

双激波星系团Abell 4067的钱德拉观测*

王叶林^{1†} 葛翀^{1‡} 耿超²

(1 厦门大学物理科学与技术学院天文系 厦门 361005)

(2 中国科学技术大学物理学院天文系 合肥 230026)

摘要 对动态复杂的星系团Abell 4067 (A4067、 $z = 0.0992$)使用钱德拉X射线空间望远镜观测, 研究发现A4067是一个由致密的子星系团在东西轴向上与一个较大的弥散星系团并合形成的结构, 其中子星系团核心温度约为1.37 keV, 主星系团平均温度约为2.44 keV. X射线成像和光谱分析显示, A4067存在包括表面亮度不连续性在内的复杂结构, 这表明A4067正在经历合并活动. 从X射线表面亮度的径向分布图和温度分布图中观测到3个表面亮度边缘, 其中一个为星系团并合产生的冷锋, 另外两个为并合激波. 两个并合激波分别位于星系团东侧和西侧, 这表明A4067很可能是具有双激波并合结构的罕见源. 结合东侧激波SF1的性质估算出A4067并合的时间尺度约 (0.51 ± 0.01) Gyr, 这表明星系团正在并合中期. 此外还结合冷锋马赫数, 估算区域磁场下限大约在 7.17×10^{-6} Gs. A4067的动力学结构符合小致密星系团与大弥散星系团的并合模型, 类似于子弹星系团的并合结构.

关键词 星系: 星系团: 星团内介质, X射线: 并合图景, 激波: 冷锋, 磁场

中图分类号: P157; **文献标识码**: A

1 引言

在层次结构逐级增长的宇宙中, 星系团是最后坍缩和保持稳定的结构. 大质量星系团的主要增长模式有3种: 来自周围纤维状大尺度结构物质的稳定引入、零散星系或星系群的吸积、主星系团合并事件. 星系团合并是自宇宙大爆炸以来能量最高的事件. 一般情况下, 它们的总动能达到了 10^{64} erg^[1]. 尽管由于暗物质占主导质量成分所以大部分动能以暗能量形式存在, 但总能量的相当一部分通过激波加热的形式耗散到星系团内介质 (Intracluster Medium, ICM) 中. 这种星系团之间的剧烈重构导致了其成员星系所处环境的迅速变

化, 我们对星系本身受到这种变化的影响还没有很全面的理解. 星系团合并引发的并合激波通常会产生ICM的不连续性, 并且可以在X射线波段探测这些不连续性的表现, 即表面亮度边缘. 我们可以通过对这些亮度边缘的观测来研究星系团介质在微观和宏观尺度的性质. 这对于其中所涉及到的引力、热压、磁场和相对论性粒子、热传导、电子离子平衡以及星系团介质粘度的研究具有重要价值^[2-3].

星系团并合系统中所表现出来的表面亮度边缘应该是普遍存在的. 目前为止, 拥有高分辨率和出色灵敏度的X射线观测设备如钱德拉X射线望远

2025-02-25收到原稿, 2025-03-10收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12373007、12422302)资助

[†] wangyelin@xmu.stu.edu.cn

[‡] chongge@xmu.edu.cn

镜已经揭示了许多与合并有关的亮度边缘,人们大体上根据亮度边缘前后的温度和熵的变化将其分为激波(Shock Front, SF)和冷锋(Cold Front, CF).

星系团并合过程中形成的激波应该是相当常见的,这已在许多模拟中得到验证^[4-6].然而,尽管已有一些关于激波的间接证据,例如ICM中显示激波加热的区域^[7],但直接观测到的激波,即同时存在气体密度的陡峭跳变和温度的显著跃升的情况,仅在少数星系团中被发现.缺乏激波直接观测的主要原因包括以下3点:(1)需要在合并激波尚未移动到低表面亮度的星系团外围之前进行观测,因为外围X射线背景辐射占主导;(2)合并必须尽量发生在天空视线平面方向上,否则投影效应可能会影响气体密度和温度的跃变现象的观测;(3)合并速度在每秒数千公里左右,这意味着激波的马赫数 $M \leq 3$,所以激波两侧的密度和温度对比变化可能较低,因此需要高质量的观测数据来精确测量密度和温度跃变.尽管观测激波面临这些挑战,但通过研究激波性质可以为我们的研究星系团并合历史、并合动力学机制等问题提供重要信息,所以激波依然是天文观测的重要科学目标.

冷锋比激波更易观测^[8],已被证明是研究ICM物理性质的宝贵工具^[1],并可用作评估星系团并合活动的有效指标^[9].星系团并合的模拟研究表明,根据并合情况的差异,冷锋可通过多种方式形成^[10].一般情况下,由星系团并合产生的冷锋通常可分为两类^[9]:并合冷锋^[11]和晃动冷锋^[12-13].

本文研究对象Abell 4067(下文简称A4067),也被称作RXCJ2359.3-6042,其红移为 $z = 0.0992$.在此之前Chon等^[14]曾经使用多镜面X射线空间望远镜(X-ray Multi-Mirror Mission, XMM-Newton)观测得到的数据对A4067进行分析.他们的结论是该系统是一个发生在视线平面上的并合星系团结构.此外还观测到它是一个低X射线表面亮度的主星系团被另一个较冷的子星系团贯穿,但子星系团核心仍然保持完整的并合.他们使用XMM-Newton数据绘制出不同区域星系团光谱温度和金属丰度,支持这一结论.此外,他们还给出排除冷核的主星系团的质量约为 $2 \times 10^{14} M_{\odot}$.最后的讨

论中他们发现基于XMM-Newton数据,在星系团东侧区域即两个星系团的并合轴线上,有明显的温度上升现象.这种现象很可能是受并合产生的激波加热影响.由于XMM-Newton的分辨率限制,其产生的数据不能确定这个子星系团入射轨迹的确切位置,需要获取关于激波的更多定量细节来推测并合动力学.基于此,我们申请了对A4067使用钱德拉X射线空间望远镜(Chandra X-ray Observatory, CXO)进行观测. CXO的 $0.5''$ 分辨率是现役X射线空间望远镜中最好的,对应的线性尺度小于1 kpc.这小于星系团内介质的经典碰撞平均自由程或经典星系大小,为我们提供了对星系团Mpc尺度气体晕的物理过程的详细观测.使用CXO,我们能够看到由正在合并过程中的子星系团驱动的“冷锋”的显著特征.

本文介绍了对星系团A4067进行129.53 ks的CXO观测数据分析处理结果. A4067的东部有一个显示出较高温度的激波受热区域的迹象.通过光谱分析得出星系团中一些区域的温度和金属丰度分布,发现一个冷核较完整地穿越了主星系团,该冷核温度约 (1.37 ± 0.46) keV,金属丰度约0.75倍太阳金属丰度.其中合并组分的核心作为冷核幸存下来,剥离的气体可能留在了主星系团的中心.通过对A4067的研究,我们将更全面地理解星系团并合过程的物理性质,揭示激波和冷锋对星系团内气体的影响,为深化我们对宇宙大尺度结构和演化的认识做出贡献.

本文采用标准宇宙学模型,哈勃常数取 $H_0 = 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$,物质密度参数取 $\Omega_m = 0.3$,暗能量密度参数取 $\Omega_{\Lambda} = 0.7$.对于玻尔兹曼常数根据情况取 $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ 或 $k = 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$.在 $z = 0.0992$ 下,光度距离有 $D_L = 456.4 \text{ Mpc}$, $1''$ 对应的物理尺度为1.83 kpc.除特别说明,全文误差都为 1σ 置信度误差.

2 数据处理

我们对A4067在2019年进行了4次CXO的观测,总计曝光时长129.53 ks.具体观测时长见表1.我们使用由钱德拉X射线天文台发布的观测的交互分析工具(Chandra Instruments And Calibration,

CIAO; 版本 4.15.2)和校准数据库 (Calibration Database, CALDB; 版本4.10.4). 我们遵循了标准

的数据分析流程, 按照Ge等^[15]在2018年对数据处理

表 1 A4067的钱德拉X射线空间望远镜观测数据表
Table 1 The Chandra X-ray observatory data table for Abell 4067

Obs ID	Instrument	Exposure/ks	Clean Exposure/ks	Target Name	PI Name
20530	ACIS-I	30.65	30.46	Abell 4067	Ge
22123	ACIS-I	39.55	39.55	Abell 4067	Ge
22124	ACIS-I	41.51	41.31	Abell 4067	Ge
22125	ACIS-I	17.82	17.63	Abell 4067	Ge

CXO的先进电荷耦合器件 (Charge-Coupled Device, CCD)成像光谱仪 (Advanced CCD Imaging Spectrometer, ACIS), 它由10台 CCD组成, 观测能段为0.2–10 keV. 其中6台 CCD并排, 可在ACIS-S模式(背照式芯片)满足针对小尺度高分辨率观测的需求. 另外4台 CCD田字格排列, 在ACIS-I模式(前照式芯片)下可以获得更大的视场, 一般用于巡天观测. 这里我们主要选择ACIS-I模式来观测星系团尺度的结构. ACIS提供的主要数据集是一个事件列表文件(一级事件文件), 其中记录了到达探测器的X射线光子的空间位置、到达时间和能量等信息. 将这些一级事件文件通过Chandra_repro脚本重新处理. 应用探测器的最新校准, 包括最新的电荷转移效率校正、时间依赖增益调整、增益映射, 以生成适当的响应文件、新的坏像素文件以及处理后的二级事件文件. 然后使用VFAINT模式改进背景筛选. 通过lc_clean脚本(由Markevitch等^[16]创建)的deflare例程来检测并去除输入光变曲线中的耀斑和异常低计数率的时间段. 如表1所示, 数据大多较为干净, 最终清理后的曝光时间为128.95 ks.

重新处理后的文件通过merge_obs脚本进行重投影, 以生成在软X射线波段(0.7–2 keV)的4次观测合并图像.merge_obs脚本能结合reproject_obs和flux_obs两个脚本的功能. 它能创建合并的事件文件并将多次观测图像投影到同一个图像中, 然后生成曝光图和曝光校正图像.

下一步将在曝光校正图像中扣除点源. 首先

通过wavdetect工具识别, 其波瓣半径范围设定在1–16个像素之间. 检测阈值设置约为 10^{-6} 数量级, 从而保证每块CCD上伪源的数量接近于1. 之后我们采用肉眼检查排除亮点源所在的区域, 然后使用dmfilth脚本填充这些被排除的区域. 该脚本通过周围区域的插值并使用泊松概率分布替换被排除区域中的像素值. 我们利用仪器背景数据辅助扣除非X射线背景以及沿观测方向前景结构的发射(例如银河晕和局部热泡)和未解析的微弱背景源. 仪器背景文件基于Chandra stowed背景文件, 然后重新投影以匹配观测的坐标. 最后, 我们将生成的仪器背景文件重新标定来匹配我们观测中的9.5–12 keV计数率, 从而确保数据的一致性.

此外, 我们分析表1中的ACIS-I观测数据, 通过使用specextract脚本提取A4067的4次观测所得光谱和响应文件, 使用X射线光谱拟合包(X-ray Spectral Fitting Package, XSPEC)^[17] (版本12.9.1)进行拟合. 在背景分析方面, 首先是仪器背景, 我们使用了CXO存储的背景, 将其与9.5–12 keV波段的计数率缩放后作为背景光谱相减. 非仪器的星系团X射线背景光谱由3个分量组成的模型拟合^[15]: 包括一个未吸收的热等离子体X射线辐射模型(Astrophysical Plasma Emission Code, APEC)用于表征本地泡的贡献, 这部分温度有 $kT \sim 0.1$ keV(这里 T 表示使用量纲为开尔文的温度); 一个表征银河系晕气体吸收的APEC模型($kT \sim 0.25$ keV)以及一个表征银河系外宇宙X射线背景吸收的幂律谱模型^[18](谱指数设为 $\Gamma \sim 1.46$). 此外, 还

将环绕星系团的 1° 至 2° 环域的ROSAT全天巡天(Röntgen Satellite All-Sky Survey, RASS)光谱与星系团光谱一起拟合,以更好地约束非仪器背景的贡献.我们采用一个吸收的APEC热辐射模型^[19]来表征星系团X射线发射.原子数据来自专用数据库(Atomic Database for Astrophysicists, AtomDB)(版本3.0.8),太阳丰度表采用自Nordlund等^[20]在2009年总结的数据,将星系团的金属丰度固定为0.3倍太阳金属丰度, z 取0.0992.我们采用Tuebingen-Boulder吸收模型(TBabs)来描述星际介质对X射线的吸收,使用NHtot(Total Galactic Hydrogen Column Density)工具^[21]检索银河系吸收值并将氢柱密度 N_{H} 固定为 $1.41 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$.

3 成像分析

图1展示了0.7–2 keV能段的背景扣除和曝光校正的合成CXO图像.其中上图为未经过点源扣除,下图为经过点源扣除.图像使用一个标准差为 $4''$,影响范围为半径 $8''$ 的二维高斯函数进行了模糊平滑处理,以减少图像中的噪声或小尺度结构.整体X射线辐射呈现出明显的不对称性,结构上与之之前采用XMM-Newton观测结果一致,表现为一个较小的致密星系团从东西方向穿过一个较大且更加弥散的星系团.值得注意的是,并合过程次星系团的冷核结构被完整地保留下来.我们判断在东西方向上发生了一次剧烈的星系团并合事件,并且推断在东西方向上可能会产生星系团并合过程中的特殊结构—激波.此外,我们可以在图像中清晰地看到星系团并合过程中的冷锋结构.显然A4067中的冷锋结构应当属于并合冷锋类型.一种与子弹星系团并合类型相同的冷锋结构.但是从曝光后的A4067图像中,我们并不能较精确地观测和定位激波结构的位置,需要对图像进一步分析.

我们将经过曝光修正点源扣除后的图像,结合Walker等^[22]创建的高斯梯度幅值滤波图像分析方法GGM(Gaussian Gradient Magnitude)来进一步处理.GGM是一种用于天文FITS(Flexible Image Transport System)图像的处理算法,通常

类似激波结构边缘处的强度变化会表现为滤波图像中的极值.因此GGM滤波器可以用作亮度边缘检测算法.此外,它还提供相应的交互工具,可以组合不同尺度滤波的FITS图像.

在研究分析A4067的CXO成像中,我们分别对经过数据再处理的合成光子计数图像0.7–2_thresh.fits进行 4σ 、 8σ 、 16σ 、 24σ 的不同程度平滑处理.最后得到的图像处理结果如图2所示.

通过观察分析经过GGM梯度滤波器处理的A4067成像,在图2(c)中可以明显观察到东侧区域存在一个表面亮度边缘.距离星系团中心^①约567 kpc位置处,结合此前Chon等^[14]在XMM-Newton观测得到的数据进行的分析,该东侧区域很可能存在一个激波.此外在观察分析图2(d)时,在西侧距离星系团中心大概733 kpc位置处,似乎也有一个表面亮度边缘.我们合理推测,这很可能是东西方向星系团并合产生的反向激波.另外,在通过分析图2(a)和(b),可以很明显观测到星系团中心有冷锋结构并且确认冷锋位置.

基于以上分析,我们定义出激波和冷锋的可能位置.在图1的基础上,使用白色虚线定义东西两侧激波SF1与SF2的亮度边缘.使用绿色实线定义冷锋CF1的亮度边缘.所得效果如图3所示.对图3中可能捕捉到激波和冷锋的区域,分别抽取径向面亮度.在第4节我们将详细阐述如何进行径向面亮度拟合进而分析SF1、SF2与CF1的各种性质.所取得的结果包括亮度边缘前后的光子数密度跳变比 C 、温度跳变比 T_2/T_1 、密度跳变马赫数 M_ρ 、温度跳变马赫数 M_T 、光谱拟合优度 $\chi^2/\text{d.o.f.}$ 等,均在表2中列出.

4 径向面亮度分析

结合成像分析,分别对图3中存在亮度边缘的区域使用CIAO中的dmextract脚本进行径向的面亮度抽取.我们根据面亮度的抽取的数据,得到如图4所示的SF1、SF2与CF1表面亮度拟合结果.其中纵轴 S_x 表示沿着激波或冷锋曲率半径所对应的扇形区X射线光子单位时间内的平均流量,横轴

^①<https://ned.ipac.caltech.edu>

Radius表示按激波或冷锋弓形结构对应的圆心的径向距离(仅表示数据点的距离无实际物理意义).

拟合曲线使用实线表示, 虚线在横轴上的坐标表示亮度跳变位置.

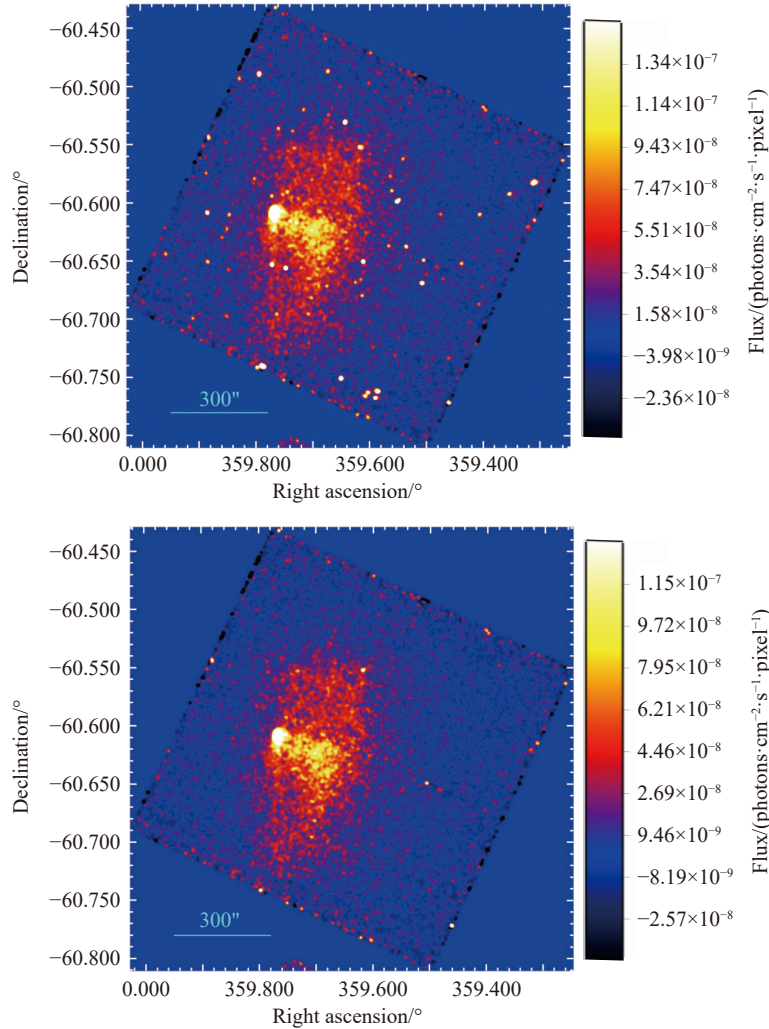


图 1 A4067在0.7–2 keV的成像. 上图未经过点源扣除; 下图经过点源扣除.

Fig. 1 Imaging of A4067 in the 0.7–2 keV band. The upper panel shows the image without point source subtraction; the lower panel shows the image with point source subtraction.

下面简要介绍我们的拟合模型. 我们使用椭球模型^[23]建模星系团ICM的密度分布, 以此拟合激波以及冷锋前后的流量. 我们假设观测整个星系团的X射线发射率具有类似椭球形的不连续性, 这种不连续性在于椭球内部和外部是以椭圆半径为自变量的幂律函数. 如果 r_{edge} 是这种椭球不连续性处的半径, 在此基础上假设 ϵ_{in} 、 ϵ_{out} 分别为内部

和外部发射率, 对应幂律谱的谱指数分别为 p_{in} 、 p_{out} , 那么发射率 $\epsilon(r)$ 随 r 变化关系如下:

$$\epsilon(r) = \begin{cases} \epsilon_{\text{in}} \left(\frac{r}{r_{\text{edge}}} \right)^{-2p_{\text{in}}}, & r < r_{\text{edge}}, \\ \epsilon_{\text{out}} \left(\frac{r}{r_{\text{edge}}} \right)^{-2p_{\text{out}}}, & r \geq r_{\text{edge}}. \end{cases} \quad (1)$$

随 r 变化的X射线表面亮度 $I_X(r)$ 则由以下公式给出:

$$I_X(r) = I_{in}(r) + I_{out}(r). \quad (2)$$

其中 $I_{in}(r)$ 为:

$$I_{in}(r) = I_i A^{-2p_{in}+1} \begin{cases} 1 - I_{A^2} \left(p_{in} - \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right), & A^2 < 1, \\ 0, & A^2 \geq 1, \end{cases} \quad (3)$$

$I_{out}(r)$ 为:

$$I_{out}(r) = I_o A^{-2p_{out}+1} \begin{cases} I_{A^2} \left(p_{out} - \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right), & A^2 < 1, \\ 1, & A^2 \geq 1, \end{cases} \quad (4)$$

其中, $A \equiv (r/r_{edge})$, $I_x(a, b) \equiv B_x(a, b)/B(a, b)$

是标准化的不完全贝塔函数, $B_x(a, b) \equiv \int_0^x t^{a-1} (1-t)^{b-1} dt$ 是不完全贝塔函数, $B(a, b) = \Gamma(a)\Gamma(b)/\Gamma(a+b)$ 是贝塔函数, $\Gamma(a)$ 是伽马函数. 结合 (3) 和 (4) 式有:

$$I_i = RI_o \frac{B \left(p_{in} - \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right)}{B \left(p_{out} - \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right)}, \quad (5)$$

其中 I_o 的物理意义为亮度边缘处表面亮度的值, 而 $R \equiv \epsilon_{in}/\epsilon_{out}$ 表示在亮度边缘处(椭球模型内外) X 射线发射率的跳变比值.

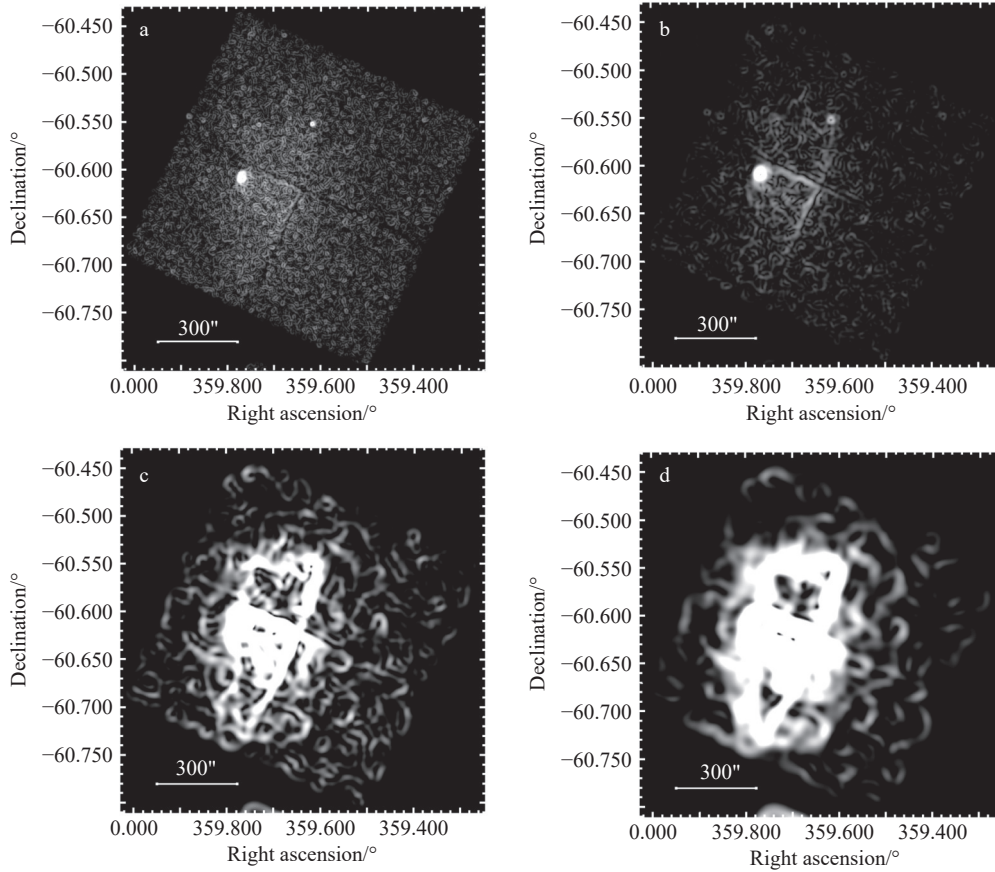


图 2 高斯梯度滤波器处理后图像. (a), (b), (c), (d) 依次为经过 4σ , 8σ , 16σ , 24σ 平滑后的图像.

Fig. 2 GGM filtered image. Panels (a), (b), (c), and (d) show images smoothed with 4σ , 8σ , 16σ , and 24σ Gaussian kernels, respectively.

下面分析激波与冷锋马赫数 M 的计算过程. 通过椭球模型拟合星系团得到的在亮度边缘前后

X 射线的发射率跳变. 对于激波的密度跳变马赫数 M_ρ , 我们可以直接采用:

$$M_\rho^2 = \frac{2C}{(\gamma+1) - (\gamma-1)C} = \frac{3C}{4-C}, \quad (6)$$

其中 γ 是气体绝热指数, 这里 $\gamma = 5/3$. 对于 C 则表示亮度边缘前后光子数密度跳变比, 可以通过(5)式中X射线发射率的跳变比 R 求得, 即 $C = R^{1/2}$.

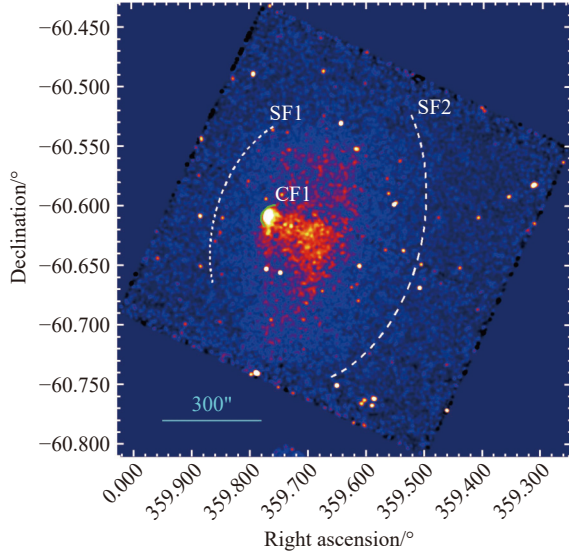


图 3 激波与冷锋位置图, 图中白色虚线为标记2个激波可能区域, 绿色实线为标记冷锋可能区域.

Fig. 3 Shock Front and Cold Front location map, the white dashed lines mark the two possible shock front regions, and the green solid line marks the possible cold front region.

此外, 我们还可以根据激波的温度跳跃条件来推导激波的温度跳变马赫数 M_T . 我们通过抽取亮度边缘前后特定区域的光谱, 通过光谱拟合出激波前(冷锋前)温度 T_1 与激波后(冷锋后)温度 T_2 . 有温度跳变比 T_2/T_1 与 M_T 关系如下:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M_T^2 - (\gamma-1)][(\gamma-1)M_T^2 + 2]}{(\gamma+1)^2 M_T^2} = \frac{5M_T^4 + 14M_T^2 - 3}{16M_T^2}. \quad (7)$$

计算激波温度跃迁条件比密度的跃迁条件更复杂, 因为温度是一个强度量. 遵循标准的Rankine-Hugoniot跃迁条件^[24]限制了质量、动量和能量的通量. 所以定义中间量 ψ :

$$\psi = (\gamma+1)^2 \left(\frac{T_2}{T_1} + 1 \right) - 8\gamma = \frac{8}{9} \left(8 \frac{T_2}{T_1} - 7 \right). \quad (8)$$

计算出激波的温度跳变马赫数 M_T 则可以转化为

T_2/T_1 表示:

$$M_T^2 = \frac{\psi + \sqrt{\psi^2 + 16\gamma(\gamma-1)^2}}{4\gamma(\gamma-1)} = \frac{\left(8 \frac{T_2}{T_1} - 7 \right) + \left[\left(8 \frac{T_2}{T_1} - 7 \right)^2 + 15 \right]^{1/2}}{5}. \quad (9)$$

对于冷锋, 它的温度跳变马赫数 M_T 需要 we 结合激波冷锋概论^[1]中关于冷锋马赫数的推导. 在通过光谱拟合得到冷锋温度跳变比 T_2/T_1 的基础上, 再结合 $P \sim nT$ 之间的关系得到冷锋前后压强参数的变化. 从而计算出冷锋的温度(压强)跳变马赫数 M_T . 具体过程如下:

$$\frac{p_0}{p_1} = \begin{cases} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_T^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, & M_T \leq 1, \\ \left[\left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} M_T^2 \left(\gamma - \frac{\gamma-1}{2M_T^2} \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \right], & M_T > 1. \end{cases} \quad (10)$$

p_0 和 p_1 分别是冷锋前后(外侧与内侧)压强. 上式中 M_T 也代表气体相对于自由流动区域声速的马赫数.

综上, 分析处理得到的激波SF1有 $M_\rho = 1.36 \pm 0.04$ 、 $M_T = 1.53 \pm 0.18$; SF2有 $M_\rho = 1.51 \pm 0.20$ 、 $M_T = 1.67 \pm 0.11$. 对于冷锋CF1有 $M_T = 0.82 \pm 0.34$. 相关参数具体见表2.

5 光谱分析

对于冷锋CF1, 我们进行了单独分析. 主要考虑到冷锋形成过程中的径向扩散. 因此我们将冷锋前后分区, 使用面积梯度增长的扇形来抽取冷锋前后的光谱. 具体抽取方式如图5所示, 我们标记了1、2、3、4这4个扇形白框区域来抽取冷锋前后的光谱. 这样可以更加精确地体现冷锋前后温度变化趋势. 具体处理拟合数据的方式, 按照第2节中对于光谱拟合的描述来进行. 得到对应区域的光谱拟合结果在表3中列出. 分析表3中的温度我们可以确认冷锋的结构和性质, 在区域1 (Area1)内温度最低, 而后在冲击区, 即区域2-4 (Area2-4)温度骤升然后逐渐下降. 这样与亮度边缘相对应的温度变化趋势与标准的冷锋结构相同.

表 2 A4067激波和冷锋参数及性质表

Table 2 Shock and Cold Front parameters and properties for A4067

Edge	C^a	T_2/kT^b	T_1/kT^c	T_2/T_1	M_ρ^d	M_T^e	$\chi^2/\text{d.o.f.}^f(T_2)$	$\chi^2/\text{d.o.f.}(T_1)$
CF1	4.43 ± 0.94	1.39 ± 0.07	3.70 ± 1.05	0.38 ± 0.11	-	0.82 ± 0.34	70.7/69	92.2/93
SF1	1.53 ± 0.08	2.74 ± 0.23	1.80 ± 0.17	1.52 ± 0.19	1.36 ± 0.04	1.53 ± 0.18	396.4/392	749.5/749
SF2	2.04 ± 0.24	1.95 ± 0.08	1.16 ± 0.07	1.68 ± 0.12	1.51 ± 0.20	1.67 ± 0.11	751.9/706	1428.5/1256

^a The photon density jump ratio C mentioned in equation (6).

^b For cold front, it represents the temperature in Area1 Fig. 5; For shock front, it represents the post-shock temperature.

^c For cold front, it represents the temperature in Area2 Fig. 5; For shock front, it represents the pre-shock temperature.

^d The density Mach number calculated by equation (6).

^e For the cold front, it is given by equation (10); For the shock front, it is given by equation (9).

^f Represent the quality of the temperature fit.

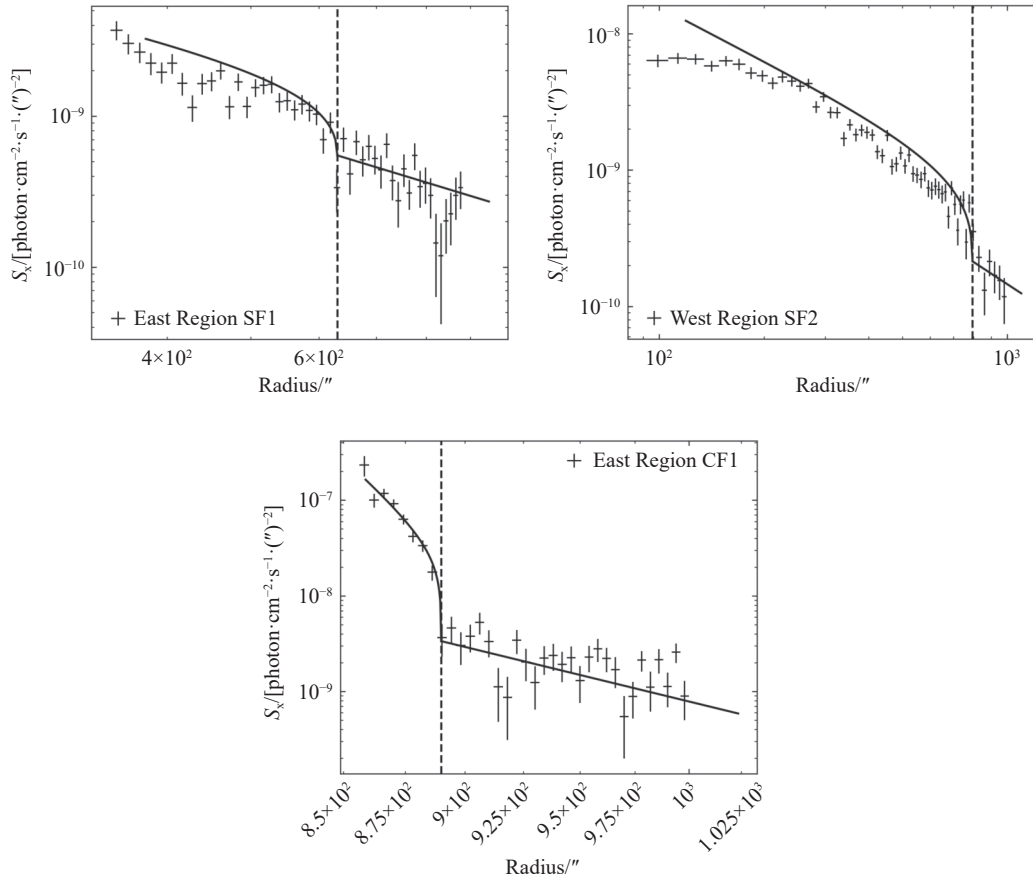


图 4 依次为SF1、SF2与CF1表面亮度拟合结果, 虚线表示亮度跳变位置, 实线表示拟合曲线。

Fig. 4 Sequentially SF1, SF2 and CF1 surface brightness fitting results, the dashed lines indicate the positions of brightness jumps, and the solid lines represent the fitting curves.

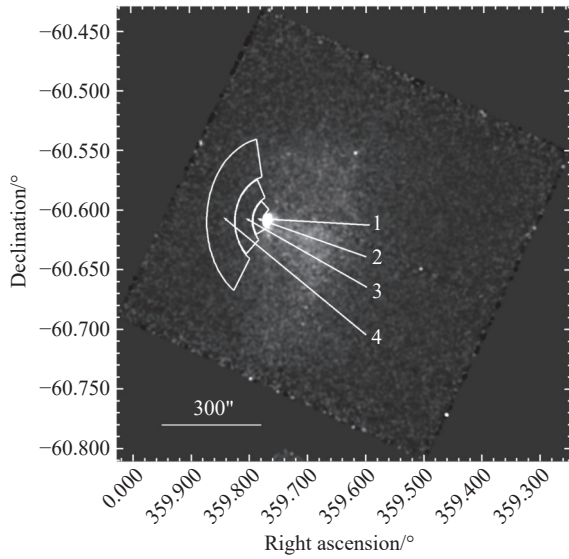


图 5 箭头指向依次标记为1-4的抽取光谱的区域

Fig. 5 Arrows point to the extracted spectral regions labeled sequentially from 1 to 4

表 3 XSPEC拟合光谱结果

Table 3 Spectral fitting results of XSPEC

Name	Properties		
	Region Number ^a	Temperature/kT	χ^2 /d.o.f.
	Region1	1.37 ± 0.46	242.9/198
	Region2	1.73 ± 0.11	155.3/142
	Region3	2.05 ± 0.23	161.9/101
	Region4	2.56 ± 0.16	340.6/329
Total	Region5	2.51 ± 0.13	709.2/562
	Region6	2.54 ± 0.13	559.7/521
	Region7	2.52 ± 0.10	793.2/681
	Region8	2.61 ± 0.07	1379.8/1333
	Region9	2.16 ± 0.08	1661.9/1368
	Region10	1.53 ± 0.04	3132.0/1722
	Area1	1.39 ± 0.07	70.7/69
Cold	Area2	3.70 ± 1.05	92.19/93
Front	Area3	2.33 ± 0.65	166.5/186
	Area4	1.62 ± 0.20	515.7/471
Cluster	Circle ^b	2.44 ± 0.03	2002.2/1695

^a The regions are shown in Fig. 5 and Fig. 6.

^b Within a radius of 280'', excluding the Cool Core.

此外, 我们按照第2节中数据处理方式, 使用绿色等高线将图1首先按照光度强弱衰减把A4067按照如图6方式, 分别用数字1至10画出10个不规则区域(区域1代表星系团冷核心), 用直径280''且以A4067中心为圆心的紫红色圆圈代表星系团整体. 在上述区域分别进行光谱的抽取, 以获得A4067的整体温度分布情况. 对应区域光谱的具体拟合情况列于表3中.

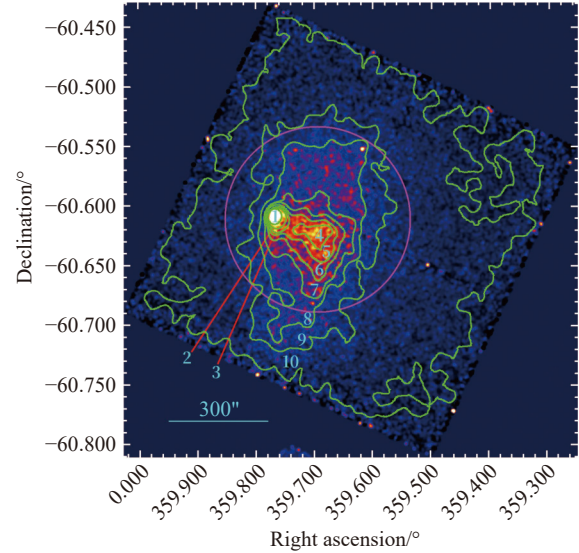


图 6 A4067的光谱分区, 按照光度变化设置绿色等高线将星系团分为10个区域, 其中区域1为冷核心; 紫红色圆圈为星系团整体近似.

Fig. 6 The spectral partitioning of A4067, the cluster is divided into 10 regions using green contours based on luminosity variations, with region 1 identified as the cool core; the magenta circle represents an approximation of the overall cluster.

根据表3所得结果使用图7所示的区域-温度折线图来体现区域对应的温度变化. 分析图7我们得到10个区域的温度情况可以发现, 区域1-3的温度比较低且整体温度呈现上升趋势, 但是低于整个星系团整体温度. 区域4-8温度较高, 整体温度依然比较接近.

综上, 由光谱拟合结果表明, 从温度分布角度再一次与我们对于A4067的星系团并合动力学特征的分析相符. 即一个较小的致密的星系团, 穿过了一个较大的弥散的星系团. 对应到图7中表现为区域1的冷核(平均温度为1.37 keV)穿越了主星系

团(平均温度约为2.44 keV),其中子星系团的核心作为冷核幸存下来.

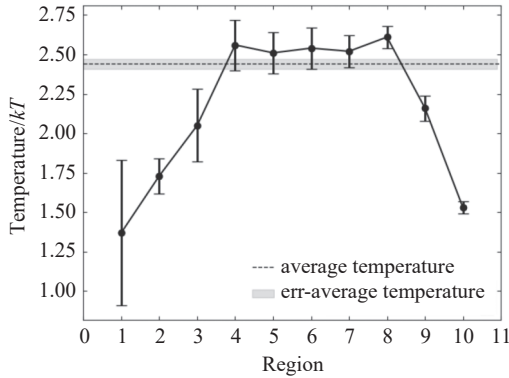


图 7 区域-温度折线图. 黑色虚线代表星系团整体平均温度, 灰色阴影部分表示对应误差.

Fig. 7 Region-Temperature line plot. The black dashed line represents the cluster-wide average temperature, and the gray shaded area indicates the corresponding errors.

6 讨论

6.1 A4067的激波

在本文中, 我们通过CXO探测到A4067星系团具有两个并合激波, 分别位于星系团东侧SF1和西侧SF2. 通过X射线光谱分析得出受激波加热前后的温度跳跃, 我们计算了激波的温度跳变马赫数, 分别为 $M_T = 1.53 \pm 0.18$ (SF1)和 $M_T = 1.67 \pm 0.11$ (SF2). 此外我们还通过对激波扫过部分区域进行径向面亮度抽取, 得到了激波的数密度跳变马赫数, 分别为 $M_\rho = 1.36 \pm 0.04$ (SF1)和 $M_\rho = 1.51 \pm 0.20$ (SF2). 我们这里取误差更小的密度跳变马赫数 M_ρ , 代入下式中的 M , 来计算激波SF1的速度. 根据马赫数与激波速度 u 的关系:

$$u = M c_s, \quad (11)$$

其中, c_s 为星系团内介质的局部声速. 我们可以通过测量星系团光谱拟合出温度 T ^[25], 有:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{\mu m_p}}, \quad (12)$$

其中绝热指数 $\gamma = 5/3$, 平均分子量 $\mu = 0.6$, 质子质量 $m_p = 1.67 \times 10^{-27}$ kg, T 取X射线测得的星

系团ICM平均温度 (2.44 ± 0.03) keV. 综上得SF1的速度约为 (1095.6 ± 32.9) $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$. 结合激波位置, 如果以冷锋CF1到东侧SF1之间的位移差约 $142.7''$ 计算, 则可以给出并合时间尺度的下限约 (0.23 ± 0.01) Gyr; 以A4067星系团中心到东侧SF1位置的投影距离约 $310.6''$ 计算, 最终得到并合时间尺度约为 (0.51 ± 0.01) Gyr.

结合我们光谱分析得到的温度分布图以及我们证认出东侧激波SF1与西侧激波SF2的特点, 我们推测出如图8所示一个相对简要的物理模型(这里必须强调我们仅在X射线波段对A4067进行观测, 更精确的并合构造需要更细致的多波段观测来实现). 图8完整展示了星系团A4067两个子星系团并合产生SF1与SF2的过程. 在并合前, 首先是一个较弥散, 温度较高的非冷核星系团(图8中为灰色大椭圆表征)与一个较致密且较小的冷核星系团(图8中灰色圆)在视线平面上相遇, 彼此引力势能不断减小. 在并合中, 由于冷核星系团内质量分布不均, 冷核心(图8中黑色小圆)密度更高, 并合会发生相对位置偏移(Markevitch等^[1]在2007年有过详细讨论). 最后这两个星系团发生并合, 也就形成目前我们观测到A4067的结构. 具有两个明显的激波结构, 分别标记为SF1和SF2. 两个激波的形成均源于星系团并合时的剧烈动力学扰动.

我们将A4067的激波特性与其他星系团的并合激波进行比较. 例如著名的高马赫数激波并合星系团Bullet Cluster(1E 0657-56)^[26], 激波的马赫数 M 高达 ~ 3.0 , 对应的激波速度可达 $4500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. 相比之下, A4067的马赫数相对较低, 激波速度也明显较小, 表明其并合事件相对较缓和. 值得注意的是, A4067的激波结构与A2146^[27]具有一定的相似性. 后者是首个具有反向激波的双激波并合星系团, 前激波(Bow Shock) $M \sim 2.1$, 而反向激波(Upstream Shock) $M \sim 1.6$. A4067和A2146都是双激波结构. 此外, 二者都具有相对较低的马赫数($M < 2$). 相比于如A521^[28]或A2744^[29]这样的高马赫数星系团($M > 2$), A4067和A2146的激波都属于低至中等马赫数范围, 在并合时间尺度上, Russell等^[27]给出A2146的比较保守的并合时间尺度在 $0.1 - 0.2$ Gyr, 而我们给出A4067并合时间尺度下限约 0.23 Gyr. 总体而言比较接近, 表

明两者都处于并合的中期阶段, 并合尚未完全结束. 但在激波对称性上A2146的双激波相对紧凑, 而A4067的东侧激波马赫数较低, 而西侧激波的曲率半径更大, 可能是因为A4067的并合方向或者主次星系团本身性质(例如并合质量比、星系团形状等)与A2146不同造成的差异. 此外A2146没有观测到明显的同步辐射和射电遗迹^[30]. 一般而言在射电波段可能检测到对应激波扫过区域的明显射电遗迹, 因为激波可以有效地加速高能电子. 而A4067目前尚未有任何射电观测结果, 需要进一步研究其非热性质.

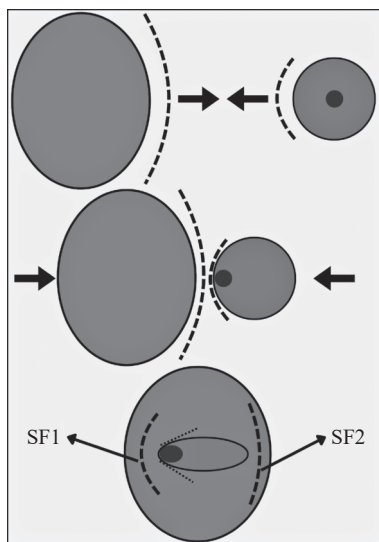


图 8 A4067并合模型图. 灰色大椭圆表示较大弥散星系团, 灰色圆代表较小致密子星系团, 黑色小圆代表冷核心, 弓形虚线表示激波.

Fig. 8 Merger model of A4067. The large gray ellipse represents the larger, diffuse galaxy cluster, the gray circle indicates the smaller, compact subcluster, the black circle denotes the cold core, and the bow-shaped dashed lines represent the shock fronts.

本研究的结果表明, A4067的并合激波属于典型的低马赫数激波, 符合星系团并合过程中广泛存在的中等强度激波特征. 并且很有可能是另外一例罕见的具有反向激波的双激波结构星系团. 较低的马赫数表明该系统的并合速率较低, 并合过程可能仍在进行中. 此外, 与A3667等^[31]其他星系团的对比分析支持了低马赫数激波在星系团动力学演化中的普遍性, 表明并合事件可能在较长的时间尺度上持续影响ICM的动力学与热力学状

态. 未来, 通过高分辨率X射线观测, 比如X射线成像与光谱任务(X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission, XRISM)或者高能天体物理先进望远镜(Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics, ATHENA)结合射电观测, 我们可以进一步研究A4067中激波加速高能电子的过程, 以更好地理解星系团并合过程中非热现象的物理机制.

6.2 冷锋与磁场

对于A4067而言, 在核心处形成的冷锋具有较高对称性. 此外, 考虑到子星系团在并合过程中的速度, 冷锋应迅速受到开尔文-亥姆霍兹不稳定性(Kelvin-Helmholtz instability, 以下简称K-H不稳定性)的扰动. K-H不稳定性是指在有剪切速度的连续流体内部或有速度差的两个不同流体的界面之间发生的不稳定现象, 可用来预测不同密度的流体在不同的运动速度下的不稳定性以及层流变成湍流的界限. 例如在风吹过水面时, 水面的波的不稳定性. 而这种不稳定状况更常见于云、海洋、土星的云带、木星的大红斑、太阳的日冕中. 在波长短到一定程度的状态中, 如果忽略表面张力, 以不同速度平行运动的两种不同密度流体的界面上都会存在不稳定性且与速度无关. 然而, 表面张力可抵消短波长的不稳定性, 而理论预测达到速度阈值以前都是稳定的. 包含表面张力的理论可大致预测在风吹过水面时产生波的界限. 针对A4067中的冷锋CF1, 在某个扇区范围内具有清晰且平滑的形状, 假设这个范围是沿速度方向上的径向对称轴附近约 $\varphi_{cr} = \pm 30^\circ$. 在观测上, 对于超过 $\varphi_{cr} = \pm 30^\circ$ 的扇形区域, 可以看见由于K-H不稳定性无法被抑制表现出锋面边缘的模糊化, 这里的模糊尺度大致等于已进入非线性增长阶段的扰动模的波长.

首先我们排除这种光滑形状是由于子团的引力抑制K-H不稳定性形成的. 据估算, 这种作用力太小而不足以达到这种抑制程度. 这里我们认为是因为沿冷锋形成一层与其平行的磁场, 这种磁场能够提供表面张力, 使得表面任何变形都难以增长(如图9所示, 沿锋面绘制的平行曲线表示磁场, 它能提供类似表面张力的作用. 在切向速度 V 小于临界值 V_{cr} 时抑制K-H不稳定性增长. 波浪线表

示锋面模糊化的区域. 箭头对应不可压缩流体形成的速度矢量场). 这种平行磁场的形成, 是由于“磁披覆”的作用, 即周围星系团气体流经冷锋时磁场被拉伸, 会形成一层增强的平行于冷锋表面的磁场^[32-33], 这里不展开讨论.

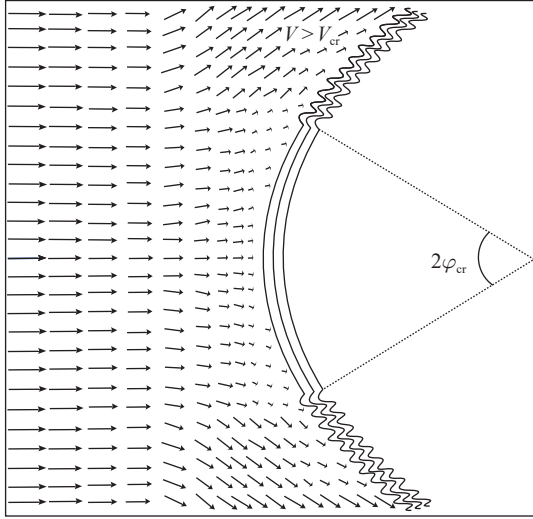


图 9 冷锋表面抑制开尔文-亥姆霍兹不稳定性的示意图^[1]. 沿冷锋的平行曲线表示磁场层, 箭头表示不可压缩流体形成的速度矢量场.

Fig. 9 Schematic diagram of the cold front surface suppressing the instability of Kelvin-Helmholtz^[1]. The parallel curve along the cold front represents the magnetic field layer, and the arrow represents the velocity vector field formed by incompressible fluids.

由于流动的切向速度 V 沿冷锋从驻点向外移动时增加, 在某个角度(图9中的 φ_{cr}), 磁场层的表面张力可能变得不足($V > V_{cr}$), 从而使K-H不稳定性开始增长. 因此, 冷锋未受扰动扇区的范围 $2\varphi_{cr}$ 可以用来推导稳定磁场强度的下限. 设热侧和冷侧的磁场强度分别为 B_{hot} 和 B_{cold} , 同理热侧与冷侧气体温度分别为 T_{hot} 和 T_{cold} , 冷锋处的气体压力为 p_{gas} . 当以下条件满足时, K-H不稳定性被抑制:

$$\frac{B_{hot}^2}{8\pi} + \frac{B_{cold}^2}{8\pi} > \frac{1}{2} \frac{\gamma M^2}{1 + T_{cold}/T_{hot}} p_{gas}. \quad (13)$$

结合观测到的温度和流速, 在图9对应扇区内冷锋的稳定性以及考虑相关的不确定性, 我们取冷侧压强时, 磁场的下限为 8.08×10^{-6} Gs; 取热侧压强时, 磁场的下限为 6.26×10^{-6} Gs. 这里给出了两个气相下磁场平均的下限: 7.17×10^{-6} Gs.

如果将稳定扇区之外冷锋的显著模糊解释为K-H不稳定性的开始, 则这一下限可以转化为磁场强度的估计值.

7 总结

通过一系列的图像分析和光谱拟合, 我们确认在A4067的东西轴向上确实正在发生并合过程, 并且在星系团的东侧产生了一个激波结构, 激波SF1马赫数为 $M_p = 1.36 \pm 0.04$ 、 $M_T = 1.52 \pm 0.18$. 这与之前的工作吻合^[14]. 在此基础上, 我们通过分析CXO数据进一步发现, 星系团西侧也存在激波结构. SF2马赫数为 $M_p = 1.51 \pm 0.20$ 、 $M_T = 1.67 \pm 0.11$. 我们推测这两个激波应该来自于同一次并合, 可能是并合事件发生时产生的一个反向激波. 此外我们还估算了SF1运动速度约 $(1095.6 \pm 32.9) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, A4067星系团并合的时间尺度约为0.5 Gyr, 表明A4067处于并合的中期阶段, 并合尚未完全结束. X波段的图像与温度分布图显示子星系团的气体被冲压剥离, 与主星系团的ICM混合, 但是中心冷核被保存. 基于此, 我们还发现星系团中心冷核东侧区域有冷锋的存在. 冷锋CF1马赫数 $M = 0.82 \pm 0.34$, 且我们结合此处冷锋的马赫数, 给出了相应区域的磁场下限: 7.17×10^{-6} Gs. 最后, 我们对A4067整体的光谱拟合得到星系团10个区域的温度分布图, 符合我们对于星系团合并动力学结构的猜测, 即较小的致密星系团并合一个大的弥散星系团, 合并过程中冷核心保存了下来, 类似于子弹星系团的合并结构.

致谢 感谢审稿人对文章提出的宝贵建议, 使得文章的质量有了显著的提高.

参考文献

- [1] Markevitch M, Vikhlinin A. PhR, 2007, 443: 1
- [2] Etti S, Fabian A. ASPC, 2000, 200: 369
- [3] Markevitch M, Randall S, Clowe D, et al. AdSpR, 2006, 36: 2655
- [4] Schindler S, Muller E. A&A, 1993, 272: 137
- [5] Roettiger K, Burns J, Loken C. ApJ, 1993, 407: L53
- [6] Bliton M, Rizza E, Burns J O, et al. MNRAS, 1998, 301: 609
- [7] Kempner J C, David L P. MNRAS, 2004, 349: 385

- [8] Markevitch M. *gcop. conf*, 2010: 22
- [9] Owers M S, Nulsen P E J, Couch W J, et al. *ApJ*, 2009, 704: 1349
- [10] Zuhone J A, Roediger. *JPIPh*, 2016, 82: 535820301
- [11] Mazzotta P, Markevitch M, Vikhlinin A, et al. *ASPC*, 2002, 257: 173
- [12] Blanton E. *Sloshing, Shocks, and Bubbles in the Cool Core Cluster Abell 2052* // Vrtilik J, Green P. *Structure in Clusters and Groups of Galaxies in the Chandra Era*, Washington: NASA, 2011: 1
- [13] Sarkar A, Randall S, Su Y, et al. *ApJ*, 2023, 944: 132
- [14] Chon G, Bhringer H, et al. *A & A*, 2015, 574: A132
- [15] Ge C, Wang Q D, Burchett J N, et al. *MNRAS*, 2018, 481: 4111
- [16] Markevitch M. *ESASP*, 2006, 604: 723
- [17] Arnaud K A. *ASPC*, 1996, 101: 17
- [18] Revnivtsev M, Gilfanov M, Jahoda K, et al. *A&A*, 2005, 444: 381
- [19] Foster A R, Ji L, Smith R K, et al. *ApJ*, 2012, 756: 128
- [20] Nordlund Å, Stein R F, Asplund M, et al. *LRSP*, 2009, 6: 2
- [21] Willingale R, Starling R L C, Beardmore A P, et al. *MNRAS*, 2013, 431: 394
- [22] Walker S A, Sanders J S, Fabian A C. *MNRAS*, 2016, 461: 684
- [23] Sarazin C L, Finoguenov A, Wik D R, et al. *arXiv*, 2016: 1606
- [24] Landau L D, Lifshitz E M. *Fluid Mechanics*. Oxford: Pergamon Press, 1959: 67-71
- [25] Diwanji P, Walker S A, Mirakhor M S, et al. *ApJ*, 2024, 969: 115
- [26] Markevitch M, Gonzalez A H, David L, et al. *ApJ*, 2002, 567: L27
- [27] Russell H R, van Weeren R J, Edge A C, et al. *MNRAS*, 2011, 417: L1
- [28] Bourdin H, Mazzotta P, Markevitch M, et al. *ApJ*, 2013, 764: 82
- [29] Owers M S, Randall S W, Nulsen P E J, et al. *ApJ*, 2011, 728: 27
- [30] Hlavacek-Larrondo J, Gendron-Marsolais M L, Fecteau-Beaucage D, et al. *MNRAS*, 2018, 475: 2743
- [31] Finoguenov A, Sarazin C L, Nakazawa K, et al. *ApJ*, 2010, 715: 1143
- [32] Ishii T T, Asai A, Kurokawa H, et al. *HiA*, 2005, 13: 138
- [33] Lyutikov M. *MNRAS*, 2006, 373: 73

The Chandra Observation of the Double-Shock Galaxy Cluster Abell 4067

WANG Ye-lin¹ GE Chong¹ GENG Chao²

(1 Department of Astronomy, School of Physical Science and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005)

(2 Department of Astronomy, School of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

ABSTRACT Observations of the dynamically complex galaxy cluster Abell 4067 (A4067; $z = 0.0992$) were carried out using the Chandra X-ray Observatory (CXO). The study identifies a merger structure wherein a compact subcluster is coalescing with a more extended, diffuse cluster along the east-west axis. The core temperature of the subcluster is approximately 1.37 keV, while the mean temperature of the primary cluster is about 2.44 keV. X-ray imaging and spectral analysis reveal intricate structures, including surface brightness discontinuities, indicative of an ongoing merger event. The radial profiles of X-ray surface brightness and temperature distributions reveal three distinct surface brightness edges, one of which corresponds to a merger-driven cold front, while the other two are associated with merger shocks. These shocks, located on the eastern and western peripheries of the cluster, suggest that A4067 is a rare system exhibiting a dual-shock merger morphology. Based on the properties of the eastern shock SF1, the article estimates the merger timescale of A4067 to be approximately (0.51 ± 0.01) Gyr, suggesting that the system is in the intermediate stage of the merger process. Additionally, leveraging the Mach number of the cold front, the article derives a lower bound on the intracluster magnetic field strength of approximately 7.17×10^{-6} Gs. The dynamical configuration of A4067 aligns with a scenario involving the merger of a compact subcluster with a more massive, diffuse cluster along the east-west axis, resembling the archetypal Bullet Cluster merger.

Key words galaxies: clusters: intracluster medium, X-rays: merger scenario, shock wave: cold front, magnetic fields