

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2024.03.03

星系尺度上的玻色暗物质研究进展

沙艾德·艾力^{1,2}, 唐宇航^{2,3}, 杨术银^{2,3}, 吾尔尼沙·依明尼亚孜¹, 杨晓峰^{2,4}

(1. 新疆大学 物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046; 2. 中国科学院 新疆天文台, 乌鲁木齐 830011;
3. 西华师范大学 物理与天文学院, 南充 637000; 4. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 星系尺度上的暗物质研究通常涉及各种不同的暗物质模型。在这些模型中, 冷暗物质模型 (CDM 模型) 受到了广泛关注。基于该理论模型的研究, 可以较好地解释星系尺度和宇宙大尺度结构中的一些问题。然而, 在研究星系小尺度结构时, 存在一些该模型无法解释的观测现象。近年来, 玻色-爱因斯坦凝聚暗物质模型 (BEC-DM 模型) 和模糊暗物质模型 (FDM 模型) 作为 CDM 模型的替代方案, 受到了广泛关注和大量研究。在 BEC-DM 模型中, 暗物质粒子被假设为一种处于宏观量子态的玻色子; 而 FDM 模型则将暗物质描述为一个具有波动特性和极小质量的粒子。研究这两种理论模型有助于了解不同理论模型对星系中暗物质密度分布和相关性质的影响。在这一背景下, 对星系尺度上的玻色暗物质理论模型及其粒子探测进行了简要概述。回顾了暗物质研究的历史, 介绍了暗物质候选粒子及对其的探测方法。重点介绍了 BEC-DM 模型和 FDM 模型作为传统 CDM 模型的替代方案, 并探讨了它们在解决问题方面的优势。

关键词: 玻色-爱因斯坦凝聚暗物质模型; 模糊暗物质模型; 冷暗物质模型; 类轴子

中图分类号: P159.5 **文献标识码:** A

1 引言

自 20 世纪以来, 暗物质 (dark matter, DM) 成为宇宙学和天体物理学中重要的研究领域。在标准宇宙模型中, 宇宙中暗物质的含量大约是重子物质的 5 倍, 具有极小的电弱相互作用和自相互作用截面, 其基本特性包括: (1) 不参与电磁相互作用和强相互作用, 以避免产生电磁信号或与原子核发生强烈作用; (2) 必须在宇宙的极早期产生, 并且具有稳定性, 因为暗物质对宇宙微波背景辐射 (cosmic microwave background, CMB) 功率谱信号产生影响, 而且迄今一直存在; (3) 在星系结构形成的过程中, 必须保持非相对论性运动, 即天体的动能远小于其静质量, 才能形成我们今天观测到的网格状宇宙大尺度结构。宇宙中存在

收稿日期: 2023-11-10; 修回日期: 2024-01-17

资助项目: 国家重点研发计划 (2022SKA0110203); 中国科学院区域发展青年学者项目; 中国科学院率先行动 BR 计划 (2019-85)

通讯作者: 吾尔尼沙·依明尼亚孜, wrns@xju.edu.cn; 杨晓峰, xfyang@xao.ac.cn

暗物质的观测证据不仅包括 CMB, 还涵盖引力透镜^[1, 2]、星系团的动力学质量和光度之比(质光比)、X 射线热气体^[3-5]、星系和宇宙大尺度结构的形成^[6]等多个方面。目前, 暗物质在宇宙中的大尺度分布已经具有确凿的观测证据; 然而在小尺度上, 暗物质的具体分布仍存在一些争议。尽管观测证据丰富, 但关于暗物质粒子的本质以及其具体性质, 科学界一直没有形成公认的答案。目前的暗物质研究现状表明, 宇宙中暗物质分布的天文观测效应已经得到验证, 然而暗物质粒子的物理特性仍然是一个谜。甚至在是否需要引入暗物质粒子来解释观测效应的问题上, 仍然存在着对修改引力理论的探讨。

我们简要回顾一下暗物质研究的历史。Zwicky^[7]、Smith^[8]、Roberts 和 Rots^[9]等天文学家是暗物质研究的前驱。1933 年, Zwicky^[7]在后发座星系团的研究中发现, 星系的速度弥散远高于其发光物质所能解释的范围, 因此推断星系团中存在大量未知物质。他将这些未知物质直接命名为“dunkle materie”(德语, 意为“暗物质”)^[10]。到了 1973 年, Roberts 和 Rots^[9]观测到星系旋转曲线呈平坦状态, 由此认为在远距离存在显著的质量密度, 为证实暗物质存在提供了进一步的证据。Ostriker 和 Peebles^[11]在同一年通过数值模拟证明了星系盘的形成需要球状的暗物质晕存在。在宇宙的早期阶段, 由于引力的不稳定性, 暗物质密度分布受到扰动影响, 形成了近似球形的暗物质晕。大部分星系位于这些暗物质晕中, 因此, 通过数值模拟可以描述暗物质晕的结构, 并与星系巡天观测进行对比。1978 年, Peterson 等人^[12]对旋涡星系的旋转曲线进行了详细研究, 他们发现星系旋转曲线在外围呈平坦状态, 而不是下降, 这一观测明确证实了暗物质的存在。到了 20 世纪 80 年代末, 暗物质是由未知亚原子粒子组成的这一假设受到天文学家们的热捧, 并且很快成为暗物质领域的主要研究热点^[13]。随着天文观测技术的提升, 天文学家利用引力透镜作为强有力的工具对宇宙中的星系团和星系晕等进行研究, 进一步确认了暗物质的存在。特别是在观测到子弹头星系的碰撞中, 发现了暗物质晕与星系分离的现象, 即引力透镜观测的星系引力等势面所得到的质量中心, 并不能与星系中发光物质的质量中心重合^[14]。子弹头星系碰撞难以通过替代理论“修改引力”来解释, 一般认为这是暗物质存在的最有力的证据之一。

暗物质主要分布在旋涡星系、椭圆星系以及矮球状星系。有关暗物质密度的分布模型包括: Navarro-Frenk-White (NFW) 分布^[15]、generalized NFW (gNFW) 分布^[16]、Einasto 分布^[17]、Burkert 分布^[18]等。在研究椭圆星系中的暗物质分布时, 可以由位力定理推导暗物质的质量, 并计算恒星或行星状星云的速度弥散。同时, 结合 X 射线热气体的特性以及强、弱引力透镜所观测到的数据, 也可以计算椭圆星系中暗物质的分布情况。由于矮球状星系的光度较低, 中心速度弥散较高, 并且星系内的气体相对缺乏, 暗物质在这类星系中处于稳定平衡状态。因此, 矮球状星系被视为暗物质主导的星系, 其密度分布通常与 Burkert 分布一致。

关于暗物质的物理性质、模型以及候选粒子的研究已经成为热门研究领域^[19-23]。目前, 被广泛研究的暗物质候选粒子包括大质量弱相互作用粒子 (weakly interacting massive particle, WIMP)、中微子 (neutrino)、轴子 (axion) 等。暗物质模型中, 传统的经典模型是冷暗物质 (cold dark matter, CDM) 模型^[24-26]。CDM 模型在解决星系旋转曲线、星系动力学以及宇宙大尺度形成等问题上, 取得了显著的成功, 然而它也并非完美无瑕, 仍然存在

许多待解决的问题。首先, 在数值模拟中, CDM 模型预测星系中心的暗物质密度分布曲线呈尖峰轮廓, 但实际观测到的旋转曲线并未呈现这种尖锐的结构^[27]。其次, 理论预测 CDM 模型中的恒星速度弥散比在银河系卫星星系中的大, 与实际结果不符。最后, 在 CDM 模型框架内进行的水瓶座模拟研究结果表明, 在暗物质晕中预测的最大质量子晕的数量多于银河系最亮的矮球状星系动力学观测结果, 与实际结果不符^[28]。

为了解释理论预测与观测结果不符的现象, 科学家们提出了解决方案: 替代模型、引入新粒子、修改引力理论和扩展标准模型等。其中替代模型包括自相互作用暗物质 (self-interacting dark matter, SIDM)、热暗物质 (hot dark matter model, HDM)、温暗物质 (warm dark matter, WDM) 和模糊暗物质 (fuzzy dark matter, FDM)^[29] 等。

通过天文观测和数值模拟, 人们验证了在小尺度星系中这些替代模型与星系观测数据的相关性。研究表明, 由于暗物质粒子之间存在相互作用, 在小尺度星系中 SIDM 模型形成比其他暗物质模型更扁平的暗物质密度分布, 与观测到的分布现象吻合得更好。HDM 模型假设暗物质粒子的自相互作用导致热化, 即在宇宙早期, 暗物质粒子具有相对较高的速度, 从而抑制小尺度密度扰动的形成^[30, 31]。WDM 模型中的暗物质粒子同样具有较快的速度, 促使 WDM 粒子形成的密度扰动在小尺度结构中被更好地抑制, 减少小尺度结构的形成。FDM 模型的暗物质粒子具有波动性, 在宇宙早期满足 WDM 特性。将玻色子作为候选粒子的暗物质模型还包括玻色-爱因斯坦凝聚暗物质 (Bose-Einstein condensate dark matter, BEC-DM) 模型^[32-35], 其中玻色子可以形成玻色-爱因斯坦凝聚并处于量子力学的基态。对这些暗物质模型进行研究分析有助于我们了解星系尺度上暗物质的分布情况, 对于区分不同暗物质模型以及理解星系形成和暗物质粒子的物理性质具有重要意义。

2 暗物质粒子的候选者

在暗物质理论模型框架下, 研究者们提出了多种暗物质候选粒子。1977 年, 理论物理学家 Wilczek 为解决强相互作用中存在的强宇称变换和电荷共轭问题提出了轴子这一概念。轴子是伪标量粒子, 具有弱耦合的性质、极小的静质量, 并且参与弱相互作用。在 CDM 模型的背景下, 轴子可以被视作暗物质的候选粒子。20 世纪 80 年代末至 90 年代初, 科学家们在一些理论模型和实验观测中发现了其他与轴子类似的伪标量粒子, 被称为类轴子 (axion-like particle, ALP)。类轴子与轴子不同, 它们不是通过引入 Peccei-Quinn 对称性的自发破缺机制产生的粒子, 而是通过其他机制产生的。因此, 类轴子的性质根据不同的理论模型和参数进行调整。在不同的研究中, 这类粒子具有不同的质量、耦合强度和相互作用方式。同一时期, 随着粒子物理学的发展和实验观测的进展, 科学家们开始研究弱相互作用的性质和粒子, 试图通过探测 WIMP 来进一步研究暗物质的性质。虽然迄今为止还没有直接观测到 WIMP, 但相关的实验和观测仍在进行中, 这个领域的研究仍然非常活跃。

2.1 大质量弱相互作用粒子

在 CDM 模型中, 存在的费米子被视为 CDM 的候选粒子, 即 WIMP。这些费米子具

有一个额外的守恒量子数,防止它们衰变为更轻的标准模型粒子。WIMP 的质量 m_{weak} 在 10 GeV ~ 1 TeV 量级间,与 Z_0 和 W^\pm 规范玻色子之间存在弱相互作用,并且为弱标度下的暗物质粒子提供独立模型。它的热冻结机制,可以解释在电弱尺度附近观测到的粒子。

探测 WIMP 的方法主要有三种。第一种方法是通过原子核散射建立模型来寻找 WIMP。第二种方法是通过碰撞机探测寻找超对称粒子信息,包括引力子 (graviton) 和轻引力微子 (light graviton),其中引力子是自旋为 3/2 的费米子,属于超对称暗物质候选者。虽然引力子不属于 WIMP,但引力子的超对称伴子,即超暗物质粒子 (super WIMP),也可作为研究暗物质的候选粒子。第三种是通过间接探测的方式,寻找由两个 WIMP 湮灭成标准模型粒子的过量宇宙粒子。与其他暗物质候选粒子相比,WIMP 的探测途径更为多样化,同时可以对 WIMP 在超对称模型中的候选粒子进行研究,进一步探索暗物质在星系中的分布。

在超对称模型中,存在自旋为 1/2 的费米子和自旋为 0 的标量中微子 (neutrino),它们都可以被视为 WIMP 的候选粒子。然而,由于它们湮灭得过快或散射截面较大的原因,导致它们难以被直接探测到。

2.2 轴子

CDM 在小尺度上通过引力聚集,其中质量在 10^{-6} eV 量级的轴子在宇宙尺度上与 CDM 相似。在相关的探测实验中,主要通过轴子与标准模型粒子之间的散射进行直接探测。2016 年, Fan^[36] 的研究表明,宇宙中存在非常冷的玻色-爱因斯坦凝聚的原始轴子,这类轴子在极低温条件下可能形成具有块状暗物质结构的玻色子星。对 BEC-DM 模型的研究有助于更深入理解暗物质的性质、宇宙小尺度结构的形成过程以及暗物质密度分布的演化。其中,处于凝聚态的轴子被视为类轴子^[37],它们在超对称粒子的衰变中产生,主要通过早期宇宙的条件来决定它们属于 WDM 还是 CDM。因此,处于凝聚暗物质粒子的类轴子属于 CDM。

在弦理论中存在一种粒子,可以解决星系核心密度轮廓问题和卫星缺失问题,该粒子被称为超轻轴子 (ultralight axions) 或超轻标量暗物质 (ultralight scalar dark matter)。2021 年, Hui^[38] 将静止质量在 10^{-23} eV 的类轴子视为 FDM 模型的候选粒子。根据 FDM 模型设定的环境,进一步区分类轴子的特性。在宇宙早期阶段,类轴子可以作为 WDM 的候选粒子。WDM 模型和 FDM 模型都具有内置的特征长度,其中 WDM 粒子的速度比 CDM 粒子更快,因此 WDM 粒子形成的密度扰动在小尺度结构中被更好地抑制,从而减少小尺度结构的形成。因此,WDM 模型的理论预测结果与星系团的质量分布等现象相吻合。FDM 模型是基于玻色子场的暗物质模型,其暗物质粒子具有波动性,容易在小尺度上形成波动结构,通过干涉来抑制密度扰动的形成。

2.3 惰性中微子

WDM 在宇宙解耦时满足相对论性,而在辐射物质跃迁时会变为非相对论性。WDM 的候选粒子包括我们在 WIMP 部分提到的引力子,以及通过修改中微子振荡过程可以检测到的惰性中微子。相较于中微子,惰性中微子是更理想的候选粒子,虽然中微子满足暗物质的候选条件,但由于它们的质量不足以在宇宙中做出明显的贡献,并且由于其小质量和低相互

作用速率, 导致其对应的自由流长度较长, 因此中微子无法解释低于 40 Mpc 尺度的星系结构形成中的问题。在标准模型中, 中微子是不被看好的暗物质候选粒子。

惰性中微子是在宇宙早期的热平衡状态下产生的。它的质量在 0.4 eV 以上时, 满足相对论性, 同时具有波动性, 并被视为暗物质的候选粒子。由于惰性中微子是费米子, 因此它们在星系中的相空间分布不超过简并费米气体。它的数密度与普通中微子相同 (112 cm^{-3}), 能量密度为 $\rho_{\text{sterile,eq}} \simeq 45 \text{ keV/cm}^3$, 超过了宇宙临界密度 $\rho_{\text{crit}} = 10.5h^2 \text{ keV/cm}^3$ ^[39]。因此, 惰性中微子暗物质不能成为热遗迹^①。图 1 中蓝色、粉色、红色分别代表冷、温、热暗物质三种类型^[40]。

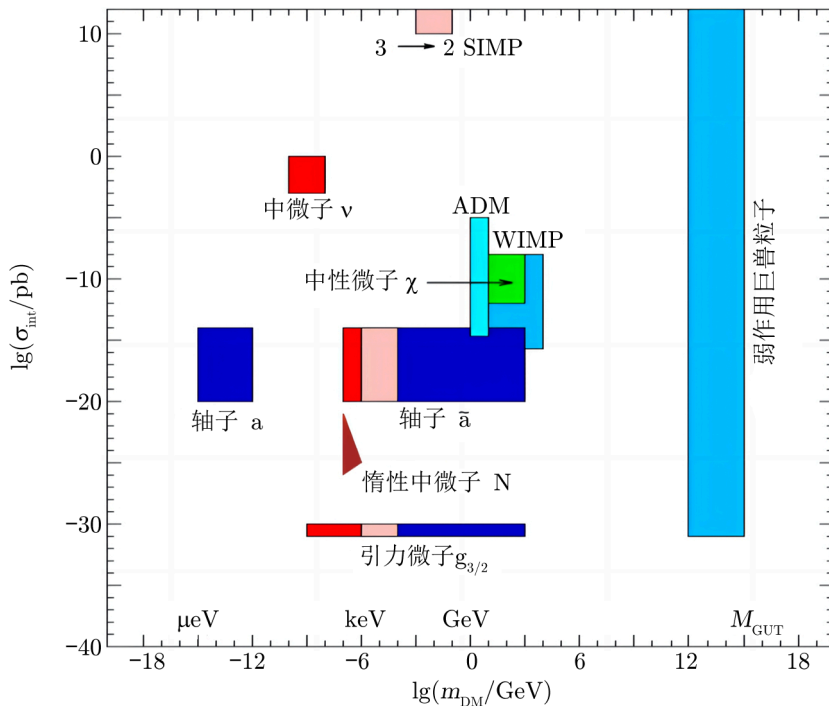


图 1 暗物质候选粒子的质量分布图

惰性中微子在天文学上主要通过 X 射线和莱曼 α 森林直接观测^[41]。此外, 通过对脉冲星碰撞和超新星爆炸进行研究, 我们可以间接观测惰性中微子。由于缺乏确凿的证据以及惰性中微子依赖于暗物质模型等, 观测受到了一定的限制。科学家们基于实验中的单 β 衰变、电子捕获和中微子捕获过程, 对惰性中微子和活性中微子的混合体进行了研究。然而, 目前大部分的探测实验仅能对质量在 keV 范围内的惰性中微子进行限制。

^①惰性中微子可以在早期宇宙中较重的粒子的非平衡衰变中产生, 然而, 由于惰性中微子与其他物质的相互作用非常弱, 它们无法与其他物质碰撞。并且其密度超过宇宙临界密度时, 将会经历闭合过程; 在这个过程中, 宇宙无法继续膨胀和冷却, 粒子间的相互作用减弱, 从而促使粒子逐渐脱离热平衡状态。因此, 热遗迹暗物质的产生限制, 即惰性中微子不能保持热平衡状态。

2.4 其他候选粒子

解释暗物质的本质还涉及到其他假设, 例如被称为原始黑洞 (primordial black hole, PBH) 的小质量黑洞。PBH 不参与电磁相互作用, 因此不容易被直接探测到。它们与其他物质之间存在弱引力相互作用, 并且可以解释不同尺度的暗物质问题。当视界中的质量相当于 $1M_{\odot}$ 时, PBH 会产生强烈的引力场, 从而引发引力透镜效应。

在标准模型相互作用下, Holdom^[42] 首次提出了一种标量玻色子暗物质候选粒子, 即由中性粒子组成的暗区的对称性粒子, 被称为暗光子 (dark photon)。尽管它与普通光子的动能混合非常微弱, 但中国上海激光电伽马源 (Shanghai Laser Electron Gamma Source, SLEGS)^[43] 提出这种标准玻色子很有可能被探测到。

最小额外维模型 (universal extra dimensions, UED) 是为解决规范层次等问题而引伸出的代替理论, 该模型具有相互作用和超对称性质。在这个模型中存在一种保持分离的 KK 宇称, 其 KK 粒子被视为暗物质候选粒子。它是一个超荷规范玻色子的一级伴子, 质量为 750 GeV, 并且产生了自旋为 2 的质量粒子的双光子共振态。

3 对暗物质粒子的探测

暗物质候选粒子的探测方法主要包括: 利用伽马射线望远镜寻找银河系或附近星系中暗物质湮灭的产物, 此方法对暗物质湮灭的参数进行限制; 高灵敏度的中微子望远镜可用于探测大质量暗物质。尽管对带电的宇宙射线进行暗物质候选粒子的探测提供了一些有利的结果, 但此方法受到相关截面 (如反质子产生截面) 不确定因素的影响, 需要解决生产机制问题; 大型射电阵列通过寻找正负电子同步辐射的异常射电发射来寻找矮星系中的暗物质湮灭, 虽然面临着新天体物理不确定性, 但探测结果为未来的研究提供了新的线索。本章中, 我们首先概述暗物质粒子的三种探测方法以及相关实验, 然后详细介绍近年来对玻色子暗物质的寻找实验。

3.1 暗物质的探测原理及探测实验

从暗物质的发现到现今的探测研究, 暗物质研究中涉及到的探测方法可分为以下三类。

第一种探测方法是直接实验。在地下放置大质量探测器, 利用高纯锗晶体、低温液体 (如液氮和液氙) 作为探测器的核心靶材料, 暗物质粒子穿过探测器时与探测器原子核碰撞产生信号, 探测器直接探测这些信号。通过弹性或非弹性散射使靶核获得反冲能量, 从而探测暗物质粒子的质量及其与不同原子核之间散射的物理性质。自 2013 年起, 中国在暗物质直接探测实验方面取得了迅速的研究进展。清华大学主导的 CDEX 实验探测组^[44] 专注于质量在 $10 \text{ GeV}/c^2$ 以下的小质量暗物质粒子, 上海交通大学主导的 PandaX 实验探测组^[45] 致力于探测质量在 $10 \text{ GeV}/c^2$ 以上的暗物质粒子。2014 年, 两个实验组分别在高纯锗和液氙探测方面达到了国际水平。为推动直接探测实验及相关研究的发展, 中国于 2020 年 12 月在四川建造锦屏地下实验室, 并已在 2023 年 12 月具备初步运行条件。

第二种探测方法是间接实验。该实验基于宇宙早期暗物质遵循热退耦演化过程的假设, 假定暗物质粒子可能发生湮灭或衰变, 将宇宙中暗物质粒子湮灭或衰变的产物作为探测目标。探测方法聚焦于宇宙中暗物质密度较高的地方, 如银河系中心等星系中心, 通过测量一些反常超出量, 如伽马射线、反质子或正电子等, 来推测暗物质粒子的性质。满足这些要求的探测器有不同类型: 空气簇射阵列、切伦科夫望远镜、中微子望远镜、射电望远镜以及卫星上的粒子探测器。代表性的有中国的暗物质粒子探测卫星“悟空号”和日本的 CALET 卫星, 这两个卫星通过探测宇宙中高能(正负)电子来寻找暗物质粒子。

第三种探测方法是对撞机探测。这种探测器的原理与直接探测和间接探测很相似, 依赖于暗物质在宇宙早期可能发生衰变和湮灭的性质。不同之处在于, 对撞机探测是通过模拟宇宙早期的环境, 利用标准模型的粒子对撞来产生暗物质候选粒子。目前已有的探测设施和实验主要包括欧洲核子研究中心 (European Centre for Nuclear Research, CERN) 的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC)^[46] 和低能对撞机实验 Belle II^[47] 等。未来准备投入实验的设施包括电子-离子对撞机 (Electron-ion Collider, EIC)^[48]、中国环形正负电子对撞机 (Circular Electron Positron Collider, CEPC) 和超级质子对撞机 (Super Proton Proton Collider, SPPC)^[49] 等。

3.2 类轴子的直接探测和间接探测实验

寻找轴子和类轴子的实验, 主要依赖于它们与标准模型粒子之间的非引力相互作用^[50]。2017—2021 年, 一些实验室公布了粒子质量在 1 keV ~ 1 MeV 内, 与电子弱耦合的类轴子的限制条件^[51-53]。

暗物质候选粒子的寿命需要比宇宙年龄更长, 但存在一些类轴子, 在与电子或其他粒子耦合时, 会发生辐射并衰变成光子, 导致其寿命比宇宙年龄短。这类类轴子不能被视为暗物质候选粒子。而它们的衰变会为宇宙带来额外的相对论能量密度, 因此, 在搜索类轴子暗物质的实验中, 对与电子耦合的类轴子给出了极限范围。2022 年, Ferreira 等人^[54] 给出了不同实验中对粒子质量在 1 keV ~ 1 MeV 内, 类轴子与电子耦合的范围限制 (见图 2)。图中显示了类轴子质量 m_a 与类轴子-电子的耦合关系 g_{ae} , 深灰色区域表示寿命短于宇宙年龄的类轴子暗物质粒子的参数范围, 浅灰色区域表示通过 X 射线和伽马射线探测排除的类轴子暗物质的区域。

类轴子的直接探测实验主要集中在电子与类轴子相互作用的研究上, 或者直接探测类轴子暗物质电磁相互作用后的耦合强度和数量。这些实验适用于研究在银河系和太阳中产生的类轴子的耦合。一些实验研究轴子-核子相互作用, 其中类轴子被视为一个时间振荡的磁场, 并与核自旋耦合。通过核磁共振 (nuclear magnetic resonance, NMR) 技术进行的实验可以直接寻找轴子-核子相互作用, 并且可以限制类轴子与核子的耦合。然而, 这类实验需要具备高度的灵敏度和高自旋极化的核自旋。一些实验室在配置了新的量子传感器后, 实现了通过放大自旋来搜索类轴子暗物质粒子。例如, 在 2021 年, Jiang 等人^[55] 通过一种新的量子传感器搜索质量为 8.3 ~ 744 feV 的类轴子粒子。通过将核自旋和探测器在同一个蒸汽池中空间重叠, 有效地增强了类轴子暗物质场的相干振荡, 放大了类轴子自旋信号的探测, 提高了类轴子的探测灵敏度。宇宙轴子自旋进动实验 (cosmic axion spin precession

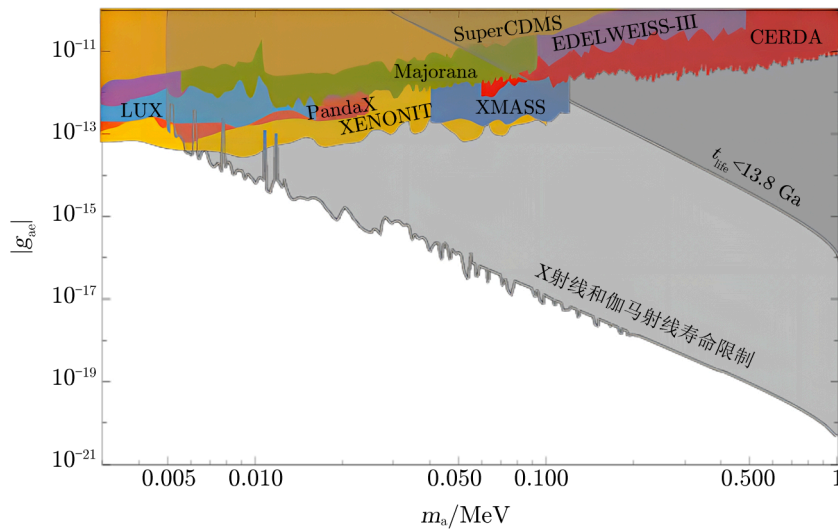


图 2 直接探测类轴粒子暗物质对耦合的限制^[54]

experiment, CASPER)^[56]采用零场到超低场核磁共振来探测质量为 $0.1 \sim 78$ feV 的类轴子。

有些探测实验致力于研究类轴子与光子的耦合，在外加磁场中，类轴子与自由光子可以相互转换。宇宙大尺度中磁场会引发类轴子与光子振荡效应，此效应可被检测到。Zhou^[57]与 Galanti 和 Roncadelli^[58]通过不同的探测来源对这一效应进行了研究，并对类轴子质量和类轴子-光子耦合参数空间进行了限制。用于探测类轴子与光子振荡的望远镜包括大型大气伽马射线成像切伦科夫望远镜 (Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes, MAGIC)^[59]，该望远镜主要用于高精度探测宇宙中距离地球较远的高能伽马射线，以研究甚高能 (very high energy, VHE) 情况下的类轴子与光子振荡，并对类轴子的参数设定了限制。类似的设施还包括切伦科夫望远镜阵 (Cherenkov Telescope Array, CTA)、高海拔宇宙线观测站 (Large High Altitude Air Shower Observatory, LHAASO)、高能宇宙辐射探测器等。

上海同步辐射设施 (Shanghai Synchrotron Radiation Facility, SSRF) 中的 SLEGS^[60, 61]，使用激光康普顿散射 (laser Compton scattering, LCS) 技术，可以在 SSRF 储存环的 3.5 GeV 电子与 CO₂ 激光器的光子之间产生高强度的伽马射线，用于寻找暗物质候选粒子，包括暗伪标量粒子 (轴子及类轴子)、暗标量粒子以及暗光子等。

3.3 玻色暗物质的对撞机探测实验

探测研究轻类轴子的方法主要为对类轴子的衰变进行探测，研究类轴子与探测器材料的散射和对规范玻色子的耦合约束等。重类轴子的探测实验，主要通过撞击型探测器，探测光散射或矢量-玻色子融合类型散射^[62-64]。

通过对撞机进行类轴子粒子的实验，主要基于粒子的质量、与标准模型粒子之间的耦合以及它们之间不同的产生过程和衰变过程进行研究。例如：(1) CERN 的 LHC

通过希格斯玻色子衰变 ($h \rightarrow aa/aZ$)、胶子与胶子之间的耦合过程 ($gg \rightarrow a$)、相关玻色子产生过程 ($pp \rightarrow \gamma a/Za/ha/Wa$), 以及其他矢量玻色子耦合过程 ($Z\gamma/ZZ/W^+W^- \rightarrow a$)等方式探测类轴子。(2) LHC 对类轴子的探测实验结果显示^[65], 类轴子与光子的耦合接近 $ga\gamma \approx 10^{-3} \text{ TeV}^{-1}$ 。当类轴子的质量 m_a 在 1 GeV~5 TeV 时, 类轴子的边界有望得到改善。(3) Belle II 对类轴子的实验^[66] (即质子或电子的束流实验: beam dump experiment, $e^+e^- \rightarrow \gamma +$ 不可见物质, 包括 $e^+e^- \rightarrow \gamma a, a \rightarrow \gamma\gamma$), 对类轴子与光子的耦合进行了限制, 范围为 1 MeV~10 GeV。

在轴子和类轴子探测方面, 对撞机仍然面临改善探测设备、粒子间碰撞概率小以及粒子质量等方面的限制。为了解决这些问题, ATLAS 和 CMS 实验组合作, 致力于对粒子衰变信号进行探测, 并试图在矢量玻色子散射 (vector boson scattering, VBS) 过程的最终状态中, 捕捉超出粒子物理标准模型的信号。2019—2022 年, 这两个合作项目都发布了关于 LHC Run 2 的测量结果的报告^[67-69], 并将类轴子与光子之间的耦合质量限制在 $6 < m_a < 100 \text{ GeV}$ 的范围内。关于电子与光子耦合的类轴子的研究, 需要借助于未来的对撞机深入探测, 例如中国计划中的 CEPC、未来环形对撞机 (Future Circular Collider, FCC-ee) 和国际直线对撞机 (International Linear Collider, ILC) 等。

在过去几年中, 一些模拟实验中观测到的玻色-爱因斯坦凝聚质量与暗晕质量之间的关系仍然需要深入研究。已知类轴子可以形成玻色-爱因斯坦凝聚, 因此在接下来的第 4 章, 我们将详细介绍 BEC-DM 模型的研究, 以及在类轴子作为暗物质候选粒子假设的前提下, 人们对部分已知的 CDM 问题的研究。

4 星系尺度上的玻色暗物质

研究暗物质模型对理解宇宙学参数、宇宙结构的形成和演化以及探测暗物质的基本性质具有重要意义。我们已经介绍了 CDM 模型存在的相关难题, 特别是在星系和星系团中的核心问题和小尺度结构形成问题。我们了解到 BEC-DM 模型和 FDM 模型可以用来解释 CDM 模型预测与观测结果不符的现象。研究星系以及星系团中暗物质的分布常用的方法包括动力学方法、天体物理观测和数值模拟等。在本章中, 我们将推导 BEC-DM 模型和 FDM 模型中暗物质的动力学方程, 并通过对这两类暗物质的研究, 解释传统 CDM 模型中存在的问题。

4.1 玻色-爱因斯坦凝聚

20 世纪 20 年代, 玻色和爱因斯坦从统计物理学的角度提出了一个观点: 在极低温且粒子间距离足够小的条件下, 多粒子玻色系统中的粒子将会凝聚在动量为 0 的最低能态上, 从而形成一种具有宏观量子特性的简并态。1994 年, Ji 和 Sin^[70] 提出暗物质可能以玻色-爱因斯坦凝聚的形式存在, 他们通过非相对论的 Gross-Pitaevskii 方程描述了这种凝聚态, 并得到了其数值解。Boehmer 和 Harko^[71] 通过引入波函数的马德隆表示, 用连续性方程和流体力学欧拉方程重新描述了 BEC-DM 动力学方程。在此模型中, 暗物质粒子被视为一种非

相对论性的玻色子气体，其压力和密度遵循标准的多变型状态方程。在研究过程中，我们令其多变指数 $n = 1$ 。

在低温条件下，BEC-DM 模型假设由轴子组成的玻色子气体将会形成类似凝聚态的结构。当玻色子气体的温度 T 低于临界温度 T_{cr} 时，其开始向凝聚态转变，在这个过程中，这些粒子将聚集在动量为 0 的最低能级态上，形成一个宏观量子态^[33]。因此，BEC-DM 模型中的暗物质粒子表现出波动性和统一性，从而有望解决 CDM 模型的一些已知问题，如星系晕尖点问题和卫星缺失问题。这种向凝聚态转变的过程表示如下：

$$T_{\text{cr}} = \frac{2\pi\hbar^2\rho_{\text{cr}}^{2/3}}{\zeta^{2/3}(3/2)m^{5/3}k_{\text{B}}} , \quad (1)$$

其中，处于凝聚态相的粒子质量用 m 表示， ρ_{cr} 为临界跃迁密度， k_{B} 为玻尔兹曼常数， ζ 为黎曼函数。一般在 T_c 温度下，玻色-爱因斯坦凝聚态相变后，暗物质粒子基本上处于基态。玻色子系统的多体哈密顿量为：

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}^+(\mathbf{r}) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{rot}}(\mathbf{r}) + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}) + \\ & \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \hat{\Psi}^+(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^+(\mathbf{r}') V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}') , \end{aligned} \quad (2)$$

其中，将 \mathbf{r} 处产生的算符和湮灭算符用 $\hat{\Psi}^+(\mathbf{r})$ 和 $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ 表示，暗物质晕旋转状态下的引力势为 V_{ext} ，该状态下的有效离心势为 $V_{\text{rot}}(\mathbf{r})$ 。在 BEC-DM 模型中，通常会假设粒子间的相互作用为短距离的，它与一个常数成正比，该常数与散射长度 a 有关，将其与狄拉克函数相乘后会有：

$$V(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = \lambda \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) , \quad (3)$$

其中 $\lambda = (4\pi a \lambda^2)/m$ 。需要引入函数 $g(|\psi(\mathbf{r}, t)|^2)$ 来表示自交互项，假设自相互作用具有二次形式，则 $g(|\psi(\mathbf{r}, t)|^2) = \frac{1}{2} \lambda |\psi(\mathbf{r}, t)|^4$ 。在海森堡表示法中，场算子的运动方程为：

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) &= [\hat{\Psi}, \hat{H}] \\ &= \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{rot}}(\mathbf{r}) + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}' \hat{\Psi}^+(\mathbf{r}', t) V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}', t) \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) . \end{aligned} \quad (4)$$

对其积分后，可得玻色-爱因斯坦凝聚主要性质，用 Gross-Pitaevskii 方程式表示为：

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{rot}}(\mathbf{r}) + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + g'(|\psi(\mathbf{r}, t)|^2) \right] \psi(\mathbf{r}, t) . \quad (5)$$

凝聚态时的数密度 ρ_n 满足 $\rho_n(\mathbf{r}, t) = |\psi(\mathbf{r}, t)|^2$ 。为进一步展开式 (5)，我们需要再引入 Madelung 表示， $\psi(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\rho_n(\mathbf{r}, t)} e^{\frac{i}{\hbar} S(\mathbf{r}, t)}$ ，并将其代入式 (5)，有：

$$\begin{aligned} \frac{i\hbar}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} &= -\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{i\hbar}{2\rho_n} \frac{\partial \rho_n}{\partial t} \frac{1}{\psi} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{rot}} + V_{\text{ext}} + g'(|\psi|^2) \right] \psi \\ &= -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{1}{2m} |\nabla S|^2 + V_{\text{rot}} + V_{\text{ext}} + g'(|\psi|^2) - \frac{i\hbar^2}{2\rho_n} (\nabla_{\rho_n} \cdot \nabla S + \rho_n \nabla^2 S) . \end{aligned} \quad (6)$$

由此, 我们可以从式 (6) 的虚部得到满足量子流体速度 $v = (\nabla S)/m$ 的连续性方程:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n v) = 0 \quad . \quad (7)$$

从实部得到满足动量守恒的欧拉方程:

$$\rho_n \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P(\rho_n) - \rho_n \nabla V_{\text{rot}} - \rho_n \nabla V_{\text{ext}} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^Q \quad , \quad (8)$$

式中 P 为热力学压力, $P(\rho) = g'(\rho/m)(\rho/m) - g(\rho/m)$, 凝聚态数密度 $\rho = \rho_n m$ 。当凝聚态中的粒子数足够大时, 量子压力项 $\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^Q$ 对能量的贡献可以忽略^[72]。假设玻色-爱因斯坦凝聚暗物质晕是静态的, 且满足刚体旋转, 可以由式 (8) 得出:

$$\nabla^2 [h(\rho) + V_{\text{rot}} + V_{\text{ext}}] = 0 \quad . \quad (9)$$

假设存在重力势满足泊松方程 $\nabla^2 V = 4\pi G\rho$, 且 $V_{\text{rot}} = V_{\text{ext}} = V = 0$, 其中 G 为引力常数, 可以得到凝聚方程:

$$\frac{1}{\rho} \nabla^2(\rho) = \frac{\lambda}{m^2} \nabla^2 \rho \quad . \quad (10)$$

当凝聚态的多元指数 $n = 1$ 时, 由式 (9) 可以表示凝聚态暗物质晕密度变化的方程:

$$\nabla^2 \rho + k^2 \left(\rho - \frac{\omega^2}{2\pi G} \right) = 0 \quad , \quad (11)$$

式中, $k = \sqrt{(4\pi G m^2)/\lambda} = \sqrt{(G m^2)/(a \hbar^2)}$ 。如果凝聚态暗物质晕是非旋转的, 则其角速度近似为零, 且在满足球面对称的前提下, 式 (11) 进一步可解为:

$$\rho(r) = A_0 \frac{\sin kr}{kr} \quad , \quad (12)$$

式中, A_0 是积分常数, 因此可通过边界条件 $\rho(R) = 0$ 得到凝聚态暗物质晕的静态半径 R :

$$R = \frac{\pi}{k} = \pi \sqrt{\frac{a \hbar^2}{G m^3}} = 1.35 \times \left(\frac{a}{10^{-17}} \right)^{1/2} \times \left(\frac{m}{10^{-36}} \right)^{-3/2} \quad . \quad (13)$$

同时可以确定中心密度 ρ_c :

$$\rho_c = A_0 = \frac{M k^3}{4\pi^2} = \frac{M}{4\pi^2} \left(\frac{G m^3}{a \hbar^2} \right)^{3/2} \quad . \quad (14)$$

粒子的半径取决于粒子的质量和散射长度, 暗物质晕的大小与其中心密度无关。我们可以通过 BEC-DM 模型的密度分布, 得到凝聚态暗物质晕的整体参数: 凝聚态暗物质晕中心密度、角速度、凝聚态暗物质晕静态半径。

4.2 模糊暗物质

对暗物质在星系尺度上的研究中, 我们已经认识到 CDM 模型在解决宇宙模型问题上的局限性。为了解决这些问题, 天文学家们提出了替代暗物质模型。其中, 类似于轴子暗物质的 FDM 模型成为一个备选方案^[31, 32]。这一模型中的暗物质候选粒子是静止质量为 $m_{22} \approx 10^{-22}$ eV 的超轻类轴子, 对应的德布罗意波长为 1 kpc, 在星系尺度上表现出波的特性。当超轻轴子处于基态能量时, 发生玻色-爱因斯坦凝聚, 因此可以在星系中心堆积, 并形成“孤子核”(soliton core)^[34]。FDM 模型既保留了 CDM 模型在大尺度结构上的特性, 又能够在小星系尺度上避免 CDM 模型无法解释的问题。

在宇宙中轴子能量密度(临界归一化)为^[73]:

$$\Omega_{\text{axion}} \approx 0.1 \left(\frac{F}{10^{17}} \right)^2 \left(\frac{m_{22}}{10^{-22}} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

其中, 轴子衰变常数 $F \approx 10^{17}$ GeV, 这表明引力对暗物质起主导作用。FDM 最初的振荡温度为:

$$T_0 \approx 0.1 \left(\frac{F}{10^{17}} \right)^2 \left(\frac{m_{22}}{10^{-22}} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

在 CDM 和 FDM 主导的宇宙中, 星系形成的差异在高红移时最显著。当引力占主导地位时, 在银河系和矮星系中, FDM 的 Jeans 尺度^[31]为:

$$r_J = \pi^{3/4} (G\rho)^{-1/4} m_{22}^{1/2}. \quad (17)$$

Jeans 尺度决定了宇宙结构形成过程中的最小尺度。在 Jeans 尺度以上, FDM 的动力学结构与 CDM 相似^[74, 75]。在这个尺度以下, 扰动是稳定的, 这种稳定性可以由不确定性原理确定。在更小的尺度上, 晕的中心存在一个长寿命的孤子核, 其性质与所在晕的质量有关。孤子质量与晕质量成正比^[76]:

$$M_{\text{soliton}} \approx 6.7 \times 10^7 \frac{10^{-22}}{m_{22}} \left(\frac{M_{\text{halo}}}{10^{10}} \right)^{1/3}. \quad (18)$$

对于足够小的质量, 在晕的中心有孤子凝聚; 在较小的质量下, 晕和子晕丰度极有可能被抑制。Veltmaat 等人^[77]和 Schive 等人^[78]在文章中提到, FDM 晕的核心并不是一个精确的孤子, 核心物体持续振荡, 并且受波干扰的影响而随机游动。考虑 Schrödinger-Poisson 方程支持标度不变量^[79], 通过数值模拟计算, 得出中心密度、中心势、半质量半径、位力速度、能量本征值和势能分别为:

$$\rho_c = \left(\frac{Gm_{22}^2}{\hbar^2} \right)^3 M^4 \rho_n, \quad \Phi_c = - \left(\frac{GMm_{22}}{\hbar} \right)^2 \phi_n, \quad r_{1/2} = \frac{\hbar^2}{GMm_{22}^2} f_n, \quad (19)$$

$$v_{\text{vir}} = \left(\frac{-W}{M} \right)^{1/2} = \frac{GMm_{22}}{\hbar} \omega_n^{1/2}, \quad E = - \left(\frac{GMm_{22}}{\hbar} \right)^2 \epsilon_n, \quad W = \frac{G^2 M^3 m_{22}^2}{\hbar^2} \omega_n. \quad (20)$$

式中, ρ_n 、 ϕ_n 、 ϵ_n 、 f_n 、 ω_n 无量纲, $\omega_n = \frac{2}{3}\epsilon_n$ 。Hui 等人在 Chavanis^[80] 工作基础上, 计算出薛定谔-泊松方程的数值解, 并罗列出特征态 n 为 0—4 时, 方程最低特征态的性质。在 $n=0$ 时, $\rho_n = 0.440 \times 10^{-2}$, $\phi_n = 0.316$; $n=1$ 时, $\rho_n = 0.180 \times 10^{-3}$, $\phi_n = 0.715 \times 10^{-2}$; 以此类推, 随着特征态的递增, 中心密度逐渐减小。因此中心密度是能级数 n 的一个强递减函数。将晕视为能量本征态的叠加, 基态 (即孤子态) $n=0$ 会是最密集的系统, 并且孤子核对晕中心周围有贡献。

研究银河系和矮星系中暗物质结构时, 普遍会选用德布罗意波长, 德布罗意波长相对康普顿长度更适用于研究暗物质晕的分布^[81]。在 FDM 模型中, 质量和德布罗意波长满足:

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{m_{22}v} = 1.92 \left(\frac{10^{-22}}{m_{22}} \right) \left(\frac{10}{v} \right) . \quad (21)$$

FDM 预测在晕中存在着干涉子结构, 即德布罗意尺度, 每个德布罗意尺度大约形成一个涡旋环。这一预测最初由 Schive 等人^[82] 在宇宙学模拟中得到证实, 并得到了许多研究小组的验证。在德布罗意波长以下, 涡旋环的分布大致呈平坦状态; 但一旦超过德布罗意波长, 涡旋环的分布将呈指数衰减。在非线性状态下, 这种干涉在坍缩晕内或周围表现得尤为明显。探测这些干涉子结构的方法有两种, 一种是通过恒星的加热和散射, 另一种是通过子结构的引力透镜效应。在星系中, 当一个德布罗意大小的颗粒穿过视线并抵达某个遥远物体时, 会导致该物体位置明显偏移。在 100 倍放大的情况下, 干涉子结构可引起约 10% 的差异^[83]。由于子晕也可能导致透镜通量异常现象, 将这一异常作为图像分离的依据进行测量, 有望区分 FDM 和传统 CDM。通过暗物质粒子的状态, 我们可以进一步区分这两者。

4.3 玻色子暗物质的研究

CDM 模型虽然适用于解释大尺度结构的形成和观测结果, 但在不大于 10 kpc 尺度范围的星系中, 该模型的预测与实际观测结果并不一致。正如前文所述, CDM 模型预测在宇宙小尺度结构中存在过于集中的暗物质密度扰动, 与观测到的现象不相符; 模型预测的矮球状星系中大质量子晕的数量远多于实际观测到的数量; 此外, CDM 模型预测的恒星速度弥散度比实际观测到的银河系卫星星系的弥散程度更大。

玻色子作为暗物质候选粒子时满足相对论性, 并且具有超小的质量。对这类候选粒子的研究过程中存在两种猜想: (1) 玻色-爱因斯坦凝聚的产生过程可能类似于轴子, 是在非热过程中产生的; (2) 当暗物质粒子处于热平衡状态时, 相对论性的玻色子可能会形成玻色爱因斯坦凝聚^[84]。

在标准的 CDM 模拟中, 最小尺度由数值限制而非物理过程确定; 而在 BEC-DM 模型中, 它们可观察的特征处于非线性状态, 整个非线性物质层次都包含在单一的数值模拟范围内。2010 年, Lee 和 Lim^[85] 利用数值模拟方法发现, BEC-DM 模型可以解释矮星系的观测性质。矮星系中存在最小长度尺度, 即 Jeans 长度, 它可以确定宇宙结构形成过程中的最小长度, 并且大于康普顿长度。在由暗物质和普通物质组成的星系中, 存在一个与特征长度尺度相对应的最小质量, 同时也证明暗晕具有稳定性。2020 年, Cracium 和 Harko^[86] 利用 SPARC 数据 (spitzer photometry and accurate rotation curves, SPARC)^[87] 中的 173 个星

系, 研究 BEC-DM 模型在星系观测数据中拟合的旋转曲线性质, 以预测暗物质在星系中的密度分布。研究表明, BEC-DM 模型在 SPARC 观测数据中能够较好地拟合旋转曲线。对于 BEC-DM 模型的研究结果显示, 星系距离与暗物质晕的静态半径和凝聚态暗物质晕的总质量之间存在较弱的相关性; 星系中的暗物质密度数值与星系的距离、质光比、倾角等观测数据之间则没有明显的相关性。对于自然界中可能存在 BEC-DM 的证明, 在很大程度上取决于星系旋转曲线观测数据点数量的显著增加, 以及它们的精度。

在标准模型中, 小质量的暗物质晕相对于大质量的暗物质晕更均匀分布, 并且小质量晕通常位于大质量晕附近。而在 FDM 模型中呈现的情况是, 小质量物体的丰度在大质量物体附近下降; 导致这种现象的原因是, 小质量的暗物质晕内部密度较低, 在与比它们质量大的物体相遇时容易受到潮汐作用而被粉碎。2017 年, Hui 等人^[73]提出了 FDM 模型在银河系以及邻近星系中所满足的天体物理学性质。例如, FDM 模型在低表面亮度盘状星系的密度分布中存在核心; 矮星系周围不存在质量小于 $10^7(m^{-22}\text{eV})^{-3/2}M_{\odot}$ 的暗物质晕; FDM 模型假设星系中心存在孤子核, 在孤子核半径处过渡到星系边缘, 并在孤子核之外满足 NFW 密度分布。然而, 由于潮汐场的干扰, FDM 模型预测的小质量晕数量比 CDM 模型的预测要少得多。此外, FDM 模型在不依赖于星系中重子贡献的情况下, 能够解释“卫星星系缺失”问题。部分研究表明^[88], FDM 晕具有从高激发态弛豫到孤子态的特性, 这可以用来解释黑洞合并的抑制、星盘增厚以及暗物质晕碰撞中的孤子干涉等现象。2021 年, Hayashi 等人^[89]选取了 18 个超弱矮星系 (ultrafaint dwarf galaxies, UFD) 的观测数据进行理论分析, 结果显示, 星系内部产生的孤子核的质量范围与 FDM 模型预测的质量范围在 $10^{-22} \sim 10^{-21}$ eV 之间相符。

5 总结

FDM 模型中的暗物质粒子具有波动和特征长度尺度, 这可能为解释星系演化过程中观测数据与理论预测不一致的问题提供解决方案。对 BEC-DM 模型的研究可以帮助我们更深入理解暗物质的性质、宇宙小尺度结构的形成过程以及暗物质密度分布的演化。如果用标准 CDM 模型进行数值模拟, 星系中所有重子物质的贡献足以在星系中心形成核密度分布, 那就无需设定新的理论模型或者假设星系中存在暗物质晕形成的中心核。如果数值模拟结果仍然呈现类似 NFW 分布, 那么 BEC-DM 模型和 FDM 模型可能为小尺度结构的形成以及星系中观测到的中心核结构提供合理的物理解释。

虽然对玻色暗物质粒子的研究可以为 CDM 模型在星系小尺度结构中面临的难题提供解决方案, 但是关于 BEC-DM 模型研究结果目前还不能提供其粒子质量的精确预测。然而, FDM 模型对暗物质候选粒子质量有一定的限制, 一般约为 10^{-22} eV 的超轻类轴子。此外, FDM 模型受到 Lyman- α forest 观测限制, 其质量被限制在 $m > 2 \times 10^{-20}$ eV^[90], 这同时也影响了标准 CDM 模型中小尺度问题的质量范围。在对星系性质的研究中, 这类暗物质粒子在星系中的分布会受到暗物质粒子散射长度和暗物质粒子质量这两个基本物理参数的影

响。其中, FDM 模型还需要进一步的研究, 包括波干扰子结构作为通量异常的额外来源的情况^[91]。如果星系中存在波和粒子暗物质的混合物, 或者不同质量的暗物质粒子的混合物, 这将对星系暗物质晕的子结构带来更深远的影响, 这些问题有待天文学家的进一步研究。

参考文献:

- [1] Kneib J P, Natarajan P. *Astron Astrophys Rev*, 2011, 19: 47
- [2] Chudaykin A, Gorbunov D, Tkachev I. *Phys Rev D*, 2016, 94(2): 023528
- [3] Byram E T, Chubb T A, Friedman H. *Science*, 1966, 152(3718): 66
- [4] Rubin V C, Ford Jr W K. *ApJ*, 1970, 159: 379
- [5] Fabricant D, Lecar M, Gorenstein P. *ApJ*, 1980, 241: 552
- [6] Freese K. *EAS Publ Ser*, 2009, 36: 113
- [7] Zwicky F. *Helvetica Physica Acta*, 1993, 6: 110
- [8] Smith S. *ApJ*, 1936, 83: 23
- [9] Roberts M S, Rots A H. *A&A*, 1973, 26: 483
- [10] Zwicky F. *ApJ*, 1937, 86: 217
- [11] Ostriker J P, Peebles P J E. *ApJ*, 1973, 186: 467
- [12] Peterson C J, Rubin V C, Ford J W K, et al. *ApJ*, 1978, 226: 770
- [13] Bertone G, Hooper D. *Rev Mod Phys*, 2018, 90(4): 045002
- [14] Del P A. *Int J Mod Phys D*, 2014, 23(3): 1430005
- [15] Navarro J F, Frenk C S, White S D M. *ApJ*, 1996, 462: 563
- [16] Zhao H S. *MNRAS*, 1996, 278(2): 488
- [17] Einasto J. *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata*, 1965, 5: 87
- [18] Burkert A. *ApJ*, 1995, 447: L25
- [19] Ostriker J P, Steinhardt P. *Science*, 2003, 300(5627): 1909
- [20] Aramaki T, Boggs S, Bufalino S, et al. *Phys Rep*, 2016, 618: 1
- [21] Yunis R, Argüelles C R, Mavromatos N E, et al. *Phys Dark Universe*, 2020, 30: 100699
- [22] Chang L J, Necib L. *MNRAS*, 2021, 507(4): 4715
- [23] Zornoza J D. *Universe*, 2021, 7(11): 415
- [24] Davis M, Efstathiou G, Frenk C S, et al. *ApJ*, 1985, 292: 371
- [25] Planck Collaboration, Ade R A R, Aghanim N, et al. *A&A*, 2016, 594: A13
- [26] Cyburt R H, Fields B D, Olive K A, et al. *Rev Mod Phys*, 2016, 88(1): 015004
- [27] Genina A, Benítez-Llambay A, Frenk C S, et al. *MNRAS*, 2018, 474(1): 1398
- [28] Vogelsberger M, ús Zavala J, Cyr-Racine F Y, et al. *MNRAS*, 2016, 460(2): 1399
- [29] Hu W, Barkana R, Gruzinov A. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(6): 1158
- [30] Spergel D N, Steinhardt P J. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(17): 3760
- [31] Robles V H, Kelley T, Bullock J S, et al. *MNRAS*, 2019, 490(2): 2117
- [32] Harko T. *J Cosmol Astropart Phys*, 2021, 2011(5): 022
- [33] Zhang X, Chan M H, Harko T, et al. *Eur Phys J C*, 2018, 78(4): 346
- [34] Crăciun M, Harko T. *Eur Phys J C*, 2020, 80(8): 735
- [35] Hartman S T H, Winther H A, Mota D F. *A&A*, 2022, 666: A95
- [36] Fan J. *Phys Dark Universe*, 2016, 14: 84
- [37] Galanti G, Roncadelli M. *Universe*, 2022, 8(5): 253
- [38] Hui L. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2021, 59: 247
- [39] Adhikari R, Agostini M, Ky N A, et al. *J Cosmol Astropart Phys*, 2017, 1: 025
- [40] Pérez de los Heros C. *arXiv:2001.06193*, <https://doi.org/10.48550, 2020>

- [41] Boyarsky A, Drewes M, Lasserre T, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 2019, 104: 1
- [42] Holdom B. *Phys Lett B*, 1986, 166(2): 196
- [43] Wang S, Fu C, Dai D C, et al. *Chinese Phys C*, 2021, 45(9): 093001
- [44] Jiang H, Jia L P, Yue Q, et al. *Phys Rev Lett*, 2018, 120(24): 241301
- [45] Wang Q, Abdukerim A, Chen W, et al. *Chinese Phys C*, 2020, 44(12): 125001
- [46] Baldenegro C, Fichet S, von Gersdorff G, et al. *J High Energy Phys*, 2018, 6: 131
- [47] Abudínén F, Adachi I, Aihara H, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 125(16): 161806
- [48] Liu Y, Yan B. *Chinese Phys C*, 2023, 47(4): 043113
- [49] Gao J. *Int J Mod Phys A*, 2021, 36(22): 2142005
- [50] Irastorza I G, Redondo J. *Prog Part Nucl Phys*, 2018, 102: 89
- [51] Abgrall N, Arnquist I J, Avignone F T, et al. *Phys Rev Lett*, 2017, 118(16): 161801
- [52] Aralis T, Aramaki T, Arnquist I J, et al. *Phys Rev D*, 2020, 101(5): 052008
- [53] Gramolin A V, Aybas D, Johnson D, et al. *Nat Phys*, 2021, 17(1): 79
- [54] Ferreira R Z, Marsh M C D, Müller E. *Phys Rev Lett*, 2022, 128(22): 221302
- [55] Jiang M, Su H, Garcon A, et al. *Nat Phys*, 2021, 17(12): 1402
- [56] Garcon A, Blanchard J W, Centers G P, et al. *Sci Asia*, 2019, 5(10): eaax4539
- [57] Zhou J, Wang Z, Huang F, et al. *Journal of clinical & anatomic pathology*, 2021, 8: 007
- [58] Galanti G, Roncadelli M. *Phys Rev D*, 2018, 98(4): 043018
- [59] Acciari V A, Ansoldi S, Antonelli L A, et al. *MNRAS*, 2019, 486(3): 4233
- [60] Luo W, Xu W, Pan Q Y, et al. *Applied Physics B*, 2010, 101(4): 761.
- [61] Wang S, Fu C, Dai D C, et al. *Chinese Phys C*, 2021, 45(9): 093001
- [62] Aad G, Abbott B, Abdallah J, et al. *Eur Phys J C*, 2016, 76(4): 210
- [63] Aaboud M, Aad G, Abbott B, et al. *Nat Phys*, 2017, 13(9): 852
- [64] Knapen S, Lin T, Lou H K, et al. *Phys Rev Lett*, 2017, 118(17): 171801
- [65] d'Enterria D. arXiv:2102.08971, <https://doi.org/10.48550/2021>
- [66] Abudínén F, Adachi I, Aihara H, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 125(15): 161806
- [67] Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. *Eur Phys J C*, 2019, 79: 280
- [68] Gavela M B, No J M, Sanz V, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 124(5): 051802
- [69] Bonilla J, Brivio I, Machado-Rodríguez J, et al. *J High Energy Phys*, 2022, 6: 113
- [70] Ji S U, Sin S J. *Phys Rev D*, 1994, 50(6): 3655
- [71] Boehmer C G, Harko T. *J Cosmol Astropart Phys*, 2007, 06: 025
- [72] Pethick C J, Smith H. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge: Cambridge University Press, 2008: 1
- [73] Hui L, Ostriker J P, Tremaine S, et al. *Phys Rev D*, 2017, 95: 043541
- [74] Bar N, Blas D, Blum K, et al. *Phys Rev D*, 2018, 98(8): 083027
- [75] Chen S R, Schive H Y, Chiueh T. *MNRAS*, 2017, 468(2): 1338
- [76] Kopp M, Vattis K, Skordis C. *Phys Rev D*, 2017, 96(12): 123532
- [77] Veltmaat J, Niemeyer J C, Schwabe B. *Phys Rev D*, 2018, 98: 043509
- [78] Schive H Y, Chiueh T, Broadhurst T. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 201301
- [79] Mocz P, Lancaster L, Fialkov A, et al. *Phys Rev D*, 2018, 97(8): 083519
- [80] Chavanis P H. *Phys Rev D*, 2011, 84(4): 043531
- [81] Lee J W, Koh I G. *Phys Rev D*, 1996, 53(4): 2236
- [82] Schive H Y, Chiueh T, Broadhurst T. *Nat Phys*, 2014, 10(7): 496
- [83] Hui L, Joyce A, Landry M J, et al. *J Cosmol Astropart Phys*, 2021, 01: 011
- [84] Ferrer F, Grifols J A. *J Cosmol Astropart Phys*, 2004, 12: 012
- [85] Lee J W, Lim S. *J Cosmol Astropart Phys*, 2010, 01: 007
- [86] Crăciun M, Harko T. *Eur Phys J C*, 2020, 80(8): 735
- [87] Lelli F, McGaugh S S, Schombert J M. *AJ*, 2016, 152(6): 157
- [88] Zatrimeylov K. arXiv:2108.13350, <https://doi.org/10.48550/2021>

- [89] Hayashi K, Ferreira E G M, Chan H Y J. *Astrophys J Lett*, 2021, 912(1): L3
[90] Rogers K K, Peiris H V. *Phys Rev Lett*, 2021, 126(7): 071302
[91] Chan J H H, Schive H Y, Wong S K, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 125(11): 111102

Research Progresses on Galactic Scale Boson Dark Matter

ALI Xahyda^{1,2}, TANG Yu-hang^{2,3}, YANG Shu-yin^{2,3},
IMINNIYAZ Hoernisa¹, YANG Xiao-feng^{2,4}

(1. School of Physical Science and Technology, Xinjiang University, Urumqi 830046, China; 2. Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011, China; 3. School of Physics and Astronomy, China West Normal University, Nanchong 637000, China; 4. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: In the past years, the cold dark matter (CDM) model has been extensively studied and provided a theoretical frameworks which offers an excellent explanation for several issues related to galaxies and the large-scale structure of universe. However, there are few challenges currently from observational phenomena in small scale with galaxies in the CDM model's frameworks. Alternative approaches to the CDM model have been proposed and obtained some considerable attention. These progresses include the Bose-Einstein condensate dark matter (BEC-DM) model and the fuzzy dark matter (FDM) model. In BEC-DM model, dark matter particles are assumed to be a kind of boson in a macroscopic quantum state. On the other hand, the FDM model describes the dark matter as a particle which has wave-like properties and assumes its mass is smaller. Studies on these two theoretical models help us to understand the effects of different theoretical models on the density distribution and related properties of galaxies. This paper reviews the historical developments of dark matter research, introduces several dark matter particle candidates and their detection methods. Particularly, we present a detailed review on detection experiments for axion-like particles.

Key words: Bose-Einstein condensate dark matter model; fuzzy dark matter model; cold dark matter model; axion-like particle