

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.01.05

X 射线冷核星系团研究进展

刘 昂, 余 恒

(北京师范大学 天文系, 北京市 100875)

摘要: 冷核是指在一部分 X 射线星系团中出现的低温高亮的核状结构。冷核星系团在 X 射线表面亮度轮廓、温度轮廓、中心冷却时间、质量沉积率、熵轮廓等多个方面具有与非冷核星系团截然不同的观测特征。星系团冷核的发现距今已有 40 年, 人们对冷核的认识经历了由冷流模型到稳定冷核模型转变。但是直到今天, 冷核的产生机制和维持条件仍未完全弄清。研究冷核对于理解活动星系核产能机制、星系际元素增丰过程、星系团的形成与演化、大尺度结构形成等众多领域具有非常重要的意义。

关键词: 星系团; 星系团内物质; X 射线; 冷流; 冷核

中图分类号: P157.8 **文献标识码:** A

1 引 言

星系团是由几百到上千个星系聚集而成的巨大天体, 是目前已知宇宙中最大的引力束缚系统。一个典型星系团的空间尺度为几 Mpc, 总质量可达到 $10^{14} \sim 10^{15} M_{\odot}$ 。星系团内物质 (Intra-Cluster Medium, ICM) 为温度在 1~15 keV 的电离气体, 其 X 射线光度可达 $10^{36} \sim 10^{39} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。星系团的 X 射线研究始于 1966 年, Byram 等人使用探空火箭在室女座星系团的中心星系 M87 附近探测到了 X 射线辐射^[1], 这也是有 X 射线辐射的河外源第一次被发现。1970 年, Uhuru X 射线卫星发射上天之后, 证实星系团是非常强的 X 射线辐射源^[2]。星系团的探测从此有了新的手段和依据。随后的几十年, 又陆续有 Einstein, EXOSAT, ROSAT, Chandra, XMM-Newton 等多个 X 射线天文卫星发射上天, 越来越先进的观测设备使得 X 射线波段成为了星系团研究的一个重要窗口。

星系团冷流的概念提出于 20 世纪 70 年代。从早期的 X 射线观测中, 人们已经认识到星系团的 X 射线辐射主要来自星系团内高温气体的热韧致辐射。如果气体冷却的过程足够迅速, 以致于使其冷却时间 (t_{cool} , 即气体以其当前的辐射功率消耗掉其全部能量所需的时

收稿日期: 2013-05-27; 修回日期: 2013-09-25

资助项目: 973 计划 (2012CB821804); 中央高校基本科研业务费专项资金; 北京师范大学自主科研基金

通讯作者: 余恒, yuheng@bnu.edu.cn

间) 短于系统的存在时间 (t_{age}), 那么气体将会持续冷却, 并向星系团的核心坍缩, 形成冷流。但是, 在 20 世纪 70 年代前期的观测中, 通过对星系团韧致辐射发射系数与表面亮度的研究, 人们并没有发现能够导致 $t_{\text{cool}} < t_{\text{age}}$ 的观测证据。尽管如此, Lea^[3], Silk^[4], Rees 和 Ostriker^[5], Cowie 和 Binney^[6] 等人还是意识到, 对于 X 射线光度更高的星系团, 可能存在 t_{cool} 与星系团系统年龄 t_{age} 相近的情况。

星系团冷流最早的观测证据是在英仙座星系团中发现其核心具有软 X 射线波段的表面亮度尖峰。1974 年, Fabian 等人^[7] 使用哥白尼卫星上的 X 射线成像系统对英仙座星系团的中心星系 NGC 1275 进行了观测, 发现在 0.5 ~ 1.5 keV 的软 X 射线波段, NGC 1275 附近一个很小的区域内出现了辐射强度的峰值。后续的相关研究证实, 英仙座星系团的核心处气体密度非常高, 使得该区域的 X 射线辐射呈现明显的峰值特征^[8-11]。

除了 X 射线表面亮度轮廓的峰值之外, 星系团的温度由内向外递增 ($dT_{\text{g}}/dr > 0$)^[12-14], 通过表面亮度和温度计算得到的冷却时间远远小于哈勃时间^[15, 16], 这些观测现象都预示着冷流的存在。最有力的证据是在光谱观测中发现了来自于星系团中心的低电离态的软 X 射线波段发射线, 如 0.636 keV 的 O VIII 线、0.800 keV 的 Fe XVII 线和 1.09 keV 的 Fe XXIV 线。这些发射线表明, 在这些星系团的核心区域, 气体的温度低于 1 keV^[17, 18]。1979 年, Canizares 等人^[17] 利用 Einstein FPCS (Focal Plane Crystal Spectrometer) 对室女座星系团中心星系 M87 周围 19 kpc × 190 kpc 的区域进行了观测, 发现该区域存在着低温气体, 并将其温度限制为 1 keV 甚至更低。1981 年, Mushotzky 等人^[18] 使用 Einstein 的固态光谱仪 (Solid State Spectrometer) 对英仙座星系团的核心区域进行了观测, 由观测数据推断出冷却时间 $t_{\text{cool}} \leq 2 \times 10^9$ a, 质量沉积速率约为 $300 M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$, 低温气体的特征尺度约为 10 ~ 20 kpc。类似的观测很快从英仙座星系团、室女座星系团扩大到其他的目标。1984 年, Jones 和 Forman^[19] 对 Einstein 望远镜的星系团 X 射线图像观测进行了总结, 并研究了其中 46 个星系团的表面亮度轮廓, 发现它们的气体密度和温度与冷流理论的预测结果相吻合。Stewart 等人^[20] 通过对 36 个星系团 X 射线表面亮度的反投影 (deprojection) 研究, 发现其中一半星系团的冷却时间短于哈勃时间 ($H_0 = 50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$)。1998 年, Peres 等人^[21] 利用 ROSAT 对 55 个近距离星系团得到的观测数据, 发现在这个样本中, 70% ~ 90% 的星系团具有冷流结构, 并且这种结构可能已经存在了几十亿年之久。

随着更多的星系团被发现存在冷流成分, 冷流星系团占整个星系团样本的比例越来越大。所有的证据都证明, 冷流是一个普遍存在的结构。但是, 对于经典的冷流模型, 有一些问题一直存在, 即在光学波段所探测到的恒星形成率远没有达到冷流模型所预期的那样高, 气体凝聚所形成的分子云并没有被观测到^[22, 23]。ASCA 卫星光谱得到的质量沉积率也和经典冷流模型根据密度计算得到的结果有差异^[24]。这些疑问在 XMM-Newton 卫星投入使用后得到了初步的解答。2001 年, Molendi 和 Pizzolato^[25] 通过 XMM-Newton EPIC 的数据发现, 之前人们处理 X 射线光谱的方法存在一些问题, 实际上冷流的质量沉积率并没有人们预想的那么高。更多的研究也发现, 观测所得到的冷流气体的冷却速率达不到经典冷流模型的预期^[26-28]。经典的冷流模型并没有考虑气体的加热机制, 所以理论的计算结果与观测结果不符。由于冷却速率并不高, “冷流” (cooling flow) 这个词也就不那么合适了, Molendi 和

Pizzolato 提出应该以“冷核”(cool core) 取而代之。他们的建议得到了广泛的认可,“冷核”由此取代“冷流”,成为描述星系团核心低温结构的新名词。在现有的样本和判据下,有将近一半的星系团被确认有冷核^[29]。但是,究竟是怎样的机制在维持冷核的存在却一直处在争论之中,寻找热源由此成为一项重要的工作。对于冷核的热源,一直以来有很多种不同的理论模型,包括宇宙线加热^[30]、热传导加热^[31]、超新星加热^[32]等。进入 21 世纪之后,星系团中心的活动星系核(active galactic nuclei, AGN)已经成为了最可能的热源之一;但其加热方式有许多种不同的模型,由于缺乏足够的观测证据,目前还无法对这些模型进行有效的检验。

虽然冷核星系团一般都具有与非冷核星系团不同甚至完全相反的观测特征,但受观测精度、样本容量等条件的限制,人们直到现在都未找到一个能够严格定义冷核星系团的定量标准。因此,在不同的研究工作中,冷核星系团的定义会略有差别,但由于在大多数情况下冷核与非冷核星系团的差别较为明显,不易混淆,因此这种差别对研究结果带来的影响有限。本文中如无特殊说明,冷核星系团指根据 X 射线表面亮度或据此计算得到的中心冷却时间判断的结果。

冷核的早期研究分别在 1984 年、1991 年和 1994 年由 Fabian 进行了较全面的综述^[33-35]; 2006 年, Peterson 和 Fabian 对星系团核心的 X 射线光谱研究进行了介绍^[36]; 2007 年, McNa-mara 和 Nulsen^[37]对冷核的 AGN 加热机制进行了比较细致的讨论; 2009 年, Cavagnolo 等人利用大样本数据对星系团的熵轮廓进行了统计研究; 2010 年, Santos 等人^[38]通过不同红移处的冷核星系团分布情况,对冷核星系团的演化进行了研究; 在同一年, Hudson 等人^[29]系统研究了利用不同的观测特征定义冷核星系团的优劣; 2012 年, Fabian^[39]对 AGN 反馈加热的观测证据进行了综述。本文综述了星系团冷核的研究历史、观测特征与理论模型等内容。第 2 章介绍了冷核的观测特征,包括 X 射线表面亮度、温度轮廓、冷却时间、质量沉积率、熵轮廓等内容; 第 3 章介绍了星系团冷核的理论模型; 第 4 章根据现有的和未来 5 ~ 10 年的观测设备,对如何解决冷核研究中存在的问题进行了探讨和展望。

2 冷核的观测特征

2.1 X 射线表面亮度

冷核星系团一个很明显的观测特征是核心区的 X 射线表面亮度异常,具有明显的峰值。如图 1。星系团中热气体的主要辐射机制为韧致辐射,其发射系数与气体密度的平方和温度的 1/2 次方成正比,因此气体密度对于星系团的辐射强度起着决定性的作用。如果星系团中心的 X 射线亮度高,则表明其气体密度非常大,相应地,冷却时间 t_{cool} 会非常小(见 2.3 节)。因此,星系团中心的高 X 射线亮度表明该处有冷核形成。

根据是否存在表面亮度峰来判断,冷核星系团占据了相当大的比例。有 30% ~ 50% 的 Einstein 星系团在核心约 100 kpc 的范围内满足 $t_{\text{cool}} < t_{\text{age}}$ ^[16, 41],而这个结果仍然低估了

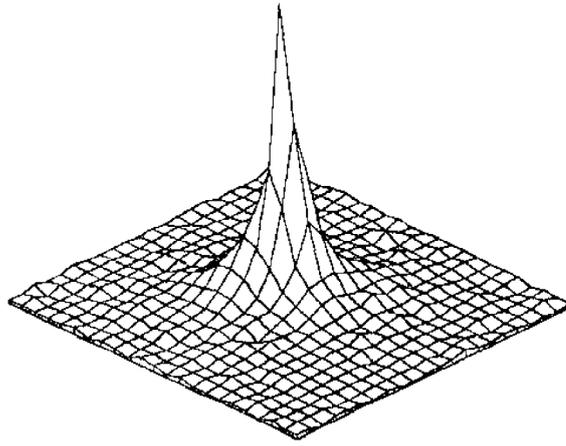


图 1 ROSAT HRI 观测得到的星系团 A478 的 X 射线表面亮度 3 维轮廓图^[40]
每个像素对应 24'', 约 60 kpc。

真正的比例,因为这些 X 射线图像的角分辨率只有 1', 会让核心区的表面亮度峰变得不明显。EXOSAT 对 45 个星系团的观测结果显示,该样本中超过 2/3 的星系团具有冷流结构^[42, 43]。这些证据都可以说明冷流在星系团中是广泛且稳定存在的。

由于能够有效判断星系团是否具有冷核, X 射线表面亮度峰成为了界定冷核星系团和非冷核星系团的一个重要判据,但不同的研究工作对于表面亮度轮廓的使用方式并不相同^[42-45]。例如, Peres 等人^[21]在 1998 年的研究中,使用星系团核心范围内的 X 射线光度与星系团总 X 射线光度之比来量化表面亮度峰,以区分冷核与非冷核星系团。为了将 X 射线表面亮度轮廓这个判据更好地量化以便于直接使用, Vikhlinin 等人^[46]引入了一个新的参量——尖度 (cuspsiness), 利用它来判断星系团是否具有冷核。Vikhlinin 对尖度的定义为^[46]:

$$\alpha = -\frac{d \lg(g)}{d \lg(r)}, \quad (r = 0.04 r_{500}^{\text{①}}), \quad (1)$$

其中, g 为气体密度, r 为到星系团中心的距离。该定义式的含义为在 $0.04 r_{500}$ 处气体密度由外向内的递增速度。Vikhlinin 利用 Chandra 卫星的观测数据对尖度的可靠性进行了验证。以 $\alpha < 0.5$ 、 $0.5 < \alpha < 0.7$ 和 $\alpha > 0.7$ 分别作为非冷核星系团、弱冷核星系团和强冷核星系团的判据,他们发现在由 48 个 HIFLUGCS (HIghest X-ray FLUx Galaxy Cluster Sample) 星系团组成的低红移样本中,冷核星系团 ($\alpha > 0.5$) 有 31 个,约占 65%,其中强冷核星系团 ($\alpha > 0.7$) 有 22 个,约占 46%,比较符合预期的结果;但是,在由 20 个高红移星系团组成的高红移样本中,仅发现了 3 个弱冷核星系团,占 15%,未发现强冷核星系团。对于高红移处的“冷核缺失”现象, Vikhlinin 认为是由于高红移样本的选择性偏差所造成。Vikhlinin 的研究为我们提供了一个重要的量化标准,但由于其样本尤其是高红移样本的容量非常有限,结论还缺乏足够的置信度。因此能否将尖度作为冷核星系团的一个有效判据还有待大样本的

^① r_{500} 指在该半径范围内的平均物质密度为该红移处宇宙临界密度的 500 倍。后文 r_{200} 、 r_{180} 等表述同为此义。

验证。

Santos 等人^[47] 提出了另一个新的参量——表面亮度凝聚度 (c_{SB})。 c_{SB} 的定义为:

$$c_{\text{SB}} = \frac{\text{SB}(r < 40 \text{ kpc})}{\text{SB}(r < 400 \text{ kpc})}, \quad (2)$$

式中 SB 为表面亮度。该定义的含义为距核心处 40 kpc 与 400 kpc 范围内的表面亮度之比。40 kpc 和 400 kpc 这两个范围是通过低红移星系团样本检验得到的最优结果。2010 年, Santos 等人^[38] 利用 Chandra 卫星的高分辨率数据, 对 3 个不同红移星系团的样本进行了研究。他们的研究表明, 对于低红移的样本, c_{SB} 能够有效地将样本区分为冷核星系团和非冷核星系团。对于 $0.6 < z < 1.3$ 的高红移样本, 红移为 1.03 的星系团 WARP J1415.1+3612 是其中 c_{SB} 最大的。为验证 c_{SB} 在高红移处的有效性, 2012 年, Santos 等人^[48] 又利用 Chandra 对 WARP J1415.1+3612 进行了深场观测, 证实其为冷核星系团。这个结果初步证明以 c_{SB} 来判断星系团是否存在冷核具有一定的可靠性。但与尖度一样, 受制于目前高红移样本的容量, 表面亮度凝聚度在高红移处的可靠性同样无法得到更有说服力的验证。

2.2 温度轮廓

温度是决定 ICM 物理性质的一个非常重要的可观测量。在 ICM 的 X 射线谱中, 15 Å 和 17 Å 处的 Fe XVII 发射线对于测定 ICM 的温度具有关键的作用。Fe XVII 发射线为电子由 3s 层向 2p 层跃迁所产生, 对应温度为 0.3~0.7 keV。Fe XVII 发射线是 ICM 冷却至紫外波段之前最后和最主要的发射线, 因此一直被视作判断低温成分是否存在的探针。通过对星系团 X 射线光谱中各发射线的强度以及连续谱的形状进行模型拟合, 我们可以得到 ICM 的温度、金属丰度等信息^[49]。

星系团的温度轮廓对于确定其引力质量进而限制宇宙密度参数具有关键性的作用。同时, 温度轮廓还包含着星系团内物质的热力学信息。除此之外, 温度轮廓是确定星系团熵轮廓的基础条件之一, 而熵轮廓是研究辐射冷却、预加热和反馈加热这些非引力过程的一个有力工具。

受观测仪器的精度限制, 星系团外部的温度轮廓是递增还是递减的问题曾一度陷入激烈的争论^[50-55]。XMM-Newton 和 Chandra 卫星投入使用后, 它们优秀的性能让人们对该问题有了更为清晰的认识。2005 年, Piffaretti 等人^[56] 使用 XMM-Newton EPIC 的高质量数据对 13 个近距离冷核星系团的温度轮廓进行了研究。他们发现样本中星系团的温度轮廓在 $0.1r_{\text{virial}}$ ^① 之外有非常清晰的递减趋势, 从 $0.1r_{\text{virial}}$ 到 $0.5r_{\text{virial}}$, 星系团的温度降低了约 30%; 而在约 $0.1r_{\text{virial}}$ 以内, 温度则以更快的趋势向内递减, 近似满足 $r/\text{kpc} \propto (T_{\text{X}}/\text{keV})^{1.78 \pm 0.10}$ 。在同一年, Vikhlinin 等人^[57] 利用 Chandra 卫星的数据对由 13 个近距离弛豫星系团组成的样本开展了类似的研究, 在 13 个星系团的核心区域均发现了低温成分, 并发现气体的温度在 $r \simeq 0.15r_{180}$ 处达到峰值, 向外逐渐递减, 到 $r \leq 0.5r_{180}$ 附近时温度降低到峰值的一半左

^① r_{virial} : 位力半径, 指星系团满足位力平衡的范围, 一般取 r_{200} 为星系团的位力半径; r_{virial} 范围内的星系团总质量为位力质量 M_{virial} , 平均温度为位力温度 T_{virial} 。

右。该结果基本上与 Piffaretti 等人的结论相一致。图 2 为 Vikhlinin 等人得到的 13 个星系团的温度轮廓图。

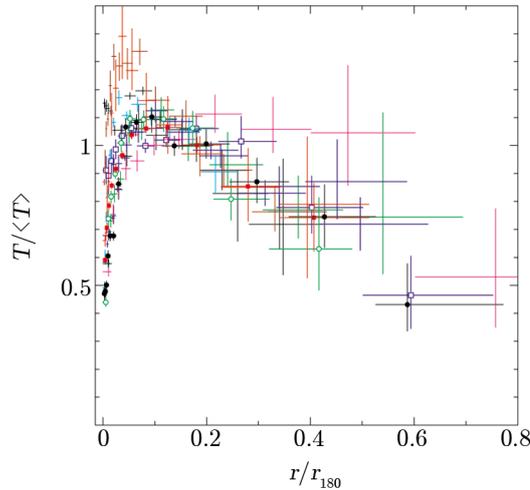


图 2 Vikhlinin 得到的 13 个近距离星系团的温度轮廓图^[57]
温度和半径分别对星系团的位力温度和位力半径做了归一化。

中心温度下降度 (central temperature drop) 是描述冷核星系团温度轮廓的一个重要参量。其定义为 $d_T = T_0/T_{\text{virial}}$, 即星系团的核心温度与位力温度的比值。2006 年, Sanderson 等人^[58] 利用 Chandra 卫星的观测数据, 对 20 个星系团的温度轮廓进行了统计分析。以 d_T 为判据, 样本被分成了 9 个冷核星系团和 11 个非冷核星系团。在 $r < 0.3r_{500}$ 的星系团核心范围内, 冷核星系团的温度轮廓与非冷核星系团差别非常明显, 与半径的关系近似满足 $T \propto r^{0.4}$ (如图 3 所示)。 d_T 作为冷核判据的可靠性在 Hudson 等人 2010 年的研究中得到了验证。他们发现 d_T 的分布具有明显的双峰性, 冷核星系团与非冷核星系团的分界线约为 $T_0/T_{\text{virial}} = 0.7$, 这个界限将他们的 64 个星系团分为 24 个冷核星系团和 40 个非冷核星系团^[29]。

硬度比 (hardness ratio) 也是反映星系团温度的一个重要参量, 硬度比并无统一的定义, 通常被定义为硬软两个波段的光子计数之比。在光子计数不高、无法通过拟合光谱准确获取温度的情况下, 可把硬度比当做粗略的光谱来使用, 并用它简单地代替温度。Jin 等人^[59] 对硬度比在低光子计数 X 射线数据中的计算进行了细致的讨论。由于硬度比较易于处理, 因此在研究星系团的大致结构以及星系团巡天等工作中得到了较多的应用^[60-62]。

Burns 等人^[63] 在 2008 年通过一项数值模拟研究发现, 硬度比 (hardness ratio) 也能够显示冷核与非冷核星系团的区別。他们将硬度比定义为星系团的 X 射线表面亮度在 2~8 keV 与 0.5~2 keV 两个波段的比值。结果显示冷核星系团的核心区域硬度比小于 1, 能够达到 0.4 甚至更低, 而非冷核星系团的硬度比基本上分布在 1 附近。

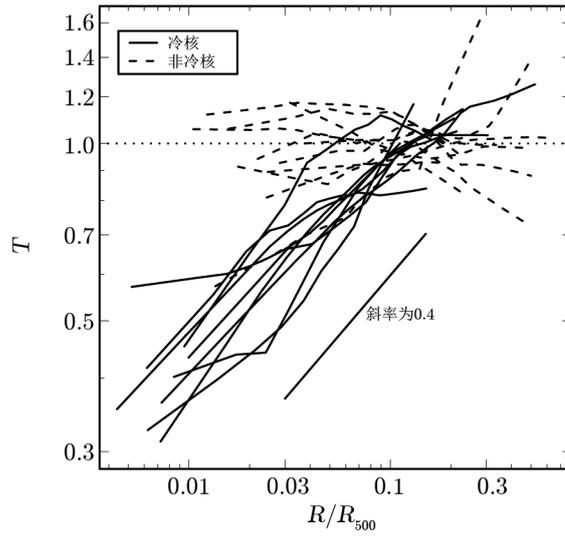


图 3 20 个星系团的反投影温度随半径的变化关系^[58]

温度和半径已对星系团的位力温度和位力半径做了归一化。实线表示冷核星系团；虚线表示非冷核星系团。

2.3 冷却时间

星系团中热气体的主要辐射机制是韧致辐射, 强烈的 X 射线辐射带走气体的能量, 导致其温度降低。决定冷流是否存在的关键是其中心冷却时间 (central cooling time) 短于系统的寿命 t_{age} , 即要求 $t_{\text{cool}} < t_{\text{age}}$ 。冷却时间 t_{cool} 可表示为^[36]:

$$t_{\text{cool}} = \frac{2.5n_g T}{n_e^2 \Lambda(T)}, \quad (3)$$

其中, n_e 和 n_g 分别代表电子数密度和气体数密度, 且 $n_g = 1.9 n_e$, T 为热气体的温度, $\Lambda(T)$ 为冷却函数 (cooling function)^[36]。一般将 t_{age} 近似地以哈勃年龄 t_{H_0} 代替。

2005 年, Bauer 等人^[64] 利用 Chandra 卫星对“ROSAT 最亮星系团”(ROSAT Brightest Cluster Sample) 样本中红移在 0.15 ~ 0.4 之间的 38 个星系团进行了研究, 发现其中有 55% 的星系团中心冷却时间短于 1×10^{10} a, 34% 的星系团中心冷却时间短于 2×10^9 a。通过比较星系团的中心冷却时间与 $H\alpha$ 发射情况, 他们发现能探测到 $H\alpha$ 发射的星系团一般具有比较低的中心冷却时间, 这为冷核与非冷核星系团的区分提供了另一条线索。2006 年, Sanderson 等人^[58] 利用 Chandra 卫星的观测数据, 对 20 个星系团的冷却时间进行了统计研究, 得到在距星系团核心 100 kpc 的范围内, 冷却时间近似与 $r^{1.3}$ 成正比 (如图 4)。

Santos 等人^[38] 对三个不同红移星系团样本中的共 61 个星系团的中心冷却时间进行了统计研究, 他们定义的中心范围是从星系团核心向外 20 kpc。统计的结果如图 5。在 400 SD (400 Square degree survey) 低红移样本的 26 个星系团中, 有 15 个星系团的冷却时间短于哈勃年龄 ($H_0 = 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$), 占到 58%; 在 RDCS+WARPS (Rosat Distant Cluster Survey + Wide Angle Rosat Pointed Survey) 样本的 15 个星系团中, 有 4 个星系团的冷却

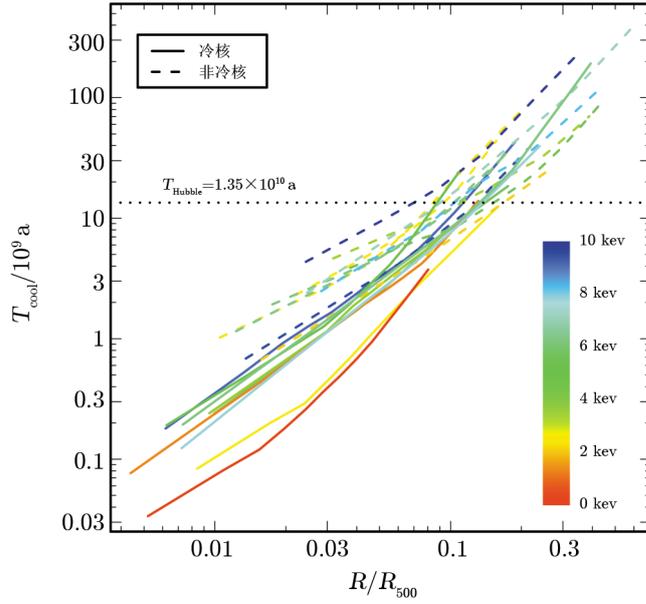


图 4 20 个星系团以 10^9 a 为单位的冷却时间随半径的变化^[58]

颜色代表温度，半径已对星系团的位力半径做了归一化。实线表示冷核星系团；虚线表示非冷核星系团。灰色点线标出了 $1.35 \times 10^{10} \text{ a}$ 的宇宙年龄。

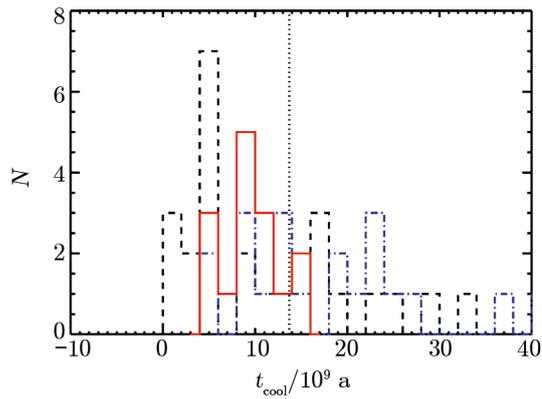


图 5 3 个样本的中心冷却时间 (10^9 a) 分布^[38]

灰色点线为宇宙年龄 ($1.37 \times 10^{10} \text{ a}$)。黑色直方图：400 SD 低红移样本；蓝色直方图：400 SD 高红移样本；红色直方图：RDCS+WARPS 样本。

时间短于哈勃年龄, 占到 27%; 在 400 SD 高红移样本的 20 个星系团中, 有 2 个星系团的冷却时间短于哈勃年龄, 仅占 10%。但 t_{H_0} 只是星系团年龄的上限, 星系团的真正年龄 (定义为星系团最后一次主要并合作用距现在的时间^[38]) 目前难以准确测定, 因此 $t_{\text{cool}} < t_{H_0}$ 只是判断冷核是否存在的一个弱约束, 是在找到准确测定星系团年龄方法之前的权宜之计。

2.4 质量沉积率

早期的冷流理论假设质量沉积全部来自于气体热能的辐射。由冷却所带来的质量沉积率 \dot{M} 可以通过冷却辐射光度 L_{cool} 和冷却区域的尺度 r_{cool} 估算出来^[35]:

$$\dot{M} = \frac{2}{5} \frac{\mu m L_{\text{cool}}}{k T_{r_{\text{cool}}}}, \quad (4)$$

其中, $T_{r_{\text{cool}}}$ 是 r_{cool} 处气体的温度, m 和 μ 分别代表质子质量和星系团内物质的平均分子量 (约 0.6)。 L_{cool} 的大小范围一般为 $10^{35} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 到超过 $10^{37} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$, 约占星系团全部辐射光度的 1/10。按照早期冷流理论的估算, 星系团冷流的典型质量沉积率为 $\dot{M} = 50 \sim 100 M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ 。一部分星系团甚至表现出了极大的质量沉积率, $\dot{M} \geq 500 M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ 。ROSAT HRI 的观测结果显示, 绝大多数星系团的 X 射线表面亮度在核心 10 kpc 以内依然在持续升高。在这样高的质量沉积率之下, 星系团的中心应该至少表现出以下观测特征中的一种: 由大质量恒星导致的颜色和吸收线呈现“蓝化”, 旋臂或星团之类的空间结构, 尘埃云的吸收线和发射线, 大质量的分子云等^[65]。但是, 在红外、光学和紫外波段并没有观测到气体冷却形成的恒星或者分子云, 或者观测到的量远小于冷流理论的预言。2001 年, Edge 等人^[23] 在 16 个极端冷流星系团 (extreme cooling flow clusters) 中探测到了 CO 分子的发射线, 表明在这些星系团的中心存在着分子云; 但是, 他们探测到的分子云质量仅为按照之前的质量沉积率预言结果的 5% ~ 10%。Peterson 等人^[26] 利用 XMM-Newton 卫星的光谱数据对冷流星系团 Abell 1835 进行了 X 射线光谱分析, 虽然探测到了 O VIII 的 Ly α 发射线和两条 Fe XXIV 复合线, 但是对于温度在 $kT_e = 2.7 \text{ keV}$ 以下的气体, 其发射线强度远远达不到根据经典的冷流理论预测的结果。Makishima 等人^[24] 对 ASCA 卫星的观测数据进行了分析总结, 发现得到的质量沉积率明显低于之前经典冷流模型的预言。这些观测证据使人们意识到之前的冷流模型过于简单, 在考虑气体冷却时必须引入合适的加热机制以降低质量沉积率, 并维持低温气体长期稳定存在。

最近的一些研究发现, 虽然冷核的质量沉积处于加热机制的抑制之下, 但在一部分冷核星系团中仍有数量可观的气体冷却并形成了分子云或恒星^[66-69], 这种剩余冷流现象 (residual cooling flow) 可能在之前的研究中并未引起足够的重视。2005 年, Hicks 和 Mushotzky^[70] 通过 XMM-Newton 光学监控器 (Optical Monitor) 在紫外波段 (180~400 nm) 对包括 9 个冷核星系团中心星系在内的 33 个星系进行研究, 发现大多数冷核星系团中心星系均存在紫外超 (UV excess) 现象。这一现象说明至少在一部分冷核星系团中, 气体冷却并形成恒星的过程并未完全被加热机制所阻止。紫外波段其他的研究结果也证实了这种现象, 并表明大质量、X 射线明亮的星系团恒星形成率 (Star Formation Rates, SFR) 较高, 因此 SFR 与气体冷却有密切的联系^[71, 72]。此外, 冷核星系团的 SFR 也可作为探究冷核演化过程的工具^[73]。恒星形成的现象在 Spitzer 和 Herschel 的红外观测中也有非常多的发现^[74-79]。而具有极高

SFR 的“星暴”也在一些个别的星系团中被发现^[80, 81]。这些观测现象为我们完全理解冷核的冷却与加热过程带来了新的挑战。

虽然经典冷流模型预言的质量沉积率 ($\dot{M}_{\text{classical}}(< r) \approx M_{\text{gas}}(r)/[t_{\text{cool}}(r) - t_{\text{cool}}(0)]$) 与观测结果不符,但由于其实际代表的是星系团内气体的 X 射线辐射速率,所以其数值大小可以作为冷核星系团的判据。2007 年,Chen 等人^[82]以 $\dot{M}_{\text{classical}}$ 为判据,根据 ROSAT 和 ASCA 的观测数据将 106 个 HIFLUGCS 星系团样本分成了 36 个强冷核星系团,16 个弱冷核星系团和 54 个非冷核星系团,并发现对于强冷核星系团, $\dot{M}_{\text{classical}}$ 与星系团的总质量近似满足正比关系,如图 6 所示。

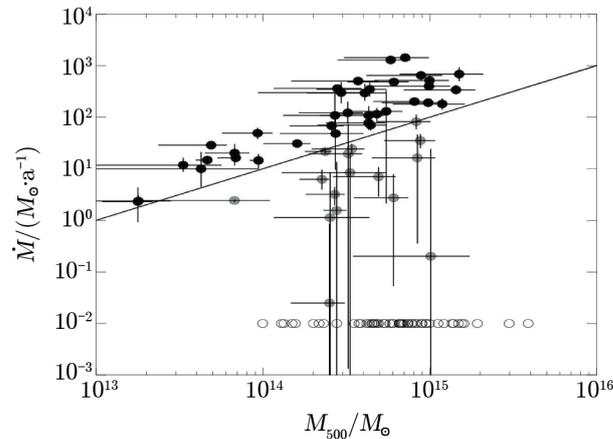


图 6 52 个冷核星系团的经典质量沉积率与星系团总质量的关系^[82]

黑色圆代表强冷核星系团,灰色圆代表弱冷核星系团,无明显质量沉积率的非冷核星系团统一取值为 $0.01 M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$,以空心圆表示。代表 $\dot{M}/M_{500} = 10^{-13} \text{ a}^{-1}$ 的黑色实线将强冷核星系团和弱冷核星系团显著地分开。

2010 年, Hudson 等人^[29]利用 Chandra 卫星上的 ACIS 设备对 64 个 HIFLUGCS 星系团核心的物理性质进行了分析研究,寻找能够准确界定冷核与非冷核星系团的定量标准。在包括表面亮度凝聚度 c_{SB} 、中心温度下降度 d_T 等在内的 16 个参数中,经典质量沉积率 $\dot{M}_{\text{classical}}$ 的分布具有最为显著的双峰性。 $\dot{M}_{\text{classical}}/M_{500} \simeq 0.5 \times 10^{-14} h_{71} \cdot \text{a}^{-1}$ 的分界线将样本分成 43 个冷核星系团和 21 个非冷核星系团。作为研究结果的一个“副产品”,他们得到了样本中 46 个冷核星系团(根据中心冷却时间判断)的经典质量沉积率 $\dot{M}_{\text{classical}}$ 与通过拟合发射线测量冷却气体的量而得到的光谱质量沉积率 \dot{M}_{spec} 之间的关系,如图 7 所示。

在 46 个冷核星系团中,有 43 个满足 $\dot{M}_{\text{spec}} \ll \dot{M}_{\text{classical}}$,大部分星系团的 $\dot{M}_{\text{spec}}/\dot{M}_{\text{classical}}$ 都分布在 0.1 附近(图中的点折线),即实际光谱观测结果比经典冷流模型的预期结果低大约 1 个量级。这种显著的差异表明了经典冷流理论存在的问题,必须在气体冷却的过程中引入某种加热机制才能够解释这些问题。

2.5 熵轮廓

熵是星系团内物质的一个基本参量,对于研究星系团冷核的加热过程具有不可替代的意义。通过将绝热指数改写为 $\kappa \propto P\rho^{-5/3}$,以星系团的 X 射线温度 T_X 和电子密度 n_e 这两个

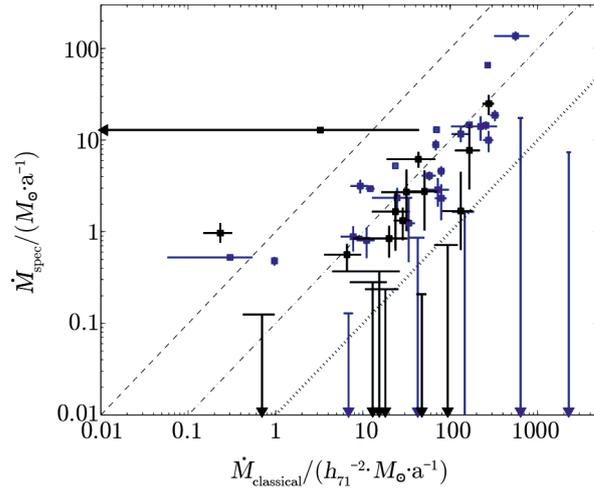


图 7 46 个冷核星系团的经典质量沉积率 $\dot{M}_{\text{classical}}$ 和光谱质量沉积率 \dot{M}_{spec} 之间的关系^[29]
 点线、点折线、折线分别代表 $\dot{M}_{\text{spec}}/\dot{M}_{\text{classical}} = 0.01, 0.1, 1$ 。

可观测量定义一个新的参量 K : $K = T_X n_e^{-2/3}$ ^[83]。 K 记录着气体的热历史信息, 因为只有当气体获得或者丢失能量时, K 的值才会发生改变。由于 K 能够将难以直接测量的熵以可观测量表示, 在星系团的 X 射线研究中一般都使用 K 这个参量来替代星系团内物质的热力学熵值^[84]。实际上, K 与热力学熵值存在着对数关系。对于单原子气体, 经典的热力学熵值为 $s = \ln K^{3/2} + \text{constant}$ ^[85]。

星系团内物质的熵具有一个重要的性质: 当 $dK/dr \geq 0$ 时, 气体会达到对流稳定。因此引力势阱成为了一个巨大的分离器, 将物质依照熵值的大小分离开。熵较低的气体沉到势阱的底部, 而熵较高的气体上浮到一个临界半径处, 在这个临界半径附近, 气体的熵大致相等。如果星系团的演化过程只受引力作用的影响, 那么其径向变化的熵轮廓将会在 $r > 0.1r_{200}$ 的范围之外表现为幂律形式。由此导致的星系团熵轮廓特征为, 外部呈现幂律形式, 内部则受非引力作用而偏离幂律形式(可参考图 8)。因此, 星系团熵轮廓背离幂律形式的现象可以被用来探究星系团内物质的 AGN 加热以及冷却辐射等非引力过程带来的效应^[84]。2005 年, Voit 以 71 个星系团的熵轮廓为基础, 得到了描述星系团径向熵轮廓的表达式^[85]:

$$K(r) = K_0 + K_{0.1r_{200}} \left(\frac{r}{0.1r_{200}} \right)^\alpha, \quad (5)$$

其中, K_0 为星系团核心的熵值, α 为幂律变化的指数。

对星系团的熵轮廓进行比较系统的观测研究始于 20 世纪 90 年代中后期。1996 年, David 等人^[86] 通过 ROSAT PSPC 的数据, 发现星系团内气体的熵在核心处几乎不再变化, 而是维持一个固定的值。这个结果说明这些气体被加热过, 而加热过程可能发生在星系团形成之前或者气体引力坍缩的过程之中。Lloyd-Davies 等人^[87] 和 Ponman 等人^[88] 分别利用 ROSAT 和 ROSAT+ASCA 的数据对 20 个星系团和 66 个星系团进行了熵轮廓的研

究,均得出了熵在 $0.1r_{\text{virial}}$ 之内趋于平坦,之外则指数上升的结论。更高分辨率的 Chandra 数据进一步验证了该结论,并将 α 限制在约 1.1 ~ 1.2 的范围内,熵轮廓的这些特征对 $0.5 \text{ keV} \leq kT_{\text{X}} \leq 15 \text{ keV}$ 、 $z \leq 0.5$ 的星系团均成立^[89, 90]。

2009年, Cavagnolo 等人^[84]利用 Chandra 卫星对 239 个星系团的观测数据,对该样本中星系团内气体的熵轮廓进行了系统的研究和统计工作,这项命名为 ACCEPT(Archive of Chandra Cluster Entropy Profile Tables) 的工作提供了目前星系团熵轮廓研究的最大样本。他们发现样本中绝大多数星系团的熵轮廓都可以使用式(5)进行拟合,在 $r \geq 100 \text{ kpc}$ 的范围内, $K(r) \propto r^{1.1} \sim r^{1.2}$ 。图 8 给出了 ACCEPT 中所有星系团的熵轮廓。图中一个最显著的特征就是绝大多数星系团的熵轮廓都偏离了单一的幂律形式。对于中心冷却时间短于星系团年龄的样本,即冷核星系团,如果引入 AGN 作为热源,那么非零的核心熵值是我们所期望的结果^[91, 92]。但是对于中心冷却时间与宇宙年龄相近的星系团,需要引入其他的机制以解释它们的核心熵轮廓,例如并合作用或极强的 AGN 爆发。对于 $K_0 > 100 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 的样本,由于通过激波很难赋予气体如此高的熵值,所以必须引入 AGN 爆发来进行解释,但是 AGN 爆发还从未被观测到。

Cavagnolo 等人的另一个重要结论是证实了星系团核心熵分布具有非常明显的双峰性。星系团内的热气体通过辐射消耗掉其内能所需要的时间是关于熵的函数。熵较低的气体辐射功率较高,冷却速度较快,反之亦然。因此 K_0 的大小能够大致反映出星系团核心的冷却时标,并提供关于星系团核心物理过程的线索。如果假设热传导或者 AGN 反馈加热是建立星系团核心目前的熵状态的基础过程,那么通过此类的模型必须能够推出目前观测到的 K_0 分布。图 9 分别显示了 ACCEPT K_0 的对数直方分布图和累积分布图。从直方分布图中可以明显观察到,该样本的 K_0 分布至少表现出两组特征范围,在这两个范围之间是一个 $K_0 \approx 30 \sim 50 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 的小数量带。从累积分布图中也能够清楚地看到在 $K_0 \approx 30 \sim 50 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 的范围内出现了明显的平台,这进一步说明了样本 K_0 分布的双峰性。

对于双峰性的一种解释是星系团核心的 AGN 反馈加热和电子热传导机制。2005 年, Voit 和 Donahue^[93]提出了一种 AGN 反馈加热模型,认为每 10^8 年一次、辐射功率约为 $10^{38} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 的 AGN 爆发可以将星系团核心的熵维持在 $10 \sim 30 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 的准静态;而能量超过 $10^{54} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 但非常罕见的星系团爆发能够将星系团核心熵增加至 $30 \sim 50 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 。这个模型能够很好地解释 $K_0 \leq 30 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 的情况,但是 $K_0 = 30 \sim 50 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 区域的低数量以及 $K_0 > 50 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 的显著高数量还需要更合理的物理解释。2008 年, Voit 等人提出, $K_0 = 30 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 附近星系团数量较少的现象可能是由热传导造成。当 K_0 超过 $30 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 时,热传导会将大量的热量传至核心区域,抑制气体的冷却,使熵难以降回较低的值;而并合激波能够直接将气体的熵带到 $K_0 \geq 100 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 的高位^[94],因此在 $K_0 = 30 \sim 50 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 的区域内星系团数量相对较少。这种解释得到了很多观测证据的支持^[66, 95, 96]。

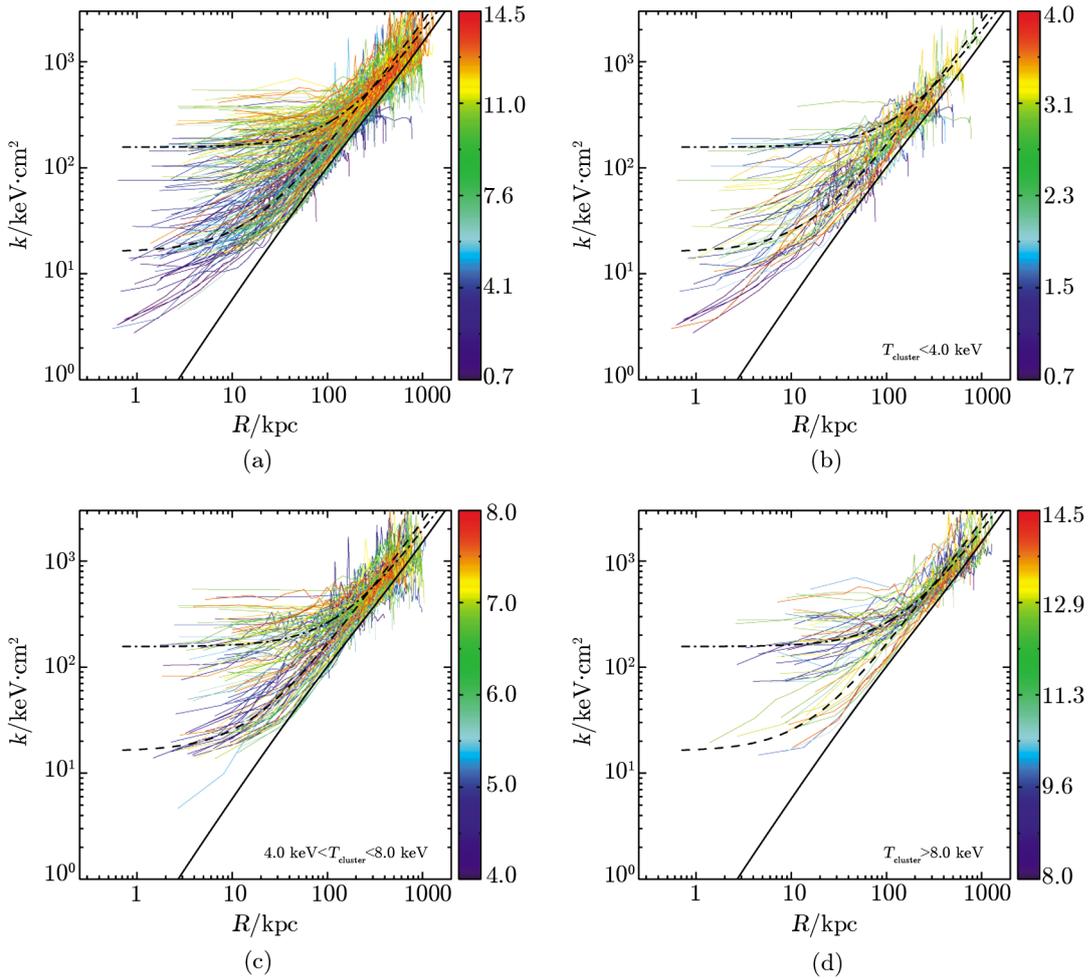


图 8 239 个星系团熵轮廓的叠加图^[84]

以颜色代表星系团温度的不同, 颜色条的单位是 keV。 (a) 所有 239 个星系团的熵轮廓; (b) $kT_X < 4$ keV 星系团的熵轮廓; (c) $4 \text{ keV} < kT_X < 8 \text{ keV}$ 星系团的熵轮廓; (d) $kT_X > 8 \text{ keV}$ 星系团的熵轮廓。从图中可以看到, 随着 kT_X 增大, 星系团核心的平均熵值也相应增大。

3 冷核理论模型

经典的冷流理论认为, 星系团冷流的质量沉积率可以达到 $100 M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ 以上, 但在 X 射线以外的波段观测到的证据都表明, 经典的冷流理论大大高估了星系团核心气体的冷却速率, 即意味着核心气体在辐射冷却的同时, 还处在被某种加热机制的作用之下, 气体向外辐射的能量有超过 90% 被热源重新补充进来, 使其长期维持着稳定的状态。

3.1 AGN 反馈加热机制

有关冷核的热源一度出现过很多种不同的模型。星系团的冷却时间约为 $3 \times 10^8 \text{ a}$, 很多

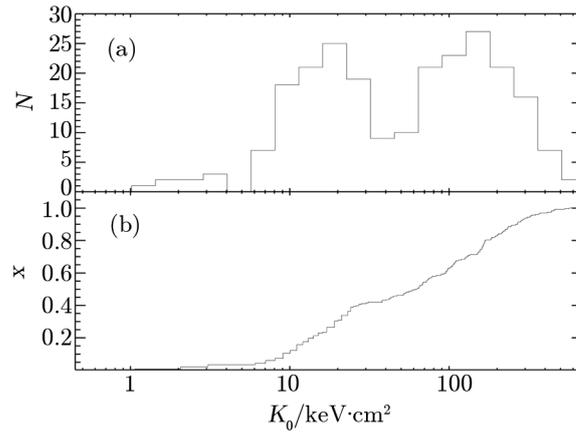


图 9 ACCEPT 的 K_0 的最佳拟合值分布直方图 (图 (a)) 和累积分布图 (图 (b))

图 (a) 中纵坐标为星系团数量; 图 (b) 中纵坐标为星系团所占比例。由图可知 K_0 的分布具有明显的双峰性。

星系团甚至还要比这个数值低得多, 因此热源的辐射功率必须足够大, 才能够在这么短的时间内将冷核气体辐射的能量补充回来。目前最被认可的热源是星系团核心的 AGN^[37]。AGN 射电喷流将其外围的 X 射线气体推开, 形成 X 射线光度较低的空洞 (cavities)。空洞内包含着密度极低的相对论性气体, 温度可高达 100 keV, 具有明亮的射电辐射。由于空洞内的气体密度比周围低、温度比周围高, 因此会在周围的 X 射线气体中上浮, 类似于水中的气泡 (bubbles)。在空洞的外围, X 射线气体受到空洞膨胀的压力而产生激波 (shocks)、涟漪 (ripples)、纤维 (filaments) 等结构^[97, 98], 这些结构都可以将空洞的能量转化为周围 X 射线气体的内能。图 10 显示了英仙座星系团的 Chandra X 射线图像, 空洞、弱激波、涟漪等结构清晰可见。

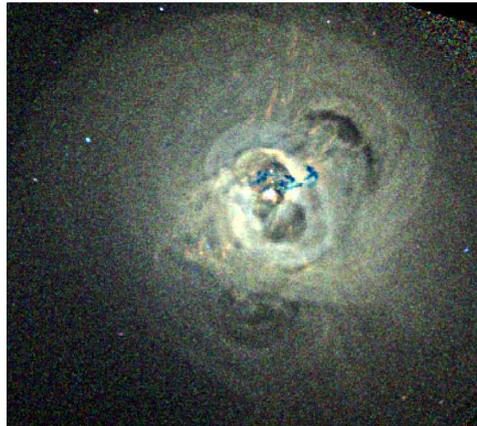


图 10 英仙座星系团的 Chandra 观测图像^[99]

观测时间约 8.5×10^5 s。由 0.3~1.2 keV、1.2~2 keV 和 2~7 keV 三色合成。内部可见两个空洞, 声波以及弱激波在空洞周围形成涟漪结构。核心区域的蓝色结构为前景星系的吸收所致。

众多迹象表明, AGN 爆发的能量大小与 X 射线气体的冷却速率联系紧密, 因此使用“反馈加热”来描述 AGN 的加热过程。根据冷核星系团的熵轮廓 (见 2.5 节), 气体的熵值由外向内近似以指数形式递减, 但进入核心区域时, 熵轮廓开始趋于平坦, 代表约 $10 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ 量级的熵注入, 这个量级与观测到的 AGN 能量注入量级相当; 此外, 空洞释放的能量与冷却气体的 X 射线光度似乎也形成了一种互相影响的“默契”, 如图 11 所示。

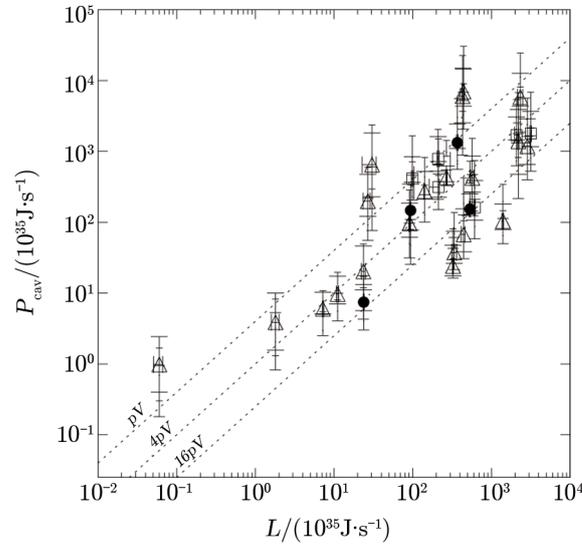


图 11 核心 AGN 空洞的能量与星系团内物质 X 射线光度之间的关系^[100]

横轴表示 r_{cool} 以内星系团内物质的光度; 纵轴表示星系团中心 AGN 的空洞加热功率。3 条斜线分别代表每个空洞的能量是 pV 、 $4pV$ 和 $16pV$ 时加热速率与冷却速率相等的情况, p 和 V 分别代表空洞的压强和体积。

在已经探测到存在空洞的星系团以及其他冷核系统中, 有超过一半能够释放足够的能量以平衡甚至超过气体辐射放出的热量。2006 年, Dunn 和 Fabian^[101] 对较近距离的 55 个冷核星系团进行了研究, 发现在该样本中, 有大约 30% 的星系团并没有明显的空洞存在的证据。对于这些没有探测到空洞的星系团, 图 11 给出的趋势也并不适用。这样的结果可能是因为 AGN 需要其他热源的帮助才能抵抗冷却, 也可能是因为我们并未完全了解 X 射线空洞的自然属性, 或者 AGN 的能量辐射本身就不稳定。2006 年, Rafferty 等人^[100] 对 33 个冷核星系团核心的恒星形成率进行了研究。在他们的样本中, 绝大多数星系团都有证据显示存在着空洞。平均的冷却功率为 $6.45 \times 10^{37} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$, 而空洞的供能功率为 $1.01 \times 10^{38} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。根据这个结果, 即使将未发现空洞的冷核星系团考虑在内 (30%), 也能够满足 $P_{\text{cavity}} \approx 1.1P_{\text{cooling}}$, 空洞所提供的能量依然足够补充冷却带来的损失。

虽然从加热效率来看, AGN 是冷核星系团最有可能的热源, 但是 AGN 加热的具体机制仍在激烈的讨论之中。

3.1.1 空洞加热

在射电瓣周围形成空洞所需的能量共包含两个部分: 将 X 射线气体推出所需的能量 (即

气体的压强与体积相乘) 以及射电瓣的内能, 即焓:

$$H = E + pV = \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} pV, \quad (6)$$

第二个等式当射电瓣充满了比热为常数 Γ 的理想气体时成立。如果瓣中以相对论性粒子为主, 则 $\Gamma = 4/3$, $H = 4 pV$; 当以非相对论性粒子为主, 则 $\Gamma = 5/3$, $H = 2.5 pV$ 。此外, 磁场也有可能成为射电瓣的决定性因素, 在这种情况下, $H = 2 pV$ 。其他各种可能的情况介于这些极限情况之间。虽然并不能确定射电瓣的状态方程, 但可以大致确定其焓在 $2 pV \sim 4 pV$ 的范围内。

Reynolds 等人进行的一项数值模拟结果证明, 空洞在星系团内气体中上浮的过程中能够加热周围的气体^[102]。Churazov 等人通过研究发现^[103], 空洞能够将 AGN 的能量转化为气体的内能。当空洞上浮时, 为了填补空洞移动留下的空间, 外部的 X 射线气体必然会向内移动。在这个过程中, 引力势能转化成了星系团内物质的动能。一个空洞上浮所释放的引力势能可表示为:

$$\delta U = Mg\delta R = V\rho g\delta R = -V\frac{dp}{dR}\delta R = -V\delta P, \quad (7)$$

其中, $M = \rho V$ 是被空洞吹走的气体质量, V 是其体积, ρ 为周围气体的密度, g 为重力加速度。由于上浮空洞以亚音速移动^[104], 因此其压强与周围气体较为接近, 所以可将周围气体的压强变化近似看作是空洞自身的压强变化。由热力学第一定律: $dH = Tds + Vdp$, 对绝热的空洞, 熵几乎保持不变, 由此得到 $\delta H = V\delta p$ 。因此, 式 (7) 实际上是说明, 空洞上浮的动能与随上浮而损失的焓相等。如果周围气体的粘滞度高, 即雷诺数低, 则气体的运动会逐渐耗散, 只留下与空洞尺度相近的层状痕迹; 如果雷诺数高, 气体会呈现湍流运动, 其动能最终也会在与空洞大小相近的尺度内被耗散掉。因此, 不管对于何种情况, 动能都会在传播到较远距离之前衰减; 不管上浮空洞和其周围气体的物理性质如何, 其丢失的焓全部转化为附近气体的内能。

在空洞加热机制为物理基础上, Begelman 等人提出了“沸腾”(effervescent) 加热模型^[105-107], 即多个空洞的上浮和膨胀会造成星系团内物质的无规则运动, 由此对气体进行加热。Chandra 的观测结果表明, 空洞在星系团中的存在非常普遍, 而且很多星系团中存在着多个空洞^[97, 108]。Forman 等人也在 M87 中观测到了大量的空洞^[109]。这些观测证据都能证明“沸腾”模型的正确性。Ruszkowski 和 Begelman^[106] 通过对“沸腾”模型的研究发现, 在数值模拟中必须引入热传导过程, 使空洞的焓从周围物质中获得补充, 才能有效地阻止冷却; 而 Roychowdhury 等人^[107] 在 2004 年的研究中则发现该结论的成立与否关键在于 AGN 总加热速率的大小, 因此热传导过程是否必要还无法确定。由于这些结论使用的都是一维模型, 以混合理论研究对流, 因此很有可能遗漏掉三维流体的一些特征。

Dalla Vecchia 等人^[110] 对空洞加热机制的长时标效应进行了三维的流体动力学模拟研究。最终他们发现, 虽然空洞提供的热量能够阻止冷却, 但是也阻止了冷核的产生。对于这样明显与观测结果相左的结果, 他们认为是由星系团形成之前气体受到的预加热造成的。他们最终的结论否定了反馈机制在 AGN 加热中的决定性作用, 而是认为反馈对于加热只能起

到一种修正作用。但由于他们所使用的加热模型涉及到模拟空洞中的气体与星系团内物质进行混合的过程, 而关于这种过程的具体物理描述还不完善; 另外关于星系团中的磁场, 我们还知之甚少。因此对于空洞加热机制的具体物理图景仍然有待深入讨论。

3.1.2 弱激波加热

阻止星系团内气体冷却的一个关键点是补充气体由于强 X 射线辐射而损失的熵。激波加热机制在这样的过程中很可能起着非常关键的作用。2007 年, Forman 等人^[109] 通过 Chandra 的观测, 在 M87 周围 13 kpc 处探测到了激波的存在, 在 2.8 kpc 处发现了产生激波的“活塞”结构。Churazov 等人对 M87 周围空洞的演化进行了数值模拟研究, 结果发现, 由于空洞内的高音速使激波在空洞内的传播速度超过其周围的传播速度, 因此当激波扫过空洞时, 会在周围形成一个涡环结构^[104]。Heinz 和 Churazov^[111] 通过数值模拟研究发现, 这个过程将激波的能量转化为了局部的动能, 而这部分动能会很快被耗散掉以加热气体, 所以该过程可以将更多的激波能量转化为星系团内物质的内能。此外, 如果星系团内包含着很多的小型空洞, 那么由 Richtmyer-Meshkov 不稳定性得到的衰减长度与空洞占星系团内物质总体积的比例成反比。若一个星系团中空洞的体积占到 10%, 则空洞的热能也应占整个星系团的 10%, 以英仙座星系团为例, 绝大部分弱激波能量将会在中心 100 kpc 的范围内被耗散掉。维持一个大的空洞体积比需要极高的能量, 而这些能量中的一大部分会被耗散掉以加热星系团内的物质。

3.1.3 声波耗散加热

2003 年, Fabian 等人^[98] 提出, 多重 AGN 爆发产生的声波受到粘滞阻尼作用, 这个过程可能是一个比较重要的加热机制。由声波耗散产生的单位体积的加热功率可表示为^[112]:

$$\Pi_d = \left[\frac{2\nu}{3} + \frac{(\gamma - 1)^2 \kappa T}{2\gamma p} \right] \frac{\omega^2 \rho \delta p^2}{\gamma^2 p}. \quad (8)$$

其中, ρ , T , p 和 γ 分别代表气体的密度、温度、压强和比热; κ 为导热系数; ν 为动粘滞率 ($\nu = \mu/\rho$, μ 为粘度)。由式 (8) 可知声波耗散加热功率包含两个部分的作用: 粘滞损耗和传导耗散。

声波耗散加热机制的原理与弱激波加热机制类似, 因为多重弱激波也可以被看作是声波的叠加。在数值模拟研究中, 通常激波的衰减由粘性应力决定^[113-115], 因此这两种加热过程实际上可以合为一体。声波的耗散依赖于传播系数 (transport coefficients), 而激波加热并不如此。传播系数的不确定度直接决定了声波耗散加热速率的不确定度。数值模拟研究表明, 只要传播系数能够被限制在偏离观测值一个数量级的范围内, 声波耗散机制就能够在将 AGN 能量转化为热源的过程中起到非常关键的作用^[98, 113-115]。两种机制对参数的依赖性不同, 由此导致其作用范围有所差别。

3.2 超新星反馈加热机制

星系团内的超新星也是一个非常重要的热源。大量的观测证据直接或间接地证实了 ICM 中存在数量相当可观的超新星^[116-121]。由于星系团内星族 (Intra-cluster Stellar Population) 以年老的早型星为主, 因此 II 型超新星的作用几乎可以忽略不计, 只需考虑 Ia

型超新星的加热作用即可。2004 年, Domainko 等人通过温度、金属丰度、X 射线光度等信息, 对英仙座星系团和半人马座星系团中超新星加热的规模进行了研究^[122]。他们假设 ICM 中的金属元素全部来自于超新星爆发, 进而由金属丰度得到超新星的数目, 并根据星系团的 X 射线光度得到加热 ICM 所需的总能量。他们发现对于英仙座星系团和半人马座星系团, Ia 型超新星发出的能量分别约为所需总能量的 16% 和 45%。虽然这只是超新星加热供能的比例上限(超新星爆发并不是 ICM 元素增丰的唯一途径), 但也能表明超新星加热可为阻止气体冷却提供可观的能量。Li 和 Bryan^[123] 通过一项数值模拟工作证明, 在 $r \leq 1$ kpc 的范围内, Ia 型超新星能够有效地加热气体并在一定程度上延缓冷却, 但在更大范围内的冷却时间均短于 Ia 型超新星的加热时间, 因此 Ia 型超新星加热并不足以彻底阻碍气体的冷却, 仍需要引入其他的热源(如 AGN)。尽管如此, 由于超新星加热机制具备诸如空间分布相对 AGN 加热更加均匀且广泛^[124]、加热作用时间长^[122] 等独特的优势, 并且随着观测条件的进步, 越来越多的星系团内超新星正在被发现^[125-128], 因此在讨论冷核问题时它仍然是一个必须考虑的热源。

3.3 无反馈加热机制

关于热传导加热机制的争论已经持续了几十年。热导率与星系团中的磁场有关, 而由于磁场的拓扑结构无法观测, 因此热传导的具体机制还不清楚。“微调”问题(the fine-tuning problem) 是热传导模型中存在的一个不易解释的难点, 即如何使星系团内物质在局部加热与辐射冷却同时存在的情况下保持局部平衡^[16, 129, 130]。除此之外, Zakamska 等人的数值模拟研究发现, 在一部分星系团中, 热传导加热无法在整个星系团核心范围内与冷却相抗衡, 这个结果在 Voigt 以及 Wise 的研究中得到了进一步证实^[131-133]。这些都是热传导模型目前所面临的困难。假设热导率并未被完全限制, 那么在星系团核心的冷却区域之外, 热传导加热依然能够发挥作用, 虽然并不足以单独抵抗气体的冷却^[134], 但可以大大减轻 AGN 加热的负担, 降低对于 AGN 加热的能量要求^[131-133]。

3.4 其他加热机制

除以上几种之外, 自冷核现象被发现以来, 还出现过其他数量众多的加热机制。但是在这些加热机制中, 只有很少一部分包含反馈机制。AGN 加热机制以外的模型一般都以并合产生的能量(即星系团的束缚能) 作为热源。对于一个类似英仙座星系团尺度的系统, 阻止其核心气体冷却需要在一个哈勃年龄内提供约 10^{55} J 的能量, 而一次较大规模的星系团并合过程能够产生的能量约为 10^{57} J, 因此只需要在这一总能量中提供百分之一, 就足够阻止气体冷却形成恒星。但是这并不代表这些加热机制没有问题。冷核仅占据星系团总体积的千分之一甚至更小, 因此是一个相对较小的目标, 并合产生的巨大能量并无明确的传导方向性, 按照比例计算, 冷核能够接受的并合能量应该也只占到总能量的千分之一左右, 这显然达不到阻止气体冷却的能量需求。此外, 星系团内气体稳定的分层结构和极高的中心密度严重抑制了湍流活动, 从而阻止了气体的纵向能量交流。因此并合的能量如何传递给中心的冷核目前仍未有合理的解释。

Kravtsov 等人通过对星系团结构的数值模拟研究发现, 星系团内物质处于混乱的湍动

状态, 其湍动速度约为 $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [135], 湍动的耗散可能也是一个重要的热源。Churazov 等人对英仙座星系团的研究表明 [136], 星系团中心 AGN 的外流也可能产生一个类似大小的湍流。因此冷核附近气体湍流的产生源头还不能确定。Dennis 和 Chandran [137] 利用一个半经验的模型说明, 当湍流速度在 $100 \sim 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 如果将热传导、湍流耗散和湍流扩散相结合, 那么提供的能量可以与辐射损失相抗衡。然而, 对于湍流的空间分布和能量分布是如何形成的, 即湍流的源头, 他们的模型并没有给出合理的解释。

4 总结与展望

关于冷核星系团, 到目前为止我们比较确定的结论是: 冷核是星系团核心气体一种长期的、较为稳定的状态, 冷核星系团约占星系团总数量的一半; 由于气体密度极高, 冷核向外发出强烈的 X 射线辐射, 导致其 X 射线光度呈现一个明显的峰值区域, 并且使气体的冷却时间短于星系团的存在时间, 冷核的温度也由于辐射带走大量能量而远低于星系团的特征温度; 而在辐射冷却的同时, 这部分气体还处在某种或某些机制的加热之下, 使其无法一直冷却形成恒星。

但有些问题还依然没有明确的结论。在 X 射线观测方面, 如何准确定义冷核星系团, 使用何种判据区分冷核星系团与非冷核星系团仍然是一个值得讨论的问题。表面亮度凝聚度 [38]、中心温度下降度 [58]、尖度 [46]、经典质量沉积率 [29, 82] 等参数已经分别在不同样本中被证明具备成为此类判据的条件。但目前的研究样本无法保证无偏性, 尤其是对于高红移星系团的特征我们还并不十分清楚。因此该问题还有待更大样本、更深层次巡天数据的验证。

高红移处冷核星系团比例较低的“冷核缺失”现象在很多研究中均有出现 [38, 46]。除了样本的选择性偏差带来的影响之外, 冷核星系团的演化可能是造成这一现象的更主要原因。高红移星系团相对较年轻, 处于演化的前期, 而冷核作为一种稳定的结构, 是星系团经过一段时间演化之后的结果, 因此在高红移处, 冷核星系团的比例应该相对较低。但 McDonald 等人于 2013 年的最新研究却并未发现冷核从 $z \simeq 0$ 到 $z \simeq 1$ 具有明显的演化趋势 [138]。关于冷核的演化过程我们还需要做更细致的探索, 而高红移样本的不完备性依然是导致我们无法更深入认识该问题的最关键原因。

经典冷流模型所预言的质量沉积率已经被证明是过高估计了实际情况, 但根据观测到的恒星形成率而推算出的质量沉积率应该是较为可靠的。与之相对应的 Fe XVII 线以及其他一些发射线都处于 XMM-Newton 卫星的探测能力之内, 对这些发射线进行更高精度的观测, 将有助于我们检验并完善现有的冷核模型。星系团中 AGN 喷流能量的时间分布是反馈加热模型一个不可回避的基本内容, 但关于它我们还知之甚少。现有的 X 射线空洞巡天数据一方面数量很少, 另一方面选择性偏差也很严重。完善 AGN 加热模型需要首先确定 AGN 的平均加热速率, 而只有在大的星系团样本中对空洞和激波波前进行一次大范围的、无偏的搜寻, 才有可能得到有意义的结果。在冷核理论模型的研究中, AGN 模型本身的不完善是阻碍我们理解冷核加热机制的一个重要因素。关于触发 AGN 爆发的环境因素我们还并不十分清

楚。此外,空洞的熵和热激波的能量如何耗散,并通过何种方式有效地加热气体,以及耗散得到的热能怎样传递,这些都是还未得到明确答案的基本问题。

借助未来 10 年之内的先进观测设备,我们将有能力进一步探索这些问题。德国 Max-Planck 研究所计划于 2014 年升空的 eROSITA (extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array) X 射线天文卫星^①将使目前星系团研究的精度和深度提高约 2 个量级,以帮助我们更深入地理解该领域存在的问题^[139, 140]。在软 X 射线波段 (0.5~2 keV),其深度将会比 ROSAT 巡天提高 20~30 倍,由于 eROSITA 的轴向空间分辨率可低于 15",其 X 射线图像的锐度将比 ROSAT 巡天提高 3 个量级^[139];而在硬 X 射线波段 (2~10 keV),eROSITA 巡天将成为在该波段第一个真正的全天巡天。eROSITA 计划观测约 10^5 个星系团,其中红移超过 1 的星系团有望达到 1 000 个,这将极大地扩充高红移 X 射线星系团的样本容量,帮助我们更全面地认识和理解高红移处冷核星系团的性质,对冷核的形成、演化等具体过程进行更深入的探索。通过对附近星系中的吸积黑洞和超过 3×10^6 个高红移 AGN 进行系统的观测,eROSITA 会完善现有的 AGN 模型,这对建立完整的冷核理论模型具有非常重要的意义。日本计划于同一年发射的 ASTRO-H X 射线天文卫星^②也将大大推动星系团冷核的研究。ASTRO-H 将通过拍摄高能谱分辨率、高产出效率的光谱来探索 0.3~600 keV 的高能宇宙,但其 60" ~ 90" 的空间角分辨率并不出色。这样的分辨率不适合高红移冷核星系团的研究工作,不过其软 X 射线波段的高分辨率光谱能够让我们对近距离星系团的温度、金属丰度等参量进行更精确的限制,对于揭示较近星系团内部的物理过程(如湍流加热、激波加热等)将会提供重要的帮助。

参考文献:

- [1] Byram E T, Chubb T A, Friedman H. *Science*, 1966, 152: 66
- [2] Giacconi R, Murray S, Gursky H, et al. *ApJ*, 1972, 178: 281
- [3] Lea S M, Silk J, Kellogg E, et al. *ApJ*, 1973, 184: L105
- [4] Silk J. *ApJ*, 1976, 208: 646
- [5] Rees M J, Ostriker J P. *MNRAS*, 1977, 179: 541
- [6] Cowie L L, Binney J. *ApJ*, 1977, 215: 723
- [7] Fabian A C, Zarneck J C, Culhane J L, et al. *ApJ*, 1974, 189: L59
- [8] Helmken H, Delvaile J P, Epstein A, et al. *ApJ*, 1978, 221: L43
- [9] Gorenstein P, Fabricant D, Topka K, et al. *ApJ*, 1978, 224: 718
- [10] Branduardi-Raymont G, Fabricant D, Feigelson E, et al. *ApJ*, 1981, 248: 55
- [11] Fabian A C, Hu E M, Cowie L L, et al. *ApJ*, 1981, 248: 47
- [12] Gorenstein P, Fabricant D, Topka K, et al. *ApJ*, 1977, 216: L95
- [13] Ulmer M P, Jernigan J G. *ApJ*, 1978, 222: L85
- [14] White S D M, Silk J. *ApJ*, 1980, 241: 864
- [15] Canizares C R, Stewart G C, Fabian A C. *ApJ*, 1983, 272: 449

^①<http://www.mpe.mpg.de/eROSITA>

^②<http://astro-h.isas.jaxa.jp/index.html.en>

- [16] Stewart G C, Fabian A C, Nulsen P E J, et al. *ApJ*, 1984, 278: 536
- [17] Canizares C R, Clark G W, Markert T H, et al. *ApJ*, 1979, 234: L33
- [18] Mushotzky R F, Holt S S, Boldt E A, et al. *ApJ*, 1981, 244: L47
- [19] Jones C, Forman W. *ApJ*, 1984, 276: 38
- [20] Stewart G C, Fabian A C, Jones C, et al. *ApJ*, 1984, 285: 1
- [21] Peres C B, Fabian A C, Edge A C, et al. *MNRAS*, 1998, 298: 416
- [22] McNamara B R, O'Connell R W. *AJ*, 1989, 98: 2018
- [23] Edge A C. *MNRAS*, 2001, 328: 762
- [24] Makishima K, Ezawa H, Fukuzawa Y, et al. *PASJ*, 2001, 53: 401
- [25] Molendi S, Pizzolato F. *ApJ*, 2001, 560: 194
- [26] Peterson J R, Paerels F B S, Kaastra J S, et al. *A&A*, 2001, 365: L104
- [27] Tamura T, Kaastra J S, Peterson J R, et al. *A&A*, 2001, 365: L87
- [28] Kaastra J S, Ferrigno C, Tamura T, et al. *A&A*, 2001, 365: L99
- [29] Hudson D S, Mittal R, Reiprich T H, et al. *A&A*, 2010, 513: A37
- [30] Böhringer H, Morfill G E. *ApJ*, 1988, 330: 609
- [31] Rosner R, Tucker W H. *ApJ*, 1989, 338: 761
- [32] Silk J, Djorgovski S, Wyse R F G, et al. *ApJ*, 1986, 307: 415
- [33] Fabian A C, Nulsen P E J, Canizares C R. *Nature*, 1984, 310: 733
- [34] Fabian A C, Nulsen P E J, Canizares C R. *A&A Rev.*, 1991, 2: 191
- [35] Fabian A C. *ARA&A*, 1994, 32: 277
- [36] Peterson J R, Fabian A C. *Phys. Rep.*, 2006, 427: 1
- [37] McNamara B R, Nulsen P E J. *ARA&A*, 2007, 45: 117
- [38] Santos J S, Tozzi P, Rosati P, et al. *A&A*, 2010, 521: A64
- [39] Fabian A C. *ARA&A*, 2012, 50: 455
- [40] White D A, Fabian A C, Allen S W, et al. *MNRAS*, 1994, 269: 589
- [41] Arnaud K A. *NATO ASIC Proc. 229: Cooling Flows in Clusters and Galaxies*. 1988, 31–40
- [42] Edge A C, Stewart G C. *MNRAS*, 1991, 252: 414
- [43] Edge A C, Stewart G C. *MNRAS*, 1991, 252: 428
- [44] White D A, Jones C, Forman W. *MNRAS*, 1997, 292: 419
- [45] Allen S W, Fabian A C, Johnstone R M, et al. *MNRAS*, 2001, 322: 589
- [46] Vikhlinin A, Burenin R, Forman W R, et al. *Heating versus Cooling in Galaxies and Clusters of Galaxies*. Böhringer H, Pratt G W, Finoguenov A, et al, eds. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2007: 48
- [47] Santos J S, Rosati P, Tozzi P, et al. *A&A*, 2008, 483: 35
- [48] Santos J S, Tozzi P, Rosati P, et al. *A&A*, 2012, 539: A105
- [49] Tozzi P. *Nuovo Cimento B Serie*. 2007, 122: 1073
- [50] Markevitch M. *ApJ*, 1998, 504: 27
- [51] Irwin J A, Bregman J N, Evrard A E. *ApJ*, 1999, 519: 518
- [52] White D A. *MNRAS*, 2000, 312: 663
- [53] Irwin J A, Bregman J N. *ApJ*, 2000, 538: 543
- [54] Finoguenov A, Arnaud M, David L P. *ApJ*, 2001, 555: 191
- [55] De Grandi S, Molendi S. *ApJ*, 2002, 567: 163
- [56] Piffaretti R, Jetzer P, Kaastra J S, et al. *A&A*, 2005, 433: 101
- [57] Vikhlinin A, Markevitch M, Murray S S, et al. *ApJ*, 2005, 628: 655
- [58] Sanderson A J R, Ponman T J, O'Sullivan E. *MNRAS*, 2006, 372: 1496
- [59] Jin Y K, Zhang S N, Wu J F. *ApJ*, 2006, 653: 1566
- [60] Tanaka N, Furuzawa A, Miyoshi S J, et al. *PASJ*, 2010, 62: 743
- [61] Chon G, Böhringer H. *A&A*, 2012, 538: A35
- [62] Clerc N, Sadibekova T, Pierre M, et al. *MNRAS*, 2012, 423: 3561
- [63] Burns J O, Hallman E J, Gantner B, et al. *ApJ*, 2008, 675: 1125

- [64] Bauer F E, Fabian A C, Sanders J S, et al. MNRAS, 2005, 359: 1481
- [65] O'Connell R W, McNamara B R. AJ, 1989, 98: 180
- [66] Rafferty D A, McNamara B R, Nulsen P E J. ApJ, 2008, 687: 899
- [67] Paterno-Mahler R, Blanton E L, Randall S W, et al. <http://arxiv.org/abs/1306.3520>, 2013
- [68] Paterno-Mahler R, Blanton E L, Randall S W, et al. American Astronomical Society Meeting Abstracts. 2013, 221: 243.13
- [69] McDonald M, Wei L H, Veilleux S. ApJ, 2012, 755: L24
- [70] Hicks A K, Mushotzky R. ApJ, 2005, 635: L9
- [71] Liu F S, Mao S, Meng X M. MNRAS, 2012, 423: 422
- [72] Loubser S I, Sánchez-Blázquez P. MNRAS, 2011, 410: 2679
- [73] McDonald M. ApJ, 2011, 742: L35
- [74] Egami E, Misselt K A, Rieke G H, et al. ApJ, 2006, 647: 922
- [75] Donahue M, Jordán A, Baum S A, et al. ApJ, 2007, 670: 231
- [76] O'Dea C P, Baum S A, Privon G, et al. ApJ, 2008, 681: 1035
- [77] Quillen A C, Zufelt N, Park J, et al. ApJS, 2008, 176: 39
- [78] Tremblay G R, O'Dea C P, Baum S A, et al. MNRAS, 2012, 424: 1042
- [79] Werner N, Oonk J B R, Canning R E A, et al. ApJ, 2013, 767: 153
- [80] McDonald M, Bayliss M, Benson B A, et al. Nature, 2012, 488: 349
- [81] McDonald M, Benson B, Veilleux S, et al. ApJ, 2013, 765: L37
- [82] Chen Y, Reiprich T H, Böhringer H, et al. A&A, 2007, 466: 805
- [83] Ponman T J, Cannon D B, Navarro J F. Nature, 1999, 397: 135
- [84] Cavagnolo K W, Donahue M, Voit G M, et al. ApJS, 2009, 182: 12
- [85] Voit G M, Kay S T, Bryan G L. MNRAS, 2005, 364: 909
- [86] David L P, Jones C, Forman W. ApJ, 1996, 473: 692
- [87] Lloyd-Davies E J, Ponman T J, Cannon D B. MNRAS, 2000, 315: 689
- [88] Ponman T J, Sanderson A J R, Finoguenov A. MNRAS, 2003, 343: 331
- [89] Donahue M, Horner D J, Cavagnolo K W, et al. ApJ, 2006, 643: 730
- [90] Morandi A, Ettori S. MNRAS, 2007, 380: 1521
- [91] Brighenti F, Mathews W G. ApJ, 2006, 643: 120
- [92] Mathews W G, Faltenbacher A, Brighenti F. ApJ, 2006, 638: 659
- [93] Voit G M, Donahue M. ApJ, 2005, 634: 955
- [94] Voit G M, Cavagnolo K W, Donahue M, et al. ApJ, 2008, 681: L5
- [95] Cavagnolo K W, Donahue M, Voit G M, et al. ApJ, 2008, 683: L107
- [96] Guo F, Oh S P. MNRAS, 2008, 384: 251
- [97] Fabian A C, Sanders J S, Ettori S, et al. MNRAS, 2000, 318: L65
- [98] Fabian A C, Sanders J S, Allen S W, et al. MNRAS, 2003, 344: L43
- [99] Fabian A C, Sanders J S, Taylor G B, et al. MNRAS, 2006, 366: 417
- [100] Rafferty D A, McNamara B R, Nulsen P E J, et al. ApJ, 2006, 652: 216
- [101] Dunn R J H, Fabian A C. MNRAS, 2006, 373: 959
- [102] Reynolds C S, Heinz S, Begelman M C. MNRAS, 2002, 332: 271
- [103] Churazov E, Sunyaev R, Forman W, et al. MNRAS, 2002, 332: 729
- [104] Churazov E, Brügggen M, Kaiser C R, et al. ApJ, 2001, 554: 261
- [105] Begelman M C. Gas and Galaxy Evolution, Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2001, 240: 363
- [106] Ruszkowski M, Begelman M C. ApJ, 2002, 581: 223
- [107] Roychowdhury S, Ruszkowski M, Nath B B, et al. ApJ, 2004, 615: 681
- [108] McNamara B R, Wise M W, Nulsen P E J, et al. ApJ, 2001, 562: L149
- [109] Forman W, Jones C, Churazov E, et al. ApJ, 2007, 665: 1057
- [110] Dalla Vecchia C, Bower R G, Theuns T, et al. MNRAS, 2004, 355: 995

- [111] Heinz S, Churazov E. *ApJ*, 2005, 634: L141
- [112] Fabian A C, Reynolds C S, Taylor G B, et al. *MNRAS*, 2005, 363: 891
- [113] Ruszkowski M, Brüggem M, Begelman M C. *ApJ*, 2004, 611: 158
- [114] Ruszkowski M, Brüggem M, Begelman M C. *ApJ*, 2004, 615: 675
- [115] Brüggem M, Ruszkowski M, Hallman E. *ApJ*, 2005, 630: 740
- [116] Gal-Yam A, Maoz D, Guhathakurta P, et al. *AJ*, 2003, 125: 1087
- [117] Sharon K, Gal-Yam A, Maoz D, et al. *ApJ*, 2010, 718: 876
- [118] Sharon K, Gal-Yam A, Maoz D, et al. *ApJ*, 2007, 660: 1165
- [119] Gal-Yam A, Maoz D, Guhathakurta P, et al. *ApJ*, 2008, 680: 550
- [120] Mannucci F, Maoz D, Sharon K, et al. *MNRAS*, 2008, 383: 1121
- [121] Sand D J, Graham M L, Bildfell C, et al. *ApJ*, 2011, 729: 142
- [122] Domainko W, Gitti M, Schindler S, et al. *A&A*, 2004, 425: L21
- [123] Li Y, Bryan G L. *ApJ*, 2012, 747: 26
- [124] Tang S, Wang Q D. *ApJ*, 2005, 628: 205
- [125] Xavier H S, Gupta R R, Sako M, et al. <http://arxiv.org/abs/1304.6431>, 2013
- [126] Sanders N E, Soderberg A M, Foley R J, et al. *ApJ*, 2013, 769: 39
- [127] Barbary K, Aldering G, Amanullah R, et al. *ApJ*, 2012, 745: 32
- [128] Bulbul E, Smith R K, Loewenstein M. *ApJ*, 2012, 753: 54
- [129] Malagoli A, Rosner R, Bodo G. *ApJ*, 1987, 319: 632
- [130] Bregman J N, David L P. *ApJ*, 1988, 326: 639
- [131] Zakamska N L, Narayan R. *ApJ*, 2003, 582: 162
- [132] Voigt L M, Fabian A C. *MNRAS*, 2004, 347: 1130
- [133] Wise M W, McNamara B R, Murray S S. *ApJ*, 2004, 601: 184
- [134] Dolag K, Jubelgas M, Springel V, et al. *ApJ*, 2004, 606: L97
- [135] Kravtsov A V, Nagai D, Vikhlinin A A. *ApJ*, 2005, 625: 588
- [136] Churazov E, Forman W, Jones C, et al. *MNRAS*, 2004, 347: 29
- [137] Dennis T J, Chandran B D G. *ApJ*, 2005, 622: 205
- [138] McDonald M, Benson B A, Vikhlinin A, et al. <http://arxiv.org/pdf/1305.2915v2.pdf>, 2013
- [139] Chon G, Böhringer H. *Astronomische Nachrichten*, 2013, 334: 478
- [140] Hölzl J, Wilms J, Kreykenbohm I, et al. *Acta Polytechnica*, 2011, 51: 060000

Developments in Studies of X-ray Cool-core Galaxy Clusters

LIU Ang, YU Heng

(Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

Abstract: Cool cores are common structures in the center of X-ray luminous galaxy clusters. Present observations indicate that the fraction of cool-core clusters is about 50% or even larger. The dense intra-cluster medium in cool cores emits very strong X-ray radiation through bremsstrahlung, thus forms a sharply peaked X-ray surface brightness distribution, while the temperature is lower than the virial temperature. The energy loss is so fast that the cooling time of a cool core can be shorter than the age of the cluster. These phenomena always indicate the existence of a cool core. However, so far a clear definition of a cool-

core cluster is not established. Parameters such as the surface brightness concentration, the central cooling time, and the mass deposition rates all work for the low redshift clusters, but their reliabilities in high redshifts are not verified.

As the gas is cooling, the mass deposition rates are not as large as predicted by the classical cooling flow theory. There is some heating mechanism that prevents the gas from cooling down to form stars, which results in fails to detect the star formation and the molecular clouds in optical and infrared bands. Feedback heating by central active galactic nuclei (AGN) is one of the most promising heat sources, however, the specific heating mechanism is not well understood. Other heat sources (e.g., conduction, merger shock, turbulence) may also be important. They can significantly reduce the demands on AGN heating.

In this paper, we present a detailed description of the observing features of cool-core clusters, such as the X-ray surface brightness distributions, the temperature profiles, the cooling time profiles, the mass deposition rates, and the entropy profiles. We also summarize several main cool-core theoretical heating models with and without AGN feedback. Present research topics and future directions are discussed in the end.

Key words: galaxy cluster; intra-cluster medium; X-ray; cooling flow; cool core