中国科学 : 物理学 力学 天文学 2015 年 第 45 卷 第 4 期 : 041001
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica phys.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

评 述

暗物质属性与探测研究进展

周宇峰①②③*

① 中国科学院卡弗里理论物理研究所, 北京 100190;
② 理论物理国家重点实验室, 北京 100190;
③ 中国科学院理论物理研究所, 北京 100190
* 联系人, E-mail: yfzhou@itp.ac.cn

收稿日期: 2014-12-11; 接受日期: 2015-01-05; 网络出版日期: 2015-03-10
国家基础科学研究计划 (编号: 2010CB833000)、国家自然科学基金项目 (批准号:11335012,11475237) 和中国科学院知识创新工程资助项目

摘要 观测表明不发光的非重子暗物质占宇宙物质总量的约 85%, 而其属性目前了解很少. 理解暗物质的属性需要超越现有的粒子物理标准模型理论框架. 本文对暗物质存在的观测证据, 暗物质的丰度起源, 暗物质粒子候选者, 以及暗物质空间间接探测和地下直接探测的近期实验和理论进展等几个方面进行了简要回顾. 重点介绍了与空间间接探测结果相关的理论研究进展, 如索末菲效应等, 以及地下直接探测结果相关的理论研究进展如有效算符方法, 同位旋破缺暗物质等.

关键词 暗物质理论, 暗物质探测, 索末菲效应

PACS: 95.35.+d,12.60.Jv

doi: 10.1360/SSPMA2014-0495

1 引言

宇宙中存在大量暗物质的观点早在 1933 年由 Zwicky 通过对后发座星系团 (Coma Cluster) 质光比的研究中提出 [1,2]. 其后对室女座星系团 (Virgo Cluster) 以及对仙女座星云 (M31) 的研究均支持这一结论 [3,4]. 1970 年 Rubin 和 Ford 对仙女座大星云中星体旋转曲线的研究明确显示了星系外围星际气体的旋转速度没有随距离明显下降 [5]. 一种可能的解释是星系及其外围存在大量不可见的物质, 且其总质量远大于星系中可见部分的质量之和. 这是比较明确的支持暗物质存在的观测证据之一. 目前已知的几乎所有旋臂星系的质量都主要由其中的暗物质贡献. 宇宙中暗物质的存在已经得到了针对不同尺度的大量天文观测数据的支持. 归纳而言, 已有的观测证据包括以下几个方面: (i) 星系旋转曲线的测量; (ii) 星系团质光比的测量; (iii) 对星系团 X- 射线, 强、弱引力透镜效应以及子弹星系团的研究; (iv) 宇宙微波背景辐射 (CMB) 的各向异性测量. 尤其是通过对 CMB 的测量, 我们可以确定暗物质占整个宇宙的能量密度比例为 [6]

$$\Omega h^2 = 0.1187 \pm 0.0017. \tag{1}$$

其中 Ω 是暗物质能量密度与宇宙临界密度的比值, h 是宇宙现阶段哈勃常数. 观测表明暗物质占宇宙总能量构成的 26.8%, 暗能量占 68.3%, 常规重子物质仅占 4.9% [6]. 可见暗物质占整个宇宙物质组成的约 85%. 对宇宙大尺度结构形成的数值 N- 体模拟的结

引用格式: 周宇峰. 暗物质属性与探测研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 041001
Zhou Y F. Progresses in the study of the nature of dark matter and detections (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 041001, doi: 10.1360/SSPMA2014-00495

果也支持冷暗物质的存在. 这些不同尺度的观测和数值模拟计算显示暗物质的基本特点如下所述.

(i) 由有质量粒子构成, 参与引力相互作用, 能在引力作用下成团, 形成大尺度结构.

(ii) 其构成的粒子在宇宙学时间尺度 (10^{17} s) 上稳定. 可以是绝对稳定的粒子, 其稳定性受到某种对称性的保护, 或由于运动学原因无法衰变到更轻的粒子. 也可以是寿命长于宇宙年龄的长寿命不稳定粒子. 其长寿命可以来自于其耦合强度被某高质量标度压低, 或有很小的衰变相空间.

(iii) 其构成粒子呈电磁和 "颜色"(对应于强相互作用 $SU(3)$ 对称性的自由度数) 中性, 无直接电磁和强相互作用. 但不排除通过量子扰动与光子和胶子有微弱耦合.

(iv) 其构成粒子为非重子物质. 宇宙中重子物质的比例可以通过原初核合成等理论计算得到, 结果与观测符合得很好. 但计算表明重子物质只能贡献宇宙总物质的很小一部分. 宇宙中主要的暗物质部分无法由重子物质组成.

(v) 暗物质粒子演化到宇宙现阶段做非相对论性运动. N- 体模拟计算表明做相对论性运动的暗物质会破坏小尺度的结构形成, 因此支持非相对论性运动的暗物质, 即冷暗物质. 但 N- 体模拟在小尺度上也存在一些和观测不一致的问题. 比如预言的子结构偏多, 星系核心区的暗物质分度过高等, 需要做进一步研究. 温暗物质可以部分缓解某些小尺度问题.

目前, 人类所认识的物质世界的基本组员及其相互作用基本规律被总结在一个称为 "子物理标准模型"(SM) 的理论当中. 该模型包含三代夸克和轻子, 局域相互作用规范群为 $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. 其中的 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 局域对称性通过希格斯 (Higgs) 机制自发破缺到 $U(1)_{\rm em}$ 电磁对称性. 该理论部分统一了电磁相互作用和弱相互作用, 成功解释了目前已知的绝大部分高能物理实验现象. 其预言的新基本粒子如中间规范子和重味夸克等相继被实验所发现. 2012 年, 该模型所预言的希格斯粒子在欧洲大型强子对撞机 (LHC) 上被发现 [7,8]. 粒子物理与现代宇宙学相结合, 导致了大爆炸宇宙论的出现, 成功地解释了宇宙的轻元素起源并准确地预言了当今宇宙存在残留温度即各向同性微波背景辐射. 但遗憾的是标准模型中没有合适的暗物质的候选者. 稍加拓展, 该模型可以有带质量的稳定中微子. 但参与电弱相互作用的中微子热退耦时呈相对论性运动, 是典型的热暗物质, 与 N- 体模拟的结论不一致. 因此暗物质的存在明确要求存在超出标准模型框架的新物质和新理论.

2 暗物质粒子候选者

2.1 弱相互作用大质量粒子 (WIMPs) 候选者

在众多暗物质粒子候选者中, 比较受关注的一类暗物质粒子是弱相互作用大质量粒子 (WIMPs). 这类新物理粒子是稳定粒子或其寿命长于宇宙年龄, 其质量和自湮灭截面在电弱相互作用能量标度附近, 其丰度起源于热力学热退耦. 这类粒子受到关注有以下几个方面的原因: (i) 在许多基于解决粒子物理基本问题的新物理模型中, 比如 R- 宇称保持的超对称模型等, 独立预言存在这种稳定粒子; (ii) 这类粒子能够比较自然地解释目前观测到的暗物质丰度, 无需对模型的参数做精细调节; (iii) 这类粒子由于其与标准模型粒子存在微弱相互作用, 利用目前已有的实验技术手段, 有可能在实验上探测到这类暗物质粒子.

在宇宙早期处于高温高密的平衡态时, 暗物质粒子通过湮灭与散射与宇宙中的辐射场保持热平衡. 其数密度分布函数 n_{eq} 为平衡态玻尔兹曼分布

$$n_{eq} = g\left(\frac{mT}{2\pi}\right)^{3/2} {\rm e}^{-m/T} . \tag{2}$$

其中 g 为粒子的自由度数, m 是暗物质粒子的质量, T 为平衡态体系的温度. 可见如果暗物质粒子的质量在电弱标度 (100 GeV) 附近, 且一直处于热平衡态, 到宇宙演化晚期温度极低时 $T \approx 3K = 2.6\times10^{-4}$ eV, 其丰度将会被玻尔兹曼分布的指数因子严重压低, 从而会远远小于目前观测到的丰度. 但由于宇宙的膨胀, 暗物质粒子由于其与标准模型粒子相互作用较弱, 会在某个温度脱离热平衡体系, 从而保持相对较高的丰度. 暗物质粒子的数密度 $n(t)$ 随时间的演化, 由如下玻尔兹曼方程描述:

$$\frac{{\rm d}n}{{\rm d}t} + 3Hn = -\langle\sigma v\rangle(n^2 - n_{eq}^2) . \tag{3}$$

其中 H 为哈勃参数. $\langle\sigma v\rangle$ 为暗物质的湮灭截面与相对速度的热力学平均值, 其表达式为 [9]

$$\langle\sigma v\rangle = \frac{1}{8m^4TK_2^2(m/T)}\int_{4m^2}^{\infty}\mathrm{d}s\,\sigma(s)\left(s-4m^2\right) \times\sqrt{s}K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right). \tag{4}$$

其中 $K_{1,2}(x)$ 为第二类修正贝塞尔函数. 在非相对论近似下, 热力学平均可以被近似为速度分布的平均. 对于常见的同时包含 s- 波和 p- 波湮灭的过程, 有 $\sigma v = a + bv^2$, 其中系数 a 和 b 分别对应于 s- 和 p- 波湮灭的贡献. 则截面的热力学平均值为

$$\langle\sigma v\rangle = a + 6\frac{b}{x}. \tag{5}$$

其中变量 x 的定义为 $x = m/T$. 考虑在共动坐标系的粒子数演化, 可引入参量 $Y = n/s$ 和 $Y_{eq} = n_{eq}/s$. 其中 s 为熵密度 (Entropy Density), 其温度依赖关系为

$$s = g_*T^3\frac{2\pi^2}{45}. \tag{6}$$

其中 g_* 为处于平衡态的相对论性粒子的自由度数总和. 则玻尔兹曼方程可另写为

$$\frac{\mathrm{d}Y}{\mathrm{d}x} = -\frac{\langle\sigma v\rangle s}{Hx}(Y^2 - Y_{eq}^2)\,. \tag{7}$$

上述玻尔兹曼方程在高温和低温极限下可以有解析解. 引入暗物质丰度与其平衡态丰度的偏离量 $\Delta = Y - Y_{eq}$, 定义 x_F 为热退耦时的特征温度, 则在高温 $x \ll x_F$ 和低温 $x \gg x_F$ 两种情况下, 玻尔兹曼方程可近似为

$$\Delta = -\frac{Y'_{eq}}{2Y_{eq}f(x)}(\text{当}x \ll x_F\text{时}), \tag{8}$$

$$\Delta' = -f(x)\Delta^2(\text{当}x \gg x_F\text{时}). \tag{9}$$

其中

$$f(x) = \sqrt{\frac{\pi g_*}{45}}\frac{mM_{pl}}{x^2}(a + 6b/x)\,. \tag{10}$$

表达式中 $M_{pl} = 1.22\times10^{19}$ GeV 为普朗克能量标度. 这两个方程可直接积分求解. 将高温, 低温两个解在某个温度退耦 x_F 连接起来, 则剩余丰度可表达为

$$Y^{-1} = \sqrt{\frac{\pi g_*}{45}}mM_{pl}\frac{1}{x_F}\left(a + \frac{3b}{x_F}\right). \tag{11}$$

暗物质粒子退耦时的温度 x_F 可通过如下迭代关系得出

$$x_F = \ln\left[c(c+2)\sqrt{\frac{45}{8}}\frac{g}{2\pi^3}\frac{mM_{pl}(a+6b/x_F)}{g_*^{1/2}x_F^{1/2}}\right]. \tag{12}$$

其中 c 为常数. 对于典型的 WIMP 暗物质粒子其质量在 GeV–TeV 量级范围, 则 x_F 的值在 20–30 之间. 这时暗物质的剩余丰度可以近似表达为

$$\Omega h^2 \approx 0.1\times\frac{3\times10^{-26}\ \mathrm{cm^3\ s^{-1}}}{\langle\sigma v\rangle}. \tag{13}$$

在众多超出粒子物理标准模型的理论模型中, 超对称模型是一类能够较好地解决规范等级问题的理论模型. 在超对称理论中, 每一个标准模型的粒子都存在一个对应的自旋相差 1/2 的超对称伴随子. 希格斯粒子的质量的稳定性可由标准模型粒子与超对称伴随子的贡献相消来保证. 在最小超对称模型中存在 R- 宇称, 超对称粒子和标准模型粒子具有不同的 R 宇称 (对应于对称性 $P = (-1)^{3(B-L)+2s}$, 其中 $B(L)$ 为重子数 (轻子数), s 为粒子自旋) 而且 R 宇称守恒. 这使得最轻的超对称粒子 (LSP) 自动成为稳定的 WIMP 类型暗物质候选者. 最轻的超对称伴子可以是电中性的中性伴随子 (Neutralino)$\tilde{\chi}_0$, 它是 4 个中性超对称伴随子 $\tilde{B}$, $\tilde{W}$, $\tilde{H}_u$ 和 $\tilde{H}_d$ 的线性组合. 也可以是引力子的超对称伴随子 (Gravitino)$\tilde{G}$. 还可以是最轻的中微子的超对称伴随子 (Sneutrino)$\tilde{\nu}$. Neutralino 是一类 WIMP 类型的具有费米子属性的暗物质, 主要湮灭到夸克, 规范玻色子和希格斯粒子等. 由于 Neutralino 是 Majorana 费米子, 其湮灭到费米子对的湮灭道通常被暗物质粒子的低速度或末态轻费米子质量强烈压低. 要获得足够大的湮灭截面, 需要考虑与其他超对称粒子联合湮灭 (Coannihilation). 综合目前已有的正负电子对撞机和 B- 工厂的实验测量, 尤其是 LHC 上最新的实验结果, 最小超对称模型的参数空间得到了较强的限制. 在超对称模型中, Sneutrino 由于可通过 Z^0 与费米子耦合, 其湮灭截面通常很大, 导致剩余丰度太低. 同时其与核子的耦合很强, 也受到暗物质直接探测实验的很强的限制. Gravitino 只能作为非 WIMP 类型的暗物质的候选者, 而且受到宇宙中原初核合成的限制.

在一类额外维度模型如 UED 模型中, 由于 KK 对称性的存在, 标准模型粒子所对应的最小 Kaluza-Klein 激发态 (LKP) 可以成为暗物质的候选者. 最小 KK 激发态可以是传递超荷规范相互作用的玻色子 B 的最低 KK 激发态 B^1, 热力学剩余丰度要求其质量在 400–1200 GeV 左右. 它与标准模型粒子的耦合与超对称模型中的 Neutralino 有很大不同, 主要湮灭道为费米子对, 其中以带电轻子为主. 这导致其与核子的散射截面较小, 直接探测的难度较大. 但由于其相对较大的轻子对湮灭截面, 有可能在通过宇宙线轻子能谱的精确测量中看到暗物质的信号.

在 Little Higgs 模型及其各种变种中, 可以有多种暗物质候选者. 在这类模型中为了满足现有电弱精确检验实验的限制, 可以加入 T- 宇称. 这使得理论中自然出现稳定的粒子如自旋为 1 的重光子 A_H, 其质量约在 100–300 GeV, 它主要通过希格斯耦合到规范粒子和费米子对.

2.2 非 WIMP 类型的暗物质粒子候选者

常见的非 WIMP 类型的暗物质候选者有轴子 (Axion), 惰性中微子 (Sterilneutrino), 引力子的超对称伴子 (Gravitino) 等. 这里主要介绍轴子. 轴子是在解释强相互作用 CP 对称性破缺时引入的一个准 - Goldstone 粒子 [10–12], 对应于一个 $U(1)$ 整体对称性 (PQ- 对称性) 的自发破缺. 轴子与标准模型中的胶子场 $G_{\mu\nu}$ 的耦合具有如下形式

$$\mathscr{L}_a \propto \frac{a}{f_a}\frac{g^2}{32\pi^2}\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}G^a_{\mu\nu}G^a_{\rho\sigma}\,. \tag{14}$$

其中 a 为轴子, f_a 是其衰变常数. 轴子的质量可表示为

$$m_a = \frac{\sqrt{m_u m_d}}{m_u+m_d}m_\pi\frac{f_\pi}{f_a} \approx 6\mu\text{eV}\left(\frac{10^{12}\ \text{GeV}}{f_a}\right). \tag{15}$$

其中 $m_{u,d}$ 为 u,d- 夸克质量, m_π 为 π 介子质量, f_π 为 π 介子衰变常数. 轴子可以与核子 N 与电子 e 耦合, 其相互作用的一般形式可写为

$$\mathscr{L}_{int} = i\frac{g_{aNN}}{2m_N}\partial_\mu a(\bar{N}\gamma^\mu\gamma^5 N) + i\frac{g_{aee}}{2m_e}\partial_\mu a(\bar{e}\gamma^\mu\gamma^5 e)\,. \tag{16}$$

其中耦合系数 g_{aNN}, g_{aee} 与具体模型有关. 轴子可以只与核子耦合, 也可以与核子和电子有大致相同的耦合强度 (如 DFSZ 模型). 对于很轻的轴子, 其无法衰变到标准模型的费米子, 可以成为暗物质粒子的候选者 [12–14]. 但由于轴子可以通过圈图衰变到光子对, 其有效相互作用为 $\mathscr{L}_{a\gamma\gamma} = -g_{a\gamma\gamma}a\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$, 因此是不稳定的. 其寿命为 $\tau(a\to\gamma\gamma) = 64\pi/(g^2_{a\gamma\gamma}m_a^3)$. 若要求轴子的寿命长于宇宙的年龄, 则其质量应小于 20 eV. 但实际上受到红巨星寿命, 以及超新星 1987 a 的中微子数据的限制, 其质量应小于 10^{-2} eV. 轴子可以通过与夸克散射过程 $\gamma+q\to q+a$ 实现热平衡并随宇宙膨胀发生热退耦合. 如此轻的暗物质粒子退耦时为典型的热暗物质. 其丰度可估算为

$$\Omega_a \approx 0.22(m_a/80\ \text{eV}).$$

可见其无法通过热退耦获得足够大的剩余丰度. 但其可以通过其他机制, 比如宇宙早期的 PQ- 对称性破缺对应的相变过程获得丰度, 并由此成为冷暗物质 [15].

3 暗物质的间接探测

高能宇宙线是指银河系中存在的高能带电粒子, 能够穿透地球大气层而被地面仪器探测到. 其主要成分是质子, 氦核以及少量的其他元素的原子核. 其流强和能量的关系在很大能量范围 (约 GeV–PeV) 内呈现出单一幂次律特征. 宇宙线粒子可能来源于银河系中的超新星遗迹, 其元素组成和太阳的元素组成类似. 银河系暗物质晕中的暗物质粒子也有可能通过湮灭或微衰变产生标准模型的带电粒子, 比如正负电子, 正反质子等. 这些带电粒子会贡献到相应的宇宙线带电粒子的能谱, 使总能谱的形状发生变化, 偏离预期的幂次律, 或导致能谱出现新结构特点. 对丰度相对较低的次级宇宙线粒子比如正电子, 反质子等, 其能谱的改变可能会比较显著, 有可能被现有的空间探测器所探测到. 暗物质间接探测的目标, 就是通过探测暗物质相互作用产生的末态粒子的可能的宇宙线信号, 来寻找暗物质或确定其属性. 如果暗物质湮灭或衰变后到的末态粒子是带电粒子, 比如正负电子, 正反质子等, 由于银河系中存在磁场, 则其到达地球之前在银河系中要经历一个长时间传播的过程. 因此要探测暗物质的带电粒子信号, 需要对宇宙线带电粒子在磁场中的传播有比较准确的理解.

3.1 宇宙线传播模型

带电宇宙线粒子从天体物理源或暗物质湮灭/衰变源中产生, 在银河系中被磁场束缚反复偏转运动方向, 可看作随机运动, 其空间传播可被等效描述为扩散运动. 在扩散模型中, 宇宙线粒子的源分布在银盘面, 宇宙线粒子产生和被加速后在一个扩散晕中做扩散运动. 在柱对称的情况下, 扩散晕是一个高度为 $2z_h$, 半径为 $R_h \approx 20$ kpc 的圆柱体. 基于扩散模型的宇宙线传播方程可写为如下形式 [16]

$$\begin{aligned}\frac{\partial \psi}{\partial t} =& \nabla(D_{xx}\nabla\psi - \boldsymbol{V}_c\psi) + \frac{\partial}{\partial p}p^2 D_{pp}\frac{\partial}{\partial p}\frac{1}{p^2}\psi \\ &- \frac{\partial}{\partial p}\left[\dot{p}\psi - \frac{p}{3}(\nabla\cdot\boldsymbol{V})\psi\right] \\ &- \frac{1}{\tau_f}\psi - \frac{1}{\tau_r}\psi + q(\boldsymbol{r},p).\end{aligned} \tag{17}$$

其中 $\psi(\boldsymbol{r},p,t)$ 是宇宙线粒子的数密度, 其与动量相空间密度 $f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t)$ 的关系是 $\psi(\boldsymbol{r},p,t) = 4\pi p^2 f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t)$. 对于宇宙线粒子的稳态扩散, 粒子数密度不显含时间, 即 $\partial\psi/\partial t = 0$. 方程的边界条件为在扩散晕的边界 $R = R_h$, $z = \pm z_h$ 上的粒子数密度为零. 下面简要介绍一下传播方程中各项的物理含义.

(i) 扩散 (Diffusion) 宇宙线粒子在坐标空间的扩散行为主要由能量相关的扩散系数 D_{xx} 描述, 可参数化为如下形式 [17,18]:

$$D_{xx} = \beta D_0\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\delta}. \tag{18}$$

其中 $\rho = p/(Ze)$ 是宇宙线粒子的硬度. δ 是幂律指数, 对于某个参考硬度 ρ_0, 小于或大于参考硬度的幂指数可以取不同的值, 即 $\delta = \delta_1$ 或 δ_2, D_0 是归一化常数, $\beta = v/c$ 是宇宙线粒子的运动速度. 注意到通常假设扩散系数与空间坐标无关.

(ii) 对流 (Convection) 对流项的出现对应于星系风的存在, 即星际物质存在逐渐远离银盘面的整体运动. 对流项由对流速度 $\boldsymbol{V}_c$ 描述. 通常假定方向指向银盘垂直方向并且始终指向银盘外部即 $\boldsymbol{V}_c(z) = [2\theta(z) - 1]V_c(z)$. 若 $\mathrm{d}V(z)/\mathrm{d}z$ 不为零, 则对流项也会导致宇宙线粒子的绝热能量损失.

(iii) 重加速 (Reaccelaration) "重加速" 指的是宇宙线粒子在银河系中被星系磁场扰动等过程而改变能量的过程. 通常用动量空间扩散系数 D_{pp} 表示. 它导致粒子能量分布发生变化. 这一过程可以被等效描述为传播模型中存在动量空间扩散项. D_{pp} 与粒子的扩散系数有如下关系 [18]:

$$D_{pp} = \frac{4V_a^2 p^2}{3D_{xx}\delta(4-\delta^2)(4-\delta)w}. \tag{19}$$

w 表示磁场的扰动, 通常设置为 $w = 1$. 通常用 Alfvèn 速率 V_a 表示重加速的大小. V_a 的值与磁场的强弱以及被磁场扰动的粒子密度有关, $V_a \approx B/\sqrt{\mu_0 n}$, 其中 B 是磁场强度, μ_0 是磁导率, n 是粒子数密度.

(iv) 能量损失 (E-loss) 宇宙线核子和星际物质发生相互作用主要包括电离 (Ionization) 和库仑散射 (Coulomb Scattering). 高能宇宙线电子可以通过韧致辐射 (Bremsstrahlung), 同步辐射 (Synchrothron) 以及同星际辐射场 (微波背景辐射、星际尘埃的红外辐射和恒星的光学辐射等) 发生逆康普顿散射 (Inverse Compton Scattering) 等损失能量. 通常用 $\dot{p}$ 表示能量损失率. 能量损失星际物质和磁场的分布有关. 在银河系柱坐标空间 (R,z) 中, 磁场的分布可以近似为 [19]

$$B(R,z) = B_0\exp\left(\frac{-(R-R_\odot)}{R_{\rm scale}}\right)\exp\left(\frac{-|z|}{z_{\rm scale}}\right). \tag{20}$$

其中 $R_\odot = 8.5$ kpc, $B_0 \approx 5\times10^{-10}$ T. 参考标度参数 $R_{\rm scale}$ 和 $z_{\rm scale}$ 的数值与具体模型有关.

(v) 碎裂 (Spallation) 和辐射衰变 (Radioactive Decay) 宇宙线核子和星际物质发生碰撞, 会导致其碎裂为较轻的核子. 这一过程导致宇宙线次级粒子的产生. 典型的例子是碳核和氧核碎裂产生硼核. 通常用 τ_f 表示碎裂率. 碎裂率和星际物质的密度分布 $n_{\rm ISM}$ 及相互作用截面 σ_f 有关, 通常可写为 $1/\tau_f = n_{\rm ISM}\sigma_f v$ 在银河系中的星际气体主要成分是氢. 通过观测数据拟合得到的氢分布表达式为 [16]

$$n_{\rm HI}(R,z) = n_{\rm HI}(R)\exp\left[-\ln 2\cdot\left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]. \tag{21}$$

其中对于 $R \leqslant 10$ kpc 的情况 $Z_0 \approx 0.25$ kpc. 另外, 不稳定核子会在传播过程中衰变, 其衰变率用 τ_r 表示. 长寿命粒子的衰变为确定粒子被银河系磁场束缚的时间尺度提供了重要信息.

(vi) 宇宙线源项 (Source Term) 基于宇宙带电线粒子的激波加速机制, 一般假定宇宙线粒子初级源的能谱形状满足幂次律 (http://galprop.stanford.edu/download/manuals/galprop_explanatory_supplement.pdf)

$$q_A(p) = c_A \left(\frac{\rho}{\rho_{br}}\right)^{-\gamma}. \tag{22}$$

其中 c_A 是归一化系数, A 代表宇宙线核子, ρ_{br} 是参考的硬度, 在 ρ 大于 (小于) 某参考硬度 ρ_{br} 时 γ 取值为 $\gamma_1(\gamma_2)$. 宇宙线源的空间分布通常由 γ 射线的观测数据来确定 [20]. 在描述宇宙线源在银河系中的径向分布时, 常用的模型为 [16]

$$q(R) = \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{0.5} \exp\left(\frac{R-R_\odot}{R_\odot}\right). \tag{23}$$

其中 $R_\odot = 8.5$ kpc. 对于 z- 方向的分布, 常用表达式是

$$q(z) = \exp\left(\frac{-|z|}{0.2\ \mathrm{kpc}}\right). \tag{24}$$

宇宙线次级粒子的源项和初级粒子不同, 宇宙线次级粒子来源于初级粒子和星际物质的相互作用后的碎裂产物. 它依赖于初级粒子和星际物质的分布以及它们的相互作用截面. 宇宙线次级粒子源项的表达式为 [21]

$$q(p) = \beta c n_{\mathrm{H,He}} \int \mathrm{d}p' \frac{\mathrm{d}\sigma(p,p')}{\mathrm{d}p} n(p'). \tag{25}$$

其中 $n_{\mathrm{H,He}}$ 是 H 和 He 的密度分布, $\frac{\mathrm{d}\sigma(p,p')}{\mathrm{d}p}$ 是相互作用截面.

暗物质湮灭产生的宇宙线粒子在宇宙线传播方程中的源项表达式为

$$q(\boldsymbol{r},p) = \frac{\rho(\boldsymbol{r})^2}{2m_\chi^2} \langle\sigma v\rangle \sum_X \eta_X \frac{\mathrm{d}N^{(X)}}{\mathrm{d}p}. \tag{26}$$

其中 $\rho(\boldsymbol{r})$ 是暗物质在银河系中的空间分布, $\mathrm{d}N^{(X)}/\mathrm{d}p$ 是暗物质通过中间态 X 湮灭到宇宙线粒子的能谱, 相应的分支比是 η_X. 该源项适用于暗物质是其自身反粒子的情况, 如果暗物质不是自身的反粒子, 且暗物质与反暗物质粒子的密度相同, 则源项要乘以因子 1/2.

暗物质微衰变产生宇宙线粒子的源项表达式为

$$q(\boldsymbol{r},p) = \frac{\rho(\boldsymbol{r})}{\tau m_\chi} \sum_X \eta_X \frac{\mathrm{d}N^{(X)}}{\mathrm{d}p}. \tag{27}$$

其中 τ 是暗物质粒子的寿命, $\rho(\boldsymbol{r})$ 是暗物质在银河系中的空间分布, $\mathrm{d}N^{(X)}/\mathrm{d}p$ 是暗物质通过中间态 X 衰变到宇宙线粒子的能谱. 对于暗物质衰变的情况, 如果暗物质粒子不是自身的反粒子, 在衰变到带电轻子比如正负电子时, 可能存在电荷不对称, 例如: $\chi \to e^+ + Y^-$, 相应的反暗物质粒子衰变道为 $\bar{\chi} \to e^- + Y^+$. 这里的 $Y^\pm$ 可能是标准模型规范玻色子 $W^\pm$ 或者新物理模型中带电的希格斯玻色子 $H^\pm$ 或者模型给出其他带电的粒子. 在一般情况下, 暗物质的局域密度可能也是不对称, 即: $\rho_\chi(\boldsymbol{r}) \neq \rho_{\bar{\chi}}(\boldsymbol{r})$, 则源项一般可以表示为

$$q_{e^\pm}(\boldsymbol{r},p) = \frac{\rho(\boldsymbol{r})}{2\tau m_\chi}(1\pm\varepsilon) \sum_X \eta_X \frac{\mathrm{d}N_e^{(X)}}{\mathrm{d}p}. \tag{28}$$

其中 $\rho(\boldsymbol{r}) \equiv \rho_\chi(\boldsymbol{r}) + \rho_{\bar{\chi}}(\boldsymbol{r})$, 不对称度为 $\varepsilon \equiv (\rho_\chi(\boldsymbol{r}) - \rho_{\bar{\chi}}(\boldsymbol{r})/(\rho_\chi(\boldsymbol{r}) + \rho_{\bar{\chi}}(\boldsymbol{r})$, τ 是暗物质粒子的寿命. 当 $\varepsilon = 1\ (-1)$ 时, 暗物质粒子衰变产生仅仅含有 $e^+\ (e^-)$.

在宇宙线探测实验中, 观测数据通常是宇宙线的流强 $\Phi(E)$, 它与数密度之间的关系如下:

$$\Phi(E) = \frac{v}{4\pi}\psi(\boldsymbol{r},p,t)\ . \tag{29}$$

由于目前的宇宙线探测仪器均处在太阳系内部, 观测到的宇宙线会受到太阳活动的影响, 比如太阳风等. 这种影响被称为 "太阳调制效应" [22,23]. 描述这种效应常用的模型是力场近似模型 [22]. 在该模型中, 宇宙线粒子的能量会受太阳活动影响而发生平移. 星际宇宙线粒子的流强 $\Phi(T)$ 与考虑太阳调制效应的流强 $\Phi^{TOA}(T_{TOA})$ 的关系式如下 [22]:

$$\Phi^{TOA}(T_{TOA}) = \left(\frac{2mT_{TOA} + T_{TOA}^2}{2mT + T^2}\right)\Phi(T). \tag{30}$$

这里 m, T 分别是宇宙线的质量和动能, $T_{TOA} = T - |Z|\phi_F$ 是实验观测的宇宙线动能. ϕ_F 的典型值在 500 MV 左右.

3.2 近期实验结果简介

最近几年暗物质空间探测实验取得了若干重大进展. 下面重点介绍几个主要的实验及其结果.

PAMELA 是一个小型磁谱仪卫星实验. 2008 年该实验给出了 1.5–100 GeV 范围正电子流强分支比 $e^+/(e^+ + e^-)$ 的测量结果. 观察到正电子在约 10 GeV 以上存在明显超出背景预期的现象 (见图 1)[24−30]. 但 PAMELA 实验测得的负电子流强与背景基本一致 [31]. PAMELA 实验在 0.6–180 GeV 范围内测得的反质子流强与背景也基本一致, 没有看到明显的超出现象 (见图 2)[32,33]. 在对高能质子和氦核的 1 GeV–1.2 TeV 范围的能谱观测中, PAMELA 数据显示质子和氦核的能谱幂指数不完全相同: $\gamma_p = 2.820 \pm$

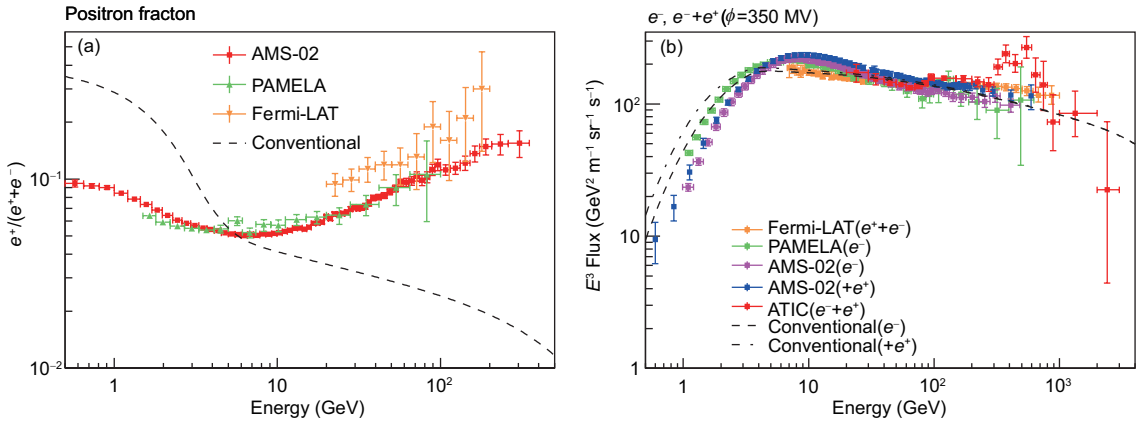

图 1 (网络版彩图)(a) 宇宙线正电子分支比的测量结果. 图中理论预言曲线是利用 GALPROP 程序在传统 (Conventional) 参数模型下计算得到的 [26,27]. (b) 相应的负电子和正负电子总和的结果. 相关实验数据: 正电子分支比分别来自于 PAMELA [25], AMS-02 [28] 和 Fermi-LAT2012 [29], 正负电子总的流强来自于 Fermi-LAT [30], 负电子的流强来自于 PAMELA [25] 和 AMS-02.

Figure 1 (Color online) (a) The measurements of cosmic-ray positron fraction. The theoretical predictions are obtained using the GALPROP code with the "conventional" propagation model [26, 27]. (b) The measurements of the flux of electrons and positrons. The data of positron fraction are from PAMELA [25], AMS-02 [28] and Fermi-LAT2012 [29]. The data of the toal flux of electrons and positrons are from Fermi-LAT [30] and that of electrons are from PAMELA [31] 和 AMS-02.

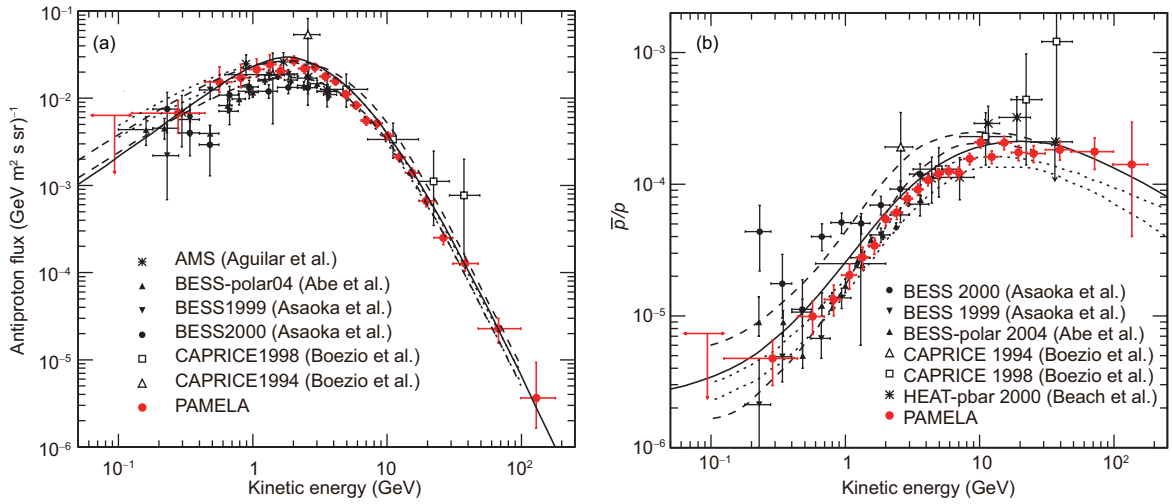

图 2 (网络版彩图)(a) 图为宇宙线反质子的流强. (b) 图为宇宙线反质子与质子流强比值的实验结果 [33]. 图中理论预言曲线是利用 GALPROP 程序在传统 (Conventional) 参数模型下计算得到的 [26,27]

Figure 2 (Color online) (a) The measured flux of cosmic-ray antiprotons [33]. The theory curves are obtained using the GALPROP code with the "conventional" parameter set [26, 27].

0.003 ± 0.005, $\gamma_{\rm He}=2.732\pm0.005^{+0.008}_{-0.003}$, 并且在高能段 TeV 附近 PAMELA 观测到质子和氦核的能谱呈现出结构. PAMELA 观测到的正电子超出现象引起了广泛关注, 其中一个可能的解释是临近天体物理源如脉冲星, 超新星遗迹等, 另一个解释是暗物质湮灭或微衰变.

ATIC-2 实验是使用载于高空气球的 BGO 量能器, 可以测量正负电子总流强. 其测量能量范围在 20–3000 GeV. 其结果显示在 300–800 GeV 能量区间观测到了 210 个正负电子, 而理论背景预期值为 140. 并且测得的能谱有明显的鼓包 (bump) 结构, 峰的位置在 650 GeV 附近 [34]. 这一结果与以前的 PPB-BETS 气球实验结果相一致 [35].

Fermi-LAT 实验是载于费米卫星 (Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission) 的大面积伽马射线望远镜 (Large Area Telescope), 也能测量高能宇宙线正负电子. Ferimi-LAT 关于正负电子总能谱的观测结果显示出一个近似为幂次律的能谱. 但其谱指数为 3.04, 比由常规宇宙线理论得到的结果要平缓很多 [30,36]. 这也可以被理解为是一种超出背景预期的现象. 不过 Ferimi-LAT 测到的能谱没有明显的结构, 和 ATIC 的结果不一致. 同时 Ferimi-LAT 观测到的电子能谱没有明显的方向性, 其各向异性小于 $\sim0.5\%-10\%$, 其具体值取决于电子的能量 [37]. Ferimi-LAT 探测器本身无铁磁体, 但借助地球磁场, 也可以做区分正负电子的测量. Fermi-LAT 实验测量了 20–200 GeV 范围内的正负分支比, 其结论基本与 PAMELA 实验结果一致, 都观测到正电子超出预期背景的现象 [29].

HESS 是一个地面大气切伦科夫望远镜观测装置. 相对于气球和卫星实验, 地面装置可以有更大的接受面积. HESS 可以测量高能量的正负电子. 其结果显示高能 (> 1 TeV) 的电子能谱存在快速下降的趋势 [38]. 在低能区域, HESS 的结果也显示在 300–800 GeV 附近的正负电子总和高于理论预期, 但未看到明显结构特征, 其能谱幂次律指数为 3.0 [39].

AMS-02 是搭载于国际空间站 (International Space Station) 上的磁谱仪探测器. 和 PAMELA 相比, AMS-02 探测器有较大的接收度和更宽的能量测量范围. 可以同时精确测量多种宇宙线粒子的能谱. 2013 年 AMS02 实验组公布了第一批物理结果 [28]. 测量了 0.5–350 GeV 范围内的正电子分支比, 发现在 10–250 GeV 范围内明显超出了传统的理论预期值. 高精度的能谱测量结果显示正电子分支比的谱型斜率呈现平缓下降趋势, 在 20–250 GeV 范围内其斜率下降了一个数量级, 且谱型无明显结构特征. 同时发现正电子的能谱是高度各向均匀分布的, 其各向异性小于 3%(在 95% 置信水平下). 2013 年 7 月 AMS-02 发布了对质子, 氦核, 硼碳比等宇宙线核素的初步测量结果. 发现高能质子和氦核的能谱在高能区按幂指数规律呈平滑分布, 但质子和氦核的能谱指数也并不一致, 氦核的谱比较硬. 2014 年更新的结果显示正电子分支在 270 GeV 处开始出现下降的趋势.

3.3 暗物质空间探测的唯象分析

目前文献中已有大量基于 PAMELA, ATIC, Fermi-LAT 等实验结果的理论分析工作. 这些分析的基本结论可归纳如下所述.

(i) 暗物质的湮灭、微衰变主要以带电轻子为主. 理论上有两种可能的机制. 一种是动力学的, 即暗物质与轻子有较强的耦合; 一种是运动学的, 比如暗物质通过中间态媒介粒子与标准模型粒子相互作用, 媒介粒子由于其质量较轻无法衰变到质子或反质子.

(ii) 对于 WIMP 暗物质湮灭解释, 当前的数据要求其湮灭截面要远大于其在热退耦时的截面. 这导致所谓的增强因子 (Boost Factor) 的起源问题. N- 体模拟计算表明局域的暗物质密度涨落通常无法产生足够大的增强因子.

(iii) 受到反质子数据的限制, 暗物质与夸克和规范粒子的耦合必须很弱, 或者暗物质质量远大于 10 TeV 以至于其产生的反质子主要在目前测量数据的范围之外.

相比以前的实验数据, AMS-02 正电子分支比地数据的精度要高出许多, 由此可以得到以前从以低精度较低的实验数据中所得不到的信息. 通过对 AMS-02 数据的研究可以比较甚至排除某些暗物质理论模型和相互作用机制. 在研究暗物质贡献之前, 首先要确定宇宙线粒子传播模型中的参数. 这些参数分成两部分, 一部分如: 扩散晕高度 Z_h, 扩散系数 D_0, $\delta_{1/2}$,

重加速 V_a 等会同时影响背景和暗物质的贡献. 另一部分如注入谱指数 $\gamma_{e,p}$ 等只影响相应的宇宙线粒子背景. 在表 1 中列出了常见的两组传播参数模型. 为考虑背景电子的不确定性, 通常引入参数 κ 表示传播后的负电子能谱归一化的不确定性, 参数 δ 表示能谱斜率的不确定性. 利用 GALPORP 程序 [16], 同时对 PAMELA, Fermi-LAT 和 AMS-02 的实验结果对暗物质的几个常见的暗物质湮灭末态做整体拟合, 并考虑了各个不同实验探测器的能量分辨率, 得到的结果显示在表 2 中. 同样的对暗物质衰变做整体拟合, 得到的结果显示在表 3 中. 从拟合结果来看, 可以得到如下几个方面的结论 [41].

表 1 两组常用的传播模型参数. A 是常规传播参数模型 [26,27], B 是通过整体拟合天文观测数据得到的最佳传播参数模型 [40]. 扩散系数 D_0 的单位为 10^{28} cm^2 s^{-1}

Table 1 Two commonly adopted propagation parameter sets. A is the conventional propagation model [26, 27], B is the best-fit parameter set from fitting to the astrophysical data [40]. The unit of D_0 is 10^{28} cm^2 s^{-1}

Model	z_h(kpc)	D_0	δ_2	γ_{e1}/γ_{e2}	γ_{p1}/γ_{p2}
A	4.0	5.75	0.34	1.6/2.5	1.82/2.36
B	3.9	6.59	0.30	1.6/2.5	1.91/2.42

表 2 暗物质湮灭到 $2e$, 2μ, 2τ, $4e$, 4μ 和 4τ 末态过程有关的最佳拟合参数 m_χ, $\langle\sigma v\rangle$, κ 和 δ, 以及相应的 χ^2/d.o.f. 取自文献 [41]. 表格中对于每个末态, 第一和第二行分别对应模型 A 和 B, 散射截面 $\langle\sigma v\rangle$ 的单位是 10^{-26} cm^3 s^{-1}

Table 2 Best-fit parameters m_χ, $\langle\sigma v\rangle$, κ 和 δ and the corresponding χ^2/d.o.f for DM annihilating into $2e$, 2μ, 2τ, $4e$, 4μ and 4τ final states. From ref. [41]. For each final state, the first and second row correspond to the result of model A and B. The unit of $\langle\sigma v\rangle$ is 10^{-26} cm^3 s^{-1}

Channel	m_χ(GeV)	$\langle\sigma v\rangle$	κ	$\delta(\times10^{-2})$	$\chi^2_{\rm tot}$/dof
$2e$	407.1	67.8	1.064	–6.43	450.56/119
	404.9	55.9	1.079	–7.72	403.40/119
2μ	570.0	244	0.997	–4.12	343.25/119
	793.8	387	1.136	–8.71	299.60/119
2τ	1534.3	1780	1.154	–7.62	219.67/119
	1860.1	2230	1.234	–10.4	210.78/119
4e	423.5	59.0	0.924	–2.25	415.21/119
	664.2	115	1.106	–8.22	355.25/119
4μ	1095.7	497	1.049	–5.32	290.18/119
	1409.7	690	1.158	–9.01	262.22/119
4τ	3068.4	3860	1.186	–8.26	205.72/119
	3794.3	4980	1.260	–10.9	199.29/119

表 3 基于电荷对称 ($\varepsilon = 0$) 的情况下, 对于暗物质衰变到 $2e$, 2μ, 2τ, $4e$, 4μ 和 4τ 末态的过程, 整体分析到得的最佳拟合参数 m_χ, τ, κ 和 δ, 以及相应的 χ^2/d.o.f. 表格中对于每个末态, 第一和第二行分别对应于模型 A 和 B. 取自文献 [41]

Table 3 The best-fit parameters m_χ, τ, κ 和 δ and the corresponding χ^2/d.o.f for DM decaying into $2e$, 2μ, 2τ, $4e$, 4μ and 4τ final states, in the secenario of charge symmetric ($\varepsilon = 0$) decay. For each final state, the first and second row correspond to model A and B, taken from ref. [41]

Mode	m_χ(GeV)	$\tau(\times10^{26}$s)	κ	$\delta(\times10^{-2})$	$\chi^2_{\rm tot}$/dof
$2e$	334.0	21.1	0.632	6.79	892.87/119
	332.1	24.2	0.673	4.25	836.39/119
2μ	654.8	6.27	0.806	1.40	510.77/119
	691.1	6.39	0.856	–1.24	493.92/119
2τ	1762.4	2.15	1.019	–4.41	291.92/119
	1860.1	2.19	1.072	–6.79	291.56/119
$4e$	506.2	19.3	0.737	3.54	622.69/119
	523.7	19.9	0.787	0.81	594.44/119
4μ	1258.6	5.76	0.882	–0.78	414.90/119
	1328.4	5.85	0.933	–3.32	406.53/119
4τ	3455.5	1.97	1.058	–5.34	265.93/119
	3647.0	2.01	1.112	–7.69	266.56/119

(i) AMS-02 正电子分支比的数据不支持暗物质直接湮灭到正负电子对. 原因是直接湮灭出来的正负电子具有单一能量能谱. 即使经过扩散和能量损失 (比如通过同步辐射和逆康普顿散射过程) 其传播后的能谱仍然呈现出明显的单峰结构. 这与 AMS-02 的数据不符合. 注意到仅从 PEMELA 的正电子分支比数据无法得到上述结论.

(ii) AMS-02 的数据显示 μ- 轻子末态的拟合没有 τ- 轻子末态的拟合更好 (见图 3). 这和以前基于 PAMELA 和 Fermi-LAT 数据的拟合结果是不同的. 然而 τ- 轻子末态通常会导致大量的末态光子 (τ- 轻子可通过衰变到 π^0 而产生大量光子) 而受到 Fermi-LAT 光子数据的限制.

(iii) 在暗物质质量和其湮灭截面的联合允许参数空间图上, AMS-02 允许的区域和 Fermi-LAT 允许的区域明显不同. AMS-02 更倾向于质量相对较轻的数百个 GeV 的暗物质粒子.

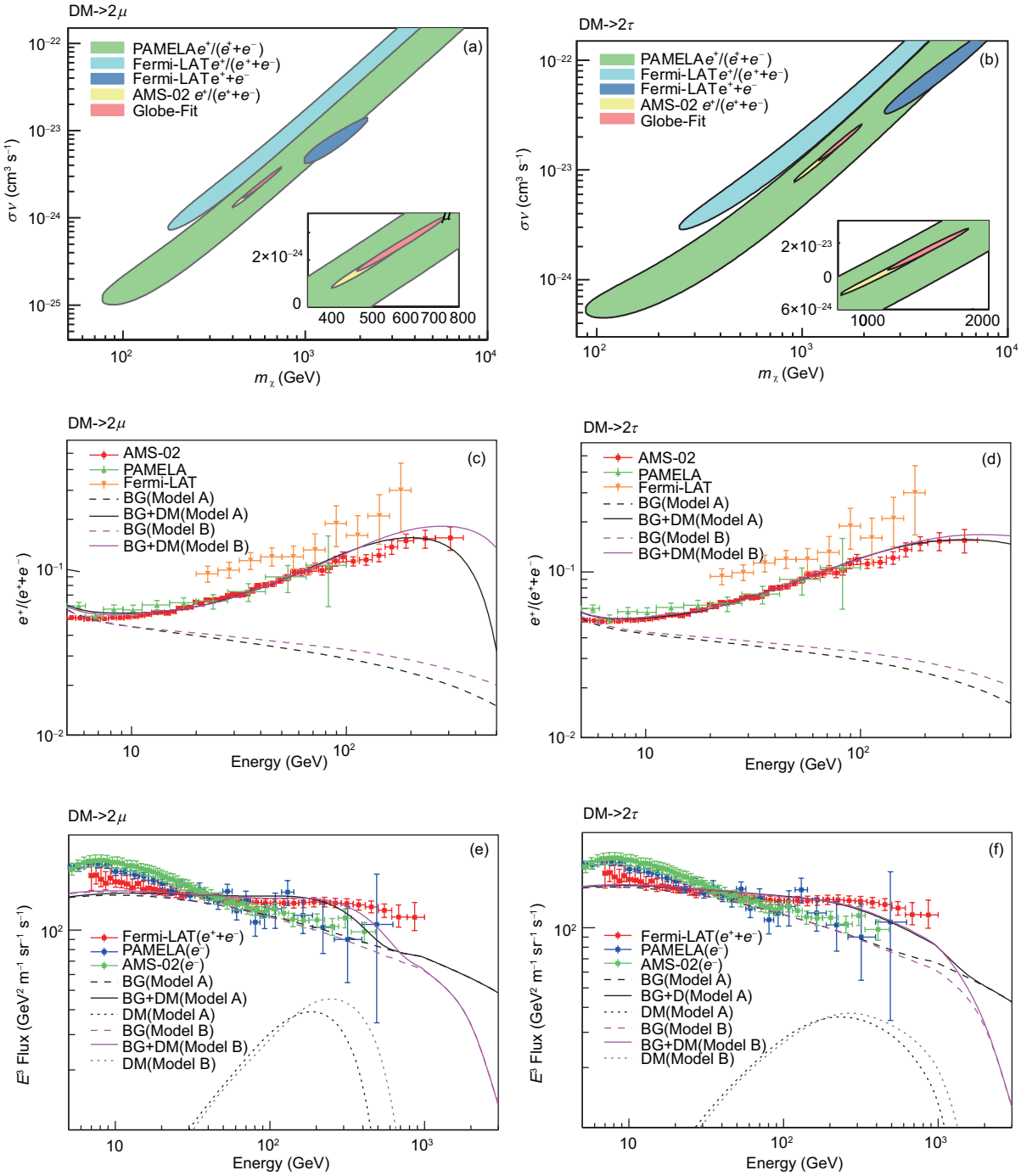

图 3 (网络版彩图) 暗物质湮灭到 2μ 和 2τ 末态的整体拟合结果 [41]. **(a), (b)** 在 $(m_\chi, \langle\sigma v\rangle)$ 平面上在 99% 置信水平上允许的参数范围. 图上同时给出了不同实验单独的允许范围比如 **PAMELA** [25], **Fermi-LAT** [29,30] 和 **AMS-02** [28]. **(c), (d)** 相应的正电子分支比的最佳拟合结果. **(e), (f)** 相应的正负电子总流强的最佳拟合结果

Figure 3 (Color online) Allowed regions in $(m_\chi, \langle\sigma v\rangle)$ plane at 99% C.L. for DM annihilating into 2μ, 2τ, 4μ and 4τ final states from the Global fits. (a), (b) the regions allowed by the data of PAMELA [25], Fermi-LAT [29, 30] and AMS-02 [28] are shown for a comparison; (c), (d) allowed regions by positron fraction data; (e), (f) allowed regions by all electron flux data.

(iv) 在对数据的整体拟合结果来看, 暗物质湮灭的解释要好于暗物质衰变的解释.

(v) 考虑到暗物质可以有自己的反粒子, 暗物质湮灭可以有对称和不对称两种情况. 目前的数据微弱支持暗物质不对称衰变. 但具体结论和背景参数的选取有很大关系.

由此可见高精度的宇宙线测量能极大增进我们对暗物质属性的理解.

3.4 暗物质自相互作用与增强因子

目前的分析显示如果观测到的正电子超出现象可以用 WIMP 暗物质湮灭来解释的话, 暗物质现在的湮灭截面要比其在宇宙早期热退耦时要大两个量级左右. 这启发了相关的理论研究. 可能意味着暗物质粒子的湮灭截面是速度或温度依赖的. 被广泛讨论的一种机制是索末菲增强机制. 如果暗物质粒子之间通过交换一种轻粒子发生自相互作用. 可以产生一种长程吸引力. 这种长程吸引力导致暗物质的波函数在原点处增大 (见图 4). 具有自相互作用的暗物质的两体波函数 $\Psi(\boldsymbol{f})$ 满足如下薛定谔方程

$$-\frac{1}{m_\chi}\nabla^2\Psi(\boldsymbol{r})+V(\boldsymbol{r})\Psi(\boldsymbol{r})=\frac{m_\chi v_{\rm rel}^2}{4}\Psi(\boldsymbol{r}). \tag{31}$$

其中 m_χ 为暗物质质量, $v_{\rm rel}$为暗物质粒子湮灭时的相对速度, $V(r)$ 为长程吸引势. 通常将波函数按照 Legnedre 多项式 $P_\ell(\cos\theta)$ 展开以便分离变量, 其中 ℓ 为角动量, θ 是球坐标天顶角. 则有 $\Psi(r,\theta)=\sum_\ell P_\ell(\cos\theta)\chi_\ell(r)/r$. 这时薛定谔方程具有如下形式:

$$\frac{{\rm d}^2\chi_\ell(r)}{{\rm d}r^2}-\sum_{\ell'}\left[m_\chi V_{\ell\ell'}(r)+\frac{\ell(\ell+1)}{r^2}\delta_{\ell\ell'}\right]\chi_{\ell'}(r)+k^2\chi_\ell(r)=0. \tag{32}$$

其中 $k\equiv m_\chi v_{\rm rel}/2$. 在角动量空间的势能项的一般定义 $V_{\ell\ell'}$ 为

$$V_{\ell\ell'}(r)=\frac{(2\ell+1)}{2}\int_{-1}^{+1}P_\ell(\cos\theta)V(r,\theta)\times P_{\ell'}(\cos\theta){\rm d}(\cos\theta). \tag{33}$$

在一般情况下, 其可以存在非对角元. 薛定谔方程的解在湮灭点满足如下边界条件

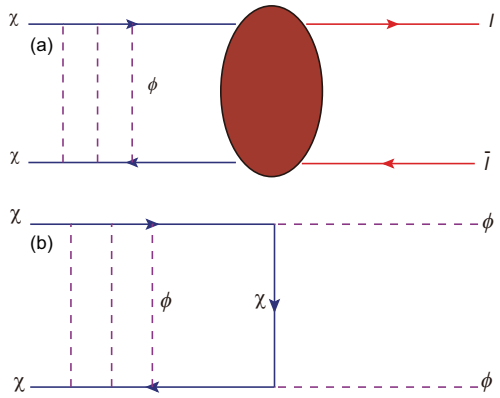

图 4 (网络版彩图)(a) 暗物质通过多次交换中间态粒子发生湮灭的费曼图. 多次交换中间态粒子可导致暗物质粒子之间存在长程吸引势, 吸引势可以导致湮灭截面随温度降低而增大, 即索末菲效应. (b) 暗物质湮灭到一对中间态粒子的费曼图. 这一过程会增大暗物质热退耦时的湮灭截面, 从而使剩余丰度下降. 反过来会限制索末菲效应

Figure 4 (Color online) (a) Feynman diagram of DM annihilation process $\bar{\chi}\chi\to X$, $(X=2\mu,2\tau,\ldots)$ with multiple force-carrier exchange which results in Sommerfeld enhancement of the annihilation cross section. (b) Feynman diagram of DM annihilation into the force-carriers through t-channel process $\bar{\chi}\chi\to 2\phi$

$$\begin{aligned}\lim_{r\to 0}\chi_\ell(r)&=(kr)^{\ell+1},\\ \lim_{r\to 0}\frac{{\rm d}\chi_\ell(r)}{{\rm d}r}&=k(\ell+1)(kr)^\ell.\end{aligned} \tag{34}$$

在无穷远点边界条件为

$$\lim_{r\to\infty}\chi_\ell(r)\to C_\ell\sin\left(kr-\frac{\pi}{2}\ell+\delta_\ell\right). \tag{35}$$

其中 δ_ℓ 是项移, C_ℓ 是归一化常数. 波函数的增大效应可以通过如下定义的索末菲增强因子表示.

$$S_\ell\equiv\lim_{r\to 0}\left|\frac{\chi_\ell(r)}{\chi_\ell^{(0)}(r)}\right|^2=\left[\frac{(2\ell+1)!!}{C_\ell}\right]^2. \tag{36}$$

在索末菲增强机制中, 被交换的轻粒子会贡献到新的暗物质湮灭截面. 增大的湮灭截面会改变暗物质剩余丰度, 这反过来会限制增强因子的大小. 进一步的研究表明这种剩余丰度的限制和轻粒子的类型有很大关系. 对于矢量和标量类型的粒子, 交换产生的都是 Yukawa 势,

$$V(r)=-\frac{\alpha{\rm e}^{-m_\phi r}}{r}. \tag{37}$$

索末菲因子的一个近似表达式为

$$S_0(v_{\rm rel}) \approx \left(\frac{2\pi\alpha}{v_{\rm rel}}\right) \times \frac{\sinh\left(\frac{6v_{\rm rel}m_\chi}{\pi m_\phi}\right)}{\cosh\left(\frac{6v_{\rm rel}m_\chi}{\pi m_\phi}\right) - \cos\left(\sqrt{\frac{24\alpha m_\chi}{m_\phi} - \frac{36m_\chi^2 v_{\rm rel}^2}{\pi^2 m_\phi^2}}\right)}. \quad (38)$$

但湮灭截面是不同的, 对于矢量粒子的情况, 其湮灭是通过 s- 波, 其截面为

$$(\sigma_{\phi\phi}v_{\rm rel})_0^{\rm vec} = \frac{\pi\alpha^2}{m_\chi^2}. \quad (39)$$

对于标量粒子的情况, 其湮灭是通过 p- 波, 其截面是速度依赖的

$$(\sigma_{\phi\phi}v_{\rm rel})_0^{\rm sca} = \frac{3\pi\alpha^2}{8m_\chi^2}v_{\rm rel}^2. \quad (40)$$

这导致最后的限制差别. 对于标量情况, 其限制相对较弱. 对于赝标量粒子的情况, 其交换产生的势能是偶极势,

$$V(r) = -\frac{\alpha}{4m_\chi^2 r^3}{\rm e}^{-m_\phi r}\left[3(\hat{\boldsymbol{r}}\cdot\hat{\boldsymbol{s}}_1)(\hat{\boldsymbol{r}}\cdot\hat{\boldsymbol{s}}_2) - \hat{\boldsymbol{s}}_1\cdot\hat{\boldsymbol{s}}_2\right]. \quad (41)$$

相对于 Yukawa 势, 偶极势有两个不同之处, 一是自旋依赖的, 将导致不同角动量波函数之间的耦合, 其势能在角动量空间用 $3-j$ 符号可表述为

$$V_{\ell\ell'}(r) = -\frac{\alpha{\rm e}^{-m_\phi r}}{m_\chi^2 r^3}\sqrt{(2\ell+1)(2\ell'+1)} \times \begin{pmatrix} \ell & 2 & \ell' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2. \quad (42)$$

该势能将导致角动量差别为 $|\ell'-\ell|=2$ 的波函数之间的跃迁. 虽然对全方向积分势能为零, 但吸引和排斥部分产生的索末菲因子差别很大, 总的索末菲效应并不为零. 其次是势能其随距离三次方成反比. 这导致薛定谔方程的解出现奇异性, 可以通过引入短距离截断 $V(r)\to V(r+r_0)$ 来正规化.

暗物质湮灭到赝标量粒子对应的截面是

$$(\sigma_{2\phi}v_{\rm rel})_0^{\rm ps} = \frac{\pi\alpha^2}{24m_\chi^2}v_{\rm rel}^2. \quad (43)$$

可见其截面比矢量和标量情况更小. 对于赝标量粒子的情况, 计算表明暗物质剩余丰度的限制较弱, 可以解释目前观测到的正电子超出. 三种不同情况下的索末菲增强因子与暗物质质量的关系可见图 5 [42].

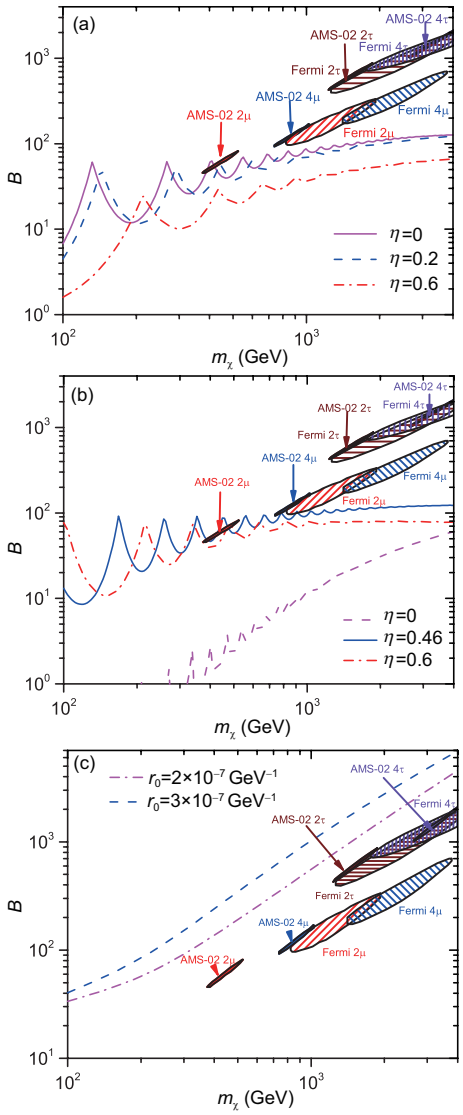

图 5 (网络版彩图)(a) 暗物质交换矢量媒介粒子情况下的索末菲增强因子与暗物质粒子质量的关系; (b) 暗物质交换标量媒介粒子情况下的索末菲增强因子与暗物质粒子质量的关系; (c) 暗物质交换赝标量媒介粒子情况下的索末菲增强因子与暗物质粒子质量的关系. 图中同时给出了不同暗物质湮灭道所允许的参数区域 [42]

Figure 5 (Color online) (a) The Sommerfeld enhancement factor as a function of DM particle mass for the case of vector mediator exchange; (b) the Sommerfeld enhancement factor as a function of DM particle mass for the case of scalar mediator exchange; (c) the Sommerfeld enhancement factor as a function of DM particle mass for the case of pesudoscalar mediator exchange. The allowed regions for different annihilation channels are also shown.

4 暗物质的直接探测

如果暗物质与普通物质之间存在微弱的相互作用, 则银河系中的暗物质可以和地球上的之间发生散射. 暗物质直接探测的基本原理是测量可能的暗物质与标靶原子核的微小反冲能. 反冲能可以转化为光子, 声子和电离电子信号等, 从而被高灵敏度的实验仪器所探测到. 提高这类实验的关键是抑制来自宇宙线和标靶物质自身的放射性本底, 实验装置通常设在深部地下以降低宇宙线通量.

4.1 暗物质直接探测基本原理

对给定质量为 m_χ 的暗物质粒子 χ, 与质量和电荷数分别为 A 和 Z 的靶原子核发生弹性散射时, 原子核得到反冲能的事例率 $R = \mathrm{d}N/\mathrm{d}t$ 的表达式为 [43,44]

$$R = N_T\left(\frac{\rho_0}{m_\chi}\right)\int \mathrm{d}E_R \int_{v_{\min}}^{v_{\mathrm{esc}}} \mathrm{d}^3 v f(v) v \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E_R} . \tag{44}$$

其中 N_T 是标靶原子核的总数目, ρ_0 是暗物质的局域密度, 常用的数值为 $\rho_0 = 0.3$ GeV cm^3. 在太阳系附近, 粒子逃逸出银河系的速度为 $\boldsymbol{v}_{\mathrm{esc}} \approx 600$ km s^{-1}. 对于一个确定的反冲能 E_R, 所需要最小的暗物质粒子速度是

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{m_A E_R}{2\mu_A^2}} . \tag{45}$$

其中 m_A 是靶核的质量, $\mu_A = (m_\chi m_A)/(m_\chi + m_A)$ 是暗物质与原子核的约化质量. 表达式第二项对应于非弹性散射的情况, 即暗物质被散射后处于某个激发态, δ 为暗物质激发态与基态的质量差. 在通常的弹性散射中 $\delta = 0$, 反冲能 E_R 与质心系动量转移 q 的关系为 $E_R = |q|^2/2m_A$.

4.2 暗物质信号的年度调制效应

暗物质在银河系中的速度分布通常假设为麦克斯韦 - 玻尔兹曼分布

$$f_G(v) = \frac{1}{N\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right)\theta(v_{\mathrm{esc}} - v) . \tag{46}$$

其中 σ 是最可几速度, N 为归一化常数. 但考虑到在地球上的探测器与暗物质存在整体相对运动, 在地球上观察到的暗物质速度分布 $f_E(\boldsymbol{v})$ 对应于一个伽利略变换.

$$f_E(\boldsymbol{v}) = f_G(\boldsymbol{v} + \boldsymbol{v}_E(t)) . \tag{47}$$

地球相对于暗物质晕整体的速度为

$$\boldsymbol{v}_E(t) = \boldsymbol{v}_\odot + \boldsymbol{v}_\oplus . \tag{48}$$

其中 $\boldsymbol{v}_\odot$ 是太阳在银河系中的运动速度. 它由银河系旋转的整体速度和太阳相对银河系的相对速度两部分组成 $\boldsymbol{v}_\odot = \boldsymbol{v}_G + \boldsymbol{v}_S$. 其中 $\boldsymbol{v}_G \simeq (0, 220 \pm 50, 0)$ km s^{-1}, $\boldsymbol{v}_S \simeq (10, 13, 7)$ km s^{-1}. 两项之和为 $|v_\odot| \simeq (233 \pm 50)$ km s^{-1}. 地球相对于太阳的轨道速度为 $v_\oplus \simeq 30$ km s^{-1} 且有 $\gamma \simeq 60^\circ$ 的向上倾斜角度. 综合起来, 暗物质的相对速度可写为

$$v_E(t) \simeq v_\odot + v_\oplus \cos\gamma \cos[2\pi(t - \phi)/\tau] . \tag{49}$$

其中 $\tau \simeq 365$ 天, $\phi = 152.5$ 天, 对应于 6 月 2 日. 事例率的年度调制可以定义为相对速度最大时与相对速度最小时的碰撞事例率之差:

$$r = \frac{R(\text{June } 2^{\text{nd}}) - R(\text{December } 2^{\text{nd}})}{R(\text{June} 2^{\text{nd}}) + R(\text{December } 2^{\text{nd}})} . \tag{50}$$

暗物质与原子核的微分散射截面可以表示如下:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E_R} = \frac{m_A F^2(E_R)}{2\mu_A^2 v^2}\sigma_0 . \tag{51}$$

其中 $F(E_R)$ 是原子核的形状因子, 这里假定形状因子对质子和中子没有差异, 即: $F_p(E_R) \approx F_n(E_R) \equiv F(E_R)$. σ_0 是零动量转移下的总散射截面, 具体形式是与暗物质与原子核相互作用的微观过程有关.

根据相互作用的自旋相关性, 暗物质的散射截面有核子自旋无相关和自旋相关两种类型. 首先介绍自旋无关的暗物质 - 核子散射. 在核子层次, 暗物质与原子核中的核子散射, 其零动量转移下的总散射截面如下:

$$\sigma_0 = \frac{\mu_A^2}{\pi}[Zf_p + (A - Z)f_n]^2 . \tag{52}$$

f_n 和 f_p 分别是暗物质粒子与中子和质子的耦合系数, 具体的表达式为 [44]

$$f_{p,n} = \sum_{q=u,d,s} f_{Tq}^{(p,n)} a_q \frac{m_{p,n}}{m_q} + \frac{2}{27} f_{TG}^{(p,n)} \sum_{q=c,b,t} a_q \frac{m_{p,n}}{m_q} . \tag{53}$$

其中 a_q 为夸克层次的耦合系数, 系数 $f_{T_q}^{p,n}$ 可以和夸克的矩阵元联系起来

$$m_p f_{T_q}^{(p)} \equiv \langle p | m_q \bar{q} q | p \rangle \ . \tag{54}$$

通常的取值为 $f_{Tu}^{(p)} = 0.020 \pm 0.004$, $f_{Td}^{(p)} = 0.026 \pm 0.005$, $f_{Ts}^{(p)} = 0.118 \pm 0.062$, $f_{Tu}^{(n)} = 0.014 \pm 0.003$, $f_{Td}^{(n)} = 0.036 \pm 0.008$, $f_{Ts}^{(n)} = 0.118 \pm 0.062$ [45]. 重夸克部分的分布函数 $f_{TG}^{(p,n)}$ 的数值可以由以下的关系式得到

$$f_{TG}^{(p,n)} = 1 - \sum_{q=u,d,s} f_{Tq}^{(p,n)}. \tag{55}$$

公式中 f_{Tq} 给出的数值通常是基于手征微扰论对 π 介子和核子的 σ 项计算得到的 [46].

暗物质粒子与单个自由的核子的散射截面如下

$$\sigma_{p(n)} = \frac{\mu_{p(n)}^2}{\pi} f_{p(n)}^2. \tag{56}$$

其中 $\mu_{p(n)}$ 是暗物质粒子与质子 (中子) 的约化质量. 假设散射过程中同位旋对称性是保持的 (IC), 即: $f_n \approx f_p$, 总的散射截面 σ_0 不依赖于 Z 仅仅与 A^2 成比例. 同位旋无关的散射截面 $\sigma_p^{\rm IC}$ 用 σ_0 表示形式如下:

$$\sigma_p^{\rm IC} \equiv \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2 A^2} \sigma_0 \ . \tag{57}$$

这是实验分析中通常采用的表达式.

暗物质与靶核自旋相关的散射截面可表示如下:

$$\sigma_N^{SD} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_n^2 \frac{J+1}{J} \left(a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle \right)^2. \tag{58}$$

其中 $\langle S_p \rangle$ 和 $\langle S_n \rangle$ 是质子和中子在靶核中的自旋分量. a_p 和 a_n 是暗物质与靶核中质子和中子的耦合系数, 通常可表述为

$$a_{p(n)} = \sum_{u,d,s} \frac{d_q}{\sqrt{2} G_F} \Delta_q^{p(n)}. \tag{59}$$

其中 d_q 是夸克层次的耦合系数, $\Delta_q^{p(n)}$ 是夸克对核子的自旋贡献分量. 典型的自旋相关相互作用可来自于暗物质通过 Z^0- 交换与核子发生散射, 其中的轴矢量相互作用可以贡献到自旋相关的截面. 以第四代中微子暗物质为例,

$$\sigma_{p(n)}^{SD} = \frac{24}{\pi} G_F^2 \mu_n^2 \left(\frac{d_u}{\sqrt{2} G_F} \Delta_u^{p(n)} + \frac{d_d}{\sqrt{2} G_F} \Delta_d^{p(n)} + \frac{d_s}{\sqrt{2} G_F} \Delta_s^{p(n)} \right)^2. \tag{60}$$

在数值上 $\Delta_u^p = 0.77$, $\Delta_d^p = -0.40$, $\Delta_s^p = -0.12$ [47], 并存在同位旋关系 $\Delta_u^n = \Delta_d^p$, $\Delta_d^n = \Delta_u^p$, $\Delta_s^n = \Delta_s^p$. 在 Z^0 交换过程中耦合系数 d_q 的值为

$$d_u = -d_d = -d_s = \frac{G_F}{\sqrt{2}}. \tag{61}$$

注意到这一类模型中耦合系数其与夸克的电荷无关.

4.3 近期暗物质直接探测实验结果

目前全世界有数十个暗物质地下探测实验在运行中, 暗物质探测器的质量不断增大, 灵敏度不断提高. 多个暗物质探测实验观测到了疑似的暗物质散射信号. 一些实验则给出了越来越严格的暗物质散射截面的排除线 (图 6)[48−55]. 下面对当前主要的暗物质直接探测实验及其结果做简要介绍.

(i) DAMA/LIBRA 是以 25 个 9.7 kg 的 NaI 闪烁晶体作为靶物质的暗物质探测实验. 该实验已经进行了十多年. 在反冲能为2–6 KeVee的区间内明确探测到了总信号太阳调制的现象 [56]. 并且其周期、幅度和暗物质碰撞的理论预期基本相符. 其信号统计置信水平达到 9.2σ. 相关信号可能来自暗物质与钠或碘原子核的碰撞. 但与碘原子核碰撞可能性与其他实验如 KIMS 相矛盾 [57]. 由于该实验没有有效抑制信号本底, 因此不能排除年度调制可能来自某未知背景因素.

(ii) CoGeNT/CDEX CoGeNT 是一个 440 g P- 型点接触 (PPC) 高纯锗探测器. 测量暗物质与锗原子核碰撞的电离信号. 通过 442 d 的曝光量, 观测到了一些超出常规背景的事例 [58]. 这些事例可以用暗物质很好地解释. CoGeNT 也宣称看到了事例的年度调制效应 [59]. 但其周期和幅度并不和暗物质碰撞的理论预期完全一致. 这可能与数据统计量较小, 误差较大有关, 其统计置信水平为 2.8σ. 近期 CoGeNT 实验发布了 3.4 a 的数据结果, 测得的年度调制周期和位相和暗物质更符合, 但其幅度较大 4–7 倍 [60]. CDEX 实验是基于基本相同的实验原理, 但其高纯锗探测器的质量为 1 kg. 其最新的结果未观测到任何超出现象, 和 CoGeNT 矛盾 [61].

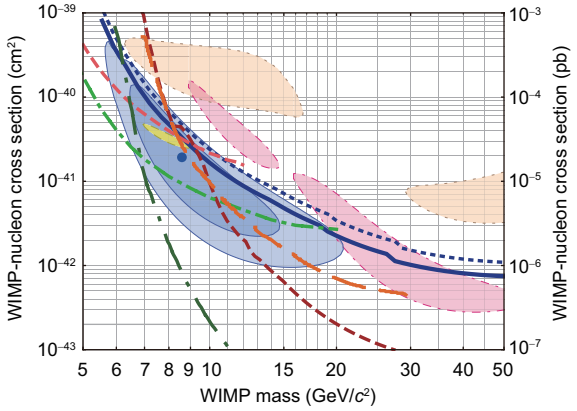

图 6 不同实验给出的暗物质质量和散射截面的允许范围和排除线 [48]. 蓝色的点线和实线对应于 CDMS-II 实验 Si 材料 [49], 黑红色和亮红色虚线对应于 CDMS-II 实验组锗材料的标准的 [48] 和低阈值 [50]. 橘色虚线对应于 EDELWEISS 实验锗材料的低阈值. 绿色和暗绿色点划线分别对应于 XENON10 [51] 和 XENON100 [52] 实验. 黄色、黄褐色和粉红色的置信区间分别对应于 CoGeNT(90%C.L.) [53]、DAMA/LIBRA(99.7%C.L.) [54] 和 CRESST(95.45%C.L.) [55] 实验. 基于 CDMS-II 实验数据分析得到的置信区间是图中的深蓝色和浅蓝色区域, 分别对应于 68%C.L. 和 90%C.L. 置信水平

Figure 6 Allowed regions and exlusion curves on the DM particle mass and scattering cross section from various experiments [48] such as CDMS-II-Si [49], CDMS-II-Ge [48], CDMSlite [50], XENON10 [51], XENON100 [52], CoGeNT(90%C.L.) [53], DAMA/LIBRA(99.7%C.L.) [54] and CRESST(95.45%C.L.) [55].

(iii) CDMS-II 是使用硅和锗作为靶物质材料的半导体超低温探测器同时测量声子和电离信号来探测暗物质. 该实验由 19 个锗探测器 (每个 239 g) 和 11 个硅探测器 (每个 106 g) 单元组成. 最近基于其中 8 个硅探测器单元, 曝光量为 140.2 kg days 的实验结果发现了三个事例, 而相应的背景事例估计为 $0.41^{+0.20+0.28}_{-0.08-0.24}$ [62]. 对应的暗物质质量约为 8.6 GeV, 散射截面约为 1.9×10^{-41} cm^2.

(iv) XENON100/LUX/PandaX 是用 34 kg 液氙作为靶物质的的气液两相时间投影室探测器. 在 224.6d 的曝光时间内探测到两个事例, 但背景事例的估计为 1.0 ± 0.2. 该实验得到的 90% 置信水平下的的暗物质在 55 GeV 时的散射截面上限为 2×10^{-45} cm^2 [52]. LUX 实验采用了和 XENON100 一样的实验原理. 但位于更深的 Sanford 深部地下实验室. 其靶物质液氙的质量更大, 约为 118 kg, 探测器的阈能更低. 该实验得到的 90% 置信水平下的的暗物质在 33 GeV 时的散射截面上限为 7×10^{-46} cm^2. 是迄今为止最严格的上限 [63]. PandaX 实验的原理和 XENON100 及 LUX 相同, 位于迄今最深的 CJPL 地下实验室. 利用 37 kg 的液氙, 同通过 17.4 d 的曝光, 也取得了较好的排除线 [64].

综上所述, 目前的暗物质实验探测进展迅速, 灵敏度不断提高, 但目前尚未得到确定性的结果. 不同的实验得到的结论还不一致. 一方面实验的误差和本底还需要进一步理解, 另一方面目前对实验的结果的解释还仅限于最简单的暗物质模型. 对于更复杂的暗物质理论模型, 不同的实验的结论可能很不相同.

4.4 暗物质与核子相互作用模型

假设暗物质粒子与标准模型粒子通过交换较重的媒介粒子发生相互作用, 且媒介粒子的质量远大于其散射时的动量转移, 则散射过程的相互作用可以用局域有效算符方法来描述:

$$\mathscr{L}_{int}=\sum_{i,q}a_{iq}\mathscr{O}_{iq}\ . \tag{62}$$

如果暗物质粒子是狄拉克费米子 χ, 则与夸克相互作用的标量和赝标量相互作用包含有 4 个有效算符:

$$\begin{aligned}&\mathscr{O}_{1q}=\bar{\chi}\chi\bar{q}q,\quad \mathscr{O}_{2q}=\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}q,\\&\mathscr{O}_{3q}=\bar{\chi}\chi\bar{q}\gamma^5q,\quad \mathscr{O}_{4q}=\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}\gamma^5q.\end{aligned} \tag{63}$$

对于矢量和轴矢量相互作用, 包含如下有效算符

$$\begin{aligned}&\mathscr{O}_{5q}=\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma_\mu q,\ \mathscr{O}_{6q}=\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu q,\\&\mathscr{O}_{7q}=\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5q,\ \mathscr{O}_{8q}=\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5q.\end{aligned} \tag{64}$$

对于张量相互作用, 其包含的算符为

$$\mathscr{O}_{9q}=\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q,\ \mathscr{O}_{10q}=\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\gamma^5\chi\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q. \tag{65}$$

对于 Majorana 费米子, 由于其是中性粒子, 没有对应的矢量和张量形式. 若暗物质粒子是复标量粒子 ϕ, 则有效算符包括有标量和矢量两种形式

$$\begin{aligned}&\mathscr{O}_{11}=2m_\phi(\phi^*\phi)\bar{q}q,\ \mathscr{O}_{12}=2m_\phi(\phi^*\phi)\bar{q}\gamma^5q,\\&\mathscr{O}_{13}=(\phi^*\overleftrightarrow{\partial_\mu}\phi)\bar{q}\gamma^\mu q,\ \mathscr{O}_{14}=(\phi^*\overleftrightarrow{\partial_\mu}\phi)\bar{q}\gamma^\mu\gamma^5q.\end{aligned} \tag{66}$$

有效算符方法提供了一个模型无关的理论研究框架, 可以把暗物质的直接探测, 间接探测和对撞机探测的唯象研究放在一个统一的理论框架内. 当然, 暗物质的湮灭, 散射和产生的能标可能是不同的, 只有当媒介粒子的质量远在三个能标之上时有效算符方法才能在全部过程中适用.

简单的暗物质模型中通常包含的假设有暗物质与核子相互作用为点点接触相互作用、散射为弹性散射、相互作用保持同位旋对称性等. 对于暗物质的分布, 通常假设标准的麦克斯韦分布. 在简单暗物质模型中, 目前的各类暗物质直接探测的结果并不完全相一致. 当前理论研究工作的一个方向是考虑对简单暗物质模型进行扩充, 研究是否存在可能统一解释当前各种实验的理论模型或机制. 非弹性散射暗物质模型曾被用于讨论 DAMA 和 CDMS 实验结果的不一致性 [65,66]. 如果暗物质发生非弹性散射 $\chi + A \to \chi^* + A$, 暗物质粒子 χ 在散射后被激发到一个质量较重的激发态 χ^*, 对于确定的质量差 $\delta = m_{\chi^*} - m_\chi$, 发生散射所需要的最小速度为

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{m_A E_R}{2\mu_A^2}} + \frac{\delta}{\sqrt{2 m_A E_R}}\,. \tag{67}$$

因此质量较重的靶核对应的散射最小速度 $v_{\min}$ 较小, 可以有较大的相空间发生散射. 这样可以解释以锗和硅为靶核的 CDMS 实验没探测到散射而包含碘为靶核的 DAMA 实验可以看到散射. 但以氙为靶核的 XENON100 的结果不支持这种可能性 [67]. 不过非弹性散射暗物质模型仍是值得研究的模型, 这类模型可以避免暗物质直接探测的限制但仍可产生可观测的间接探测信号.

另一类被广泛讨论的暗物质理论模型是同位旋破缺相互作用模型. 在比较常见的一类暗物质模型比如超对称模型以及各种 Higgs portal 模型中暗物质与质子和中子的相互作用强度基本是一样的. 以暗物质 - 希格斯粒子交换为例子. 暗物质与夸克的耦合强度 a_q 是与夸克的质量成正比的, $a_q = \sqrt{2} m_q / v$, 其中 $v = 246$ GeV 为希格斯场的真空期望值. 因此在 $f_{p(n)}$ 的表达式中夸克质量的相关性被消去, 这导致 $f_p \approx f_n$ 是一个很好的近似. 但在一般情况下 $f_n \neq f_p$, 暗物质散射截面 σ_p 实际的数值与在同位旋守恒假设下得到的截面 σ_p^{IC} 之间可以差一个因子 $F(f_n/f_p)$. 实际截面 σ_p 与假设同位旋守恒是得到的截面表示为 [68]

$$\sigma_p = F(f_n/f_p)\sigma_p^{\rm IC}. \tag{68}$$

因子 $F(f_n/f_p)$ 的具体形式与暗物质质量和靶核材料组分有非常大的关系, 比如: CRESST-II 实验用 $CaWO_4$, 暗物质与核子碰撞的反冲能可能来自多个不同类别的目标原子核的贡献. 对于某种靶核原子的构成, 若其由 N 种原子核组成, 每种原子的原子序数和原子数相对丰度分别是 Z_α $(\alpha = 1,\ldots,N)$ 和 κ_a, 而其中的某个原子 Z_α, 存在 M 种自然同位素, 每种同位素的质量数是 $A_{\alpha i}$ 相对丰度为 $\eta_{\alpha i}$ $(i = 1,\ldots,M)$. 则以这些作为参数, 因子 $F(f_n/f_p)$ 的表达式可以写成 [69]

$$F(f_n/f_p) = \frac{\sum_{\alpha,i}\kappa_\alpha \eta_{\alpha i}\mu_{A_{\alpha i}}^2 A_{\alpha i}^2}{\sum_{\alpha,i}\kappa_\alpha \eta_{\alpha i}\mu_{A_{\alpha i}}^2 [Z_\alpha + (A_{\alpha i} - Z_\alpha) f_n/f_p]^2}. \tag{69}$$

其中 $\mu_{A_{\alpha i}}$ 是暗物质粒子与质量数为 $A_{\alpha i}$ 的约化质量. 对于只有一种类型的原子核 (Z,A) 来说, $F(f_n/f_p)$ 的表达式十分简单

$$F(f_n/f_p) = \left[\frac{Z}{A} + \left(1 - \frac{Z}{A}\right)\frac{f_n}{f_p}\right]^{-2}. \tag{70}$$

如果散射过程是同位旋对称性保持的, 则有 $F(f_n/f_p) \approx 1$. 如果在某些模型中 $f_n/f_p < 0$, 则暗物质与核子散射时, 中子和质子的贡献出现负干涉, 可导致 $F(f_n/f_p) \gg 1$. 因此, 实际截面 σ_p 的数值比 σ_p^{IC} 大很多数量级是可能的, 并且其取值依赖于靶核. 对给定的靶核材料 T, 存在一个特殊的取值 $f_n/f_p \xi_T$, 可使得 $F(f_n/f_p)$ 最大, 即

$$\xi_T \equiv -\frac{\sum_{\alpha,i}\kappa_\alpha \eta_{\alpha i}\mu_{A_{\alpha i}}^2 (A_{\alpha i} - Z_\alpha) Z_\alpha}{\sum_{\alpha,i}\kappa_\alpha \eta_{\alpha i}\mu_{A_{\alpha i}}^2 (A_{\alpha i} - Z_\alpha)^2}. \tag{71}$$

对于由单个原子核构成的简单的靶核 $Z(A)$, $\xi_Z = -Z/(A-Z)$. ξ_T 数值随靶核材料 T 变化关系可见表 4. 对于基于液氙的探测实验如 XENON100, 当 $f_n/f_p = -0.70$ 时其测得的截面上限将被极大的削弱. 这有可能缓解其他实验结果之间的相矛盾. 基于 XENON100 实验组 2011 年的结果, 一些研究指出当 $f_n/f_p = -0.70$ 时, XENON100 的上限, DAMA 的信

表 4 不同靶核材料对应的 ξ_T 值

Table 4 Values of ξ_T for various target nuclei

	Xe	Ge	Si	Na(I)	Ca(W)O_4	C_2ClF_5	CsI	Ar
ξ_T	−0.70	−0.79	−1.0	−0.92(−0.73)	−1.0(−0.69)	−0.92	−0.71	−0.82

号区域, 和 CoGeNT 的信号区域存在重合的可能性. 但随着 XENON100 实验灵敏度的进一步提高, 和 CoGeNT 实验的改进 (排除表面事例) 这重合的区域程明显减小的趋势. 但同位旋破缺暗物质相互作用是一种广泛存在于暗物质模型中的相互作用, 进一步的研究仍然十分必要.

在有效算符框架下, 上述这 14 个算符中与同位旋对称性破缺有关的, 并且能同时贡献到暗物质湮灭和散射的只有 4 个即 $\mathcal{O}_{1q}$, $\mathcal{O}_{5q}$, $\mathcal{O}_{11q}$ 和 $\mathcal{O}_{13q}$. 由于在大的同位旋破缺的情况下暗物质与夸克的耦合强度被大大增强, 因此通过宇宙线反质子的数据有可能对同位旋破缺暗相互作用的暗物质模型构成较强的限制. 暗物质与原子核的耦合系数 $f_{p,n}$ 可以通过暗物质粒子与夸克的耦合系数 a_{iq} 来表示

$$f_{p(n)} = \sum_q B_{iq}^{p(n)} a_{iq}. \tag{72}$$

q 表示 u,d,s 等夸克, i 表示 14 个算符中的某个算符, $B^{p(n)_{iq}}$ 的具体数值可见文献 [45]. 当 $f_n/f_p = -0.70$ 时, 对应的夸克层次的耦合系数为 $a_{5d}/a_{5u} = -0.89$ 和 $a_{11d}/a_{11u} = -0.93$. 暗物质通过有效算符湮灭到夸克的截面为

$$\begin{aligned}
\sigma_{1q} v_{\rm rel}(\bar{\chi}\chi \to \bar{q}q) &= \frac{N_C m_\chi^2}{2\pi} a_{1q}^2 v_{\rm rel}^2, \\
\sigma_{5q} v_{\rm rel}(\bar{\chi}\chi \to \bar{q}q) &= \frac{N_C m_\chi^2}{\pi} a_{5q}^2, \\
\sigma_{11q} v_{\rm rel}(\bar{\phi}\phi \to \bar{q}q) &= \frac{N_C m_\phi^2}{\pi} a_{11q}^2, \\
\sigma_{13q} v_{\rm rel}(\bar{\phi}\phi \to \bar{q}q) &= \frac{2N_C m_\phi^2}{3\pi} a_{13q}^2 v_{\rm rel}^2.
\end{aligned} \tag{73}$$

$N_C = 3$ 是夸克的 "颜色数", $v_{\rm rel}$ 是暗物质在湮灭时的相对速度. 对 s- 波湮灭来说, $\langle\sigma v_{\rm rel}\rangle$ 与 $\sigma v_{\rm rel}$ 相同. 但对 p- 波湮灭来说, $\langle\sigma v_{\rm rel}\rangle$ 是被暗物质速度严重压低的. 因此间接探测的限制会很弱, 但暗物质的剩余丰度仍然会给出有用的限制. 图 7 给出了对宇宙线反质子对算符 $\mathcal{O}_5$ 和算符 $\mathcal{O}_{11}$ 的系数的限制. 由图可见, 当加上宇宙线反质子的限制后, 这两个算符是无法产生足够大的同位旋破缺效应的.

另一种暗物质直接探测的方法是在高能对撞机上直接产生出暗物质粒子并研究其属性. 由于暗物质粒子是长寿命粒子且与常规物质相互作用很弱, 通常无法直接在探测器内探测到暗物质粒子的信号. 由于稳定暗物质粒子是成对产生的, 因此很难通过能量 - 动量守恒构造运动学不变量来重建暗物质质量

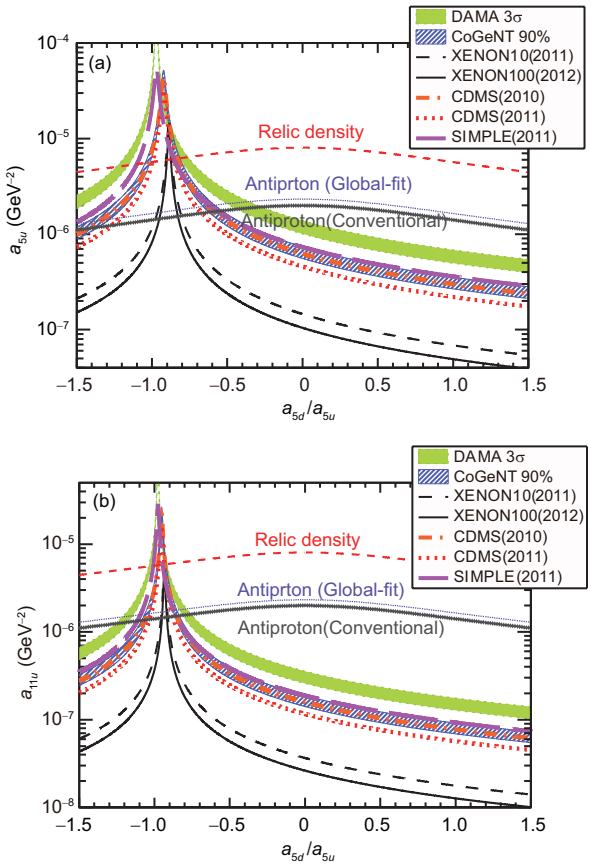

图 7 (网络版彩图)(a) 95% 置信水平下, 宇宙线反质子数据和暗物质剩余丰度对耦合系数 a_{5u} 的限制随参量 a_{5d}/a_{5u} 的变化情况, 以及 DAMA, CoGeNT, XENON, CDMS 和 SIMPLE 等实验所允许参数区域或上限排除线. 计算中暗物质质量设为 8 GeV. (b) 对应于算符 $\mathcal{O}_{11}$ 的情况

Figure 7 (Color online) (a) Constraints on the coupling a_{5u} as a function of a_{5d}/a_{5u} from antiproton data and DM thermal relic density and data of DM direct detection such as DAMA, CoGeNT, XENON, CDMS and SIMPLE. The DM particle mass is fixed at 8 GeV. (b) The same but for operator $\mathcal{O}_{11}$.

等信息. 暗物质如果被产生, 其主要表现形式将是丢失的横能量 (Missing Transvers Energy). 通过对丢失横能量的事件的测量, 将有可能对暗物质是否已经在对撞机上被产生给出答案. 目前在运行的大型强子对撞机其质心系能量为 8 TeV, 在 2015 年会升级到 13 TeV. 在此对撞机上, 入射夸克的能量可达到 TeV 量级, 可以产生出质量在数百个 GeV 的暗物质粒子. 在 LHC 上的一个好的观测量是单喷注 (Mono-jet) 事件. 这类事件的特征是存在一个胶子喷注并伴随大的丢失横能量. 标准模型的主要背景是 Z^0 玻色子产生并产生末态中微子. 目前的 LHC 测量结果尚未看到单喷注事件. 这反过来可以给暗物质的质量以及相互作用截面给出限制. 在有效算符理论框架下, 如果假设暗物质与核子的散射和暗物质在 LHC 上的产生可用同一种算符来描述, 则目前的单喷注测量结果可以直接探测的结果互为补充. 在对自旋无关的散射截面的限制方面, 目前单喷注的测量给出的上限要弱于现有直接探测的结果, 但其上限不像直接探测的结果那样显著依赖于暗物质质量. 在对自旋相关的散射截面的限制方面, 对单喷注的测量结果构成的上限已经可以和直接探测的结果相近, 甚者可以得到更强的限制 [70].

5 总结

总之, 暗物质的存在已经得到了大量天文和宇宙学观测数据的支持, 是存在超出粒子物理标准模型的新物理的明确信号. 暗物质的属性是当前理论和实验研究的重点. 相对于大型粒子物理对撞机, 暗物质探测实验的成本要相对低很多, 较容易开展. 最近十年暗物质地下探测和空间探测的进展十分迅速, 探测装置的灵敏度不断提高. 空间探测已经观测到宇宙线正电子反常. 有可能与暗物质贡献有关. 多个地下探测实验显示出存在超出背景预期的迹象, 有待进一步确证. 本文对暗物质存在的观测证据, 暗物质的丰度起源, 暗物质粒子候选者, 以及暗物质空间间接探测和地下直接探测的近期实验进展等几个方面做了回顾. 重点讨论了与空间间接探测结果相关的理论研究进展, 如索末菲效应等. 以及地下直接探测结果相关的理论理论研究进展如有效算符方法, 同位旋破缺暗物质等. 研究和理解暗物质的属性需要多学科交叉共同努力, 有希望在不久的将来出现重大突破.

参考文献

1 Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. Helv Phys Acta, 1933, 6: 110–127
2 Zwicky F. On the masses of Nebulae and of clusters of Nebulae. Astrophys J, 1937, 86: 217–246
3 Smith S. The mass of the Virgo Cluster. Astrophys J, 1936, 83: 23–30
4 Oort J H. Some problems concerning the structure and dynamics of the galactic system and the elliptical nebulae NGC 3115 and 4494. Astrophys J, 1940, 91: 273–306
5 Rubin V C, Ford J, Kent W, et al. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. Astrophys J, 1970, 159: 379–403
6 Ade P A R, Aghanim N, Armitage-Caplan C, et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. Astron Astrophys, 2014, 571: A16
7 Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan A M, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Phys Lett B, 2012, 716: 30–61
8 Aad G, Abajyan T, Abbott B, et al. 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
9 Gondolo P, Gelmini G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. Nucl Phys B, 1991, 360: 145–179
10 Peccei R, Quinn H R. CP conservation in the presence of instantons. Phys Rev Lett, 1977, 38: 1440–1443
11 Wilczek F. Problem of strong p and t invariance in the presence of instantons. Phys Rev Lett, 1978, 40: 279–282
12 Weinberg S. A new light Boson? Phys Rev Lett, 1978, 40: 223–226
13 Abbott L, Sikivie P. A cosmological bound on the invisible axion. Phys Lett B, 1983, 120: 133–136
14 Dine M, Fischler W. The not so harmless Axion. Phys Lett B, 1983, 120: 137–141
15 Asztalos S J, Rosenberg L J, van Bibber K, et al. Searches for astrophysical and cosmological axions. Ann Rev Nucl Part Sci, 2006, 56: 293–326
16 Strong A, Moskalenko I. Propagation of cosmic-ray nucleons in the galaxy. Astrophys J, 1998, 509: 212–228

17 Berezinskii V, Grigor'eva S, Dogiel V, et al. Predicted spectrum and anisotropy of the ultra-high energy cosmic rays in a single-source model. Astron Astrophys, 1990, 232: 582–588
18 Seo E, Ptuskin V. Stochastic reacceleration of cosmic-rays in the interstellar-medium. Astrophys J, 1994, 431: 705–714
19 Strong A W, Moskalenko I V, Reimer O, et al. Diffuse continuum gamma rays from the Galaxy. Astrophys J, 2000, 537: 763–784
20 Strong A W, Mattox J. Gradient model analysis of egret diffuse galactic gamma-ray emission. Astron Astrophys, 1996, 308: L21–L24
21 Moskalenko I, Strong A. Production and propagation of cosmic ray positrons and electrons. Astrophys J, 1998, 493: 694–707
22 Gleeson L, Axford W. Solar modulation of galactic cosmic rays. Astrophys J, 1968, 154: 1011–1026
23 Duldig M. Australian cosmic ray modulation research. Pub Astron Soc Australia, 2001, 18: 12–40
24 Adriani O, Barbarino G C, Bazilevskaya G A, et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5–100 GeV. Nature, 2009, 458: 607–609
25 Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. A statistical procedure for the identification of positrons in the PAMELA experiment. Astropart Phys, 2010, 34: 1–11
26 Strong A, Moskalenko I. Models for galactic cosmic ray propagation. Adv Space Res, 2001, 27: 717–726
27 Ptuskin V, Moskalenko I V, Jones F, et al. Dissipation of magnetohydrodynamic waves on energetic particles: Impact on interstellar turbulence and cosmic ray transport. Astrophys J, 2006, 642: 902–916
28 Aguilar M, Alberti G, Alpat B, et al. First result from the alpha magnetic spectrometer on the international space station: Precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 GeV. Phys Rev Lett, 2013, 110: 141102
29 Ackermann M, Ajello M, Allafort A, et al. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope. Phys Rev Lett, 2012, 108: 011103
30 Ackermann M, Ajello M, Atwood W B, et al. Fermi LAT observations of cosmic-ray electrons from 7 GeV to 1 TeV. Phys Rev D, 2010, 82: 092004
31 Adriani O, Barbarino G C, Bazilevskaya G A, et al. The cosmic-ray electron flux measured by the PAMELA experiment between 1 and 625 GeV. Phys Rev Lett, 2011, 106: 201101
32 Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. A new measurement of the antiproton-to-proton flux ratio up to 100 GeV in the cosmic radiation. Phys Rev Lett, 2009, 102: 051101
33 Adriani O, Barbarino G, Bazilevskaya G, et al. PAMELA results on the cosmic-ray antiproton flux from 60 MeV to 180 GeV in kinetic energy. Phys Rev Lett, 2010, 105: 121101
34 Chang J, Adams J, Ahn H, et al. An excess of cosmic ray electrons at energies of 300–800 GeV. Nature, 2008, 456: 362–365
35 Torii S, Yamagami T, Tamura T, et al. High-energy electron observations by PPB-BETS flight in Antarctica. arXiv:0809.0760
36 Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. Measurement of the cosmic ray e+ plus e- spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope. Phys Rev Lett, 2009, 102: 181101
37 Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. Searches for cosmic-ray electron anisotropies with the Fermi Large Area Telescope. Phys Rev D, 2010, 82: 092003
38 Aharonian F, Akhperjanian A G, Barres de Almeida U, et al. The energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies. Phys Rev Lett, 2008, 101: 261104
39 Aharonian F, Akhperjanian A G, Anton G, et al. Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with HESS. Astron Astrophys, 2009, 508: 561–564
40 Trotta R, Johannesson G, Moskalenko I, et al. Constraints on cosmic-ray propagation models from a global Bayesian analysis. Astrophys J, 2011, 729: 106
41 Jin H B, Wu Y L, Zhou Y F, et al. Implications of the first AMS-02 measurement for dark matter annihilation and decay. J Cosmol Astropart Phys, 2013, 11: 026
42 Liu Z P, Wu Y L, Zhou Y F, et al. Sommerfeld enhancements with vector, scalar and pseudoscalar force-carriers. Phys Rev D, 2013, 88: 096008
43 Jungman G, Kamionkowski M, Griest K, et al. Supersymmetric dark matter. Phys Rept, 1996, 267: 195–373
44 Bertone G, Hooper D, Silk J, et al. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. Phys Rept, 2005, 405: 279–390
45 Ellis J R, Ferstl A, Olive K A. Reevaluation of the elastic scattering of supersymmetric dark matter. Phys Lett B, 2000, 481: 304–314
46 Cheng T P. Chiral symmetry and the Higgs-Boson nucleon coupling. Phys Rev D, 1988, 38: 2869–2874
47 Cohen T, Phalen D J, Pierce A, et al. On the correlation between the spin-independent and spin-dependent direct detection of dark matter. Phys Rev D, 2010, 81: 116001
48 Ahmed Z, Akerib D S, Arrenberg S, et al. Dark matter search results from the CDMS II experiment. Science, 2010, 327: 1619–1621
49 Agnese R, Ahmed Z, Anderson A J, et al. Dark matter search results using the silicon detectors of CDMS II. arXiv:1304.4279

50 Ahmed Z, Akerib D S, Arrenberg S, et al. Results from a low-energy analysis of the CDMS II germanium data. Phys Rev Lett, 2011, 106: 131302

51 Angle J, Aprile E, Arneodo F, et al. Search for light dark matter in XENON10 data. Phys Rev Lett, 2011, 107: 051301

52 Aprile E, Aprile E, Arisaka K, et al. Dark matter results from 225 live days of XENON100 data. Phys Rev Lett, 2012, 109: 181301

53 Aalseth C E, Barbeau P S, Colaresi J, et al. CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors. Phys Rev D, 2013, 88: 012002

54 Savage C, Gelmini G, Gondolo P, et al. Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches. J Cosmol Astropart Phys, 2009, 04: 010

55 Brown A, Henry S, Kraus H, et al. Extending the CRESST-II commissioning run limits to lower masses. Phys Rev D, 2012, 85: 021301

56 Bernabei R, Belli P, Cappella F, et al. New results from DAMA/LIBRA. Eur Phys J C, 2010, 67: 39–49

57 Lee H S, Bhang H C, Choi J H, et al. Limits on WIMP-nucleon cross section with CsI(Tl) crystal detectors. Phys Rev Lett, 2007, 99: 091301

58 Aalseth C E, Barbeau P S, Bowden N S, et al. Results from a search for light-mass dark matter with a P-type point contact germanium detector. Phys Rev Lett, 2011, 106: 131301

59 Aalseth C, Barbeau P, Colaresi J, et al. Search for an annual modulation in a P-type point contact germanium dark matter detector. Phys Rev Lett, 2011, 107: 141301

60 Aalseth C E, Barbeau P S, Colaresi J, et al. Search for an annual modulation in three years of CoGeNT dark matter detector data. arXiv:1401.3295

61 Yue Q, Zhao W, Kang K J, et al. Limits on light WIMPs from the CDEX-1 experiment with a p-type point-contact germanium detector at the China Jingping Underground Laboratory. Phys Rev D, 2014, 90: 091701

62 Agnese R, Ahmed Z, Anderson A J, et al. Silicon detector dark matter results from the final exposure of CDMS II. Phys Rev Lett, 2013, 111: 251301

63 Akerib D S, Ara ú jo H M, Bai X, et al. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford underground research facility. Phys Rev Lett, 2014, 112: 091303

64 PandaX Collaboration Collaboration, Xiao M, Xiao Z, Zhao L, et al. First dark matter search results from the PandaX-I experiment. Sci China Phys Mech Astron, 2014, 57: 2024–2030

65 Tucker-Smith D, Weiner N. The Status of inelastic dark matter. Phys Rev D, 2005, 72: 063509

66 Chang S, Kribs G D, Tucker-Smith D, et al. Inelastic dark matter in light of DAMA/LIBRA. Phys Rev D, 2009, 79: 043513

67 XENON100 Collaboration, et al. Implications on inelastic dark matter from 100 Live Days of XENON100 Data. Phys Rev D, 2011, 84: 061101

68 Feng J L, Kumar J, Marfatia D, et al. Isospin-violating dark matter. Phys Lett B, 2011, 703: 124–127

69 Jin H B, Miao S, Zhou Y F, et al. Implications of the latest XENON100 and cosmic ray antiproton data for isospin violating dark matter. Phys Rev D, 2013, 87: 016012

70 CMS Collaboration Collaboration, Lowette S. Search for dark matter at CMS. arXiv:1410.3762

Progresses in the study of the nature of dark matter and detections

ZHOU YuFeng[1,2,3*]

[1] *Introduction to Kavli Institute for Theoretical Physics China, Beijing 100190, China;*
[2] *State Key Laboratory of Theoretical Physics, Beijing 100190, China;*
[3] *Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

Astrophysical observations have indicated that dark matter contributes to 85% of the energy budeget of the Universe, but its nature is still largely unknown. Understanding the nature of dark matter requires new physics beyond the current standard models of particle physics. This article briefly reviews the evidence, origins of relic aboundance and candidates of dark matter, with the focus on the indirect and direct detection of dark matter particles. The recent experimental progresses are briefly discussed. Some mechanisims and models such as the Sommerfeld enhancements, effective operator approach and the isospin violating dark matter are discussed.

dark matter theory, dark matter detection, Sommerfeid effects

PACS: 95.35.+d, 12.60.Jv

doi: 10.1360/SSPMA2014-00495