G., Silva, L., Bressan, A., Danese, L. 2004, *ApJ*, 600, 580
- [46] Grove, J. E. et al. 1998, *ApJ*, 500, 899
- [47] Gu, W., Lu, J. 2007, *ApJ*, 660, 541
- [48] Igumenshchev, I. G., Narayan, R., Abramowicz, M. A. 2003, *ApJ*, 592, 1042
- [49] 黄克谅, “类星体与活动星系核”, 2004, 中国科学技术出版社
- [50] Hawley, J. F. & Balbus, S. A. 2002, *ApJ*, 573, 738
- [51] Hawley, J. F. & Krolik, J. H. 2001, *ApJ*, 548, 348
- [52] Hirose, S. et al. 2004, *ApJ*, 606, 1083
- [53] Hubeny, I. 1990, *ApJ*, 351, 632
- [54] Ho, L. C. 2002, *ApJ*, 564, 120
- [55] Ho, L. C. 2003, in “Active Galactic Nuclei: from Central Engine to Host Galaxy”, eds. S. Collin, F. Combes and I. Shlosman. ASP Conference Series, 290, p. 379
- [56] Ho, L. C. 2004, in “Coevolution of Black Holes and Galaxies”, ed. L. C. Ho, Cambridge University Press, p. 292
- [57] Ho, L. C. 2008, *ARA&A*, 46, 475
- [58] Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1997a, *ApJS*, 487, 568
- [59] Ho, L. C. & Peng, C. Y. 2001, *ApJ*, 555, 650
- [60] Honma, F. 1996, *PASJ*, 48, 77
- [61] Hopkins, P. F. et al. 2005, *ApJ*, 630, 705

- [62] Ibragimov, A., Poutanen, J., Gilfanov, M., Zdziarski, A. A. & Shrader, C. R. 2005, *MNRAS*, 362, 1435
- [63] Ichimaru, S. 1977, *ApJ*, 214, 840
- [64] Igumenshchev, I. V., Chen, X. & Abramowicz, M. A. 1996, *MNRAS*, 278, 236
- [65] Jaroszyński, M. 2001, *AcA*, 51, 91
- [66] Jones, F. C. 1968, *Phys. Rev.*, 167, 1159
- [67] Kaspi, S., Brandt, W. N., George, I. M., et al. 2001, *ApJ*, 554, 216
- [68] Kato, S., Fukue, J. & Mineshige, S. 1998, *Black Hole Accretion Disks*, Kyoto Univ. Press.
- [69] Krolik, J. H., McKee, C. F. & Tarter, C. B. 1981, *ApJ*, 249, 422
- [70] Kuncic, Z. & Bicknell, G. V. 2007, *Ap&SS*, 311, 127
- [71] Kurosawa, R. & Proga, D. 2008, arXiv: 0812.3153
- [72] Kurpiewski, A. & Jaroszyński, M. 1999, *A&A*, 346, 713
- [73] Landau, L. & Lifshitz, E. M. 1959, “*Fluid Mechanics*”, Pergamon Press. 2nd Edition, 1999, Butterworth-Heinemann.
- [74] Laurent, P. & Titarchuk, L. 1999, *ApJ*, 511, 289
- [75] Levich, E. V. & Sunyaev, R. A. 1970, *Astrophysical Letters (ApL)*, 7, 69
- [76] Liu, B. F. 1999, *ApJ*, 527, L17
- [77] Liu, B. F., Meyer, F. & Meyer-Hofmeister, E. 2006, *A&A*, 454, 9
- [78] Liu, B. F., Taam, R. E., Meyer-Hofmeister, E. & Meyer, F. 2007, *ApJ*, 671, 695
- [79] Lu, J.-F., Gu, W.-M. & Yuan, F. 1999, *ApJ*, 523, 340
- [80] Malzac, J. & Belmont, R. 2009, *MNRAS*, 392, 570
- [81] Manmoto, T. & Kato, S. 2000, *ApJ*, 538, 295
- [82] Manmoto, T., Mineshige, S. & Kusunose, M. 1997, *ApJ*, 489, 791
- [83] Maoz, D., et al. 1995, *AJ*, 116, 55
- [84] Marrone, D. P., Moran, J. M., Zhao, J. H., Rao, R. 2006, *ApJ*, 640, 308
- [85] McKinney, J. C. 2006, *MNRAS*, 368, 1561
- [86] Misra, R., & Taam, R. E. 2001, *ApJ*, 553, 978
- [87] Mathews, W. G. & Ferland, G. J. 1987, *ApJ*, 323, 456
- [88] McClintock, J. E., Shafee, Rebecca, et al. 2006, *ApJ*, 652, 518
- [89] McClintock, J. E. & Remillard, R. A. 2006, in “Compact Stellar X-ray Sources”, eds. W.H.G. Lewin and M. van der Klis, Cambridge University Press. p. 157
- [90] Medvedev, M. V. 2000, *ApJ*, 541, 811
- [91] Meyer, F., Liu, B. F. & Meyer-Hofmeister, E. 2007, *A&A*, 463, 1

- [92] Murray, N., Quataert, E., & Thompson, T. A. 2005, *ApJ*, 618, 569
- [93] Nagar, M. N., et al. 2002, *A&A*, 392, 53
- [94] Narayan, R. 2005, *ApSS*, 300, 177
- [95] Narayan, et al. 1998, in “Theory of Black Hole Accretion Disks”, eds. M. A. Abramowicz, G. Bjornsson, and J. E. Pringle. Cambridge University Press, p.148
- [96] Narayan, R., Kato, S. & Honma, F. 1997, *ApJ*, 476, 49
- [97] Narayan, R. & McClintock, J. E. 2008, *New Astronomy Reviews* (eds. M.A. Abramowicz and O. Straub), 51, 733
- [98] Narayan, R. & Yi, I. 1994, *ApJ*, 428, L13
- [99] Narayan, R. & Yi, I. 1995a, *ApJ*, 444, 231
- [100] Narayan, R. & Yi, I. 1995b, *ApJ*, 452, 710
- [101] Ohsuga, K., Mineshige, S., Mori, M. & Umemura, M. 2002, *ApJ*, 574, 315
- [102] Ohsuga, K. & Mineshige, S. 2007, *ApJ*, 670, 1283
- [103] Orosz, J. A., McClintock, J. E., Narayan, R. et al. 2007, *Nature*, 449, 872
- [104] Ostriker, J. P., McCray, R., Weaver, R. & Yahil, A. 1976, *ApJ*, 208, L61
- [105] Paczyński, B., Wiita, P. J. 1980, *A&A*, 88, 23
- [106] Park, M. & Ostriker, J. P. 1999, *ApJ*, 527, 247
- [107] Park, M. & Ostriker, J. P. 2001, *ApJ*, 549, 100
- [108] Park, M. & Ostriker, J. P. 2007, *ApJ*, 655, 88
- [109] Pellegrini, S.; Baldi, A.; Fabbiano, G. & Kim, D.-W. 2003, *ApJ*, 597, 175
- [110] Peterson, B. M. 1997, “*AN INTRODUCTION TO ACTIVE GALACTIC NUCLEI*”, Cambridge Univ. Press
- [111] Piran, T. 1978, *ApJ*, 221, 652
- [112] Prestwich, A. H., et al. 2007, *ApJ*, 669, L21
- [113] Pozdnyakov, L. A., Sobol’, I. M. & Sunyaev, R. A. 1983, *Appl. Space Phys. Rev.*, 2, 189
- [114] Proga, D. 2003, *ApJ*, 585, 406
- [115] Proga, D., Ostriker, J. P., & Kurosawa, R. 2008, *ApJ*, 676, 101
- [116] Quataert, E. & Gruzinov, A. 1999, *ApJ*, 520, 248
- [117] Quataert, E., Narayan, R. 1999, *ApJ*, 520, 298
- [118] Remillard, R. A. & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A*, 44, 49
- [119] Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, “Radiative Processes in Astrophysics”, John Wiley & Sons. 2nd ed., 2004, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.
- [120] Sazonov, S. Y., Ostriker, J. P. & Sunyaev, R. A. 2004, *MNRAS*, 347, 144

- [121] Serlemitsos, P., Ptak, A., & Yaqoob 1996, in “The Physics of LINERS”, ASP Conference Series, eds. M. Eracleous, A. Koratkar, C. Leitherer, and L. Ho, 103, p. 70
- [122] Shafee, R., McClintock, J. E., et al. 2006, ApJ, 636, L113
- [123] Shaposhnikov, N. & Titarchuk, L. 2008, HEAD, 10.0108
- [124] Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
- [125] Shapiro, S. L., Lightman, A. P. & Eardley, D. M. 1976, ApJ, 204, 187
- [126] Sharma, P. et al. 2007, ApJ, 667, 714
- [127] Shen, Z. Q., et al. 2005, Nature, 438, 62
- [128] Silk, J., Rees, M. J. 1998, A&A, 331, L1
- [129] Sisan, D. R., Mujica, N., Tillotson, W. A., et al. 2004, PRL, 93(11), 114502
- [130] Springel, V., Di Matteo, T., Hernquist, L. 2005, MNRAS, 361, 776
- [131] Spruit, H. C. 1996, in “Physical processes in Binary Stars”, eds. R.A.M.J. Wijers, M.B. Davies and C.A. Tout, (NATO ASI Series, Kluwer Dordrecht), astro-ph/9602022
- [132] Spruit, H. C. 2008, in “the jet paradigm: from microquasars to quasars”, Ed. T. Belloni, Lecture Notes in Physics, Springer, arXiv:0804.3096
- [133] Spruit, H. C., Matsuda, T., Inoue, M. & Sawada, K. 1987, MNRAS, 229, 517
- [134] Stefani, F., Gundrum, T., Gerbeth, G., et al. 2006, PRL, 97(18), 184502
- [135] Stone, J. M. & Pringle, J. E. 2001, MNRAS, 322, 461
- [136] Stone, J. M., Pringle, J. E., Begelman, M. C. 1999, MNRAS, 310, 1002
- [137] Taam, R. E., Liu, B. F., Meyer, F. & Meyer-Hofmeister, E., 2008, ApJ, 688, 527
- [138] Terashima et al. 2002, ApJS, 139, 1
- [139] Thorne, K. S. & Price, R. H. 1975, ApJ, 195, 101
- [140] Titarchuk, L., Mastichiadis, A. & Kylafis, N. D. 1997, ApJ, 487, 834
- [141] Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, PASP, 107, 715
- [142] Veilleux, S. et al. 1995, ApJS, 98, 171
- [143] Vlahakis, N., Königl, A. 2003, ApJ, 596, 1080
- [144] Woltjer, L. 2002, in “Issues in Unification of AGN”, eds. Maiolino, R., Marconi, A. & Nagar, N., ASP Conference Series, 258, p. 315
- [145] Wu, X. 1997, MNRAS, 292, 113
- [146] Wyithe, J. S. B. & Loeb, A. 2003, ApJ, 595, 614
- [147] Xie, F. G. & Yuan, F. 2008 ApJ, 681, 499
- [148] Xu, G., Chen, X. 1997, ApJ, 489, L29
- [149] Xue, L., Wang, J. 2005, ApJ, 623, 372

- [150] 尤峻汉, 1998, 天体物理中的辐射机制, 科学出版社
- [151] Yuan, F. 2001, MNRAS, 324, 119
- [152] Yuan, F. 2003, ApJ, 594, L99
- [153] Yuan, F. & Cui, W. 2005, ApJ, 629, 408
- [154] Yuan, F. et al. 2007, ApJ, 659, 541
- [155] Yuan, F. 2007a, in “The Central Engine of Active Galactic Nuclei”, eds. L. C. Ho and J.-M. Wang, ASP Conference Series, 373, p. 95
- [156] Yuan, F. 2007b, 天文学进展, 4th in vol. 25, p. 285
- [157] Yuan, F. Shen, Z. Q. & Huang, L. 2006, ApJ, 642, L45
- [158] Yuan, F. & Zdziarski, A. A. 2004, ApJ, 354, 953
- [159] Yuan, F., Quataert, E. & Narayan, R. 2003, ApJ, 598, 301
- [160] Yuan, F., Xie, F. G. & Ostriker, J. P. 2009, ApJ, 691, 98
- [161] Zdziarski, A. A., et al. 1995, ApJ, 438, L63
- [162] Zdziarski, A. A. & Gierliński, M. 2004, Prog. of Theo. Phy. Supp., 155, 99
- [163] Zdziarski, A. A., Lubinski, P., Gilfanov, M. & Revnivtsev, M. 2003, MNRAS, 342, 355

发表文章目录

- [1] **Fu-Guo Xie**, Andrzej Niedźwiecki, Andrzej Zdziarski, & Feng Yuan: ‘*Global Compton Cooling in the Inner Regions of the Hot Accretion Flow: A Monte Carlo Simulation Approach*’, 已投稿ApJ
- [2] **Fu-Guo Xie**, & Feng Yuan: ‘*The Influences of Outflow on the Dynamics of Inflow*’, 2008 ApJ, 681, 499
- [3] Feng Yuan, **Fuguo Xie**, & Jeremiah P. Ostriker: ‘*Global Compton heating and cooling in hot accretion flows*’, 2009 ApJ, 691, 98
- [4] De-Fu Bu, Feng Yuan, & **Fu-Guo Xie**: ‘*Self-Similar Solution of Hot Accretion Flows with Ordered Magnetic Field and Outflow*’, 2009 MNRAS, 392, 325
- [5] Y. Liu, T. G. Wang, D. R. Jiang, & **F. G. Xie**: ‘*The Compact Structure of Radio-Loud Broad Absorption Line Quasars*’, 2008 MNRAS, 391, 246

简 历

基本情况

— 感谢 UMass 刘桂琳同学的润色—

谢生富国者，江苏海安人氏。少时羸弱而性顽鲁，喜混迹市井，人以顽主名。加冠，禀赋素钝，貌平平，言尔尔。无鸿鹄之志，乏经济之能，蹉跎以至而立，一任春秋荏苒而功业莫就。然不无豪逸之度，安穷道，乐善为，厚人薄己，轻禄重义，遂于天南海北广得杵臼，生亦聊自大快于心也。

— 借鉴《非诚勿扰》，自我评价如下—

实话实说，应该定性为一只没有相貌、没有才学、没有存款的“三无纯土博”。性格OPEN，人品五五开，还算老实，但偶尔也会发疯。总体而言属于对人群、对社会有益无害的一类。

当然，值得乐观一点的是：尽管现在一事无成，但是，胡布内尔(Dario Hubner) 三十五加冕意甲最佳射手，黄忠六十跟刘备，德川家康七十打天下，姜子牙八十为丞相，佘太君百岁挂帅，孙悟空五百多岁西天取经，白素贞一千多岁下山谈恋爱……只要从现在起开始努力，人生还有机会！

教育状况

1999 年 9 月 — 2004 年 7 月，
中国科学技术大学。 本科； 专业：天文学。

2004 年 9 月 — 2009 年 7 月，
中国科学院上海天文台。 硕博连读研究生； 专业：天体物理。

联系方式

永久联系方式 E-mail: richinax@gmail.com

现时联系方式 E-mail: fgxie@shao.ac.cn

上海市徐汇区，南丹路80号，上海天文台。邮编：200030