



基于液氙的暗物质直接探测

倪凯旋*, 魏月环

上海交通大学物理系, 上海 200240

*Email: nikx@sjtu.edu.cn

收稿日期: 2011-09-07; 接受日期: 2011-10-27; 网络出版日期: 2011-11-25

国家重点基础研究发展计划(编号: 2010CB833005)、国家自然科学基金(批准号: 11055003)和上海市自然科学基金(编号: 10ZR1415000)资助项目

摘要 对暗物质的直接探测是探索暗物质本性的一个重要手段. 近年来, 随着液氙探测技术的发展, 探测质量不断增大, 对暗物质的探测灵敏度也不断提高. 本文从暗物质在液氙探测器中预期的事例数出发, 介绍了液氙探测器的信号产生和关键探测技术, 以及控制探测器中本底的方法. 目前液氙探测技术对暗物质与核子弹性散射截面的上限已经达到了 10^{-44} cm^2 , 今后几年的灵敏度会继续提高 2~3 个数量级, 对暗物质新物理模型做出更好的限制.

关键词 暗物质, 直接探测, 液氙探测器

PACS: 95.35.+d, 14.80.Ly, 29.40.-n, 95.55.Vj

1 引言

众多的天文观测表明, 宇宙中存在着大量具有质量却没有电荷的物质. 这种物质不发光, 也几乎不与普通物质发生相互作用, 因此被称为暗物质. 具有暗物质这种性质的粒子无法在粒子物理标准模型中找到, 但它在宇宙中的成分却是普通物质的 4~5 倍. 因此, 对暗物质本性的研究被认为是探索超出标准模型新物理的一个重要手段.

利用极低本底环境下高灵敏的粒子探测器进行对暗物质的直接探测是一个有效的研究暗物质本性的方法. 根据天文观测的推算, 银河系被包裹在一个“暗物质晕”中, 而我们的地球也被包裹其中. 在地球周围暗物质的质量密度约为 $0.3 \text{ (GeV/c}^2\text{)/cm}^3$, 这些暗物质粒子的运动速度通常被认为满足麦克斯韦分布,

方均根速率约为 230 km/s , 在地球周围的逃逸速度约为 650 km/s ^[1]. 如果暗物质粒子与普通粒子有一定的相互作用, 它们就有可能被探测到. 由于地球随太阳绕银河系中心运行, 它与暗物质晕有一个相对的运动速度. 如果暗物质粒子与普通物质的原子核发生碰撞, 碰撞所造成的原子核反冲能量一般在几个 keV 到几十个 keV, 这个能量可以在探测器中转变成可观测量信号, 由此来测定暗物质与核子的散射截面以及暗物质粒子的质量, 确定暗物质的性质.

基于液氙的探测技术是一种新型的粒子探测技术. 液氙中可以同时产生闪光和电离两种信号. 利用这两种信号可以区分不同类型的入射粒子以及对反应粒子发生位置进行定位. 由于液氙探测器需要有低温、真空系统的支撑, 同时保持液氙的纯度也具有一定的难度, 因此液氙探测器还没有像传统的固态

引用格式: 倪凯旋, 魏月环. 基于液氙的暗物质直接探测. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 1414–1422

Ni K X, Wei Y H. Dark matter direct detection based on liquid xenon (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2011, 41: 1414–1422, doi: 10.1360/132011-968

闪烁体(比如 NaI 晶体)和高纯锗探测器那样有商业化的应用. 利用液氙探测暗物质需要为此建造专门的探测器, 而为了提高对暗物质的探测效率, 探测器的设计往往需要在对液氙中信号的产生与读出、本底控制技术等方面作各种优化. 本文将讨论液氙探测器中预期的暗物质事例数, 论述液氙探测器信号的产生机制和探测方法以及本底控制技术, 并提出新一代液氙暗物质探测器的发展方向和设计理念.

2 暗物质探测预期事例数

在最普遍的暗物质粒子假设模型中, 暗粒子与普通物质原子核的作用为弹性碰撞, 这个作用有“与自旋无关”和“与自旋相关”两种机制. 通常暗物质粒子与原子核微分作用截面可以表示成以下形式^[1]:

$$\frac{d\sigma}{d|q|^2} = \frac{C}{v^2} G_F^2 F |q|^2,$$

其中 q 是碰撞过程中的动量传递矢量, v 是相对速度, G_F 为费米常数, C 是代表了相互作用强度的因子, 而 F 是原子核的形状因子. C 和 F 对于与自旋无关和与自旋相关两种作用机制的表达形式有所不同.

对与自旋无关(Spin-independent)的作用来说, C 的形式可以表示为

$$C_{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2,$$

其中 Z 和 A 分别为原子核的质子数和核子数, f_p 或 f_n 则分别为暗粒子与质子或中子的作用常数, 强度与新物理模型有关. 在通常情况下, f_p 与 f_n 相似, 因此 C_{SI} 的大小与核子数平方成正比, 由此导致重的原子核(例如氙 Xe)的探测更有效. 最近以来, 由于 CoGeNT 实验(所用材料为锗 Ge)和 XENON100 实验(所用材料为氙 Xe)结果的互相冲突, 导致了“同位旋对称性破缺”的假设. “同位旋对称性破缺”导致 f_p 与 f_n 不再相同, 由此导致对不同的原子核的 C_{SI} 参数出现不与 A^2 成正比的差异, 以此可以合理地解释 CoGeNT 和 XENON100 结果的矛盾^[2].

对与自旋相关(Spin-dependent)的作用来说, C 的形式可以表示为

$$C_{SD} = \frac{8}{\pi} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \frac{J+1}{J},$$

其中 $\langle S_p \rangle$ 和 $\langle S_n \rangle$ 分别为原子核中质子和中子自旋的平均值, J 是原子核总的自旋. a_p 和 a_n 则是暗粒子与质子自旋或中子自旋的作用常数, 强度与新物理模型有关. 对与自旋相关的新物理模型探索需要使用奇数核子原子核. 天然的氙气中含有 26.4% 的 Xe-129(自旋 1/2)和 21.2% 的 Xe-131(自旋 3/2), 是很好的探测与自旋相关模型中暗物质粒子的材料. Xe-129 的 $\langle S_p \rangle$ 和 $\langle S_n \rangle$ 计算存在一些误差, 根据不同的势能, 分别为 0.028 和 0.359^[3], 或 0.0128 和 0.300^[4], 而 Xe-131 的 $\langle S_p \rangle$ 和 $\langle S_n \rangle$ 分别为 -0.041 和 -0.236^[5].

原子核形状因子 F 也随自旋相关性有所不同, 具体参数可参考文献[5]. 图 1 和 2 分别显示了对“与自旋无关”和“与自旋相关”两种情况下, 预期的暗物质碰撞事例数. 其中, 图 1 比较了不同性质的暗物质粒子在液氙中的事例数. 由图可见, 对于弹性碰撞来说, 由于事例数随着核反冲能量的增大迅速衰减, 一个有效的提高事例数的方法是降低探测器的阈能. 目前的液氙暗物质探测器阈能最好的可以达到 8~10

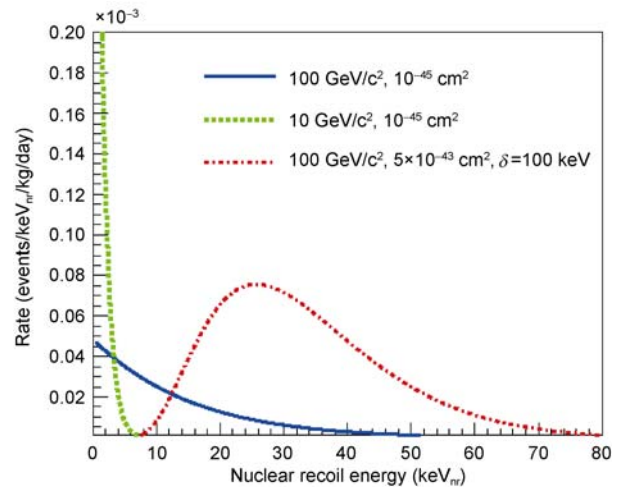


图 1 (网络版彩图) 三种不同的与自旋无关的暗物质模型在液氙探测器中预期产生的碰撞事例数

实线和虚线分别代表了两种不同质量的暗物质弹性碰撞的谱线, 点虚线所表示的是非弹性暗物质模型(质量分离能为 100 keV). 其中 keV_{nr} 代表核反冲的能量

Figure 1 (Color online) Dark matter spin-independent scattering rates in a liquid xenon detector for three different types of dark matter. The solid and dashed lines are for elastic scattering of 100 GeV/c² and 10 GeV/c² dark matter. The dot-dashed line is for an inelastic dark matter of 100 GeV/c² mass and with 100 keV mass-splitting energy.

个 keV^[6]. 对于低质量的暗物质, 其谱线随核反冲能量的升高而迅速降低, 在 10 keV 以上基本没有事例, 因此对低质量暗物质的探测需要阈能更低的探测器. 对于非弹性暗物质模型^[7]来说, 由于暗物质粒子在碰撞后跃迁至一个激发态, 造成其能谱中有一个峰值, 而在低能区则事例较少.

图 2 显示的是质量为 100 GeV/c² 的暗物质粒子在与自旋相关的作用中在天然氙探测器中所预期的事例数. 这个事例数取决于暗粒子与质子或中子自旋的作用强度 a_p 和 a_n , 其事例数谱线也是随着反冲能的增加而减少. 图 2 给出的是在 10~30 keV 能量区间的总事例数与 a_p 和 a_n 的关系.

3 液氙探测器信号产生机制和探测方法

由上节可见, 暗物质粒子有可能和任何普通物质的原子核发生弹性碰撞, 且原子核的反冲能量非常低. 因此, 只有能够把如此低的反冲核能量探测到, 才有可能用于直接探测暗物质. 利用液态的氙来探测暗物质是最近十多年来才发展成的新探测技术. 对于粒子在液氙中产生的信号和探测方法的研究是推动这个新型探测技术发展的关键.

3.1 液氙的基本性质

氙气是一种惰性气体, 在空气中的含量少于 0.1

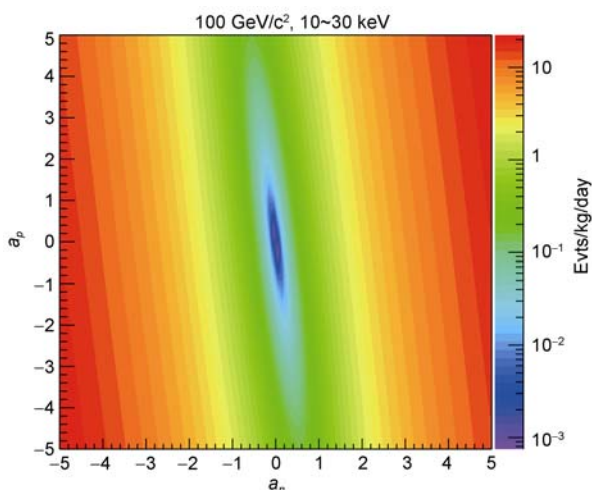


图 2 (网络版彩图) 与自旋相关的弹性碰撞在液氙中预期所产生的事例数与作用常数 a_p 和 a_n 的关系

Figure 2 (Color online) Event rates in natural liquid xenon for a spin-dependent dark matter interaction as a function of coupling constants a_p and a_n .

ppm(1 ppm=1×10⁻⁶, 单位: mol/mol, 下同). 商业生产中可以通过空气分离和进一步的低温精馏技术, 制备成高纯的氙气(99.999%). 高纯氙气可以通过制冷机或液氮制冷的方式冷却到零下 100°C, 形成密度约为 3 g/cm³ 的液氙, 其饱和蒸汽压可通过温度控制在 1~2 个大气压. 入射粒子会在液氙中产生闪光和电离信号.

3.2 闪光信号和“单相型氙”探测技术

根据入射粒子的种类不同, 在液氙中产生的反应也不同. 伽马射线会以康普顿散射或被吸收的方式产生电子反冲(Electron Recoil), 而中子(或暗物质粒子)则会与氙原子核发生弹性碰撞, 产生核反冲(Nuclear Recoil). 电子反冲与核反冲都会激发和电离氙原子, 形成氙原子激发态和氙离子-电子对. 如图 3 所示, 激发态氙原子退激发过程中会与一个基态原子结合形成分子, 该激发态分子有两个状态(singlet 和 triplet), 衰变时间分别为 4.3 和 22 ns, 产生波长为 178 nm^[8] 的紫外光. 1 MeV 的电子反冲在液氙中没有电场的情况下大约可以产生 46000 个光子. 但由于暗物质探测中核反冲能量通常只有几个到几十个 keV,

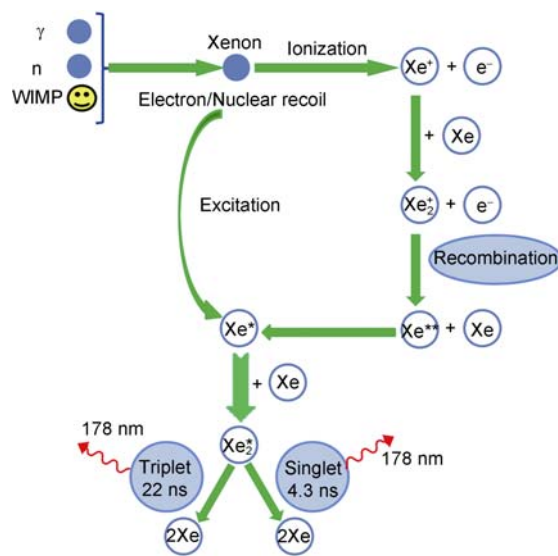


图 3 (网络版彩图) 液氙中闪光和电离信号的产生机制示意图

普通粒子或暗物质(WIMP)会与氙原子发生碰撞, 形成电子反冲或核反冲, 继而电离或激发氙原子产生可探测信号

Figure 3 (Color online) Ionization and scintillation signals generation principle in liquid xenon. Ordinary particles and WIMPs will interact with Xe atoms and produce electron recoils or nuclear recoils, which will ionize and excite Xe atoms to produce detectable signals.

而且由于核反冲抑制因子(详见 3.4 节), 核反冲中只有一小部分能量会产生可观测的激发或电离信号, 因此核反冲所产生的闪光光子很少, 需要用对单光子灵敏的光电倍增管进行探测.

在用于探测液氙中闪光信号的光电管中, 目前主要有日本 Hamamatsu 公司生产的 R8520, R10789, R8778 和 R11410 四种型号, 尺寸分别为 1, 2, 2, 3 英寸. 这些光电倍增管用于目前正在运行的 XENON-100 实验^[9]和 XMASS 实验^[10], 建造中的 LUX 实验^[11], 以及下一代的吨级液氙暗物质实验 PANDAX^[12]. 英国 ETL 公司生产的 D730/9829Q 型号光电管也可以用于液氙闪光信号的探测, 主要用于 ZEPLIN III 实验^[13]. 目前正在研制中的新型低本底且具有很高单光子分辨率的 QUPID 光探测器^[14]也有望用于下一代的吨级液氙暗物质实验.

为了降低探测器的阈能, 需要尽量提高对液氙中闪光信号的采集效率. 氙原子本身并不吸收它所产生的闪光光子, 但是由于液氙中存在的其他杂质会吸收光子, 对液氙中杂质的移除可以提高闪光的传播距离, 以此提高光采集效率. 对 178 nm 光子吸收最大的杂质成分是水. 根据水与 178 nm 光子吸收截面^[15]的计算, 如需使 178 nm 光子在液氙的被吸收长度超过 10 m, 液氙中水分子数的含量要小于 1 ppb(1×10^{-9}).

提高光采集效率的另外一个办法是尽量增大光电管的覆盖面积. 比如 XMASS 实验采用了 642 个 R10789 型号光电管, 以球面方式围绕 800 kg 的液氙探测靶, 其光探测覆盖率达到 62%. 最新数据显示, XMASS 探测器的光产率达到 15.1 光电子/keVee^[16] (keVee 代表 keV electron equivalent). XMASS 实验采用的是所谓的“单相型氙”探测技术. 这种技术只采用液氙中的闪光信号, 不加任何电场收集电离信号. 这种技术的优点是结构简单, 容易增大体积, 且可以用球面覆盖的方式增加光采集的覆盖面积. 但是, 由于只有一个信号, 这种技术无法区分电子反冲和核反冲信号. 同时, 对低能核反冲的位置重建精确度比较差, 无法有效的在此低能区进行有效探测区域选取.

3.3 电离信号和“二相型氙”探测技术

在粒子激发氙原子的过程中, 也有部分氙原子被电离. 如果在液氙中加上一个漂移电场(约 1

kV/cm), 就可以将电离信号读出. 由于核反冲产生的电子数目很少, 很难用直接方法将其读出. “二相型氙”探测技术的发明很好的解决了这个难题. 如图 4 所示, 液氙中的漂移电子在电场的作用下漂移到顶部的气态氙中, 气态氙中有一个更强的电场(约 10 kV/cm), 可将电子从液氙中拉出, 随后这些电子在气氙中被加速激发周围的氙原子, 形成二次激发. 退激发后的氙原子会发出一个与最初电子数目成正比的闪光信号. 二相型氙探测器中通常称这个信号为 S2, 而最初在液氙中的闪光信号为 S1. S1 和 S2 信号均由分布在液氙周围(顶部和底部)的光电倍增管读出, 从它们之间的时间差可以计算出粒子在液氙中发生的上下位置(Z). 由于电子团在液氙中漂移过程中扩散很小, 在气态氙中可以认为是点源. 因此 S2 信号在顶部光电管中的分布情况可以被用来重建事例的 XY 位置. 因此, 二相型氙相比于“单相型氙”技术对于事例的三维位置的分辨率要好得多, 通常可以达到 1~2 mm.

与闪光信号在液氙中有可能被杂质分子吸收一样, 电子在液氙漂移过程中也有一部分概率被电负性的杂质分子所捕获而造成信号的丢失. 这种电负

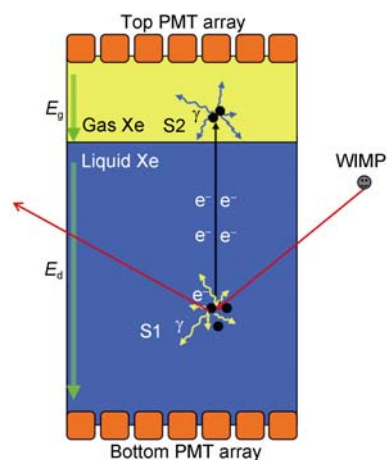


图 4 (网络版彩图) 二相型氙探测方法示意图

暗物质碰撞氙原子后的初激发信号(S1)和电离产生的电子经漂移电场 E_d 和气体中加速电场 E_g 后由电致发光产生的信号(S2)均由上下两排光电倍增管探测

Figure 4 (Color online) Principle of operation of a two-phase Xenon detector. Dark matter will collide with Xe atoms to produce primary scintillation light (S1) and ionization electrons. These electrons will drift in a drift field E_d into the gas phase, exciting more Xe atoms in the gas with a strong field E_g to produce secondary scintillation light (S2). S1 and S2 are both detected by the two arrays of PMTs.

性杂质的主要成分是氧气. 如需使电子在液氙中的漂移长度超过 1 m, 液氙中氧气分子的含量需要小于 1 ppb^[17]. 对液氙中水、氧气等杂质分子的移除是保证液氙探测器信号能被正常采集的一个必要条件. 通常, 商用的利用合金制成的惰性气体提纯机可以满足这个要求. 在运行过程中, 探测器中的液氙由于受到容器壁和探测器中其他材料放气的影响, 需要进行不间断的循环提纯. 这对液氙探测器系统的制冷、真空密封都提出了很高的技术要求.

3.4 原子核反冲产生的闪光和电离信号

由于暗物质粒子在液氙中产生的原子核反冲, 而原子核反冲的大部分能量都转化成了周围分子的热运动动能, 无法被探测到. 能够被探测到的电离和闪光信号部分的能量占原子核反冲能量的比值称为核反冲抑制因子(Quenching Factor). 这一抑制因子到如今在实验上还没有很好的被测量. 由于到目前为止, 液氙暗物质探测通常是利用闪光信号 S1 进行能量定标, 因此核反冲的有效闪光产出(核反冲产生的 S1 信号与相同能量电子反冲产生的 S1 的比值)是一个经常被用到的物理量(文献中称为 L_{eff}). L_{eff} 在 5 keV 以下的测量值^[18]还存在着很大的误差, 对于低能核反冲(特别是低质量暗物质所产生的核反冲)的能量定标造成了较大的误差.

事实上, 由于电离信号在二相型氙探测器中的放大倍数很大, 利用电离信号进行探测器的能量定标可以比闪光信号更准确, 而且可以实现更低的阈值. 比如 XENON10 实验曾经利用 S2 信号对低质量的暗物质给出更灵敏的限定^[19]. 但是, 目前核反冲在液氙中的电子产出的实验测量值更少, 误差更大.

虽然可以分别用有效光产出 L_{eff} 或者电子产出来对原子核反冲能量进行定标, 但是这两个参数一方面依赖于电场强度, 另外一方面也不能够代表原子核反冲产生的所有可观测能量. 因此, 一个更自然的能量定标方法是利用电子和光子数的总数^[20], 这样的定标法不依赖于漂移电场的强度, 而且在理论上也可以较好的用 Lindhard^[21]的抑制因子进行描述.

4 本底控制技术

由于暗物质探测是一种事例数极其稀少的实验, 对本底的控制是提高探测灵敏度的一个关键. 对所

有暗物质实验普遍有效的降低本底的方法有以下几个: (1) 利用极深地下实验室对宇宙线及其产生的二级射线进行控制; (2) 利用屏蔽材料对实验室环境中的放射性进行控制; (3) 选取最低放射性的材料来建造探测器.

宇宙线 μ 子不仅能够直接打到探测器中产生干扰, 它们也会在周围的环境中打出二级的高能中子和伽马射线, 对探测器产生更多的干扰. 此外, 宇宙射线会使某些材料元素活化, 形成半衰期较长的不稳定元素, 也会造成对暗物质探测的干扰. 因此, 为了彻底降低宇宙线对暗物质探测实验的干扰, 一个最佳的办法是将暗物质探测器安装到极深的地下实验室. 比如目前世界上内容积最大的意大利 Gran Sasso 地下实验室处于 1400 m 高的岩石覆盖之下, 其中宇宙射线的通量是 $2.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ^[22]. 而中国已经建成的锦屏山地下实验室的岩石厚度更是达到了 2400 m, 据估计其宇宙射线通量会比 Gran Sasso 实验室低两个数量级.

地下实验室环境中由岩石的放射性产生的中子和伽马射线辐射也是需要控制的本底. 这些辐射的能量都在 MeV 量级. 在意大利 Gran Sasso 实验室, MeV 的伽马射线的通量约为 $0.3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ^[23], 中子的通量约为 $3.8 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ^[24]. 对这些放射性的控制主要是采用低本底的屏蔽材料进行屏蔽. 目前实验中用的较多的是用铅和铜来屏蔽伽马射线, 用聚乙烯来屏蔽中子. 10 cm 的铅可以使 1 MeV 的伽马射线通量降低至原有的 3×10^{-4} , 而 10 cm 的铜则可以使之降低至原有的 5×10^{-3} . 由于高纯无氧铜的放射性极低, 通常被放置在屏蔽体的最内层, 这样也可以屏蔽掉外层屏蔽材料中的放射性干扰. 对 MeV 量级的快中子来说, 20 cm 的聚乙烯可以使其通量降低 5 个数量级. 作为聚乙烯的替代物, 水也可以用来屏蔽中子. 位于 Gran Sasso 地下实验室的 XENON100 探测器运用了从里到外共 4 层屏蔽材料, 包括 5 cm 的铜、20 cm 的聚乙烯、20 cm 的铅(其中包括 5 cm 放射性更低的老铅)和 20 cm 的水, 是一个典型的暗物质屏蔽系统. 下一代的吨级实验, 由于对环境屏蔽体内本底的要求更高, 需要屏蔽效果更好的屏蔽体. 目前, 有计划采用单一的水或液态闪烁体进行屏蔽, 而且在这些屏蔽材料中安装光电倍增管可以实现反符合去除更多的本底. 但是水和液态闪烁体对于伽马射线的屏蔽效果不是很好, 因此一般这样的屏蔽体尺

寸较大(半径 5~10 m), 对于有些空间有限的地下实验室不是一个现实的方案. 而且水和液态闪烁体需要进行提纯, 增加了实验的复杂性.

在对外部环境的放射性进行屏蔽以后, 最主要的本底则是来自于探测器本身. 由于探测器本身的放射性无法被屏蔽, 因此只有选取放射性最低的材料来建造探测器^[25]. 对基于液氙的暗物质探测器来说, 最主要的探测器材料包括液氙的容器、用于探测液氙中信号的光电倍增管和液氙本身. 对于液氙容器来说, 目前用到的材料包括不锈钢, 高纯无氧铜和高纯钛. 而光电倍增管则主要来自于日本的 Hamamatsu 公司和英国的 ETL 公司.

对于液氙本身来说, 其中的 U, Th, K, Co 等的含量一般都在 ppt(1×10^{-12})量级, 不是主要的放射性本底. 但氙气中含有少量的 Kr, 而 Kr 中有一种半衰期为 10.7 年的贝塔衰变同位素 Kr-85(约占 Kr 含量的 10^{-11}). 由于 Kr 在氙气中均匀分布, 因此无法采用其他方式进行排除, 因此对于原料氙气中 Kr 的移除是降低氙气中本身本底的一个重要手段. 图 5 显示了不同含量的 Kr 在氙气探测器中产生的本底, 以及质量为 $100 \text{ GeV}/c^2$, 与核子散射截面为 10^{-47} cm^2 的暗物质粒子在液氙中的信号强度. 相比而言, 为了使探测器

对暗物质的灵敏度达到 10^{-47} cm^2 , Kr 在氙气中的含量要达到或小于 1 ppt. 对于二相型氙探测技术来说, 由于通过两个信号的比值还可以将贝塔衰变的本底降低两个数量级, 因此 Kr/Xe 含量达 1 ppt 完全可以满足达到 10^{-47} cm^2 的暗物质探测灵敏度. 由于商业提供的氙气中 Kr 的含量高达 10 ppb, 需要使用特殊的装置将其含量再降低 4 个数量级以上^[26].

虽然探测器材料本身的放射性无法被屏蔽, 但是由于这些材料一般都分布于液氙的周围, 它们在液氙中也会被阻挡掉一部分. 如果能够判断放射线在液氙中发生的位置, 则可以通过有效容积的选取来排除这些事例. 比如, XMASS 实验总共有 800 kg 的液氙, 经过选取最中心 100 kg 的有效容积以后, 由材料放射性而来的本底数可以降低 4 个数量级^[16]. 但因为 XMASS 使用的是单相型氙技术, 它的位置分辨率, 特别是对于低能的事例, 不是很好. 相比而言, 二相型氙探测技术的三维位置分辨率可以达到 1~2 mm, 这就使得精确选取有效容积成为可能. 根据模拟计算和实验测量, XENON100 探测器中探测器材料放射性产生的本底在中心 62 kg 的有效探测质量中为 $0.13 \text{ events/kg/keV/day}$, 而经过选取中心 30 kg 的有效探测质量后, 本底事例数下降为 $0.0018 \text{ events/kg/keV/day}$ ^[27].

另外一个降低电子反冲本底的方法是利用二相型氙探测技术中可以同时探测到的光信号和电信号. 由于电子反冲和原子核反冲在液氙中电离密度的不同, 造成电子-离子对重新复合(Recombination)强度的不同, 因此造成光信号和电信号比例的不同. 在大约 1 kV/cm 的漂移电场下, 由于光、电信号比值的不同可以将 99.5% 的电子反冲本底排除, 同时保留约 50% 的核反冲信号^[28]. 这也是二相型氙比单相型氙在电子反冲本底排除方面优越的原因.

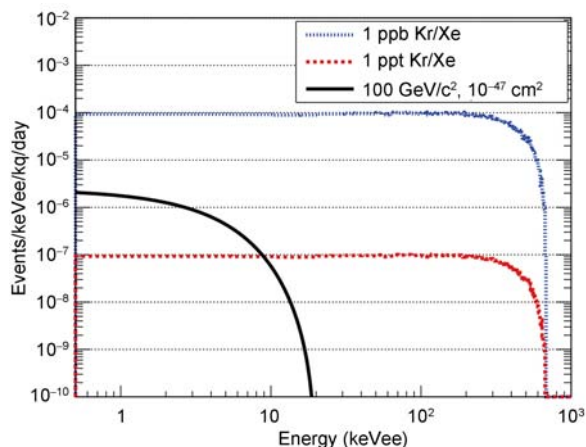


图 5 (网络版彩图) 含不同含量 Kr 的氙气中 Kr-85 造成的本底信号与暗物质信号($100 \text{ GeV}/c^2$, 10^{-47} cm^2)的比较. 其中 keVee 是等效电子反冲能量. 暗物质(实线)只产生核反冲, 这里转化成等效电子反冲能量时使用了 20% 的抑制因子.

Figure 5 (Color online) Background from Kr-85 for two different concentrations of Kr in Xe, compared with a signal for a $100 \text{ GeV}/c^2$, 10^{-47} cm^2 dark matter. Here keVee is the electron equivalent energy. For nuclear recoils from dark matter, we use 20% as the quenching factor.

5 最新进展和展望

最早期对于液氙探测器的研制都是使用“单相型”方法, 包括 DAMA/LXe 和 ZEPLIN I 实验. 这种方法比较简单, 而今已经建成的日本 XMASS 实验则是此类方法中唯一一个目前运行的实验. XMASS 探测器的液氙材料总重量为 800 kg, 探测器为直径 80 cm 的球状液氙. 而其有效容积为最中心的 40 cm 直径的液氙, 有效质量为 100 kg. 目前, 该实验已经在日本

Kamioka 地下实验室开始运行. 初步使用 122 keV 伽马射线刻度数据显示, 其光产出高达 15.1 pe/keV, 而对于 122 keV 的伽马射线, 该实验的 RMS 位置分辨率可以达到 1.4 cm(中心)和 1 cm(离中心 20 cm 处)^[16]. XMASS 预期的中心 100 kg 有效质量中的本底事例是 2×10^{-4} /kg/day/keV, 其对暗物质核子碰撞截面的灵敏度预期达到 $2.0 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ ^[10].

最近几年基于液氙的暗物质探测器的发展主要来自于“二相型氙”探测技术的突破. 其中最早期的是 ZEPLIN II 和 XENON10 实验, 其最大有效质量分别为 31 和 15 kg, 对于 100 GeV/c² 的暗物质的探测灵敏度分别达到了 7.5×10^{-43} ^[29] 和 $8.8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ ^[30]. 这两个实验成功展示了二相型氙探测技术的优势, 也为之后发展更大质量的液氙探测器奠定了技术基础. 而位于英国 Boulby 地下实验室的正在运行的 ZEPLIN III 探测器则采用了扁平状结构的二相型氙技术. 虽然该探测器的有效质量只有 12 kg, 但由于它具有较强的漂移电场(3.9 kV/cm), 对电子反冲本底的区分本领较大. ZEPLIN III 的首批数据使得对 100 GeV/c² 的暗物质的探测灵敏度^[31]达到了与 XENON10 类似的结果. 在此以后, ZEPLIN III 实验已经更换了低本底的光电管后, 目前正在继续采集暗物质探测数据.

最近两年来, 位于意大利 Gran Sasso 地下实验室的 XENON100 实验陆续采集了大量的数据. XENON-100 探测器总重约 170 kg, 而其最大有效质量为 62 kg.

今年公布的最新结果使用了 48 kg 有效质量和 100 天有效时间的数据, 对暗物质与核子碰撞截面的上限达到了 $7.0 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ (50 GeV/c²) 和 $1.0 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ (100 GeV/c²). 这是目前为止直接探测实验中最灵敏的一个结果^[32]. 在低质量(10 GeV/c² 附近)暗物质区域, XENON100 的最新结果也对使用低阈能锗探测技术的 CoGeNT^[33]实验探测到的可能信号提出了质疑.

XENON100 探测器目前还在不断的采集暗物质的数据, 而美国的 LUX 实验也有望于 2011 年底进入 Homestake 的地下实验室开始运行. LUX 也是采用的二相型氙探测技术, 其总共使用 350 kg 液氙, 其中 300 kg 为探测质量, 中心 100 kg 为有效质量. 预期对暗物质核子碰撞截面灵敏度达到 10^{-46} cm^2 .

而更大型的液氙暗物质探测器也正在计划和建造之中, 其中包括中国的 PANDAX 计划和国际合作的 XENON1T 计划. 这两个计划的最终液氙有效质量将达到 1000 kg. 目前, PANDAX 已经在建设之中, 预期第一步针对低质量暗物质(10 GeV/c²)进行优化探测的实验于 2012 年进入四川锦屏山地下实验室开始运行, 之后将逐步使液氙有效质量提高到 1000 kg. 而 XENON1T 计划也已在设计之中, 计划安装于意大利的 Gran Sasso 地下实验室. 这两个实验有望在 3~5 年之内对暗物质与核子碰撞的截面探测灵敏度达到 10^{-47} cm^2 , 对目前流行的暗物质理论模型(比如超对称)做出更灵敏的排除或验证.

参考文献

- 1 Lewin J D, Smith P F. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart Phys*, 1996, 6: 87–112
- 2 Feng J L, Kumar J, Marfatia, D, et al. Isospin-violating dark matter. *Phys Lett B*, 2011, 703: 124–129
- 3 Hjorth-Jensen M, Kuo T T S, Osnes E, et al. Realistic effective interactions for nuclear systems. *Phys Rep*, 1995, 261: 125–270
- 4 Stokes V G J, Klomp R A M, Terheggen C P F, et al. Construction of high-quality NN potential models. *Phys Rev C*, 1994, 49: 2950–2962
- 5 Engel J. Nuclear form factors for the scattering of weakly interacting massive particles. *Phys Lett B*, 1991, 264: 114–119
- 6 Aprile E, Angle J, Arneodo F, et al. Design and performance of the XENON10 dark matter experiment. *Astropart Phys*, 2011, 34: 679–698
- 7 Finkbeiner D P, Lin T, Weiner N. Inelastic dark matter and DAMA/LIBRA: An experimentum crucis. *Phys Rev D*, 2009, 80: 115008
- 8 Hitachi A, Takahashi T. Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon. *Phys Rev B*, 1983, 27: 5279–5285
- 9 Aprile E, Arisaka K, Arneodo F, et al. The XENON100 dark matter experiment. *arXiv*: 1107.2155
- 10 Sekiya H. XMASS. *arXiv*: 1006.1473
- 11 Fiorucci S, Akerib D S, Bedikian S, et al. Status of the LUX dark matter search. *arXiv*: 0912.0482
- 12 Giboni K. Dark matter search at PandaX. In: 2011 Shanghai Particle Physics and Cosmology Symposium (SPCS2011), Shanghai, China

- 13 Akimov D Y, Alner G J, Araujo H M, et al. The ZEPLIN-III dark matter detector: Instrument design, manufacture and commissioning. *Astropart Phys*, 2007, 27: 46–60
- 14 Teymourian A, Aharoni D, L Baudis, et al. Characterization of the quartz photon intensifying detector (QUPID) for Noble liquid detectors. *Nucl Instrum Meth A*, 2011, 654: 184–198
- 15 Baldini A, Bemporad C, Cei F, et al. Absorption of scintillation light in a 100 l liquid xenon γ -ray detector and expected detector performance. *Nucl Instrum Meth A*, 2005, 545: 753–764
- 16 Moriyama S. Recent status of XMASS experiment. In: 2011 Shanghai Particle Physics and Cosmology Symposium (SPCS2011), Shanghai, China
- 17 Bakale G, Sowada U, Schmidt W F. Effect of an electric field on electron attachment to sulfur hexafluoride, nitrous oxide, and molecular oxygen in liquid argon and xenon. *J Phys Chem*, 1976, 80: 2556–2559
- 18 Plante G, Aprile E, Budnik R, et al. New measurement of the scintillation efficiency of low-energy nuclear recoils in liquid xenon. *Phys Rev C*, 2011, 84: 045805
- 19 Angle J, Aprile E, Arneodo F, et al. A search for light dark matter in XENON10 data. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 051301
- 20 Sorensen P, Dahl C E. Nuclear recoil energy scale in liquid xenon with application to the direct detection of dark matter. *Phys Rev D*, 2011, 83: 063501
- 21 Lindhard J, Nielsen V, Scharff M, et al. Integral equations governing radiation effects. *Mat Fys Medd Dan Vid Selsk*, 1963, 33: 10–51
- 22 Mei D M, Hime A. Muon-induced background study for underground laboratories. *Phys Rev D*, 2006, 73: 053004
- 23 Haffke M, Baudis L, Bruch T, et al. Background measurements in the Gran Sasso underground laboratory. *Nucl Instrum Meth A*, 2011, 643: 36–41
- 24 Wulandari H, Jochum J, Rau W, et al. Neutron flux at the Gran Sasso underground laboratory revisited. *Astropart Phys*, 2004, 22: 313–322
- 25 Aprile E, Arisaka K, Arneodo F, et al. Material screening and selection for XENON100. *Astropart Phys*, 2011, 35: 43–49
- 26 Abe K, Hosaka J, Iida T, et al. Distillation of liquid xenon to remove krypton. *Astropart Phys*, 2009, 31: 290–296
- 27 Aprile E, Arisaka K, Arneodo F, et al. Study of the electromagnetic background in the XENON100 experiment. *Phys Rev D*, 2011, 83: 082001
- 28 Aprile E, Dahl C E, De Viveiros L, et al. Simultaneous measurement of ionization and scintillation from nuclear recoils in liquid xenon for a dark matter experiment. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 081302
- 29 Alner G J, Araújo H M, Bewick A, et al. First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: A two-phase xenon detector for dark matter detection. *Astropart Phys*, 2007, 28: 287–302
- 30 Aprile E, Aprile E, Arneodo F, et al. First results from the XENON10 dark matter experiment at the Gran Sasso national laboratory. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 021303
- 31 Lebedenko V N, Araújo H M, Barnes E J, et al. Results from the first science run of the ZEPLIN-III dark matter search experiment. *Phys Rev D*, 2009, 80: 052010
- 32 Aprile E, Arisaka K, Arneodo F, et al. Dark matter results from 100 live days of XENON100 data. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 131302
- 33 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

Dark matter direct detection based on liquid xenon

NI KaiXuan^{*} & WEI YueHuan

Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

Direct detection of dark matter is a method to uncover the nature of dark matter. Recent year, the development of liquid xenon detection technology keeps improving the sensitivity of dark matter detection by increasing the target mass. In this article, we first calculate the expected dark matter interaction rate in a xenon target. We then describe the principles of dark matter detection using liquid xenon and the key techniques to achieve a sensitive detection, including how to detect the signals and how to control the background from various sources. The current best sensitivity achieved by liquid xenon dark matter detector is about 10^{-44} cm² for interaction of dark matter with the nucleon. We expect the sensitivity will be improved by 2–3 orders of magnitude in the next couple of years.

dark matter, direct detection, liquid xenon detector

PACS: 95.35.+d, 14.80.Ly, 29.40.-n, 95.55.Vj

doi: 10.1360/132011-968