



暗物质研究进展

晁伟^{1,2}, 王力^{1,2*}

1. 北京师范大学物理学系, 北京 100875;

2. 北京师范大学高等量子研究中心, 北京 100875

*联系人, E-mail: wangl@bnu.edu.cn

收稿日期: 2022-01-05; 接受日期: 2022-03-30; 网络出版日期: 2022-06-16

国家自然科学基金(编号: 11775025, 12175027, 11805014)资助项目

摘要 暗物质是具有确凿观测证据的超出粒子物理标准模型的新物理, 其质量、自旋以及与标准模型粒子的相互作用等性质依然不为人所知. 在过去的几十年中, 有关暗物质的理论和实验研究方兴未艾, 各种暗物质理论模型以及暗物质的直接或间接探测结果层出不穷, 这些科研成果大大地加深了我们对暗物质的认识. 本文将回顾过去几年中暗物质理论和实验研究的最新进展, 其中理论进展主要包括sub-GeV暗物质、超重暗物质、WIMP-核子弹性散射截面的高阶计算等, 而实验进展则主要包括暗物质直接探测的方法、技术、现状, 以及一些主要的暗物质直接探测实验的最新结果.

关键词 暗物质, 直接探测, 弹性散射

PACS: 12.60.-i, 14.80.-j, 98.80.-k, 95.35.+d

1 引言

希格斯^[1]粒子在大型强子对撞机上的发现是高能物理研究领域的一个里程碑, 它意味着基本粒子标准模型的所有预言都被证实. 但是标准模型并非终极理论, 各类实验在证实标准模型的同时也观测到了超越标准模型新物理的证据, 例如, 中微子的非零静止质量^[2]、暗物质^[3]、宇宙的物质-反物质不对称^[4]等. 需要引入新物理来解释这些新现象.

天文学观测表明宇宙中存在大量的冷暗物质. 假设广义相对论在处理天体物理与宇宙学等问题上的有效性, 那么可以在各种星系的引力结构中推断出暗物质的存在, 所利用的观测手段主要包括恒星速

度色散关系、轴对称系统中的旋转曲线、引力透镜和可观测物质含量的测量等. 综合分析各个宇宙学参量的观测结果表明暗物质约占整个宇宙的26.8%, 即 $\Omega_{\text{DM}}h^2 = 0.1189$ ^[5]. 如果与上述假设相反, 即大宇宙尺度上的引力相互作用偏离广义相对论, 那么原先归因于暗物质存在的某些现象也可以用修改引力理论来解释^[6]. 这些理论可以在有限的尺度范围内模拟暗物质所造成的影响, 但不能解释所有的现象. 它们所面临的严重问题包括: (1) 预测正确的密度扰动谱; (2) 预测观测到的微波背景辐射的各向异性功率谱; (3) 解释子弹星系团观测到的质量中心与可观测物质中心不重合的问题; (4) 自洽解释GW170817^[7]的观测结果所推断出的引力波和电磁波的相对速度等. 鉴于此, 在

引用格式: 晁伟, 王力. 暗物质研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 270004

Chao W, Wang L. Progress of dark matter research (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 270004, doi: 10.1360/SSPMA-2022-0005

本文中认定暗物质是一个基本粒子并讨论它的性质与信号.

虽然众多实验观测到了暗物质的证据, 但是暗物质粒子是什么依然不为人所知. 我们仅仅知道暗物质是一种电中性的、非重子的、弱作用的基本粒子, 普通中微子是标准模型中唯一在性质上与暗物质相类似的粒子, 但是它的退耦温度太高(约1 MeV)^[8], 只能作为热暗物质而无法作为冷暗物质的候选者, 我们需要去构造新的暗物质理论. 在过去的几十年中, 大质量弱作用粒子(WIMP)^[3]一直被认为是最有可能的暗物质候选者. 但是暗物质直接探测实验PandaX-II^[9]和XENON1T^[10]已经把WIMP与核子的自旋无关弹性散射截面排除到了 10^{-10} pb, 它距离所谓的“中微子地板”^[11](由中微子-核子相干向前弹性散射产生的背景)仅仅有几个数量级. 这动摇了部分人把WIMP作为冷暗物质的信念, 并促使他们去探讨其他质量区间的暗物质的唯象学. 当前, 暗物质领域的研究热点主要有三个: sub-GeV暗物质^[12]、(类)轴子暗物质^[13]、原初黑洞暗物质^[14]. 这些研究方向代表了该领域当前的发展趋势. 与此同时, 传统的大质量弱作用粒子与核子弹性散射截面的精确计算也是近年来的重点研究方向.

本文将回顾暗物质理论研究和实验研究的进展. 众所周知, 暗物质是一个能量前沿、亮度前沿、宇宙学前沿的交叉学科, 它的研究范围十分宽泛, 理论物理学家已经提出了数百种暗物质理论, 实验物理学家也提出了数十种直接或者间接暗物质探测手段. 碍于篇幅, 不能一一回顾这些理论或者实验进展. 在理论进展方面, 我们将根据暗物质的质量大小对理论模型进行分类, 分别回顾sub-GeV暗物质、WIMP暗物质以及超重暗物质理论的一些进展; 在实验进展方面, 将回顾暗物质直接探测实验的技术、现状以及进展. 本文将不具体讨论暗物质在对撞机和天文学中的进展. 本文的结构安排如下: 第2节, 将简述暗物质理论研究的具体进展; 第3节则主要讨论暗物质直接探测技术及其进展; 最后一部分是总结和讨论.

2 暗物质理论进展

暗物质的性质及其在早期宇宙中演化的动力学一直是暗物质理论研究的热点. 在过去的几十年中, 科学家提出了各种各样的暗物质候选者, 其质量分布在

10^{-22} eV– 10^{55} GeV的广阔区间上. 由于有超对称、额外维等理论的支持, 以及所谓的WIMP奇迹的论断(即一个具有电弱相互作用强度且质量处于电弱能标的暗物质粒子恰好可以解释暗物质在宇宙中的丰度), WIMP一直被认为是最有力的暗物质候选者. 但由于暗物质直接探测实验一直没有观测到WIMP的信号, 物理学家开始更多地考虑其他质量区间的暗物质, 这推进了sub-GeV暗物质、原初黑洞暗物质、轴子暗物质等理论的发展. 本节将有选择性地回顾暗物质理论研究的一些进展, 主要包括sub-GeV暗物质、暗物质直接探测截面的精确计算、超重暗物质理论等几个方面.

2.1 Sub-GeV暗物质: 惰性中微子

Sub-GeV暗物质是指质量处于(0.1 keV, 1 GeV)范围内的暗物质, 它一直是暗物质领域的一个重要研究方向. 在这个质量区间内最典型的暗物质候选者是惰性中微子. 为了解释中微子的非零静止质量的起源, 物理学家引入了跷跷板机制以及各种跷跷板粒子, 比如: 右手中微子(Type-I Seesaw)、弱超荷为1的标量场三重态(Type-II Seesaw)和弱超荷为零的费米子三重态(Type-III Seesaw)等. 在这些模型中, 第一类跷跷板机制是解释中微子质量起源的最简洁的理论. 如果右手中微子质量降低到GeV以下并且稳定时, 它可以作为sub-GeV温暗物质的候选者.

惰性中微子的存在会破坏轻子味混合矩阵的么正性, 并且通过与活性中微子的混合参与弱相互作用,

$$|\nu_L\rangle = \cos\theta|\hat{\nu}\rangle + \sin\theta|\hat{\nu}_s\rangle, \quad (1)$$

其中, θ 是混合角, $\hat{\nu}$ 与 $\hat{\nu}_s$ 分别为质量本征态下的活性中微子与惰性中微子. 在早期宇宙中, 当温度降至100 MeV左右时, 惰性中微子通过中微子振荡过程产生, 其分布函数可以由如下玻尔兹曼方程来描述:

$$\frac{df_{N1}}{dz} = \frac{\Gamma(E, z) \sin^2 2\theta_{\text{eff}}}{4Hz} f_a(E, z) \Theta(E - m_{N1}), \quad (2)$$

其中, H 是哈勃常数, f_a 是活性中微子的相空间分布函数, θ_{eff} 是有效混合角, $\Gamma(E, z)$ 的贡献主要来自于以下几个过程: $\nu_a \nu_\beta \leftrightarrow \nu_a \nu_\beta$, $\nu_a \ell^\pm \leftrightarrow \nu_a \ell^\pm$, $\nu_a q \leftrightarrow \nu_a q$ 和 $\nu_a \nu_a \leftrightarrow$

$\ell^\pm \ell^\mp$. 总的作用率为

$$\Gamma(E, z) \approx \begin{cases} 1.27 G_F^2 E T^4, & a = e, \\ 0.92 G_F^2 E T^4, & a = \mu, \tau, \end{cases} \quad (3)$$

其中, G_F 是费米常数.

根据方程(3), 可以数值计算方程(2)以得到暗物质的剩余丰度, 它仅仅是混合角与暗物质质量的函数. 与此同时, 惰性中微子还可以辐射衰变到活性中微子和一个光子, 因而产生可以观测的光子信号. 反过来, 可以利用光子和剩余丰度的测量结果来限制暗物质的质量和混合角. 结果表明, 这两个参量的观测结果已经可以排除掉惰性中微子的大部分参数空间! 这驱使我们去构造满足所有实验限制的惰性中微子理论. 在最近的文献[15]中, 引入了如下的中微子自相互作用:

$$\mathcal{L} \sim \frac{\lambda_\phi}{2} \nu_a \nu_a \phi + \text{h.c.}, \quad (4)$$

其中, λ_ϕ 是汤川耦合常数, ϕ 是一个复标量场单态, ν_a 为味本征态的活性中微子. 惰性中微子通过混合与标量场相互作用. 由于该相互作用, 惰性中微子在早期宇宙中可以通过复标量场传播子产生. 此时, 惰性中微子的剩余丰度依赖于4个参数: 混合角、暗物质质量、汤川耦合、复标量场质量, 而光子的结果依然只依赖于暗物质的质量和其混合角. 适当地调节新的物理参数, 就可以有效避免光子的观测结果与剩余丰度观测结果之间的冲突.

虽然方程(4)能够解决问题, 但考虑到活性中微子处于电弱二重态之中, 如何构造满足所有实验限制的相互作用而不去破坏电弱对称性是一个很具有挑战性的课题. 这促使去寻找其他的解决方案. 文献[16]探索了如何利用赝狄拉克惰性中微子以及交换对称性来缓解上文提到的矛盾. 在该理论中, 相互作用拉氏量可以写为

$$-\mathcal{L} = \hat{m} (\bar{\nu}_L N_R + \bar{\nu}_L N_L^C) + \frac{1}{2} \mu (\bar{N}_R^C N_R + \bar{N}_L N_L^C) + m \bar{N}_L N_R + \text{h.c.}, \quad (5)$$

其中, (N_L, N_R) 组成一个赝狄拉克粒子, 并且汤川相互作用满足一个交换对称性 $N_L \leftrightarrow N_R^C$. 据此拉氏量, 可以计算中微子的质量本征值. 在基矢 (ν_L, N_L, N_R^C) 下, 中

微子的质量矩阵可以写为

$$M_\nu = \begin{pmatrix} \times & \hat{m} & \hat{m} \\ \hat{m} & \mu & m \\ \hat{m} & m & \mu \end{pmatrix}. \quad (6)$$

该混合矩阵可以被 3×3 的幺正矩阵对角化, 给出两个具有微小质量劈裂的Majorana惰性中微子, 其中轻惰性中微子不与活性中微子相互作用, 而重惰性中微子与活性中微子的混合角为 $\sin \theta \approx \frac{\sqrt{2}\hat{m}}{\mu+m}$.

重的惰性中微子在早期宇宙中通过中微子振荡产生之后会通过一个U(1)规范相互作用衰变到轻的惰性中微子和一个暗辐射, 其中轻惰性中微子是真正的暗物质候选者, 而暗辐射则为宇宙的膨胀贡献一个辐射能量密度从而缓解哈勃冲突的问题. 在该理论中, 暗物质的玻尔兹曼方程为

$$\begin{aligned} \frac{df_{N2}}{dz} &= \frac{f_{N1}}{Hz} \frac{m_{N1}}{E} \Gamma_1 (\hat{N}_1 \rightarrow \hat{N}_2 + A') \\ &\quad - \frac{f_{N2}}{Hz} \frac{m_{N2}}{E} \Gamma_2 (\hat{N}_2 \rightarrow \hat{\nu} + A'), \end{aligned} \quad (7)$$

其中, f_{N2} 是暗物质的分布函数, f_{N1} 是重惰性中微子的分布函数(其玻尔兹曼方程可以通过修改方程(2)加入衰变项来得到), $\Gamma_{1,2}$ 分别是 N_1 和 N_2 的衰变宽度. 根据此方程, 可以计算出各种粒子能量密度的表达式:

$$\rho_1(a) = \rho_* e^{-\Gamma_1 [t-t_*]} \left(\frac{a_*}{a} \right)^3, \quad (8)$$

$$\rho_2(a) \approx \rho_* (1 - \varepsilon) \left(1 - e^{-\Gamma_1 (t-t_*)} \right) \left(\frac{a_*}{a} \right)^3, \quad (9)$$

$$\rho_{\text{DR}}(a) = \frac{\varepsilon \rho_* a_*^3 e^{\Gamma_1 t_*}}{a^4} \left[\int_{a_*}^a e^{-\Gamma_1 t} da - a e^{-\Gamma_1 t} \Big|_{a_*}^a \right], \quad (10)$$

其中, ρ_* 是指 N_1 在衰变开始时刻 t_0 的能量密度, $t_0 = t(a_*)$, $t = t(a)$, $\varepsilon = 1 - m_2/m_1$ 描述惰性中微子的相对质量劈裂.

根据以上公式, 研究了3种新粒子能量密度随着宇宙相对尺度因子 a/a_0 演化的图像. 可以看出 N_1 在早期宇宙中会完全衰变到 N_2 , 因而不会产生可探测的光子信号. 最终暗物质的丰度 $\Omega_{\text{DM}} = \rho_2/\rho_c$, 其中 $\rho_c = 1.05 \times 10^{-5} h^{-2} \text{ GeV/cm}^3$ 为标准密度. 暗辐射的存在会改变有效中微子代数,

$$\Delta N_{\text{eff}} = \frac{8}{7} \left(\frac{11}{4} \right)^{4/3} \frac{\Delta \rho}{\rho_\gamma}, \quad (11)$$

其中, ρ_γ 为光子的能量密度. Planck 2018 的测量结果给出 $N_{\text{eff}} = 2.99 \pm 0.17$ [5, 17], 这与标准模型的预言 $N_{\text{eff}}^{\text{SM}} = 3.045$ [18–21] 相一致. 本理论所预言的 ΔN_{eff} 可以被未来的 CMB-S4 实验测量到, 该实验计划达到的灵敏度为 $\Delta N_{\text{eff}} = N_{\text{eff}} - N_{\text{eff}}^{\text{SM}} \sim 0.03$ [22, 23]. 与此同时, 在该理论中还对哈勃常数等宇宙学参数进行了马尔可夫链-蒙特卡罗模拟分析. 对 Planck+BAO+R19 的数据分析结果表明 $H_0 = 69.2^{+0.58}_{-0.59}$, 这在一定程度上缓解了“哈勃冲突”问题.

2.2 WIMP 散射截面的精确计算

当前, 实验室中存在 3 种检测 WIMP 的方法: (1) 在地下实验室中寻找 WIMP 和核子之间的散射信号, 测量弹性散射引起的核反冲能(直接探测); (2) 借助卫星或望远镜探测 WIMP 湮灭或衰变注入的宇宙射线通量(间接探测); (3) 在大型强子对撞机(LHC)上产生 WIMP, 其中 WIMP 的信号是 Mono-X+Missing Energy. 在这 3 种手段中, 第一种探测方法是最直接的, 因为在间接探测实验中宇宙射线的天体物理来源尚未明确确定, 而 LHC 实际上是暗物质的媒介粒子探测机. 得益于技术进步, PandaX 和 XENON1T 等直接探测实验在提高探测精度和探测效率方面取得了巨大进步. 理论上, 可以通过不断增加曝光量来探测任意小的直接探测截面. 但众所周知, 直接探测实验将很快达到中微子核子相干弹性散射的背景, 即所谓的“中微子地板”. 如果暗物质的信号位于中微子地板底部之下, 当前的直接探测技术将无法区分信号是由暗物质引起的还是由中微子引起的, 需要新的探测技术辨别信号的来源. 也就是说, 中微子地板是新和旧直接探测技术的分界线. 因此, 如果想借助当前的直接探测技术研究尽可能多的暗物质模型, 那么直接探测截面的精确计算将非常重要.

首先在非相对论极限下研究暗物质-核子弹性散射的有效相互作用. 假设暗物质是 Majorana 费米子, 散射过程可以表示为

$$\chi(\mathbf{p}) + N(\mathbf{k}) \rightarrow \chi(\mathbf{p}') + N(\mathbf{k}'), \quad (12)$$

其中, $\mathbf{p}, \mathbf{p}', \mathbf{k}, \mathbf{k}'$ 是 WIMP 粒子与核子在初末态的动量. 我们可以用以下 4 个矢量来构造有效相互作用: 转移动量 $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, 暗物质速度 $\mathbf{v}$, 核子自旋 $\mathbf{S}_N$ 和暗物质自

旋 $\mathbf{S}_\chi$. 有效算符可以分为两类: 自旋无关算符和自旋相关算符, 其中核子自旋无关算符为 [24]

$$O_1 = 1, \quad (13)$$

$$O_2 = \mathbf{S}_\chi \cdot \mathbf{iq}, \quad (14)$$

$$O_3 = \mathbf{S}_\chi \cdot \mathbf{p}, \quad (15)$$

$$O_4 = \mathbf{S}_\chi \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{iq}). \quad (16)$$

在这里暂且不讨论与核子自旋相关的有效算符. 值得一提的是, 所有依赖于 $\mathbf{p}$ 或者 $\mathbf{q}$ 的有效算符都是被暗物质的速度压低的. 与上式中的非相对论算符相匹配的相对论算符为

$$\bar{\chi}\chi\bar{N}N, \quad (17)$$

$$\chi\gamma^\mu\chi\bar{N}\gamma_\mu N, \quad (18)$$

$$\bar{\chi}i\gamma^5\chi\bar{N}N, \quad (19)$$

$$\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{N}\gamma_\mu N, \quad (20)$$

$$\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}q_\nu\chi K_\mu\bar{N}N, \quad (21)$$

其中, $K_\mu = k_\nu + k'_\nu$. 根据这些有效算符, 可以写出暗物质-核子弹性散射振幅, 进而写出微分事例数

$$\frac{dR_D}{dE_R} = N_T \frac{\rho_\chi m_T}{m_\chi \mu_T^2} \int \frac{f(v)}{v} d^3v \frac{d\sigma_T}{d\cos\theta}, \quad (22)$$

其中, N_T 是单位探测器质量所包含的核子数目, σ 是暗物质与原子核的弹性散射截面, ρ_χ 为暗物质的能量密度, $f(v)$ 为暗物质的速度分布函数, μ_T 为暗物质-核子的约化质量.

方程(17)–(21)所描述的有效算符均来自于树图级的相互作用, 为了更精确地计算暗物质与核子的弹性散射截面, 需要计算辐射修正的贡献. 作为一个具体的例子, 假设暗物质通过一个新的规范场 V 与标准模型粒子相互作用, 相应的拉氏量为

$$\mathcal{L}_\chi = \frac{1}{2}\bar{\chi}i\gamma^\mu\partial_\mu\chi + \frac{1}{2}g_V\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5V_\mu\chi - \frac{1}{2}m_\chi\bar{\chi}\chi. \quad (23)$$

为了计算方程(23)所引起的散射截面, 首先写出与此相关的有效算符

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}} = & \kappa_0\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu q + \sum_{p=q,s} \frac{1}{2}\kappa_{1p}\bar{\chi}\chi\mathcal{O}_s^p \\ & + \frac{1}{2}\kappa_{2q}\bar{\chi}i\partial^\mu\gamma^\nu\chi\mathcal{O}_{\mu\nu}^q + \frac{1}{2}\kappa_{3q}\bar{\chi}i\partial^\mu i\partial^\nu\chi\mathcal{O}_{\mu\nu}^q, \end{aligned} \quad (24)$$

其中, κ_{ip} 为威尔逊系数, $O_s^q = m\bar{q}q$, $O_s^g = -\frac{9}{8}\alpha_s G_{\mu\nu}^A G_{\mu\nu}^A$ 和 $O_{\mu\nu}^q$ 为 Twist-2 有效算符, 其定义为

$$O_{\mu\nu}^q = \frac{1}{2}\bar{q}\left(\partial_\mu\gamma_\nu + \partial_\nu\gamma_\mu - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\gamma_\mu\partial^\mu\right)q. \quad (25)$$

在这里假设 V 的质量为上述有效算符的截断能标. 接下来需要计算这些算符的威尔逊系数.

威尔逊系数 κ_0 来自于树图级的贡献,

$$\kappa_0 = \frac{\zeta g_V^2}{2m_V^2}, \quad (26)$$

其中, m_V 为矢量玻色子的质量. $\kappa_{1,2,3}^q$ 来自于箱形图的贡献, 可以在零动量转移下计算这些图, 并将振幅用夸克动量来表示, 然后将其分解成有效算符 [25]. 暗物质-胶子有效算符来自于双圈图的贡献. 在这里仅考虑 Twist-0 胶子有效算符的贡献. 在该图的计算中, 需要用到规范场在胶子背景场中在 Fock-Schwinger 规范下的两点格林函数,

$$i\Pi_{VV}^{(f)ab} = -\frac{1}{3}\frac{ig_s^2}{16\pi}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}\left(\frac{g_V^2}{q^2}g^{ab} - \frac{g_V^2}{q^4}q^a q^b\right), \quad (27)$$

其中, g_s 为强相互作用系数, f 为圈图中的费米子, q 为规范玻色子的动量. 利用此公式, 可以将双圈图简化为单圈图的计算, 并给出威尔逊系数的表达式.

最终, 次领头阶的暗物质-核子弹弹性散射截面可以表示为

$$\sigma_{\text{SI}}^{\text{NLO}} = \frac{\mu^2 m_N^2}{\pi} \left[\sum_q \kappa_{A1q} f_{Tq}^N + \kappa_g f_{Tg}^N + \frac{3}{4} \sum_q (m_\chi \kappa_{A2q} + m_\chi^2 \kappa_{A3q}) (q^N(2) + \bar{q}^N(2)) \right]^2, \quad (28)$$

其中, $q^N(2)$ 为核子中夸克分布函数的第二动量, f_{Tq}^N 为夸克矩矩阵元 ($\langle N | m_q \bar{q}q | N \rangle = m_N f_{Tq}^N$), f_{Tg}^N 是胶子矩矩阵元 ($-\frac{9\alpha_s}{8\pi} \langle N | G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} | N \rangle = m_N f_{Tg}^N$). 作为说明, 文献 [26] 的图 5 展示了暗物质直接探测截面随着暗物质质量演化的图像. 红色实线和蓝色虚线分别对应于领头阶和次领头阶的散射截面. 黑色虚线和绿色虚线分别是 PandaX II [27] 和 XENON1T [28] 实验给出的约束条件. 从图中可以得出, 即使领头阶贡献被暗物质速度所抑制, 它仍然是相当大的, 并且当前的约束已经排除了低

暗物质质量区域 ($6 \text{ GeV} < m_\chi < 120 \text{ GeV}$). 对于非常轻的 MDM, 次领头阶贡献占主导. 次领头阶贡献对暗物质质量敏感的原因是 σ^{NLO} 与 g_V^8 成正比, 而 σ^{LO} 与 g_V^4 成正比. 因此, 轻微增加 g_V 可能会明显提高 σ^{NLO} . 图中的垂直虚线是微扰性的约束 [29, 30].

2.3 超重暗物质的自洽理论

暗物质直接探测的实验结果表明 WIMP 作为冷暗物质的可能性越来越小, 物理学家开始考虑其他质量区间暗物质的唯象学. Sub-GeV 暗物质因此成为一个研究热点, 而对于超重暗物质唯象学的研究还比较少. 众所周知, 如果暗物质在早期宇宙中是通过 freeze-out 机制产生的, 则它的质量上限不能超过 100 TeV, 否则该理论将破坏么正性 [31–33]. 因此一个超重的暗物质理论需要新机制来压低暗物质粒子的数密度. 在近期的工作中, 除了传统的冻结机制外, 物理学家还尝试用其他手段来规避么正性约束, 包括热冻结机制 [34]、热浴中粒子的非弹性散射 [35]、一级相变期间的过滤效应 [36, 37] 等.

超重暗物质理论及其直接探测截面的限制无疑将成为一个研究热点. 在本文中由于篇幅的限制不可能一一回顾各个超重暗物质理论. 作为具体实例, 我们将具体讨论一级宇宙学相变对暗物质的过滤效应. 暗物质与宇宙学相变的相互作用已经被广泛研究 [36–69], 结果表明, 如果暗物质质量源自对称性自发破缺, 则暗物质的冻结温度和数密度都与相变紧密相关. 本文遵循参考文献 [36, 37] 的思想, 并通过假设赝标量场暗物质的质量仅部分来源于相变, 来研究赝标量暗物质穿过真空气泡的过滤效应.

一级相变是由真空中的核合来实现的. 假设气泡壁沿负 z 方向以速度 v_w 移动, 让 F^P 代表等离子体的静止坐标系, 让 F^w 代表气泡壁的静止坐标系. 在一级相变期间, 在 F^P 框架中以动量 p 撞击膨胀气泡壁的大质量粒子 χ 只有在 F^w 框架中其 z 方向动量足够大时才能穿透气泡壁,

$$\gamma_w(p_z + v_w E) > \sqrt{\Delta m^2}, \quad (29)$$

其中, $\gamma_w = 1/\sqrt{1-v^2}$ 为洛伦兹因子, $E = \sqrt{p^2 + m_0^2}$, 其中 m_0 为 χ 在气泡壁之外的质量, $\Delta m^2 = m_\chi^2 - m_0^2$ (这里 m_χ 是 χ 在相变之后的质量). 公式 (29) 来自于能量守

恒, 也是一个粒子穿透气泡壁的条件. 与无质量粒子的穿透条件相比, $\gamma_w(p_z + v_w|p|) > m_\chi$ [36], 有质量粒子的穿透条件更加复杂, 并且大的 m_0 可能会导致暗物质在气泡之外就已经退耦掉了, 值得详细研究.

为了计算暗物质的穿透率, 首先借助文献[37, 53, 54]的方法估计暗物质在气泡内部的分布, 然后再去讨论暗物质的丰度. 首先假设暗物质在气泡之外处于热平衡, 则其分布函数可以用玻色-爱因斯坦统计来描述,

$$f_\chi = \frac{1}{e^{\gamma_w(\sqrt{|\vec{p}|^2 + m_0^2} - v_w \tilde{p}_z)/T_n} - 1}, \quad (30)$$

式中, T_n 表示核合成温度, $\tilde{p}_z$ 是气泡壁的速度. 由于能动量守恒, 只有 $\tilde{p}_z^2 > \Delta m^2$ 的暗物质能穿透气泡. 于是来自气泡之外的暗物质通量可以写为 [37, 53]

$$\tilde{J}_\chi = g_\chi \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{\tilde{p}_z}{E} f_\chi \Theta(\tilde{p}_z - \sqrt{\Delta m^2}), \quad (31)$$

这里, $g_\chi = 1$ 是暗物质的自由度. 于是暗物质在气泡内部的数密度可以写为 [37, 53]

$$n_\chi^{\text{in}} = \frac{\tilde{J}_\chi}{\gamma_w v_w}. \quad (32)$$

暗物质的穿透率 R_χ 为

$$R_\chi = \frac{n_\chi^{\text{in}}}{n_\chi^{\text{out}}}, \quad (33)$$

其中, n_χ^{out} 是暗物质在气泡之外的数密度. 继续推广这些论断, 可以计算那些在相变之前就已经退耦暗物质的穿透率, 并估计暗物质的真实剩余丰度.

为了更形象地表示相变的过滤效应, 文献[70]的图3描述了暗物质相对数密度 Y_χ 随着相对温度 T_n/T 演化的曲线. 我们假设暗物质在相变之前就已经退耦. 图中红色曲线表示数密度, 浅黄色区域为对称相而浅蓝色区域为破缺相, 可以看出暗物质在相变的过程中被过滤掉了几个量级! 众所周知, 气泡在形成之后就会扩散、碰撞、融合, 最后充满整个宇宙以完成相变. 当暗物质被过滤后它就处于对称相, 随着相变的进行, 对称相所占宇宙的比例会越来越小最后完全消失, 在这个过程中, 处于对称相的暗物质的数密度越来越大, 以至于其湮灭相互作用重新进入热平衡, 并最终导致对称相的暗物质都湮灭掉了. 如果暗物质无法湮灭, 则它们有可能被累积起来形成费米球体或者原初黑洞等.

2.4 小结

在本节中分别回顾了 sub-GeV 暗物质、WIMP 和超重暗物质 3 个领域的一些进展. 实际上每一个领域都值得做一个长篇综述, 由于篇幅的限制不能够面面俱到地详细回顾这些领域的其他进展. 感兴趣的读者可以阅读这些领域的专题性综述文章. 虽然科学家已经提出了众多的暗物质理论模型, 但它们还需要接受暗物质直接探测或者间接探测实验的检验. 接下来将回顾暗物质直接探测实验的进展.

3 暗物质直接探测进展

作为暗物质研究的另一个重要领域, 对暗物质的探测实验也在近几十年来逐渐成为粒子物理非常热门的研究领域, 吸引了大量科学家的目光. 暗物质探测同时也是探索超出标准模型新物理可能的重要突破点之一, 实验学家们设计了各种各样的实验试图探测暗物质粒子. 如前所述, 暗物质探测实验有直接探测、间接探测和对撞机探测 3 种. 其中直接探测是目前暗物质探测实验的主战场, 世界范围内有 20 多个采用不同技术的暗物质实验正在运行.

3.1 直接探测实验

基于暗物质粒子与核子散射的测量是目前最主要的暗物质直接探测方式. WIMP 是目前理论学家和实验学家都非常青睐的暗物质候选者. 1985 年, Goodman 和 Witten [71] 提出在地球表面可以通过测量 WIMP 与探测器靶核的散射过程探测暗物质, 自此绝大多数暗物质直接探测实验都把它作为首要的探测目标. 直接探测实验最直接的方法是测量 WIMP 与靶原子核弹性碰撞后的反冲核的能量, 通过对反冲核能谱的分析给出 WIMP 质量与截面的参数限制. 除此之外, 根据暗物质晕模型, WIMP 与地球表面探测器之间的相对运动会随地球公转和自转出现周期性的变化, 测量由此造成的 WIMP 与靶核散射事例率或 WIMP 方向的调制效应也是非常重要的探测方式. WIMP 与靶核的散射截面分为自旋相关截面和自旋无关截面. 自旋相关截面取决于靶核总的自旋. 自旋无关截面与靶核质量数的平方成正比, 预期的事例率相对自旋相关要大得多, 因此自旋无关的 WIMP-核子相互作用是目

前直接探测中最主要的暗物质探测通道。

总的来说, 基于核散射的暗物质探测是非常有挑战性的, 一方面是因为散射截面很小导致事例数非常稀少, 另一方面散射过程中转移给反冲核的能量很小, 而且产生的能谱为连续能谱并随着能量的增加指数衰减。这些限制对探测器系统的本底水平和阈值等都提出了很高的要求。暗物质实验中本底包括宇宙射线、周围环境以及探测系统自身的天然放射性本底和宇生本底。为了减小宇宙射线的干扰, 几乎所有的暗物质直接探测实验都必须在地下实验室进行。除宇宙线外, 来自外部的环境本底可以利用被动及主动反符合屏蔽来尽可能地降低, 来自探测器内部的本底则必须通过材料纯化、放射性筛选以及宇生放射性控制技术来降低。此外合理的信号甄别技术也是非常重要的本底抑制方法。

3.1.1 暗物质粒子-原子核弹性碰撞

WIMP与探测器靶核散射后会将部分能量转移给反冲核, 反冲核在探测介质中沉积能量能够进一步产生可测量的信号, 该过程称为核反冲, 产生的信号称为核反冲信号。根据探测介质的不同, 可测量的信号可以是光、电离或热, 通过测量这些信号可实现对反冲核能量的测量。值得注意的是, 可以测量其中一种信号, 也可以利用合适的探测技术同时测量两种甚至三种信号, 两种信号同时测量往往能够实现对核反冲与电子反冲的甄别, 这对暗物质探测本底的降低是非常有利的。例如, 气液两相氙时间投影室可以同时测量光信号和电离信号, 半导体低温量热器可以同时测量电离信号和热信号, 这都极大地提高了它们对WIMP的探测灵敏度, 成为非常有竞争力的探测技术方案。现有的主要暗物质直接探测实验根据所采用的探测技术可以分为液态惰性气体探测器、极低量热器、半导体探测器和过热液体探测器4类。

液态惰性气体探测器

液氙或液氙是目前最主要的液态惰性气体暗物质探测介质。氙和氙的沸点分别为 -108°C 和 -186°C , 容易实现液化。液氙和液氙的提纯技术也都比较成熟, 可以达到很高的纯度。二者都是良好的闪烁体, 单位能量沉积产生的闪烁光子以及电子离子对都比较可观。

具体而言, 液氙/氙探测器可以分为单相探测器和双相探测器两种。单相探测器仅测量液氙/氙的闪烁光信号, 这种探测器一般设计成球形, 并在 4π 方向上都布置光电倍增管来收集闪烁光信号。根据闪烁光时间信息以及空间分布信息可以重建粒子的相互作用位置。双相探测器一般为圆柱形, 内部分成两部分, 下面为液相氙/氙, 上面为气相氙/氙, 其中液相占据探测器体积的绝大部分。探测器的顶面和底面布置可以直接接收液氙/氙闪烁光的低本底光电倍增管阵列。三级电网结构在探测器内形成漂移电场和萃取电场。粒子入射到液氙/氙后通过电离和激发沉积能量, 分别产生电子离子对和闪烁光, 其中闪烁光被底部及顶部的光电倍增管收集, 称为闪烁光信号(S1)。电子在漂移电场作用下向上漂移到气液交界面, 并被萃取电场拽入气相氙/氙, 进入气相后电子在强场的作用下与气相氙/氙原子碰撞产生电致发光并被光电倍增管收集, 称为电离信号(S2)。根据闪烁光信号的空间分布以及电子的漂移时间可以重建粒子的相互作用位置。相对于电子反冲, 核反冲事例S2与S1比值更小, 利用S2/S1可以区分电子反冲事例与核反冲事例。

氙的放射性同位素中除 ^{136}Xe 和 ^{124}Xe 外半衰期都很短, 因此自身放射性水平低。氙的质量数比较高、密度大, 在实现大质量的同时探测器可以做得相对紧凑, 同时外界 γ 本底在氙中射程短, 主要分布在灵敏体积的外侧。根据对粒子相互作用位置的重建, 可以只取中心 γ 事例较少的部分作为有效探测区域, 也就是它具有很好的自屏蔽效果。利用气液两相时间投影室技术又具有了良好的核反冲与电子反冲的甄别能力。得益于这些优点, 液氙对WIMP具有优异的灵敏度, 基于液氙的实验一直引领着自旋无关WIMP相互作用几个GeV以上到TeV区间大质量WIMP的探测。此外, 氙中 ^{129}Xe 和 ^{131}Xe 的丰度分别为26.4%和21.2%, 这使得它对自旋相关WIMP相互作用的测量也具有较高的灵敏度。

目前采用气液两相氙时间投影室技术的有3个实验组, 分别是意大利LNGS地下实验室的XENON实验、中国锦屏地下实验室CJPL的PandaX实验以及美国SURF地下实验室的LZ实验。日本神冈的XMASS^[72]实验则采用了单相液氙方案。

XENON实验是世界上最早开展的基于液氙的双相时间投影室暗物质探测实验。该实验组的第一个

主要用于技术验证的实验装置XENON10^[73]于2005年在LNGS建成并运行. 2008年探测装置升级为XENON-100^[74]. 2016年XENON1t^[10]的运行标志着暗物质直接探测进入吨量级实验新阶段. 目前该实验组含5.9 t液氙(灵敏区质量,下同)的XENONnT^[75]实验已经处于调试阶段. PandaX实验是我国开展的两个主要的暗物质直接探测实验之一. PandaX前两个阶段的实验PandaX-I^[76]和PandaX-II^[9]在CJPL-I运行, 目前含3.7 t液氙的第三阶段PandaX-4T^[77]实验已经在CJPL-II实验室运行. 随着探测器规模不断扩大, 一些实验组从竞争走向合作, 如同样采用双相氙探测技术的LUX实验组与ZEPLIN实验组合并组成了LZ实验组, 目前含7 t液氙的LZ实验正在测试中^[78]. DARWIN^[79]实验是构想中的未来液氙实验, 计划采用40 t液氙, 该实验将会是利用该技术探测WIMP的终极实验.

采用液氙作为暗物质探测介质的实验包括位于LNGS的DarkSide实验, 以及位于加拿大SNOLAB的DEAP-3600实验. 相对于液氙, 液氙的成本更低, 对电子反冲具有更强的波形甄别能力, 但是从大气中提取的氙含有长寿命的字生核素³⁹Ar, 严重影响探测灵敏度. DarkSide-50^[80]实验采用双相氙时间投影室技术, 并采用地下采集的氙来减小³⁹Ar的影响. DarkSide-20k^[81]是该实验组正在准备的下一阶段实验, 将采用20 t的液氙. DEAP-3600^[82]实验采用约3.2 t液氙, 该实验为单相液氙闪烁探测器, 仅测量液氙中产生的闪烁光信号. 未来百吨级的液氙实验ARGO也在规划中, 计划21世纪20年代末用300 t地下氙开展实验.

极低温量热器

相较于大质量WIMP, 对几个GeV以下的WIMP的测量, 与靶核散射产生的反冲核能量更小, 因此除了同样要求极低的本底外, 还需要探测器有极低的能量阈值. 在mK量级的极低温条件下, 分子运动几乎被冻结, 微弱的能量转移也能引起显著的信号. 固体极低温量热器可以基于微小的温度变化测量热声子信号, 其阈值可以小于100 eV, 而且结合对闪烁光或者电离信号的测量, 可以实现核反冲与电子反冲的甄别. 这种实验方案在GeV到sub-GeV能区具有显著优势.

目前采用极低温量热器的实验组包括super-CDMS^[83], EDELWEISS^[84]和CRESST^[85]实验. Super-CDMS利用工作在约50 mK下的低温半导体探测器同时测量电离信号和声子信号, 并达到了56 eVee的阈值.

该实验组目前利用总共约30 kg的各种不同类型的硅和锗探测器在SNOLAB开展实验. EDELWEISS-III实验位于法国的LSM地下实验室, 探测装置包括24个锗晶体低温量热器, 该实验组设计的约33 g的小质量高纯锗探测器阈值可以达到60 eV. CRESST实验组采用CaWO₄晶体同时测量闪烁光信号和声子信号, CRESST-III实验中利于单体质量更小的CaWO₄晶体进一步降低阈值, 目前已经可以达到30 eV.

半导体探测器

高纯锗探测器是主要的用于暗物质直接探测实验的半导体探测器, 主要测量核反冲产生的电离信号. 得益于区域熔炼技术的发展, 目前高纯锗晶体可以达到13个9的纯度. 同时作为半导体探测器, 高纯锗拥有目前最好的能量分辨率. 采用点电极结构的高纯锗探测器电容较小, 电子学噪声更低, 可以实现较低的能量阈值, 非常适合对轻质量WIMP进行直接探测.

国际上采用该技术的实验包括TEXONO^[86], Co-GeNT^[87]和CDEX. TEXONO最早在我国台湾利用20 g极低能量阈高纯锗探测器开展实验, 并于2011年将探测器转移至CJPL. CoGeNT采用了点电极高纯锗探测器开展实验. CDEX实验是我国开展的另一个主要的暗物质直接探测实验, 该实验在位于四川省凉山彝族自治州的CJPL进行. 同样采用工作在液氮温度下的点电极高纯锗探测器对轻质量WIMP进行测量. CDEX第一阶段包括两个均为1 kg的探测器CDEX-1A^[88]和CDEX-1B^[89], 阈值分别达到了475和160 eVee. 目前第二阶段CDEX-10^[90]实验正在运行.

近年来, 一些新的半导体技术也被用来进行暗物质的直接探测. 如DAMIC^[91]实验采用硅电荷耦合装置(即CCD)技术, 实现了三维位置重建以及对本底事例的有效甄别. 该实验目前采用总质量约40 g的7个CCD开展实验, 阈值达到了50 eVee. SENSEI^[92]实验基于CCD利用新型读出技术在几个MeV以下给出了对暗物质-电子散射最强的限制.

过热液体探测器

过热液体探测器包含过热液滴探测器和气泡室. 液体介质被保持在过热的亚稳定状态, 当粒子进入液体并产生足够的能量沉积时就会产生气泡, 并通过拍照的方式记录下来. 气泡形成的概率与粒子的能量损失率有关, 一般电子反冲能量沉积较小, 不足以形成气泡, 因此具有排除电子反冲事例的能力. 过热液体探

测器无法测量每个事件中的反冲核能量, 因为只要大于某个能量的反冲都会产生一个气泡. 实际上它是一种阈值探测器, 阈值大小可以通过控制液体的温度和压强来调节. 这些实验介质的选择上比较灵活, 但几乎所有的实验都含有F, 因为F原子核有一个未配对的单独的质子, 对自旋无关暗物质探测具有较高的灵敏度. 采用过热液体探测技术的实验主要有COUPP^[93], PICASSO^[94], SIMPLE^[95]和PICO^[96]实验. PICO实验组由COUPP和PICASSO合并而来, 目前该实验组含57 kg C₃F₈的PICO-40L实验正在SNOLAB实验室运行.

3.1.2 年度调制

相对于地下实验室的暗物质直接探测器, 暗物质的方向随着地球的公转会有周期性的变化, 二者之间的相对速度也会有周期性的变化, 这将导致暗物质粒子与靶核散射事例率的年度调制效应. 目前针对年度调制效应的测量主要使用结构简单, 能够长期稳定运行的NaI(Tl)闪烁体探测器阵列来开展实验.

DAMA/LIBRA^[97]是首个宣称发现暗物质年度调制效应的实验, 探测器为总重约250 kg的NaI(Tl)闪烁晶体阵列. 该实验已经在LNGS实验室运行了20多年, 给出的实验结果显示出了极强的年度调制信号. 但是采用铊、氙等其他靶物质的暗物质实验并不支持该实验结果. 目前COSINE-100^[98]和ANAIS-112^[99]实验正在采用相同的技术方案对此进行验证. COSINE-100实验位于韩国Y2L地下实验室, 采用106 kg低本底NaI(Tl)晶体. ANAIS-112实验位于西班牙Canfranc地下实验室, 共有112.5 kg NaI(Tl)晶体.

除了上面3个实验之外, 其他一些针对年度调制的实验也在逐渐开展. 例如LNGS的SABRE^[100]实验和日本神冈的PICOLON^[101]实验都计划研制超高纯NaI(Tl)晶体, 并利用被动屏蔽及液闪反符合技术将现有本底水平进一步降低. LNGS的COSINUS^[102]实验则计划基于CRESST实验的技术发展NaI极低温度量热器, 借助对核反冲与电子反冲的甄别来更精确地检验DAMA/LIBRA的实验结果.

3.1.3 方向性测量

按照暗物质晕模型, 相对于地下实验室的暗物质直接探测器, 暗物质的方向随地球的公转和自转也会

有所变化, 但是本底的方向总是随机的或者指向固定来源. 如果利用位置灵敏的探测器在测量核反冲能量的同时重建出反冲核的运动径迹, 就可以区分暗物质信号和其他本底信号, 并确定暗物质的方向. 反冲核径迹的长度取决于转移的能量以及靶物质的密度, 例如对于几十keV的反冲核, 其在固体介质中径迹长度约为几百纳米, 在低压气体介质中, 径迹长度则可以达到毫米量级. 对于固体介质, 目前只有核乳胶探测器能满足这样的精度. 因此, 目前的基于方向性测量的暗物质实验大都采用低压气体作为探测介质, 探测器基本结构均为大体积的时间投影室. 常用的气体介质为CF₄, 对自旋相关耦合作用很灵敏. 相比于核反冲, 电子反冲径迹更长且电离密度更小, 因此该方法也可以区分核反冲与电子反冲.

DRIFT^[103]实验是最早开展的基于方向测量的暗物质实验, 其探测器体积约为1 m³, 探测介质为0.14 kg的CS₂, CF₄和O₂的混合气体, DRIFT-II实验给出了目前方向性探测器最灵敏的结果. 其他正在运行的同类型实验包括LSM地下实验室的MIMAC^[104]实验、日本神冈的NEWAGE^[105]实验以及美国的DMTPC^[106]实验. 此外, LNGS的NEWS-dm^[107]实验采用了核乳胶探测器来进行暗物质的方向性测量. 值得注意的是, 如果能够测到暗物质信号, 那么这种方法可以给出暗物质的速度分布, 进而得到暗物质的来源. 而且该方法可以区分中微子信号和暗物质信号, 因为二者造成的反冲核的角分布是不一样的. 因此这种方法可以突破中微子地板的限制.

3.2 中国的暗物质探测

虽然我国在暗物质探测领域起步较晚, 但是经过十余年不断的努力与发展, 目前在该领域已经实现了从跟跑到并跑的质的飞跃, 甚至在一些方面已经逐渐显示出领跑的趋势. 2010年, 我国首个极深地下实验室——中国锦屏地下实验室CJPL建成并投入使用. 该实验室位于四川省西部崇山峻岭之中一条17 km长的隧道中, 岩石覆盖厚度达到了2400 m. 从图1可以看出, CJPL是目前世界上深度最深、宇宙线通量最低的地下实验室. 加上便利的交通条件, CJPL可以说是开展暗物质直接探测等稀有事例实验的得天独厚的实验场所.

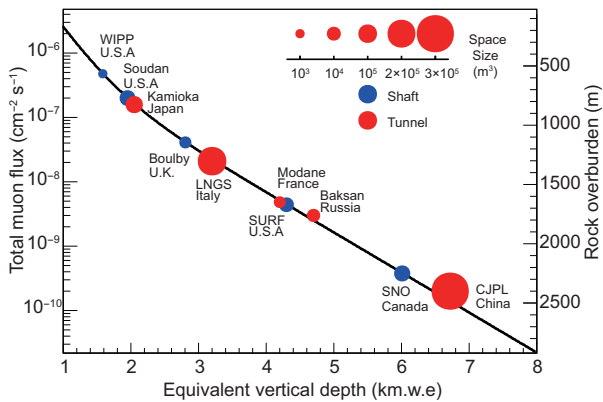


图 1 (网络版彩图) 世界各主要地下实验室深度及宇宙线通量, 图片来自文献[108]

Figure 1 (Color online) Depth and muon flux of major underground laboratories in the world, images from ref. [108].

伴随着CJPL的建设, 我国同时支持了采用不同技术方案的多个暗物质直接探测实验, 主要包括基于点电极高纯锗探测器技术的CDEX实验和采用气液两相氙时间投影室的PandaX实验. CDEX实验组早期是利用我国台湾TEXONO实验的20 g超低能量阈高纯锗探测器进行了暗物质探测的技术探索. 随后, 实验组自主设计并与国外公司合作研制了我国首个用于暗物质直接探测的1 kg点电极高纯锗探测器CDEX-1A. 2013年, CDEX发表了首个物理结果[88]. 随着CDEX-1B的运行, 该实验不断取得世界一流的探测结果. CDEX实验组第二代探测器CDEX-10采用液氮直冷技术, 探测器质量也提高到了10 kg, 进一步提高了暗物质探测能力. 基于前两代的探测装置, CDEX实验取得了一系列国际一流的物理成果, 同时也在无中微子双贝塔衰变领域进行了探索[109]. PandaX实验组于2014年开始运行首个实验PandaX-I, 液氙有效质量为150 kg. 在此基础上建设的PandaX-II探测器液氙有效质量提高到了580 kg, 并持续运行了两年多的时间. PandaX实验组也取得了大量国际一流的物理成果, 并逐渐成为当前主要的液氙实验之一.

随着暗物质直接探测等实验的发展, 我国又建设了CJPL-II地下实验室. 目前该实验室已经基本建成, 并部分投入使用. 与CJPL一期4000 m³的总体积相比, 二期实验室可利用空间达到了300000 m³, 共有4个大型实验大厅, 继最深之后也成为了世界上最大的地下实验室. 基于更大的实验空间, CDEX实验组目前正

在建设规模更大, 探测能力更强的CDEX-50和CDEX-300v实验. 未来该实验组计划在CJPL-II实验室运行1 t高纯锗探测器同时开展暗物质探测以及无中微子双贝塔衰变实验. PandaX实验组目前含3.7 t液氙的第三阶段的实验PandaX-4T已经在CJPL-II运行. 该实验组还提出了未来含30 t液氙的PandaX-30T实验.

3.3 直接探测实验结果

经过几十年不断的探索与发展, 暗物质直接探测实验在取得一系列重要进展的同时, 也带动了超低本底稀有事例探测技术的发展, 尤其是在对暗物质粒子探测灵敏度方面取得了长足的进步. 目前暗物质直接探测实验可谓是“百花齐放”, 表1为当前运行的主要暗物质直接探测实验. 与此同时, 很多实验组都在规划下一代的暗物质实验, 一些新的技术也不断地被应用于暗物质直接探测实验.

表 1 当前运行的主要暗物质直接探测实验

Table 1 Current experiments for Dark Matter direct detection

实验	探测技术	靶材料	质量 (kg)
XENONnT ^[75]	双相TPC	液氙	5900
PandaX-4T ^[77]	双相TPC	液氙	3700
LZ ^[78]	双相TPC	液氙	7000
XMASS ^[72]	单相闪烁体	液氙	832
DarkSide-50 ^[80]	双相TPC	液氙	46.4
DEAP-3600 ^[82]	单相闪烁体	液氙	3279
EDELWEISS ^[84]	低温量热器	锗	~20
SuperCDMS ^[83]	低温量热器	锗、硅	~30
CRESST-III ^[85]	低温量热器	CaWO ₄	0.24
CDEX-10 ^[90]	高纯锗	锗	10
DAMIC ^[91]	CCD	Si	0.04
SENSEI ^[92]	CCD	Si	0.1
PICO-40L ^[96]	气泡室	C ₃ F ₈	57
DAMA/LIBRA ^[97]	闪烁探测器	NaI	250
COSINE-100 ^[98]	闪烁探测器	NaI	106
ANAIS-112 ^[99]	闪烁探测器	NaI	112
DRIFT ^[103]	TPC	CS ₂ , CF ₄ , O ₂	0.14
MIMAC ^[104]	TPC	CHF ₃ , CF ₄ , C ₄ H ₁₀	—
NEWAGE ^[105]	TPC	CF ₄ , SF ₆	0.01
DMTPC ^[106]	TPC	CF ₄	—
NEWS-dm ^[107]	核乳胶	核乳胶	0.01

图2为对于WIMP-靶核自旋无关作用目前主要的探测结果(使用Dark Matter Limit Plotter绘制, <https://supercdms.slac.stanford.edu/dark-matter-limit-plotter>, 下同). 如前所述, 液氙对大质量WIMP具有优异的灵敏度, 在约3 GeV以上的WIMP质量区间, XENON [10], LUX [110]及PandaX [9]实验所采用的气液两相氙时间投影给出了最强的限制. 对于轻质量WIMP, 低能量阈值的极低温量热器和点电极高纯锗探测器具有优势. 目前在1.8–3 GeV质量区间, DarkSide-50单独使用电离信号S2的结果给出了最好的限制 [80], 小于1.8 GeV的质量区间最强的限制由CRESST-III给出 [85]. 考虑Migdal效应后, 目前的暗物质直接探测实验可以将灵敏度扩展到sub-GeV质量区间, 如XENON1T [111]和CDEX [89]都基于此给出了更低质量区间的限制结果. 图3和4为自旋相关暗物质直接探测结果. 对于WIMP-质子自旋相关作用, 3 GeV以上的质量区间, PICO-60给出了最灵敏的结果 [112], 在2–3 GeV区间, PICASSO给出了最强限制 [94]. 对于WIMP-中子自旋相关作用, 3 GeV以上的WIMP质量区间液氙实验给出了最灵敏结果, 3 GeV以下区间最好限制由CDMS [83]以及CRESST [113]给出. 对于年度调制效应, DAMA/LIBRA实验最新的结果基于约20年的数据给出置信度为 12.9σ 的极强的年度调制信号 [97]. 但采用其他探测介质的XENON [74]以及CDEX [114]实验都未观测到显著的调制信号, 同样采用低本底NaI(Tl)闪烁探测器的COSINE-100 [98]和ANAIS-112 [99]实验由于目前的曝光量较低, 还不足以验证或排除该结果, 均需

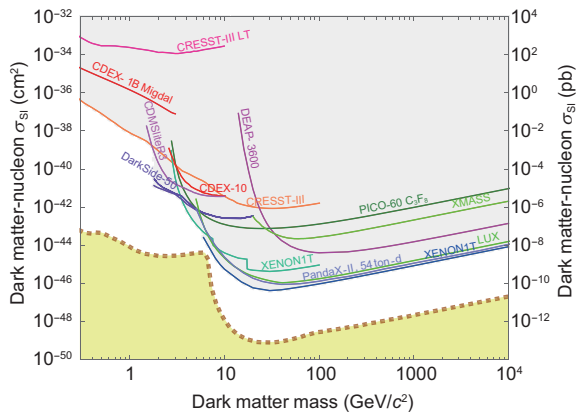


图2 (网络版彩图) WIMP-靶核自旋无关实验结果
Figure 2 (Color online) Exclusion limits on the spin-independent WIMP-nuclei scattering cross sections.

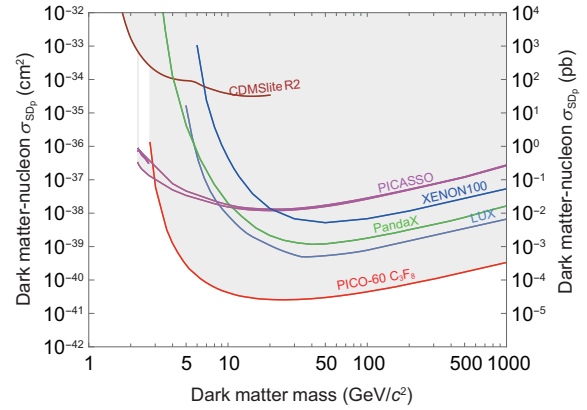


图3 (网络版彩图) WIMP-质子自旋相关结果
Figure 3 (Color online) Exclusion limits on the spin-dependent WIMP-proton scattering cross sections.

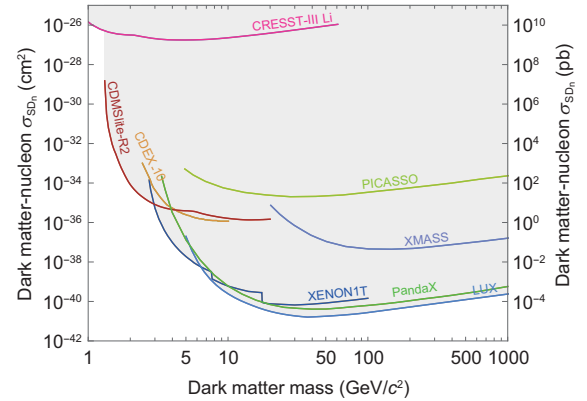


图4 (网络版彩图) WIMP-中子自旋相关结果
Figure 4 (Color online) Exclusion limits on the spin-dependent WIMP-neutron scattering cross sections.

要更多的实验数据来给出更加精确的结果.

4 讨论和结论

暗物质是能量前沿、宇宙学前沿与亮度前沿的一个交叉学科, 它的理论研究和实验探索是当前高能物理领域的前沿和热点. 本文主要回顾了暗物质理论和实验的进展. 在理论方面, 分别回顾了sub-GeV暗物质、WIMP暗物质以及超重暗物质三个方向的理论研究进展. 考虑到每一个方向都包罗万象, 我们有选择性地重点回顾了它们子方向上的进展: 对于sub-GeV暗物质, 回顾了惰性中微子领域的进展; 对于WIMP暗物质, 回顾了暗物质散射截面的精确计算; 对于超重暗物质, 则主要讨论一级宇宙学相变对暗物质的过滤效应.

在实验进展方面, 则主要回顾了暗物质直接探测实验的进展, 包括现有的直接探测技术及其现状、各个直接探测实验的进展和具体结果等. 值得一提的是, 暗物质还没有被发现, 其理论和实验研究还在高速发展之

中. 在这里也只是回顾了其部分进展(中国在暗物质的直接探测领域也做出了重要的贡献^[115–117]). 随着探测技术的进步和理论研究的突破, 我们期待人类在不久的将来能够发现这一神秘粒子.

致谢 向对该文有帮助的研究生与博士(李秀飞、姜思宇、金明杰)表示谢意.

参考文献

- 1 Aad G, et al. (ATLAS Collaboration). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys Lett B*, 2012, 716: 1–29
- 2 Xing Z. Flavor structures of charged fermions and massive neutrinos. *Phys Rep*, 2020, 854: 1–147
- 3 Bertone G, Hooper D, Silk J. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Phys Rep*, 2005, 405: 279–390
- 4 Morrissey D E, Ramsey-Musolf M J. Electroweak baryogenesis. *New J Phys*, 2012, 14: 125003
- 5 Aghanim N, et al. (Planck). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron Astrophys*, 2020, 641: A6 [erratum: *Astron Astrophys*, 2021, 652: C4]
- 6 Famaey B, McGaugh S S. Modified Newtonian Dynamics (MOND): Observational phenomenology and relativistic extensions. *Living Rev Relativ*, 2012, 15: 10
- 7 Abbott B P, et al. (LIGO Scientific and Virgo). GW170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 161101
- 8 Kolb E W, Turner M S. The Early Universe. In: *Frontiers in Physics* 69. Redwood City: Addison-Wesley, 1990
- 9 Cui X, et al. (PandaX-II Collaboration). Dark matter results from 54-ton-day exposure of PandaX-II experiment. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 181302
- 10 Aprile E, et al. (XENON Collaboration). Dark matter search results from a one ton-year exposure of XENON1T. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 111302
- 11 Billard J, Figueroa-Feliciano E, Strigari L. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Phys Rev D*, 2014, 89: 023524
- 12 Essig R, Mardon J, Volansky T. Direct detection of sub-GeV dark matter. *Phys Rev D*, 2012, 85: 076007
- 13 Marsh D J E. Axion cosmology. *Phys Rep*, 2016, 643: 1–79
- 14 Carr B, Kühnel F, Sandstad M. Primordial black holes as dark matter. *Phys Rev D*, 2016, 94: 083504
- 15 de Gouvêa A, Sen M, Tangarife W, et al. Dodelson-Widrow mechanism in the presence of self-interacting neutrinos. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 081802
- 16 Chao W, Jiang S, Wang Z Y, et al. Pseudo-dirac sterile neutrino dark matter. arXiv: 2112.14527hep-ph
- 17 Aghanim N, et al. (Planck). Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck. *Astron Astrophys*, 2020, 641: A1
- 18 Mangano G, Miele G, Pastor S, et al. Relic neutrino decoupling including flavour oscillations. *Nucl Phys B*, 2005, 729: 221–234
- 19 Grohs E, Fuller G M, Kishimoto C T, et al. Neutrino energy transport in weak decoupling and big bang nucleosynthesis. *Phys Rev D*, 2016, 93: 083522
- 20 de Salas P F, Pastor S. Relic neutrino decoupling with flavour oscillations revisited. *J Cosmol Astropart Phys*, 2016, 2016: 051
- 21 Abenza M E. Precision early universe thermodynamics made simple: N_{eff} and neutrino decoupling in the Standard Model and beyond. *J Cosmol Astropart Phys*, 2020, 2020: 048
- 22 Abazajian K N, et al. (CMB-S4). CMB-S4 Science Book, First Edition. arXiv: 1610.02743
- 23 Abazajian K, Addison G, Adshead P, et al. CMB-S4 science case, reference design, and project plan. arXiv: 1907.04473
- 24 Fan J J, Reece M, Wang L T. Non-relativistic effective theory of dark matter direct detection. *J Cosmol Astropart Phys*, 2010, 2010: 042
- 25 Abe T, Fujiwara M, Hisano J. Loop corrections to dark matter direct detection in a pseudoscalar mediator dark matter model. *J High Energy Phys*, 2019, 2019: 28
- 26 Chao W. Direct detections of Majorana dark matter in vector portal. *J High Energy Phys*, 2019, 2019: 13
- 27 Tan A, et al. (PandaX-II Collaboration). Dark matter results from first 98.7 days of data from the PandaX-II experiment. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 121303

- 28 Akerib D S, et al. (LUX Collaboration). First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford underground research facility. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 091303
- 29 Chala M, Kahlhoefer F, McCullough M, et al. Constraining dark sectors with monojets and dijets. *J High Energy Phys*, 2015, 2015: 89
- 30 Kahlhoefer F, Schmidt-Hoberg K, Schwetz T, et al. Implications of unitarity and gauge invariance for simplified dark matter models. *J High Energy Phys*, 2016, 2016: 16
- 31 Griest K, Kamionkowski M. Unitarity limits on the mass and radius of dark-matter particles. *Phys Rev Lett*, 1990, 64: 615–618
- 32 Baldes I, Petraki K. Asymmetric thermal-relic dark matter: Sommerfeld-enhanced freeze-out, annihilation signals and unitarity bounds. *J Cosmol Astropart Phys*, 2017, 2017: 028
- 33 Smirnov J, Beacom J F. TeV-scale thermal WIMPs: Unitarity and its consequences. *Phys Rev D*, 2019, 100: 043029
- 34 Kolb E W, Long A J. Superheavy dark matter through Higgs portal operators. *Phys Rev D*, 2017, 96: 103540
- 35 Kim H, Kuflik E. Superheavy thermal dark matter. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 191801
- 36 Baker M J, Kopp J, Long A J. Filtered dark matter at a first order phase transition. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 151102
- 37 Chway D, Jung T H, Shin C S. Dark matter filtering-out effect during a first-order phase transition. *Phys Rev D*, 2020, 101: 095019
- 38 Chung D, Long A, Wang L T. Probing the cosmological constant and phase transitions with dark matter. *Phys Rev D*, 2011, 84: 043523
- 39 Heurtier L, Partouche H. Spontaneous freeze out of dark matter from an early thermal phase transition. *Phys Rev D*, 2020, 101: 043527
- 40 Hambye T, Strumia A, Teresi D. Super-cool dark matter. *J High Energy Phys*, 2018, 2018: 188
- 41 Baker M J, Kopp J. Dark matter decay between phase transitions at the weak scale. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 061801
- 42 Baker M J, Breitbach M, Kopp J, et al. Dynamic freeze-in: Impact of thermal masses and cosmological phase transitions on dark matter production. *J High Energy Phys*, 2018, 2018: 114
- 43 Bian L, Tang Y L. Thermally modified sterile neutrino portal dark matter and gravitational waves from phase transition: The freeze-in case. *J High Energy Phys*, 2018, 2018: 6
- 44 Cohen T, Morrissey D E, Pierce A. Changes in dark matter properties after freeze-out. *Phys Rev D*, 2008, 78: 111701
- 45 Petraki K, Trodden M, Volkas R R. Visible and dark matter from a first-order phase transition in a baryon-symmetric universe. *J Cosmol Astropart Phys*, 2012, 2012: 044
- 46 Hall E, Konstandin T, McGehee R, et al. Asymmetric matters from a dark first-order phase transition. arXiv: 1911.12342
- 47 Chowdhury T A, Nemevšek M, Senjanović G, et al. Dark matter as the trigger of strong electroweak phase transition. *J Cosmol Astropart Phys*, 2012, 2012: 029
- 48 Fairbairn M, Hogan R. Singlet fermionic dark matter and the electroweak phase transition. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 22
- 49 Chao W, Guo H K, Shu J. Gravitational wave signals of electroweak phase transition triggered by dark matter. *J Cosmol Astropart Phys*, 2017, 2017: 009
- 50 Chao W, Ramsey-Musolf M J. Catalysis of electroweak baryogenesis via fermionic higgs portal dark matter. arXiv: 1503.00028
- 51 Ghorbani P H. Electroweak baryogenesis and dark matter via a pseudoscalar vs. scalar. *J High Energy Phys*, 2017, 2017: 58
- 52 Alanne T, Tuominen K, Vaskonen V. Strong phase transition, dark matter and vacuum stability from simple hidden sectors. *Nucl Phys B*, 2014, 889: 692–711
- 53 Hong J P, Jung S, Xie K P. Fermi-ball dark matter from a first-order phase transition. *Phys Rev D*, 2020, 102: 075028
- 54 Marfatia D, Tseng P Y. Gravitational wave signals of dark matter freeze-out. arXiv: 2006.07313
- 55 Schramm D N. Phase transitions and dark matter problems. *Nucl Phys B*, 1985, 252: 53–72
- 56 Chung D J H, Long A J. Cosmological constant, dark matter, and electroweak phase transition. *Phys Rev D*, 2011, 84: 103513
- 57 Baker M J, Mitnacht L. Variations on the vev flip-flop: Instantaneous freeze-out and decaying dark matter. *J High Energy Phys*, 2019, 2019(5): 70
- 58 Falkowski A, No J M. Non-thermal dark matter production from the electroweak phase transition: multi-TeV WIMPs and “baby-zillas”. *J High Energy Phys*, 2013, 2013: 34
- 59 Huang F P, Li C S. Probing the baryogenesis and dark matter relaxed in phase transition by gravitational waves and colliders. *Phys Rev D*, 2017, 96: 095028
- 60 Bai Y, Long A J, Lu S. Dark quark nuggets. *Phys Rev D*, 2019, 99: 055047
- 61 Shu J, Tait T M P, Wagner C E M. Baryogenesis from an earlier phase transition. *Phys Rev D*, 2007, 75: 063510
- 62 Baldes I. Gravitational waves from the asymmetric-dark-matter generating phase transition. *J Cosmol Astropart Phys*, 2017, 2017: 028
- 63 Gu P H. Cosmic matter from dark electroweak phase transition with neutrino mass generation. *Phys Rev D*, 2017, 96: 055038
- 64 Gonderinger M, Li Y, Patel H, et al. Vacuum stability, perturbativity, and scalar singlet dark matter. *J High Energy Phys*, 2010, 2010: 53

- 65 Carena M, Shah N R, Wagner C E M. Light dark matter and the electroweak phase transition in the NMSSM. [Phys Rev D](#), 2012, 85: 036003
- 66 Borah D, Cline J M. Inert doublet dark matter with strong electroweak phase transition. [Phys Rev D](#), 2012, 86: 055001
- 67 Gil G, Chankowski P, Krawczyk M. Inert dark matter and strong electroweak phase transition. [Phys Lett B](#), 2012, 717: 396–402
- 68 Ahriche A, Nasri S. Dark matter and strong electroweak phase transition in a radiative neutrino mass model. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2013, 2013(7): 035
- 69 Ghorbani K, Ghorbani P H. A simultaneous study of dark matter and phase transition: Two-scalar scenario. [J High Energy Phys](#), 2019, 2019: 77
- 70 Chao W, Li X F, Wang L. Filtered pseudo-scalar dark matter and gravitational waves from first order phase transition. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2021, 2021: 038
- 71 Goodman M W, Witten E. Detectability of certain dark-matter candidates. [Phys Rev D](#), 1985, 31: 3059–3063
- 72 Abe K, et al. (XMASS Collaboration). A direct dark matter search in XMASS-I. [Phys Lett B](#), 2019, 789: 45–53
- 73 Angle J, et al. (XENON Collaboration). First results from the XENON10 dark matter experiment at the Gran Sasso National Laboratory. [Phys Rev Lett](#), 2008, 100: 021303
- 74 Aprile E, et al. (XENON Collaboration). Search for electronic recoil event rate modulation with 4 years of XENON100 data. [Phys Rev Lett](#), 2017, 118: 101101
- 75 Aprile E, et al. (XENON Collaboration). Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2020, 2020: 031
- 76 Xiao M J, et al. (PandaX Collaboration). First dark matter search results from the PandaX-I experiment. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2014, 57: 2024–2030
- 77 Zhang H G, Abdurkerim A, Chen W, et al. Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2019, 62: 031011
- 78 Akerib D S, et al. (LZ Collaboration). The LUX-ZEPLIN (LZ) experiment. [Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A](#), 2020, 953: 163047
- 79 Aalbers J, et al. (DARWIN Collaboration). DARWIN: Towards the ultimate dark matter detector. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2016, 2016(11): 017
- 80 Agnes P, et al. (DarkSide Collaboration). Low-mass dark matter search with the DarkSide-50 experiment. [Phys Rev Lett](#), 2018, 121: 081307
- 81 Aalseth C E, et al. (DarkSide Collaboration). DarkSide-20k: A 20 tonne two-phase LAr TPC for direct dark matter detection at LNGS. [Eur Phys J Plus](#), 2018, 133: 131
- 82 Ajaj R, et al. (DEAP-3600 Collaboration). Search for dark matter with a 231-day exposure of liquid argon using DEAP-3600 at SNOLAB. [Phys Rev D](#), 2019, 100: 022004
- 83 Agnese R, et al. (SuperCDMS Collaboration). Low-mass dark matter search with CDMSlite. [Phys Rev D](#), 2018, 97: 022002
- 84 Armengaud E, et al. (EDELWEISS Collaboration). Searching for low-mass dark matter particles with a massive Ge bolometer operated above ground. [Phys Rev D](#), 2019, 99: 082003
- 85 Abdelhameed A H, et al. (CRESST Collaboration). First results from the CRESST-III low-mass dark matter program. [Phys Rev D](#), 2019, 100: 102002
- 86 Li H B, et al. (TEXONO Collaboration). Limits on spin-independent couplings of WIMP dark matter with a p-type point-contact germanium detector. [Phys Rev Lett](#), 2013, 110: 261301
- 87 Aalseth C E, et al. (CoGeNT Collaboration). Results from a search for light-mass dark matter with a p-type point contact germanium detector. [Phys Rev Lett](#), 2011, 106: 131301
- 88 Zhao W, et al. (CDEX Collaboration). First results on low-mass WIMPs from the CDEX-1 experiment at the China Jinping underground laboratory. [Phys Rev D](#), 2013, 88: 052004
- 89 Liu Z Z, et al. (CDEX Collaboration). Constraints on spin-independent nucleus scattering with sub-GeV weakly interacting massive particle dark matter from the CDEX-1B experiment at the China Jinping underground laboratory. [Phys Rev Lett](#), 2019, 123: 161301
- 90 Jiang H, et al. (CDEX Collaboration). Limits on light weakly interacting massive particles from the first 102.8 kg×day data of the CDEX-10 experiment. [Phys Rev Lett](#), 2018, 120: 241301
- 91 Aguilar-Arevalo A, et al. (DAMIC Collaboration). Constraints on light dark matter particles interacting with electrons from DAMIC at SNO-LAB. [Phys Rev Lett](#), 2019, 123: 181802
- 92 Barak L, et al. (SENSEI Collaboration). SENSEI: Direct-detection results on sub-GeV dark matter from a new skipper CCD. [Phys Rev Lett](#), 2020, 125: 171802
- 93 Behnke E, et al. (COUPP Collaboration). First dark matter search results from a 4-kg CF3I bubble chamber operated in a deep underground site. [Phys Rev D](#), 2012, 86: 052001

- 94 Behnke E, et al. (PICASSO Collaboration). Final results of the PICASSO dark matter search experiment. *Astropart Phys*, 2017, 90: 85–92
- 95 Felizardo M, et al. (SIMPLE Collaboration). First results of the phase II SIMPLE dark matter search. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 211301
- 96 Krauss C B. PICO-60 results and PICO-40L status. *J Phys-Conf Ser*, 2020, 1468: 012043
- 97 Bernabei R, Belli P, Bussolotti A, et al. First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2. *Universe*, 2018, 4: 116
- 98 Adhikari G, et al. (COSINE-100 Collaboration). Search for a dark matter-induced annual modulation signal in NaI(Tl) with the COSINE-100 experiment. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 031302
- 99 Amaré J, et al. (ANAIS Collaboration). First results on dark matter annual modulation from the ANAIS-112 experiment. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 031301
- 100 Antonello M, Barberio E, Baroncelli T, et al. The SABRE project and the SABRE Proof-of-Principle. *Eur Phys J C*, 2019, 79: 363
- 101 Fushimi K, Kanemitsu Y, Hirata S, et al. Development of highly radiopure NaI(Tl) scintillator for PICOLON dark matter search project. *Prog Theor Exp Phys*, 2021, 2021: 043F01
- 102 Angloher G, Carniti P, Cassina L, et al. The COSINUS project: Perspectives of a NaI scintillating calorimeter for dark matter search. *Eur Phys J C*, 2016, 76: 441
- 103 Battat J B R, Ezeribe A C, Gauvreau J L, et al. Low threshold results and limits from the DRIFT directional dark matter detector. *Astropart Phys*, 2017, 91: 65–74
- 104 Riffard Q, Santos D, Guillaudin O, et al. First detection of radon progeny recoil tracks by MIMAC. *J Inst*, 2017, 12: P06021
- 105 Nakamura K, Miuchi K, Tanimori T, et al. Direction-sensitive dark matter search with gaseous tracking detector NEWAGE-0.3b'. *Prog Theor Exp Phys*, 2015, 2015: 043F01
- 106 Deaconu C, Leyton M, Corliss R, et al. Measurement of the directional sensitivity of Dark Matter Time Projection Chamber detectors. *Phys Rev D*, 2017, 95: 122002
- 107 Agafonova N, Aleksandrov A, Anokhina A, et al. Discovery potential for directional Dark Matter detection with nuclear emulsions. *Eur Phys J C*, 2018, 78: 578
- 108 杨丽桃. 基于CDEX-1B点电极高纯锗探测器的暗物质直接探测. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2017. 11–12
- 109 Wang L, et al. (CDEX Collaboration). First results on ^{76}Ge neutrinoless double beta decay from CDEX-1 experiment. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2017, 60: 071011
- 110 Akerib D S, et al. (LUX Collaboration). Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 021303
- 111 Aprile E, et al. (XENON Collaboration). Search for light dark matter interactions enhanced by the migdal effect or bremsstrahlung in XENON1T. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 241803
- 112 Amole C, et al. (PICO Collaboration). Dark matter search results from the complete exposure of the PICO-60 C3F8 bubble chamber. *Phys Rev D*, 2019, 100: 022001
- 113 Abdelhameed A H, Angloher G, Bauer P, et al. First results on sub-GeV spin-dependent dark matter interactions with ^7Li . *Eur Phys J C*, 2019, 79: 630
- 114 Yang L T, et al. (CDEX Collaboration). Search for light weakly-interacting-massive-particle dark matter by annual modulation analysis with a point-contact germanium detector at the China Jinping Underground Laboratory. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 221301
- 115 Wang Y, et al. (CDEX Collaboration). First experimental constraints on WIMP couplings in the effective field theory framework from CDEX. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 64: 281011
- 116 Yang J, et al. (PandaX-II Collaboration). Constraining self-interacting dark matter with the full dataset of PandaX-II. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 64: 111062
- 117 Wang Q H, et al. (PandaX-II Collaboration). An improved evaluation of the neutron background in the PandaX-II experiment. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 231011

Progress of dark matter research

CHAO Wei^{1,2} & WANG Li^{1,2*}

¹*Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;*

²*Center for Advanced Quantum Studies, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*

Dark matter is new physics beyond the standard model with solid evidences. What is dark matter made of and how it interacts with the SM particle still elude us, which catalyze model building of dark matter and experimental research in the energy, intensity and cosmic frontiers. This paper briefly reviews recent dark matter theoretical studies and experimental researches progress. For theory, we focus on the following issues: sterile neutrino dark matter, precision calculations of dark matter-nuclei scattering cross section and super-heavy dark matter theory. For experimental detection, we focus on the recent progress of dark matter direct detection in underground laboratories and the latest results for experimental detection.

dark matter, direct detection, elastic scattering

PACS: 12.60.-i, 14.80.-j, 98.80.-k, 95.35.+d

doi: [10.1360/SSPMA-2022-0005](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0005)