

# 上海交通大学

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

## 博士学位论文

DOCTORAL DISSERTATION



论文题目：PandaX 暗物质实验数据采集系统和自  
相互作用暗物质的探测

学生姓名：杨继军  
学生学号：017072910026  
专    业：粒子物理实验  
指导教师：杨勇  
学院(系)：物理与天文学院

# 上海交通大学

## 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

# 上海交通大学

## 学位论文使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。

本学位论文属于  公开论文

内部论文， 1 年/ 2 年/ 3 年 解密后适用本授权书。

秘密论文，\_\_\_\_ 年（不超过 10 年）解密后适用本授权书。

机密论文，\_\_\_\_ 年（不超过 20 年）解密后适用本授权书。

（请在以上方框内打“√”）

学位论文作者签名：

指导教师签名：

日期： 年 月 日

日期： 年 月 日

# PandaX 暗物质实验数据采集系统和自相互作用暗物质的探测

## 测

### 摘要

天文观测表明宇宙中大约 85% 的物质由暗物质组成。但是，暗物质的粒子物理属性仍属于未解之谜。近几十年来，一种主流的理论认为，暗物质由一种冷的，相互间无碰撞的粒子组成，比如弱作用重粒子组成。冷暗物质模型很好的解释了宇宙大尺度结构的形成。但是，它在解释星系和亚星系尺度上的暗物质分布时遇到了很多困难。一种新的解决方案认为，暗物质间存在很强的自相互作用，这就是自相互作用暗物质模型。研究表明，暗物质间的相互作用可以改变暗物质晕的内部结构，与星系观测的结果更加符合。近年来，这种暗物质模型也逐渐成为了天文学的一个研究热点。

因此很有必要在直接探测实验上来探测或者验证自相互作用暗物质。这种暗物质模型预测了一个质量很小 (10 MeV 量级) 的传播子。当这个传播子和普通粒子发生耦合时，自相互作用暗物质就可以在直接探测实验中产生区别于传统的弱作用重粒子的特征信号。由于核反冲过程的动量转移和传播子质量相当，这种信号的能谱更加趋近于低能区。鉴于探测阈值的限制，实验上也更加难以探测自相互作用暗物质。

依托位于中国锦屏地下实验的 PandaX 暗物质实验，本论文开展了自相互作用暗物质的物理研究和无触发数据采集系统的研发。本论文开始介绍了暗物质的存在证据，探测方法和实验现状，然后阐述了自相互作用暗物质模型在解释星系结构上的优势。在介绍了 PandaX 实验后，论文详细介绍了利用 PandaX-II 132 吨天全部暗物质数据开展的自相互作用暗物质的物理分析。在 40 GeV 以下的暗物质质量区间，对 10 MeV 量级及以下的传播子，本论文报告了迄今为止最严格的暗物质-核子散射截面的限制。在暗物质质量 15 GeV，传播子质量为 10 MeV 时，本研究得到自旋不相关的自相互作用暗物质与核子散射截面上限为  $1.7 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ 。另外，本论文首次联合了 PandaX 结果以及宇宙早期的轻元素丰度对传播子寿命的限制。我们的结果显示，在本文研究的自相互作用暗物质模型下，早期宇宙中暗区(暗物质所在的扇区)要比可见区(可见物质所在的扇区)偏冷，以便符合天文观测数据。这表明，直接探测、天体物理和宇宙学观测为探测暗物质的自相互作用信息提供了互补的信息。

最后，论文详细介绍了为 PandaX-4T 实验研发的一套全新的无触发的数据采集系统。该系统从根本上解决了以往 PandaX 实验受外部触发信号影响造成的探测效率的损失问题。因此，该系统的建成将更有利于自相互作用暗物质等各种暗物质粒子的探测。本论文报告该系统在 PandaX-4T 实验从 2020 年底到 2021 年 5 月份试运行期间的性能。该系统实现了平均 96% 的单光子自触发效率，数据采集带宽极限超过 450 MB/s，满足暗物质取数期间的实际带宽需求。在 PandaX-4T 实验试运行期间，该系统表现良好，有力保障了实验的稳定取数和 PandaX 合作组率先国际竞争对手再次发表领先的暗物质探测结果。

**关键词：**暗物质，WIMP，自相互作用暗物质，液氙，直接探测，PandaX-II



## 目 录

第一章 引言：暗物质简介	1
1.1 暗物质存在的证据	2
1.1.1 早期的探索	2
1.1.2 星系旋转曲线	3
1.1.3 引力透镜效应	3
1.1.4 宇宙微波背景辐射	4
1.2 暗物质可能的候选粒子	5
1.2.1 弱作用重粒子	5
1.2.2 惰性中微子	6
1.2.3 轴子	7
1.2.4 自相互作用暗物质	7
1.3 暗物质探测实验	8
1.3.1 对撞机探测	8
1.3.2 间接探测	9
1.3.3 直接探测	11
第二章 自相互作用暗物质模型	16
2.1 宇宙大爆炸标准模型概述	16
2.2 小尺度结构问题	16
2.2.1 密度尖峰	17
2.2.2 旋转曲线的多样性	17
2.2.3 失踪卫星	19
2.3 自相互作用暗物质模型	19
2.3.1 自相互作用暗物质与旋转曲线的多样化问题	20
2.4 自相互作用暗物质的探测	20
2.4.1 暗物质自相互作用截面	20
2.4.2 和标准模型粒子的相互作用	22
2.4.3 实验探测现状	23
2.5 本章小节	25
第三章 PandaX 实验介绍	26
3.1 中国锦屏地下实验室	27
3.2 二相型气液氙时间投影室技术	28
3.2.1 液氙的物理性质	28
3.2.2 液氙的光电特性	30
3.2.3 氙原子的电离特性	33
3.2.4 氙原子的发光特性	33
3.2.5 二相型气液氙探测器	36
3.3 PandaX-II 实验	36
3.3.1 PandaX 系列实验简介	36



3.3.2	PandaX-II 实验探测器运行历史 .....	39
3.3.3	PandaX-II 实验的成果 .....	39
第四章	利用 PandaX-II 实验寻找自相互作用暗物质 .....	43
4.1	事例选择和本底估计 .....	43
4.1.1	本底水平估计 .....	43
4.1.2	暗物质候选事例 .....	44
4.2	利用 PandaX-II 实验寻找轻传播子暗物质 .....	46
4.2.1	轻传播子模型的信号特征 .....	47
4.2.2	PandaX-II 对轻传播子模型的限制结果 .....	48
4.2.3	PandaX-II 对轻传播子质量的限制结果 .....	52
4.2.4	PandaX-II 对动力学混合参数的限制结果 .....	55
第五章	PandaX-4T 电子学和数据获取系统 .....	60
5.1	PandaX-4T 实验 .....	60
5.1.1	PandaX-4T 探测器 .....	60
5.1.2	制冷和循环系统 .....	63
5.1.3	精馏系统 .....	66
5.1.4	刻度系统 .....	69
5.1.5	除氦系统 .....	74
5.1.6	水系统 .....	74
5.2	PandaX-4T 电子学整体方案设计 .....	77
5.3	前端电子学 .....	80
5.3.1	光电管基座和信号读出 .....	80
5.3.2	光电管双读出方案 .....	87
5.3.3	信号解耦器的升级研发 .....	93
5.4	PandaX-4T 电子学现场安装 .....	99
5.4.1	前端电子学测试结果 .....	106
5.4.2	波形采样和数字化模块 .....	109
5.4.3	时钟分发模块 .....	110
5.4.4	自触发动态波形采样 .....	112
5.4.5	数据汇总与服务器预处理 .....	115
5.5	电子学整体性能 .....	118
	总结和展望 .....	124
	参考文献 .....	126
	致 谢 .....	140
	攻读学位期间发表（或录用）的学术论文 .....	141

## 插图索引

图 1-1	标准模型图, 来自于 Quanta Magazine <sup>[2]</sup> 。 .....	1
图 1-2	左图为 1978 年鲁宾和福特 <sup>[9]</sup> 等人测量的高亮星系旋转曲线。右图为 NGC6503 的旋转曲线 <sup>[11]</sup> 。右图中实线为拟合曲线, 包括三类引力的贡献: 星系中发光物质 (虚线)、暗物质晕 (虚线加点) 和星系中的气体 (点)。如果不考虑暗物质晕的贡献, 就无法解释星系外围星系旋转曲线表现为平坦的分布。 .....	3
图 1-3	左图为关于引力透镜原理的示意图, 图片来源于 Wikipedia <sup>[15]</sup> 。右图为 2019 年 4 月 10 日公布的迄今为止人类拍的第一张黑洞的照片 <sup>[14]</sup> 。图中可以清晰的看到由引力透镜效应光经过黑洞之后产生的扭曲现象。 .....	4
图 1-4	子弹星团, 红色的区域为热重子气体发出的 X 射线分布, 蓝色区域是引力透镜效应观察到的引力物质的分布, 绿色轮廓表示是用引力透镜信号重建出来的引力物质按照质量等比例的投影, 图片来源于 <sup>[16]</sup> 。 .....	4
图 1-5	Planck 实验组在 2018 年公布的全周天宇温度差分布 <sup>[1]</sup> 。 .....	5
图 1-6	Planck 实验组在 2018 年给出的通过球谐展开 CMB 周天不均匀性所得到的幂频谱 <sup>[1]</sup> 。 .....	6
图 1-7	暗物质粒子数密度的演化, 摘自 <sup>[22]</sup> 。暗物质质量 $m_\chi = 100$ GeV 时, 作为温度 $T$ (底部) 和时间 $t$ (顶部) 的函数, 暗物质粒子的联动数密度 $Y$ 左侧和演化产生的热残留密度 $\Omega$ (右侧) 的分布。灰色实线轮廓是用于产生正确残留密度的暗物质湮灭截面, 不同的阴影区域代表了不同的截面大小。灰色虚线轮廓是达到热平衡时粒子的数密度。 .....	7
图 1-8	三种探测暗物质粒子的方法示意图。(1) 通过探测暗物质与普通物质碰撞产生的信号, 称为直接探测; (2) 通过探测暗物质粒子湮灭之后产生的标准模型粒子, 称为间接探测; (3) 探测标准模型粒子对撞之后的能量损失, 称之为对撞机探测。 .....	8
图 1-9	Fermi-LAT 实验得到的暗物质湮灭截面 ( $b\bar{b}$ 衰变道) 随着暗物质质量的上限 <sup>[35]</sup> 。 .....	9
图 1-10	我国暗物质探测卫星“悟空”号采集到的高能宇宙线电子和正电子能谱 <sup>[38]</sup> 。在横轴能量约 1.4 TeV 的地方有统计上的鼓包 (红色), 疑似暗物质粒子湮灭的信号, 需要更多数据进行确认。 .....	10
图 1-11	AMS-02 实验观测到的质子 (蓝色圈)、反质子 (红色点)、电子 (紫色圈)、正电子 (绿色圈) 能谱 <sup>[43]</sup> 。 .....	10
图 1-12	IceCube 中微子观测站对不同暗物质湮灭通道给出的灵敏度 (虚线) 和截面上限 (实线) 随着暗物质质量变化的分布 <sup>[50]</sup> 。 .....	11

- 图 1-13 自旋不相关的暗物质与核子散射截面的上限随暗物质质量的分布图。图中概括了世界上现有的主要的暗物质直接探测实验团队最近给出的实验结果，暗物质质量涵盖了 0.3-1000 GeV 质量区间。由于图中只收录的是 2020 年以前公开发表的结果，所以直接探测灵敏度最强的限制曲线为 XENON1T(红色实线)在 2018 年发表的结果。图片数据来源于<sup>[52]</sup>，PandaX-4T 的实验结果来源于<sup>[51]</sup>。 ..... 14
- 图 2-1 通过宇宙学测量推断出的物质功率谱。红线显示了最适合  $\Lambda$ CDM 宇宙学的简化五参数模型，假设平坦的空间几何形状和尺度不变的原始光谱，图片转载自参考<sup>[66]</sup>。 ..... 16
- 图 2-2 左图，矮星系 DDO 154 观测到的旋转曲线(黑点)。红色实线是拟合自相互作用暗物质模型，恒星(紫红虚线)以及气体(紫红点)的贡献得到的旋转曲线，和实际数据吻合的很好，说明自相互作用暗物质模型可以很好的解释“Core-Cusp”问题。蓝色点表示利用冷暗物质模型来拟合得到的旋转曲线，在中心区域和数据相差比较明显。右图，冷暗物质模型(蓝色点)与自相互作用暗物质模型(红色线)拟合的暗物质密度轮廓比较。图片来源于<sup>[62]</sup>。 .... 17
- 图 2-3 左图，七个典型的低亮度的星系的中心密度随着最大旋转速度的分布。图中每个符号代表了不同模型下暗物质晕的密度分布。从图中可以直观的看出，对于一个给定的模型，当  $V_{max}$  固定时  $\rho_0$  并不是一个常数。图片来源于<sup>[72]</sup>。右图，测量得到的星系总(平均)旋转速度与最大旋转速度的分布。黑色实线代表冷暗物质模型的结果，红线代表了宇宙学流体动力学模拟的结果<sup>[73]</sup>，蓝色的点为实际观测的数据。图片转自<sup>[62]</sup>。 ..... 18
- 图 2-4 左图，冷暗物质模拟中，银河系(虚线)和处女座星团(实线)内部亚晕的丰度，与观测到的银河系卫星(实心圆)和处女座星团中卫星(空心圆)的分布对比。图片转载自文献<sup>[74]</sup>。右图，冷暗物质模型(紫色线)预测的银河系亚晕的圆周运动线速度剖面分布图。图片转载自<sup>[75]</sup>。 ..... 18
- 图 2-5 左图，自相互作用暗物质(Self-interacting dark matter, SIDM)粒子  $\chi$  通过传播子  $\phi$  耦合产生相互作用的费曼图。中间，暗物质粒子与其自身的反粒子湮灭后产生轻传播子。右图，暗物质粒子透过传播子与标准模型光子，Z 玻色子或者 Higgs 粒子的混合(mixing)来实现暗物质与标准模型粒子的相互作用的费曼图。这也是直接探测实验上寻找自相互作用暗物质粒子的主要方法。 ..... 19
- 图 2-6 冷暗物质模型和自相互作用暗物质模型在  $\sigma/m = 1 \text{ cm}^2/\text{g}$  时对应的密度剖面(左)、色散分布(中)和中间暗物质晕圈形状(右)。暗物质自相互作用导致热量从冷暗物质晕圈的外部热区域传递到内部冷区域，并使内部晕圈动力学热化，从而导致更浅的密度剖面 and 更趋于球形的晕圈形状。图片摘自<sup>[62]</sup>。 ..... 20
- 图 2-7 从四个盘状星系观测到的旋转曲线(黑点)。它们的共同点是随着距离星系中心半径大小的增加星系的旋转速度都趋近于  $80 \text{ km/s}$ ，不同之处是整个旋转曲线的形状差别很大。蓝色虚线为冷暗物质模型拟合的曲线，红色实线是拟合自相互作用暗物质晕(蓝色实线)，恒星(紫红色虚线)以及气体(紫红点)的贡献得到的总的旋转曲线，和实际观测数据吻合的很好。图片摘自<sup>[85]</sup>。 ..... 21

图 2-8	根据矮星系和星系团的观测数据得到的暗物质参数分布空间。图中包含了非对称暗物质(灰色)和对称性暗物质(洋红色)。插图是暗物质自相互作用散射截面和星系旋转速度的最佳拟合曲线,图中蓝色带误差棒的数据点为观测数据,来自于 <sup>[88]</sup> 。上图中黑色实线( $2\sigma$ 置信度)为根据星系观测数据结果反推出来的传播子质量随暗物质质量变化的分布情况。下图,从星系观测结果出发,得到的系数 $g_\chi$ 随着暗物质质量 $m_\chi$ 的分布情况。图片摘自 <sup>[89]</sup> 。.....	22
图 2-9	PandaX-II 实验 2018 年 54 吨·天曝光量数据对自相互作用暗物质传播子质量的限制结果。图中包含了非对称性和对称性暗物质两种情形。其中非对称性暗物质仅考虑传播子和 $\gamma$ 光子的动力学混合(左上),对称性暗物质考虑了轻传播子和 $\gamma$ 光子(右上)、Z 玻色子(左下)、Higgs 粒子(右下)三种情形的混合。阴影区域对应矮星系观测所青睐的区域 <sup>[86, 94, 95]</sup> ,红色为代表 PandaX-II 实验给出的结果,蓝色为文献 <sup>[86, 94, 95]</sup> 给出的结果。左上图中的交叉阴影区:对于暗物质质量 $m_\chi \geq 100$ GeV 来讲暗物质丰度太大;右上图交叉阴影区:该区域对于暗物质质量 $m_\chi \geq 30$ GeV 已经被 CMB 观测排除掉了 <sup>[86]</sup> 。图片摘自 <sup>[96]</sup> 。.....	24
图 3-1	世界范围各地下实验室和暗物质探测实验分布。.....	26
图 3-2	世界范围各个地下实验的类型和岩石覆盖厚度。图片转载自 <sup>[100]</sup> 。.....	26
图 3-3	左图,中国锦屏地下实验上地图。右图,锦屏地下实验室岩石覆盖示意图。图片转载自 <sup>[101]</sup> 。.....	27
图 3-4	清华学的 JNE Collaboration 测量得到的 CJPL-I 宇宙线 $\mu$ 子的事例率随时间的变化趋势,横轴以月分测量区间的宽度。图片摘自 <sup>[103]</sup> 。.....	27
图 3-5	世界上各个地下实验室的垂直强度(a)和总的 $\mu$ 子通道(b)的测量结果比较。图片摘自 <sup>[103]</sup> 。.....	28
图 3-6	CJPL-II 各实验大厅的示意图,其中 PandaX-4T 实验位于 B2 厅,新一代的 CDEX 实验位于 C1 厅,而 A1 厅是 JUNA 实验。其中底本水平最低的是 C 厅和 D 厅的四个实验大厅。图片转载自 <sup>[100]</sup> 。.....	29
图 3-7	液氙中闪烁光产生的机制和导致闪烁光猝灭的不同过程。图片转载自 <sup>[104]</sup> 。.....	30
图 3-8	a 为不同的粒子在液氙中的电磁能量沉积能力(electronic stopping power)。表示液氙对不同粒子的能量沉积能力, $dE/dx$ 越大,粒子在探测器中的径迹越短越粗, $dE/dx$ 越小,径迹越细长。图片转载自 <sup>[105]</sup> 。b 液氙中不同粒子散射后光电产额的电场依赖性。数据包含了 122 keV 的电子反冲, 56.5 keV, 的核反冲和 5.5 MeV 的 $\alpha$ 粒子散射。对于携带单一能量的粒子,其光电产额呈互补关系,而对于不同粒子,在相同的漂移电场强度下光电比例会不同, $\alpha$ 粒子的光电比例最高, NR 次之, ER 的光电比例最低,实验中可以利用这些特征进行粒子的鉴别。图片转自 <sup>[104, 105]</sup> 。.....	32
图 3-9	零电场下,液氙原子被电子、 $\alpha$ 粒子和核裂变产生的中子激发后,退激发过程产生的闪烁光衰减曲线。图片转自 <sup>[105]</sup> 。.....	34
图 3-10	在 1 ppm 浓度的蒸馏水(红色实线)和氧气(绿色虚线)中紫外光的吸收系数,图中叠加了 Xe(蓝色虚线)闪烁光谱。图片转载自 <sup>[116]</sup> 。.....	35

- 图 3-11 二相型气液氙探测器原理示意图。暗物质 (WIMP) 粒子与 Xe 原子碰撞后, 被激发的 Xe 原子在退激发过程中产生 S1 快闪光信号, 被电离的电子在漂移电场 ( $E_d$ ) 中运动至气液表面, 在加速电场  $E_g$  作用下, 电子进入气氙并激发更多的氙原子, 退激发后产生较大的 S2 信号。图片来源于<sup>[117]</sup>。 ..... 35
- 图 3-12 PandaX 暗物质探测系列实验时间序列图。PandaX 暗物质探测合作组于 2009 年成立, 2012 年 7 月 PandaX-I 期实验设备运抵锦屏实验室一期现场, 2014 年 3 月 PandaX-I 期实验 (120 kg 液氙) 开始试运行取数, 5 月至 10 月完成物理取数任务。之后 PandaX-I 期升级至拥有 580 kg 液氙靶物质的 PandaX-II 期实验, PandaX-II 期实验于 2016 年 7 月正式进入物理取数阶段, 直至 2019 年 7 月结束物理取数任务。2019 年 8 月 PandaX 实验进入新一代的暗物质探测吨级液氙实验, PandaX-4T 实验的现场安装阶段。 ..... 37
- 图 3-13 左图, PandaX-II 实验屏蔽体结构示意图。右图, 屏蔽体实物图。 ..... 38
- 图 3-14 PandaX-I 自旋无关的 WIMP-核子散射截面的上限 (红色), 90% 置信度。图片转自<sup>[124]</sup>。 ..... 38
- 图 3-15 PandaX-II 暗物质累积曝光量 (黑线) 和电子寿命周期 (蓝线)。黑色水平虚线代表数据集的划分。不同颜色的区块代表不同的取数操作, NR 刻度包括 AmBe 源 (青色), ER 刻度包括氟化甲烷 (浅红色),  $^{220}\text{Rn}$  源 (粉红色) 和  $^{83m}\text{Kr}$  刻度 (黄色), baseline suppression study (绿色), 氙精馏 (灰色), 和探测器调试运行 (浅绿色)。图片转自<sup>[107]</sup>。 ..... 39
- 图 3-16 PandaX-II 结合 run 9 和 run 10 数据, 给出的 90% 置信度, 关于自旋无关的 WIMP-核子散射截面的上限 (红色实线)。绿色带状为  $1\sigma$  的灵敏区。图片转载自<sup>[133]</sup>。 ..... 40
- 图 3-17 利用 PandaX-II 132 吨·天曝光量的全部数据, 给出的 90% 置信度, 自旋不相关的 WIMP 和核子弹性散射截面的上限。图中还将 PandaX-II 2017<sup>[133]</sup>, LUX 2017<sup>[138]</sup>, 以及 XENON1T 2018<sup>[61]</sup> 的结果。绿色带状代表  $\pm 1\sigma$  灵敏度。低于  $8 \text{ GeV}/c^2$  的部分, 最终结果中的灵敏度中值略低于 2017 年的结果, 因为我们的核反冲模型重新校准, 导致低质量 WIMP 的信号效率较低。图片摘自<sup>[107]</sup>。 ..... 41
- 图 4-1 PandaX-II 暗物质直接探测各取数阶段, 信号选择窗口内事例的空间位置分布和信号分布。对于在 FV 外面的事例, 在 Run 9(a)、Run 10(b)、Run 11(c) 中也分别展现了出来。而对于 Run 9(d)、Run 10(e)、Run 11(f) 的信号分布, 仅把最终的暗物质候选事例展现了出来。其中十个最可能的暗物质候选事例在图中标记了出来。电子反冲中位线 (蓝色实线) 和核反冲中位线 (粉红色实线) 也叠加在信号分布图中。品红色曲线是暗物质探测可接受窗口的边界, 品红色实线代 99% 的核反冲接受条件, 品红色的点线代表了 99% 的电子反冲接受条件, 品红色虚线表示  $S_2=100 \text{ PE}$  的下限条件。灰色虚线代表核反冲能量 ( $\text{keV}_{nr}$ ) 下的等能线。图片摘自<sup>[107]</sup>。 ..... 45

- 图 4-2 SIDM 相较于 WIMP 粒子, 在暗物质直接探测实验上的信号更集中于低能区域。左右两幅图中选取了暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV, 传播子质量  $m_\phi = 10$  MeV(红色), 与 WIMP 粒子(蓝色)进行比较。左图, 黑色点是从 PandaX-II 实验 132 吨·天的曝光量数据中筛选出的暗物质候选事例在  $S1-\log_{10}(S2/S1)$  平面上的分布, 红色线围起来的区域为 SIDM 信号(68.3%)存在的区域, 蓝色线围起来的区域为 WIMP 粒子信号(68.3%)存在区域。图片摘自<sup>[145]</sup>。右图, 红色的直方图代表 SIDM 模型 S1 信号的分布, 蓝色直方图代表了 WIMP 模型 S1 信号的分布, 洋红色的线代表 PandaX-II 探测器对 S1 信号的探测效率。图片摘自<sup>[96]</sup>。..... 47
- 图 4-3 利用 NEST 2.0<sup>[146]</sup> 模拟得到的子相互作用在暗物质质量  $m_\chi = 40$  GeV, 传播子质量  $m_\phi = 10$  MeV 时,  $\log_{10}(S2/S1)-S1$  平面暗物质与液氙原子核散射事例的概率密度分。计算时假设混合参数为  $1 \times 10^{-9}$ 。..... 49
- 图 4-4 左图,  $\mu = 0.5$  时, 经蒙特卡洛模拟得到的测试统计  $\tilde{q}_\mu$  的分布以及相应的  $\tilde{q}_{\mu,obs}$  值所在的位置。图中蓝色阴影区对应  $\tilde{q}_\mu$  的分布, 红色直方图区间为  $\tilde{q}_{\mu,obs}$  值所在位置, 其右侧灰色阴影区的面积对应着  $\tilde{q}_\mu > \tilde{q}_{\mu,obs}$  的积分值, p-value 的大小为该值与整个  $\tilde{q}_\mu$  积分的比值。右图, 扫描  $\mu$  值得到的 p-value 的分布, 并按照  $1 - \alpha = 90\%$  置信度对其进行拟合的结果。两幅图中, 暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV, 传播者质量  $m_\phi = 10$  MeV 时。左图中计算得到的 p-value 对应于右图中  $\mu$  值为 0.5, p-value 为 0.103 的点。经拟合得到纵轴为 p-value 为 0.1 时, 横坐标  $\mu = 0.4941$ 。..... 51
- 图 4-5 左图, PandaX-II 90% CL 的零-动量暗物质与核子散射截面随传播子质量的上限, 分布包含了  $m_\chi = 10$  GeV(红色实线)和 100 GeV(红色虚线)两种情况。右图: 暗物质与核子散射截面上限随暗物质质量变化曲线, 分别取  $\phi = 1$  MeV、10 MeV 和 1 GeV。在两张图中, 绿色带表示给定模型参数的  $1\sigma$  灵敏度。为了进行比较, 我们将之前 2018 年发布的基于 PandaX-II 实验 54 吨·天数据分析的限制<sup>[96]</sup>(蓝色)画在一起。图片摘自<sup>[145]</sup>。..... 52
- 图 4-6 暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV, 混合参数  $\varepsilon_{\gamma-0} = 1 \times 10^{-9}$  时, 自相互作用暗物质与氙原子核散射事例数随着传播子质量  $m_\phi$  变化的分布。传播子质量  $m_\phi < 10$  MeV 以下, 期望的散射事例数  $N_{exp}$  几乎是不变的。..... 53
- 图 4-7 暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV 时, 插值法寻找  $m_{\phi-limit}$  的图解。纵坐标为  $\log(N_{exp})$ , 横坐标为  $\log(m_\phi)$ , 其中蓝色的三条圆点状曲线分别代表混合参数为  $1 \times 10^{-9}, 1 \times 10^{-9}, 2 \times 10^{-11}$  对应的情形, 并且计算中暗物质精细结构常数取天文观测佳拟合的结果  $\alpha_{\chi-bestfit}$ , 深红色三角形点曲线代表  $\log(N_{obs})$  vs  $\log(m_\phi)$  应的曲线, 来自于  $CL_{s+b}$  90% 置信度的计算结果。深红色三角形点曲线与色圆点曲线的交叉点即为找到的传播子质量  $m_{\phi-limit}$  取对数之后的值。..... 54
- 图 4-8 PandaX-II 实验 132 吨·天曝光量的数据给出的依赖于暗物质质量  $m_\chi$  的 SIDM 传播子质量  $m_\phi$  的下限(红色曲线), 分别取动力学混合参数  $\varepsilon_\gamma = 10^{-9}, 10^{-10}, 2 \times 10^{-11}$ , 暗物质精细结构常数  $\alpha_\chi$  取星系观测数据拟合的最佳值。蓝色带状表示从矮星系到星系的暗物质晕观测得到的 SIDM 参数区域。图片引自<sup>[145]</sup>。..... 54
- 图 4-9 基于大爆炸理论模型的宇宙起源物质演化示意图。图片摘自<sup>[151]</sup>。..... 55

图 4-10 化学解耦时刻, 各个 $\zeta_{cd}$ 值时, 传播子的联动粒子数密度到光子数密度的比随着标准温度的变化趋势。计算中将化学解耦时标准模型的温度设定在 $T_{cd} = 10 \text{ GeV}$ , 并且传播子质量为 $m_\phi = 20 \text{ MeV}$ , 取传播子寿命 $\tau_\phi = 10^5 \text{ s}$ (实线) 与 $10^8 \text{ s}$ (虚线)。图片摘自 <sup>[153]</sup> 。 .....	56
图 4-11 宇宙大爆炸核合成对传播子寿命的限制随着传播子质量变化的分布。本文中耦合常数下限的计算取该图中 $\zeta_{cd} = 1$ 和 $\zeta_{cd} = 0.5$ 两条曲线对应的结果, 其中 $\zeta_{cd} = 1$ 取传播子质量大于 $5.5 \text{ MeV}$ 的结果。图片摘自 <sup>[153]</sup> 。 .....	58
图 4-12 PandaX-II 实验 132 吨·天曝光量数据给出的 SIDM 动力学混合参数的上限(红色, 实线对应 $m_\chi = 10 \text{ GeV}$ , 虚线对应 $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ ), 以及 BBN 计算得到的混合参数下限(黑色虚线), 分别对应 $\zeta_{cd} = 1$ 和 $\zeta_{cd} = 0.5$ 。浅蓝色矩形区域根据天文观测数据得到的传播子质量最佳拟合区域。图片摘自 <sup>[145]</sup> 。 .....	58
图 5-1 PandaX-4T 超纯水屏蔽体示意图和实物图。 .....	60
图 5-2 PandaX-4T 探测器内罐在千级洁净间。 .....	61
图 5-3 PandaX-4T 实验所使用的电极实物图。最上面是阳极, 中间为门电极, 最下面是阴极, 阳极和门电极采用网格状结构, 阴极采用了丝状结构。 .....	61
图 5-4 PandaX-4T 光电探测系统和时间投影室实物图。 .....	62
图 5-5 探测器安装测试部分参与工作人员, 图中左侧起第一位是论文作者。 .....	64
图 5-6 PandaX4T 气瓶存储系统。 .....	64
图 5-7 PandaX4T 探测器外罐和“L”型外真空管路以及热交换模块。 .....	65
图 5-8 PandaX4T 制冷系统组装实物图。 .....	66
图 5-9 PandaX4T 制冷和循环系统。 .....	67
图 5-10 PandaX4T 液氮回收模块。 .....	67
图 5-11 左, Kr-Xe 和 Rn-Xe 精馏分离原理示意图。右, 精馏塔实物图。图片转自 <sup>[170]</sup> .....	68
图 5-12 Kr,Rn,Xe 的饱和蒸汽压曲线。图片转自 <sup>[170]</sup> 。 .....	68
图 5-13 外源刻度装置。 .....	71
图 5-14 $^{83}\text{Rb}$ 的衰变纲图。 $^{83}\text{Rb}$ 发生电子俘获后变为 $^{83m}\text{Kr}$ 。图片来源于 <sup>[176]</sup> 。 .....	71
图 5-15 $^{83}\text{Kr}$ 的衰变纲图。 $^{83}\text{Kr}$ 退激发时放出 $\gamma$ 射线引起氙的电子反冲事例。图片来源于 <sup>[177]</sup> 。 .....	72
图 5-16 内源刻度注入控制面板。 $^{83}\text{Rb}$ 和 $^{228}\text{Th}$ 源置于两组气体管路的腔体中, 被流动的氙气带入探测器内。 .....	73
图 5-17 DD 中子刻度隧道。左图是在水屏蔽体内部平视图, 中子刻度隧道从水屏蔽体外穿进来, 穿过了水屏蔽体。右图是仰视图, 中子刻度隧道穿过水屏蔽体后抵达外罐。 .....	74
图 5-18 万级洁净间。 .....	75
图 5-19 除氦系统。 .....	75
图 5-20 PandaX4T 超纯水系统流程示意图。 .....	76
图 5-21 左图, PandaX4T 超纯水系统; 右图, 水屏蔽体实物图, 由于白炽灯中的红光成分被超纯水吸收了, 所以水屏蔽体呈现出淡蓝色。 .....	77
图 5-22 PandaX-4T 读出电子学和 DAQ 硬件系统示意图。图片摘自 <sup>[180]</sup> 。 .....	78

图 5-23 PandaX-4T 读出电子学和 DAQ 硬件设备现场实物照。整个系统包括两个用于安装新版信号解耦器的机柜 (左起第一、第三个)、一个用于安装数字化波形采集卡仪阵列的 VME 机箱的机柜 (左起第二个) 和一个服务器机柜 (最右侧)。正前方为 PMT 信号引出线的大法兰。图片摘自 <sup>[180]</sup> 。·····	79
图 5-24 PandaX-4T 暗物质直接探测实验所用到的滨松 3 英寸 R11410-23 光电倍增管。其石英玻璃窗直径 76 mm, 外壳前后长 114 mm。·····	81
图 5-25 PandaX-4T 实验中滨松 R11410-23 型光电倍增管各部件的尺寸。图片摘自 <sup>[185]</sup> 。·····	81
图 5-26 PandaX-4T 光电管分压器电路图。K 为光阴极接负高压 (-800 V), A 为阳极接正高压 (+700 V), 中间第五打拿极接地。分压最高的为光阴极 (K) 和第一打拿极 (D1), 高达 307 V, 与第一打拿极等电位的是栅极, 主要起到聚焦的作用。图片转载自 <sup>[186]</sup> 。·····	82
图 5-27 PandaX-4T 实验上使用的 PMT 分压器正反面实物图。分压器 PCB 为聚酰亚胺薄膜经过特殊热工艺多层压制而成, 由 PandaX 实验组和布朗 PCB 联合研发而成, 选用聚酰亚胺薄膜是因为其放射性本底水平低。焊接用到的电容电阻以及连接器均为经过高纯锗探测器筛选的低放射性器件, 焊接用到的焊锡也是 99.99% 的纯锡条, 不含铅等杂质。·····	83
图 5-28 用于烘烤 PMT 分压器 PCB 板的烤箱以及部分经过挑选后的残次品。左上为测试中的烤箱, 温度被设定为 60°C, 总共测试时间持续 72 小时, 右上较为冷却状态的烤箱, 下方为烘烤以后经万用表以及外观检测后挑出来的残次品。·····	83
图 5-29 光电倍增管分压器在高压打火测试中观测到的打火波形。打火脉冲信号的波形宽度为 20 ns 左右, 幅度平均为 14.22 mV, 形状特征极其类似于单光电子的脉冲信号。·····	84
图 5-30 光电倍增管分压器在高压测试中出现的周期性、“梳子”状打火波形。·····	84
图 5-31 左图, 左边杜瓦罐内为用酒精加液氮的方式调配的低温酒精溶液, 左上为实时监测的温度, 右下为测试中封闭起来的杜瓦。右图, 现场用 PT100 温度传感器多次测量得到的温度曲线。横轴时间单位为“分钟”, 纵轴单位为“°C”, 整个低温测试进行 90 分钟, 温度最低能到零下-96°C, 测试结束时温度将升至-90°C 以上。·····	85
图 5-32 滨松 R8520-406 型 1 英寸光电倍增管, 主要用于排除来自探测器外部的高能 $\gamma$ 和中子本底。图片转载自 <sup>[187]</sup> 。·····	86
图 5-33 1 英寸光电倍增管分压器分压电路图。·····	86
图 5-34 左, 1 英寸光电倍增管分压器正面。右, 1 英寸光电倍增管分压器背面。·····	86
图 5-35 双读出分压器分压设计原理图。新的分压器采用了 Dy8 和阳极两个极读出, Dy8 为前级读出, 用于读出特别大的信号, 阳极为正常的阳极读出。6 个退耦电容并联的方式, 可以很好的改善光电管脉冲信号的线性。Dy7 到 Dy10 的还加了抗阻尼电阻, 以去除信号的反射。图片转载自 <sup>[186]</sup> 。·····	88
图 5-36 早期测试版本中阳极脉冲和 Dy8 读出的脉冲信号, 阳极为负脉冲信号 (蓝色), Dy8 为正的脉冲信号 (绿色), 黄色的为触发信号。Dy8 脉冲信号为电子从 Dy8 转移至 Dy9 产生的感应信号, 并非倍增后的电子的累积, 所以为正信号, 由于信号在打拿极间的反射而引起下降沿的“振铃”波形。·····	89

- 图 5-37 动态双读出 base 板测试系统图解。整个测试系统主要包括一个光源、分光系统、暗箱、波形采集卡和 DAQ 服务器。图片转载自<sup>[186]</sup>。 ..... 89
- 图 5-38 双读出光电管阳极和 Dy8 读出的脉冲信号波形示例，阳极已达到饱和而 Dy8 尚未饱和。图中 Dy8 的信号被缩放了 15 倍以获得更好的视觉效果。图片转载自<sup>[186]</sup>。 ..... 90
- 图 5-39 测试光电管的阳极读出电荷与监测光电管的读出电荷之间的关系。包括了对原有分压器和具有不同退耦电容器配置的新设计的测量，电容器并联接地方式比串联接地表现出更高的动态范围。蓝色曲线是代表两个退耦电容串联接地的原有设计的测试结果。在新设计中，我们比较了不同数量退耦电容并联接地的性能。一个电容器(图 5-35 中的 C2)、三个电容器(图 5-35 中的 C2、C1 和 C4)和五个电容器(图 5-35 中的 C2、C1、C4、C5 和 C6)。最终新的双读出分压器选择了五个退耦电容器并联的设计方案。图片转载自<sup>[186]</sup>。 ..... 91
- 图 5-40 使用测试光电管 Dy8 打拿极读出的电荷与监测光电管读出电荷之间的关系，图中显示新的双读出分压器动态范围在 200k PE 左右，再往上，Dy8 的信号也就达到饱和。图片转载自<sup>[186]</sup>。 ..... 91
- 图 5-41 用于 PandaX-4T R11410-23 型光电倍增管的双读出分压器实物图，左图为正面，右图为反面。图片转载自<sup>[186]</sup>。 ..... 92
- 图 5-42 底部光电探测阵列安装照片。中间的 7 个空缺(下铜板)为双读出 PMT 预留位置，上铜板双读出位置和下铜板对称，同样位于中心位置。 ..... 92
- 图 5-43 稀有气体 Paschen 曲线。黑色方块数据点为氦气(He)、红色圆点为氖气(Ne)、绿色三角形为氩气(Ar)、蓝色五角为氪气(Kr)、蓝绿色菱形为氙气(Xe)。PandaX-4T 探测器在 Dry-run 试运行期间充入了 100 Pa 的氙气(0.75 Torr)，光电管分压器正高压连接器间距是小于 2.5 mm，对应 <math>0.1875 \text{ Torr}\cdot\text{cm}</math>，正高压 700 V，从图上可以直观估计，刚好在气 Xe 打火点。图片转载自<sup>[191]</sup>。 93
- 图 5-44 前端电子学出现打火导致 V1725B 信号输入端器件被打坏。左图为显示 V1725B 信号输入通路上放大器前端的电阻被打坏，致使信号到地的阻抗为无穷大。右图为正常情况下信号到地的阻抗，用万用表测量得到 50  $\Omega$ 。 93
- 图 5-45 PandaX-4T 前端信号解耦器和放大电路。左侧虚线方框部分电路沿用了 PandaX-I、II 原有解耦器方案，右侧虚线方框电路部分是新加的放大器电路。来自 PMT 的高频信号经过中间 33 nf(C3) 的耐高压解耦电容从高压直流上被分离出来，进入放大器输入端，经过 1.5 被放大后从 BNC 接口输出。此外我们还在放大器前端加了一个 ESD 过载保护器件(连接 +5 V 和 -5 V 的两个二极管)，可以将掉瞬时大电流卸载掉，从而对放大器起到一定保护作用。另外我们将放大器前端的接地电阻改为 10  $\Omega$ (R4) 和 40  $\Omega$ (R3) 串联，R4 在信号通路上，R3 接地，这样信号到地总共有 50  $\Omega$  的等效阻抗，既满足了阻抗匹配的要求，同时 R4 和 R3 的分压关系，使得有瞬时的超大电流(譬如打火)经过时将 R4 熔断(打坏)，起到保险丝的作用以保护后端的元器件。 ..... 94
- 图 5-46 PandaX4T 信号解耦器内部 PCB 板结构图。上图解耦器正面，主要分布 PMT 正高压供电线路、低频滤波电路、解耦电容和放大器电路供电端口。下图为解耦器背面，主要为放大器电路。 ..... 96

- 图 5-47 新的信号解耦器设计初期的版本测试期间遇到的信号反射波形图。反射信号呈现出一定的时间周期性，并且信号的幅度也在逐渐衰减，属于典型的反射信号。左图是用 15 m 长度 LEMO 线缆测试中观测到的反射信号，右图是用 3 m 长度相同材质的线缆观测到的反射信号，其他条件保持一致。左图中两根竖线(虚线)所标识的反射信号时间间隔为 174 ns，而右图则为 32.6 ns，显然反射信号的前后时间延迟于传输线的长度有关，这说明信号是在 PMT 分压器输出端和信号解耦器之间进行的反射。…………… 96
- 图 5-48 早期测试版本解耦器实物图。我们在解耦电路和放大电路之间引出了一个 BNC 信号接口，以便和原有的纯解耦器电路进行对比测试，同时方便排除信号通路中存在的问题。图中我们将中间的 BNC 接头与 50 Ω 的端头相接，发现放大器输出端的信号反射问题消失。…………… 97
- 图 5-49 早期测试版本中放大器电路图，这里我们将原有的解耦电路部分简化为一个 33 nf 的电容器，PMT 信号从 VIN 端经 C3 解耦以后，进入放大器电路，放大器电路部分的原件容阻值是参考的是原厂使用手册的设计。…………… 98
- 图 5-50 用于 PMT 高压通路上的 LEMO 转接头泄露导致外真空的改变造成的打火。PandaX-4T 实验中用于光电倍增管正高压供电的线路和信号线路为同一根线缆，从 TPC 内罐引出来的信号线，要经过外真空层再到电子学，LEOM 48 针转接头连接 PMT 大法兰上外真空腔体内的高压线。转接头泄露将直接改变外真空腔体的真空度，LEMO 接头的插针为密集排布，最终导致了整个一组 LEMO 线缆发生打火。上图为慢控页面外真空度的监测数值随时间的变化趋势，下面三幅图发现泄露后进行的三次堵漏的尝试，最左边是直接真空封泥堵转接头与法兰接触面，中间的图中尝试用塑料密封袋包裹，最右侧图中，尝试用环氧树脂(epoxy)将转接头内部进行密封，最终将微漏堵住。…………… 99
- 图 5-51 左图，电子学各设备刚运至现场万级洁净间。右图，从左只有依次为 VME 机柜、服务器机柜、两台高压机机柜。…………… 100
- 图 5-52 电子学设备移到水罐位置重新搭建后进行各项测试。最左侧为 VME 数据采集机柜，中间为服务器机柜，左右侧为信号解耦器和高压机箱。图中前排左一为本文作者的导师，电子学课题组负责人，左二为同一课题组的研究生，后排中间位置为本文作者。…………… 100
- 图 5-53 左图，电子学 DAQ 数据采集系统和信号解耦器及高压输出系统在缓冲区安装完成进行探测器的安装测试。右图，探测器在千级洁净间测试期间，服务器机柜移至缓冲区。在缓冲区测试初期，电子学使用的信号解耦器还是老版本的信号解耦器，在测试后期阶段，分批次陆续更换成了加入放大器电路的新版信号解耦器。…………… 101
- 图 5-54 左图，隔离变压器安装电压检测。右图，隔离变压器正常工作，输入电压 380 V，输出电压 380 V，输入电压为 380 V 的三相电源。每两相电压源之间电势为 380 V，单独某一相到地的电势为 220 V。…………… 102

- 图 5-55 PandaX-4T 实验电子学各设备单元供电分配示意图。中间为电子学配电箱内部实物图，最左侧上部代表服务器机柜，上面安装有 6 台 Dell R730 服务器、1 台 Dell R930 服务器，还有一台 Dell R430 服务器用作慢控，此外还安装了一套磁盘柜以及万兆光纤交换机和网络交换机，整个机柜电源由两套施耐德服务器专用配电装置 (Power distribution unit, PDU) 供电，PDU 和电箱之间有两套 16 A 标准的电源线通过工业转接头从电箱上 16 A 备自投引出 (红线)，单根电源线额定功率 4 kW。右侧上部表示 DAQ VME 机柜，包含三台 Wiener VME 机箱和一台 CAEN VME 机箱，两台机箱共用一套 4 kW 的电源线以及 PDU 插排，接电箱 17.5 kW 的大功率备自投 (蓝线)。两台高压机箱接另一个大功率备自投 (黄线)。两个解耦器机柜的供电为 16 A 4 kW 规格电源线 (紫线)。示意图中右上方的线圈表示在 UPS 和电子学配电箱之间连接的隔离变压器。 ..... 102
- 图 5-56 左上图，服务器左侧 PDU 正常输出电流 3.35 A，总功率 0.7 kW。右上图，服务器右侧 PDU 正常输出电流 2.16 A，输出功率 0.5 kW。DAQ 所有的服务器至少有两个电源模块，每个电源模块个连接一个 PDU，这样当一组供电线路出现问题的情况下，另一组供电线路依然可以确保服务器正常工作。下中图，电子学实验搭建期间用于电源线转接的 16 A 3 芯工业接头 (蓝色的公母接头)。实验中有两种规格的工业接头，服务器机柜和 VME 机柜用电功率较大，使用了 25 A 规格的工业接头，其他设备供电均采用了 16 A 规格的工业接头。 ..... 103
- 图 5-57 左图，电子学 DAQ 机柜转移至水罐上方并完成 BNC 信号线的连接之后的排布。中间为 DAQ VME 机柜，机柜上安装有三台 Wiener VME 机箱和一台 CAEN VME 机箱，两侧为信号解耦器机柜，安装信号解耦器盒子和电源盒子。右图，高压机柜到解耦器机柜之间的 SHV 高压走线。两台 SY4527 高压机箱上下排布安装在同一个机柜上，每台机箱各自安装一个 A7030N 的负高压输出插件和 7-8 块 A7030P 正高于输出插件。机箱上部按照正反安装有 13 套 R648 高压扇出模块，正向安装 7 个模块，反向安装 6 个模块。 104
- 图 5-58 用于电子学设备制冷的四台空调风机。四台空调风机出风口在水罐人孔上方，空调的温度调，并且我们在两台高压机箱之间、服务器机柜、VME 机箱间以及空调出风口安装有 6 个 PT100 温敏电阻用于实时监测空调房内部的温度。 ..... 104
- 图 5-59 左，通过三高斯函数拟合得到的 PMT 单光电子能谱 (原始能谱)。右，利用单光电子增益对单光电子能谱归一化后拟合的能谱。 ..... 106
- 图 5-60 左，利用 LED 刻度得到的新老解耦器对应的光电倍增管单光子增益比，设计中放大器放大倍数 1.5，根据 LED 测试结果，图中 366 道新老解耦器对应的单光子增益比中绝大部分在 1.555 附近。只有其中一个通道的增益比为 3.09，另有两道增益比在 1.75。右，更换新解耦器后光电倍增管单光子增益的分布，绝大多数的通道在更换新解耦器后，单光子增益超过了 100 ADC，只有两道小于 90 ADC，其中只有一个通道为 58 ADC，另一个为 89 ADC，总共 366 道光电管增益的统计平均为 150. ADC，有两个通道的光电管关掉了。 ..... 107

图 5-61 左, 更换新解耦器以后, 单光电子能谱的能量分辨率分布, 总共 366 通道的统计平均值为 31.6%。右, 能量分辨率的比分布, 总共统计 366 通道的经放大器后光电管的单光电子能量分辨率平均降低了 1.034 倍, 能量分辨率略微变差。 .....	107
图 5-62 左, 同一道 3 英寸光电管的单光电子能谱在新 (红色线) 老 (蓝色点) 解耦器上的得到的分布, 图片引用自 <sup>[180]</sup> 。右, 统计 366 道新老解耦器得到的 pedestal 宽度比的分布。 .....	108
图 5-63 左, 更换新的解耦器后, 基线 RMS 分布的统计平均值为 2.55 ADC, 相对于 0.31 mV。 .....	109
图 5-64 CAEN V1725 数字化波形采集卡。图片摘自 CAEN 官网。 .....	109
图 5-65 由于 V1725B “温度自动校准” 引起的基线突变。 .....	111
图 5-66 上, 实验测试阶段, 出现基线突变的通道数目统计。下, 首次基线突变出现的时间。在软件触发模式下测试显示, 所有的 32 块 V1725B 上面的读出通道均会出现基线跳变, 在一次采数中跳变的次数各有不同。一般而言, 首次出现基线跳变往往发生在开始采数 2 $\mu$ s 的时间以内。 .....	111
图 5-67 差分时钟板 (左) 和单端时钟扇出模块 (右)。时钟板给数字化波形采集卡提供同步的外部时钟信号。后者给波形采集卡分发 “开始取数” 信号和外触发信号。 .....	112
图 5-68 左, 时钟同步性测试示意图。右, 时钟同步测试结果。 .....	113
图 5-69 DAW 动态波形采集算法示意图。图片摘自 CAEN 官网 V1725 手册。 .....	113
图 5-70 左, 从 PandaX-4T 探测器里面 3 英寸光电倍增管上采集到的一个典型的单光电子的波形。右, 20 ADC counts 的触发阈值下采集到的 3 英寸光电倍增管的单光电子波形幅度大小的分布。 .....	114
图 5-71 PandaX-4T 实验原始数据时间排序算法示意图。整个排序流程分为两级, 第一级排序共有 16 个线程同时进行, 每个线程都可以负责 32 个通道 (对应 32 块数据采集卡) 的数据排序, 按照时间顺序分别将每个线程中的数据写入各自的缓存。第二级排序再对 16 个缓存中的数据排序, 最后写入磁盘。 .....	115
图 5-72 PandaX-4T DAQ 采数控制界面。网页端 IP 为 R930 服务器的 IP, 登录控制界面后, 先初始化 (Initialize), 再点击开始取数 (Start DAQ), 进入采数进程后, 网页端可以实时监控 “DAQ Control Main” 的状态, 以及数据采集后 “Event Builder” 的进程, 以及数据传输的总带宽等信息。 .....	116
图 5-73 PandaX-4T 试运行期间, 每个数字化波形采集卡的带宽 (单位:MB/s) 相对于时间的变化实时的存入数据库, 并将其打印在网页端。图片摘自 <sup>[180]</sup> 。 ...	117
图 5-74 在本底 Runs 数据中重建得到的 $^{131m}\text{Xe}$ 和 $^{129m}\text{Xe}$ 产生的 164 keV 和 236 keV 的 $\gamma$ 事例对应的能谱。该分布用三个高斯函数和来拟合 $\gamma$ 能峰, 并用一个指数函数来拟合连续本底。图片摘自 <sup>[180]</sup> 。 .....	118

- 图 5-75 左, 利用低光强 LED 刻度 R11410 3 英寸光电倍增管得到的单光电子波形的幅度 (横轴以 PE 为单位) 分布。图中拟合函数 (红色) 是一个双高斯函数分别用来拟合噪声 (蓝色) 和单光电子 (绿色) 的谱分布。黑色虚线为该通道的触发阈值。右, 单光电子信号的自触发效率和每道 3 英寸光电管对应的增益的分布。图中数据点是测量值, 红色的曲线和条带是根据测量结果得到的预测和不确定度。增益我们取单光电子原始波形积分的平均值。对于增益为  $100 \text{ ADC counts} \times 4 \text{ ns}$  对应的光电管增益约为  $4 \times 10^6$ 。…………… 119
- 图 5-76 左, 利用  $^{83m}\text{Kr}$  刻度数据重建得到的 20 keV 和 60 keV 事例的探测器内部的位置分布。右, 重建的  $^{83m}\text{Kr}$  衰变后产生的两个转换电子沉积的总能量为 41.5 keV 能峰。…………… 120
- 图 5-77 一个典型的  $^{83m}\text{Kr}$  衰变事例的波形。S1 信号包含了两个脉冲, 第一个脉冲 32.1 keV 的转换电子发射, 第二个脉冲为 9.4 keV 的转换电子, 两个转换电子的发射时间相差 154 ns 的半衰期。…………… 120
- 图 5-78 蒙卡模拟 PandaX-II 实验中有无外触发效率对应的暗物质质量  $m_\chi = 20 \text{ MeV}$  时, WIMP 和电子散射事例 S2 信号的能谱。红色区域代表无触发时 S2 信号的事例分布, 蓝色区域代表加入外触发效率以后 S2 信号的分布。…………… 122
- 图 5-79 NEST 2.0<sup>[146]</sup> 模拟 PandaX-4T 实验中有无外触发对应的暗物质质量  $m_\chi = 40 \text{ GeV}$ , 传播子质量  $m_\phi = 10 \text{ MeV}$  时, 自相互作用暗物质事例 S2 信号的能谱。红色阴影区为没有外触发效率时情形, 蓝色网格区为有外触发效率影响下的情形。…………… 122

## 表格索引

表 1-1	现有暗物质直接探测实验对暗物质与核子散射截面的最强限制结果总览。表格中除了 PandaX-4T 自旋不相关的结果有更新之外 <sup>[51]</sup> ，其他的结果均转载自 <sup>[52]</sup> 。另外 CDEX 的结果来自于 <sup>[53]</sup> 。.....	12
表 3-1	惰性气体部分物理性质参数。数据来自: WebElements。.....	29
表 3-2	电子在液氙中主要的特征参数。表中主要参数来自于 <sup>[105]</sup> 。.....	33
表 3-3	Pandax-II 实验各暗物质取数各阶段探测器参数光子探测效率 (PDE)，电子拽出效率 (EEE)，单电子增益 (SEG) 的总览表。.....	39
表 4-1	PandaX-II 暗物质直接探测器实验在各个 Run 期间在 FV 内的本底汇总表。其中 <sup>3</sup> H 是通过拟合数据得到的 <sup>[139]</sup> ，其他电子反冲本底是独立估计的。电子反冲和中子本底是在 0-25 keV 区间估计的。偶然符合本底和表面本底是估计的能区窗口是，S1∈ (3,45)，S2∈ (100(raw),10000) PE。其中 1 mDRU = 1 × 10 <sup>-3</sup> evt/keV/day/kg。Run 9 和 Run 10 的总的 flat ER 本底是各项的加和，而 Run 11 总的 flat ER 是根据能区在 20-25 keV 间的数据估计得到的。数据转载自 <sup>[107]</sup> 。.....	44
表 4-2	Runs 9, 10 and 11 经过各种筛选条件后留下的事例数。数据转载自 <sup>[107]</sup> 。.....	44
表 5-1	PandaX-4T 实验各主要材料的放射性水平，表中放射性活度单位为: mBq。表格摘自 <sup>[168]</sup> 。.....	63
表 5-2	Pandax-4T 实验中用到的刻度源以及主要参数和用途。.....	70
表 5-3	PandaX 暗物质直接探测实验中电子学和 DAQ 系统从 PandaX-I 到 PandaX-4T 的演变。PandaX-I 和 PandaX-II 使用相同的系统。其中触发系统于 2017 年升级，触发阈值从 4 个电子降低到 2.5 个电子 <sup>[179]</sup> 。.....	77
表 5-4	PandaX-4T 实验 3 英寸光电倍增管分压器在各个测试环节淘汰掉的数量以及各测试环节通过测试的分压器。其中高温烘烤后淘汰掉了 24 片，DAQ 高压测试打火淘汰掉了 32 片，有 8 片分压器发现打火现场，24 片存在焊接以及外观问题，另外还 49 片 DAQ 打火测试环节是在现场安装之前完成的，这里没有统计。在低温测试中共淘汰掉 42 片电容存在问题的分压器。.....	87
表 5-5	在放大器电路和解耦电容之间的针对信号反射问题进行的不同电阻器配置的测试。测试显示，只要放大器电路和解耦电容之间的信号通路的等效阻抗为 50 Ω，便不再出现信号反射问题，而当等效阻抗为 100Ω(大于 50) 时出现与脉冲信号极性相同的反射信号 (负反射脉冲)，当等效阻抗为 25 Ω(小于 50) 时，出现与脉冲信号极性相反的反射信号 (正反射脉冲)。.....	98
表 5-6	同类型液氙直接探测实验电子学对照一览。表格中 PandaX-4T 的电子学信息来自于 <sup>[180]</sup> ，XENON1T 的 DAQ 信息来自于 <sup>[193]</sup> ，LZ 的电子学相关信息来自于 <sup>[194, 195]</sup> 。.....	121

## 第一章 引言：暗物质简介

探索宇宙未知是人类社会的本性，可以说自从有了人类文明，就有了对星空的仰望，对自然规律的思考。上世纪二三十年代，“笼罩在物理学大厦上的两朵乌云”，揭开了二十世纪近代物理学史上最重要两大发现，即爱因斯坦相对论力学的创立和薛定谔、海森堡、玻尔等人共同建立的量子力学。狄拉克巧妙地将量子力学和狭义相对论结合起来，开创了相对论量子力学，其预言的正电子被安德森发现，人类认识微观世界的大门被彻底地打开。在这近百年的时间里，粒子物理和宇宙学历经了科学史上最为繁荣的发展，理论和实验上相继出现了跨时代的重大发现，譬如标准模型的建立、宇宙加速膨胀的发现、中微子的振荡、希格斯粒子的发现、引力波的测量、第一张黑洞照片等等，人类对物质世界的认知似乎接近“完美”。但正如李政道先生讲的那样，“二十一世纪笼罩在物理学上的两朵新的乌云”，人类在认知更加宏观的天体和宇宙时遇到了新的困惑。2018年欧洲宇航局公布的普朗克卫星最新的探测数据显示，宇宙中可见物质仅仅占总能量的4.9%，这些可见物质包括了星际间的气体，重子、中微子等(标准模型里的基本粒子组成的物质)，暗物质占26.8%，而暗能量的占比高达68.3%<sup>[1]</sup>。暗物质和暗能量被称为物理学新的“两朵乌云”，被认为是超出标准模型的新物理之一。寻找暗物质已经成为了21世纪物理学界最热门的课题之一。

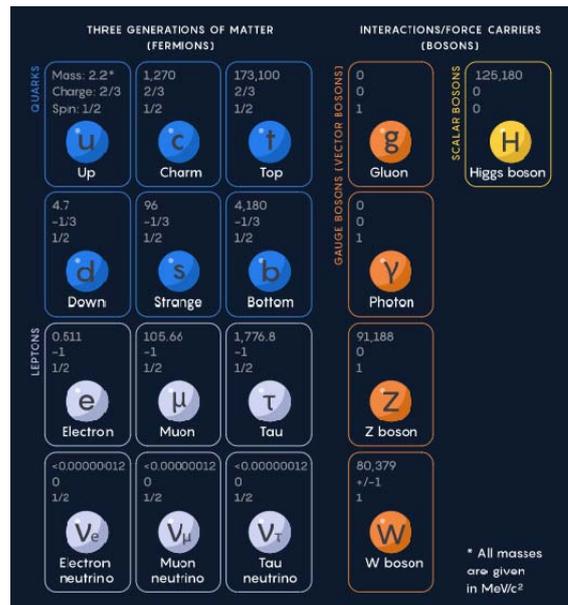


图 1-1 标准模型图，来自于 Quanta Magazine<sup>[2]</sup>。

目前为止，我们对暗物质的属性仍然知之甚少，但是通过天文学的观测，我们依然得到了暗物质所具备的一些基本特征。首先，暗物质是有质量的，天文学家通过引力透镜效应对大量星系团的观测表明，那些不发光的区域存在很大的质量分布；其次，暗物质不发光，我们无法通过红外或者紫外线等发射或者接收电磁波的望远镜以及相关的手段观测到它；再者，主流的理论认为暗物质与普通物质之间存在极其微弱的相互作用，这给我们直接探测暗物质带来希望，同时也带来了巨大的挑战。此外，暗物质的寿命必须很长，长到可以和宇宙的时间尺度相比。

有关暗物质的候选粒子有很多种,例如轴子(axion)、惰性中微子(sterile neutrino)等,被广泛接受的暗物质候选粒子的是一种被称作弱作用重粒子(Weakly interacting massive particles, WIMPs),由于暗物质粒子与标准模型粒子间的相互作用极其微弱,因此实验上探测难度相当大。此外,自相互作用暗物质模型(Self-interacting dark matter, SIDM)可以解决冷暗物质模型遇到的诸多困难,在近年来的研究中备受关注。

在本章节中,我们将首先介绍暗物质存在的天文学观测证据,包括人们在早期的探索历史、星系旋转曲线、引力透镜效应、宇宙微波背景辐射四个方面的内容。其次介绍暗物质可能存在的候选粒子,将从暗物质所具有的物理学性质出发,介绍现有理论中合理的暗物质候选者。最后介绍暗物质的实验探测,分为对撞机探测、间接探测、直接探测,此外还将介绍世界上现有的各种探测方法和代表性实验的现状、结果以及未来发展的趋势等。

## 1.1 暗物质存在的证据

### 1.1.1 早期的探索

人类很早之前就对暗物质展开了探讨,只不过人们一开始称之为暗云或者暗星云,1877年安杰·洛赛齐(Angelo Secchi)在其自传中将其描述为“暗质量”(dark mass)<sup>[3]</sup>。但是瑞士裔美籍天文学家弗里茨·兹威基(Fritz Zwicky)被公认为暗物质领域最著名的先驱,出自于他的与暗物质相关的研究著作被广泛地引用。他在1933年,研究了Edwin Hubble和Milton Humason发表的各种星系团的红移<sup>[4]</sup>,并注意到Coma星系团内的八个星系的线速度存在很大的弥散现象,其差异超过2000 km/s<sup>[5]</sup>。弗里茨·兹威基首次将维里定理应用于星团质量计算。他估算了Coma星团的总质量是观测到的星系数量和一个星系的平均质量的乘积(Hubble建议的 $10^9$ 倍的太阳质量)。在他计算下,该系统的物理尺度为 $10^6$ 光年。同时他还计算了Coma星团的平均动能和速度弥散,发现在 $10^6$ 光年的球形体积内,800个具有 $10^9$ 倍太阳质量大小的星系的速度弥散应当是80 km/s,但是,实际观测到的速度弥散却在1000 km/s上下。由此,他推测暗物质远大于发光的物质的结论<sup>[5]</sup>。此外,弗里茨·兹威基在1937年的研究中完善和扩展了其对于Coma星团的分析<sup>[6]</sup>。弗里茨·兹威基提出了多种方法来确定星系的质量。他沿用了1933年提出的维里定理方法,并求解星系的平均质量。他计算得到的每个星系平均质量的下限为 $4.5 \times 10^{13}$ 倍的太阳质量。但事实上通过亮度观测到Coma星系团平均每个星系的质量是 $8.5 \times 10^7$ 倍太阳的质量。如果弗里茨·兹威基的计算是合理的,那么就证明,Coma星团存在大量的不发光的物质,并且质量远远超过了可见的发光物质。

无独有偶,同一时期,也就是1936年,辛克莱·史密斯(Sinclair Smith)对处女座星云(Virgo Cluster)的质量计算结果得出跟弗里茨·兹威基类似的结论。Smith计算得出的处女座星云中,星系的平均质量为 $2 \times 10^{11}$ 倍的太阳质量,但是,Hubble通过观测估计得到的却是 $10^9$ 倍的太阳质量。这种巨大差异给人们带来了困惑与不解,在他们研究之后很长一段时间,人们一直处于质疑和争论中。这种争论一直持续到1961年8月,这一年在美国圣巴巴拉(Santa Barbara)举办了关于星系系统不稳定性的会议,在这次会议上很多人接收了星系质量差异的真实性,并且认可星系团中不可见的物质占总质量超过90%。虽然暗物质假说没有被普遍接受,但却成功引起了更多的关注<sup>[3]</sup>。

二十世纪70年代,随着肯特·福特(Kent Ford)显像管光谱仪的开发,人们对星系团质量差异这一问题的认知才发生了根本性的改变<sup>[3]</sup>。薇拉·鲁宾(Vera Rubin)和肯特·福特(Kent Ford)用显像管光谱仪对仙女座星系进行光谱观测,他们把光学测量数据扩展到了距星系中心110弧分的地方,并将测量结果与罗伯特·罗伯茨(Roberts)<sup>[7]</sup>在1966年利用无线电测量的结果进

行了比对。1970 年鲁宾和福特发表的 M31 旋转曲线的观测结果<sup>[8]</sup> 代表人们对星系团质量差异问题认知上质的飞跃。

### 1.1.2 星系旋转曲线

根据牛顿万有引力定律和圆周运动可以得出，在盘状星系中恒星的公转速度满足  $v(r) = \sqrt{GM(r)/r}$ ，其中  $G$  为万有引力常数， $M(r)$  为运行半径  $r$  内所包含的物质质量，恒星运行的速度和距离星系中心的大小的开方根成反比关系。上世纪七八十年代，鲁宾、福特、贝格曼等天文学家通过观测星系旋转曲线 (galaxy rotation curve)<sup>[9-11]</sup>，发现了大量星系运行速度违背万有引力理论预言的现象，在当时成为暗物质存在最有力的天文学证据。

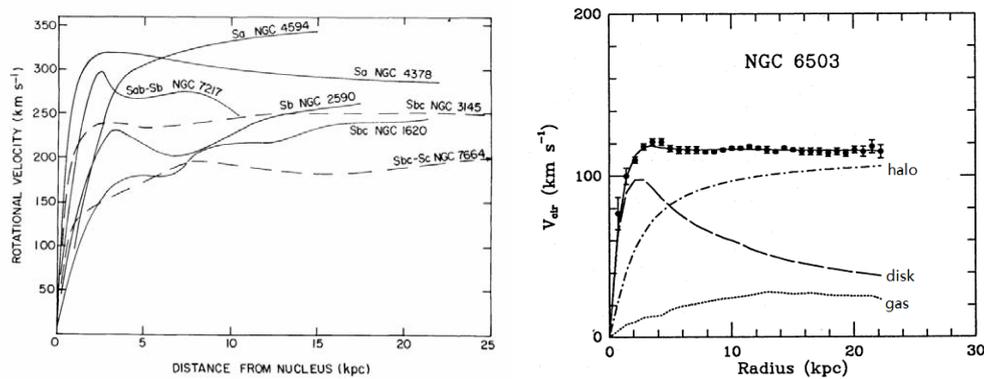


图 1-2 左图为 1978 年鲁宾和福特<sup>[9]</sup> 等人测量的高亮星系旋转曲线。右图为 NGC6503 的旋转曲线<sup>[11]</sup>。右图中实线为拟合曲线，包括三类引力的贡献：星系中发光物质(虚线)、暗物质晕(虚线加点)和星系中的气体(点)。如果不考虑暗物质晕的贡献，就无法解释星系外围星系旋转曲线表现为平坦的分布。

如图 1-2 左中鲁宾和福特等人的测量结果显示的那样，高亮星系的旋转曲线在星系外围趋于平坦，这表明星系中除了处于星系最中心的恒星外，多数恒星以一个较为恒定的速度公转。人们认为这些星系很可能被包裹在暗物质晕当中，暗物质晕模型可以很自然地解释观测到的星系旋转曲线与万有引力定律的矛盾，如图 1-2 右所示的那样，考虑暗物质晕模型预言的曲线可以很好的和观测数据对应起来。星系外围的暗物质晕给恒星提供了额外的向心力，保证了外围的物质保持相对恒定的速度运动，从而弥补了万有引力定律预言的在星系外围物质运动速度的下降。鲁宾和福特的观测结果陆续被后来的天文学家所证实，很快大多数星系中存在暗物质晕这一事实被科学界所广泛的接受。

### 1.1.3 引力透镜效应

除了星系旋转曲线以外，天文学家还通过引力透镜效应观测到了暗物质存在的。根据爱因斯坦广义相对论，光线穿过大质量天体(比如星系团)时会发生“弯折”，因此人们可以利用这一点观测到来自大质量天体“背后”的发光物质，如图 1-3 左图所示，这也就是所谓的引力透镜效应 (gravitational lens effect)<sup>[12, 13]</sup>。图 1-3 右图是 2019 年 4 月 10 日公布的人类迄今为止拍摄到的第一张黑洞的照片<sup>[14]</sup>，爱因斯坦广义相对论又一次预言成功。天文学家们同样可以利用引力透镜的效应来测量宇宙中暗物质晕的空间分布，并通过相应的数据分析就可以估计星系中暗物质与普通物质的比例。

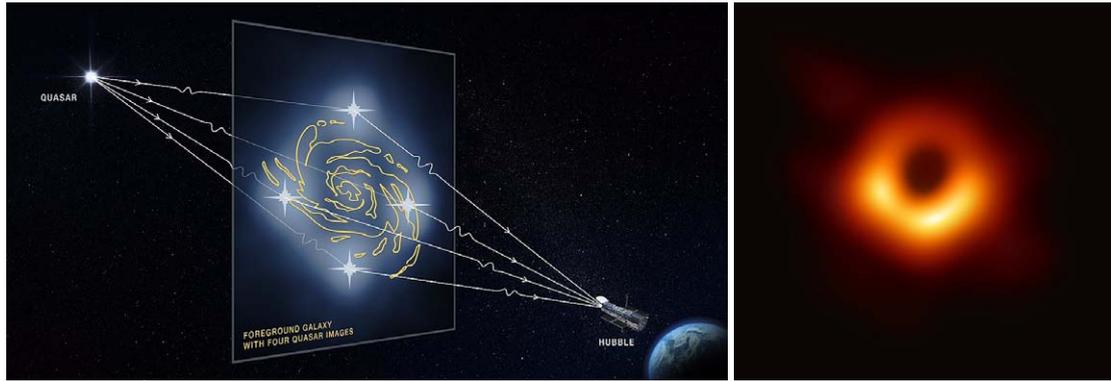


图 1-3 左图为关于引力透镜原理的示意图，图片来源于 Wikipedia<sup>[15]</sup>。右图为 2019 年 4 月 10 日公布的迄今为止人类拍的第一张黑洞的照片<sup>[14]</sup>。图中可以清晰的看到由引力透镜效应光经过黑洞之后产生的扭曲现象。

目前所有利用引力透镜原理观测的结果中，最值得一提的是对子弹星系团的观测，也是迄今天文观测得到的对于暗物质存在最为有力的证据<sup>[16]</sup>。子弹星系团是两大星系碰撞之后的产物，对于子弹星系团的观测结果是通过 X 射线成像技术和引力透镜成像技术的结合起来产生的，如图 1-4，图中红色轮廓是 Chandra X 射线望远镜观测到的碰撞后残留的重子物质的空间分布，蓝色轮廓是通过引力透镜原理测量结果重建后得到的引力物质的空间分布。对比子弹星系团的观测结果可知，两个星系团在碰撞之后引力物质的分布并没有屈从于重子物质的分布，事实上总得引力质量分布的中心和重子物质的中心偏移了  $8\sigma$ ，这充分证明了子弹星系团中存在着大量的不可见的物质存在。

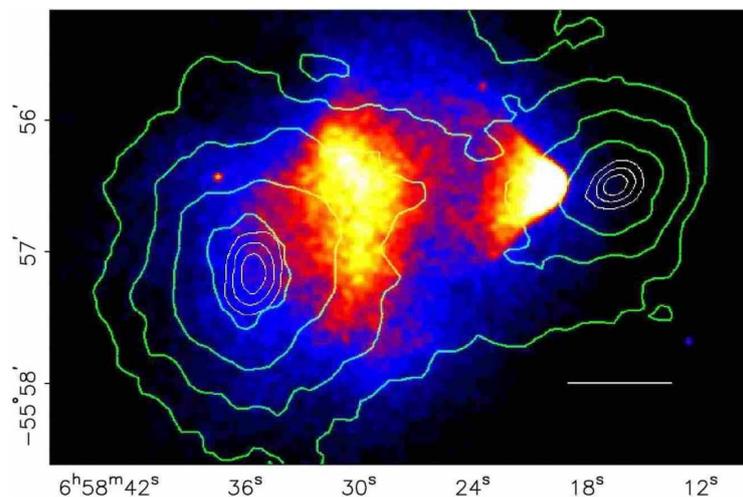


图 1-4 子弹星团，红色的区域为热重子气体发出的 X 射线分布，蓝色区域是引力透镜效应观察到的引力物质的分布，绿色轮廓表示是用引力透镜信号重建出来的引力物质按照质量等比例的投影，图片来源于<sup>[16]</sup>。

### 1.1.4 宇宙微波背景辐射

宇宙微波背景辐射 (Cosmic Microwave Background, CMB) 来源于宇宙大爆炸约 38 万年后残存的原初等离子体所释放出的热辐射。宇宙自产生起在过去的 137.5 亿年的时间里一直

在膨胀，导致早期的热辐射发生了红移并处于微波频率<sup>[17]</sup>。CMB 的观测结果对宇宙的演化提供了重要的依据，使得宇宙大爆炸理论得确立。现代宇宙学理论认为宇宙大爆炸后原初气体的温度和压强都太高不足以形成小结构的天体，必须要有一种非相对论性(冷)的暗物质参与到大尺度结构的形成中才能演化出现在的宇宙结构。随着宇宙在演化的过程中因不断的膨胀而冷却，当温度达到某个临界点，原初重子气体中的质子与电子开始结合形成原子。此时大爆炸产生的原初热辐射将不再被物质吸收，因而这些热辐射就会被保存下来，在宇宙中经过亿万年的传播后，就可以被现在的探测器探测到。总体上来讲，当今宇宙的温度分布是均匀的、各向同性的，但宇宙的在一定范围内仍然存在着温度涨落，高分辨率地测量这些温度涨落可以得到宇宙早期演化的重要信息。

宇宙微波背景辐射的各向异性理论上可以看成是宇宙初期光子-重子离子体在重力的作用下相互碰撞产生的声学振荡<sup>[18]</sup>，重子物质和暗物质通过引力相互作用对宇宙微波背景辐射的各向异性产生一定的作用，如图 1-5 中温度分布的不均匀性(亮点和暗点)。利用  $\Lambda$ CDM 宇宙模型来拟合幂频谱，图 1-5，人们得到了重子物质、暗物质以及暗能量的密度参数<sup>[19]</sup>，所有可见物质仅仅占宇宙总能量的 4.9%，暗能量占宇宙总能量的 68.3%，暗物质的占比为 26.8%。

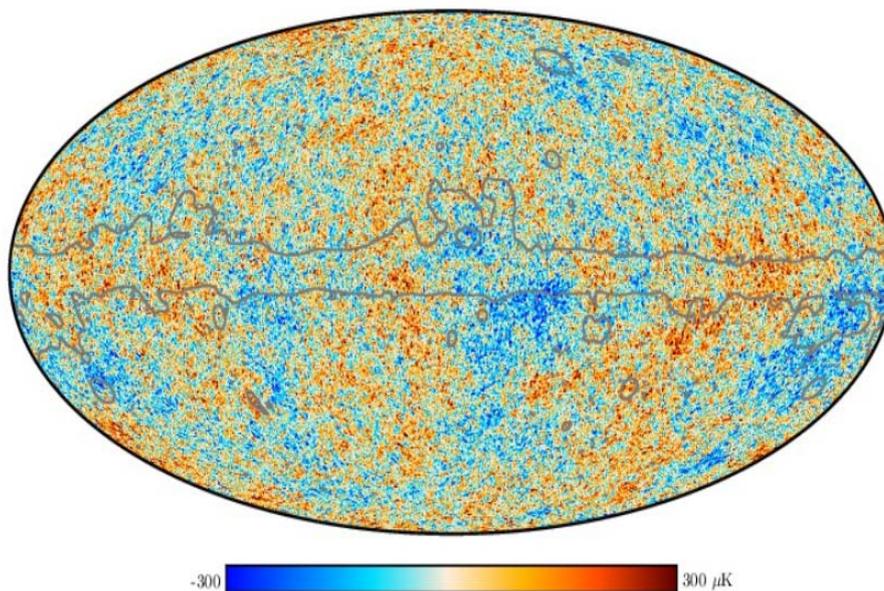


图 1-5 Planck 实验组在 2018 年公布的全周天宇宙温度差分布<sup>[1]</sup>。

## 1.2 暗物质可能的候选粒子

有关暗物质的候选者有很多种，这里我们只以弱作用重粒子、惰性中微子、轴子、自相互作用暗物质粒子为例做简要介绍。

### 1.2.1 弱作用重粒子

弱作用重粒子 (WIMP) 是目前研究最多最为热门的暗物质候选者，WIMP 质量在  $m_{weak} \sim 10 \text{ GeV-TeV}$  范围内。如果 WIMP 存在并且稳定，那么自然产生的残留密度和暗物质所需的密度是一致的，这个巧合，被称为 WIMP 奇迹。主流理论认为 WIMP 是一种冷

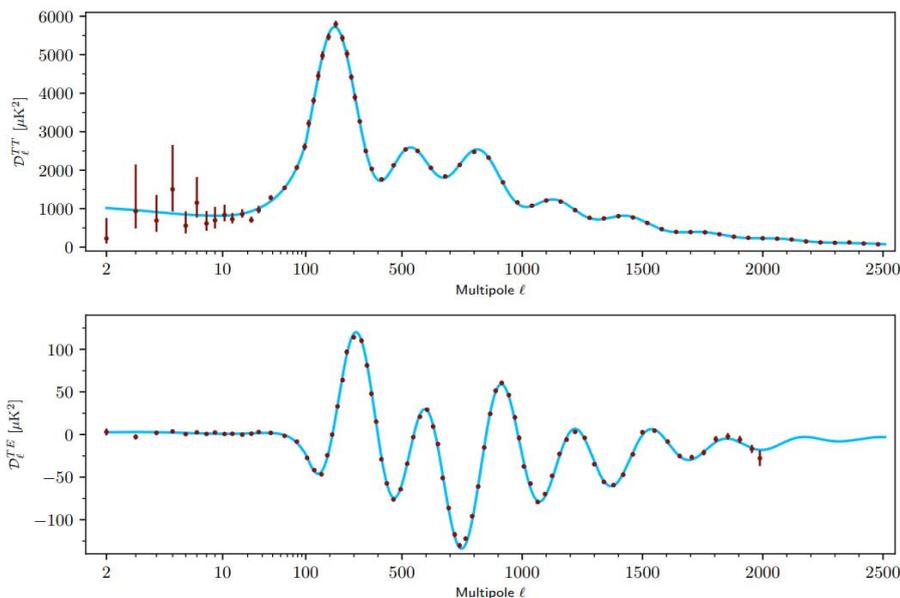


图 1-6 Planck 实验组在 2018 年给出的通过球谐展开 CMB 周天不均匀性所得到的幂频谱<sup>[1]</sup>。

暗物质，为宇宙大爆炸后的热产物的遗迹，其粒子数  $n$  密度的演化过可以用玻尔兹曼方程描述<sup>[20, 21]</sup>:

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma_a v \rangle [n^2 - n_{eq}^2], \quad (1-1)$$

式中  $n$  是暗物质粒子  $\chi$  的粒子数密度， $H$  是哈勃常数， $\langle \sigma_a v \rangle$  为暗物质通过自相互作用平均热湮灭截面的大小， $n_{eq}$  是暗物质在热平衡状态下的粒子数密度。方程 1-1 等式右边第一项代表宇宙的膨胀造成的暗物质密度的稀疏，第二项中  $n^2$  的部分代表暗物质自相互作用湮灭到标准模型粒子的过程， $n_{eq}^2$  项是上述过程的逆过程的贡献，也就是标准模型粒子湮灭到暗物质的过程。宇宙早期处在一个稠密而炽热的热平衡状态，暗物质和标准模型粒子的丰度是相当的。当宇宙温度冷却到暗物质粒子质量  $m_\chi$  以下时，暗物质粒子的数量以玻尔兹曼指数  $e^{-m_\chi/T}$  形式衰减。同时伴随着宇宙的膨胀，宇宙变得如此之大以至于暗物质粒子的气体变得如此稀薄，而无法彼此湮灭。此时暗物质粒子被“冻结”，并维持在一个恒定的数密度。值得一提的时，“冻结”也称为化学解耦，与动力学解耦不同，在热冻结之后，暗物质粒子的数量由于相互作用带来的改变可以忽略不计，但暗物质和其他粒子之间通过传播子进行能量交换的相互作用可能仍然有效。图 1-7 展示的是由方程 1-1 计算的冷暗物质数密度随时间、温度的演化。

根据宇宙大爆炸标准模型的计算，宇宙中残留暗物质的密度  $\Omega_\chi h^2$  可以被简化为<sup>[20, 21]</sup>:

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

若暗物质相互湮灭的截面在弱作用量级，即  $\langle \sigma_a v \rangle \sim 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 。其中  $v$  为暗物质相对速度。理论计算的暗物质密度正好和观测到的宇宙暗物质密度处于同一个量级，这一巧合便是所谓的 WIMP 奇迹，吸引了科学界的关注。

### 1.2.2 惰性中微子

由于中微子的质量过于微小并且速度太快，无法用来解释暗物质在宇宙中的质量。根据实验观测标准模型中的中微子都为左旋中微子，按照大统一理论模型<sup>[23]</sup>，中微子质量满

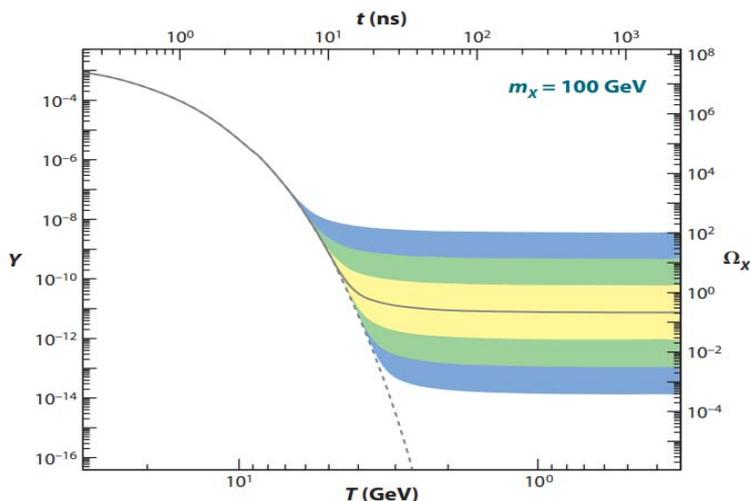


图 1-7 暗物质粒子数密度的演化，摘自<sup>[22]</sup>。暗物质质量  $m_\chi = 100 \text{ GeV}$  时，作为温度  $T$  (底部) 和时间  $t$  (顶部) 的函数，暗物质粒子的联动数密度  $Y$  左侧和演化产生的热残留密度  $\Omega_\chi$  (右侧) 的分布。灰色实线轮廓是用于产生正确残留密度的暗物质湮灭截面，不同的阴影区域代表了不同的截面大小。灰色虚线轮廓是达到热平衡时粒子的数密度。

足“跷跷板”(See-Saw)机制，也就是说存在一种大质量的右旋中微子以满足和左旋中微子的对称，即所谓的中微子 (Neutralinos)。惰性中微子质量与左旋中微子质量<sup>[24]</sup>成反比，其质量范围约在  $1 \text{ eV} \sim 10^{15} \text{ GeV}$  之间。按照大统一理论惰性中微子不参与强相互作用和电磁相互作用，但可以在引力相互作用和弱相互作用下与标准模型粒子发生反应。因为惰性中微子可以和普通中微子发生混合，所以它可以被间接探测到。

### 1.2.3 轴子

理论物理学家们在解决量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) 中强相互作用 CP 破坏问题时，为了得出了自发性对称破缺，而引入一种新的中性玻色子，即轴子 (Axion)<sup>[25-27]</sup>。据理论推测，轴子质量极低且非常稳定，宇宙中可能存在大量的这种粒子，可以用来解释暗物质的存在。

轴子可能与标准模型中的光子、电子、核子存在弱耦合，耦合强度依赖于模型。在强磁场中，轴子可以和光子相互转化，因此探测轴子的一种主要方法是在强磁场中观测轴子-光子转化行为。Axion Dark Matter eXperiment (ADMX) 实验就是利用微波共振腔来探测轴子的<sup>[28]</sup>。而在欧洲核子中心的 CERN Axion Solar Telescope (CAST) 实验就是利用大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 的强磁铁来探测太阳轴子，即在强磁场中探测来自太阳的轴子转换成的 X 射线光子<sup>[29]</sup>。

### 1.2.4 自相互作用暗物质

传统的弱作用重粒子 (WIMP) 是一种中性的粒子，彼此之间不存在任何的相互作用，暗物质和标准模型粒子之间的相互作用是一种接触型相互作用 (Contact interaction)。不同于传统的 WIMP 模型，自相互作用暗物质 (Self-interacting dark matter) 模型强调暗物质粒子之间存在相互作用，暗物质与暗物质粒子之间通过一个轻质量传播子  $\phi$  可以进行相互作用，传播子可以和普通物质粒子 (比如光子) 耦合，产生所谓的耦合型相互作用。并且暗物质有自

身的反粒子，暗物质粒子和其反粒子发生湮灭后产生一对轻质量传播子。更重要的是最近的研究表明，自相互作用暗物质模型在解决诸如冷暗物质模型遇到的“小尺度结构”问题（“密度尖峰”问题、星系旋转曲线多样性问题、“too-big-too-to-fail”问题等）方面，有明显优势。

### 1.3 暗物质探测实验

如图 1-8 所示，从暗物质发生反应的过程出发，实验家采用了三种方式对暗物质展开探测，对撞机探测：将标准模型粒子加速到极高能量，通过碰撞产生暗物质粒子。实验中无法直接探测到暗物质粒子的信号，但是可以通过被暗物质粒子带走的能量、动量缺失来判断暗物质粒子的产生；间接探测：探测暗物质粒子湮灭之后产生的高能伽马射线、正负电子对、高能中微子等标准模型粒子；直接探测：探测暗物质和标准模型粒子碰撞后产生的光、电、热等物理信号。

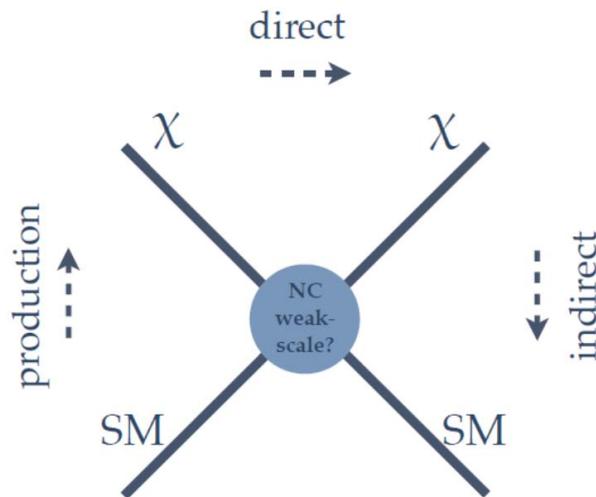


图 1-8 三种探测暗物质粒子的方法示意图。(1) 通过探测暗物质与普通物质碰撞产生的信号，称为直接探测；(2) 通过探测暗物质粒子湮灭之后产生的标准模型粒子，称为间接探测；(3) 探测标准模型粒子对撞之后的能量损失，称之为对撞机探测。

#### 1.3.1 对撞机探测

大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 是当今世界上规模最大、能量最高的强子对撞机，2012 年 LHC 可以将质子束流的能量加速到 4 TeV (质心系总能量 8 TeV) 进行对撞，ATLAS 和 CMS 两个实验组各自独立地找到了最后一个标准模型预言的粒子，希格斯玻色子，填补了标准模型里面的最后一块“拼图”。2015 年 LHC 进行升级改造后，将质子束流能量加速到 6.5 TeV (质心系总能量 13 TeV)。原则上讲，如果粒子的反应符合物理规律并且存在，碰撞的能量足够高，LHC 就可以产生出任何一种粒子。考虑典型的暗物质粒子，质量在 GeV~TeV 范围，因此 LHC 是可以通过强子对撞产生暗物质粒子。

因为暗物质与标准模型粒子相互作用的概率太小了，即使 LHC 上通过对撞产生了暗物质粒子，几乎不可能和普通物质相互作用，所以在 ATLAS、CMS 探测器上是不能直接探测暗物质粒子的。而能量是不可能凭空消失的，如果在 ATLAS、CMS 探测器上观测到能量和

动量的缺失，那么就很有可能是被暗物质粒子带走了。ATLAS 和 CMS 实验组<sup>[30-34]</sup> 发布了他们在 LHC 对撞机上对暗物质搜寻的分析结果，均未找到超出本底预期的暗物质事例。

### 1.3.2 间接探测

间接探测是探测暗物质湮灭之后产生的正负电子对、伽马射线、中微子、反质子等粒子。间接探测暗物质的实验目前世界上有很多，按照探测的信号对这些实验进行分类，有如下几类：

1. 探测宇宙射线中超出本底的伽马射线。代表性的实验有：美国的 Fermi Large Area Telescope(Fermi-LAT) 项目<sup>[35]</sup>，位于智利的 High Energy Stereoscopic System(H.E.S.S) 实验<sup>[36]</sup>，位于中国西藏的羊八井实验 (Yang-Ba-Jing Cosmic Ray Observatory,ARGO-YBJ)<sup>[37]</sup>；

2. 测量外太空正电子和电子的能谱。代表性的实验有：暗物质粒子探测卫星“悟空”(Dark Matter Particle Explorer,DAMPE)<sup>[38]</sup>，PAMELA 实验 (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)<sup>[39]</sup>；

3. 测量宇宙空间中反质子和质子的能谱。代表实验为国际空间站上的阿尔法磁谱仪 (Alpha Magnetic Spectrometer,AMS-02)<sup>[40-44]</sup>；

4. 探测暗物质衰变之后产生的中微子。代表性实验为 IceCube 中微子探测实验<sup>[45]</sup>；美国的 Fermi-LAT 实验作为费米伽马射线空间望远镜 (Fermi Gamma-ray Space Telescope, FGST) 项目的实验之一，可以探测来自于宇宙空间的能区在 20 MeV ~ 300 GeV 的高能伽马射线。Fermi-LAT 自 2008 年以来，在能区 1 ~ 2 GeV 的范围内发现了超出标准天文观测的伽马射线，但是目前的尚无法确定这些超出的伽马射线的来源是暗物质湮灭还是超星系爆炸<sup>[46]</sup>。图 1-9 为 Fermi-LAT 通过对银河系内矮星系 (dwarf spheroidal satellite galaxies, dSphs) 伽马射线观测数据的分析，给出的对 WIMP 暗物质湮灭截面的限制<sup>[35]</sup>。

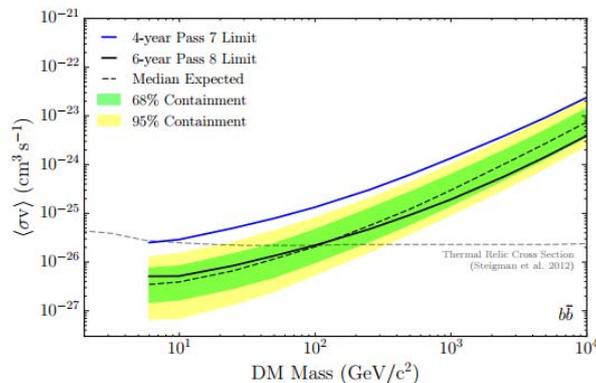


图 1-9 Fermi-LAT 实验得到的暗物质湮灭截面 ( $b\bar{b}$  衰变道) 随着暗物质质量的上限<sup>[35]</sup>。

中国的暗物质探测卫星“悟空”号在 530 天的运行数据中，记录了 150 万个能区在 25 GeV~ 4.6 TeV 之间的宇宙线正负电子对<sup>[38]</sup>，如图 1-10 所示，能谱中包含了 Fermi-LAT 实验，H.E.S.S 实验和 AMS-02 实验的观测结果。可以看出“悟空”号的能谱在 1.4 TeV 处有突起，有可能是来自于暗物质湮灭的信号<sup>[47]</sup>。

AMS 合作组是著名华裔科学家，诺贝尔物理学奖得主丁肇中教授领导的实验团队，其实验设备阿尔法磁谱仪搭载在国际空间站上。如图 1-11 所示，AMS-02 观测到的  $\bar{p}$  能谱，同时图中还包括了  $p$ ， $e^-$ ， $e^+$  的谱<sup>[43]</sup>。研究认为，这些反质子超出现象很可能是 GeV 量级的暗物质粒子湮灭产生的<sup>[48, 49]</sup>。

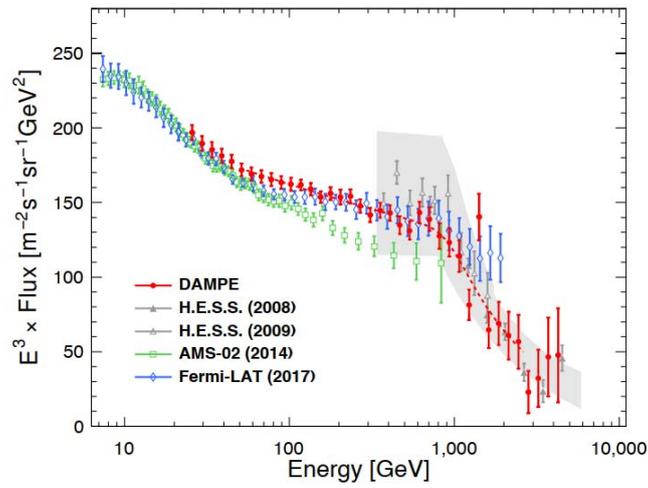


图 1-10 我国暗物质探测卫星“悟空”号采集到的高能宇宙线电子和正电子能谱<sup>[38]</sup>。在横轴能量约 1.4 TeV 的地方有统计上的鼓包(红色), 疑似暗物质粒子湮灭的信号, 需要更多数据进行确认。

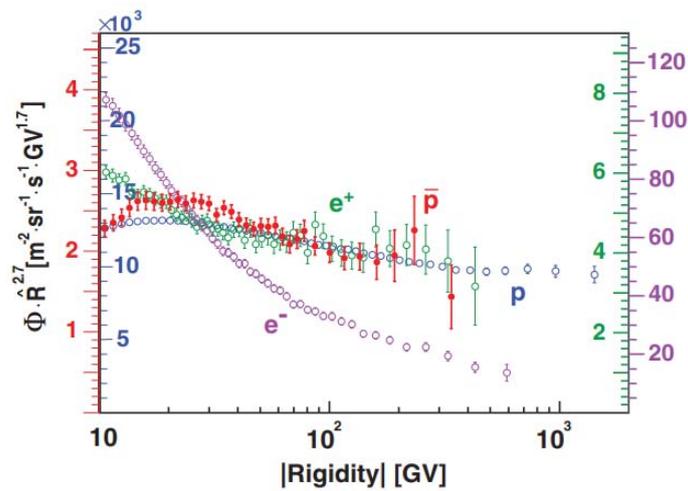


图 1-11 AMS-02 实验观测到的质子(蓝色圈)、反质子(红色点)、电子(紫色圈)、正电子(绿色圈)能谱<sup>[43]</sup>。

IceCube 是位于南极的中微子观测站，该实验项目包含架设在冰面上的 IceTop 切伦科夫探测器和冰面以下的 IceCube 光电探测阵列。冰面上面的切伦科夫探测器是为了否决掉来自宇宙线的信号，冰面下的光电探测阵列主要是为了探测中微子反冲产生的信号。2015 年，IceCube 在 320 天的运行数据中，未找到明显超出本底预期的中微子信号，图 1-12 是来自 IceCube 对暗物质湮灭截面的上限<sup>[50]</sup>，图中包含了  $b\bar{b}$ 、 $\tau^+\tau^-$  以及  $\nu\bar{\nu}$  三种衰变道的探测灵敏度和湮灭截面的上限。

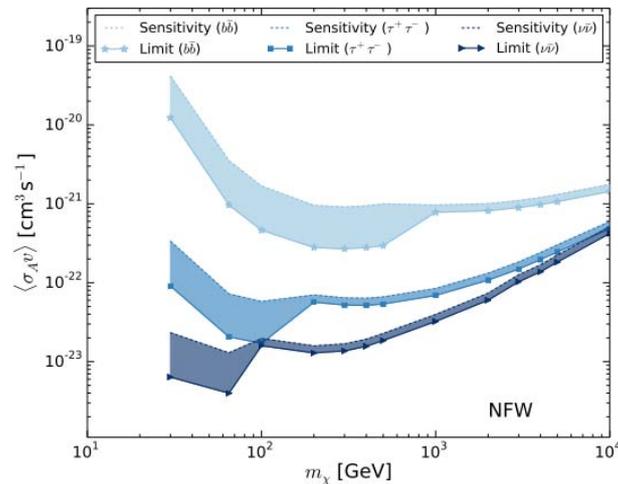


图 1-12 IceCube 中微子观测站对不同暗物质湮灭通道给出的灵敏度(虚线)和截面上限(实线)随着暗物质质量变化的分布<sup>[50]</sup>。

### 1.3.3 直接探测

#### (1) 实验特点

暗物质直接探测是探测暗物质粒子和标准模型粒子碰撞之后产生能量，这些能量以光、电、热等信号，标准模型粒子就是探测材料或者靶物质。由于暗物质与标准模型靶物质相互作用截面很小，碰撞发生的几率很低，而且暗物质与标准模物质碰撞沉积的能量在几个 keV ~ 20 keV 之间，所以暗物质直接探测实验具有以下特征：

**实验必须在低本底水平超低的条件下进行。**首先为了屏蔽宇宙线引起的大量高能事例，直接探测实验必须在地下进行，这样做就可以利用自然岩石层挡住来自于宇宙的高能粒子；其次，实验中所涉及的各种设备、器件和用到的材料都要经过严格的低本底筛选；最后，数据处理及分析阶段，利用各种放射性材料在探测器里面的信号特征、能量响应等，将其一一排除。

**低阈值探测。**首先，探测器靶物质对低能事例的灵敏度越高越好，例如液氙、高纯锗等；其次，探测器对微弱的信号或者说小信号要有足够的甄别能力，例如在液氙实验中，要求光电倍增管的量子效率越高越好，电子学触发阈值越低越好。

**探测器要保持长时间的稳定运行。**由于暗物质与普通物质碰撞的几率很小，长时间的稳定运行有利于增加实验曝光量。

暗物质直接探测实验是探测暗物质粒子和探测器靶物质材料碰撞后产生的能量，这些能量以光、电、热的形式被释放出来。所以如何探测这些光信号、电信号以及热信号就成了

直接探测实验的关键技术。我们根据实验中所涉及的技术，分别介绍当下世界上流行的暗物质直接实验。

实验组	靶物质	有效区域质量 [kg]	散射截面 [cm <sup>2</sup> ]	暗物质质量 [GeV]
自旋不相关高质量区 (> 5GeV)				
XENON1T	Xe	1042	$4.1 \times 10^{-47}$	30
PandaX-4T	Xe	2670	$3.8 \times 10^{-47}$	40
LUX	Xe	118	$1.1 \times 10^{-46}$	50
SuperCDMS	Ge	12	$1.0 \times 10^{-44}$	46
DarkSide-50	Ar	46	$1.14 \times 10^{-44}$	100
DEAP-3600	Ar	2000	$3.9 \times 10^{-45}$	100
自旋不相关低质量区 (< 5 GeV)				
LUX	Xe	118	$6.9 \times 10^{-38}$	2
XENON1T	Xe	1042	$3 \times 10^{-40}$	2
XENON1T	Xe	1042	$3.6 \times 10^{-41}$	3
DarkSide-50	Ar	20	$1 \times 10^{-41}$	2
SuperCDMS	Ge	0.6	$2 \times 10^{-40}$	2
CDEX	Ge	10	$8 \times 10^{-42}$	5
GRESST	CaWO <sub>4</sub> -O	0.024	$1 \times 10^{-39}$	2
NEWS-G	Ne	0.3	$1 \times 10^{-38}$	2
自旋相关 (质子)				
PICO60	C <sub>3</sub> F <sub>8</sub> -F	49	$3.2 \times 10^{-41}$	25
自旋相关 (中子)				
XENON1T	Xe	1042	$6.3 \times 10^{-42}$	30
PandaX-II	Xe	364	$1.6 \times 10^{-41}$	40
LUX	Xe	118	$1.6 \times 10^{-41}$	35
CDEX	Ge	10	$3 \times 10^{-36}$	5

表 1-1 现有暗物质直接探测实验对暗物质与核子散射截面的最强限制结果总览。表格中除了 PandaX-4T 自旋不相关的结果有更新之外<sup>[51]</sup>，其他的结果均转载自<sup>[52]</sup>。另外 CDEX 的结果来自于<sup>[53]</sup>。

## (2) 实验技术方法

### 一. 固体闪烁体探测器

固体闪烁体技术代表性的实验有 DAMA(DARk MATter) 实验和 CRESST(Cryogenics Rare Event Search with Superconducting Thermometers) 实验，两个实验都位于意大利戈兰萨索(Gran Sasso) 地下国家实验室。DAMA 实验使用掺铊 (Tl) 的高纯度碘化钠 (NaI) 晶体探测暗物质碰撞之后产生的光信号。CRESST 实验使用钨酸钙 (CaWO<sub>4</sub>) 晶体，在低温下探测暗物质碰撞产生的热能和光信号。

DAMA 实验可以分为两个阶段，DAMA 实验第一阶段使用了 100 公斤的碘化钠晶体，累积了 0.29 吨年的数据。在第二阶段，DAMA/LIBRA 实验将探测器升级到了 250 公斤，

由 25 个十公斤碘化钠晶体排成  $5 \times 5$  阵列，每个碘化钠晶体两端都装有低本底光电倍增 (Photomultiplier Tube, PMT) 收集碰撞产生的闪烁光信号。DAMA/LIBRA 实验自 2003 年 9 月开始，历时 7 年的数据采集，宣称搜集到了暗物质信号的年调制效应，但实验中的暗物质信号很快被其他实验排除了。

CRESST 实验也经历了两个阶段，在 CRESST-II 第二阶段的实验中利用了 33 个钨酸钙晶体模块，每个模块包含一个测量热量的低温热量计和一个探测光信号的光敏器件。实验初期发现了质量为 25.3 GeV 和 11.6 GeV 的疑似事例，但是在后续实验中，并未发现超出本底的事例。

## 二. 低温半导体探测器

CDMS(Cryogenic Dark Matter Search) 实验是典型的低温固体探测器的代表性实验，CDMS 探测器采用 mK 量级的超低温锗/硅半导体阵列，测量碰撞产生的电信号和热信号。CDMS 实验也是一系列直接探测 WIMP 暗物质的实验，包括 CDMS-I、CDMS II-Ge、CDMS II-Si 以及 SuperCDMS。第一阶段的 CDMS-I 实验位于美国斯坦福大学的地下隧道内；第二阶段的 CDMS II 实验位于明尼苏达州的苏丹矿井内；最近的 SuperCDMS Soudan 同样再苏丹矿井内，2011 年至 2015 年期间物理取数；下一代的 SuperCDMS SNOLAB 实验则位于加拿大萨德伯里中微子观测站 (Sudbury Neutrino Observatory Laboratory, SNOLAB)。

CDMS 实验的关键技术是采用锗 (Ge) 和硅 (Si) 衬底的半导体阵列探测器，并将探测器放置于 mK 级别的超低温环境下，每个探测器阵列包含 250 g 锗晶体和 100 g 的硅晶体。CDMS 实验与众不同的地方是，通过电离信号和热信号的比值来区分电子反冲和核反冲事例，从而区分来自于暗物质粒子的碰撞信号。当下接受度最高的暗物质模型 (WIMP)，被分为两种类型，一种是自旋相关 (Spin-dependent, SD) 的暗物质，另一种是自旋不相关 (Spin-Independent, SI) 的暗物质，其中自旋不相关的暗物质与原子核散射截面的大小与核子的数目直接相关，锗原子比硅原子有更多的核子数目，有更大的几率与暗物质发生碰撞。而中子与锗原子、硅原子碰撞的散射截面相当。这样就可以对比锗探测器单元和硅探测器单元中的核反冲事例率，从而得到来自于放射性本底产生的中子信号比例。SuperCDMS Soudan 实验提高了靶物质的质量，采用了交错的电极，在 Z 方向增加了探测电信号与热信号的传感器，提高了低本底事例的排除能量，相较于 CDMS II 对低本底事例的排除能力提高了一个量级。

CDEX(The China Dark Matter Experiment) 位于中国锦屏地下实验室，是利用 p 型点接触高纯锗探测器进行暗物质直接探测的实验<sup>[54-56]</sup>。CDEX-1B 实验最初利用 994 克的高纯锗进行暗物质直接探测，CDEX-10 有 10 公斤的 p 型点接触锗探测器，由三个探测器组成，每个探测器串带有三个锗晶体。整个探测器直接浸入液氮中。CDEX 实验的特点是对反冲能量为几 keV 的暗物质事例探测更加灵敏。2018 年 CDEX-10 公布了 102.8 公斤·天曝光量结果，对暗物质质量 5 GeV 的自旋不相关的暗物质与核子散射的截面给出了  $8 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$  的限制结果，对自旋相关的暗物质与核子散射截面给出了  $3 \times 10^{-36} \text{ cm}^2$  的限制结果<sup>[53, 54]</sup>。2019 年 CDEX 实验组利用 737.1 公斤·天和 1107.5 公斤·天曝光量的数据，分别以 160  $\text{eV}_{ee}$ 、250  $\text{eV}_{ee}$  的能量阈值，分析了 Migdal 效应主导的几个 GeV 量级质量自旋不相关的暗物质与核子散射截面大小。在 50 到 180 MeV 的暗物质质量区间，给出了 90% 的置信度水平下暗物质与核子散射截面的上限为  $2 \times 10^{-32} \sim 7 \times 10^{-35} \text{ cm}^2$ <sup>[57]</sup>。此外，CDEX 实验组还根据模拟分析研究了锦屏山实验室对暗物质探测的地球屏蔽效应<sup>[58]</sup>。CDEX 第三代实验将在 CJPL-II 期实验室 C1 厅 (见图 3-6) 开展，CDEX-100 锗探测器阵列将增加至 100 kg，其后续计划还将升级至 CDEX-1T。

## 三. 液态惰性气体探测器

由惰性气体构成的液体闪烁体探测器主要探测暗物质与原子碰撞之后产生的光信号和电信号。固体靶探测器(固体闪烁体技术、低温半导体技术)实验具有低能量阈值、高能量分辨率的优势,所以更适合探测低质量暗物质。接下来介绍的基于惰性气体构成的液体闪烁体探测器的特点和在暗物质探测上的优势<sup>[59]</sup>:

- 液态惰性气体探测器在鉴别核反冲与电子反冲有优势。由于核反冲和电子反冲在液态惰性气体中产生的光信号与电信号的能量比例不同,所以由惰性气体构成的液体闪烁体探测器对电子反冲和核反冲有很强的鉴别能力。

- 惰性气体化学性质稳定,不容易被氧化,气体成分纯净。惰性气体可以提高到很高的纯度,而且不易氧化,暗物质碰撞产生的电离电子在其中漂移可以获得很高的电子寿命。

- 液态靶物质有利于探测器大型化。就实验成本而言,晶体闪烁体和半导体探测器比惰性气体造价要高很多,探测器的体量不适宜建造至吨量级甚至几十吨量级。

- 由液态惰性气体构成的探测器有良好的自屏蔽效应,探测器外围的靶物质可以很好的将外部的放射性本底沉积下来,这样就保证了探测器内部维持低本底的环境,对大型探测器更具优势。

当前实验上主流的惰性气体有液氖、液氙以及液氙。采用液态惰性气体的实验也有很多,例如位于意大利戈兰萨索的 XENON 实验,美国的 LZ 实验,日本的 XMASS 实验,意大利的 DarkSide 实验,以及位于中国锦屏地下实验的 PandaX 实验等。液态惰性气体实验技术经过十多年的发展,已经形成了成熟的二相型时间投影室技术,可以同时探测到光信号和电离信号,在本底鉴别和位置重建方面表现突出,所以在较大质量的暗物质探测上具有更高的灵敏度。

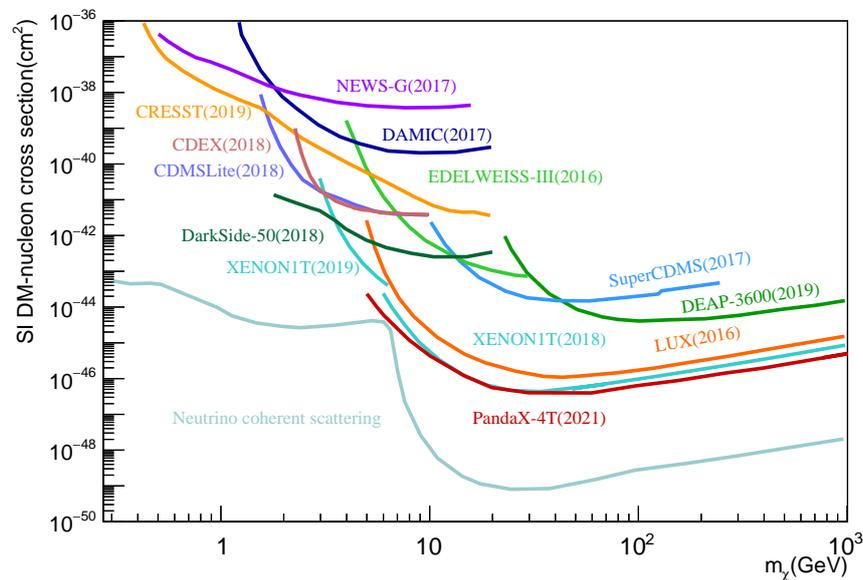


图 1-13 自旋不相关的暗物质与核子散射截面的上限随暗物质质量的分布图。图中概括了世界上现有的主要的暗物质直接探测实验团队最近给出的实验结果,暗物质质量涵盖了 0.3-1000 GeV 质量区间。由于图中只收录的是 2020 年以前公开发表的结果,所以直接探测灵敏度最强的限制曲线为 XENONIT(红色实线)在 2018 年发表的结果。图片数据来源于<sup>[52]</sup>, PandaX-4T 的实验结果来源于<sup>[51]</sup>。

XENON 暗物质直接探测实验在意大利戈兰萨索地下实验室, XENON 实验是将二相型液氙投影室技术最早运用在暗物质直接探测实验的合作组。其最近的 XENON-1T 探测器液氙的总量达到了 3.2 吨<sup>[60]</sup>, 2018 年 XENON1T 选取了有效体积  $1.30 \pm 0.001$  吨的液氙靶物质, 运行取数 278.8 天, 总曝光量 1.0 吨·年的暗物质探测数据结果<sup>[61]</sup>。XENON1T 的结果并未发现明显超出本底预期的暗物质信号, 在暗物质质量 30 GeV 给出了当时最强的限制结果,  $4.1 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ 。

PandaX 实验是位于中国锦屏地下实验室 (CJPL) 的以暗物质直接探测为主的实验, 包括位于 CJPL-I 期的 PandaX-I、PandaX-II, 以及位于 CJPL-II 的 PandaX-4T 实验。PandaX-I 和 PandaX-II 实验用的是同一套固体屏蔽体, 其中 PandaX-I 实验以 180 kg 液氙为探测器, PandaX-II 更大, 直径 60 cm, TPC 高度 60 cm, 总共 580 kg 液氙探测器靶物质, PandaX-II 期实验自 2016 年开始取数运行至 2019 年结束。目前 PandaX 暗物质直接探测实验已经进入 PandaX-4T 实验阶段, PandaX-4T 实验相比 PandaX-II 实验探测更大, 有更多的靶物质, PandaX-4T 实验探测器直径 1.2 m, 高度 1.2 m, 总共用到了 6 吨液氙, 其中有效区域液氙为 3.7 吨。2020 年 5 月 PandaX-4T 实验正式进入试运行阶段取数, 直至 2020 年 12 月。2021 年 8 月份 PandaX-4T 实验试运行取数的结果发布, 2021 年 12 月正式发表。PandaX-4T 探测器利用 3.7 吨的有效靶物质质量累积了 0.63 吨·年的曝光量, 在 5 至 100 keV 的低能核反冲能区, 总共收集到 1058 个候选事例, 未发现超出本底的事例, 在暗物质质量 40 GeV 处, 给出 90% 置信度水平的暗物质和液氙原子核反冲的截面上限为  $3.8 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ <sup>[51]</sup>。PandaX-4T 2021 年试运行期间给出的上限也是目前暗物质探测实验所达到的最强限制结果, 并且在 6 GeV 附近的暗物质质量区域接近中微子地板。

表 1-1 总结了部分来自直接探测实验给出的自旋相关和自旋不相关暗物质与核子散射截面的上限结果, 包括以液氙为探测器的 XENON1T、LUX、PandaX-II 以及 PandaX-4T 自旋不相关的散射截面大小, 以液氙为探测器靶物质的 DarkSide-50、DEAP-36000 实验, 还有以锗晶体为靶物质的 SuperCDMS 实验等暗物质直接探测实验最近发表的结果。图 1-13 显示了暗物质直接探测实验给出的自旋不相关暗物质与核子散射截面的排除曲线, 涵盖了 0.3-1000 GeV 暗物质质量区间。

在本章中, 我们从早期人们对宇宙星空的探索历史出发, 以星系旋转曲线、引力透镜效应以及宇宙微波背景辐射三个方面为主, 介绍了暗物质在天文观测中存在的依据。并根据天文观测到的现象, 总结出了符合这些天文观测现象的暗物质粒子所具有的必要特征, 根据这些特征, 本文进一步引入了暗物质可能的候选者粒子。同时引出了暗物质探测的三种方法, 即对撞机探测、间接探测和直接探测, 展开论述了这三种暗物质探测方法代表性的实验现状、所取得的成果以及未来的发展趋势。

## 第二章 自相互作用暗物质模型

本章节通过介绍自相互作用暗物质在相比于传统冷暗物质模型的突出优势，引出在实验上探测自相互作用暗物质的必要性和重要意义。首先从含宇宙常数的冷暗物质模型出发，介绍了冷暗物质模型在完善宇宙大爆炸理论和解释宇宙的起源以及演化过程中所扮演的重要而成功的作用。进而引出冷暗物质模型在解决“小尺度结构”问题时的不足，并以此为主线，论述了自相互作用暗物质在解决这些问题方面的优势和成功之处。最后阐述了在实验上探测自相互作用暗物质的方法和可行性。主要内容涉及自相互作用暗物质和氦原子的散射，包括暗物质间自相互作用的机制、自相互作用暗物质的粒子物理理论模型、实验探测现状。

### 2.1 宇宙大爆炸标准模型概述

现代天文学和宇宙学的研究表明<sup>[62]</sup>，宇宙来源于大爆炸，描述宇宙起源的理论学说被称为大爆炸宇宙学模型 (Big Bang cosmological model)。暗物质在现代宇宙学的构建中起到了核心的作用，其中  $\Lambda$  冷暗物质 ( $\Lambda$  Cold Dark Matter,  $\Lambda$ CDM) 模型通过将宇宙大爆炸模型的参数化，除了成功地预测了物质功率谱 (如图 2-1 所示) 以外，还成功地解释了诸多星系形成的重要方面，包括宇宙微波背景辐射的存在和结构特征、星系分布的大尺度结构、轻元素的丰度以及宇宙在加速膨胀<sup>[63, 64]</sup>。因此， $\Lambda$ CDM 也被称为是宇宙大爆炸的标准模型<sup>[65]</sup>。有关宇宙起源和演化的内容在第四章第五小节有详细的介绍，这里不再赘述。

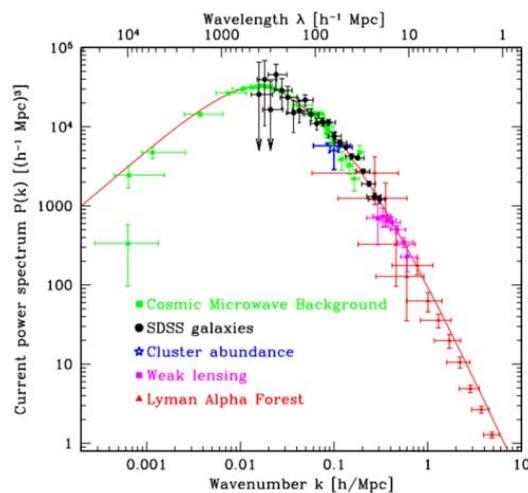


图 2-1 通过宇宙学测量推断出的物质功率谱。红线显示了最适合  $\Lambda$ CDM 宇宙学的简化五参数模型，假设平坦的空间几何形状和尺度不变的原始光谱，图片转载自参考<sup>[66]</sup>。

### 2.2 小尺度结构问题

$\Lambda$ CDM 虽然成功的解释了宇宙演化和形成的诸多方面，但是冷暗物质预测和天文观测之间仍然存在四个主要差异，包括星系尺度的“密度尖峰”问题、旋转曲线的多样性问题、失踪卫星问题等统称为“小尺度结构危机”。

### 2.2.1 密度尖峰

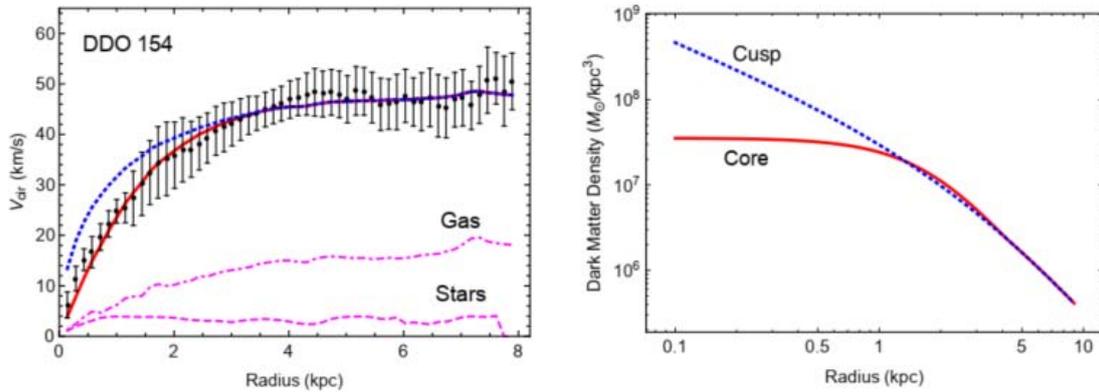


图 2-2 左图，矮星系 DDO 154 观测到的旋转曲线(黑点)。红色实线是拟合自相互作用暗物质模型，恒星(紫红虚线)以及气体(紫红点)的贡献得到的旋转曲线，和实际数据吻合的很好，说明自相互作用暗物质模型可以很好的解释“Core-Cusp”问题。蓝色点表示利用冷暗物质模型来拟合得到的旋转曲线，在中心区域和数据相差比较明显。右图，冷暗物质模型(蓝色点)与自相互作用暗物质模型(红色线)拟合的暗物质密度轮廓比较。图片来源于<sup>[62]</sup>。

冷暗物质模型中，暗物质晕的密度由 Navarro-Frenk-White(NFW) 似然函数<sup>[67, 68]</sup> 描述，

$$\rho_{dm}(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (2-1)$$

式 2-1 中  $r$  为径向坐标， $\rho_s$  和  $r_s$  分别是暗物质晕的特征密度和尺度半径。依据该函数模拟的冷暗物质晕的质量密度分布会向中心增加，暗物质晕中心距离  $r$  变小，暗物质密度变大，当  $r$  趋近于 0 时出现所谓的密度尖峰(cusp)现象。但是，根据星系旋转曲线的观测，暗物质晕中心是一个密度大致不变的球状结构的核(core)<sup>[69-71]</sup>，这与冷暗物质模型显然不符。如图 2-2 左矮星系 DDO 154 的旋转曲线，以及右图中的尖峰和核心剖面的拟合结果都可以说明这一问题。从左图考虑来自冷暗物质晕、恒星以及气体成分叠加之后的旋转曲线在暗物质晕半径很小的地方与观测数据存在明显的差异。但是考虑到自相互作用暗物质模型拟合的曲线与观测数据符合的非常好。此外，右图中可以明显的看到在半径越小的地方，暗物质密度分布对应的核心剖面和“尖峰”情形的显著差别。

### 2.2.2 旋转曲线的多样性

在冷暗物质模型中，具有内部层次结构的星系团，其暗物质晕往往也有结构，一旦最大旋转速度  $V_{max}$  固定，暗物质晕密度分布将在所有半径上完全确定。但是观察到的星系旋转曲线内部却表现出了相当大的多样性。如图 2-3(左)显示的那样，当旋转速度相当时，不同星系的暗物质晕的密度分布并非某一个定值，而是存在很大的差异性，例如在星系运行速度  $V_{max}$  约为 80 km/s 时，这种差异非常明显。此外，如图 2-3 所示，无论是冷暗物质模型还是流体动力学模型都无法解释，对于相同的最大旋转速度，星系总旋转速度存在很大的弥散这一事实。例如，当  $V_{max} \sim 70$  km/s 时，冷暗物质模型预测的  $V_{circ}(2kpc) \sim 50$  km/s，但观测到的星系旋转速度  $V_{circ}(2kpc)$  却从约 20 km/s 跨度到 70 km/s。

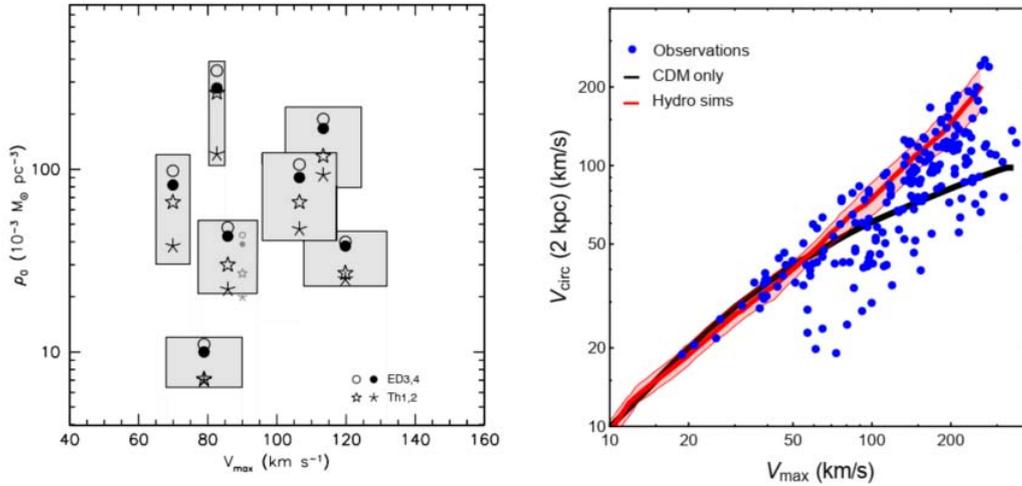


图 2-3 左图，七个典型的低亮度的星系的中心密度随着最大旋转速度的分布。图中每个符号代表了不同模型下暗物质晕的密度分布。从图中可以直观的看出，对于一个给定的模型，当  $V_{max}$  固定时  $\rho_0$  并不是一个常数。图片来源于<sup>[72]</sup>。右图，测量得到的星系总(平均)旋转速度与最大旋转速度的分布。黑色实线代表冷暗物质模型的结果，红线代表了宇宙学流体动力学模拟的结果<sup>[73]</sup>，蓝色的点为实际观测的数据。图片转自<sup>[62]</sup>。

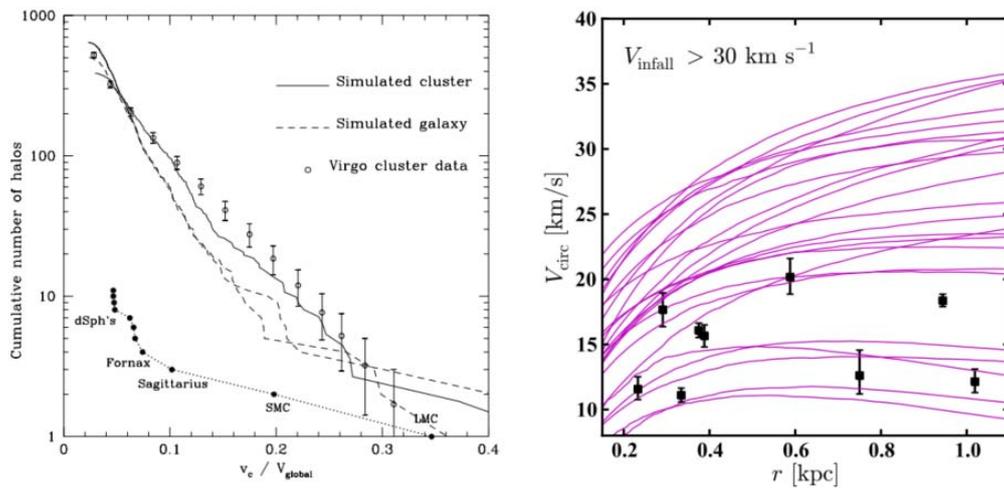


图 2-4 左图，冷暗物质模拟中，银河系(虚线)和处女座星团(实线)内部亚晕的丰度，与观测到的银河系卫星(实心圆)和处女座星团中卫星(空心圆)的分布对比。图片转载自文献<sup>[74]</sup>。右图，冷暗物质模型(紫色线)预测的银河系亚晕的圆周运动线速度剖面分布图。图片转载自<sup>[75]</sup>。

### 2.2.3 失踪卫星

根据冷暗物质模型的预测，星系在合并过程中幸存下来那些较小暗物质晕，经过分层合并增长会产生很多的亚晕大小的子结构<sup>[76]</sup>。然而，从本星系群中观测到的小星系的数量远远少于冷暗物质模型预测的亚晕的数量。此外，根据冷暗物质模型的预测，在银河系中应当存在数百个亚晕，并且这些亚晕足够大到可以作为宿主星系，但是人们在银河系中发现的矮星系数量仅仅为 11 个<sup>[74, 77]</sup>。这种理论预测和观测结果的冲突被称为“卫星失踪问题”。如图 2-4 左所示，冷暗物质模型预测的本星系群中卫星的数量与观测数据之间存在明显的差异。同样的，图 2-4 右中，冷暗物质模型预测的银河系中亚晕的旋转速度和对银河系中矮星系的观测结果存在一定的差异。此外，在冷暗物质模型的预测中，银河系中最明亮的卫星应当处在最大的亚晕中，但事实上，这些亚晕由于中心区域密度过大而不能形成恒星。这在仙女座中矮星系<sup>[78]</sup>和本星系群<sup>[79]</sup>的研究中得到了证实。更多详细的内容介绍可以参见文献<sup>[75, 80-83]</sup>，这里不再赘述。

## 2.3 自相互作用暗物质模型

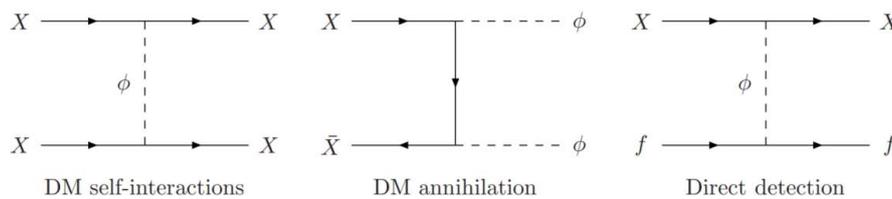


图 2-5 左图，自相互作用暗物质 (Self-interacting dark matter, SIDM) 粒子  $\chi$  通过传播子  $\phi$  耦合产生相互作用的费曼图。中间，暗物质粒子与其自身的反粒子湮灭后产生轻传播子。右图，暗物质粒子透过传播子与标准模型光子，Z 玻色子或者 Higgs 粒子的混合 (mixing) 来实现暗物质与标准模型粒子的相互作用的费曼图。这也是直接探测实验上寻找自相互作用暗物质粒子的主要方法。

在冷暗物质模型中，暗物质粒子之间是不存在相互作用的，暗物质晕就如同暗物质粒子仅仅是被引力相互作用束缚在一起的一个很大的“球”，而这个“球”又将星系或者星系团等可见物质包裹起来，形成今天的宇宙。“球”内部的暗物质通过与星系团等可见物质发生极其微弱“接触型”相互作用，这个“球”的边界就是包括星系和暗物质晕的引力相互作用的边界，这样一个场景可以理解为冷暗物质模型所描述的宇宙的模样。

正如前面所述，冷暗物质模型在解释星系、亚星系等尺度的宇宙结构时，遇到被统称为“小尺度结构危机”的诸多困难。相对于无碰撞冷暗物质模型，另一种很有希望的替代方案是自相互作用暗物质。与冷暗物质模型不同，在自相互作用暗物质模型中，暗物质粒子不仅参与引力相互作用，暗物质粒子之间也可以发生相互作用。正如图 2-5 左侧费曼图描述的那样，自相互作用暗物质模型引入了一个小质量 (10 MeV 左右) 的中间传播子  $\phi$ ，来传递暗物质粒子之间的相互作用。图 2-5 右侧费曼图展示的是，自相互作用暗物质与标准模型费米子 (如夸克) 发生相互作用的过程。传递自相互作用的中间粒子  $\phi$  通过与标准模型中的光子、Z 玻色子或者 Higgs 粒子进行耦合从而产生暗物质粒子和标准模型粒子相互作用的过程。与冷暗物质模型和标准模型粒子之间“接触型”相互作用不同，自相互作用暗物质粒子与标准模型粒子之间是“耦合型”相互作用。这样一个过程也给自相互作用暗物质粒子的直接探测

带来了契机，中间传播子  $\phi$  和光子、Z 玻色子以及 Higgs 粒子的耦合强度，将直接关系到实验上探测自相互作用暗物质的难易程度。关于自相互作用暗物质粒子的探测在后面的章节我们会进行更详细的探讨。这里我们把焦点先聚集在自相互作用暗物质模型本身上面。

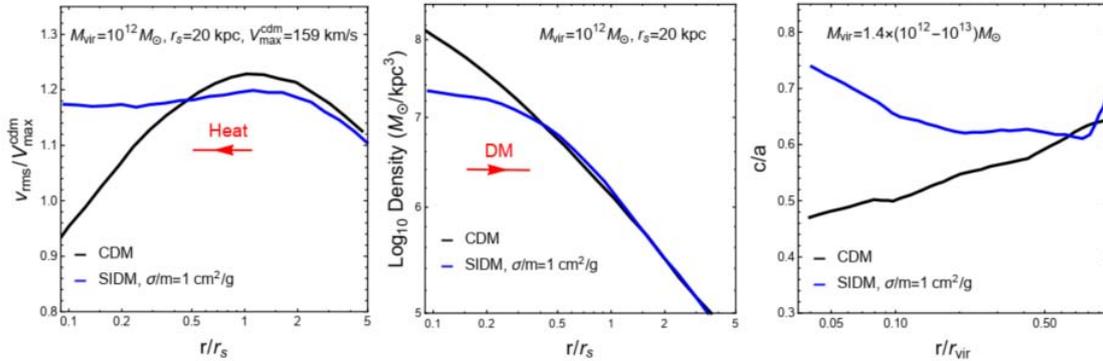


图 2-6 冷暗物质模型和自相互作用暗物质模型在  $\sigma/m = 1 \text{ cm}^2/\text{g}$  时对应的密度剖面(左)、色散分布(中)和中间暗物质晕圈形状(右)。暗物质自相互作用导致热量从冷暗物质晕圈的外部热区域传递到内部冷区域，并使内部晕圈动力学热化，从而导致更浅的密度剖面 and 更趋于球形的晕圈形状。图片摘自<sup>[62]</sup>。

自相互作用暗物质模型的方案由 Spiegel 和 Steinhardt 提出<sup>[84]</sup>，并成功地解决了“core-cusp”和失踪卫星问题。图 2-6 展示了，暗物质的自相互作用导致内部暗物质晕结构与冷暗物质模型预测的根本偏差，自相互作用暗物质晕相比与冷暗物质晕有如下几点预期：

- 等温速度弥散：暗物质粒子的速度弥散现象表示暗物质粒子的“温度”不是常数，而是向内晕的中心减小的。暗物质自相互作用将热量从暗物质晕的较热的外部传输到较冷的内部区域，使内部的晕被热化并驱动速度弥散随半径一致如 2-6 左图所示。
- 降低中心密度：在碰撞存在的情况下，由于低熵粒子在致密的内晕中被加热，中心密度会降低，从而消除了“密度尖峰”问题，如图 2-6 中间图所示。
- 球形晕圈形状：暗物质粒子之间的相互碰撞使得暗物质粒子速度各向同性并趋于消除椭圆度。与冷暗物质晕圈相比，自相互作用暗物质预测的短轴与长轴比  $c/a$  更加接近于统一的中心值，如图 2-6 右图。

### 2.3.1 自相互作用暗物质与旋转曲线的多样化问题

如图 2-7 所示，蓝色的虚线代表的冷暗物质模型预测的曲线与四个盘状星系观测到的旋转曲线存在很大的差异，而在考虑自相互作用暗物质模型、恒星以及气体成份以后，红色实线代表的总的旋转曲线与数据符合的很好。说明自相互作用暗物质模型可以很好的解释星系旋转曲线的多样性。

## 2.4 自相互作用暗物质的探测

### 2.4.1 暗物质自相互作用截面

为了在宇宙学时间尺度上对暗物质晕产生可观测的影响<sup>[86]</sup>，暗物质间自相互作用的强度必须满足：

$$\sigma/m_{\chi} \sim 1 \text{ cm}^2/\text{g} \approx 2 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{GeV}, \quad (2-2)$$

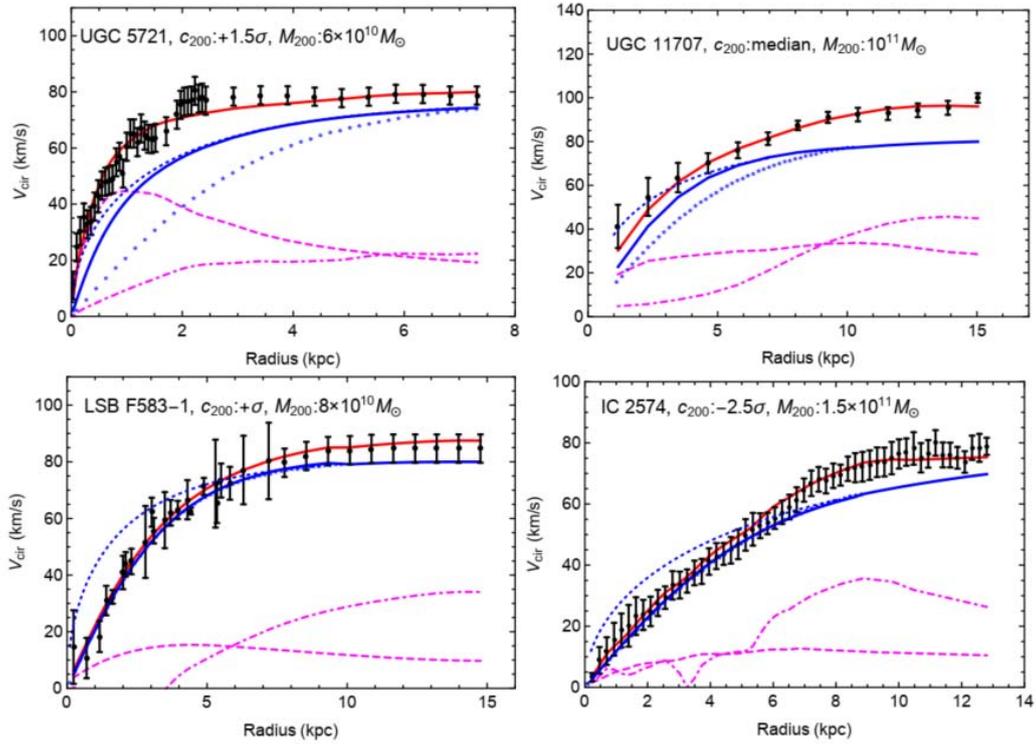


图 2-7 从四个盘状星系观测到的旋转曲线(黑点)。它们的共同点是随着距离星系中心半径大小的增加星系的旋转速度都趋近于  $80\text{km/s}$ ，不同之处是整个旋转曲线的形状差别很大。蓝色虚线为冷暗物质模型拟合的曲线，红色实线是拟合自相互作用暗物质晕(蓝色实线)，恒星(紫红色虚线)以及气体(紫红点)的贡献得到的总的旋转曲线，和实际观测数据吻合的很好。图片摘自<sup>[85]</sup>。

或者更大。其中  $\chi$  为暗物质粒子， $\sigma$  是暗物质自相互作用截面。从粒子物理角度来看，这一数值结果比预期的弱作用级别的物理高出了几个量级。对于典型的弱作用重粒子 (WIMP) 模型，对应的自相互作用截面为  $\sigma \sim 10^{-36} \text{ cm}^2$ ，此时要求相应的暗物质质量为  $m_\chi \sim 100 \text{ GeV}$ ，给出的平均每个单位暗物质质量对应的自相互作用截面为  $\sigma/m_\chi \sim 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ <sup>[86]</sup>，这一结果相对于式 2-2 而言太小了。因此，自相互作用暗物质存在与否的证据将指向一种新的暗传播子  $\phi$ ，并且传播子的质量必须比弱作用物理级别还要小，典型的轻传播子质量为  $m_\phi \sim 1\text{-}100 \text{ MeV}$ <sup>[87]</sup>。由于自相互作用暗物质的截面<sup>[87]</sup>

$$\sigma \sim \frac{g_\chi^4 m_\chi^2}{m_\phi^4}, \quad (2-3)$$

其中  $g_\chi$  为耦合常数，和暗物质精细结构常数  $\alpha_\chi = g_\chi^2/(4\pi)$  有关。如图 2-8 所示，根据矮星系和星系团实际观测数据做最佳拟合得到的自相互作用暗物质的相关参数分布。上图中右下角的插图中黑色实线为根据矮星系和星系团观测数据得到的最佳拟合结果，拟合得到  $\sigma/m_\chi \sim 0.1 - 10 \text{ cm}^2/\text{g}$ ，数据覆盖了星系的旋转速度从  $30 \text{ km/s}$  的矮星系到  $\sim 2000 \text{ km/s}$  星系团，从拟合结果中可以看出，暗物质自相互作用散射截面与星系旋转速度呈现出很强的相关性，并且对于非常大的星系团尺度的时候，暗物质间的自相互作用可以被忽略。在早期宇宙中，暗物质粒子可以湮灭为传播子。对应对称的暗物质(早期宇宙中暗物质粒子和暗物质反粒子的数量是相等的)，要求湮灭截面为  $0.48 \times 6 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ <sup>[89]</sup>，正如图 2-8 下图(洋红色)

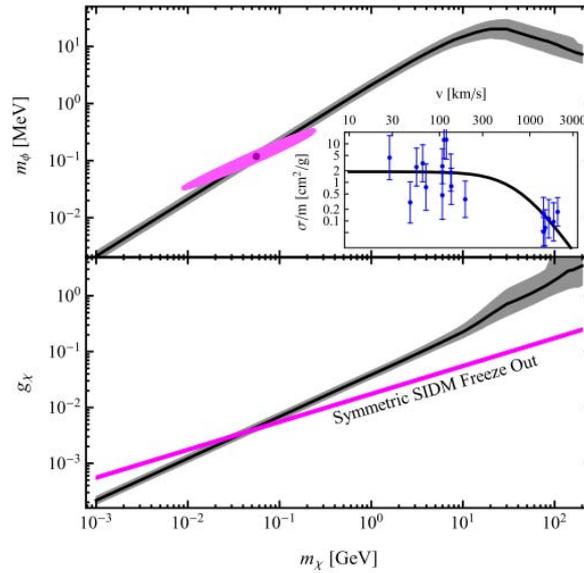


图 2-8 根据矮星系和星系团的观测数据得到的暗物质参数分布空间。图中包含了非对称暗物质(灰色)和对称性暗物质(洋红色)。插图是暗物质自相互作用散射截面和星系旋转速度的最佳拟合曲线,图中蓝色带误差棒的数据点为观测数据,来自于<sup>[88]</sup>。上图中黑色实线(2 $\sigma$ 置信度)为根据星系观测数据结果反推出来的传播子质量随暗物质质量变化的分布情况。下图,从星系观测结果出发,得到的系数  $g_\chi$  随着暗物质质量  $m_\chi$  的分布情况。图片摘自<sup>[89]</sup>。

所示的那样,便得到  $g_\chi \approx 0.02(m_\chi/\text{GeV})^{1/2}\xi^{1/4}$ <sup>[89]</sup>, 其中  $\xi$  为湮灭前后暗物质部分和普通物质的温度比。依据暗物质自相互作用的散射截面与传播子质量的关系,如式 2-3,进一步中利用星系旋转曲线、引力透镜和星系团运动学测量,拟合  $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi$  的最佳结果,给出对于一个给定暗物质质量  $m_\chi$  所对应的最佳传播子质量  $m_\phi$  的值<sup>[88]</sup>,如图 2-8 上图所示。从图中可得,拟合矮星系和星系旋转观测数据所得到的暗物质自相互作用传播子质量在 9 - 240 MeV。

#### 2.4.2 和标准模型粒子的相互作用

自相互作用暗物质模型中的轻传播子  $\phi$  可能与标准模型粒子耦合共有三种方式<sup>[86]</sup>。根据它的自旋,  $\phi$  可以与光子或  $Z$  玻色子混合(如果  $\phi$  是矢量),或者它可以与 Higgs 玻色子混合(如果  $\phi$  是标量)。由于可见物质区域存在规范对称性,所以我们假设测规范对称性也可能存在于暗物质区域。那么最简单规范对称性就是  $U(1)_\chi$  对称性,  $\phi$  是相应的矢量玻色子。我们假设  $U(1)_\chi$  被自发破坏,比如被一个暗希格斯粒子,产生一个质量  $m_\phi$  的传播子。如果在  $U(1)_\chi$  和标准模型  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  规范对称性下都存在带电的粒子,就会导致  $\phi$  和光子或者  $Z$  玻色子之间的混合。相关的相互作用是

$$\mathcal{L}_{mixing} = \frac{\varepsilon_\gamma}{2} \phi_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \delta m^2 \phi_\mu Z^\mu, \quad (2-4)$$

其中  $\phi_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \phi_\nu - \partial_\nu \phi_\mu$  是  $U(1)_\chi$  场强,  $F^{\mu\nu}$  为光子场强,  $\varepsilon_\gamma$  为传播子与光子的耦合常数。式 2-4 第一项对应于光子动力学混合<sup>[90]</sup>, 第二项为轻传播子和  $Z$  玻色子的混合项<sup>[91, 92]</sup>。在式 2-4 中引入  $\phi$  到标准模型费米子的耦合, 给出

$$\mathcal{L}_{int} = (\varepsilon_\gamma e J_{em}^\mu + \varepsilon_Z \frac{g_2}{\cos \theta_W} J_{NC}^\mu) \phi_\mu, \quad (2-5)$$

其中,  $J_{em}^\mu$  对应电磁流,  $J_{NC}^\mu$  对应弱中性流,  $\varepsilon_Z$  为传播子与中子的耦合常数,  $\theta_W$  为若混合角。轻传播子  $\phi$  衰变的事例率可以直接从方程 2-5 中进行计算。因为轻传播子质量  $m_\phi \sim 1-100$  MeV 量级, 是自相互作用暗物质模型解决小尺度结构异常的优先选择范围, 故而仅  $e^+e^-, \nu\bar{\nu}, \gamma\gamma$  的终态衰变是允许的。对于动力学混合,  $\phi \rightarrow e^+e^-$  衰变占主导过程, 并且衰变率和寿命为

$$\Gamma_\phi = \frac{\alpha_{em} m_\phi \varepsilon_\gamma^2}{3} \Rightarrow \tau_\phi \approx 3 \text{seconds} \times \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{10^{-10}}\right)^{-2} \left(\frac{m_\phi}{10 \text{MeV}}\right)^{-1}, \quad (2-6)$$

$\alpha_{em}$  为标准模型电磁精细结构常数。对于  $Z$  混合, 衰变终态由中微子占主导, 可参见<sup>[86]</sup>, 衰变分支比为  $BR(\phi \rightarrow \nu\bar{\nu}) \approx 6/7$  和  $BR(\phi \rightarrow e^+e^-) \approx 1/7$ 。为了确保在大爆炸核合成之后  $\phi \rightarrow e^+e^-$  衰变过程不再出现, 要求  $1/\Gamma_\phi \lesssim 1$  s, 这里只是一个粗略的估计, 在后面第四章有大爆炸核合成对传播子寿命更详细的限制。因此混合参数被限制在  $\varepsilon_{\gamma,Z} \gtrsim 10^{-10} \times \sqrt{10 \text{MeV}/m_\phi}$ <sup>[93]</sup>。

为了便于在直接探测实验上寻找轻传播子, 我只讨论在光子耦合的情形。直接探测信号可以从暗物质散射到原子核上以后通过交换轻传播子  $\phi$  来实现。我们按照文献<sup>[86]</sup> 中描述的那样, 将  $\phi$  与质子 ( $p$ ) 和中子 ( $n$ ) 的耦合参数化便得到

$$\mathcal{L}_{int} = e\phi_\mu(\varepsilon_p \bar{p}\gamma^\mu p + \varepsilon_n \bar{n}\gamma^\mu n), \quad (2-7)$$

其中  $\varepsilon_{p,n}$  为有效核子耦合参数 (单位为  $e$ )。对于动力学混合或者  $Z$  混合, 它们为

$$\varepsilon_p = \varepsilon_\gamma + \frac{\varepsilon_Z}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \approx \varepsilon_\gamma + 0.05 \varepsilon_Z, \quad (2-8)$$

$$\varepsilon_n = -\frac{\varepsilon_Z}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} \approx -0.64 \varepsilon_Z, \quad (2-9)$$

也就是说, 动力学混合仅将轻传播子  $\phi$  耦合到质子, 因为只有质子携带电荷, 而  $Z$  混合主要将轻传播子  $\phi$  耦合到中子。对于给定的质子数为  $Z$  和质量数为  $A$  的原子核  $N$ , 自旋不相关暗物质与核子的散射截面 (在零动量转移的极限下  $q^2 = 0$ ) 为,

$$\sigma_{\chi N}^{SI} = \frac{16\pi\alpha_{em}\alpha_\chi\mu_{\chi N}^2}{m_\phi^4} (\varepsilon_p Z + \varepsilon_n (A - Z))^2, \quad (2-10)$$

其中  $\mu_{\chi N} = m_\chi m_N / (m_\chi + m_N)$  为暗物质和核的约化质量。将  $q^2 = 0$  的横截面乘以  $q^2$  依赖的形状因子以构造自旋不相关的暗物质和核子的散射截面:

$$\sigma_{\chi N}^{SI}(q^2) = \sigma_{\chi N}^{SI}(q^2 = 0) \times \frac{m_\phi^4}{(m_\phi^2 + q^2)^2} F^2(q^2), \quad (2-11)$$

### 2.4.3 实验探测现状

暗物质直接探测实验主要寻找的是银河系暗物质晕中的暗物质与标准模型粒子发生碰撞而产生的核反冲信号。如果自相互作用暗物质模型预测的传播子与标准模型费米子发生相互作用, 如图 2-5 右图所示, 那么就可以在直接探测实验上寻找自相互作用暗物质, 或说寻找轻传播子与标准模型粒子耦合的证据。对于典型的弱作用重粒子, 重传播子 (如  $Z$  玻色子、希格斯玻色子) 的质量尺度抑制了直接探测截面。然而, 由于自相互作用暗物质却要求传播子质量很轻, 散射横截面由此可以大大增强。

轻传播子的引入拓展了传统的直接探测实验。不同于传统的弱作用重粒子模型, 自相互作用暗物质粒子的传播子质量大小与暗物质与核子反冲过程中的动量转移  $q$  相当。因此, 自相互作用暗物质可以通过长程力与原子核相互作用, 这会导致暗物质粒子与核反冲产生

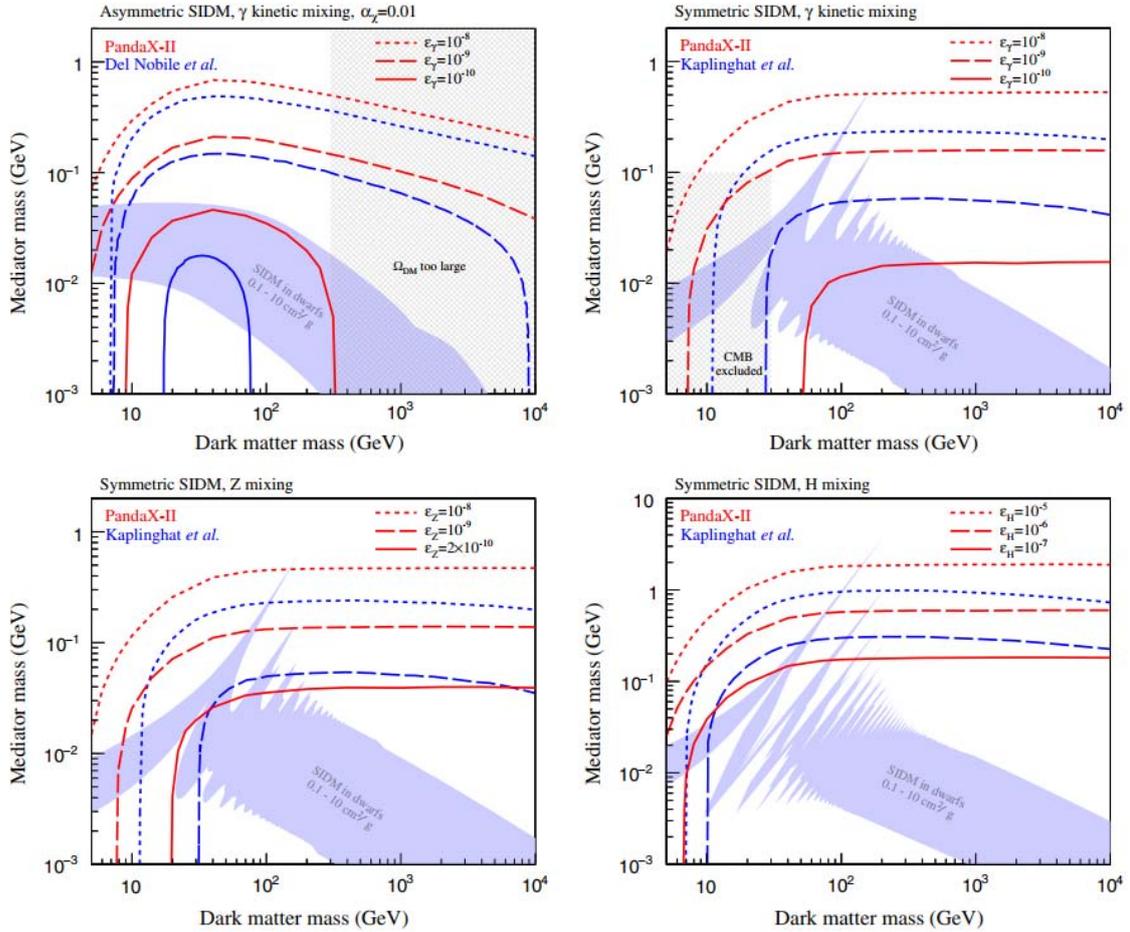


图 2-9 PandaX-II 实验 2018 年 54 吨·天曝光量数据对自相互作用暗物质传播子质量的限制结果。图中包含了非对称性和对称性暗物质两种情形。其中非对称性暗物质仅考虑传播子和  $\gamma$  光子的动力学混合 (左上), 对称性暗物质考虑了轻传播子和  $\gamma$  光子 (右上)、Z 玻色子 (左下)、Higgs 粒子 (右下) 三种情形的混合。阴影区域对应矮星系观测所青睐的区域 [86, 94, 95], 红色为代表 PandaX-II 实验给出的结果, 蓝色为文献 [86, 94, 95] 给出的结果。左上图中的交叉阴影区: 对于暗物质质量  $m_\chi \geq 100$  GeV 来讲暗物质丰度太大; 右上图交叉阴影区: 该区域对于暗物质质量  $m_\chi \geq 30$  GeV 已经被 CMB 观测排除掉了 [86]。图片摘自 [96]。

的反冲能谱更集中于低能区<sup>[94, 95, 97]</sup>。这一特点有助于在暗物质直接探测实验中区分自相互作用暗物质和弱作用重粒子暗物质的反冲能谱<sup>[95]</sup>。

Del Nobile、Kaplinghat 和 Yu 等人<sup>[95]</sup> 利用 LUX<sup>[98]</sup> 和 SuperCDMS<sup>[99]</sup> 的实验结果，对自相互作用暗物质参数空间进行了限制，LUX 排除了  $\epsilon_\gamma \geq 10^{-9}$  和  $m_\chi \geq 7$  GeV 的整个参数空间。SuperCDMS 的限制相较于 LUX 大约弱一个数量级，但它对低质量 SIDM 模型更灵敏，这是因为它具有较低的能量阈值和较轻的靶核（锗与氦相比）。正如公式 2-10 所示的那样，对于非对称性暗物质而言，自相互作用暗物质与标准模型粒子的相互作用截面大小依赖于  $m_\chi, m_\phi, \epsilon_\gamma$  这三个参数，由于耦合常数  $\epsilon_\gamma$  是一个无法给定的自由参数，所以实验给出的结果无法直接和天文观测进行比较。正如图 2-9 所示的那样，Pandax-II 实验给出的传播子质量的限制范围必须要在假设某一个特定的  $\epsilon_\gamma$  下才能和矮星系（阴影区域）的天文观测结果相比较。在后面的章节中，我们将引入宇宙大爆炸核合成机制对宇宙早期轻元素丰度的限制，进而去限制混合参数的大小。

## 2.5 本章小节

在章节从冷暗物质模型在解释和完善宇宙大爆炸起源学说和解释宇宙大尺度结构方面的成功案例出发，简要阐述了冷暗物质模型的成功之处，同时指出了冷暗物质模型在面对星系尺度暗物质分布结构时困难，即所谓的“小尺度结构”危机。从而引出了自相互作用暗物质模型在解决这方面问题的优势，分别从“密度尖峰”问题、星系旋转曲线的多样性、失踪卫星几个方面，展开论述的自相互作用暗物质在处理以上问题时的优异表现，阐述了自相互作用暗物质模型的优势。最后对自相互作用暗物质的探测进行了论述，并简要介绍了自相互作用暗物质的实验探测的结果。

### 第三章 PandaX 实验介绍

为了研究清楚暗物质到底是什么，具有什么样的物理性质，全世界有很多实验(如图 3-1所示)都展开了紧锣密鼓的暗物质探测。图 3-2，展示了世界上主要的地下实验的类型(隧道和矿井)以及实验室的岩石覆盖厚度对比。中国锦屏地下实验室岩石覆盖厚度最深，能最大程度地屏蔽来自宇宙外太空的高能宇宙线粒子，给暗物质探测提供一个干净的本底环境，是世界上最具有优势的地下实验室。

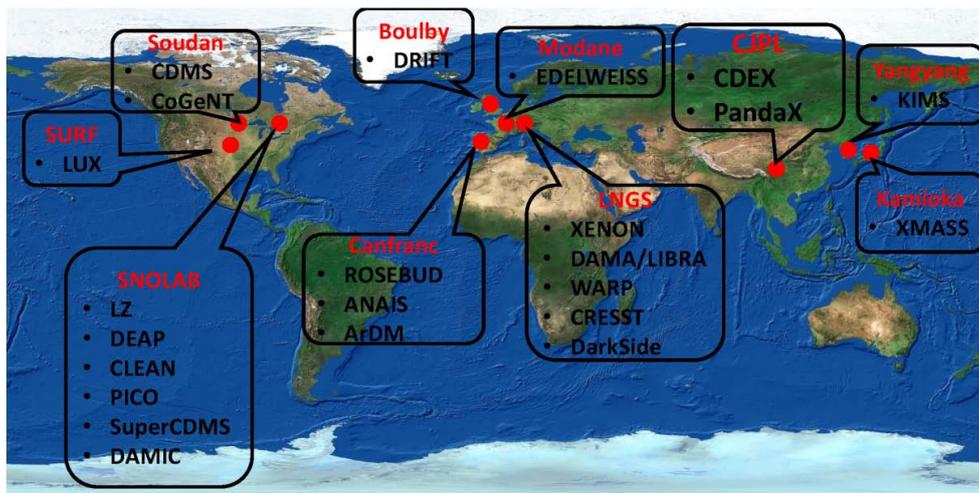


图 3-1 世界范围各地下实验室和暗物质探测实验分布。

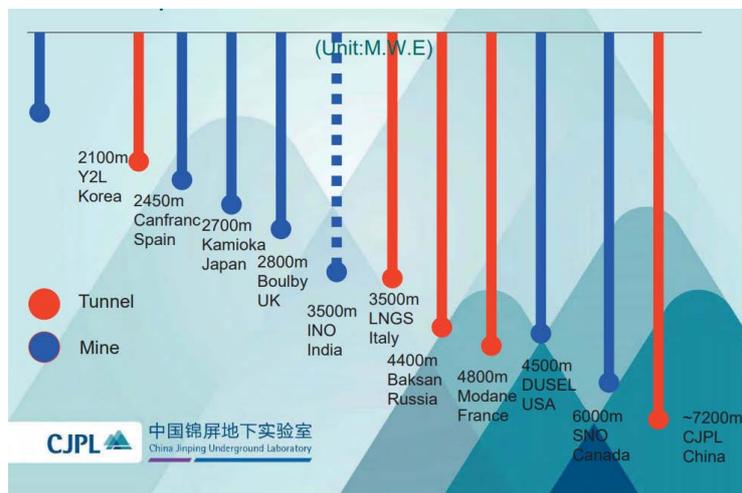


图 3-2 世界范围各个地下实验的类型和岩石覆盖厚度。图片转载自<sup>[100]</sup>。

本章节主要介绍 PandaX 系列暗物质探测实验。首先介绍了中国锦屏地下实验室得天独厚的实验条件。其次以液氙的各种物理学性质、光电特性为依托，介绍了二相型气液氙时间投影室技术。紧接着简要介绍了 PandaX-II 暗物质直接探测实验的运行历史以及所取得的成果。

### 3.1 中国锦屏地下实验室

中国锦屏地下实验室 (China Jinping Underground Laboratory, CJPL) 位于四川省凉山彝族自治州冕宁县境内, 由清华大学和雅砻江水电共同建设, 如 3-3 所示, 其上方有 2400 米的厚度的岩石覆盖层, 是目前世界上最深的地下实验室。

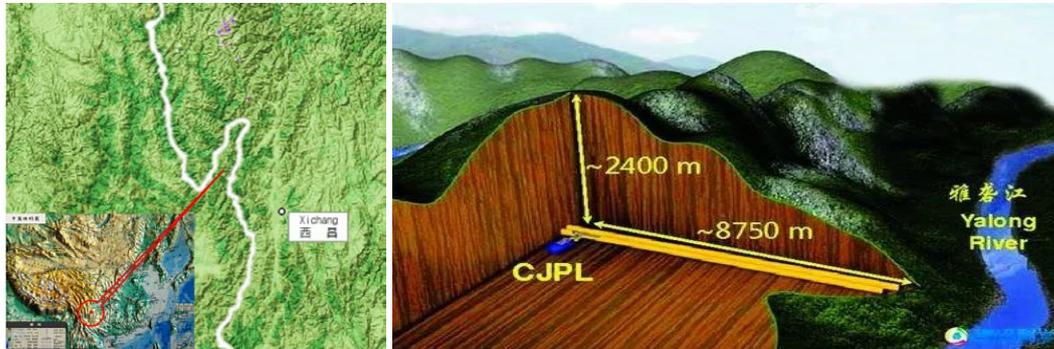


图 3-3 左图, 中国锦屏地下实验室上地图。右图, 锦屏地下实验室岩石覆盖示意图。图片转载自<sup>[101]</sup>。

根据清华大学地下中微子 (JNE Collaboration) 实验组的测量结果, 在 CJPL 第一期实验室 (CJPL-I) 的 820.28 天数据集中探测到 343 个高能宇宙线  $\mu$  子, 测量得到在 CJPL-I 地下实验室宇宙线  $\mu$  子通量为  $(3.53 \pm 0.22_{stat.} \pm 0.10_{sys.}) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ <sup>[102]</sup>。如图 3-4 所示, 横轴时间区间的宽度为一个月的时间长度, 可以看出平均每个月宇宙线  $\mu$  子的通量为每平方米每月 9.15 个事例, 相当于每平方米每周 2.29 个事例<sup>[102]</sup>。

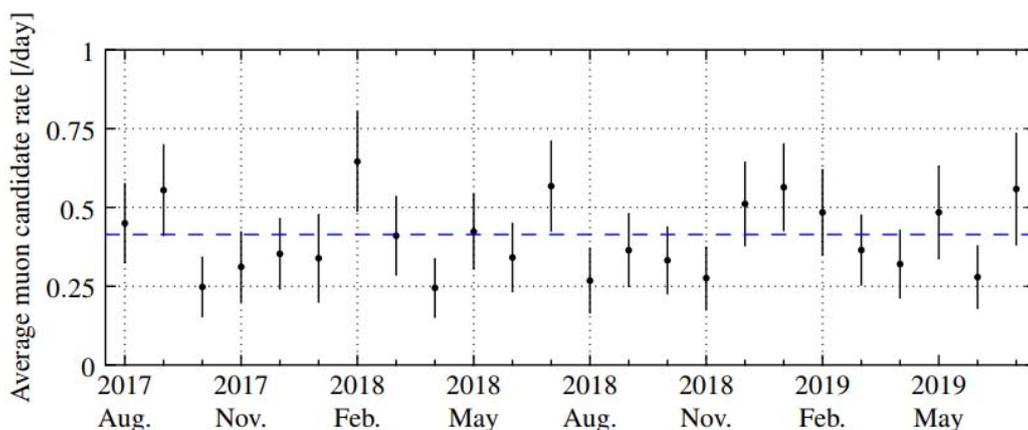


图 3-4 清华学的 JNE Collaboration 测量得到的 CJPL-I 宇宙线  $\mu$  子的事例率随时间的变化趋势, 横轴以月分测量区间的宽度。图片摘自<sup>[103]</sup>。

相较于世界上其他的地下实验室, 如图 3-5 所示, 由于具有世界最厚的 2400 米岩石覆盖, CJPL 地下实验室宇宙线  $\mu$  子的垂直强度是世界最低的,  $\mu$  子总通量, 除了位于加拿大 (Sudbury Neutrino Observatory, SNO) 之外, CJPL 也是最好的。从图中的拟合结果得出结论, 由于山体泄露的缘故, 导致隧道型比矿井型地下实验室宇宙线流强高  $(4.0 \pm 1.9 \text{ 倍})$ <sup>[103]</sup>。目前中国锦屏地下实验室的二期 (CJPL-II) 建设已经启动, 基于 CJPL-1 的测量, 根据蒙卡模拟得到 CJPL-II 宇宙线  $\mu$  子通量预计为  $(2.3 - 4.0) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 其中 C 厅和 D 厅为世界最

好水平<sup>[102]</sup>，如图 3-6 所示，PandaX-4T 实验位于 B2 厅，2020 年底至 2021 年 5 月完成了首次试运行取数，即将正式进入物理取数阶段，新一代的 CDEX 实验位于 C1 厅，目前还在建设中，而 A1 厅属于 JUNA 实验，目前已完成了研究所需要的数据采集。

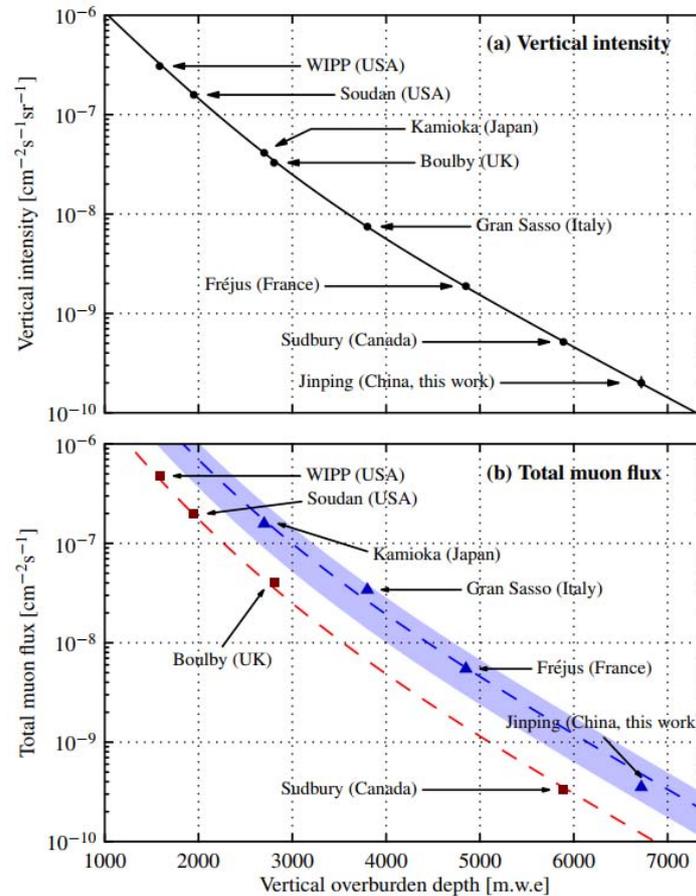


图 3-5 世界上各个地下实验室的垂直强度 (a) 和总的  $\mu$  子通道 (b) 的测量结果比较。图片摘自<sup>[103]</sup>。

## 3.2 二相型气液氙时间投影室技术

液态的惰性气体 (尤其液氙和液氙) 由于其独特的物理特性，被广泛地应用于极低本底稀有物理事例的实验探测中。二相型气液氙时间投影室的技术更是当下暗物质探测的主流技术，依托该技术的实验已经对大约 10 GeV 以上的 WIMP 暗物质质量空间给出了世界上最强的灵敏度限制。本小节将从液氙独有的物理性质出发，阐述基于二相型气液氙的时间投影室技术。

### 3.2.1 液氙的物理性质

概括而言，液氙应用于暗物质实验探测的优势包括，较高的沸点、稳定的化学性质、较高的原子系数和密度、很好的自屏蔽能力、无放射性同位素、容易做成大体积探测器；光电特性方面，具有高光产额，高能量沉积效率，时间响应速度快；更重要的是，二相型技术能很好的区分核反冲和电子反冲。

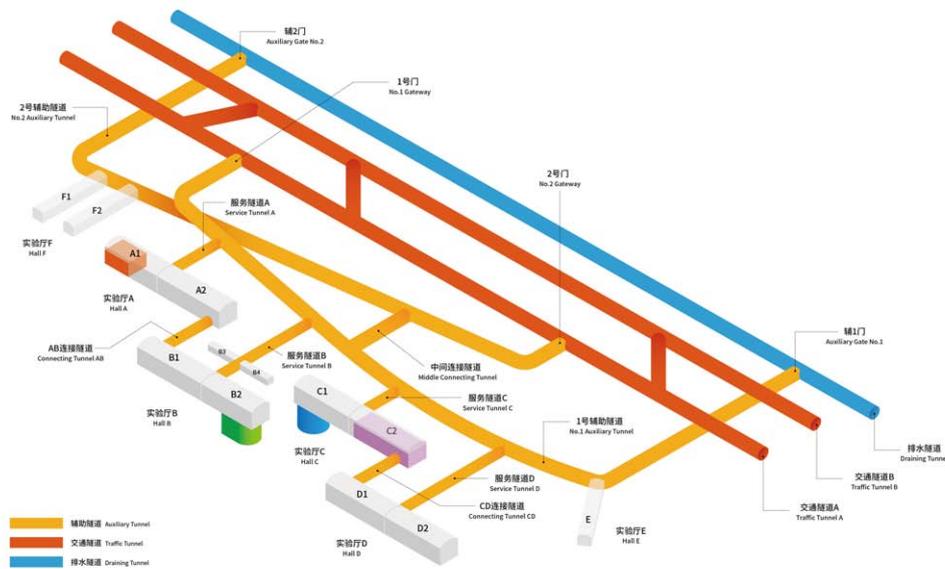


图 3-6 CJPL-II 各实验大厅的示意图，其中 PandaX-4T 实验位于 B2 厅，新一代的 CDEX 实验位于 C1 厅，而 A1 厅是 JUNA 实验。其中底本水平最低的是 C 厅和 D 厅的四个实验大厅。图片转载自<sup>[100]</sup>。

性质	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Rn
原子序数 (Z)	2	10	18	36	54	86
摩尔质量 (g/mol)	4.0	20.2	39.9	83.8	131.3	222
熔点 ( $T_m$ )	-	24.5 K	83.4 K	115.6 K	161.4 K	202 K
沸点 ( $T_b$ )	4.2 K	27.2 K	87.2 K	121.2 K	165.2 K	211.3 K
三相点温度 ( $T_t$ )	2.2 K	24.6 K	83.8 K	115.8 K	161.3 K	202 K
三相点压强 ( $P_t$ )	0.05 atm	0.43 atm	0.68 atm	0.72 atm	0.78 atm	0.69 atm
气体密度	0.18	0.90	1.78	3.71	5.85	9.97
液体密度 ( $\text{g/cm}^3$ )	1.25	1.21	1.39	2.42	3.06	4.40
相对介电常数 $\epsilon_r$	1.06	1.53	1.50	1.66	1.95	-

表 3-1 惰性气体部分物理性质参数。数据来自: WebElements。

惰性气体由于其化学性质非常稳定，所以通常不参与化学反应，故而以单质的形式存在。惰性气体在常温常压下都是气态形式，比较容易提纯。再者，惰性气体内部介质比较均匀，各向同性较高，很容易升级到大型的探测器装置。表 3-1 列出来惰性气体的一些物理特性。其中氙气是惰性气体里面最稀少的一种气体，空气中占比仅有 0.1 ppm (particle per million)，这也导致氙气比其他气体成本价更高。氙气主要是来自钢铁厂压缩空气产生的副产品，经过逐层分流可得到最终纯度接近 99.999% 的氙。

- 较高的沸点。氙的沸点在 165 K 左右，在 0.8 个标准大气压下，三相点在 162 K。标准大气压下，液氙温度在 162~164 K 之间，其沸点是稀有气体中最高的 (自然界中没有稳定的氦，不作考虑)。带来的好处是不需要花费高昂的代价进行液化制冷。但同时，由于沸点高，一些沸点较低的电负性杂质很难去除，比如  $\text{O}_2$ ，这会大大缩短电子寿命，影响电离信号的大小。但是可以在实验中在线循环时，通过商用的纯化器将其去除。

- 大原子系数、高液态密度。氙在所有可应用于实验的惰性气体中，原子序数是最大的，这使得它在液化后的密度是最高的。在暗物质直接探测中，自旋不相关的暗物质-原子核散射截面大小与  $A^2$  成正比。所以氙原子核有更高的概率与暗物质发生碰撞。此外，在两体弹性散射中，散射的能量与两者质量相关，在典型的 WIMP 理论中，暗物质质量在 100 GeV 量级，与氙核质量相当，他们碰撞时能量沉积效率最高。另外高密度带来的好处是氙可以产生很好的自屏蔽效果。探测器材料中的放射性核素是实验中本底事例的主要来源之一，外层的氙可以很好的将来自与周围材料的放射性本底“吸收”掉，从而对内层的探测器靶物质起到很好的保护作用。

- 稳定的同位素。自然界中氙具有几种稳定的同位素，主要有  $^{132}\text{Xe}$ 、 $^{129}\text{Xe}$ 、 $^{131}\text{Xe}$ ，其丰度分别为 26.89%、26.44% 和 21.18%。氙不存在长寿命的放射性同位素，这对于暗物质探测来说是个好的特征，意味着氙作为探测器靶物质不会引入自身的本底。特别需要指出的是  $^{127}\text{Xe}$  在受到宇宙线或者中子源辐射以后，会产生  $^{127m}\text{Xe}$ ，其半衰期为 36.3 天，但在这种核素在地下实验室环境避开宇宙线之后，会逐渐衰变殆尽。此外，实验中通根据 WIMP 粒子与核子散射的振幅是否跟核子的自旋有关，而将 WIMP 粒子和核子散射分为“自旋相关” (Spin-dependent) 和“自旋不相关” (Spin-independent) 两类。天然氙中的  $^{129}\text{Xe}$  和  $^{131}\text{Xe}$  的自旋分别为 1/2 和 3/2，自旋为奇数，可以对”自旋相关“和”自旋不相关“两种情形的散射截面同时研究。另外， $^{136}\text{Xe}$  的丰度为 8.857%，可以在液氙为靶物质的探测器上寻找无中微子双贝塔衰变 (Neutrinoless double beta decay,  $0\nu\beta\beta$ ) 的过程。

### 3.2.2 液氙的光电特性

在液氙中沉积的能量以三种方式得到释放，激发、电离、热能，其中退激发产生的闪烁光子和电离产生的自由电子带走了绝大多数的能量，而仅有极少部分的能量被热声子带走，所以忽略热能。

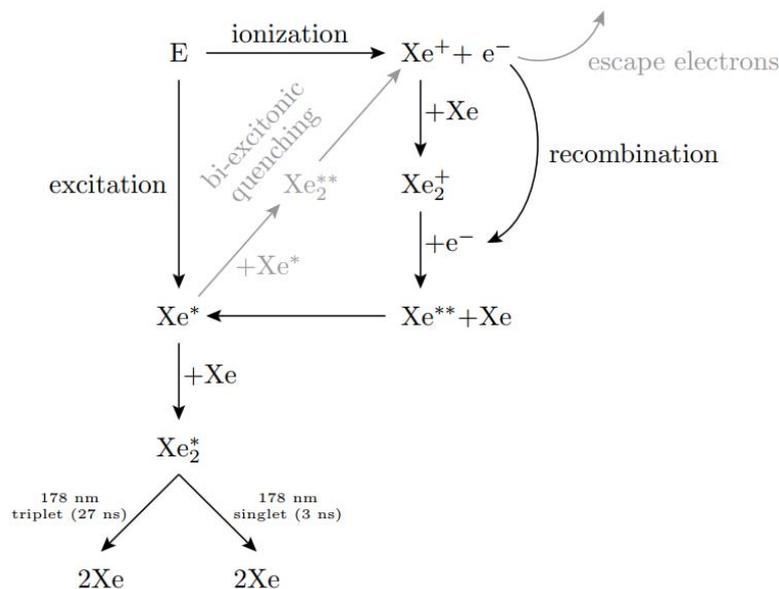
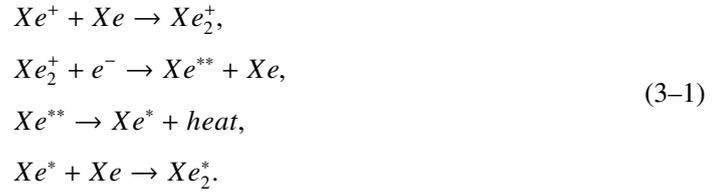


图 3-7 液氙中闪烁光产生的机制和导致闪烁光猝灭的不同过程。图片转载自<sup>[104]</sup>。

如图 3-7 所示，粒子在液氙中的能量沉积会产生激发态的氙原子 ( $\text{Xe}^*$ ) 和电子-离子 ( $\text{Xe}^+ + e^-$ ) 对。氙原子的激发和电子离子对产生的同时伴随着闪烁光信号<sup>[105]</sup>。被激发的氙原子可

以和相邻的氙原子发生碰撞形成所谓的“二聚体激发态”( $Xe_2^*$ )<sup>[105]</sup>。被电离的氙原子同样也可以通过以下过程形成这种“二聚体(excimer)激发态”:

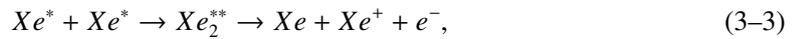


这种“二聚体激发态”随后衰变成离解的基态并产生闪烁光



在气氙中, 闪烁光几乎完全来自于直接激发, 因为碰撞导致诸如图 3-7 中重结合的可能几乎是不存在的。在液氙中施加电场的情况下, 来自于重结合的闪烁光信号将大大降低。但是, 即便是在零电场的情形下, 一些电子也不会发生再结合(在实际可探测的时间尺度内), 这也被认为对是“线性能量转移”值较低时光输出减少的解释, 与电子的制动能力密切相关。

在高电离密度下, 另一种机制可能对闪烁光的猝灭起作用, 例如在  $\alpha$  粒子中观察到的那样。由于闪烁光的衰减时间不依赖于电离密度, 这表明猝灭发生在激发态产生之前<sup>[106]</sup>, 为此文献中<sup>[106]</sup> 提出所谓的“双激子”猝灭机制:



该过程由两个激子碰撞并产生电子-离子对。电子之后可能会重新结合并最终产生一个闪烁光子。两个激子, 通常每个会产生一个闪烁光子, 但最终只产生一个。由于激子需要相互碰撞才能发生这种猝灭, 因此这种机制只能适用于非常高的线性能量传递过程, 例如  $\alpha$  粒子、核裂变碎片和核反冲。图 3-7 所示展示了上述讨论的过程。

$$E_{dep} = N_{ex}E_{ex} + N_iE_i + N_i\epsilon, \tag{3-4}$$

$$E_{dep} = N_{ex}E_{ex} + N_iE_i, \tag{3-5}$$

粒子与液氙原子碰撞时电磁能量的沉积过程可以用稀有气体 Platzman 方程 3-4 描述, 式中  $E_{ex}$  是 Xe 处于激发态的平均能量,  $N_{ex}$  是被激发的氙原子的个数;  $E_i$  是平均电离能,  $N_i$  是电子离子对数目;  $\epsilon$  是指次级激发电子的平均动能, 一般而言,  $\epsilon$  能量很小, 这里我们将次级激发电子的动能算入平均电离能  $E_i$ , 于是就有了简化版的 Platzman 方程 3-5。模拟碰撞过程液氙产生光电子数目的模型中, 普遍采用 NEST 模型 (Noble Element Simulation Technique), 是一个半经验物理模型,  $E_{ex}$  和  $E_i$  的测量虽有不同但其确切的值并不重要, NEST 中使用一个根据经验确定的 W 值, 代表液氙原子被激发粒或者电离需要的平均能量, 更加最佳拟合结果,  $W = 13.7$  eV, 相当于 1 keV 的电磁能量沉积产生 73 个激发态或者电离态的原子。这样在液氙中沉积的总能量就可以这样描述了  $E_{dep} = W \times (E_{ex} + N_i)$ , 我们将激发和电离的原子数目比定义为  $\alpha = N_{ex}/N_i$ , 电子离子对再结合几率定义为 r。对于不同的粒子, 在能量沉积过程中通过激发和电离耗散的能量占比是不一样的, 常见粒子的能量沉积可以分为两种类型。第一种只与氙核外的电子反应(如  $\gamma$ 、 $e^-$ 、 $\alpha$ 、Axion、dark photon 等), 称之为电子反

冲 (Electron recoil, ER); 第二种可以穿越核外电子, 与原子核发生反应 (如 neutron、WIMPs 等), 称之为核反冲 (Nucleus recoil, NR)。有效的区分 NR 和 ER 散射事例, 是二相型气液氙探测器的重要特征, 也是暗物质寻找的过程中最主要的判断依据。如图 3-8 下图所示, NR、ER 和  $\alpha$  粒子散射过程中的光电比例是不一样的, ER 散射事例在探测器中沉积的事例径迹细长, NR 和  $\alpha$  散射事例的径迹短粗, 细长的径迹电子和离子再结合的几率小, 短粗的径迹再结合的比例大。如图 3-8 上图, 以电子为例,  $dE/dx$  越小, 相应的电子能量越高, 径迹越细长, 被电离掉的电子和离子再复合的几率越小。如此光产额越小, 电离产额越大, 反之对 NR 是相反的关系。此外, ER 事例随漂移电场变化较明显, NR 事例和  $\alpha$  事例则随漂移电场影响较小, 故而从图 3-8 下图得知, 漂移电场越强, 对 NR 事例和 ER 事例的区分度则越明显。

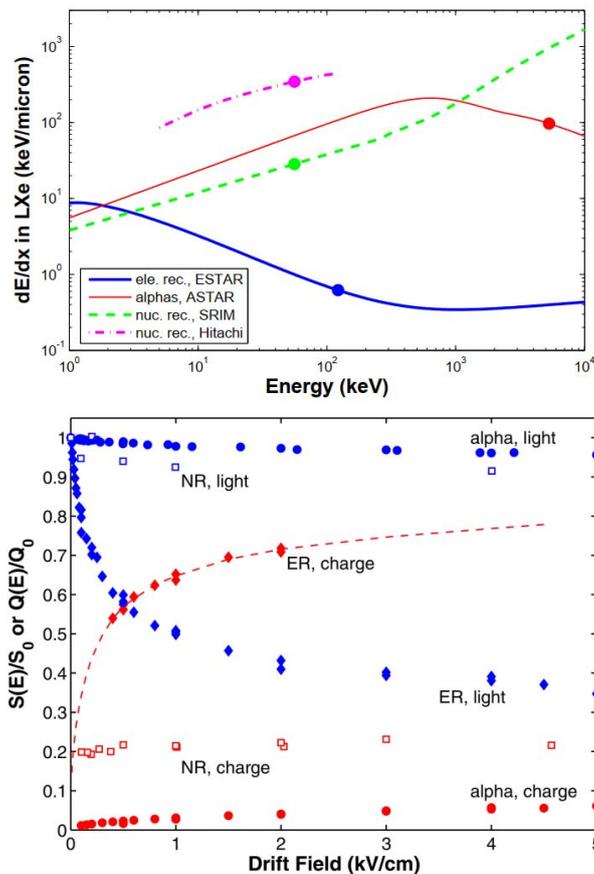


图 3-8 a 为不同的粒子在液氙中的电磁能量沉积能力 (electronic stopping power)。表示液氙对不同粒子的能量沉积能力,  $dE/dx$  越大, 粒子在探测器中的径迹越短越粗,  $dE/dx$  越小, 径迹越细长。图片转载自<sup>[105]</sup>。b 液氙中不同粒子散射后光电产额的电场依赖性。数据包含了 122 keV 的电子反冲, 56.5 keV<sub>r</sub> 的核反冲和 5.5 MeV 的  $\alpha$  粒子散射。对于携带单一能量的粒子, 其光电产额呈互补关系, 而对于不同粒子, 在相同的漂移电场强度下光电比例会不同,  $\alpha$  粒子的光电比例最高, NR 次之, ER 的光电比例最低, 实验中可以利用这些特征进行粒子的鉴别。图片转自<sup>[104, 105]</sup>。

### 3.2.3 氙原子的电离特性

在外加漂移电场的情况下，未参与电子离子对复合的自由电子会向阳极漂移。一方面，自由电子的产生和漂移过程，与能量沉积、电场强度以及入射粒子类型密切相关，这使得我们必须对电子漂移速度、扩散速度十分清楚，并且对电子的寿命十分了解；另一方面，由于二相型气液氙 TPC 本身的技术特征，我们还需考虑电子在液面的拽出效率，以及电子到达气体区域之后，在更强大加速电场作用下，电子在气氙中碰撞，经过正比发光产生更大的信号，也就是我们通常讲的 S2 信号。

液氙的性质	数值
产生一个量子的能量阈值	13.7 eV
电子迁移率	$2000 \pm 200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
电子漂移速度 (400 V/cm)	1.7 mm/ $\mu\text{s}$
空穴迁移率	$3.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{Vs}$
横向扩散系数 $D_T$	$80 \text{ cm}^2, 1\text{kV/cm}$
纵向扩散系数 $D_L$	0.1 $D_T$
常见电负性气体 $\text{SF}_2$ 、 $\text{N}_2\text{O}$ 、 $\text{O}_2$	
PandaX-II 漂移电场	400 V/cm
PandaX-II 萃取电场	4.5 kV/cm

表 3-2 电子在液氙中主要的特征参数。表中主要参数来自于<sup>[105]</sup>。

碰撞过程中被电离出来的自由电子在漂移电场的作用下漂移至液面，紧接着在萃取电场的作用下，电子被拽出到气氙中，被拽出的电子的比例用萃取效率 (Electron Extraction Efficiency, EEE) 进行描述。当电子被加速到气氙中以后，将会获得更长的自由程和更强的电场。电子被加速并与气氙原子不断碰撞产生 S2 信号。所以被称之为电致发光 (electroluminescence photons)，也被称作为正比发光 (proportional scintillation photons)。而在这个过程中信号的大小在实验上我们通过单电子事例来进行刻度，单电子增益 (Single Electron Gain, SEG) 是指停留在液面的单个孤立电子被拽出并加速穿过气氙发生电致发光后产生的信号大小。在 PandaX-II 实验中， $\text{SEG} \approx 24 \text{ PE}(\text{Photon electron})$ <sup>[107]</sup>。

$$\text{SEG} = Y\bar{\beta}\bar{\eta},$$

$$Y = \left(a \frac{E_g}{P_g} - b\right) h_g P_g, \quad (3-6)$$

其中  $Y$  为光产额， $\bar{\beta}$  为光子被光电管探测到的效率， $\bar{\eta}$  为光电管的量子效率。式中  $a = 70 \text{ photons} \cdot \text{kV}^{-1}$ ， $b = 1 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$  是两个常数， $E_g$ 、 $h_g$ 、 $P_g$  分别对应于气氙的电场强度、气氙厚度、氙气的压强。实验中需要确保 SEG 的稳定，那么就要求  $E_g$ 、 $h_g$ 、 $P_g$  保持稳定，特别是后两个参数的稳定性对制冷系统的要求很高。

### 3.2.4 氙原子的发光特性

从图 3-7 可知，氙的发光来源于激发和电子离子对的复合，激发电离比  $\alpha = N_{ex}/N_i$ ，已有的理论值为 0.06<sup>[108, 109]</sup>，实验测量得到  $\alpha < 0.2$ <sup>[110-112]</sup>，这说明液氙中的闪烁光主要来源于电子离子对的复合。

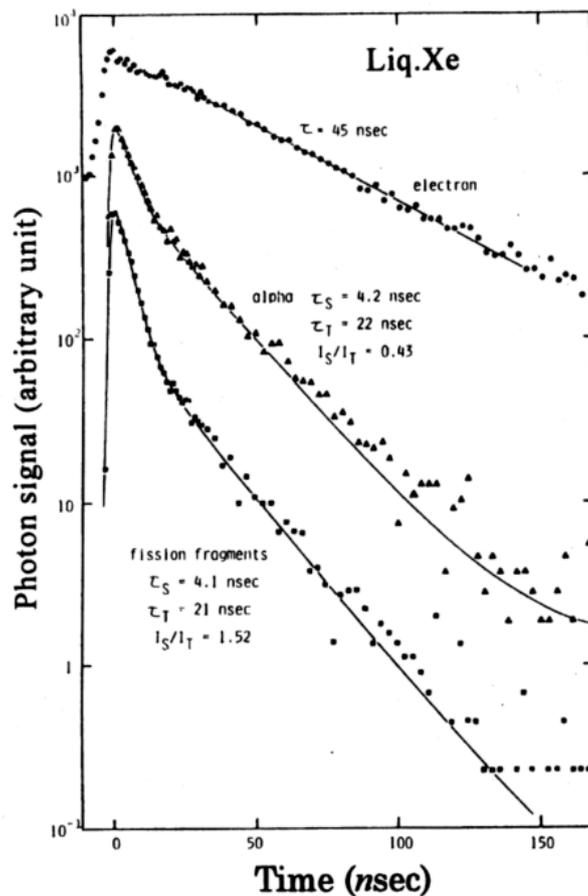


图 3-9 零电场下，液氙原子被电子、 $\alpha$  粒子和核裂变产生的中子激发后，退激发过程产生的闪烁光衰减曲线。图片转自<sup>[105]</sup>。

液氙闪烁光为真空紫外光，波长为 178 nm，对应能量为 7 eV，宽度为 13 nm<sup>[113]</sup>。闪烁光的成分由单重态和三重态的退激发产生，分别对应 2.2 和 27 ns 的衰减时长<sup>[114]</sup>。这使得氙成为最快的闪烁体之一。在没有施加电场的情况下，复合时间占主导地位，并且观察到 45 ns 的衰减时长<sup>[115]</sup>。衰减时间的长短主要取决于单重态和三重态的占比而非电离密度的大小。如图 3-9 所示， $\alpha$  粒子或者核裂变产生的中子与氙核碰撞，激发氙核，然后退激发形成的闪烁光包含了来自单重态和三重态的闪烁光，其中单重态衰减时间为 4.2 ns(中子为 4.1 ns)，三重态衰减时间为 22 ns(中子为 21 ns)，如此快速的衰减时间让液氙成为液态惰性气体中发光最快的靶物质。实验中我们可以利用波形甄别技术 PSD(Pulse shape discrimination, PSD) 来区分不同类型的粒子(比如电子和中子)，在 PandaX-II 实验还需要进一步研究中。

光的特征除与衰减时间有关以外，还跟衰减长度有关，其中衰减长度跟吸收长度和瑞利散射长度相关

$$1/\lambda_{att} = 1/\lambda_{abs} + 1/\lambda_{sca}, \quad (3-7)$$

其中  $\lambda_{att}$  为光子衰减长度， $\lambda_{abs}$  为光子吸收长度， $\lambda_{sca}$  为散射长度。如图 3-10 所示，在液氙实验中吸光杂质  $H_2O$  跟氙的闪烁光谱重合的较多。所以电负性杂质、水都会对探测器的信号产生严重的影响，这就要求实验必须配套一套高效的提纯系统。

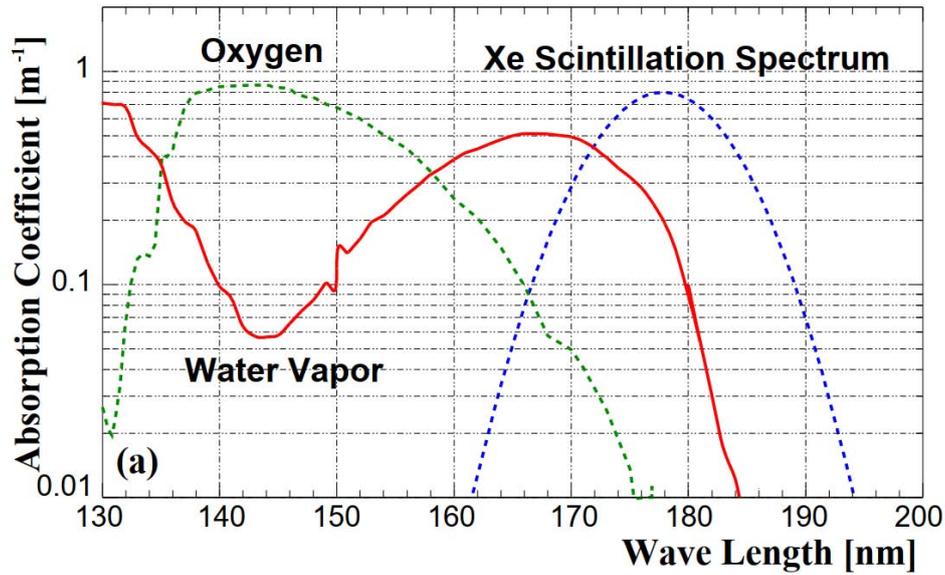


图 3-10 在 1 ppm 浓度的蒸馏水 (红色实线) 和氧气 (绿色虚线) 中紫外光的吸收系数, 图中叠加了 Xe (蓝色虚线) 闪烁光谱。图片转载自<sup>[116]</sup>。

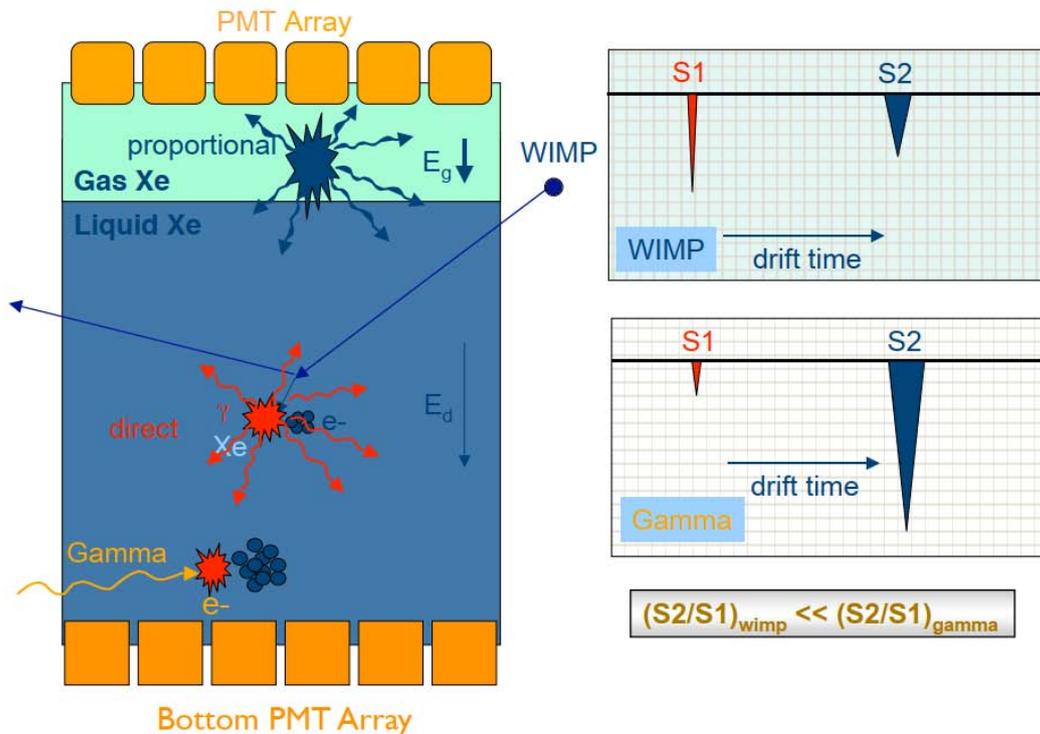


图 3-11 二相型气液氙探测器原理示意图。暗物质 (WIMP) 粒子与 Xe 原子碰撞后, 被激发的 Xe 原子在退激发过程中产生 S1 快闪光信号, 被电离的电子在漂移电场 ( $E_d$ ) 中运动至气液表面, 在加速电场  $E_g$  作用下, 电子进入气氙并激发更多的氙原子, 退激发后产生较大的 S2 信号。图片来源于<sup>[117]</sup>。

### 3.2.5 二相型气液氙探测器

二相型气液氙时间投影室技术已经是相当成熟的探测技术了,其原理如图 3-11 所示,时间投影室的构成主要由三部分:探测器介质(液氙、气氙);漂移电场和加速电场(主要有三个电极构成,阴极(Cathode)和门电极(Gate)之间是漂移电场,门电极和阳极(Anode)之间是加速电场,也叫萃取电场,液面就位于门电极和阳极之间);光电探测器件(光电倍增管)。PandaX-II 实验中,漂移电场大小为 300~400 V/cm,萃取电场大小为 4~5 kV/cm,阴极的下方还会安装一个接地的栅极来保护底部光电倍增管。时间投影室可以探测液氙退激发之后产生的闪烁光信号(S1 信号)和液氙原子被电离之后的电子在气氙中经常电致发光产生光信号(S2 信号)。S1 信号宽度一般为 100~200 ns, S2 的宽度约几个到几十  $\mu\text{s}$ , S2 信号的宽度取决于电子扩散尺度和气氙的厚度。TPC 周围用 PTFE 高反射率材料包围,以提高光子的探测效率。探测器有效质量区域(Sensitive Volume)为阴极和门电极之间的液氙靶物质,在 PandaX-II 实验中,有效质量 580 kg,而新一代的 PandaX-4T 实验液氙总量为 6 吨,有效质量区域为 4 吨。暗物质粒子与液氙原子核碰撞的散射截面非常小,碰撞的概率也很低,当暗物质粒子在液氙有效质量区域内发生碰撞时,就会产生 S1 和 S2 信号。暗物质散射事例产生的水平面信息由 S2 信号在顶部光电管的给出,垂直方向的信息由电子的漂移时间给出。相比于单相 TPC,二相型 TPC 能同时收集光信号和电离信号,两者之间有很好的反符合关系。不同粒子产生的信号光电比例不同,由此可以区分核反冲和电子反冲事例,从而提高本底的排除能力。有关探测器的其他信号,后续章节将会更详细的介绍。

## 3.3 PandaX-II 实验

### 3.3.1 PandaX 系列实验简介

PandaX(Particle AND Astrophysical Xenon observatory)是一个阶段性实验计划,如图 3-12 所示,旨在以氙为靶物质,寻找暗物质并研究中微子的性质。第一阶段(PandaX-I, 120 kg)和第二阶段(PandaX-II, 580 kg)实验分别于 2014 年和 2019 年完成。两个实验都位于 CJPL-I。PandaX-I 和 PandaX-II 均采用二相型气液氙时间投影室(TPC)技术探测暗物质-核子散射的反冲能量和位置。工作原理如图 3-11 所示。低温恒温器(内罐)充满液态氙,两个紧密排列的光电倍增管(PMT)阵列位于腔室的顶部(气体)和底部(液体)。PMT 收集的瞬发闪烁光子称为 S1 信号。为了收集电离电子,对分别位于液态氙底部和顶部的透光阴极(Cathode)和门电极(Gate electrodes)之间施加漂移电场。在门电极(液体中)和阳极(气体中)之间设置了更强的电场。这种所谓的萃取电场可以将电离电子拽出到气态氙气中,随后在靠近顶部 PMT 阵列区域附近产生二次电致发光光子,这种延后的闪烁光被称为 S2 信号。利用顶部 PMT 阵列采集到的 S2 的图案(水平位置)以及 S1 和 S2 之间的时间间隔(垂直位置),可以实现对相互作用顶点的三维成像。来自探测器外部的事例,由于液氙的自屏蔽效应,不会打到探测器核心区域,一般会被挡在探测器外围区域,可以在后期数据分析阶段将其去除。另外放射性本底产生的伽马射线或中子,由于其穿透性较强,在探测器内部会产生多次散射,所以会产生多个 S2(图 3-11),这样的事件后期数据筛选中也将被去除。对于剩余的单散射事件,由于反冲电子(较强)和原子核(较弱)的电离能力不同,两者电离电子携带的能量比例不同。因此 S2/S1 比率是另一个判别电子反冲(Electron Recoil, ER)强有力的依据。液态氙 TPC 的优越性也被多个实验数次证实,包括 XENON0<sup>[118]</sup>, XENON100<sup>[119, 120]</sup>, ZEPLIN<sup>[121]</sup>, 和 LUX<sup>[122]</sup>。

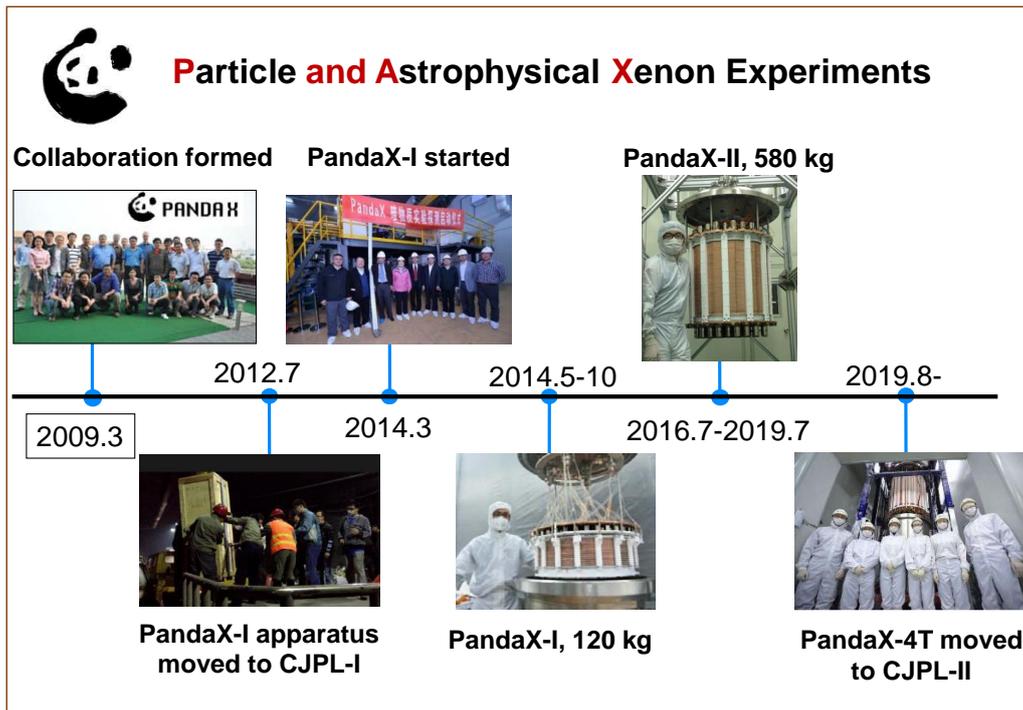


图 3-12 PandaX 暗物质探测系列实验时间序列图。PandaX 暗物质探测合作组于 2009 年成立，2012 年 7 月 PandaX-I 期实验设备运抵锦屏实验室一期现场，2014 年 3 月 PandaX-I 期实验 (120 kg 液氙) 开始试运行取数，5 月至 10 月完成物理取数任务。之后 PandaX-I 期升级至拥有 580 kg 液氙靶物质的 PandaX-II 期实验，PandaX-II 期实验于 2016 年 7 月正式进入物理取数阶段，直至 2019 年 7 月结束物理取数任务。2019 年 8 月 PandaX 实验进入新一代的暗物质探测吨级液氙实验，PandaX-4T 实验的现场安装阶段。

为了降低实验中的本底事例率，在 CJPL-I 建造了一个被动屏蔽体来抑制环境中子和伽马射线，如图 3-13 所示，在 PandaX-I 和 PandaX-II 中使用。从外到内，它由 40 厘米聚乙烯 (PE)、20 厘米铅、20 厘米 PE 和 5 厘米高纯度无氧铜 (OFHC) 组成。最里面的屏蔽是外真空铜容器，它也是低温恒温器的真空夹套和环境氦气屏障。PandaX-I TPC 专为高光输出和低能量阈值而设计，以寻找低质量的 WIMP。TPC 场笼由高 15 厘米、直径 60 厘米的圆柱形聚四氟乙烯 (PTFE) 壁包围。煎饼形目标是在到达 PMT 之前减少光子损失。对于光电探测阵列，顶部有 143 个 Hamamatsu R8520-406 1 英寸方形 PMT，底部有 37 个 Hamamatsu R11410-MOD 3 英寸 PMT。经过一系列工程运行，于 2014 年 3 月至 10 月期间，正式进行了暗物质数据收集<sup>[123, 124]</sup>，数据总暴光量为  $54 \times 80.1 \text{ kg} \cdot \text{day}$ ，并对其进行了盲分析。在信号区域中发现了 7 个事件，预期的本底事例为  $6.9 \pm 0.6$  个，没有发现超出本底的信号。自旋无关 (SI)WIMP-核子散射的截面如图 3-14 所示，在 90% 的置信水平下，WIMP 质量低于 5.5 GeV 的限制是当时所有液态氙实验中报告的最严格的限制。排除限制强烈反对 DAMA-LIBRA<sup>[125]</sup>、CoGeNT<sup>[126]</sup>、CRESST-II<sup>[127]</sup> 和 CDMS-Si<sup>[128]</sup> 声称的信号区域。这个结果是一个 PandaX 实验的重要里程碑。

为了提高对 WIMP 探测的灵敏度，合作组在 2015 年对 PandaX-I 进行了升级改造，即升级之后的 PandaX-II。PandaX-II 的主要改进在于扩大了 TPC 的大小，以容纳 580 kg 液氙。TPC 高 60 厘米，直径 60 厘米。总共装有 110 个 Hamamatsu 3 英寸的 R11410-20 PMT，并且



图 3-13 左图，PandaX-II 实验屏蔽体结构示意图。右图，屏蔽体实物图。

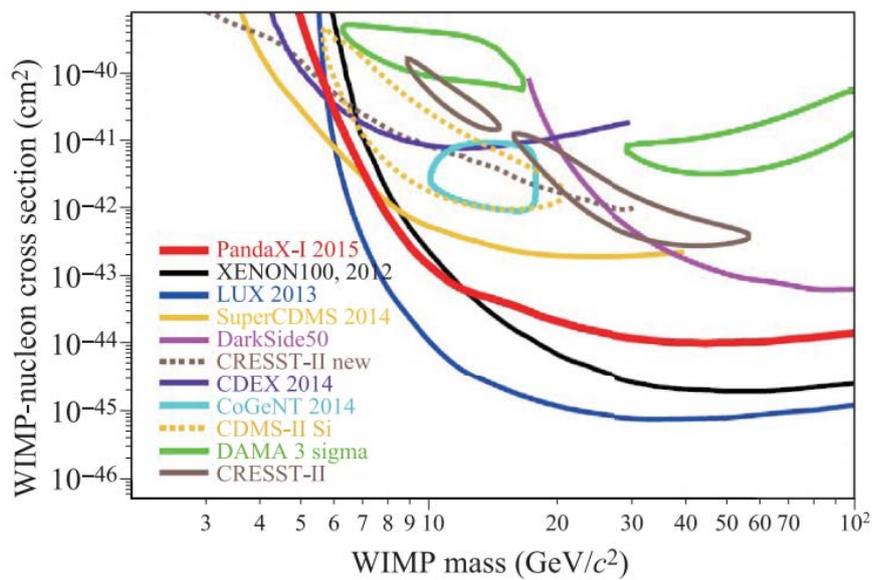


图 3-14 PandaX-I 自旋无关的 WIMP-核子散射截面的上限 (红色), 90% 置信度。图片转  
自<sup>[124]</sup>。

PMT 的量子效率得到了提高。为了抑制背景噪声，改用了低放射性材料的不锈钢制成低温恒温器作为内罐<sup>[129]</sup>。在 TPC 场笼和内部低温恒温器之间的区域，顶部和底部各安装了 24 个 Hamamatsu 1 英寸 R8520-406 PMT，以进一步排除来自探测器外部的本底事件。

### 3.3.2 PandaX-II 实验探测器运行历史

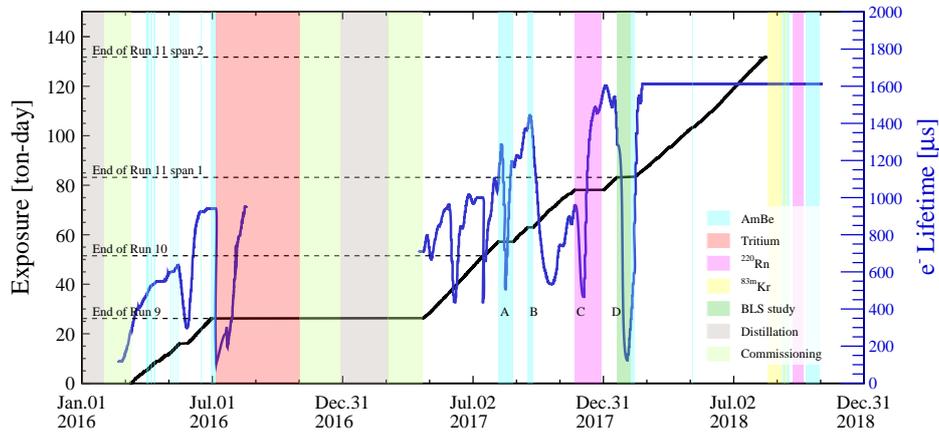


图 3-15 PandaX-II 暗物质累积曝光量(黑线)和电子寿命周期(蓝线)。黑色水平虚线代表数据集的划分。不同颜色的区块代表不同的取数操作，NR 刻度包括 AmBe 源(青色)，ER 刻度包括氟化甲烷(浅红色)，<sup>220</sup>Rn 源(粉红色)和 <sup>83m</sup>Kr 刻度(黄色)，baseline suppression study(绿色)，氙精馏(灰色)，和探测器调试运行(浅绿色)。图片转自<sup>[107]</sup>。

PandaX-II 实验运行的历史和各种取数操作的汇总如图 3-15。PandaX-II 探测器在试运行之后，总共进行了三段暗物质数据的采集，分别命名为 Run 9、Run 10、Run 11，三段 Run 对应的起始时间、结束时间、探测器活时间以及探测器相关的主要参数都汇总在表 3-3 中。其中，Run 9 共采集了 79.6 天的暗物质数据以后，进行了氟化甲烷的注入，以作电子反冲刻度，紧接着是探测器调试和液氙精馏；而之后的 Run 10 在进行了 77.1 天的暗物质数据采集之后，不得不因为断电问题临时停下；Run 11 从 2017 年 7 月 17 日至 2018 年 8 月 16 日，期间共采集了 244.2 天的暗物质数据。图 3-15 还展示了 PandaX-II 实验各个取数阶段的电子寿命的变化，探测器电子的寿命和电负性纯净度是直接相关的。

Run	开始	结束	时长(天)	PDE(%)	EEE(%)	SEG(PE/e <sup>-</sup> )
9	Mar.9, 2016	Jun.30, 2016	79.6	11.5±0.2	46.3±1.4	24.4±0.4
10	Apr.22, 2017	Jul.16, 2017	77.1	12.1±0.5	50.8±2.1	23.7±0.8
11	Jul.17, 2017	Aug.16, 2018	244.2	12.0±0.5	47.5±2.0	23.5±0.8

表 3-3 Pandax-II 实验各暗物质取数各阶段探测器参数光子探测效率 (PDE)，电子找出效率 (EEE)，单电子增益 (SEG) 的总览表。

### 3.3.3 PandaX-II 实验的成果

PandaX-II 中的初始暗物质数据收集于 2015 年 11 月至 12 月 (run 8)。在探测到较高的，可能是由空气泄漏引入的 <sup>85</sup>Kr 本底(在天然的 Kr 中丰度约为  $2 \times 10^{11}$ )之后，停止了取数。

从数据推断出氦与氙原子比约为 400 ppt。在完成氦精馏之后，于 2016 年 3 月恢复了数据采集，精馏之后氦水平降低了  $\sim 10$  倍，使得本底事例率创下历史新低  $2. \times 10^3 \text{ evt}/(\text{day} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV})$ 。2016 年 3 月至 6 月期间收集的低背景噪声数据 (run 9)，与 run 8 相结合，总共收集到 33 吨·天曝光量的 WIMP 数据，在当时的同行间处于领先地位。在暗物质信号区域，仅识别出一个事件，预期本地为 2.5 个事件。对于自旋不相关弹性的 WIMP-核子散射截面，在 WIMP 质量等于  $40 \text{ GeV}/c^2$ <sup>[130]</sup>，给出了最严格的限制，最低的散射截面为  $2.5 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ ，这比之前来自 LUX<sup>[131]</sup> 的最佳极限提高了 2.5 倍。此外，由于氙核的净自旋主要携带奇数中子同位素  $^{129}\text{Xe}$  和  $^{131}\text{Xe}$ ，因此相同的数据对自旋相关 (SD) WIMP-核子相互作用也取得了最严格的限制<sup>[132]</sup>。

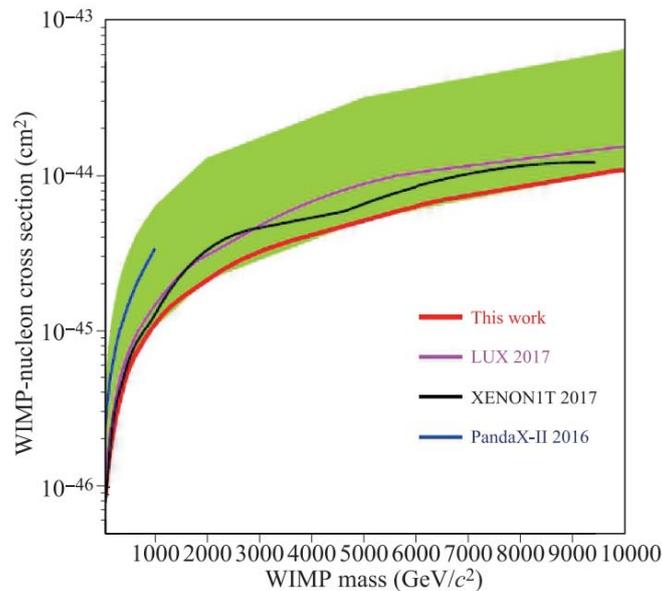


图 3-16 PandaX-II 结合 run 9 和 run 10 数据，给出的 90% 置信度，关于自旋无关的 WIMP-核子散射截面的上限 (红色实线)。绿色带状为  $1\sigma$  的灵敏区。图片转载自<sup>[133]</sup>。

在 run 9 之后，为了刻度探测器对低能电子反冲事件的响应，注入了氟化甲烷，这是 LUX 合作组<sup>[134]</sup> 首创的一项技术。低能刻度完成后，为了去除探测器中残留的氦并进一步抑制氦本底，在 CJPL-II 中进行了第二次精馏。氦被大量去除，氦含量降低到约 6 ppt。另一个低本底数据采集 (run 10) 是从 2017 年 3 月到 7 月。ER 本底水平为  $0.8 \times 10^3 \text{ evts}/(\text{days} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV})$ ，比 run 9 压低了 2.5 倍，但在信号区域内没有发现超过本底事例。结合 run 9 和 run 10，PandaX-II 给出了总曝光量为 54 吨·天的暗物质探测结果，如图 3-16。在 WIMP 质量大于  $100 \text{ GeV}/c^2$  的区域给出了当时的最严格限制。

此外，PandaX-II 的实验数据还用于研究非 WIMP 暗物质粒子和相互作用。例如，轴子是一种赝标量暗物质粒子候选者，其作用是在强相互作用中检测电荷-宇称守恒或 CP 对称性<sup>[26, 27]</sup>。假设轴子可以与电子耦合，则使用 ER 区域的 PandaX-II 数据搜索太阳轴子或类星系轴子粒子 (ALP)<sup>[135]</sup>。由于较低的 ER 本底率和大曝光量，对两种情况下的无量纲轴子-电子耦合常数  $g_{Ae}$  设置了严格的限制。PandaX-II 数据也被用于探测自相互作用暗物质，在自相互作用暗物质模型中，引入一个轻传播子可以和标准模型中的光子产生动力学耦合发生<sup>[96]</sup>，从而实现暗物质与普通物质之间的相互作用。此外，我们还利用 PandaX-II 数据进行了基于有效场论框架下的分析<sup>[136]</sup>，在分析中应用了针对氙原子核的最先进的核矩阵元进行了计

算。

由于天然氙含有 8.9% 的  $^{136}\text{Xe}$ ，一种双  $\beta$  衰变同位素 (两个中子在原子核中同时转化为两个质子和电子)，PandaX-II 合作还发表了关于  $^{136}\text{Xe}$  (衰变阈值为 2.458 MeV) 无中微子双  $\beta$  衰变 (Neutrinoless Double Beta Decay, NLDBD) 搜索的新结果<sup>[137]</sup>。该分析中使用了总曝光时间为 403.1 天 (2016 年 6 月至 2018 年 8 月) 的数据，根据事例选择标准，共选取了 219 kg 的天然氙为基准质量，累积曝光量 242 kg·yr，相当于 22.2 kg·yr 的  $^{136}\text{Xe}$  曝光量。如果在自然界中发现这种衰变，则直接证明中微子是其自身的反粒子 (所谓的马约拉纳粒子)，这也将对粒子物理学和宇宙学产生深远的影响。在 PandaX-II 实验中，对于有效质量在 1.4 到 3.7 eV/ $c^2$  区间的马约拉纳中微子，给出 90% 置信度的衰变半衰期下限为  $2.1 \times 10^{23}$  年。这是液态氙暗物质实验的第一个 NLDBD 结果，这也证明了在未来实验中进行更灵敏搜索的可行性。

鉴于 2020 年 6 月 XENON1T 报告的在低能区域 (5 keV 附近) 电子反冲事例的超出现象。PandaX-II 合作组紧跟国际热点，分析了 100.7 吨·天液氙曝光数据中的低能电子反冲的事例，进行了新物理信号的搜索。通过对主要本底谱的强有力的估计，我们对太阳轴子和中微子的增强磁矩进行灵敏的搜索。我们发现对于质量小于 0.1 keV/ $c^2$  的轴子，轴子电子耦合常数  $g_{Ae} < 4.6 \times 10^{-12}$ ，并在 90% 置信度水平下，得到中微子磁矩  $\mu_\nu < 4.9 \times 10^{11} \mu_B$ 。XENON1T 实验测得的低能电子反冲事例的超出在我们的实验限制范围内。

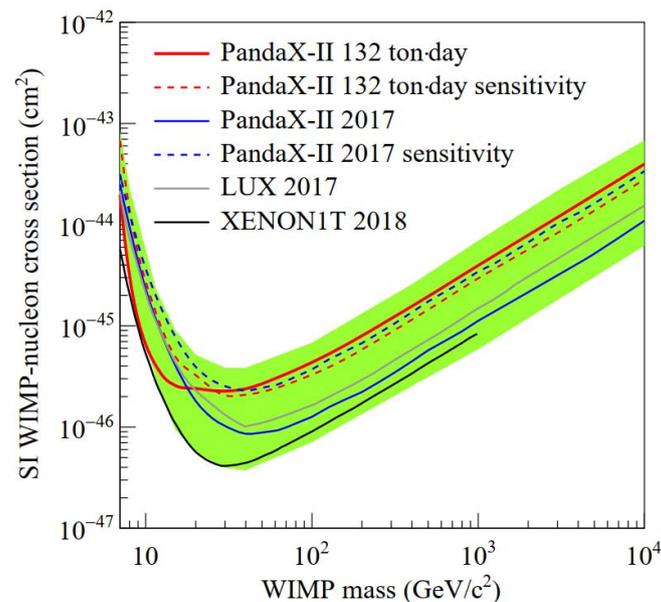


图 3-17 利用 PandaX-II 132 吨·天曝光量的全部数据，给出的 90% 置信度，自旋不相关的 WIMP 和核子弹性散射截面的上限。图中还将 PandaX-II 2017<sup>[133]</sup>，LUX 2017<sup>[138]</sup>，以及 XENON1T 2018<sup>[61]</sup> 的结果。绿色带状代表  $\pm 1\sigma$  灵敏度。低于 8 GeV/ $c^2$  的部分，最终结果中的灵敏度中值略低于 2017 年的结果，因为我们的核反冲模型重新校准，导致低质量 WIMP 的信号效率较低。图片摘自<sup>[107]</sup>。

PandaX-II 物理取数于 2019 年 7 月结束，累积暗物质搜索曝光总量 132 吨·天，包括自 2016 年 3 月至 2018 年 8 月的所有数据。如图 3-17 所示，PandaX-II 实验结束物理取数之后，我们对自旋无关的暗物质和核子相互作用截面上限给出了限制，没有发现超出本底预期的显著事件。在暗物质质量为 30 GeV/ $c^2$  时，在 90% 置信度的水平下，得到的自旋不相关相互作用横截面的最低值为  $2.2 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ 。

本章从中国锦屏地下实验室得天独厚的极低宇宙线  $\mu$  子通量出发，指出了利用锦屏地下实验极低的宇宙线本底环境开展以液氙为靶物质的暗物质直接探测的先天优势，从液氙的物理性质、光电特性、电离特性、发光特性几个方面阐述了二相型气液氙时间投影室探测技术特点和优点，并着重介绍了 PandaX 系列实验的物理目标、前后运行的历史、所取得的成果，和 PandaX 暗物质直接探测的现状。PandaX 合作组利用锦屏地下实验室极低的宇宙线本底环境，从 PandaX-I 期的 120 kg 级到 PandaX-II 期的 580 kg 级二相型气液氙探测器，开拓了国内暗物质直接探测的先河，数次取得了国际领先的实验结果，并依次成为知名的暗物质直接探测实验项目。PandaX-4T 实验已顺利完成试运行阶段的取数任务，发表的成果再一次领先世界暗物质探测的前沿，经过液氙的再精馏去除氙化甲烷本底后，已重新进入运行取数，即将进入正式的物理取数阶段。

## 第四章 利用 PandaX-II 实验寻找自相互作用暗物质

本章我们将围绕在 PandaX-II 实验上寻找自相互作用暗物质的信号为主展开论述。第一小节简要介绍事例选择和本底估计，第二小节将重点围绕利用 PandaX-II 全部曝光数据寻找轻传播子暗物质为主题展开，介绍了直接探测实验对轻传播子模型各个参数的限制结果，内容包括了轻传播子在暗物质直接探测实验上的信号特征、PandaX-II 实验对轻传播子暗物质模型暗物质与核子散射截面的限制结果、对轻传播子质量的限制结果，以及对动力学混合参数的限制结果。在动力学混合参数的限制部分，我们根据标准大爆炸核合成理论 (Big Bang Nucleosynthesis, BBN) 对宇宙早期轻元素丰度的限制，结合轻传播子在宇宙早期的衰变和演化，引入了宇宙大爆炸核合成机制对轻传播子寿命的限制，进一步根据大爆炸核合成理论得到了对动力学混合参数的限制。最后我们结合大爆炸核合成理论计算结果，PandaX-II 直接探测实验的限制结果，以及对矮星系和星系团的天文观测数据，对非对称自相互作用暗物质模型做出了最新的限制。如果天文观测得到的自相互作用暗物质的质量区间是可靠的，我们的研究表明，对 10 GeV 到 200 GeV 的暗物质量区间，早期宇宙暗区的温度比可见区要偏低。这也显示了直接探测实验、天文观测和宇宙学可以为研究暗物质的自相互作用性质提供互补的手段。

### 4.1 事例选择和本底估计

本小节我们简要介绍 PandaX-II 期实验物理分析中事例的选择和本底的估计，其他有关能量重建、核反冲与电子反冲能量刻度、均匀性修正、以及探测器主要参数 (诸如光子探测效率，电子拽出效率，单电子增益) 等方面的详细内容可参见文献<sup>[107]</sup>。

#### 4.1.1 本底水平估计

在 PandaX-II 期物理数据分析中，最终的本底事例包含四个部分，分别是电子反冲本底、中子本底、偶然符合本底以及表面本底。电子反冲本底主要来源于探测器中放射性材料产生的  $\gamma$ 、氙的同位素  $^{127}\text{Xe}$ 、氙的贝塔衰变、探测器中的氦和氩等。氙本底是在 2016 年 Run9 之后进行  $\text{CH}_3\text{T}$  刻度后引入的，精馏之后氙本底水平降低了  $\sim 100$  倍。氙本底水平的估计是基于 (0, 10] keV 能区数据的拟合得到的。 $^{220}\text{Rn}$  本底的估计是通过  $^{212}\text{Bi}$ - $^{212}\text{Po}$  和  $^{220}\text{Rn}$ - $^{216}\text{Po}$  的延迟符合事例估计的。对于  $^{222}\text{Rn}$ ，在暗物质探测能区的本底贡献主要来源于其  $\beta$  衰变的子核  $^{214}\text{Pb}$ ，对于  $^{214}\text{Pb}$  事例率估计的详细内容可以参考文献<sup>[137]</sup>。 $^{85}\text{Kr}$  本底水平的估计是利用其衰变 (0.5% 的分支比) 中  $\beta$ - $\gamma$  的延迟符合特征估计得到的 (假设  $^{85}\text{Kr}$  的丰度是  $2 \times 10^{-11}$ )。中子本底的估计是利用中子引起的高能伽马在低能区产生的单次散射事例来确定的<sup>[140]</sup>。偶然符合本底由孤立的 S1 合 S2 信号随机符合产生。表面本底大概率来自析出的  $^{220}\text{Rn}$  产生的子核  $^{210}\text{Pb}$  的  $\beta$  衰变过程。这些事例产生的电子在漂移的过程中容易被探测器周围的特佛伦 (PTFE) 所吸收，从而抑制 S2 信号的大小。表面本底的估计是依据数据建立的模型来分析的<sup>[141]</sup>。表 4-1 中罗列出 PandaX-II 期实验各种放射性本底的水平。

本底类型	Run 9	Run 10	Run 11, span 1	Run 11, span 2	
Flat ER components (mDRU)	$^{85}\text{Kr}$	$1.19 \pm 0.2$	$0.18 \pm 0.05$	$0.20 \pm 0.06$	$0.40 \pm 0.07$
	$^{222}\text{Rn}$	$0.19 \pm 0.10$	$0.17 \pm 0.02$	$0.19 \pm 0.02$	$0.19 \pm 0.02$
	$^{220}\text{Rn}$	$0.01 \pm 0.01$	$0.01 \pm 0.01$	$0.01 \pm 0.01$	$0.01 \pm 0.01$
	ER (material)	$0.20 \pm 0.10$	$0.20 \pm 0.10$	$0.20 \pm 0.10$	$0.20 \pm 0.10$
	Solar $\nu$	0.01	0.01	0.01	0.01
	$^{136}\text{Xe}$	0.0022	0.0022	0.0022	0.0022
Total flat ER (mDRU)	$1.61 \pm 0.24$	$0.57 \pm 0.11$	$0.73 \pm 0.08$	$1.03 \pm 0.08$	
$^{127}\text{Xe}$ (mDRU)	$0.14 \pm 0.03$	$0.0069 \pm 0.0017$	< 0.0001		
$^3\text{H}$ (mDRU)	0	0.11			
Neutron (mDRU)	$0.0022 \pm 0.0011$				
Accidental (event/day)	$0.014 \pm 0.004$				
Surface (event/day)	$0.041 \pm 0.008$	$0.063 \pm 0.0013$			

表 4-1 PandaX-II 暗物质直接探测器实验在各个 Run 期间在 FV 内的本底汇总表。其中  $^3\text{H}$  是通过对数据进行最佳拟合得到的<sup>[139]</sup>，其他电子反冲本底是独立估计的。电子反冲和中子本底是在 0-25 keV 区间估计的。偶然符合本底和表面本底是估计的能区窗口是， $S1 \in (3, 45)$ ， $S2 \in (100(\text{raw}), 10000)$  PE。其中  $1 \text{ mDRU} = 1 \times 10^{-3} \text{ evt/keV/day/kg}$ 。Run 9 和 Run 10 的总的 flat ER 本底是各项的加和，而 Run 11 总的 flat ER 是根据能区在 20-25 keV 间的数据估计得到的。数据转载自<sup>[107]</sup>。

#### 4.1.2 暗物质候选事例

暗物质候选事例是通过盲分析方法，在未考虑暗物质候选数据的情形下确定下来的。S1 信号的选择范围是在 [3, 45] PE，S2 的选择范围在 100 PE(raw) 到 10000 PE。同时要求事例在 99.99% 的核反冲接受线以上，此外为了去除少量非物理的超大 S2 事例，还要求事例在 99.9% 的电子反冲接受线下方，所有的数据采用同样的置信度筛选条件。由于  $S1 \in (50, 70)$  PE 事例在垂直方向上的分布，对于各个 Run 不一样，Run 9 漂移时间设定在 (18, 310)  $\mu\text{s}$ ，Runs 10 和 11 设定在 (50, 350)  $\mu\text{s}$  的范围内。置信区域液氙的质量为  $328.9 \pm 9.9 \text{ kg}$  (Run 9) 和  $328.6 \pm 9.9 \text{ kg}$  (Run 10 和 Run 11)，其中误差的估计是基于位置重建算法的 5 mm 分辨率得到的。最终曝光量分别为 Run 9 26.2 吨·天，Run 10 25.3 吨·天，Run 11 80.3 吨·天。

筛选条件	Run 9	Run 10	Run 11
所有事例	24502402	18369083	49885025
单一 S2 判选	9806452	6731811	20896629
数据质量选择	331996	543393	2708838
暗物质信号窗口选择	76036	74829	257111
有效体积选择	392	145	710
决策树 (BDT) 筛选	384	143	695
Post-unblinding cuts	384	143	693

表 4-2 Runs 9, 10 and 11 经过各种筛选条件后留下的事例数。数据转载自<sup>[107]</sup>。

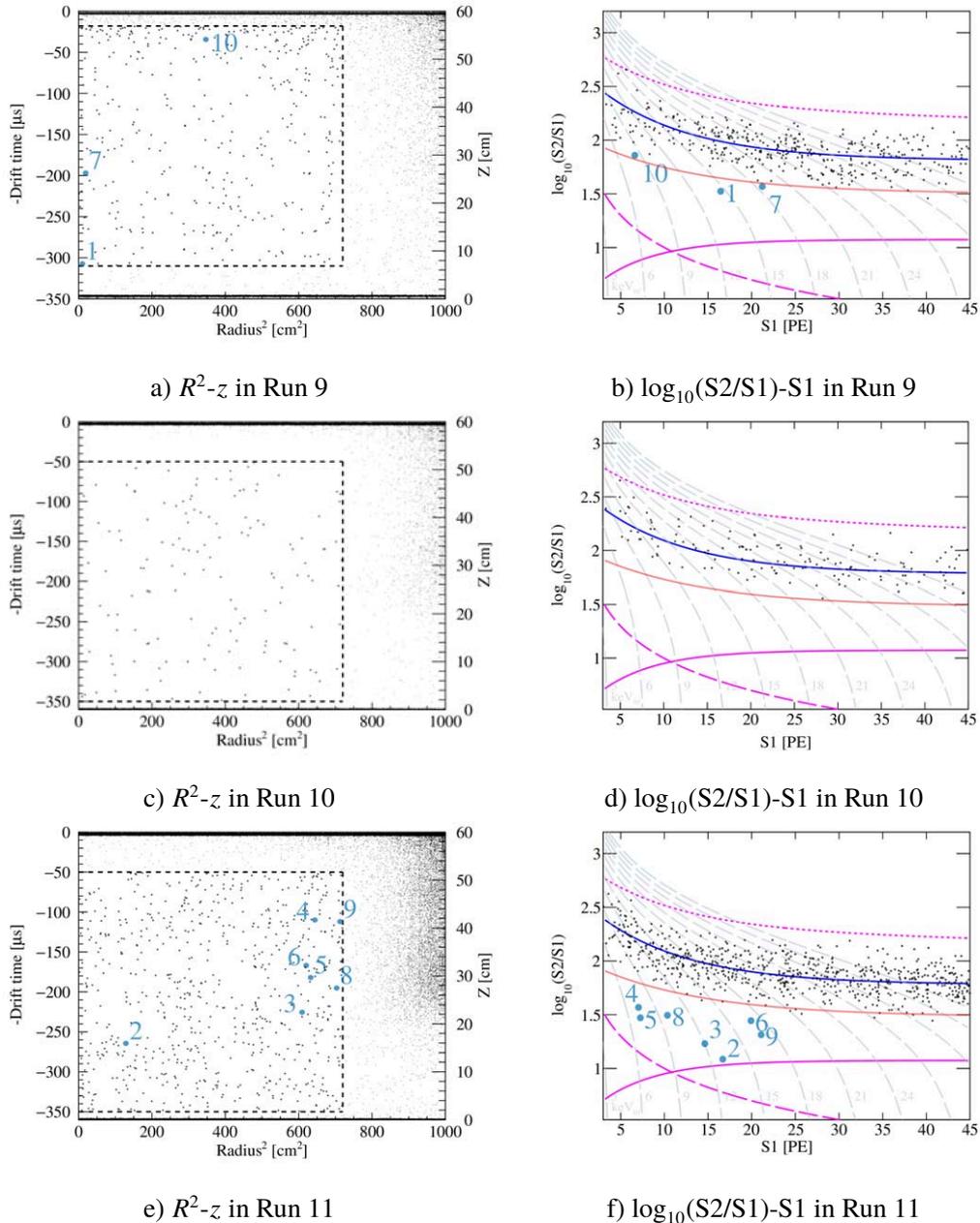


图 4-1 PandaX-II 暗物质直接探测各取数阶段，信号选择窗口内事例的空间位置分布和信号分布。对于在 FV 外面的事例，在 Run 9(a)、Run 10(b)、Run 11(c) 中也分别展现了出来。而对于 Run 9(d)、Run 10(e)、Run 11(f) 的信号分布，仅把最终的暗物质候选事例展现了出来。其中十个最可能的暗物质候选事例在图中标记了出来。电子反冲中位线(蓝色实线)和核反冲中位线(粉红色实线)也叠加在信号分布图中。品红色曲线是暗物质探测可接受窗口的边界，品红色实线代 99% 的核反冲接受条件，品红色的点线代表了 99% 的电子反冲接受条件，品红色虚线表示  $S2=100$  PE 的下限条件。灰色虚线代表核反冲能量 ( $\text{keV}_{nr}$ ) 下的等能线。图片摘自<sup>[107]</sup>。

最终的筛选后的暗物质候选事例个数汇总在表 4-2 中。累计三个 Run 共观测到 1222 个候选事例，在有效探测体积内外的空间分布如图 4-1 所示。我们对 1222 个候选事例进行了逐一检查，以确定是否存在非物理事例。在 Run 11 中发现了两个虚假事例。第一个是一个双 S2 事例，其中第二个 S2 较小，在信号甄别算法中被误判为 S1，由此这个双 S2 事例被误判为一个单次散射事例。第二个虚假事例的 S1 由三个光电管的 hit 组成，恰好满足三支光电管同时点亮的条件，但实际上其中两个 hit 来源于两道光电管的相干噪声，换言之，该 S1 是一个偶然符合噪声，此事例并非一个正常的单次散射事例。最终的候选事例共 1220 个。PandaX-II 实验所有选事例在  $\log_{10}(S2/S1)$  和 S1 平面上的分布如图 4-1 所示，图中叠加了核反冲以及电子反冲的中位线作为参照，在核反冲中位线下方候选事例对于 Run 9、Run 10 和 Run 11 分别是 4、0 和 34 个。

## 4.2 利用 PandaX-II 实验寻找轻传播子暗物质

下面介绍自相互作用暗物质和氦原子核的散射事例率，首先暗物质与原子核的散射过程可以区分为自旋不相关 (spin-independent, SI) 和自旋相关 (spin-dependent, SD)<sup>[142]</sup>

$$\sigma = \sigma_{SI} + \sigma_{SD}, \quad (4-1)$$

为了简化运算，我们只考虑自旋不相关的情形。对于自旋不相关的暗物质与原子核的相互作用，通常情况下假设散射截面  $\sigma$  与原子核的原子序数 A 的平方成比例，由下式给出

$$\sigma = \sigma_0 |F(q^2)|^2, \quad (4-2)$$

其中  $\sigma_0$  为零动量转移时暗物质与原子核的散射截面， $F(q^2)$  为依赖于转移动量 q 的原子核形状因子。对于单纯的标量相互作用，

$$\sigma_{0,SI} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2, \quad (4-3)$$

Z 为质子数，A-Z 为中子数， $f_p, f_n$  分别是暗物质与质子和中子的耦合常数。多数情况下， $f_n \sim f_p$ 。暗物质与原子核的散射截面可以根据暗物质与质子的散射截面给出

$$\sigma_{0,SI} = \sigma_{p,SI} \left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^2 A^2, \quad (4-4)$$

其中  $\mu_p$  是质子与暗物质的约化质量，A 是靶物质原子核的原子质量， $\sigma_{p,SI}$  是暗物质与核子的散射的截面。我们将式 4-4 代入式 4-2，得到

$$\sigma_{\chi N} = \sigma_{p,SI} A^2 \left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^2 |F(q^2)|^2, \quad (4-5)$$

在式 4-5 中，对于一个给定的暗物质质量， $\sigma_{p,SI}$  是仅有的自由参量。其次，对轻传播子暗物质模型，我们考虑一般情形，即假设暗物质与液氦核子可以通过轻传播子  $\phi$  和质子或者中子进行耦合，实现暗物质和液氦原子间的相互作用。那么暗物质与液氦原子核之间弹性散射截面的形式可表达为<sup>[86]</sup>，

$$\sigma(q^2)_{\chi N} = \sigma|_{q^2=0} A^2 \left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^2 \frac{m_\phi^4}{(m_\phi^2 + q^2)^2} F^2(q^2), \quad (4-6)$$

其中  $\sigma|_{q^2=0}$  是在零动量转移 ( $q^2 = 0$ ) 情形下暗物质与核子的相互作用散射截面。A 原子核的质量数， $\mu(\mu_p)$  是暗物质与原子核 (核子) 的约化质量， $m_\phi$  是传播子质量，依照常规取，我

们取  $F(q^2)$  为 Helmi 形式<sup>[21, 143]</sup>,

$$F(q^2) = 3e^{-q^2 s^2/2} \frac{\sin(qr) - qr \cos(qr)}{(qr)^3}, \quad (4-7)$$

式中  $s = 0.9 \text{ fm}$ ,  $r$  为原子核的有效半径。我们注意到散射截面  $\sigma(q^2)_{\chi N}$  的大小和转移动量是相关的, 特别当  $m_\phi \gg q$  时, 即转移动量的量级相比于传播子质量可忽略的情形下, 散射截面  $\sigma_{\chi N}$  将和标准的 WIMP 散射情形一致。另外和 WIMP 散射不同的是, WIMP 和原子核的弹性散射属于接触型相互作用 (Contact interaction), 而轻质量传播子和核子之间是耦合型相互作用 (Coupling interaction), 两种过程的物理图像是不一样的。在直接探测实验上寻找自相互作用暗物质实际上就是寻找轻质量传播子的过程。

最后, 我们得到暗物质和原子核的散射事例率为 (单位为 counts/day/kg/keV)<sup>[142]</sup>,

$$\frac{dR}{dE} = \frac{\sigma(q^2)_{\chi N} \rho}{2m_\chi \mu^2} \int_{v \geq v_{min}} d^3 v v f(v, t), \quad (4-8)$$

式中  $\rho = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$  为太阳系附近的暗物质质量密度,  $m_\chi$  代表暗物质质量,  $f(v, t)$  代表相对于探测器的时间相关的暗物质速度分布,  $v_{min}$  是产生反冲能量  $E$  的最小暗物质速度。本文中我们采用标准等温暗物质晕模型<sup>[142, 144]</sup>, 其中暗物质的速度呈麦克斯韦分布, 最有可能的速度是  $220 \text{ km/s}$ , 并且小于银河系逃逸速度  $544 \text{ km/s}$ 。

#### 4.2.1 轻传播子模型的信号特征

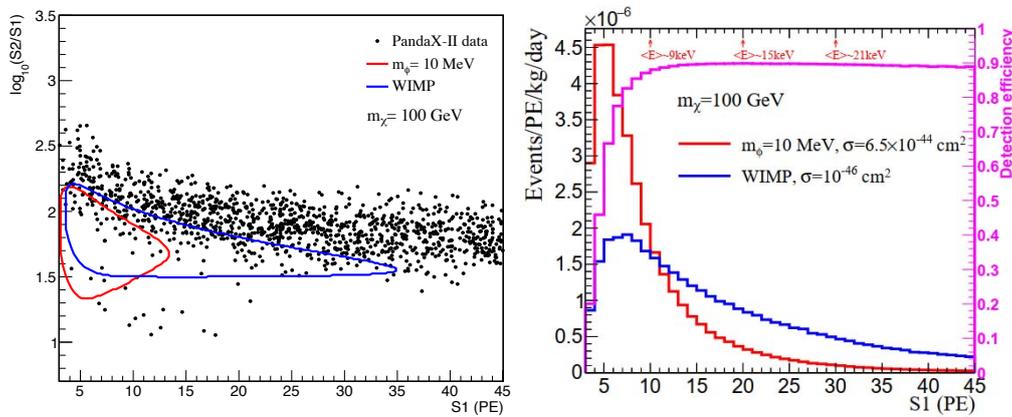


图 4-2 SIDM 相较于 WIMP 粒子, 在暗物质直接探测实验上的信号更集中于低能区域。左右两幅图中选取了暗物质质量  $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ , 传播子质量  $m_\phi = 10 \text{ MeV}$  (红色), 与 WIMP 粒子 (蓝色) 进行比较。左图, 黑色点是从 PandaX-II 实验 132 吨·天的曝光量数据中筛选出的暗物质候选事例在  $S1\text{-log}_{10}(S2/S1)$  平面上的分布, 红色线围起来的区域为 SIDM 信号 (68.3%) 存在的区域, 蓝色线围起来的区域为 WIMP 粒子信号 (68.3%) 存在区域。图片摘自<sup>[145]</sup>。右图, 红色的直方图代表 SIDM 模型  $S1$  信号的分布, 蓝色直方图代表了 WIMP 模型  $S1$  信号的分布, 洋红色的线代表 PandaX-II 探测器对  $S1$  信号的探测效率。图片摘自<sup>[96]</sup>。

如图 4-2 所示, SIDM 的信号相比与 WIMP 更趋近于低能区域。图 4-2 左图是从 PandaX-II 实验 132 吨·天的全部曝光数据中, 筛选了  $S1$  信号在 3-45 (PE),  $S2$  信号在 100-10000 (PE) 的事例, 黑色的点为实验数据点, 蓝色实线围起来的区域为 WIMP 粒子与液氙原子核反冲信号 (68.3%) 分布的区域, 红色实线围起来的区域为 SIDM 粒子与液氙原子核反冲的信号 (68.3%)

分布区域, 图中我们选择了  $m_\chi = 100$  GeV 的典型暗物质质量, 对于轻传播子的质量, 如前文所述, 根据矮星系以及星系团观测数据的最佳拟合结果图 (2-8), 我们设定为  $m_\phi = 10$  MeV。图 4-2 左图中, 绝大部分的物理事例分布在  $1.5 < \log_{10}(S2/S1) < 2.5$  区域, 主要是电子反冲本底, 另外还有些事例分布在  $\log_{10}(S2/S1) < 1.5$  区域, 大多来自于表面事例 (surface events), 详情可参见<sup>[107]</sup>。在 PandaX-II 全部曝光量中, 没有观测到显著超出本底的事例。图 4-2 右图摘自<sup>[96]</sup>, 蓝色直方图为 WIMP 粒子在质量  $m_\chi = 100$  GeV 时, S1 信号事例数分布, 红色的直方图为相同暗物质质量下, 轻传播子质量  $m_\phi = 10$  MeV 时, SIDM 粒子对应的 S1 信号的事例数分布, 图中可以明显看出, SIDM 粒子 S1 信号更加集中于 10 PE 以下。图中为了使得两种不同暗物质模型下的积分事例数是一样的, 我们将 SIDM 模型  $(m_\chi, m_\phi) = (100, 0.01)$  GeV 的零动量转移下暗物质与核子的散射截面固定在  $6.5 \times 10^{-44}$  cm<sup>2</sup>, 而将 WIMP 与核子的散射截面固定为  $10^{-46}$  cm<sup>2</sup>。洋红色的直方图为探测效率随 S1 信号大小的分布趋势。从图中对比可以看到, 在 PandaX-II 液氙探测器对 S1 信号的探测效率在 10-45 PE 之间接近一个恒定值, 但是在  $S1 < 10$  PE 以下, 探测器的效率出现了急剧的下降。但是在 10 PE 以下, 轻传播子模型的事例却是最高。因此, 我们预计当轻传播子质量与核反冲的动量转移相当或者小于转移动量时, 暗物质探测灵敏度会变弱。

#### 4.2.2 PandaX-II 对轻传播子模型的限制结果

##### (1) 自相互作用暗物质概率密度分布的计算

为了暗物质数据处理的需要, 我们需要计算自相互作用暗物质在液氙探测器里面散射事例的概率密度分布, 为此我们首先需要计算自相互作用暗物质在探测器能谱上的事例率, 也就是微分散射事例率。遵寻前文的理论推导过程, 我们将自相互作用暗物质粒子与液氙原子核之间散射的截面公式 4-5 带入微分散射事例率的表达式 4-8 得到

$$\frac{dR}{dE} = \sigma|_{q^2=0} \frac{A^2 \rho}{2m_\chi \mu_p^2} \frac{m_\phi^4}{(m_\phi^2 + q^2)^2} F^2(q^2) \int_{v \geq v_{min}} d^3v v f(v, t), \quad (4-9)$$

其中,  $\rho$  为银河系的暗物质密度,  $f(v, t)$  为暗物质相对于探测器的时间相关的速度分布。并且只考虑轻传播子和光子的动力学耦合<sup>[90]</sup>, 其拉矢量  $\varepsilon_\gamma \phi_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$  中 (式 (2-4)),  $\varepsilon_\gamma$  为光子和传播子的耦合常数,  $\phi_{\mu\nu}$  是传播子场算符,  $F^{\mu\nu}$  为光子场算符。在零动量转移条件下 ( $q^2 = 0$ ), 暗物质与核子的散射截面为

$$\sigma|_{q^2=0} = \frac{16\pi\alpha_{em}\alpha_\chi\mu_p^2}{m_\phi^4} \left[ \frac{\varepsilon_\gamma Z}{A} \right]^2, \quad (4-10)$$

其中  $\alpha_{em} = 1/137$  标准模型精细结构常数,  $\alpha_\chi$  为与之相对应的暗区精细结构常数,  $Z$  是氙核的质子数。我们将零动量散射截面 4-10 带入微分散射截面事例率 4-9, 有

$$\frac{dR}{dE} = \frac{8\pi\alpha_{em}\alpha_\chi\rho}{m_\chi^2} \frac{\varepsilon_\gamma^2 Z^2}{(m_\phi^2 + q^2)^2} F^2(q^2) \int_{v \geq v_{min}} d^3v v f(v, t). \quad (4-11)$$

我们按照 PandaX-II 实验各个运行取数 Run9、Run10、Run11 期间探测器的运行状态, 将所有的暗物质数据总共分为 24 个 RunSet, 每个 RunSet 在模拟过程中与探测器相关的各种参数各自独立输入, 这些参数包括了 PDE、EEE、SEG、电子寿命 (electron-lifetime)、底部光电管接收到的 S2 信号大小的占比 (S2B fraction)、双光电子比例 (DPE ration)、漂移电场强度等参数。并且每个 RunSet 模拟次数大于  $10^6$  以上, 并将模拟得到的暗物质与液氙原子核

散射事例的概率密度分布经 Smooth 操作后, 应用于最终  $CL_{s+b}$  limit 的计算。例如, 我们模拟自相互作用暗物质质量  $m_\chi = 40$  GeV, 传播子质量  $m_\phi = 10$  MeV 时散射事例的概率密度分布, 如图 4-3。

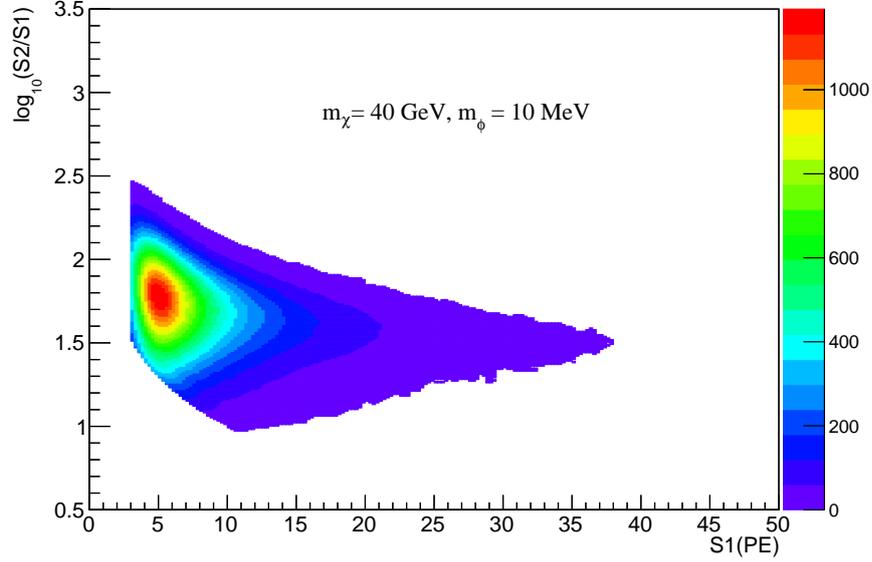


图 4-3 利用 NEST 2.0<sup>[146]</sup> 模拟得到的子相互作用在暗物质质量  $m_\chi = 40$  GeV, 传播子质量  $m_\phi = 10$  MeV 时,  $\log_{10}(S2/S1)$ - $S1$  平面暗物质与液氙原子核散射事例的概率密度分布。计算时假设混合参数为  $1 \times 10^{-9}$ 。

## (2) 实验数据拟合的方法

PandaX-II 实验采用剖面似然法 (Profile Likelihood Ratio, PLR) 对探测到的暗物质候选事例进行统计拟合, 具体处理按照文献<sup>[130, 133, 147]</sup> 的方法。实验结果分析中 unbinned 似然函数构建为:

$$\mathcal{L}_{\text{pandax}} = \left\{ \prod_{n=1}^{\text{nset}} \left[ \text{Poiss}(\mathcal{N}_{\text{obs}}^n | \mathcal{N}_{\text{fit}}^n) \times \prod_{i=1}^{\mathcal{N}_{\text{obs}}^n} (I_s^{n,i} + \sum_b I_b^{n,i}) \right] \right\} \quad (4-12)$$

$$\times \left[ G(\delta_s, \sigma_s) \prod_b G(\delta_b, \sigma_b) \right], \quad (4-13)$$

其中

$$\mathcal{N}_{\text{fit}}^n = N_s^n (1 + \delta_s) + \sum_b N_b^n (1 + \delta_b), \quad (4-14)$$

$$I_s^{n,i} = \frac{N_s^n (1 + \delta_s) P_{\text{DM}}^n(S1^i, S2^i, r^i, z^i)}{\mathcal{N}_{\text{fit}}^n}, \quad (4-15)$$

$$I_b^{n,i} = \frac{N_b^n (1 + \delta_b) P_b^n(S1^i, S2^i, r^i, z^i)}{\mathcal{N}_{\text{fit}}^n}, \quad (4-16)$$

$$G(\delta, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma^2}\right). \quad (4-17)$$

在数据处理中我们根据不同时期探测运行状况的不同 (漂移电场、电子寿命、萃取电场等), 将数据划分成 24 个数据片段。每个数据片段中,  $N_{\text{obs}}^n$  为测到的事例数,  $N_s^n$  和  $N_b^n$  分别是信号和本底的个数。  $N_s^n$  和暗物质-核子相互作用截面  $\sigma_{\chi n}$ 、氙原子核的靶核数目以及原子核的形状因子<sup>[148]</sup> 相关。冗余参数  $\delta_s$  和  $\delta_b$  分别通过高斯函数  $G(\delta, \sigma)$  来约束信号和本底的误差  $\sigma_s$  和  $\sigma_b$  得到。  $\sigma_s$  设定为 20%,  $\sigma_b$  可以在表 4-1 获得。在所有的数据片段中, 统一假设  $\delta_b$  来描述  $^{127}\text{Xe}$ 、偶然符合本底以及中微子本底相关的系统误差。对于 flat ER 本底和表面本底, 用独立  $\delta_b$  来表征。氙本底在拟合中设置为浮动的值。此外, 在最终的分析中, 我们将信号和本底的概率密度分布函数,  $P_s^n$  和  $P_b^n$  拓展到了四维 (S1, S2, r, z)。暗物质信号和本底信号 (除表面本底以外) 的分布 (S1, S2) 和相对应的空间分布 (r, z) 是独立的。

### (3) 测试统计的构建

在 PandaX-II 数据分析中, 为了比较数据与本底和本底 + 信号两种假设的兼容性, 我们按照文献<sup>[149]</sup> 中的方法给予上述似然函数构建测试统计  $\tilde{q}_\mu$

$$\tilde{q}_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\text{data}|\mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\text{data}|\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu, \quad (4-18)$$

$\theta$  为冗余参数,  $\hat{\theta}_\mu$  为给定信号强度修正  $\mu$  以后, 拟合“数据” (这里的数据既可以是真实的物理数据, 也可以是蒙卡模拟产生的数据) 得到的冗余参数  $\theta$  的最大似然值。分子的值为  $(-\log \mathcal{L})$  的最小值。其中  $\mu$  为信号强度修正 (signal strength modifier), 该数的值对应某个散射截面。在计算中我们先假设一个信号观测值 (比如 10 个事例), 经过测试统计对所有信号强度修正的扫描以后, 得出 90% 置信度水平对应的信号强度修正所在的值 (最佳拟合  $\mu$  值), 和假设的信号观测值 (10) 的乘积, 就是式 4-12 中的实际观测信号  $N_{\text{obs}}^n$  的大小。分母是关于所有冗余参数和信号强度修正参数空间  $(\hat{\mu}, \hat{\theta})$  拟合“数据”得到的最大似然概率。信号强度修正  $\mu$  值在  $0 \leq \hat{\mu} \leq \mu$  范围内浮动, 其左边界 ( $0 \leq \hat{\mu}$ ) 是由物理决定的, 因为信号必须为正的。其右边  $\hat{\mu} \leq \mu$  是人为设定的, 以确保一个单边的置信区间, 从物理的角度来看, 这意味着向上的数据波动 ( $\mu > \hat{\mu}$ ) 是不违反信号假设的。冗余参数  $\hat{\theta}$  也是浮动的。分子分母两者相减的值为测试统计  $\tilde{q}_\mu$  的值, 通常将该值命名为  $\tilde{q}_\mu^{\text{obs}}$ 。分子和分母部分的比值大小, 表征了某个  $\mu$  值和 best fit 以后的  $\hat{\mu}$  之间的兼容性, 或者可比性。通常  $\mu$  就是实验中的观测数据。

### (4) p-value 的定义

在 PandaX-II 实验的数据分析中, 采用  $\text{CL}_{s+b}$  的上限计算方法。中我们有两种假设, 即信号 + 本底和只有本底的假设。我们根据实际观测这两种假设下的观测 p-value 分别定义为  $p_\mu$ :

$$p_\mu = \int_{\tilde{q}_\mu^{\text{obs}}}^{\infty} f(\tilde{q}_\mu|\mu, \hat{\theta}_\mu^{\text{obs}}) d\tilde{q}_\mu, \quad (4-19)$$

在 PandaX-II 实验结果中报告置信度的计算为 90%, 对应  $\text{CL}_{s+b} = 0.1$ 。

我们根据上述方法, 利用 PandaX-II 132 吨·天曝光量数据, 计算的暗物质质量  $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ , 传播子质量  $m_\phi = 10 \text{ MeV}$  时, 假设信号强度  $\mu = 0.5$ , 计算得到测试统计  $\tilde{q}_\mu$  的分布如图 4-4 左图中蓝色直方图所示,  $\tilde{q}_{\mu, \text{obs}}$  的值为红色直方图所在位置, 其右侧灰色阴影区直方图的面积与整个  $\tilde{q}_\mu$  分布的积分 (蓝色直方图的面积) 的比值, 即为信号强度  $\mu = 0.5$  时的 p-value。对  $\mu$  按照式 4-18 的定义进行扫描, 便得到 4-4 右图 p-value vs  $\mu$  的分布。我们对其进行拟合, 得到  $\text{CL}_{s+b} = 0.1$ , 即置信度 90% 时, 信号强度  $\mu = 0.49$ , 相应的  $N_{\text{obs}} = 0.49 \times 10$

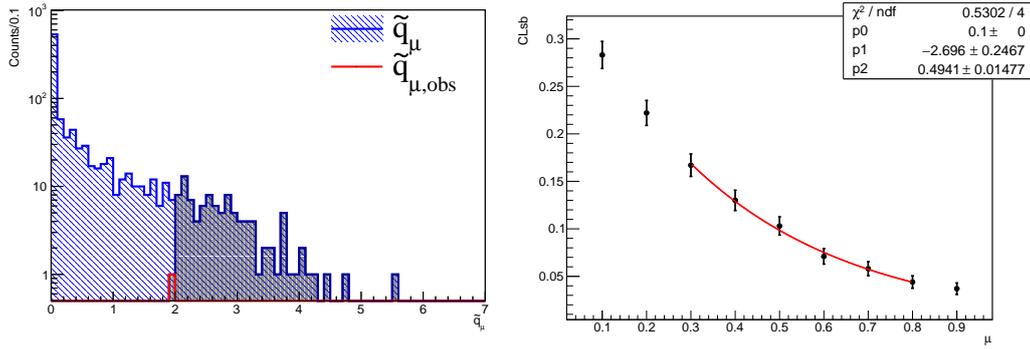


图 4-4 左图， $\mu=0.5$  时，经蒙特卡洛模拟得到的测试统计  $\tilde{q}_\mu$  的分布以及相应的  $\tilde{q}_{\mu,obs}$  值所在的位置。图中蓝色阴影区对应  $\tilde{q}_\mu$  的分布，红色直方图区间为  $\tilde{q}_{\mu,obs}$  值所在位置，其右侧灰色阴影区的面积对应着  $\tilde{q}_\mu > \tilde{q}_{\mu,obs}$  的积分值，p-value 的大小为该值与整个  $\tilde{q}_\mu$  积分的比值。右图，扫描  $\mu$  值得到的 p-value 的分布，并按照  $1 - \alpha = 90\%$  置信度对其进行拟合的结果。两幅图中，暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV，传播者质量  $m_\phi = 10$  MeV 时。左图中计算得到的 p-value 对应于右图中  $\mu$  值为 0.5，p-value 为 0.103 的点。经拟合得到纵轴为 p-value 为 0.1 时，横坐标  $\mu = 0.4941$ 。

= 4.9。10 为  $CL_{s+b}$  计算前假设的固定的总信号个数，对  $\mu$  扫描计算完成后，best fit 的  $\mu$  需要乘以这个数，才是  $N_{obs}$  的真实值。

根据式 4-11 可知，散射事例数正比于混合参数的平方，即

$$N_{obs} \sim \varepsilon_{\gamma-limit}^2, \quad (4-20)$$

$$N_{exp} \sim \varepsilon_{\gamma 0}^2, \quad (4-21)$$

由此我们得到

$$\varepsilon_{\gamma-limit} = \sqrt{\frac{N_{obs}}{N_{exp}}} \cdot \varepsilon_{\gamma 0}, \quad (4-22)$$

式中我们在 PDF 计算阶段假设混合参数  $\varepsilon_{\gamma 0} = 1 \times 10^{-9}$ ， $N_{exp}$  为考虑散射事例率以及 PandaX-II 实验探测效率下，得到的期望事例数，如此便得到对耦合常数的限制  $\varepsilon_{\gamma-limit}$ 。该值是根据实验数据按照  $CL_{s+b}$  90% 置信度的方法计算得到的  $\varepsilon_{\gamma-limit}$  的上限，将其带入零动量转移条件下自相互作用暗物质与液氙原子核的散射截面式 4-10 中，该式中其余各参量为已知常数，暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV，传播子质量  $m_\phi = 10$  MeV，如此便得到零动量转移时，暗物质与液氙原子核碰撞的散射截面大小。如前所述，自相互作用暗物质与液氙原子核散射截面中只存在三个参量 ( $m_\chi, m_\phi, \varepsilon_\gamma$ )，根据实验探测数据，以及  $CL_{s+b}$  90% 置信度计算方法，我们可以得出在某个暗物质以及传播子质量  $m_\chi, m_\phi$  下所对应的  $\varepsilon_\gamma$  的上限值，以及散射截面的上限。固定其中一个参数改变另一个参数，就可以从暗物质质量以及传播子质量两个维度给出自相互作用暗物质与液氙原子核碰撞的散射截面的上限。

图 4-5 展示了上述两个维度自相互作用暗物质与氙原子核散射的截面上限。其中，图 4-5 左图中展示了暗物质质量为  $m_\chi = 10$  GeV (红色) 和 100 GeV (蓝色) 时，零动量转移下，利用 PandaX-II 132 吨·天全部曝光量给出的 90% 置信度的暗物质和核子散射截面  $\sigma|_{q^2=0}$  的上限随着传播子质量的分布。总得来说，对暗物质与核子的散射截面的限制随着轻传播子的质量增加而变得更强。对于轻传播子质量  $m_\phi \geq 100$  MeV 的情形，我们的限制结果与 WIMP

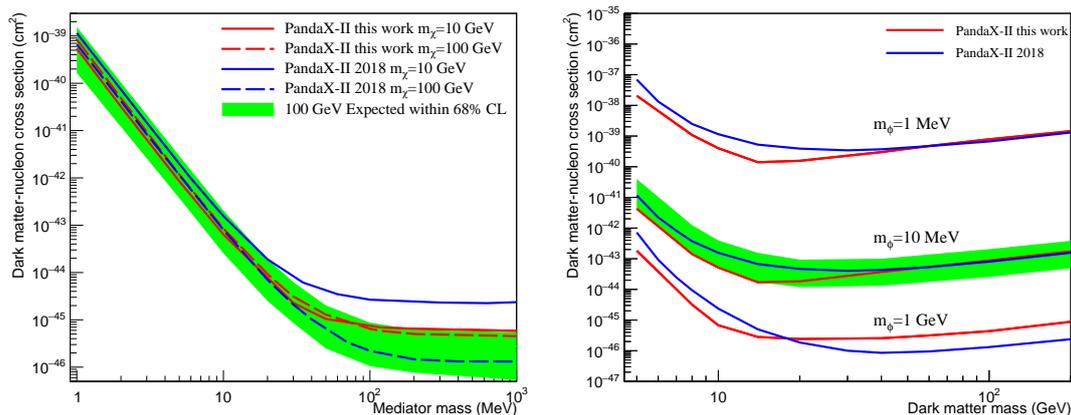


图 4-5 左图, PandaX-II 90% CL 的零-动量暗物质与核子散射截面随传播子质量的上限, 分布包含了  $m_\chi = 10$  GeV(红色实线)和 100 GeV(红色虚线)两种情况。右图: 暗物质与核子散射截面上限随暗质量质量变化曲线, 分别取  $\phi = 1$  MeV、10 MeV 和 1 GeV。在两张图中, 绿色带表示给定模型参数的  $1\sigma$  灵敏度。为了进行比较, 我们将之前 2018 年发布的基于 PandaX-II 实验 54 吨·天数据分析的限制<sup>[96]</sup>(蓝色)画在一起。图片摘自<sup>[145]</sup>。

粒子的情形非常接近<sup>[107]</sup>, 因为式 4-6 中的动量转移相较于传播子质量变得可以忽略不计。这是因为在 PandaX-II 实验中, 对于重传播子的情形, 典型的动量转移为 10-50 MeV<sup>[96]</sup>, 因此, 动量转移可以忽略不计, 这样式 4-6 中的分子和分母部分  $m_\phi^4$  相互约掉, 散射截面大小跟传播子质量不再产生关系, 所以散射截面的大小随着传播子质量的增加呈现出水平的趋势, 并且和主分析 WIMP 的搜寻结果接近一致。对于暗物质质量  $m_\chi = 10$  GeV 下所有的传播子质量  $m_\phi$  空间, 最新的排除限制都要强于 2018 年的分析结果。对于暗物质质量为  $m_\chi = 100$  GeV 的情形, 在传播子质量  $m_\phi \leq 30$  MeV 时, 最新的排除限制和之前的分析结果几乎没有差别。图 4-5 右图展示了零动量转移下, PandaX-II 全部曝光量数据对暗物质与核子散射截面的限制随暗物质质量的分布。在 WIMP 模型中 (相当于传播子质量  $m_\phi = 1$  GeV 时的轻传播子模型), 在暗物质质量  $m_\chi \leq 20$  GeV 时, 最新的限制结果要强于 2018 年的分析结果。对于传播子质量  $m_\phi = 1$  MeV 和 10 MeV 的情形, 暗物质质量  $m_\chi \leq 40$  GeV, 新的限制结果比之前更强。并且在暗物质质量  $m_\chi \approx 15$  GeV, 轻传播子质量  $m_\phi = 10$  MeV, 新的结果  $\sigma|_{q^2=0} < 1.7 \times 10^{-44}$  cm<sup>2</sup>, 相较于 2018 年的分析结果, 限制增强了 3.9 倍。

### 4.2.3 PandaX-II 对轻传播子质量的限制结果

为了进一步解释我们的搜索结果, 我们按照前文 SIDM 粒子物理理论中模型中描述的那样, 将 SIDM 模型中的暗物质看作狄拉克费米子, 并且通过规范耦合与矢量传播子发生相互作用。正如文献<sup>[89, 150]</sup>所述, 这一模型可以解释从螺旋星系 (spiral galaxies) 和星系团中观测到的暗物质分布, 并且可以确定一定暗物质质量区间的传播子质量和规范耦合。在我们的分析中, 我们假设轻传播子和光子的耦合是通过动力学混合产生的<sup>[90]</sup>。在零动量转移条件下 ( $q^2 = 0$ ), 暗物质与核子的散射截面与式 4-10 类似,

$$\sigma|_{q^2=0} = \frac{16\pi\alpha_{em}\alpha_{\chi-bestfit}\mu_p^2}{m_\phi^4} \left[ \frac{\epsilon_\gamma Z}{A} \right]^2, \quad (4-23)$$

唯一的区别式，这里的暗物质精细结构常数由原来的  $\alpha_\chi$  变为  $\alpha_{\chi\text{-bestfit}}$ ，将其固定在给定暗物质质量  $m_\chi$  的最佳拟合值<sup>[89]</sup>。如图 (2-8) 所示的下图，从矮星系和星系团观测的结果得到的  $g_\chi$  的最佳拟合结果。再根据  $\alpha_\chi = g_\chi^2/4\pi$ ，得到  $\alpha_{\chi\text{-bestfit}}$  的最佳拟合结果。

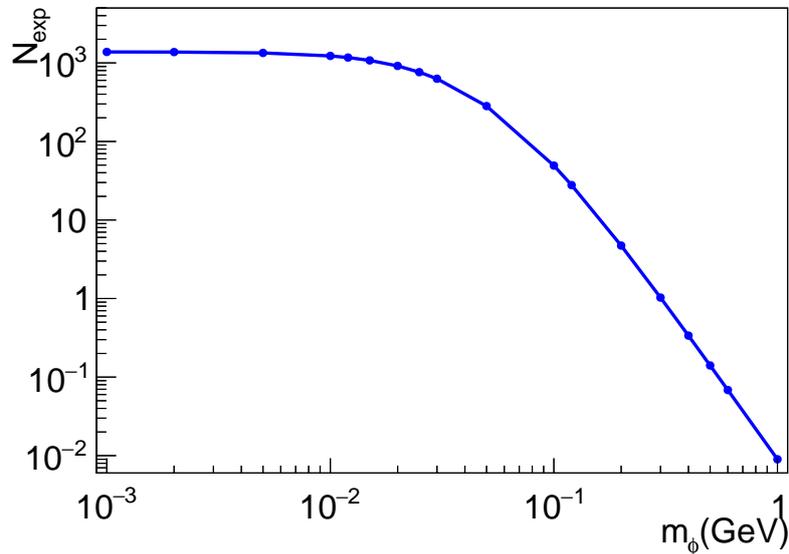


图 4-6 暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV，混合参数  $\varepsilon_{\gamma-0} = 1 \times 10^{-9}$  时，自相互作用暗物质与氦原子核散射事例数随着传播子质量  $m_\phi$  变化的分布。传播子质量  $m_\phi < 10$  MeV 以下，期望的散射事例数  $N_{exp}$  几乎是不变的。

如前所述，自相互作用暗物质与氦原子核散射的截面中只有三个自由参数 ( $m_\chi, m_\phi, \varepsilon_\gamma$ )，在前文中，我们假设混合参数为  $\varepsilon_{\gamma-0} = 1 \times 10^{-9}$ 。从而可以得到给定暗物质质量  $m_\chi$ ，以及传播子质量  $m_\phi$  时的 PDF 以及期望的散射事例数  $N_{exp}$ 。如图 4-6 所示，在传播子质量  $m_\phi < 10$  MeV 以下，散射事例数的期望值  $N_{exp}$  是不变的，这在微分散射事例率的公式 4-11 中可以得到解释。在 PandaX-II 实验中，对于重传播子的情形，典型的动量转移为 10-50 MeV<sup>[96]</sup>，当  $m_\phi < 10$  MeV 时，可以认为传播子质量  $m_\phi$  远小于转移动量  $q$ ，微分散射事例率可以看作是中分母部分传播子质量远小于转移动量大小，即  $m_\phi^2 \ll q^2$ ，分母部分  $(m_\phi^2 + q^2)^2$  可以简化为  $q^4$ 。这样整个微分散射事例率是一个与  $1/q^4$  相关的表达式，故而散射事例数不再与传播子质量有关。承前所述，我们假设期望的事例数  $N_{exp}$  与实际观测事例数  $N_{obs}$  是很相近的，那么在已知  $N_{obs}$  的情况下，就可以从图 4-6 中利用插值法找出对应的  $m_{\phi\text{-limit}}$  值。图 4-7 展示了我们用实验探测数据得到的  $N_{obs}$  利用插值法找传播子质量的方法。图中深红色三角形点所示为  $\log(N_{obs})$  vs  $\log(m_\phi)$  的曲线，其中  $N_{obs}$  为按照前文所示  $CL_{s+b}$  计算得到的 90% 置信度的  $N_{obs}$ ，为了计算更加精确，我们取对数。其余三条蓝色圆点为  $N_{exp}$  和  $m_\phi$  的曲线，同样取对数坐标，其中我们将混合参数  $\varepsilon_{\gamma-0}$  假设为三个值， $1 \times 10^{-9}, 1 \times 10^{-10}, 2 \times 10^{-11}$ ，并且暗物质部分精细结构常数改用天文观测拟合的最佳值  $\alpha_{\chi\text{-bestfit}}$ 。图 4-7 中，是在暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV 时的情形，深红色曲线和三条蓝色曲线的交叉点对应的横坐标即为所求的传播子质量的限制结果  $m_{\phi\text{-limit}}$  的对数值，342.35 MeV、98.61 MeV、29.07 MeV 分别对应于混合参数  $1 \times 10^{-9}, 1 \times 10^{-10}, 2 \times 10^{-11}$  三种情形时传播子质量的下限。它们对应图 4-8 中横轴  $m_\chi = 100$  GeV 处三条红色曲线上的三个点。图 4-8 展示了利用 PandaX-II 全部曝光量数据，取三个典型的  $\varepsilon_\gamma$  (红色) 值时，轻传播子质量在  $m_\chi$ - $m_\phi$  平面上的限制，同时我们将来自天文观测

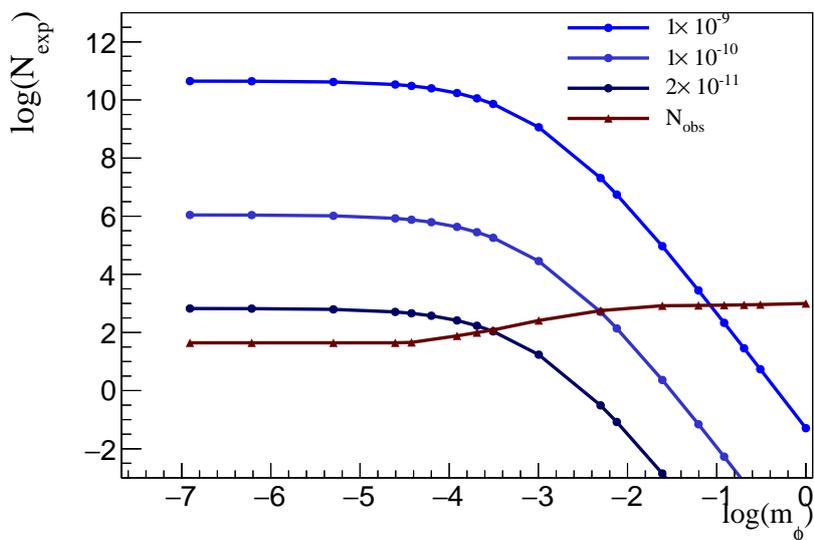


图 4-7 暗物质质量  $m_\chi = 100$  GeV 时，插值法寻找  $m_\phi\text{-limit}$  的图解。纵坐标为  $\log(N_{exp})$ ，横坐标为  $\log(m_\phi)$ ，其中蓝色的三条圆点状曲线分别代表混合参数为  $1 \times 10^{-9}$ ,  $1 \times 10^{-10}$ ,  $2 \times 10^{-11}$  对应的情形，并且计算中暗物质精细结构常数取天文观测最佳拟合的结果  $\alpha_\chi\text{-bestfit}$ ，深红色三角形点曲线代表  $\log(N_{obs})$  vs  $\log(m_\phi)$  应的曲线，来自于  $CL_{s+b}$  90% 置信度的计算结果。深红色三角形点曲线与色圆点曲线的交叉点即为找到的传播子质量  $m_\phi\text{-limit}$  取对数之后的值。

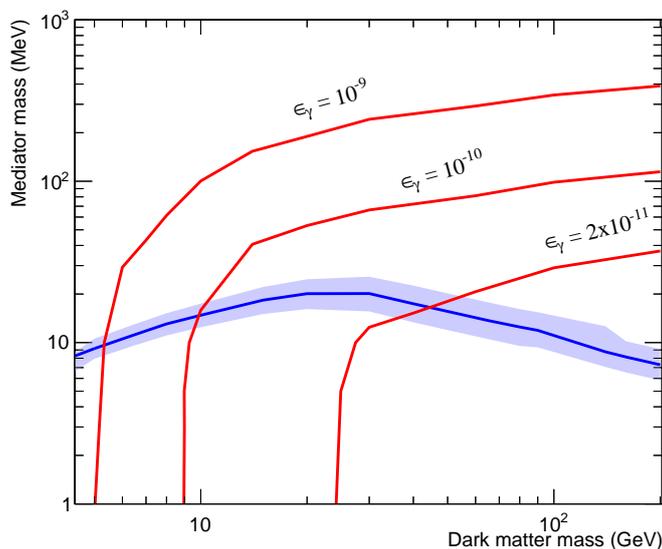


图 4-8 PandaX-II 实验 132 吨·天曝光量的数据给出的依赖于暗物质质量  $m_\chi$  的 SIDM 传播子质量  $m_\phi$  的下限(红色曲线)，分别取动力学混合参数  $\epsilon_\gamma = 10^{-9}, 10^{-10}, 2 \times 10^{-11}$ ，暗物质精细结构常数  $\alpha_\chi$  取星系观测数据拟合的最佳值。蓝色带状表示从矮星系到星系团的暗物质晕观测得到的 SIDM 参数区域。图片引自<sup>[145]</sup>。

最被看好的 SIDM 参数区域 (蓝色, 摘自文献<sup>[89]</sup>), 画在了一起。我们计算的新结果可以限制大部分 SIDM 参数空间, 即便  $\varepsilon_\gamma$  的值小到  $2 \times 10^{-11}$ , 其中 SIDM 模型在  $m_\chi \geq 40 \text{ GeV}$  的空间被排除。探测灵敏度随着  $\varepsilon_\gamma$  的增加得到了进一步的提升。对于  $\varepsilon_\gamma = 10^{-9}$  的情形, 暗物质质量  $m_\chi \geq 6 \text{ GeV}$  的区域被排除。自然而然地, 对于给定暗物质质量  $m_\chi$ , 我们可以推导出  $\varepsilon_\gamma$  的上限。这在图 4-12 中有展示两个代表性的暗物质质量为  $10 \text{ GeV}$  和  $100 \text{ GeV}$  (红色) 时, 实验数据对耦合参数  $\varepsilon_\gamma$  给出上限。

#### 4.2.4 PandaX-II 对动力学混合参数的限制结果

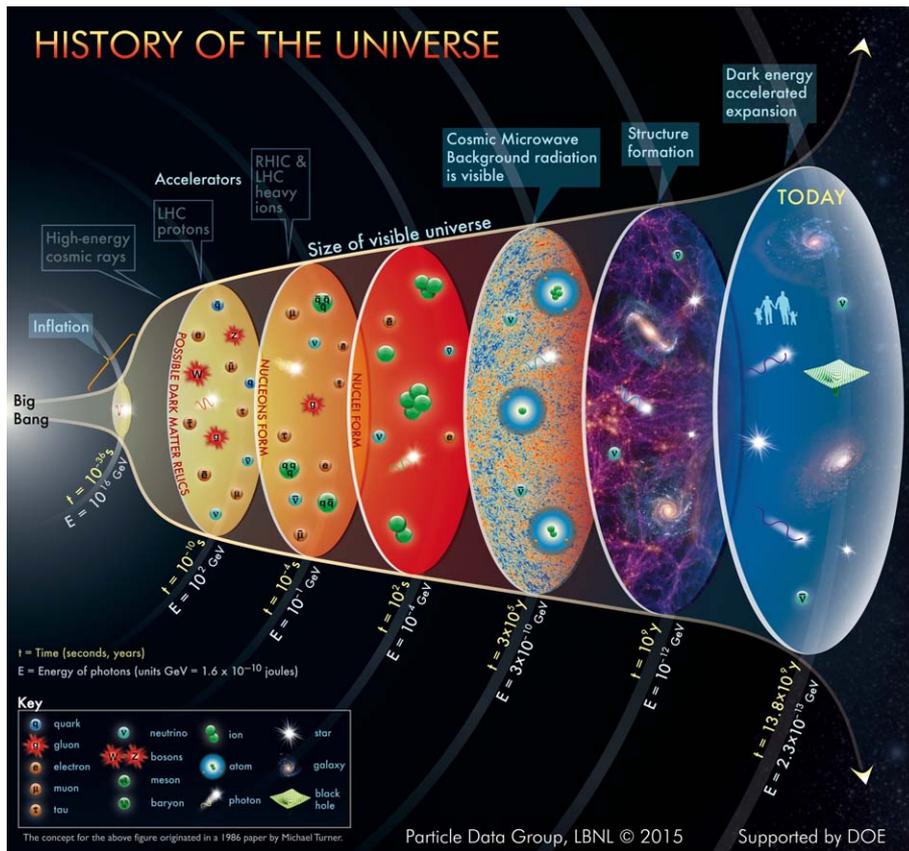


图 4-9 基于大爆炸理论模型的宇宙起源物质演化示意图。图片摘自<sup>[151]</sup>。

宇宙早期是一个极其热的、致密的、以熵为主导的等离子体, 它可能包括标准模型中所有的粒子热分布 (所谓的“原始汤”)。如图 4-9 所示, 根据宇宙标准大爆炸模型 (Standard big-bang model), 以及各种精确地测量和观测表明, 宇宙形成的早期主要经历以下事例序列: 大爆炸 (Big bang)、膨胀 (inflation)、重子合成 (baryogenesis)、大爆炸核合成 (Big bang nucleosynthesis, BBN)、再结合 (recombination) 以及宇宙微波背景的解耦 (the decoupling of the cosmic microwave background)<sup>[152]</sup>。在大爆炸之后约  $t = 10^{-36} \text{ s}$ , 宇宙主要经历膨胀阶段, 并产生大量的高能宇宙射线。紧接着在  $t = 0.33 \times 10^{-10} \text{ s}$  宇宙中的物质由夸克-胶子等离子体 (QuarkGluon Plasma, QGP) 进入强子化过程, 开始形成强子和重子 (例如  $\pi$  介子, 质子, 中子等)。在  $t = 10^{-4} \text{ s}$  之后, 逐渐进入 BBN 核合成的过程, 这时候也伴随着轻元素 (如氢、氦、氘、锂等) 的产生, 一直到持续到约  $t = 10^2 \text{ s}$  的时间尺度。

根据最新的研究表明, 当宇宙早期的光子-电子-正电子-重子组成的等离子体温度达到

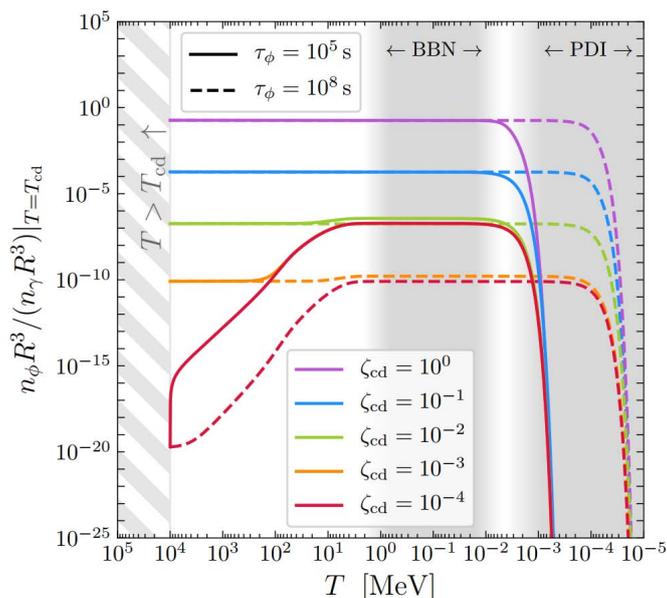


图 4-10 化学解耦时刻，各个  $\zeta_{cd}$  值时，传播子的联动粒子数密度到光子数密度的比随着标准温度的变化趋势。计算中将化学解耦时标准模型的温度设定在  $T_{cd} = 10$  GeV，并且传播子质量为  $m_\phi = 20$  MeV，取传播子寿命  $\tau_\phi = 10^5$  s(实线)与  $10^8$  s(虚线)。图片摘自<sup>[153]</sup>。

约  $\sim 16$  keV 时，正负电子湮灭  $e^-e^+ \rightleftharpoons \gamma\gamma$  的过程出现冻结 (freeze-out)<sup>[154]</sup>。正负电子湮灭的过程主要发生在中微子脱离热平衡后和 BBN 时期局部热平衡和化学平衡中。我们取自然单位制，即  $c = \hbar = \kappa = 1$ ，那么 16 keV 的温度也就是  $1.82 \times 10^8$  Kelvin，时间尺度上约在大爆炸之后  $10^3$  s。在以光子-电子-正电子-重子以及中微子够成的等离子体，经历以电弱相互作用为主导的漫长演化后，时间尺度到  $t = 10^9$  年左右，开始出现宇宙微波背景解耦，大量的宇宙微波背景辐射逃离热反应区域，同时宇宙的大幅冷却，降低至 3000 Kelvin。之后在引力主导下，经历了漫长(约  $t = 13.8 \times 10^9$  年)的恒星、星系团等形成和演化最终形成了今天的宇宙。

近年来，人们将标准模型的研究扩展到与暗区之间产生轻的和弱的耦合，并且可以显著影响宇宙的演化，也可能影响由 BBN 产生的对原始元素的丰度的预测或者宇宙微波背景 (CMB) 相关的可观测量。鉴于推断出的轻元素丰度与在标准模型的相应预测之间存在明显的总体一致性，众所周知，对于亚 MeV 温度，任何与标准宇宙学的偏差都受到强烈的限制<sup>[155-161]</sup>。早期的研究主要集中在重衰变的残留上，但最近人们对轻暗区的关注越来越高<sup>[162-166]</sup>。质量在 MeV 范围内的粒子，特别是在 BBN 期间从相对论状态过渡到非相对论状态，对宇宙演化过程中的 BBN 过程存在深远的影响<sup>[167]</sup>。此外，根据理论，在宇宙的演化过程中，暗物质轻质量传播子可以衰变产生光子和正负电子对 ( $\phi \rightarrow \gamma\gamma, \phi \rightarrow e^+e^-$ )，而过量的正负电子对会影响轻元素(氢、氦、氦、锂)的丰度。衰变产生的效果和传播子在早期宇宙的粒子数密度以及传播子自身的寿命有关。传播子在早期宇宙的温度越高，则其粒子数密度越高，为了避免影响轻元素的丰度，传播子的寿命要足够短。

根据研究<sup>[153]</sup>，在宇宙演化早期，轻传播子  $\phi$  在暗区内处于热平衡状态，暗区通常具有与标准模型“热浴”不同的温度。由于逆衰变的存在，由标准模型粒子参与的短寿命平衡过程会自然地发生。然而，即使对于较长的寿命，如果初始温度比很小  $\zeta_{cd} \ll 1$ ，逆衰变也会显著地影响  $\phi$  的丰度。在这种情形下，由于通过逆衰变“冻结”，对  $\phi$  的丰度有显著贡献。

如图 4-10 所示, 粒子数密度比值由化学解耦时的光子数密度归一化<sup>[153]</sup>, 对于不同的  $\zeta_{cd}$ ,  $\tau_\phi$  和  $m_\phi$  的分布,  $\zeta_{cd}$  代表了传播子衰变前后暗物质部分的温度和衰变后普通物质温度的比值。从图 4-10 可以看出, 对于较大的  $\zeta_{cd}$ , 粒子数密比值  $n_\phi$  在衰变开始前几乎为一个恒定的常数, 并且初始丰富简单地由温度比  $\zeta_{cd}$  确定。并且对于小的温度比值  $\zeta_{cd}$ , 逆衰变对  $n_\phi$  有着显著的贡献,  $\phi \rightarrow \gamma\gamma$  衰变贡献的比例类似于  $\propto 1/\tau_\phi$ 。对于  $\tau_\phi = 10^5$  s 和  $\zeta_{cd} = 10^{-4}$  的情形, 直接导致化学解耦后粒子数密度的跳跃, 而  $\tau_\phi = 10^8$  s 时,  $\phi \rightarrow \gamma\gamma$  贡献相应地较小并且不存在跳跃。逆衰变过程在温度在 ( $T(t=\tau_\phi)$ ) 为几个 MeV 左右时, 粒子数密度比值变成一个定值。对于相同的  $\zeta_{cd} = 10^{-4}$ , 比较不同的粒子寿命  $10^5$  s 和  $10^8$  s, 可以看到, 寿命越长 ( $10^8$  s), 粒子数密度比值不论是解耦初始时刻还是在平衡态之后, 都小于  $10^5$  s 的情形<sup>[153]</sup>。

为了避免影响轻元素的丰度, 轻传播子的寿命不能太长, 要足够短。也就是轻传播子的衰变要在轻元素的粒子数密度形成稳定值之前完成。因为轻传播子可以通过  $\phi \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\phi \rightarrow e^-e^+$ ,  $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$ <sup>[152]</sup>, 其中  $\mu^\pm$  介子通过弱相互作用衰变掉了, 正负电子对  $e^\pm$  通过背景光子的快速康普顿散射迅速热化。并且在光子和电子的能量衰退相互作用过程中形成电磁级联, 产生大量的光子, 这些光子的来源可以是正负电子对通过  $e^- + e^+ \rightarrow \gamma\gamma$  湮灭产生的, 也可以是快速康普顿散射热化后的高能电子在运动过程中产生的韧致辐射<sup>[152]</sup>。在反应过程中关于注入光子最重要的特征对于那些能量高于正负电子对  $e^\pm$  产生阈值的光子,  $E_{pair} \simeq m_e^2/(22T)$ , 其能谱  $f_\gamma(E_\gamma)$  有一个尖锐的截断。那些高能光子的能量在与原子核相互作用之前就被有效的耗散掉了, 因此对于  $E_\gamma > E_{pair}$  的光子, 取  $f_\gamma(E_\gamma) = 0$  的近似。相反的, 那些能量低于正负电子对产生能量阈值的光子可以与轻元素相互作用<sup>[152]</sup>。

$$t_{ph} \simeq \begin{cases} 2 \times 10^4 s & {}^7\text{Be} + \gamma \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He} \quad (1.59\text{MeV}), \\ 5 \times 10^4 s & \text{D} + \gamma \rightarrow n + p \quad (2.22\text{MeV}), \\ 4 \times 10^6 s & {}^4\text{He} + \gamma \rightarrow {}^3\text{He}/\text{T} + n/p \quad (30\text{MeV}) \end{cases} \quad (4-24)$$

例如上述 4-24 三个过程中, 能量较低的光子通过与轻元素反应, 产生其他的元素过程, 其中  $t_{ph}$  为对应过程的宇宙时间, 其中括号中给出了原子核的结合能<sup>[152]</sup>。

由上所述, 轻质量传播子在宇宙早期通过衰变产生的粒子会对宇宙中轻元素的丰度产生影响, 更多计算过程可见<sup>[152]</sup>。反过来, 根据标准模型关于宇宙早期轻元素丰度的计算结果, 可以限制轻传播子的寿命。如图 4-11 即为根据宇宙中轻元素的丰度, 计算得到的对轻传播子的寿命的限制<sup>[153]</sup>。图中考虑暗物质自相互作用传播子  $\phi$  衰变为正负电子对 ( $\phi \leftrightarrow e^+e^-$ ) 的过程。  $g_\phi$  代表了矢量传播子的三个自由度, 横轴传播子质量只取  $m_\phi \geq 2m_e$ , 这是能量守恒原理要求的, 因为电子的质量只有  $m_e = 511$  keV。为了简化运算, 我们只考虑轻传播子衰变为正负电子对的情形, 并且假设它为一个具有三个自由度的矢量传播子, 关于轻传播子衰变为光子以及其他不同自由度的情形可见文献<sup>[153]</sup>。  $\phi$  衰变产生的电子对会影响轻元素 (氢、氘、氦、锂) 的丰度, 衰变产生的效果和传播子在早期宇宙的温度以及传播子的寿命有关, 传播子在早期宇宙的温度越高, 传播子的粒子数密度就越高, 为了避免影响轻元素丰度, 它的寿命就要越短。有了传播子的上限, 就可以根据轻传播子寿命与混合参数的关系, 得到混合参数  $\varepsilon_\gamma$  的下限。这里我只考虑两种情形, 即  $\zeta_{cd} = 1$  和  $\zeta_{cd} = 1/2$ , 图 4-11 中浅绿色的阴影区域主要对应着  $\zeta_{cd} = 1$  时的排除区域, 绿色实线为轻传播子寿命的上限。蓝色实线为  $\zeta_{cd} = 1/2$  时, 对应的轻传播子衰变寿命  $\tau_\phi$  的上限, 浅蓝色阴影区域为  $\zeta_{cd} = 1/2$  所排除的区域。关于传播子的寿命大小, 我们从公式 4-25 出发定性的说明, 为什么传播子的寿命为无穷大  $\infty$  是不符合理论假设的。当传播子寿命为无穷大时, 相当于传播子不发生衰变, 那么暗物质湮灭后产生的传播子会一直随着宇宙的演化留存下来, 根据公式 4-25 当

$\tau_\phi \sim \infty$ ,  $\varepsilon_\gamma \sim 0$ , 这样一来传播子和标准模型的粒子 ( $\gamma, Z, \text{Higgs}$ ) 不再发生耦合, 如此自相互作用暗物质的直接探测就无从谈起。此外, 传播子衰变之后的产物 ( $\gamma\gamma, e^-e^+$ ) 过量会影响轻元素的丰度, 而根据 4-24 得到轻元素核合成过程对应的宇宙时间尺度最大在  $10^6$  s 量级, 所以传播子要在轻元素核合成结束之前衰变掉, 否则会影响轻元素的丰度。

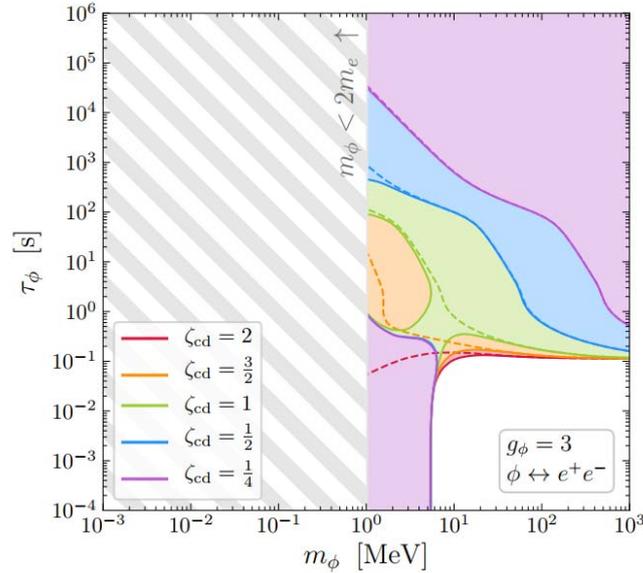


图 4-11 宇宙大爆炸核合成对传播子寿命的限制随着传播子质量变化的分布。本文中耦合常数下限的计算取该图中  $\zeta_{cd} = 1$  和  $\zeta_{cd} = 0.5$  两条曲线对应的结果, 其中  $\zeta_{cd} = 1$  取传播子质量大于 5.5 MeV 的结果。图片摘自<sup>[153]</sup>。

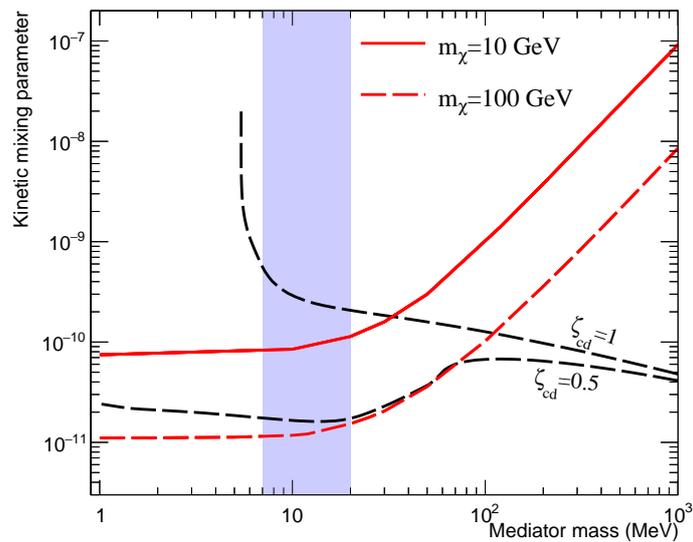


图 4-12 PandaX-II 实验 132 吨·天曝光量数据给出的 SIDM 动力学混合参数的上限 (红色, 实线对应  $m_\chi = 10$  GeV, 虚线对应  $m_\chi = 100$  GeV), 以及 BBN 计算得到的混合参数下限 (黑色虚线), 分别对应  $\zeta_{cd} = 1$  和  $\zeta_{cd} = 0.5$ 。浅蓝色矩形区域根据天文观测数据得到的传播子质量最佳拟合区域。图片摘自<sup>[145]</sup>。

$$\tau_{\phi} = \frac{3}{\alpha_{SM} m_{\phi} \varepsilon_{\gamma}^2}. \quad (4-25)$$

根据上图中轻传播子寿命  $\tau_{\phi}$  的上限结果，我们就可以根据关系式 4-25，计算得到混合参数的下限。如图 4-12 所示，黑色的虚线代表根据 BBN 计算结果对混合参数的限制（下限）。按照公式 4-25，传播子寿命  $\tau_{\phi}$  越短，传播子质量  $m_{\phi}$  越小，耦合常数就越大，并且根据图 4-11 中  $\zeta_{cd} = 1$  时，对应的浅绿色排除线随着横轴传播子质量  $m_{\phi}$  从 5 MeV 增加到 10 MeV 的过程中，纵轴传播子的衰变寿命的上限  $\tau_{\phi}$  从  $10^{-4}$  s 量级迅速增加到 0.2 s 左右。而在  $m_{\phi} > 10$  MeV 时， $\zeta_{cd} = 1$  对应的传播子寿命排除线趋于水平，接近 0.1 s 上下。故在图 4-12 中， $\zeta_{cd} = 1$  对应的黑色曲线，在传播子质量从 5 MeV 增加至 10 MeV 过程中，耦合常数的下限  $\varepsilon_{\gamma}$  会急剧下降，这主要是传播子的寿命急剧上升的结果，而在传播子质量大于 10 MeV 以后，传播子的寿命几乎不再变化，耦合常数的大小只受到传播子质量的影响，并且这种影响接近于线性的。图 4-12 中  $\zeta_{cd} = 0.5$  的黑色曲线是受图 4-11 中蓝色曲线对应的传播子寿命影响的。红色的实线和虚线代表 PandaX-II 实验数据对混合参数的限制（上限）。另外，从图 4-6，可以看出，在暗物质质量  $m_{\chi} = 100$  GeV 时，传播子质量  $m_{\phi}$  在 10 MeV 以下，期望的事例率  $N_{exp}$  事例数几乎是恒定不变的，传播子质量  $m_{\phi}$  大于 10 MeV 时，期望的事例率随着传播子质量增加是减少的，并且呈线性下降趋势。而在图 4-7 中可以看出，随着传播子质量  $m_{\phi}$  的增加，实际观测到的事例数的对数值  $\log(N_{obs})$  变化是很小的（相比于  $\log(N_{exp})$  的变化），根据公式 4-22，混合参数与期望事例数的开方成反比关系，所以在图 4-12 中，实验给出混合参数的上限（红色曲线）在传播子质量  $m_{\phi}$  小于 10 MeV 时几乎是平的，而在 10 MeV 以上，尤其当  $m_{\phi} > 40$  MeV 之后，随着传播子质量的增加，混合参数的上限呈现线性增加的趋势。蓝灰色阴影区域，是根据对矮星系、星系团的天文观测，拟合得到的轻传播子质量最佳值范围，也是图 4-8 所示蓝色带状纵坐标的范围。结合 PandaX-II 暗物质直接探测实验、宇宙大爆炸核合成理论以及天文学观测我们为暗物质粒子的自相互作用研究提供互补的信息。根据我们的研究，在自相互作用暗物质模型下，在宇宙早期发生化学解耦前后，暗物质质量范围从 10 到 200 GeV 区间，暗区温度要低于可见区的温度。

## 第五章 PandaX-4T 电子学和数据获取系统

PandaX-4T 实验是继 PandaX-I、PandaX-II 期实验之后的新一代吨级暗物质直接探测实验。新的实验在 CJPL-II 实验室 B1 大厅，作者在博士学位攻读阶段，主要的工作是为 PandaX-4T 实验做前期的研发，包括新版解耦器的研发设计以及测试工作，双读出分压器的设计，3 英寸光电管的测试，分压器的打火测试和抗老化测试，信号线栏的焊接，以及光电探测系统和电子学数据获取系统现场的组装、搭建，调试测试等工作。本章节将重点围绕 PandaX-4T 前端电子学以及电子学和数据获取系统展开论述。第一小节介绍 PandaX-4T 实验各个子系统，包括探测器、制冷和循环系统、Kr 精馏系统、刻度系统、水系统等。第二小节介绍 PandaX-4T 电子学整体方案设计，第三小节为前端电子学相关的介绍，第四小节是电子学系统的现场安装，第五、六小节分别介绍 PandaX-4T 实验波形数字化采集卡以及时钟分发方案。第七小节介绍自触发动态窗口波形采样算法。第八小节介绍数据汇总和预处理，最后一个小节介绍电子学的整体性能以及在试运行测试取数期间的表现。

### 5.1 PandaX-4T 实验

PandaX-4T 实验是继 PandaX-II 期 580 kg 液氙暗物质直接探测实验之后，新一代升级版的二相型气液氙暗物质直接探测实验，液氙靶物质总重 6.0 吨，其中探测器部分将达到 4.0 吨量级。PandaX-4T 实验位于中国锦屏地下实验室二期 (CJPL-II) 的 B2 实验大厅，如图 3-6 所示。

#### 5.1.1 PandaX-4T 探测器

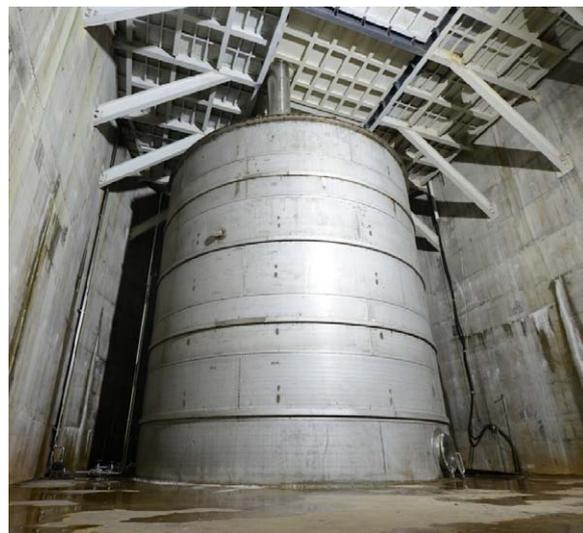
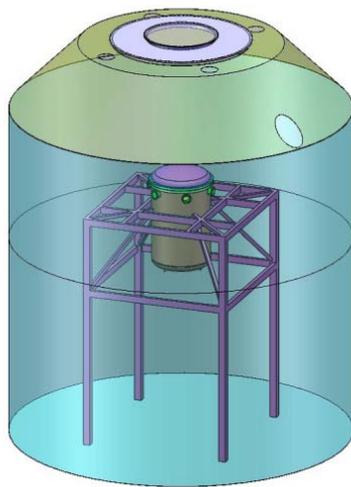


图 5-1 PandaX-4T 超纯水屏蔽体示意图和实物图。

PandaX-4T 探测器屏蔽系统与 PandaX-II 实验 (见图 3-13) 完全不同，新的探测器被矗立在 13 m 深的基坑中的一个 10 m 直径的水屏蔽体 (tank) 包裹起来，如图 5-1 所示。水屏蔽体中注入的超纯水总重可达 ~900 吨，可以有效的吸收来自于实验室环境中的伽马射线和中

子。



图 5-2 PandaX-4T 探测器内罐在千级洁净间。

为了确保较低的放射性本底水平，PandaX-4T 实验中用到的所有材料，都要经过放射性本底水平的筛选。图 5-2 为，PandaX-4T 实验中不锈钢内罐的，形状接近于一个桶状，直径 1.3 m，高 1.8 m，总重 0.5 吨。内外罐直接间隔 12.5 cm，作为真空绝热层，实验时处于  $\sim 10^{-4}$  Pa。外罐总重 1.5 吨，处于超纯水屏蔽系统的中央，外罐外侧为超纯水，内侧为外真空绝热层。

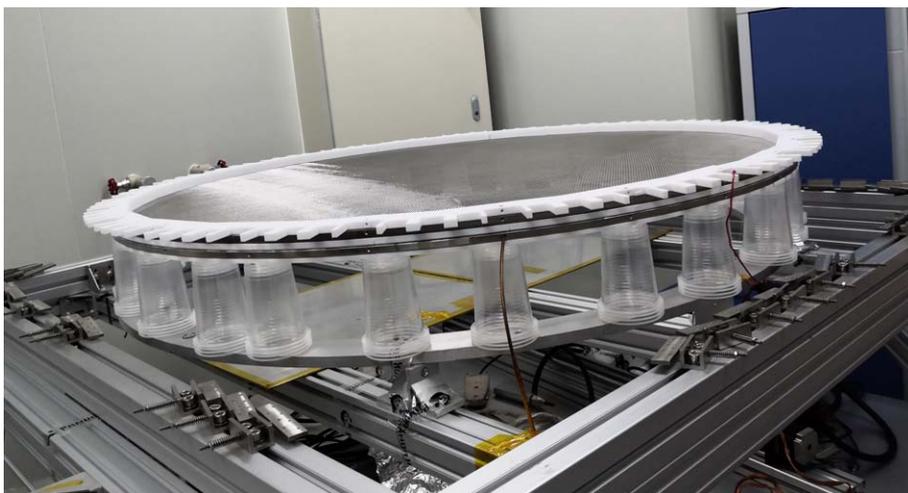


图 5-3 PandaX-4T 实验所使用的电极实物图。最上面是阳极，中间为门电极，最下面是阴极，阳极和门电极采用网格状结构，阴极采用了丝状结构。

PandaX-4T 探测器时间投影室 (TPC) 的直径为 1.2 m，高度 1.2 m，上下铜板厚 20 mm，



图 5-4 PandaX-4T 光电探测系统和时间投影室实物图。

重约 60 kg, 上下铜板之间由 24 根 6 mm 厚的特氟龙 (polytetrafluoroethylene, PTFE) 骨架相连接, 为了增加光采集效率, 探测器内存周围用 PTFE 光反射材料包围成圆柱桶状, PTFE 外侧由铜条构成的场笼 (shapping ring) 围起来。如图 5-4, 探测器共有 4 个电极, 最上面是阳极 (Anode), 位于上铜板下方, 紧接着是门电极 (Gate), 阳极和门电极间距 11 mm, 阳极接地 (Grounding), 处于气氙中, 门电极接负 5 kV~6.3 kV, 处于液氙中, 气液界面萃取电场强度设计值 6000 V/cm, 气液分界面处于阳极和阴极中间。距离门电极下方 1.2 m 处是阴极 (Cathode), 阴极和门电极之间的漂移电场设计强度为 400 V/cm, 实际 Cathode 电场加到 18 kV~20 kV。阴极下方, 距离下铜板约 10 cm 处还加了一层栅极, 实验中栅极接地 (Grounding), 这样做的目的是为了保护下铜板的光电倍增管, 确保其不受阴极强电场的影响而损失光电转换效率。为了确保电极机械强度的同时增加光透过率和电子的透过率, 阳极和门电极以及栅极均采用网状结构电极, 阴极采用丝状结构电极, 如图 5-3 所示。上下铜板各有 169 和 199 支 3 英寸的滨松 R11410-23 光电倍增管构成光电探测阵列。上下铜板外围总共有 105 支 1 英寸的滨松 R8520-406 光电倍增管, 用于排除来自探测器外部的高能伽马和中子散射事例。图 5-5 为探测器搭建完成后与部分工作人员在千级洁净间于探测器内罐的合影。

材质	$^{60}\text{Co}$	$^{40}\text{K}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{238}\text{U}_e$	$^{238}\text{U}_l$	$^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}_e$	$^{232}\text{Th}_l$
SS 3000 kg	1.03	13.95	2.36	1.7	1.7	2.43	2.74	2.74
Copper 200 kg	0.2	4	0.16	0.38	0.38	0.86	0.51	0.51
PTFE 200 kg	0.027	0.34	0.17	0.25	0.12	0.01	0.04	0.07
R11410 PMT 368 pics	3.5	13	0.3	0.94	0.94	1.17	1.6	1.6
R11410 Window(Quartz)	0.01	0.02	0.01	1.2	0.07	0.02	0.03	0.03
R11410 Stem( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )	0.02	1.1	0.02	2.4	0.26	0.11	0.23	0.11
R8520 PMT 144 pis	0.75	8.15	0.17	0.25	0.25	0.11	0.46	0.46

表 5-1 PandaX-4T 实验各主要材料的放射性水平, 表中放射性活度单位为: mBq。表格摘自<sup>[168]</sup>。

## 5.1.2 制冷和循环系统

### (1) 氙气存储系统

PandaX-4T 氙气存储系统距离探测器运行区域约 20 m, 主要由 128 个气瓶 (40 升) 和 D200 黄铜气瓶阀、集合管和气瓶组构成。如图 5-6, 气瓶组位于二楼钢平台的气体房间。每个气瓶组包含 16 个彼此相连通的气瓶。所有的气瓶在罐入氙气之前都会进行真空检漏。每个气瓶组都有各自的控制面板, 通过调节控制面板可以将所有的气瓶组相连通。面板上的压力传感器、爆破片、高压波纹管以及手动和高压气动阀, 可使某个气瓶组从整个气体系统上单独地断开或者连接, 气动阀可以远程操控。慢控系统会监控并记录下整个气体系统的环境温度和气压。

液氮紧急回收系统位于钢平台一层, 如有需要进行氙气回收, 可以手动开启。紧急回收系统由四组气瓶组构成, 每个气瓶组包含 4 个气瓶。气瓶组中的气瓶与 DISS 配套的不锈钢管路相连。每个气瓶组都有一个控制面板。它们的关键参数也会被慢控系统监控并记录下来。紧急回收气瓶组中的冷冻氙气可以通过加热推入到存储气瓶组。进行氙气回收时, 将两个气瓶组放置在液氮中, 另外两个放置在室温下交替进行使用, 可以连续回收 6 吨氙气。



图 5-5 探测器安装测试部分参与工作人员，图中左侧起第一位是论文作者。



图 5-6 PandaX4T 气氙存储系统。

## (2) 氦气制冷和循环



图 5-7 PandaX4T 探测器外罐和“L”型外真空管路以及热交换模块。

由于 PandaX-4T 探测器位于水屏蔽体中，低温和制冷装置必须穿过水屏蔽连接到探测器。制冷和循环系统选择置于实验室地板上，以便维护。制冷系统和内罐之间输送气体的管路直径 100 毫米，套有真空绝热夹套。氦气被冷头液化后可以在一个 16 毫米直径的同心管道中回流，最后注入探测器。由于管路中的液氦受重力驱动，所以液态路管以  $5^\circ$  角安装在制冷系统中，然后从气体管路中出来，进入垂直段的管路，最后进入探测器内部。一个 250 毫米直径的真空管道中将这管路密封起来，并且带有镀铝聚酯薄膜以最大限度地减少外壁的热量泄漏。

图 5-8 显示了带有三个冷头的制冷系统。所有制冷系统上的制冷塔都具有相同的长度和角度，并且可以配备不同的冷头。冷头的功率通过安装在氦气室顶部的无氧高导电性铜制成的冷指传递到气体管路中的氦气上。冷指上的翅片可以增加液化氦气的接触面，被液化的液氦从冷指上滴入一个漏斗，漏斗将把它们引导至液体管道中。直径 150 毫米的圆柱容器将冷指密封起来，容器的内腔与 50 毫米直径的波纹管连接到氦气管上。容器底部法兰为 2 毫米厚的不锈钢，圆柱体延伸到冷却塔的外腔。由于冷头的真空室与制冷系统的真空室是分开的，因此，无需打开内部氦气容器和破坏探测器的外真空，可以方便地进行维修或更换。另一个冷却回路包含为穿过内室和外室的不锈钢缠盘管，盘管安装在冷却塔内。经盘管内充入液氮，可以冷凝氦气，液氦落入类似于冷头的漏斗。总之，制冷系统的所有冷却装置都不会直接与氦气接触，辅助冷却装置（包括传感器、加热器和电缆）也不会直接接触氦气。

外罐上方的长“L”形管路穿过水屏蔽体以垂直管路的方式连接到制冷系统。真空泵模块外腔直径有 400 毫米，可以轻松连接内部管路。底部通过一个 200 毫米直径的闸式气动阀连接到涡轮泵。在顶部，涡轮泵通过金属角阀安装在内腔中。制冷系统安装有内部压力传感器、爆破片和外部压力表。考虑到有大量镀铝聚酯薄膜和“L”形管路内腔体，还增加了一套液氮吸附泵，并用直径 250 毫米的管路直接连接到外罐，以保持良好的外真空。泵组还配备了与制冷系统外真空腔体相同的泵、闸阀和仪表。液氮吸附泵用于应对突发紧急情况，例如泵突然断电或故障。



图 5-8 PandaX4T 制冷系统组装实物图。

### (3) 在线纯化系统

通常而言，大型液氙探测器中杂质主要来自材料释气。尽管内罐和探测器各组件可以通过泵抽和烘烤来抑制释气，但残留的释气仍然存在。为此，PandaX-4T 实验专门设计了高速在线气体净化系统<sup>[169]</sup>。由两个并行回路 (LOOP1 和 LOOP2) 构成独立循环，以最大限度地减少探测器中断运行。每个回路主要包括一个在纯水中的热交换机、一个循环泵 (KNF 泵) 和一个加热净化器<sup>[169]</sup>。

环泵为大容量双头隔膜泵，输入端在大气压下可以承受约 250 slpm 流量的空气，其输出端的最大工作压力为 3.0 barg。每个循环回路的 KNF 泵的输入和输出端都安装了两个压力计。KNF 泵和净化器之间的流量计，最高校准值可以达到 300 slpm。循环一净化器的额定流量为 100 slpm，循环二净化器可以承受 100 slpm 氙气流量。循环系统气体管路是 35 毫米直径带有 CF35 法兰的不锈钢管管路。

大多数氙气通过热净化器的连续气体循环进行净化，液氙从溢流室带入到热交换器，净化后的氙气在热交换器内冷却并在返回探测器的过程中液化。溢流室位于内罐的底部。PandaX-4T 实验制冷系统与 PandaX-II 实验制冷系统最主要的区别，在于热交换器模块位于水屏蔽中的平台上，有助于通过压力差将液态氙带入热交换器<sup>[169]</sup>。

如图 5-9，目前 PandaX-4T 实验的低温制冷和气体循环处理系统已经正常工作，更多详情可参见文献<sup>[169]</sup>。

### 5.1.3 精馏系统

氙气中的放射性氦和氩本底是影响暗物质探测实验灵敏度的主要来源之一，为有效去除氙气中的氦和氩，PandaX-4T 实验组专门设计并构建了一套在线精馏系统。该系统氙气收集效率达到了 99%，流速达到 10 kg/h，预计可将商业氙气中的氦含量减少 7 个数量级。此外，该系统可以通过反向操作来降低氙气中的氩含量。在 PandaX-4T 实验中，以 56.5 kg/h 的流速下，氩含量预计下降了约 1.8 倍。目前该系统已完成调试，并在各种工作条件下进行了除氦和除氩操作。精馏之后，产品氙种的氦浓度的上限达为 8.0 ppt 级别。



图 5-9 PandaX4T 制冷和循环系统。

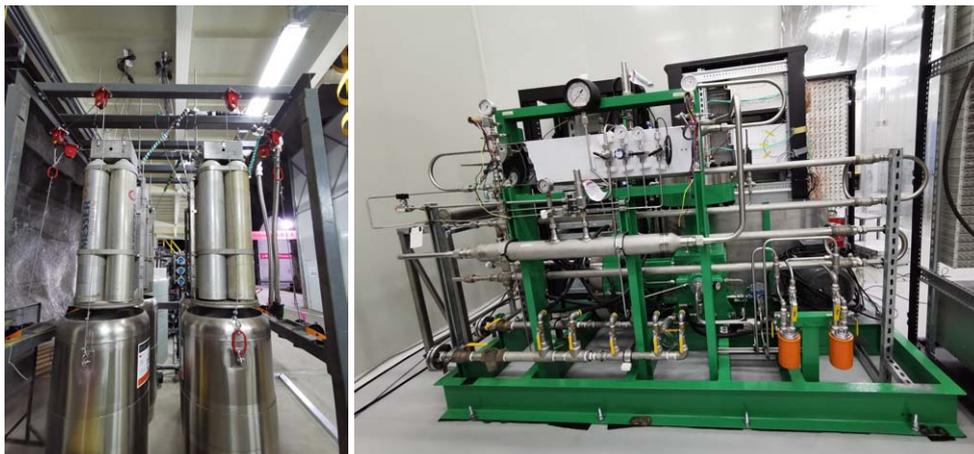


图 5-10 PandaX4T 液氮回收模块。

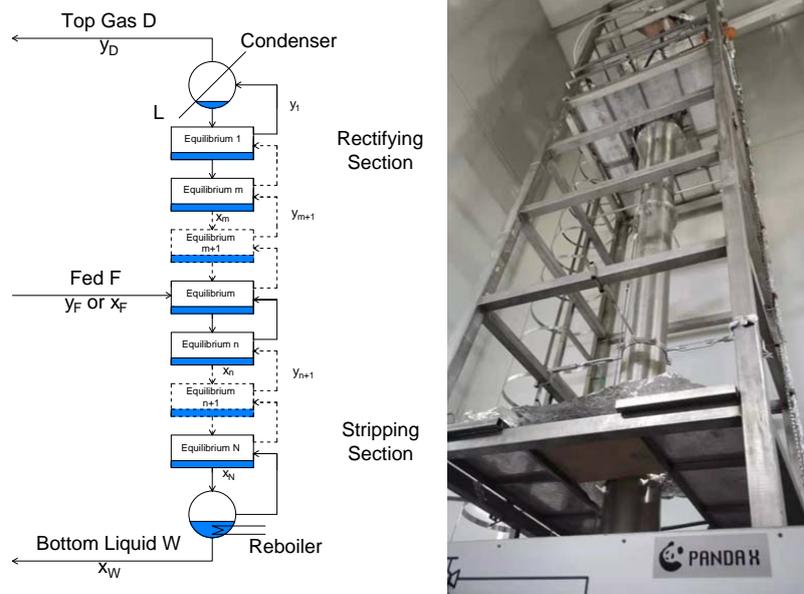


图 5-11 左，Kr-Xe 和 Rn-Xe 精馏分离原理示意图。右，精馏塔实物图。图片转自<sup>[170]</sup>

液氙探测器中最终要的放射性同位素为  $^{85}\text{Kr}$  和  $^{222}\text{Rn}$ 。 $^{85}\text{Kr}$  半衰期为 10.76 年<sup>[171]</sup>。目前，其在天然氙中的浓度约为  $2 \times 10^{-11}$  mol/mol。氙和氡之间不同的物理性质使得人们可以通过蒸馏<sup>[172]</sup> 或吸附<sup>[173]</sup> 的方式将氙与氡分离。PandaX-II<sup>[174, 175]</sup> 采用了基于氙和氡沸点不同的低温蒸馏法，通过一次精馏使氙含量降低了三个数量级。 $^{222}\text{Rn}$  是  $^{238}\text{U}$  衰变后的核素，主要来源于探测器材料、管道和部件的释气。氡的半衰期为 3.8 天，很容易扩散到液氙中，在探测器中呈均匀分布。而且  $^{222}\text{Rn}$  衰变后的子核  $^{214}\text{Pb}$  是一个  $\beta$  源，也是探测器中重要的本底之一。

在 PandaX-4T 实验中，氡浓度要求小于 0.1 ppt<sup>[168]</sup>，氙精馏系统净化速度提高至 10 kg/h，预期氡将去除  $10^7$  倍<sup>[170]</sup>，与此同时，氙精馏系统还可以进行氡的反相精馏。

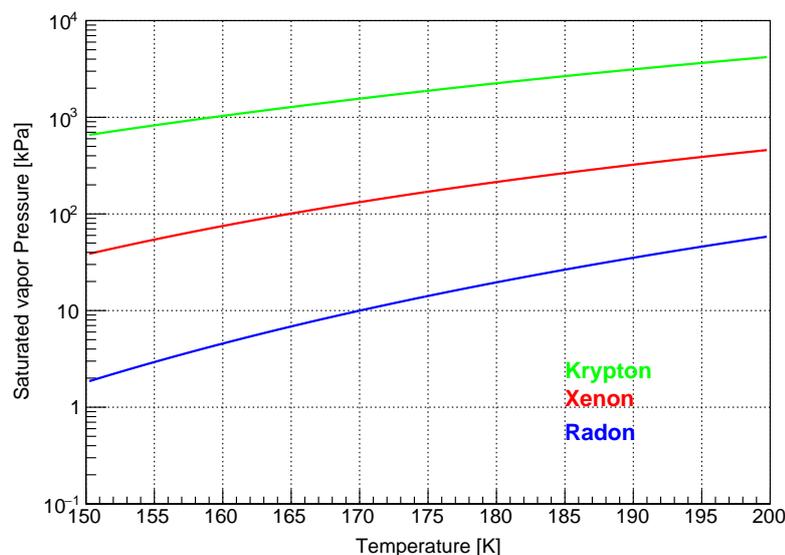


图 5-12 Kr,Rn,Xe 的饱和蒸汽压曲线。图片转自<sup>[170]</sup>。

标准大气压下，氦、氩、氙的沸点分别是 120 K、211 K 和 165 K。这就表明氦和氩的去除过程可以在接近氙沸点的相同温度下实施。在氙精馏期间，氦更容易挥发，所以会在气相中富集，与之相反的是，氩在去除过程中，氙比氩更容易挥发，所以氩将在液相中富集。精馏对于不同气体种类的分离能力可以通过相对挥发度  $\alpha$  来量化，它是饱和蒸汽压的比率。图 5-12 显示了氦、氩和氙的饱和蒸汽压与温度的关系曲线<sup>[170]</sup>，考虑到液氙的温度范围较窄，选择工作温度为 178 K，在此温度下，氦和氩之间的挥发比 ( $\alpha^{Kr}$ ) 为 10.7，并且氩和氙之间的挥发比 ( $\alpha^{Rn}$ ) 为 11.3。

平衡状态下气相  $y_{Kr}$  液相  $x_{Kr}$  中挥发性组分浓度的关系可定义为<sup>[170]</sup>：

$$y_{kr} = \frac{\alpha \cdot x}{1 + (\alpha - 1) \cdot x}, \quad (5-1)$$

如图 5-11 所示，填料塔可以分为几个理论阶段，在这些阶段中保持气液平衡。进料流在进料阶段流速为  $F$  和挥发性成分的浓度为  $y_F$ 。挥发性成分在进料阶段上方的精馏段富集，最终在顶部阶段含量达到  $y_D$ ， $D$  为提取流量。在精馏塔的另一端，在进料段下方的汽液分离段中，挥发性较小的组分被逐级消耗，最终在基段中含量下降到  $x_w$ ， $W$  为提取流速。

$$\begin{aligned} F &= D + W, \\ F \cdot y_F &= D \cdot y_D + W \cdot x_w. \end{aligned} \quad (5-2)$$

总流量和挥发性成分浓度的守恒方程为分别在 5-2 中，回流比  $R$  定义为顶部冷凝器中回流液体流量  $L$  和抽取气体流量  $D$  的比值 ( $R = L/D$ )。它决定了塔中液体和蒸汽的流量，以及进料流中的液体的比值  $a$ 。氦去除期间，挥发性成分的浓度在精馏段和提馏段可表达为：

$$\begin{aligned} \text{Rectifying Section : } y_{m+1} &= \frac{R}{R+1} \cdot x_m + \frac{1}{R+1} \cdot y_D, \\ \text{Stripping Section : } y_{n+1} &= \frac{RD + qF}{RD + qF - W} \cdot x_n - \frac{W}{RD + qF - W} \cdot x_w. \end{aligned} \quad (5-3)$$

其中  $m$  和  $n$  分别是指精馏段和提馏阶段给出的理论阶段。此外  $m+1$  和  $n+1$  分别是  $m$  或者  $n$  的正下方。Rn 去除的过程也是类似的关系。有关精馏系统更详细的信息可参阅文献<sup>[170]</sup>，这里不再赘述。

#### 5.1.4 刻度系统

探测器的刻度是物理实验基本需求，先进的刻度系统能够帮助实验物理学家更好的了解探测器的性能以及运行状况。PandaX-4T 实验的刻度系统需要验证的物理参数目标包括：能量重建线性度和能量分辨率；电子反冲与核反冲事例鉴别能力 (n- $\gamma$  discrimination)；核反冲事例猝灭因数等。PandaX-4T 实验灵敏区体积是 PandaX-II 实验的约八倍大小，本底事例率要求是 PandaX-II 实验的  $\sim 1/16$ 。这对刻度技术提出了更加严格的要求：

- 能量刻度必须覆盖全部灵敏区域。
- 必须涵盖不同能量区间 (keV-MeV)。
- 必须涵盖不同的反冲事例 (电子反冲事例、核反冲事例)。
- 任何刻度都不能对探测器的本底水平造成不可逆的明显提高。

表 5-2 罗列出了 PandaX-4T 实验上主要用到的刻度技术和主要参数及其用途，这些刻度技术同样适用于其他类似探测手段的低本底实验，如各类暗物质直接探测实验以及中微子探测实验等。

刻度源	刻度方式	反冲类型	活度 Bq	功能与用途
$^{60}\text{Co}$	外源	ER	1k	能量重建
$^{137}\text{Cs}$	外源	ER	3.5k	能量重建
$^{232}\text{Th}$	外源	ER	150	能量重建
AmBe	外源	NR	10	粒子鉴别、本底评估
AmBe	外源	n- $\gamma$ ER	-	能量重建
DD	DD 隧道	NR	1M	能量重建、粒子鉴别、本底评估
$^{220}\text{Rn}$	内源、注入	ER	10k	粒子鉴别
$^{83m}\text{Kr}$	内源、注入	ER	2k	能量重建、粒子鉴别

表 5-2 Pandax-4T 实验中用到的刻度源以及主要参数和用途。

### (1) 外源刻度

将放射源置于探测器旁边对于任何探测器来说都是最直接的刻度方式。表 5-2 罗列的放射源，能够以这种方式进行刻度的源包括： $^{60}\text{Co}$ 、 $^{137}\text{Cs}$ 、 $^{232}\text{Th}$  及 AmBe 中子源。PandaX-4T 实验中要求这些放射源能被安全的安置在探测器旁边并且以较低的刻度时间取得可观的刻度数据。PandaX-4T 探测器依靠制冷系统运行在零下 90 摄氏度以维持液态氙的工作状态，因此探测器必须安装在由低本底不锈钢制成的内外双层罐中。TPC 在内罐里面，工作在低温高压状态下，而内罐与外罐之间的真空夹层起到绝热保温的功能，外罐外面则是超纯水屏蔽体。为实现较高的刻度效率，刻度源所能到达的距离探测器最近的位置为内外罐之间的真空夹层。整个 TPC 为直径 1.2 m 高度 1.2 m 的圆柱体，较大的探测器体积能增加靶物质的总量从而提高暗物质与探测器碰撞的几率，但同时会引起探测器存在较大的位置不均匀性，即同种类型、相同能量大小的信号在探测器不同位置处的响应不同。同时不同位置处刻度效率也会不同，这就需要综合考量外源刻度的方式方法。如图 5-13 左图所示，我们在外罐内壁上，布设了上、中、下三层 PVC 管道于内外罐真空夹层间，分别对应探测器顶部、中部、底部对其进行外源刻度。PVC 管道从“L”型的外真空管道中穿过超纯水屏蔽体，到达万级洁净间地面以上，如 5-13 右图所示，在 CF100 法兰面上，经波纹软管出来，刻度时将放射源固定在钢丝上，从波纹软管入口端拉进刻度管路，探测器安装前标记好钢丝绳拉拽的距离与刻度源位于探测器水平面不同方位角的关系，根据实验需要，每根钢丝绳（上、中、下三根）都标记有六个记号点，分别对应探测器水平面 360 度六等分的方位角位置。

### (2) 内源刻度

由于探测尺度大且氙具有非常好的自屏蔽效果，传统的外源刻度方式，尤其是对暗物质探测所关心的低能区电子反冲事例刻度，已经很难满足覆盖整个探测器的同时保持较高的刻度效率，不能满足实验需求。因此需要新型的刻度方式，将能产生低能电子反冲事例的放射源通过循环系统直接注入到探测器内部，这种刻度方式具有以下几点优势：

- 更高的刻度效率。由于直接注入探测器，寿命较长的放射源基本都可以达到过半刻度效率。较短时间的刻度也能保持在少量放射源注入的情况下取得非常可观的刻度数据。

- 覆盖率更高。内源刻度可以覆盖探测器灵敏区内的全部位置。

缺点是存在无法回避的风险，一旦由长寿命的放射性核素随着注入一起进入探测器内部，将对探测器的低本底水平产生不可逆的破坏，例如 PandaX-II 及 XENON-100 实验中都



图 5-13 外源刻度装置。

曾注入氟化甲烷来对低能的电子反冲事例的光电分布进行刻度，刻度结果非常喜人，但是最终未能将半衰期为 12.43 年的氟彻底清除掉，导致探测器停止物理运行，对全都的氟重新进行物理精馏后才恢复正常取数。此外注入的放射源不能对探测器的光电产额产生任何的影响。因此注入型的刻度源在注入探测器前必须进行严格仔细的污染评估，将可能带来的风险全部研究清楚后才能注入。PandaX-4T 实验上进行内源注入的刻度源有  $^{83m}\text{Kr}$  和  $^{220}\text{Rn}$ 。

$^{83m}\text{Kr}$  (半衰期为  $T_{1/2} = 1.83$  hour) 为  $^{83}\text{Rb}$  (半衰期  $T_{1/2} = 86.2$  day) 的衰变产物，其退激发所放出的低能  $\gamma$ -ray 是非常好的低能电子反冲事例的刻度源，在低能事例能量重建中扮演着非常重要的角色。实验中可以利用这些刻度数据对整个探测器的位置相关的不均匀性进行修正从而得到更好的能量分辨率，同时还能对低能电子反冲事例光电分配比例提供重要的参考，保证能量重建在低能区的线性度。而  $^{83}\text{Rb}$  的制备可以简单地通过质子束轰击天然的氩气  $^{nat}\text{Kr}(p,xn)^{83}\text{Rb}$  反应获得。在注入  $^{83m}\text{Kr}$  时最需要注意的是避免  $^{83}\text{Rb}$  粉末一起注入到探测器内。

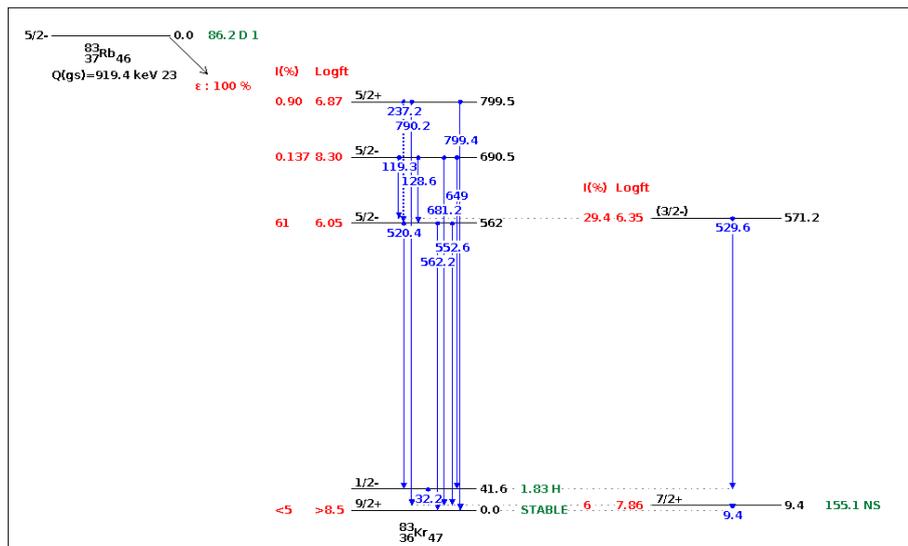


图 5-14  $^{83}\text{Rb}$  的衰变纲图。 $^{83}\text{Rb}$  发生电子俘获后变为  $^{83m}\text{Kr}$ 。图片来源于<sup>[176]</sup>。

$^{220}\text{Rn}$  是  $^{232}\text{Th}$  衰变链中的一子核，由于同样是惰性地，所以可以注入探测器中作为刻

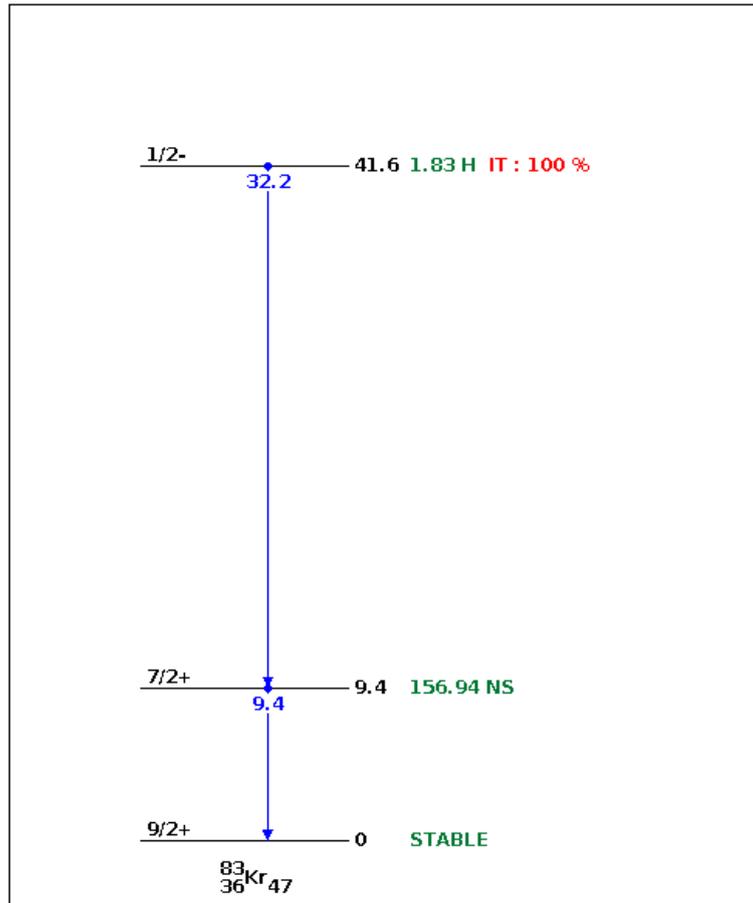


图 5-15  $^{83}\text{Kr}$  的衰变纲图。 $^{83}\text{Kr}$  退激发时放出  $\gamma$  射线引起氙的电子反冲事例。图片来源于 [177]。

度源， $^{220}\text{Rn}$  的半衰期 55.6 s，其子核中半衰期最长的核素为 10.6 h 的  $^{212}\text{Pb}$ ，同样可以在几天的时间尺度内衰变完全。我们主要利用衰变链中的  $\beta$  衰变来对低能电子反冲事例的光电分布比例进行刻度，最终用在粒子鉴别中。我们可以选择天然的  $^{232}\text{Th}$  中放出的  $^{220}\text{Rn}$  进行刻度，但经过 PandaX-II 中的测试发现，这类放射源中大多含有较多的  $^{238}\text{U}$ ，其析出的  $^{222}\text{Rn}$  同样会进入探测器，而  $^{222}\text{Rn}$  的半衰期长达 3.8 day，会对本底水平造成很大影响，为累积足够的低能事例，却导致需要花费更长的时间（大约以月为计），得不偿失。另外， $^{233}\text{Th}$  粉末随气流漏进探测器的风险同样需要注意。所以 PandaX-4T 实验中将采样  $^{228}\text{Th}$  源，其制备过程中采用水溶法提取 Ra 元素能力大大降低了 U 族核素的污染。

图 5-16 所示为放射源注入的气体管理控制面板，从探测器吹出的氙气分别通过不同的刻度管路携带要注入的气体源回到探测器内，为避免放射源粉末的泄露污染，每条管路上都有 3 个不同口径的过滤器，保证探测的安全。而且在任何一次注入测试前都会提前试注入一次，以期望及时发现泄露且不至于对探测器造成难以挽回的破坏。 $^{83m}\text{Kr}$  注入的安全性已经在 PandaX-II end-of-run 期间进行了验证，目前的上限为：以 2 kBq 的源进行注入，可以保证在注入 80 小时的  $^{83m}\text{Kr}$  后，来自  $^{83}\text{Rb}$  的泄露污染仍小于 0.01 mDRU，这一上限还很可能随着更多的刻度数据进一步提高。PandaX-4T 实验采用将  $^{238}\text{Th}$  原液电镀到镜面抛光过的不锈钢片表面可以既保证较高的析出率，还能让  $^{228}\text{Th}$  稳固的留在不锈钢片表面，不被吹到探测器内。



图 5-16 内源刻度注入控制面板。 $^{83}\text{Rb}$  和  $^{228}\text{Th}$  源置于两组气体管路的腔体中，被流动的氦气带入探测器内。

### (3) DD 中子刻度

核反冲事例的精准刻度一直是暗物质探测的一个难以解决的问题，目前的技术手段主要依靠中子与靶物质原子核的弹性散射事例来进行核反冲的刻度。但由于该弹性散射很难获得明确的能量沉积信息，因此在进行核反冲事例的能量重建时只能依赖与其他实验的离线测量结果作为输入。然而这些实验大多存在较大的误差，相互之间也存在一定的不一致性，目前已有的理论计算模型也与实际的实验数据存在一定的出入。这就增加了核反冲事例能量重建信息的误差。但是核反冲事例能量重建的精度对于约束暗物质与核子散射的截面-质量参数空间有着巨大的影响。因此如果能对探测器进行在线的核反冲能量刻度则可以大大降低由模型引入的系统误差。

DD 中子发生器的应用可以部分地解决这一问题，提高核反冲事例的重建精度。DD 中子发生器通过氘与氘发生聚变反应 ( $\text{D} + \text{D} \rightarrow \text{He} + \text{n}$ ) 时放出单能的 2.45 MeV 的中子束流。然后利用准直孔对  $4\pi$  发射的中子束进行筛选后打到 TPC 上，单能中子 ( $E_n$ ) 在发生弹性碰撞时所沉积的能量 ( $E_{nr}$ ) 与其散射角 ( $\theta$ ) 的关系可以简单地通过公式得到

$$E_{nr} = E_n \frac{4m_n m_{Xe}}{(m_n + m_{Xe})^2} \frac{1 - \cos\theta}{2}. \quad (5-4)$$

因此可以利用 TPC 进行位置重建的优势就可以对多次散射事例中第一次散射的能量沉积进行精确计算，进而可以得到在线刻度能量响应曲线。另外，相较于传统的核反冲中子刻度源，如 AmBe 源，DD 中子源还具有低能事例率高，束流可控，安全性高等优势。其实现难度主要在于准直度好的中子束获得及最终数据分析，同时还需要对中子束流的质量进行实时监测。为进行在线刻度，需要提供准直后的单能中子束，我们可以充分利用水屏蔽体作为准直材料，如图 5-17 所示，用于 PandaX-4T 实验 DD 中子源刻度的管道在水屏蔽体和外罐的位置分部。DD 刻度管道从水罐外直通到外罐外壳的不锈钢上面，从中子发生发射出的中



图 5-17 DD 中子刻度隧道。左图是在水屏蔽体内部平视图，中子刻度隧道从水屏蔽体外穿进来，穿过了水屏蔽体。右图是仰视图，中子刻度隧道穿过水屏蔽体后抵达外罐。

子经过准直后打到探测器上并沉积能量。刻度效率与中子束流的准直度成反比关系，根据实际情况，可以通过调节中子发生器在刻度隧道内的位置对两个参数进行调节。此外，在进行中子刻度过程中，需要实时监测中子活度变化，以避免出现意外。除了中子发生器的工作电流作为参考标准外，我们还开发了利用 NaI 闪烁体探测器监测中子活度的变化。我们主要利用 I 原子的中子俘获过程中释放出的高能  $\gamma$  射线来标记中子事例，然后统计能量大于 2.45 MeV 的信号事例率来推算中子发生器实际的中子活度。

### 5.1.5 除氦系统

为了确保实验室环境干净，所有的实验仪器及设备均处在万级洁净间里面。万级洁净间里面的空气是专门从实验大厅外面引入的新鲜空气，但是空气中的放射性含量（比如氦）远高于万级洁净间的低本底要求，所以需要进入万级的新风进行除氦处理。图 5-19 为 PandaX-4T 实验装置设备所搭建万级洁净间，图 5-19 为 PandaX-4T 实验搭建的一整套除 Rn 设备系统。

### 5.1.6 水系统

#### (1) 水屏蔽和循环系统

为了屏蔽周围岩石和材料的放射性，PandaX-4T 实验在探测器外面设计了超纯水屏蔽体。探测器将浸入在超纯水中，从而起到保护探测器免受周围岩石和其他放射性材料的影响。实验现场建造了一个水罐来装载超纯水。水罐位于一个长 27m、宽 15m、深 13m 的基坑内。水罐半径 5m，高 12.5m，材质为不锈钢，罐体厚度因机械强度考虑而异：罐底 3m，厚度为 10 mm；罐体中部 3m，厚度为 8 mm；对于罐顶 4.5 m，厚度为 6 mm。水罐总容积约 890 m<sup>3</sup>，净水系统设计供水量为 10 m<sup>3</sup>/h，换水周期约为 3.8 天。

由于水罐表面污染的放射性本底可能会溶解在屏蔽水中并在探测器中引发更多的本底事例，因此沿水罐壁分布有六个进水口/出水口，使水循环起来以抑制可能的放射性本底。可以通过选择不同的入口/出口来避免死水区，还可以实现多种循环模式。新生产的超纯水通过 PVC 管道输送到暗物质探测器周围的区域。此外，高于大气压的氮气对水体进行密封，以避免空气中的氦对水体造成污染。



图 5-18 万级洁净间。



图 5-19 除氮系统。

## (2) 水净化系统

为了保障实验时超纯水的供应，设计了一套工业净水系统组装在 CJPL-II B 实验大厅，用于连续供应超纯水，如图 5-20 超纯水供应流程示意图，图 5-21 左图为现场实物图。首先，地下水经过多介质过滤器、木炭过滤器、阳离子交换树脂和  $5\ \mu\text{m}$  超滤器处理。多介质过滤器、木炭过滤器和超滤器可以去除水中的沉淀物、藻类和微生物以提高净化效果，而阳离子交换树脂通过用  $\text{Na}^+$  和  $\text{H}^+$  代替  $\text{Ca}^{2+}$  和  $\text{Mg}^{2+}$  来软化水，以增加设备的使用寿命。特别是活性炭对氡有很好的吸收作用，因此活性炭过滤器有助于降低水中的氡浓度。

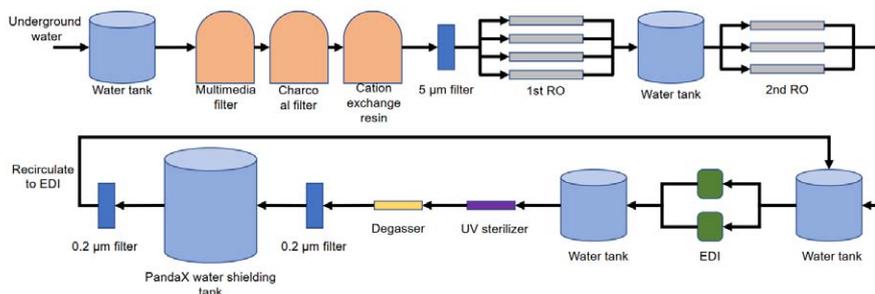


图 5-20 PandaX4T 超纯水系统流程示意图。

其次，双级反渗透 (RO) 可以显著地降低水中溶解离子的浓度。反渗透膜是一种部分渗透膜，由树脂组成，对水具有高渗透性，但对杂质则不渗透。这样一来，渗透水比输入水更纯，但浓缩水杂质浓度高。反渗透可以将水的电阻率提高到  $15\ \text{M}\Omega\cdot\text{cm}$  左右。然后，纯水通过去离子 (EDI) 膜堆脱盐，电阻率达到  $18\ \text{M}\Omega\cdot\text{cm}$ 。通过脱气膜降低氡浓度，使水与高纯氮气接触，使氡从水中分离出来。于此同时，氧气也从水中去除，好氧细菌也被杀死。最后，使用  $0.2\ \mu\text{m}$  过滤器去除亚微米级颗粒以获得超高纯水。水位和电阻率由净化系统中的传感器进行在线监测。如图 5-21 右图，泛蓝色即为超纯水屏蔽体。图中可以清晰的看到探测器的外罐的顶盖以及外罐支撑结构不锈钢平台等，由于实验室照明灯为气体放电灯，所发出的光接近于白色，而超纯水的透光率很高，但是对不同波长的光有着不一样的吸收率，所以灯光穿过水屏蔽体在探测器外罐顶盖和不锈钢平台上会被反射回来，再次穿过超纯水屏蔽体被人眼看到。由于超纯水对波长较长的红光吸收能力较强，对波长较短的蓝光吸收能量较弱，所以灯光光谱中的红光成分几乎被吸收掉了，这样我们看到的水屏蔽体呈现出泛蓝色。

电子学和数据获取系统是 PandaX-4T 暗物质直接探测实验关键的组成部分之一。PandaX-4T 实验沿用 PandaX-II 实验中气液二相型时间投影室技术，实验位于中国锦屏地下实验室 (CJPL-II) 二期 B2 大厅。探测器靶物质总量 6 吨，其敏感区域含有 4 吨液态氙，暗物质粒子与液氙相互作用产生快速闪烁光 S1 信号和电离的电子，电子在电场的作用下漂移至液面，然后通过萃取电场的作用被拽出至气氙中，在气氙中加速并与气氙原子碰撞，经过电致发光产生等比例放大后的 S2 信号。探测器顶部和底部各装有 169 和 199 个 3 英寸日本滨松 (Hamamatsu) R11410-23 光电倍增管 (Photomultiplier tubes, PMT)，上下铜板板的两圈总共装有 105 个 1 英寸滨松 R8520-406 PMT，用来排除来自探测器外部的中子和高能  $\gamma$  事例。整个光电探测系统总共有 500 道光电倍增管信号需要读出。PandaX-4T 电子学和数据获取系统就是为了记录来自这 500 道光电管的信号而设计的，与之前 PandaX 暗物质实验中使用的电子学系统相比，PandaX-4T 电子学和数据获取系统具有无触发采数的特征和更高的信号读出带宽。无触发读出将尽最大可能保证暗物质搜索不受外部触发效率损失的影响，新



图 5-21 左图，PandaX4T 超纯水系统；右图，水屏蔽实物图，由于白炽灯中的红光成分被超纯水吸收了，所以水屏蔽体呈现出淡蓝色。

的电子学系统单光子信号的触发效率能够达到 96%，这将更有利于把暗物质直接探测的信号尽可能的向低能区扩展，从而探测轻暗物质与电子的反冲、轻传播子模型暗物质等多物理目标。此外，整个系统的数据传输总带宽超过 450 MB/s，在试运行期间成功地保障了实验的稳定取数。

## 5.2 PandaX-4T 电子学整体方案设计

电子学和数据获取系统的主要目标是将来自 PMT 的模拟信号数字化并记录液氙中的物理相互作用相对应的数据。随着 PandaX 探测器的升级，读出电子学设备和 DAQ 系统也得到了发展。在之前的 PandaX-I 和 PandaX-II<sup>[178, 179]</sup> 实验中，数字化波形采集卡 (CAEN V1724, 100 MS/s 采样率) 采用的是全局外触发。触发系统的设计依赖于 S2 信号的大小。然后根据触发的要求，在固定时间窗口内所有读出通道的数据经过数据采集卡的“零压缩”之后被记录下来。时间窗口的长度通常设置为电子在液氙中最大漂移时间的至少两倍，以确保 S1 信号和 S2 信号都会被记录下来。

实验组	光电管数量	采集卡	触发	数据传输
PandaX-I	183	V1724	全局触发	菊花链
PandaX-II	158	V1724	全局触发	菊花链
PandaX-4T	473	V1725B	无触发	并行传输

表 5-3 PandaX 暗物质直接探测实验中电子学和 DAQ 系统从 PandaX-I 到 PandaX-4T 的演变。PandaX-I 和 PandaX-II 使用相同的系统。其中触发系统于 2017 年升级，触发阈值从 4 个电子降低到 2.5 个电子<sup>[179]</sup>。

表 5-3总结了从 PandaX-I 到 PandaX-4T 的电子和 DAQ 系统的演变。来自探测器光电探测系统的信号总共有 473 道，数据采集卡波形采样率为 250 MS/s，也就是每隔 4 ns 采集一个点，数字化波形采集卡是购买自 CAEN 的 V1725B 商业插件。无触发 (Triggerless) 数据获取方式，不同于 PandaX-I 和 PandaX-II 实验中采用的全局触发 (Global-trigger) 模式，每道 PMT 信号的采集是根据实际波形幅度的大小是否超过触发阈值 (threshold) 进行相互独立的记录。另外，数据的传输的方式也跟 PandaX-I、II 不同，PandaX-I、II 实验由于读出通道数少，数

据量不是很大，所以采用“菊花链”(Daisy chained)串联的方式将采集到的数据从波形采集卡(V1724, 100 MS/s)传输到服务器上。然而 PandaX-4T 实验由于拥有将近 500 道的信号读出通道，数据量较大，为保证高效快速的传输，采用了并行(Parallel)传输的方式，每块 V1725B 采集卡上的数据通过光纤传输至 R730 服务器上。

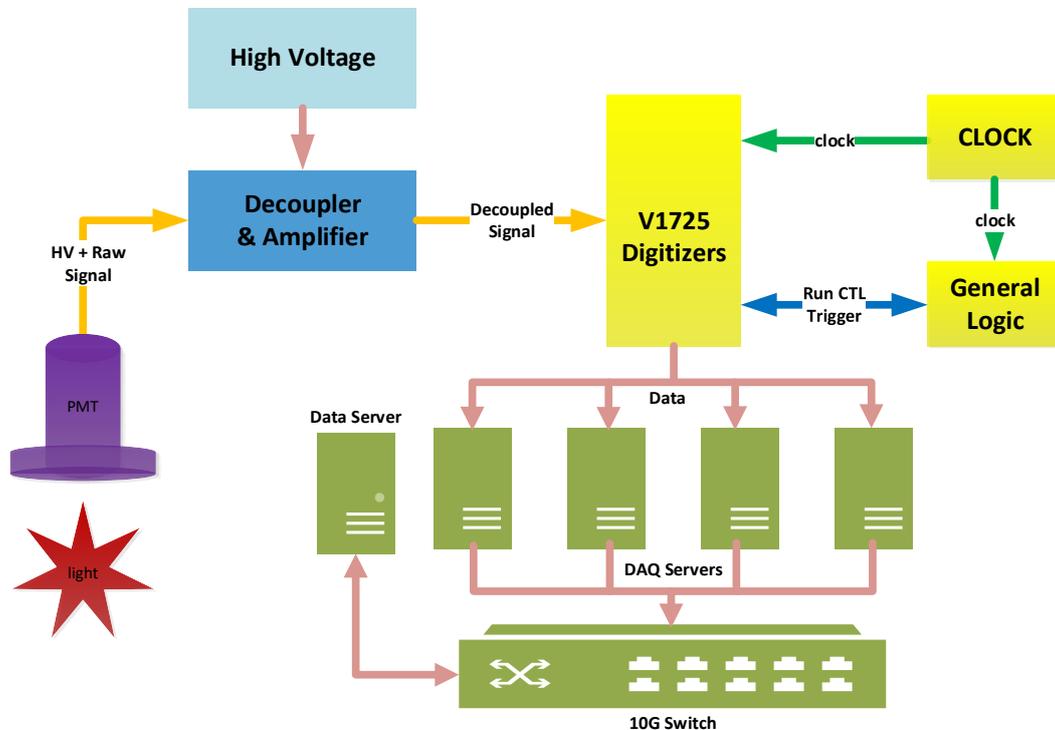


图 5-22 PandaX-4T 读出电子学和 DAQ 硬件系统示意图。图片摘自<sup>[180]</sup>。

如图 5-22 所示，PandaX-4T 读出电子学和 DAQ 硬件系统示意图，整个系统有三个部分组成。第一部分是前端电子学，包括自行研制的 PMT 分压器与信号解耦和放大模块。第二部分为数据获取与采集模块，主要由 V1725B 波形采集卡、V2495 控制模块、时钟分发板、VME 机箱等构成。第三部分是数据排序预处理与打包存储，由四台 Dell R730 服务器和一台 Dell R930 服务器，万兆光纤交换机，磁盘阵列组成。来自探测器光电探测系统接收到的光信号，经 PMT 倍增放大后变成模拟信号，通过给 PMT 阳极供高压的同轴线缆传输至探测器外部。每道 PMT 信号通过解耦器上的解耦电容从高压直流上分离出来，分离后的模拟信号再经过放大器放大后，经过 BNC-Mcx 的信号线传输给数字化波形采集卡。当 R930 服务器发出采数命令以后，CAEN V2495 插件将产生一个“开始取数”(Start Run)的 TTL 电平信号，经过自行研发的单端扇出板(如图 5-67 右图)，将“开始取数”信号分发给 32 块数字化波形采集卡。每个扇出板有两个 1 分 20 的扇出模块和一个 1 分 4 的扇出模块。“开始取数”信号首先从 V2495 发送给扇出板上的 1 分 4 扇出模块，输出的“开始取数”信号再转接给两个扇出板上的四个 1 分 20 的扇出模块的输入端，这样就能产生 40 道同步等大的“开始取数”信号。将其中的 32 道经 LEMO 同轴线缆转接给 V1725B 数字化波形采集卡，所有 32 块 V1725B 数字化波形采集卡将在同一时刻开始采数操作。与此同时，62.5 Mhz 的周期性时钟信号从时钟板(如图 5-67 左图)产生并分发给 V1725B 数字化波形采集卡。波形采集卡将接收到的模拟信号在快速数模转换器(Fast analog to digital converter, FADC)上经自动获取窗口(Dynamic Acquisition Window, DAW)算法模式进行数字化，最终连同时钟信息一起保

存至缓存中，然后经光纤传输至四台 R730 服务器。每台 R730 服务器均安装有两块 CAEN A3818C PICE 接口卡，每块 A3818C 可以连接 4 块 V1725B 采集卡，所以每台服务器可以控制 8 块 V1725B 采集卡。值得一提的是，在 PandaX-I、II 实验中，V1724 波形采集卡采集到的数据通过“菊花链”(Daisy Chain)的方式串联后，只通过一根光纤传输至服务器进行后续处理，而在 PandaX-4T 实验中我们采用 V1725B 数字化波形采集卡与服务器通过光纤直接连接的方式，一方面使得服务器可以直接控制单块 V1725B 取数，方便某些测试取数以及硬件和软件层面的故障排除操作，另一方面 V1725B 波长采集卡采集到的数据可以直接传输至服务器，提高了数据传输的速率，增加了数据传输的总带宽。因为每块 V1725B 和服务器之间数据传输的速率能达到 85 MB/s，所以采用 PandaX-I、II 中的“菊花链”串联方式是不能满足 PandaX-4T 实验需求的，比如在  $^{137}\text{Cs}$  刻度源取数时带宽能达到 120 MB/s，PuC 源刻度时带宽超过 300 MB/s，DD 中子源刻度时带宽也都超过了 100 MB/s，而采用并行连接的方式，经测试发现，数据传输的总带宽可以达到 450 MB/s。所有 R730 服务器上的数据接着传输至 10 Gbps 光纤交换机汇总后再回传至 R930 服务器，按照触发时间戳 (Trigger time tag, TTT) 进行时间排序处理，最后原始数据被打包并保存至磁盘上。原始数据将通过网络转移至位于成都的大型计算集群进行离线处理和物理分析。图 5-23 为 PandaX-4T 电子学和 DAQ 系统的硬件装置设备。



图 5-23 PandaX-4T 读出电子学和 DAQ 硬件设备现场实物照。整个系统包括两个用于安装新版信号解耦器的机柜(左起第一、第三个)、一个用于安装数字化波形采集卡阵列的 VME 机箱的机柜(左起第二个)和一个服务器机柜(最右侧)。正前方为 PMT 信号引出线的大法兰。图片摘自<sup>[180]</sup>。

## 5.3 前端电子学

光电探测系统是暗物质直接探测实验的关键核心技术，前端电子学的功能是为光电探测装置 (PMT) 提供高压，并将交流的模拟信号从探测器内部引出来。在 PandaX-4T 实验上光电探测器件的读出信号从阳极输出，并且阳极同时为光电倍增管提供正高压，所以从探测器内部引出来的交流模拟信号需要从直流正高压上解耦出来。前端电子学部分主要阐述光电倍增管分压器电路的设计，以及光电探测器件的各项性能指标，主要是光电管的各种性能参数，还有信号解耦器的升级和测试工作。

### 5.3.1 光电管基座和信号读出

PandaX-4T 实验上用到 3 英寸光电倍增管型号与 PandaX-II 是同一型号，都是 R11410-23，如图 5-24 所示。R11410-23 型 3 英寸光电倍增管是滨松专门为 PandaX 暗物质探测实验室研制的耐低温、低本底光电探测设备，其他是实验如 XENON-XT、LZ 实验采用的也是滨松 R11410 系列光电倍增管。液氙探测器温度平均为零下-93 ~ -95 °C，所以要求光电探测器件要耐低温，R11410-23 型光电管可在零下-110°C 到 50°C 温度范围正常工作，能够探测波长 160~650 nm 范围内的光子。此外为了维持探测器内部气氙的密度，液氙顶部气氙的压强往往高于大气压，PandaX-4T 实验中探测器内压需要维持在 1.0 barg<sup>[169]</sup>，约 2 倍大气压，正常情况下探测器内压都不会高于 1.5 barg，R11410-23 型光电倍增管可以承受 0.3 MPa，约 3 倍大气压下正常工作。它的光量子效率平均能达到 30%，单光电子增益可以达到  $5.0 \times 10^6$ ，低温下暗电流事例率在 50~200 个/秒，后脉冲几率 (2  $\mu$ s 窗口) 小于 5%，单光电子脉冲上升沿约 5.5 ns，电子渡约时间 46 ns，渡约时间展宽为 9 ns<sup>[181-185]</sup>。

R11410-23 3 英寸光电倍增管的分压器分压电路沿用了 PandaX-II 实验的设计。如图 5-26 为光电管分压器分压电路图，整个分压器总共高压为 1500 V，正高压 700 V，负高压为 -800 V，其中第五打拿极 (D5) 接地，K 为光阴极，接负高压，A 为阳极接正高压。分压最高的是光阴极和第一打拿极 (307 V)，PMT 接收到的光子打在光阴极上，经光电效应产生自由光电子并从光阴极表面溢出到真空中。紧接着这些光电子经过栅极聚焦，使尽可能多的光电子到达第一倍增极，而将杂散热电子散射掉以提高信噪比，另外也可以使得光电子的渡约时间尽可能相等，以保证光电管的快速响应。然后在栅极核第一打拿极之间的高压电场下加速获得动能，打到第一打拿极上，通过碰撞打拿极表面的二次电子发射材料，输出成为电子流，二次发射的电子又被加速，再经过聚焦打到第二打拿极上，电子数目再度被二次发射的过程倍增，如此逐级多次倍增形成较大的光电流信号，被阳极接收并输出。

值得一提的是这里沿用 PandaX-II 的正负高压分开，中间极接地的分压电路设计，而不采用单独正高压或者单独负高压的设计，原因是单独正 (负) 高压需要在阳极 (阴极) 接 1500 V (或者 -1500 V 负高压接阴极)，则阴极需要接地 (反之，单独接负高压时，则需要阳极接地)。这样就会导致单独一极的高压很高，而 PandaX 实验中 PMT 高压线从探测器内部引出到探测器外部，需要使用京瓷的 48 针脚的 CF35 feedthrough 进行连接，但是在 PandaX-I 实验期间 1500 V 高压很容易引起 pin 脚间的打火，因为每道高压在 CF35 针脚上连接的时候必须正高压和“地”相邻且成对地连接，所以很容易引起打火。之后 PandaX-II 实验将采用正负高压分开，中间极接地的设计方案，就大大降低了 CF35 针脚间的压差，从而避免了打火，该方案在 PandaX-II 上已成功验证是可行的，所以 PandaX-4T 继续沿用该方案设计。此外，在 D11 和 D12 打拿极之间以及 D12 和阳极之间还串联了两个退耦电容用 (C1, C2) 以减弱电子倍增后在光电管最后几个打拿极产生的空间电荷效应，降低光电管的饱和效应。脉冲



图 5-24 PandaX-4T 暗物质直接探测实验所用到的滨松 3 英寸 R11410-23 光电倍增管。其石英玻璃窗直径 76 mm，外壳前后长 114 mm。

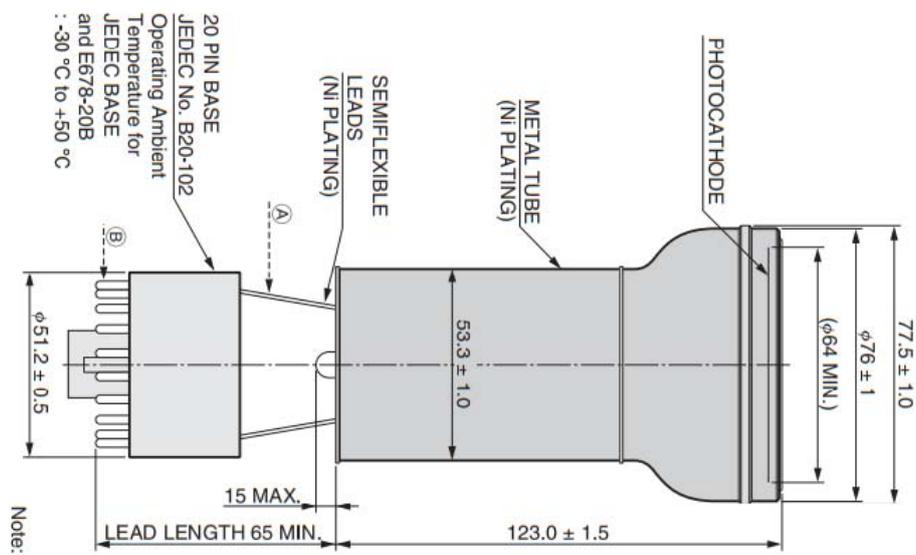


图 5-25 PandaX-4T 实验中滨松 R11410-23 型光电倍增管各部件的尺寸。图片摘自<sup>[185]</sup>。

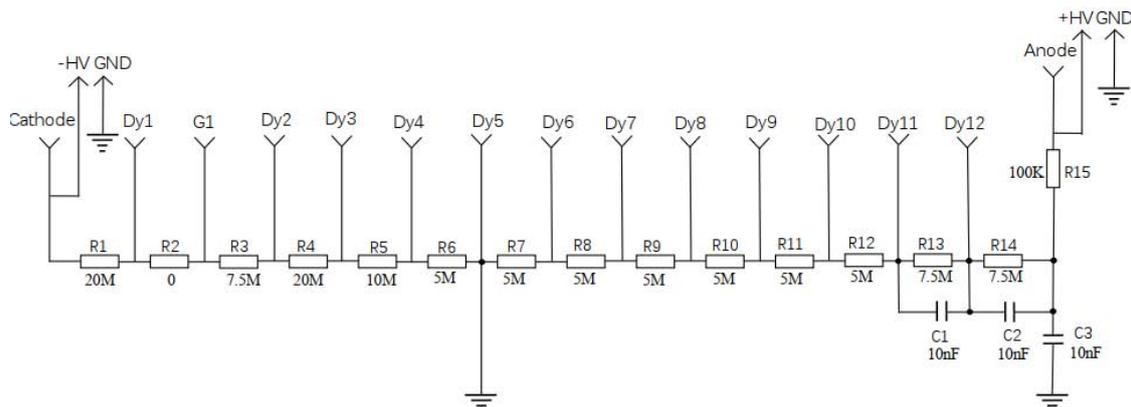


图 5-26 PandaX-4T 光电管分压器电路图。K 为光阴极接负高压 (-800 V)，A 为阳极接正高压 (+700 V)，中间第五打拿极接地。分压最高的为光阴极 (K) 和第一打拿极 (D1)，高达 307 V，与第一打拿极等电位的是栅极，主要起到聚焦的作用。图片转载自<sup>[186]</sup>

信号在光电管打拿极间持续的过程中，会在最后一个倍增极和阳极之间形成分压电流，分压电流会减弱最后一个倍增极和阳极间的分压电场强度，从而影响电子的倍增放大和及时转移读出。而退耦电容的存在可以通过持续不断的充放电过程抑制最后一个倍增极和阳极之间电压的减小，起到稳压的作用，从而可以显著改进读出脉冲信号的线性，降低光电管饱和的几率。此外在这两个退耦电容和地之间还并联了一个滤波电容 (C3)，和阳极信号输出端的 R15 共同组成一个低频滤波电路，用以去除来自于直流高压源的低频的噪声。图 5-27 为 PandaX-4T 主要光电探测系统 3 英寸光电倍增管上用到的光电管分压器电路板，电路板材料是经过筛选的低本底材料聚酰亚胺薄膜，经过特殊热工艺多层压制而成，该产品由 PandaX 实验组联合 Blan(上海布朗)PCB 研发而成，PCB 板上所用到的所有电容电阻以及连接器，都是经过高纯锗探测器筛选过的低本底材料制成的器件。

另外，由于分压器要和 PMT 一起工作在零下 -93 ~ -95°C，所以自然要求 PMT 分压器要耐低温，抗劳损，性能稳定。此外分压器还不能有打火现象发生。所以在安装之前，我们对所有的 PMT 分压器进行了打火测试和高温低温抗劳损测试，再经过严格的电容电阻值的测试检查，以及外观检查后，最终才通过，用以实验上安装备用。我们在交大搭建了一整套分压器测试系统，包括高压、暗箱、分压器板承载装置、电子学和 DAQ 系统，以及服务器进行控制采数和后续的数据分析。

这里简要总结一下 PandaX-4T 光电管分压器的测试步骤：

- 首先是再 CJPL-I 利用高纯锗探测器进行放射性本底的测试和确认工作。
- 用万用表检查电容电阻以及外观检查，确认是否有断路、虚焊以及焊接时遗留下来的毛刺等问题。
  - 用高温烤箱在 60 °C 下烘烤 72 小时，如图 5-28 所示。
  - 再次用万用表进行电容电阻的检查，确认无断路、虚焊以及外观破损的问题。
  - 进行高压打火测试。测试中我们将分压器用塑料轧带固定在一个正方形约 40×40 cm<sup>2</sup> 的纸板上，置于木制暗箱中，连上 1500 V 高压 (不接光电管)，进行 DAQ 取数。高压的供电用的是 CAEN A7030P/N (P 代表正高压输出模块，N 为负高压输出) 高压输出模块，每个高压 A7030 可以输出 48 道正 (负) 高压，A7030P/N 的高压插件有 CAEN SY4527 高压机箱进行供电，A7030P/N 输出的高压经 52 针脚连接的 Radiall 高压同轴连接器输出至 R648 以

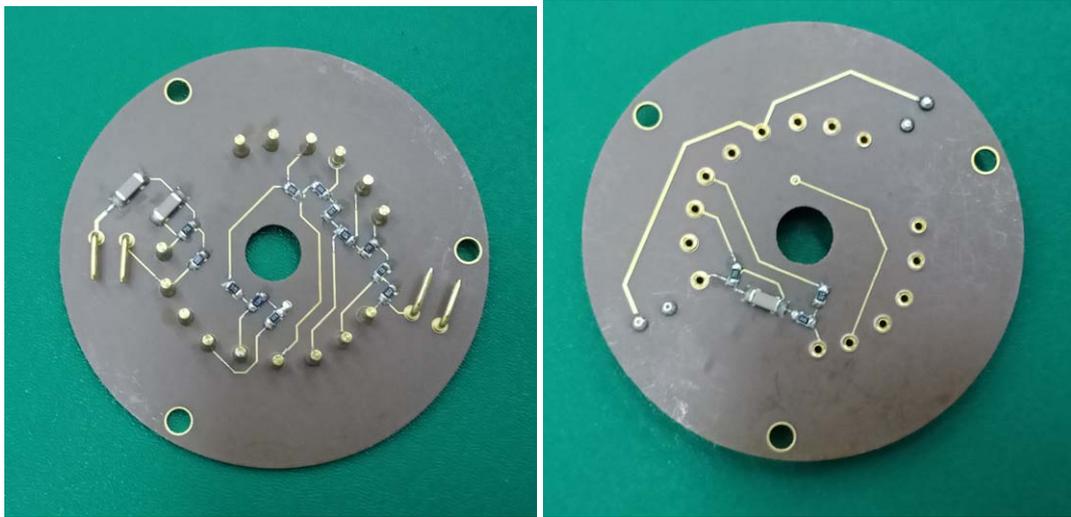


图 5-27 PandaX-4T 实验上使用的 PMT 分压器正反面实物图。分压器 PCB 为聚酰亚胺薄膜经过特殊热工艺多层压制而成，由 PandaX 实验组和布朗 PCB 联合研发而成，选用聚酰亚胺薄膜是因为其放射性本底水平低。焊接用到的电容电阻以及连接器均为经过高纯锗探测器筛选的低放射性器件，焊接用到的焊锡也是 99.99% 的纯锡条，不含铅等杂质。



图 5-28 用于烘烤 PMT 分压器 PCB 板的烤箱以及部分经过挑选后的残次品。左上为测试中的烤箱，温度被设定为 60°C，总共测试时间持续 72 小时，右上较为冷却状态的烤箱，下方为烘烤以后经万用表以及外观检测后挑出来的残次品。

48 道 SHV 接口输出，从 R648 至 PMT 分压器板之间的连线为自制的高压线缆。令人意外的是，测试中确实有观察到分压器的打火现象，譬如图 5-29 所示在某次打火测试中观测到的脉冲信号，其特征跟真实的单光电子脉冲信号极其相似，脉冲宽度约为 20 ns，幅度平均为 14.22 mV，其电荷平均 140 ADC counts $\times$ 4 ns 大小 (正常情况下，PandaX-4T 3 英寸 PMT 单光电子增压在未经放大时，约为 90~120 ADC counts $\times$ 4 ns 范围)。另外一种打火比前一种要剧烈，如图 5-30 所示，打火的波形呈现一定周期性，并且幅度相当呈“梳子”形状，而且单个脉冲的幅度远远超过了 100 mV。

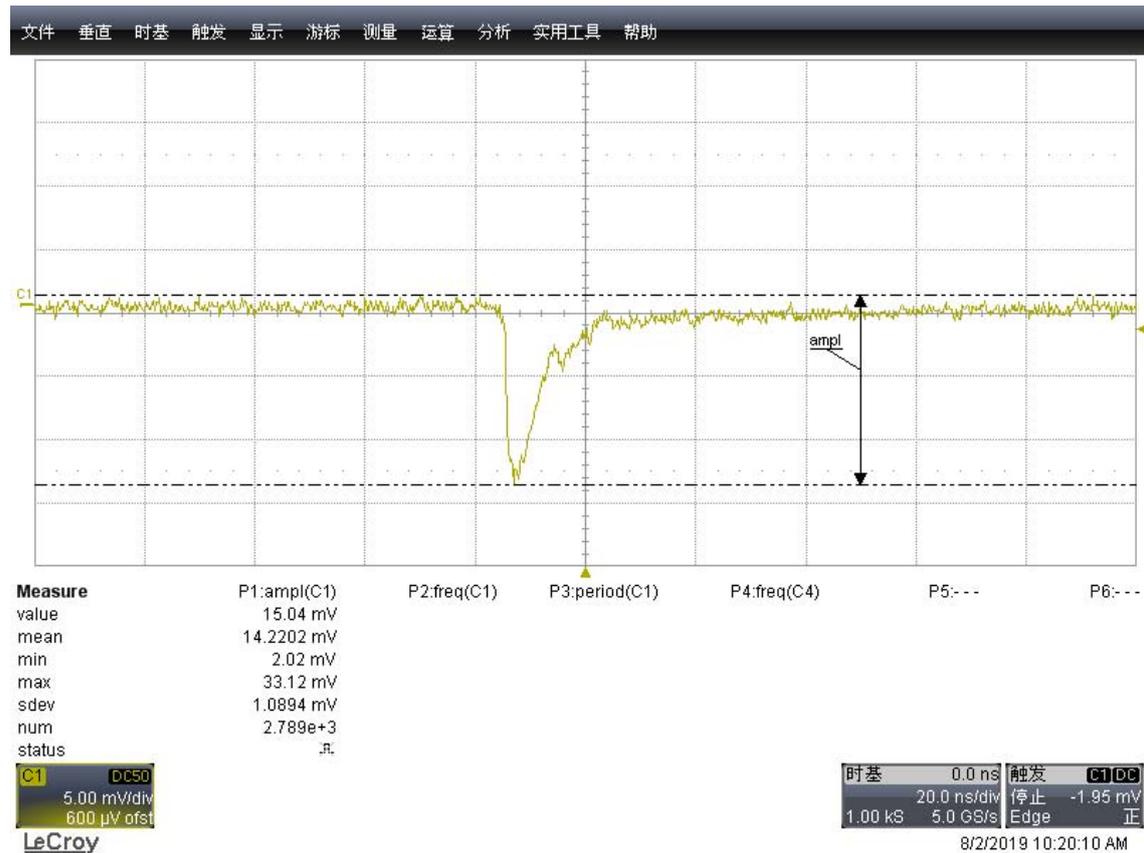


图 5-29 光电倍增管分压器在高压打火测试中观测到的打火波形。打火脉冲信号的波形宽度为 20 ns 左右，幅度平均为 14.22 mV，形状特征极其类似于单光电子的脉冲信号。

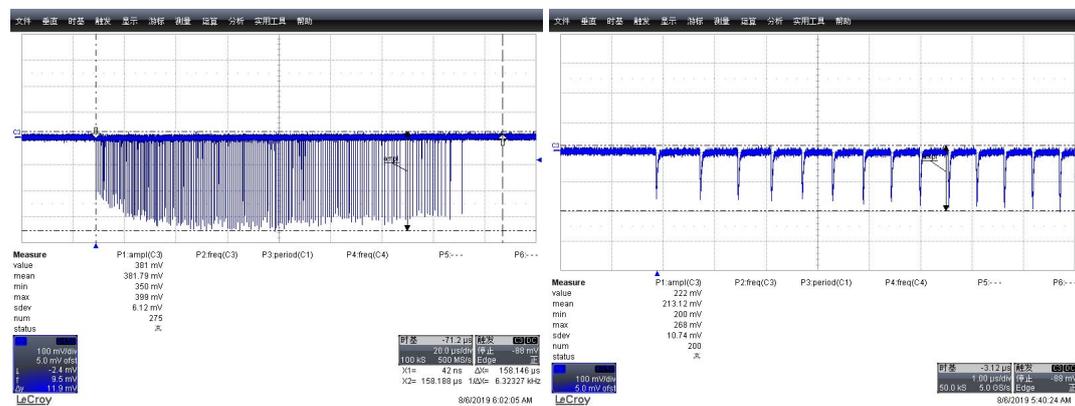


图 5-30 光电倍增管分压器在高压测试中出现的周期性、“梳子”状打火波形。

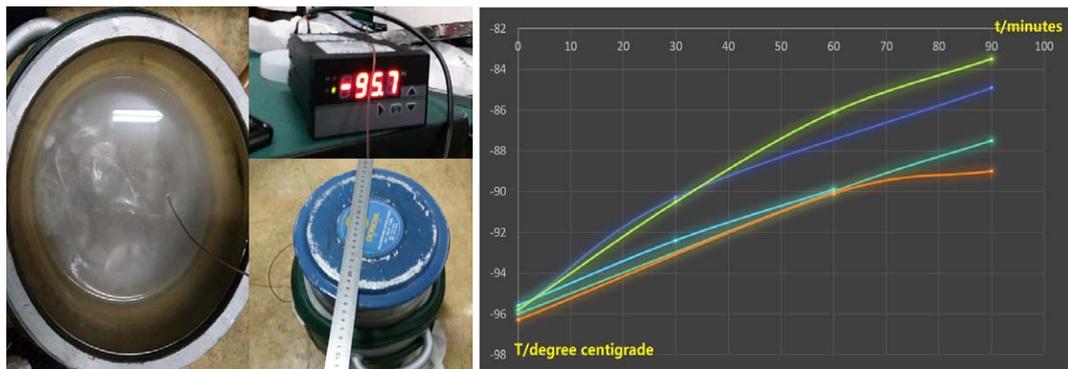


图 5-31 左图，左边杜瓦罐内为用酒精加液氮的方式调配的低温酒精溶液，左上为实时监测的温度，右下为测试中封闭起来的杜瓦。右图，现场用 PT100 温度传感器多次测量得到的温度曲线。横轴时间单位为“分钟”，纵轴单位为“°C”，整个低温测试进行 90 分钟，温度最低能到零下-96°C，测试结束时温度将升至-90°C 以上。

• 模拟液氙探测器进行的低温测试。我们采用酒精加液氮的方式，制备了温度在零下-86~-96°C 的酒精溶液，将分压器浸泡其中，放置 90 分钟，进行低温应力测试。实验时，事先将准备好的足量酒精置于杜瓦罐中，然后再往酒精溶液中缓慢地注入液氮，过程中需要不断的搅拌酒精液体，以避免酒精由于局部过冷导致结冰现象的产生。图 5-31左图所示，调配好测试中的低温酒精溶液以及实时的温度监测。图 5-31右为现场利用 PT100 温敏电阻多次实测的温度曲线，可以看到酒精溶液最初温度为零下-96°C 附近，温度随着时间的增加缓慢上升。测试结束时温度升至-90°C 以上，酒精溶液温度随着测试时间的增加缓慢上升，最高能升至-84°C 附近。之所以进行高温烘烤，然后又用低温浸泡这样的老化测试，目的就是为将容易老化的分压器挑选出来，因为在冷热交替过程中，不同材料的热力学性质是不一样的，这样那些虚焊，以及焊接不牢固的板子就会被筛选出来。最大可能地避免在真实的探测器中出状况而导致光电读出信号通道数的损失。

- 再次进行电容电阻检测，外观检查等。
- 在超纯水中利用超声波清洗 20 分钟，然后在烤箱中烘烤 (50 °C)3 小时。

经过以上测试步骤后，并且电器性能良好的分压器将用氮气封存，以备正式安装。最终经过测试，用于 PandaX-4T 实验的总共有 559 片低本底 3 英寸分压器发现 65 片存在虚焊等问题，剩余的 494 片中，470 片通过了高温烘烤测试，400 片通过了高压打火测试，发现 8 片打火的分压器，407 片通过了酒精加液氮的低温测试，42 片在低温测试后，出现了电容断裂、虚焊等问题。另外有 49 片未进行 DAQ 打火测试，直接进行的低温测试。最后有 407 片留作探测器安装使用，我们将各环节测试以及结果整理在表 5-4 中。

除了位于上下铜板主探测阵列上的 3 英寸 R11410-23 型光电倍增管，我们还在上下铜板的周围安装了两圈共 105 支滨松 1 英寸的 R8520-406 型，如图 5-33 所示，其主要的目的是排除来自探测器外部的中子本底和高能  $\gamma$  事例。R8520-406 型 PMT 可以探测波长在 160-650 nm 之间的微弱光信号，有效透光面积为  $20.5 \times 20.5 \text{ mm}^2$  的正方形。在零下-110 ~ +50 °C 可以正常工作，工作高压 800 V，光量子转化效率在 25% ~ 30% 之间，单光电子增益平均为  $1 \times 10^6$ ，暗电流事例率非常小，在黑暗环境中，每半小时不超过 10 次，时间响应方面，电子渡约时间为 12.4 ns，渡约时间展宽 0.8 ns，阳极输出脉冲上升沿为 1.8 ns。

如图 5-33 所示为 1 英寸光电倍增管分压器电路图，相较于 3 英寸光电管分压器电路，1 英寸光电管采用了正高压阳极供电方案，阴极接地，并沿用了 3 英寸的部分设计，即最后两



图 5-32 滨松 R8520-406 型 1 英寸光电倍增管，主要用于排除来自探测器外部的高能  $\gamma$  和中子本底。图片转载自<sup>[187]</sup>。

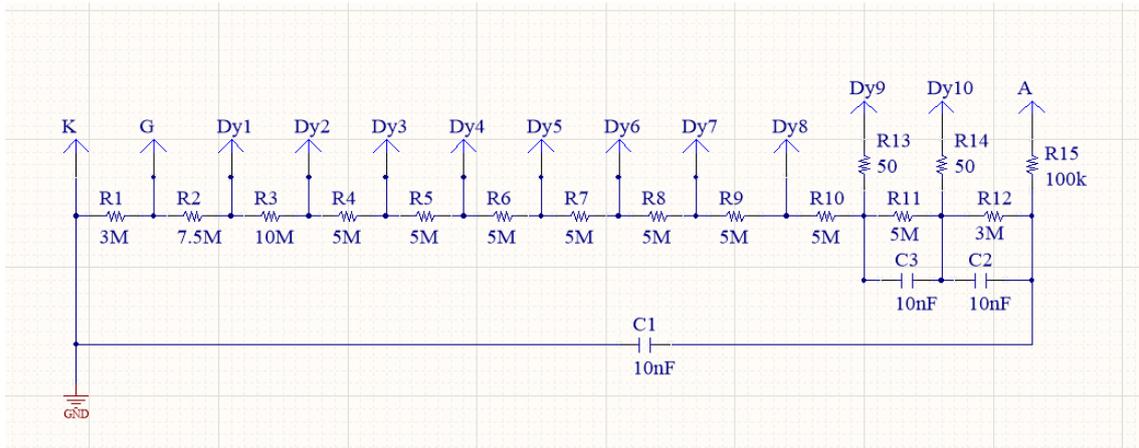


图 5-33 1 英寸光电倍增管分压器分压电路图。

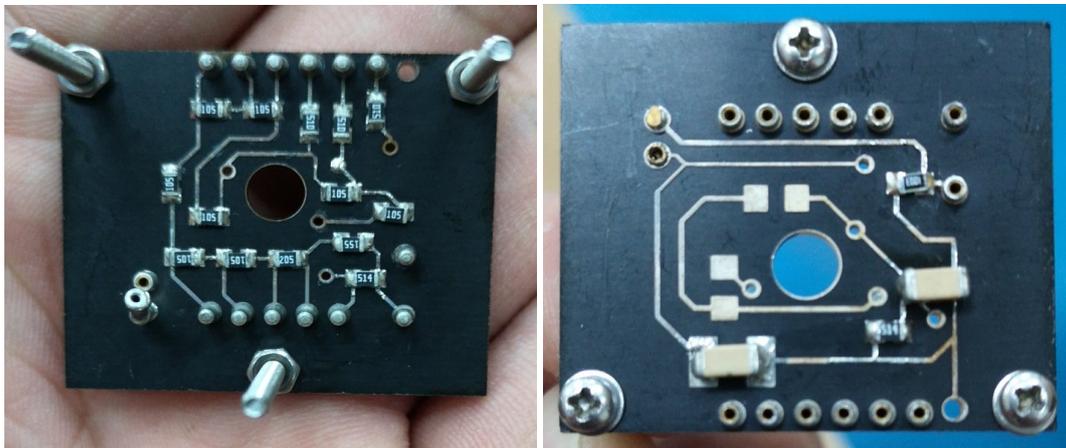


图 5-34 左，1 英寸光电倍增管分压器正面。右，1 英寸光电倍增管分压器背面。

操作	测试通过	淘汰
初始	559	-
万用表	494	65
高温烘烤	470	24
DAQ+ 高压	400	32
低温测试	407	42

表 5-4 PandaX-4T 实验 3 英寸光电倍增管分压器在各个测试环节淘汰掉的数量以及各测试环节通过测试的分压器。其中高温烘烤后淘汰掉了 24 片，DAQ 高压测试打火淘汰掉了 32 片，有 8 片分压器发现打火现场，24 片存在焊接以及外观问题，另外还 49 片 DAQ 打火测试环节是在现场安装之前完成的，这里没有统计。在低温测试中共淘汰掉 42 片电容存在问题的分压器。

个倍增极和阳极间串联了两个退耦电容，以及低通滤波电路。其中第一和第二打拿极之间分压最高，为 126 V，栅极和第一打拿极分压 94 V。图 5-34 为 1 英寸分压器实物图。

### 5.3.2 光电管双读出方案

前面的章节有提到 PandaX 实验项目不止包括暗物质直接探测和中微子研究，还包括了无中微子双贝塔 ( $0\nu\beta\beta$ ) 实验探测，主要是在 PandaX-III 气体探测器上，寻找  $0\nu\beta\beta$  过程产生的两个电子在气氙中的径迹，除了 PandaX-III 这样的气体探测器，我们也可以在 PandaX-4T 液氙探测器上搜寻  $0\nu\beta\beta$  过程能量沉积产生的 S1 和 S2 信号。在液氙中  $^{136}\text{Xe}$  的丰度为 8.857%，PandaX-4T 液氙总量达到了 6 吨， $^{136}\text{Xe}$  的含量总共有约 531 kg，其中 4 吨的灵敏区中  $^{136}\text{Xe}$  含量达到了 354 kg，因此 PandaX-4T 液氙暗物质直接探测器也可寻找  $^{136}\text{Xe}$   $0\nu\beta\beta$  的过程，从而验证中微子是否为马约拉纳粒子，如果中微子的反粒子是其本身，那么  $0\nu\beta\beta$  将破坏轻子数守恒律，这也将是新物理的重要标志。这一方案在之前的 PandaX-II 实验上已有先例<sup>[137]</sup>，利用 PandaX-II 580 kg 液氙测量得到的  $^{136}\text{Xe}$   $0\nu\beta\beta$  过程的半衰期的下限为  $2.4 \times 10^{23}$  年，这比目前 KamLAND-Zen 实验测量到的  $0\nu\beta\beta$  最强的限制  $1.1 \times 10^{26}$  年弱好几个量级。新一代的 PandaX-4T 灵敏区液氙是 PandaX-II 的近七倍， $0\nu\beta\beta$  信号的灵敏度将显著提高。然而  $^{136}\text{Xe}$   $0\nu\beta\beta$  过程释放出的能量高达 2.48 MeV，这对于液氙暗物质探测器而言是很大的能量沉积 (典型的 WIMP-氙核相互作用产生的能量不超过 10 keV)，在 PandaX-II 实验中顶部光电管对能量超过 100 keV 的 S2 信号就已经出现饱和，2-3 MeV 的能量沉积会导致光电管出现严重饱和，这会大大减弱对  $0\nu\beta\beta$  探测的灵敏度。对于  $^{208}\text{Tl}$  刻度产生的 2.615 MeV 的  $\gamma$  峰，顶部光电管接收到的光子数能达到 1000k PEs<sup>[137]</sup>。并且到达最大光子数的顶部光电管占比能到 30%。在 PandaX-4T 实验中，相比于 PandaX-II 实验，气氙厚度将减半，因为更窄的 S2 信号可以更好的识别多次散射事例，如果要探测  $0\nu\beta\beta$  过程的信号，则要求光电倍增管的读出动态范围超过 150k PEs，这远远超出了 PandaX-4T 暗物质取数时 3 英寸 R11410-23 光电管的读出动态范围。为在 PandaX-4T 液氙实验上利用 R11410-23 3 英寸光电倍增管探测  $^{136}\text{Xe}$  的  $0\nu\beta\beta$  过程，就需要对已有的 3 英寸分压器分压电路进行改进，使之能够读出并测准 2.5 MeV 能量的大信号。

图 5-26 为原有的 3 英寸 R11410-23 光电倍增管分压电路与信号读出设计，图 5-35 为改进后的分压电路与双读出方案设计。为了确保光电管能够正常且安全的工作，我们在新的设

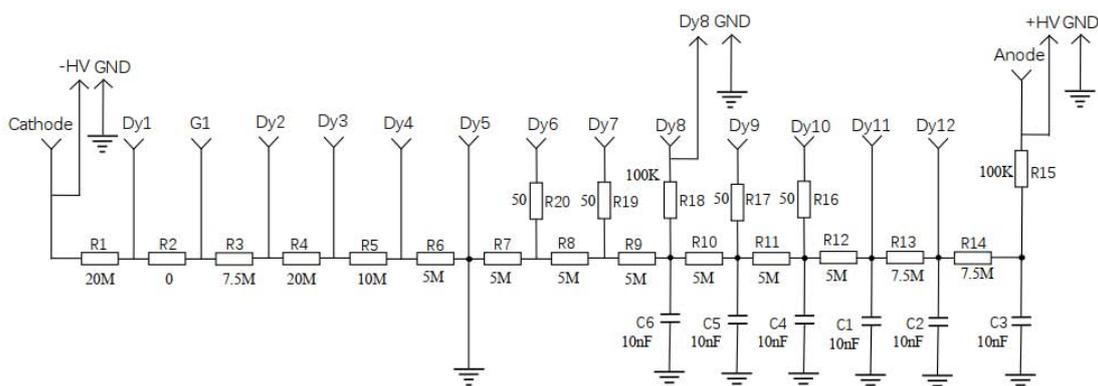


图 5-35 双读出分压器分压设计原理图。新的分压器采用了 Dy8 和阳极两个极读出，Dy8 为前级读出，用于读出特别大的信号，阳极为正常的阳极读出。6 个退耦电容并联的方式，可以很好的改善光电管脉冲信号的线性。Dy7 到 Dy10 的还加了抗阻尼电阻，以去除信号的反射。图片转载自<sup>[186]</sup>。

计中保留了原有的分压电阻的配置，阳极接 +700 V 高压，阴极接 -800 V 高压，中间级 Dy5 接地。通常情况下，为了改善光电管输出脉冲信号的线性，会在最后几级连接退耦电容，而退耦电容的连接方式有串联和并联，最为常见的是串联方式，如图 5-26 设计中的 C1 和 C2，但在新的设计中，我们改用并联的方式，如图 5-35 中的 C1、C2、C4、C5 和 C6 使用 10 nF 退耦电容并联接地的方式，我们在焊接时使用耐高压的陶瓷电容，这样既满足了并联电路中耐高压的要求，又尽可能的降低了元器件带来的放射性本底。并且经过测试显示，采用五电容并联的设计方案能够很好的改善光电管输出脉冲信号的线性。此外阳极端的 C3 和原有设计中的 C3 一样，和 R15 一起组成一个低通滤波电路，用以过滤直流正高压源中带来的杂波和噪声。另外为了去除信号在打拿极间的反射，去除输出脉冲下降沿的“振铃”现象，如图 5-37 所示的 Dy8 输出的正脉冲波形（绿色）下降沿处的第二个凸起峰，我们参考了滨松应用资料<sup>[188]</sup> 的建议，在 Dy6、Dy7、Dy9 和 Dy10 的引脚端增加了 50 Ω 的抗阻尼电阻。Dy8 为前级信号输出端，跟阳极一样，采用了 100 k 的电阻，必须要强调的是，Dy8 只作为前级信号读出，不必单独从外部供给高压。

为了测试动态双读出的电子学性能，我们搭建了一套测试系统，如图 5-37 所示，激光二极管<sup>[189]</sup> 在一台力科 (Lecroy) 函数波形发生器<sup>[190]</sup> 的驱动下，发射具有固定频率和持续时间的光信号。并且可以调整光的强度，使得被测试的光电倍增管可以达到饱和状态。为了测量新版分压器分压器的读出脉冲动态范围，我们将发光的持续时间设置为 10 μs，对应在 PandaX-4T 实验中预期的 MeV 能量下 S2 信号对应的典型波形宽度。并将发光频率设置为 50 Hz。同时为了提高光电倍增管的光探测效率，通过聚焦透镜对光信号进行聚焦。然后使用三维平可移动光学平台和分光光纤将聚焦后的光束分成两束。两个独立光束的相对强度比通过两个额外的三维可移动光学台进行调整，之后这两束光分别被监测光电倍增管和测试光电倍增管探测到。每个光电倍增管都位于一个木制暗箱中。测试过程中，将输出光强度比调节至稳定状态，使得监测光电管的阳极保持正常状态（不饱和），并以此作为检查被测光电倍增管读出脉冲动态范围的参考。所采用的监测光电管和测试光电管接收到的光信号比率分别为 1:10 和 1:30，来测量测试光电倍增管的阳极脉冲和 Dy8 打拿极的读出脉冲信号。从两个光电管的阳极和测试光电管的 Dy8 打拿极三个读出信号。阳极信号在 PandaX-II 实验

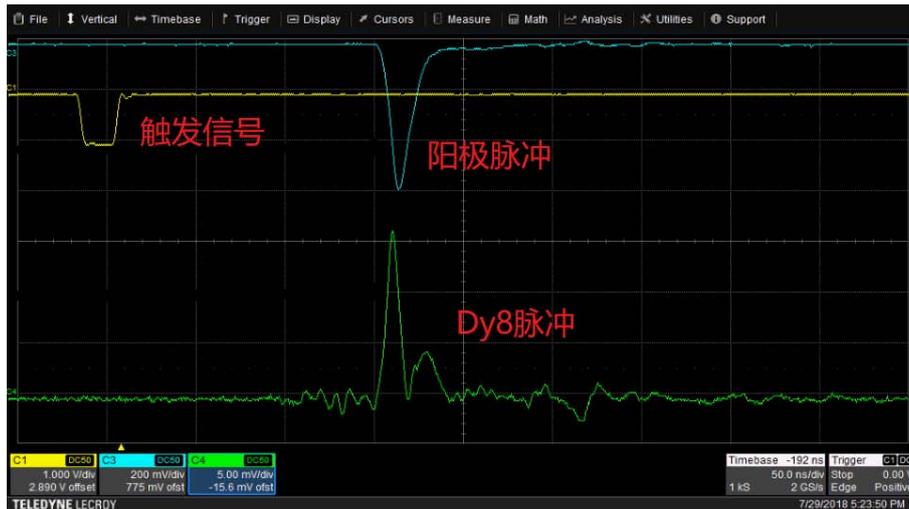


图 5-36 早期测试版本中阳极脉冲和 Dy8 读出的脉冲信号，阳极为负脉冲信号 (蓝色)，Dy8 为正的脉冲信号 (绿色)，黄色的为触发信号。Dy8 脉冲信号为电子从 Dy8 转移至 Dy9 产生的感应信号，并非倍增后的电子的累积，所以为正信号，由于信号在打拿极间的反射而引起下降沿的“振铃”波形。

中备用为正高压供电的解耦器上分离出来。然后当数字化波形采集卡接收到与 LED 光发射同步的触发信号时，这三个信号都被数字化波形采集卡 (CAEN V1725B，采样率 250 MS/s) 数字化，并将记录到的数据发送到服务器进行进一步分析。

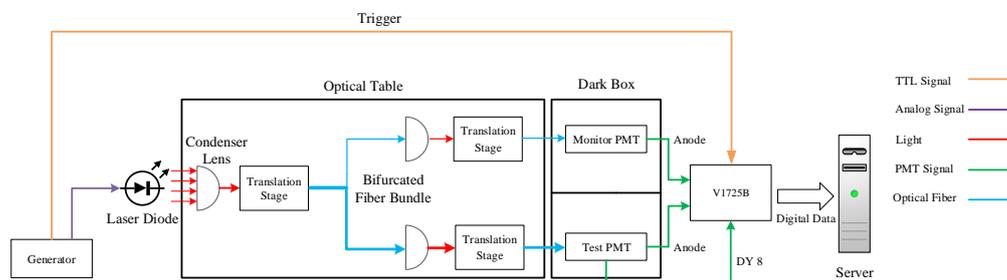


图 5-37 动态双读出 base 板测试系统图解。整个测试系统主要包括一个光源、分光系统、暗箱、波形采集卡和 DAQ 服务器。图片转载自 [186]。

图 5-38是来自测试光电管的阳极和 Dy8 打拿极记录记录的波形的示例。在示例波形中，来自阳极的信号幅度在光信号发射期间呈下降趋势，这意味着信号已经饱和。而另一方面，来自 Dy8 打拿极的信号没有饱和。减去基线以后对波形进行积分，如果光电管未达到饱和，则获得的面积应与增益和光电管对应电荷的乘积成正比。对于阳极，增益大小是通过测量光强很微弱的 LED 刻度中的单光电子 (Single photoelectron, SPE) 信号的电荷得到的。当测试光电管未饱和时，测得阳极与 Dy8 打拿极之间的电荷比为 100:1，这个比值反应的是光电管 Dy8 到阳极之间的倍增极对电荷的放大倍增能力，不同的光电管这个参数是不一样的，但是普遍而言这个比值是在 100-400 之间。当 Dy8 用于真实信号的测量时，该比值会用于光电管阳极电荷的评估。

如上所述，在新的双读出分压器中，去耦电容的数量和连接方式与普通阳极读出的设计

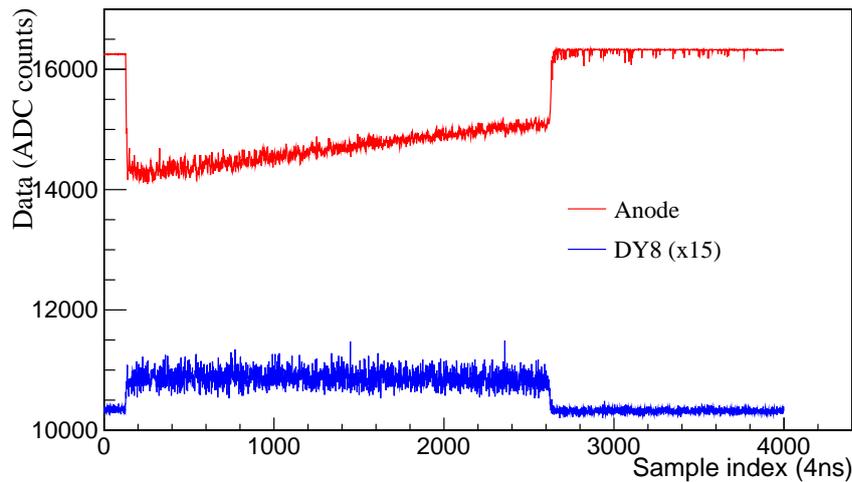


图 5-38 双读出光电管阳极和 Dy8 读出的脉冲信号波形示例，阳极已达到饱和而 Dy8 尚未饱和。图中 Dy8 的信号被缩放了 15 倍以获得更好的视觉效果。图片转载自<sup>[186]</sup>。

有很大差别。图 5-39 显示了测试光电管的阳极测量到的电荷与监测光电管测量到的电荷之间的关系。从图中可以看出，当入射光高于 1000 PE 时，测试光电管分压器的阳极开始饱和，并逐渐达到完全饱和。完全饱和的电荷约为 4k PE。当电容器并联连接时，完全饱和发生的时间要晚得多。对于五电容和三电容版本，阳极电流在某个电流水平开始向上偏离线性，并随着入射光强度的增加逐渐达到饱和。这种有点违反直觉的转向行为与参考文献<sup>[188]</sup>中描述的相一致，由于电压重新分配，早期打拿极级放大率的增加克服了最后两级二次发射率的降低。五电容新设计的完全饱和电荷约为 40k PE，比原来的分压器设计大 10 倍。图 5-40 显示，如果使用 Dy8 来测量，测试光电管读出脉冲信号的动态范围可以进一步扩展。动态范围可以达到大约 200k PE，但在 150k PE 和 200k PE 之间有一些明显的非线性存在，但是这可以使用实际数据进行刻度校准。这与光电管预期的 PE 数量相等，在液态氙中进行 3.5MeV 能量沉积时具有最大电荷。因此，该范围包括  $0\nu\beta\beta$  信号的最感兴趣区域。图 5-41 为用于 R11410-23 型 3 英寸光电倍增管双读出分压器实物图。图 5-42 为 PandaX-4T 实验探测安装过程中，在下铜板光电探测阵列上预留出来的给双读出光电管的安装位置，位于整个光电探测阵列的中心位置，上铜板也有与之对称的七个双读出光电管。

特别要说明的是，图 5-39 中蓝色曲线 (对应的 PandaX-4T 现有 2 个退耦电容串联的设计方案) 其读出脉冲信号在约  $2 \times 10^3$  PE 之后就达到了饱和，其 2 电容串联的方案在线性度上的表现比 1 个电容并联的设计还要差，而 PandaX-4T 实验中 S2 的能量筛选范围在 800-20000 PE，这就意味着有很多 S2 信号对应的光电管已经饱和，S2 信号是测得不准的，这对于 50 keV 以下的低能区物理的寻找是有影响的，换句话说，光电管的饱和会影响暗物质事例的寻找。同样我们也可以在图 5-39 绿色的曲线 (对应于 3 个退耦电容并联的情形) 在阳极读出脉冲到底约  $27 \times 10^3$  PE 时达到饱和，这个范围完全可以覆盖 PandaX-4T 实验中低能区 S2 信号的上限筛选条件。从物理的角度出发，我们应该将现有 PandaX-4T 的 2 电容串联分压器更换成 3 电容并联的方案，但是如前所述，我们已经制备了大量 2 电容串联方案的分压器，这期间花费了很多时间精力，而且从实验的角度出发，时间紧迫，再重新做一批新的分压器势必拖延整个探测器安装的进度。但是在 PandaX-4T 实验试运行取数 (Commissioning run) 结束以后，我们将会把 2 电容串联的分压器更换成 6 个退耦电容并联的方案，也就是

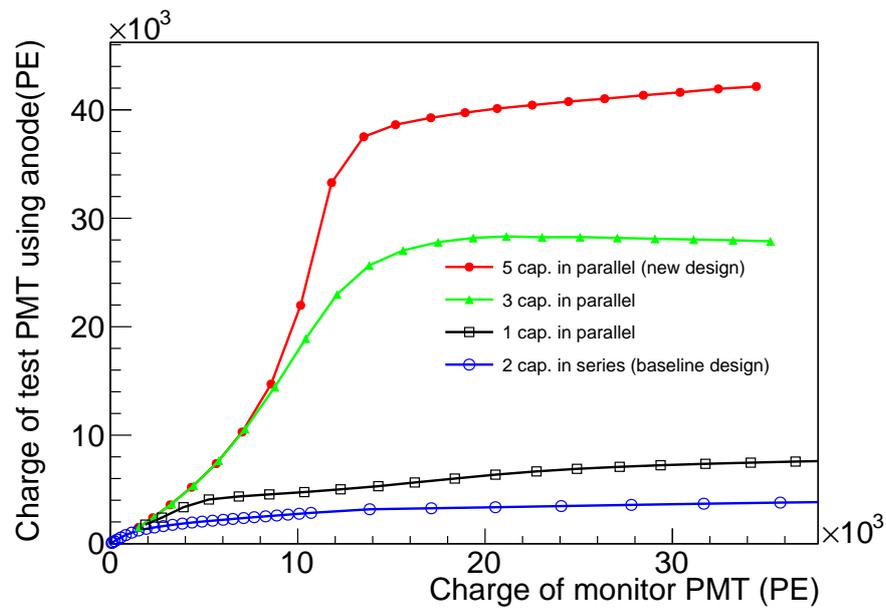


图 5-39 测试光电管的阳极读出电荷与监测光电管的读出电荷之间的关系。包括了对原有分压器和具有不同退耦电容器配置的新设计的测量，电容器并联接地方式比串联接地表现出更高的动态范围。蓝色曲线是代表两个退耦电容串联接地的原有设计的测试结果。在新设计中，我们比较了不同数量退耦电容并联接地的性能。一个电容器 (图 5-35 中的 C2)、三个电容器 (图 5-35 中的 C2、C1 和 C4) 和五个电容器 (图 5-35 中的 C2、C1、C4、C5 和 C6)。最终新的双读出分压器选择了五个退耦电容器并联的设计方案。图片转载自<sup>[186]</sup>。

图 5-39 中所示的红色曲线，预期阳极读出脉冲在  $38 \times 10^3$  PE 时才达到饱和，以期在未来的暗物质取数期间在 50 keV 以下的低能区获得更好的能量分辨率。

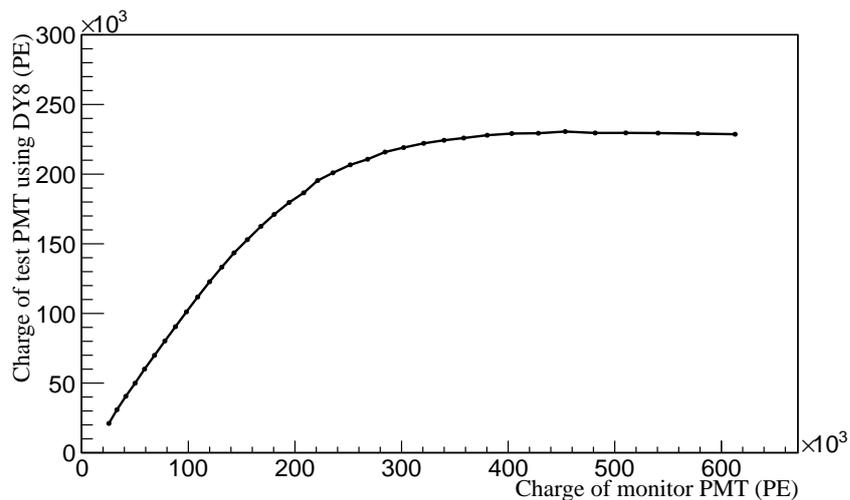


图 5-40 使用测试光电管 Dy8 打拿极读出的电荷与监测光电管读出电荷之间的关系，图中显示新的双读出分压器动态范围在 200k PE 左右，再往上，Dy8 的信号也就达到饱和。图片转载自<sup>[186]</sup>。

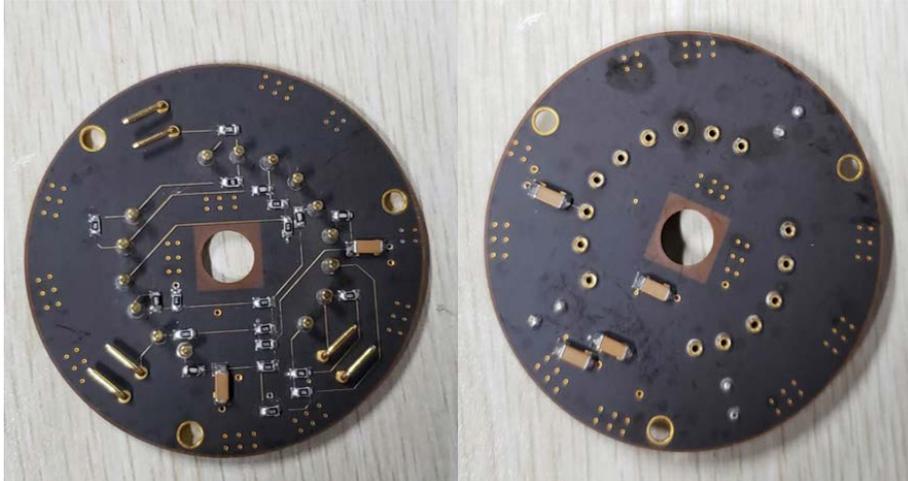


图 5-41 用于 PandaX-4T R11410-23 型光电倍增管的双读出分压器实物图，左图为正面，右图为反面。图片转载自<sup>[186]</sup>。

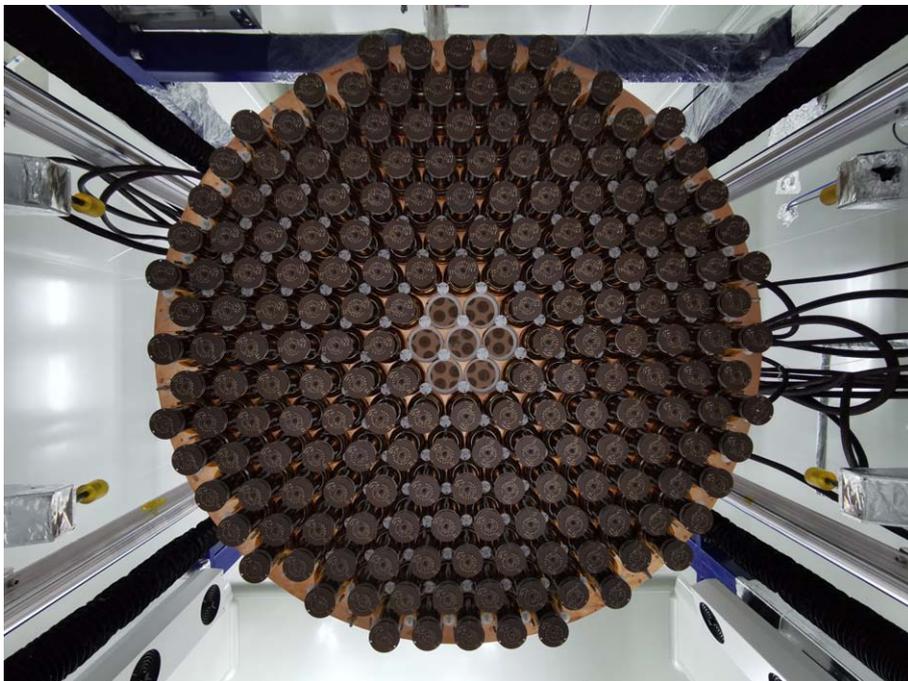


图 5-42 底部光电探测阵列安装照片。中间的 7 个空缺(下铜板)为双读出 PMT 预留位置，上铜板双读出位置和下铜板对称，同样位于中心位置。

### 5.3.3 信号解耦器的升级研发

#### (1) 解耦器研发的动机

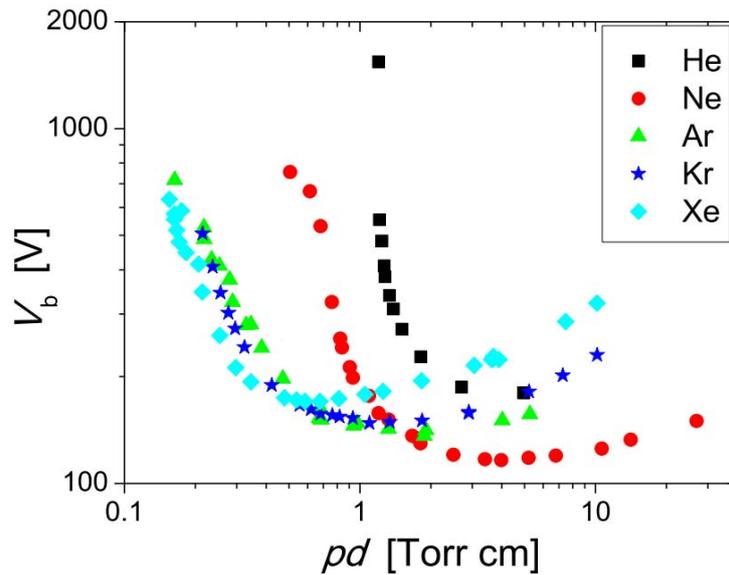


图 5-43 稀有气体 Paschen 曲线。黑色方块数据点为氦气 (He)、红色圆点为氖气 (Ne)、绿色三角形为氩气 (Ar)、蓝色五角为氪气 (Kr)、蓝绿色菱形为氙气 (Xe)。PandaX-4T 探测器在 Dry-run 试运行期间充入了 100 Pa 的氙气 (0.75 Torr)，光电管分压器正高压连接器间距是小于 2.5 mm，对应  $<0.1875 \text{ Torr}\cdot\text{cm}$ ，正高压 700 V，从图上可以直观估计，刚好在气 Xe 打火点。图片转载自<sup>[191]</sup>。

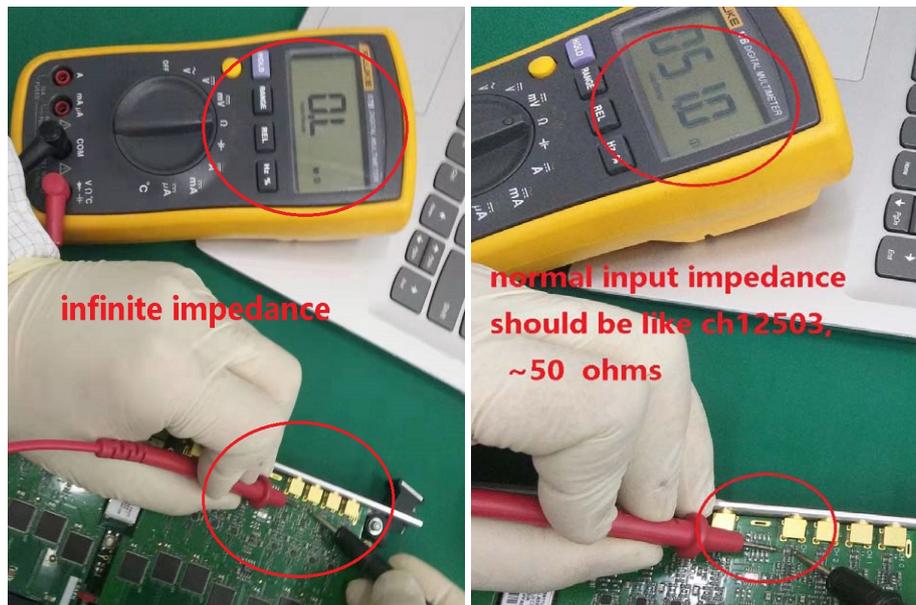


图 5-44 前端电子学出现打火导致 V1725B 信号输入端器件被打坏。左图为显示 V1725B 信号输入通路上放大器前端的电阻被打坏，致使信号到地的阻抗为无穷大。右图为正常情况下信号到地的阻抗，用万用表测量得到  $50 \Omega$ 。

传统的信号解耦器在实验中有两层作用，首先是负责给光电倍增管的阳极进行直流正高压供电，其次通过信号解耦器将来自于光电倍增管的高频交流信号从高压直流上解耦出来。PandaX-I、II 实验使用的信号解耦器的电路设计也是按照上述目的来设计的，其中关键的元器件是一个 33 nf 的耐高压电容器 (可承受 2 kV)，将高频交流信号从直流高压解耦，另外在高压直流的供电通路上加了五组低通滤波电路，用以过滤来自高压机箱的噪声和杂波。图 5-45 所示为 PandaX-4T 实验上新版解耦器 (Decoupler) 电路设计原理图，其中左侧虚线方框中的部分 (Decoupling circuit) 为原有的信号解耦器的电路图，中间的 C3 为 33 nf 的解耦电容，下面的五组 15 kΩ 电阻和 33 nf 的电容对构成低通滤波器，所有 33 nf 的电容均为耐 2 kV 高压的陶瓷电容，滤波器的左端  $V_{SS700}$  接 +700 V 高压源，上面  $V_{in}$  接光电倍增管阳极。光电倍增管信号经 C3 解耦后，在经 BNC 接头 (图中 Sin-in 信号测试点) 输出至后端电子学系统。新版 PandaX-4T 实验用解耦器加了图 5-45 右侧虚线框中的放大器电路部分 (Amplifying circuit)。这样做是有缘由的，例如在 PandaX-4T 探测器 Dry-run 试运行期间，探测器内部充了 100 Pa 压强的氙气 (Xe)，光电倍增管高压开启的情况下出现了打火，如图 5-43 稀有气体帕邢曲线 (Paschen Curve) 中，Xe 气数据点所示，光电管正高压在 700 V 的高压下，100 Pa 氙气，在光电管分压器上的连接器间对应约为  $\sim 0.1875$  Torr-cm，恰好构成了气氙打火的条件。打火造成的直接后果导致 2 块 V1725B 数字化波形采集卡被打坏。例如图 5-44 图所示，打火导致某个 V1725B 信号输入端放大器前端的输入电阻被打坏，输入阻抗变为无穷大，而正常的通道如 5-44 右图所示，输入阻抗应该为 50 Ω。

## (2) 新解耦器研发要求

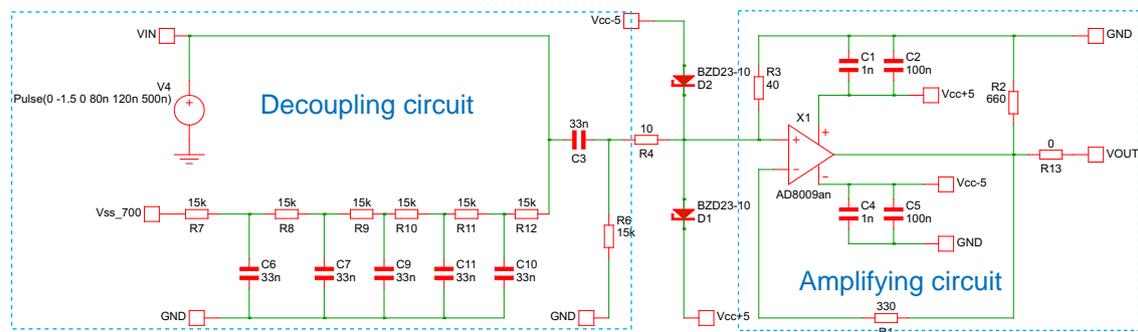


图 5-45 PandaX-4T 前端信号解耦器和放大电路。左侧虚线方框部分电路沿用了 PandaX-I、II 原有解耦器方案，右侧虚线方框电路部分是新加的放大器电路。来自 PMT 的高频信号经过中间 33 nf (C3) 的耐高压解耦电容从高压直流上被分离出来，进入放大器输入端，经过 1.5 被放大后从 BNC 接口输出。此外我们还在放大器前端加了一个 ESD 过载保护器件 (连接 +5 V 和 -5 V 的两个二极管)，可以将掉瞬时大电流卸载掉，从而对放大器起到一定保护作用。另外我们将放大器前端的接地电阻改为 10 Ω (R4) 和 40 Ω (R3) 串联，R4 在信号通路上，R3 接地，这样信号到地总共有 50 Ω 的等效阻抗，既满足了阻抗匹配的要求，同时 R4 和 R3 的分压关系，使得有瞬时的超大电流 (譬如打火) 经过时将 R4 熔断 (打坏)，起到保险丝的作用以保护后端的元器件。

为了规避打火导致 V1725B 数字化波形采集卡出现大规模被打坏的风险，我们决定将 Pandax-I、II 实验上原有版本的信号解耦器进行升级改进，也就是图 5-45 所示的新版信号解耦器的方案设计。这样做的优势有：

- 保护后端电子学插件，主要是避免 V1725B 数字化波形采集卡被类似情况打坏。一旦出现类型打火的大脉冲信号，可以将被打坏的风险转移至信号解耦器放大器电路部分，即使信号解耦器放大器或者放大器前端电路的器件被打坏，可以比较方便的进行更换或者修复，因为信号解耦器部分元器件成本较低廉，维修径迹成本和时间成本相对很小，而 V1725B 数字化波形采集卡一旦被打坏，修复需要返回原厂维修，时间成本和经济成本都太过高昂。

- 放大器输出信号的放大倍数可调节性。我们在设计初期考虑了从 TPC 引出了的信号需要经过约 16-18 m 长的传输线，有可能造成信号的衰减，所以考虑在解耦器电路上加放大倍数可灵活调节的放大器电路，用以放大来自探测器光电探测器件的脉冲信号。此外在 PandaX-II 实验中，遇到一些光电管由于内真空微弱的泄露导致光电倍增管的打火现象，这时候往往是通过降低光电管的高压，来缓解打火情形的持续性恶化，但是降高压的同时也带来了光电管单光电子增益的损失。这个时候，信号解耦器上放大器放大倍数的灵活性、可调节性就变得非常有意义。

### (3) 新解耦器设计方案

如图 5-45 所示新版的解耦器电路设计原理图，除了 Decoupling circuit 和 Amplifying circuit 我们还在放大器的前端加了 ESD 过冲保护器件(图中的二极管器件标识)，该器件可以在瞬间电流很大的情况下将电荷卸载到地，从而保护后面的放大器。放大器的我们选用的是 AD8009 高速放大器，该型放大器的转换率(slew rate)高(5.5 V/ns)，带宽也很高(700 MHz,  $G=2$  在 -3dB 对于小信号)。因此该放大器对 PMT 脉冲信号的波形形状影响很小。如图 5-46 所示，我们将解耦器和放大器整合到一个 PCB 板上，并且将 3 英寸光电管部分的放大器的放大倍数调至 1.5 倍放大，而对于 1 英寸的光电管，我们通过改变图 5-45 中 R2 的电阻值大小，将放大倍数调至 5 倍放大。这里放大器的放大倍数由  $Gain = 1 + R1/R2$  决定，R1 固定为 330  $\Omega$ ，而对于 3 英寸要求增益为 1.5 倍，所以相应的 R2 为 660  $\Omega$ ，对于 1 英寸，所以 R2 实际焊接了 50  $\Omega$  的电阻，理论上放大倍数应该为 7 倍，但由于信号的衰减实际放大倍数为 5 倍。

### (4) 阻抗不匹配造成的信号反射

值得一提的是，我们在新版解耦器早期的测试版本中，在早期的测试版本中遇到的信号反射问题。如图 5-47 所示，我们用了两根不同长度的信号线缆在测试中都观察到反射信号。而且反射信号之间的时间间隔跟传输线的长度相关，说明信号是从光电管分压器和信号解耦器之间反射。第一组测试中，我们使用了约 2 m 长的聚酰亚胺绝缘信号线和 15 m 长的 LEMO 线缆做测试，而脉冲信号在导线中的传输速度是  $2/3$  的真空光速，即传输 1 m 需要 5 ns，故而在信号线中反射，第一个信号和反射信号间的时间间隔为  $(15 + 2) \times 2 \times 5 = 170$  ns，这跟示波器上实际测得的时间延迟 172 ns 是相吻合的(如图 5-47 左图所示)。第二组测试中，我们使用了 3 m 长的 SHV 线缆，理论上分压器板和解耦器之间的反射信号和第一个信号之间的时间延迟为  $3 \times 2 \times 5 = 30$  ns，而在图 5-47 右图所测得的第一个信号与反射信号之间的延迟是 32.6 ns，这跟理论估算是吻合的。再者，从图 5-47 左右两幅图中可以看出，他们的共同特征是存在周期性的反射信号，而且信号的幅度呈衰减趋势，信号传输线长的情形，反射信号衰减的越明显。由此可以判定，反射信号是存在于分压器和解耦器之间无疑了。而光电管分压器已有很成功的使用经验，故而问题只能出在新设计的信号解耦器上面。

为了解决新版解耦器出现的信号反射问题，我们做了各种尝试，幸运的是，当我们解耦

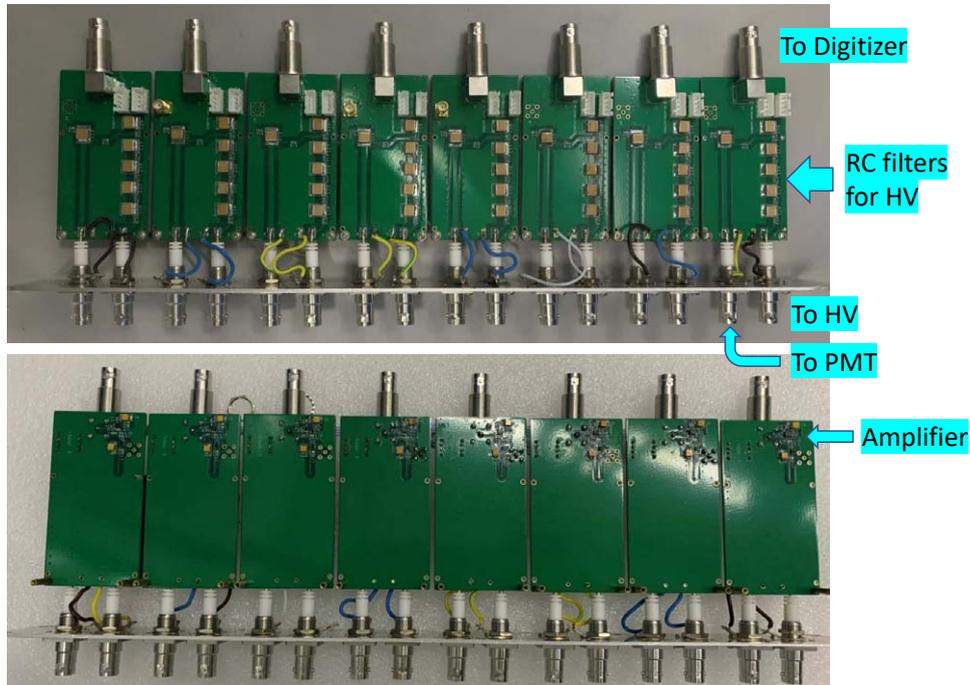


图 5-46 PandaX4T 信号解耦器内部 PCB 板结构图。上图解耦器正面，主要分布 PMT 正高压供电电路、低频滤波电路、解耦电容和放大器电路供电端口。下图为解耦器背面，主要为放大器电路。

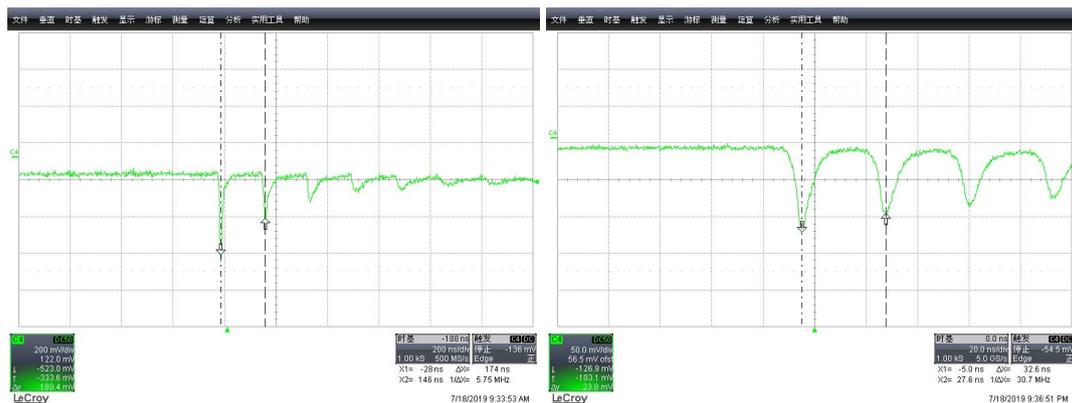


图 5-47 新的信号解耦器设计初期的版本测试期间遇到的信号反射波形图。反射信号呈现出一定的时间周期性，并且信号的幅度也在逐渐衰减，属于典型的反射信号。左图是用 15 m 长度 LEMO 线缆测试中观测到的反射信号，右图是用 3 m 长度相同材质的线缆观测到的反射信号，其他条件保持一致。左图中两根竖线(虚线)所标识的反射信号时间间隔为 174 ns，而右图则为 32.6 ns，显然反射信号的前后时间延迟于传输线的长度有关，这说明信号是在 PMT 分压器输出端和信号解耦器之间进行的反射。

耦器板子的“测试输出”接头连接到示波器上以后(无论示波器打开与否,工作不工作),惊奇的发现从放大器输出端的信号反射消失了,由此我们推测,在放大器的信号输入端需要一个  $50\Omega$  的接地电阻,因为我们从示波器连接“测试输出”端反射消失的巧合中,示波器的功能相当于一个  $50\Omega$  的接地电阻。那么同样的,我们就可以将示波器更换成一个  $50\Omega$  的 BNC 端子,来测试放大器输出端的反射信号是否消失,来验证我们的推测。

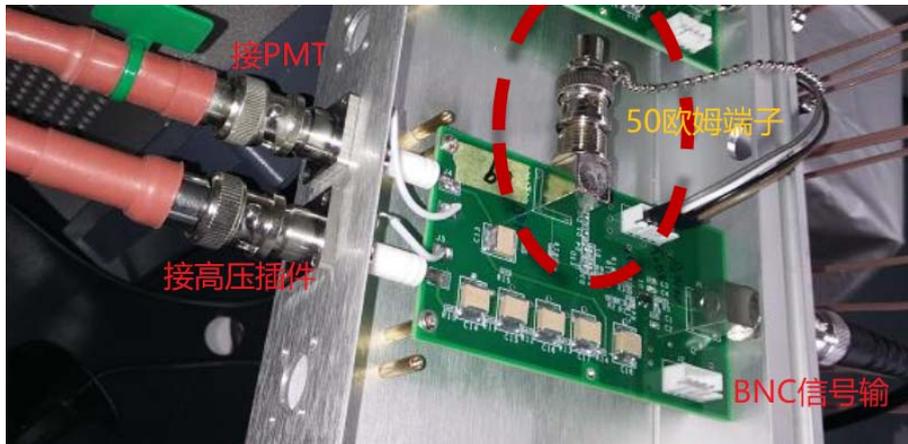


图 5-48 早期测试版本解耦器实物图。我们在解耦电路和放大电路之间引出了一个 BNC 信号接口,以便和原有的纯解耦器电路进行对比测试,同时方便排除信号通路中存在的问题。图中我们将中间的 BNC 接头与  $50\Omega$  的端头相接,发现放大器输出端的信号反射问题消失。

如图 5-48 所示,我们在早期的测试版本上,在解耦电路和放大器电路中间引出一个 BNC 的信号接头,最初的目的是为了更方便和原有的解耦器进行比较测试和对放大器电路进行调试。一方面我们可以直接从中间的 BNC 接口将信号引出,和原有的解耦器直接对比。另一方面我们可以从中间 BNC 接口处输入测试脉冲信号,从放大器末端输出来调试放大器电路。在测试过程中,遇到信号反射问题后,很巧合的是,将中间的 BNC 接头与示波器相连以后,反射信号便消失了,于是我们将示波器用  $50\Omega$  的 BNC 端头代替,测试发现反射信号也消失了。由此我们得知这是由于解耦器信号通路上阻抗和 PCB 板阻抗(板厂生产的时候要求对 PCB 板铜皮做了  $50\Omega$  阻抗匹配)不匹配导致的信号反射。改进的方法有很多种,最简单的就是在放大器前端加一个  $50\Omega$  的接地电阻,这样信号通路的等效阻抗就变成了  $50\Omega$ ,从而和 PCB 板的阻抗匹配起来。

针对上述  $50\Omega$  的阻抗匹配问题,我在设计初期的电路 5-49 图上,进行了各种阻抗匹配的测试,主要是按照表 5-5 中罗列,改变解耦电容器和放大器电路间的 3 个电阻器 ( $R_3$ ,  $R_4$ ,  $R_6$ ) 的配置,而进行的信号是否反射的验证测试。测试结果显示,当解耦电容器  $C_3$  和放大器之间的信号通路的等效阻抗为  $50\Omega$  时,没有信号反射的问题,而当两者间等效阻抗为  $100\Omega$  时会出现与信号极性相同的负脉冲反射信号,当等效阻抗为  $25\Omega$  时,出现与信号极性相反的正脉冲反射信号。

基于上述不同方法的对照实验我们得出结论,要消除解耦电路和放大器电路间存在的信号反射问题,就必须调整放大器前端的信号通路的阻抗为  $50\Omega$ ,使之与 PCB 板信号线  $50\Omega$  阻抗进行匹配(板厂做 PCB 加工的时对信号线进行了阻抗匹配)。同时我们在实验中也认识到,阻抗匹配的电器电路是分段来讲的,具有一定的“局域性”特征要求,与放大器电路后端的示波器负载的阻抗无关。在最终的设计方案中,我们选用了最为简洁的电阻器配置,即保留了  $R_6$  15 k,将  $R_4$  改成了  $10\Omega$ ,而将  $R_3$  改为  $40\Omega$  接地,如图 5-45,这样信

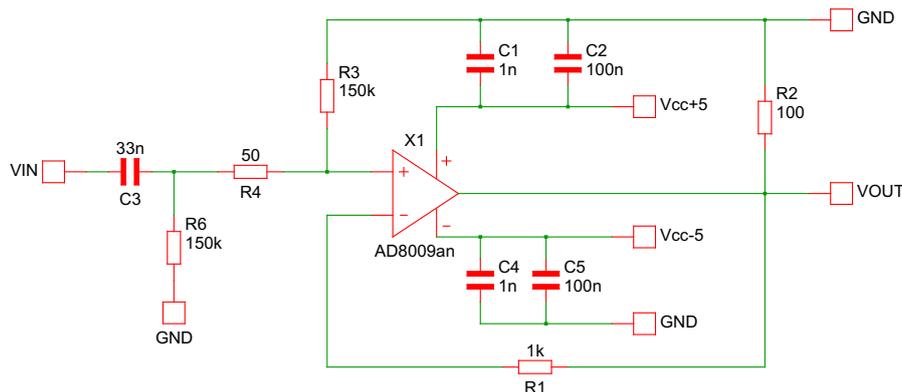


图 5-49 早期测试版本中放大器电路图，这里我们将原有的解耦电路部分简化为一个 33 nF 的电容器，PMT 信号从 VIN 端经 C3 解耦以后，进入放大器电路，放大器电路部分的原件容阻值是参考的是原厂使用手册的设计。

R3	R4	R6	等效阻抗 ( $\Omega$ )	是否反射
50	0	15 k	$\approx 50$	无
50	50	15 k	$\approx 100$	反射、负脉冲
15 k	0	50	$\approx 50$	无
50	0	0	$\approx 50$	无
50	0	50	$\approx 25$	反射、正脉冲
15 k	50	50 $\approx 100$	反射、负脉冲	

表 5-5 在放大器电路和解耦电容之间的针对信号反射问题进行的不同电阻器配置的测试。测试显示，只要放大器电路和解耦电容之间的信号通路的等效阻抗为 50  $\Omega$ ，便不再出现信号反射问题，而当等效阻抗为 100  $\Omega$  (大于 50) 时出现与脉冲信号极性相同的反射信号 (负反射脉冲)，当等效阻抗为 25  $\Omega$  (小于 50) 时，出现与脉冲信号极性相反的反射信号 (正反射脉冲)。

号到地的等效阻抗也是 50  $\Omega$ ，而且有个好处是，R3 和 R4 两者分压比例会使得进入放大器的电压只有原始信号的 80%，如果有非常大的电流 (如打火产生的大电流信号)，是在 R4 上产生非常大的焦耳热，将 R4 熔断，相当于一个保险丝，从而保护后端放大器的电路部分不被打坏。这一点在试运行期间，如图 5-50，LEMO 连接器打火导致 24 道信号解耦器被打坏的事件中得到了证实 (2020 年 6 月 2 日)。从图中可以看到，正常情况下探测器外真空度在  $1.7 \times 10^{-4} \sim 2.6 \times 10^{-4}$  Pa 之间，但是发生打火事件期间，探测器外真空明显超过了  $10^{-3}$  Pa。无独有偶，在试运行结束以后，探测器经 N<sub>2</sub> 吹扫，氙精馏去除氙本底，探测器再次罐氙后，电极加高压和光电管测试中 (2021 年 9 月 28 日)，共有 14 道信号解耦器再次被打坏。2021 年 12 月 16 日由于误操作导致探测器内压以及外真空升高，出现大面积打火最终导致将近 500 道信号解耦器均被打坏。巧合的是，这三次打火事件中，破坏性的电流都是将电阻 R4 打坏掉，其他的电子学器件完好无损，信号解耦器的设计达到了我们预期的要求，并且成功的保护了读出电子学，被打坏的器件也可以很方便进行更换维修。



图 5-50 用于 PMT 高压通路上的 LEMO 转接头泄露导致外真空的改变造成的打火。PandaX-4T 实验中用于光电倍增管正高压供电的线路和信号线路为同一根线缆，从 TPC 内罐引出来的信号线，要经过外真空层再到电子学，LEOM 48 针转接头连接 PMT 大法兰上外真空腔体内外的高压线。转接头泄露将直接改变外真空腔体的真空度，LEMO 接头的插针为密集排布，最终导致了整个一组 LEMO 线缆发生打火。上图为慢控页面外真空度的监测数值随时间的变化趋势，下面三幅图发现泄露后进行的三次堵漏的尝试，最左边是直接真空封泥堵转接头与法兰接触面，中间的图中尝试用塑料密封袋包裹，最右侧图中，尝试用环氧树脂 (epoxy) 将转接头内部进行密封，最终将微漏堵住。

## 5.4 PandaX-4T 电子学现场安装

电子学系统各设备是从 2019 年 9 月 20 日左右到达锦屏二期实验现场的。由于所有的实验设备需要安装搭建在万级洁净间里面工作，所以对所有的设备、器件都要进行除尘工作，大到机柜、VME 机箱、服务器，小到所有的接头和线缆。这是一项极其细微而繁琐，同时又比较耗时的工作，为了使实验室处在一个低本底的环节中，就必须尽可能的将环境中的放射性成份去除掉，而空气中的尘埃等颗粒物含有大量的氡的放射性同位素，对洁净间里面的工作的各种设备、器件、工具等进行除尘清洁可以有效的降低实验环境中的放射性本底。电子学系统设备很多，涉及到的清洁工作量很大，刚到现场的几天时间，其他组的很多同事协助完成了大量的工作。图 5-53 左为完成清洁工作后的电子学设备，图 5-53 右为将各个设备安装到机柜上准备各模块联合调试前的情形。完成组装后，我们在洁净间门口的缓冲区就近利用实验室电箱电源，对整个电子学系统进行了初步的测试，确认 DAQ、服务器、高压等可以正常工作后，为方面与探测器的后续联合调试。

在缓存区的组装完以后不久，我们将设备移至电子学电箱附近的水罐上方位置，准备探测器内外罐合罐前的安装测试，图 5-52 所示为电子学设备组装完成后，在电箱附近进行初期测试情形。初期测试主要验证电子学电箱供电功率和检测实验室环境下电子学 DAQ 系统白噪声水平，经测实验室环境下，DAQ 数据采集系统基线 RMS 在 2.5 ADC 以下，由于实验室其他子系统的设备并未全负荷工作，所以当时的实验环境相当干净。随着探测器的搭建以及光电探测系统安装任务的完成，整个探测器需要在千级洁净间进行各种加高压测试、



图 5-51 左图，电子学各设备刚运至现场万级洁净间。右图，从左只有依次为 VME 机柜、服务器机柜、两台高压机柜。



图 5-52 电子学设备移到水罐位置重新搭建后进行各项测试。最左侧为 VME 数据采集机柜，中间为服务器机柜，左右侧为信号解耦器和高压机箱。图中前排左一为本文作者的导师，电子学课题组负责人，左二为同一课题组的研究生，后排中间位置为本文作者。

打火测试，光电管相关的暗噪声测试、后脉冲计数率测试、增益的刻度等，所以我们将真个电子学系统的设备转移至距离千级洁净间最近的缓冲区，进行后续联合测试。

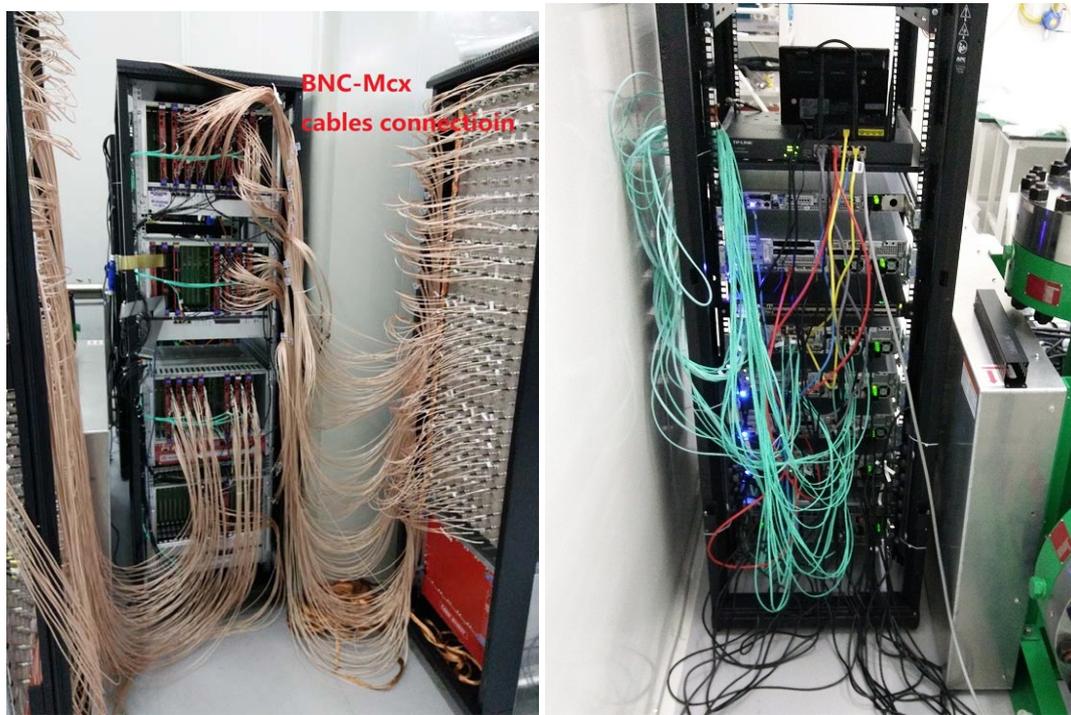


图 5-53 左图，电子学 DAQ 数据采集系统和信号解耦器及高压输出系统在缓冲区安装完成进行探测器的安装测试。右图，探测器在千级洁净间测试期间，服务器机柜移至缓冲区。在缓冲区测试初期，电子学使用的信号解耦器还是老版本的信号解耦器，在测试后期阶段，分批次陆续更换成了加入放大器电路的新版信号解耦器。

图 5-53 为电子学设备在缓冲区和万级洁净间门口位置测试的情形。整个电子学系统的四台机柜呈品字形布局，信号解耦器 and 高压机箱以及 R648 高压分压盒共用一个机柜，机柜的下面安装高压机箱，正面高压机箱上部安装信号解耦器，背面安装 R648 分压盒子，探测器在千级洁净间测试期间，电子学组合了两个这样的机柜，如图 5-53 左图所示。连接信号解耦器和 V1725B FADC 数字化波形采集卡的 BNC-Mcx 信号线长达 3 米，安装过程中我们将信号线按照一定规律用轧带固定在机柜的边框上，以便于测试期间的拔插和问题排除。信号解耦器 and 高压机箱临时摆放在缓存区到洁净间的过道上，DAQ VME 机柜和服务器机柜一前一后摆放在精馏组高压泵和千级洁净间之间的空隙当中，空袭宽度约 80 cm，机柜宽度 60 cm，恰好够这两个机柜的摆放，这整个实验室节省了空间的同时，也给处理各种信号接线、电源拔插等问题带来了极大不便。服务器和 DAQ 机柜之间通过光纤控制，VME 机箱电源是从服务器机柜上的插排供给的，服务器机柜和 DAQ 机柜之间仅有约  $40 \times 60 \text{ cm}^2$  的地面空间，如此狭小的空间给后续测试中各种问题的排除带来了极大的不便。如图 5-53 右图所示，服务器相关的各种现场操作空间也极其狭小，此外整个电子学系统所有用电设备只用了两个 10 A 标准的塑料插排，极其不规范，存在很大的安全隐患，尤其在测试期间，实验室突发的几次漏水事故中，大量的积水漫过洁净间地面渗透到服务器机柜下面，不但带来很大安全风险，同时又很难清理机柜下面的积水。这给我们在后续设备的摆放以及设备供电的问题上提出了很高的要求，同时我们也汲取了教训。

电子学系统在万级洁净间缓冲区测试期间，用于探测器和光电探测系统的联合调试以



图 5-54 左图，隔离变压器安装电压检测。右图，隔离变压器正常工作，输入电压 380 V，输出电压 380 V，输入电压为 380 V 的三相电源。每两相电压源之间电势为 380 V，单独某一相到地的电势为 220 V。

## Power supply structure

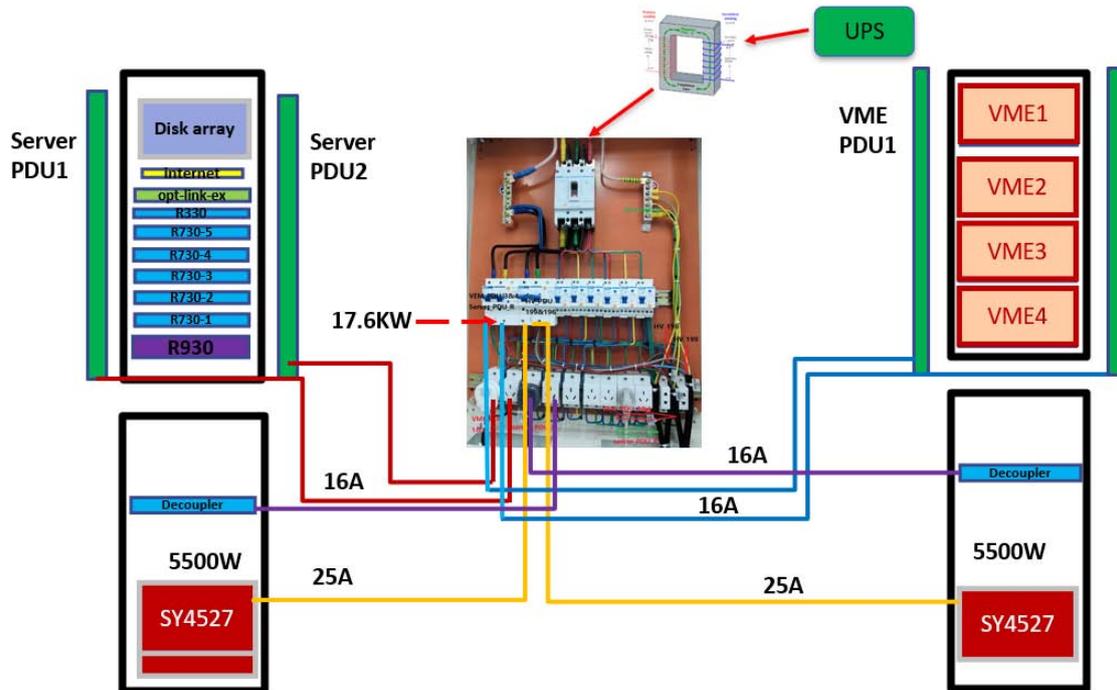


图 5-55 PandaX-4T 实验电子学各设备单元供电分配示意图。中间为电子学配电箱内部实物图，最左侧上部代表服务器机柜，上面安装有 6 台 Dell R730 服务器、1 台 Dell R930 服务器，还有一台 Dell R430 服务器用作慢控，此外还安装了一套磁盘柜以及万兆光纤交换机和网络交换机，整个机柜电源由两套施耐德服务器专用配电装置 (Power distribution unit, PDU) 供电，PDU 和电箱之间有两套 16 A 标准的电源线通过工业转接头从电箱上 16 A 备自投引出 (红线)，单根电源线额定功率 4 kW。右侧上部表示 DAQ VME 机柜，包含三台 Wiener VME 机箱和一台 CAEN VME 机箱，两台机箱共用一套 4 kW 的电源线以及 PDU 插排，接电箱 17.5 kW 的大功率备自投 (蓝线)。两台高压机箱接另一个大功率备自投 (黄线)。两个解耦器机柜的供电为 16 A 4 kW 规格电源线 (紫线)。示意图中右上方的线圈表示在 UPS 和电子学配电箱之间连接的隔离变压器。



图 5-56 左上图，服务器左侧 PDU 正常输出电流 3.35 A，总功率 0.7 kW。右上图，服务器右侧 PDU 正常输出电流 2.16 A，输出功率 0.5 kW。DAQ 所有的服务器至少有两个电源模块，每个电源模块个连接一个 PDU，这样当一组供电线路出现问题的情况下，另一组供电线路依然可以确保服务器正常工作。下中图，电子学实验搭建期间用于电源线转接的 16 A 3 芯工业接头 (蓝色的公母接头)。实验中有两种规格的工业接头，服务器机柜和 VME 机柜用电功率较大，使用了 25 A 规格的工业接头，其他设备供电均采用了 16 A 规格的工业接头。

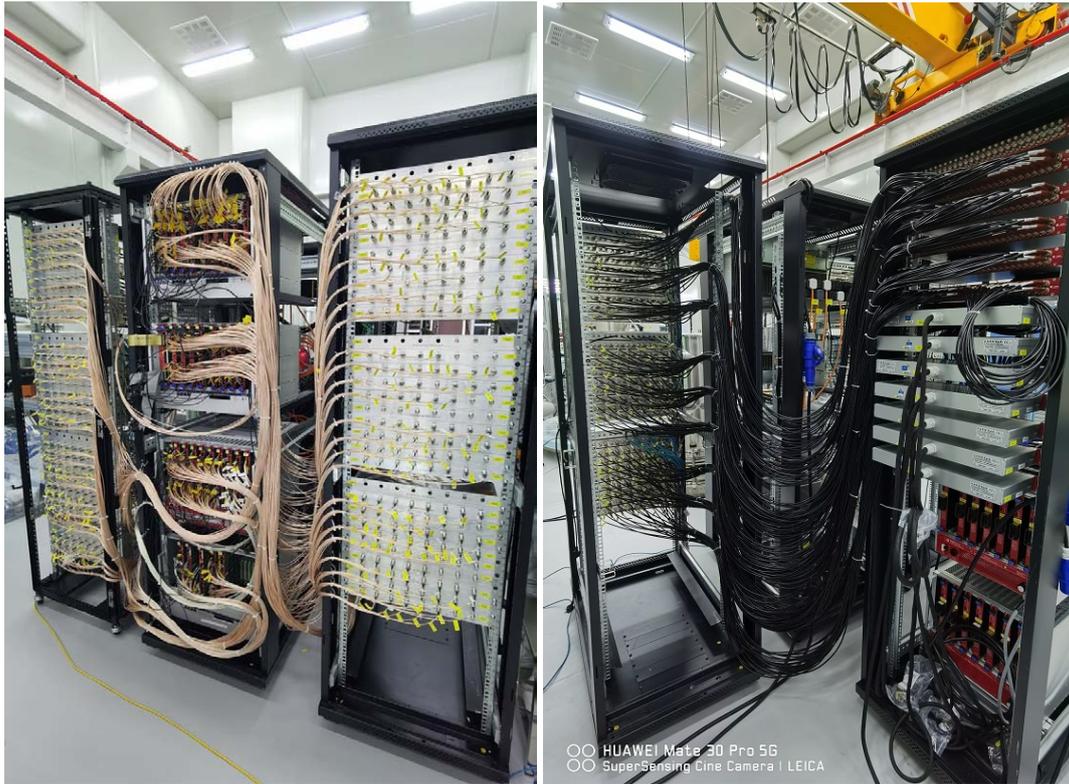


图 5-57 左图，电子学 DAQ 机柜转移至水罐上方并完成 BNC 信号线的连接之后的排布。中间为 DAQ VME 机柜，机柜上安装有三台 Wiener VME 机箱和一台 CAEN VME 机箱，两侧为信号解耦器机柜，安装信号解耦器盒子和电源盒子。右图，高压机柜到解耦器机柜之间的 SHV 高压走线。两台 SY4527 高压机箱上下排布安装在同一个机柜上，每台机箱各自安装一个 A7030N 的负高压输出插件和 7-8 块 A7030P 正高于输出插件。机箱上部按照正反安装有 13 套 R648 高压扇出模块，正向安装 7 个模块，反向安装 6 个模块。



图 5-58 用于电子学设备制冷的四台空调风机。四台空调风机出风口在水罐人孔上方，空调的温度调，并且我们在两台高压机箱之间、服务器机柜、VME 机箱间以及空调出风口安装有 6 个 PT100 温敏电阻用于实时监测空调房内部的温度。

及各项测试。所有的设备供电走线都是从电子学电箱出发，服务器机柜、VME 机柜以及两台高压机箱皆通过两根 10A 的电源线和额定输出功率 2.2 kW 的插线板供电，但是电子学实际使用功率是远超出 4.4 kW 的，这导致电源线加速老化，引发安全隐患。为安全起见，我们按照电子学各模组电源功率的大小，重新对供电走线进行了分配。如图 5-55 所示，电子学电压源从实验室总电箱出来，经过 UPS(Uninterrupted Power Supply) 电池组以后，再经过一台 380 V 的隔离电压器(如图 5-54 所示)，再到电子学控制电箱。电子学 UPS 在满负荷工作的情况下可以工作至少 2 小时以上，在 DAQ 不取数，只有服务器机柜工作的情况下也能维持电子学供电约 6 小时。为了给电子学提供干净稳定的电源，我们加装了隔离电压器用以阻隔实验室电压源中携带的噪声。整个电子学电箱可以提供 60 kW 功率的电源，其中最大功率的两个各自投各自能输出 17.5 kW，两个大各自投总功率为 35 kW。用于用电功率最大的设备 VME 机柜和高压机箱，VME1 和 VME2 两个机箱共用一套 16A 的电源线(如图 5-55 中蓝色实线所示)，从最左端的 17.5kW 功率的各自投输出，至 VEM 机柜上的 PDU，VME3 和 VME4 两台机箱共用一套 16A 电源，从同一个 17.5kW 的各自投输出至另一个 VME 机柜上的 PDU。两台用于光电管供电的高压机箱共用另一个 17.5kW 的各自投，分别经两路 25A 的电源线(如图 5-55 中黄色实线所示)，输出至各自高压机箱上的 PDU。由于实验中 VME 机箱和高压机箱消耗的功率最大，所以我们将功率输出最大的两个各自投分配给了 VME 机箱和高压机箱。服务器机柜的供电用两套 16A 的插头和电源线从电箱第二排最左侧两个各自投输出至服务器机柜的两个专用 PDU(如图 5-55 中红色线所示)。这里需要说明的是，前面 VME 机柜上的两个 PDU 以及高压机箱上的两个 PDU 为普通“大唐卫士”牌电源插排，每个插排额定总输出功率为 4 kW，每个插排上可以显示实地监测电流电压输出，供电插孔为斜三角，而服务器机柜上面的两个 PDU 为施耐德(Schneider)服务器专用 PDU，供电插孔为平行三插孔，电源线全部为 C20-C21 规格 16A 标准的服务器专用电源线，服务器左右两侧的施耐德 PDU 也可以显示监测电压电流以及功率输出，如图 5-56 所示。R930 有四块电源模块，两个 PDU 上各接两个电源模块，每台 R730 服务器都有两块电源模块各连接左右两侧的连个 PDU，这样能保障一路供电故障中断后，另一路任然可以让服务器正常工作。电箱第二排的第三、四两个各自投供电给两个信号解耦器机柜，虽然信号解耦器机柜功率较小，10 A 的电源线就够了，但为了保险起见我们还是选择了 16 A 的电源线。每根电源线从各自投到 PDU 端都由 16 A 或者 32 A 的三芯工业转接头相连接，如图 5-56 中下图所示，方便电源线和接头的更换。

2020 年 4 月 22 日前后，电子学和 DAQ 数据采集系统完成了探测器在千级洁净间的测试工作，转移至水罐上方位置准备探测器合罐之后的测试工作。如图 5-57 左图所示，中间为 DAQ VME 机柜，两侧为信号解耦器机柜，每 8 个信号解耦器盒子中间安装一个备用解耦器盒子用于更换有问题的通道。每 9 个信号解耦器盒共享一个电源盒子，每 10 个盒子(包括 power box)空出 1 U 的空间。每个信号解耦器机柜单独走一套供电线路从电箱到解耦器机柜上的 PDU 插排，信号解耦器机柜额定功率 10 A 标准就够了，但实验中保险起见我们用 16 A 标准的电源线、PDU 插排以及工业转接头。图 5-57 左图中所示的 BNC-Mcx 信号线的走线为实验最终方式，在实际测试过程很便于各种插拔线的操作。图 5-57 右图中，两台 SY4527 高压机箱和 A7030P/N 高压输出插件均整合在一个高压机箱上，高压插件通过 R648 分压模块将高压输出转为 SHV 标准，SHV 高压线从 R648 将高压输出至信号解耦器。两台高压机箱各自有一套单独的 16 A 标准的电源线和 PDU 插排，图中两个蓝色的为高压机箱电源线的工业转接头。在电子学信号线和高压线的连接过程中，需要统筹考虑从 PMT 光电管到 FADC 波形采集卡之间信号走线的 mapping，以及每根信号与高压线两端都需要贴标签，

以减少连接出错的几率，并便于后续的问题排查，PMT 组的同事在这期间给予了很大的支持和帮助。最终电子学系统包含一个服务器机柜、两个信号解耦器机柜、一个 DAQ VME 机柜、一个高压输出机柜，总共五个机柜全部摆放在一个集中的区域内。为了避免电子学设备长时间工作带来的过热问题，我们专门搭建了一个铝型材的小棚子，棚子顶部密封，四周安装有磁吸式可拆卸的塑料帘子用于隔绝小棚子和万级洁净间的热交换，同时为了使小棚子的环境温度维持在一个相对低并且适于电子学设备工作的环境，我们还在棚子内部安装了四台空调风机，如图 5-58 所示。空调风机的出风温度是可调节的，此外我们在服务器机柜上、DAQ VME 机箱间、高压机箱间以及空调出风口位置总共安装 6 个 PT100 温敏电阻用于实时监测设备工作的环境温度，值班人员可根据监测温度调整空调的出风温度。最终电子学个设备安装好之后的情形如图 5-23 所示。

### 5.4.1 前端电子学测试结果

在 2020 年 2 月至 3 月我们将锦屏实验室现场的老版本解耦器 (PandaX-I、II 的方案) 分批地更换成了新版的，并用 LED 对其进行了测试。我们采用文献<sup>[181]</sup>中的三高斯函数对 LED 刻度数据中的单光电子能谱进行拟合。

$$f(q) = c1 \times G(q, \mu_1, \sigma_1) + c2 \times G(q, \mu_2 + \mu_1, \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}) + c3 \times G(q, 2\mu_2 + \mu_1, \sqrt{\sigma_1^2 + 2\sigma_2^2}), \quad (5-5)$$

其中  $G(q, \mu, \sigma) = e^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2}$  是标准高斯函数， $\mu$  和  $\sigma$  分别是高斯分布的中心值和宽度，第一项描述电子学基线噪声 (pedestal) 的分布，第二项为单光电子峰，第三项为双光电子峰。光电倍增管单光电子能谱 (原始) 如图 5-59 左所示，图中第一个 (蓝色实线) 高斯峰为基线噪声 (pedestal)，第二个高斯峰为单光电子峰 (绿色实线)，第三个高斯峰为双光电子峰 (亮绿色实线)。红色实线为三高斯联合拟合数据后得到的曲线。我们取图 5-59 左，经 5-5 拟合后得到的第二个高斯峰的中心值 (也就是式 5-5 中的  $\mu_2$ ) 作为单光电子增益 (SPE Gain)。

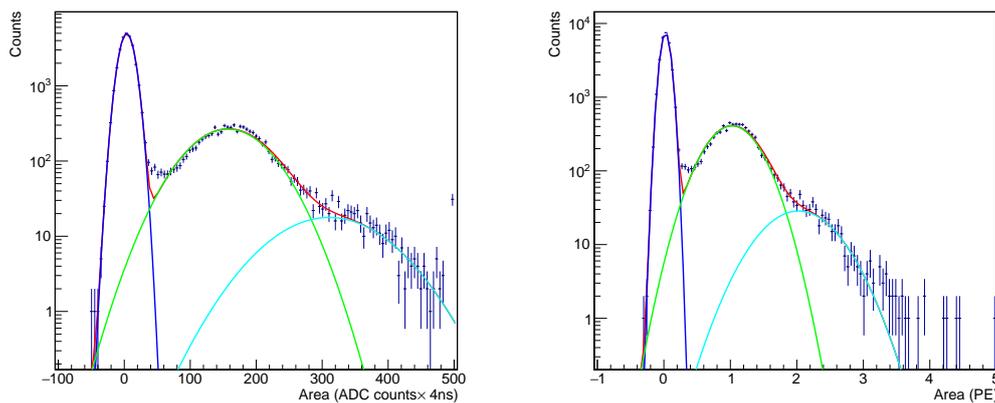


图 5-59 左，通过三高斯函数拟合得到的 PMT 单光电子能谱 (原始能谱)。右，利用单光电子增益对单光电子能谱归一化后拟合的能谱。

如图 5-60 左所示，新老解耦器的对比得到的单光子增益比的分布，我们总共统计了 366 个通道，其中通道 10703 的增益比为 3.09 以外，其他的通道都在 1.555 附近，有两个通道的增益比在 1.75。解耦器的放大器的增益设计为 1.5，测试结果符合设计的要求。图 5-60 右显示了更换新的解耦器以后光电倍增管单光电子增益分布，绝大多数都超过了 100 ADC

counts $\times 4$  ns, 总共统计了 366 个通道, 其单光电子增益的统计平均值为 150 ADC counts $\times 4$  ns, 其中增益小于 60 ADC counts $\times 4$  ns 的只有一个通道, 另外还有 9 个通道的单光子增益大于 200 ADC, 有两个光电管关掉了。

单光电子的能量分辨率是光电探测系统中一个极其重要的性能参数, 在 PandaX-4T 实验中, 我将单光电子能谱(图 5-59左图)拟合后得到的第二个高斯峰的半高宽和中心值的比值作为单光电子的能量分辨率(SPE energy resolution =  $\sigma_2/\mu_2$ )。图 5-61左所示为单光电子能谱的能量分辨率, 总共 366 通道的统计平均值为 31.6%, 更换新解耦器后相对于以前未经放大前的解耦器, 单光电子能量分辨率减弱了 1.034%, 如图 5-61右图所示, 这说明新的解耦器对单光子能量分辨率的影响是很小的。

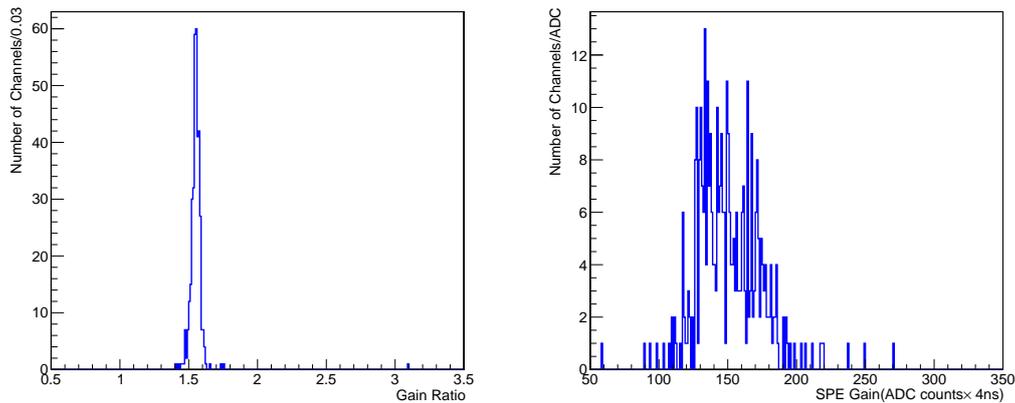


图 5-60 左, 利用 LED 刻度得到的新老解耦器对应的光电倍增管单光子增益比, 设计中放大器放大倍数 1.5, 根据 LED 测试结果, 图中 366 道新老解耦器对应的单光子增益比中绝大部分在 1.555 附近。只有其中一个通道的增益比为 3.09, 另有两道增益比在 1.75。右, 更换新解耦器后光电倍增管单光子增益的分布, 绝大多数的通道在更换新解耦器后, 单光子增益超过了 100 ADC, 只有两道小于 90 ADC, 其中只有一个通道为 58 ADC, 另一个为 89 ADC, 总共 366 道光电管增益的统计平均为 150. ADC, 有两个通道的光电管关掉了。

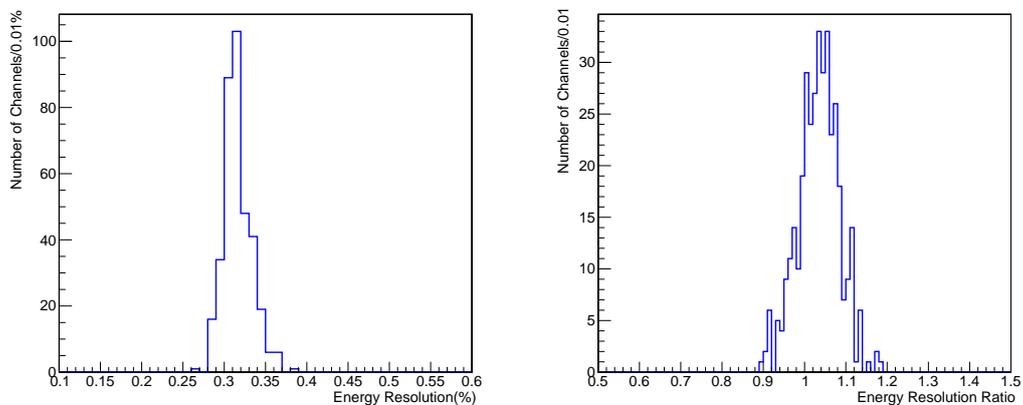


图 5-61 左, 更换新解耦器以后, 单光电子能谱的能量分辨率分布, 总共 366 通道的统计平均值为 31.6%。右, 能量分辨率的比分布, 总共统计 366 通道的经放大器后光电管的单光电子能量分辨率平均降低了 1.034 倍, 能量分辨率略微变差。

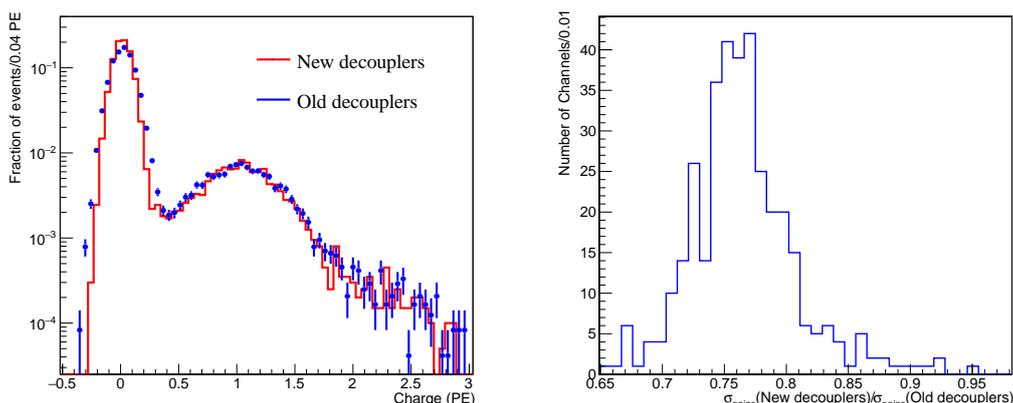


图 5-62 左，同一道 3 英寸光电管的单光电子能谱在新 (红色线) 老 (蓝色点) 解耦器上的得到的分布，图片引用自<sup>[180]</sup>。右，统计 366 道新老解耦器得到的 pedestal 宽度比的分布。

为了进一步研究解耦器放大器电路对信噪比的影响，我们将图 5-59 左的单光电子能谱进行了归一化处理，具体的操作就是将 LED 刻度数据得到的单光电子波形的积分值 (ADC) 除以单光电子增益，从而得到了 5-59 右图，其横坐标单位为 PE。然后我们同样利用式 5-5 中定义的高斯函数进行拟合，如上所述，第一个高斯峰 (蓝色) 对应于基线噪声，第二个高斯峰 (绿色) 对应归一化后的单光电子增益，第三个高斯峰 (亮绿色) 对应与归一化后的双光电子峰。图 5-62 中，左图展示了归一化后新老解耦器的单光电子能谱。从能谱中我们可以得出，经单光电子增益归一化后的新旧解耦器对应的单光电子能谱的宽度没有发生变化，而新解耦器 (红色线) 相比老的解耦器 (蓝色点)，其对应的 pedestal 宽度变窄了。换言之，新的解耦器由于放大器的存在，信噪比变的更好了，这跟我们预期的设计是符合的。为了更好的反应信噪比变好的程度，我们将新老解耦器归一化得到的单光电子能谱，5-59 右图，按照式 5-5 进行三高斯拟合，然后把拟合后得到的第一个高斯峰 (pedestal) 的宽度 ( $\sigma_1$ ) 单独拿出来做比值，如图 5-62 右所示。图中除了极少数通道以外，99% 的通道 pedestal 宽度比分布在 0.65~0.95 之间，只有 4 个通道 (占比 1%) 的 pedestal 宽度比小于 0.65。单光电子能谱归一化后新老解耦器 pedestal 宽度比的统计平均值为 0.763。由此可见，相比于老的信号解耦器，新的信号解耦器噪声宽度减少了 24%。

此外，电子学基线 (baseline) 的白噪声 (RMS)，是反应电子学噪声水平的重要参考依据，白噪声的高低将直接影响自触发阈值的设定，而自触发阈值的大小又直接影响单光电子的触发效率。PandaX-4T 实验中，为了尽可能完整的保存有效波形信息的同时，减少无用信息采录，从而节省存储空间，触发阈值的设定遵循的原则是可以过滤掉无用的白噪声触发事例。从而白噪声幅度的大小，变得尤为关键。然而，实验室其他系统的设备 (如制冷系统的高压泵组)、实验室照明、实验室接地情况等都会影响电子学的噪声水平。为了研究评估真实实验中，电子学的白噪声水平，我们选取触发率为 50 Hz 的 LED 刻度数据中，原始波形片段 (segment) 的前 30 个来计算基线，和基线 RMS。选择 LED 刻度数据的原因是，LED 刻度是采用外触发获取的，不依赖于触发阈值，另外数据量的大小也是认为可控的。如图 5-63 所示，更换新解耦器后，基线 RMS 分布的统计平均值为 2.55 ADC，也就是 0.31 mV。在 PandaX-4T 实验进行物理取数时，自触发阈值设定在 20 ADC counts，相当于 2.44 mV，远高于白噪声幅度大小。

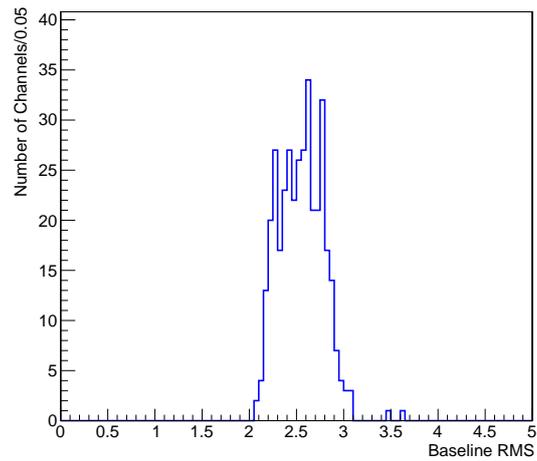


图 5-63 左，更换新的解耦器后，基线 RMS 分布的统计平均值为 2.55 ADC，相对于 0.31 mV。

#### 5.4.2 波形采样和数字化模块



图 5-64 CAEN V1725 数字化波形采集卡。图片摘自 CAEN 官网。

PandaX-4T 实验中总共用到了 32 块 CAEN V1725B 数字化波形采集卡，每块数字化波

形采集卡上有 16 个信号读出通道。数据采集卡分辨率为 14-bit, 250 MS/s 采样率, 也就是每隔 4 ns 采一个点, 波形幅度动态范围  $2.0 V_{pp}$ , 相当于每个 ADC 计数点对应 0.122 mV。在 PandaX-I、II 实验中采用的 V1724 波形采集卡采样率为 100 MS/s, 相当于 10 ns 采一个点, PandaX-4T 采用 250 MS/s 采样率的数字化波形采集卡, 将有利于核反冲和电子反冲的波形甄别。比如典型的中子与液氙原子核反冲产生的 S1 信号单重态衰减时间为 4.1 ns, 三重态为 21 ns,  $\alpha$  粒子在液氙中能量沉积后, S1 信号单重态衰减时间 4.2 ns, 三重态 22 ns, 而相对论性的电子在液氙中只能与核外的电子进行电磁相互作用, 衰减曲线仅有一种成分, 在零漂移电场的情形下, 其 S1 的衰减时间为 45 ns, 而在 4 kV/cm 的漂移电场中, 相对论性电子与液氙碰撞产生的电子和离子将不再复合, 其短衰减时刻为  $2.2 \pm 0.3$  ns, 长衰减时间为  $27 \pm 1$  ns<sup>[105]</sup>。PandaX-I、II 实验上的 FADC 波形采样率为 10 ns, 对于几十纳秒的波形, 无法进行有效的辨别, 但是 PandaX-4T 实验 FADC 的波形采样率为 4 ns, 典型的单光电子 (single photoelectron, SPE) 的高度为 7 mV, 宽度约 20–30 ns, 如图 5-70 左图所示, 上升沿约 4–5 ns, 所以在 PandaX-4T 实验上进行几十纳米级别 (刚好对应 S1 信号的宽度) 的波形鉴别是可行的。

除了 250 MS/s 的采样率, V1725B 同时支持内部时钟和外部时钟两种时钟模式, V1725B 内部时钟 (Clock Master) 可以输出 62.5 Mhz 的时钟, 前面有时钟输入 (CLK In) 和时钟输出 (CLK Out) 两个接口, 可以通过菊花链 (Daisy-Chain) 的方式将 V1725B 串联起来, 共享时钟。但是在 PandaX-4T 实验上, 我们将所有的 V1725B 数字化波形采集卡设置为外部时钟模式 (External Clock), 从自行研制的时钟板上发送 62.5 MHz 的时钟信号给 V1725B。

V1725B 在实验中支持 3 种触发模式, 分别是软件触发, 自触发和外触发。其中软件触发模式为每秒钟采一次数, 主要用于 DAQ 系统软件和硬件的调试。外触发主要用于对光电倍增单光电子的增益进行 LED 刻度取数, 以及 S2 触发效率的研究, 实验时需要将一个 TTL 标准的电平信号好用单端的触发分发板 (图 5-67 右所示) 发送给 V1725B。自触发是指每个数字化波形读出通道按照其设定的触发阈值, 对接受到的波形进行甄别和数字化的处理的过程, 主要用于暗物质本底取数以及各种核反冲和电子反冲刻度, 是实验中最主要的触发方式, 自触发取数的逻辑将会在后续章节, 自触发动态化波形采样中进行更加详细的介绍。此外 V1725B 还支持 LVDS 触发, 由于实验中几乎没有用到, 这里不再赘述。

采集到的数据通过 V1725B 前面板上的光纤接口, 传输至服务器进行后续处理和分析, 其单块插件的数据传输带宽能达到 85 MB/s。

在 PandaX-4T 实验调试期间我们遇到了 V1725B 数字化波形采集卡基线跳变的问题, 如图 5-65 所示, 某信号读出通道在开始采数  $2 \mu\text{s}$  以后, 出现了基线的跳变, 前后两端基线之间相差约 60 ADC。如图 5-66 所示, 我们在软件触发模式下, 对所有的 V1725B 数字化波形采集卡进行了测试, 发现几乎所有的读出通道都会出现基线跳变的情况, 而且每个通道首次基线跳变通常是在开始采数后  $2 \mu\text{s}$  的时间内。之后我们和 CAEN 沟通后, 确认是 V1725B 存在“温度自动校准”的功能, 所以每次开始采数以后会进行一次“温度自动校准”导致基线在受到校准信号的干扰出现跳变, 我们在软件层面关闭“温度自动校准”之后, 这一问题便消失了。

### 5.4.3 时钟分发模块

在 PandaX-4T 实验中, 我们采用外部时钟供应给 V1725B 数字化波形采集卡, 如图 5-67 左图所示, 我们自行研制了一块用于时钟产生及分发的符合 VME 标准的时钟板, 该时钟

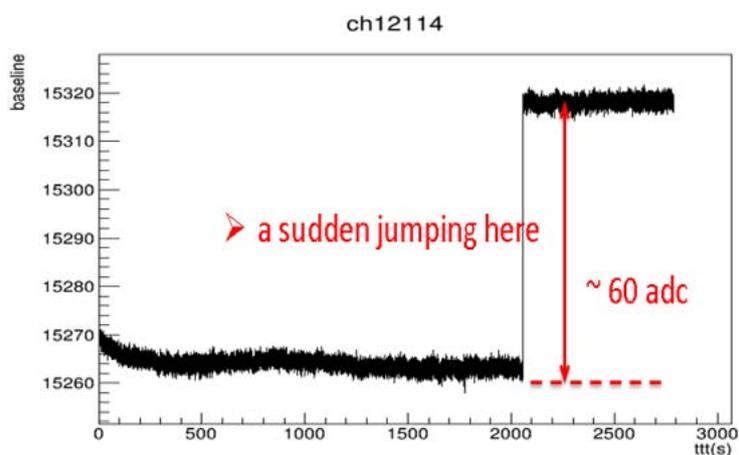


图 5-65 由于 V1725B “温度自动校准”引起的基线突变。

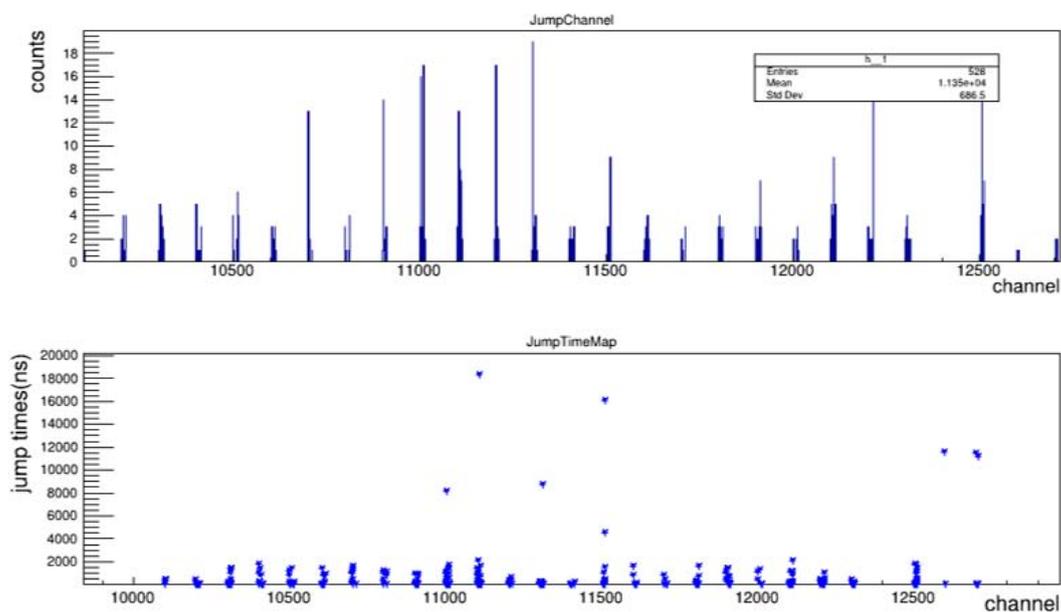


图 5-66 上，实验测试阶段，出现基线突变的通道数目统计。下，首次基线突变出现的时间。在软件触发模式下测试显示，所有的 32 块 V1725B 上面的读出通道均会出现基线跳变，在一次采数中跳变的次数各有不同。一般而言，首次出现基线跳变往往发生在开始采数  $2 \mu\text{s}$  的时间以内。

板可以有内部时钟和外部时钟两种工作模式。内部时钟通过板子中心位置的一个 62.5 Mhz 的晶振产生时钟，之后通两块时钟扇出芯片，可以输出超过 12 通道的差分时钟信号。同时我们利用开关电路，使得时钟板上的两个时钟芯片也可以接受来自外部的时间信号，让时钟板只作为时钟信号的扇出板使用。在 PandaX-4T 实验中我们总共用到了五块这样的时钟板，其中一块作为时钟源，上面的晶振能产生 62.5 MHz 的周期性时钟信号，然后用等长的差分信号线将主时钟板输出的时钟信号，分发给另外四块时钟板，每块时钟板都安装在四个 VME 机箱中间位置的卡槽中，时钟板扇出的时钟信号再用 18 cm 等长的信号线传输给 V1725B。每个 VME 机箱安装有 6~12 块 V1725B，每个 VME 机箱上的 V1725B 数字化波形采集卡共享同一个时钟板扇出的时钟信号。

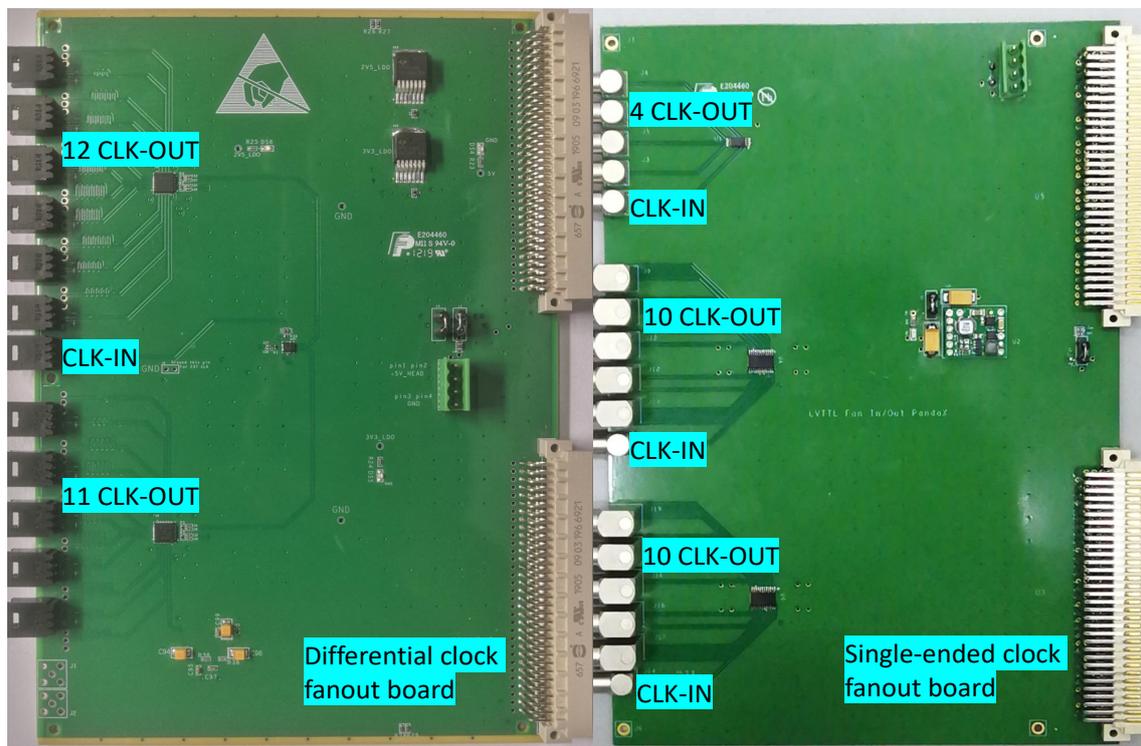


图 5-67 差分时钟板(左)和单端时钟扇出模块(右)。时钟板给数字化波形采集卡提供同步的外部时钟信号。后者给波形采集卡分发“开始取数”信号和外触发信号。

如图 5-68左所示的，我们数字化波形发生器产生了一个宽度在 15~20 ns，高度约 10 mV 的信号，分别送给两块 V1725B，然后将两块 V1725B 数字化波形采集卡记录到的波形的最低点的时间信息进行比较，来评估时钟的同步性。如图 5-68右所示，相邻两块 V1725B 的时钟同步性很高，绝大多数事例都保持时钟同步，极少数个别情形，时钟会出现 4 ns 的抖动，这表现在波形上，就是一个采样点的前后移动，对实验而言这样的抖动是可以忽略的。

#### 5.4.4 自触发动态波形采样

前文提到 PandaX-I 和 PandaX-II 实验中采用的是全局触发(global trigger)。这种基于全局触发的数据采集方案是比较直接了当的，可能的物理事件由触发来进行定义。然而，暗物质搜索的灵敏度不可避免地受到触发效率损失的影响。许多暗物质-氩原子相互作用，包括

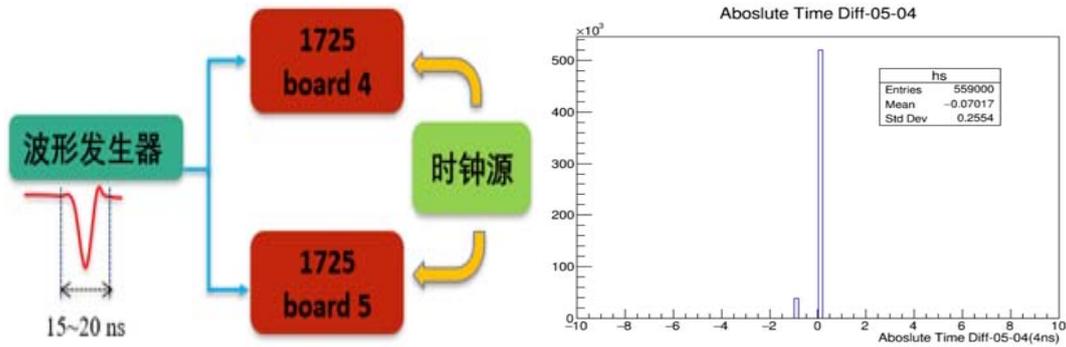


图 5-68 左，时钟同步性测试示意图。右，时钟同步测试结果。

弱作用重粒子-核子相互作用、基于轻传播子模型的暗物质-核子相互作用、轻暗物质-电子散射等，产生的 S2 信号大致呈指数下降分布。特别是，来自轻传播子模型<sup>[96, 145]</sup>和轻暗物质模型<sup>[192]</sup>的信号更集趋向于 WIMP 模型触发阈值，也就是低能区域。例如，在轻暗物质-电子散射的分析中<sup>[192]</sup>，S2 信号筛选的设置下限与触发阈值相同。在这在这种情况下，全局触发效率低下成了信号探测效率损失的主要原因之一。

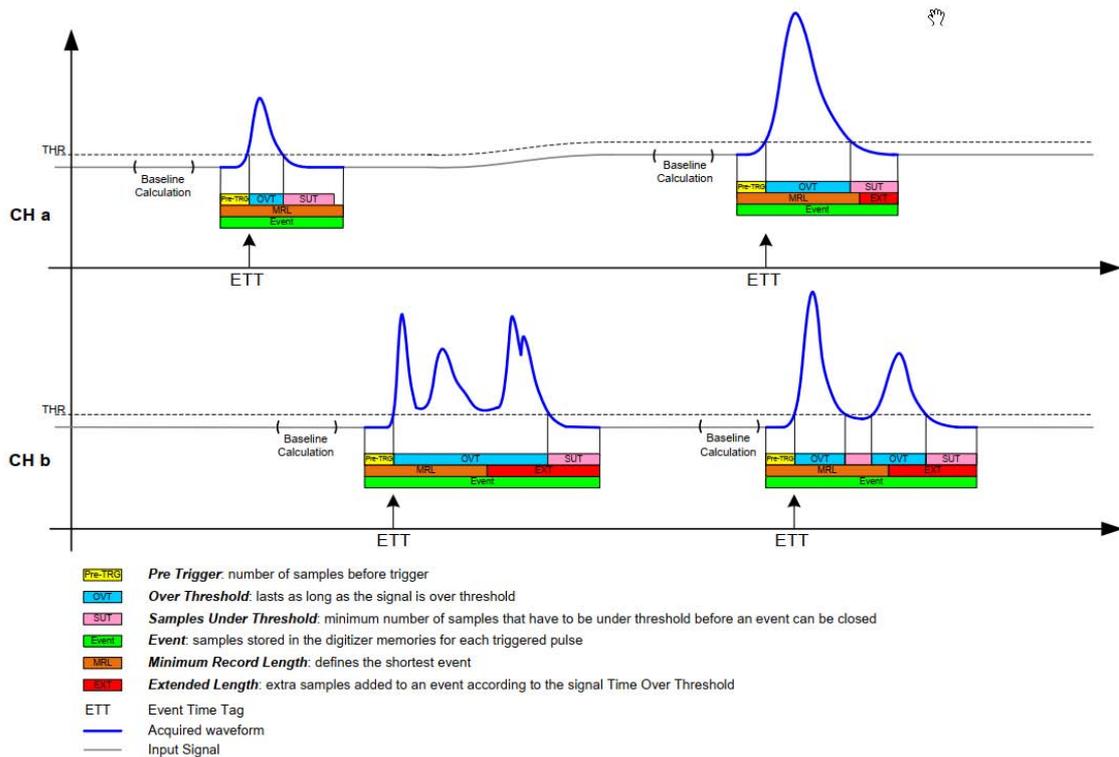


图 5-69 DAW 动态波形采集算法示意图。图片摘自 CAEN 官网 V1725 手册。

在 PandaX-4T 实验中，读出电子系统设计用采用新的数字化波形采集卡 V1725B。该数字化波形采集卡能够在不依赖全局触发的情况下采集数据。每个数字化采集卡的读出通道都可以独立自触发，即自触发动态窗口 (Dynamic acquisition window, DAW) 波形采样。每个自触发的读出通道都对应于可能被闪烁光击中的 PMT，每个通道的数据与自触发时间信息一起将被保存到采集卡的缓存中。如图 5-69 所示，在 DAW 取数模式下一个完整的波

形可以被分为三个片段，最前面是触发前 (Pre-trigger)，代表触发时刻之前的采样点个数，在 PandaX-4T 实验中被设定为 10 个采样点，相当于 40 ns，过阈后采样个数 (Samples under threshold, SUT) 也叫做 After-trigger，代表在一个波形取样结束前，阈值以下采样点的最少个数，PandaX-4T 实验中同样设定为 10 个采样点，Over threshold 代表高于触发阈值的采样点。在 PandaX-4T 电子学 DAQ 配置中，基线的计算由 V1725 固件逻辑决定，取得的每个原始波形片段的前 30 个点的平均值，触发阈值设定为 20 ADC counts，相当于 2.44 mV。还有一个配置参数是最小记录长度 (Minimum record length)，设定为 100 个采样点，相当于 400 ns。在一个原始波形片段中，如果 Pre-trigger、Over threshold 和 After trigger 三个部分的长度小于最小记录长度，则实际的波形的长度为 100 个采样点，After trigger 之后不够的采样点由基线数据补充，如果三个部分总长度大于最小记录长度，那么原始波形片段实际的长度为三者之和。如果第一个波形的 After trigger 区间未结束就出现了第二个过阈值的波形，则原始波形片段的大小自动延长至第二个波形的 After trigger 结束。如果有好多个波形在第一个波形的 Over threshold 结束前持续过阈，则原始波形的长度自动延长至最后一个波形的 After trigger 结束点为结束。这也就是所谓的“自动获取窗口”采数模式。如图 5-70，在 PandaX-4T 实验试运行阶段 20 ADC counts 触发阈值下，DAW 模式采集到的某个单光电子波形 (左图) 以及单光电子信号幅度的分布 (右图)。如图 5-70 右图所示，典型的单光电子幅度为 60 ADC，触发阈值相当于 1/3 PE 大小。这里的触发阈值是可以根据物理信号的高度大小进行人为调节的，值得一提的是，PandaX-4T 实验 20 ADC counts 的触发阈值对应的单光电子触发效率为 96% (本章后面又效率测量和结果)，这将有利于寻找信号更趋近于低能区物理过程，比如轻传播子暗物质模型和轻质量暗物质和电子的反冲过程。

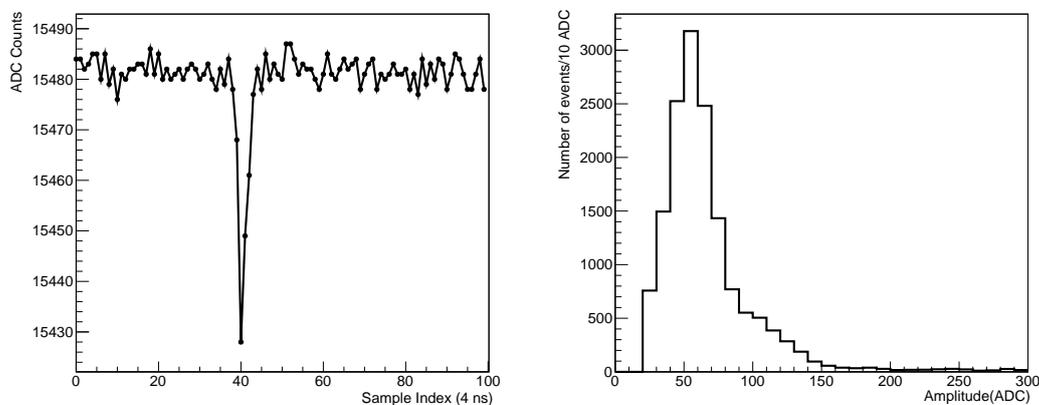


图 5-70 左，从 PandaX-4T 探测器里面 3 英寸光电倍增管上采集到的一个典型的单光电子的波形。右，20 ADC counts 的触发阈值下采集到的 3 英寸光电倍增管的单光电子波形幅度大小的分布。

除了 DAW 自触发采数模式，V1725 数字化波形采集卡还可以被配置成全局外触发模式采数，就是在 PandaX-I、II 实验上应用的全局触发 (global trigger)，此模式下，所有的采集卡将不经过“零压缩”而记录下一段固定时间窗口内的所有数据。外触发模式在 PandaX-4T 实验中用 LED 来做光电倍增管单光电子增益的刻度。此外，V1725 还有软件触发模式 (Software trigger mode)，被配置为该模式的采集卡将每隔一秒触发并采集一次长度为 100 ns 的波形，这种采数模式通常用来做 DAQ 的故障排除测试。

### 5.4.5 数据汇总与服务器预处理

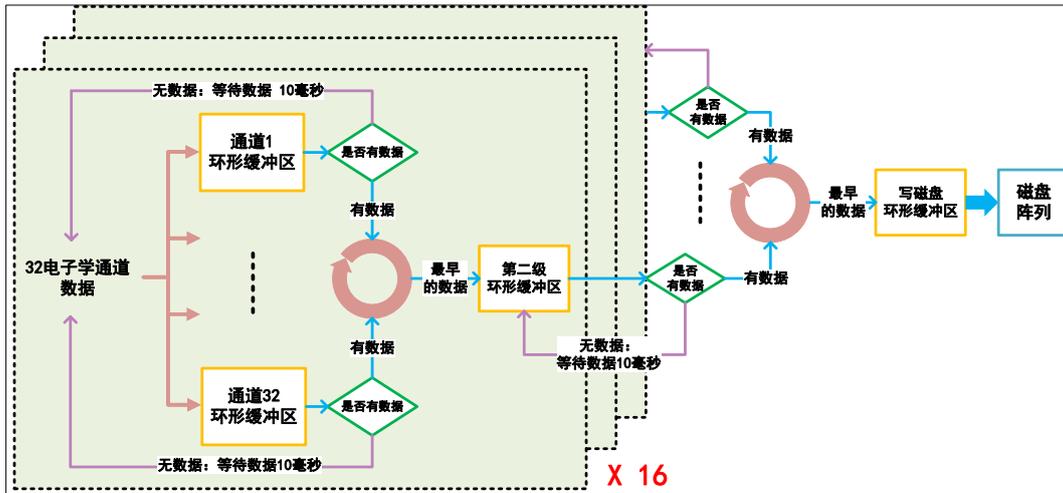


图 5-71 PandaX-4T 实验原始数据时间排序算法示意图。整个排序流程分为两级，第一级排序共有 16 个线程同时进行，每个线程都可以负责 32 个通道（对应 32 块数据采集卡）的数据排序，按照时间顺序分别将每个线程中的数据写入各自的缓存。第二级排序再对 16 个缓存中的数据进行排序，最后写入磁盘。

在 PandaX-4T 中，数据采集系统通过基于网络的界面进行控制，如图 5-72 所示。每次运行前，可在该界面上配置触发方式（自触发或外触发）、各通道自触发阈值、每次触发所记录的原始数据最小长度等参数，并将其写入数据库。DAQ 数据库安装在一台 Dell R930 服务器上面，同时 R930 作为 DAQ 采数进程的总控制服务器。网页端发出的指令会通过 R930 将准备采数的指令发送给 V2495，V2495 会生成一个高电平信号，作为“开始取数”信号传输给图 5-67 右所示触发分发板 (Fan-out board)，将同步的“开始取数”信号分发给 V1725B 数字化波形采集卡。同时 R930 发送准备采数的命令给四台 R730 服务器，四台 R730 服务器开启主控 (Control main) 进程，通过光纤控制 V1725B 开启准备采数的进程，一旦 V2495 将“开始取数”信号送到 V1725B 数字化波形采集卡，V1725B 便会开启采数进程。在暗物质本底取数中按照 DAW 自触发动态波形采样模式进行数字化，然后采集到的数据再通过光纤将数据回传至 R730 服务器，之后四台 R730 服务器上的数据统一传输至万兆光纤交换机，经光纤交换机汇集后传输至 R930 服务器，在 R930 服务器上经过 Event Builder 按照原始波形片段的“触发时间戳”进行时间排序，如图 5-71 所示，原始数据在 930 服务器上经过两级排序以后，最终打包存储至磁盘。正如图 5-72 中显示的那样，网页端可以实时监控 Event Builder 的进程。

此外，在 PandaX-4T 实验中，我们将 V1725B 数字化波形采集卡通过光纤和 CAEN A3818 PCIE 卡直接将数字化波形采集卡和服务器连接起来进行数据传输。而在 PandaX-I 和 PandaX-II 中，多个数字化仪以菊花链方式连接，它们的数据仅通过一条光纤传输至用一台 DAQ 服务器。但是在 PandaX-4T 中，通过并行连接的方式，使用了四台 R730 DAQ 服务器，可以提高 DAQ 数据传输的带宽。如图 5-73 所示，我们将每个 V1725B 数字化采集卡的带宽信息存入数据库，并将其打印至网页端。在 2020 年 PandaX-4T 实验试运行期间，利用 PuC 中子源进行测试得到 DAQ 最大带宽为 470 MB/s。数据传输带宽的高低取决于采数条件，试运行取数期间大多数取数带宽在 20 MB/s 到 80 MB/s。通常我们希望 DAQ 采数时的总带宽不要超

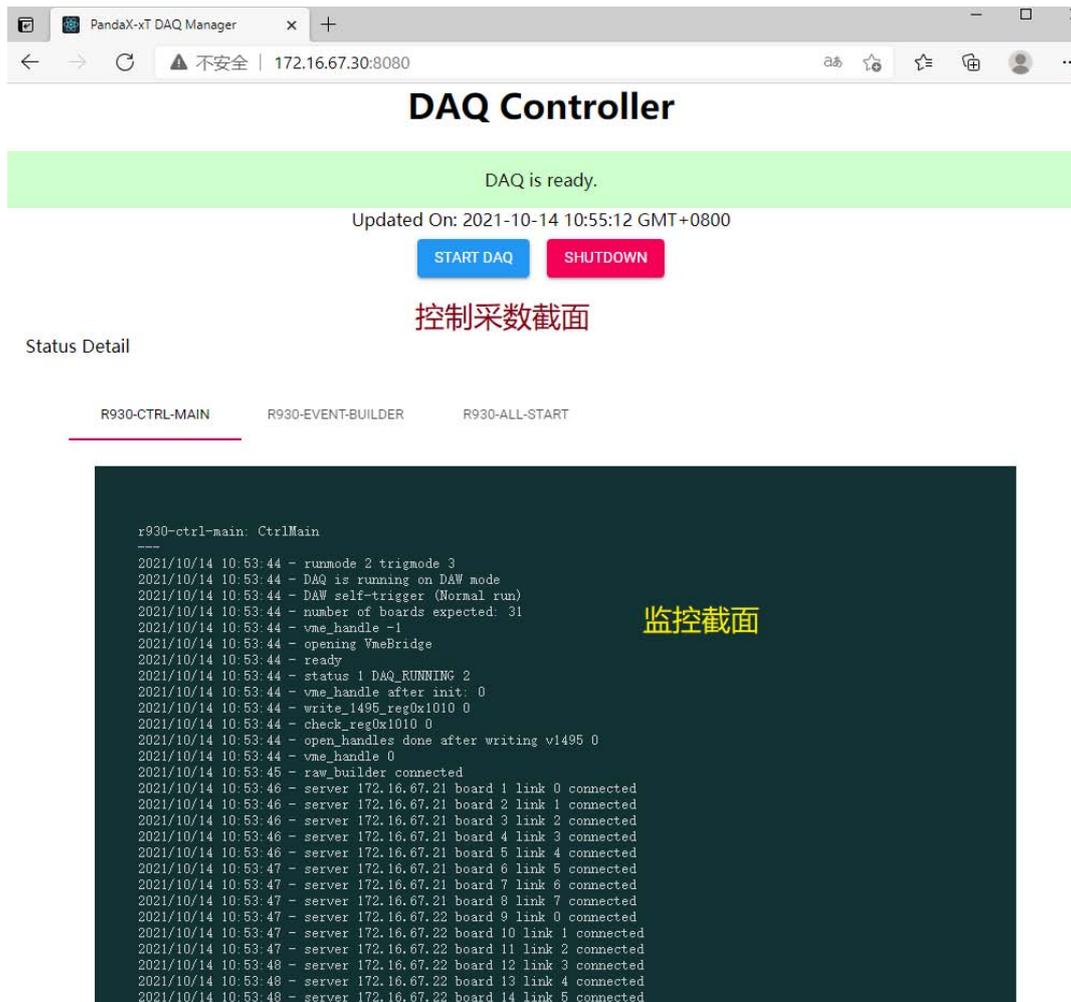


图 5-72 PandaX-4T DAQ 采数控制界面。网页端 IP 为 R930 服务器的 IP，登录控制界面后，先初始化 (Initialize)，再点击开始取数 (Start DAQ)，进入采数进程后，网页端可以实时监控“DAQ Control Main”的状态，以及数据采集后“Event Builder”的进程，以及数据传输的总带宽等信息。

过 100 MB/s, 一方面数据量太高 DAQ 容易出现 busy 导致数据丢失, 另一方面采集到的原始数据需要通过 1 Gbps 的光纤从 CJPL-II 传输至成都计算机集群, 其最大传输的带宽约为 100 MB/s。

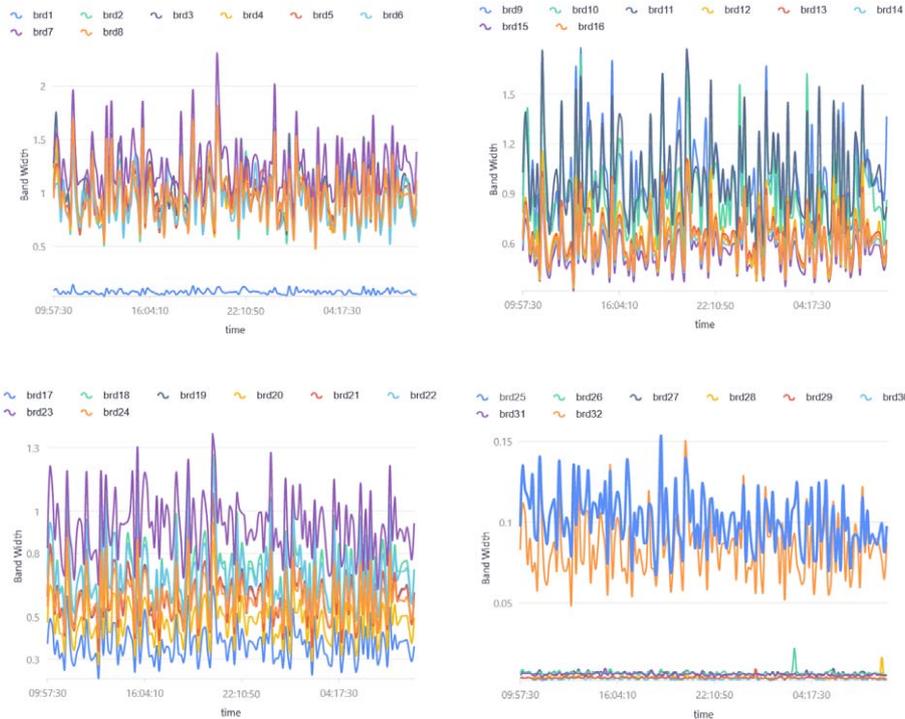


图 5-73 PandaX-4T 试运行期间, 每个数字化波形采集卡的带宽(单位:MB/s)相对于时间的变化实时的存入数据库, 并将其打印在网页端。图片摘自<sup>[180]</sup>。

这里我们简要说明一下数字化波形采集卡产生的 busy 对数据损失的影响, 因为数据丢失会在事例重建时引入不可忽略的系统误差。在一暗物质寻找为本底取数中, 数据传输带宽仅仅只有 20 MB/s, 平均每个波形采集卡能够贡献 1.5 MB/s 的数据量, 如图 5-73 所示。如此带宽大小的数据量引起的波形采集卡的 busy 是可以忽略不计的, 因为波形采集卡上每个通道的缓存空间有 10 MB, 并且每块数字化波形采集卡读出带宽的上限可以达到 85 MB/s。这点我们可以通过对比本底 Runs 和刻度 Runs 中已知的  $\gamma$  射线的能峰, 来证实 20 MB/s 的带宽不会影响能量的重建。如图 5-74 所示, 统计量最大的两个能峰分别来自于  $^{131m}\text{Xe}$  和  $^{129m}\text{Xe}$  衰变产生的 164 keV 和 236 keV 事例。图中来自于数据的两个能峰为  $164.32 \pm 0.02$  keV 和  $235.92 \pm 0.02$  keV。在 DD 中子源往探测器中注入的过程中, 总带宽可以达到 60 MB/s 至 80 MB/s, 其中每个数字化波形采集卡的带宽可以达到 5~6 MB/s。其中在这些数据中两个能峰分别是  $163.8 \pm 0.1$  keV 和  $235.1 \pm 0.1$  keV, 和本底 Runs 的差别为 0.3%, 这和不同的本底 Runs 当中 164 keV 能峰的差别为 0.3% 是相一致的。这样也就证实了数字化波形采集卡的 busy 在这些不同情形下的取数是可以忽略不计的。

在测试运行期间, 我们尝试将  $^{137}\text{Cs}$  放在了 DD 注入隧道中, 总带宽 120 MB/s, 其中单块数字化波形采集卡的带宽达到了 11 MB/s, 上述两个能峰变成了  $161.7 \pm 0.2$  keV 和  $233.6 \pm 0.4$  keV, 和本底数据相比, 最大差别为 1.6%。说明在这种条件下运行的数字化采集卡的 busy 会产生明显的系统误差, 因此这种运行条件下采用外部触发的获取模式更加适合,

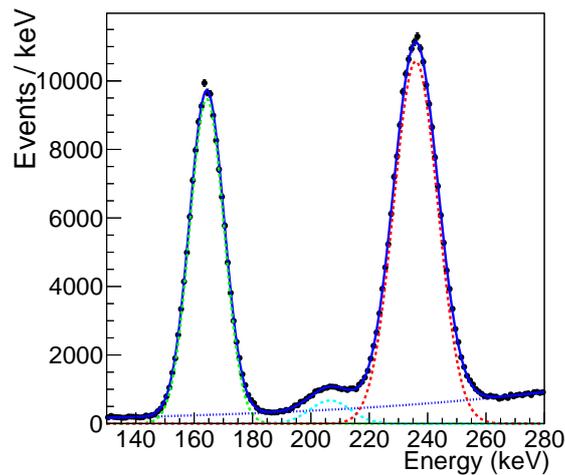


图 5-74 在本底 Runs 数据中重建得到的  $^{131m}\text{Xe}$  和  $^{129m}\text{Xe}$  产生的 164 keV 和 236 keV 的  $\gamma$  事例对应的能谱。该分布用三个高斯函数和来拟合  $\gamma$  能峰，并用一个指数函数来拟合连续本底。图片摘自<sup>[180]</sup>。

但是由于数字化波形采集卡的限制，S1 和 S2 信号不能在一个触发中同时记录下来。因为现有的波形采集卡只能记录不超过几  $\mu\text{s}$  长度的数据。

## 5.5 电子学整体性能

如前所述，在真实的物理取数中，我们采用自触发获取方式取数，自触发阈值设定在 20 ADC，相当于 2.44 mV，而通常情况下（老的解耦器对信号进行解耦），PMT 单光子信号的高度在 5~10 mV，新解耦器又对信号有 1.5 倍的放大作用，原则上来说单光电子的触发效率会提高。但是为了量化电子学系统的性能，以及为了对 S1 信号的触发效率进行后续的评估，有必要将单光电子的触发效率单独进行研究。同样为了避免触发阈值的干扰，我们选用外触发获取得到的 LED 刻度数据进行分析单光电子的触发效率。如图 5-75 左所示，我们对光电管单光电子信号高度（已经通过单光电子增益将单位由 ADC 转化为 PE）进行统计，然后对信号幅度的分布进行拟合，但这里我们对信号的高度只进行双高斯拟合，即式 5-5 的前两项。值得一提的是，为了确保研究的可靠性以及拟合效果的可靠性，在进行 LED 刻度时，需要注意 LED 的光强不能太高，微弱的光强能够保证光电管接受到的是单光子信号。图 5-75 左所示，第一个高斯峰（蓝色）为 pedestal，第二个高斯峰（绿色）代表单光电子的高度分布，黑色虚线代表该读出通道的触发阈值大小，红色实线为双高斯拟合函数对应的曲线。触发效率的定义为超过触发阈值的信号对应的统计量，和全部单光电子事例的统计量之间的比值。

$$\text{Trigger Efficiency} = \frac{\text{Over threshold events}}{\text{Total SPE events}}, \quad (5-6)$$

式 5-6 分子部分为图 5-75 左虚线触发阈值右侧直方图的积分值，分母部分为所有单光电子事例的统计量，也就是整个第二个高斯分布数据的统计量。为了尽可能减少噪声事例（pedestal）对分母的影响，而又不至于损失单光电子事例的统计量，分母部分我们分为两部分进行处理。在进行双高斯拟合时，我们找出 pedestal（蓝线）和信号（绿线）的交叉点，交叉

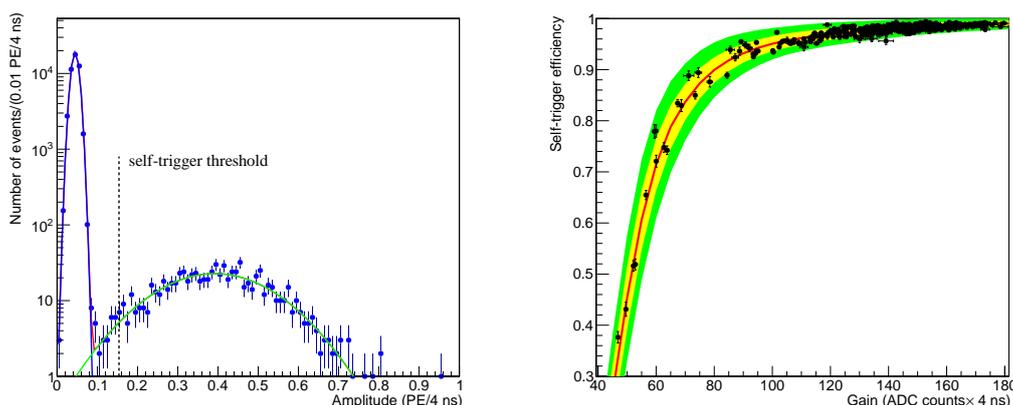


图 5-75 左，利用低光强 LED 刻度 R11410 3 英寸光电倍增管得到的单光电子波形的幅度（横轴以 PE 为单位）分布。图中拟合函数（红色）是一个双高斯函数分别用来拟合噪声（蓝色）和单光电子（绿色）的谱分布。黑色虚线为该通道的触发阈值。右，单光电子信号的自触发效率和每道 3 英寸光电管对应的增益的分布。图中数据点是测量值，红色的曲线和条带是根据测量结果得到的预测和不确定度。增益我们取单光电子原始波形积分的平均值。对于增益为 100 ADC counts $\times$ 4 ns 对应的光电管增益约为  $4\times 10^6$ 。

点右侧的部分对单光电子数据分布的直方图进行积分，交叉点左侧混杂在 pedestal 里面的信号事例的统计量，我们用高斯拟合（绿线）的积分贡献进行替代，这两部分加起来便是分母对应的所有单光电子事例的统计量。图 5-75 右中黑色带误差棒的点，即为我们按照此方法计算所有 3 英寸光电管的单光电子触发效率（SPE-trigger efficiency）相对于单光电子增益（SPE Gain）的分布结果。由于 20 ADC 的触发阈值，相对于某个单光电子增益而言是个定值，如果我们知道所有通道单光电子信号幅度的平均值，并且知道单光电子信号幅度的宽度（高斯拟合的半高宽），那么原则上我们就可以预测任意一个给定范围内的单光电子增益所对应的触发效率。我们按照图 5-75 左中所示，对所有通道的单光电子信号的幅度进行统计并做双高斯拟合，得到所有通道单光电子信号幅度的统计平均值为 0.39 PE/4ns，并且各通道间的相对差异为 4%，并且平均值的大小不依赖于单光电子增益的大小。在更换新解耦器后，随着单光电子增益的增加，单光电子信号幅度分布的半高宽从 0.09 PE/4 ns 增加到 0.12 PE/4 ns，各通道之间存在 8-11% 的差异。如果我们考根据所有通道单光电子幅度的平均值和增益相关的幅度宽度，得到任意给定增益对应的触发效率的预测值，也就是图 5-75 右边的红色的曲线。如果进将通道之间的差异性考虑进来，就可以评估触发效率的变化范围，也就是图 5-75 右边的黄色条带，如果进一步将通道间的差异取单光电子信号幅度分布的  $2\sigma$ ，触发效率的变化范围便成了图 5-75 右边的绿色条带所示。单光电子增益我们选用原始波形的积分的平均值。可以看到，在 70 ADC 以下，随着光电管增益的增加，单光电子触发效率基本呈线性上升趋势，光电管增益越小，触发效率也越低，反之，光电管单光电子增益越大，单光电子触发效率越高。增益在 100 ADC 时，触发效率超过 90%，增益再往上升高，触发效率将无限接近 100%。总之，3 英寸光电读出通道的单光电子触发效率平均为 96%。

与之前的 PandaX 实验不同的是，PandaX-4T 没有定义 DAQ 级别的物理事例。在 DAQ 级别，原始波形信息是在每个读出通道的基础上记录的，并且在所有读出通道之间是相互独立的。S1 和 S2 信号的信息是利用所有通道的信息在离线分析中进行识别的。然后，将识别成功的 S1 和 S2 信号在 1 ms 的窗口内配对，形成一个物理事件。这里我们使用真实的物

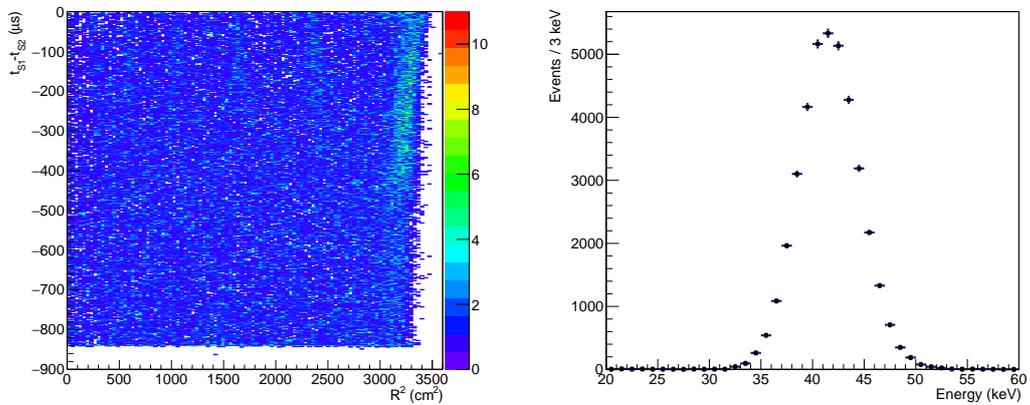


图 5-76 左，利用  $^{83m}\text{Kr}$  刻度数据重建得到的 20 keV 和 60 keV 事例的探测器内部的位置分布。右，重建的  $^{83m}\text{Kr}$  衰变后产生的两个转换电子沉积的总能量为 41.5 keV 能峰。

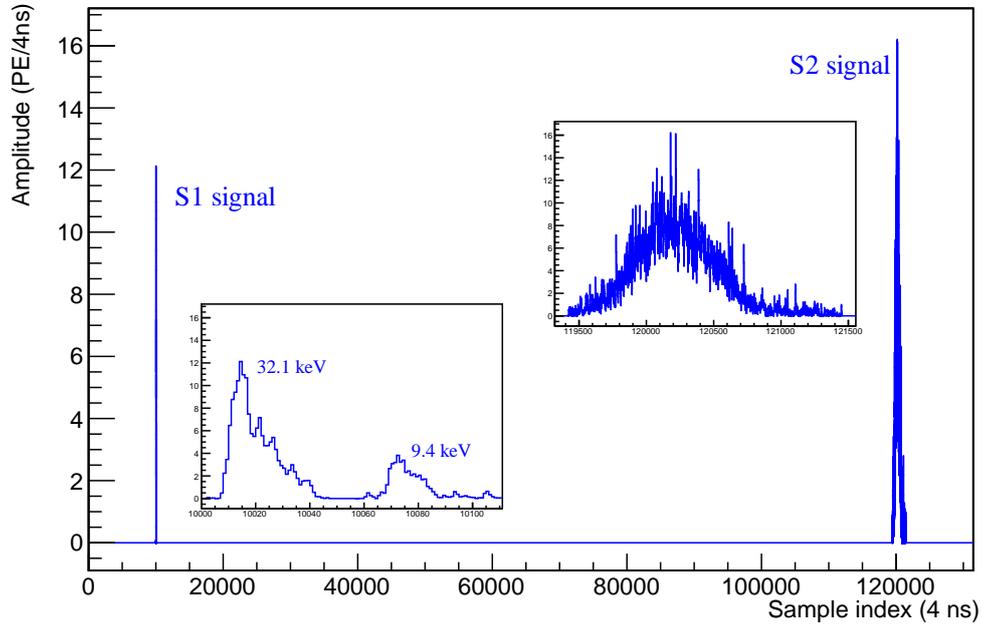


图 5-77 一个典型的  $^{83m}\text{Kr}$  衰变事例的波形。S1 信号包含了两个脉冲，第一个脉冲 32.1 keV 的转换电子发射，第二个脉冲为 9.4 keV 的转换电子，两个转换电子的发射时间相差 154 ns 的半衰期。

理数据来验证 DAQ 的性能。需要指出的是，我们在分析中所用到的所有数据都是在 2020 年 11 月至 2021 年 5 月探测器调试阶段记录的。在此期间，探测器的阴极采用 -16 kV 或 -18 kV 的高压。电子在液体中的漂移速度约为  $2 \text{ mm}/\mu\text{s}$ ，最大电子漂移时间约为  $800 \mu\text{s}$ 。探测器的门电极施加了 -5 kV 的高压，以将电子提取到气体区域，电子的萃取效率在 90% 以上。物理事例在液氙中沉积的能量信息，和探测器的其他参数包括光探测效率、电子拽出效率、单电子增益以及其他校正信息<sup>[51]</sup>，可以根据 S1 和 S2 信号得到。图 5-76 左图显示了  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  刻度数据中重建得到的能量在 20 keV 到 60 keV 之间的物理事例的位置分布。最大漂移时间为  $840 \mu\text{s}$ ，与预期一致。图 5-76 右图为  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  衰变产生的总能量为 41.5 keV 的两个转换电子的重建能谱。数据筛选中我们挑选单次散射事例，也就是选择只有一对 S1 和 S2 信号的事件。事例的位置分布要求满足  $R^2 < 2500 \text{ cm}^2$  和  $20 \mu\text{s} < t_{\text{S}2} - t_{\text{S}1} < 700 \mu\text{s}$  以减少探测器外部的本底事例。图 5-77 为挑选出的一个  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  的 S1 和 S2 信号的波形。在这个事例的波形图中，来自  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  级联衰减（见图 5-15）产生的两个类 S1 脉冲信号没有很好地分离开，从而合并为一个 S1 信号。这些刻度结果验证了电子学和数据采集系统的有效性。

实验组	光电管数量	数据采集卡	采样率
PandaX-4T	473	V1725B	250 MS/s
XENON1T	332	V1724	100 MS/s
LZ	788	custom desgin	100 MS/s
实验组	动态读出范围	单光子触发效率	带宽
PandaX-4T	2 V	~96%	450 MB/s
XENON1T	2.25 V	~93%	300 MB/s
LZ	2 V	~90%	?

表 5-6 同类型液氙直接探测实验电子学对照一览。表格中 PandaX-4T 的电子学信息来自于<sup>[180]</sup>，XENON1T 的 DAQ 信息来自于<sup>[193]</sup>，LZ 的电子学相关信息来自于<sup>[194, 195]</sup>。

表 5-6 列出了同类型以液氙为靶物质的暗物质直接探测实验的电子学主要参数。其中 XENON1T 电子学的参数来自于 2019 年的文献<sup>[193]</sup>，PandaX-4T 电子主要参数可参照<sup>[180]</sup>，LZ 实验的电子学主要参数可以在文献<sup>[194]</sup> 以及文献<sup>[195]</sup> 的第十一章节中找到。从横向对比三个实验来看，LZ 实验的读出通道最多，总共 1278 道读出，488 道 3 英寸光电管全部采用双读出，而 1 英寸的反符合光电管有 120 道读出，此外还有 180 道 8 英寸的  $\mu$  子反符合光电管。LUX-ZEPLIN 实验的电子学为自行研发的，其波形数字化采集卡有 32 道信号读出<sup>[195]</sup>。XENON1T 实验用的是 CAEN V1724 数据采集卡，采样率 100 MS/s，和 LUX-ZEPLIN 实验一样，动态读出范围 2.25 V，是三个实验中最高的<sup>[193]</sup>。PandaX-4T 实验采用的波形采集卡是来自 CAEN V1725B，采样率 250 MS/s，是三个实验中最高的。另外整个电子学数据读出带宽 450 MB/s 也是三个实验中最高的<sup>[180]</sup>。单光电子的触发效率三个实验在同一水平，均在 90% 以上。其中 LUX-ZEPLIN 实验的触发阈值为 33 ADC(相当于 4.026 mV)，而 PandaX-4T 实验为 20 ADC(相当于 2.44 mV)，XENON1T 实验自触发阈值为 15 ADC(相当于 2.06 mV)。PandaX-4T 和 XENON1T 实验给出的数据传输带宽上限均来自于真实实验刻度参数，XENON1T 为 300 MB/s，而 PandaX-4T 实验为 450 MB/s，但是 LUX-ZEPLIN 实验带宽上限 400 MB/s 来自于 LED 测试，只作为参考<sup>[180, 193-195]</sup>。

PandaX-4T 电子学系统最大的特点是，不同于 PandaX-II 实验中的全局外触发采数模式，而是采用了无触发数据采数模式。PandaX-II 实验外触发采数模式中触发信号的产生会依赖

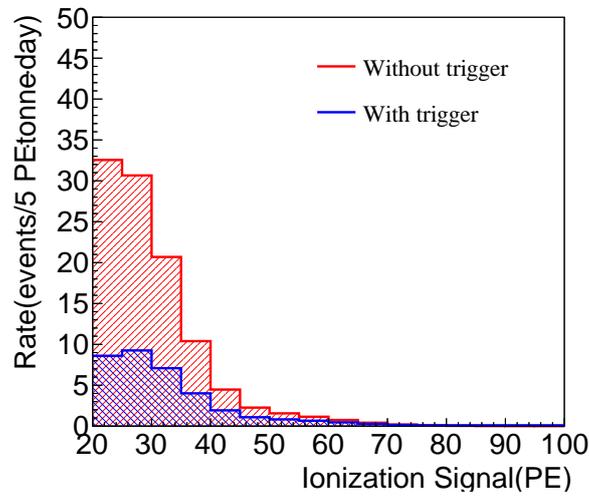


图 5-78 蒙卡模拟 PandaX-II 实验中有无外触发效率对应的暗物质质量  $m_\chi = 20 \text{ MeV}$  时，WIMP 和电子散射事例 S2 信号的能谱。红色区域代表无触发时 S2 信号的事例分布，蓝色区域代表加入外触发效率以后 S2 信号的分布。

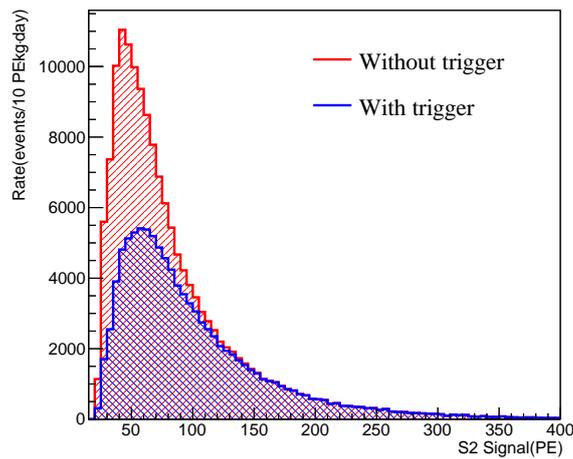


图 5-79 NEST 2.0<sup>[146]</sup> 模拟 PandaX-4T 实验中有无外触发对应的暗物质质量  $m_\chi = 40 \text{ GeV}$ ，传播子质量  $m_\phi = 10 \text{ MeV}$  时，自相互作用暗物质事例 S2 信号的能谱。红色阴影区为没有外触发效率时情形，蓝色网格区为有外触发效率影响下的情形。

于 S2 信号的大小，并且触发采数以后会将整个漂移时间窗口内的一个完整的物理事例所包含的 S1 和 S2 信号全部都采集下来。但是在 PandaX-4T 实验中，采数是按照单通道自触发模式进行的，一方面数据的采集不再依赖 S2 信号的大小，另一方面在 DAQ 采数过程中没有物理事例的概率，只有原始的波形片段(segment)，物理事例所包含的 S1、S2 信息在离线分析中完成。PandaX-II 触发效率依赖于 S2 信号的大小，所以对于那些信号集中于低能区域 ( $S2 < 100$  PE) 的物理事例的寻找是极为不利的。而 PandaX-4T 实验中，电子学采用无外部触发的采数模式，更有利于低能区物理事例的寻找。如图 5-78 所示，我们针对对 PandaX-II 实验 WIMP 和电子散射事例进行蒙特卡罗模拟结果显示，在  $S2 < 100$  PE 以下的低能区，外部触发 (图 5-78 中对应的蓝色区域) 采集到的事例率是无触发采数模式 (图 5-78 对应的红色区域) 时的约 23.13%。图 5-79 中我们对 PandaX-4T 实验暗物质质量  $m_\chi = 40$  GeV，传播子质量  $m_\phi = 10$  MeV 时的 SIDM 事例的 S2 信号利用 NEST 2.0<sup>[146]</sup> 模拟，并考虑文献<sup>[179]</sup> 提及的 PandaX-II 实验用费米狄拉克函数 ( $f(x) = 1/(e^{(p^0-x)/p^1+1})$ ) 拟合的触发效率曲线，得到有无触发效率对应的自相互作用暗物质 S2 信号的能谱。模拟结果显示，在暗物质质量为 40 GeV，传播子质量 10 MeV 处，无外触发的情形 S2 信号比外触发的情形多出 33%，而在  $S2 < 200$  PE 以下的能区，无触发的情形 S2 信号比有外触发时的情形多出 34.6%。由此可见，PandaX-4T 实验由于无触发电子学在低能区物理譬如 SIDM、WIMP 和电子散射等的寻找方面更具优势。

## 总结和展望

本文依托 PandaX-II 暗物质直接探测实验, 探讨了在 PandaX-II 暗物质直接探测实验上寻找轻质量传播子信号以及直接探测实验对自相互作用暗物质模型的参数限制。全文可总共划分有五个章节, 第一个章节引言部分, 主要介绍了暗物质存在的证据, 包括星系旋转曲线、引力透镜效应、宇宙微波背景辐射, 并且回顾了暗物质研究的历史由来, 概括了暗物质可能的候选粒子, 以及暗物质探测方法和当今世界上主流的暗物质探测实验。第二个章节介绍了自相互作用暗物质模型, 从最新的理论研究出发, 针对自相互作用暗物质在解决宇宙小尺度结构问题方面存在的优势, 逐一进行了论述。第三个章节主要介绍 PandaX 系列实验, 包括中国锦屏地下实验室的宇宙线本底水平, 二相型气液氙时间投影室技术, 还详细介绍了液氙的物理形状、氙的发光特性、电离特性以及二相型探测技术。还包括 PandaX-II 期实验的简介和运行历史及简介。

在第四章中我们利用了 PandaX-II 132 吨天数据开展了针对自相互作用暗物质的物理分析, 其中我们阐述了 PandaX-II 暗物质直接探测实验的事例选择、本底的估计以及统计分析方法, 利用 PandaX-II 132 吨天全部曝光数据对自相互作用暗物质与液氙原子核碰撞信号的寻找, 根据宇宙大爆炸核合成理论计算得到的宇宙早期轻元素丰度的上限, 从而根据轻传播子在宇宙早期演化的理论, 对自相互作用暗物质模型的参数限制。

第五章节首先简要介绍了 PandaX-4T 实验各个子系统, 接着作为重点内容详细介绍了 PandaX-4T 电子学和数据获取系统。从电子学的整体方案设计、前端电子学、波形采集卡、时钟分发、自触发动态波形采样、数据汇总与服务器预处理、PandaX-4T 电子学现场搭建的过程以及电子学的整体性能表现。尤其本人在刚进组时, 花费了大量时间和精力在前端电子学的研发、测试工作中, 这些包括光电倍增管基座的设计与测试、信号解耦电路的设计研发和测试, 以及 PandaX-4T 各个子系统的实验介绍。

本论文创新点可以归结为如下几点:

(1) 利用 PandaX-II 期实验 132 吨·天全部曝光数据给出了自相互作用暗物质暗物质与核子散射截面的新限制, 在暗物质质量 40 GeV 以下的参数空间, 得到了所有直接探测实验对轻传播子暗物质模型(传播子质量为  $O(10)$  MeV) 最强的限制结果。比如, 考虑 15 GeV 的暗物质和 10 MeV 的传播子, 最新的截面上限要比 2018 年的结果好 3.9 倍。

(2) 本文提出一种新的方法将直接探测实验、天体物理观测、宇宙学观测联系在了一起, 解决了以往研究中直接探测结果和天文观测结果无法直接比较的不足。首先, 通过分析 PandaX-II 实验全部曝光数据, 可以对暗物质质量、传播子质量以及混合参数给出直接探测实验上的限制; 其次, 天体物理观测给出了传播子和自相互作用暗物质的质量的可能区间; 再者, 标准宇宙大爆炸核合成机制成功预言了早期宇宙轻元素的丰度, 过量的传播子衰变为正负电子对( $\phi \rightarrow e^+e^-$ )会影响轻元素的丰度<sup>[152]</sup>。由此, 可以根据标准宇宙大爆炸核合成机制得到的轻元素丰度对传播子衰变寿命的上限<sup>[153]</sup>, 从而进一步得到宇宙大爆炸核合成对传播子与标准模型粒子混合参数的下限。在本文考虑的自相互作用暗物质模型下, 在 10 到 200 GeV 的暗物质质量区间, 早期宇宙中暗区的温度要比可见区温度偏低。这是首次由直接探测实验给出的类似结果。

(3) 本论文的研究首次表明, 直接探测实验、天体物理和宇宙学观测可以为研究暗物质粒子的自相互作用提供互补的有效手段。

(4) 本文为 PandaX-4T 实验研发了一套全新的基于无触发电子学的高带宽数据采集系统, 解决了以往 PandaX 实验由于外触发信号造成的在低能区探测效率损失的问题, 有力提升了 PandaX 实验暗物质的探测能力, 特别是将促进本论文研究的自相互作用暗物质等物理信号的探测。

(5) 新的 PandaX-4T 数据采集系统整体性能在同类型的暗物质实验中已处于领先水平, 比如单光电子触发效率达到了 96%, 数据采集带宽上限超过 450 MB/s(参考表 5-6), 是 PandaX 前期实验的 6 倍以上。该系统在 PandaX-4T 实验试运行期间取数稳定, 有利保障了 PandaX 实验 2021 年再次发表世界领先的暗物质探测结果, 提升了 PandaX 实验的国际影响力和竞争力。

目前, PandaX-4T 实验已经于 2021 年 8 月公布了首批试运行期间累积的 0.63 吨·年曝光量的结果, 再次刷新 WIMP 的探测极限, 并且在暗物质质量 6 GeV 附近接近中微子地板(见图 1-13)。PandaX-4T 实验已完成液氙的精馏工作重新运行, 预计最终总曝光量将达到 6 吨·年。PandaX-4T 实验在 WIMP 粒子探测,  $^{136}\text{Xe}$  无中微子双贝塔衰变探测, 自相互作用暗物质等多物理目标上, 将期望产出更大的成果。

## 参考文献

- [1] AGHANIM N, et al. Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck[J]. *Astron. Astrophys.*, 2020, 641: A1arXiv: 1807.06205 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1051/0004-6361/201833880.
- [2] NATALIE WOLCHOVER L R L, Samuel Velasco. A New Map of All the Particles and Forces[EB/OL]. [2020]. <https://www.quantamagazine.org/a-new-map-of-the-standard-model-of-particle-physics-20201022/>.
- [3] BERTONE G, HOOPER D. History of dark matter[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2018, 90(4): 045002arXiv: 1605.04909 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.045002.
- [4] HUBBLE E, HUMASON M L. The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae[J]. *Astrophys. J.*, 1931, 74: 43-80. DOI: 10.1086/143323.
- [5] ZWICKY F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln[J]. *Helv. Phys. Acta*, 1933, 6: 110-127. DOI: 10.1007/s10714-008-0707-4.
- [6] ZWICKY F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae[J]. *Astrophys. J.*, 1937, 86: 217-246. DOI: 10.1086/143864.
- [7] A High-Resolution 21-CM Hydrogen-Line Survey of the Andromeda Nebula[J]. *Astronomical Journal*, 1966, 144: 639-656.
- [8] RUBIN V C, FORD W K, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions[J]. *Astrophys. J.*, 1970, 159: 379-403. DOI: 10.1086/150317.
- [9] RUBIN V C, FORD W K, Jr., THONNARD N. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa through Sc[J]. *Astrophys. J. Lett.*, 1978, 225: L107-L111. DOI: 10.1086/182804.
- [10] RUBIN V C, THONNARD N, FORD W K, Jr. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605  $/R = 4\text{kpc}$  to UGC 2885  $/R = 122\text{kpc}$ [J]. *Astrophys. J.*, 1980, 238: 471. DOI: 10.1086/158003.
- [11] BEGEMAN K G, BROEILS A H, SANDERS R H. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1991, 249: 523.
- [12] KAISER N, SQUIRES G. Mapping the dark matter with weak gravitational lensing[J]. *Astrophys. J.*, 1993, 404: 441-450. DOI: 10.1086/172297.
- [13] TYSON J A, WENK R A, VALDES F. Detection of systematic gravitational lens galaxy image alignments - Mapping dark matter in galaxy clusters[J]. *Astrophys. J. Lett.*, 1990, 349: L1-L4. DOI: 10.1086/185636.
- [14] AKIYAMA K, et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole[J]. *Astrophys. J. Lett.*, 2019, 875: L1arXiv: 1906.11238 [astro-ph.GA]. DOI: 10.3847/2041-8213/ab0ec7.
- [15] Wikipedia. Gravitational Lensing Graphic[EB/OL]. [2020]. [https://en.wikipedia.org/wiki/Gravitational\\_lens](https://en.wikipedia.org/wiki/Gravitational_lens).

- [16] CLOWE D, BRADAC M, GONZALEZ A H, et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter[J]. *Astrophys. J. Lett.*, 2006, 648: L109-L113arXiv: astro-ph/0608407. DOI: 10.1086/508162.
- [17] PENZIAS A A, WILSON R W. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s[J]. *Astrophys. J.*, 1965, 142: 419-421. DOI: 10.1086/148307.
- [18] KOMATSU E, et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation[J]. *Astrophys. J. Suppl.*, 2009, 180: 330-376arXiv: 0803.0547 [astro-ph]. DOI: 10.1088/0067-0049/180/2/330.
- [19] ADE P A R, et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters[J]. *Astron. Astrophys.*, 2014, 571: A16arXiv: 1303.5076 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1051/0004-6361/201321591.
- [20] GELMINI G, GONDOLO P. DM Production Mechanisms[J]., 2010arXiv: 1009.3690 [astro-ph.CO].
- [21] JUNGMAN G, KAMIONKOWSKI M, GRIEST K. Supersymmetric dark matter[J]. *Phys. Rept.*, 1996, 267: 195-373arXiv: hep-ph/9506380. DOI: 10.1016/0370-1573(95)00058-5.
- [22] FENG J L. Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection[J]. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 2010, 48: 495-545arXiv: 1003.0904 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1146/annurev-astro-082708-101659.
- [23] GEORGI H, GLASHOW S L. Unity of All Elementary Particle Forces[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, 32: 438-441. DOI: 10.1103/PhysRevLett.32.438.
- [24] MOHAPATRA R N, SENJANOVIC G. Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 44: 912. DOI: 10.1103/PhysRevLett.44.912.
- [25] PECCEI R D, QUINN H R. CP Conservation in the Presence of Instantons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1977, 38: 1440-1443. DOI: 10.1103/PhysRevLett.38.1440.
- [26] WEINBERG S. A New Light Boson?[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 40: 223-226. DOI: 10.1103/PhysRevLett.40.223.
- [27] WILCZEK F. Problem of Strong  $P$  and  $T$  Invariance in the Presence of Instantons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 40: 279-282. DOI: 10.1103/PhysRevLett.40.279.
- [28] DU N, et al. A Search for Invisible Axion Dark Matter with the Axion Dark Matter Experiment[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120(15): 151301arXiv: 1804.05750 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.151301.
- [29] ANASTASSOPOULOS V, et al. New CAST Limit on the Axion-Photon Interaction[J]. *Nature Phys.*, 2017, 13: 584-590arXiv: 1705.02290 [hep-ex]. DOI: 10.1038/nphys4109.
- [30] AABOUD M, et al. Search for dark matter in association with a Higgs boson decaying to two photons at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector[J]. *Phys. Rev. D*, 2017, 96(11): 112004arXiv: 1706.03948 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.112004.
- [31] COLLABORATION C E A. Dark Matter Summary Plots from CMS for LHCP and EPS 2017[EB/OL]. [2017]. <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/PhysicsResultsEXO/DM-summary-plots-Jul17.pdf>.
- [32] TREVISANI N. Collider Searches for Dark Matter (ATLAS + CMS)[J]. *Universe*, 2018, 4(11): 131. DOI: 10.3390/universe4110131.

- [33] VANNEROM D. Dark Matter searches with CMS[J]. PoS, 2019, DIS2019: 111. DOI: 10.2323/1.352.0111.
- [34] GÓMEZ-CEBALLOS G. Dark Matter Searches with the CMS Experiment[J]. PoS, 2018, EDSU2018: 014. DOI: 10.22323/1.335.0014.
- [35] ACKERMANN M, et al. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data[J]. Phys. Rev. Lett., 2015, 115(23): 231301arXiv: 1503.02641 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.231301.
- [36] ABDALLAH H, et al. Search for dark matter annihilations towards the inner Galactic halo from 10 years of observations with H.E.S.S.[J]. Phys. Rev. Lett., 2016, 117(11): 111301arXiv: 1607.08142 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.111301.
- [37] BARTOLI B, et al. Search for gamma-ray emission from the Sun during solar minimum with the ARGO-YBJ experiment[J]. Astrophys. J., 2019, 872(2): 143arXiv: 1901.04201 [astro-ph.HE]. DOI: 10.3847/1538-4357/aafe06.
- [38] AMBROSI G, et al. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons[J]. Nature, 2017, 552: 63-66arXiv: 1711.10981 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1038/nature24475.
- [39] ADRIANI O, et al. Time Dependence of the Electron and Positron Components of the Cosmic Radiation Measured by the PAMELA Experiment between July 2006 and December 2015[J]. Phys. Rev. Lett., 2016, 116(24): 241105arXiv: 1606.08626 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.241105.
- [40] GRAZIANI M. Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station[C]//25th European Cosmic Ray Symposium. [S.l. : s.n.], 2017arXiv: 1701.07305 [astro-ph.HE].
- [41] AGUILAR M, et al. Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station[J]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113: 121102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.121102.
- [42] AGUILAR M, et al. Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station[J]. Phys. Rev. Lett., 2015, 114: 171103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.171103.
- [43] AGUILAR M, et al. Antiproton Flux, Antiproton-to-Proton Flux Ratio, and Properties of Elementary Particle Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station[J]. Phys. Rev. Lett., 2016, 117(9): 091103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.091103.
- [44] WENG Z. Antiproton flux and properties of elementary particle fluxes in primary cosmic rays measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station[J]. Adv. Space Res., 2019, 64(12): 2525-2530. DOI: 10.1016/j.asr.2019.04.011.
- [45] AARTSEN M G, et al. Search for neutrinos from decaying dark matter with IceCube[J]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78(10): 831arXiv: 1804.03848 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-6273-3.

- [46] AJELLO M, et al. Fermi-LAT Observations of High-Energy  $\gamma$ -Ray Emission Toward the Galactic Center[J]. *Astrophys. J.*, 2016, 819(1): 44arXiv: 1511.02938 [astro-ph.HE]. DOI: 10.3847/0004-637X/819/1/44.
- [47] GU P H, HE X G. Electrophilic dark matter with dark photon: from DAMPE to direct detection[J]. *Phys. Lett. B*, 2018, 778: 292-295arXiv: 1711.11000 [hep-ph]. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.01.057.
- [48] CUOCO A, KRÄMER M, KORSMEIER M. Novel Dark Matter Constraints from Antiprotons in Light of AMS-02[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118(19): 191102arXiv: 1610.03071 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.191102.
- [49] CUI M Y, YUAN Q, TSAI Y L S, et al. Possible dark matter annihilation signal in the AMS-02 antiproton data[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118(19): 191101arXiv: 1610.03840 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.191101.
- [50] AARTSEN M G, et al. Search for Dark Matter Annihilation in the Galactic Center with IceCube-79[J]. *Eur. Phys. J. C*, 2015, 75(10): 492arXiv: 1505.07259 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3713-1.
- [51] MENG Y, et al. Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run[J]., 2021arXiv: 2107.13438 [hep-ex].
- [52] GROUP P D. Reviews, Tables & Plots[EB/OL]. [2020]. <https://pdg.lbl.gov/2020/reviews/rpp2020-rev-dark-matter.pdf>.
- [53] JIANG H, et al. Limits on Light Weakly Interacting Massive Particles from the First 102.8 kg  $\times$  day Data of the CDEX-10 Experiment[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120(24): 241301arXiv: 1802.09016 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.241301.
- [54] MA H, SHE Z, LIU Z, et al. Results of direct dark matter detection with CDEX experiment at CJPL[J]. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2020, 1468(1): 012070arXiv: 1911.05249 [hep-ex]. DOI: 10.1088/1742-6596/1468/1/012070.
- [55] KANG K J, et al. CDEX-1 1 kg point-contact germanium detector for low mass dark matter searches[J]. *Chin. Phys. C*, 2013, 37(12): 126002arXiv: 1305.0401 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1674-1137/37/12/126002.
- [56] ZHAO W, et al. First results on low-mass WIMPs from the CDEX-1 experiment at the China Jinping underground laboratory[J]. *Phys. Rev. D*, 2013, 88(5): 052004arXiv: 1306.4135 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.052004.
- [57] LIU Z Z, et al. 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[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123(16): 161301arXiv: 1905.00354 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.161301.
- [58] LIU Z Z, et al. Studies of earth shielding effect to direct dark matter searches at the China Jinping Underground Laboratory[J]., 2021arXiv: 2111.11243 [hep-ex].
- [59] APRILE E, BOLOTNIKOV A E, BOLOZDYNYA A L, et al. Noble Gas Detectors[M]. [S.l.]: Wiley, 2008. DOI: 10.1002/9783527610020.
- [60] APRILE E. The XENON1T Dark Matter Search Experiment[J]. *Springer Proc. Phys.*, 2013, 148: 93-96arXiv: 1206.6288 [astro-ph.IM]. DOI: 10.1007/978-94-007-7241-0\_14.

- [61] APRILE E, et al. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(11):111302arXiv: 1805 . 12562 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.111302.
- [62] TULIN S, YU H B. Dark Matter Self-interactions and Small Scale Structure[J]. *Phys. Rept.*, 2018, 730: 1-57arXiv: 1705.02358 [hep-ph]. DOI: 10.1016/j.physrep.2017.11.004.
- [63] SPRINGEL V, FRENK C S, WHITE S D M. The large-scale structure of the Universe[J]. *Nature*, 2006, 440: 1137arXiv: astro-ph/0604561. DOI: 10.1038/nature04805.
- [64] YU H R, et al. Differential Neutrino Condensation onto Cosmic Structure[J]., 2016arXiv: 1609.08968 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1038/s41550-017-0143.
- [65] BAHCALL N A, OSTRICKER J P, PERLMUTTER S, et al. The Cosmic triangle: Assessing the state of the universe[J]. *Science*, 1999, 284: 1481-1488arXiv: astro-ph/9906463. DOI: 10.1126/science.284.5419.1481.
- [66] TEGMARK M, et al. The 3-D power spectrum of galaxies from the SDSS[J]. *Astrophys. J.*, 2004, 606: 702-740arXiv: astro-ph/0310725. DOI: 10.1086/382125.
- [67] NAVARRO J F, FRENK C S, WHITE S D M. The Structure of cold dark matter halos[J]. *Astrophys. J.*, 1996, 462: 563-575arXiv: astro-ph/9508025. DOI: 10.1086/177173.
- [68] NAVARRO J F, FRENK C S, WHITE S D M. A Universal density profile from hierarchical clustering[J]. *Astrophys. J.*, 1997, 490: 493-508arXiv: astro-ph/9611107. DOI: 10.1086/304888.
- [69] FLORES R A, PRIMACK J R. Observational and theoretical constraints on singular dark matter halos[J]. *Astrophys. J. Lett.*, 1994, 427: L1-4arXiv: astro-ph/9402004. DOI: 10.1086/187350.
- [70] MOORE B. Evidence against dissipationless dark matter from observations of galaxy haloes[J]. *Nature*, 1994, 370: 629. DOI: 10.1038/370629a0.
- [71] MOORE B, QUINN T R, GOVERNATO F, et al. Cold collapse and the core catastrophe[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1999, 310: 1147-1152arXiv: astro-ph/9903164. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1999.03039.x.
- [72] KUZIO DE NARAY R, MARTINEZ G D, BULLOCK J S, et al. The Case Against Warm or Self-Interacting Dark Matter as Explanations for Cores in Low Surface Brightness Galaxies[J]. *Astrophys. J. Lett.*, 2010, 710: L161arXiv: 0912.3518 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1088/2041-8205/710/2/L161.
- [73] OMAN K A, et al. The unexpected diversity of dwarf galaxy rotation curves[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2015, 452(4): 3650-3665arXiv: 1504.01437 [astro-ph.GA]. DOI: 10.1093/mnras/stv1504.
- [74] KLYPIN A A, KRAVTSOV A V, VALENZUELA O, et al. Where are the missing Galactic satellites?[J]. *Astrophys. J.*, 1999, 522: 82-92arXiv: astro-ph/9901240. DOI: 10.1086/307643.
- [75] BOYLAN-KOLCHIN M, BULLOCK J S, KAPLINGHAT M. The Milky Way's bright satellites as an apparent failure of LCDM[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2012, 422: 1203-1218arXiv: 1111.2048 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20695.x.

- [76] KAUFFMANN G, WHITE S D M, GUIDERDONI B. The Formation and Evolution of Galaxies Within Merging Dark Matter Haloes[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1993, 264: 201.
- [77] MOORE B, GHIGNA S, GOVERNATO F, et al. Dark matter substructure within galactic halos[J]. *Astrophys. J. Lett.*, 1999, 524: L19-L22arXiv: astro-ph/9907411. DOI: 10.1086/312287.
- [78] TOLLERUD E J, BOYLAN-KOLCHIN M, BULLOCK J S. M31 Satellite Masses Compared to LCDM Subhaloes[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2014, 440(4): 3511-3519arXiv: 1403.6469 [astro-ph.GA]. DOI: 10.1093/mnras/stu474.
- [79] GARRISON-KIMMEL S, BOYLAN-KOLCHIN M, BULLOCK J S, et al. Too Big to Fail in the Local Group[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2014, 444(1): 222-236arXiv: 1404.5313 [astro-ph.GA]. DOI: 10.1093/mnras/stu1477.
- [80] FERRERO I, ABADI M G, NAVARRO J F, et al. The dark matter halos of dwarf galaxies: a challenge for the LCDM paradigm?[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2012, 425: 2817-2823arXiv: 1111.6609 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21623.x.
- [81] BOYLAN-KOLCHIN M, BULLOCK J S, KAPLINGHAT M. Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2011, 415: L40arXiv: 1103.0007. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2011.01074.x.
- [82] PURCELL C W, ZENTNER A R. Bailing Out the Milky Way: Variation in the Properties of Massive Dwarfs Among Galaxy-Sized Systems[J]. *JCAP*, 2012, 12: 007arXiv: 1208.4602 [astro-ph.GA]. DOI: 10.1088/1475-7516/2012/12/007.
- [83] JIANG F, van den BOSCH F C. Comprehensive Assessment of the Too-Big-to-Fail Problem[J]. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2015, 453(4): 3575-3592arXiv: 1508.02715 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1093/mnras/stv1871.
- [84] SPERGEL D N, STEINHARDT P J. Observational evidence for selfinteracting cold dark matter[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84: 3760-3763arXiv: astro-ph/9909386. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.3760.
- [85] KAMADA A, KAPLINGHAT M, PACE A B, et al. How the Self-Interacting Dark Matter Model Explains the Diverse Galactic Rotation Curves[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 119(11): 111102arXiv: 1611.02716 [astro-ph.GA]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.111102.
- [86] KAPLINGHAT M, TULIN S, YU H B. Direct Detection Portals for Self-interacting Dark Matter[J]. *Phys. Rev. D*, 2014, 89(3): 035009arXiv: 1310.7945 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.035009.
- [87] TULIN S, YU H B, ZUREK K M. Beyond Collisionless Dark Matter: Particle Physics Dynamics for Dark Matter Halo Structure[J]. *Phys. Rev. D*, 2013, 87(11): 115007arXiv: 1302.3898 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.87.115007.
- [88] KAPLINGHAT M, TULIN S, YU H B. Dark Matter Halos as Particle Colliders: Unified Solution to Small-Scale Structure Puzzles from Dwarfs to Clusters[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 116(4): 041302arXiv: 1508.03339 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.041302.

- [89] HUO R, KAPLINGHAT M, PAN Z, et al. Signatures of Self-Interacting Dark Matter in the Matter Power Spectrum and the CMB[J]. *Phys. Lett. B*, 2018, 783: 76-81arXiv: 1709.09717 [hep-ph]. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.06.024.
- [90] HOLDOM B. Two U(1)'s and Epsilon Charge Shifts[J]. *Phys. Lett. B*, 1986, 166: 196-198. DOI: 10.1016/0370-2693(86)91377-8.
- [91] DAVOUDIASL H, LEE H S, MARCIANO W J. 'Dark' Z implications for Parity Violation, Rare Meson Decays, and Higgs Physics[J]. *Phys. Rev. D*, 2012, 85: 115019arXiv: 1203.2947 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.115019.
- [92] BABU K S, KOLDA C F, MARCH-RUSSELL J. Implications of generalized Z - Z-prime mixing[J]. *Phys. Rev. D*, 1998, 57: 6788-6792arXiv: hep-ph/9710441. DOI: 10.1103/PhysRevD.57.6788.
- [93] LIN T, YU H B, ZUREK K M. On Symmetric and Asymmetric Light Dark Matter[J]. *Phys. Rev. D*, 2012, 85: 063503arXiv: 1111.0293 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.063503.
- [94] LI T, MIAO S, ZHOU Y F. Light mediators in dark matter direct detections[J]. *JCAP*, 2015, 03: 032arXiv: 1412.6220 [hep-ph]. DOI: 10.1088/1475-7516/2015/03/032.
- [95] DEL NOBILE E, KAPLINGHAT M, YU H B. Direct Detection Signatures of Self-Interacting Dark Matter with a Light Mediator[J]. *JCAP*, 2015, 10: 055arXiv: 1507.04007 [hep-ph]. DOI: 10.1088/1475-7516/2015/10/055.
- [96] REN X, et al. Constraining Dark Matter Models with a Light Mediator at the PandaX-II Experiment[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(2): 021304arXiv: 1802.06912 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.021304.
- [97] FORNENGO N, PANCI P, REGIS M. Long-Range Forces in Direct Dark Matter Searches[J]. *Phys. Rev. D*, 2011, 84: 115002arXiv: 1108.4661 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.84.115002.
- [98] LAHA R. Directional detection of dark matter in universal bound states[J]. *Phys. Rev. D*, 2015, 92: 083509arXiv: 1505.02772 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.083509.
- [99] AGNESE R, et al. Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112(24): 241302arXiv: 1402.7137 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.241302.
- [100] CHENG J P, et al. The China Jinping Underground Laboratory and its Early Science[J]. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 2017, 67: 231-251arXiv: 1801.00587 [hep-ex]. DOI: 10.1146/annurev-nucl-102115-044842.
- [101] ZENG Z. Status of CJPL-II[EB/OL]. [2015]. [https://indico.mpp.mpg.de/event/3121/contributions/6603/attachments/5392/5941/20151023\\_Status\\_of\\_CJPL2-zhi\\_Zeng-s.pdf](https://indico.mpp.mpg.de/event/3121/contributions/6603/attachments/5392/5941/20151023_Status_of_CJPL2-zhi_Zeng-s.pdf).
- [102] ZHAO L, et al. Measurement of Muon-induced Neutron Production at China Jinping Underground Laboratory[J]., 2021arXiv: 2108.04010 [hep-ex].
- [103] GUO Z, et al. Muon flux measurement at China Jinping Underground Laboratory[J]. *Chin. Phys. C*, 2021, 45(2): 025001arXiv: 2007.15925 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1674-1137/abccae.

- [104] PLANTE G. The XENON100 Dark Matter Experiment: Design, Construction, Calibration and 2010 Search Results with Improved Measurement of the Scintillation Response of Liquid Xenon to Low-Energy Nuclear Recoils[D]. Columbia U. (main), 2012.
- [105] APRILE E, DOKE T. Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2010, 82: 2053-2097 arXiv: 0910.4956 [physics.ins-det]. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.2053.
- [106] HITACHI A. Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches[J]. *Astropart. Phys.*, 2005, 24: 247-256. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2005.07.002.
- [107] WANG Q, et al. Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure[J]. *Chin. Phys. C*, 2020, 44(12): 125001 arXiv: 2007.15469 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1088/1674-1137/abb658.
- [108] SZYDAGIS M, BARRY N, KAZKAZ K, et al. NEST: A Comprehensive Model for Scintillation Yield in Liquid Xenon[J]. *JINST*, 2011, 6: P10002 arXiv: 1106.1613 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/6/10/P10002.
- [109] SZYDAGIS M, FYHRIE A, THORNGREN D, et al. Enhancement of NEST Capabilities for Simulating Low-Energy Recoils in Liquid Xenon[J]. *JINST*, 2013, 8: C10003 arXiv: 1307.6601 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/8/10/C10003.
- [110] LIN Q, FEI J, GAO F, et al. Scintillation and ionization responses of liquid xenon to low energy electronic and nuclear recoils at drift fields from 236 V/cm to 3.93 kV/cm[J]. *Phys. Rev. D*, 2015, 92(3): 032005 arXiv: 1505.00517 [physics.ins-det]. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.032005.
- [111] APRILE E, GIBONI K L, MAJEWSKI P, et al. Observation of Anti-correlation between Scintillation and Ionization for MeV Gamma-Rays in Liquid Xenon[J]. *Phys. Rev. B*, 2007, 76: 014115 arXiv: 0704.1118 [astro-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevB.76.014115.
- [112] DOKE T, HITACHI A, KIKUCHI J, et al. Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles[J]. *Jap. J. Appl. Phys.*, 2002, 41: 1538-1545. DOI: 10.1143/JJAP.41.1538.
- [113] JORTNER J, MEYER L, RICE A, S, et al. Localized excitations in condensed Ne Ar Kr and Xe[J]. *Journal of Chemical Physics*, 1965, 42(12): 4250-4253.
- [114] KUBOTA S, NAKAMOTO A, TAKAHASHI T, et al. Recombination luminescence in liquid argon and in liquid xenon[J]. *Phys. Rev. B*, 1978, 17(6): 2762-2765. DOI: 10.1103/PhysRevB.17.2762.
- [115] HITACHI A, TAKAHASHI T, FUNAYAMA N, et al. Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon[J]. *Phys. Rev. B*, 1983, 27: 5279-5285. DOI: 10.1103/PhysRevB.27.5279.
- [116] OZONE K. Liquid Xenon Scintillation Detector for the New  $\mu \rightarrow e\gamma$  Search Experiment[D]. Tokyo U., 2005.
- [117] NI K. Development of a Liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search[D]. Columbia U. (main), 2006.
- [118] ANGLE J, et al. First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100: 021303 arXiv: 0706.0039 [astro-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.021303.

- [119] APRILE E, et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data[J]. Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 181301arXiv: 1207.5988 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.181301.
- [120] APRILE E, et al. XENON100 Dark Matter Results from a Combination of 477 Live Days[J]. Phys. Rev. D, 2016, 94(12): 122001arXiv: 1609.06154 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.122001.
- [121] ALNER G J, et al. Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross-sections from the first ZEPLIN-II data[J]. Phys. Lett. B, 2007, 653: 161-166arXiv: 0708.1883 [astro-ph]. DOI: 10.1016/j.physletb.2007.08.030.
- [122] AKERIB D S, et al. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility[J]. Phys. Rev. Lett., 2014, 112: 091303arXiv: 1310.8214 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.091303.
- [123] XIAO M, et al. First dark matter search results from the PandaX-I experiment[J]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2014, 57: 2024-2030arXiv: 1408.5114 [hep-ex]. DOI: 10.1007/s11433-014-5598-7.
- [124] XIAO X, et al. Low-mass dark matter search results from full exposure of the PandaX-I experiment[J]. Phys. Rev. D, 2015, 92(5): 052004arXiv: 1505.00771 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.052004.
- [125] BERNABEI R, et al. Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase I[J]. Eur. Phys. J. C, 2013, 73: 2648arXiv: 1308.5109 [astro-ph.GA]. DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2648-7.
- [126] AALSETH C E, et al. Maximum Likelihood Signal Extraction Method Applied to 3.4 years of CoGeNT Data[J]., 2014arXiv: 1401.6234 [astro-ph.CO].
- [127] ANGLOHER G, et al. Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector[J]. Eur. Phys. J. C, 2014, 74(12): 3184arXiv: 1407.3146 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3184-9.
- [128] AGNESE R, et al. Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II[J]. Phys. Rev. Lett., 2013, 111(25): 251301arXiv: 1304.4279 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.251301.
- [129] ZHANG T, FU C, JI X, et al. Low Background Stainless Steel for the Pressure Vessel in the PandaX-II Dark Matter Experiment[J]. JINST, 2016, 11(09): T09004arXiv: 1609.07515 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/09/T09004.
- [130] TAN A, et al. Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment[J]. Phys. Rev. Lett., 2016, 117(12): 121303arXiv: 1607.07400 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.121303.
- [131] ALEXANDER T, et al. DarkSide search for dark matter[J]. JINST, 2013, 8: C11021. DOI: 10.1088/1748-0221/8/11/C11021.
- [132] FU C, et al. Spin-Dependent Weakly-Interacting-Massive-Particle-Nucleon Cross Section Limits from First Data of PandaX-II Experiment[J]. Phys. Rev. Lett., 2017, 118(7): 071301arXiv: 1611.06553 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.071301.

- [133] CUI X, et al. Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment[J]. Phys. Rev. Lett., 2017, 119(18): 181302arXiv: 1708.06917 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.181302.
- [134] AKERIB D S, et al. Tritium calibration of the LUX dark matter experiment[J]. Phys. Rev. D, 2016, 93(7): 072009arXiv: 1512.03133 [physics.ins-det]. DOI: 10.1103/PhysRevD.93.072009.
- [135] FU C, et al. Limits on Axion Couplings from the First 80 Days of Data of the PandaX-II Experiment[J]. Phys. Rev. Lett., 2017, 119(18): 181806arXiv: 1707.07921 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.181806.
- [136] XIA J, et al. PandaX-II Constraints on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Effective Interactions[J]. Phys. Lett. B, 2019, 792: 193-198arXiv: 1807.01936 [hep-ex]. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.02.043.
- [137] NI K, et al. Searching for neutrino-less double beta decay of  $^{136}\text{Xe}$  with PandaX-II liquid xenon detector[J]. Chin. Phys. C, 2019, 43(11): 113001arXiv: 1906.11457 [hep-ex]. DOI: 10.1088/1674-1137/43/11/113001.
- [138] AKERIB D S, et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure[J]. Phys. Rev. Lett., 2017, 118(2): 021303arXiv: 1608.07648 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.021303.
- [139] ZHOU X, et al. A search for solar axions and anomalous neutrino magnetic moment with the complete PandaX-II data[J]., 2020arXiv: 2008.06485 [hep-ex]. DOI: 10.1088/0256-307X/38/1/011301.
- [140] WANG Q, et al. An Improved Evaluation of the Neutron Background in the PandaX-II Experiment[J]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2020, 63(3): 231011arXiv: 1907.00545 [hep-ex]. DOI: 10.1007/s11433-019-9603-9.
- [141] ZHANG D. Estimating the surface backgrounds in PandaX-II WIMP search data[J]. JINST, 2019, 14(10): C10039. DOI: 10.1088/1748-0221/14/10/C10039.
- [142] SAVAGE C, GELMINI G, GONDOLO P, et al. Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches[J]. JCAP, 2009, 04: 010arXiv: 0808.3607 [astro-ph]. DOI: 10.1088/1475-7516/2009/04/010.
- [143] LEWIN J D, SMITH P F. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil[J]. Astropart. Phys., 1996, 6: 87-112. DOI: 10.1016/S0927-6505(96)00047-3.
- [144] SMITH M C, et al. The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed[J]. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2007, 379: 755-772arXiv: astro-ph/0611671. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.11964.x.
- [145] YANG J, et al. Constraining self-interacting dark matter with the full dataset of PandaX-II[J]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2021, 64(11): 111062arXiv: 2104.14724 [hep-ex]. DOI: 10.1007/s11433-021-1740-2.
- [146] SZYDAGIS M, et al. A Review of Basic Energy Reconstruction Techniques in Liquid Xenon and Argon Detectors for Dark Matter and Neutrino Physics Using NEST[J]. Instruments, 2021, 5(1): 13arXiv: 2102.10209 [hep-ex]. DOI: 10.3390/instruments5010013.

- [147] APRILE E, et al. Likelihood Approach to the First Dark Matter Results from XENON100[J]. Phys. Rev. D, 2011, 84: 052003arXiv: 1103.0303 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevD.84.052003.
- [148] SAVAGE C, FREESE K, GONDOLO P. Annual Modulation of Dark Matter in the Presence of Streams[J]. Phys. Rev. D, 2006, 74: 043531arXiv: astro-ph/0607121. DOI: 10.1103/PhysRevD.74.043531.
- [149] Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011[J]., 2011.
- [150] DEL POPOLO A, PACE F, LE DELLIOU M, et al. Energy transfer from baryons to dark matter as a unified solution to small-scale structure issues of the  $\Lambda$ CDM model[J]. Phys. Rev. D, 2018, 98(6): 063517arXiv: 1809.10609 [astro-ph.GA]. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.063517.
- [151] JUNK T. History of the Universe Poster[EB/OL]. <https://particleadventure.org/history-universe.html>.
- [152] FRADETTE A, POSPELOV M, PRADLER J, et al. Cosmological Constraints on Very Dark Photons[J]. Phys. Rev. D, 2014, 90(3): 035022arXiv: 1407.0993 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.035022.
- [153] DEPTA P F, HUFNAGEL M, SCHMIDT-HOBERG K. Updated BBN constraints on electromagnetic decays of MeV-scale particles[J]. JCAP, 2021, 04: 011arXiv: 2011.06519 [hep-ph]. DOI: 10.1088/1475-7516/2021/04/011.
- [154] THOMAS L C, DEZEN T, GROHS E B, et al. Electron-Positron Annihilation Freeze-Out in the Early Universe[J]. Phys. Rev. D, 2020, 101(6): 063507arXiv: 1910.14050 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.101.063507.
- [155] HUFNAGEL M, SCHMIDT-HOBERG K, WILD S. BBN constraints on MeV-scale dark sectors. Part II. Electromagnetic decays[J]. JCAP, 2018, 11: 032arXiv: 1808.09324 [hep-ph]. DOI: 10.1088/1475-7516/2018/11/032.
- [156] STEIGMAN G, SCHRAMM D N, GUNN J E. Cosmological Limits to the Number of Massive Leptons[J]. Phys. Lett. B, 1977, 66: 202-204. DOI: 10.1016/0370-2693(77)90176-9.
- [157] SCHERRER R J, TURNER M S. Primordial Nucleosynthesis with Decaying Particles. 1. Entropy Producing Decays. 2. Inert Decays[J]. Astrophys. J., 1988, 331: 19-32. DOI: 10.1086/166534.
- [158] CYBURT R H, FIELDS B D, OLIVE K A, et al. Big Bang Nucleosynthesis: 2015[J]. Rev. Mod. Phys., 2016, 88: 015004arXiv: 1505.01076 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/RevModPhys.88.015004.
- [159] MILLEA M, KNOX L, FIELDS B. New Bounds for Axions and Axion-Like Particles with keV-GeV Masses[J]. Phys. Rev. D, 2015, 92(2): 023010arXiv: 1501.04097 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.023010.
- [160] MASSO E, TOLDRA R. On a light spinless particle coupled to photons[J]. Phys. Rev. D, 1995, 52: 1755-1763arXiv: hep-ph/9503293. DOI: 10.1103/PhysRevD.52.1755.
- [161] MASSO E, TOLDRA R. New constraints on a light spinless particle coupled to photons[J]. Phys. Rev. D, 1997, 55: 7967-7969arXiv: hep-ph/9702275. DOI: 10.1103/PhysRevD.55.7967.

- [162] BATELL B, POSPELOV M, RITZ A. Exploring Portals to a Hidden Sector Through Fixed Targets[J]. Phys. Rev. D, 2009, 80: 095024arXiv: 0906.5614 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.80.095024.
- [163] ANDREAS S, NIEBUHR C, RINGWALD A. New Limits on Hidden Photons from Past Electron Beam Dumps[J]. Phys. Rev. D, 2012, 86: 095019arXiv: 1209.6083 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.095019.
- [164] SCHMIDT-HOBERG K, STAUB F, WINKLER M W. Constraints on light mediators: confronting dark matter searches with B physics[J]. Phys. Lett. B, 2013, 727: 506-510arXiv: 1310.6752 [hep-ph]. DOI: 10.1016/j.physletb.2013.11.015.
- [165] ESSIG R, MARDON J, PAPUCCI M, et al. Constraining Light Dark Matter with Low-Energy  $e^+e^-$  Colliders[J]. JHEP, 2013, 11: 167arXiv: 1309.5084 [hep-ph]. DOI: 10.1007/JHEP11(2013)167.
- [166] BONDARENKO K, BOYARSKY A, BRINGMANN T, et al. Direct detection and complementary constraints for sub-GeV dark matter[J]. JHEP, 2020, 03: 118arXiv: 1909.08632 [hep-ph]. DOI: 10.1007/JHEP03(2020)118.
- [167] DEPTA P F, HUFNAGEL M, SCHMIDT-HOBERG K. Robust cosmological constraints on axion-like particles[J]. JCAP, 2020, 05: 009arXiv: 2002.08370 [hep-ph]. DOI: 10.1088/1475-7516/2020/05/009.
- [168] ZHANG H, et al. Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment[J]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2019, 62(3): 31011arXiv: 1806.02229 [physics.ins-det]. DOI: 10.1007/s11433-018-9259-0.
- [169] ZHAO L, CUI X, MA W, et al. The cryogenics and xenon handling system for the PandaX-4T experiment[J]. JINST, 2021, 16(06): T06007arXiv: 2012.10583 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/16/06/T06007.
- [170] CUI X, et al. Design and commissioning of the PandaX-4T cryogenic distillation system for krypton and radon removal[J]. JINST, 2021, 16(07): P07046arXiv: 2012.02436 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/16/07/P07046.
- [171] Et AL. A. Update and improvement of the global krypton-85 emission inventory[J]. Journal of Environmental Radioactivity, 2012, 115C: 34-42. DOI: 10.1016/j.jenvrad.2012.07.006.
- [172] ROSENDAHL S, BROWN E, CRISTESCU I, et al. Determination of the separation efficiencies of a single-stage cryogenic distillation setup to remove krypton out of xenon by using a  $^{83}\text{mKr}$  tracer method[J]. Rev. Sci. Instrum., 2015, 86(11): 115104. DOI: 10.1063/1.4934978.
- [173] Et AL. A I B. A chromatographic system for removal of radioactive  $^{85}\text{Kr}$  from xenon[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, 2007, 579: 50-53. DOI: 10.1016/j.nima.2007.04.011.
- [174] WANG Z, BAO L, HAO X, et al. Design and construction of a cryogenic distillation device for removal of krypton for liquid xenon dark matter detectors[J]. Rev. Sci. Instrum., 2014, 85: 015116. DOI: 10.1063/1.4861537.
- [175] WANG Z, BAO L, HAO X H, et al. Large scale xenon purification using cryogenic distillation for dark matter detectors[J]. JINST, 2014, 9(11): P11024. DOI: 10.1088/1748-0221/9/11/P11024.

- [176] NuDat.  $^{83}\text{Rb}$  Decay Scheme[EB/OL]. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=83RB&unc=nds>.
- [177] NuDat.  $^{83}\text{Kr}$  Decay Scheme[EB/OL]. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=83KR&unc=nds>.
- [178] REN X, CHEN X, JI X, et al. The Electronics and Data Acquisition System for the PandaX-I Dark Matter Experiment[J]. JINST, 2016, 11(04):T04002arXiv: 1602.00858 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/04/T04002.
- [179] WU Q, et al. Update of the trigger system of the PandaX-II experiment[J]. JINST, 2017, 12(08):T08004arXiv: 1707.02134 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/12/08/T08004.
- [180] YANG J, et al. Readout electronics and data acquisition system of PandaX-4T experiment[J]., 2021arXiv: 2108.03433 [physics.ins-det].
- [181] LI S, et al. Performance of Photosensors in the PandaX-I Experiment[J]. JINST, 2016, 11(02):T02005arXiv: 1511.06223 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/02/T02005.
- [182] BARROW P, et al. Qualification Tests of the R11410-21 Photomultiplier Tubes for the XENON1T Detector[J]. JINST, 2017, 12(01):P01024arXiv: 1609.01654 [astro-ph.IM]. DOI: 10.1088/1748-0221/12/01/P01024.
- [183] BAUDIS L, BEHRENS A, FERELLA A, et al. Performance of the Hamamatsu R11410 Photomultiplier Tube in cryogenic Xenon Environments[J]. JINST, 2013, 8:P04026arXiv: 1303.0226 [astro-ph.IM]. DOI: 10.1088/1748-0221/8/04/P04026.
- [184] LUNG K, et al. Characterization of the Hamamatsu R11410-10 3-Inch Photomultiplier Tube for Liquid Xenon Dark Matter Direct Detection Experiments[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2012, 696:32-39arXiv: 1202.2628 [physics.ins-det]. DOI: 10.1016/j.nima.2012.08.052.
- [185] HAMAMATSU. Photomultiplier tubes and assemblies for scintillation counting & high energy physics[M/OL]. [S.l. : s.n.] [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/High\\_energy\\_PMT\\_TPMZ0003E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/High_energy_PMT_TPMZ0003E.pdf).
- [186] ZHENG Q, HUANG Y, HUANG D, et al. An improved design of the readout base board of the photomultiplier tube for future PandaX dark matter experiments[J]. JINST, 2020, 15(12):T12006arXiv: 2012.03202 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/15/12/T12006.
- [187] Hamamatsu. PHOTOMULTIPLIER TUBE R8520-406/R8520-506[M/OL]. [S.l. : s.n.] [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R8520-406\\_TPMH1342E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R8520-406_TPMH1342E.pdf).
- [188] Hamamatsu. PHOTOMULTIPLIER TUBES, Basics and Applications[M/OL]. [S.l. : s.n.] [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT\\_handbook\\_v3aE.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf).
- [189] DIODE L, most optical elements are from Thorlabs. [S.l. : s.n.] <https://www.thorlabschina.cn/>.
- [190] Generator arbstudio 1102 IS FROM LECROY. F. [S.l. : s.n.] <https://teledynelecroy.com/doc/testing-audio-devices>.
- [191] Et AL. D. Gas breakdown and secondary electron yields[J]. The European Physical Journal D, 2014, 68: 155. DOI: 10.1140/epjd/e2014-50090-x.

- [192] CHENG C, et al. Search for Light Dark Matter-Electron Scatterings in the PandaX-II Experiment[J]. Phys. Rev. Lett., 2021, 126(21): 211803arXiv: 2101.07479 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.211803.
- [193] APRILE E, et al. The XENON1T Data Acquisition System[J]. JINST, 2019, 14(07): P07016arXiv: 1906.00819 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/14/07/P07016.
- [194] YIN J. The Dynamic Range of LZ[J]. JINST, 2016, 11(02): C02054arXiv: 1511.00260 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/02/C02054.
- [195] AKERIB D S, et al. LUX-ZEPLIN (LZ) Conceptual Design Report[J]., 2015arXiv: 1509.02910 [physics.ins-det].

## 致 谢

博士即将毕业，正式告别学生时代，感谢我所遇到的每一个人，帮助我成长、成熟，学习新知识、技能，建立起了实验的思维方式和逻辑。我的性格里面除了直爽、率真以外，还带有一定的固执，甚至带有些许偏激，我感谢在 PandaX 合作组遇到的老师、同学给予我的理解、包容、支持还有帮助。特别感谢我的指导老师杨勇教授，在我读博期间给予的悉心指导和热心帮助，以及对我的关心和包容。杨老师不仅工作严谨细致、行事风格认真稳健，而且追求工作的效率，他的思维方式不仅帮助我快速的定位和解决工作中遇到的问题，还影响了我对工作的态度以及处理问题的思维和方式，也为我树立了年轻有为的学者风范。

感谢刘江来教授给予的鼓励和鞭策，宽容和气度，感谢周宁老师的帮助，感谢谌勋老师不厌其烦回答我各种代码以及服务器相关的问题。感谢韩柯老师、赵力老师、张涛老师、王周老师、林箐老师在现场值班期间的照顾。感谢肖梦姣、燕斌斌、周小朋、王秋红、任祥祥、谢鹏伟、谈安迪、崔祥仪、夏经铠、陶奕等各位同行学长分享他们的经验心得，帮我走出迷团和困惑，感谢黄迪、王安庆、马文博、黄周、李帅杰、顾琳慧、宁旭阳、司琳、程晨、薄子豪、李晨翔等长期奋战在锦屏现场的一线同行，我们曾经在锦屏实验现场一起渡过了一段快乐美好的时光，感谢张丹给我讲解分析中的统计知识。感谢在同一个实验室工作过的小伙伴，张飞洋、张园园、何昶达、尚晓凤、杨衿群、张光平。

回想过去的博士生涯，最快乐最充实的时光还是在锦屏实验现场的时光。2019年8月17日在合作组的委派下，随第二批运输探测器、光电管等设备的车辆从上海出发，途径江苏、安徽、湖北、重庆、四川，历时三天两夜。到达锦屏现场后，PandaX-4T 实验现场的搭建和组装工作紧锣密鼓的开展了起来，各个子系统的设备人员陆续抵达现场。2019年9月电子学和 DAQ 系统抵达现场，之后不久便被委派为电子学系统现场搭建组装的总负责人，全程参与了光电管的清洁、PMT base 板低温酒精测试、光电管和探测器的安装、电子学系统的搭建以及和探测器连接和调试、测试等工作，直到探测器稳定运行，开始试运行取数。那个时候在现场，大家都沉浸在紧张、投入、互助、奉献的工作氛围中，整个实验组的团结氛围达到了空前的高度，那真是一个近乎完美的团队，一群战友，大家有着相同的境遇、相同的价值观和追求。吃住在同样的条件下，坐同样破旧的 601，轮流切换契合不同口味的音乐风格，分享实验中的困难、纠结，各种思想的火花相互碰撞出无限的激情，大家一起敞开了大笑，满怀期待的去二号营地，狼人杀时候的“尔虞我诈、满口胡言”，留在回忆里的是满满的幸福。所以这里我要再次感谢刘江来老师、周宁老师、杨勇老师以及实验组对我信任，感谢光电管组、电子学组小伙伴们诚挚的合作，感谢在现场共事过的每一位同行。

感谢我的父亲和母亲，对我理解和支持，让我能够顺利的完成学业。

## 攻读学位期间发表（或录用）的学术论文

### 第一作者文章:

- [1] Jijun Yang et al. (PandaX-II Collaboration). Constraining self-interacting dark matter with the full dataset of PandaX-II[J]. Sci.China Phys.Mech.Astron. 64(2021)11
- [2] Jijun Yang, Xun Chen, Changda He, Di Huang, Yanlin Huang et al. Readout electronics and data acquisition system of PandaX-4T experiment. JINST 17 (2022) T02004

### 有重要贡献的文章:

- [3] Yue Meng et al. (PandaX-4T Collaboration). Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run[J]. Phys. Rev. Lett. 127, 261802(2021)
- [4] Qibin Zheng, Yanlin Huang, Di Huang, Jianglai Liu, Xiangxiang Ren et al. An improved design of the readout base board of the photomultiplier tube for future PandaX dark matter experiments[J]. JINST 15(2020)12,T12006
- [5] Xiangxiang Ren et al. (PandaX-II Collaboration). Constraining Dark Matter Models with a Light Mediator at the PandaX-II Experiment[J]. Phys.Rev.Lett.121(2018)2,021304

### 合作组文章:

- [6] Xiangyi Cui et al. (PandaX-II Collaboration). A Search for the Cosmic Ray Boosted Sub-GeV Dark Matter at the PandaX-II Experiment. arXiv:2112.08957 [hep-ex]
- [7] ZhiCheng Qian et al. (PandaX-4T Collaboration). Low Radioactive Material Screening and Background Control for the PandaX-4T Experiment. arXiv:2112.02892 [physics.ins-det]
- [8] Zhou Huang et al. (PandaX Collaboration). Light yield and field dependence measurement in PandaX-II dual-phase xenon detector. JINST 17 (2022) P01008
- [9] Changda He, Jianglai Liu, Xiangxiang Ren, Xiaofeng Shang, Xikai Wei et al. A 500 MS/s waveform digitizer for PandaX dark matter experiments[J]. JINST 16 (2021) T12015
- [10] Dan Zhang et al. (PANDA-X Collaboration). Horizontal Position Reconstruction in PandaX-II[J]. JINST 16 (2021) 11, P11040
- [11] Binbin Yan et al. (PandaX-II Collaboration). Determination of responses of liquid xenon to low energy electron and nuclear recoils using a PandaX-II detector[J]. Chin.Phys.C 45(2021)7,075001
- [12] Chen Cheng et al. (PandaX-II Collaboration). Search for Light Dark Matter-Electron Scatterings in the PandaX-II Experiment[J]. Phys.Rev.Lett. 126(2021)21,211803

- [13] Xiaopeng Zhou et al. (PandaX-II Collaboration). A search for solar axions and anomalous neutrino magnetic moment with the complete PandaX-II data[J]. Chin.Phys.Lett. 2021,38:011301
- [14] Qiuhong Wang et al. (PandaX-II Collaboration). Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure[J]. Chin.Phys.C 44(2020)12, 125001
- [15] Qiuhong Wang et al. (PandaX-II Collaboration). An Improved Evaluation of the Neutron Background in the PandaX-II Experiment[J]. Sci.China Phys.Mech.Astron. 63(2020)3,231011
- [16] Kaixiang Ni et al. (PandaX-II Collaboration). Searching for neutrino-less double beta decay of  $^{136}\text{Xe}$  with PandaX-II liquid xenon detector[J]. Chin.Phys.C 43(2019)11,113001
- [17] Jingkai Xia et al. (PandaX-II Collaboration). PandaX-II Constraints on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Effective Interactions[J]. Phys.Lett.B 792(2019)193-198
- [18] Hongguang Zhang et al. (PandaX Collaboration). Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment[J]. Sci.China Phys.Mech.Astron. 62(2019)3,31011

# DATA ACQUISITION SYSTEM ON PANDAX DARK MATTER DETECTION EXPERIMENT AND SELF-INTERACTING DARK MATTER DETECTION

Astrophysical observations show that about 85% of the matter in the universe is composed of dark matter. However, the particle nature of dark matter remains to be elusive. In recent decades, one of the most popular theories believes that dark matter consists of cold, self-collisionless particles, such as weakly interacting massive particles (WIMPs). The cold dark matter model explains well the large-scale structure of the universe. However, it is difficult to explain the dark matter distributions at (sub)galactic scale. One promising solution believes that there exists a strong self-interaction between dark matter, namely the self-interacting dark matter (SIDM) model. Dark matter self-interaction can change the internal structure of the dark matter halo, being more consistent with observations. In recent years, this dark matter model becomes a research focus in Astronomy.

Therefore, it is necessary to detect or verify SIDM in direct detection experiments. This model predicts a light mediator with a typical mass around 10 MeV. When the light mediator couples with ordinary particles, SIDM can produce characteristic signals in direct detection experiments compared to the traditional WIMPs. The SIDM signal spectrum is more peaked towards low energies because the mediator mass is comparable to the momentum transfer in the nuclear recoil. Due to the experimental threshold, it is more difficult to detect SIDM particles.

In this thesis, based on the PandaX dark matter experiment located in China Jinping underground laboratory, we perform the SIDM physics research and develop a triggerless data acquisition system. We begin to introduce the evidence of dark matter, detection methods and experimental status. Then, we describe the advantages of the SIDM model in explaining the structure at galactic scales. Following an introduction to the PandaX experiment, this thesis describes in details a SIDM analysis using the complete data that corresponds to 132 tonne-day dark matter exposure from PandaX-II experiment. We report the strongest constraints on dark matter-nucleon cross section upper limits with a light mediator with masses below  $O(10)$  MeV, for dark matter masses below 40 GeV. In addition, for the first time at direct detection experiments, we combine the PandaX-II results with the constraints on the mediator lifetime from observations of the light element abundances in the early universe. Our result indicates that, for the particular SIDM model under investigation, for dark matter mass ranging from 10 to 200 GeV, the dark sector was colder than the visible sector at the early universe, in order to be consistent with the astrophysical observation. This shows that direct detection experiment, astrophysics and cosmological observations provide complementary information in probing the self-interacting nature of dark matter.

Finally, the thesis describes in detail a completely new triggerless data acquisition system for the PandaX-4T experiment. This system fundamentally solve the problem that is related to the detection efficiency loss in previous PandaX experiments due to external global trigger signals. Therefore, with this system, it will be more advantageous to detect dark matter particles including SIDM. This thesis reports the performance of this system in PandaX-4T commissioning runs from Nov 2020 to

May 2021. An average self-trigger efficiency of 96% for single-photoelectron signals is achieved. The data acquisition bandwidth exceeds 450 MB/s, which satisfies requirement during data taking. This system has performed well during the commissioning runs of PandaX-4T, and guaranteed the stable data taking and helped PandaX Collaboration to publish another world-leading dark matter results in 2021.