

黑洞超吸积与伽玛射线暴*

刘 彤[†]

(厦门大学天文学系 厦门 361005)

摘要 黑洞超吸积模型是伽玛射线暴中心引擎的有力候选者之一. 将结合纷繁复杂的伽玛射线暴、引力波及其电磁对应体等爆发现象, 简述该模型的一系列理论研究成果. 同时, 提供部分黑洞超吸积的常用工具类结论和公式, 为相关工作提供理论支持.

关键词 吸积, 吸积盘, 黑洞物理, 伽玛射线暴: 普通, 引力波, 中微子

中图分类号: P142; **文献标识码:** A

1 引言

伽玛射线暴(Gamma-ray burst, 以下简称伽玛暴)按照持续时标 T_{90} (指光子数累积计数从5%到95%)以2 s为界可以分为短暴和长暴^[1], 或按照其观测特征、统计性质和可能的起源等属性分为Type I和II暴^[2]. 一般认为, 它们分别起源于致密星(双中子星或黑洞与中子星)并合^[3-4]或大质量塌缩星^[5]. 一个黑洞超吸积系统^[6-9]或一颗毫秒磁星^[10-12]最终在其中心形成, 通过相对论喷流释放巨大能量, 触发伽玛暴^[13-16].

本综述拟以物理图像描述为主体, 必要公式和图表罗列为辅助, 笔者个人研究工作为主线, 评述或观点为陪衬, 尽可能通俗易懂地介绍黑洞超吸积理论及相关多信使观测现象. 并将超吸积模型置于伽玛暴前身星环境下, 讨论其对前身星属性的限制和相关现象的理论解释或预言.

2 黑洞超吸积

2.1 吸积与吸积盘

吸积是天体物理领域普遍存在的能量供给途径或结构、组分(元素)形成和演化模式, 蕴藏在恒星和行星形成、激变变星、X射线双星、伽玛暴、极亮X射线源、活动星系核等不同空间尺度、不同时间跨度和不同能量层次的多信使天文现象中. Bondi首先提出了球吸积的概念^[17]. 但下落物质往往拥有一定的角动量, 这样就会在中心天体周围形成盘状结构, 也就是我们熟知的吸积盘. 吸积过程即向中心天体下落的物质通过粘滞耗散将引力能转化为内能和辐射的过程. 吸积中可能伴随着各类繁复的物理过程, 进而呈现多样辐射, 形成次级结构或合成不同元素.

2018-04-09收到原稿, 2018-04-20收到修改稿

*国家重点基础研究发展计划(2014CB845800)和国家自然科学基金项目(11822304、11473022)

资助

[†]tongliu@xmu.edu.cn

以黑洞作为中心天体的吸积系统往往伴随着高能天文现象. 现阶段, 以光子辐射为主要冷却方式的经典黑洞吸积已建立起较为成熟的理论体系. 众所周知的经典黑洞吸积模型包括SSD^[18](Shakura-Sunyaev盘, 或称为标准薄盘)、SLE^[19](Shapiro-Lightman-Eardley) 盘、ADAF^[20–21](advection-dominated accretion flow)和slim盘^[22](也称为光厚ADAF), 详见文献[23–24]. 表1列举了这4类吸积盘的主要特征, 以供参考. 此外, 还有其他几种黑洞吸积盘模型值得关注, 比如ADIOS^[25](advection-dominated inflow outflow solution)、CDAF^[26](convection-dominated accretion flow)和LHAF^[27](luminous hot accretion flow)等.

表 1 经典黑洞吸积盘的主要特征

Table 1 Characteristics of the classic black hole accretion models					
	optical depth	geometrical depth	dominant cooling	dominant pressure	stability
SSD (inner region)	thick	thin	radiation	radiation	thermally and viscously unstable
SSD (middle and outer regions)	thick	thin	radiation	gas	thermally and viscously stable
SLE disk	thin	thin	radiation	gas	thermally unstable, viscously stable
slim disk	thick	thick	advection	radiation	thermally and viscously stable
ADAF	thin	thick	advection	gas	thermally and viscously stable

吸积触发了辐射, 当吸积物质累积到一定程度, 辐射压会阻止物质进一步下落. 中心天体对单个粒子的引力与该粒子受到的辐射压力达到平衡时, 对应的光度称为Eddington光度^[23–24], 即

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi cGMm_{\text{H}}}{\sigma_{\text{T}}}, \quad (1)$$

其中 M 、 m_{H} 和 σ_{T} 分别表示中心天体质量(如无特殊说明, 下文中均表示黑洞质量)、氢原子质量和电子的Thomson散射截面. 相应吸积率叫做Eddington吸积率

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{c^2}, \quad (2)$$

某些定义中方程右侧会除以效率 η . 有的文献将上式定义的吸积率称为临界(critical)吸积率 $\dot{M}_{\text{crit}}$ ^[24].

2.2 黑洞超吸积

伽玛暴中心能源机制及其相关观测的研究一直是伽玛暴领域的热点和难点. 作为

伽玛暴中心引擎有力候选者之一, 黑洞超吸积过程是指吸积率极高(约 $10^{12} \dot{M}_{\text{Edd}}$ 以上, 这里 $\dot{M}_{\text{Edd}} \simeq 7.0 \times 10^{-17} m M_{\odot} \cdot \text{s}^{-1}$, 其中 $m = M/M_{\odot}$ 指无量纲中心天体质量, 下文中均表示无量纲黑洞质量)的情况下, 吸积盘密度和温度非常高, 光子几乎都被囚禁在盘内难以逃逸, 以提取黑洞引力能或旋转能的中微子辐射或Blandford-Znajek (BZ)机制^[28–32](可能伴随着magnetic coupling (MC)过程^[33–35]和Blandford-Payne (BP)机制^[36])为主要能量提取方式的吸积过程^[6]. 其中以中微子辐射作为主要冷却方式的吸积模型被称为中微子主导吸积流(neutrino-dominated accretion flow, 以下简称NDAF)模型^[6,9], 吸积率一般要求在约 $0.001 M_{\odot} \cdot \text{s}^{-1}$ (点火吸积率^[6,37])以上.

Abramowicz等人首先得到了在 $\dot{M}$ - Σ (其中 $\dot{M}$ 和 Σ 分别代表吸积率和盘面密度)对数空间中, α 粘滞描述下经典黑洞吸积盘的统一图像^[21]. 图1则是融入了黑洞超吸积模型后的示意图^[6]. 值得注意的是, 左右两侧的曲线所代表的吸积盘模型的光深分别是光学薄和光学厚(见表1). slim盘可以呈现超Eddington吸积, 而黑洞超吸积(包括NDAF在内)是slim盘的自然延伸. LHAF则将两条曲线连接起来^[27]. 此外, 从吸积盘物质组分的角度来说, 经典吸积盘物质处于等离子体状态, 光子通过电子的散射、吸收过程最终逃逸出盘面, 其中光学薄的SLE盘和ADAF属于双温盘, 即离子和电子热耦合较弱, 存在温差; 而黑洞超吸积盘, 尤其是NDAF, 温度、密度极高, 造成其内区可能出现自由核子, 多数中微子正是该区域内自由中子和质子参与的Urca过程的产物. 这里不再继续剧透, 更多关于黑洞超吸积盘结构、光度和组分等的内容将在下文中一一详述.

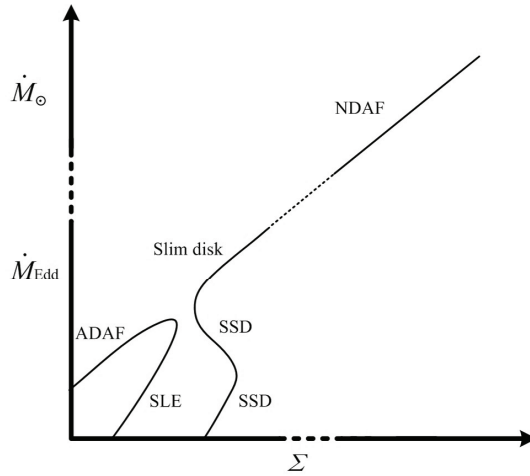


图 1 在 $\dot{M}$ - Σ 对数空间内对各类吸积盘模型的统一描述^[6]

Fig. 1 Unified description of the thermal equilibrium solutions of the different accretion models in the $\dot{M}$ - Σ plane^[6]

外流是黑洞超Eddington吸积系统的重要特征之一. 从理论角度, 诸多数值计算、2维和3维广义相对论磁流体动力学数值模拟(general relativistic magnetohydrodynamic simulation, GRMHD)的工作^[6,38–45]都对经典黑洞吸积下外流的成因、强度、结构和影响因素等做了详细研究和讨论. 从观测角度, 以星系中心超大质量黑洞的吸积系统为例, 无论是银河系中心^[46]、河外宁静星系中心^[47]还是活动星系核中心^[48]都直接观测到

了来自黑洞吸积系统的外流. 总之, 这些都提示我们必须认真考虑黑洞吸积系统的外流问题. 如果伽玛暴中心引擎是黑洞超吸积系统的话, 外流的存在几乎是必然的; 而来自伽玛暴中心的外流所对应的可能观测现象也成为亟待详细探讨的问题. 充分考虑外流因素的这类黑洞超吸积模型, 称为黑洞超吸积内流-外流模型(black hole hyperaccretion inflow-outflow model).

这里, 笔者还希望明确一下外流的概念. 形成稳定吸积盘后, 其径向可能因为角动量重新分布存在从外边界溢出的物质流, 人们也会将其称为外流(或径向外流), 这部分物质不会逃逸; 喷流(jet)属于广义外流. 通常所说的外流, 指从吸积盘盘面(垂向)释放并可以完全逃逸到无穷远处的物质流. 这又会出现常见的两个名词, 即盘风(disk wind)和外流. 一般文献中, 并不区分这两个概念. 笔者认为, 天体物理中谈到的“风”的概念来自于太阳(恒星)风, 究其性质是稀薄、高温的等离子态气体. 据此, 盘风更像携带大量能量但气体密度稀薄的ADAF; 与之相比, 通常意义上的外流对应的物质流性质更为广泛.

2.3 NDAF模型

Popham等人在1999年首次提出了NDAF这个概念^[9], 并对其结构、光度和组分等展开了初步讨论. 随后, 相关工作如雨后春笋般从未间断过^[6,37–39,49–71]. NDAF模型相较于经典吸积盘, 动力学描述并无二致, 差别主要体现在物态(equation of state, EoS)和微观过程中. 换句话说, NDAF模型涉及到广义相对论、流体力学、量子力学、核物理和中微子物理等多个基础领域, 是黑洞吸积理论的重要组成部分, 也是最为复杂的吸积盘模型. 对吸积盘模型的求解主要分为解析解(SSD内、中和外区描述)、数值解和数值模拟. 数值解一般指稳态(不含时)吸积情况下, 通过简化垂向流体静力学平衡或对垂向物理量积分的方式, 求解径向吸积盘结构; 或者径向自相似化后, 计算垂向结构. 数值模拟指含时演化下, 求解2维或3维吸积盘结构. NDAF的理论研究也无外乎这些内容. 如果对NDAF模型的径向、垂向数值计算和数值模拟等工作感兴趣, 可以参考笔者关于NDAF模型的综述论文^[6]及相关参考文献, 这里, 将就大家对NDAF模型比较关注的问题和常用的结论展开讨论.

2.3.1 微观过程

在NDAF内区, 密度和温度极高($\rho \sim 10^{10} - 10^{13} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, $T \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ K}$), 虽然没有达到核密度($\sim 10^{15} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), 但其组分和产生中微子的微观过程与中子星外核^[6,72]类似. 中微子参与的过程主要包括Urca过程、正负电子对湮灭、核子间韧致辐射和等离子体衰变等(详细描述可参考文献^[6, 37, 52, 56, 65, 72]). Urca过程是主导过程, 且主要产生电子类中微子, 后3类反应可以产生电子、 τ 和 μ 类中微子. 另外, 中微子在盘内还会与电子、自由中子、自由质子和其他核子之间发生散射(详细描述亦可参考文献^[6, 37, 52, 56, 65, 72]). 一般来说, 电子对中微子的散射占主导. 这些产生、吸收和散射中微子的过程(中微子的辐射转移过程)嵌套在NDAF模型中, 与吸积盘的物态、中微子辐射冷却和中微子光深等密切相关.

另一个值得关注的是NDAF的物态. 经典吸积盘中, 因与恒星物理中物态类似, 借鉴了其描述方式, 压强主要由气体压和辐射压两部分组成. 对于NDAF模型, 物态中除了由核子为主提供的气体压和无法逃逸的光子提供的黑体形式的辐射压外, 还有电子简

并压和中微子压强. 电子简并压的表述取材于量子统计, 与白矮星理论的形式类似^[6,72]. NDAF中中微子可能在内区处于光厚状态, 需要构造光厚和光薄区域的光深“桥梁公式”, 一般会比照ADAF光子光深^[24,73-76]进行处理, 相应地, 可以得到中微子压强和中微子冷却项. 此外, 可以想象, 中微子处于极端光厚和光薄的情形(也就是中微子能否从系统中逃逸)下, 系统化学势平衡也是不同的^[6,77], 这也需要搭建光厚和光薄之间的化学势桥梁公式加以克服^[6,55,65]. 搭建桥梁公式是出于简化描述的需要, 也是对中间(既不是极端光厚也不是光薄)状态缺乏系统性自洽定量认识的体现. 复杂的物态还带给我们一个难以解决的问题, 即中微子温度(能谱)问题. 光子被囚禁于吸积盘内, 通过充分的散射吸收过程, 可以认为电子和核子是同温的. 一般情况下, 为了简化问题, 仍沿用经典吸积盘的做法, 使用吸积盘的温度定义中微子热温度(平均能量约为 $3.7kT$).

需要说明的是, 无论何种吸积盘, 对物态有贡献的粒子间都存在着显著的相互作用甚至转化. 严格来讲, 几乎所有吸积盘物质粒子都是耦合成团的. 选择分立压强相加的形式只是一种较好的、无奈的近似.

2.3.2 特征半径

在吸积盘理论中, 往往引入一些特征半径的概念来简要刻画吸积盘性质. 这里着重介绍几个NDAF模型的特征半径(如图2^[6,37]所示).

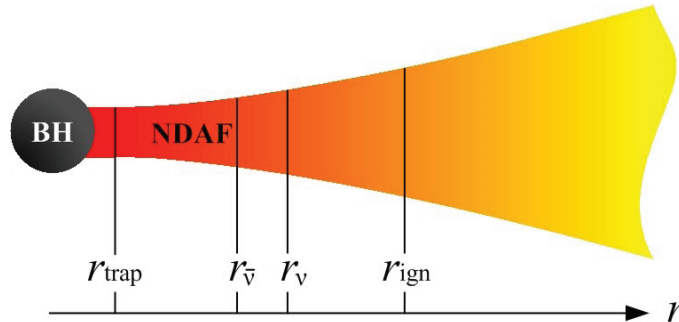


图 2 NDAF特征半径示意图^[6,37]

Fig. 2 Schematic picture of the characteristic radii of NDAFs^[6,37]

(1) 中微子囚禁半径 r_{trap}

对于NDAF模型来说, 吸积率越高似乎应该导致中微子光度越高, 但事实并非如此, 恰恰印证了物极必反的道理. 原因在于, 中微子辐射的主要区域在吸积盘内区, 吸积率越高, 中微子产量的确越高, 但同时, 中微子光深和径向物质流的速度也在增加. 在吸积率大约 $2 M_{\odot} \cdot \text{s}^{-1}$ 以上, 就会出现中微子来不及从盘面辐射出去就被物质流夹带着落入黑洞的情形(在经典吸积盘中, 尤其对于slim盘, 超Eddington吸积下光子囚禁过程也被诸多文献提及^[42]). 吸积率达到约 $5 M_{\odot} \cdot \text{s}^{-1}$ 以上, 中微子光度增长显著变缓. 我们将中微子垂向上辐射出盘面所需要的时间和随物质流径向运动落入黑洞的时间相等所

对应的半径称为中微子囚禁半径, 吸积率为中微子囚禁吸积率(详细讨论可参考文献[6, 49–50, 65]).

(2) 点火半径 r_{ign}

顾名思义, 只有中微子冷却主导(比如占比50%)的时候, 黑洞超吸积盘在严格意义上才被称为NDAF. 对应的半径称为点火半径^[6,37], 相应的吸积率也就是点火吸积率. 此半径以外往往是径移冷却主导. 点火半径大于黑洞最内稳定轨道半径, NDAF才有点火的可能, 由此可知NDAF的吸积率下限大致是 $0.001 M_{\odot} \cdot \text{s}^{-1}$ (取决于黑洞质量、自旋和吸积盘角动量、外流等因素).

(3) 正反中微子不透明半径 r_{ν} 和 $r_{\bar{\nu}}$

正反中微子不透明半径指正反中微子光深变为透明(比如光深小于1)的半径^[6,37]. 同一半径上, 中微子光深通常比反中微子大, 或者说, r_{ν} 一般大于 $r_{\bar{\nu}}$.

2.3.3 中微子光度和湮灭光度的拟合公式

相信这部分是读者最为关心的内容之一. 将单位时间内所有脱离盘面的中微子能量相加即可得到中微子光度 L_{ν} . 而实际上, 真正在视线方向的中微子(湮灭中微子仅占约1%, 对中微子探测而言可以忽略)辐射计算并非如此简单^[6,78]. 在黑洞附近, 无论光子还是中微子辐射都会受到强大引力的影响, 何况NDAF内区是中微子的主要产地. 人们通常用光线跟踪(ray-tracing)的方法解决这一问题^[79]. 来自经典吸积盘内区铁线轮廓的计算^[24]正是NDAF中微子辐射需要充分借鉴的例子.

中微子的湮灭光度 $L_{\nu\bar{\nu}}$ 相较 L_{ν} 复杂许多, 需要考虑中微子能谱、辐射路径和湮灭截面等因素. 如前所述, 每个半径上发射的中微子的能谱近似被认为是单温黑体谱. 那么, 还剩余一个复杂的路径问题, 可以选择忽略黑洞引力效应简化处理^[51,55], 也可以求解测地线方程(geodesic equation)进而得到较准确的湮灭光度^[80–81].

为简化计算和实际运用, 拟合公式应运而生(如无特殊说明, 如下公式均在粘滞系数 $\alpha=0.1$ 下得到). 限定无量纲黑洞质量 $m = 3$, Xue等人给出了如下公式^[65]:

$$\lg [L_{\nu}/(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1})] \approx 52.5 + 1.17a_* + 1.17 \lg \dot{m}, \quad (3)$$

$$\lg [L_{\nu\bar{\nu}}/(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1})] \approx 49.5 + 2.45a_* + 2.17 \lg \dot{m}, \quad (4)$$

其中, a_* 表示无量纲黑洞自旋参数, $\dot{m} = \dot{M}/(M_{\odot} \cdot \text{s}^{-1})$ 表示无量纲吸积率. 该公式的适用范围是 $0.01 \lesssim \dot{m} \lesssim 10$. 同时, 我们还可以给出正反电子中微子冷却率 Q_{ν_e} 、 $Q_{\bar{\nu}_e}$ 和盘温度 T 的拟合公式,

$$\lg [Q_{\nu_e}/(\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})] = 39.78 + 0.15a_* + 1.19 \lg \dot{m} - 3.46 \lg (r/r_g), \quad (5)$$

$$\lg [Q_{\bar{\nu}_e}/(\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})] = 40.02 + 0.29a_* + 1.35 \lg \dot{m} - 3.59 \lg (r/r_g), \quad (6)$$

$$\lg (T/\text{K}) = 11.09 + 0.10a_* + 0.20 \lg \dot{m} - 0.59 \lg (r/r_g), \quad (7)$$

其中, $r_g = 2GM/c^2$ 是 Schwarzschild 半径.

如将黑洞质量包含在内, 上式变为^[82]

$$\lg [L_{\nu\bar{\nu}}/(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1})] \approx 52.98 + 3.88a_* - 1.55 \lg m + 5.0 \lg \dot{m}, \quad (8)$$

这个公式的适用范围是 $0.01 \lesssim \dot{m} \lesssim 0.5$. 相应地, 我们还给出了无量纲湮灭高度的拟合公式, 即

$$\lg h \approx 2.15 - 0.30a_* - 0.53 \lg m + 0.35 \lg \dot{m}, \quad (9)$$

这里, 相对高度 $h = H_{\text{ann}}/r_g$, H_{ann} 指 99.9% 的中微子湮灭对应的高度.

Fryer 等人在 Popham 等^[9] 工作基础上也总结了湮灭光度的拟合公式^[83], 即

$$\lg [L_{\nu\bar{\nu}}/(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1})] \approx 53.4 + 3.4a_* + 4.89 \lg \dot{m}, \quad (10)$$

该公式的适用范围是 $0.01 \lesssim \dot{m} \lesssim 0.1$.

另一个被广泛使用的中微子湮灭光度公式^[60] 是

$$L_{\nu\bar{\nu}}/(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \approx 5.7 \times 10^{52} x_{\text{ms}}^{-4.8} m^{-3/2} \times \begin{cases} 0, & \text{for } \dot{m} < \dot{m}_{\text{ign}}, \\ \dot{m}^{9/4}, & \text{for } \dot{m}_{\text{ign}} \leq \dot{m} \leq \dot{m}_{\text{trap}}, \\ \dot{m}_{\text{trap}}^{9/4}, & \text{for } \dot{m} > \dot{m}_{\text{trap}}, \end{cases} \quad (11)$$

其中, $x_{\text{ms}} = r_{\text{ms}}/r_g$, r_{ms} 指黑洞最内稳定轨道半径. $x_{\text{ms}} = -\sqrt{(3-Z_1)(3+Z_1+2Z_2)} + 3 + Z_2$, 其中 $Z_1 = 1 + (1-a_*^2)^{1/3}[(1+a_*)^{1/3} + (1-a_*)^{1/3}]$, $Z_2 = \sqrt{3a_*^2 + Z_1^2}$ ^[24,60,84-85]. $\dot{m}_{\text{ign}} = \dot{M}_{\text{ign}}/(M_\odot \cdot \text{s}^{-1})$ 和 $\dot{m}_{\text{trap}} = \dot{M}_{\text{trap}}/(M_\odot \cdot \text{s}^{-1})$ 分别表示无量纲点火吸积率和中微子囚禁吸积率^[60,85].

以上拟合公式给出了中微子湮灭光度的决定因素, 即黑洞质量、自旋和吸积率等. 在这些公式中各物理量的系数(指数)存在显著不同, 究其原因, 主要包括: (a) 差别极大的适用范围(拟合范围); (b) 不同精确度中微子物理、是否考虑中微子囚禁和有否计算相对论效应等因素; (c) (11) 式并非拟合公式, 比如黑洞质量的指数是通过解析分析近似得到的. 我们做了仔细的对比研究^[6,82], 以上公式在各自适用范围内基本一致, 均是可以采用的.

此外, Lei 等人用分段幂律也给出了拟合公式^[86], 即

$$L_\nu \simeq L_{\nu,\text{ign}} \left[\left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{ign}}} \right)^{-\alpha_\nu} + \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{ign}}} \right)^{-\beta_\nu} \right]^{-1} \left[1 + \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{trap}}} \right)^{\beta_\nu - \gamma_\nu} \right]^{-1}, \quad (12)$$

$$L_{\nu\bar{\nu}} \simeq L_{\nu\bar{\nu},\text{ign}} \left[\left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{ign}}} \right)^{-\alpha_{\nu\bar{\nu}}} + \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{ign}}} \right)^{-\beta_{\nu\bar{\nu}}} \right]^{-1} \left[1 + \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{trap}}} \right)^{\beta_{\nu\bar{\nu}} - \gamma_{\nu\bar{\nu}}} \right]^{-1}, \quad (13)$$

其中,

$$\begin{cases} L_{\nu,\text{ign}}/(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) = 10^{51.4-0.3a_*^2} \times \left(\frac{m}{3} \right)^{\lg(\dot{m}/\dot{m}_{\text{ign}})-1.5}, \\ \alpha_\nu = 2.3, \beta_\nu = 1.12, \gamma_\nu = 0.4, \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} L_{\nu\bar{\nu},\text{ign}}/(\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) = 10^{48.0+0.15a_*} \times \left(\frac{m}{3}\right)^{\lg(\dot{m}/\dot{m}_{\text{ign}})-3.3}, \\ \alpha_{\nu\bar{\nu}} = 4.7, \beta_{\nu\bar{\nu}} = 2.23, \gamma_{\nu\bar{\nu}} = 0.3, \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} \dot{m}_{\text{ign}} = 0.07 - 0.063a_*, \\ \dot{m}_{\text{trap}} = 6.0 - 4.0a_*^3. \end{cases} \quad (16)$$

读者可根据实际需求(主要是吸积率的要求)选取以上5组中微子湮灭光度解析化公式. 当然, 也可以使用更简单的办法, 即 $L_\nu = \eta_\nu \dot{M} c^2$ 及 $L_{\nu\bar{\nu}} = \eta_{\nu\bar{\nu}} L_\nu$, 其中 $\eta_\nu \sim \eta_{\nu\bar{\nu}} \sim 0.01$ (注意 $\eta_{\nu\bar{\nu}}$ 受吸积率或黑洞自旋影响显著).

2.3.4 中微子湮灭形成的喷流

(9)式给出了典型湮灭高度约 $80\text{--}100 r_g$, 而大部分(50%以上)中微子湮灭发生的区域的宽度大致为 $20\text{--}30 r_g$ [6,9,55], 所以湮灭张角大致在 $10^\circ\text{--}20^\circ$ 内, 也就是说, 中微子湮灭的空间分布本身具有喷流的特征, 这是NDAF独有的. 中微子湮灭产生正负电子对, 正负电子对湮灭可以生成伽玛光子, 所以在湮灭后会形成一团正反中微子、正负电子和伽玛光子混合的“初始火球”(对中微子是光薄的, 对伽玛光子是光厚的).

对吸积盘径向的计算中, 往往使用 $H = c_s/\Omega_K$ [24] 或 $H\Omega_K/c_s = \text{constant}$ 来替代和简化垂向结构, 这里 H 、 c_s 和 Ω_K 分别表示吸积盘的半高度、等温声速(isothermal sound speed, $c_s \equiv P/\rho$, P 和 ρ 分别为吸积盘压强和密度)和Kepler角速度. 将垂向流体静力学平衡的柱坐标形式、引力势Hoshi形式 [24,87] 和垂向多方关系相结合, 可以推导出这个公式. 但容易发现, 上述3个方程并不完全适用于描述几何厚盘, 也就意味着前述公式需要修正 [38,40–41,88]. 对不含外流NDAF垂向的修正 [38,59] 告诉我们, 赤道面和盘表面的夹角可以达到 80° 以上, 留给中微子湮灭仅剩不到 20° 的圆锥区域, 这是NDAF喷流准直性的自然解释, 狭小区域也能极大地提高湮灭效率.

2.3.5 外流

在NDAF模型提出之后, 已有不少工作开始关注其外流问题 [39,49,52,64]. 众所周知, Bernoulli 数是描述吸积盘物质外流与否的重要指标 [89], 写作

$$\text{Be} = \frac{\gamma}{\gamma-1} c_s^2 + \frac{1}{2}(v_r^2 + v_\phi^2) - \frac{GM}{r}, \quad (17)$$

其中, v_r 和 v_ϕ 为速度分量. 这里声速也是等温声速, 还有一种绝热声速(adiabatic sound speed, 定义为 $dP/d\rho$). 这个方程中包含了动能、引力势能和吸积物质的焓. $\text{Be} > 0$ 预示着外流的可能, $\text{Be} \leq 0$ 则表明没有外流 [90].

笔者曾研究了NDAF中Bernoulli数的垂向分布情况 [39], 发现随着吸积率增大, $\text{Be} > 0$ 的区域在径向上往内区不断伸展, 垂向上在外区不断扩大, 这暗示着NDAF可能的外流强度与吸积率正相关. 关于外流, 将在第4部分中结合伽玛暴前身星继续介绍.

2.3.6 核合成

NDAF中, 自内向外随着温度、密度的降低, 元素分布情况恰好与恒星演化晚期的“洋葱”结构反向. 通过引入包含相对富质子物态(电子丰度 $Y_e \sim 0.4\text{--}0.5$) 的核统计平衡, 可以对NDAF垂向元素分布进行研究 [64]. 我们发现, 在吸积率较小时, ^{56}Ni 在盘外区

的表面附近处于主导地位; 在吸积率较大时, ^{56}Fe 在类似位置处于主导地位. 通常认为长暴与超新星成协, 而吸积率较小的 NDAF 可能对应长暴, 大量 ^{56}Ni 一旦出现在盘表面, 并以外流形式脱离吸积盘, 其衰变可以解释长暴中光学鼓包现象. 在第4部分中会继续讨论外流中核合成的话题.

2.3.7 自引力、对流和不稳定性

自引力是吸积系统中被广泛研究的课题之一^[91–94], 尤其在活动星系核、星系恒星形成和原行星盘等领域^[67]. 如果当地密度与 M/r^3 可比拟, 那么自引力就会变得重要起来, 并可能带来本地不稳定性. NDAF 极高的密度自然引发我们对其自引力问题的兴趣^[67]. 计算表明: 自引力对吸积盘外区有着较为显著的影响, 尤其在吸积率较大的情况下. 因为中微子发射主要来自盘内区, 因此自引力对于中微子的发射光度并没有明显效应. 此外, 我们通过研究 Toomre 数^[24] ($Q_T = c_s \Omega_K / (\pi G \Sigma)$) 的分布, 发现引力不稳定性出现在盘外区, 按照冷却快慢可能分别对应于伽玛暴 X 射线耀发和短暴延展辐射的起源.

我们还将垂向对流问题引入到 NDAF 研究中^[68]. 在不同参数空间下, 可以得到垂向对流对吸积盘结构和光度的影响. 从物理机制上来说, 径移成分被垂向对流压制, 仅在赤道面附近主导, 也就提高了中微子冷却的占比. 垂向对流机制是吸积盘中垂向能移^[43] (vertical advection) 的天然解释, 可以用于理解某些数值模拟结果^[43]; 通过有效地压缩径移能量, 在一定程度上提高了中微子光度和湮灭光度. 如果通过磁浮力将囚禁在气泡中的光子带出盘表面的机制, 也适用于 NDAF 模型, 那么可以想象 NDAF 辐射的伽玛光子能量可能远高于中微子辐射能量^[71]. 这些伽玛光子能量部分地注入火球中, 可能会提高火球初始能量; 部分注入到双中子星并合后的抛出物中, 也可以催生明亮的千新星^[95–96] (kilonova).

还有一些与伽玛暴光变行为相关的 NDAF 不稳定性问题, 将在第3部分中简要介绍.

2.4 BZ 机制

BZ 机制由 Blandford 和 Znajek 于 1977 年提出^[28], 最初是为了解释活动星系核能源问题. 简单来说, BZ 机制类似于一种电磁的 Penrose 过程, 在不违背热力学第二定律的前提下, 最大能够提取约 31% 的黑洞转动能 (即对于极端 Kerr 黑洞). 在黑洞吸积系统中, 大尺度磁力线冻结在吸积盘上, 当与物质一并落入黑洞时, 会与物质脱耦 (脱离因果关系). 磁力线被不断挤压, 场强足够大导致真空不稳定, 在能层 (ergosphere) 中催生磁层 (magnetosphere), 最终以 Poynting 能流的形式向外转移黑洞自转能. 伽玛暴发现后, 人们意识到 BZ 机制是一种可能的产能机制^[29–30]. 现阶段, BZ 机制是除中微子湮灭过程外, 与黑洞超吸积过程相关的非常高效的伽玛暴能源机制之一 (关于 BZ 机制的详细描述或数值模拟工作可以参阅文献[6, 29–32]).

BZ 光度可以近似表述为

$$L_{\text{BZ}} \simeq 1.7 \times 10^{20} a_*^2 m^2 B_{\text{in}}^2 F(a_*) \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (18)$$

其中, B_{in} 是黑洞视界附近的磁感应强度. $F(a_*)$ 是与黑洞自旋相关的无量纲参数, 写作

$$F(a_*) = [(1 + q^2)/q^2][(q + 1/q) \arctan q - 1], \quad (19)$$

这里 $q = a_*/(1 + \sqrt{1 - a_*^2})$. 通过黑洞视界附近盘内边沿的冲压与磁压平衡, 即

$$\frac{B_{\text{in}}^2}{8\pi} = P_{\text{in}} \sim \rho_{\text{in}} c^2 \sim \frac{\dot{M}_{\text{in}} c}{4\pi r_{\text{H}}^2}, \quad (20)$$

可以将 B_{in} 转换为吸积率. 上式中, $r_{\text{H}} = (1 + \sqrt{1 - a_*^2})r_{\text{g}}$ 表示黑洞视界半径. 最终, 可以得到BZ光度常用的计算公式:

$$L_{\text{BZ}} = 9.3 \times 10^{53} a_*^2 \dot{m}_{\text{in}} F(a_*) (1 + \sqrt{1 - a_*^2})^{-2} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (21)$$

需要注意的是, 这里特别标明无量纲吸积率为 $\dot{m}_{\text{in}} = \dot{M}_{\text{in}}/(M_{\odot} \cdot \text{s}^{-1})$, 指落入黑洞的物质流量, 或者说是“净”吸积率. 如果存在强烈的外流, 内流吸积率一般是随半径变化的, 外流势必会改变吸积盘上大尺度磁场的构型. 从上述方程可以看到, BZ光度与黑洞自旋和内半径吸积率直接相关, 与黑洞质量无关. BZ机制已被广泛用于黑洞超吸积理论和伽玛暴观测研究^[6,86,97–100].

与湮灭过程类似, BZ机制也是依托于黑洞超吸积过程. 如产生某一典型伽玛暴能量, 其对吸积的要求比NDAF模型低. 需要特别说明的是, BZ机制和中微子辐射过程并不是完全割裂的. 容易想象, 在黑洞超吸积中两种机制可能是共存的, 只是何种机制占据主导不同. BZ机制作为伽玛暴中心引擎的其他相关讨论和研究, 将在以下章节中展开.

另外, MC过程^[33–35]也会被运用于NDAF研究中^[58,70,101–102]. 所谓MC过程, 指磁力线将黑洞视界与吸积盘内区连接起来, 通过施加力矩转移黑洞自转能, 吸积盘被加热进而提高辐射. 磁力线从吸积盘延伸至无穷远处的BP机制^[36]也被引入到黑洞超吸积模型中, 作为一种有效的外流机制被用于解释千新星^[103]和与超长暴成协的超量超新星^[104]. 值得一提的是, 不少工作对中心天体为中子星、磁星和夸克星的超吸积过程进行了研究^[105–109]. 中子星等致密星体相较黑洞拥有硬表面, 磁场较强且本身也是中微子源, 其与NDAF组成的系统中微子光度更高.

3 与超吸积相关的多信使天文现象

该章节将围绕黑洞超吸积模型的应用展开讨论, 涉及到电磁辐射、引力波和中微子等多信使天文现象.

3.1 电磁辐射

这里选取以下几个方面简述与中心引擎相关的电磁辐射现象.

3.1.1 伽玛暴光度

短暴被认为起源于黑洞和中子星或双中子星的并合. 数值模拟告诉我们, 如果形成黑洞超吸积系统, 那么盘质量上限一般在 $0.3 M_{\odot}$ 附近, 具体取决于中子星物态、双星质量比、系统总质量和轨道周期等因素^[110–113]. 黑洞与中子星并合后剩余盘质量一般大于双中子星并合情况. 我们讨论了中微子湮灭机制能否解释已知的短暴观测数据^[85]. 结果表明, 在不考虑短暴延展辐射和X射线耀发等中心引擎起源的现象以及吸积盘外流的情况下, 绝大部分短暴均涵盖在模型允许的参数空间内, 但仍有个别短暴无法得到解释. 同理, 我们假设不同的平均吸积率、黑洞参数和转化效率, 根据长暴观测数据估计了其

吸积盘质量, 发现在不考虑长暴X射线耀发、平台阶段和吸积盘外流等的情况下, 大部分吸积盘质量都在模拟^[9,114–115]给出的合理范围内. 这意味着中微子湮灭能够满足大部分长暴的能量需求.

在黑洞超吸积过程中, 中心黑洞的质量和角动量可能会在短时间内剧烈演化, 这将会影响中微子湮灭产生的能量. 黑洞质量和角动量的演化可以表述为^[24,98,116]

$$\frac{dM}{dt} = \dot{M}e_{\text{ms}}, \quad (22)$$

$$\frac{dJ}{dt} = \dot{M}l_{\text{ms}}, \quad (23)$$

其中 $J = a_* GM^2/c$ 是黑洞角动量, e_{ms} 和 l_{ms} 是最内稳定轨道处的特征能量和角动量, 即

$$e_{\text{ms}} = \frac{1}{\sqrt{3}x_{\text{ms}}} \left(4 - \frac{3a_*}{\sqrt{x_{\text{ms}}}} \right), \quad (24)$$

$$l_{\text{ms}} = 2\sqrt{3} \frac{GM}{c} \left(1 - \frac{2a_*}{3\sqrt{x_{\text{ms}}}} \right). \quad (25)$$

据此, 可推导得到黑洞自旋的演化方程:

$$\frac{da_*}{dt} = 2\sqrt{3} \frac{\dot{M}}{M} \left(1 - \frac{a_*}{\sqrt{x_{\text{ms}}}} \right)^2. \quad (26)$$

在考虑黑洞演化的情况, 我们检验了湮灭机制能否满足伽玛暴的能量需求^[116]. 发现不考虑外流影响下, 当初始吸积盘质量在模拟和观测给出的限制范围内时, 中微子湮灭机制可以满足大部分短暴和大约一半的长暴的能量需求. 对于那些能量较高的伽玛暴, 其能量来源可能需要借助一些磁流体动力学过程, 如吸积系统的BZ喷流、磁星模型等来解释.

如前所述, 在相同的黑洞超吸积系统参数(包括黑洞质量、自旋和吸积率等)下, BZ机制比中微子湮灭所产生的光度更高; 或者说, 对于某一特定能量的伽玛暴来说, BZ机制对系统参数的要求比中微子湮灭低一些^[117–118]. 我们针对包含长暴和短暴的大样本数据, 利用中微子湮灭机制和BZ机制模型进行拟合、分析、对比和统计^[117]. 可见, 中微子湮灭机制无法解释光度(能量)较高的长暴和短暴; 而在较极端黑洞参数下, BZ机制几乎可以满足所有的伽玛暴的能量要求.

通过观测, 可以获取伽玛暴瞬时辐射和余辉部分的各向同性能量(暂不考虑中心引擎起源的X射线耀发部分), 即 $E_{\gamma, \text{iso}}$ 和 $E_{\text{k}, \text{iso}}$ 以及伽玛暴的红移 z 、喷流张角 θ_j 和持续时间 T_{90} , 这样可以得到喷流光度^[85,119–121]:

$$L_j \simeq \frac{(E_{\gamma, \text{iso}} + E_{\text{k}, \text{iso}})(1+z)\theta_j^2}{2T_{90}}, \quad (27)$$

该光度对应于中微子湮灭光度和BZ光度, 这样就把中心引擎模型与观测数据粗略地衔接起来了. 请注意, 上式中 T_{90} 表征中心引擎活动时标, 但一些研究已经表明两者可能存在显著差别^[100,121–122], 需要谨慎对待.

图3示意性地总结了在前身星限制下, 3种中心引擎模型在解释各类伽玛暴能量上的适用性^[6]. 磁星模型在能量角度相比黑洞超吸积更有优势, 但并不影响3类模型共存的局面, 至少在黑洞与中子星并合后, 势必会形成黑洞超吸积系统; 在塌缩星下, 其中心很大几率上也会形成黑洞. 除了能源问题外, 特征性的观测现象也暗示着3类机制“和谐”存在于不同伽玛暴的中心.

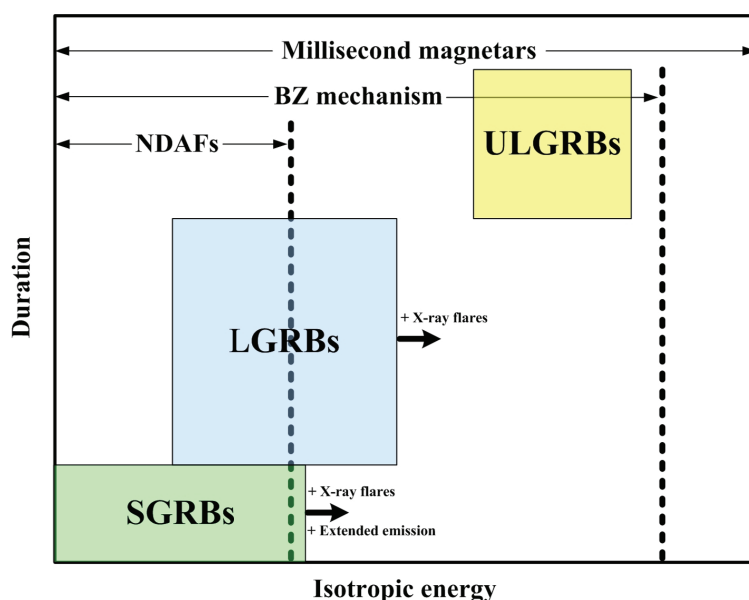


图3 在前身星限制下各类伽玛暴中心引擎模型的适用性^[6]

Fig. 3 Applications of different GRB central engine mechanisms depended on the limitations of progenitors^[6]

3.1.2 延展辐射

有些短暴瞬时辐射阶段之后会紧接着持续大约100 s的偏软的伽玛射线辐射^[123–127], GRB 060614就是一个非常典型的事例^[128]. 除了磁星模型^[129–130]外, BZ机制与中微子湮灭过程共存的黑洞NDAF的延展辐射模型也被提出^[131]. 该模型下, 短暴有无延展辐射取决于喷流与观测方向的夹角.

在黑洞与大质量中子星并合的框架内, 我们也提出了黑洞超吸积下的延展辐射模型^[132]. 在外流、BZ或BP机制无法充分地转移吸积盘角动量的情况下, 少量物质可能会携带角动量在径向上向外延展^[67], 从而对吸积率产生调制. 同时, 磁场随物质落入黑洞会在视界附近驻留, 在高吸积率下, 磁场聚集高于耗散, 可能会起到阻碍吸积的效果. 这样, 角动量转移与“磁屏障”机制协同作用就可能产生短暴及其延展辐射.

3.1.3 X射线耀发

X射线耀发现象是伽玛暴观测中常见的一类辐射阶段^[133–136], 其中相当部分很可能起源于中心引擎的再活动^[102,137–140]. 因此, 很多中心引擎模型应运而生, 比如: 引力不

稳定性引发吸积盘断裂, 造成吸积间断并重启^[67,141]; 因吸积集聚在黑洞视界附近的磁场也会阻断吸积过程, 在没有吸积物质维系磁场的情况下, 磁场迅速耗散, 导致吸积重启^[99,132,142]; 新生毫秒磁星的较差转动会放大磁场, 在一定条件下磁力线浮出表面触发磁重联过程^[143]; 还有, 吸积盘形态转变^[144]、氢合成驱动盘风^[145]、喷流不稳定性^[146]、NDAF临界吸积率驱动径向外流^[38]和盘上磁重联过程驱动间歇性喷流^[147]等等.

如果X射线耀发大多来自于中心引擎再活动, 那么可以从观测数据反推对中心引擎的要求. 如果考虑NDAF包含MC过程, 在合理的吸积盘质量范围内基本可以解释百秒级的耀发现象^[102]. 而对于时标在 10^4 s以上的超长耀发, BZ机制也无能为力, 仅有磁星模型可以解释^[140]. 另外, 中心引擎再活动产生的短暴明亮X射线耀发要求大质量吸积盘, 因此可能与黑洞和中子星并合关联, 这一点通过引力波探测可进行验证^[148].

3.1.4 黑洞属性限制

黑洞吸积是诸多天文现象不可或缺的能源机制. 但是, 黑洞本身深藏于现象背后, 很难获知其质量和自旋这两个关键属性的信息. 一系列动力学或统计的方法不断被发展出来, 用于限制超大质量黑洞^[149–153]或恒星级黑洞^[154–156]的属性. 黑洞自旋的测量比质量测量困难得多. 如果假设全部辐射来自于吸积盘(或认定某一成分来自吸积盘), 且认为盘内边沿相当于黑洞最内稳定轨道, 那么可以通过拟合连续辐射谱或反射谱, 分析准周期振荡(QPO), 甚至估算黑洞阴影等方式来得到黑洞自旋信息.

伽玛暴的辐射来自于喷流, 完全没有黑洞超吸积过程的电磁辐射成分. 因此, 必须发展新方法去限制伽玛暴中心黑洞的属性. 根据伽玛暴多信使辐射特征, 笔者提出了几种可能的途径.

黑洞NDAF的中微子湮灭过程会形成一个“火球”进而推动相对论性喷流. 这个火球适用于解释那些具有明显热成份的伽玛暴. 火球的初始半径是中微子湮灭高度(见(9)式)的上限, 而伽玛暴本身的喷流光度对应湮灭光度. 利用这两个与中心引擎相关的观测量, 可以估计中心黑洞质量和自旋^[82]. 我们将此方法应用到热主导的GRB 101219B, 得到它的中心黑洞的质量约为 $5-9 M_{\odot}$ 、无量纲自旋参数 $a_* \geq 0.6$, 相应的吸积盘质量大概为 $3-4 M_{\odot}$.

另一种方法是, 通过某些伽玛暴可能的准周期光变或周期演化性质, 运用进动模型来限制黑洞属性^[157–159]. 进动问题将在下面小节中介绍.

此外, 如果探测到进动行为或中微子辐射各向异性引发的引力波辐射, 也可以限制黑洞属性^[160–161]. 还有, 如果能够直接探测到NDAF的MeV中微子能谱^[78], 即来自NDAF本身的辐射, 当然也可以用类似经典吸积盘的方法去做限制. 最后, 如果强引力波、伽玛暴和快速射电暴^[162–163] (fast radio burst, FRB)是同源的, 可能来自于Kerr-Newman黑洞或双黑洞的电荷中和过程^[164], 那么原则上可以精确得到黑洞的质量、自旋和电荷信息.

3.1.5 伽玛暴光变

伽玛暴辐射源于相对论喷流, 其光变行为自然可能与喷流的某些动力学性质相关, 比如内激波过程^[165]、相对论微喷流^[166–168] (mini-jet)或相对论湍流^[169–172]等等. 除了喷流本身的某些可能机制之外, 中心引擎的某些不稳定性也可能引发喷流变化, 进而呈现复杂的光变行为.

最初人们意识到黑洞超吸积过程可以解释伽玛暴, 原因之一是, 黑洞超吸积的粘滞时标和动力学时标大致对应于典型伽玛暴瞬时辐射的持续时间和光变时标^[8,173], 所以需要从吸积盘动力学时标的层面寻找不稳定性. 热不稳定性^[24]以及某些动力学不稳定性(如磁旋转不稳定性、涨落效应等)等在黑洞超吸积的相关工作中已得到广泛研究^[53,57–58,70,174–180].

黑洞超吸积系统的进动行为也可能是伽玛暴光变的起因^[157,181–185]. 如前所述, 通过数值计算发现NDAF中参与湮灭的中微子主要来自盘内区并集中于垂直内区面的黑洞两极方向, 呈现类似喷流的结构. 我们认为, 一旦黑洞与吸积盘角动量方向存在夹角, 就会造成盘外区驱动黑洞和吸积盘内区进动(如图4^[6,157]), 内区角动量方向与黑洞自旋一致^[186], 这样中微子湮灭形成的喷流跟随转动黑洞进动. 这一模型的合理之处在于, 考虑到了吸积盘总角动量远大于黑洞角动量, 且喷流方向与黑洞自旋一致. 基于Lense-Thirring效应^[187]可以定义前述分割内外区的临界半径. 借用Popham等人关于NDAF模型结构的拟合公式^[9], 可以得到进动周期 P 的近似解析表达式, 即

$$P = 2793 a_*^{17/13} m^{7/13} \dot{m}^{-30/13} \alpha^{36/13} \text{ s}. \quad (28)$$

随着吸积盘物质的消耗, 角动量分配不断变化, 进动周期在黑洞超吸积框架内是含时演化的, 所以

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \frac{17}{13} \frac{1}{a_*} \frac{da_*}{dt} + \frac{7}{13} \frac{\dot{m}}{m} e_{\text{ms}} - \frac{30}{13} \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dt}. \quad (29)$$

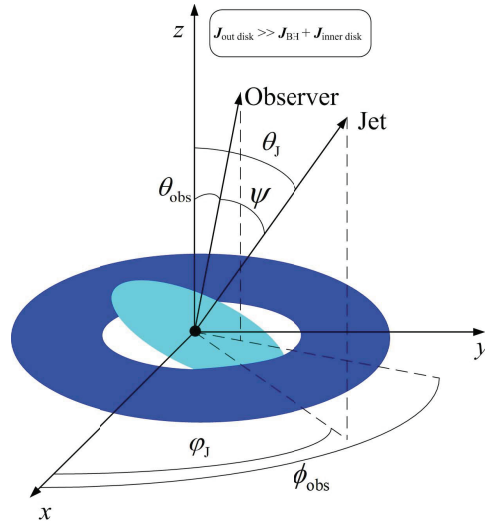


图 4 黑洞NDAF系统进动模型示意图^[6,157]

Fig. 4 Schematic picture of a BH-NDAF precessing system^[6,157]

这一进动机制可以解释伽玛暴的快上升慢下降的光变行为, 也可以解释火球-激波模型难以解释的对称光变曲线^[157]. 此外, 我们利用进动模型分别研究了GRB

121027A的X射线鼓包中的准周期信号及其演化^[158]和GRB 130925A的X射线耀发的演化行为^[159], 并初步限制了中心黑洞的属性. 下一节还会简要介绍进动行为引发的引力波辐射.

3.2 引力波

现代天文学已经迎来引力波时代. 除了已经发现的双黑洞或双中子星并合事件^[188–190]外, 黑洞与中子星并合^[121,191]、塌缩星和各类超新星^[100], 乃至中子星或黑洞与白矮星的灾变吸积或并合瓦解过程^[192–193]等也是潜在的中高频强引力波源^[194–195]. 这些过程还必然伴随一系列电磁辐射, 最主要的就是伽玛暴及其多波段辐射, 还有千新星、超新星, 甚至快速射电暴等等. 引力波及其电磁对应体的研究已成为现代天体物理最为热门的领域之一. 图5显示了3类致密天体组成的双星系统及可能对应的观测现象^[193].

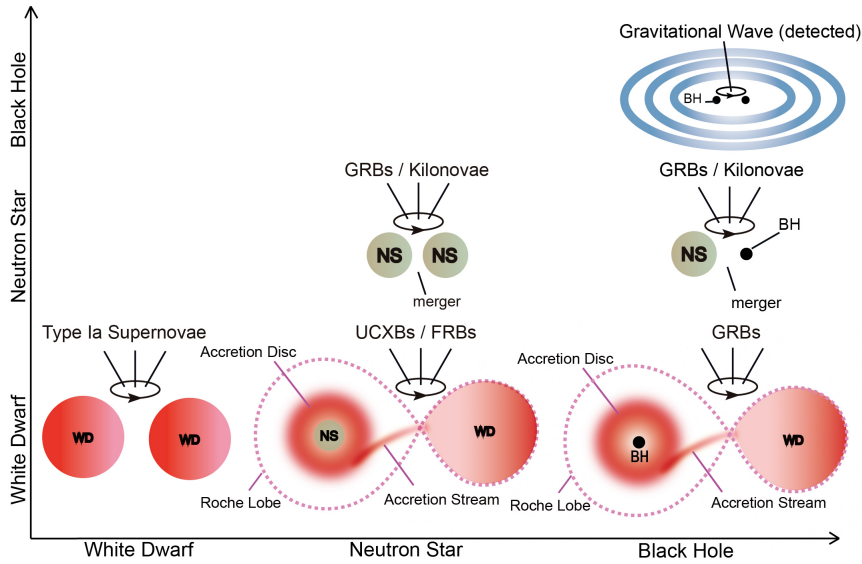


图 5 3类致密天体组成的双星系统及可能对应的天文现象^[193], 其中, UCXB是超致密X射线双星.

Fig. 5 A full picture of the compact binary systems^[193], UCXB is the ultra compact X-ray binary.

这些天体事件的产物, 比如黑洞超吸积系统^[160–161,196–198]、新生磁星^[199–203]、夸克星^[204–205]以及喷流^[206–210]不仅带来电磁辐射, 同时也是强引力波源. 如果伽玛暴发生在本星系群(Local group)范围内, 不同阶段或组分的喷流所产生的引力波频率多在0.1–10 Hz, 振幅在 10^{-22} 以下, 有可能被DECIGO/BBO (Deci-hertz Interferometer Gravitational wave Observatory/Big Bang Observer)探测到.

黑洞NDAF系统的进动行为也会产生引力波辐射^[160,196]. 计算可知, 在本星系群范围内, 引力波频率对应伽玛暴光变, 振幅也在 10^{-22} 以下(与黑洞质量、自旋、吸积率和距离直接相关). 频率10 Hz附近的输出功率大致为 $10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 远低于典型伽玛暴电磁辐射光度.

此外, 中微子辐射各向异性也会触发引力波辐射^[161,197–198]. 据此, 在没有进动的情形下, 黑洞超吸积系统, 包含NDAF和BZ机制, 也会有相应的引力波辐射. 不幸的是,

NDAF的引力波强度与进动类似, 仅在本星系群内具有探测可能. BZ机制的探测机会更小, 因为如果产生同一光度的伽玛暴, BZ机制对吸积率要求比NDAF湮灭光度低近2个量级, 换算为BZ机制和NDAF下的中微子光度(触发引力波的指标)也会相差2个量级, 这意味着BZ机制下, 中微子各向异性触发的引力波弱得多. 当然, 两者的引力波频率相当, 都对应于伽玛暴光变. 真正有可能被探测到的中心引擎候选者是毫秒磁星, 其自转周期约1 ms, 故其引力波频率为2000 Hz^[211]. 磁星旋转能如此巨大, 除了产生伽玛暴、X射线耀发和余辉中能量注入的平台阶段, 剩余能量很可能全部以引力波的形式释放出去, 这样可以得到毫秒磁星引力波振幅约为

$$h_c \approx 5.1 \times 10^{-22} \left(\frac{100 \text{ Mpc}}{D} \right) \left(\frac{I}{10^{45.3} \text{ g} \cdot \text{cm}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{P_m}{1 \text{ ms}} \right)^{-1}, \quad (30)$$

其中 D 、 I 和 P_m 分别表示距离、磁星转动惯量和自转周期.

以advanced LIGO (aLIGO)和Einstein Telescope (ET)为例, 对于一个典型伽玛暴事件, 通过计算可以估计不同中心引擎模型释放引力波的典型频率和事件的可探测距离(如图6示意). 除了探测频率的差别外, 容易对比得知, NDAF模型和BZ机制的探测距离和探测几率都较小, 而磁星的探测距离可到500 Mpc. 有理由相信未来的引力波探测, 可以让人们对伽玛暴神秘的中心引擎一窥究竟.

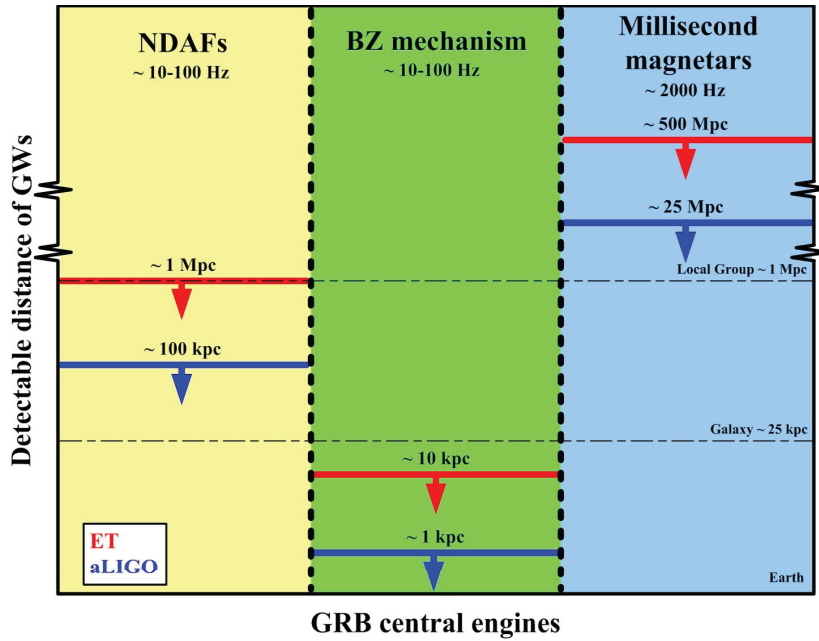


图 6 3种伽玛暴中心引擎模型触发的引力波的可探测性对比^[161]

Fig. 6 Schematic picture of the gravitational waves detectabilities of three central engine models by aLIGO (blue lines) and ET (red lines)^[161]

3.3 中微子

除电磁辐射、引力波和宇宙线外, 各种能量的中微子也是传递天体信息的重要信使之一. 伽玛暴前身星、中心引擎和喷流等都是非常重要的中微子“工厂”^[6,78].

NDAF作为伽玛暴的中心引擎, 可以释放大量中微子, 很小部分湮灭后供给伽玛暴能量. 探测NDAF发射的中微子对于理解伽玛暴中心能源机制、验证NDAF的存在具有重要的意义^[212–214]. 为此, 我们计算了黑洞属性、吸积率、观测倾角等对NDAF的电子中微子和电子反中微子能谱的影响. NDAF的中微子能谱与超新星类似, 峰值集中在10–20 MeV, 但光度比超新星低2–3个量级. NDAF辐射的中微子能谱还包含了黑洞引力的信息, 与新生磁星不同; 如果能够获取较为精确的能谱, 那么可以有效地估算黑洞质量和自旋.

Hyper-Kamiokande (Hyper-K)、JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory)、LENA (Low Energy Neutrino Astronomy)等是下一代中微子探测器的代表. 如果以探测到3个中微子为基准, 那么通过计算邻近星系伽玛暴发生率(考虑恒星形成率、金属丰度等因素), 可以得到, 对Hyper-K^[215–216], 与伽玛暴相关NDAF的探测率约为每世纪0.10–0.25个, 如果考虑Ib/c型超新星中微子爆发后也会产生NDAF, 那么探测率约为每世纪1–3个. 当然, 如果考虑中微子振荡, 探测率将降低2–3倍. 图7 显示了超新星爆发和中心形成黑洞NDAF系统前后的两次中微子辐射爆发.

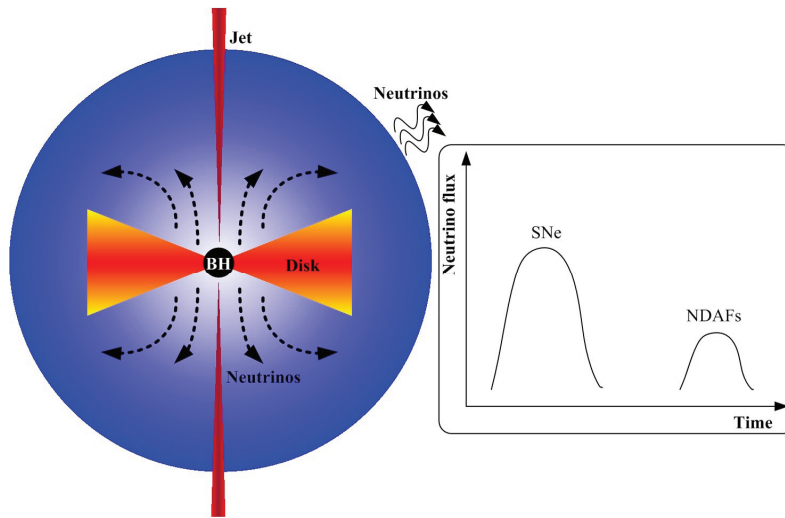


图 7 与超新星成协的NDAF的MeV中微子辐射示意图

Fig. 7 MeV neutrinos from NDAFs associated with supernovae

补充一点, 来自NDAF的中微子和引力波背景也有可能被未来的中微子和引力波探测器发现^[217].

4 黑洞超吸积内流-外流模型

外流一直是黑洞吸积盘领域非常重要的课题之一. 外流的存在改变了原本吸积

盘(或者说内流)的形态、结构甚至组分. 相比经典吸积盘, 外流对于黑洞超吸积来说, 在某些方面可能显得更为重要^[100,121,218].

数值模拟^[44–45]告诉我们含外流吸积盘各个半径上(约 $10 r_g$ 以内, 外流比例近似为常数)的吸积率近似满足 $\dot{M} \propto r^s$, 其中 $0 \leq s \leq 1$.

从辐射的角度而言, 外流的存在很可能是致密星并合下明亮千新星和塌缩星下超新星光学鼓包的起源. 换言之, 黑洞超吸积中的外流是非常重要的元素合成载体. 图8展示了元素合成的主要路线^[218]. 宇宙大爆炸后形成的氢、氦等较轻元素, 成为恒星形成、燃烧的源泉. 恒星演化过程中, 也会形成比铁、镍轻的各类元素. 恒星的贡献不仅如此, 在恒星死亡或超新星爆发后形成的白矮星、中子星和黑洞继承元素合成的任务. 比如, 双中子星或黑洞与中子星并合事件会产生千新星, 而它的物理起源就是富中子态下的抛出物通过快中子俘获过程(r-process)形成的重核元素的衰变^[95–96]. 在这个过程中, 黑洞超吸积外流可能扮演着进一步注入能量或物质的角色^[103,121]; 而塌缩星中心形成的黑洞超吸积系统中, 外流冷却可以直接形成大量 ^{56}Ni ^[64,100,219–222], 或盘风向外部壳层注入能量, 进而通过激波加速产生 ^{56}Ni ^[223–224], 最终都会触发超新星光学鼓包现象(也可能起源于磁星^[225]或伽玛暴喷流^[226]).

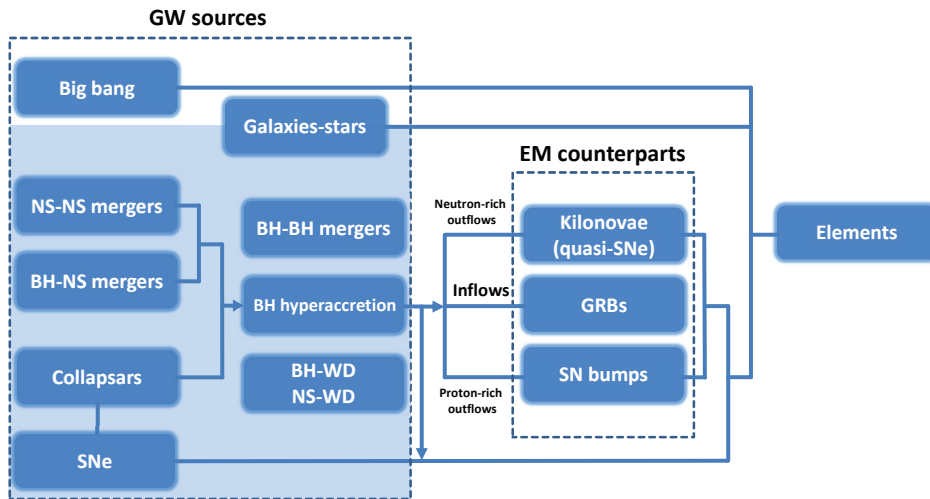


图 8 以黑洞超吸积为主的元素合成路线图^[218]

Fig. 8 The road map of the element productions related to the black hole hyperaccretion models^[218]

从结构的角而言, 外流带来了一个重要效应, 即限制喷流张角. 前面提到, 当考虑不含外流NDAF垂向结构时, 吸积盘的张角足够大, 可以限制中微子湮灭在一个狭小的圆锥区域内^[59]. 一旦考虑外流因素, 对湮灭区域的限制变得更为自然, 同时, 外流中的少量重子物质也可能被注入到喷流中^[222].

下面, 我们将结合伽玛暴前身星, 具体介绍黑洞超吸积内流-外流模型的应用及对前身星性质的限制.

4.1 致密星并合

双黑洞和双中子星并合所释放的引力波已被探测到^[188–190]. *Fermi*/GBM (Gamma

-ray Burst Monitor)发现了疑似与第一个引力波事件GW 150914 成协的短暴^[227], 激发了理论家广泛兴趣^[164,228–232]. 而双中子星并合起源的GW 170817及其电磁对应体GRB 170817A和AT2017gfo 的发现^[190,233–242], 则掀起了致密星并合研究的新高潮. 现阶段, 人们最为期待黑洞与中子星并合的引力波及其电磁对应体事件的发现, 其中最重要的原因之一是这类并合事件中心只可能形成黑洞超吸积系统, 这对于检验和发展吸积理论非常关键.

如前所述, BZ机制相比中微子湮灭更为高效. 中心引擎是一个具有强外流的黑洞超吸积系统, 以BZ机制激发喷流, 这样可在最大限度上检验致密星并合后超吸积模型的适用性.

随着伽玛暴观测的深入, 一些与双中子星或黑洞-中子星并合相关的长暴^[2,128]和一些可能来源于塌缩星的短暴^[243–245], 挑战着伽玛暴的传统分类标准. 在致密双星并合理论框架下, 我们检验了黑洞超吸积内流-外流模型对伽玛暴观测数据的解释能力^[121]. 发现当外流率较低(约50%)时, 并合后的超吸积过程不仅可以解释所有短暴, 还可以解释大部分长暴. 至少从能量需求方面来讲, 一些长暴的确可能由致密双星并合产生.

在伽玛暴的光学红外数据中已找到多个千新星事例^[246–254]. 普遍认为, 双中子星或黑洞与中子星并合后的抛出物是千新星的起源, 后者产生的千新星可能更为明亮^[248]. 然而, AT2017gfo提示我们, 千新星的物理机制也许并非那么简单. 实际上, 并合后中心引擎可以往抛出物中注入物质(盘外流)和能量(磁星或盘风), 形成更为明亮的千新星^[255–260]. 在黑洞超吸积框架内, 强烈的富中子外流可以完全主导千新星的产生机制. 容易想到, 伽玛暴和千新星在吸积盘质量和总能量上存在竞争, 它们的光度和时标完全依赖于内流和外流的强度. 随着外流的增强, 千新星的特征越接近“快下降”超新星(supernovae with steep decay), 因此我们称这类的千新星为类超新星^[121](quasi-supernova).

4.2 塌缩星

同样地, BZ机制主导的黑洞超吸积内流-外流模型亦可应用于塌缩星, 并限制长暴和超长暴的前身星属性^[100]. 图9描述了塌缩星的黑洞超吸积过程. 塌缩星包层物质向中心黑洞下落, 因角动量分布调制, 势必在吸积盘外边界导致部分物质外溢(outflow I), 同时吸积盘上也存在外流(outflow II). 黑洞吸积导致BZ喷流, 喷流穿透外部包层后才会形成伽玛暴现象.

在不考虑前身星转动^[261]的前提下, 基于上述物理图像计算发现, 对于时标10 s左右的长暴要求其前身星的金属丰度为0或为太阳金属丰度, 显然这一类前身星比例是很小的; 而恰恰是时标较短的长暴数量占比最高. 对于百秒或千秒的长暴, 要求其前身星的金属丰度较低, 而这类恒星比例最高. 除非抛弃中心引擎活动时间大致等于瞬时辐射时标的观点, 并认为前者远大于后者(时标较短的长暴中心活动时间约为百秒, 即X射线的部分辐射也起源自中心引擎活动^[122]), 才能有效地解决这一矛盾.

我们还注意到, 对于超长暴的前身星, 在该模型下并不需要之前人们认为的70 $M_{\odot}$ 以上的前身星^[262–265], 通常意义上的大质量恒星塌缩都可以产生超长暴.

显然, 在塌缩星框架下, 伽玛暴和光学鼓包分别起源自黑洞超吸积内流和外流, 所以两者也存在吸积盘质量和能量上的竞争关系^[218,222].

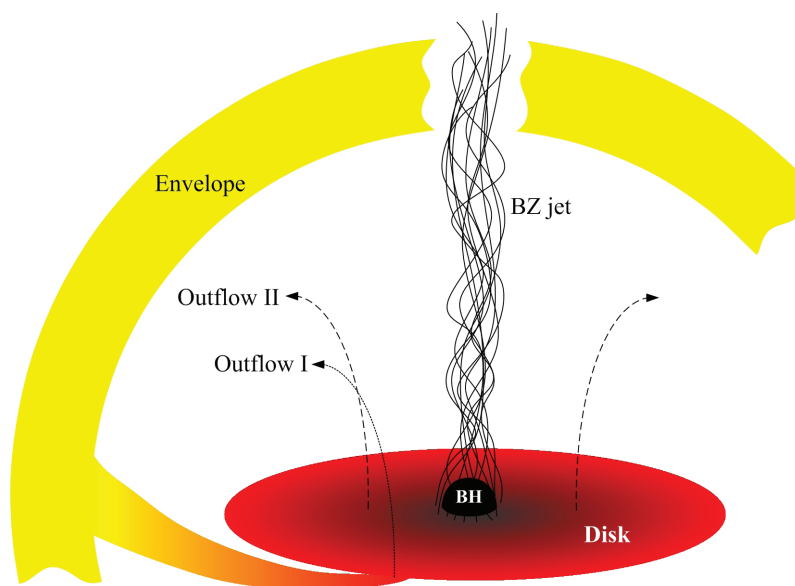


图 9 在长暴和超长暴中心的黑洞超吸积内流-外流模型示意图^[100]

Fig. 9 Schematic picture of the BH hyperaccretion inflow-outflow models for LGRBs and ULGRBs^[100]

5 总结与展望

伽玛暴是仅次于宇宙大爆炸的最为高能的天体物理现象, 黑洞超吸积模型则是伽玛暴中心引擎的有力候选者之一. 本文较为系统地回顾了黑洞超吸积模型的主要理论进展和观测应用, 展示了超吸积下外流的重要性, 并适时地给出了一些读者感兴趣的理论结果和计算公式.

希望读者可以体会到, 无论在理论模型还是观测解释或预言上, 黑洞超吸积模型仍有巨大的研究价值和进步空间. 本文中不时出现的笔者个人拙劣、幼稚的思考叨扰了读者的阅读, 敬请见谅. 勉强起到的作用之一是, 部分展现了黑洞超吸积模型, 乃至黑洞吸积理论, 仍处于起步阶段, 一些核心问题仍未解决. 我们翘首期盼新的学术观点和观测发现推动黑洞吸积理论的发展.

最后补充说明的是, 伽玛暴虽然是恒星尺度上的天文事件, 但对更大尺度, 比如对其寄主星系的性质和演化有着非常重要的影响. 通过研究发生过伽玛暴的星系, 可以更好地限制伽玛暴前身星模型, 理解星系的形成和演化. 我们通过X射线、紫外、光学、红外及射电等多波段观测拟合结果等证据, 发现GRB 150101B寄主星系中心存在活动星系核, 其性质符合一类特殊的星系, 即“X射线亮, 光学正常星系(XBONGs)”, 并且支持辐射低效吸积流模型^[266](RIAF)对这类星系的解释^[267]. 这是第一个证认的伽玛暴寄主星系中心存在活动星系核的事例.

此外, 通过上文关于核合成的讨论, 可以发现黑洞超吸积过程是除了恒星演化、致密星并合、超新星爆发等过程外, 星系气体中重元素的可能起源之一^[218,222]. 黑洞超吸积过程中, 被前身星束缚的暗物质粒子的湮灭产物也可能被注入到相对论喷流中, 而产生相应的观测现象, 这又在一定程度上, 可以限制恒星或致密天体对暗物质的束缚效应

以及暗物质在星系中的分布^[268].

致谢 感谢中国科学院紫金山天文台韦大明研究员和《天文学报》编辑部薛蓉蓉博士的邀请, 感谢厦门大学天文学系顾为民教授给予本文初稿的建议.

谨以本文感谢和怀念我的导师卢炬甫教授.

参 考 文 献

- [1] Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. *ApJ*, 1993, 413: L101
- [2] Zhang B, Zhang B B, Virgili F J, et al. *ApJ*, 2009, 703: 1696
- [3] Nakar E. *PhR*, 2007, 442: 166
- [4] Berger E. *ARA&A*, 2014, 52: 43
- [5] Woosley S E, Bloom J S. *ARA&A*, 2006, 44: 507
- [6] Liu T, Gu W M, Zhang B. *NewAR*, 2017, 79: 1
- [7] Paczyński B. *AcA*, 1991, 41: 257
- [8] Narayan R, Paczyński B, Piran T. *ApJ*, 1992, 395: L83
- [9] Popham R, Woosley S E, Fryer C. *ApJ*, 1999, 518: 356
- [10] Duncan R C, Thompson C. *ApJ*, 1992, 392: L9
- [11] Usov V V. *Nature*, 1992, 357: 472
- [12] Dai Z G, Lu T. *PhRvL*, 1998, 81: 4301
- [13] Zhang B. *ChJAA*, 2007, 7: 1
- [14] Liang E W. *SCPMA*, 2010, 53: 14
- [15] Gao H, Lei W H, Zou Y C, et al. *NewAR*, 2013, 57: 141
- [16] Kumar P, Zhang B. *PhR*, 2015, 561: 1
- [17] Bondi H. *MNRAS*, 1952, 112: 195
- [18] Shakura N I, Sunyaev R A. *A&A*, 1973, 24: 337
- [19] Shapiro S L, Lightman A P, Eardley D M. *ApJ*, 1976, 204: 187
- [20] Narayan R, Yi I. *ApJ*, 1994, 428: L13
- [21] Abramowicz M A, Chen X M, Kato S, et al. *ApJ*, 1995, 438: L37
- [22] Abramowicz M A, Czerny B, Lasota J P, et al. *ApJ*, 1988, 332: 646
- [23] Frank J, King A, Raine D J. *Accretion Power in Astrophysics*. 3rd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002
- [24] Kato S, Fukue J, Mineshige S. *Black-Hole Accretion Disks: Towards a New Paradigm*. Kyoto: Kyoto University Press, 2008
- [25] Blandford R D, Begelman M C. *MNRAS*, 1999, 303: L1
- [26] Narayan R, Igumenshchev I V, Abramowicz M A. *ApJ*, 2000, 539: 798
- [27] Yuan F. *MNRAS*, 2001, 324: 119
- [28] Blandford R D, Znajek R L. *MNRAS*, 1977, 179: 433
- [29] Lee H K, Brown G E, Wijers R A M J. *ApJ*, 2000, 536: 416
- [30] Lee H K, Wijers R A M J, Brown G E. *PhR*, 2000, 325: 83
- [31] McKinney J C, Gammie C F. *ApJ*, 2004, 611: 977
- [32] Tchekhovskoy A, McKinney J C, Narayan R. *MNRAS*, 2008, 388: 551
- [33] Li L X. *ApJ*, 2002, 567: 463
- [34] Wang D X, Xiao K, Lei W H. *MNRAS*, 2002, 335: 655
- [35] Uzdensky D A. *ApJ*, 2005, 620: 889
- [36] Blandford R D, Payne D G. *MNRAS*, 1982, 199: 883
- [37] Chen W X, Beloborodov A M. *ApJ*, 2007, 657: 383
- [38] Liu T, Gu W M, Xue L, et al. *ApJ*, 2008, 676: 545
- [39] Liu T, Gu W M, Xue L, et al. *Ap&SS*, 2012, 337: 711

- [40] Gu W M. ApJ, 2012, 753: 118
- [41] Gu W M. ApJ, 2015, 799: 71
- [42] Ohsuga K, Mineshige S. ApJ, 2011, 736: 2
- [43] Jiang Y F, Stone J M, Davis S W. ApJ, 2014, 796: 106
- [44] Yuan F, Narayan R. ARA&A, 2014, 52: 529
- [45] Sądowski A, Narayan R. MNRAS, 2015, 453: 3213
- [46] Wang Q D, Nowak M A, Markoff S B, et al. Science, 2013, 341: 981
- [47] Cheung E, Bundy K, Cappellari M, et al. Nature, 2016, 533: 504
- [48] Parker M L, Pinto C, Fabian A C, et al. Nature, 2017, 543: 83
- [49] Kohri K, Mineshige S. ApJ, 2002, 577: 311
- [50] Di Matteo T, Perna R, Narayan R. ApJ, 2002, 579: 706
- [51] Rosswog S, Ramirez-Ruiz E, Davies M B. MNRAS, 2003, 345: 1077
- [52] Kohri K, Narayan R, Piran T. ApJ, 2005, 629: 341
- [53] Lee W H, Ramirez-Ruiz E, Page D. ApJ, 2005, 632: 421
- [54] Gu W M, Liu T, Lu J F. ApJ, 2006, 643: L87
- [55] Liu T, Gu W M, Xue L, et al. ApJ, 2007, 661: 1025
- [56] Kawanaka N, Mineshige S. ApJ, 2007, 662: 1156
- [57] Janiuk A, Yuan Y, Perna R, et al. ApJ, 2007, 664: 1011
- [58] Lei W H, Wang D X, Zhang L, et al. ApJ, 2009, 700: 1970
- [59] Liu T, Gu W M, Dai Z G, et al. ApJ, 2010, 709: 851
- [60] Zalamea I, Beloborodov A M. MNRAS, 2011, 410: 2302
- [61] Kawanaka N, Kohri K. MNRAS, 2012, 419: 713
- [62] Pan Z, Yuan Y F. PhRvD, 2012, 85: 064004
- [63] Pan Z, Yuan Y F. ApJ, 2012, 759: 82
- [64] Liu T, Xue L, Gu W M, et al. ApJ, 2013, 762: 102
- [65] Xue L, Liu T, Gu W M, et al. ApJS, 2013, 207: 23
- [66] Janiuk A, Mioduszewski P, Moscibrodzka M. ApJ, 2013, 776: 105
- [67] Liu T, Yu X F, Gu W M, et al. ApJ, 2014, 791: 69
- [68] Liu T, Gu W M, Kawanaka N, et al. ApJ, 2015, 805: 37
- [69] Hu T. A&A, 2015, 578: A132
- [70] Xie W, Lei W H, Wang D X. ApJ, 2016, 833: 129
- [71] Yi T, Gu W M, Yuan F, et al. ApJ, 2017, 836: 245
- [72] Shapiro S L, Teukolsky S A. Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects. New York: John Wiley & Sons, 1986
- [73] Hubeny I. ApJ, 1990, 351: 632
- [74] Narayan R, Yi I. ApJ, 1995, 452: 710
- [75] Popham R, Narayan R. ApJ, 1995, 442: 337
- [76] Artemova I V, Bisnovatyi-Kogan G S, Bjoernsson G, et al. ApJ, 1996, 456: 119
- [77] Yuan Y F. PhRvD, 2005, 72: 013007
- [78] Liu T, Zhang B, Li Y, et al. PhRvD, 2016, 93: 123004
- [79] Carter B. PhRv, 1968, 174: 1559
- [80] Miller W A, George N D, Kheyfets A, et al. ApJ, 2003, 583: 833
- [81] Birkel R, Aloy M A, Janka H T, et al. A&A, 2007, 463: 51
- [82] Liu T, Xue L, Zhao X H, et al. ApJ, 2016, 821: 132
- [83] Fryer C L, Woosley S E, Herant M, et al. ApJ, 1999, 520: 650
- [84] Bardeen J M, Press W H, Teukolsky S A. ApJ, 1972, 178: 347
- [85] Liu T, Lin Y Q, Hou S J, et al. ApJ, 2015, 806: 58
- [86] Lei W H, Zhang B, Wu X F, et al. ApJ, 2017, 849: 47
- [87] Hōshi R. PThPh, 1977, 58: 1191
- [88] Gu W M, Lu J F. ApJ, 2007, 660: 541

- [89] Narayan R, Yi I. *ApJ*, 1995, 444: 231
- [90] Abramowicz M A, Lasota J P, Igumenshchev I V. *MNRAS*, 2000, 314: 775
- [91] Paczyński B. *AcA*, 1978, 28: 91
- [92] Paczyński B. *AcA*, 1978, 28: 241
- [93] Abramowicz M A, Curir A, Schwarzenberg-Czerny A, et al. *MNRAS*, 1984, 208: 279
- [94] Goodman J, Narayan R. *MNRAS*, 1988, 231: 97
- [95] Li L X, Paczyński B. *ApJ*, 1998, 507: L59
- [96] Metzger B D. *LRR*, 2017, 20: 3
- [97] Lei W H, Zhang B, Liang E W. *ApJ*, 2013, 765: 125
- [98] Wu X F, Hou S J, Lei W H. *ApJ*, 2013, 767: L36
- [99] Cao X W, Liang E W, Yuan Y F. *ApJ*, 2014, 789: 129
- [100] Liu T, Song C Y, Zhang B, et al. *ApJ*, 2018, 852: 20
- [101] Lei W H, Wang D X, Ma R Y. *ApJ*, 2005, 619: 420
- [102] Luo Y, Gu W M, Liu T, et al. *ApJ*, 2013, 773: 142
- [103] Ma S B, Lei W H, Gao H, et al. *ApJ*, 2018, 852: L5
- [104] Gao H, Lei W H, You Z Q, et al. *ApJ*, 2016, 826: 141
- [105] Chevalier R A. *ApJ*, 1996, 459: 322
- [106] Zhang D, Dai Z G. *ApJ*, 2008, 683: 329
- [107] Zhang D, Dai Z G. *ApJ*, 2009, 703: 461
- [108] Zhang D, Dai Z G. *ApJ*, 2010, 718: 841
- [109] Hao Z B, Dai Z G. *ChA&A*, 2013, 37: 357
- [110] Foucart F, Deaton M B, Duez M D, et al. *PhRvD*, 2014, 90: 024026
- [111] Kiuchi K, Sekiguchi Y, Kyutoku K, et al. *PhRvD*, 2015, 92: 064034
- [112] Dietrich T, Bernuzzi S, Ujevic M, et al. *PhRvD*, 2015, 91: 124041
- [113] Just O, Bauswein A, Pulpillo R A, et al. *MNRAS*, 2015, 448: 541
- [114] MacFadyen A I, Woosley S E. *ApJ*, 1999, 524: 262
- [115] Zhang W, Woosley S E, MacFadyen A I. *ApJ*, 2003, 586: 356
- [116] Song C Y, Liu T, Gu W M, et al. *ApJ*, 2015, 815: 54
- [117] Liu T, Hou S J, Xue L, et al. *ApJS*, 2015, 218: 12
- [118] Kawanaka N, Piran T, Krolik J H. *ApJ*, 2013, 766: 31
- [119] Fan Y Z, Wei D M. *ApJ*, 2011, 739: 47
- [120] Song C Y, Liu T, Gu W M, et al. *MNRAS*, 2016, 458: 1921
- [121] Song C Y, Liu T, Li A. *MNRAS*, 2018, 477: 2173
- [122] Zhang B B, Zhang B, Murase K, et al. *ApJ*, 2014, 787: 66
- [123] Norris J P, Bonnell J T, Nemiroff R J, et al. *ApJ*, 1995, 439: 542
- [124] Lazzati D, Ramirez-Ruiz E, Ghisellini G. *A&A*, 2001, 379: L39
- [125] Connaughton V. *ApJ*, 2002, 567: 1028
- [126] Montanari E, Frontera F, Guidorzi C, et al. *ApJ*, 2005, 625: L17
- [127] Norris J P, Gehrels N, Scargle J D. *ApJ*, 2010, 717: 411
- [128] Gehrels N, Norris J P, Barthelmy S D, et al. *Nature*, 2006, 444: 1044
- [129] Bucciantini N, Metzger B D, Thompson T A, et al. *MNRAS*, 2012, 419: 1537
- [130] Gompertz B P, O'Brien P T, Wynn G A, et al. *MNRAS*, 2013, 431: 1745
- [131] Barkov M V, Pozanenko A S. *MNRAS*, 2011, 417: 2161
- [132] Liu T, Liang E W, Gu W M, et al. *ApJ*, 2012, 760: 63
- [133] Burrows D N, Romano P, Falcone A, et al. *Science*, 2005, 309: 1833
- [134] Chincarini G, Moretti A, Romano P, et al. *ApJ*, 2007, 671: 1903
- [135] Falcone A D, Morris D, Racusin J, et al. *ApJ*, 2007, 671: 1921
- [136] Margutti R, Bernardini G, Duran R B, et al. *MNRAS*, 2011, 410: 1064
- [137] Fan Y Z, Zhang B, Proga D. *ApJ*, 2005, 635: L129
- [138] Lazzati D, Perna R. *MNRAS*, 2007, 375: L46

- [139] Yi S X, Xi S Q, Yu H, et al. *ApJS*, 2016, 224: 20
- [140] Mu H J, Gu W M, Hou S J, et al. *ApJ*, 2016, 832: 161
- [141] Perna R, Armitage P J, Zhang B. *ApJ*, 2006, 636: L29
- [142] Proga D, Zhang B. *MNRAS*, 2006, 370: L61
- [143] Dai Z G, Wang X Y, Wu X F, et al. *Science*, 2006, 311: 1127
- [144] Lazzati D, Perna R, Begelman M C. *MNRAS*, 2008, 388: L15
- [145] Lee W H, Ramirez-Ruiz E, López-Cámara D. *ApJ*, 2009, 699: L93
- [146] Lazzati D, Blackwell C H, Morsony B J, et al. *MNRAS*, 2011, 411: L16
- [147] Yuan F, Zhang B. *ApJ*, 2012, 757: 56
- [148] Mu H J, Gu W M, Mao J R, et al. *ApJ*, 2018, 858: 34
- [149] Natarajan P, Pringle J E. *ApJ*, 1998, 506: L97
- [150] Brenneman L W, Reynolds C S. *ApJ*, 2006, 652: 1028
- [151] Tchekhovskoy A, Narayan R, McKinney J C. *ApJ*, 2010, 711: 50
- [152] Kormendy J, Ho L C. *ARA&A*, 2013, 51: 511
- [153] Wang J M, Du P, Valls-Gabaud D, et al. *PhRvL*, 2013, 110: 081301
- [154] Bahcall J N. *ARA&A*, 1978, 16: 241
- [155] Zhang S N, Cui W, Chen W. *ApJ*, 1997, 482: L155
- [156] McClintock J E, Narayan R, Steiner J F. *SSRv*, 2014, 183: 295
- [157] Liu T, Liang E W, Gu W M, et al. *A&A*, 2010, 516: A16
- [158] Hou S J, Gao H, Liu T, et al. *MNRAS*, 2014, 441: 2375
- [159] Hou S J, Liu T, Gu W M, et al. *ApJ*, 2014, 781: L19
- [160] Sun M Y, Liu T, Gu W M, et al. *ApJ*, 2012, 752: 31
- [161] Liu T, Lin C Y, Song C Y, et al. *ApJ*, 2017, 850: 30
- [162] Lorimer D R, Bailes M, McLaughlin M A, et al. *Science*, 2007, 318: 777
- [163] Rane A, Lorimer D. *JApA*, 2017, 38: 55
- [164] Liu T, Romero G E, Liu M L, et al. *ApJ*, 2016, 826: 82
- [165] Kobayashi S, Piran T, Sari R, *ApJ*, 1997, 490: 92
- [166] Lyutikov M, Blandford R. *arXiv:0312347*
- [167] Yamazaki R, Ioka K, Nakamura T. *ApJ*, 2004, 607: L103
- [168] Zhang B, Zhang B. *ApJ*, 2014, 782: 92
- [169] Narayan R, Kumar P. *MNRAS*, 2009, 394: L117
- [170] Kumar P, Narayan R. *MNRAS*, 2009, 395: 472
- [171] Lazar A, Nakar E, Piran T. *ApJ*, 2009, 695: L10
- [172] Lin D B, Gu W M, Hou S J, et al. *ApJ*, 2013, 776: 41
- [173] Narayan R, Piran T, Kumar P. *ApJ*, 2001, 557: 949
- [174] Janiuk A, Perna R, Di Matteo T, et al. *MNRAS*, 2004, 355: 950
- [175] Masada Y, Kawanaka N, Sano T, et al. *ApJ*, 2007, 663: 437
- [176] Carballido A, Lee W H. *ApJ*, 2011, 727: L41
- [177] Lin D B, Gu W M, Liu T, et al. *MNRAS*, 2012, 421: 308
- [178] Kawanaka N, Mineshige S, Piran T. *ApJ*, 2013, 777: L15
- [179] Kimura M, Mineshige S, Kawanaka N. *PASJ*, 2015, 67: 101
- [180] Lin D B, Lu Z J, Mu H J, et al. *MNRAS*, 2016, 463: 245
- [181] Blackman E G, Yi I, Field G B. *ApJ*, 1996, 473: L79
- [182] Portegies Zwart S F, Lee C H, Lee H K. *ApJ*, 1999, 520: 666
- [183] Reynoso M M, Romero G E, Sampayo O A. *A&A*, 2006, 454: 11
- [184] Lei W H, Wang D X, Gong B P, et al. *A&A*, 2007, 468: 563
- [185] Stone N, Loeb A, Berger E. *PhRvD*, 2013, 87: 084053
- [186] Bardeen J M, Petterson J A. *ApJ*, 1975, 195: L65
- [187] Lense J, Thirring H. *PhysZ*, 1918, 19: 156
- [188] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. *PhRvL*, 2016, 116: 061102

- [189] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. *PhRvL*, 2016, 116: 241103
- [190] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. *PhRvL*, 2017, 119: 161101
- [191] Yi T, Gu W M, Liu T, et al. *MNRAS*, 2018, 476: 683
- [192] Gu W M, Dong Y Z, Liu T, et al. *ApJ*, 2016, 823: L28
- [193] Dong Y Z, Gu W M, Liu T, et al. *MNRAS*, 2018, 475: L101
- [194] Cutler C, Thorne K S. *arXiv:0204090*
- [195] Postnov K A, Yungelson L R. *LRR*, 2014, 17: 3
- [196] Romero G E, Reynoso M M, Christiansen H R. *A&A*, 2010, 524: A4
- [197] Epstein R. *ApJ*, 1978, 223: 1037
- [198] Suwa Y, Murase K. *PhRvD*, 2009, 80: 123008
- [199] Corsi A, Mészáros P. *ApJ*, 2009, 702: 1171
- [200] Fan Y Z, Wu X F, Wei D M. *PhRvD*, 2013, 88: 067304
- [201] Wang L J, Dai Z G, Liu L D, et al. *ApJ*, 2016, 823: 15
- [202] Dai Z G, Wang S Q, Wang J S, et al. *ApJ*, 2016, 817: 132
- [203] Gao H, Cao Z J, Zhang B. *ApJ*, 2017, 844: 112
- [204] Li A, Zhang B, Zhang N B, et al. *PhRvD*, 2016, 94: 083010
- [205] Hou S J, Liu T, Xu R X, et al. *ApJ*, 2018, 854: 104
- [206] Sago N, Ioka K, Nakamura T, et al. *PhRvD*, 2004, 70: 104012
- [207] Hiramatsu T, Kotake K, Kudoh H, et al. *MNRAS*, 2005, 364: 1063
- [208] Akiba S, Nakada M, Yamaguchi C, et al. *PASJ*, 2013, 65: 59
- [209] Birnholtz O, Piran T. *PhRvD*, 2013, 87: 123007
- [210] Lin D B, Liu T, Lin J, et al. *ApJ*, 2018, 856: 90
- [211] Zimmermann M, Szedenits E Jr. *PhRvD*, 1979, 20: 351
- [212] Nagataki S, Kohri K. *PThPh*, 2002, 108: 789
- [213] Caballero O L, McLaughlin G C, Surman R. *ApJ*, 2012, 745: 170
- [214] Caballero O L, Zielinski T, McLaughlin G C, et al. *PhRvD*, 2016, 93: 123015
- [215] Abe K, Abe T, Aihara H, et al. *arXiv:1109.3262*
- [216] Mirizzi A, Tamborra I, Janka H T, et al. *NCimR*, 2016, 39: 1
- [217] Wei Y F, Liu T. 2018, in preparation
- [218] Song C Y, Liu T. 2018, in preparation
- [219] Surman R, McLaughlin G C. *ApJ*, 2004, 603: 611
- [220] Surman R, McLaughlin G C, Sabbatino N. *ApJ*, 2011, 743: 155
- [221] Janiuk A. *A&A*, 2014, 568: A105
- [222] Xue L, Liu T. 2018, in preparation
- [223] Suwa Y, Tominaga N, Maeda K. *arXiv:1704.04780*
- [224] Nagataki S. *RPPH*, 2018, 81: 026901
- [225] Suwa Y, Tominaga N. *MNRAS*, 2015, 451: 282
- [226] Shibata S, Tominaga N. *PASJ*, 2015, 67: 49
- [227] Connaughton V, Burns E, Goldstein A, et al. *ApJ*, 2016, 826: L6
- [228] Li X, Zhang F W, Yuan Q, et al. *ApJ*, 2016, 827: L16
- [229] Loeb A. *ApJ*, 2016, 819: L21
- [230] Perna R, Lazzati D, Giacomazzo B. *ApJ*, 2016, 821: L18
- [231] Woosley S E. *ApJ*, 2016, 824: L10
- [232] Zhang B. *ApJ*, 2016, 827: L31
- [233] Arcavi I, Hosseinzadeh G, Howell D A, et al. *Nature*, 2017, 551: 64
- [234] Pian E, D'Avanzo P, Benetti S, et al. *Nature*, 2017, 551: 67
- [235] Smartt S J, Chen T W, Jerkstrand A, et al. *Nature*, 2017, 551: 75
- [236] Kasen D, Metzger B, Barnes J, et al. *Nature*, 2017, 551: 80
- [237] Kasliwal M M, Nakar E, Singer L P, et al. *Science*, 2017, 358: 1559
- [238] Evans P A, Cenko S B, Kennea J A, et al. *Science*, 2017, 358: 1565

- [239] Drout M R, Piro A L, Shappee B J, et al. *Science*, 2017, 358: 1570
- [240] Hallinan G, Corsi A, Mooley K P, et al. *Science*, 2017, 358: 1579
- [241] Covino S, Wiersema K, Fan Y Z, et al. *NatAs*, 2017, 1: 791
- [242] Zhang B B, Zhang B, Sun H, et al. *NatCo*, 2018, 9: 447
- [243] Antonelli L A, D'Avanzo P, Perna R, et al. *A&A*, 2009, 507: L45
- [244] Levesque E M, Bloom J S, Butler N R, et al. *MNRAS*, 2010, 401: 963
- [245] Xin L P, Liang E W, Wei J Y, et al. *MNRAS*, 2011, 410: 27
- [246] Tanvir N R, Levan A J, Fruchter A S, et al. *Nature*, 2013, 500: 547
- [247] Berger E, Fong W, Chornock R. *ApJ*, 2013, 774: L23
- [248] Fan Y Z, Yu Y W, Xu D, et al. *ApJ*, 2013, 779: L25
- [249] Yang B, Jin Z P, Li X, et al. *NatCo*, 2015, 6: 7323
- [250] Jin Z P, Li X, Cano Z, et al. *ApJ*, 2015, 811: L22
- [251] Jin Z P, Hotokezaka K, Li X, et al. *NatCo*, 2016, 7: 12898
- [252] Horesh A, Hotokezaka K, Piran T, et al. *ApJ*, 2016, 819: L22
- [253] Kasliwal M M, Korobkin O, Lau R M, et al. *ApJ*, 2017, 843: L34
- [254] Gao H, Zhang B, Lü H J, et al. *ApJ*, 2017, 837: 50
- [255] Rosswog S. *MNRAS*, 2007, 376: L48
- [256] Rossi E M, Begelman M C. *MNRAS*, 2009, 392: 1451
- [257] Chawla S, Anderson M, Besselman M, et al. *PhRvL*, 2010, 105: 111101
- [258] Metzger B D, Berger E. *ApJ*, 2012, 746: 48
- [259] Yu Y W, Zhang B, Gao H. *ApJ*, 2013, 776: L40
- [260] Kyutoku K, Ioka K, Okawa H, et al. *PhRvD*, 2015, 92: 044028
- [261] Maeder A, Meynet G. *RvMP*, 2012, 84: 25
- [262] Kashiyama K, Nakauchi D, Suwa Y, et al. *ApJ*, 2013, 770: 8
- [263] Nakauchi D, Kashiyama K, Suwa Y, et al. *ApJ*, 2013, 778: 67
- [264] Levan A J, Tanvir N R, Starling R L C, et al. *ApJ*, 2014, 781: 13
- [265] Ioka K, Hotokezaka K, Piran T. *ApJ*, 2016, 833: 110
- [266] Yuan F, Narayan R. *ApJ*, 2004, 612: 724
- [267] Xie C, Fang T, Wang J, et al. *ApJ*, 2016, 824: L17
- [268] Liu T, Huang F, Li A. 2018, in preparation

Black Hole Hyperaccretion and Gamma-ray Bursts

LIU Tong

(*Department of Astronomy, Xiamen University, Xiamen 361005*)

ABSTRACT Black hole hyperaccretion models are the plausible candidates for the central engine of gamma-ray bursts. Combined with the complicated explosion phenomena including gamma-ray bursts, gravitational waves and their electromagnetic counterparts, the main theoretical solutions are shown in the review paper. As research tools for the subsequent studies on gamma-ray bursts, some important conclusions and formulas are exhibited.

Key words accretion, accretion disks, black hole physics, gamma-ray burst: general, gravitational waves, neutrinos