

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.xxx

星系团的弥散射电辐射

吴闻宇^{1,2}, 谢富国¹

(1. 中国科学院 上海天文台 天体物理研究室, 上海 200030; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 星系团是宇宙中最大的自引力束缚系统, 是星系形成和演化的实验室, 可以精确示踪宇宙大尺度结构。本文主要介绍星系团弥散射电辐射的主要观测特征、物理起源, 及其在星系团演化研究中的重要意义。星系团尺度的弥散射电辐射来自非热电子在磁场中运动产生的同步辐射, 包括射电晕、微射电晕、射电遗迹等类型。射电晕绝大多数出现在并合星系团中, 其起源被认为可由并合诱发的湍流再加速模型来描述。微射电晕目前观测数目比较少, 主要在弛豫冷核星系团中观测到, 其起源同样可以用湍流再加速模型来描述, 只是湍流改由星系团核区的气体晃动诱发。射电遗迹大多出现在星系团外围, 一般具有较高的偏振度, 其起源与星系团并合过程所产生的激波有关。本文的最后对 LOFAR 2.0、SKA 时代的星系团研究作简要展望。

关 键 词: 星系团; 射电晕; 微射电晕; 射电遗迹; 同步辐射

中图分类号: P157.8

文献标识码: A

1 引言

星系团由数百到数千个成员星系构成, 是宇宙中最大的能达到维里平衡的自引力束缚系统。星系团的总质量可达 $10^{15} M_{\odot}$, 空间尺度可达几 Mpc^[1]。星系团是星系形成和演化的重要场所, 但成员星系的总质量只占 $\lesssim 5\%$ 的星系团总质量, 构成星系团的主要成分还包括暗物质晕 (约占总质量的 80%) 和弥漫于星系之间广袤空间的星系团内介质 (intracluster medium, ICM, 占总质量的 15%–20%)^[2]。从宇宙大尺度结构来看, 位于宇宙纤维节点上的星系团, 和由非束缚星系所组成的宇宙纤维, 共同构成了宇宙网, 可以说星系团是构成宇宙大尺度结构的基元天体之一。

星系团 ICM 是高温 (温度 $T \approx 10^7 - 10^8$ K) 稀薄 (数密度 n 约为 10^{-3}cm^{-3})、由星系团引力约束的等离子体。这些高温气体产生的热韧致辐射主要在 X 射线波段。物理上, 伴随着

收稿日期: 2024-6-20; 修回日期: 2024-7-12

资助项目: 科技部平方公里阵列射电望远镜 (SKA) 专项 (2020SKA0110102, 2020SKA0110100); 国家自然科学基金 (12373017)

通讯作者: 吴闻宇, wuwenyu@shao.ac.cn

星系团的形成或合并, ICM 气体在吸积到星系团中央区域的过程中能够耗散引力势能转为气体的内能。第一批星系团 X 射线源由 Uhuru X 射线卫星 (20 世纪 70 年代) 观测得到, 其中较为知名的源包括 Perseus 星系团和 Coma 星系团^[3]。半个世纪以来的观测表明, 星系团通常都是明亮的 X 射线展源, 其光度范围在 $L_X \sim 10^{43} \text{ ergs s}^{-1}$ 甚至高达 $\gtrsim 10^{45} \text{ ergs s}^{-1}$ ^[1]。X 射线光度与星系团的总质量、ICM 气体温度或参数 Y_X (ICM 气体的质量与温度的乘积) 均有较强的相关关系^[4-6]。值得指出的是, 这几个的相关关系的斜率, 观测都比星系团的自相似引力坍缩形成模型给出的理论预言更陡。这意味着可能 ICM 的性质同时受到更多或更复杂的物理过程 (如恒星形成与反馈、活动星系核 [AGN] 反馈、宇宙线加热等等) 的影响^[1, 5]。

X 射线观测主要得到的是星系团中弥散热气体的性质, 与之互补的是, 星系团在射电波段也有非常丰富的观测信息。一方面, ICM 气体中的大量热电子会对宇宙微波背景 (CMB) 的光子造成逆康普顿散射, 引起微波背景谱畸变, 这一现象被称作 SZ 效应^[7, 8]。因为 SZ 效应取决于视线方向上热气体的总压强, 而不依赖于星系团的红移。得益于这一特性, 人们借助 SZ 效应已经在毫米/亚毫米波段发现了大量星系团特别是高红移星系团。另一方面, 在一部分星系团的 ICM 中也探测到了呈大尺度展源分布、频谱光滑的射电辐射。这些射电辐射表明 ICM 中还存在着新的组分, 即非热的宇宙线成分。弥散的射电辐射来自高能相对论性电子 (洛伦兹因子 $\gamma > 10^3$) 在星系团的 $\sim \mu\text{G}$ 量级的大尺度磁场中运动所产生的同步射电辐射。目前的主流观点认为, ICM 中的非热电子主要是由星系团动力学过程 (主要是星系团并合) 所导致的湍流或激波 (再) 加速产生^[9]。这些弥散射电辐射形态多样, 大致可分为射电晕、微射电晕和射电遗迹三种类型^[9]。射电晕是出现在并合星系团中央 (非投影效应^[10]) 的大尺度 ($\gtrsim 1 \text{ Mpc}$) 弥散射电结构, 其形态规则, 偏振度较低, 无光学对应体。微射电晕是出现在弛豫冷核星系团中央 (常围绕在中央射电星系的周围) 的形似小号射电晕的弥散射电结构, 其与射电晕的区别不仅在于尺度更小 (数百 kpc), 而且两者的宿主星系团不同, 微射电晕的形态规则, 偏振度较低。射电遗迹是主要出现在并合/弛豫星系团外围的大尺度 ($\gtrsim 1 \text{ Mpc}$) 弥散射电结构, 其形态不规则且往往是细长的, 并具有较强的偏振, 无光学对应体。这三种弥散射电源均具有低表面亮度、陡谱的特征。

星系团按其动力学状态, 可分为弛豫星系团和并合星系团。星系团并合可以说是自宇宙大爆炸以来最为剧烈的天文事件, 在约几十亿年的并合时标里足以释放出最高可达 $\sim 10^{64} \text{ ergs}$ 的能量。这些能量以湍流或低马赫数激波的方式加热 ICM 气体、加速宇宙线粒子以及增强磁场^[11]。也就是说, 星系团的并合过程同时影响 ICM 中的热气体和非热气体, 并直接体现在 X 射线和射电等不同波段的辐射上。一个间接的证据是, 星系团的射电晕辐射功率与其 X 射线光度之间存在紧致的正相关关系^[9, 12]。不少射电遗迹也与 X 射线波段发现的激波位置有直接的空间对应关系, 据此, 人们也对射电遗迹的产生机制提出了观测限制^[13]。显然, 多波段结合的观测更有助于全面揭示星系团的状态、结构和演化过程。依据 X 射线波段的观测特征, 星系团还可以被分为冷核星系团和非冷核星系团。两者最明显的差异是前者的核区 X 射线表面亮度存在明显的峰值, 而星系团热气体韧致辐射的发射系数与气体数密度的平方和温度的平方根成正比 ($j_\nu \propto n^2 T^{1/2}$), 其韧致辐射的冷却时标与气体数密度成反比、与温度的平方根成正比 ($t_{\text{cooling}} \propto nT/j_\nu \propto n^{-1} T^{1/2}$), 表明前者中央形成了一个气体

密度很高、冷却时间很短、温度明显低于星系团特征温度的冷核。一些星系团冷核的内部或边缘还存在着弧形或螺旋形的冷锋 (cold front) 结构^[11], 即气体云边界与周围更热更稀薄的气体之间的接触间断面。目前人们在数个冷核星系团 (RX J1720.1+2638, MS 1455.0+2232, PSZ1 G139.61+24.20, A1068, A3444, 等) 中发现微射电晕和 X 射线图像中的冷锋之间存在明确的空间相关性: 这些微射电晕的辐射被限制在冷锋所划出的区域内^[14-17]。这一发现引发了对微射电晕和 X 射线冷锋是否具有相同起源的探讨^[18]。

本文第二章介绍在同步辐射中同样起到关键作用的星系团磁场, 并涉及磁场的测量方法; 第三章介绍产生弥散射电同步辐射的非热电子, 并着重介绍星系团环境中的粒子加速机制; 第四章分别讨论射电晕、微射电晕和射电遗迹这三类弥散源的观测结果以及起源模型; 第五章进行简单的总结与展望。

2 星系团中的大尺度磁场

整个星系团的 ICM 都弥散着大尺度磁场。这些磁场在高能粒子的加速过程中起重要作用。星系团中的磁场起源并不明确, 一种可能的过程是, 微弱的种子磁场在宇宙等级结构形成和星系团并合事件中通过磁流体发电机效应、对磁力线的绝热压缩等机制得到放大^[25]。但种子磁场可能是原初磁场, 即宇宙诞生之初的磁场涨落^[26], 也可能由早期的恒星和 (原初) 星系中的磁场扩散到 ICM 中^[27]。

星系团的磁场测量尤其是精确测量非常具有挑战性。能均分估计是一种估算磁场强度的方法, 即假设射电辐射区域内的宇宙线的能量密度 ϵ_{CR} 和磁场具有相同的能量密度 ϵ_B ^[28]。该方法额外需要知道宇宙线粒子中的质子与电子的数密度之比, 而该比值并不能由观测给出限制, 且跟宇宙线的产生机制相关, 所以该方法给出的磁场强度具有较大的不确定性。观测上由这种方法估计的星系团磁场强度在 0.1-10 μG 范围内^[9]。

除了射电同步辐射, 仍有一些发现能够给出 ICM 宇宙线电子的蛛丝马迹。例如宇宙线电子对 CMB 光子的逆康普顿散射可以在 X 射线波段的 ICM 韧致连续谱之上给出幂律谱型的硬 X 射线辐射, 由此可以根据逆康普顿 X 射线和射电同步辐射的单色流量之比计算磁场强度^[29, 30]。该方法的主要假设是, 射电和硬 X 射线的辐射由同一群高能宇宙线电子产生的。由于 CMB 光子密度是已知的, 所以适用于确定同时具有 X 射线和射电辐射区域的磁场。然而, 实际工作中一般只能得到星系团逆康普顿 X 射线流量的上限, 这一方法暂时还只能对 ICM 的整体磁场给出下限。

相比于上述两种方法, 更可靠也更直接的方法是对星系团内部或后方的背景射电星系的法拉第旋转进行分析, 也被称为法拉第旋转综合方法。当背景射电源的偏振辐射在穿过 ICM 时, 其偏振角 χ 会因 ICM 中的磁场和热电子而发生法拉第旋转, 旋转的角度 $\Delta\chi$ 与辐射波长 λ 的平方以及法拉第旋转量 (rotation measure, RM) 成正比, 即 $\Delta\chi = RM \lambda^2$ 。这里, $RM = \int n_{e,th} B_{\parallel} dl$ (其中, $B_{\parallel}$ 为视线方向的磁场) 可以通过比较多个射电波段的偏振角的变化得到。在星系团研究中, 如果观测者到背景射电源之间除了 ICM 之外没有其他前景介

质, 则 RM 将只取决于穿过的 ICM 的性质^[31]。结合 X 射线观测给出的 ICM 热电子数密度分布, 并对磁场结构作建模, 我们就能根据 RM 的物理意义确定星系团磁场的性质。

法拉第旋转的测量研究大大拓展了对于星系团磁场的认识。由于背景偏振射电源的数目较少, 目前主要是统计分析。现在比较确定的是, 磁场强度一般会随着远离星系团中心而减小, 但也可能会在一定的空间尺度上波动。据统计, 冷核星系团的中心磁场强度在 $10 \mu\text{G}$ 量级, 而并合星系团的中心磁场强度约为几 μG ^[9]。受限于背景偏振源的数目, 目前对于星系团大尺度磁场的结构 (相干尺度、功率谱等) 仍然缺乏了解。

近年来, 宇宙学磁流体力学 (MHD) 模拟对星系团磁场问题取得一定的进展^[32–34]。微弱 ($\lesssim 0.1 \text{ nG}$) 的原初种子磁场可以在宇宙结构形成过程中通过小尺度发电机效应和压缩过程而显著放大。放大后的磁场强度分布与物质密度分布密切相关, 且在星系团晕内, 磁场强度比仅由气体压缩的磁冻结 (磁流守恒) 模型给出的理论值高出几个数量级。宇宙学模拟得出的星系团磁场强度随着与星系团中心距离的增大而减小, 这与观测结果基本一致; 但磁场的功率谱比简单的幂律谱形式更复杂, 而后者是使用法拉第旋转综合方法时常用的磁场结构假设^[35]。最近逐渐有研究在应用法拉第旋转测量 ICM 磁场时, 使用从宇宙学 MHD 模拟中导出的功率谱来描述磁场结构^[36]。

未来, 随着 LOFAR、平方公里阵列 (SKA) 等高灵敏度低频射电观测设备的投入使用, 我们将有望获得更多的 (背景) 偏振射电源。这将有助于我们对星系团磁场开展更细致的统计研究, 甚至有望对单个星系团的磁场进行深入测量。

3 相对论性非热电子及其同步辐射

同步辐射由电子在磁场中的相对论性螺旋运动产生, 是超新星遗迹的射电辐射, 大尺度喷流的射电辐射, 以及本文所涉及的星系团的大尺度弥散射电辐射的基本辐射机制。单个电子的辐射功率取决于它的能量 (洛伦兹因子) 和磁场强度, 磁场强度越高, 在给定频率产生辐射所需的电子能量就越低。天文观测中的同步辐射对应于大量电子的集体效应, 对于给定的各向同性均匀非热电子分布 $n_e(\gamma)$ 和均匀磁场 B , 频率 ν 处的同步辐射发射率 $J(\nu)$ 由下式给出^[19]:

$$J(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{m_e c^2} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \int_0^{\pi/2} n_e(\gamma) F(\nu/\nu_c) \sin^2 \theta d\theta d\gamma, \quad (1)$$

式中 c 是光速, e 是电子电荷, m_e 是电子静质量, θ 是电子与磁场 B 之间的螺距角, $\nu_c = (3/2)\gamma^2 \nu_L \sin \theta$ (其中 $\nu_L = eB/(2\pi m_e c)$ 是电子的 Larmor 频率) 是电子的临界频率, $F(\cdot)$ 是同步辐射核函数 $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(y) dy$, 这里 $K_{5/3}(\cdot)$ 是 5/3 阶修正 Bessel 函数。针对星系团弥散辐射, 我们考虑非热电子符合幂律能谱分布 ($n_e(\gamma) \propto \gamma^{-\delta}$, δ 为能谱指数) 且辐射源在射电波段光学薄, 那么观测到的光谱同样符合幂律分布 $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, 且光谱频谱指数 α 和粒子能谱指数 δ 之间满足简单关系 $\alpha = (\delta - 1)/2$ ^[19, 20]。星系团弥散射电辐射谱通常比较陡, 谱指数往往 $\alpha \gtrsim 1$ 。这意味着高能 (大 γ 值) 电子数相对很少 ($\delta \gtrsim 3$)。

在星系团 ICM 中, 除同步辐射外, 非热电子还有其他多个损失能量机制, 其中最主要的是非热电子对 CMB 光子的逆康普顿散射过程。通过光子和电子的碰撞, CMB 光子获得能量成为硬 X 射线甚至 γ 射线光子, 相应地, 非热电子则损失能量。同步辐射和逆康普顿散射相应的能量损失速率皆与洛伦兹因子的平方成正比^[21], 越高能的电子损失能量越快, 因此初始的非热电子幂律能谱会随时间逐渐在高能端变陡且变陡的范围逐渐向低能端延伸。在只考虑这两种辐射损能机制但不考虑非热电子加速机制的情况下, 非热电子的特征寿命 (也称为辐射冷却时标) t_{age} 可由下式进行估算^[9]:

$$t_{age} \approx 3.2 \times 10^{10} \text{ yr} \frac{B^{1/2}}{B^2 + B_{CMB}^2} [(1+z)\nu]^{-1/2}, \quad (2)$$

这里磁场强度 B 以 μG 为单位, $B_{CMB} \approx 3.25(1+z)^2$ 是 CMB 的等效磁场强度, z 是源的红移, 观测频率 ν 以 MHz 为单位。频率越高 (对应的电子能量 γ 越高), 寿命越短, 即越高频率处的辐射强度减弱得越快, 所以观测到的弥散射电辐射的频谱在高频处常出现变陡的现象。对于星系团, 通常有 $t_{age} \lesssim 10^8$ 年, 再基于 Bohm 近似, 那么 $\gamma > 10^3$ 的高能非热电子在 ICM 中的典型扩散尺度是 10pc 量级^[22], 远小于各类星系团弥散射电源的尺度。即使假设磁场有序, 使得扩散比 Bohm 近似的情况更有效, 扩散尺度仍将远小于 1Mpc 。这一理论结果表明产生弥散射电辐射的非热电子不可能来自于 ICM 的某个小区域 (例如射电星系或 AGN), 而是在原位产生或 (再) 加速的。这对可能的粒子加速机制给出了重要限制。

3.1 粒子加速机制

要在 $100 \text{ kpc} - \text{Mpc}$ 量级的尺度范围内产生相对论性非热电子, 所需的加速机制应该和星系团整体上的动力学过程存在着重要联系。这一小节简单介绍几种可以在 ICM 中可能的粒子加速机制, 更详细的细节将在后文涉及时再介绍。

(1) 一阶费米加速。也称为扩散激波加速 (diffusive shock acceleration, DSA)。这种机制描述的是粒子在磁流体激波中的加速过程。激波上下游普遍存在的散射中心 (如剧烈的湍流、等离子体波或不均匀的磁场/密度结构) 可使带电粒子来回穿越激波面。每次穿越粒子都将与激波发生迎头碰撞并获得能量。粒子获得的总能量与其穿越激波面的次数正相关。热平衡分布的粒子多次穿越理想的平行激波的过程将会产生幂律谱分布的非热粒子, 且理论上非热粒子的能谱指数 δ 和激波的马赫数 M_s 之间满足 $\delta = 2(M_s^2 + 1)/(M_s^2 - 1)$ 的关系^[23]。

(2) 二阶费米加速。也被称为费米随机加速。这是粒子在磁不均匀性流体 (如磁流体湍流) 中散射而被随机加速的过程。粒子在散射时要么迎头碰撞获得能量, 要么追赶碰撞损失能量。对随机运动而言, 迎头碰撞的可能性稍大, 故粒子平均来说会被加速。也由于其随机性, 二阶费米加速是一个效率很低的粒子加速机制。

(3) 次级模型。一阶费米加速、活动星系和活动星系外流等等都能在 ICM 中产生一定量的高能非热质子。由于 ICM 中非热气体的辐射寿命远远高于非热电子 (约为哈勃时标), 且大部分高能非热质子都无法逃离星系团, 因此在星系团的一生中有望积累较多的非热质子^[24]。按照强子理论模型, 高能相对论性非热质子和热离子的碰撞中会产生次级高能非热电子。总体来说, 次级模型下非热电子是作为次级粒子 (衰变产物) 被产生的。

4 星系团的各类弥散射电辐射

4.1 射电晕及其主要观测性质

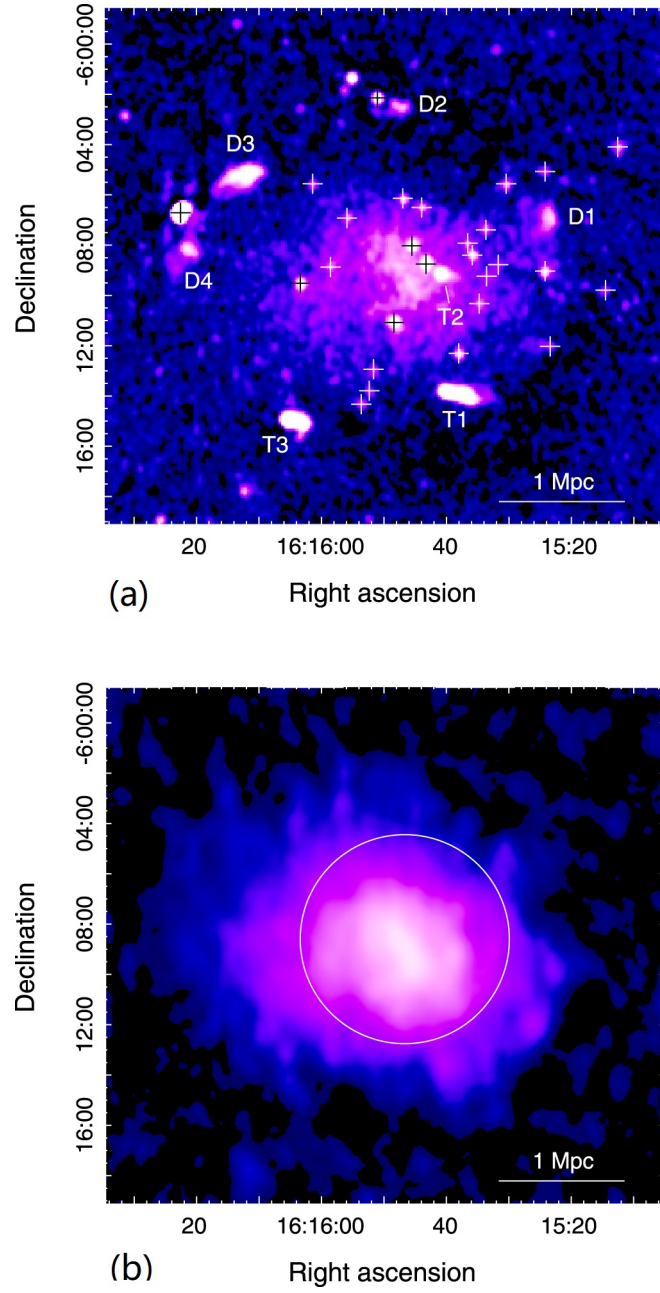
射电晕是弥散的延展源，通常具有规则的平滑形态，其亮度分布大致与 ICM 的分布一致。越是大质量且动力学扰动的星系团，越容易发现巨大的射电晕^[37]。目前已确认有 $\lesssim 100$ 个射电晕^①，图 1 展示了一个典型的星系团射电晕图，其中图 1a 为扣除分立前景源之前的实际观测图，图 1b 为扣除分立前景源之后的射电晕射电辐射图。如该图所示，射电晕的典型尺寸约为 $1 - 2$ Mpc，在 1.4 GHz 处观测到的辐射功率范围约为 $10^{23} - 10^{26}$ W Hz⁻¹。

射电晕的频谱特性提供了揭示其起源的重要信息。射电晕的频谱很陡，其谱指数典型值 $\alpha \sim 1.1 - 1.7$ 。Giovannini 等人^[39]指出射电晕的谱指数与星系团 ICM 温度之间存在相关性：越热的星系团倾向于拥有频谱越平的射电晕。谱指数 $\alpha > 1.5$ 的射电晕被称为极陡谱射电晕 (ultra-steep spectrum radio halo, USSRH)，极陡谱的出现被认为是由于射电晕频谱存在高频截断，在截断频率附近测量就会得出过陡的谱指数。预计只有最明亮的射电晕才有 $\gtrsim 1$ GHz 的截断频率，因此，低频段的高灵敏度观测，不仅能发现更多射电晕，而且能更详细地揭示射电晕的频谱特征。

射电晕的辐射功率与宿主星系团的 X 射线光度、质量存在着明显的相关性。2013 年 Cassano 等人^[40]基于对 25 个射电晕 (其中有 6 个是 USSRH) 的统计，给出 1.4 GHz 处的射电晕辐射功率 $P_{1.4}$ 与星系团 R_{500} 半径内的 $0.1 - 2.4$ keV X 射线光度 $L_{X,500}$ 符合关系 $P_{1.4} \propto L_{X,500}^{2.11 \pm 0.20}$ ，与星系团 R_{500} 半径内的总质量 M_{500} 符合关系 $P_{1.4} \propto M_{500}^{3.70 \pm 0.56}$ 。他们还发现 USSRH 对相关关系影响明显，统计样本包括 USSRH 时相关关系变陡。经过 8 年的射电晕观测，2021 年，Duchesne 等人^[41]收集并统计了 86 个射电晕。在不区分普通射电晕和 USSRH 的情况下，给出了 1.4 GHz 和 150 MHz 处的射电晕辐射功率与星系团质量的关系分别为 $P_{1.4} \propto M_{500}^{3.21 \pm 0.39}$ 和 $P_{0.15} \propto M_{500}^{3.15 \pm 0.41}$ 。未来，更大更完备的样本将有助于揭示普通射电晕和 USSRH 在上述相关关系中是否存在差异。

Cassano 等人^[40]的研究除了给出上述的两个相关关系，还在由 54 个红移相近的星系团 (包括前述 25 个射电晕的宿主星系团) 构成的样本中发现，X 射线明亮 ($L_{500} > 5 \times 10^{44}$ erg s⁻¹) 的星系团可被分成两个分支：一支具有射电晕且符合前述的 $P_{1.4} - L_{500}$ 相关关系，一支没有射电晕且由观测给出的弥散射电辐射上限远低于该相关关系 (被称为射电宁静星系团)。即使扣除冷核星系团核区的 X 射线光度，这一双峰性仍然存在。双峰性与星系团的动力学状态有关，并合星系团更可能有射电晕，而射电宁静星系团在统计上更为弛豫^[37]。2021 年，Cuciti 等人^[42, 43]从普朗克 SZ 星系团目录中，以质量 $M_{500} \gtrsim 6 \times 10^{14} M_{\odot}$ 为标准，挑选出红移在 $0.08 - 0.33$ 范围内的 75 个大质量星系团，对它们的射电观测发现了 28 个 ($\sim 37\%$) 射电晕及 5 个候选体，再结合 X 射线数据提供的星系团动力学信息 (质心位移 w 、功率比 P_3/P_0 、聚集参数 c ^[37])，他们发现：超过 90% 的射电晕出现在并合星系团中； $P_{1.4} - M_{500}$ 相关关系有较大的弥散，星系团的动力学状态对这一弥散有显著贡献，射电晕辐

^①<http://galaxyclusters.com>, 或 <http://galaxyclusters.hs.uni-hamburg.de>



注: (a) 为扣除分立源前的亮度图, 十字形记号标示出了分立射电源的位置, 其中 T1、T2 和 T3 是有尾射电星系, D1 到 D4 是无明显光学对应体的延展结构; (b) 为扣除分立源后的射电晕亮度图。

图 1 星系团 Abell 2163 的 1.4 GHz 射电亮度图像^[38]

射功率偏离相关关系的程度（在相关关系之上或之下）与星系团动力学扰动的程度（越扰动或越弛豫）成正相关；没有观测到射电晕的星系团通常是弛豫的，且其辐射上限显著低于相关关系。这一研究进一步确认了双峰性的存在，以及它与星系团动力学状态的关系。

4.1.1 射电晕起源

关于射电晕的起源，历史上主要讨论过两种模型：次级模型和湍流再加速模型。次级模型在第 3.1 节简述过，目前已有大量观测证据反对该模型，其中最直接的证据是对 Coma 星系团的 γ 射线观测给出的流量上限^[44]。当前主流的湍流再加速模型认为，星系团主并合过程会产生强大的湍流，大尺度的湍流将种子电子重新加速，也即第 3.1 节提到的二阶费米加速。前文提到的射电晕的光度与星系团动力学状态的强相关，表明引发大尺度同步辐射的主要机制与破坏冷核、导致星系团扰动的机制是相同的，从而有力支持了湍流再加速模型。

在湍流再加速模型下，若假设种子电子各向同性分布，非热电子的能谱演化可通过 Fokker-Planck 方程描述^[45]：

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e(\gamma, t)}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[n_e(\gamma, t) \left(\sum_i \left| \frac{d\gamma}{dt} \right|_i - \frac{2}{\gamma} D_{\gamma\gamma}(\gamma, t) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[D_{\gamma\gamma}(\gamma, t) \frac{\partial n_e(\gamma, t)}{\partial \gamma} \right] \\ & + Q_e(\gamma, t) - \frac{n_e(\gamma, t)}{R_e(\gamma, t)}, \end{aligned} \quad (3)$$

$D_{\gamma\gamma}$ 描述湍流和电子相互作用的扩散（再加速）系数， Q_e 和 R_e 项分别描述电子的注入和逃逸过程。式 3 中第一和第二个 $D_{\gamma\gamma}$ 项分别代表湍流为粒子提供的系统的（对流项）和随机的（扩散项）能量增益。 $|d\gamma/dt|$ 是电子的能量损失速率，主要考虑非热电子的同步辐射及自由-自由辐射、对 CMB 光子的逆康普顿散射、与 ICM 热电子的库伦碰撞、以及介质的绝热膨胀等物理过程。 $D_{\gamma\gamma}$ 的强弱取决于湍流与电子相互作用的具体机制。对于湍流扰动磁场的等离子体系统，不同类型的磁流体力学波如阿尔文波或快/慢磁声波，电子与阿尔文波之间的回旋共振是一种加速机制，而在多种由快磁声波引起的粒子加速机制中，有一种是渡越时间阻尼（transit-time damping, TTD），即粒子的渡越时间与波的周期相等而产生共振，波被阻尼意味着粒子从波中获得了能量^[45, 46]。

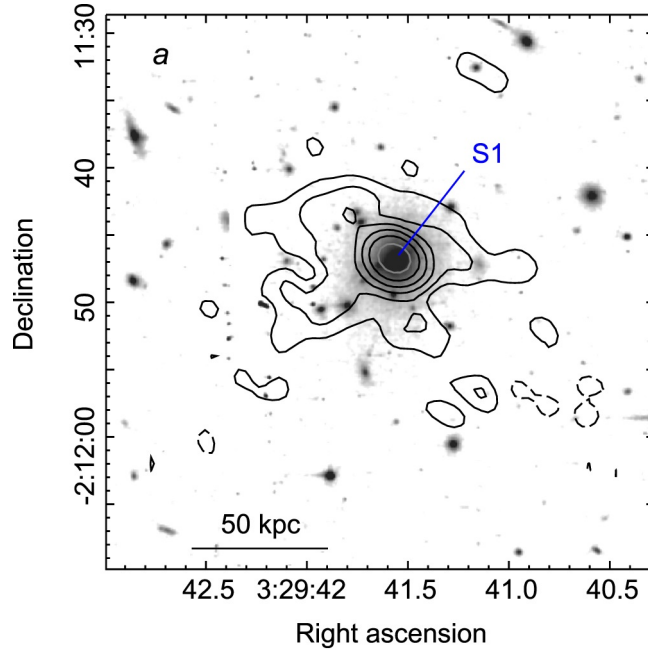
湍流再加速模型的一个尚无明确定论的问题是种子电子的来源。种子电子可能与星系外流和 AGN 活动有关，也可能是在先前的星系团并合或吸积激波中被加速的，再或是质子-质子相互作用产生的次级电子。这三类可能来源对种子电子的贡献大小尚不明确。Vazza 等人^[47] 在 MHD 模拟中使用被动示踪粒子方法，来研究射电星系注入到 ICM 中的非热电子的演化，发现这些来自射电星系的非热电子可以在几亿年的时标里有效填满 ICM，并提供了一个稳定的 fossile（化石，历史遗留）电子储存库。

4.2 微射电晕及其主要观测性质

微射电晕的典型尺寸在 $\sim 100 - 500$ kpc，主要在弛豫冷核星系团中发现，其射电辐射常围绕在最亮团星系（BCG）周围。微射电晕在 1.4 GHz 处观测到的辐射功率为 $10^{23} - 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ 。目前约有 25 个微射电晕被确认^①，数目较少的一个原因是，观测上很难将微

^①<http://galaxyclusters.com>, 或 <http://galaxyclusters.hs.uni-hamburg.de>

射电晕与 BCG 的射电辐射明确区分开, 这需要射电观测同时具备高的空间分辨率和动态范围, 也需要详细的 X 射线空腔的观测。图 2 展示了一个典型的微射电晕。



注: 背景为来自 HST 的光学图像, S1 标示出了中央的射电星系。

图 2 星系团 MACS J0329.6-0211 核区的 1.28 GHz 射电亮度轮廓图^[48]

与射电晕相比, 微射电晕的同步辐射发射率普遍较高。对于射电晕和微射电晕, 尽管常观测到其辐射分布偏离球对称, 但通常仍可以用 $I(r) = I_0 e^{-r/r_e}$ 的形式去拟合其径向平均表面亮度轮廓, Murgia 等人^[49] 的工作表明微射电晕的分布半径 r_e 比射电晕更小, 且微射电晕的中心表面亮度 I_0 较高, 以及 I_0 的取值范围相对大得多。

微射电晕的频谱特性和射电晕类似, 其频谱同样很陡, 在少数几项研究中观测到了微射电晕的高频变陡现象^[9]。

受限于已知微射电晕的数量, 目前对微射电晕性质与 ICM 关系的统计学研究仍处于起步阶段。与射电晕不同, 目前没有在微射电晕射电功率与星系团质量之间发现明确的相关性^[15]。但有研究发现微射电晕射电功率与星系团 X 射线光度之间存在正相关关系, 且该相关关系的斜率与射电晕的结果相近^[48, 50, 51]。2020 年, Richard-Laferrière 等人^[52] 基于当时已知的 28 个微射电晕及 5 个候选体, 探讨了微射电晕与中央星系的 AGN 反馈之间的关系: 一方面, 在将 BCG 的射电能谱分布分解为平谱的核成分 (与 AGN 的持续吸积相关) 和陡谱成分 (与 AGN 过去的喷流导致的射电瓣相关) 后, 微射电晕射电功率与两种成分尤其是后一种存在着较强的相关性, 且与陡谱成分的相关关系斜率更陡; 另一方面, X 射线空腔结构的产生被认为与 AGN 喷流有关, 空腔功率这个量表示产生空腔所需的功和内能除以空腔的形成时间即上浮时间, 微射电晕射电功率与宿主星系团中央的 X 射线空腔功率存在着较

强的相关性。这两方面的结果共同表明了 BCG 的 AGN 反馈过程和微射电晕之间应该存在联系。

4.2.1 微射电晕起源

虽然比射电晕小,但由于同步辐射电子的寿命短,微射电晕仍需要原位加速。因此,微射电晕的射电辐射并非直接来自于团中央的 AGN,这或与 X 射线空腔重合的射电瓣是不同的。目前主流观点认为,微射电晕的起源可以用与射电晕类似的湍流再加速模型来描述。不过,与射电晕情形下的星系团主并合所导致的湍流不同,微射电晕所涉及到的湍流的规模会小得多,这一湍流是在弛豫星系团核区由气体晃动 (gas sloshing) 产生的,核区气体晃动则可能是由 (碰撞参数较大的) 星系团次并合所搅动的,这样的次并合并没有剧烈到足以改变整个星系团的弛豫状态。而被湍流再加速的种子电子很可能来源于中央 AGN,在某种物理过程如气体晃动的作用下被分布到了更大的空间范围内。观测中微射电晕和 X 射线冷锋之间的空间相关性支持了这一模型。数值模拟方面也有证据支持,例如 ZuHone 等人^[18] 使用 FLASH 3 代码模拟了一个大质量星系团 (初始质量为 $\sim 10^{15} M_{\odot}$) 和一个子团 (初始质量为 $\sim 2 \times 10^{14} M_{\odot}$) 的并合过程 (初始距离和碰撞参数分别为 3 Mpc 和 500 kpc)。结果显示并合过程在主团核区引发了气体晃动,在晃动的冷锋包围的核区内出现了显著的湍流产生和磁场放大现象,而在冷锋之外产生的湍流相比之下可以忽略不计。借助被动示踪粒子技术,他们还测试了不同的初始种子电子分布在气体晃动下的演化情况,发现种子电子既能在气体晃动过程中从较小尺度扩散到冷锋包围的整个核区,也能被 MHD 湍流再加速至观测到的微射电晕水平。

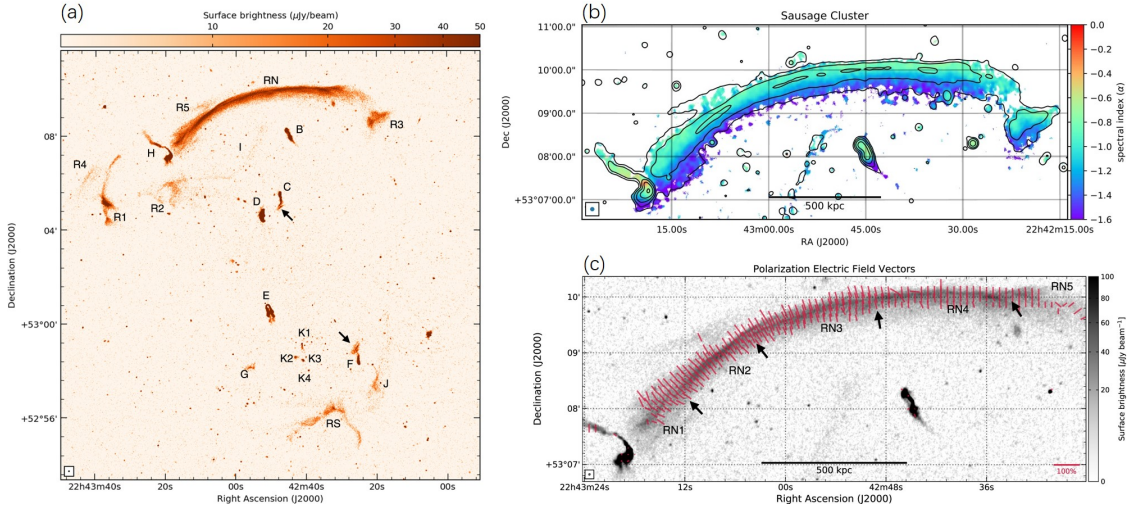
尽管存在差异,但星系团中的射电晕和微射电晕在物理上可能是互相关联的,也许一者可以过渡到另一者,亦或两者可以共存。比方说,在星系团主并合过程中,由于碰撞参数较大,并合早期只引发了主团核区气体晃动而产生了微射电晕,当并合继续进行到一定程度时,并合湍流得到充分发展而使射电晕取代了微射电晕。又或者,在较强的星系团次并合过程中,除了在冷锋包围的冷核内出现微射电晕,并合过程还有稍多的能量在核区外搅起湍流,从而产生较弱的类似射电晕的弥散辐射但又不至于掩盖掉微射电晕。一些特殊的观测事例,如在冷核星系团 CL1821+643 中发现了射电晕^[53]、非主并合的冷锋星系团 Abell 2142 的弥散射电辐射存在中央微射电晕和外围弱射电晕两种表面亮度及谱指数均不同的成分^[54],表明两种弥散射电电源之间应该存在密切的联系,而星系团并合过程的复杂性促成了这种联系。

4.3 射电遗迹及其主要观测性质

射电遗迹 (radio relics) 大多出现在星系团的外围,形状比较细长,最大线性尺寸 (LLS) 一般在 0.5 – 2 Mpc 范围内。大多数射电遗迹显示出不对称的横向亮度分布:在远离星系团中心的一侧有尖锐的边缘,在靠近团中心的一侧辐射逐渐减弱。在射电遗迹中有一种被称为双遗迹 (double relics) 的子类型:在相对于团中心截然相反的两个方向 (往往是沿着并合轴的) 上各有一个细长的、朝外凸出的射电遗迹。高信噪比高分辨率观测揭示出射电遗迹内似乎普遍存在着纤维状子结构。目前约在 60 个星系团中观测到了射电遗迹^①。图 3 展示了一

^①<http://galaxyclusters.com>, 或 <http://galaxyclusters.hs.uni-hamburg.de>

个有射电遗迹的星系团。



注: (a) 为 1 – 2 GHz 波段的 VLA 高分辨率图像, RN 和 RS 分别是星系团北侧和南侧的射电遗迹; (b) 为北射电遗迹 RN 在 0.15 – 3 GHz 的谱指数空间分布图, 黑色轮廓线来自 1 – 4 GHz 波段连续谱图像; (c) 为北射电遗迹 RN 在 1 – 2 GHz 波段的斯托克斯参数 I 强度图, 以及经法拉第旋转校正的偏振电场矢量 (红线)。

图 3 星系团 CIZA J2242.8+5301 (Sausage 星系团) 的射电遗迹^[55, 56]

射电遗迹的积分频谱很陡, 其谱指数 α 通常在 1.0 – 1.5 范围内。在对谱指数的空间分布的研究中发现, 射电遗迹常沿其宽度方向呈现出清晰的谱指数梯度, 谱指数最平的区域位于远离星系团中心的一侧, 越靠近团中心, 谱指数越陡。图 3(b) 对 Sausage 星系团北射电遗迹的研究, 就清晰地展示出了这一点。

射电遗迹是河外偏振程度最高的辐射源之一, 非常细长的射电遗迹通常具有最高的偏振度。在频率 $\gtrsim 1$ GHz 处有偏振度 $\gtrsim 20\%$, 而在更低的频率上则有较强的退偏振。对于大型射电遗迹, 其内禀偏振角的空间分布被发现是相当整齐的, 如图 3(c) 所示, 偏振磁场矢量的朝向是沿着遗迹所在曲面的。

对射电遗迹性质的统计学研究, 有助于探寻其起源。Feretti 等人^[57] 发现射电遗迹的辐射功率与星系团 X 射线光度之间存在相关性, 给出了 $P_{1.4} \propto L_X^{1.2}$, 但弥散较大。Duchesne 等人^[58] 基于 17 对双遗迹, 给出了双遗迹总功率与星系团质量的相关关系 $P_{1.4} \propto M_{500}^{2.55 \pm 0.55}$ 。de Gasperin 等人^[59] 基于 15 对双遗迹, 给出单个遗迹的 LLS 与其到星系团中心 (X 射线亮度的峰值位置) 的投影距离之间存在相关性, 越大的遗迹往往位于离团中心越远的地方, 这里只统计双遗迹可以减小投影效应对距离测量的影响。

4.3.1 射电遗迹起源

基于射电遗迹的形状、位置、频谱和偏振性质, 其形成过程被认为是这样的: 星系团并合过程所产生的激波在团外围对电子的 DSA 作用^[60]。在理想的双星系团头对头并合过程中, 起初两团接近并被压缩, 会在与并合轴垂直的赤道面上形成赤道激波并向外移动, 在团核穿

过彼此后, 两道并合激波沿着并合轴的相反方向在两个团核前方分别发出, 最终两团被彼此的引力减速并拉到一起, 而并合激波仍向外传播。并合激波在星系团外围原位加速电子, 形成的射电遗迹勾画出激波的形状。赤道激波主要传播到并合星系团周围的低密度区域, 不太可能产生可观测的弥散射电辐射。当然实际情况会更加复杂。

基于上述的形成理论, 激波应该和射电遗迹在同一位置共存, 而前者可以在 X 射线观测中找到, 主要通过 X 射线表面亮度分布的尖锐不连续以及同一位置 ICM 温度或密度的显著变化来寻找激波。目前已探测到 20 多个与射电遗迹位置一致的 X 射线激波^[9]。更进一步的, 依据 Rankine-Hugoniot 跳变条件, 可以从 X 射线观测得到激波的强度 (X 射线马赫数 M_X); 另一方面, 基于第 3.1 节提过的 DSA 理论, 从射电遗迹的谱指数同样可以推算激波强度 (射电马赫数 M_{radio})。比较这两种马赫数是否相等, 可以检验射电遗迹的电子加速过程是否符合 DSA 理论。然而, 在大多数情况下, 观测给出了 $M_{radio} > M_X$ 的结果^[61, 62], 有 $M_X \approx 1.5 - 2.5$ 和 $M_{radio} \approx 2 - 5$ 。如果这种差异确实存在, 那可能标准 DSA 理论尚不足以完全解释射电遗迹的形成。为了调和这一矛盾, 一些解决方案被提出。一种简单的想法是, 被激波加速的不单是 ICM 热电子, 还包括化石非热电子, 这些化石电子可能来源于射电星系^[63]。Inchingolo 等人^[64] 则提出了多重激波模型, 即射电遗迹的非热电子可能在不同时期多次经历了并合激波的 (再) 加速。在他们的 MHD 模拟中, 一个大质量并合星系团在 $z = 0$ 时存在两个射电遗迹 A 和 B, 他们运用示踪粒子技术 CRATER 搜寻遗迹中非热电子从 $z = 1$ 到 $z = 0$ 的运动轨迹, 再依据温度的 Rankine-Hugoniot 跳变条件寻找轨迹中遭遇过的激波。遗迹 A 中绝大部分非热电子只经历过模拟结束时的一次激波, 而遗迹 B 的非热电子中约七成多次经历了激波。遗迹 B 的射电辐射显著强于遗迹 A, 且遗迹 B 的频谱与观测符合得更好。这一模型不需要引入化石电子, 因而可以弱化射电星系是化石电子来源的假设。Zimbardo 和 Perri^[65, 66] 则将经典 DSA 模型扩展到 SSA (superdiffusive shock acceleration, 超扩散激波加速), 来解释 $M_{radio} > M_X$ 的情况。他们假设整个激波区域的射电辐射电子的输运是超扩散的而非正常扩散, 超扩散输运是由高能粒子的非高斯随机行走引起的, 会导致粒子的均方位移随时间非线性增长, 即 $\langle \Delta x^2(t) \rangle \propto t^\beta$, 对于超扩散情形有 $1 < \beta < 2$, 当 $\beta \rightarrow 1$ 时即退回正常扩散情形。在 SSA 框架下, 激波加速后非热粒子的能谱指数和激波马赫数之间的关系修正为

$$\delta = \frac{2(M_s^2 + 3)(2 - \beta)}{(M_s^2 - 1)(3 - \beta)} + 1, \quad (4)$$

至于对超扩散输运之起源的物理解释, 他们提出了两种可能, 一种是 Richardson 扩散, 另一种则源于他们早前对太阳风的行星际激波的研究, 但需要进一步的数值研究去检验。

星系团并合激波在脱离驱动子团后, 如果是在均匀介质中传播, 则其强度会随着距离而减弱, 但实际上在向星系团外围移动时, 激波是沿着陡峭的密度梯度向低密区域移动, 这有助于激波在很长的距离上保持其强度, 越陡的密度梯度此效果越显著^[67]。一般来说, 星系团的 ICM 气体密度轮廓 $\rho_{gas}(r)$ 在中央区域相对较平 ($\sim r^{-1}$), 往外则逐渐变陡 (在 R_{500} 附近 $\sim r^{-2.5}$), 故激波脱离驱动子团时的位置会极大地影响其后续演化, 在更接近团中心的位置上分离的激波越不容易具有长寿命。这或许解释了为什么射电遗迹主要在星系团外围被发

现。

在少数星系团中, 射电遗迹与射电晕相连或重叠, 如 Toothbrush 星系团 (RX J0603.3+4214)^[68]。也有射电晕几乎覆盖双射电遗迹之间整个区域的例子, 如 Sausage 星系团^[55]。在上述两个例子中, 射电遗迹的辐射流量显著强于射电晕。这可能反映了并合星系团中激波的一阶费米加速向湍流的二阶费米加速的过渡。

5 总结与展望

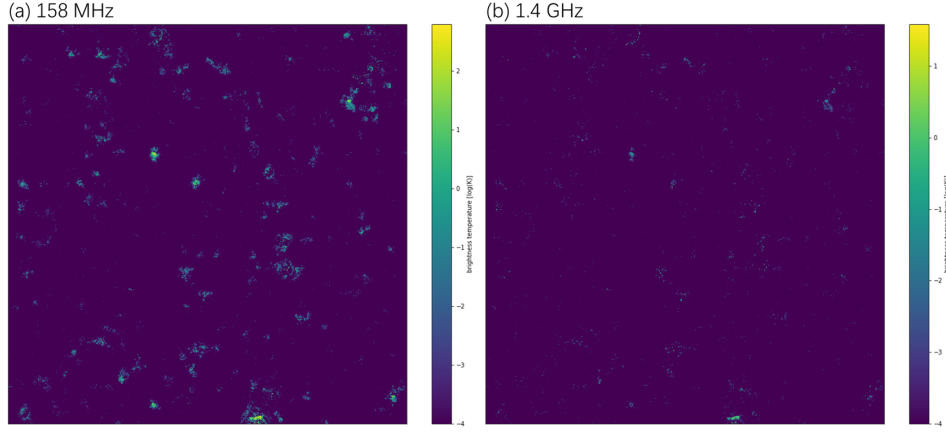
星系团是宇宙中最大的自引力束缚系统, 是星系形成和演化的实验室, 也可以精确示踪宇宙大尺度结构。星系团在 X 射线、射电等多波段的观测中展现出了多样且独特的特征。其中, 弥散射电辐射揭示了星系团 ICM 中宇宙线和磁场的存在, 也显露出星系团内存在着将引力势能耗散到非热成分中的高能物理过程。非热成分又会反过来影响 ICM 的 (微观) 物理性质, 并且对星系团本身的演化也有潜在影响^[2]。单个成员星系可以通过恒星形成活动以及中央黑洞的活动性等过程向 ICM 供应非热电子, 但由于弥散源的空间尺度非常大 ($\sim 50 \text{ kpc} - 10 \text{ Mpc}$), 且非热电子传播尺度受到其冷却时标的限制, 因此非热电子需要在星系团尺度上的原位 (再) 加速机制。在 ICM 中, 高能的非热电子可通过多种机制损失能量, 而不仅仅是同步辐射, 因此也可能在硬 X 射线甚至 γ 射线波段观测到其对 CMB 光子的逆康普顿散射。此外, ICM 磁场既影响非热电子的加速, 又是产生同步辐射的关键因素, 但目前对于磁场结构的了解仍然有限。

近期, 一种比射电晕还延展得多的弥散源——巨射电晕 (radio megahalo) 被报道^[69]。在 LOFAR 巡天数据中发现了 4 个星系团, 其已知的射电晕被包裹在新发现的巨射电晕中, 后者的体积比前者大了约 30 倍, 但表面亮度要低得多, 根据表面亮度径向分布轮廓以及谱指数上的差异可以将二者区分开。这一新发现提示非热电子和磁场在星系团中的存在范围比先前认为的要大, 相应的也需要某种能在更远处生效的电子加速机制, 这有待进一步研究。星系团弥散射电辐射的多样性为在低频射电波段研究星系团开辟了一条令人兴奋的道路。

不同类型的弥散射电辐射, 既蕴含了从湍流到激波的不同机制, 又与星系团的并合历史等动力学过程密切相关。对它们的研究有助于更深入地理解星系团 ICM 的结构和性质, 特别是 ICM 磁场这一尚未探明的重要物理量。考虑到星系团弥散射电辐射的陡谱特性, 低频射电波段是对它们进行深度研究的波段, 如近期将完成升级的 LOFAR 2.0 的星系团巡天计划, 具有亚角秒空间分辨率和极低频谱窗等优势, 有力地拓展对高红移星系团的研究。随着 SKA 低频子阵的建设, 未来将显著提高星系团弥散射电电源的数量, 并把样本扩大中高红移等星系团形成和演化的成长阶段。对单个源的观测精度也将得到显著提高。

SKA 的一个重要的科学目标是得到来自宇宙黎明和再电离时期的中性氢信号。在该研究中, 前景源, 尤其是弥散射电电源的扣除是最重要的技术难点。星系团尺度的弥散射电辐射是银河系外弥散前景源的主要贡献之一。因此, 对星系团弥散射电辐射的理论建模将对我们的前景源扣除问题提供直接的支持。在前人对射电晕建模的基础上^[32, 70], 我们近期对射电遗

迹作了数值建模。我们从 IllustrisTNG 宇宙学模拟的数据^[71] 中采样得到星系团样本, 并结合 DSA 和激波后湍流再加速^[72] 等粒子加速机制给出电子能谱分布, 结合 IllustrisTNG 数值模拟给出的星系团的磁场, 我们生成了射电遗迹的模拟天图, 结果如图 4 所示。



注: (a) 为 158 MHz; (b) 为 1.4 GHz。图中的颜色表征以 K 为单位的射电辐射亮温度。

图 4 $10^\circ \times 10^\circ$ 天区内的射电遗迹模拟天图

参考文献:

- [1] McNamara B R, Nulsen P E J. ARA&A, 2007, 45: 117
- [2] Brunetti G, Jones T W. International Journal of Modern Physics D, 2014, 23: 1430007-98
- [3] Forman W, Kellogg E, Gursky H, et al. ApJ, 1972, 178: 309
- [4] Maughan B J. ApJ, 2007, 668: 772
- [5] Pratt G W, Croston J H, Arnaud M, et al. A&A, 2009, 498: 361
- [6] Mantz A, Allen S W, Ebeling H, et al. MNRAS, 2010, 406: 1773
- [7] Sunyaev R A, Zeldovich Y B. CoASP, 1972, 4: 173
- [8] Mroczkowski T, Nagai D, Basu K, et al. SSRv, 2019, 215: 17
- [9] van Weeren R J, de Gasperin F, Akamatsu H, et al. SSRv, 2019, 215: 16
- [10] Feretti L. IAUS, 2002, 199: 133
- [11] Markevitch M, Vikhlinin A. PhR, 2007, 443: 1
- [12] Cassano R, Brunetti G, Setti G. MNRAS, 2006, 369: 1577
- [13] Brügggen M, Bykov A, Ryu D, et al. SSRv, 2012, 166: 187
- [14] Mazzotta P, Giacintucci S. ApJL, 2008, 675: L9
- [15] Giacintucci S, Markevitch M, Venturi T, et al. ApJ, 2014, 781: 9
- [16] Giacintucci S, Venturi T, Markevitch M, et al. ApJ, 2024, 961: 133
- [17] Biava N, Bonafede A, Gastaldello F, et al. arXiv:2403.09802, 2024
- [18] ZuHone J A, Markevitch M, Brunetti G, et al. ApJ, 2013, 762: 78

-
- [19] Rybicki G B, Lightman A P. Radiative Processes in Astrophysics, 1979
- [20] Feretti L, Giovannini G. LNP, 2008, 740: 143
- [21] Sarazin C L. ApJ, 1999, 520: 529
- [22] Bagchi J, Enßlin T A, Miniati F, et al. NewA, 2002, 7: 249
- [23] Drury L O. RPPh, 1983, 46: 973
- [24] Enßlin T, Pfrommer C, Miniati F, et al. A&A, 2011, 527: A99
- [25] Kahnashvili T, Maravin Y, Natarajan A, et al. ApJ, 2013, 770: 47
- [26] Subramanian K. RPPh, 2016, 79: 076901
- [27] Rees M J. AN, 2006, 327: 395
- [28] Beck R, Krause M. AN, 2005, 326: 414
- [29] Petrosian V. ApJ, 2001, 557: 560
- [30] Randall S W, Clarke T E, van Weeren R J, et al. ApJ, 2016, 823: 94
- [31] Brentjens M A, de Bruyn A G. A&A, 2005, 441: 1217
- [32] Marinacci F, Vogelsberger M, Pakmor R, et al. MNRAS, 2018, 480: 5113
- [33] Vazza F, Brunetti G, Brüggen M, et al. MNRAS, 2018, 474: 1672
- [34] Domínguez-Fernández P, Vazza F, Brüggen M, et al. MNRAS, 2019, 486: 623
- [35] Vacca V, Murgia M, Govoni F, et al. A&A, 2012, 540: A38
- [36] Stuardi C, Bonafede A, Lovisari L, et al. MNRAS, 2021, 502: 2518
- [37] Cassano R, Etti S, Giacintucci S, et al. ApJL, 2010, 721: L82
- [38] Rojas Bolivar R A, Wik D R, Giacintucci S, et al. ApJ, 2021, 906: 87
- [39] Giovannini G, Bonafede A, Feretti L, et al. A&A, 2009, 507: 1257
- [40] Cassano R, Etti S, Brunetti G, et al. ApJ, 2013, 777: 141
- [41] Duchesne S W, Johnston-Hollitt M, Wilber A G. PASA, 2021, 38: e031
- [42] Cuciti V, Cassano R, Brunetti G, et al. A&A, 2021, 647: A50
- [43] Cuciti V, Cassano R, Brunetti G, et al. A&A, 2021, 647: A51
- [44] Brunetti G, Zimmer S, Zandanel F. MNRAS, 2017, 472: 1506
- [45] Donnert J, Brunetti G. MNRAS, 2014, 443: 3564
- [46] Brunetti G, Lazarian A. MNRAS, 2007, 378: 245
- [47] Vazza F, Wittor D, Brunetti G, et al. A&A, 2021, 653: A23
- [48] Giacintucci S, Markevitch M, Cassano R, et al. ApJ, 2019, 880: 70
- [49] Murgia M, Govoni F, Markevitch M, et al. A&A, 2009, 499: 679
- [50] Kale R, Venturi T, Giacintucci S, et al. A&A, 2013, 557: A99
- [51] Kale R, Venturi T, Giacintucci S, et al. A&A, 2015, 579: A92
- [52] Richard-Laferrrière A, Hlavacek-Larrondo J, Nemmen R S, et al. MNRAS, 2020, 499: 2934
- [53] Bonafede A, Intema H T, Brüggen M, et al. MNRAS, 2014, 444: L44
- [54] Venturi T, Rossetti M, Brunetti G, et al. A&A, 2017, 603: A125
- [55] Di Gennaro G, van Weeren R J, Hoeft M, et al. ApJ, 2018, 865: 24
- [56] Di Gennaro G, van Weeren R J, Rudnick L, et al. ApJ, 2021, 911: 3
- [57] Feretti L, Giovannini G, Govoni F, et al. A&AR, 2012, 20: 54
- [58] Duchesne S W, Johnston-Hollitt M, Bartalucci I, et al. PASA, 2021, 38: e005
- [59] de Gasperin F, van Weeren R J, Brüggen M, et al. MNRAS, 2014, 444: 3130
- [60] Enßlin T A, Biermann P L, Klein U, et al. A&A, 1998, 332: 395
- [61] Botteon A, Brunetti G, Ryu D, et al. A&A, 2020, 634: A64
- [62] Wittor D, Etti S, Vazza F, et al. MNRAS, 2021, 506: 396
- [63] van Weeren R J, Andrade-Santos F, Dawson W A, et al. Nature Astronomy, 2017, 1: 0005
- [64] Inchingolo G, Wittor D, Rajpurohit K, et al. MNRAS, 2022, 509: 1160
- [65] Zimbardo G, Perri S. Nature Astronomy, 2017, 1: 0163
- [66] Zimbardo G, Perri S. MNRAS, 2018, 478: 4922
- [67] Zhang C, Churazov E, Forman W R, et al. MNRAS, 2019, 488: 5259

-
- [68] van Weeren R J, Brunetti G, Brüggen M, et al. *ApJ*, 2016, 818: 204
- [69] Cuciti V, de Gasperin F, Brüggen M, et al. *Nature*, 2022, 609: 911
- [70] Li W, Xu H, Ma Z, et al. *Apj*, 2019, 879: 104
- [71] Nelson D, Springel V, Pillepich A, et al. *Computational Astrophysics and Cosmology*, 2019, 6: 2
- [72] Fujita Y, Takizawa M, Yamazaki R, et al. *ApJ*, 2015, 815: 116

Diffuse Radio Emission in Galaxy Clusters

WU Wen-yu^{1,2}, XIE Fu-guo¹

(1. *Astrophysics Division, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China;* 2. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: Galaxy clusters are the largest self-gravitationally bound systems in the Universe. Their diffuse radio emission is synchrotron radiation generated by non-thermal electrons moving in the magnetic field, and can be mainly classified into radio halos, radio mini-halos and radio relics. Radio halos occur mostly in merging clusters, and their origin is thought to be described by the merger-induced turbulent reacceleration model. Radio mini-halos are of small number and mainly found in relaxed cool-core clusters. Their origin can also be described by the turbulent reacceleration model, except that the turbulence is induced by gas sloshing in the cluster's core. Radio relics are polarized sources mostly found in clusters' periphery. They trace merger-induced shock waves. Finally, a larger and deeper sample of diffuse cluster radio sources in the SKA era is welcomed.

Key words: galaxy cluster; radio halo; radio mini-halo; radio relic; synchrotron emission