

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.03.03

WIMP 暗物质模型的研究进展

何 钰, 林文斌

(西南交通大学 物理科学与技术学院, 成都 610031)

摘要: 带有暗能量、具有标度不变的绝热原初扰动功率谱的冷暗物质宇宙学模型被视为标准冷暗物质宇宙学模型 (Λ CDM 模型)。弱相互作用重粒子 (WIMPs) 成为暗物质的强劲候选者。很多标准模型的扩展模型可以很自然地构造出弱相互作用的大质量粒子。暗物质剩余丰度的标准计算表明, WIMP 粒子自然满足 $\Omega_{\text{DM}}h^2 \approx 0.11$ 的天文观测。WIMP 粒子的质量较大, 运动速度相对缓慢, 容易聚集成团, 基于 WIMPs 暗物质模型的数值模拟结果符合对宇宙大尺度结构的观测结果。就实验而言, 目前关于暗物质的加速器或非加速器的直接/间接探测, 很多都是针对 WIMP 粒子设计的。因此, 基于 WIMPs 的冷暗物质模型受到了广泛重视。但 Λ CDM 宇宙学模型描述 Mpc 以下的小尺度结构时, 遇到了比较严重的问题。为了缓解小尺度上出现的问题, 提出不同的暗物质模型, 但目前并没有确切证据足以排除冷暗物质模型。介绍了基于 WIMPs 的暗物质模型的研究进展, 如 WIMPs 奇迹、数值模拟、小尺度问题、直接/间接探测, 并分析了关于暗物质“冷”、“热”、“温”的区分依据, 以及阐述了该领域未来的研究方向。

关键词: 暗物质; 弱相互作用重粒子; 剩余丰度; 自由流动尺度

中图分类号: P159.3

文献标识码: A

1 引 言

在过去的 10 多年, 由于有 WMAP 卫星^[1]对宇宙微波背景辐射 (CMB) 的精确测量, 斯隆数字化巡天 (SDSS)^[2]对大尺度结构的观测, 以及更大样本的超新星^[3]等的观测, 宇宙学研究进入了精确宇宙学时代。带有暗能量、具有标度不变的绝热原初扰动功率谱的冷暗物质 (CDM) 宇宙学模型较为成功地解释了观测到的宇宙大尺度结构, 且预言的宇宙结构的成团图景也在很大程度上与观测相符合, 因此该模型被视为标准冷暗物质宇宙学模型 (Λ CDM)。

Λ CDM 宇宙学模型中占主导的暗物质究竟是什么粒子呢? 被广泛接受的是弱相互作用重粒子 (WIMPs)。我们将介绍关于 WIMP 暗物质模型的研究进展, 从而了解为什么 WIMPs 成为了冷暗物质的强劲候选者。

收稿日期: 2015-10-16; 修回日期: 2016-04-01

资助项目: 国家自然科学基金 (11503021); 科技创新项目 (2682015CX063)

通讯作者: 何钰, heyujy@swjtu.cn

不同的暗物质模型会产生不同的微波背景涨落,影响宇宙结构的形成和演化。尽管 Λ CDM 宇宙学模型成功地解释了大尺度结构形成和演化,但在小尺度方面却不能与天文/宇宙学观测相符合。建立与观测自洽的基于暗物质的宇宙学模型一直都是宇宙学极具吸引力的研究领域。其中,暗物质成为当前宇宙学的研究热点,这对于理解宇宙的物质分布和演化具有重要的意义,对于理解暗物质的本质以及暗物质的直接/间接探测也具有重要意义。

2 弱相互作用重粒子 WIMPs

由于在粒子物理的标准模型中,不能提供一种基本粒子来构成暗物质的主要部分,且由于暗物质粒子与标准模型粒子相互作用很弱,造成直接探测的困难,使得我们对暗物质本质几乎一无所知,甚至对其质量的认知,都存在几十个数量级的不确定性。

有意思的是,物理学家为了解决标准模型中的规范等级问题、强 CP 问题、宇称破缺问题等,构造了很多所谓的超出标准模型的新物理模型^[4-7],例如:超对称模型、额外维模型、轴子模型等。如同“买一送一”,这些模型往往包含一种稳定的、中性的新粒子,其可以作为暗物质候选者。一般情况下,只要物理模型中具有一个分立对称性,那么在该对称性下荷为奇数的最轻的粒子肯定是稳定粒子。若该粒子不带电荷和色荷,则它就满足暗物质要求。

超对称模型所提供的超对称粒子,成为了暗物质的热门候选者。超对称是不同自旋粒子间的对称性,如果这一对称性存在,则每个已知粒子都有超对称伴子(也称为 sparticles)。标准模型粒子和它们的超对称伴子具有不同的 R 宇称,因此不能相互转化。具有最小质量的超对称粒子可以稳定存在,如果这个粒子是中性的,就可以作为暗物质粒子候选者。可以是 Higgs 玻色子的超对称伴子,也可以是光子或 Z 规范玻色子的超对称伴子,或者是上述粒子的量子力学线性叠加态,也可以是引力子的超对称伴子。其中,最著名的弱相互作用重粒子 WIMPs 是超对称理论中最轻的超对称伴子,是 Higgs 玻色子的超对称伴子、光子的超对称伴子、Z 规范玻色子的超对称伴子的量子力学线性叠加态,这就是所谓的中性超对称粒子,即中性伴随子。作为暗物质候选者,WIMP 粒子有一些很好的性质:只参与弱作用和引力作用;其质量是超对称破缺能标 (TeV) 的量级;退耦时为非相对论运动,被视为冷暗物质。一般认为其质量范围为 $10 \text{ GeV} \sim 1 \text{ TeV}$,其典型质量为 100 GeV 。

在基于 WIMP 暗物质的 Λ CDM 宇宙学模型中,WIMP 暗物质的剩余丰度与今天观测到的暗物质密度一致;在 Λ CDM 宇宙学模型中,宇宙结构形成是“自下而上”的方式,这种结构形成的图景在星系以上的尺度,即 $1 \sim 1000 \text{ Mpc}$ 范围内与观测基本相符。因此,以中性伴随子为代表的 WIMP 粒子成为了暗物质的强劲候选者。

2.1 WIMPs 奇迹

“WIMPs 奇迹”增强了物理学家对 WIMP 粒子作为暗物质候选者的信心。什么是“WIMPs 奇迹”?WIMP 粒子作为一种弱相互作用的粒子,其丰度来源于热力学退耦,我们把这种粒子的产生机制理解为热产生的。研究表明,如果暗物质的相互作用强度和质量的电弱能标附近,就能自然地解释宇宙中的暗物质丰度。在 WIMP 暗物质丰度的计算中,各种

物理量 (如 CMB 温度、哈勃常数、普朗克常数等) 的偶然相消, 导致了最后要求的暗物质质量在电弱质量标度附近, 而 WIMP 粒子的质量也正好在电弱质量标度附近。WIMP 暗物质的剩余丰度与今天宇宙学观测所得到的暗物质密度一致, 这就被称为 WIMPs 奇迹。

接下来我们基于 WIMP 暗物质模型, 介绍暗物质粒子的退耦过程, 并给出暗物质剩余丰度的标准计算。以下讨论和计算主要基于 Kolb 等人的工作^[8-10]。

假设稳定的暗物质粒子为 χ 。宇宙的早期温度很高, 暗物质粒子 χ 和宇宙中的其他粒子 l (标准模型粒子) 处在热平衡状态, 相互之间可以转换, 即此时 $T \gg m_\chi$, $l + \bar{l} \leftrightarrow \chi + \bar{\chi}$ (在许多情况下, 粒子视为 Majorana 粒子, 即 $\chi = \bar{\chi}$)。随着宇宙温度不断降低, 暗物质间相互作用的速度越来越慢。当暗物质粒子参与相互作用的速度小于宇宙的膨胀速度时, 暗物质粒子就退出热平衡, 这就是退耦过程。暗物质的密度就从退耦的时候一直保持到今天。宇宙以这种方式留下了确定丰度的 WIMP 粒子。这种机制遗留下来的暗物质成为热遗迹, 视为热产生的暗物质。

某种粒子在相空间的分布函数 $f(\mathbf{p}, \mathbf{x})$ 的演化由玻尔兹曼方程确定, 可写成:

$$L[f] = C[f] \quad , \quad (1)$$

这里 L 是 Liouville 算子; C 是碰撞算子, 描述了粒子间的相互作用。

经过一些处理, 式 (1) 可写成关于暗物质粒子数密度 n_χ 的方程。在热平衡时, 暗物质粒子在共动体积 a^3 里的湮灭率为 $n_\chi a^3 \times n_\chi \langle \sigma v \rangle$, 这里 $\langle \sigma v \rangle$ 是暗物质粒子的湮灭截面乘以相对速度的热力学平均。处于热平衡, 意味着粒子的成对产生和粒子的湮灭是平衡的, 即在热平衡时粒子产生率为 $n_{\chi, \text{eq}}^2 a^3 \langle \sigma v \rangle$ 。 n_χ 满足玻尔兹曼方程:

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle \sigma v \rangle (n_\chi^2 - n_{\chi, \text{eq}}^2) \quad , \quad (2)$$

H 是哈勃常数, $n_{\chi, \text{eq}}$ 是热平衡时的数密度。上式右边第一项表示由于粒子湮灭而稀释 ($\chi + \chi \rightarrow l + \bar{l}$), 第二项表示粒子从热平衡中产生 ($l + \bar{l} \rightarrow \chi + \chi$)。

在 $T \gg m_\chi$ 时, 此时粒子为相对论性的, 有 $n_{\chi, \text{eq}} \propto T^3$, 由于 $T \propto 1/a$, 上式的后两项取消, 粒子的数密度决定于宇宙膨胀。

当 $T < m_\chi$ 时, 粒子成为非相对论性的。可得到质量为 m_χ 的粒子在温度 T 下的分布为 Maxwell-Boltzmann 近似分布, 即:

$$n_{\chi, \text{eq}} = g \left(\frac{m_\chi T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m_\chi/T} \quad . \quad (3)$$

可见当 $T < m_\chi$ 时, $\chi + \chi \rightarrow l + \bar{l}$, 上式中的 e 指数压低, 开始做出贡献, 此时 $n_{\chi, \text{eq}} \propto e^{-m_\chi/T}$, 粒子的数密度由于宇宙膨胀和粒子湮灭而迅速降低。当宇宙的膨胀速度 H 大于粒子湮灭率 $\Gamma = n_\chi \langle \sigma v \rangle$, 即 $H \geq \Gamma$, 粒子开始退耦。单位共动体积内的粒子数为:

$$\frac{n_\chi}{s} = \frac{H}{s \langle \sigma v \rangle} \Big|_{T=T_F} \quad , \quad (4)$$

T_F 表示粒子退耦时宇宙的温度。引入新的变量:

$$Y \equiv \frac{n_\chi}{s}, \quad Y_{\text{eq}} \equiv \frac{n_{\chi,\text{eq}}}{s}. \quad (5)$$

这里 s 是熵密度,

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_* T^3 \propto 1/a^3, \quad (6)$$

其中 g_* 是熵密度中有效自由度的数目。虽然宇宙在膨胀,但是要求每共动体积内熵守恒,即 $sa^3 = \text{常数}$,这就给出了约束:

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = s \frac{dY}{dt}. \quad (7)$$

联立式 (2) 和 (7), 并定义新的变量 $x \equiv m_\chi/T$, 则有,

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{\langle\sigma v\rangle s}{Hx} (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2). \quad (8)$$

关于式 (8) 的求解, 可参见 Kolb 等人的工作^[8-10]。

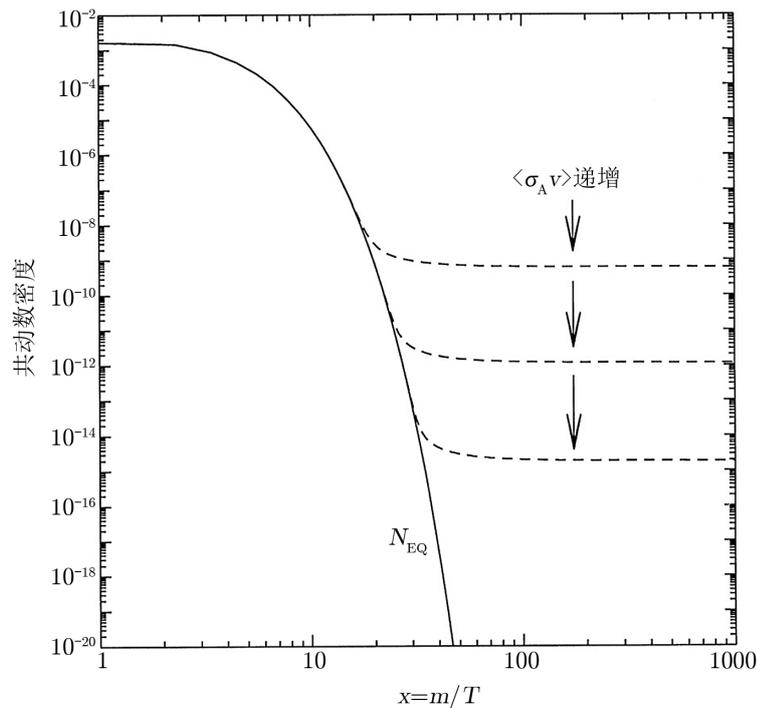
通过量纲分析, 得到目前的暗物质密度为:

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle}. \quad (9)$$

式 (9) 是 WIMPs 的剩余丰度与湮灭截面的关系。 $\Omega_\chi \equiv \rho_\chi/\rho_c$ 是目前暗物质的密度与宇宙临界密度的比值, 目前的临界密度 $\rho_c = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} = 1.05 \times 10^{-5} h^2 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$; 无量纲的哈勃常数的观测值 $h = 0.72 \pm 0.05$ 。这个结论相当有意思。对于暗物质粒子热遗迹的测量并不需要超越标准模型的物理理论, 也毋需了解退耦前的宇宙演化; 暗物质粒子的丰度不依赖于暗物质粒子的质量, 仅决定于粒子的湮灭截面和退耦温度。对式 (8) 数值积分的结果如图 1 所示^[11]。可以看到 x 很小时, 暗物质的共动数密度是指数降低的, Y 与 Y_{eq} 基本重合; 当 $x \approx 20$ 时, Y 开始显著偏离 Y_{eq} 并很快趋近于常数, 这正是其在解析近似中所期待的解的行为; 而且湮灭截面越大, WIMP 粒子处于平衡态时间越长, 剩余丰度就越小。

为什么我们认为暗物质粒子是 WIMPs 呢? 式 (9) 是暗物质粒子稳定存在的条件, $\Omega_\chi < 1$, 要求暗物质粒子的湮灭截面约为 10^{-9} GeV^{-2} ($1 \text{ GeV}^{-2} = 3.89 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 = 3.89 \times 10^8 \text{ picobarns(pb)}$)。在暗物质粒子退耦时, 可认为其速度可以和光速相比拟。湮灭截面 $\sigma \propto \alpha^2/m_\chi^2$, 所以对于质量 m_χ 在 $\mathcal{O}(10^2 \text{ GeV})$ 量级的暗物质粒子, 要求耦合常数 α 为 $\mathcal{O}(0.01)$ 量级, 这是弱作用耦合常数。如果是强耦合常数 $\alpha \simeq 1$, 则不能满足式 (9) 的要求; 换言之, 如果 α 为弱相互作用的规范耦合, 而暗物质质量 m_χ 在 $\mathcal{O}(10^2 \text{ GeV})$ 这个量级, 则刚好满足精确宇宙学的观测结果 ($\Omega_{\text{DM}} h^2 \approx 0.11$)。这预示着暗物质主要通过弱相互作用和标准模型粒子耦合。所以弱相互作用重粒子成为最热门的“冷暗物质”的候选者。WIMPs 自然满足 $\Omega_{\text{DM}} h^2 \approx 0.11$ 的实验观测, 被称为“WIMPs 奇迹”。

这里分析的 WIMP 粒子的湮灭截面, 如式 (9) 所示, 仅来自于对今天暗物质密度的观测, 与 WIMP 粒子质量并没关系。但更精确的计算表明^[12], 在 $m_\chi < 10 \text{ GeV}$ 范围, 湮灭截面与质量强相关, 当 $m_\chi \approx 0.3 \text{ GeV}$ 时, $\langle\sigma v\rangle \approx 5.2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; 在 $m_\chi > 10 \text{ GeV}$ 范围, 湮灭截面与质量弱相关, 当 $m_\chi \approx 10 \text{ GeV}$ 时, $\langle\sigma v\rangle \approx 2.2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 。



注: 实际丰度 (虚线) 与平衡态丰度 (实线) 随 x 的演化。可见 WIMPs 的数密度随着湮灭截面的增大而减小。

图 1 WIMPs 的共动数密度的演化^[11]

2.2 基于 WIMP 暗物质的 Λ CDM 宇宙学模型

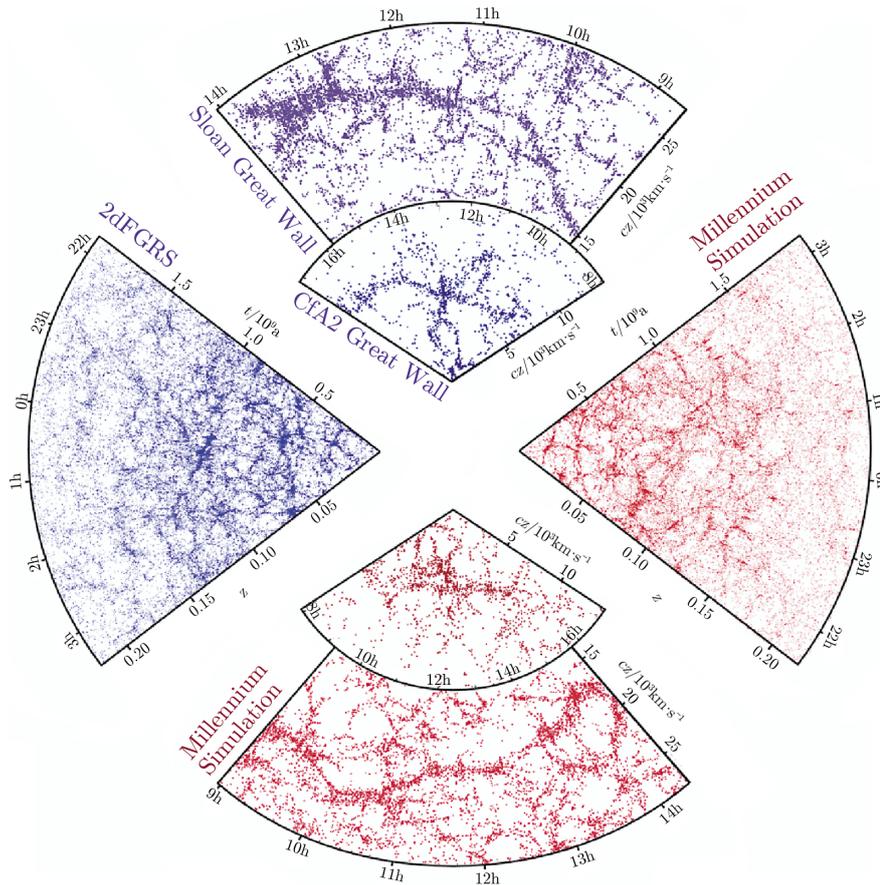
前面我们更多的是从粒子物理角度去探索暗物质的本质。事实上, 对暗物质基本特性的研究, 天文学家进行得更深入。通过天文观测来推测暗物质的基本性质, 这种方法巧妙、经济, 有时会达到事半功倍的效果。

通过星系旋转曲线、引力透镜、星系团 X 射线等的大量观测, 特别是宇宙大尺度巡天计划的顺利实施, 人们对于不同宇宙尺度下暗物质的空间分布有了较为准确的了解, 也知道了宇宙结构的成团图景。由于产生机制不同, 不同的暗物质, 具有不同的速度和不同的自由流动尺度; 暗物质粒子之间、暗物质粒子与其他粒子之间有不同的作用, 这都会大大影响暗物质的空间分布和宇宙各尺度结构的分布和演化。所以冷暗物质、热暗物质、温暗物质的空间分布不同, 甚至标准无碰撞冷暗物质与有自相互作用的冷暗物质的分布也很不一样, 这正是用天文学方法限定暗物质基本属性的特色。

2.2.1 Λ CDM 宇宙学模型的成功

通过将观测数据和理论分析进行比较, 人们基于 WIMP 暗物质建立了 Λ CDM 宇宙学标准模型。在 Λ CDM 宇宙学模型中, 演化的结果是小尺度上有较大的扰动功率, 即成团先从小质量开始, 然后通过引力作用逐渐形成越来越大的结构, 即所谓的等级式成团模式, 也称为自下而上 (bottom-up) 的成团模式。在 Λ CDM 宇宙学模型下, 对宇宙的大尺度结构进行数

值模拟和分析,得到图 2、图 3 所示的模拟结果。



注: Springel 等人^[13]在 Λ CDM 宇宙学模型下,对宇宙大尺度结构的形成和演化进行了大规模数值模拟。将 2dFGRS^[15]、SDSS^[16]、CfA^[17]等宇宙大尺度结构巡天观测结果,与 Springel 等人^[14]的数值模拟(Millennium 模拟)结果进行比较:左侧图是 2dFGRS 的观测结果,右侧图是同样尺度内的数值模拟结果;上边的图是 SDSS 和 CfA 的观测结果,下边的图是数值模拟的结果。

图 2 在 Λ CDM 宇宙学模型下,宇宙大尺度结构的数值模拟与观测的比较^[14]

图 2 中右侧、下边两幅图是在 Λ CDM 模型下宇宙结构的演化结果:图示为暗物质的空间分布,可见形成了由带(ribbons)、丝(filaments)和空洞(voids)组成的宇宙网(cosmic web)。这与左侧、上边两幅图对星系分布的观测结果是一致的,星系、星系群、星系团形成了同样的宇宙网。Tegmark 等人^[18]给出了在 Λ CDM 模型下物质扰动的功率谱,如图 3,在 $1 \sim 1000$ Mpc 范围内与由 CMB、SDSS、弱引力透镜和类星体 Lyman- α forest 等观测结果得到的功率谱是一致的。

结果表明, Λ CDM 宇宙学模型在描述宇宙大尺度结构上是非常成功的。这极大巩固了该模型作为标准模型的地位;同时肯定了暗物质粒子应是“冷”的粒子,排除了热暗物质(如中微子)作为暗物质候选者的可能。这一源自天文观测而得到的“冷暗物质”模型,也一直是指

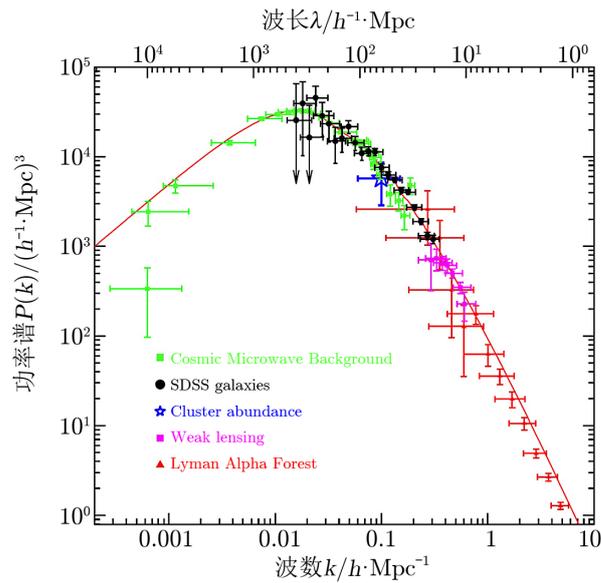


图 3 基于 Λ CDM 宇宙学模型的物质功率谱与观测数据的比较^[18]

导粒子物理学家构造暗物质模型的重要依据之一。

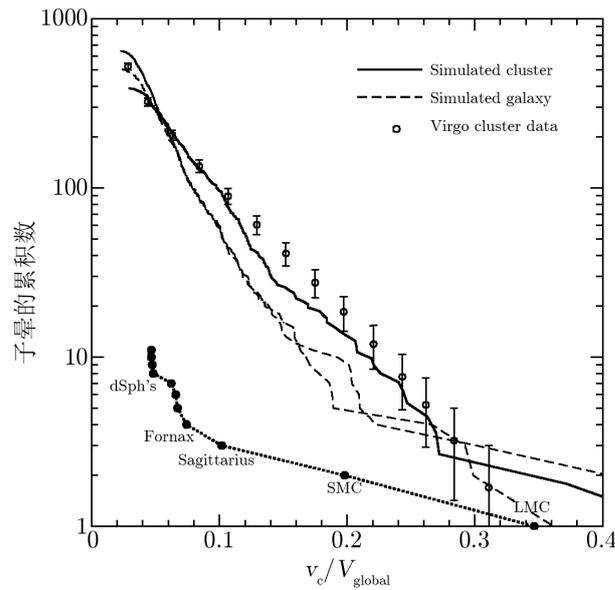
2.2.2 Λ CDM 宇宙学模型的小尺度问题

虽然 Λ CDM 宇宙学模型在大尺度上取得了巨大的成功,但近年来人们发现,该模型在描述 Mpc 以下的小尺度结构(即星系、亚星系等尺度)时,遇到了比较严重的问题。这预示着我们必须重新审视 Λ CDM 宇宙学模型以及数值模拟的可靠性,甚至对标准 CDM 模型作出重大修改。 Λ CDM 宇宙学模型所面临的问题也被称为“小尺度危机”(small-scale crisis),可归结为以下两个主要问题。

(1) 暗晕的卫星星系问题

暗晕的卫星星系问题,也称为子结构问题。 Λ CDM 宇宙学模型的数值模拟显示,一个大的暗晕中存在着大量的小暗晕(或称为子晕、子结构)^[19-23],这是“自下而上”的成团模式的结果。

Moore 等人^[19]和 Klypin 等人^[20]给出了模拟结果与观测的对比:在星系团尺度($10^{13} M_{\odot} \sim 10^{15} M_{\odot}$)的暗晕内,预言的子晕数目和观测到的卫星星系数目是符合的;但星系尺度(约 $10^{12} M_{\odot}$)的暗晕的模拟结果显示,旋转速度大于 Draco、Ursa-Minor 矮星系的子晕(质量大于 $10^7 M_{\odot}$)大约有 500 个,而实际对银河系进行观测,只有 11 个卫星星系(如图 4 所示)。模拟和观测的差异是巨大而明显的,这个问题被 Klypin 等人称为卫星星系消失问题(MSP)。这个问题也表述为,预言的星系晕中的子晕的累积速度函数(CVF)或累积质量函数(CMF)在小尺度端剧烈上升,而观测的银河系、M31 的卫星星系的光度函数却十分平坦。这说明,对于卫星星系,其光度与旋转速度或质量是弱相关的,这与基于 Λ CDM 宇宙模型得到的结论有差异(卫星星系的光度与旋转速度或质量是强相关的)。随着模拟的分辨率的提高,之后



注: v_c 是子晕的旋转速度, V_{global} 是子晕所在的寄主晕的旋转速度。实线是星系团尺度 (约 $5 \times 10^{14} M_{\odot}$) 的晕的模拟结果, 虚线是星系尺度 (约 $2 \times 10^{12} M_{\odot}$) 的晕的模拟结果; 带误差棒的圆圈是 Virgo cluster 的卫星星系的观测结果, 黑点是银河系的卫星星系的观测结果。第二条虚线是模拟 40 亿年前的结果, 两条虚线较为一致, 说明宇宙结构的动力学演化并没有改变子晕的特性。

图 4 子晕的累积数关于旋转速度的关系^[19]

的模拟结果都更加证实了 MSP 的存在, 甚至预言在银河系中存在约 10^5 个质量大于 $10^5 M_{\odot}$ 的子晕^[21, 22]。

随着观测技术的发展, 更多的弱光度矮星系 (光度小于 $10^5 L_{\odot}$)、超弱矮星系 (UFDG, 光度约为 $10^3 L_{\odot}$) 被发现和确定: 银河系卫星星系数目从 2005 年之前 (pre-SDSS) 的 11 个, 已经增加到了 27 个; 2015 年初, 对 SDSS 数据的再分析又“暂时”确定了 14 个 UFDG。现在人们发现了银河系中有 (60 ± 13) 个卫星星系^[24], M31 有约 40 个卫星星系。此外更多的巡天正在开展, 例如 LSST、DES 等可观测弱到 $500 L_{\odot}$ 的星系, 预计可再观测到 $50 \sim 100$ 个星系 (光度约为 $10^3 L_{\odot}$)。尽管随着更多的矮星系被发现, MSP 得到一定的缓解, 但并没有真正解决这一问题。

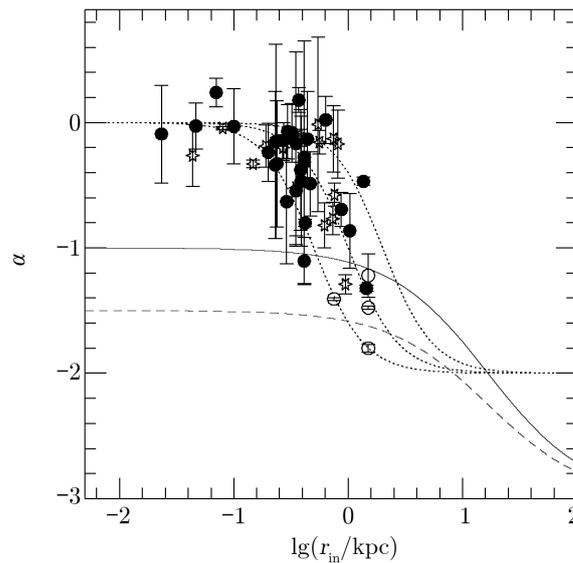
(2) 暗晕的中心密度问题

暗晕的中心密度分布问题, 也称为暗晕中心密度尖峰问题。通过对 Λ CDM 宇宙模型的数值模拟, 各尺度的暗晕的暗物质空间分布都遵循同样的规律^[22, 25-27, 29], 故采用密度轮廓曲线来描述暗物质在暗晕中的径向分布。

NFW 公式和 Moore 等人的公式都指出: 在暗晕的近中心区域, 密度轮廓具有 $\rho(r) \propto r^{-\alpha}$ 的幂律形式。即随着 r 趋于 0, 密度急剧增加, 会出现所谓的密度尖峰, 称作“cusp”。NFW 公式的 $\alpha = -1$ ^[25], Moore 等人的公式 $\alpha = -1.5$ ^[26]。大多数研究者认为, α 取值取决于暗晕

的尺度,前者适用于星系团占据的暗晕,而后者更适用于星系占据的暗晕。Gao 等人^[28]和 Stadel 等人^[29]给出拟合的最小值 $\alpha = -0.8$ 。

但观测表明,实际的星系,尤其是低表面亮度 (LSB) 星系和矮星系,其旋转曲线在近中心区域的改变没有模拟曲线陡。由旋转曲线得到的暗物质的密度轮廓在近中心区域与 Λ CDM 模型所预言的密度尖峰完全不同^[26, 30-32]。实际暗晕的密度在 r 趋于中心时,上升变得平缓,甚至上升到一定的值后几乎不再变化,表明暗晕中心应该是一个密度恒定的球状结构的核 (core),即在暗晕的近中心区域 $\alpha \rightarrow 0$ 。所以暗晕的中心密度问题也被称为 cusp-core 问题。基于 cusp-core 问题,人们提出暗晕中心区域存在一个密度变化缓慢的核, $\alpha \approx 0$ 。如图 5 所示,de Blok 等人^[34]给出观测得到的 LSB 星系的近中心 $\alpha \approx -0.2$,而不是 $-1.5 \sim -1.0$,说明 LSB 星系并不存在密度尖峰核。Gilmore 等人^[33]对银河系的矮星系的观测进一步证实了早先人们的发现。



注:纵坐标是密度轮廓在近中心处(小于 1 kpc)的对数斜率 α 值,横坐标是观测得到的密度轮廓离中心最近的点的距离 r_{in} 的对数。带误差棒的黑点、星号、圆圈分别对应 43 个 LSB 星系观测得到的 α 值。实线对应的是 NFW 公式的结果,虚线对应的是 Moore 公式的结果。三条点线,是假设暗晕中心具有一个恒定密度核(即 $\alpha \approx 0$)的结果;从左向右,点线分别表示核的半径为 0.5 kpc、1 kpc、2 kpc。观测表明在暗晕中心 $\alpha \approx -0.2$,与暗晕中心恒定密度核模型的预期符合。

图 5 LSB 星系的密度轮廓在近中心的 α 值与模型预期值的比较^[34]

暗晕的密度轮廓通常是由旋转曲线推出的,所以对旋转曲线的观测及其可靠性分析很重要。由于矮星系和 LSB 星系是暗物质占主导,重子成分少,具有较简单的动力学结构,即使有星系盘,也是最小的。所以关于银河系矮星系和 LSB 星系的暗晕形态,大多数观测结果^[35, 36]都明确表明存在中心恒定核。而对于高表面亮度星系,要通过观测确定其暗晕的密度轮廓就复杂很多。Spano^[37]和 Martinsson 等人^[38]利用亮星系(如涡旋星系)旋转曲线的观测给出暗晕的分布,其观测结果明确支持中心恒定核模型。但 THINGS 的观测结果^[31]表明,

中心恒定核模型仅符合小质量的星系；对于大质量的涡旋星系，其暗晕更符合 NFW 分布。甚至对于同一天体，采用相同的观测技术，也得到不同的结果。所以观测的可靠性值得研究。

另外还有些问题，如：观测到的空洞中的矮星系数目少于数值模拟结果^[39-41]；数值模拟的矮星系的汇聚因子过大^[42]，等等。这些问题都与上述暗晕的卫星星系问题、中心密度问题有关。

还有一个近年引起关注的所谓“too big to fail” (TBTF) 问题，是在研究 MSP 时出现的。在 Λ CDM 模型中考虑重子物理的效应以后，小质量子晕中的星系形成被抑制，可以缓解银河系观测到的低亮度矮星系数目与模型预期的矛盾；但银河系卫星星系里的亮星系 (光度大于 $10^5 L_{\odot}$) 数目仍远远小于模型预期。Boylan-Kolchin 等人^[43, 44]分析了银河系中最亮的 9 个 dSph 星系的宿主晕的转速为 $12 \leq V_{\max} \leq 25 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ，而 Λ CDM 模型的高分辨率模拟至少得到 10 个 $V_{\max} > 25 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的子晕；即使在早期 $z \approx 10$ ，这些子晕也是超出 UV 抑制的质量阈值的，也是最大质量的。这说明在大量高密度、大质量的子晕中并没有亮星系形成，即所谓的 TBTF 问题。

以上这些问题都属于 Λ CDM 宇宙学模型在星系、亚星系尺度上的问题，所以我们称之为“小尺度危机”。

2.2.3 解决小尺度危机的一些方法

为了缓解“小尺度危机”，各研究小组提出了不同的解决方案。有些是在暗物质物理的框架内，有些是在重子物理的框架内进行研究，据此分为两大类。

第一类解决方案是建立不同的暗物质模型。例如：用自相互作用暗物质模型、温暗物质模型等取代 CDM 模型。

(1) 自相互作用暗物质模型 (SIDM)

Spergel 和 Steinhardt^[45]提出暗物质粒子可能具有自相互作用，这种暗物质称为自相互作用暗物质 (Self-Interacting Dark Matter, 简称 SIDM)。SIDM 模型假定暗物质除引力之外，没有电磁相互作用，也不与普通物质相互作用，但暗物质粒子间通过交换中间粒子发生自相互作用，导致暗物质粒子间存在长程吸引势，使得散射截面随着速度 (或温度) 的降低而增大，即 $\sigma \propto 1/v^{\alpha}$ 。

暗晕近中心处的速度弥散 (温度) 存在正梯度；暗物质粒子的相互作用是一个耗散过程，产生的热流会向中心转移，中心核向外膨胀，从而避免了密度尖峰的形成；这一过程直到暗物质粒子的自相互作用变弱，形成恒定密度的核。另外，越小的暗晕越冷，因为快速移动的暗物质粒子更容易逃脱更小的引力势阱；小的子晕在大的宿主晕中，足够大的散射截面允许热的宿主晕的暗物质粒子将热量有效地传给子晕中较冷的暗物质粒子；这样就会导致子晕碎裂或“蒸发”掉 (这依赖于散射截面的大小)。可见，SIDM 模型可以缓解无碰撞的标准 CDM 模型的 cusp-core 问题^[46, 47]、MSP 问题^[48, 49]，以及 TBTF 问题^[50]。

SIDM 的散射截面与速度有关，在矮星系中由于暗物质粒子的速度弥散小，自相互作用就强；而在星系团中却相反。这样就可以通过观测矮星系、星系团的密度轮廓、暗晕的椭球形状等对 SIDM 模型的散射截面、暗物质粒子质量、中间粒子质量等做出限制。表征 SIDM

模型的最基本参数采用自相互作用截面, 即散射截面 σ 。每个粒子的平均散射率 Γ 与暗晕的年龄 t_{age} 乘积为 1, 即:

$$\Gamma \times t_{\text{age}} \approx \frac{\langle \sigma v \rangle}{m} \rho(r_1) t_{\text{age}} \approx 1, \quad (10)$$

m 是暗物质粒子质量, v 是暗物质粒子间相对速度, $\langle \dots \rangle$ 表示平均。这里用 r_1 将暗晕分为两个区域, 在 $r > r_1$ 区域, 自相互作用发生低于平均值, 其轮廓曲线具有 NFW 形式; 在 $r < r_1$ 区域, 自相互作用在密度高的暗晕近中心处占优势, 该区域暗物质密度分布形成恒定的核模型。如果 σ 过大, 则可能引发热流向外, 从而导致暗晕核消失; 也可能导致子晕被宿主晕“蒸发”掉, 而银河系就没有被 Virgo Cluster 中热的暗物质粒子给“蒸发”掉。但 σ 过小, 暗晕的小尺度问题又不能解决, 所以 σ 应有一个限制。很多研究小组对参数做了细致的限定工作。SIDM 的散射截面与速度相关, 但依靠观测星系、星系团等给出天文学限制, 就需要基于速度来讨论 $\sigma(v)/m$ 了。通过观测星系团, $v \approx 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 可以得到 $\sigma/m \leq 0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ^[47]; 对于星系, $v \approx 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 可以得到 $\sigma/m \approx 2 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$; 对于矮星系, $v \approx 10 \sim 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, $\sigma/m \approx 5 \sim 10 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ^[50]。

另外, 我们还可以利用其他观测给出对 SIDM 模型的限制。例如 PAMELA、AMS-02、ATIC、Fermi/LAT 等在对正/负电子、质子/反质子、 γ 射线流强的观测都发现了与理论预期不符合的异常。这些异常, 如果用暗物质粒子的湮灭来解释, 就要求今天暗物质的湮灭截面大于早期热退耦时的湮灭截面 ($\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) 的 2 ~ 3 个量级。但以 WIMP 粒子为代表的无碰撞的 CDM 粒子的湮灭截面过小 (通常认为 σ 是个常数)。如果采用 SIDM 模型, 由于 SIDM 粒子的散射截面、湮灭截面都有增强 (索末菲效应)^[51], 就可以解释目前观测到的宇宙射线的异常现象, 同时也可以得到正确的暗物质的剩余丰度。Kaplinghat 等人^[52] 提出用 SIDM 粒子的湮灭解释 Fermi/LAT 观测到的来自银河系中心的额外 γ 射线。如果 SIDM 粒子湮灭是宇宙射线异常的原因, 则也可用射线流强的观测来限制 SIDM 模型^[52]。

(2) 温暗物质模型 (WDM)

另有研究小组提出以惰性中微子^[53-55]、引力微子^[56-58] 为代表的温暗物质 (WDM) 模型^[59-63]。WDM 模型的自由流动尺度 $\lambda_{\text{fs}} \approx 1 \text{ Mpc}$, 其速度弥散介于冷暗物质和热暗物质之间, 它会抹平小尺度的原初扰动, 抑制引力成团, 影响首先进入视界的结构尺度, 进而影响宇宙结构的成团模式, 从而缓解小尺度危机。

不同的产生机制, 或同类粒子不同的质量, 都会使 WDM 具有不同的平均共动速度或自由流动尺度。现在普遍认为 WDM 有两大类。一类是宇宙早期从热平衡较早 (比中微子早) 退耦的暗物质, 保持了绝大部分能量, 故具有足够的速度弥散, 这类被称为热产生的 WDM 粒子。例如: 引力子的超对称伴子——引力微子, 如果其对称破缺尺度 $A_{\text{susy}} > 10^6 \text{ GeV}$, 退耦时就仍是相对论性的。温的引力微子的质量为 $\mathcal{O}(\text{keV})$ 量级。另一类是惰性中微子, 可以通过与中微子 (也称为活性中微子) 振荡产生 (非共振产生^[53] 或共振产生^[54]), 其产生时是相对论性的。惰性中微子从未处于热平衡, 所以也将其视为为非热产生的 WDM 粒子。引力微子、惰性中微子从产生到物质-辐射能量密度相等时期 (即 t_{eq}) 保持了绝大部分能量, 在 t_{eq}

可以抹平小于 λ_{fs} 的原初扰动。这就意味着暗物质的功率谱只是在小于 λ_{fs} 尺度上被压缩；一旦 WDM 粒子成为非相对论性后，宇宙结构的演化就与 CDM 模型一样了。不同产生机制或不同质量的 WDM 模型的物质功率谱只是在小尺度上 ($k > 0.1 h/\text{Mpc}$) 不同，CMB 的各向异性对 WDM 特性并不敏感。所以，当我们建立基于 WDM 的宇宙学模型时，通常将具有标度不变的绝热原初扰动功率谱的平坦宇宙学模型作为先验引入 Λ WDM 模型。

不同的 WDM 模型造成物质功率谱在小尺度上的不同，这就可以对 WDM 模型的粒子质量、产生机制 (例如惰性-活性中微子混合角 θ)、 f_{WDM} (WDM 占暗物质的比例) 等做出限制。可以利用远处类星体 (QSOs) 与观察者之间的星际间气体 (IGM) 的 Lyman- α 吸收线，来获得暗物质在 $k \approx (0.1 \sim 10) h/\text{Mpc}$ 上的功率谱。Lyman- α forest 的数据表明，在红移为 $z \approx 2 \sim 4$ 时，结构演化已经进入非线性阶段。为了将测得的流强功率谱和建立的宇宙学模型的宇宙学参数联系起来，就需要从反映 IGM 中的中性氢密度扰动的 Lyman- α 吸收线的流强功率谱正确推导出物质功率谱。早期 Narayanan 等人^[64] 给出热产生的 WDM 粒子质量下限： $m_{\text{WDM}} > 0.75 \text{ keV}$ 。Viel 等人^[65, 66] 利用 CAMB^[67] 引入与 WDM 有关的参数得到了 Λ WDM 模型的 CMB 功率谱、物质功率谱，结合从 SDSS 的 Lyman- α forest 流强功率谱导出的物质功率谱、WMAP 的 CMB，利用 CosmoMc^[68] 拟合 7 个参数 (其中 6 个宇宙学参数，1 个参数是与 WDM 质量密切相关的截断尺度)，得到热产生的 WDM 粒子 $m_{\text{WDM}} > 2 \text{ keV}$ (2σ)，以及惰性中微子 $m_{\nu_s} > 10 \text{ keV}$ (2σ)。在 Viel 等人采用高分辨率 Lyman- α forest 的数据，并进一步考虑光电离对 IGM 温度影响后，给出非共振产生的惰性中微子 $m_{\nu_s} > 13.3 \text{ keV}$ (95% C.L.)，共振产生的惰性中微子 $m_{\nu_s} > 8.9 \text{ keV}$ ，热产生的 WDM 粒子 $m_{\text{WDM}} > 3 \text{ keV}$ 。Abazajian^[69] 利用 SDSS 的星系功率谱和 Lyman- α forest 导出的物质功率谱，得到 $m_{\nu_s} > 3.0 \text{ keV}$ (95% C.L.)。可以结合更多的观测数据，如暗物质丰度、卫星星系计数、再电离、透镜效应等进行参数拟合。

从粒子物理角度也可以给出惰性中微子的限制条件。惰性中微子作为费米子，质量不是任意小的，应满足 Tremaine-Gunn 限制，惰性中微子质量应大于 0.4 keV ^[74]。惰性中微子可以衰变为活性中微子和单能光子，相应的 X 射线流强的观测可以对惰性中微子的产生机制做出限制。X 射线的观测可通过弥散的 X 射线背景^[70] (XRB) 或对星系团^[71]、星系^[72]、矮星系^[73] 中心进行。由 XRB 观测给出了 $m_{\nu_s} < 9.3 \text{ keV}$ ^[70]。从粒子物理角度明确了惰性中微子的质量在 $0.4 \sim 50 \text{ keV}$ 这个范围。

结合不同的观测数据，目前倾向排除非共振产生的惰性中微子作为暗物质主要组分的可能性^[66, 74]；对于共振产生的惰性中微子作为暗物质，在参数空间 ($m_{\nu_s}, \sin^2\theta$) 也给出了更严格的限制。关于惰性中微子作为 WDM 的研究进展和未来展望可见最新的报告^[75]。

有一种暗物质模型也极具吸引力，它是在 WIMPs 框架内提出的，但属于 WDM 物质。10 多年前，有学者^[76-78] 提出 WIMP 粒子可以通过宇宙相变产生的宇宙弦或不稳定的重粒子衰变而成的。这种非热产生的 WIMP 粒子产生时可以是接近相对论的，可以产生足够大的自由流动尺度，约为 $0.1 \sim 1 \text{ Mpc}$ ，其行为类似“温”暗物质。Lin 等人^[79, 80] 建立了基于非热产生的 WIMP 粒子的宇宙学模型，得到的暗物质功率谱、暗晕密度轮廓和质量函数在小尺度上有所改善。

WDM 模型虽然较好地缓解了 Λ CDM 模型的小尺度问题, 但从暗物质探测方面来看, 探测温暗物质粒子更具困难。例如惰性中微子, 即使考虑最轻的 $m_{\nu_s} \approx 1 \text{ keV}$ 粒子, 活性-惰性中微子混合角 θ 也小于 10^{-4} , 直接探测极具挑战性。

解决“小尺度危机”的另一类方案是在重子物理框架内提出解决小尺度危机的方法。

这类解决方案认为, Λ CDM 宇宙学模型在大尺度上取得成功, 在小尺度上与观测不能吻合, 是因为人们在小尺度范围对于如何把重子作用加进数值模拟尚没有成熟的技术。对于小质量暗晕, 其中气体冷却和形成恒星的能力与一系列相当复杂的物理过程有关, 例如超星系反馈、光电离背景、潮汐力等。

在此思想上, 人们也提出了很多模型, Ferrarese^[81]、Baes 等人^[82] 考虑暗晕中心的大质量黑洞的影响, 但 John 和 Ralf^[83] 指出这一模型与观测不符。Governato 等人^[84] 认为是恒星形成的过程中, 如超新星反馈, 导致星系中心的密度变平坦。Goerdts 等人^[85] 认为是暗晕子结构与中心暗晕的交换角动量从而导致暗晕中心密度降低, 但由于矮星系在中心区域是暗物质占绝对主导, 这些过程对其密度轮廓的影响可能很小。还有认为宇宙再电离后, 高能量的背景光子加热宇宙中的气体, 导致其不能坍缩到小质量暗晕内^[86, 87]。

要实现这类解决方案, 其关键问题是: 必须利用包括恒星形成的数值模拟, 这就要求全面地考虑气体冷却、宇宙背景辐射、恒星形成反馈等复杂的物理过程, 这对于目前的数值模拟构成了很大的挑战。基于 White 和 Rees^[88] 以及 White 和 Frenk^[89] 发展的模型, Kang 等人^[90] 建立了星系形成的半解析模型, 使得研究小尺度结构 (例如: 单个星系) 的非线性演化成为可能^[91-94]。这种在 Λ CDM 模型下建立的星系形成模型, 其预言的银河系内卫星星系的光度函数与观测符合较好^[95], 但预言的卫星星系中心表面亮度太高^[92, 96]。

此外, 也有学者提出, 子晕可能存在, 只是由于某种原因, 例如再电离后, 高能的紫外背景光子加热气体, 导致其不能坍缩到小质量的子晕内, 使其中没有形成恒星; 只有那些在电离之前质量就足够大的暗晕内才能形成恒星^[86, 87]。某些强引力透镜显示两个像的亮度相差很大, 对于平滑的物质分布来说这很难解释, 因此这可能表明没有恒星的子晕确实存在^[97-100]。当然, 对于卫星星系的观测和数值模拟结果本身的可靠性也是需要研究的。

3 WIMP 暗物质的探测

虽然通过天文观测, 可以研究暗物质的空间分布并推测暗物质的基本性质; 但物理学家更希望能探测到暗物质粒子。实现暗物质的探测, 是了解暗物质本质最直接、最有力的方法。科学家通常是利用暗物质和普通物质之间的非引力相互作用进行探测。常用的探测方法有三种: 加速器探测、非加速器直接探测、非加速器间接探测^[101-103]。随着实验的开展, 如 Bertone^[104] 所说, 在未来 5~10 年我们有可能探测到暗物质粒子, 也有可能彻底排除暗物质的存在。就实验而言, 目前关于暗物质的探测, 很多都是针对 WIMPs 探测而设计的。WIMPs 作为暗物质粒子, 由于与普通物质具有弱相互作用, 具有可探测性。相比之下, 对于许多其他的暗物质模型, 由于其与普通物质的相互作用更弱, 在目前的实验水平下探测

的可能性更低,例如惰性中微子。所以,从暗物质探测方面来看(特别是直接探测),WIMPs 也是最受关注的。

3.1 加速器实验

在加速器上直接捕获到暗物质粒子,是揭开暗物质之谜的最具说服力的方法。2007 年 10 月开始运行的欧洲核子中心的大型强子对撞机(LHC)给了人们希望。LHC 是当今世界上能量最高的对撞机,其首要目标是寻找希格斯粒子、超出标准模型的新粒子和新物理现象。LHC 将产生 7 TeV 高能质子束,总能量可达 14 TeV。R 宇称守恒下,质子-质子对撞后超对称粒子成对产生,并发生一系列连续衰变,衰变的末态产物包含大量高能量的喷注,也有可能包含一个或多个轻子;虽然暗物质粒子(例如 neutralino)不能被直接探测,但暗物质粒子具有质量,衰变末态就会有大量的横能量丢失(Missing Transverse Energy, E_T^{miss})。这也是超对称粒子与标准模型粒子最大的差别。通过 LHC 的通用粒子探测器 ATLAS 或 CMS,能测出 E_T^{miss} 分布以及 M_{eff} 分布(M_{eff} 即有效质量,是衰变末态中喷注及轻子的横动量的标量和),找出超对称粒子的贡献,从而发现超对称粒子。

2012 年 12 月,ATLAS 实验公开发表了所有衰变道(根据末态轻子数区分)的分析结果,在 LHC 的质心能量为 8 TeV 下,给出了相应超对称粒子的质量下限。例如,在超对称粒子中,对于 ATLAS 实验能探测的是 gaugino 与 Higgsino 混合之后形成的粒子。目前给出带电的 chargino(如 $\tilde{\chi}_1^\pm$)的质量不会低于 $140 \sim 465 \text{ GeV}^{[105]}$ 。最轻的、电中性的 neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$)的质量下限的给出也指日可待。目前 ATLAS、CMS 实验都没有给出暗物质在 LHC 产生的证据,但给出了 WIMP 质量-WIMP 与核子散射截面的排除线,都显示散射截面不显著依赖于 WIMP 粒子质量,这与直接探测的结论是不同的。其限制的强度方面,对于自旋相关的散射给出了比 LUX 等实验更强的限制,但对于自旋无关的散射给出的限制较弱^[106, 107]。

如果暗物质粒子具有弱相互作用,质量小于 $3 \sim 5 \text{ TeV}$,就可以在 LHC 产生。通过加速器实验,我们或许能找到所预言的质量约为 $10 \text{ GeV} \sim 1 \text{ TeV}$ 的中性伴随子。

3.2 非加速器实验-暗物质的直接探测

暗物质直接探测是测量暗物质粒子与靶粒子(标准模型粒子)之间的反冲。当今世界大多数直接探测实验都是用来寻找 WIMP 粒子的。WIMP 粒子的剩余丰度,强烈暗示 WIMP 粒子可以被探测到。如果暗物质是 WIMP 粒子,暗物质粒子与标准模型粒子总有可能发生散射,即总有一定的散射截面,尽管非常小。暗物质粒子打在探测器上的事例很少,如果提高探测器灵敏度,降低靶物质的放射本底,排除宇宙线的影响,可以实现核子的反冲能探测。为了减小宇宙线影响,通常是将探测器设在地下深处。

目前全球有 20 多个暗物质直接探测实验正在进行中。比较具有代表性的有 DAMA、CDMS、CoGeNT、CDEX、SuperCDMS、XENON、LUX、PandaX 等实验。大多数实验并没有正面探测到暗物质,仅对暗物质与普通物质的作用强度给出限制,即给出了暗物质质量-散射截面的排除线和允许范围。目前最强的限制来自于 XENON100、LUX 实验; DAMA/LIBRA、CDM-II、CoGeNT、CDEX-1 等实验在低能区探测更为敏感;而 XENON100、LUX、PandaX 等实验的能量范围更宽。图 6 给出了目前这些实验中暗物质

量-自旋无关的散射截面的排除线和允许范围。

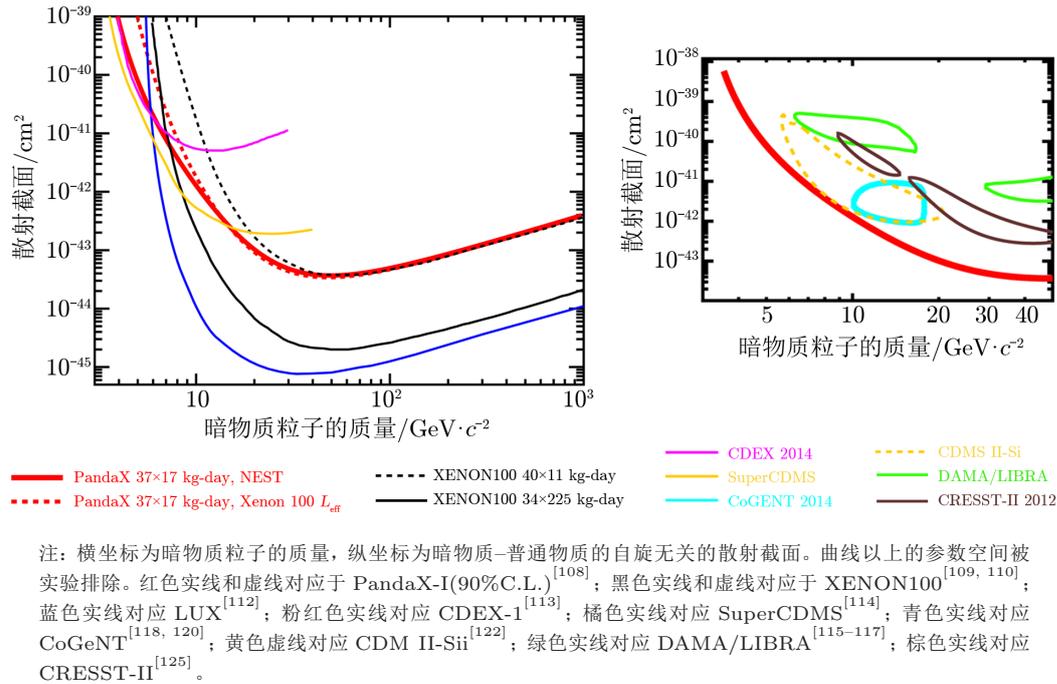


图 6 WIMP 暗物质-普通物质作用的实验探测结果^[108]

在意大利 Gran Sasso 国家实验室的 DAMA 实验, 采用常温晶体来探测星系晕中的暗物质与探测器的靶核散射后产生的发光信号。DAMA 实验致力于探测散射中包括本底的总信号的年度变化, 这种周年调制信号是由地球绕日旋转所引起的。DAMA/LIBRA 是 DAMA/NaI 探测器的升级, 两个实验的累计曝光量为 $1.17 \text{ t} \cdot \text{a}$, 历时 13 a。2010 年给出了目前唯一的暗物质探测的正面结果^[116], 周年调制信号的振荡、周期、幅度等均符合轻质量 WIMP 粒子模型的理论预期, 其置信度为 8.9σ 。但结果并未得到其他多数实验的证实。例如, 探测周年调制信号的日本的 XMASS-I 实验, 在 2015 年公布的结果也明确不支持 DAMA 实验的结论^[126]。

在美国 Soudan 地下实验室的 CoGeNT 是 p 型点接触锗探测器, 通过探测暗物质与锗原子核散射后的电离信号, 来寻找小于 10 GeV 的小质量的 WIMP 粒子。2011 年 3 月 CoGeNT 实验发布了 442 d 的测量结果, 显示观测到了宇宙线的一些超出背景的事例^[118]; CoGeNT 实验也观测到了周年调制信号, 其周期、相位符合轻质量 $7 \sim 11 \text{ GeV}$ 的 WIMP 粒子的理论预言, 支持了以前 DAMA 实验组周年度调制信号的结果^[119], 但幅度比理论预期高了 $4 \sim 7$ 倍^[120]。CoGeNT 给出了在 90% 的置信水平下的排除线, 并给出最具可能性的 9 GeV 的 WIMP 粒子, 碰撞截面 $\sigma \approx 6.7 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$ ^[118]。

中国锦屏地下实验室的 CDEX 实验也是采用 p 型点接触锗探测器。2014 年 11 月, CDEX-1 实验给出了 $6 \sim 20 \text{ GeV}$ 能区内更严格的限制^[113], 但 CDEX-1 实验并未

得到宇宙射线超出背景的结果,这与 CoGeNT 实验的结果矛盾。

在美国 Soudan 地下实验室的 CDMS II 实验,采用超低温半导体探测器探测电离信号和声子信号,探测器包括 19 个锗探测器和 11 个硅探测器。2009 年,CDMS II 实验给出了过去近 15 个月的结果^[123],实验观测到两个事例,但不能排除背景事例,因为预期观测到 2 个(或以上)背景事例的概率为 23%;结果给出了在大于 49 GeV 能区的更强限制,在 90% 置信水平下,70 GeV 的 WIMP 暗物质的散射截面的最小上限是 $3.8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ 。对这一数据的最新分析,可参考 Agnese 等人的工作^[122, 124]。

目前,以暗物质与核子的自旋无关的散射为例,最强限制来自于 XENON100、LUX 等实验。这两个实验,由于采用液氙作为靶物质,并采用了气液两相时间投影室技术(TPC),其探测器在高于 6 GeV 能区具有目前最高的灵敏度。2011~2012 年,XENON100 实验用 34 kg 液氙制备的探测器,在 224.6 d 的曝光时间内,观测到 2 个事例,但背景预期为 1 ± 0.2 ;在 510 GeV 的范围内,排除了 DAMA、CoGeNT 的结果;在 10 GeV ~ 1 TeV 的范围,给出了 90% 置信水平下,55 GeV 的 WIMP 暗物质的散射截面的最小上限是 $2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ ^[110]。

2013 年底,LUX 实验用 118 kg 液氙,85.3 d 的曝光时间,给出了更强的限制^[112],在 90% 置信水平下,33 GeV 的 WIMP 暗物质的散射截面的最小上限是 $7.6 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ 。2013 年夏天开始建造的 XENON1T 探测器有望大大提高灵敏度。2016 年 3 月,XENON1T 开始运行。该探测器的靶物质质量是 XENON100 的 32 倍,且具有更低的放射本底^[110];预计得到相同质量 WIMP 的散射截面的最小上限,是 LUX 给出的 1/50。

值得关注的是中国的 PandaX 暗物质探测实验,原理和 XENON100、LUX 相同,但其可探测的质量范围更大。PandaX 探测器位于锦屏地下实验室,是目前世界最深的地下实验室。2014 年 5 月以来,PandaX-I 利用 37 kg 液氙,17.4 d 的曝光时间,给出了在 90% 置信水平下,49 GeV 的 WIMP 暗物质的散射截面的最小上限是 $3.7 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ ^[108]。在低能区,见图 6 中的右图,其结果和 DAMA、CoGeNT、CRESST 以及 CDM-II 的结果矛盾,这一点与 XENON100、LUX 一致;在 高能区,如图 6 左图所示,其结果与 XENON100、LUX 的结果一致。重要的是,PandaX-I 的 TPC 设计为低能阈值,所以在低能区相较 LUX 具有更好的灵敏度。在低于 6 GeV 的小质量范围,PandaX-I 给出比 LUX 更严格的限制。预计升级后的 PandaX-II 实验灵敏度更高,可探测的 WIMP 质量范围更大。

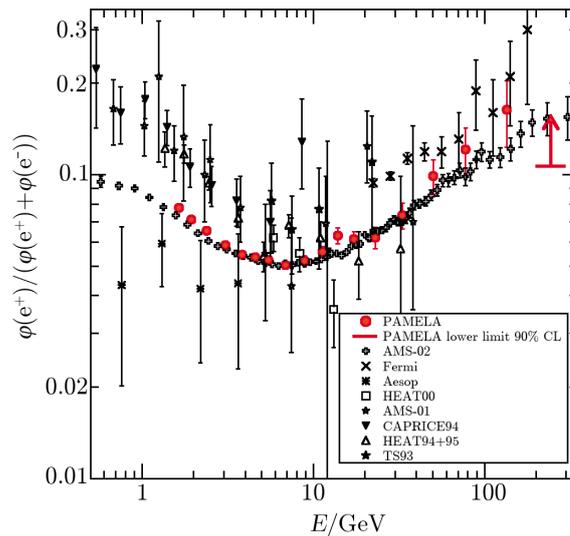
3.3 非加速器实验—暗物质的间接探测

暗物质如果是 WIMP 粒子,暗物质粒子之间可以有弱相互作用,就有可能相互湮灭。WIMP 粒子的剩余丰度表明其在宇宙早期发生湮灭,那么现在仍可能相互湮灭从而产生普通物质,如正负电子对、质子-反质子对、中微子-反中微子对、高能 X 射线和 γ 射线等。次级粒子会造成宇宙线能谱的形状发生改变。暗物质的间接探测就是通过观测宇宙线中正/负电子、正/负质子等流强来实现对暗物质湮灭所产生的次级粒子的探测。暗物质湮灭产物的流强正比于暗物质数密度的平方,所以最有可能探测到这些次级粒子的地方就是暗物质密度最大的地方,如星系或矮星系的中心。

随着暗物质空间探测技术的发展,目前已经有不少实验观察到宇宙线的反常,例如

PAMELA、AMS-02、ATIC、Fermi/LAT 等实验。暗物质湮灭的次级粒子主要以带电轻子为主。由于本身正电子丰度低, 所以正电子对宇宙线能谱的改变就比较显著。这里以 PAMELA、AMS、ATIC 为例介绍宇宙线中正电子流强和正负电子总流强的测量结果。

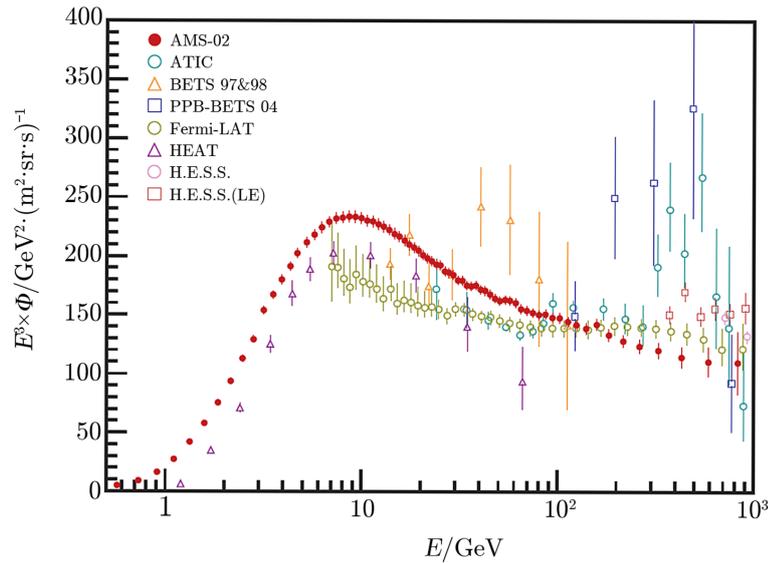
2008 年, 欧洲的 PAMELA 卫星实验公布了近地太空中的宇宙线中正电子的探测结果。结果显示正电子能谱在高于 10 GeV 的区域出现明显的上升, 而传统的宇宙线理论预言的结论是能谱下降^[127]。图 7^[128] 给出了各实验组的正电子分支比的测量结果, 都具有正电子超出的结果。其中值得关注的是 2011 年开始运行的 AMS-02 探测器, 其具有比 PAMELA 等更宽的能量测量范围和更高的精度。2013 年 AMS-02 实验公布了 0.5 ~ 350 GeV 范围的正电子分支比, 发现在 10 ~ 200 GeV 的区域有超出, 以及在 20 ~ 250 GeV 区域其斜率呈下降的趋势^[129]。



注: 结果显示, 宇宙线中正电子在 10 ~ 200 GeV 的区域超出背景理论预期。图中红色点为 PAMELA 观测数据^[128], 十字为 AMS-02 观测数据^[129]。

图 7 PAMELA、AMS-02 等实验测出的正电子分支比^[128]

2008 年, ATIC 高空气球探测结果显示, 正负电子的总能谱在高于 100 GeV 区域出现了与理论预期不符合的上升, 在 650 GeV 附近达到峰值, 之后能谱下降, 直到 800 GeV 附近返回理论预期。这样, 在 600 GeV 附近, 能谱出现了明显鼓包的结构, 即能谱超出背景预期的现象, 这一结果与之前的 PPB-BETS 气球实验结果相一致。Fermi/LAT 卫星实验^[130] 以更高精确度测量了正负电子的总能谱, 其结果也显示存在超出背景的鼓包, 但能谱整体较 ATIC 的结果平缓得多。采用地面大气切伦科夫望远镜的 HESS 实验也得到了与 Fermi/LAT 相似的结论。但 AMS-02^[131] 在更宽能量范围 0.5 GeV ~ 1 TeV 给出的高精度数据展示了不同的结果: 光滑的能谱曲线在 30.2 GeV 附近没有任何鼓包结构; 在高于 30.2 GeV 区域, 能谱曲线具有简单的幂律形式 ($\Phi \propto E^\gamma$), 谱指数 $\gamma \approx -3.170$ 。图 8 给出了上述实验组的正负电子总流强的结果。



注: ATIC、PPB-BETS、Fermi/LAT 等实验结果显示, 正负电子的能谱在 600 GeV 附近出现鼓包; 但 AMS-02 未显示出鼓包结构。图中青色圆圈为 ATIC 观测数据, 蓝色方框为 PPB-BETS 观测数据, 绿色圆圈为 Fermi/LAT 观测数据, 红色圆点为 AMS-02 观测数据。

图 8 AMS-02、ATIC、PPB-BETS、Fermi/LAT 等实验对高能正负电子总流强的观测结果^[131]

2015 年 12 月 17 日, 中国的暗物质粒子探测卫星在酒泉成功发射, 目前已获得第一轨探测数据。该暗物质探测卫星由中国科学院紫金山天文台牵头研制, 具有更宽的能段和更高的能量分辨率, 有望率先实现暗物质粒子的探测。

暗物质湮灭也会产生大量的 γ 射线, 最有可能探测到 γ 射线的是暗物质密度最大的地方。目前 Fermi/LAT 已探测到来自银河系中心 (GC, 距离中心几百 pc 内) 的 γ 射线在 2 GeV 附近的超出^[132]。这种超出有可能是由于 GC 的暗物质湮灭产生的高能正/负电子与星际辐射场 (ISRF) 和高密度气体发生逆康普顿散射和韧致辐射产生的。逆康普顿散射可以解释质量为 20 ~ 60 GeV 的暗物质所导致的 γ 射线在 2 GeV 附近的超出。高能正/负电子的能量大于 20 GeV, γ 射线能谱就可以产生对应的峰值能量约为 $(20 \text{ GeV}/m_e)^2 E_{\text{ISRF}}$, 这里 $E_{\text{ISRF}} \simeq 1 \text{ eV}$ 。很多研究小组^[132-135]对此做了分析, 并给出暗物质质量-湮灭截面的排除线。如 HESS 实验^[136] 排除了暗物质 $m \simeq 1 \text{ TeV}$ 的 $\langle \sigma v \rangle > 3 \times 10^{-25} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 的可能性。

但要给出 GC 临近处的暗物质密度轮廓, 必须考虑 GC 处重子的引力效应, 例如银盘、核球, 甚至黑洞的引力效应。更要考虑 GC 临近处可能存在其他造成 γ 射线超出的源, 例如毫秒脉冲星、宇宙射线与分子云碰撞、大质量黑洞等。所以, 要通过 γ 射线来实现暗物质的间接探测, 矮星系比银河系更具优势, 这是由于大多数矮星系主要由暗物质组成, 气体和星体少, 可以较容易地排除造成 γ 射线超出的其他原因。但目前在对银河系的矮星系进行探测时, 并没有发现 γ 射线的超出^[137], 当然这也有可能是由于矮星系中心较低的星光和气体密度造成的。如果 GC 的 γ 射线超出是暗物质湮灭的结果, 那么通过对矮星

系的研究, 将有助于我们研究暗物质的性质。对银河系 dSph 星系的 Fermi/LAT 的 γ 射线数据的分析, 都表明没有和暗物质湮灭模型预期符合的 γ 射线超出; 但给出了对湮灭截面的限制。Ackermann 等人^[138] 给出了对于湮灭道为 $b\bar{b}$, $m < 10$ GeV 的暗物质湮灭 (或 $u\bar{u}$ 、 $\tau^+\tau^-$, $m < 15$ GeV), $\langle\sigma v\rangle < 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; Aliu 等人^[139] 给出了 $m > 300$ GeV 的暗物质湮灭 $\langle\sigma v\rangle < 10^{-23} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (95% C.L.)。随着更多矮星系的被发现, 我们将有可能发现暗物质湮灭的证据。

目前已有大量基于 PAMELA、AMS-02、ATIC、Fermi/LAT 等实验关于正/负电子、质子/反质子、 γ 射线流强观测结果的分析, 极大地促进了我们对暗物质属性的理解。通过对各实验数据的研究可以比较甚至排除某些暗物质模型和相互作用机制。例如, Kaplinghat 等人^[52] 提出用 SIDM 粒子的湮灭解释来自银河系中心的额外的 γ 射线。值得注意的是, 国内学者 Bi^[140] 和 Yuan 等人^[141] 在分析观测到的额外的正负电子信号和 γ 射线时, 都提到用非热产生的 WIMP 暗物质模型引入某种限制机制, 可以解释反常电子的产生。

科学家设计了大量的实验来探测暗物质粒子, 特别是 WIMP 粒子。如果能将加速器实验与非加速器实验结合起来, 将直接探测与间接探测实验结合起来, 那么所给出的参数空间会有重合, 可以给出更强的限制, 从而实现暗物质探测。随着新的实验不断投入运行, 我们期待早日揭开暗物质之谜。

4 浅析“冷”、“热”、“温”

基于宇宙不同尺度结构的观测, 以及通过确定宇宙中的物质密度, 人们提出了不同的暗物质模型, 并且概括为冷暗物质 (CDM) 模型, 热暗物质 (HDM) 模型, 温暗物质 (WDM) 模型。例如: WIMPs、轴子 (axion) 属于冷暗物质; 中微子属于热暗物质; 惰性中微子、引力微子属于温暗物质。关于我们经常提到的暗物质的“冷”、“热”、“温”, 是没有严格的定量判据的。我们注意到, 在宇宙结构形成方面, 暗物质粒子的自由流动尺度是关键参量, 可以作为暗物质的“冷”、“热”、“温”的区分依据^[145-147]。

20 世纪 80 年代, 当纯重子绝热扰动模型被排除, 以 Zel'dovich 为代表的学者^[142-144] 提出了以轻的中微子为主导的 HDM 模型: 暗物质主要由中微子组成, 则暗物质的转移函数就决定于中微子的自由流动尺度。由于中微子在退耦后仍以接近光速高速运动 (一直持续到物质主导时期), 当中微子从高密度区域往低密度区域运动时, 会平滑掉宇宙的原初不均匀。中微子的扩散会持续到 $t = t_{\text{eq}}$ 时, 即持续到物质为主时期开始的时刻。之后, 中微子不再有自由流动, 但由于之前中微子的行为, 密度扰动已发生了决定性的改变。自由流动尺度或相应的质量可以通过对中微子从退耦后到 $t = t_{\text{eq}}$ 的运动距离进行估算。自由流动尺度 λ_{fs} 在结构形成中起着非常重要的作用。小于 λ_{fs} 尺度上的密度扰动会被粒子的扩散而被抹平衰减, 因此成团性被压制。就暗物质粒子而言, 其自由流动尺度为:

$$\lambda_f = \int_{t_i}^{t_{\text{eq}}} v dt = \int_{t_i}^{t_{\text{eq}}} \frac{p}{a\sqrt{p^2 + m^2}} dt, \quad (11)$$

其中, $v = |dx/dt|$ 是粒子自由流动的坐标速度, m 是粒子的质量, p 是粒子的动量, $p \propto a^{-1}$, 有 $p = p_i a_i / a$, p_i , a_i 是暗物质退耦时 (即暗物质产生时) 的动量和宇宙的尺度因子。

Kolb 等人^[8] 给出了中微子作为暗物质的自由流动尺度和相应的质量为: $\lambda_{\text{fs}} \approx 40(m_\nu/30 \text{ eV})^{-1} \text{ Mpc}$, $M_{\text{fs}} \approx 10^{15}(m_\nu/30 \text{ eV})^{-2} M_\odot$ 。这个结果导致第一个出现的结构是超星系团, 即首先进入视界的结构质量为 $10^{15} M_\odot$ 。要形成更小尺度的星系、亚星系结构, 成团图景就必须是“从上至下”发生碎裂, 而这与观测到的星系结构先于星系团结构形成的事实不符合。20 世纪 80 年代, 这种以中微子为主导的热暗物质宇宙学模型已经被否定^[148]。这也正是必须考虑冷暗物质的原因。

“冷”, 意味着自由流动尺度非常小, 相对于宇宙结构形成其效应可以忽略, 这就可以自然地解决上述星系尺度结构的产生问题。以 WIMPs 为代表的冷暗物质只产生引力, 对压力几乎没有贡献。因此, 从原初扰动以后冷暗物质的密度扰动就一直增长。到复合结束时, 重子物质中小于 Silk 质量尺度的密度扰动因光子阻尼逐渐衰减, 而暗物质的密度扰动仍然保留下来, 形成引力势阱, 重子物质落入这些势阱之中, 与暗物质的密度扰动一起演化, 非均匀分布的物质在引力作用下坍缩成团。但是成团只能在哈勃视界之内进行, 而早期宇宙的哈勃视界很小, 所以最先形成的结构比星系尺度小很多。随着宇宙膨胀, 这些小尺度结构通过并合的方式“自下而上”地形成星系以上的大尺度结构。这种结构形成的图像在星系以上的尺度基本上与观测是相符的。因此, 以超对称粒子为代表的冷暗物质成为标准宇宙学模型的重要组成部分。

但是在 1 Mpc 以下的尺度范围内, 标准冷暗物质宇宙学模型遇到了较为严重的问题, 即“小尺度危机”。为了缓解 Λ CDM 宇宙学模型的“小尺度危机”, 一些学者提出以惰性中微子、引力微子为代表的 WDM 模型来取代 CDM 模型。由于温暗物质自由流动尺度约为 1 Mpc, 它会抹平小尺度的原初扰动, 从而缓解暗晕中心核密度问题和卫星星系问题。

对于 Λ CDM 宇宙, 演化的结果是小尺度上有较大的扰动功率, 即成团先从小质量开始, 然后通过引力作用逐渐形成越来越大的结构; 对于 HDM 主导的宇宙, 大尺度上将产生较大的扰动功率, 从而大尺度上优先成团, 再通过碎裂产生较小尺度的结构, 这就是所谓的自上而下 (top-down) 的成团模式。如果物质由冷、热两种成分混合组成, 则优先成团的尺度将在上述两种情况之间。

简单地说, 热暗物质在产生的时候是相对论性的, 粒子具有极高的运动速度, 并保持到物质主导时期; 冷暗物质在退耦的时候, 是非相对论性的, 粒子的运动速度可以忽略; 温暗物质在产生的时候是相对论性的, 直到辐射主导时期, 粒子的运动速度处于上述两者之间。

5 总结与展望

尽管 Λ CDM 宇宙学模型在 1 Mpc 以下的小尺度范围内存在问题, 但目前并没有确切的证据排除以超对称粒子为代表的冷暗物质模型, 所以 WIMP 粒子仍然是暗物质的强劲候选者。由于 WIMP 粒子的质量较大, 运动速度相对缓慢, 容易聚集成团, 这符合对宇宙大尺度

结构的观测结果; 暗物质剩余丰度的标准计算表明 WIMP 粒子自然满足 $\Omega_{\text{DM}}h^2 \approx 0.11$ 的天文观测; 更重要的是很多标准模型的扩展模型可以很自然地构造出弱相互作用的大质量粒子。所以 WIMP 粒子成为暗物质的热门候选者。

另外, 由于 WIMP 粒子不参与电磁作用和强相互作用, 这可以解释为什么 WIMP 粒子很难被直接探测到。就实验而言, 目前关于暗物质的加速器或非加速器的直接/间接探测, 很多都是针对 WIMPs 探测而设计的。在 WIMP 暗物质模型的框架下, 我们也有可能解决“小尺度危机”, 这就需要我们重新审视 WIMPs 的产生机制。所以, 综合粒子物理、宇宙学以及实验探测等因素, 我们仍然相信 WIMP 粒子是最具竞争力的暗物质候选者。

参考文献:

- [1] Komatsu E, Smith K M, Dunkley J, et al. *ApJS*, 2011, 192: 18
- [2] Tegmark M, Eisenstein D, Strauss M, et al. *Phys. Rev. D*, 2006, 74: 123507
- [3] Perlmutter S, Turner M S, White M. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83: 670
- [4] Nilles H P. *Phys. Rep.*, 1984, 110: 1
- [5] Wess J, Bagger J. *Supersymmetry and Supergravity*. Princeton: Princeton University Press, 1992
- [6] Drees M, Godbole R, Roy P. *Theory and Phenomenology of Sparticles: An account of four-dimensional $N = 1$ supersymmetry in high energy physics*. Hackensack: World Scientific, 2004
- [7] Baer H, Tata X. *Weak Scale Supersymmetry: From superfields to scattering events*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006
- [8] Kolb E W, Turner M S. *The Early Universe*. Redwood City: Addison - Wesley, 1990
- [9] Gondolo P, Gelmini G. *Nucl. Phys. B*, 1991, 360: 145
- [10] Bertone G, Hooper D, Silk J. *Phys. Rep.*, 2005, 405: 279
- [11] Jungman G, Kamionkowski M, Griest K. *Phys. Rep.*, 1996, 207: 195
- [12] Steigman G, Dasgupta B, Beacom J F. *Phys. Rev. D*, 2012, 86: 023506
- [13] Springel V, White S D M, Jenkins A, et al. *Nature*, 2005, 435: 629
- [14] Springel V, Frenk C S, White S D M. *Nature*, 2006, 440: 1137
- [15] Colless M, Dalton G B, Maddox S J, et al. *MNRAS*, 2001, 328: 1039
- [16] York D G, Adelman J, Anderson J E, et al. *AJ*, 2000, 120: 1579
- [17] Geller M J, Huchra J P. *Science*, 1989, 246: 897
- [18] Tegmark M, Blanton M, Strauss M, et al. *ApJ*, 2004, 606: 702
- [19] Moore B, Ghigna S, Governato F, et al. *ApJL*, 1999, 524: L19
- [20] Klypin A, Kravtsov A V, Valenzuela O, et al. *ApJ*, 1999, 522: 82
- [21] Diemand J, Kuhlen M. *ApJL*, 2008, 680: L25
- [22] Springel V, Wang J, Vogelsberger M, et al. *MNRAS*, 2008, 391: 1685
- [23] Stadel J G. PhD thesis, Washington: University of Washington, 2001: 1
- [24] Polisensky E, Ricotti M. *Phys. Rev. D*, 2011, 83: 043506
- [25] Navarro J F, Frenk C S, White S D M. *ApJ*, 1997, 490: 493
- [26] Moore B, Quinn T, Governato F, et al. *MNRAS*, 1999b, 310: 1147
- [27] Diemand J, Moore B, Stadel J. *MNRAS*, 2004, 353: 624
- [28] Gao L, Navarro J F, Cole S, et al. *MNRAS*, 2008, 387: 536
- [29] Stadel J, Potter D, Moore B, et al. *MNRAS*, 2009, 398: L21
- [30] Swaters R A, Madore B F, van den Bosch F C, et al. *ApJ*, 2003, 583: 732
- [31] de Blok W J G, Walter F, Brinks E, et al. *AJ*, 2008, 136: 2648

- [32] Gentile G, Famaey B, Zhao H, et al. *Nature*, 2009, 461: 627
- [33] Gilmore G, Wilkinson M I, Wyse R F G, et al. *ApJ*, 2007, 663: 948
- [34] de Blok W J G, McGaugh S S, Bosma A, et al. *ApJ*, 2001, 552: L23
- [35] Walker M G, Peñarrubia J. *ApJ*, 2011 742: 20
- [36] Kuzio de Naray R, Spekkens K. *ApJ*, 2011, 741: L29
- [37] Spano M, Marcellin M, Amram P, et al. *MNRAS*, 2008, 383: 297
- [38] Martinsson T P K, Verheijen M A W, Westfall K B, et al. *A&A*, 2013, 557: A131
- [39] Peebles P J E. *ApJ*, 2001, 557: 495
- [40] Tikhonov A V, Gottlöber S, Yepes G, et al. *MNRAS*, 2009, 399: 1611
- [41] Peebles P J E, Nusser A. *Nature*, 2010, 465: 565
- [42] Lovell M, Eke V, Frenk C, Gao, L, et al. *MNRAS*, 2012, 420: 2318
- [43] Boylan-Kolchin M, Bullock J S, Kaplinghat M. *MNRAS*, 2011, 415: L40
- [44] Boylan-Kolchin M, Bullock J S, Kaplinghat M. *MNRAS*, 2012, 420: 2657
- [45] Spergel D N, Steinhardt P J. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84: 3760
- [46] Yoshida N, Springel V, White S D M, et al. *ApJ*, 2000, 544: L87
- [47] Rocha M, Peter A H, Bullock J S, et al. *MNRAS*, 2013, 430: 81
- [48] Davé R, Spergel D N, Steinhardt P J, et al. *ApJ*, 2001, 547: 574
- [49] Colin P, Avila-Reese V, Valenzuela O, Firmani C. *ApJ*, 2002, 581: 777
- [50] Elbert O D, Bullock J S, Garrison-Kimmel S, et al. *MNRAS*, 2015, 453: 29
- [51] Buckley M R, Fox P J. *Phys.Rev.D*, 2010, 81: 083522
- [52] Kaplinghat M, Linden T, Yu H. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 211303
- [53] Dodelson S, Widrow L M. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72: 17
- [54] Shi X, Fuller G M. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82: 2832
- [55] Shaposhnikov M, Tkachev I. *Phys. Lett. B*, 2006, 639 : 414
- [56] Ellis J, et al. *Nucl. Phys. B*, 1984, 238: 453
- [57] Moroi T, Murayama H, Yamaguchi M. *Phys. Lett. B*, 1993, 303: 289
- [58] Gorbunov D, Khmelnitsky A, Rubakov V. *JHEP*, 2008, 12: 55
- [59] Pagels H, Primack J R. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 48: 223
- [60] Bond J R, Szalay A, Turner M S. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 48: 1636
- [61] Colin P, Avila-Reese V, Valenzuela O. *ApJ*, 2000, 542: 622
- [62] Sommer-Larsen J, Dolgov A. *ApJ*, 2000, 551: 608
- [63] Bode P, Ostriker J P, Turok N. *ApJ*, 2001, 556: 93
- [64] Narayanan V K, Spergel D N, Dave R, Ma C P. *ApJ*, 2000, 543: L103
- [65] Viel M, Lesgourgues J, Haehnelt M G, et al. *Phys. Rev. D*, 2005, 71: 063534
- [66] Viel M, Lesgourgues J, Haehnelt M G, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97: 071301
- [67] Lewis A, Challinor A, Lasenby A. *ApJ*, 2000, 538: 473
- [68] Lewis A, Bridle S. *Phys. Rev. D*, 2002, 66: 103511
- [69] Abazajian K. *Phys. Rev. D*, 2006, 73: 063513
- [70] Boyarsky A, Neronov A, Ruchayskiy O, Shaposhnikov M. *MNRAS*, 2006, 370: 213
- [71] Boyarsky A, Neronov A, Ruchayskiy O, Shaposhnikov M. *Phys. Rev. D*, 2006, 74: 103506
- [72] Watson C R, Beacom J F, Yuksel H, Walker T P. *Phys. Rev. D*, 2006, 74: 033009
- [73] Ruchayskiy O, Boyarsky A, Iakubovskiy D, et al. *arXiv: 1512.07217*, 2015
- [74] Boyarsky A, Ruchayskiy O, Iakubovskiy D. *JCAP*, 2009, 0903: 005
- [75] Adhikari R, Agostini M, Ky N A, et al. *arXiv:1602.04816*, 2016
- [76] Jeannerot R, Zhang X, Brandenberger R H. *JHEP*, 1999, 9912: 003
- [77] Chung D, Kolb E W, Riotto A. *Phys. Rev. D*, 1999, 59: 023501
- [78] Acharya B S, Kumar P, Bobkov K, et al. *JHEP*, 2008, 0806: 064
- [79] Lin W B, Huang D H, Zhang X, Brandenberger R H. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86: 954
- [80] He Y, Lin W. *Phys. Rev. D*, 2013, 87: 063520

- [81] Ferrarese L. *ApJ*, 2002, 578: 90
- [82] Baes M, Buyle P, Hau G K T, et al. *MNRAS*, 2003, 341: L44
- [83] John K, Ralf B. *Nature*, 2011, 469: 377
- [84] Governato F, Brook C, Mayer L, et al. *Nature*, 2010, 463: 203
- [85] Goerdt T, Moore B, Read J I, Stadel J. *ApJ*, 2010, 725: 1707
- [86] Bullock J S, Kravtsov A V, Weinberg D H. *ApJ*, 2000, 539: 517
- [87] Kravtsov A V, Gnedin O Y, Klypin A A. *ApJ*, 2004, 609: 482
- [88] White S D M, Rees M. *MNRAS*, 1978, 183:341
- [89] White S D M, Frenk C S. *ApJ*, 1991, 379: 52
- [90] Kang X, Jing Y P, Mo H J, Boerner G. *ApJ*, 2005, 631: 21
- [91] Kauffmann G, Golberg J M, Diaferio A, White S D M. *MNRAS*, 1999, 303: 188
- [92] Cole S, Lacey C, Baugh C, Frenk C. *MNRAS*, 2000, 319: 168
- [93] Benson A J, Bower R G, Frenk C S, et al. *ApJ*, 2003, 599: 38
- [94] Somerville R S, Primack J R. *MNRAS*, 1999, 310: 1087
- [95] Kang X. *IAUS*, 2009, 254: 32
- [96] Kopolov S, Belokurov V, Evans N W, et al. *ApJ*, 2008, 686: 279
- [97] Metcalf R B, Madau P. *arXiv: astro-ph/0108224*, 2001
- [98] Dalal N, Kochanek C S. *ApJ*, 2002, 572: 25
- [99] Kochanek C S, Dalal N. *ApJ*, 2004, 610: 69
- [100] Mao S, Jing Y P, Ostriker J P, Weller J. *ApJ*, 2004, 604: L5
- [101] Feng J L. *ARA&A*, 2010, 48: 495
- [102] Bergström L. *arXiv: 1205.4882*, 2012
- [103] Bergström L. *arXiv: 1309.7267*, 2013
- [104] Bertone G. *Nature*, 2010, 468: 389
- [105] Aad G, Abbott B, Abdallah J, et al. ATLAS Collaboration. *JHEP*, 2014, 05: 71
- [106] ATLAS Collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, 2014a, 112: 041802
- [107] CMS Collaboration. *Phys. Rev. D*, 2016, 93: 052011
- [108] Xiao M, Xiao X, Zhao L, et al. *Sci. China-Phys. Mech. Astron.*, 2014, 57(11): 2024
- [109] Aprile E, Arisaka K, Arneodo F, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105: 131302
- [110] Aprile E, Alfonsi M, Arisaka K, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109: 181301
- [111] Aprile E, Aalbers J, Agostini F, et al. *arXiv: 1512.07501*, 2015
- [112] Akerib D S, Araujo H M, Bai X, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112: 091303
- [113] Yue Q, Zhao W, Kang K J, et al. *Phys. Rev. D*, 2014, 90: 091701
- [114] Agnese R, Anderson A J, Asai M, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112: 041302
- [115] Bernabei R, Belli P, Cappella F, et al. *Eur. Phys. J. C*, 2008, 56: 333
- [116] Bernabei R, Belli P, Cappella F, et al. *Eur. Phys. J. C*, 2010, 67: 39
- [117] Bernabei R, Belli P, Cappella F, et al. *Eur. Phys. J. C*, 2013, 73: 2468
- [118] Aalseth C E, Barbeau P S, Colaresi J, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106: 131301
- [119] Aalseth C E, Barbeau P S, Colaresi J, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107: 141301
- [120] Aalseth C E, Barbeau P S, Colaresi J, et al. *arXiv: 1401.3295*, 2014
- [121] Aalseth C E, Barbeau P S, Colaresi J, et al. *arXiv: 1401.6234*, 2015
- [122] Agnese R, Ahmed Z, Anderson A J, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111: 251301
- [123] Ahmed Z, Akerib D S, Arrenberg S, et al. *Science*, 2010, 327: 1619
- [124] Agnese R, Anderson A J, Asai M, et al. *Phys. Rev. D*, 2015, 92: 072003
- [125] Angloher G, Bauer M, Bavykina I, et al. *Eur. Phys. J. C*, 2012, 72: 1791
- [126] Masaki Y. *arXiv: 1511.07597*, 2015
- [127] Adriani O, Barbarino G C, Bazilevskaya G A, et al. *Nature*, 2009, 458: 607
- [128] PAMELA Collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111: 081102
- [129] Aguilar M, Alberti G, Alpat B, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110: 141102

- [130] Fermi/LAT Collaboration. Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 181101
- [131] Aguilar M, Aisa D, Alpat B, et al. Phys. Rev. Lett., 2014, 113: 221102
- [132] Hooper D, Goodenough L. Phys. Lett. B, 2011, 697: 412
- [133] Hooper D, Linden T. Phys. Rev. D, 2011, 84: 123005
- [134] Daylan T, Finkbeiner D P, Hooper D, et al. Phys. of the Dark Universe, 2016, 12: 1
- [135] Zhou B, Liang Y, Huang X, et al. Phys. Rev. D, 2015, 91: 123010
- [136] Abramowski A, Acero F, Aharonian F, et al. Phys. Rev. Lett., 2011, 106: 161301
- [137] Geringer-Sameth A, Koushiappas S M, Walker M G, et al. Phys. Rev. D, 2015, 91: 083535
- [138] Ackermann M, Albert A, Anderson B, et al. Phys. Rev. D, 2014, 89: 042001
- [139] Aliu E, Archambault S, Arlen T, et al. Phys. Rev. D, 2012, 85: 062001
- [140] Bi X, Brandenberger R, Gondolo P, et al. Phys. Rev. D, 2009, 80: 103502
- [141] Yuan Q, Cao Y, Liu J, et al. Phys. Rev. D, 2012, 86: 103531
- [142] Doroshkevich A G, Khlopov M Iu, Sunyaev R A, et al. Tenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 1981, 375: 32
- [143] Zel'dovich Ya B, Einasto J, Shandarin S F. Nature, 1982, 300: 407
- [144] Bond J R, Szalay A. ApJ, 1983, 276: 443
- [145] 毕效军. 科技导论, 2006, 24(9): 8
- [146] 秦波. 现代物理知识, 2007, 19(5): 17
- [147] 李明哲, 毕效军, 张新民. 现代物理知识, 2011, 23(4): 28
- [148] White S D M, Frenk C S, Davis M. ApJL, 1983, 274: L1

Research Progress on Dark Matter Model Based on Weakly Interacting Massive Particles

HE Yu, LIN Wen-bin

(School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

Abstract: The dark energy dominated cold dark matter scenario with scale invariant primary power spectrum has been a standard model for cosmology, i. e. Λ CDM model. Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) is the prominent candidate for cold dark matter. New physics beyond the Standard Model of Particle physics can provide weakly interacting massive particles naturally. The standard calculations of relic abundance of dark matter show that WIMPs are in agreement well with the observation $\Omega_{\text{DM}}h^2 \approx 0.11$. WIMP is massive, moving with low speed, and very likely to cluster. Results of simulations of the dark matter model based on WIMPs agree with observations of the large-scale cosmic structures. The present direct/indirect detection based on accelerator or non-accelerator is focused on WIMPs. Thus, the dark matter model based on WIMPs is very popular. Although the Λ CDM model can explain the formation and evolution of large scale structures, it conflicts with the astronomical/cosmological observations on small scales, i. e. less than Mpc, such as galaxy or sub galaxy scales. To alleviate the small-scale problem, different dark mat-

ter models are presented and baryonic physics are introduced. However, so far there is no strong evidence to exclude the cold dark matter model. We introduce the research progress of the dark matter model based on WIMPs, detail the WIMPs miracle, numerical simulation, small-scale problem, and the direct/indirect detecting. We analyze the criterion to differentiate between cold/hot dark matter and warm dark matter. We give the reason why WIMP is the prominent candidates for cold dark matter. Finally, we present the perspective on the study of the dark matter model based on WIMPs.

Key words: dark matter; Weakly Interacting Massive Particles; relic abundance; free-streaming scale