



活动星系核吸积盘中白矮星碰撞及其观测效应

张书瑞^{1,2,3}, 罗沿^{1,2}, 袁业飞^{1,2*}

1. 中国科学技术大学天文与空间科学学院, 合肥 230026

2. 中国科学技术大学天文系, 中国科学院星系与宇宙学研究重点实验室, 合肥 230026

3. Department of Physics and Earth Science, University of Ferrara, Ferrara I-44122, Italy

* 联系人, E-mail: yfyuan@ustc.edu.cn

2024-06-05收稿, 2024-12-03修回, 2024-12-03接受, 2024-12-04网络版发表

平方公里阵列射电望远镜(SKA)专项(2020SKA0120300)、国家自然科学基金(12393812)和中国科学院基础与交叉前沿科研先导专项(B类)(XDB0550200)资助

摘要 活动星系核(active galactic nuclei, AGN)盘中的白矮星(white dwarf, WD)很可能会迁移到内区, 并形成由两白矮星与中心超大质量黑洞(supermassive black hole, SMBH)组成的限制性三体系统. 多体模拟发现该三体系统通常是不稳定的, 会导致两白矮星在近遇(close encounter)过程中相撞. 该事件率可达 $300 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$, 相当于观测到的Ia型超新星的1%. 白矮星相撞会引发热核爆炸, 爆炸的能量主要转化为碎片的动能, 碎片再与AGN吸积盘碰撞将动能转化为内能, 并产生特征性光变: 迅速上升后以 $L \propto t^{-2.8}$ 衰减, 时标为几小时到月的量级, 具体取决于SMBH质量. 后续对盘的破坏还可能引起变脸AGN现象. 回落碎片撞击盘物质产生的高能辐射主要在硬X射线到软 γ 波段, 光度可达 $\geq 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$, 有望被未来的MeV探测器观测到. 另外, AGN吸积盘可能是重元素产生的工厂, 白矮星相撞产生的碎片将显著增加AGN吸积盘的金属丰度.

关键词 活动星系核, 吸积盘, 白矮星, 碰撞

活动星系核(active galactic nuclei, AGN)吸积盘中致密星的形成和演化及其观测效应是目前天体物理中热门且重要的研究方向. 无论是从LIGO/Virgo对致密星并合的较高探测率^[1], 还是从AGN中探测到的超太阳的金属丰度^[2~5], 都暗示致密星可能存在于AGN吸积盘中. 一个具体的候选源是GW190521, 人们认为其起源于AGN吸积盘中双黑洞并合, 这既因为探测到了该事件的宿主类星体SDSS J1249+3449^[6], 又由于探测到两并合黑洞的质量(分别为 $85M_{\odot}$ 和 $66M_{\odot}$)都处在质量间隙中^[7], 并且并合前的轨道偏心率不为零^[8]. AGN吸积盘中较高密度的气体环境、中心存在的超大质量黑洞(supermassive black hole, SMBH)、包含高恒星密度的核球星团, 以及AGN吸积盘外区的恒星形成等因素, 都影响着致密星的形成、捕获、吸积、演化和动

力学, 从而可能产生一些特征性的观测效应^[9~11]. 另外, AGN光变^[12]、变脸(changing-look)AGN^[13]等观测现象涉及在AGN这样极端的环境中能量如何供给与转移, 亟待理论研究. 目前关于AGN吸积盘中有关致密星的物理过程仍然是开放性的问题, 尤其是有关AGN中白矮星(white dwarf, WD)的现象.

白矮星被认为大量存在于AGN吸积盘中^[14~17], 并具有较高的双白矮星并合率^[18]. 这些白矮星可能起源于AGN盘中恒星的演化, 或者从核球星团中捕获而来. 然而, AGN吸积盘中白矮星之间相互作用的具体机制, 及其可能的观测现象仍然不清楚. 对于AGN吸积盘中的白矮星, 一个关键的问题是: 白矮星之间, 或白矮星与其他致密星之间会发生怎样的相互作用? 它们会相撞, 或形成稳定的双星系统, 还是大部分白矮星会吸

引用格式: 张书瑞, 罗沿, 袁业飞. 活动星系核吸积盘中白矮星碰撞及其观测效应. 科学通报, 2025, 70: 423–431
Zhang S R, Luo Y, Yuan Y F. White dwarf collisions in AGN disks and the observational effects (in Chinese). Chin Sci Bull, 2025, 70: 423–431, doi: 10.1360/TB-2024-0603

积塌缩? 值得注意的是, 已有研究表明AGN吸积盘中的白矮星不会发生吸积塌缩^[19], 因此需要对AGN吸积盘中白矮星之间的相互作用进行研究. AGN吸积盘中的致密星会在吸积盘力矩作用下向内迁移, 在不同半径处迁移时标不同, 甚至可能形成迁移陷阱(migration trap)区域^[20], 其通常在 $\lesssim 10^3 R_g$ 位置处. 该较差迁移或迁移陷阱使得吸积盘内区致密星数密度增加^[21,22]. 因此, 在AGN盘中会有效形成双黑洞, 并伴随着很高的轨道偏心率^[23,24]. 类似于AGN吸积盘中双黑洞的形成, 在中心SMBH引力作用下, 白矮星之间也可能发生相互作用. 但与黑洞不同, 白矮星半径较大, 相互作用时会有效地发生碰撞, 白矮星碰撞会产生热核爆炸^[25].

目前, 关于AGN吸积盘中的爆发事件, 已有很多工作针对其初始爆发与AGN盘物质的作用进行了研究. Rozyczka等人^[26]和Moranchel-Basurto等人^[27]研究了超新星爆发对AGN吸积盘外区($\sim 10^4 R_g$)的影响, 当中心的SMBH质量较高($M \gtrsim 10^8 M_\odot$)时, 该超新星爆炸不会对AGN盘有显著破坏, 但会使吸积盘的角动量重新分布. Perna等人^[28]研究了AGN盘中的相对论性爆炸, 将伽马暴的内/外激波模型推广到了AGN吸积盘的环境. Zhu等人^[15]研究了白矮星的吸积塌缩及其热核爆炸, 其考虑的AGN吸积盘较厚, 爆发的动能可以有效损耗, 但激波仍然能在AGN吸积盘的表面爆发. Grishin等人^[29]对其进行了数值模拟的验证, 他们考虑的爆发位置在 $\sim 10^3 \sim 10^4 R_g$. 这些研究要么假设爆发发生在特定半径处, 要么考虑的盘物质较厚, 并没考虑爆发的巨大动能没有完全释放的后果. 事实上, 白矮星的热核爆炸产生的能量只有小部分转化为中微子和电磁辐射, 大部分转化为爆炸碎片的动能^[30]. 通常情况下, 这部分动能不会有效地被辐射出去, 但在AGN吸积盘的高密度气体环境中, 以及在中心SMBH引力作用下, Ia型超新星爆发时的巨大动能会有效地转化为热能而辐射出去, 从而可能产生一些特征的观测效应.

本文将讨论AGN吸积盘中白矮星的相撞, 以及该爆发事件可能的观测效应.

1 AGN吸积盘中白矮星的相撞

1.1 定性分析

考虑如图1(a)所示的三体系统, 即两白矮星以几乎

共面的近圆轨道绕中心SMBH运行. 在AGN吸积盘环境中, 经过迁移和轨道同化, 两白矮星的轨道间隔可能离得非常近. 对于该系统, 设中心SMBH质量为 M , 两白矮星的质量分别为 m_1 和 m_2 , 其初始绕SMBH的轨道半长轴分别为 a_1 和 a_2 . 定义 $p = a_2 - a_1$ 为初始轨道间隔. 不同的初始半长轴使得两白矮星有着略微不同的轨道周期, 并且轨道间隔还会随着时间演化. 当两白矮星轨道间距 p 远大于其希尔半径时, 该三体系统仍然是稳定的; 然而, 当轨道间距与其希尔半径相当时, 该系统是不稳定的, 因而接下来的演化是混沌的. 具体来说, 当忽略AGN盘对致密星轨道短期内的影响, 该系统“稳定”与“不稳定”的临界间隔为 $p_c = 2\sqrt{3} R_H$ ^[31], 其中希尔半径为

$$R_H \equiv \frac{a_1 + a_2}{2} \left(\frac{m_1 + m_2}{3M} \right)^{\frac{1}{3}} \approx a_1 \left(\frac{m_1 + m_2}{3M} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (1)$$

当 $p < p_c$ 时, 两白矮星近遇时就可能相互捕获, 对接下来该系统演化起重要作用.

不稳定的近遇可以使得两白矮星的距离变得非常近. 若要使两白矮星进一步形成稳定的双星, 需要损失的能量应大于 $E_b = Gm_1 m_2 / 2R_H$. 引力波辐射可作为主要的能量损失机制, 其损失的能量为^[32]

$$\Delta E_{\text{GW}} = \frac{85\pi}{12\sqrt{2}} \frac{G^{7/2} (M_1 M_2)^2 (m_1 + m_2)^{1/2}}{c^5 r_p^{7/2}}. \quad (2)$$

如果要求 $\Delta E_{\text{GW}} \gtrsim E_b$, 可解得

$$r_p \lesssim r_b \equiv 3.48 \left(\frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \right)^{7/2} \times \left(\frac{m_1 + m_2}{M} \right)^{10/21} \left(\frac{GM/c^2}{a_1} \right)^{5/7} R_H. \quad (3)$$

因此对于给定的 M 和 a_1 , 当两白矮星间距小于 r_b 时, 通过引力波辐射能够损失足够能量来抵抗SMBH的潮汐影响, 并形成稳定的双星. 另外, 若当两白矮星近遇时, 其中一个可能被散射出该系统, 这要求:

$$\frac{Gm_1 m_2}{r_c} \gtrsim \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_{\text{orb}}^2, \quad (4)$$

其中, r_c 是散射距离, v_{orb} 是轨道速度. 对于典型的白矮星质量 $m_1 = m_2 = 0.6 M_\odot$, 其碰撞距离为两倍的WD物理半径, $r_c = 2r_{\text{WD}} \approx 1.5 \times 10^7 \text{ m}$. 例如, 对于 $M = 10^6 M_\odot$, $a_1 = 100 GM/c^2$, 引力波损失导致的束缚半径为 $r_b \lesssim 1.76 \times 10^5 \text{ m}$, 远小于碰撞半径 p_c . 同样, 使白矮星散射的距离 $r_c \lesssim 3.6 \times 10^5 \text{ m}$, 也远小于碰撞半径. 因

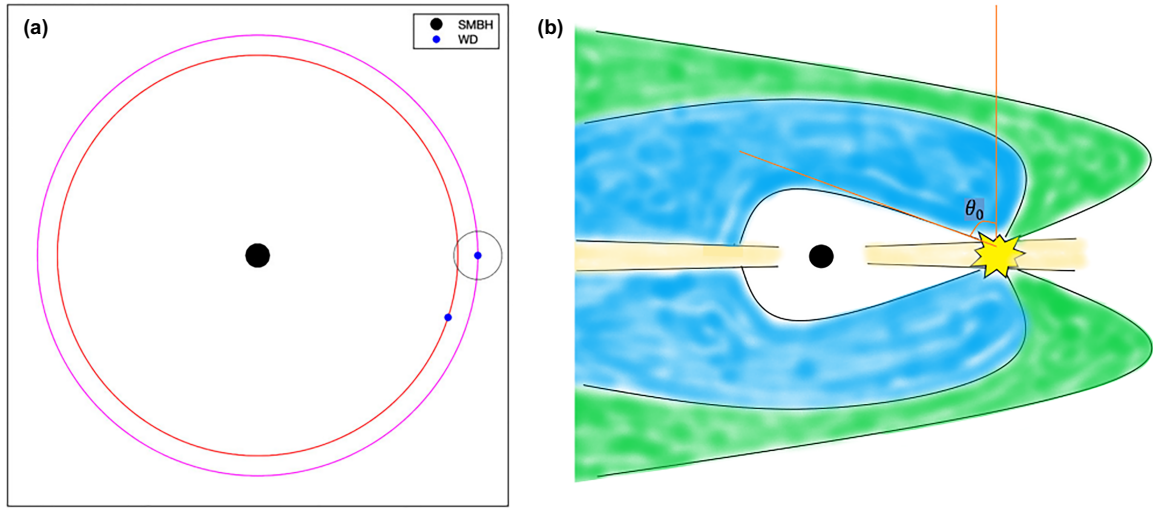


图 1 (网络版彩色)AGN 盘中WD-WD碰撞的示意图. (a) 该系统由一个中央SMBH(黑点)和两个WD(蓝点)组成. 两个WD在近圆形且近共面的轨道上围绕SMBH运行. (b) 两个WD碰撞导致热核爆炸. 随后, 喷射出的物质冲出AGN盘. 由于SMBH的引力, 大部分的抛射物又落回到AGN盘中, 而少部分则逃离系统. 未回落的物质以绿色表示, 而回落的物质以蓝色显示. 我们假设发射角 $\theta < \theta_0 = 89^\circ$ 的抛射物可以冲出AGN盘

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of the WD-WD collision in an AGN disk. (a) The system consists of a central SMBH (black dot) and two WDs (blue dots). The two WDs orbit a SMBH in near-circular and near-coplanar orbits. (b) Two WDs collide resulting in a thermonuclear explosion. The ejected material then rushed out of the AGN disk. Due to the SMBH's gravity, most of the ejecta falls back onto the AGN disk, while a small amount escapes the system. Ejecta that do not fall back are shown in green, while those fall back are shown in blue. We assume that an ejecta with an emission angle $\theta < \theta_0 = 89^\circ$ can escape the AGN disk

此, 两白矮星在形成稳定双星之前, 或其中之一被散射出该系统之前就已经发生了相撞. 确切地, 正如下面的数值模拟结果所示, AGN盘中两WD近遇有两种可能的结果: (i) 两WD经历相对软的相遇, 然后散射分离到“稳定”轨道; (ii) 两个WD相互碰撞.

1.2 数值模拟

对于该层级三体系统的模拟, 我们使用了N-body模拟软件REBOUND^[33], 并配合IAS15积分器^[34]. 为了方便起见, 我们采用了 $G = 1$ 、中心SMBH质量 $M = 1$ 、WD轨道半长轴 $a_1 = 1$ 的单位制. 因此, 初始周期为 $P_1 = 2\pi$. 对于质量为 $10^6 M_\odot$ 和 $10^7 M_\odot$ 的SMBH, WD的质量分别为 $m_1 = m_2 = 6 \times 10^{-7}$ 和 $m_1 = m_2 = 6 \times 10^{-8}$ (即 $m_1 = m_2 = 0.6 M_\odot$). 初始轨道间隔 p 设置为 $0.8 R_H \sim 4.0 R_H$ 的一列值. 两个WD轨道的初始椭圆率分别为 $e_1 = 0$, $e_2 = 10^{-5}$. 经度(longitude)的初始差值取为 $[0, 2\pi]$ 范围内的均匀分布. 两个WD轨道可能不在同一平面上, 我们将轨道平面和盘平面之间的倾角定义为 i_1 和 i_2 . 所有初始参数的详细信息在表1给出.

图2显示了在Run1中 10^5 周期内两白矮星最接近的距离和WD-WD碰撞比例($p/R_H \in [0.8, 4]$). 我们发现几

乎所有近遇都发生在动力学“不稳定”区域(即 $p < p_c$). 然而, 并非所有样本都在 $p < p_c$ 的情况下经历了WD-WD的近遇. 可以看到, 在 $p = 1.1 R_H$ 处, WD-WD近遇变得很少, 并且大多数最接近时的距离随着初始轨道间隔的减小而增加. 其原因可以解释如下: 在较小的初始间隔下, 白矮星位于旋转参考系中的马蹄形轨道上. 当它们相互接近时, 一个WD轨道半径会减小, 另一个WD轨道半径会增大, 从而导致它们的轨道交换. 然而, 也有少数样本经历了近遇, 因为它们的初始轨道间隔非常小, 导致其位于马蹄轨道之外.

表 1 数值模拟中各个参数的初始设置^{a)}

名称	m_1, m_2	p/R_H	Δi	N
Run1	6×10^{-7}	$[0.8, 4]$	0	4000
Run2	6×10^{-7}	3.0	$10^{-3} \frac{R_H}{a_1}$	1000
Run3	6×10^{-7}	3.0	$10^{-2} \frac{R_H}{a_1}$	1000
Run4	6×10^{-7}	3.0	$10^{-1} \frac{R_H}{a_1}$	1000
Run5	6×10^{-7}	3.0	$\frac{R_H}{a_1}$	1000
Run6	6×10^{-8}	3.0	0	1000
Run7	6×10^{-9}	3.0	0	1000

a) 黑洞质量和第一个白矮星轨道半径都取为1. 从左到右第二列是白矮星的质量. 第三列是两颗白矮星轨道之间的间隔, 其中Run1表示轨道间隔在 $[0.8 R_H, 4 R_H]$ 范围均匀取值. 第四列为两颗白矮星轨道平面之间的夹角. 最后一列是模拟的样本数目

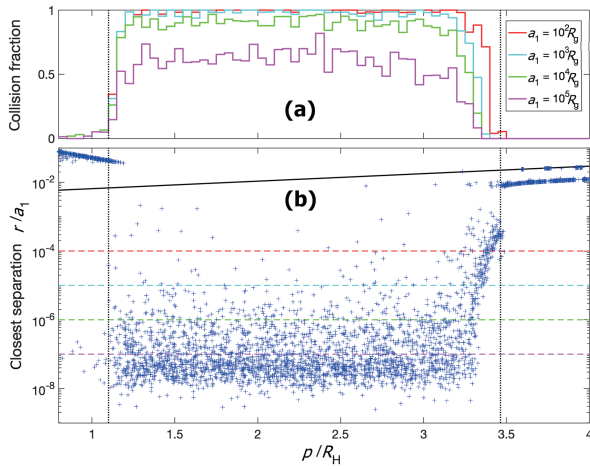


图 2 (网络版彩色)(a) WD-WD在 10^5 周期内的碰撞比例作为初始轨道间隔的函数, 不同的颜色对应不同的初始轨道间隔 a_1 . (b) 两白矮星之间最近距离与初始轨道间隔之间的散点图. 黑色实线对应于初始轨道间隔. 红色、青色、绿色和洋红色虚线分别是 $a_1 = 10^2, 10^3, 10^4, 10^5 R_g$ 对应的WD-WD碰撞距离. 黑色虚线是“稳定”和“不稳定”之间的界限, 即 $p_c = 2\sqrt{3}R_H$

Figure 2 (Color online) (a) WD-WD collision fraction as a function of initial orbital separation at a given initial orbit a_1 . Different colours correspond to different initial a_1 . (b) Closest separation as a function of initial orbital separation. The solid black line corresponds to the initial orbital separation. The red, cyan, green, and magenta dashed lines are WD - WD collision separations of $a_1 = 10^2, 10^3, 10^4, 10^5 R_g$, respectively. The black dotted line is the boundary between ‘stable’ and ‘unstable’, $p_c = 2\sqrt{3}R_H$

除了初始轨道间距和半长轴, 我们还考察了相对轨道倾角 Δi 和SMBH质量 M 对WD碰撞的影响^[17], 这对应于Run2~Run5和Run6, Run7. 我们发现随着相对倾斜度的增加, 最近距离分布的峰值增加, WD-WD碰撞比例减少. 在不同SMBH质量的情况下, 最近的距离分布是相似的, 但WD-WD碰撞比例随着SMBH质量的增加而减少. 总的来说, 在AGN吸积盘中, 由于中心SMBH引力的影响, 两白矮星在近遇过程中能高效地相撞.

1.3 事件率估计

一个SMBH周围的黑洞数量约为 $(1 \sim 4) \times 10^4$ ^[35]. 根据恒星初始质量函数来估计, 白矮星的数量约是黑洞的10倍^[36]. 因此, 中心SMBH周围应存在 $\sim 2 \times 10^5$ 的白矮星. 假设恒星质量呈尖端分布, 并且白矮星的初始数密度为 $dN_{WD}(r)/dr \propto r^{-0.5}$ ^[37], 其中 $N_{WD}(r)$ 是距离黑洞 r 内的白矮星总数.

由于I型迁移, 白矮星之间的轨道间隔会随时间而变化. 当它们的轨道间隔达到 $\sim 3 R_H$ 时, 它们将

形成“SMBH+WD+WD”系统. 对于这样的系统, WD-WD碰撞率可以写为

$$R = N_{GN} \times f_{AGN} \times \frac{N_{WD} \times f_d \times f_{3b} \times f_c}{\tau_{AGN}}, \quad (5)$$

其中, N_{GN} 是宇宙中星系核的数密度, f_{AGN} 是具有活动的星系核的比例, τ_{AGN} 是AGN的寿命, N_{WD} 是距离中心SMBH为 $10^6 R_g$ 范围内的白矮星总数, f_d 是最终在AGN盘中的白矮星的比例, f_{3b} 是形成三体系统的概率, f_c 是此类三体系统中WD-WD碰撞的比例. 我们发现, 如果将模拟时间延长到AGN的寿命, 则几乎所有在盘内部区域($r < 10^4 R_g$)的样本中都发生WD-WD碰撞, 但在盘外部区域($a_1 > 10^4 R_g$), 碰撞比例将迅速下降, 特别是对于较大质量的SMBH. 因此, 我们假设, 当白矮星迁移到 $r < 10^4 R_g$ 时, WD-WD碰撞比例 $f_c = 1$; 对于其他情况, $f_c = 0$. 我们还假设, AGN盘中的一半白矮星可以迁移到 $r < 10^4 R_g$ 并形成限制性三体系统, 这使得 $f_{3b} = 0.25$. 因此, 我们可以得到一个近似的WD-WD碰撞率:

$$R = 300 \text{ Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1} \frac{n_{WD}}{0.006 \text{ Mpc}^{-3}} \frac{N_{WD}}{2 \times 10^5} \times \frac{f_{AGN}}{0.1} \frac{f_d}{0.1} \frac{f_{3b}}{0.25} \frac{f_c}{1} \left(\frac{\tau}{10 \text{ Myr}} \right)^{-1}. \quad (6)$$

如果所有这些WD-WD碰撞都能产生Ia型超新星, 那么AGN圆盘中的总体事件发生率为 $300 \text{ Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$. 本地宇宙中Ia型超新星的观测速率为 $(2.5 \pm 0.5) \times 10^4 \text{ Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ ^[38]. 因此, WD-WD碰撞仅占观测到的SN Ia发生率的大约1%.

值得注意的是, 目前的研究并没有考虑到白矮星周围的气体效应. 在AGN盘的气体环境中, 白矮星周围也可能形成气体盘, 并且在两白矮星近遇时, 各自所带的气体盘会相互作用^[39], 使得双白矮星更快地发生碰撞, 或者使得目前模拟中无法碰撞的那部分白矮星有可能发生碰撞或并合. 另外, AGN盘中的恒星初始质量函数趋向于“top heavy”, 且吸积会进一步增加恒星质量, 这可能导致AGN盘上产生白矮星的可能性降低^[40]. 然而, 恒星的初始质量、吸积和演化都与盘内位置及盘的性质相关, 且从核球星团中捕获的恒星不受这一限制^[41]. 考虑到这些条件, AGN盘中仍然可能产生大量白矮星.

2 观测效应

2.1 抛射物的运动

白矮星相撞会点燃热核反应, 导致同源爆炸, 初始爆炸抛射物速度范围为 $1.3 \times 10^4 \sim 1.6 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$, 对应的总动能约为 10^{51} erg [30]. 如图1(b)所示, 当该爆炸发生在AGN盘中时, 我们首先估算了该抛射物扫过的盘物质. 通常, AGN盘中较差迁移或迁移陷阱使得吸积盘中致密星数密度增加的区域在 $\leq 10^3 R_g$ 处. 如果碰撞发生在该半径范围内, 且中心SMBH质量在 $10^6 \sim 10^8 M_\odot$ 范围之内, 我们发现被抛射物扫过的盘物质质量均远小于抛射物的质量, 即盘物质不能使抛射物有效减速, 而几乎以初始爆炸的速度冲出AGN吸积盘. 但在中心SMBH引力作用下, 超过一半的物质又会回落到AGN盘. 假设抛射物在两白矮星的质心系中关于爆炸点呈球对称分布, 抛射物被分成 N 份. 可以计算关于每一份物质的回落信息. 研究发现无论是物质回落的时间, 还是空间位置, 都是分散开来的, 并且物质回落到快速旋转的AGN盘面, 其相对速度最高可超过 $1/10$ 光速. 回落物撞向快速旋转的盘气体并产生激波, 激波有效地将动能转化为内能, 从而产生电磁辐射.

2.2 光变曲线

通过一组给定的超新星爆炸模型参数, 可以获得回落比以及每份回落物的信息, 包括回落时间、位置和速度. 这使我们能够计算抛射物回落率和能量耗散随时间的关系, 从而计算出光变曲线. 当回落物扫过相同质量的AGN盘物质后, 假设所有动能都转化为内能, 则每份回落物耗散的能量可以表示为

$$E_i = \frac{1}{2} \frac{M_{ej}}{N} v_{rel}^2, \quad (7)$$

其中, M_{ej} 代表抛射物的总质量, v_{rel} 是回落物与AGN盘气体之间的相对速度. 然而, 这其中只有一部分能量可以以电磁辐射的形式释放, 不妨很保守地设置该能量转化效率为 $\eta \sim 5\%$, 这个效率与之前的工作相一致. 因此, 每份由回落物动能转换成电磁辐射的能量为 ηE_i .

图3给出了不同中心SMBH质量对应的光变曲线, 其他参数为爆炸位置 $R_{ej} = 100 R_g$ 、爆炸速度 $v_{ej} = 1.5 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$, 以及抛射物总质量 $M_{ej} = 1.8 M_\odot$. 中心SMBH质量不影响光变轮廓, 但影响光变时标和峰

值光度. 随着中心SMBH质量依次增加一个数量级, 光变时标也依次增加一个数量级, 由于总的抛射物质量相同, 因此峰值光度依次下降一个数量级. 光变曲线轮廓的特征是: 先非常迅速地上升, 然后以接近幂律衰减. 确切地, 光变不仅受物质回落率影响, 还受回落物与AGN盘物质的相对速度随时间变化的影响. 为了更好地反映光变性质, 图中也显示了 $t^{-2.8}$ 与 $t^{-2.0}$ 的曲线作为对比. 在光变曲线峰值过后的初始阶段, 光变以 $L \propto t^{-2.8}$ 的幂律形式快速下降, 随后阶段以 $L \propto t^{-2.0}$ 较缓的幂律形式下降, 总体下降速率较快, 光变时标在几小时到月的量级, 主要取决于SMBH质量. 结果还显示, 随着其他参数在其合理范围内改变, 如爆炸速度、爆炸位置和抛射物质量, 其结果与以上讨论定性一致. 另外, 两颗白矮星质量的差异可能造成非球对称的核爆炸, 从而影响光变曲线的计算.

2.3 辐射能谱

容易估算回落物的平均光深大于1, 因此该光变能谱(SED)可近似为多温黑体谱. 对于每份回落物撞击AGN盘而导致的特征温度, 可由能量均分定理得出[16].

图4(a)列出了在图3中的各峰值光度处对应的SED. 对于 $M = 10^7 M_\odot$ 的情况, 图4(b)还展示了不同能段的

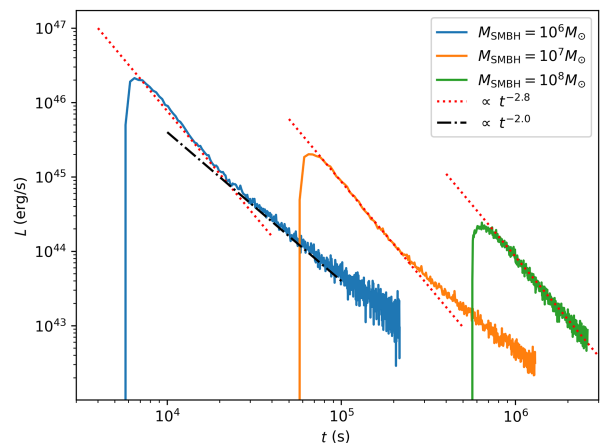


图3 (网络版彩色) 回落物撞击AGN盘气体引起的光变, 其余参数分别为: 爆炸位置 $R_{ej} = 100 R_g$, 爆炸速度 $v_{ej} = 1.5 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$, 以及抛射物总质量 $M_{ej} = 1.8 M_\odot$.

Figure 3 (Color online) The light curves originating from the energy dissipation caused by fallback ejecta hitting the disc gas. Different solid lines correspond to cases with different SMBH masses. The remaining parameters are: Explosion radius $R_{ej} = 100 R_g$, explosion velocity $v_{ej} = 1.5 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$, and total ejecta mass $M_{ej} = 1.8 M_\odot$.

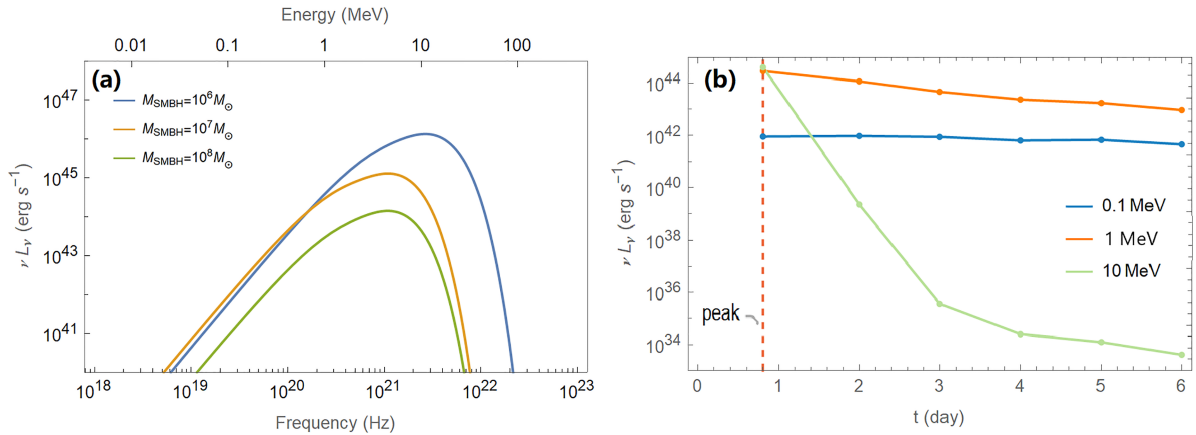


图4 (网络版彩色)(a) 峰值光度时的SED, 不同颜色曲线表示不同SMBH质量, 参数设置与图3一致. (b) 当中心SMBH的质量为 $10^7 M_\odot$ 时, 不同能段(MeV)的光变曲线

Figure 4 (Color online) (a) The SEDs at the peak luminosity for different SMBH masses. The model parameters are the same as those in Fig. 3. (b) The light curves at different energies around the MeV range for $M_{\text{SMBH}} = 10^7 M_\odot$.

光变. 从图中可以看到, 该爆发时间产生的特征能段在 $\sim$ MeV, 因此主要产生硬X射线到软 γ 射线的电磁辐射; 确切地, 辐射光子能量主要在 ≤ 10 MeV, 当能量大于10 MeV时, 其光变曲线从峰值位置迅速下降. 总体来说, 能量越高, 曲线变化越快; 这些趋势在不同的超大质量黑洞中是一致的, 但变化时标随SMBH的质量而相应变化(即时标随SMBH质量增加而增加, 因此光度随SMBH质量增加而减少).

该爆发事件产生的高能光变很强烈, MeV处的光度 $\sim 10^{43}$ erg/s, 远超AGN的背景光度. 对于光学波段, 虽初始爆发与通常的Ia型超新星类似, 但AGN的光学背景与Ia型超新星光度相当, 因此较难被探测到. 对于高能辐射, 我们估计费米 γ 射线暴监测器(Fermi-GBM)^[42] 仅可在1 Mpc内检测到该光度的MeV辐射. 但未来的MeV探测器例如AMEGO-X^[43]、MASS^[44]、ASTENA/NFT^[45] 等有望探测到该事件. AMEGO-X在1 MeV能量下的灵敏度为 $\sim 5 \times 10^{-6}$ MeV cm⁻² s⁻¹^[43], 因此AMEGO-X可以检测到在 ~ 100 Mpc处的类似爆发事件. 这个距离已远超邻近AGN.

2.4 其他观测效应

除了MeV能段的光变, AGN吸积盘中的白矮星相撞还将导致其他效应. 对于比较薄的AGN盘, 或者相应于中心SMBH质量较小时, 单位面积的回落物质量将超过单位面积内AGN吸积盘的气体质量, 这会导致AGN吸积盘被破坏, AGN光度暂时下降. 但经过吸

积时标, AGN盘的光度还会恢复. 这在观测上相应于一些光度从亮变暗再变亮的变脸AGN^[46]. 同时, 变脸AGN的偏振观测确实验证了其源于AGN本身吸积率的变化, 而非外部遮挡所导致^[47]. 再者, 超新星爆炸产生的抛射物将显著增加AGN的金属丰度, 而AGN确实在观测上呈现出几乎不随红移演化的超太阳的金属丰度. 另外, 相撞的白矮星还会释放出引力波. 但白矮星相撞导致的引力波可能是少量爆发性的脉冲, 即使在银河系范围内都很难被观测到^[48].

3 总结与展望

本文介绍了AGN吸积盘中白矮星相撞的研究进展. 先定性分析了WD在AGN盘中为何能相撞, 并通过N体模拟, 揭示了WD在AGN盘中相撞的统计特征, 然后进一步讨论了相撞产生的可能观测效应. 主要结论如下:

(1) AGN吸积盘中的WD可能会迁移到盘的内区, 并形成限制性三体系统. 该系统可能是动力学不稳定的, 但WD无法通过引力波辐射而形成双星系统, 而是导致非常近距离的相遇或直接碰撞. 该相撞率可达 $300 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$, 相当于观测到的Ia型超新星的1%.

(2) WD的近遇主要发生于初始轨道间隔在 $1.1R_H < p < 2\sqrt{3}R_H$ 范围内. 当 $p < 1.1R_H$ 时, 大多数WD沿马蹄形轨道运动, 只有少数初始轨道相位差较小的WD会近遇. 当 $p = 3.0R_H$ 时, 大多数样本在 $10^5 P_1$ 时间内发生WD-WD碰撞, 其中 P_1 是轨道周期. 随着轨道相对

倾角的增加, 两WD最近距离分布的峰值增加, WD-WD碰撞比例减少. 在不同SMBH质量的情况下, WD-WD最近的距离分布是相似的, 但WD-WD碰撞比例随着SMBH质量的增加而减少.

(3) 白矮星相撞会引发热核爆炸, 是Ia型超新星可能的起源之一. 通常, 在AGN吸积盘内区, 盘物质不足以使爆炸抛射物有效减速, 因而导致其从吸积盘的两侧对称冲出. 在SMBH引力影响下, 抛射物又会回落到AGN吸积盘, 并且落向吸积盘的物质在空间位置和时间上都分散开来, 使这部分巨大的动能有效转化为热辐射, 从而产生强烈的光变. 结果表明爆发光度会迅速上升, 然后以 $L \propto t^{-2.8}$ 衰减, 时标在几小时到月的量级, 取决于SMBH的质量.

(4) 抛射物和AGN盘之间的撞击可以产生从硬X射线到软 γ 范围的高能辐射, 预计未来的MeV探测器(例

如AMEGO-X)可以探测到 ~ 100 Mpc范围内的该类高能暂现源. 该撞击后续对盘的破坏还可能导致变脸AGN现象的发生, 同时该热核爆炸产生的抛射物会显著增加AGN的金属丰度.

白矮星在AGN盘中的相撞是AGN盘中双致密星碰撞事件的一种, 其他类似的事件可能包括: AGN盘中WD-BH、WD-NS和恒星-BH碰撞. 如果这些相撞导致的爆发性事件也能产生大量动能, 则可能也会产生类似的观测效应, 特别是MeV能段的光变. 随着对MeV能段观测空缺的填补, AGN吸积盘中的爆发事件将会得到更全面的研究. 未来结合引力波、中微子等多种信使, 有望确认AGN盘中致密天体的存在, 并进一步理解它们的演化以及在AGN中心引擎的活动中所扮演的重要角色, 同时对AGN的光变、变脸AGN、超铁元素起源等观测现象给出更细致的诠释.

参考文献

- Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient catalog of compact binary mergers observed by LIGO and Virgo during the first and second observing runs. *Phys Rev X*, 2019, 9: 031040
- Artymowicz P, Lin D N C, Wampler E J. Star trapping and metallicity enrichment in quasars and active galactic nuclei. *Astrophys J*, 1993, 409: 592
- Cheng K S, Wang J M. The formation and merger of compact objects in the central engine of active galactic nuclei and quasars: Gamma-ray burst and gravitational radiation. *Astrophys J*, 1999, 521: 502–508
- Warner C, Hamann F, Dietrich M. A relation between supermassive black hole mass and quasar metallicity? *Astrophys J*, 2003, 596: 72
- Du P, Wang J M, Hu C, et al. Outflows from active galactic nuclei: The BLR-NLR metallicity correlation. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2014, 438: 2828
- Graham M J, Ford K E S, McKernan B, et al. Candidate electromagnetic counterpart to the binary black hole merger gravitational-wave event S190521g*. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 251102
- Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. GW190521: A binary black hole merger with a total mass of $150 M_{\odot}$. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 101102
- Romero-Shaw I, Lasky P D, Thrane E, et al. GW190521: Orbital eccentricity and signatures of dynamical formation in a binary black hole merger signal. *Astrophys J Lett*, 2020, 903: L5
- Tagawa H, Haiman Z, Kocsis B. Formation and evolution of compact-object binaries in AGN disks. *Astrophys J*, 2020, 898: 25
- Wang J M, Liu J R, Ho L C, et al. Accretion-modified stars in accretion disks of active galactic nuclei: Slowly transient appearance. *Astrophys J Lett*, 2021, 911: L14
- Wang J M, Liu J R, Ho L C, et al. Accretion-modified stars in accretion disks of active galactic nuclei: Gravitational-wave bursts and electromagnetic counterparts from merging stellar black hole binaries. *Astrophys J Lett*, 2021, 916: L17
- Gopal-Krishna, Britzen S, Wiita P. The diversity of AGN variability: Some highlights and challenges. *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 2019, 88: 132
- Ricci C, Kara E, Loewenstein M, et al. The destruction and recreation of the X-ray corona in a changing-look active galactic nucleus. *Astrophys J Lett*, 2020, 898: L1
- Ostriker J P. Viscous drag on an accretion disk due to an embedded stellar system. *Astrophys J*, 1983, 273: 99
- Zhu J P, Yang Y P, Zhang B, et al. Thermonuclear explosions and accretion-induced collapses of white dwarfs in active galactic nucleus accretion disks. *Astrophys J Lett*, 2021, 914: L19
- Zhang S R, Luo Y, Wu X J, et al. Electromagnetic signatures of white dwarf collisions in AGN discs. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2023, 524: 940
- Luo Y, Wu X J, Zhang S R, et al. White dwarf-white dwarf collisions in AGN discs via close encounters. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2023, 524: 6015

- 18 McKernan B, Ford K E S, O'Shaughnessy R. Black hole, neutron star, and white dwarf merger rates in AGN discs. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2020, 498: 4088
- 19 Pan Z, Yang H. Supercritical accretion of stellar-mass compact objects in active galactic nuclei. *Astrophys J*, 2021, 923: 173
- 20 Bellovary J M, MacLow M M, McKernan B, et al. Migration traps in disks around supermassive black holes. *Astrophys J Lett*, 2016, 819: L17
- 21 McKernan B, Ford K E S, Lyra W, et al. Intermediate mass black holes in AGN discs - I. Production and growth. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2012, 425: 460
- 22 McKernan B, Ford K E S, Kocsis B, et al. Intermediate-mass black holes in AGN discs - II. Model predictions and observational constraints. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2014, 441: 900
- 23 Samsing J, Bartos I, D'Orazio D J, et al. AGN as potential factories for eccentric black hole mergers. *Nature*, 2022, 603: 237
- 24 Li J, Lai D, Rodet L. Long-term evolution of tightly packed stellar black holes in AGN disks: Formation of merging black hole binaries via close encounters. *Astrophys J*, 2022, 934: 154
- 25 Raskin C, Timmes F X, Scannapieco E, et al. On type Ia supernovae from the collisions of two white dwarfs. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2009, 399: L156
- 26 Rozyczka M, Bodenheimer P, Lin D N C. The impact of supernova explosions on the structure and evolution of AGN discs. *Mon Not Roy Astron Soc*, 1995, 276: 597
- 27 Moranchel-Basurto A, Sánchez-Salcedo F J, Chametla R O, et al. Supernova explosions in accretion disks in active galactic nuclei: Three-dimensional models. *Astrophys J*, 2021, 906: 15
- 28 Perna R, Lazzati D, Cantiello M. Electromagnetic signatures of relativistic explosions in the disks of active galactic nuclei. *Astrophys J Lett*, 2021, 906: L7
- 29 Grishin E, Bobrick A, Hirai R, et al. Supernova explosions in active galactic nuclear discs. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2021, 507: 156
- 30 Mazzali P A, Nomoto K, Cappellaro E, et al. Can differences in the nickel abundance in chandrasekhar-mass models explain the relation between the brightness and decline rate of normal type IA supernovae? *Astrophys J*, 2001, 547: 988
- 31 Gladman B. Dynamics of systems of two close planets. *Icarus*, 1993, 106: 247
- 32 Peters P C. Gravitational radiation and the motion of two point masses. *Phys Rev*, 1964, 136: B1224
- 33 Rein H, Liu S F. REBOUND: An open-source multi-purpose N-body code for collisional dynamics. *Astron Astroph*, 2012, 537: A128
- 34 Rein H, Spiegel D S, IAS15: A fast, adaptive, high-order integrator for gravitational dynamics, accurate to machine precision over a billion orbits. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2015, 446: 1424
- 35 Generozov A, Stone N C, Metzger B D, et al. An overabundance of black hole X-ray binaries in the Galactic Centre from tidal captures. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2018, 478: 4030
- 36 Kroupa P. On the variation of the initial mass function. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2001, 322: 231
- 37 Tagawa H, Kocsis B, Haiman Z, et al. Mass-gap mergers in active galactic nuclei. *Astrophys J*, 2021, 908: 194
- 38 Cappellaro E, Botticella M T, Pignata G, et al. Supernova rates from the SUDARE VST-OmegaCAM search. I. Rates per unit volume. *Astron Astroph*, 2015, 584: A62
- 39 Li J, Dempsey A M, Li H, et al. Hydrodynamical simulations of black hole binary formation in AGN disks. *Astrophys J Lett*, 2023, 944: L42
- 40 Derdzinski A, Mayer L. *In situ* extreme mass ratio inspirals via subparsec formation and migration of stars in thin, gravitationally unstable AGN discs. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2023, 521: 4522
- 41 Cantiello M, Jermyn A S, Lin D N C. Stellar evolution in AGN disks. *Astrophys J*, 2021, 910: 94
- 42 Meegan C, Lichti G, Bhat P, et al. The fermi gamma-ray burst monitor. *Astrophys J*, 2009, 702: 791
- 43 Fleischhack H, AmegoXTeam. AMEGO-X: MeV gamma-ray astronomy in the multi-messenger era. In: 37th International Cosmic Ray Conference, 2022. 649
- 44 Zhu J, Zheng X, Feng H, et al. MeV astrophysical spectroscopic surveyor (MASS): A compton telescope mission concept. *Exp Astron*, 2024, 57: 2
- 45 Moita M, Ferro L, Frontera F, et al. Polarimetric prospects of a new hard X-soft gamma-ray space mission for next decades. In: The Sixteenth Marcel Grossmann Meeting. On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics, and Relativistic Field Theories, 2023. 3385–3399
- 46 Panda S, Śniegowska M. Changing-look AGNs – I. Tracking the transition on the main sequence of quasars. *Astrophys J Suppl Ser*, 2024, 272: 13
- 47 Hutsemékers D, AgísGonzález B, Sluse D, et al. Polarization of the changing-look quasar J1011+5442. *Astron Astroph*, 2017, 604: L3
- 48 Lorén-Aguilar P, Isern J, García-Berro E. Smoothed particle hydrodynamics simulations of white dwarf collisions and close encounters. *Mon Not Roy Astron Soc*, 2010, 406: 2749

Summary for “活动星系核吸积盘中白矮星碰撞及其观测效应”

White dwarf collisions in AGN disks and the observational effects

Shu-Rui Zhang^{1,2,3}, Yan Luo^{1,2} & Ye-Fei Yuan^{1,2*}

¹ School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

² CAS Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Department of Astronomy, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

³ Department of Physics and Earth Science, University of Ferrara, Ferrara I-44122, Italy

* Corresponding author, E-mail: yfyuan@ustc.edu.cn

White dwarfs (WDs) in the accretion disks of active galactic nuclei (AGN) are likely to migrate to the inner regions and form restricted three-body systems with two WDs moving around the central supermassive black hole (SMBH) in close orbits. Through N-body simulations, we find that such three-body systems are typically unstable, leading to collisions between the two WDs during close encounters. We explore the evolution of these systems with different initial orbital separations p , relative orbital inclinations i , and SMBH masses M . Our simulations show that close WD encounters predominantly occur within the range $1.1 R_H \lesssim p \lesssim 2\sqrt{3} R_H$, where R_H is the mutual Hill radius. For $p < 1.1 R_H$, most WDs occupy stable horseshoe or tadpole orbits, with only a few undergoing close encounters if their initial orbital phase difference is small. In cases where $p = 3.0 R_H$, WD-WD collisions are observed in the majority of simulated systems within a timescale of $10^5 P_1$, with numerous collisions occurring within $t < 62 P_1$ for smaller orbital radii, where P_1 is the orbital period. The peak of the closest separation distribution increases, and the frequency of WD-WD collisions decreases as the relative inclination between orbits increases. This closest-separation distribution remains similar across different SMBH masses, but the fraction of WD collisions declines with increasing SMBH mass. The estimated collision rate for WDs in AGN disks reaches up to $300 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$, which is approximately 1% of the observed Type Ia supernova rate. However, the observational effects of WD collisions in AGN disks could differ from those of typical Type Ia supernovae. When two WDs collide, they can trigger a runaway thermonuclear explosion, with most of the explosion energy stored in the ejecta in the form of kinetic energy. Typically, this ejecta escapes the AGN disk rapidly without significant deceleration. However, under the gravitational influence of the SMBH, most of the ejecta eventually falls back toward the disk. As this fallback ejecta disperses over time and space, it interacts with the disk material, efficiently converting its kinetic energy into thermal energy through shock. This interaction produces distinctive light curves characterized by a rapid rise followed by a decay following $L \propto t^{-2.8}$, with timescales ranging from hours to weeks depending on the mass of the SMBH. Such interactions may also lead to the disruption of the AGN disk, potentially triggering changing-look AGN phenomena. The high-energy radiation generated by fallback ejecta impacting the AGN disk material spans primarily the hard X-ray to soft gamma-ray bands, with peak luminosities reaching $\gtrsim 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$, which are potentially observable by upcoming MeV detectors, such as AMEGO-X. Moreover, AGN disks could act as sites for heavy element synthesis, as WD collisions significantly enrich AGN metallicity. These collisions thus provide a mechanism for increasing the abundance of heavy elements in AGNs, suggesting AGN disks may play an important role in nucleosynthesis.

active galactic nuclei, accretion disk, white dwarf, collision

doi: [10.1360/TB-2024-0603](https://doi.org/10.1360/TB-2024-0603)