

分类号：0572  
密 级：公开

单位代码：10422  
学 号：201311376



山东大学  
SHANDONG UNIVERSITY

# 博士学位论文

Dissertation for Doctoral Degree

论文题目：基于 PandaX-II 实验探测 WIMP 与原子核  
自旋相关的反应

作 者 姓 名 \_\_\_\_\_ 燕斌斌

培 养 单 位 \_\_\_\_\_ 前沿交叉科学青岛研究院

专 业 名 称 \_\_\_\_\_ 粒子物理与原子核物理

指 导 教 师 \_\_\_\_\_ 王萌 教授

合 作 导 师 \_\_\_\_\_ 刘江来 教授

2019 年 9 月 1 日



A Dissertation Submitted to Shandong University for the Degree of  
Doctor

A SEARCH OF SPIN-DEPENDENT  
WIMP-NUCLEON INTERACTIONS USING  
THE PANDAX-II DETECTOR

Binbin Yan

Prof. Meng Wang  
A.P. Jianglei Liu

School of Physics  
Shandong University  
Jinan, P.R.China

Sep 2019



## 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科研成果。对本文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名： 董润斌 日期： 2019年9月4日

## 关于学位论文使用授权的声明

本人完全了解山东大学有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留或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；本人授权山东大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文和汇编本学位论文。

（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名： 董润斌 导师签名： 王芳 日期： 2019.9.4



---

---

# 目 录

山东大学学位论文原创性声明和使用授权说明 .....	I
摘 要 .....	XXI
ABSTRACT .....	XXII
符号说明 .....	XXIV
1 绪论 .....	1
1.1 暗物质存在的证据 .....	1
1.1.1 星系旋转曲线 .....	1
1.1.2 引力透镜 .....	2
1.1.3 宇宙微波背景辐射 .....	4
1.1.4 暗物质候选粒子 .....	5
1.1.5 超对称模型和 WIMP miracle .....	6
1.1.6 WIMP 反冲事例率 .....	8
1.2 探测暗物质 .....	9
1.2.1 暗物质直接探测 .....	10
1.2.2 暗物质间接探测 .....	20
1.2.3 对撞机探测暗物质 .....	20
1.3 论文章节的安排 .....	22
2 基于两相型液氙的时间投影室技术 .....	23
2.1 氙的物理性质 .....	23
2.2 氙的光电特性 .....	25
2.2.1 电离特性 .....	26
2.2.2 发光特性 .....	28
2.3 两相型液氙探测器 .....	30
3 PandaX-II 实验介绍 .....	32
3.1 中国锦屏地下实验室, CJPL .....	32
3.2 探测器组成部分 .....	34
3.2.1 屏蔽体 .....	34
3.2.2 制冷系统 .....	35
3.2.3 循环系统 .....	37

3.2.4	时间投影室 (Time Projection Chamber,TPC)	40
3.2.5	光电倍增管	40
3.2.6	刻度系统	43
3.2.7	慢控制系统和数据监测系统	45
3.2.8	DAQ 系统	47
3.2.9	材料检测站	49
3.2.10	其余系统	51
3.3	PandaX-II 时间表	51
3.4	PandaX-II 离线软件	54
3.5	PandaX-II 位置重建	56
4	探测器响应	58
4.1	光电管增益 (Gain) 刻度	58
4.1.1	Gain 的稳定性	60
4.1.2	双光电子发射	61
4.1.3	光电管饱和	63
4.2	单电子增益	64
4.2.1	单电子事例的选择	65
4.2.2	单电子事例的能谱	65
4.2.3	S2 bottom only SEG	66
4.3	ZLE 效率的刻度	66
4.3.1	使用 LED 数据刻度 ZLE 效率	67
4.3.2	使用 AmBe 数据刻度 ZLE 效率	69
4.4	探测器不均匀性的修正	69
4.4.1	Xe TPC 常见刻度源	70
4.4.2	单次散射和多次散射	73
4.4.3	不均性修正	74
4.4.4	S2 修正中的饱和问题	78
4.5	电光反相关图	78
5	PandaX-II 低能事例刻度	82
5.1	NEST Model	82
5.1.1	NSET model 介绍	83
5.1.2	NSET 模型的涨落	85

---

5.2 低能 NR 事例刻度 .....	86
5.2.1 Am-Be 中子源刻度.....	86
5.2.2 $^{252}\text{Cf}$ 刻度.....	101
5.3 低能 ER 事例刻度.....	101
5.3.1 $^{127}\text{Xe}$ 和 $^{83}\text{Kr}$ 的低能事例 .....	104
5.3.2 $\text{CH}_3\text{T}$ .....	104
5.3.3 Rn-220 刻度 .....	110
5.4 NR 和 ER 的区分 .....	115
6 PandaX 实验中的低能本底和最终候选事例 .....	117
6.1 低能 ER 本底 .....	117
6.1.1 $^{85}\text{Kr}$ .....	117
6.1.2 $^{220}\text{Rn}$ 和 $^{222}\text{Rn}$ .....	120
6.1.3 材料放射性.....	121
6.1.4 $^{127}\text{Xe}$ 和 $\text{CH}_3\text{T}$ 本底 .....	121
6.1.5 其他 ER 本底 .....	121
6.2 中子本底 .....	121
6.3 偶然符合本底 .....	123
6.3.1 独立 S1 的筛选 .....	124
6.3.2 独立 S2 的筛选 .....	124
6.3.3 随机匹配独立的 S1 和 S2.....	126
6.4 PandaX-II 最终暗物质候选事例 .....	126
7 暗物质与原子核自旋相关的反应 .....	129
7.1 WIMP-原子核自旋相关的反应 .....	129
7.2 Profile likelihood fitting.....	133
7.3 PandaX-II WIMP 与原子核自旋相关反应的实验结果.....	135
8 总结和展望 .....	138
参考文献.....	142
攻读博士学位期间发表的论文及其他成果.....	153
致谢.....	155



# Contents

Statement of copyright and Letter of authorization .....	I
Abstract (In Chinese) .....	XXI
Abstract (In English).....	XXII
Symbol Description .....	XXIV
Chapter 1 Introduction to dark matter .....	1
1.1 Evidence of dark matter .....	1
1.1.1 Galactic rotation curve.....	1
1.1.2 Gravitational lensing .....	2
1.1.3 Cosmic microwave background .....	4
1.1.4 Dark matter candidates.....	5
1.1.5 SUSY and WIMP miracle .....	6
1.1.6 WIMP-Nucler recoil reaction .....	8
1.2 Dark matter detection .....	9
1.2.1 Dark matter direct detection.....	10
1.2.2 Dark matter indirect detection .....	20
1.2.3 Dark matter search at colliders .....	20
1.3 Paper chapter arrangement .....	22
Chapter 2 Dual-phase xenon TPC.....	23
2.1 Physical properties of xenon .....	23
2.2 Scintillation and Ionization properties .....	25
2.2.1 Ionization properties .....	26
2.2.2 Scintillation properties .....	28
2.3 Dual phase xenon TPC .....	30
Chapter 3 Introduction to PandaX-II.....	32
3.1 China JinPing underground Lab,CJPL .....	32
3.2 PandaX-II Detector component .....	34
3.2.1 Shielding .....	34
3.2.2 Crogenics system.....	35
3.2.3 Circulation system .....	37

3.2.4 Time Projection Chamber .....	40
3.2.5 PMTs array .....	40
3.2.6 Calibration system .....	43
3.2.7 Slow control and webpage monitor .....	45
3.2.8 DAQ system .....	47
3.2.9 Counting Station .....	49
3.2.10 Other systems .....	51
3.3 PandaX-II timeline .....	51
3.4 Data processing .....	54
3.5 Position reconstruction .....	56
Chapter 4 Detector response .....	58
4.1 PMT gain calibration .....	58
4.1.1 Gain stability .....	60
4.1.2 Double photoelectrons emission .....	61
4.1.3 PMT saturation .....	63
4.2 Single Electron Gain .....	64
4.2.1 SEG selection .....	65
4.2.2 SEG spectrum .....	65
4.2.3 Bottom only S2 .....	66
4.3 Calibration of ZLE efficiency .....	66
4.3.1 Calibration of ZLE efficiency from LED runs .....	67
4.3.2 Calibration of ZLE efficiency from AmBe runs .....	69
4.4 Uniformity correction of the Detector .....	69
4.4.1 Energy peaks in Xenon TPC .....	70
4.4.2 Single scatter and multi-scatter .....	73
4.4.3 Uniformity correction .....	74
4.4.4 Saturation problem in S2 correction .....	78
4.5 CY and LY anticorrelation plot .....	78
Chapter 5 PandaX-II low energy calibration .....	82
5.1 NEST model .....	82
5.1.1 Introduction to NEST model .....	83
5.1.2 Fluctuation in NEST model .....	85
5.2 Low energy NR calibration .....	86

5.2.1 Am-Be neutron calibration .....	86
5.2.2 $^{252}\text{Cf}$ calibration .....	101
5.3 Low energy ER calibration .....	101
5.3.1 Low energy ER events form $^{127}\text{Xe}$ and $^{83}\text{Kr}$ .....	104
5.3.2 $\text{CH}_3\text{T}$ .....	104
5.3.3 Rn-220 .....	110
5.4 NR and ER discrimination .....	115
Chapter 6 PandaX final candidate events .....	117
6.1 Low energy ER background .....	117
6.1.1 $^{85}\text{Kr}$ .....	117
6.1.2 $^{220}\text{Rn}$ and $^{222}\text{Rn}$ .....	120
6.1.3 Meterial ER background .....	121
6.1.4 background from $^{127}\text{Xe}$ and $\text{CH}_3\text{T}$ .....	121
6.1.5 The other ER background .....	121
6.2 Neutron background .....	121
6.3 Accidental background .....	123
6.3.1 Isolated S1 .....	124
6.3.2 Isolated S2 .....	124
6.3.3 Combination of isolated S1 and S2 .....	126
6.4 Final candidates in PandaX-II .....	126
Chapter 7 WIMP-Nuclear interaction .....	129
7.1 WIMP-Nuclear interaction calculation .....	129
7.2 Profile likelihood fitting .....	133
7.3 Result of WIMP-Nuclear interaction using PandaX-II data .....	135
Chapter 8 Summery and outlook .....	138
Papers published in the period of Ph.D. education .....	153
Acknowledgements .....	155

## 表格

2-1	氙的一些物理性质，数据参考 [1]，不同数据来源，数值稍有区别。 .	24
2-2	液氙的电子漂移过程的特性 .....	28
3-1	PandaX-II 运行期间，电极的电压已经对应的电场，电场数值使用的是 COMSOL 的模拟结果。 .....	42
4-1	PandaX-II 用来做 ZLE 刻度的 AmBe 数据和刻度数据的平均增益（下一章节介绍） .....	69
4-2	CY 分块列表.....	76
4-3	Run10 Doke plot 相关的能量峰的 S2BC 大小以及误差的来源 .....	80
4-4	Run10 Doke plot 相关的能量峰的 S1 大小以及误差来源 .....	80
4-5	Run9 Doke plot 相关的能量峰的 S2BC 大小以及误差来源 .....	80
4-6	Run9 Doke plot 相关的能量峰的 S1 大小以及误差来源 .....	81
5-1	Data 和 MC dV cut comparison .....	92
5-2	Run9 和 Run10 之间不同汇总 .....	99
6-1	PandaX-II 运行期间 ER 本底，本底的数值有的来自其特征衰变分析，有的来自于对低能数据的拟合 .....	119
6-2	PandaX-II 实验中材料引入的 ER 本底 .....	121
6-3	PandaX-II 不同 Run 的数据总结 .....	127
6-4	PandaX-II 经过事例选择条件后的候选事例 .....	127
7-1	Run8 和 Run9 数据总结 .....	131
8-1	PandaX-4T 本底模拟与要求，表格来自 [2] .....	139

## 插图

1-1	左图为由鲁宾等测量的高亮星系旋转曲线。右图为 NGC2403 的旋转曲线 [3]。黑色点为实验数据，实线为拟合曲线，考虑了三类引力的贡献：盘状星系中发光物质（虚线）、暗物质晕（虚线加点）和星系中气体（点），在考虑暗物质晕之后可以解释旋转曲线在外围的趋势。 .....	2
1-2	.....	3
1-3	子弹星云，红色区域显示从热重子气体发出的 X 射线分布，蓝色区域则显示的是根据引力透镜观测重建的暗物质的分布 [4]。 .....	4
1-4	Plank 实验组测得的全周天宇宙温度差分布 [5] .....	5
1-5	Plank 卫星 2015 年给出的通过球谐展开 CMB 周天不均匀性所得的幂频谱 [5].....	5
1-6	暗物质的理论多种多样，图片来源 Wikipedia .....	6
1-7	暗物质数密度的演化。实线显示为，若没有“冻结”过程，则宇宙暗物质平衡密度则会变的越来越小。虚线则代表对于不同假设的 $\langle \sigma_{\alpha\nu} \rangle$ ，所对应的暗物质“冻结”密度，用今天暗物质数密度就可推断 $\langle \sigma_{\alpha\nu} \rangle$ 的大小。 .....	7
1-8	WIMP 与原子核弹性散射示意图 .....	8
1-9	暗物质探测的三种方式 [6]，（1）左侧，通过观测暗物质和普通物质之间的散射，称为直接探测，图片为 PandaX-II TPC；（2）上侧，利用对撞机使普通物质对撞产生暗物质，通过质量缺失寻找暗物质，图片为 ATLAS 探测器；（3）下侧，暗物质湮灭产生普通物质，通过观测超过宇宙平滑本底的信号，图片为“悟空”暗物质卫星。 .....	9
1-10	根据探测信号划分的暗物质直接探测实验，有的实验只探测其中一个信号，有的实验可以探测多个信号 [7]。 .....	11
1-11	暗物质直接探测的进展，图片来源 Wikipedia，以 WIMP 模型为例，左侧纵轴为 60GeV WIMP，右侧纵轴为 5GeV WIMP。反应截面的上限每 3.3year 降低 10 倍，速度甚至超过描述晶体管数量增加的摩尔定律 [8].....	11
1-12	DAMA 实验探测器示意图 [9] .....	12

1-13 DAMA 实验 1.4ton-year 的实验结果, 他们根据图中出现的周期性信号宣称看到暗物质年调制信号 [9].....	13
1-14 .....	13
1-15 CoGeNT 实验探测器示意图 [10] .....	14
1-16 SuperCDMS 实验探测器示意图 [11] .....	15
1-17 SuperCDMS 实验结果 [12] .....	15
1-18 XENON 系列实验 TPC 示意图, 以及所取得的暗物质探测结果 [13], 依次为 XENON10: $\sim 1 \times 10^{-43} \text{cm}^2$ , XENON100: $\sim 1 \times 10^{-45} \text{cm}^2$ , XENON1T: $\sim 1 \times 10^{-47} \text{cm}^2$ , XENONnT: $\sim 1 \times 10^{-48} \text{cm}^2$ 。 .....	16
1-19 XENON1T 实验示意图 [13] .....	17
1-20 LUX 实验示意图和结果.....	17
1-21 LZ 探测器概念设计图 [14].....	18
1-22 XMASS 探测器 [15].....	19
1-23 DarkSide50 PSD 效果图, NR 脉冲衰变时间较快, 所以 $f_{90}$ 较大, 反之 $ER_{f_{90}}$ 较大 [16]。 .....	19
1-24 DarkSide 探测器 [17] .....	21
1-25 DEAP-3600 实验第一个物理结果 [18] .....	22
2-1 氙的三相图 [19].....	24
2-2 液氙中闪烁光和电离示意图 [7], 其中红色字体为可探测信号, 黑色字体代表物理过程, 蓝色字体代表氙原子。 .....	25
2-3 液氙中能量沉积与入射能量(a)和漂移电场(b)的关系 [20]。(a)中纵轴为 $dE/dx$ , 表示粒子在液氙中的能量沉积密度, 或者称为 stopping power, $dE/dx$ 越大则径迹越粗胖, $dE/dx$ 越小则径迹越狭长。(b)中, 对同一种粒子, 其光产额和电产额为互补关系, 对于不同的粒子, $ER, NR, \alpha$ 等, 其光电比例不同, $ER$ 光/电比例最低, 然后是 $NR$ , $\alpha$ 光/电比例最高, 这是区分不同粒子的重要特征。 .....	27
2-4 零点场下, 液氙中被电子, $\alpha$ 粒子和中子激发后, 退激发的衰减曲线 [21]。 .....	29
2-5 紫外波段的光吸收系数 [20], 纵轴数值是假定 1ppm 杂质条件下, 同时蓝色虚线为 Xe 的闪烁光能谱, 峰值为 178nm, 通常我们用 178nm 代指氙的特征闪烁光。 .....	30
2-6 气液两相型液氙 TPC 示意图 [22].....	31

3-1	CJPL 介绍 .....	33
3-2	CJPL 与世界其他实验的比较, 包括宇宙线通量, 岩石厚度, 实验室面积等, CJPL 实验室有最厚的岩石屏蔽层, 也对应最少的 $\mu$ 子通量。 .....	33
3-3	CJPL-II 实验室布局示意图 [23], 其中 PandaX-4T 实验位于 B2 实验厅, 图中绿色标记。 .....	34
3-4	PandaX 屏蔽层 .....	35
3-5	PandaX-II 制冷系统和循环系统。 .....	36
3-6	PandaX 运行期间, 电子寿命的演化图。Run9 初期电子寿命偏低, 而且提纯效率偏低可能来自循环管路的微漏, 在正常捡漏程序中极难发现, 突然的降低是此处漏点突然增大, 在加固此处管路后, 提纯效率明显增加。Run10 电子寿命的波动见中描述。 .....	38
3-7	PandaX-II 循环系统 .....	39
3-8	PandaX 项目各阶段 TPC .....	41
3-9	PandaX-II 电极示意图, 从上到下依次为阳极, 门电极, 阴极, 和 bottom screen。图中实线表示的电场为我们常用的漂移电场和萃取电场, 虚线示意的电场线区域, 也会产生相对应的能量沉积信号。 ..	42
3-10	PandaX-II 实验中 3 英寸光电管阵列,(b) 图周围方框, 即为 veto 光电管 .....	43
3-11	UCLA 实验组测量的 R11410-MOD 光电管量子效率曲线 [7]。 .....	44
3-12	3 英寸光电管分压示意图, 前端为负高压, 后段为正高压 .....	44
3-13	PandaX-II 外部刻度源刻度系统示意图 .....	45
3-14	PandaX-II 慢控制和数据监测网页, 是我们了解当前取数状态和探测器演化的最重要参考。 .....	46
3-15	电子学和 DAQ 示意图 .....	48
3-16	老的 Majority trigger 示意图, a)00MHz 的时钟,b) 和 c) 两道 FADC 通道的信号, 需要表示 majority 阈值, 一旦过阈, 则输出 125mV 的信号,d)Majority 信号的加和,e) 经过积分放大的信号,f) 原始触发信号	50
3-17	新的触发系统示意图, 我们使用一个有限态机器 (finite state machine, FSM), 只根据当前态和前一个态来记录波形信息, 比如待机, 上升, 下降, 决定, 等待等状态 .....	50
3-18	材料监测站示意图, a) 外壳, b) 导轨, c) 支撑结构, d) 高纯锗探测器, e) 无氧铜腔体, f) 铅砖, g) 冷指, h) 液氮杜瓦瓶。 .....	51

3-19	溢流室和精馏塔实物图.....	52
3-20	PandaX-II 运行时间表, 红颜色代表暗物质取数, 蓝颜色代表刻度取数, 黑颜色代表故障处理或者硬件测试时间。.....	53
3-21	PandaX-II 曝光量累加图, 蓝色线代表曝光量的累加, 第一条黑色虚线对应 54ton-day, 代表已经发表的数据, 第二条虚线对应 139ton-day, 代表 PandaX-II 整体曝光量; 右侧纵轴代表相应的电子寿命演化; 阴影区域为外部刻度源注入或者探测器小事故导致的电子寿命过低。.....	54
3-22	UDM 数据分析流程。红色框内为数据结构, 实线框为保存下来的数据, 虚线框为中间过程数据, 绿色框内为 pandaX-chain, 最右侧方框为数据库信息.....	55
3-23	三种位置重建的比较, 数据来源是中子刻度, 刻度源放在 TPC 外面, 可以看出重建效果上 LRF>TM>COG.....	57
4-1	LED 驱动和触发系统示意图, NI Box 提供 LED 电源, 电压范围 0-10V.....	58
4-2	这是一个典型的 LED hitpattern 分布图, 左边是顶部 PMT 分布, 右边是底部 PMT 分布, 整体来说顶部接收到的光占比 38%, 底部光强占比 42%, 这是由于底部有更大立体角。另一个特点是顶部 PMT 越靠近 LED, 光强越强, 底部光分布均匀。图中白色圆圈表示关掉的 PMT, 稍后介绍。.....	59
4-3	LED 刻度能谱, 红色高斯为本底峰, 绿色高斯为单光电子峰, 蓝色高斯为双光电子峰。.....	59
4-4	PandaX-II 运行概况, 在时间轴中间的四个黑色圆圈, 代表从 Run9 开始到现在陆续关掉的 PMT, 从左到右依次为 10803 (后噪声严重), 10604 (base 损坏), 11201 (base 损坏), 11007 (打火)。.....	60
4-5	对于几种气体的帕邢曲线, 横轴为真空度, 纵轴为相应的击穿电压 (图片来源 wikipedia)。对于外真空破坏情况, 我们以 N <sub>2</sub> 为参考。..	61
4-6	PandaX-II 运行期间, 光电管增益示意图, a)channel 11000 (Top PMT), b)channel 10801(Bottom PMT).....	62
4-7	单个光电管接收到的能谱图, 左边是顶部光电管, 右侧是底部光电管, 能谱使用函数拟合, 蓝颜色线为 SPE 峰, 绿颜色线为 DPE 峰...	63

4-8	光电管饱和测试, 阳极在 600PE 左右产生饱和, 如果用第九打拿级读出, 可以一定程度缓解饱和问题。.....	63
4-9	典型的 PMT 饱和的波形, 左图中红色波形分别为 S1 和 S2, 右图是 S2 波形的放大, 可以明显看到 S2 后半段被削低。.....	64
4-10	典型的 SEG 信号, 横轴单位为 10ns, 此处为顶部 PMT 波形, 顶部阵列接受到的光是底部阵列的两倍。.....	64
4-11	选择 SEG 的范围, 图中倒三角分别为 S1 和 S2, 我们有三种方式选择 SEG, SEG after S1, SEG after S2, SEG after $\Delta t_{max}$ , 三种方式的不同作为系统误差。.....	65
4-12	Run10 SEG 能谱, 红线为整体拟合, 蓝色虚线对应 S2 算法识别效率, 绿色虚线对应单电子峰, 紫色虚线对应双电子峰。.....	66
4-13	SEG 信号在顶部光电管和底部光电管的拟合, 可以看到 SEG 在顶部光电管的电荷占总电荷的 2/3, 底部 SEG 拟合时出现了 $SEG_{Bottom}$ 为 0 的情况.....	67
4-14	通过 with ZLE 和 without ZLE 两组 LED 刻度数据, 可以计算得出每一道光电管的 ZLE 阈值, 我们使用费米-狄拉克 (Feimi-Dirac, F-D) 函数来拟合效率值.....	68
4-15	图中红色点为 15 组不同电压下的 LED 刻度数据, 横轴为没有 LED 的平均信号, 纵轴为有无 LED 的比值。灰色 band 为 toy MC 一个 sigma 区域。.....	68
4-16	AmBe ZLE 刻度, 左侧为 S1, 右侧为 S2B.....	70
4-17	常见的刻度源能级示意图, 数据来源 NNDC (National Nuclear Data Center) [24]。.....	71
4-18	探测器相应示意图, 横轴为 S1, 纵轴为 S2, 经过均匀性修正之后, 可以看到非常好的反符合关系。.....	72
4-19	$^{83m}\text{Kr}$ 的 S1 信号, 左图可以看到两个能量峰, 但是算法会判断成一个 S1; 右图为两个分开的 S1 信号。.....	73
4-20	$^{127}\text{Xe}$ 中, 我们有一定概率看到多个 S2, .....	74
4-21	164keV LY 3D mapping, 可以看到中心多于周围, 底部多于顶部....	75
4-22	CY 响应和 mapping 图。a)CY 不均性分块示意图, 图中颜色代表 CY 大小, 虚线为分块边界, 偏心虚线为 CY 特别大的地方; b)CY mapping。.....	76

4-23	CY loop3 内 S2 的大小, 上图中虚线表示傅里叶级数的拟合, 下图中可以看到一些非高斯的成分 .....	77
4-24	CY loop4 内 S2 的大小, 靠近中心区域的两块可以看到明显的事例缺少 .....	77
4-25	Run9 和 Run10 中, 常见的能量峰, 依次为 40keV,80keV,164keV, 264keV,408keV,661.7keV,1173.2keV,1332.5keV 以及高能 alpha 事例。	79
4-26	Run9 和 Run10 Doke Plot, 需要注意在 Run10 中, 绿色的空心点为直接得到的实验数据, 我们在修正完 ZLE 效率之后, 则对应其邻近的黑色点。Run9 和 Run10 的 g1,g2 相差不大.....	81
5-1	液氙中能量沉积的结构框图, 从 $E_0$ 开始, 最终产生可观测的 $n_e, n_\gamma$ ..	83
5-2	AmBe 中子源 .....	87
5-3	Run9 Up AmBe 刻度数据, 图中横坐标为 Phi 角度, 纵轴为数据计数, 蓝色直方图为数据, 绿颜色代表在每个刻度点采数的时长, 红颜色为各个点时长平滑化之后的结果。 .....	88
5-4	图例如上图.....	88
5-5	neutron-X 事例, 左图为 MC 模拟, 黑色数据点为中子单次散射事例, 红色数据点为 neutron-X 事例, 红色线为 99.99% 接收曲线; 右图为 Run9 AmBe 数据, 红线同左图。 .....	89
5-6	Run9 AmBe 数据和 MC Dt 分布, 蓝颜色为数据, 黑颜色为 MC 单次散射事例, 紫色为调整 2.2 倍之后 MC X 事例, 红线为 MC 单次散射加 X 事例.....	90
5-7	NR NEST 模型 tune 流程图, 首先要保证数据和 MC 事例选择条件一致, 然后再调整 NEST 模型中的参数。 .....	91
5-8	MC 中 skin 区域沉积能量能谱,new MC 指的是加了前文中 $\delta_{xy}<120\text{mm}$ , old MC 没有加这个 cut。 .....	93
5-9	数据和 MC binned “qS2B-qS1” 2 维直方图, MC 纵坐标也就是对应数据 qS2B 的量, 通过比较二者 KL 散度给出符合关系。 .....	94
5-10	(a)KL 散度在二维参数空间内的分布, 图中黑点为每个 Y-slide 里面的最佳拟合值, 拟合方法如 (c), 使用高斯卷积指数函数拟合得到峰值, 对应图中空心圆圈最终所有 Y-slide 的峰值就转化为了一维的拟合, 拟合结果为 (b)。 .....	95

5-11	数据和 MC 通过 S1, S2 计算得到的复合几率与 $\text{Energy}_{N_r}$ 的分布, 横轴和纵轴都是包含涨落的。 .....	95
5-12	我们把涨落上的不对应, 都放在复合过程中 tune。 .....	96
5-13	S1 和 S2 的效率 .....	97
5-14	Run10 AmBe 刻度数据最终数据和 MC 比较图, a) 中散点为 AmBe 刻度数据点红色点为数据中心值 (median), 红色线为数据 $2\text{-}\sigma$ 等高线; 绿色点为 MC 中心值, 绿线为 MC $2\text{-}\sigma$ 等高线; b) 电光比例分布图的涨落。 .....	98
5-15	左上为修正前的 S2 Bottom, 右上为修正之后的 S1, 左下为修正之后的 S2Bottom, 右下为重建的能量。 .....	99
5-16	Run9 AmBe 刻度数据最终数据和 MC 比较图, 图例与上图 Run10 一致。 .....	100
5-17	Run9 AmBe 刻度数据一维能谱分布图, 图例与上图 Run10 一致。 ..	101
5-18	NR 刻度电产额世界数据比较图, 画在一起的包括其他实验数据。红色实线和虚线分别表示 PandaX-II tuned NEST 和原始 NSET 的结果, 黑色实心圆在 $0.18\text{kV/cm}$ 电场下测量 [25], 绿色实心三角和蓝色实心三角分别在 $1\text{kV/cm}$ 和 $4\text{kV/cm}$ 下测量 [26], 褐色和青色方框为 $0.49\text{kV/cm}$ 和 $0.19\text{kV/cm}$ 下的测量 [27], 灰色的点表示在 $0.27\text{kV/cm}$ (空心圆), $0.1\text{kV/cm}$ (空心方块), $2\text{kV/cm}$ (空心正三角) 和 $2.03\text{kV/cm}$ (空心菱形) 的测量 [28], 两条阴影线分别对应 $0.73\text{kV/cm}$ (紫色) [29] 和 $0.53\text{kV/cm}$ (青色) [30]。 .....	102
5-19	NR 刻度相对光产额世界数据比较图, 画在一起的包括其他合作组数据。红色实线和虚线分别表示 PandaX-II tuned NEST 和原始 NSET 的结果, 黑色实心圆在 $0.18\text{kV/cm}$ 电场下测量 [25], 绿色正实心三角, 紫色倒实心三角 [26] 和空心蓝色圈 [31] 以及阴影部分 [32] 均为 0 场下的测量, 褐色和青色实心方框分别为 $0.49\text{kV/cm}$ 和 $0.19\text{kV/cm}$ 下测量 [27]。 .....	103
5-20	氡的 beta 衰变 .....	104
5-21	PandaX-II 甲烷注入管路示意图, 甲烷气体通过一个漏阀进入甲烷混合室, 然后随着氙气冲入探测器。红色虚框为甲烷 getter, 在第一次注入时没有, 后来在 end of run 做优化时增加 .....	105
5-22	低电子寿命情况下的事例分布 .....	106
5-23	高电子寿命情况下的事例分布 .....	107

5-24	ER NEST 模型 tune 流程图 .....	108
5-25	(a)KL 散度在二维参数空间内的分布,左侧为 KL 散度,右侧为 JSD,图中黑点为每个 Y-slide 里面的最佳拟合值最终所有 Y-slide 的峰值就转化为了一维的拟合,拟合结果为 (b)。 .....	109
5-26	我们把涨落上的不对应,都放在复合过程中 tune。 .....	110
5-27	甲烷刻度数据最终数据和 MC 比较图, (a) 图中散点为甲烷刻度数据点红色点为数据中心值 (median), 红色线为数据 $2\sigma$ 等高线; 绿色点为 MC 中心值, 绿线为 MC $2\sigma$ 等高线, 灰线为重建能量的等高线; (b) 二维电光比例分布图涨落 .....	111
5-28	甲烷刻度数据和 MC 一维分布图, 左上为修正前的 S2Bottom, 右上为修正之后的 S1, 左下为修正之后的 S2Bottom, 右下为重建的能量。 .....	112
5-29	甲烷刻度光产额与世界数据的对比, 红线为调整之后的 NEST 模型, 黑色虚线为原始 NEST 模型, 同时还有 Baudis 2013 年测量结果 (蓝色方块) [33] 和 neriX 实验 2017 年结果 (绿色圆点) [34], 褐色为林管 2015 年测量结果 [35]。 .....	112
5-30	Rn220 衰变示意图, 蓝线表示 $\alpha$ 衰变, 由于 $^{216}\text{Po}$ 半衰期短, 两个 $\alpha$ 可以进行 $\alpha$ - $\alpha$ 符合分析, 红线为只能数据的主要来源, 绿线表示可以进行 $\alpha$ - $\beta$ 符合分析, 也是因为 $^{212}\text{Po}$ 半衰期短。 .....	113
5-31	Rn220 数据和 MC 对比图, 图例如甲烷刻度。 .....	114
5-32	Rn220 数据和 MC 一维能谱对比图, 图例如甲烷刻度。 .....	115
5-33	AmBe 刻度 NR 数据 (红色圆点) 和甲烷 ER 刻度数据 (黑色数据), 图中还包括 NR 数据中心线 (红色实线), ER 中心线, 10% 和 90% (蓝色实线和虚线), 99.99 接收曲线 (紫色实线)。 .....	116
6-1	$^{85}\text{Kr}$ 衰变示意图 .....	118
6-2	典型的 $^{85}\text{Kr}\beta$ - $\gamma$ 符合事例的波形, 图中两次能量沉积的时间差为 $1.22\mu\text{s}$ .....	118
6-3	离线氦含量测量系统 .....	120
6-4	$^{222}\text{Rn}$ 衰变示意图, 图中红颜色箭头表示 $^{214}\text{Bi}$ - $^{214}\text{Po}$ $\beta$ - $\alpha$ 符合事例 ... ..	120
6-5	低能本底的拟合, 从 Run9 到 Run10 整体本底下降了 50% .....	122
6-6	探测器材料中产生中子的反应, ( $\alpha$ ,n) 反应是中子本底的主要来源, 同时还有少量的自发裂变 .....	123

6-7	独立 S1 事例的两种选择方法, 第一种方法要求没有 S2 信号, 第二种方法中有正常的 S1 和 S2。 .....	125
6-8	偶然符合本底概率密度分布, 黄颜色的为 ER 中心线, 绿颜色为 NR 中心线, 红颜色是 99.99% 接收线 .....	126
6-9	从上到下依次为 Run8 [36],Run9 [37],Run10 [38] 最终候选事例, 左侧为位置分布, 右侧为电光比例分布图, 图中蓝色实线为 ER 刻度中心线, 红色实线为 NR 刻度中心线, 紫色实线为 NR99.99% 接受曲线, 紫色虚线为 S2PE cut。落到 NR 中心线以下的事例分别为 2, 1, 0 个, 在 (a)(b) 中用绿点表示, 这三个点的波形信息请见 [39]。 ..	128
7-1	自旋结构因子与反冲能量的关系。实线为中子, 虚线为质子; 红色线表示 $^{129}\text{Xe}$ , 蓝色线表示 $^{131}\text{Xe}$ 。 .....	130
7-2	WIMP 与原子核 SD 反应的能谱, y 轴对应事例率, 单位为/day/kg/5keV。蓝色线代表 40GeV 的 WIMP, 红线代表 400GeV 的 WIMP, 实线和虚线分别代表中子和质子。 .....	131
7-3	WIMP 和原子核 SD 反应二维 PDF 图, 左侧为中子, 右侧为质子 这里除了没有加 S1 range cut 已经包含了的所有效率。 .....	132
7-4	PandaX-II 本底二维 PDF 图, 其余 ER 本底都是平的的能谱, 其 PDF 与 kr-85 一致, 这里除了没有加 S1 range cut 已经包含了的所有效率。 .....	133
7-5	WIMP 每次沉积能量后, 探测器对此能量沉积的探测效率。横轴为 WIMP 质量, 蓝线为 WIMP-neutron SD 反应, 红线为 WIMP-proton SD 反应, 为了对比, 自旋不相关的探测效率也列在一起, 图中黑线。 .....	134
7-6	PandaX-II90% 置信水平 WIMP-neutron 和 WIMP-proton 反应截面的上限, 上限曲线在 $1\sigma$ 范围之内。图中还包括近期来自其他实验的结果: LUX [40],XENON100 [41],CMS mono-jet [42] [43],ATLAS mono jet [44],PICO-2L [45],PICO-60 [46],IceCube [47] 和 Super-K [48] .....	136
7-7	综合 Run9 和 Run10 数据的 WIMP-neutron 和 WIMP-proton 反应截面的上限。图中还包括近期来自其他实验的结果:LUX [49],XENON100 [50],CMS mono-jet [51] [43],ATLAS mono jet [52],PICO-2L [45],PICO-60 [53],IceCube [47] 和 Super-K [48] .....	137
8-1	PandaX-4T 水罐和 TPC 示意图 .....	138
8-2	PandaX-4T 预期的 ER 本底 .....	139

8-3 PandaX-4T 自旋无关(SI)预期截面, 图中还包括 XENON1T [54], XENON-nT [54], LZ [55], DARWIN or PandaX-30T [56], 以及 SuperCDMS [57] 等, 图中中微子平台来自 [58], 绿色圆圈表示 post-LHC-Run1 minimal-SUSY 允许的 WIMP 范围 [59]。..... 141

## 摘要

物理学界最有名的故事之一就是“两朵乌云”，这个故事也激励着一代又一代物理学家不懈奋斗，勇于探索未知。物理学走到今天，虽然标准模型的巍峨大厦看起来不可突破，但也有越来越多的发现超出标准模型的框架，例如中微子，暗物质，暗能量，这些都是目前物理学界最前沿的课题。与此同时，人类的探测手段更加的丰富，引力波地发现让天文学进入了双信使时代，黑洞照片的公布也印证人类观测能力的增强，新一代超级加速器也在论证之中。从天文现象到宇宙演化的很多的证据让我们深信暗物质的存在，以我们对客观世界的认识也让我们深信暗物质由暗物质粒子组成，弱相互作用大质量粒子（Weakly Interacting Massive Particle, WIMP）是最有希望的候选者 [76]。为了揭开这一朵新的“乌云”，人们从天上地下寻找暗物质粒子的踪迹，PandaX 实验就是其中一个地下暗物质直接探测实验。

PandaX 实验是由上海交通大学牵头发起，使用液氙作为探测媒介，实验室坐落于四川省西昌市的中国锦屏地下实验室。目前正在进行的是 580kg 级的 PandaX-II 实验，是目前世界上在运行的最大最灵敏的暗物质直接探测实验之一。截止到目前，实验还没发现任何弱相互作用大质量粒子，实验结果进一步压缩了其可能存在的参数空间。按照稀有物理发现的规律，突破性的物理结果往往就是在于坚持实验或不经意发现之中。世界各个暗物质探测组都在升级探测设备，就液氙暗物质直接探测技术来说，增加体积和压低本底是两大方向。PandaX 合作组正在升级 PandaX-4T 实验，总共可以容纳 6 吨液氙，也有更加严格的本底控制。

山东大学从 2009 年就成为 PandaX 合作组成员，本人从 2015 年参与到 PandaX 实验，此时 PandaX-II 已经完成了搭建，在之后的测试和运行中，每年有超过 150 天在现场参与工作，逐渐深入的了解探测器。我承担了 PandaX-II 实验中的部分数据分析工作，包括单电子信号，探测器均匀性修正，探测器刻度等。作为主要完成人完成了暗物质与原子核自旋相关的反应分析的工作。

本文章节如下安排：第一章为绪论，介绍目前暗物质探测的实验组及其进展；第二章介绍液氙作为暗物质探测媒介的性质；第三章介绍 PandaX-II 实验的组成；第四章介绍 PandaX-II 实验对信号的响应；第五章介绍探测器的刻度；第六章给出最终结果数据分析及总结展望。

关键词：暗物质；WIMPs；PandaX-II；刻度；自旋相关

## ABSTRACT

One of the most famous story in physics history is "two dark clouds", and this story also inspires generations of physicists to work tirelessly and explore the unknown. Today, although the towering Standard Model (SM) does not seem to break through, but there are more and more discoveries beyond the SM framework, such as neutrinos, dark matter, dark energy, these are currently the forefront of physics. At the same time, human exploration methods are more and more abundant. The discovery of gravitational waves has made astronomy enter the era of double messenger. The publication of black hole photos also confirms the enhancement of human observation ability. The new super accelerators are also being demonstrated. A lot of evidence from astronomical phenomena to the evolution of the universe makes us believe in the existence of dark matter, and our understanding of the objective world also makes us believe that dark matter is composed of dark matter particles. Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs, is one of the most famous candidate [76]. To uncover this new "dark cloud", people have searched for traces of dark matter particles from the sky and the ground. The PandaX project is one of the underground direct detection experiments.

The PandaX project was initiated by Shanghai Jiaotong University and used liquid xenon as a detection medium. The laboratory is located in the China Jinping underground Laboratory (CJPL), Xichang, Sichuan Province. Currently in progress is the PandaX-II experiment of 580kg target xenon, which is one of the largest and most sensitive dark matter direct detection experiments in the world. Up to now, the experiment has not found any dark matter particles, and the experimental results further compress the possible parameter space. According to the history of rare physical discovery, the breakthrough result is in the process of insisting on experiment or inadvertent discovery. In terms of liquid xenon dark matter direct detection, increasing the volume and depressing the background are two major directions. The PandaX team is upgrading the PandaX-4T experiment with total of 6 tons of liquid xenon and a more rigorous background control.

Shandong University has been a member of the PandaX cooperation since 2009. I participated in PandaX project from 2015. At that time, PandaX-II building had

been completed. In the subsequent tests and operations, I worked as on-site shifter for more than 150 days every year and understood the detector deeply. I took part in the data analysis work in the PandaX-II experiment, including single-electron signals, detector uniformity correction, detector calibration and so on. As the main author, the work of reaction analysis related to the spin-dependent WIMP-nucleon interactions was completed.

The chapters of this paper are arranged as follows: The first chapter is the introduction, which introduces the dark matter experimental group and its progress; the second chapter introduces the nature of liquid xenon as a medium for detecting dark matter; the third chapter introduces the composition of PandaX-II experiment; the fourth chapter introduces The response of the PandaX-II experiment to the signal; the fifth chapter introduces the detector calibration; the sixth chapter gives the final analysis and outlook.

Keywords: dark matter, WIMPs,PandaX-II,calibration, spin-dependent

## 符号说明

TPC	Time Project Chamamber
S1	液氙两相型 TPC 产生的初级闪烁光
S2	液氙两相型 TPC 产生的正比闪烁光
ER	Electron Recoil
NR	Nuclear Recoil
Xe	Xenon
ADC	模数转换器
DAQ	Data acquisition system
SPE	单光电子峰
DPE	双光电子峰
PDE	Photon Detection Efficiency
g1	也就是 PDE, 光探测效率
EEE	Electron Extraction Efficiency
SEG	Single Electron Gain
g2	EEE 和 SEG 的乘积, 对应电子团在气氙中产生的光子数目
PTFE	聚乙烯 (特氟龙)
SS	不锈钢
FWHM	Full Width at Half Maximum
BDT	Boosted Decision Tree
mDRU	$10^{-3}/\text{keV}/\text{kg}/\text{day}$





# 1 绪论

1933年，瑞士天文学家弗里茨兹威基（Fritz Zwicky）计算后发座星系团中各星系的速度弥散应该是 80 km/s 左右 [60]，远低于通过观测数据 [61] 得到的数值（1000 km/s），这让人们认识到暗物质的丰度远超普通物质。这之后近百年间，物理学尤其是粒子物理与宇宙学，相继出现了跨时代的重大科学发现，诸如粒子标准模型的建立、宇宙加速膨胀的发现、中微子振荡、以及最近的希格斯玻色子的发现，引力波的测量，第一张黑洞照片的公布等等。但是暗物质，仍然是科学上的一个未解之谜，和暗能量一起被称为物理学新的“两朵乌云”。2015年，欧洲宇航局的 Planck 卫星公布了其最新数据结果：可见物质只占宇宙总能量的 4.8%（星系间气体，重子，中微子等），暗物质占 26%，剩余暗能量 69% [62]。暗物质丰度达所有的可见物质总和的五倍之多，暗物质的重要性自然显而易见，对暗物质的研究能我们将我们带入一个新的布景，不仅仅是理性的推演，也是一次绚丽的感性审美。

暗物质与普通物质之间的相互作用极小，这也是暗物质难以被发现的原因。根据论文发表数量统计，暗物质的寻找已经成为最为热门的课题之一。对于暗物质研究的理论和实验正在高速发展中，PandaX-II 实验就是其中之一。本章将对暗物质方向的研究历史进行总结，之后会对几个重要的暗物质粒子的候选者进行介绍，其中着重介绍弱相互作用大质量粒子 (WIMP)，也就是本篇论文的主要研究题目。随着暗物质研究的火热，大家对暗物质的了解也越来越多，本章只对目前世界上的暗物质探测实验进行简述。

## 1.1 暗物质存在的证据

暗物质存在的证据大致可以分为两类：天文学的观测数据和宇宙大尺度的演化。往往来说，可以有各种各样的理论可以解释天文学观测数据，比如修改牛顿力学等，但是这些理论不能解释所有的观测数据。同时暗物质对宇宙大尺度演化的解释，也让我们对暗物质的存在深信不疑。

### 1.1.1 星系旋转曲线

1970年薇拉鲁宾（Vera Rubin）和肯特福特（Kent Ford）通过测量星系旋转曲线（galaxy rotation curve）[63] [64] 得到了当时对暗物质存在最有力的天文证据。牛顿的万有引力预言在一个盘状的星系中恒星的公转速度应满足  $v(r) = \sqrt{GM(r)/r}$ ,

恒星的运动速度随远离星系中心的距离而下降。但是他们发现，大星系的旋转曲线在外围趋于平坦，如图 1-1 a)，对此可以解释为这些星系包含的暗物质为星系提供了额外的引力，如图 1-1 b)，注意星系中的发光物质随半径增加而下降，而引入的暗物质并没有随半径增加而下降，这就说明暗物质不是盘状而是晕状，增加暗物质晕之后可以非常好的拟合数据。

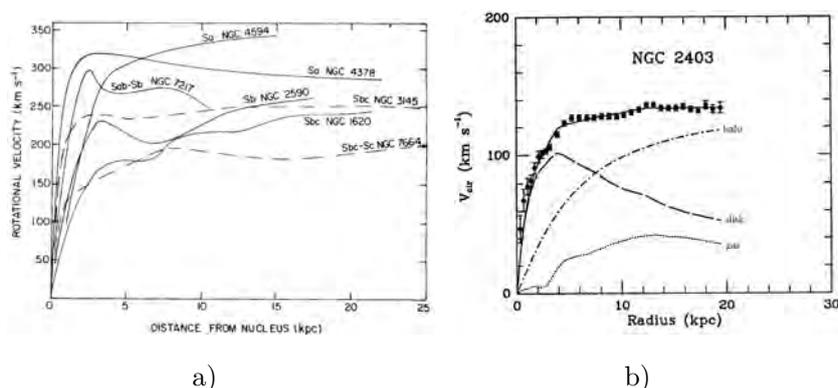
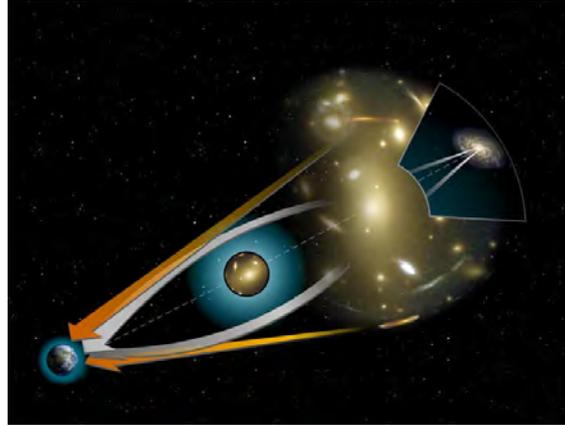


图 1-1: 左图为由鲁宾等测量的高亮星系旋转曲线。右图为 NGC2403 的旋转曲线 [3]。黑色点为实验数据，实线为拟合曲线，考虑了三类引力的贡献：盘状星系中发光物质（虚线）、暗物质晕（虚线加点）和星系中气体（点），在考虑暗物质晕之后可以解释旋转曲线在外围的趋势。

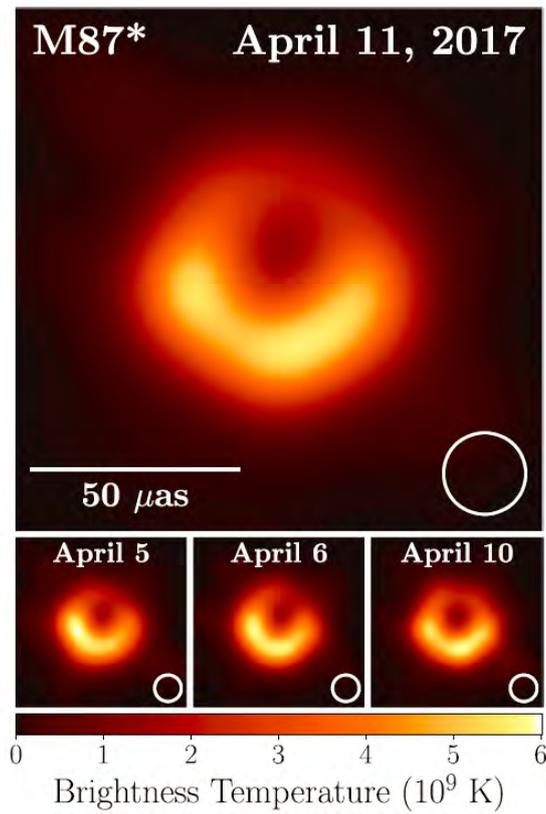
### 1.1.2 引力透镜

爱因斯坦的广义相对论预言质量导致时空弯曲。因此如图 1-2 a)所示，当来自遥远星系的光在经过大质量区域（如，星系团，黑洞等）就会发生偏折，最终地球上的观察者看到的就是呈现出大质量区域旁边扭曲的形状，甚至是复像，爱因斯坦环等，这就是引力透镜效应 [65] [66] [67]。2019 年 4 月 10 日首张黑洞图片的发布 [68] 如图 1-2 b)，这也是爱因斯坦广义相对论预言的又一次成功。天文学家们可以通过引力透镜来发现及测量宇宙中暗物质晕的空间分布，并且通过仔细的数据分析就可以估计星系中暗物质与普通物质的比例。

在所有的引力透镜的观测结果之中，对于子弹星系团的观测给出了目前暗物质存在的最直观的证据 [4]。星系团的演化经历了漫长繁复的过程，其中星系团之间也会相互影响，交换物质，甚至发生碰撞，子弹星云就是两个星系团碰撞在一起后继续背向运动组成的系统。它的观测结果基于 X 射线成像技术和引力透镜成像技术的结合，如图 1-3。图中所示红色的轮廓是由 Chandra X 射线观测望远镜得出



a) 引力透镜示意图 [69]



b) 2019 年 4 月 10 日公布的首张黑洞照片 [68]

图 1-2

的重子物质的空间分布，图中蓝色的轮廓是由引力透镜的观测结果重建得到的引力物质的空间分布。通过比对红色和蓝色区域的轮廓可以发现，两团星系经过碰撞后原本星系中的重子物质和引力物质发生了明显的分离。重子物质更集中于碰撞的发生区域，而暗物质则更倾向于远离碰撞中心的区域。这是由于重子物质之间被电磁相互作用所束缚，运动速度被减慢，而暗物质则不参与电磁相互作用。不同于星系旋转曲线的测量，对于子弹星团的观测和阐释不依赖于牛顿万有引力定律。从而子弹星系被认为是天文学中的一次对暗物质存在的直接观测。

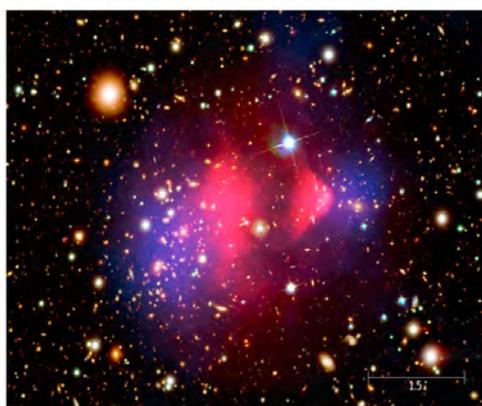


图 1-3: 子弹星云，红色区域显示从热重子气体发出的 X 射线分布，蓝色区域则显示的是根据引力透镜观测重建的暗物质的分布 [4]。

### 1.1.3 宇宙微波背景辐射

宇宙微波背景辐射（Cosmic Microwave Background, CMB）来自于宇宙大爆炸 38 万年后残存的原初等离子体所放出的热辐射，由于宇宙在过去的 137.5 亿年一直在膨胀，早期辐射已经红移到了微波频率 [70]。CMB 的观测提供了宇宙演化的重要证据，使大爆炸理论得以确立。现代宇宙学认为大爆炸之后原初重子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（冷）的暗物质参与到大尺度结构的形成中。随着宇宙的膨胀变冷，在某个临界点质子与电子开始结合形成原子。此时的原初热辐射开始不再被物质吸收，从而可以在宇宙中传播经过亿万年的时间直至今日被探测到。今天宇宙的温度分布整体上来讲是均匀和各向同性的，但在一定范围内仍然存在着涨落，对这些涨落的高分辨率测量可以提供宇宙早期演化的重要信息。

理论上宇宙微波背景辐射的各向异性可以看成是早期宇宙中光子—重子等离子体由于重力的作用相互碰撞产生的声学振荡 [71]，重子物质和暗物质都通过引力相

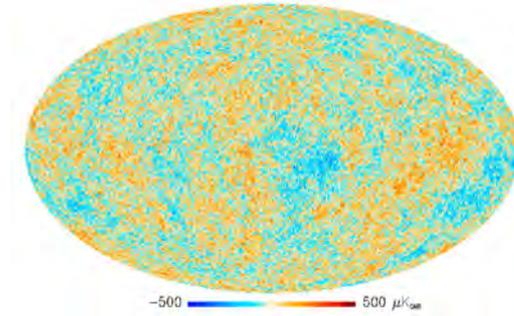


图 1-4: Planck 实验组测得的全周天宇温度差分布 [5]

互作用影响震荡, 对宇宙微波背景辐射的各向异性也有着一定程度的作用, 最终我们看到如图 1-4 中温度分布不均 (亮点和暗点)。

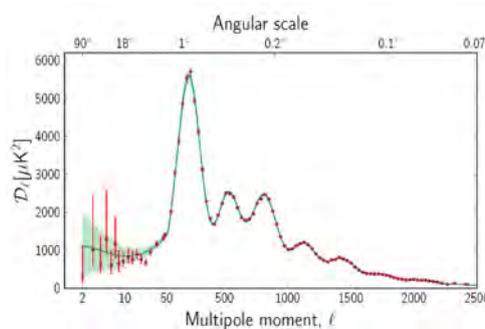


图 1-5: Planck 卫星 2015 年给出的通过球谐展开 CMB 周天不均匀性所得的幂频谱 [5]

截至目前 CMB 的测量给出了关于暗物质在宇宙中丰度的最准确的测量。图 1-5 展示有 Planck 项目给出的宇宙温度差分布球谐展开的幂频谱。通过使用  $\Lambda$ CDM 宇宙模型来拟合幂频谱, 科学家们得到了重子物质, 暗物质以及暗能量的密度参数 [72], 暗能量占宇宙总能量的 69%, 所有的可见物质只占宇宙总能量的 4.8%, 而其余的 26% 就是暗物质。

#### 1.1.4 暗物质候选粒子

人类所认识的世界都是原子的, 也让我们相信暗物质是由一种新型的暗物质粒子构成对这种新型粒子的理论多种多样, 从超对称 (Supersymmetry, SUSY [73] [74]) 到额外维度 (Extra Dimensions) [75], 从轴子 (Axions) [76] 到惰性中微子 (Sterile Neutrinos) [77], 还有暗声子 (Dark Photon) [78], 希格斯粒子 [79], 超引力子 [80] 等, 如图 1-6。

暗物质通常认为有以下几种特性:



图 1-6: 暗物质的理论多种多样, 图片来源 Wikipedia

(1) 暗物质粒子必须是稳定的, 或者半衰期在宇宙寿命量级。

(2) 暗物质粒子参与引力相互作用, 不参加强相互作用和电磁相互作用, 可能参与弱相互作用。不可能是标准模型中的粒子。

(3) 暗物质晕分布在我们周围。

目前有两种粒子被认为是最有可能的候选者, WIMPs 和轴子, 前者与本文的主题直接相关, 在此展开介绍, 后者的详细讨论请见 [6]。

### 1.1.5 超对称模型和 WIMP miracle

在标准模型建立后, 统一了电弱相互作用力, 但是始终无法统一四种相互作用力, 超对称模型 (SUSY) [73] [74] 是为统一四种相互作用力建立的一个假设的对称性。SUSY 要求粒子标准模型中的每个基本粒子都有一个超对称粒子, 它相差半个旋转单位。轻子和夸克有超级伙伴叫 sleptons 和 squarks。规范玻色子有他们的超级伙伴名为 gauginos, 希格斯玻色子 higgsinos。这些超级粒子的质量尺度必须远高于它们的相应值标准模型粒子, 否则它们就已经被发现。SUSY 模型由一系列参数描述。

最轻的超对称粒子 (lightest supersymmetric particle, LSP) 特别有趣, 比如它必须稳定和中性 (不携带电荷), 是一个暗物质很好的候选者。LSP 可能包含  $\tilde{\gamma}$  (photino), 两个 higgsinos ( $\tilde{1}^0$  和  $\tilde{2}^0$ ), 以及一个  $\tilde{Z}$  (zino, Z 玻色子的超对称粒子), 这样一个组合, 如公式 1-1, 称为超中性子 (neutralino), LSP 是典型的马约拉纳粒子, LSP 也就是 WIMP。

$$\chi = N_1 \tilde{\gamma} + N_2 \tilde{Z} + N_3 \tilde{H}_1^0 + N_4 \tilde{H}_2^0 \quad (1-1)$$

下面我们介绍 WIMP 在宇宙演化过程中的表现。

暗物质在大爆炸之后的残留粒子数密度  $n_\chi$  应该满足方程 1-2 [81]

$$\frac{dn_\chi}{dt} = - \langle \sigma_\alpha v \rangle [(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2] - 3Hn_\chi \quad (1-2)$$

其中  $n_\chi^{eq}$  代表暗物质平衡状态数密度,  $\langle \sigma_\alpha v \rangle$  表示暗物质粒子自相互作用截面和相对速度乘积的平均值,  $H$  为哈勃常数。可以预见, 在宇宙形成初期,  $n_\chi$  极大并急剧减少, 当宇宙温度降到临界温度以下时, 暗物质粒子自相互作用截面迅速降低, 暗物质粒子不再湮灭, 整个宇宙空间膨胀带来的数密度减少开始占主导地位, 也就是式中第二项, 这个过程被称为“热退耦”(freeze out), 如图 1-7。随着宇宙演化的进行, 暗物质数密度会逐渐降低, 演化至今日, 暗物质占宇宙的 26%。基于  $\Lambda$ CDM 模型的假设, 当前宇宙中暗物质的残余密度  $\Omega h^2$  可以计算得到,

$$\Omega h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1-3)$$

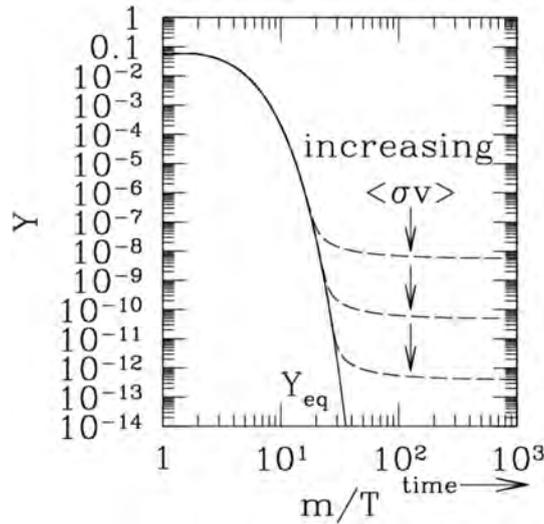


图 1-7: 暗物质数密度的演化。实线显示为, 若没有“冻结”过程, 则宇宙暗物质平衡密度则会变的越来越小。虚线则代表对于不同假设的  $\langle \sigma_\alpha v \rangle$ , 所对应的暗物质“冻结”密度, 用今天暗物质数密度就可推断  $\langle \sigma_\alpha v \rangle$  的大小。

考虑到现在的暗物质丰度,  $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  [82], 这个正好是弱相互作用的量级。这一巧合称为“WIMP miracle”, 这也是 WIMP 称为最受欢迎候选粒子的原因。

### 1.1.6 WIMP 反冲事例率

为了介绍 WIMP 与靶原子核反冲的反应，我们从二体弹性散射入手，质量为  $m$  的 WIMP 和质量为  $M$  发生弹性碰撞的核反冲能为  $E = (\mu^2 v^2 / M) (1 - \cos \theta)$ ，这里  $\mu \equiv mM / (m + M)$  是约化质量， $v$  是暗物质相对于原子核的速度， $\theta$  是质心系的反冲角度，如图 1-8。

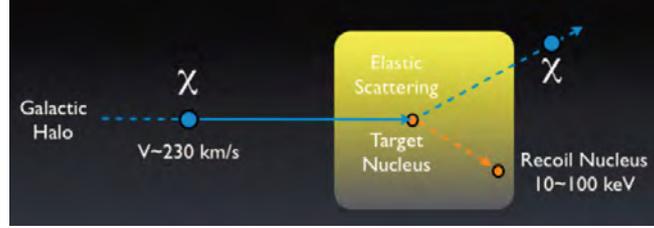


图 1-8: WIMP 与原子核弹性散射示意图

如果我们有核原子质量  $A$  的靶原子核，知道散射界面  $\sigma$ ，知道速度  $v$  和暗物质微分粒子数密度  $dn$ ，那么每公斤靶原子核的微分事例率为，

$$dR = \frac{N_A}{A} \sigma v dn \quad (1-4)$$

总的事例数为

$$R_0 = \int_{v=0}^{v_{esc}} dR = \int_{v=0}^{v_{esc}} \frac{N_A}{A} \sigma v dn \quad (1-5)$$

这里  $v_{esc}$  是星系逃逸速度， $dn$  可以表示为：

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\vec{v}, \vec{v}_e) d\vec{v} \quad (1-6)$$

式中  $k$  为归一化因子，

$$k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos \theta) \int_0^{v_{esc}} f(\vec{v}, \vec{v}_e) v^2 dv \quad (1-7)$$

$\vec{v}$  为暗物质速度， $\vec{v}_e$  为地球速度，相对于暗物质晕，也就是银河系中心，有一种暗物质探测方式就是根据地球相对于银河系中心的速度有季节的变化来检查数据有没有出现相应的周期性。 $n_0$  为粒子数密度平均值， $n_0 = \rho_\chi / M_\chi$ ，其中  $\rho_\chi$  和  $M_\chi$  分别为暗物质密度和质量。 $\rho_\chi$  距离星系中心越远则越小，我们一般使用  $0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$  作为地球周围暗物质的密度 [83]。我们假定暗物质的速度分布服从麦克斯韦分布，则

$$f(\vec{v}, \vec{v}_e) = e^{-(v+v_e)^2/v_0^2} \quad (1-8)$$

$v_0$  是暗物质相对于银河系的最可几速度，通常取值为 220km/s。如果假定  $v_e = 0$  和  $v_{esc} = \infty$ ，则总事例率为

$$R_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_A \rho_\chi}{A M_\chi} \sigma v_0 \quad (1-9)$$

## 1.2 探测暗物质

从暗物质发生反应的过程，如图 1-9 可以分为三种方式暗物质和普通物质之间的散射，暗物质湮灭产生普通物质以及普通物质对撞产生暗物质。根据暗物质反应产生信号的三种方式，分别对应暗物质直接探测，间接探测和对撞机物理。

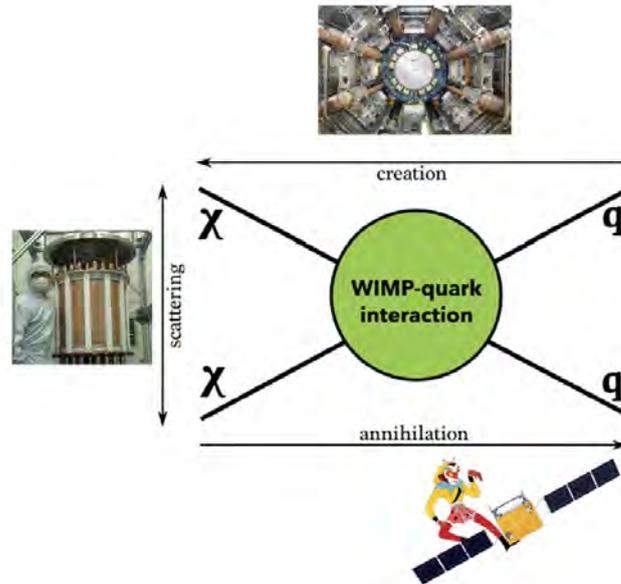


图 1-9: 暗物质探测的三种方式 [6]，(1) 左侧，通过观测暗物质和普通物质之间的散射，称为直接探测，图片为 PandaX-II TPC；(2) 上侧，利用对撞机使普通物质对撞产生暗物质，通过质量缺失寻找暗物质，图片为 ATLAS 探测器；(3) 下侧，暗物质湮灭产生普通物质，通过观测超过宇宙平滑本底的信号，图片为“悟空”暗物质卫星。

### 1.2.1 暗物质直接探测

暗物质直接探测实验就是等待暗物质与探测器靶原子（核）的反应，然后探测反冲能。直接探测实验一般把 WIMPs 当做理想的候选粒子，但此类实验原则上不依赖于理论模型，直接探测实验只需要看最后的候选粒子有没有超过本底预期。

前面我们讲过暗物质与普通物质反应概率极低，且沉积的能量在 10keV 量级，所以暗物质直接探测需要满足一下要求：

(1) 严格的本底要求，首先为了屏蔽宇宙线，实验需要在地下实验室进行；实验所用的各种材料和探测仪器都要经过严格的低本底筛选；要利用探测器的独特信号相应，找到进一步排除本底的办法。

(2) 低探测阈值，为了实现低的探测阈值，首先要选择信号相应大的探测媒介，比如阈值低的闪烁体，液氙，高纯锗等；其次在信号较小的情况下，需要有足够的信号甄别能力。

(3) 需要保证探测器的稳定运行，暗物质事例的多少与曝光量成正比。

通常来说，暗物质在探测媒介中沉积的能量会转化成光能，电能和热能。暗物质直接探测实验就是根据这三种信号设计，例如为了探测光能和电能，则需要闪烁体和半导体探测器等，而液态惰性气体 TPC 技术可以同时探测光和电信号，如图 1-10，有的实验还可以探测热能。在高质量 WIMP 探测方面，液氙处于领先地位，关于液氙的性质和用于暗物质测量的原理将在第二章中介绍，在低质量暗物质探测方面高纯锗探测器处于领先地位。暗物质实验的进展速度非常快，甚至超过描述晶体管数量增加的摩尔定律 (Moore's law)，如图 1-11。暗物质直接探测实验不是无限发展的，当探测器灵敏度切到中微子本底时，也就达到了暗物质直接探测实验的上限。在本节中，我们根据暗物质直接探测的介质形态介绍其中典型的暗物质实验。

#### 1.2.1.1 固态闪烁体

暗物质在闪烁体中产生可以产生两种信号，光信号和热信号，后者需要将闪烁体置于低温环境下。这其中有两个代表性实验，DAMA (DARk MATter) 和 CRESST (Cryogenics Rare Event Search with Superconducting Thermometers)，两个实验都位于意大利 Gran Sasso 国家地下实验。DAMA 实验使用掺铊 (Tl) 的碘化钠 (NaI) 材料，只探测光信号，CRESST 基于钨酸钙 ( $\text{CaWO}_4$ ) 晶体，在低温环境下，可以探测热能和闪烁光。

DAMA 实验分成两个阶段，第一阶段 DAMA/NAI 使用 100kg 闪烁体介质，

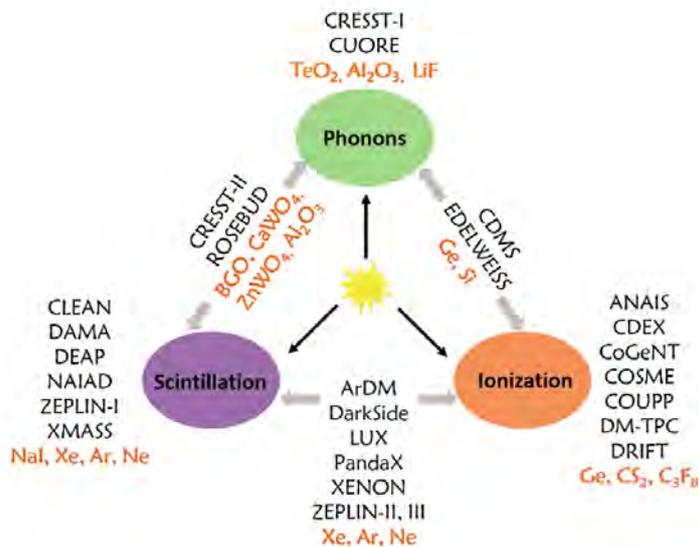


图 1-10: 根据探测信号划分的暗物质直接探测实验, 有的实验只探测其中一个信号, 有的实验可以探测多个信号 [7]。

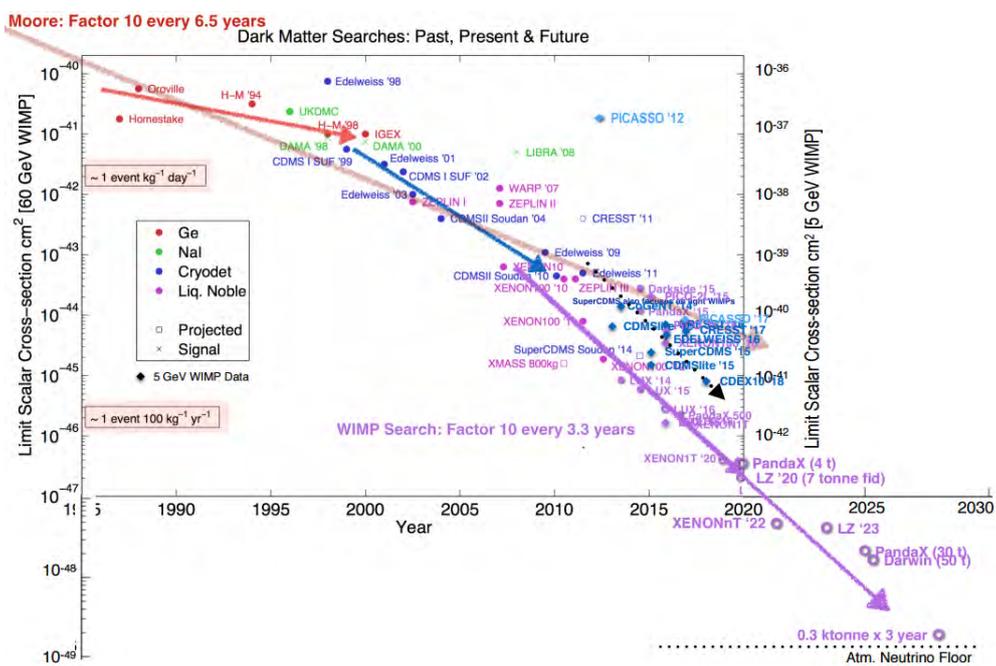


图 1-11: 暗物质直接探测的进展, 图片来源 Wikipedia, 以 WIMP 模型为例, 左侧纵轴为 60GeV WIMP, 右侧纵轴为 5GeV WIMP。反应截面的上限每 3.3year 降低 10 倍, 速度甚至超过描述晶体管数量增加的摩尔定律 [8]

收集了 0.29ton-year 的数据，然后其升级阶段 DAMA/LIBRA 实验，将介质质量提高到 250kg，其探测器示意图如图 1-12，它包含  $5 \times 5$  的晶体阵列。DAMA 实验的物理目标是年调制效应，地球绕太阳公转的周期内，其相对于银河系中心的轨道速度有所差异。当地球上的探测器在银河系暗物质晕中间穿行时，其相互作用产生的事例率也应该有地球绕太阳公转周期性的变化，即年调制现象。DAMA 实验在不同能区的实验数据如图 1-13，他们根据图中出现的周期性信号宣称看到暗物质年调制信号，但是遗憾的是，DAMA 宣称的暗物质结果被后续灵敏度更高的实验所排出。

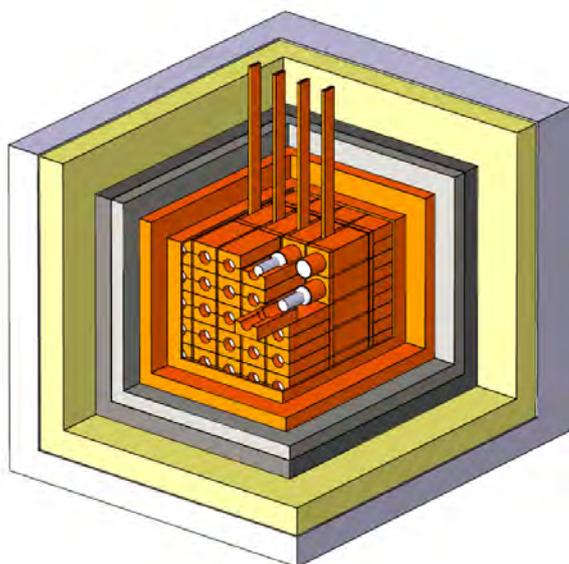


图 1-12: DAMA 实验探测器示意图 [9]

CRESS 也分成两个阶段，CRESS-I 和 CRESS-II，CRESS-II 实验包含 33 个模块，每个模块都含有两个低温热量计，一个用来测量晶体中沉积的热能，另一个还具有探测闪烁光的功能 1-14 a)。低温晶体材料可以达到非常低的探测阈值和能量分辨率，他们在低质量 WIMPs 区域具有竞争优势，初期实验结果排除了只有本底的假设，发现质量为 25.3GeV 和 11.6GeV 的疑似事例。但是在后续实验过程中，他们累计了更多事例，但是没有发现超出本底的事例 1-14 b)。

#### 1.2.1.2 半导体

半导体材料可以探测电信号，在低温条件下，还可以探测热信号。在本节，我们介绍两个代表性实验，CoGeNT 和 CDMS。

CoGeNT(Coherent Germanium Neutrino Technology) 实验使用高纯锗探测器，

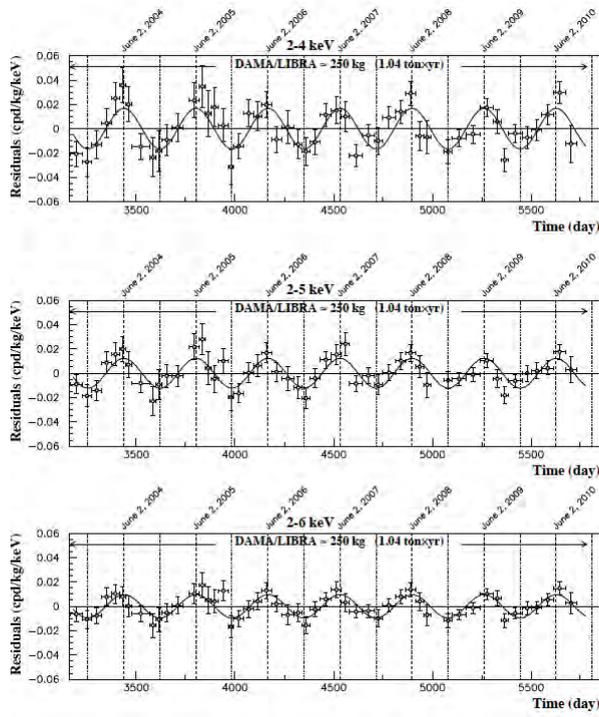
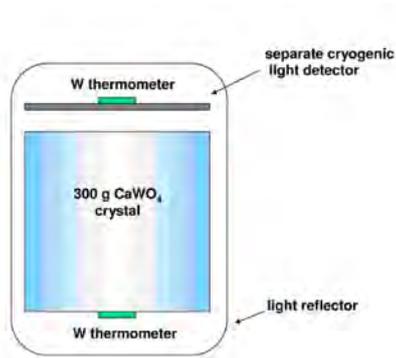
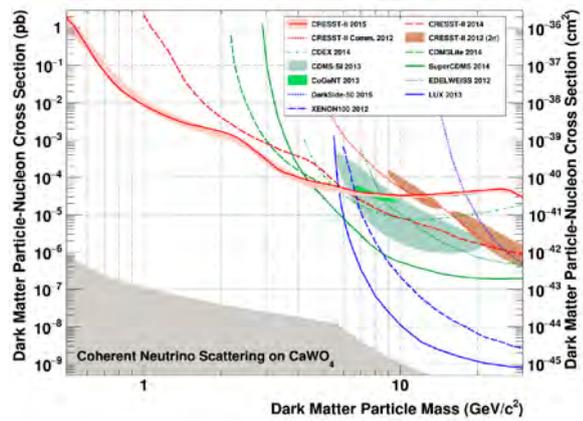


图 1-13: DAMA 实验 1.4ton-year 的实验结果，他们根据图中出现的周期性信号宣称看到暗物质年调制信号 [9]



a) CRESS 探测器简图 [84]



b) CRESS 各阶段实验结果 [85]

图 1-14

其探测单元是 P 型电接触式锗探测器，可以探测电信号 1-15。CoGeNT 实验从 2009 年开始在美国苏丹地下实验室（Soudan Underground Laboratory）运行，探测材料噪声水平非常低，探测器可以探测非常低的反冲能，同时根据信号的上升时间，可以区分表面事例和体事例。利用 3.4 年的曝光时间数据，CoGeNT 也观察到了年调制效应，其实验结果与 DAMA 基本符合，但是置信度只有  $1.6\sigma$ ，也被后续实验排除。

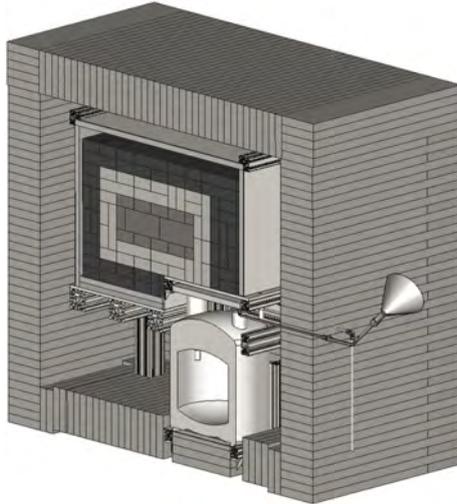


图 1-15: CoGeNT 实验探测器示意图 [10]

CDMS (Cryogenic Dark Matter Search) 实验包含一系列的升级实验: CDMS-I、CDMS II-Ge、CDMS II-Si 和 SuperCDMS, 这些实验可以探测暗物质能量沉积产生的电信号和热信号, 两者的分支比可以将电子反冲事例和核反冲事例区分出来。目前 CDMS 实验移到了美国苏丹地下实验。CDMS 实验采用基于锗 (Ge) 和硅 (Si) 衬底的半导体阵列探测器, 并将探测器运行于 mK 的超低温环境, 每一个探测器阵列包含 250 克的锗和 100 克的硅晶体。后续 SuperCDMS 将搬到更深的加拿大 SNOLab 实验室, 实验将在 2-3 年内开始运行。CDMS II-Si 实验曾经发现了疑似 WIMP 事例, 但是又被后续 SuperCDMS 实验排除, SuperCDMS 实验增加了 Z 方向的电荷和热信号传感器, 其本底区分能力提高了一个数量级。截止目前为止, SuperCDMS 实验仍然给出低质量 WIMP 的最好探测结果, 如图 1-17。

### 1.2.1.3 液态惰性气体

在以上两个章节中, 我们主要讨论了固体介质探测器, 包括闪烁体和半导体, 两者的优势在于低能量阈值和高能量分辨率, 对于低质量暗物质探测具有很强的竞争力。而惰性气体探测器, 除了能量阈值比固态介质探测器稍高以外, 具有非常

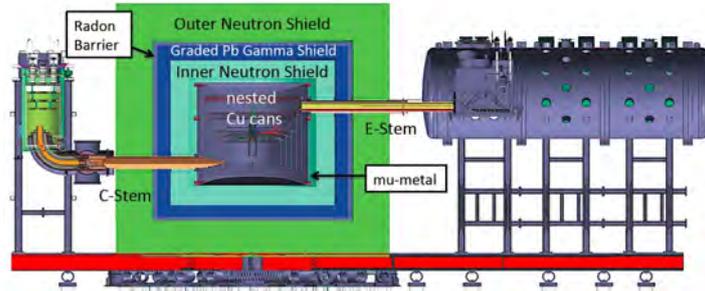


图 1-16: SuperCDMS 实验探测器示意图 [11]

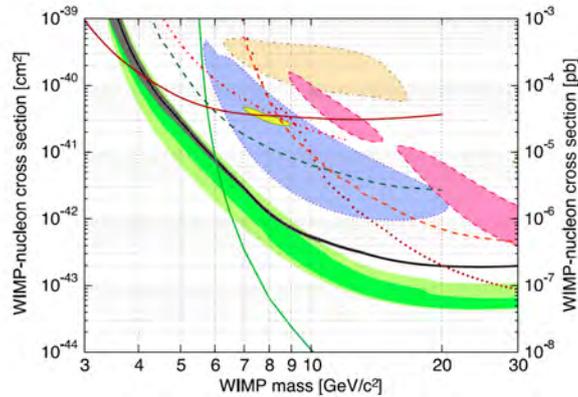


图 1-17: SuperCDMS 实验结果 [12]

多的优势。惰性气体性质稳定，在空气中含量较高，价格便宜，有成熟的提纯技术，因此可以建造吨量级以上的大型探测器，同时通过时间投影室技术可以重建 XYZ 三维坐标，通过光电信号的比例和脉冲形状鉴别（PSD）也具有良好的电子反冲事例和核反冲事例的区分能力。在本节中我们主要介绍两类液态惰性气体实验，液氙和液氙，前者包括 PandaX、XENON、LUX、XMASS 等，后者包括 DarkSide 和 DEAP 等。PandaX 实验将在后续章节着重介绍，这里将给出 XENON、LUX、XMASS、DarkSide 和 DEAP 实验的简述。

XENON 实验由美国哥伦比亚大学主导，位于 Gran Sasso 实验室，XENON 实验为两相型液氙时间投影室，由顶部和底部的光电管阵列探测光信号（S1）和电信号（S2）。S1 信号液氙中退激发和电子离子对复合放出的信号，S2 信号为没有复合的电子向上漂移，从液面拽出后，在气氙中形成的正比发光信号。其包含一系列的试验阶段：XENON10、XENON100、XENON1T 和 XENONnT，如图 1-18。

目前 XENON 实验发表了一些列暗物质结果，包括 WIMPs, Axion, 年调制分析,  $^{124}\text{Xe}$  无中微子双贝塔衰变等。XENON1T 实验已经完成运行 1-19, XENONnT 实验正在升级中。



a) 2005-2007, 25kg, ~15cm



b) 2008-2016, 160kg, ~30cm



c) 2012-2018, 3.2ton, ~1m



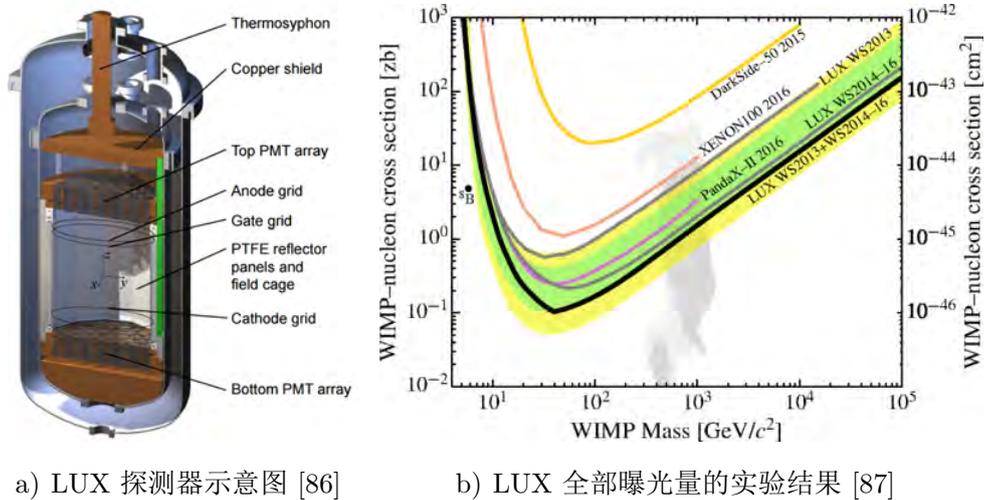
d) 2019-2023, 8ton, ~1.5m

图 1-18: XENON 系列实验 TPC 示意图, 以及所取得的暗物质探测结果 [13], 依次为 XENON10:  $\sim 1 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$ , XENON100:  $\sim 1 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ , XENON1T:  $\sim 1 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ , XENONnT:  $\sim 1 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ 。



图 1-19: XENON1T 实验示意图 [13]

LUX (Large Underground Xenon experiment) 实验位于美国南达科他州的 Sanford 地下实验，总共灌装了 379kg 液氙，其中有效质量为 250kg，也是两相型液氙时间投影室，其探测器示意图如图 1-20 a)。LUX 合作组成立于 2009 年，实验于 2013 年 4 月份开始取数，在 2013 年收集 85 天数据，在 2014-2016 年又收集了 332 天数据。LUX 实验第一次使用氙化甲烷作为低能 ER 刻度源，并使用 DD 中子管作为 NR 刻度源，其综合最新数据分析和刻度分析的结果如图 1-20 b)。



a) LUX 探测器示意图 [86]

b) LUX 全部曝光量的实验结果 [87]

图 1-20: LUX 实验示意图和结果

LUX 合作组的历史可以追述到 XENON10 和更早的 ZEPLIN 实验。目前 LUX 和 ZEPLIN 组成了 LZ 合作组，并提出建设更大的液氙时间投影室，该项目于 2015 年 7 月立项，并开始建设，如图 1-21。LZ 实验将大大提高暗物质探测的灵敏度，经过三年左右的有效运行，有可能碰到中微子底板。

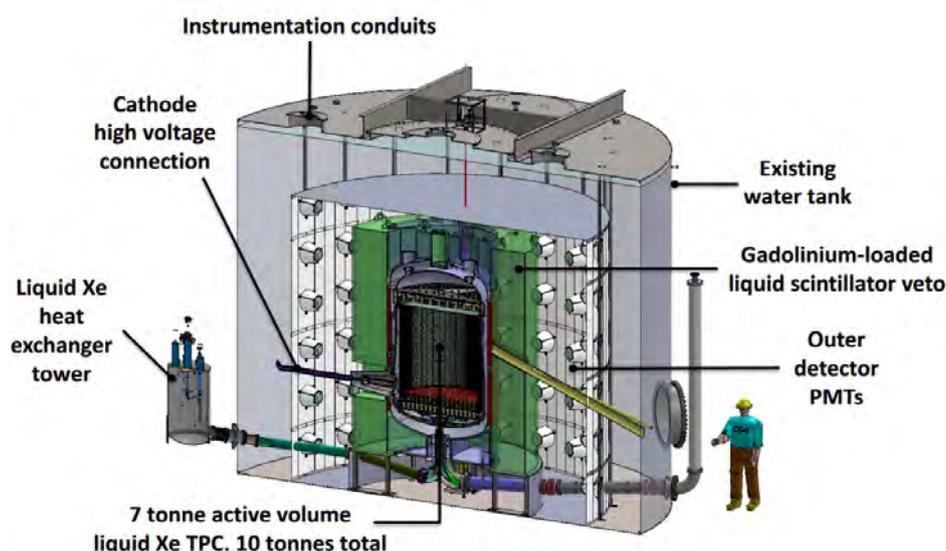


图 1-21: LZ 探测器概念设计图 [14]

我们这里介绍的第三个液氙实验是日本的 XMASS (Xenon detector for weakly interacting MASSive particles) 实验, XMASS 第一阶段实验 XMASS-I 于 2010 年启动, 位于日本东京大学内宇宙线研究所的神岗观测站。不同于 XENON 和 LUX, XMASS 只使用单相液氙, 其探测器为直径 80cm 的铜容器, 周围覆盖 642 个光电管, 如图 1-22, 因此取得了非常高的光探测效率。但是 XMASS 使用的 3 英寸光电管密封圈材料含有非常高的放射性, 实验不得不停止。在 2012 年, 他们光电管后增加了一个高纯铜罩子来阻挡来自光电管的放射性, 使本底水平降低了一个数量级, 但其本底水平仍然高于 XENON 和 LUX 实验, 因此缺少一定的竞争力。

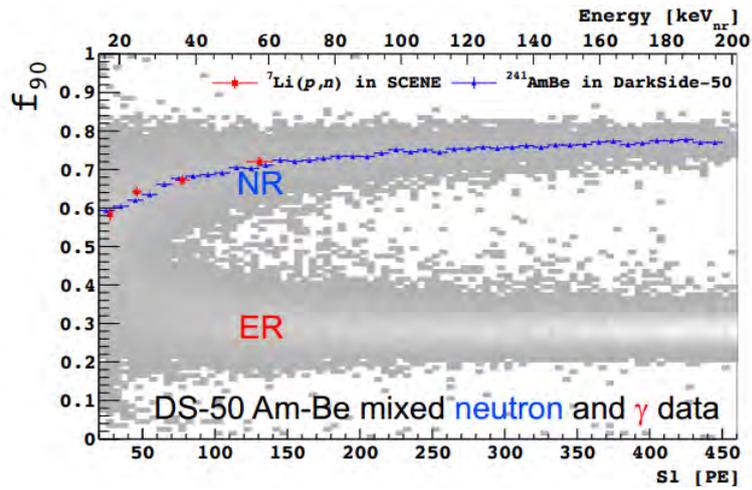
除了液氙, 液氙也可以用来做探测暗物质的媒介。其探测器技术与液氙类似, 可以同时探测电信号和光信号, 或者只看光信号。液氙相比液氙的最大优势在于脉冲形状鉴别 (PSD) 能力, 在液氙中, 闪烁光退激发包含快慢两种成分, 长寿命的为  $1.6\mu\text{s}$ , 短寿命的为  $6\text{ns}$ 。当电离密度增大时, 长寿命的激发态会受到抑制, 核反冲的电离密度要高于电子反冲, 因此核反冲的脉冲衰减较快。在实验中常用 S1 在前 90ns ( $f_{90}$ ) 比例的差别来区分 ER 和 NR 事例, 如图 DarKSide50 实验的 PSD 效果图 1-23。氙在空气中含量更多, 其 99.6% 的同位素为  $^{40}\text{Ar}$ , 但是氙在空气中会由  $^{40}\text{Ar}$  通过中子俘获, 并放出两个中子的方式形成  $^{39}\text{Ar}$ , 在大气中  $^{39}\text{Ar}$  的活度为  $1\text{Bq/kg}$ ,  $^{39}\text{Ar}$  的  $\beta$  衰变的半衰期为 269 年, 因此会引入很高的本底。为了排除  $^{39}\text{Ar}$ , 要么寻找地下低放射性的老氙, 要么使用离心等技术去除此同位素。

在本节中, 我们介绍两个使用液氙的实验, DarkSide 和 DEAP 实验。

DarkSide 实验使用两相型液氙时间投影室, 位于意大利 Gran Sasso 地下实



图 1-22: XMASS 探测器 [15]

图 1-23: DarkSide50 PSD 效果图, NR 脉冲衰变时间较快, 所以  $f_{90}$  较大, 反之 ER  $f_{90}$  较大 [16]。

实验室。DarkSide 包括 DarkSide-10, DarkSide-50, 以及计划升级的 DarkSide-20K, 如图 1-24。DarkSide-10 是整个实验的原型机, 从 DarkSide-50 开始暗物质探测。DarkSide-50 实验组成功的在地下找到了低放射性的老氩, 这些氩气在地下可以屏蔽宇宙线, 经过长时间的衰减, 其中  $^{39}\text{Ar}$  已经所剩无几, 其灵敏度达到  $2 \times 10^{-44} \text{cm}^2$ , 计划升级的 DarkSide-29K, 预期灵敏度将达到  $\sim \times 10^{-47} \text{cm}^2$ 。

DEAP 实验使用单相液氩作为探测介质, 位于加拿大 SNOlab 地下实验室。DEAP 实验目前进行到 DEAP-3600, 实验探测器内包含 3600kg 的液氩。探测器为球形有机玻璃, 255 个光电管环绕在球壳上。DEAP 实验只能接受光信号, 无法用光电比排除本底, 只能使用 PSD 作为本底排除的手段。DEAP-3600 在 2018 年公布了第一个物理结果 1-25, 液氩实验与液氙实验的最好结果相差两个数量级左右, 主要原因还是  $^{39}\text{Ar}$  造成的本底影响。

### 1.2.2 暗物质间接探测

暗物质的间接探测, 指的是在假设暗物质是马约拉纳 (Majorana) 费米子的前提下, 即暗物质粒子为自身反物质, WIMP 就是一种典型的马约拉纳费米子, 则暗物质之间湮灭就可以产生标准模型粒子, 如式 1-10。

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow q\bar{q}, \ell\bar{\ell}, W^+W^-, ZZ \quad (1-10)$$

暗物质探测间接探测实验比较有名的实验包括 Fermi-LAT [88], Ice-Cube [89], AMS-02 [90], DAMPE(悟空) [91] 等。因为宇宙事件的复杂性, 间接探测实验的实验结果往往存在多种解释, 要想确认暗物质的结果往往需要数据量的累计和多个结果的相互检查。

### 1.2.3 对撞机探测暗物质

对撞机通过 1-11 过程来探测暗物质, 基本原理就是  $\chi\bar{\chi}$  为不可探测部分, 也就是找到 pp 对撞之后的缺失质量即为暗物质的踪迹, 这是其他两种暗物质探测方式的有效补充。

$$pp \rightarrow \chi\bar{\chi} + x \quad (1-11)$$

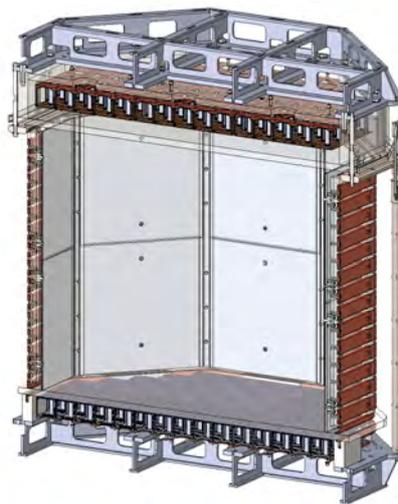
式中 x 为强子喷注 (hadronic jet)。到目前为止, LHC 可以把 pp 质心能量加速到 14TeV, 但是还没有发现任何明确的超出。LHC 计划会继续运行 15 年, 大概到 2035 年数据统计量要比现在高两个量级 [92]。



a) DarkSide-10



b) DarkSide-50



c) DarkSide-20K

图 1-24: DarkSide 探测器 [17]

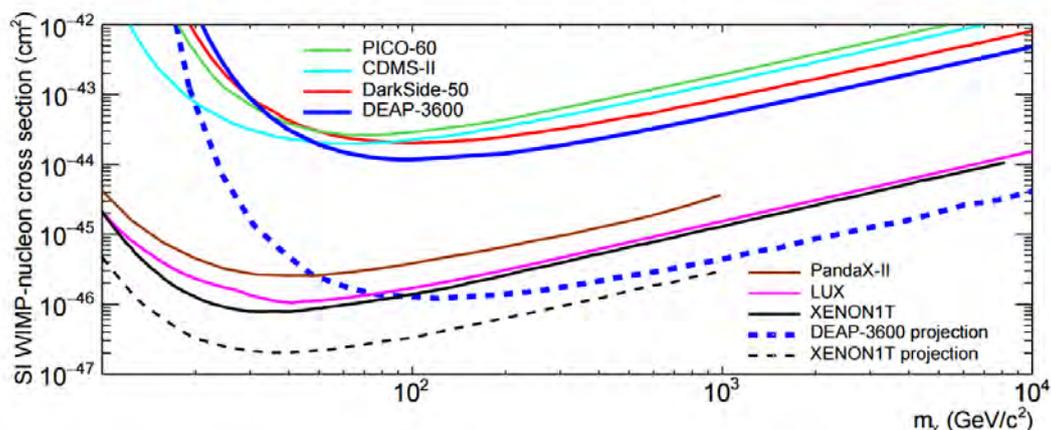


图 1-25: DEAP-3600 实验第一个物理结果 [18]

### 1.3 论文章节的安排

论文第一章介绍了暗物质的相关背景和探测现状。在这一章中，我们简单介绍了暗物质存在的种种证据，暗物质粒子候选者，以及暗物质探测的现状。

第二章中对液氙作为探测媒介的性质做了介绍，为后续章节的分析打下基础。

第三章中对 PandaX-II 实验作一个总体介绍，包括各个子系统以及数据处理流程，最后把作者参与较少的位置重建做了简单介绍。

第四章开始主要为数据分析工作，第四章我先介绍了 PandaX-II 实验中信号的响应，以及探测器均匀性修正，最后给出探测器对光和电的探测效率。

第五章中，我将给出 PandaX-II 实验的刻度总结，以及结合 NEST 模型给出探测器对暗物质和本底的探测效率。

第六章为 PandaX-II 实验各类本底介绍，之后第七章为用 PandaX-II 数据寻找 WIMP-原子核自旋相关反应的分析，包括自旋相关信号的特征，数据分析的方法，最后给出对实验结果的总结和展望。

## 2 基于两相型液氙的时间投影室技术

从最早上世纪 60 年代末期发现液氙的优良性质，到之后对液氙基础性质的研究，再到气液两相型时间投影室技术的提出，使得液氙 TPC 技术开始用于暗物质的实验研究等寻找稀有物理过程中，以液氙作为探测媒介的技术已经发展超过 40 年。PandaX-II 是基于两相型液氙时间投影室的暗物质探测实验，概括来说，其优势包括，较高的沸点，化学性质稳定，较高的原子系数和密度，很好的自屏蔽能力，没有放射性同位素，容易做成大体积；另外在光电特性上，光产额高，能量沉积效率高，时间响应快；最重要的是利用两相技术，可以实现很好的本底区分。综合这些优势，目前大多数 WIMPs 质量区域都取得了世界领先的灵敏度。

本章中，我们会首先介绍液氙的物理性质和光电性质，然后再介绍两相型 TPC 的原理。

### 2.1 氙的物理性质

表 2-1 中列出了一些 Xe 的物理性质。氙在空气中的体积比份只有 0.1ppm (particle per million)，主要生产来源于钢铁厂压缩空气的副产品，经过逐层分流可得到最终纯净度 99.999% 的产品，氙的市场价格大约为 1 万 RMB/kg，虽然价格较其他惰性气体贵出不少，但依靠上面介绍的优良性质，也是大型暗物质 TPC 的首选。本节中，我们依照氙的物理性质，着重介绍其三个优势。

#### 较高的沸点

氙的沸点在  $-100^{\circ}\text{C}$  左右，是所有稀有气体中最高的，可以大幅度节约制冷成本，如图 2-1。不过这个优势，也是“双面剑”，由于沸点高，许多沸点更低电负性杂质很难去除。后面章节介绍的循环系统，通过不断的在线循环提纯，可以将氙提纯到暗物质实验的要求。

#### 大质量，高密度

在可以应用的稀有气体中，氙的分子量最大，也使得氙具有更高的密度。我们以 WMIP-nuclon 散射为例，在自旋无关的情况下，散射界面与  $A^2$  成正比，在自旋相关情况下，散射界面与  $A$  成正比。所以氙核有最高的概率与暗物质发生散射。另外，考虑二体弹性散射，每次散射的能量与二者质量相关，如典型的 WMIP 理论预言质量为  $100\text{GeV}$  左右，正好与氙核相当，此时能量沉积效率最大。

高密度也带来另一个优势，即氙有很好的自屏蔽效果。探测器的主要本底来源

性质	数值
原子序数	54
主要同位素	$^{126}\text{Xe}$ 0.09% , $^{129}\text{Xe}$ 26.44% , $^{131}\text{Xe}$ 21.18% $^{132}\text{Xe}$ 26.89% , $^{134}\text{Xe}$ 10.44% , $^{136}\text{Xe}$ 8.87%
平均原子量	131.3
气体密度 (标准大气压, 273K)	5.9g/L
液体密度	$\sim 3\text{g/cm}^3$
熔点 (标准大气压)	161.4K
沸点 (标准大气压)	165.1K
三相点	161.3K, 0.81bar, $2.96\text{g/cm}^3$
临界点	289.7K, 58.4bar, $1.11\text{g/cm}^3$
相对介电常数	1.95
闪烁光波长	178nm, 能谱见图 2-5
折射率 (波长)	1.79 (178nm)
瑞利散射长度	30cm (理论), 29-50cm (实验)

表 2-1: 氙的一些物理性质, 数据参考 [1], 不同数据来源, 数值稍有区别。

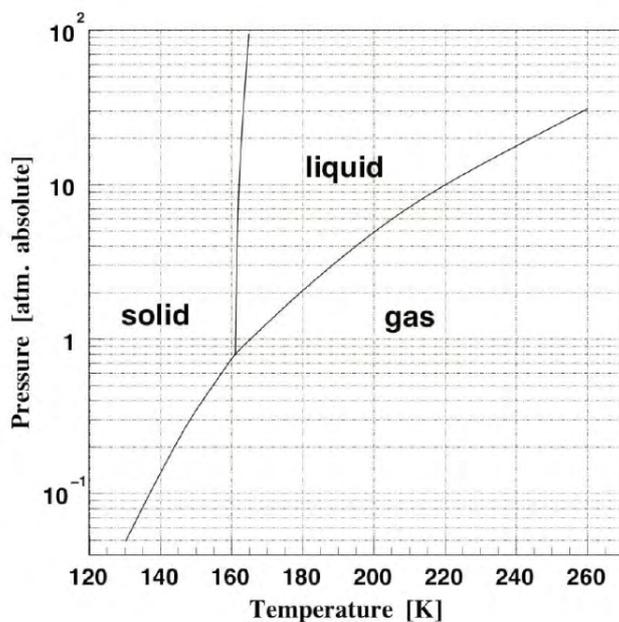


图 2-1: 氙的三相图 [19]

是探测器材料的放射性，外层的氙可以很好的“保护”内层的氙，以此我们得到一个非常干净的探测环境。

没有放射性同位素

自然界中的氙没有长衰变放射周期的同位素，需要说明的是  $^{127}\text{Xe}$  在受宇宙线或者中子源辐照时，会产生半衰期为 36.3 天的  $^{127}\text{Xe}$ ，这种核素运到地下实验室避开宇宙线之后会慢慢衰变殆尽。

另外，Xe 的同位素包含奇偶核和偶偶核，奇偶核具有非零的自旋，可以用来做自旋相关的研究。 $^{136}\text{Xe}$  可以用来做无中微子双贝塔衰变 (neutrinoless double beta decay,  $0\nu\beta\beta$ ) 的研究。

## 2.2 氙的光电特性

在惰性气体中沉积的能量分为三部分，激发，电离和热能，电离之后的电子离子对可以复合产生闪烁光，没有复合的电子形成自由电子，具体过程如图 2-2所示，

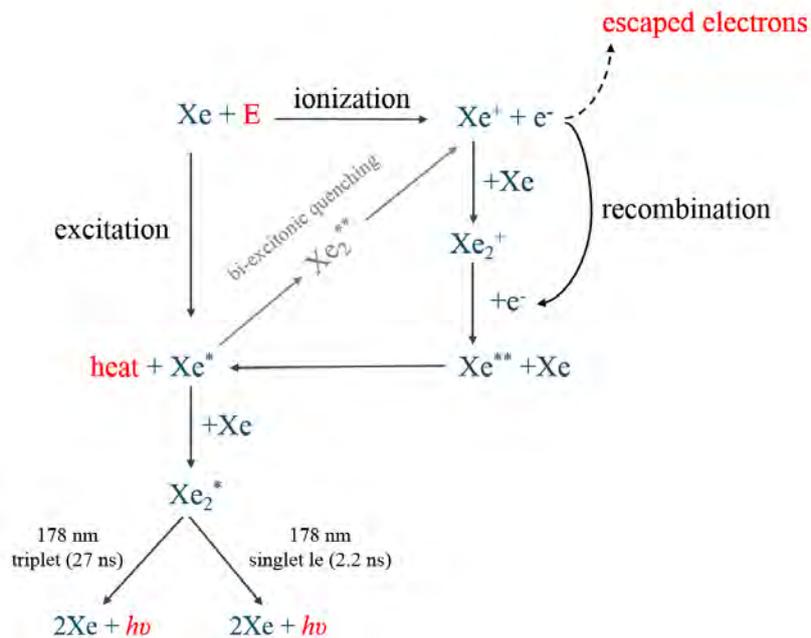


图 2-2: 液氙中闪烁光和电离示意图 [7]，其中红色字体为可探测信号，黑色字体代表物理过程，蓝色字体代表氙原子。

在我们的探测器中热能是不可探测的，所以忽略此部分能量，我们可以用稀有气体 Platzman 方程 (Platzman equation) 2-1来代表电磁能量沉积过程, 其中,  $E_{ex}$  是 Xe 激发态的平均能量,  $N_{ex}$  为激发子的数目;  $E_i$  为平均电离能,  $N_i$  为电子

离子对数目； $\epsilon$  是指次级激发单子的平均动能。一般来说， $\epsilon$  能量较小（也有早期文献说次能量较大），为了统一使用，我们把次级激发电子的动能一并算入平均电离能  $E_i$ ，于是我们有简化版的 Platzman 方程 2-2。在计算液氙中电子光子数目的模型中，我们普遍采用 NEST 模型（Noble Element Simulation Technique），此模型为半经验物理模型，所以  $E_{ex}$  和  $E_i$  的测量虽有不同但其准确数值并不重要，NEST 使用一个经验主义确定的  $W$  值，代表液氙中产生一个量子（激发子或者离子）需要的平均能量，根据最佳拟合结果， $W=13.7\text{eV}$ ，也就是说没  $1\text{keV}$  电磁能量沉积产生 73 个量子。于是我们有  $E_{dep} = W \times (N_{ex} + N_i)$ ，为了叙述方便，我们先定义两个重要的参数激发电离数目比  $\alpha = N_{ex}/N_i$  和电子离子对符合几率  $r$ ，我们在后续介绍 NEST 模型的章节中，我们会详细讨论。

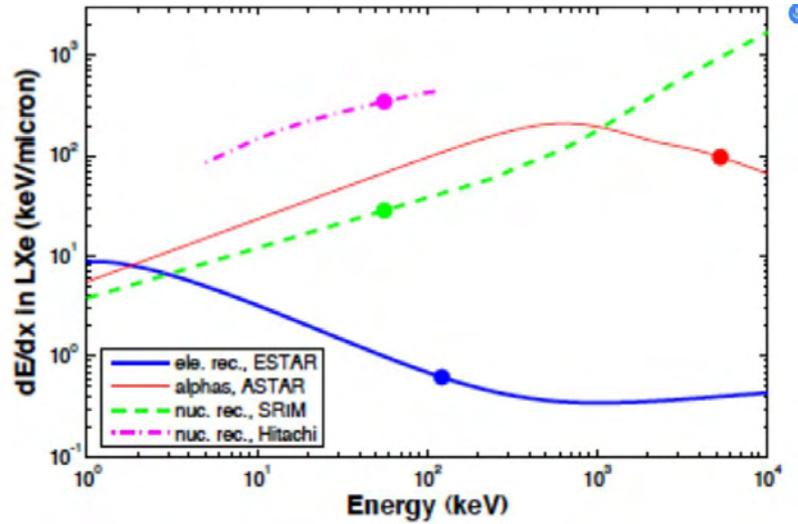
$$E_{dep} = N_{ex}E_{ex} + N_iE_i + N_i\epsilon \quad (2-1)$$

$$E_{dep} = N_{ex}E_{ex} + N_iE_i \quad (2-2)$$

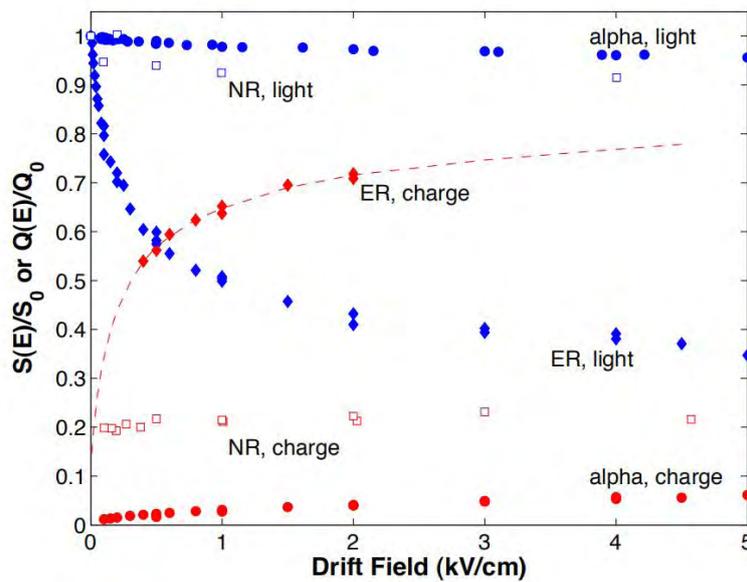
对于不同粒子，此三种能量的分配比例不同。我们把常见的粒子分为两种反应类型，第一种如 ( $\gamma, e^-, \alpha, \text{Axion}, \text{dark photon}$  等) 只与 Xe 核外电子反应，我们称此种能量沉积为电子反冲事例 (Electron recoil, ER)；第二种如 (neutron, WIMPs 等) 可以无视核外电子，与原子散射产生能量沉积，我们称此种能量沉积为核反冲事例 (Nucleus recoil, NR)。ER 和 NR 的区分是两相型液氙 TPC 的重要特征，在本底甄别时发挥重要作用，如图 2-3 b), ER, NR 以及  $\alpha$  粒子有不同的光电分配关系，从图中我们可以明显看到，ER 和 NR 光电分配的不同，这个不同原因在不同粒子沉积能量的径迹的不同，简单来说，ER 事例径迹狭长, NR 和  $\alpha$  事例径迹粗胖，狭长的径迹电子离子复合比例小，粗胖的径迹的复合比例大。如图 2-3 a)，以图中电子为例，能量越高， $dE/dX$  越小，径迹越狭长，复合越少，则光越少，电越多，反之对 NR 是相反的关系。同时，ER 随漂移电场变化较大，NR 随和  $\alpha$  漂移电场影响较小，所以从图 2-3 b)来看，漂移电场越强，ER 和 NR 的区分越好。

### 2.2.1 电离特性

在有外部电场时，未复合的电子会向阳极漂移。我们需要知道的参数包括两个方面，一是电子的产生和漂移过程，前者与沉积能量、电场以及入射粒子类型相关，在漂移过程中我们需要了解电子漂移速度，电子扩散速度，电子在漂移过程中的损失等。另一方面针对 PandaX-II 使用的气液两相型 TPC，我们还要讨论电子



a) 多种粒子的电磁能量沉积能力 (electronic stopping power)



b) 不同入射粒子在液氙中光电产额与漂移电场的关系

图 2-3: 液氙中能量沉积与入射能量 (a) 和漂移电场 (b) 的关系 [20]。(a) 中纵轴为  $dE/dx$ , 表示粒子在液氙中的能量沉积密度, 或者称为 stopping power,  $dE/dx$  越大则径迹越粗胖,  $dE/dx$  越小则径迹越狭长。(b) 中, 对同一种粒子, 其光产额和电产额为互补关系, 对于不同的粒子, ER, NR, alpha 等, 其光电比例不同, ER 光/电比例最低, 然后是 NR, alpha 光/电比例最高, 这是区分不同粒子的重要特征。

在液面的拽出效率，以及电子达到气体区域后，在更强电场下的正比发光过程，这就是我们的 S2 信号。这里我们给出几个最重要的参数 [20]，如表 2-2:

性质	数值
产生一个量子的 W-value	13.7eV
电子迁移率 (mobility)	2000±200cm <sup>2</sup> /Vs
电子漂移速度 (400V/cm)	1.7mm/us
空穴迁移率 (hole mobility)	3.6×10 <sup>-3</sup> cm <sup>2</sup> /Vs
横向扩散系数 (transverse diffusion coefficient, D <sub>T</sub> )	80cm <sup>2</sup> /s, 1kV/cm
纵向扩散系数 (longitudinal diffusion coefficient, D <sub>L</sub> )	0.1D <sub>T</sub>
常见电负性气体	SF <sub>6</sub> ,N <sub>2</sub> O,O <sub>2</sub>
PandaX-II 漂移电场	400V/cm
PandaX-II 萃取电场	4.5kV/cm

表 2-2: 液氙的电子漂移过程的特性

电子飘到液面后，会在萃取电场作用下拽出到气氙中，我们用电场萃取的效率 (EEE, Electron Extraction Efficiency) 来描述电子拽出的比例。在气氙中，电子有更长自由程和更强电场，电子会被加速与气氙原子碰撞产生 S2 信号，我们称为电致发光 (electroluminescence photons)，也称作正比发光 (proportional scintillation photons)。这一发光过程我们使用单电子信号来刻度 (详细介绍见探测器相应章节)，单电子增益 (SEG, Single Electron Gain) 就是一个电子穿过气氙层产生的光子数，在 PandaX-II 中，SEG≈24PE。如公式 2-3, 这里 SEG 是包含了光产额 Y, 光到达 PMT 的效率 β, PMT 量子效率 η 的综合数值。

$$SEG = Y\bar{\beta}\eta \quad Y = (a\frac{E_g}{P_g} + b)h_gP_g \quad (2-3)$$

式中 a=70ph/kV, b=1kV/cm/ctm 是两个常数,  $E_g$ 、 $h_g$ 、 $P_g$  分别对应气氙的电场, 高度, 和气压。如果我们想要保证 SEG 稳定的话, 需要保持  $E_g$ 、 $h_g$ 、 $P_g$  的稳定, 特别是后两个参数对制冷系统的稳定性有很高要求。

## 2.2.2 发光特性

我们还是以图 2-2为参考来说明发光的特性, 发光来源于两部分, 激发和电子离子对的复合, 已有理论值  $N_{ex}/N_i$  ratio=0.06 [93] [94] 和测量数据 ratio<0.2 [35] [95] [96] 表明液氙中闪烁光主要来源于电子离子对的复合。需要指出的是, 两个激发子有一定几率最后只产生一个光子, 这种效应称为 Penning quench-

ing。液氙中激发子的退激发响应时间很快,如图 2-4,从图中我们可以看到,aplha 粒子或者核裂变产生的中子退激发形成的闪烁光有两种信号,单态衰减时间为 4.2ns(中子为 4.1ns),三重态衰减时间为 22ns(中子为 21ns),这么快的衰减时间也让液氙成为液态惰性气体中发光最快的媒介。然而相对论电子产生的退激发只有一个特征时间,45ns。我们可以根据中子和电子 PSD (Pulse shape discrimination, PSD) 的不同来区分粒子,但是目前在 PandaX-II 中,受限于 FADC 采样数等等问题,几十纳秒的级别的波形分析还无法完成,在后续升级实验中,会提高时间尺度的分辨率,使 PSD 分析成为可能。

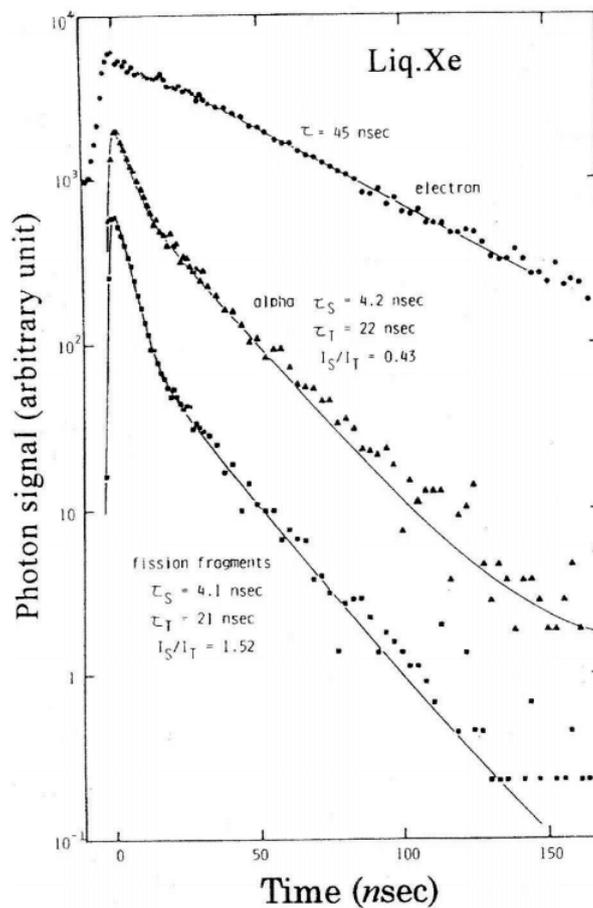


图 2-4: 零点场下,液氙中被电子, alpha 粒子和中子激发后,退激发的衰减曲线 [21]。

另一个跟光相关的特征是光的衰减长度,跟只在的吸收长度和瑞利散射长度相关,如公式 2-4。液氙中常见的吸光杂质为  $H_2O$ , 因为跟氙的闪烁光谱重合较多,如图 2-5。无论是电负性杂质还是水,都会对可探测的信号产生影响,也就是必须配备一套高效率的提纯系统。

$$1/\lambda_{att} = 1/\lambda_{abs} + 1/\lambda_{sca} \quad (2-4)$$

需要注意的是，上面的  $N_{ex}/N_i$  值只针对于 ER 事例，对于 NR 事例， $N_{ex}/N_i$  的值在 1 左右，同时对于 NR，核反冲的大部分能量（80%-90%）会传递给氙原子晶格，以热能损失，这部分能量损失我们以一个叫做 Lindhard factor 的系数描述， $E_{ee} = W * (N_{ex} + N_i) = E_{dep} * L$ ，这里  $E_{ee}$  为等效电磁能量沉积（请见刻度章节介绍）。

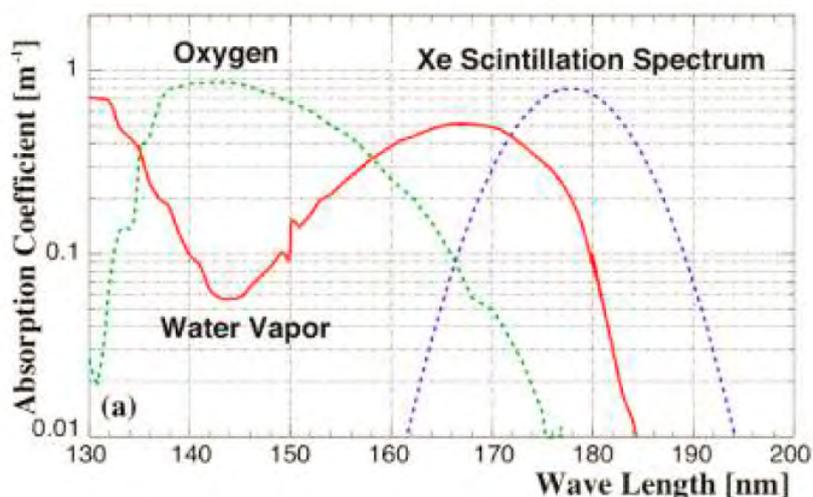


图 2-5: 紫外波段的光吸收系数 [20]，纵轴数值是假定 1ppm 杂质条件下，同时蓝色虚线为 Xe 的闪烁光能谱，峰值为 178nm，通常我们用 178nm 代指氙的特征闪烁光。

### 2.3 两相型液氙探测器

气液两相型时间投影室的原理如图 2-6，时间投影室的构成一般包括三个电极，阴极 (Cathode)、门电极 (Gate)、阳极 (Anode)，阴极和门电极构成图中所示的漂移电场，门电极和阳极之间为萃取电场，液面位于门电极和阳极之间，在 PandaX-II 中，漂移电场为 300-400V/cm，萃取电场为 4-5kV/cm，图中在阴极之下还有一个 0 电势的屏蔽电极用来保护光电管。如前文所述时间投影室可以探测初始的闪烁光信号 (S1) 和电子在气体正比发光形成的第二个光信号 (S2)，根据 S1 和 S2 可以很好的进行能量重建。一般来说，S1 的信号宽度为几十 ns，S2 的宽度为几个 us，这个宽度取决于电子扩散尺度和气氙厚度。时间投影室的墙使用高反射率的 PTFE 材料，以提高光探测效率。

我们把阴极和门电极之间的液氙称为有效质量区域 (Sensitive Volume)，以 PandaX-II 实验为例，在时间投影室内总共有 1ton 液氙，有效质量为 580kg。暗

物质与氙核的碰撞几率很小，基本不会有多次散射，当有暗物质沉积在有效质量区域时，就会产生 S1 和 S2 信号而被记录下来。在阴极以下和阳极以上还有一部分液氙，在这些区域也有能量沉积，但信号响应方式与有效质量区域有所区别，这部分将在下一章中展开介绍。

能量沉积的 XY 位置由 S2 信号在顶部光电管的分布给出，示意图以 PandaX-I 为参考，其中顶部阵列比底部阵列密集，是出于位置重建精度的考虑，Z 的信息对应电子漂移时间，这样我们就拿到了一次能量沉积的 XYZ 位置。相比于单相 TPC，两相型 TPC 同时收集光电信号，两者之间有很好的反符合关系。根据不同粒子产生的光电比例的不同，可以很好的区分 ER 和 NR 事例，大大提高本底排除能力。

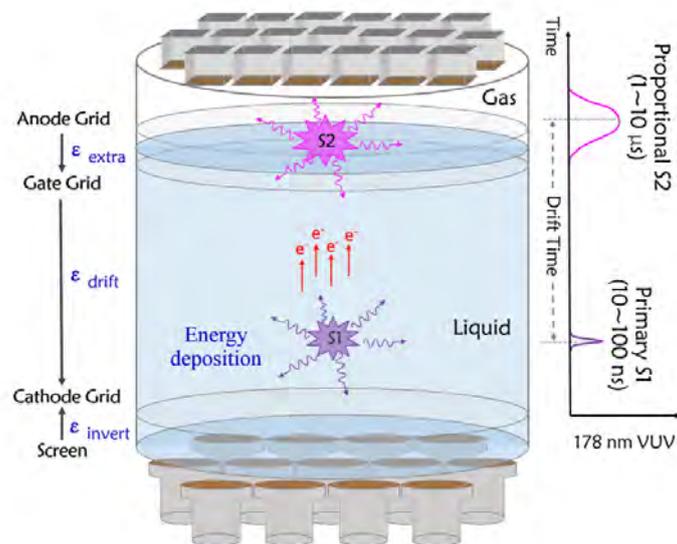


图 2-6: 气液两相型液氙 TPC 示意图 [22]

### 3 PandaX-II 实验介绍

PandaX(Particle AND Astrophysics experiment with Xenon) 实验合作组成立于 2009 年, 坐落于四川省锦屏地下实验室 (China Jin-Ping underground Laboratory, CJPL) 是由上海交通大学牵头的氙基实验。实验总构思分为 4 个阶段, 第一期 (PandaX-I) 和第二期 (PandaX-II) 实验均采用气液两相型 TPC 技术, 用于暗物质的研究, 其中一期装有 120kg 有效质量的液氙, 二期 580kg 的有效质量达到了世界领先水平。三期 (PandaX-III) 实验的物理目标是使用 200kg 到 1t 的高压  $^{136}\text{Xe}$  气体探测无中微子双贝塔衰变 ( $0\nu\beta\beta$  decay), 目前实验正在原型机测试阶段。四期 (PandaX-4T) 实验是一个更大量级的暗物质液氙实验, 有效质量达到 4t, 目前处于建设中。三期和四期实验都将在新建的 CJPL-II [23] 实验室中。

在这一章中, 我们首先介绍 CJPL 实验室, 然后着重介绍 PandaX-II 实验中的各个子系统。

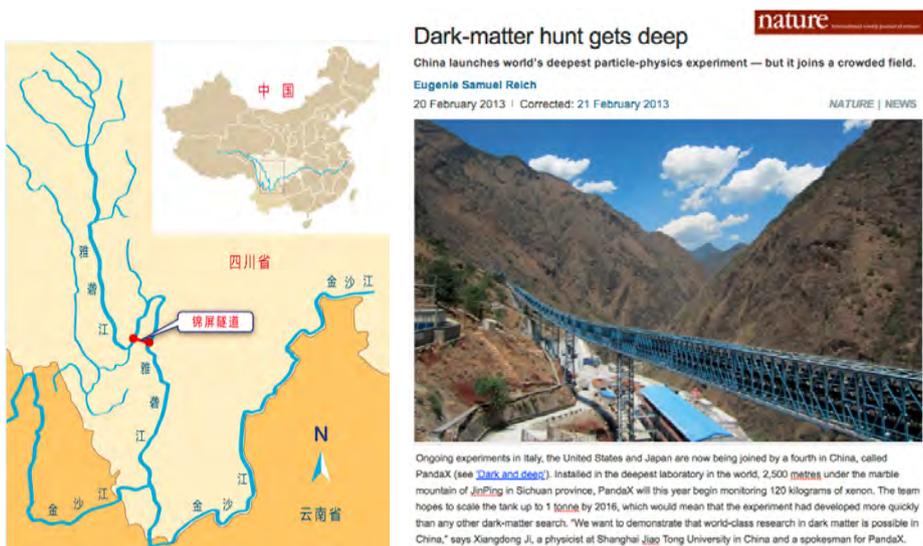
#### 3.1 中国锦屏地下实验室, CJPL

CJPL 位于西南部的四川省凉山彝族自治州锦屏山, 距离西昌市约 100 公里, 是目前世界上已建成的埋藏最深的实验室。实验室由雅砻江水电公司联合清华大学带头, 利用雅砻江公司一条原为水电站服务的辅助交通隧道 (全长约 17.5km), 在隧道中间建成了中国首个极深地下实验室。隧道顶部被 2400m 岩石包围, 也创造了目前世界上最深的实验室。图 3-1 a) 显示了实验室的地理位置, 雅砻江有一个“几”字形回弯, 红色直线是打通的隧道。图 3-1 b) 显示的是 nature 杂志拍摄的隧道入口实物图, 大山大河, 风景非常优美。

巨大的山体对宇宙线有很好的屏蔽效果, 经测量, 宇宙线  $\mu$  子通量为  $(2.0\pm 0.4)\times 10^{-10}/(\text{cm}^2\text{s})$  [97], 是世界上宇宙线本底水平最低的实验室。另外, 经过清华大学 CDEX (China Dark matter Experiment) 合作组测量, 实验室岩石的放射性也非常低, 可以说这些造就了非常理想的实验室条件, 为展开稀有物理课题提供了非常好的实验基础。图 3-2 显示世界上主要底线实验室的比较, 除了上述有点外, CJPL 还有最大的实验室面积和隧道带来的交通便利性 (相比于矿井类地下实验室)。目前, 一期实验室已经入驻的实验包括 CDEX [98]、Jinping Neutrino Experiment [99]、地本底材料测量以及 PandaX。

随着实验需求的扩大, 在 CJPL 实验室旁边又重新开挖了一些列更大的实验

室，建成 CJPL-II。二期实验室包含 4 个实验大厅，共 8 个实验区域，总体积达到 300,000m<sup>3</sup>。图 3-3 显示的是 CJPL-II 实验室布局示意图，PandaX-4T 实验位于 B2 实验大厅。



a) CJPL 地理位置      b) nature 杂志拍摄的辅助交通隧道入口处  
 图 3-1: CJPL 介绍

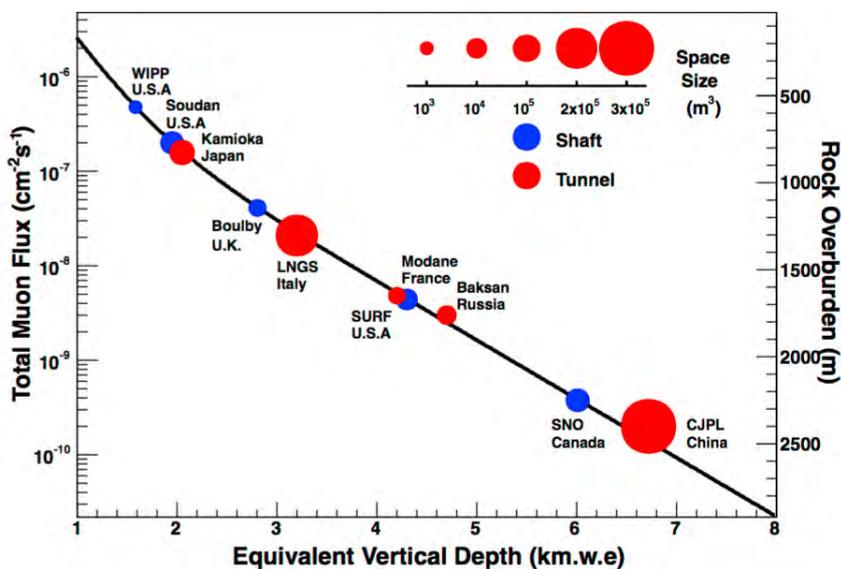


图 3-2: CJPL 与世界其他实验的比较，包括宇宙线通量，岩石厚度，实验室面积等，CJPL 实验室有最厚的岩石屏蔽层，也对应最少的  $\mu$  子通量。

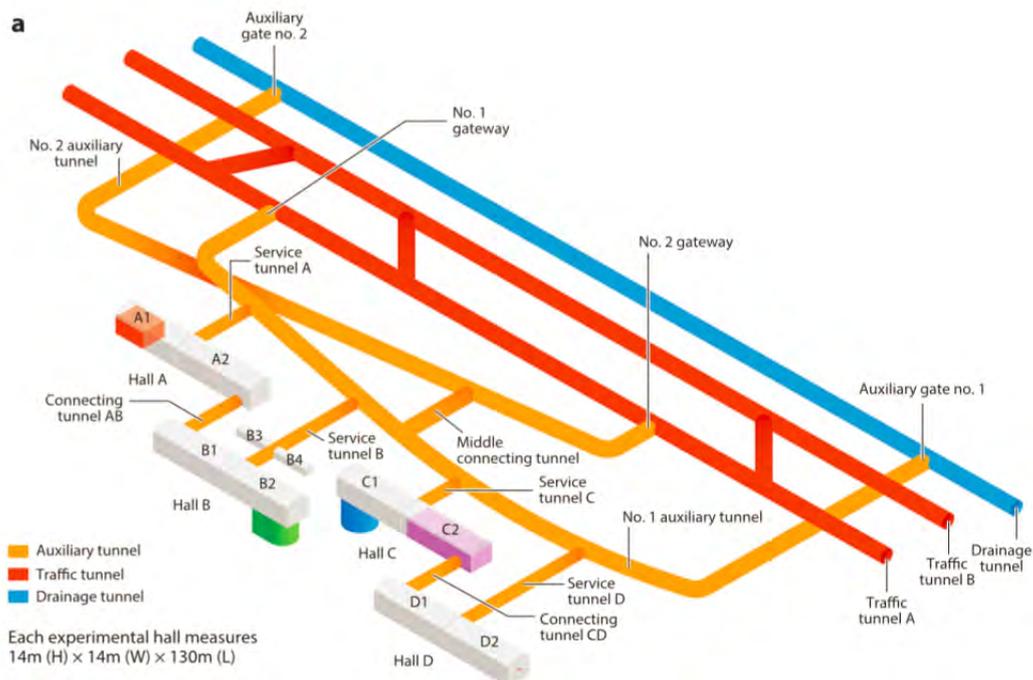


图 3-3: CJPL-II 实验室布局示意图 [23], 其中 PandaX-4T 实验位于 B2 实验厅, 图中绿色标记。

## 3.2 探测器组成部分

在本章中, 我们将详细介绍 PandaX-II 探测器的组成部分, 包括屏蔽体, 制冷系统, TPC, 光电倍增管系统, DAQ 系统, 循环提纯系统, 刻度系统, 慢控制系统和精馏塔系统。

### 3.2.1 屏蔽体

前文介绍 CJPL 实验室中, 我们已经提到大部分宇宙线已经被屏蔽, 但是来自实验室环境的放射性仍然会带来我们不期望的本底。具体来讲, 屏蔽系统分为主动屏蔽和被动屏蔽, 所谓主动屏蔽, 即为在探测器外面安装排除 (veto) 探测器, 可以根据 veto 探测器信号和主探测器的信号关联, 排除外部入射的本底, 这部分在 PandaX-II 中对应 veto PMTs, 具体介绍请看 3.2.4 章节。被动屏蔽即为探测器外面包裹的一层层屏蔽材料, 根据实验环境构建蒙特卡洛 (MC) 模拟, 我们最终的屏蔽层如图 3-4 a), 从外到内依次为 40cm 厚的聚乙烯, 20cm 厚的铅板, 20cm 厚的聚乙烯, 5cm 厚的高纯无氧铜, 最内测为 5cm 厚的高纯无氧铜外真空腔和容纳液氙的内罐。PandaX-II 所用的屏蔽材料均为低本底材料, 特别说一下离液氙最近

的内罐材料，PandaX-II 内罐使用 304L 不锈钢，由北京钢研院提供，相比于一期实验使用的 316Ti 不锈钢，本底水平降低到 20% [100]。

需要注意的是，在通风良好的情况下，CJPL 氦气的含量为  $100\text{Bq}/\text{m}^3$ ，在通风有问题时，可能达到  $200\text{Bq}/\text{m}^3$ 。由于我们的屏蔽层中间存在空隙， $^{220}\text{Rn}$  和  $^{222}\text{Rn}$  会以气态扩散到屏蔽层空隙，产生我们不期望的本底。针对于这个问题，我们加了一道吹风管路，这样屏蔽层中间都用新鲜氦气填充。

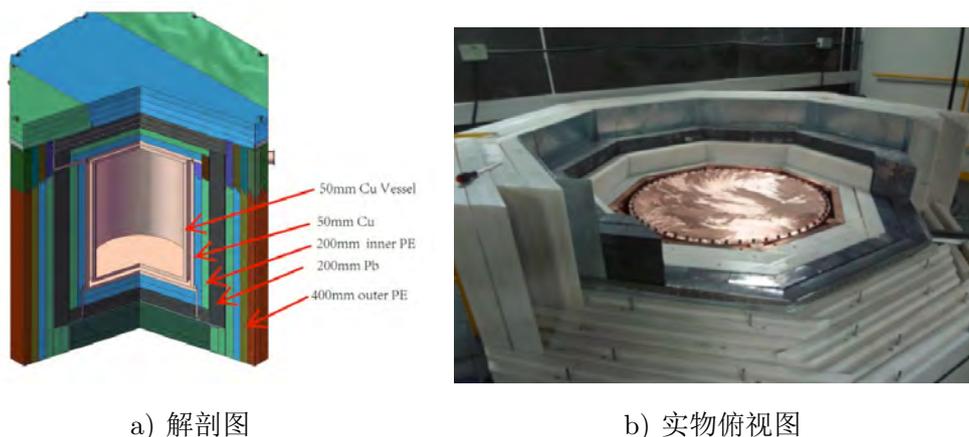


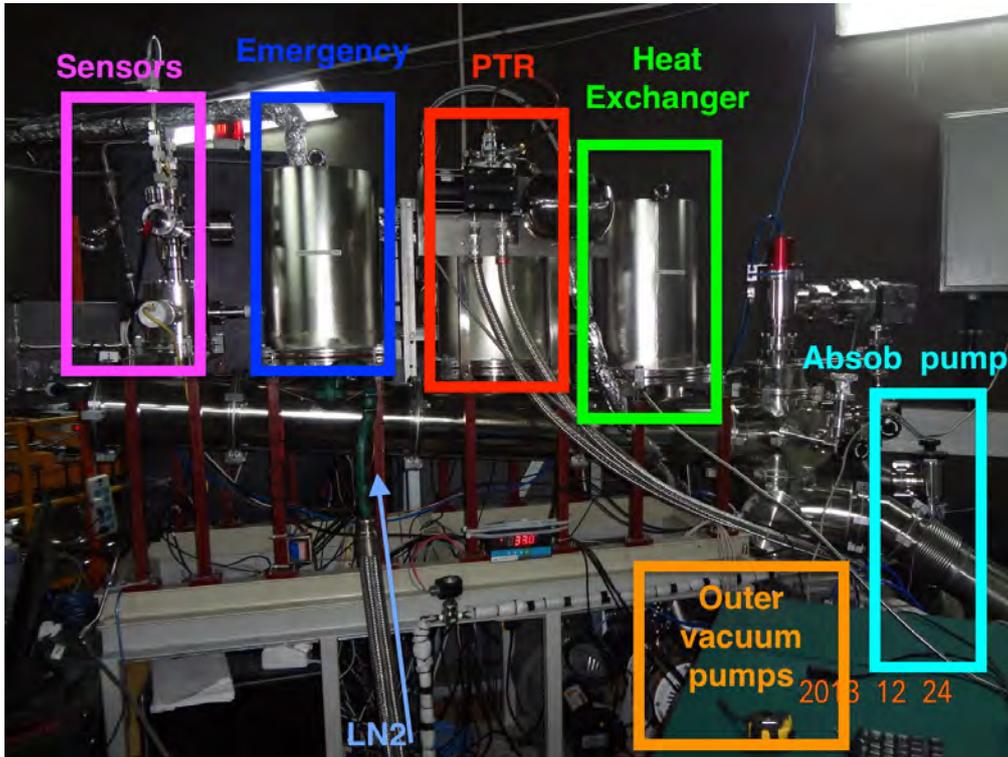
图 3-4: PandaX 屏蔽层

### 3.2.2 制冷系统

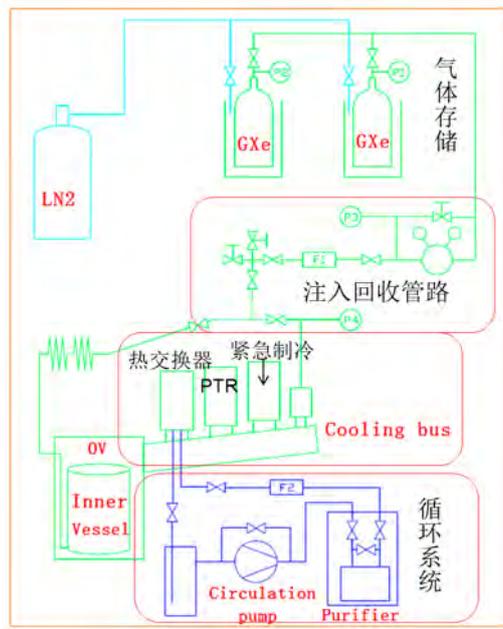
我们用一套“Cooling bus”来实现液氙的制冷，这套系统可以维持液氙温度 ( $-94.4^\circ\text{C}$ ) 和 TPC 内部压力 ( $\sim 1.9\text{bar}$ ) 的稳定。Cooling bus 主要由 5 个子系统，如图 3-5 a), 包括真空泵组，热交换系统 (heat exchanger), 氦气压缩制冷机，紧急制冷系统，氙气存储系统等。

对于真空泵组，我们使用常用的前级泵加分子泵的组合。在注入氙气前，泵组会先将内罐抽成真空，在稳定运行时，泵组持续工作来维持外真空水平。正常来说，外真空维持在  $2 \times 10^{-3}\text{Pa}$  量级，如果出现紧急情况，比如停电，泵组损坏（一般为前级泵）时，我们会有自动逻辑控制外真空吸附泵喷液氮，维持外真空在 Pa 量级。

热交换系统是为了配合下面提到的循环系统设计，从探测器出来的冷氙和循环完成回到探测器的热氙交换热量，来大大降低系统所需要的制冷功率，热交换效率在 90% 左右。通常在热交换后，出口管路温度为  $10^\circ\text{C}$ ，会有水珠凝结，如果水珠消失或者水变成冰，则是系统出现不稳定的一个标志，配合后面介绍的慢控制系



a) cooling bus 实物图



b) 制冷系统，循环系统，气体系统等示意图

图 3-5: PandaX-II 制冷系统和循环系统。

统 3.2.7 章节，可以帮助我们尽快做出相应，防止重大问题出现。

我们使用的氦气压缩机是一台脉冲式制冷机 (pulse tube refrigerator, PTR)，通过跟内压接触的冷头传递制冷功率。制冷机制冷功率高于探测器整体漏热功率，我们用一台 Lackshore 温控仪对制冷量进行热补偿，这是自动的负反馈调节，也是系统稳定的关键。

紧急制冷系统一般会在长时间断电发生时启动，此时制冷机停止工作，外真空变差，漏热增加，内压不断增加。当压力超过设定阈值时（通常设定为 2bar，因为光电管石英窗承受压力不能超过 3bar，为了多重机制保护光电管，我们还设有 2.6bar 的爆破膜），液氮管路打开，给冷头制冷 [7]。

PandaX-II 氙气存储系统的主要功能是存储，注入和回收氙气。液氙存储在 4 个 200L 特制的不锈钢气瓶中，可以承受 80bar 气压。我们直接购买的氙气一般用 40-50L 气瓶运输，这些氙气通过精馏除氮之后，转入 200L 气瓶，特殊情况下，40-50L 气瓶也可以直接接入气体存储系统。氙注入和回收速度受制冷系统功率的限制，正常操作下，PandaX-II 需要各 1 周时间来注入或回收全部 1.1t 氙气。

### 3.2.3 循环系统

我们对氙的纯度有极高的要求，如前文所述电负性气体会吸收电子，而水等杂质会吸光，都导致我们探测效率的下降。我们直接购买的氙气的纯度不足以满足实验的要求，同时探测器材料也在不断放出放气，因此必须不断进行提纯。提纯的核心是 SAES 公司的高温纯化器 (PS4-M750-R-2 getter)，工作温度 400°C，其工作原理为在高温下，使用金属锆通过化学反应将气体中的非惰性气体（比如水，二氧化碳，氮气，氧气，碳氢化合物等）去除 [7]。氙气注入探测器，大概经过一个月的提纯电子寿命可以提高到几百  $\mu\text{s}$ ，此时探测器才可以进行有效的暗物质取数。我们以电子寿命来表征 TPC 内液氙的纯度，如图 3-6，Run9 初期，电子寿命一直不高可能与循环系统中存在一个难以检查出来的微漏有关，中间电子寿命极速的下降是由于管路出现漏点，另外在 Run10 中出现的电子寿命的波动，是因为实验室几次接连的断电，getter 停止工作导致，通常 getter 停止运行两个小时，电子寿命在 1000 $\mu\text{s}$  情况下，会下降 200 $\mu\text{s}$ 。

循环系统如图 3-7 a)，在此示意图中，我们增加了第二套循环管路，分别称为 Loop1 和 Loop2。红颜色的线显示循环的路径，每道循环管路都有独立的开关阀门，也两道管路分支前，也有气动阀应对停电，泄露等突发情况。同时在第一套系统中增加了 KNF 泵，KNF 泵和 Q-drive 都是为整套系统提供动力。Q-drive 使用

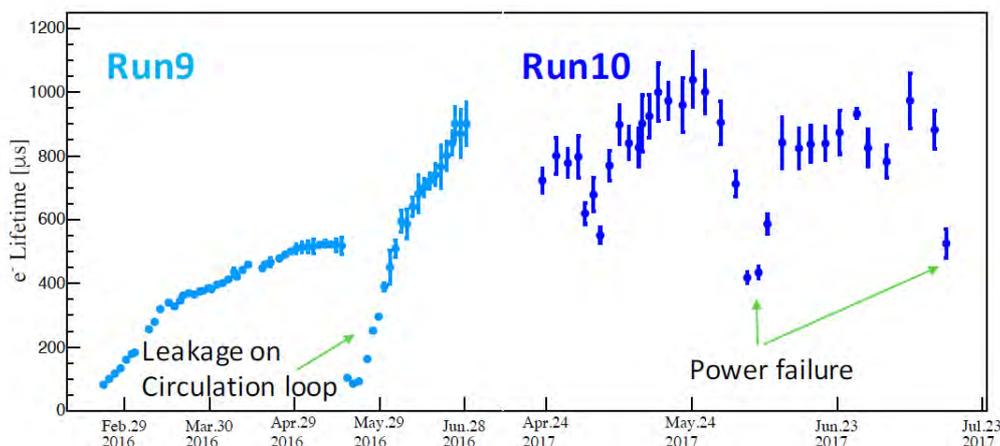
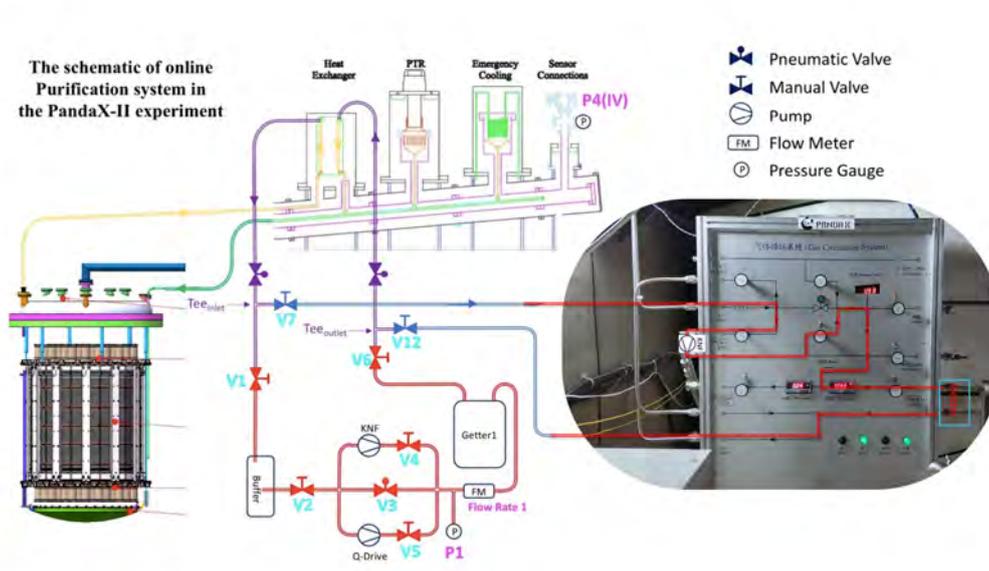


图 3-6: PandaX 运行期间，电子寿命的演化图。Run9 初期电子寿命偏低，而且提纯效率偏低可能来自循环管路的微漏，在正常检漏程序中极难发现，突然的降低是此处漏点突然增大，在加固此处管路后，提纯效率明显增加。Run10 电子寿命的波动见中描述。

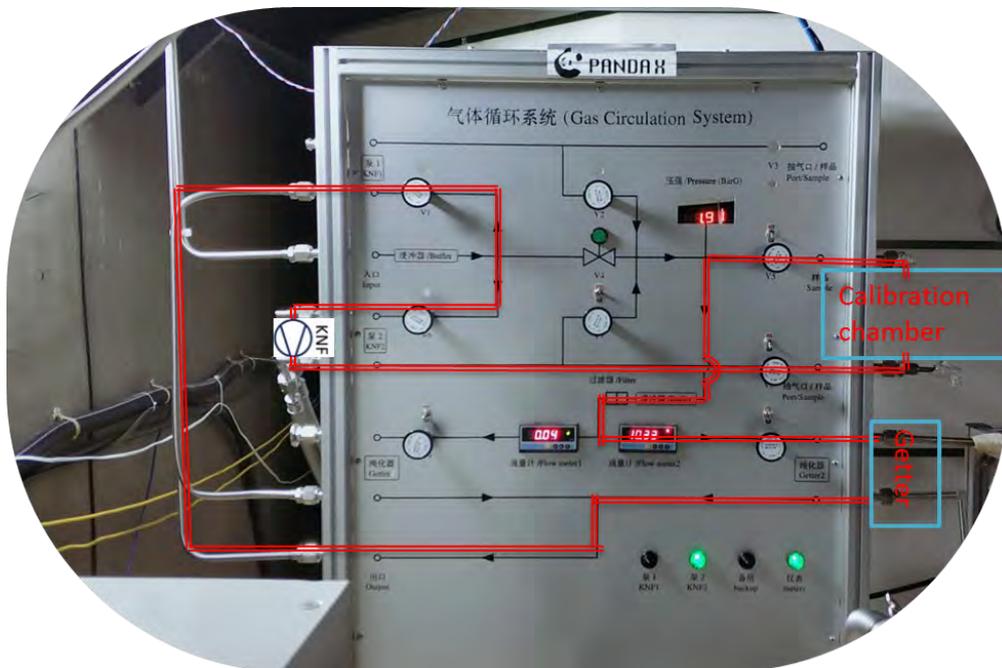
金属叶片，干净安全，但最大循环流速只有 25SLPM (Standard Liter per Minute), KNF 泵相比于 Q-drive 的优势在于功率大，气体流速快，最大可达 60SLPM，缺点在于使用橡胶膜和 O 圈密封，放气率较高，同时有橡胶膜损坏的危险。如果需要加速液氙的提纯，我们会同时打开两路循环管路。

第二套循环管路可以作为第一条管路的备份，同时我们在第二套循环管路上预留了一些接口，这些接口可以方便系统扩展。比如我们后面章节会介绍到的甲烷、 $^{83m}\text{Kr}$ ,  $^{220}\text{Rn}$  等刻度模块都是通过 Loop2 的扩展接口接入循环系统。为了保证新接入的刻度模块不影响氙的纯度，我们在 Loop2 里面又增加了自循环管路，如图 3-7 b)，在跟探测器连接前，先进行自循环，然后再接入探测器。

这里需要指出，我们的提纯系统为提纯液体设计，循环泵从溢流室 (TPC 章节 3.2.4 介绍) 汲取液氙，然后经过热交换系统气化，然后进入循环管路。在 PandaX-II 暗物质运行期间，我们的循环流速维持在 45SLPM 左右。在探测器的运行中我们发现很多杂质更倾向于分布在气相中 (因为氙的沸点较高)，另外，我们发现杂质中水有可能附着冷头表面，影响热交换效率，进而影响系统稳定性。所以在 Run11 后期我们又增加了气相循环，从 cooling bus 顶部接到 KNF 泵前端。在文中如没有特别提出，循环都指液体循环。还有一个需要提出的问题，循环流速会影响 TPC 内的流场，流场会冲刷电极，由此导致不同流速下探测器响应的不同，这部分会在后续章节介绍。



a) 循环系统示意图，图中红色管路为循环系统管路图，相比如上一节给出的示意图，我们在 Loop1 中增加了 KNF 循环泵和第二条循环管路。



b) Loop2 自循环示意图

图 3-7: PandaX-II 循环系统

### 3.2.4 时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC)

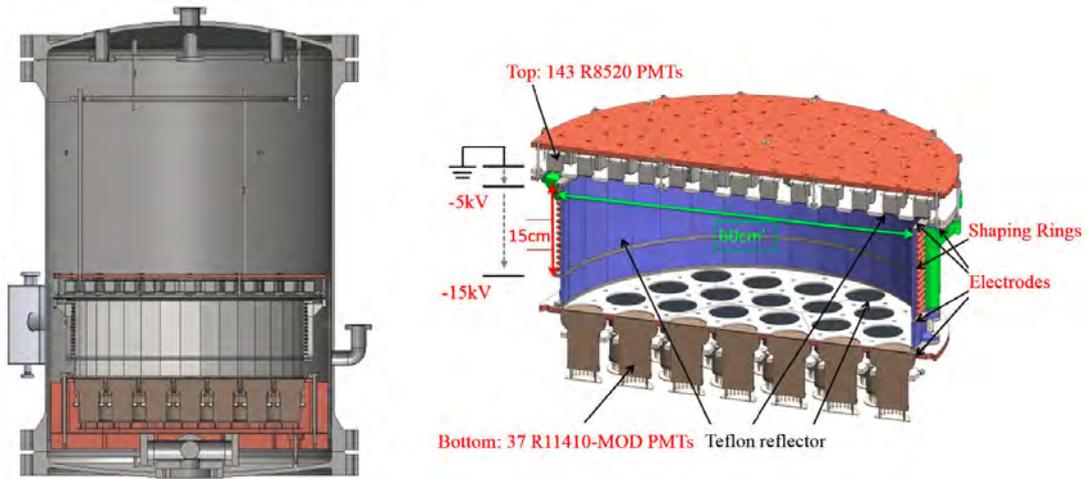
TPC 是液氩两相型暗物质探测的核心部分, PandaX 项目整个实验的规划就是 TPC 不断升级扩大的过程, 如图 3-8, 目前正在升级的 PandaX-4T 实验将在本文最后一章中介绍。我们重点介绍 PandaX-II TPC 的结构。

PandaX-II TPC 如图 3-8 b), 内部由特氟龙 (PTFE) 材料做支撑结构并在四周包裹 5mm 厚 PTFE 薄片, 特氟龙的主要作用是通过光反射提高 TPC 内的光采集效率。TPC 内的电场由三个电极构成, 如图 3-9, 分别为阴极 (Cathode), 门电极 (Gate) 和阳极 (Anode), 为了保护光电管, 还有一个 0 电势的电极, 称为 bottom screen, 来保护底部光电管阵列, 同样的, 这里的阳极也是 0 电势, 可以起到保护顶部光电管的目的。图中实线标注的漂移场是我们关心的有效探测区域, 此区域能量沉积产生的电子会往上漂移, 然后到达拽出电场。在有效探测区域外, 还有两个区域需要特别介绍一下, 如图中虚线所示。第一个是 cathode 和 bottom screen 之间的电场, 此区域电场为 5kV/cm, 电子信号往下漂移, 无法形成 S2 信号, 如果能量沉积是多次散射, 一次在有效区域, 另一次在此区域, 则可以收集到两个 S1 的加和 (我们 DAQ 系统无法分辨几十 ns 间隔的两个信号, 见 3.2.8) 和一个 S2, 这种信号被称为 X 信号。另外, 在顶部 PMT 和 anode 之间有电势差, 也存在较弱的漂移电场, 因为 PMT 外壳带有 650V 负高压, 如果能量沉积发生在这个区域, 电子会向下漂移, 然后穿过 anode 到达萃取电场区域, 形成 S2 信号, 这种信号称为气氩信号。

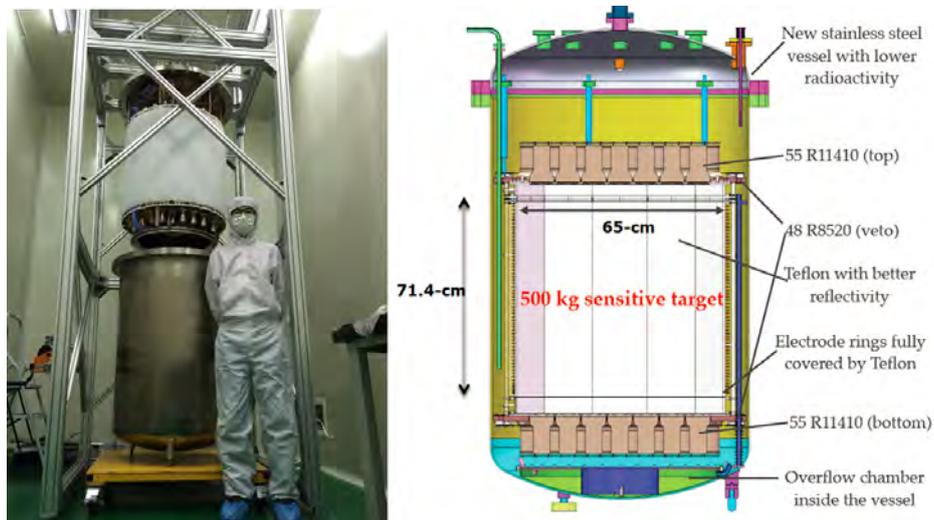
为了保证 TPC 边缘漂移电场的均匀, 在 PTFE 包裹层的外侧, 还环绕着一圈圈铜环 (shaping ring)。我们再 PandaX-II 配装期间, 我们测试了几种不同的电极结构, 包括电极数量, 电极间距以及电极材料的选择 [39]。在运行期间, 我们尝试改变在 cathode 和 gate 电极上的电压, 尝试在噪声可接受的范围内尽可能提高电压, 如前文所述, 较高的漂移电场有助于区别信号和本底, 较高的萃取电场有助于提高电子的萃取效率和正比发光增益。在 PandaX 运行期间典型的电场配置如表 3-1, 表格中 1-3 行是 Run9 期间的电压值, 第 4 行对应 Run10 期间电压值。

### 3.2.5 光电倍增管

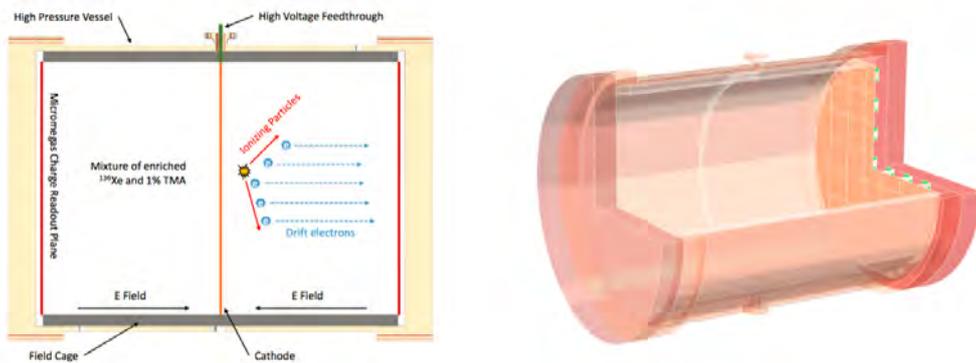
光电倍增管 (PMTs), 简称光电管, 是气液两相液氩 TPC 的“眼睛”。无论是初级光信号 (S1) 还是电子漂移到气氩后产生的比例发光信号 (S2), 都是靠“眼睛”来探测。在 PandaX-I 中, 顶部阵列使用了 143 个 R8520-406 型号的 1 英寸光电管, 底部阵列使用了 37 个 R11410-MOD 型号的 3 英寸光电管。对这些光电管



a) PandaX-I, 120kg 暗物质实验, 2009-2014



b) PandaX-II, 580kg 暗物质实验, 2014-2019



c) PandaX-III, 200kg-1t 高压  $^{136}\text{Xe}$  气体, 无中微子双贝塔衰变

图 3-8: PandaX 项目各阶段 TPC

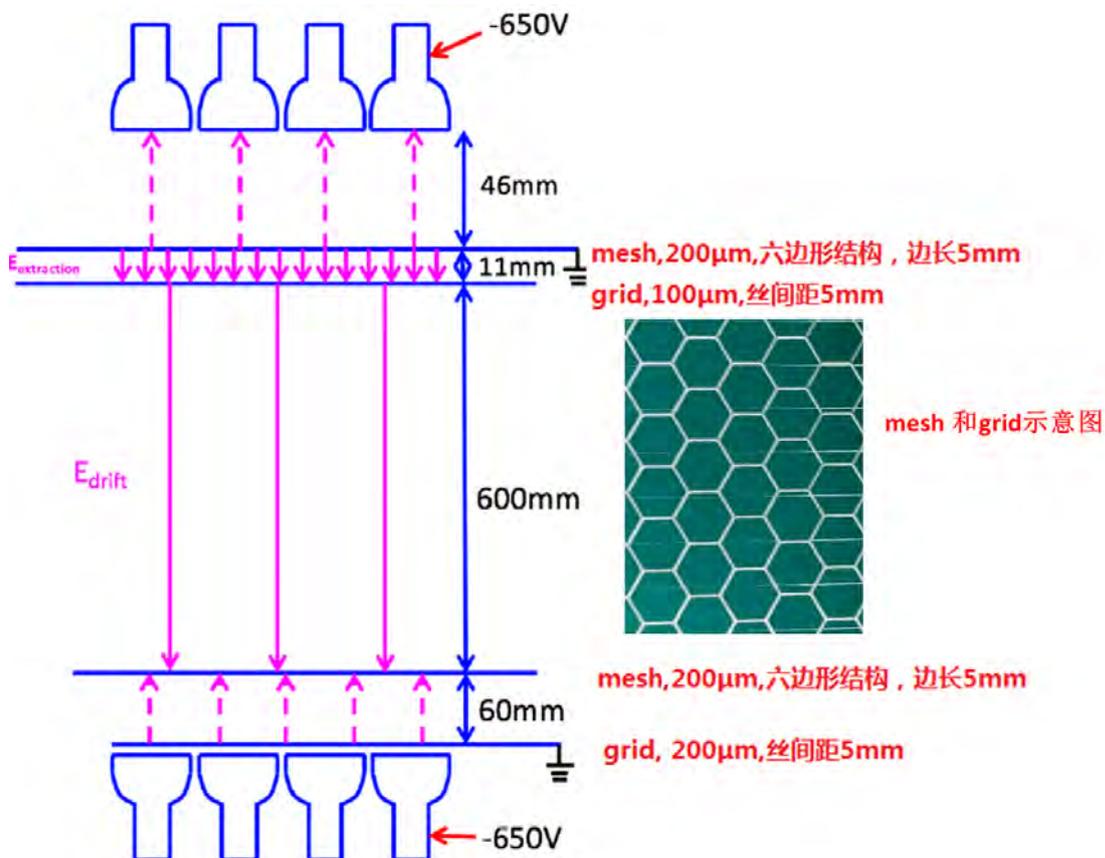


图 3-9: PandaX-II 电极示意图，从上到下依次为阳极，门电极，阴极，和 bottom screen。图中实线表示的电场为我们常用的漂移电场和萃取电场，虚线示意的电场线区域，也会产生相对应的能量沉积信号。

Setting	Gate Voltage (kV)	Cathode Voltage (kV)	$E_{\text{drift}}$ (V/cm)	$E_{\text{extract}}$ (kV/cm)
1	-4.95	-29.1	400	4.56
2	-5.28	-29.3	400	4.86
3	-5.445	-29.3	400	5.01
4	-4.95	-25.0	317.5	4.56

表 3-1: PandaX-II 运行期间，电极的电压已经对应的电场，电场数值使用的是 COMSOL 的模拟结果。

的物理性质描述和实验过程中的表现，请参考 [7] [101]。在 PandaX-II 实验中，顶部和底部 PMT 阵列都是 55 个 R11410-MOD 型号 3 英寸光电管，因为相比 1 英寸光电管，3 英寸型号有更高的量子效率 (quantum efficiency, QE)，对于氙的特征光谱 178nm 达到 38% [7]，如图 3-11，另外还有更好的光阴极线性和更低的放射性 (请见 3.2.9 章节)。此外，PandaX-II 还选用了在二期实验中表现较好的 48 道光电管安装在 TPC 外沿 (顶部底部各 24 道)，作为 veto 光电管。PandaX-II 实验中的光电管阵列如图 3-10。



a) PMT array 正面图

b) PMT array 背面图

图 3-10: PandaX-II 实验中 3 英寸光电管阵列,(b) 图周围方框，即为 veto 光电管

在二期实验中，所有 PMT 分压基座 (base) 都采用正压分压的方式，1 英寸光电管高压大概在 675 ~ 880V，3 英寸大概在 1250~1500V。对于 3 英寸光电管，在二期运行中 dark rate 偏高，会有放电现象出现。因此，在二期实验中，我们把高压分成两部分，中间接地，前段负高压，后端正高压，分别为 800V 左右，如图 3-12，高压的降低也大大降低了光电管的暗噪声，在二期实验中，三英寸光电管的平均暗噪声为 ~0.5KHz。我们的 base 是针对暗物质沉积的低能信号设计的，最后两级的补偿电容较小，所以有大能量沉积时，容易产生饱和 (saturation) 现象。光电管正高压和信号线读出线是同一条线，因此我们需要高压退耦器 (decoupler box)。

### 3.2.6 刻度系统

要理解探测器响应，就必须对探测器进行刻度。在 PandaX-II 中，我们有两种刻度手段，外部刻度和注入刻度。外部刻度系统如图 3-13，我们在内罐外侧设置了两圈聚乙烯管道，高度基本对应于漂移室高度的 1/4 和 3/4 处。刻度源做成胶囊形状，可以在刻度管道中顺畅移动，在进行刻度时，刻度源固定到钢索上，然后根

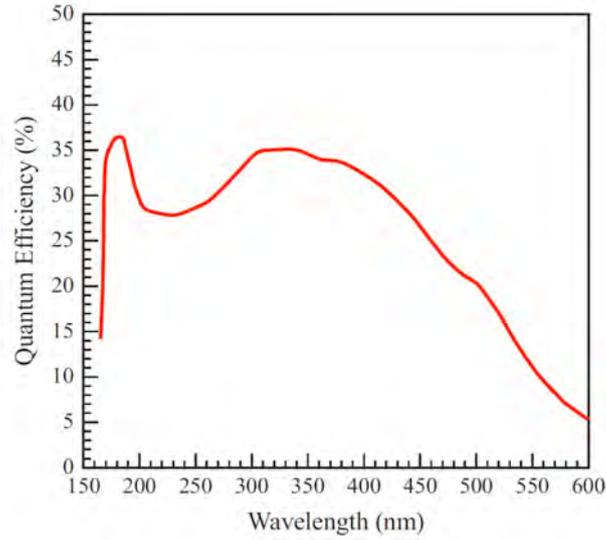


图 3-11: UCLA 实验组测量的 R11410-MOD 光电管量子效率曲线 [7]。

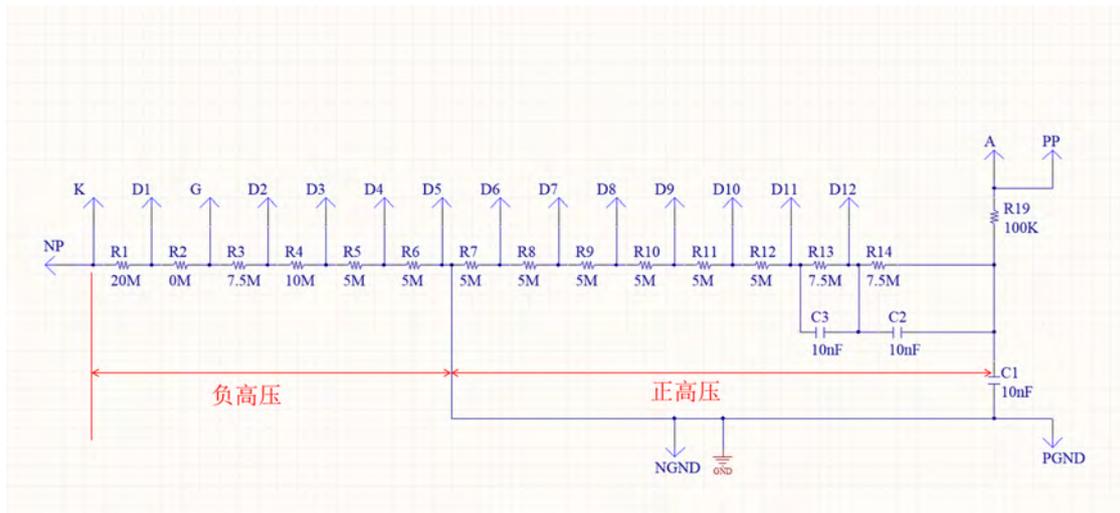


图 3-12: 3 英寸光电管分压示意图，前端为负高压，后段为正高压

据钢索上刻度拉进刻度管道相应位置。我们常使用外度的刻度源包括，Am-Be 和  $^{252}\text{Cf}$  以及  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{232}\text{Th}$  等。基于循环系统的刻度源注入，参见 3.2.3 章节。

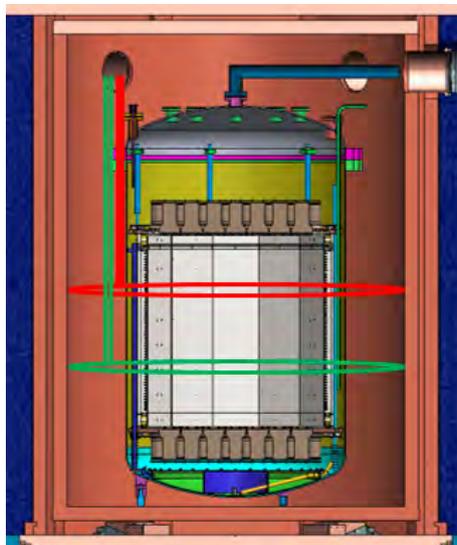


图 3-13: PandaX-II 外部刻度源刻度系统示意图

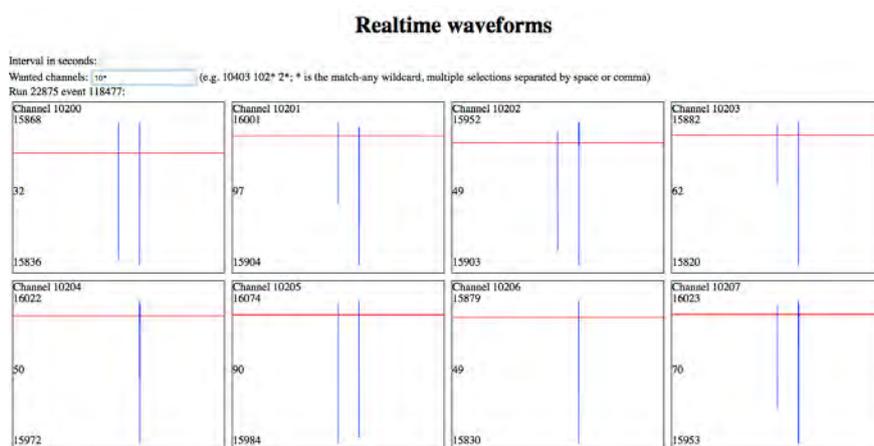
### 3.2.7 慢控制系统和数据监测系统

慢控制系统 (slow control) 设计初衷是为了缓解现场值班人员的值班压力，我们把 PandaX 各系统的重要参数进行收集，通过 ADC 转化后输入服务器，然后以网页的形式展示各个参数的变化趋势，如图 3-14 a) 这些参数值是我们发现并确定问题的最重要依据。在 PandaX 运行过程中出现的几次事故，分析其原因，也是来自于我们对有些参数不正常波动的不够重视。为了保证实验的稳定运行，以及仪器出现运行异常后能进行快速反应，每个参数都有相应的报警阈值。在系统的关键节点，报警信号输出的电压电平（通常由仪表输出）会控制电磁阀的开关，保护我们的系统。对我们最重要的参数有以下几个，制冷系统中的内压、外真空和制冷补偿功率等，循环系统中的流速和管道压力等，TPC 中的电极电压值。

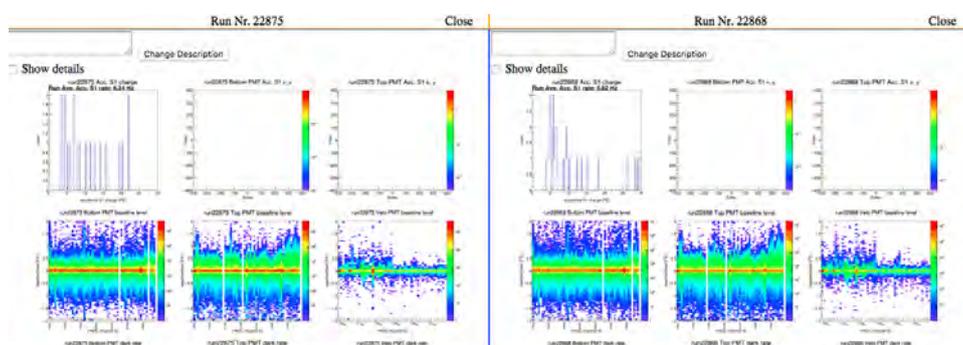
我们把数据的基础分析结果也放进网页，用来监测数据质量，最常用的比如实时波形的探测，如图 3-14 b)，数据质量的监测，如图 3-14 c)，另外，我们还从数据库拿出一些信息放到网页，帮助我们监测整个运行过程以及选择我们感兴趣的数据。



a) Slow Control 网页, 外真空和内压读数, 内压波动在正常范围内



b) 波形实时监测网页



c) 数据质量监测网页, 图中给出的是 PMT 噪声水平

图 3-14: PandaX-II 慢控制和数据监测网页, 是我们了解当前取数状态和探测器演化的最重要参考。

### 3.2.8 DAQ 系统

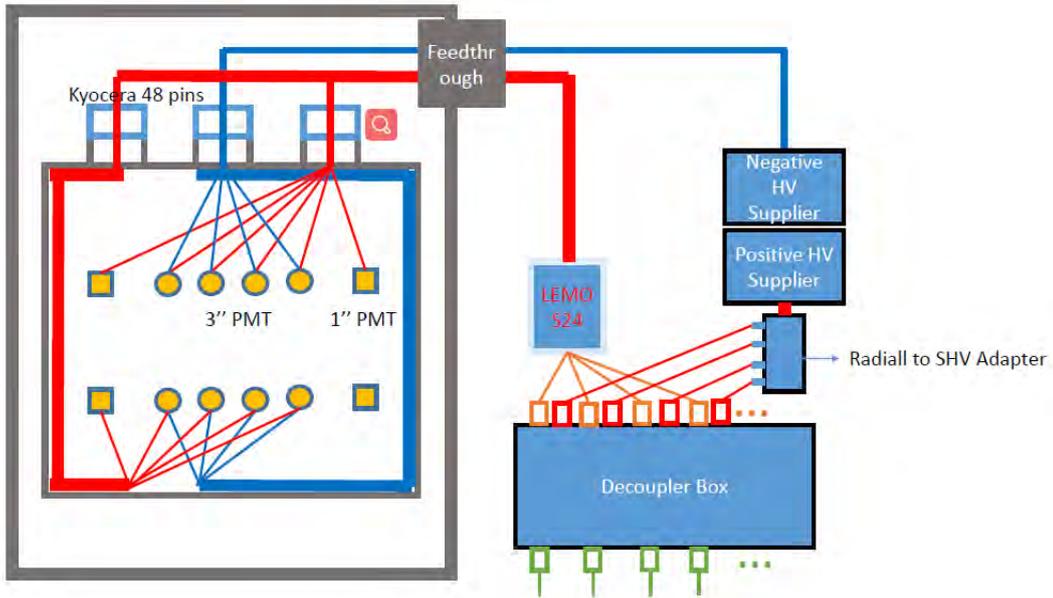
电子学 (Electronics) 和数据采集系统 (DAQ, Data Acquisition system) 系统是用来处理光电管产生的信号, 针对于暗物质实验的要求, 我们对 DAQ 的要求如下:

1. 探测阈值要小于  $1\text{keV}_{ee}$ 。此能量下, S1 大小为几个 PE, S2 大小为 S1 50-100 倍左右, 最小的 S2 不过百 PE 左右, 所以对于低能信号, 我们选择用 S2 信号触发。
2. 事例触发后, 要记录触发前后各  $500\mu\text{s}$  (PandaX-II 最大漂移时间为  $350\mu\text{s}$ ) 时间窗口。
3. 完整真实记录数据, 然后由后续数据分析软件工具处理采下来的波形。
4. 可以应对各种取数条件 (包括光电管标定, 放射源取数, 暗物质取数等), 也就是数据传输量要在带宽范围内。

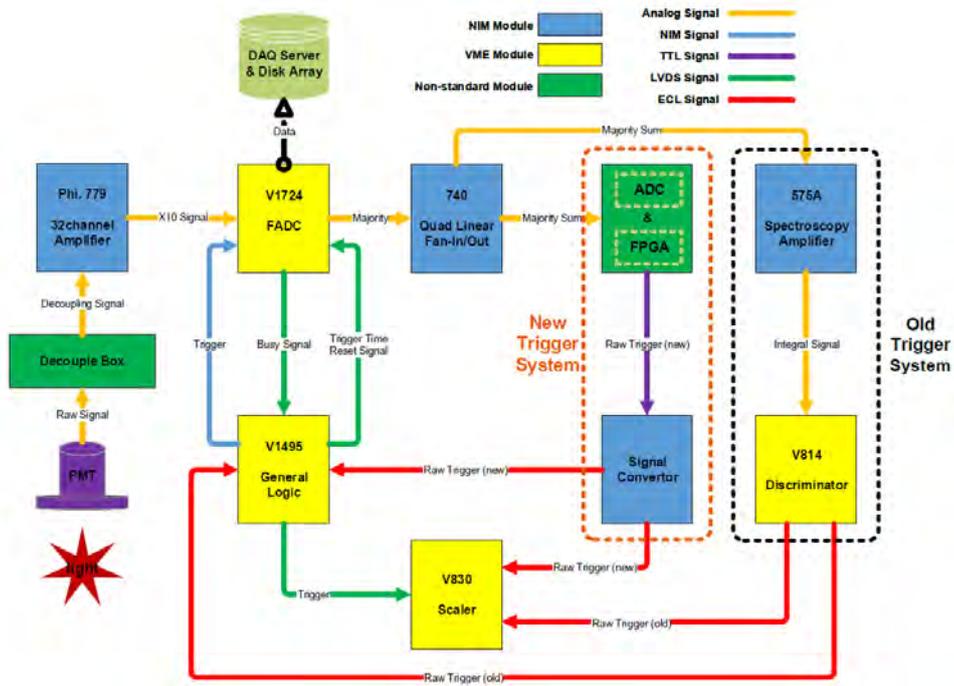
图 3-15, 展示了 PandaX-II 电子学和 DAQ 系统的示意图, 我们首先介绍系统的构建 [102]。

我们使用的是单道对单道的读出系统 (channel-by-channel), 每一道光电管都有独立的数据采集通道。我们使用 CAEN SY4727 高压机箱为 PMT 提供高压, 其中 6 个高压插件提供正高压 (A7030P\*4, A1733, A1932), 1 个高压插件提供负高压 (A1833)。如前文所述, 我们 3 英寸光电管采用中间打拿级接地, 前段负高压, 后端正高压的方式, 所以每一道光电管需要 2 道高压。在我们实际应用中, 考虑走线成本, cable 放射性等因素, 我们的负高压采用 8 道一组的方式, 就近区域的光电管分享同一道负高压。此种连接方式的优势显而易见, 但是也有一定的风险, 即一道 PMT 出现问题需要降低负高压, 则其余 7 道也同样损失增益。所有的正高压是 channel-by-channel 提供, 1 英寸光电管只需正高压。

PMT 信号出来后, 首先经过解耦器, 然后经过 10 倍放大 (Phillips779), 进入 V1724 快速数模转换器 (FADC), V1724 是 DAQ 的核心, 在这里信号经过数字化, 触发判断进行数据存储, 在 PandaX-II 中总共使用 21 块 (14 分给 3 英寸光电管, 6 块分给 1 英寸光电管, 1 块作为系统的监控)。V1724 是一个商用 FADC 模块, 每一道含有 8 道  $100\text{MS/s}$  采用率, 也就是  $10\text{ns}$  一个采样点, 采集的电荷范围为  $2.25V_{pp}$ , 14 位分辨率, 也就是在电荷分辨率上达到  $2.25/2^{14}=0.137\text{mV}$ 。我们常用 ADC 单位来表示增益, 换算公式为,  $1\text{ADC}=0.137\text{mV}/50\Omega*10\text{ns}/10=1.72\times 10^5 e^-$ , 除以 10 的原因是因为前文提到的 10 倍放大, 所以当我们说光电管增益为 100ADC 时, 也就是  $1.72\times 10^7 e^-$ 。通过将 FADC 中 CLK-IN 与前一模块的 CLK-OUT 通过 daisy-chining 的模式相连, 指定第一块 V1724 的时钟作为主时钟, 我们 21V1724 的时间同步在  $2\text{ns}$  范围内。V1724 最大的数字化速率为  $210\text{MB/s}$ , 但考虑到我们的



a) 电子学读出示意图



b) 电子学和 DAQ 逻辑框图

图 3-15: 电子学和 DAQ 示意图

带宽只有 70MB/s, 为了压缩数据大小, 我们使用了 FADC 内的零长度编码 (Zero Length Encoding, ZLE) 模式, 也就是设置一个 ZLE 阈值, ZLE 阈值设为 1/3 的 SPE 幅度 (20ADC), 超过该阈值的波形才会被记录 (具体过程请见 PandaX 数据分析的软件过程)。为了刻度 ZLE 对低能信号的损失效率, 我们利用低亮度的 LED 数据, 通过比较 ZLE 和 no ZLE 两种状态的比值, 我们发现在光电管增益在 120ADC 时 (PandaX-I 时期), 此效率达到 100%。但是随着实验进行, 光电管的老化等原因, 到 Run9 时, 光电管的 Gain 下降到 80ADC, 到 Run10 时, Gain 下降到 50ADC, 此时同样是 20ADC 的 ZLE 阈值下, ZLE 效率就不再能忽略, 具体讨论请见 (探测器响应章节)。通过 ZLE 的方式, 数据传输量下降 7 倍, 这样即使是触发率较高的放射源取数, 也不会达到带宽的上限。

为了实现低能触发, 同时要排除电子学系统的噪声, 我们使用一种 Majority trigger 的方式, 如图 3-16, 也就是输入信号大于一定阈值时就输出一个标准的时间过阈信号 (time over threshold, TOT), 之后对所有的 TOT 信号进行积分放大 (ORTEC 575A) 然后经过甄别器 (CAEN V814) 做阈值判断并与 Busy 等信号进行逻辑运算 (CAEN V1495), 判断要不要将该数据读取存盘。另外通过比较读取数和甄别器过阈数就可以简单地计算死时间。在 Run9 之后我们升级了触发系统, 原理与老的触发系统相似, 不过增加了通过一块 FPGA 记录更多波形的细节, 比如波形中峰的个数, 峰的幅度以及前文所述的 TOT 信号, 当这些值都过阈时才产生触发信号, 如图 3-17。由于有更多信息的记录, 也可以避免一些脏的波形的触发, 比如后脉冲 (after-pulse) 和光电管大火信号。通过中子刻度数据我们发现, 新的触发系统触发率增加 30%, 但是数据量下降 20%, 因为避免了后脉冲信号的触发 [103]。

### 3.2.9 材料检测站

暗物质实验的核心原则就是降低本底, 所以我们实验中用到的所有材料都要严格控制放射性。如图 3-18 我们使用高纯锗探测器做低本底的测量, 我们称为材料检测站 (Counting Station), 其详细介绍请参考 [104] [105]。为了提高其探测灵敏度, 我们把材料检测站放到地下实验室, 同时定做真空外壳, 用铅砖和无氧铜做屏蔽, 真空环境可以大大降低氦气的影响。

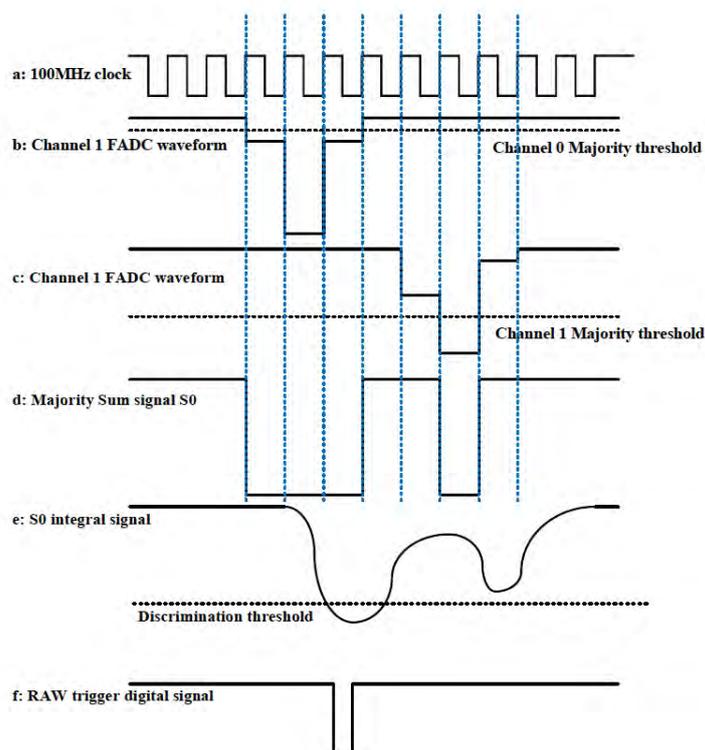


图 3-16: 老的 Majority trigger 示意图, a)100MHz 的时钟,b)和 c) 两道 FADC 通道的信号, 需要表示 majority 阈值, 一旦过阈, 则输出 125mV 的信号,d)Majority 信号的加和,e) 经过积分放大的信号,f) 原始触发信号

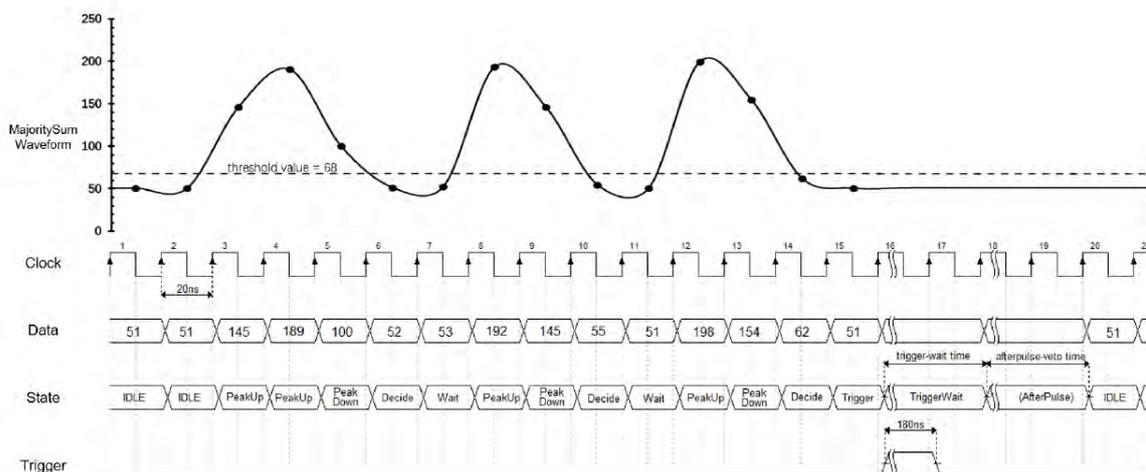


图 3-17: 新的触发系统示意图, 我们使用一个有限态机器 (finite state machine, FSM), 只根据当前态和前一个态来记录波形信息, 比如待机, 上升, 下降, 决定, 等待等状态

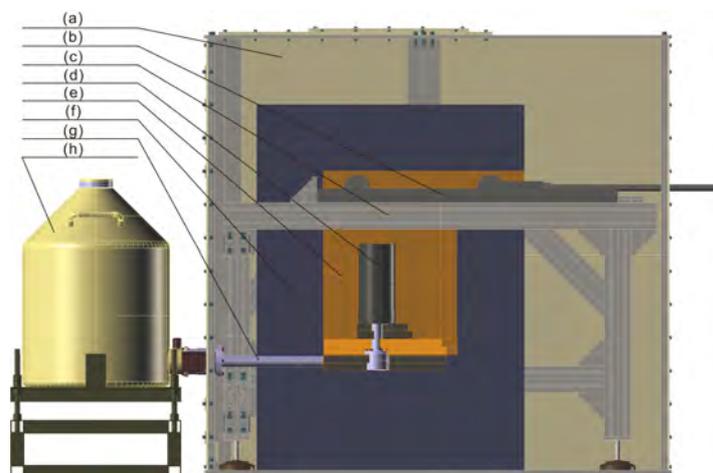


图 3-18: 材料监测站示意图, a) 外壳, b) 导轨, c) 支撑结构, d) 高纯锗探测器, e) 无氧铜腔体, f) 铅砖, g) 冷指, h) 液氮杜瓦瓶。

### 3.2.10 其余系统

这里简单介绍其余几个系统，第一个是液面调节系统，我们通过一个溢流室（over flow chamber）来实现 [7]，如图 3-19 a)，简单来说从溢流室伸出一根不锈钢管，管口的高度在阳极与门电极之间，这个高度也就是液面高度。当液面高度低于这个值时，会有液氙从溢流室出来补充，而当液面高于这个高度时，多余的氙会流回溢流室。管口高度可以通过传动装置调节。

精馏塔的作用是将我们直接买来的氙气进一步提纯，主要是为了去除氦气，氦气是氙气生产过程中残留的最重要的放射性本底。PandaX-II 使用的精馏塔由上海交通大学机动学院设计安装 [106]，如图 3-19 b)，其精馏速度为 10SLPM，废料率为 1%，大概要一个月时间才能提纯完 PandaX-II 所用的 1.1t 氙气，废料会重新寄回工厂进行纯化。为了适应后续 PandaX-4T 实验的需要，我们重新设计了一个新塔，具备许多升级的功能，包括提高精馏效率（100SLPM），把精馏塔系统接入循环系统实现在线精馏，另外增加氦气的精馏功能等，目前已经通过验收。

## 3.3 PandaX-II 时间表

PandaX-I 实验从 2012 年开始安装到 2014 年 10 月结束运行，然后 PandaX-II 实验在 2014 年 12 月开始安装，经过大约 1 年的时间调试，2015 年 11 月开始第一个暗物质采数 Run8，但是采数时间非常短，因为我们发现 Xe 被 Kr 污染，使暗物质采数失去意义。我们把液氙回收，然后经过大约 1 月的精馏去除 Kr 本底开始



a) 精馏塔实物图

b) 溢流室实物图

图 3-19: 溢流室和精馏塔实物图

Run9 取数。在 Run9 取数结束后，我们进行了新型 ER 的刻度，也就是注入氟化甲烷，但是不幸的是我们发现氟化甲烷无法通过正常循环系统去除，最后不得不再次精馏。同时探测器也发生一系列事故，最严重的是外真空前级泵出现问题，导致光电管打火，对光电管产生损伤，增益普遍下降。我们花费大约 1 年时间把修复所有问题之后，2017 年 7 月开始新的暗物质取数，定为 Run10。Run10 之后探测器工作状态稳定，没有出现大的问题，我们进行了一系列刻度取数，包括 Run11 暗物质取数，以及最后的 end of run 研究，2019 年 6 月 PandaX-II 液氙回收，结束实验，并开始 PandaX-4T 的建设。具体的时间线如下：

- 2014.12.4: 探测器开始组装。
- 2015.2.9-2015.2.20: Run6，在内罐大法兰处出现漏点。
- 2015.3.28-2015.7.9: Run7，改用碳钢螺栓密封大法兰，但出现大量小的 S2，最终发现是门电极在放电。
- 2015.7.9-2015.8.24: 电极优化测试，并由 5 电极方案改为 4 电极方案。
- 2015.11.11: Run8 开始，发现 Xe 被 Kr 污染。
- 2015.12.22: Run8 结束。
- 2015.12.24: 将 1.1 吨氙运回上海交大进行精馏。
- 2016.1.31: Run9 开始，发现大量  $^{127}\text{Xe}$  信号，来自上海精馏期间和运输氙的路上宇宙线激发。
- 2016.3.9: 等电子寿命提高之后，开始采集暗物质探测数据。

- 2016.7.6: 注入氙化甲烷，开始 ER 刻度。
- 2016.7.21: PandaX-II 第一批物理数据公布。
- 2017.2.21: 发现氙化甲烷无法通过提纯系统去除，回收氙进行精馏以除去氙化甲烷和 Kr; 在精馏过程中加入新购的氙气，引入了一定量的  $^{127}\text{Xe}$  事例。
- 2017.4.20: Run10 开始。
- 2017.7.14: Run10 结束。
- 2017.8.23: PandaX-II 公布 54 ton-day 的结果。
- 2017.7.17: 开始进行一系列探测器刻度，包括中子刻度， $^{220}\text{Rn}$  注入刻度等。
- 2018.1.2: Run11 开始。
- 2018.8.20: 暗物质取数结束，开始 End of run，包括中子刻度， $^{83}\text{Kr}$  刻度，低光电管增益下的 Th 源刻度，高活度  $^{220}\text{Rn}$  注入刻度，场相关测试（漂移电场和萃取电场），液氙中 S2 信号测试等。
- 2019.5.1: 液氙回收，PandaX-II 结束。

如图 3-20是整个 PandaX-II 实验的进程，红颜色代表暗物质取数，蓝颜色代表刻度取数，黑颜色代表故障处理或者硬件测试时间。暗物质取数的时间是非常宝贵的，我们从 PandaX-II 吸取经验，应用到后续 PandaX-4T 实验中。

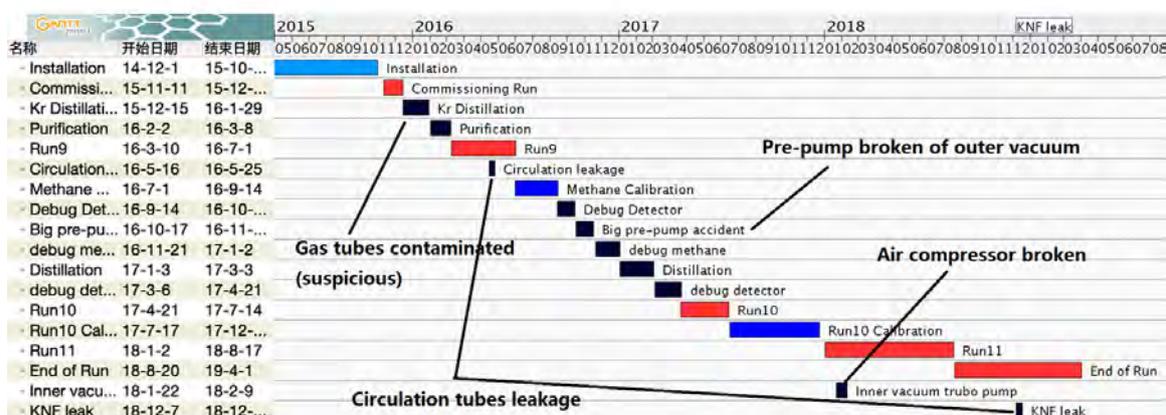


图 3-20: PandaX-II 运行时间表，红颜色代表暗物质取数，蓝颜色代表刻度取数，黑颜色代表故障处理或者硬件测试时间。

PandaX-II 已经发表的物理结果数据来自于 Run8,Run9,Run10，曝光量分别是 (5.8ton-day, 26.2ton-day, 27.9ton-day)，因为 Run8 数据本底太高，所以目前 PandaX-II 发表的最新结果包含 Run9 和 Run10，共 54ton-day 曝光量。目前 PandaX-II 累计曝光量达到 139t-day，数据分析工作正在进行，如图 3-21，是包含 run10 开始累计的数据量。

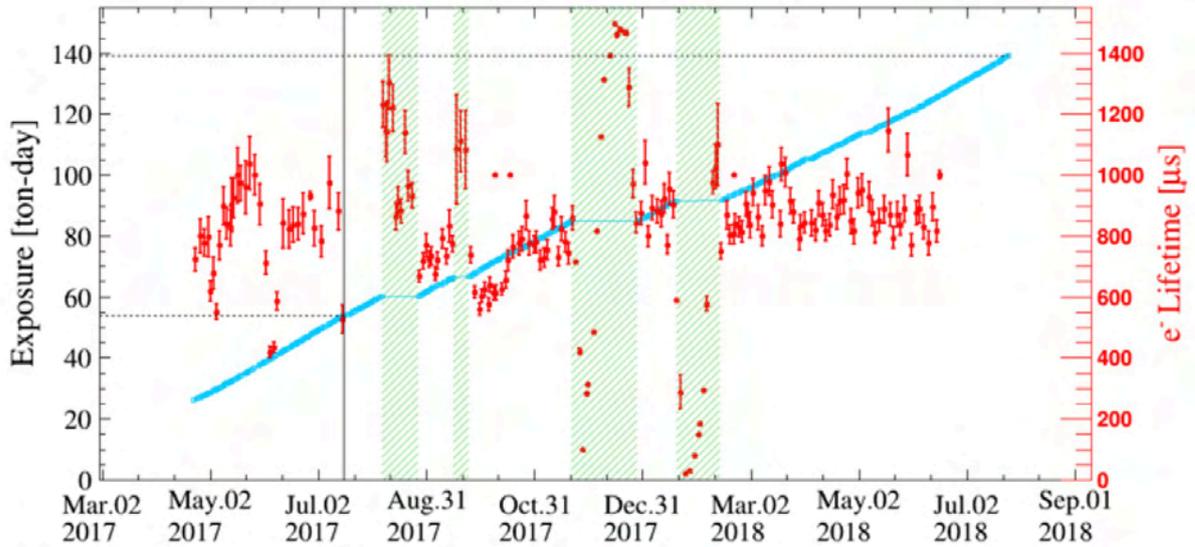


图 3-21: PandaX-II 曝光量累加图, 蓝色线代表曝光量的累加, 第一条黑色虚线对应 54ton-day, 代表已经发表的数据, 第二条虚线对应 139ton-day, 代表 PandaX-II 整体曝光量; 右侧纵轴代表相应的电子寿命演化; 阴影区域为外部刻度源注入或者探测器小事故导致的电子寿命过低。

### 3.4 PandaX-II 离线软件

在 PandaX-I 实验中, 我们有两套独立的原始数据处理系统, 一套为 UDM (Unified Data Model) [39], 另一套叫原始数据处理系统 PRD (PandaX Raw Data-Analyser) [107], 两套数据处理系统之间可以互相检查。

在 PandaX-II 期间, 我们使用 UDM 作为原始数据处理系统的主体。UDM 主要包括三部分, Bamboo-Shoot (数据结构模型)、pandax-chain (数据处理算法链)、pandax-tool (数据处理工具包), 以及相应的数据库。

Bamboo-Shoot 定义了不同级别的数据模块。这些数据模块有,

- RawData, 是从二进制数据转化而来的最原始的数据形式, 包括数据获取的信息 (各类阈值和系统设定等) 和各光电管原始的波形信息。

- CalibRawData, 是对 RawData 计算基线之后, 根据光电管增益将幅度信息 (单位为 ADC) 转换为光电子数 (单位为 PE)。

- EsumData, 是将光电管的波形依据顶部底部和 Veto 分别进行加和。

- HitData 是每个光电管在这次事例中被光子击中的信息。每次击中组成 SingleHit 结构, 其中记录的信息有光电管编号 (PMTId)、前后基线平均值及均方根值 (Baselines)、开始时间 (Start Time)、峰值时间 (Peak Time)、面 (Area)、高

度 (Height)、宽度 (Width)、Hit 类型 (正常 Hit、噪声及饱和三种)。其中, 如果相邻的 SingleHit 彼此间有重合或者相隔时间在一定范围内就看做是来自于一发光, 组成一个 PmtHit 结构。

-ClusterData 是整合所有光电管的 Hit 信息, 判断这些 Hit 是否来自同一物理事例。

-SignalData 是进一步整理提取出更明确的物理信息, 这是提供给数据分析者的标准数据结构, 定义了一系列, 位置信息, 时间信息, 波形信息等。

pandax-chain 是将 RawData 处理成 SignalData 的一些列算法, 保留生成的各级数据。按照数据处理的顺序: cahit->hit-signal->analyze-signal, 其流程如图 3-22。

pandax-tools, 提供一些列有用的数据分析工具, 例如画一系列事例的波形, 各个光电管 hitpattern 等。每个数据分析者都是根据自己的课题, 自由添加相关工具。

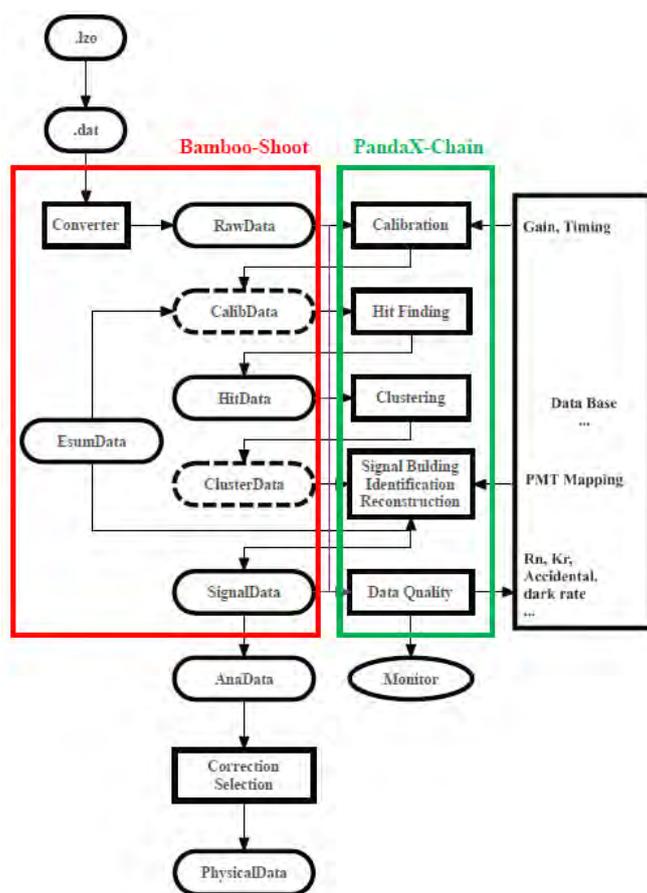


图 3-22: UDM 数据分析流程。红色框内为数据结构, 实线框为保存下来的数据, 虚线框为中间过程数据, 绿色框内为 pandaX-chain, 最右侧方框为数据库信息

我们不断细化波形信息的处理，特别是特殊波形，优化数据处理的过程，增加新的物理变量，发展出新的算法等，其中详细的讨论请见 [39]。

### 3.5 PandaX-II 位置重建

因位置重建集合在 `pandax-chain` 里面，与后续数据分析耦合较少，同时作者参与位置重建工作较少，所以把这部分非常重要的工作放到介绍部分，具体算法请参考 [39] [6]。

事例的 X-Y 重建位置，毫无疑问是二相型液氙 PTC 最重要的量之一。它通常通过 S2 信号在顶部 PMT（顶部 PMT 离 S2 发生的气体层较近）上的分布得到，我们也同时给出 S1 信号的位置重建，作为参考。在我们位置重建的发展过程中，一共有四种位置重建算法：重心法 COG（CenterOf Gravity）、神经网络 NN（neural network）、模板匹配 TM（Template Match）和光强相应函数 LRF（Light Response Function）。最后做物理分析时，我们使用 LRF 的结果，把 TM 的算法作为参考。重心算法只是考虑了每个 PMT 上信号，所用信息量为  $O(n)$ ，后三种算法都要考虑任意两个 PMT 之间的相对差别，所用信息量为  $O(n^2)$ 。其中 NN 和 TM 都依赖光学模拟得到每个光电管对特定位置光子的接收概率 ( $p_i$ )。我们的探测器没法进行真实信号的光学刻度，因为没有精确可以移动的光源，因此我们只能依赖于基于 Geant4 的光学 MC 模拟，建立了一套光学模拟的程序。参考 [6] 中的算法，PandaX-II 开发出了 LRF 的位置重建算法。LRF 同样需要知道  $p_i$ ，不过 LRF 是依赖于数据得出  $p_i$  的，然后通过反复迭代，直到参数的收敛。

图 3-23 给出了三种位置重建方法的区别，LRF 给出了最好的位置重建。在 PandaX-II 数据分析中，我们采用 LRF 位置重建结果，用其他位置重建结果作为参考。

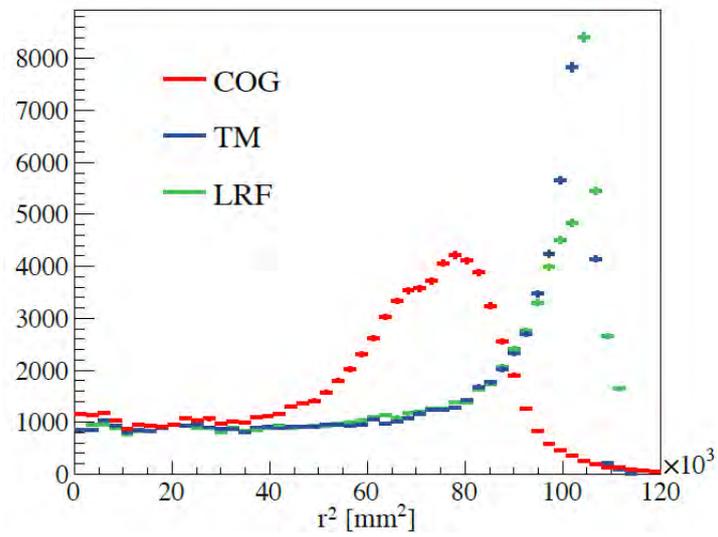


图 3-23: 三种位置重建的比较, 数据来源是中子刻度, 刻度源放在 TPC 外面, 可以看出重建效果上 LRF>TM>COG

## 4 探测器响应

在这一章中，我们会着重介绍 PandaX-II 实验对各种信号的响应，从最小的单光电子信号 (Single Photon Electron, SPE)，到最小的 S2 信号 (Single Electron Gain, SEG)，再到能量更高，能量沉积方式更复杂的信号。通过对这些信号的研究，我们可以得到探测器本身响应特性，探测效率，能量分辨率等重要信息，这些探测器的性质也会用于最终暗物质的分析。

### 4.1 光电管增益 (Gain) 刻度

PMT 是整个探测器的“眼睛”，对“眼睛”的刻度是以下所有数据分析的基础。SPE 是 PMT 可以探测到的最小信号，我们使用 3 个蓝光 LED (390-395nm) 进行刻度，蓝光能量低于氙的特征闪烁光 (178nm)，三个 LED 的放在 TPC 顶部外侧，由一个 NI box 提供电源，触发信号由脉冲信号发生器产生周期性脉冲交由触发逻辑系统提供，如图 4-1。

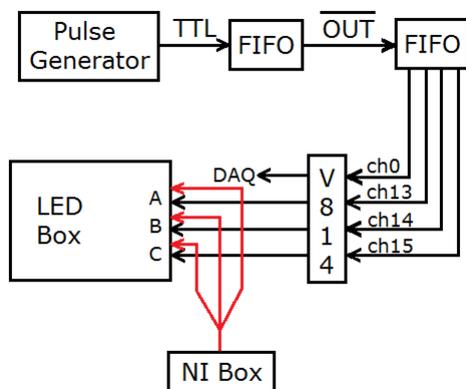


图 4-1: LED 驱动和触发系统示意图，NI Box 提供 LED 电源，电压范围 0-10V

为了刻度光电管，我们希望光强足够弱，以便 PMT 每次只能接收到一个光子，此时光阴极收到的光子数目服从泊松分布。因为光电管距离 LED 的距离不同，我们需要变化 LED 电压，来找到最合适的光强，如图 4-2，十一组典型的 LED 刻度的光强分布。为了刻度所有 PMT，我们需要找到对没道光电管实用的电压，比如 6.5V, 6.0V, 5.5V 等。

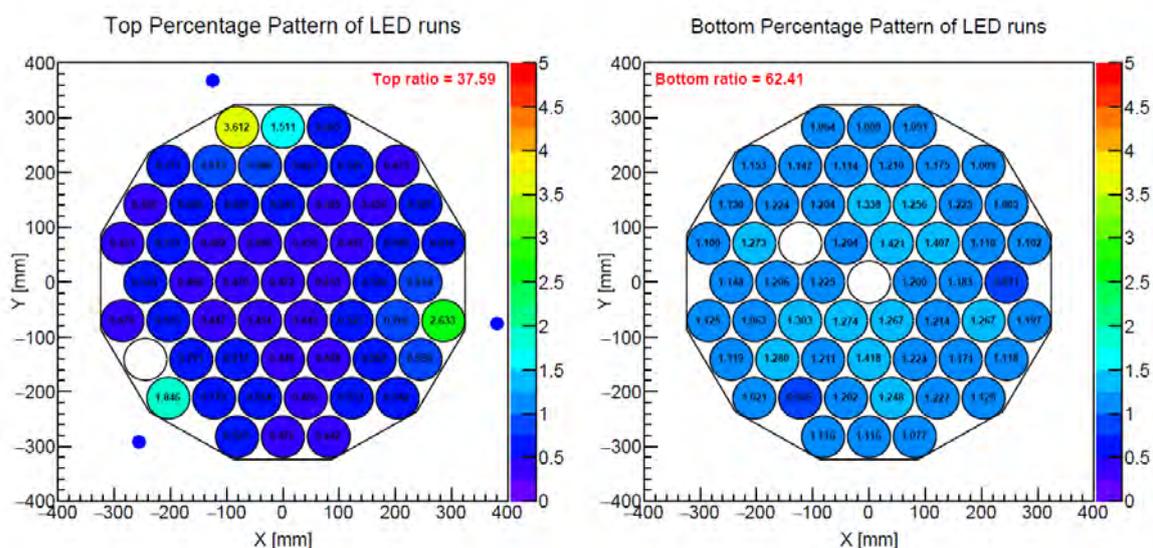


图 4-2: 这是一个典型的 LED hitpattern 分布图，左边是顶部 PMT 分布，右边是底部 PMT 分布，整体来说顶部接收到的光占比 38%，底部光强占比 42%，这是由于底部有更大立体角。另一个特点是顶部 PMT 越靠近 LED，光强越强，底部光分布均匀。图中白色圆圈表示关掉的 PMT，稍后介绍。

LED 刻度取数完成后，我们计算信号区域波形的面积，然后填成直方图，一个典型的 LED 刻度，如图 4-3，我们用一个三高斯函数，如公式 4-1 来拟合 LED 刻度能谱。

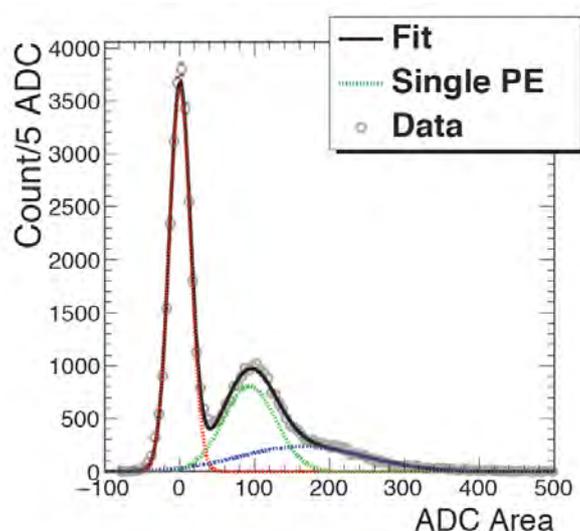


图 4-3: LED 刻度能谱，红色高斯为本底峰，绿色高斯为单光电子峰，蓝色高斯为双光电子峰。

$$f(q) = p_0 \times Gaus(q, \mu_0, \sigma_0) + p_1 \times Gaus(q, \mu_0 + \mu_1, \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_1^2}) + p_2 \times Gaus(q, \mu_0 + 2\mu_1, \sqrt{\sigma_0^2 + 2\sigma_1^2}) \quad (4-1)$$

其中，三个高斯分别对应本底峰，其特征由  $\mu_0$  (通常 0，如果偏离，则需要进行基线的刻度)， $\sigma_0$ ，单光子峰和双光子峰， $p_0$ ， $p_1$ ， $p_2$  是其分别对应的系数。除了计算单光电子增益之外，我们还可以得到 PMT 分辨率  $R_{SEG} = \sigma_1/\mu_1$ ，平均来说，PandaX-II 实验中三英寸光电管分辨率为 33%。

#### 4.1.1 Gain 的稳定性

在 Run8 有四道 PMT 因为打火等原因关掉 [39]，之后在精馏期间，我们打开 TPC 把所有光电管修好。从 Run9 开始到现在，陆续有 4 道光电管因为不同原因关掉，请见图 4-4。根据液氙 TPC 的特点，通常来说失去一道底部 PMT 影响较小，因为底部 PMT 接收的信号比较均匀，失去一道顶部 PMT 影响较大，因为 S2 信号是在非常接近顶部 PMT 位置产生，S2 会集中分布在相应位置的几个 PMT 上，于是对位置重建和能量重建来说，都会造成影响，这也是光电管的劣势所在。

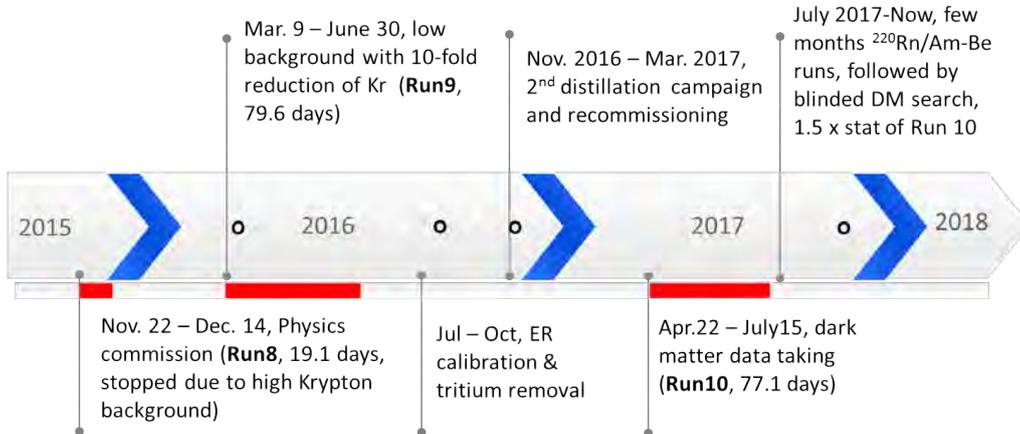


图 4-4: PandaX-II 运行概况，在时间轴中间的四个黑色圆圈，代表从 Run9 开始到现在陆续关掉的光电管，从左到右依次为 10803 (后噪声严重)，10604 (base 损坏)，11201 (base 损坏)，11007 (打火)。

除去关掉的光电管之外，我们还碰到过两次事故。第一次是严重的外真空破坏事故，当时外真空前级泵突然停止工作，又因为特殊原因没有及时得到警报，导致外真空真空度达到百 Pa 量级，此时所有的光电管都是工作状态。根据帕邢定律，如图 4-5，我们以氮气为参考，当真空度为 1Torr 时 (1Torr $\approx$ 133Pa) 最容易被击穿，

我们光电管 feedthrough 高压 (700~850V) 足以击穿空气产生打火。在这次事故后, 大部分前放被击坏。当我们更换前放后, 光电管也无法加回之前的高压, 应该是打火对光电管产生了不可逆损伤, 如图 4-6 a), 光电管增益出现断崖式下降。另一个事故是有一道负高压出现打火, 我们分析推断是来自于一道光电管外壳和地之间打火, 打火放出的光可以被所有 PMT 看到。我们不得不持续降低这一道负高压的高压, 这道负高压连接 7 道光电管 (10200, 10707, 10801, 10802, 10803, 10805, 10806), 所以我们有 7 道光电管增益也在持续降低, 如图 4-6 b)。光电管增益的不稳定性给数据分析带来一定困难, 当增益下降时, ZLE 效率会变的不可忽略, 我们在下节展开详细论述。

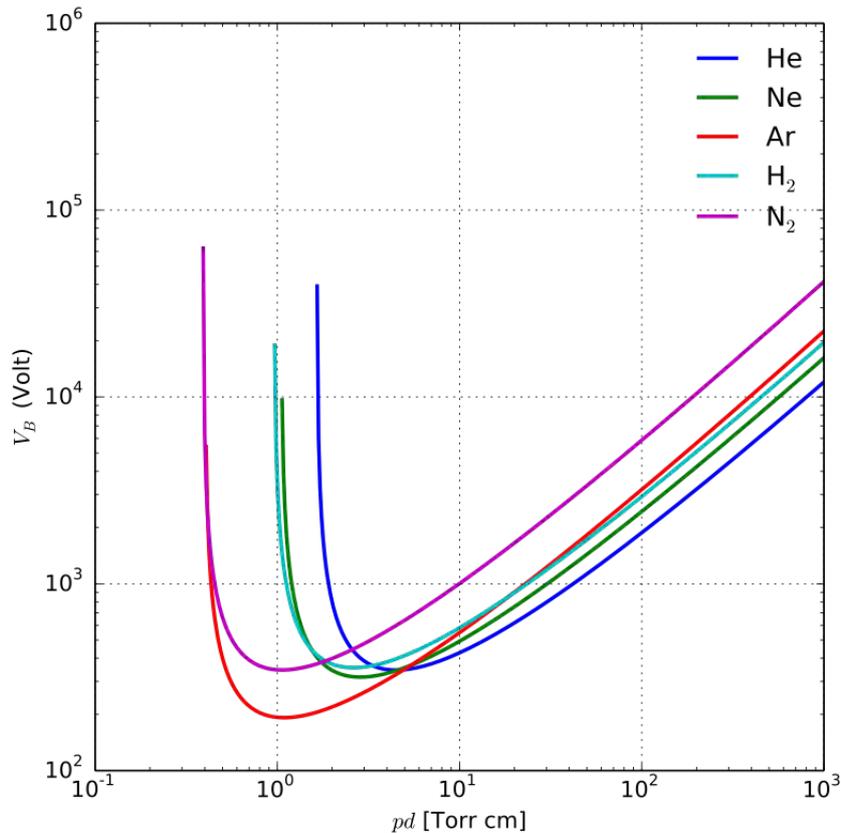
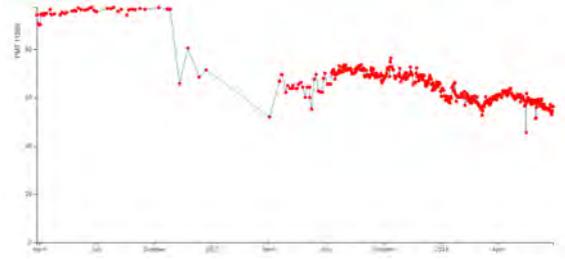


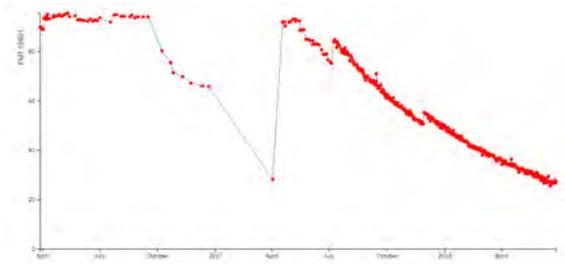
图 4-5: 对于几种气体的帕邢曲线, 横轴为真空度, 纵轴为相应的击穿电压 (图片来源 wikipedia)。对于外真空破坏情况, 我们以  $N_2$  为参考。

#### 4.1.2 双光电子发射

我们常用量子效率 (quantum efficiency, QE) 作为光电管探测效率的重要参数, 一般 QE 定义为光电子的数目和入射光子数目的比值, 也就是一个入射光子产生



a) 增益跳崖式下降来自于外真空打火事故



b) 增益持续下降来自于一组负高压输出持续降低

图 4-6: PandaX-II 运行期间, 光电管增益示意图, a)channel 11000 (Top PMT), b)channel 10801(Bottom PMT)

一个光电子的几率。但是如果一个光子产生一个以上的光电子, 这个定义也就不再有效。当一个光子能量足够大时, 大于两倍的光阴极功函数 (work function) 可以一次产生两个光电子 (double photoelectrons, DPE) [108]。在 PandaX-II 中, DPE 的比例为  $22.5 \pm 1.0\%$ , 这个参数也应用到了 NEST 模型中。根据文献 [108], LED 蓝光能量较低, DPE 比例可以忽略不计。

为了研究 DPE 的比例, 我们选择最小的真实物理信号 ( $S1 < 10PE$ , 为了排除噪声偶然符合, 至少 3 个光电管被击中), 每个选择出来的信号只有一个顶部 (底部) 光电管被击中, 这样也就最大排除了一个光电管同时被击中两次的概率。另外, 为了避免前文所说的 ZLE 对 SPE 的损失, 我们只选择增益比较高的光电管。如图 4-7 所示此类信号的能谱图, 我们用公式 4-2 进行拟合, 式中为一个 F-D 函数乘以两个高斯, F-D 函数代表 S1 算法识别效率, 两个高斯分别为 SPE 和 DPE 峰。

$$f(x) = \frac{1}{e^{-\frac{x-A}{B}} + 1} \times (N_{SPE} * Gaus(x, \mu_{SPE}, \sigma_{SPE}) + N_{DPE} * Gaus(x, \mu_{DPE}, \sigma_{DPE})) \quad (4-2)$$

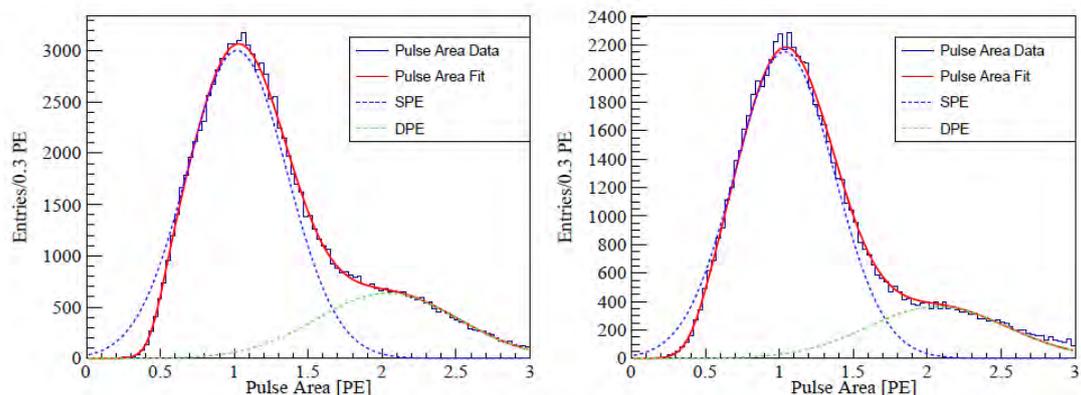


图 4-7: 单个光电管接收到的能谱图，左边是顶部光电管，右侧是底部光电管，能谱使用函数拟合，蓝颜色线为 SPE 峰，绿颜色线为 DPE 峰

### 4.1.3 光电管饱和

PandaX 的光电管是专门为探测低能反应信号设计的，所以在探测高能信号时，容易产生饱和现象。实际我们能看到的光电管饱和分为两种：1) 光电管本身增益饱和，2) FADC 饱和。通常第一种情况先发生，也就是光电管增益不会随着入射光子数一直保持线性，其测试曲线如图 4-8，在实验中一个典型的 PMT 本身饱和的波形如图 4-9。FADC 饱和是指信号幅度超过 FADC 最大电荷采集范围 2.25V，从而出现峰值被削平的波形。我们尝试使用机器学习的办法，补全削平的波形，但是因为光电管饱和主要是本身增益饱和，这种修正也没有广泛采用。

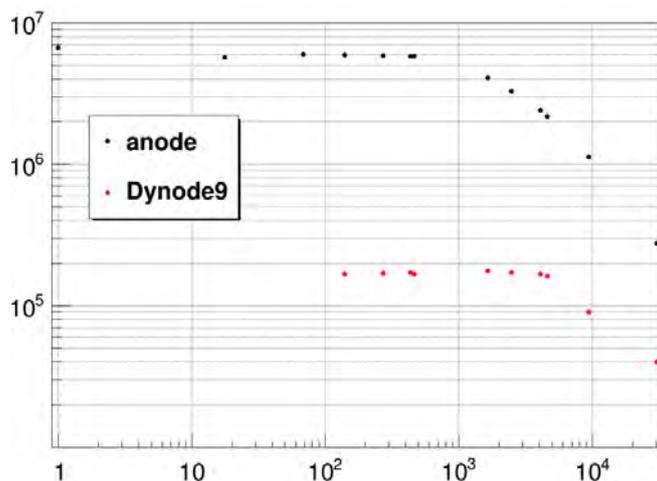


图 4-8: 光电管饱和测试，阳极在 600PE 左右产生饱和，如果用第九打拿级读出，可以一定程度缓解饱和问题。

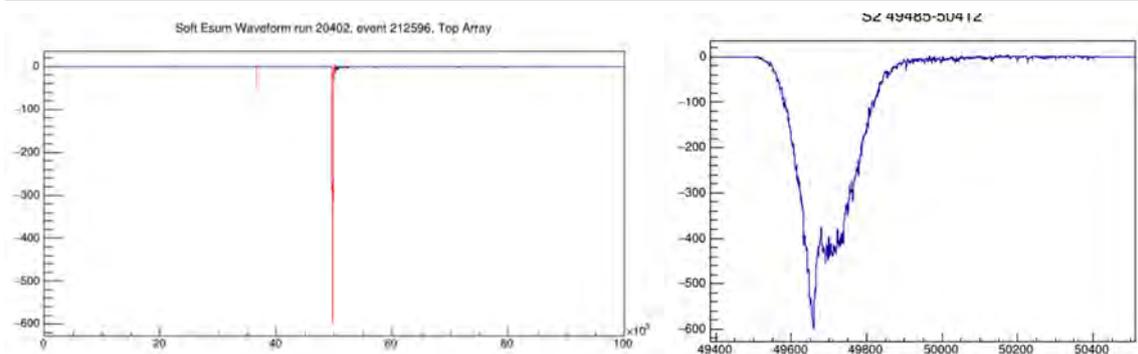


图 4-9: 典型的 PMT 饱和的波形, 左图中红色波形分别为 S1 和 S2, 右图是 S2 波形的放大, 可以明显看到 S2 后半段被削低。

## 4.2 单电子增益

探测器能看到的最小 S2 信号是 SEG, 也就是一个电子从液面拽出后, 在气氙中正比发光形成的 S2 信号。这是液氙两相型 TPC 非常独特的信号, 可以完美的刻度 S2 信号的特性。SEG 信号一般有三种来源: 一般 SEG 信号跟在一个大的 S1 或者 S2 信号之后, 可以解释为 S1 和 S2 的紫外光在电极或整形环上产生的光电效应; 另外, 一次能量沉积产生的电子只有 50% ~60% 会被拽出, 剩余的电子会停留在液面直到被电极吸收, 期间一部分电子会被延时拽出 (delay extraction), 形成 SEG 信号; 液氙中杂质吸附的电子会重新释放 [109]。如图 4-10 是一个典型的 SEG 波形, 这里显示的是顶部 PMT 阵列的加和, SEG 信号靠近顶部阵列, 一般来说顶部阵列接受到的光是底部阵列的两倍。

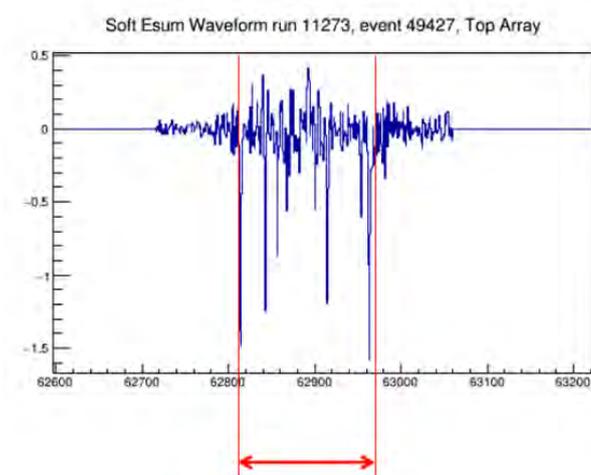


图 4-10: 典型的 SEG 信号, 横轴单位为 10ns, 此处为顶部 PMT 波形, 顶部阵列接受到的光是底部阵列的两倍。

### 4.2.1 单电子事例的选择

我们可以从不同区间选择 SEG 信号，如图 4-11 给出三种选择方式，这里解释一下第三种选择，如果 SEG 信号大于最大漂移时间，那么这个 SEG 信号就避免了与 S1 信号来自同一能量沉积的可能性。三种不同区间的选择方式，也是 SEG 系统误差的主要来源。

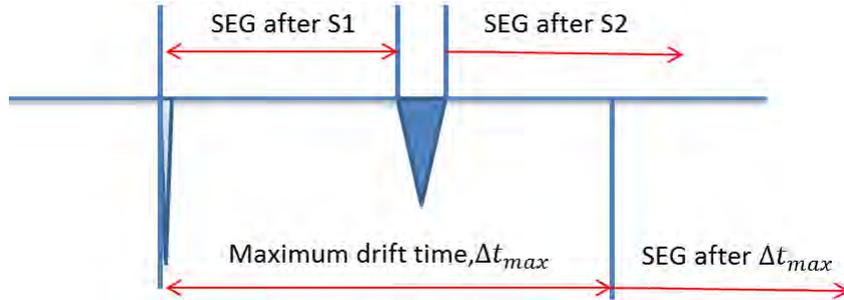


图 4-11: 选择 SEG 的范围，图中倒三角分别为 S1 和 S2，我们有三种方式选择 SEG，SEG after S1，SEG after S2，SEG after  $\Delta t_{max}$ ，三种方式的不同作为系统误差。

为了选择真实的 SEG 信号，我们有以下几个选择条件：

(1) 考虑电子在气氙中的漂移速度为几个  $\text{mm}/\mu\text{s}$ ，气氙长度为  $5.5\text{mm}$ ，所以 S2 的信号宽度在  $1\mu\text{s} \sim 2\mu\text{s}$  左右，跟 S1 信号 ( $50\text{ns} \sim 100\text{ns}$ ) 有明显区别。所以我们要求  $1\mu\text{s} < w_{S2} < 2.5\mu\text{s}$ 。

(2) 为了准确计算 SEG 信号的大小，我们使用了更宽松的 cluster 方式，因为正常的 cluster 算法在处理最小的 S2 时不能把所有的 hit 聚在一起，效率偏低 [39]。

(3) 为了排除光电管噪声的偶然符合，我们要求  $n_{\text{PMT}_{hit}} > 5$ ，同时要求  $q_{S2Top} > q_{S2Bottom}$  来保证 S2 信号的有效性。

### 4.2.2 单电子事例的能谱

最终我们选择出来的 SEG 能谱如图 4-12，能谱中主要为单电子峰，还包含少量的双电子峰，也就是两个电子同时被拽出。我们使用一个 F-D 函数乘以两个高斯函数的加和来拟合 SEG 能谱，F-D 函数用来刻画 S2 算法识别效率，高斯函数平均值和标准差分别为  $\mu$  和  $\sigma$ ，单电子峰对应  $\mu_1$  和  $\sigma_1$ ，双电子峰对应  $\mu_2 = 2\mu_1$  和  $\sigma_2 = \sqrt{2}\sigma_1$ 。在 Run9 和 Run10 中，SEG 的值分别为  $22.1 \pm 0.54\text{PE}/e^-$  和  $24.4 \pm 0.7\text{PE}/e^-$ 。

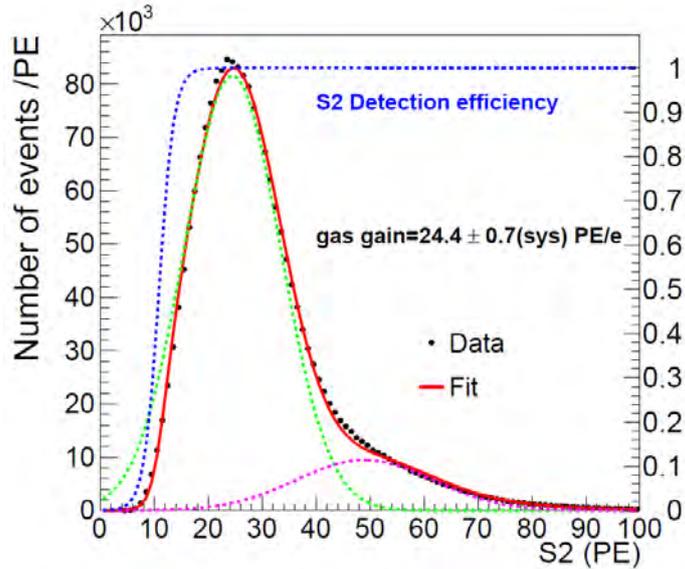


图 4-12: Run10 SEG 能谱，红线为整体拟合，蓝色虚线对应 S2 算法识别效率，绿色虚线对应单电子峰，紫色虚线对应双电子峰。

#### 4.2.3 S2 bottom only SEG

在本文介绍的探测器响应和刻度中，我会采用 S2 bottom only 来计算 S2 的电荷量，记做 S2B。这样做的原因主要有两个：（1）特别对于高能事例，顶部光电管容易出现饱和问题，（2）S2 在顶部 PMT 阵列分布比较集中，如果出现 PMT 损坏，对其对应位置的电荷重建的影响较大。

我们把 SEG 在顶部 PMT 阵列和底部 PMT 阵列分开拟合，其中  $SEG_{Top}$  结果为  $15.89 \pm 0.08$ ，约占总电荷的 2/3， $SEG_{Bottom}$  出现了等于 0 的情况，使拟合出现偏差，如图 4-13。为了不引入额外的涨落，在后文中我们使用  $7.8PE/e^-$  作为  $SEG_{Bottom}$  的值。

### 4.3 ZLE 效率的刻度

在 PandaX-I 期间，光电管平均增益在 150ADC，考虑 SPE 总宽度约为 10 个 sample（如前文所示 10ns/sample），半高宽约为 2 个 sample，那么 SPE 的幅度大约为 70ADC，我们选择 1/3 SPE 的幅度作为 ZLE 阈值（20ADC）。在 PandaX-I 运行期间，我们通过 LED 取数在 ZLE 和 no ZLE 两组数据，论证了 1/3 PE 的阈值效率基本为 100% [7]。在 PandaX-II 中，Run9 时平均 80ADC，而 Run10 只有 57ADC，ZLE 阈值分别对应 0.4SPE 的幅度和 0.6SPE 幅度，这时 ZLE 的影响不

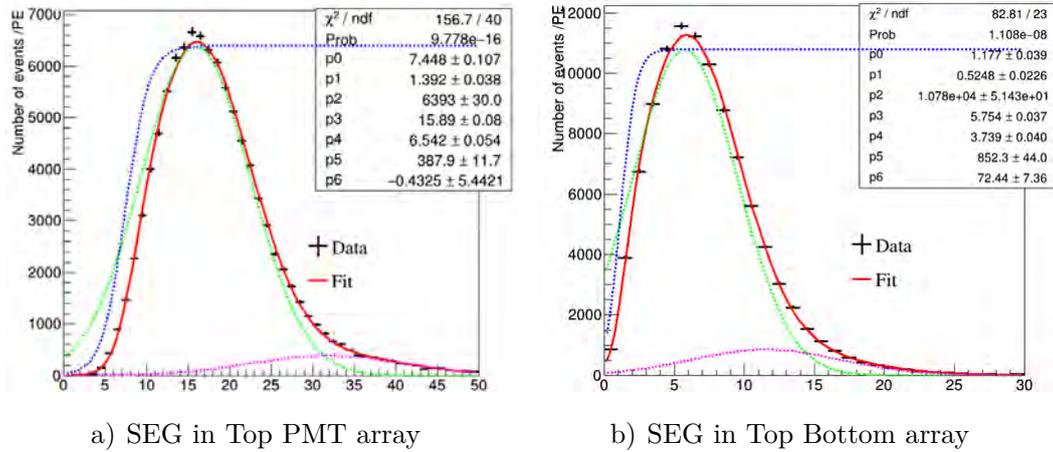


图 4-13: SEG 信号在顶部光电管和底部光电管的拟合, 可以看到 SEG 在顶部光电管的电荷占总电荷的 2/3, 底部 SEG 拟合时出现了  $\text{SEG}_{\text{Bottom}}$  为 0 的情况

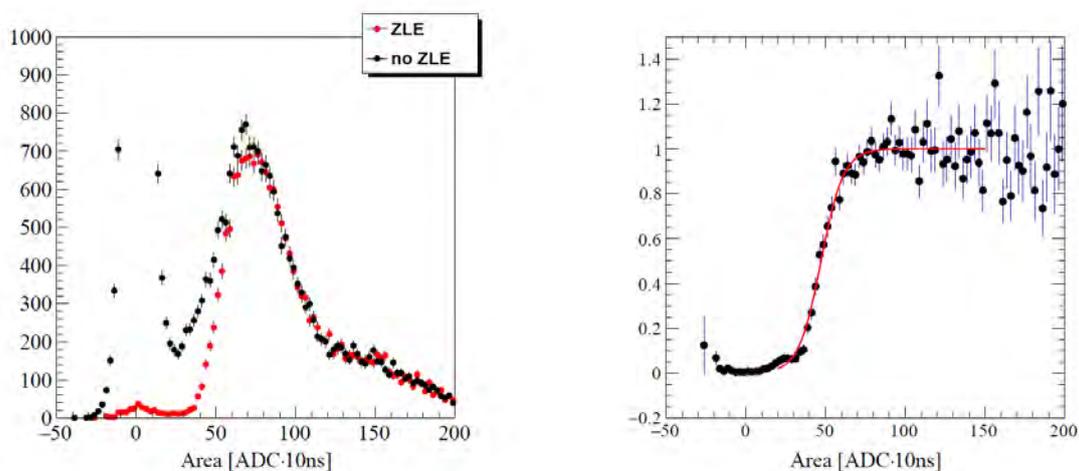
再能忽略。本节中, 我会介绍刻度 ZLE 效率的两种方法, LED 刻度和 AmBe 刻度, 最终我们采用了 AmBe 刻度的结果, 因为它与我们的真实数据更加接近。

#### 4.3.1 使用 LED 数据刻度 ZLE 效率

no ZLE LED 取数的时间窗口为  $5\mu\text{s}$ , 记录所有的波形信息, LED 的开关和触发信号同时发出, 光电管信号大致出现在波形中间; ZLE 取数模式下, 数据会存储过阈信号前 48sample 和后 48sample, 称为一个波形段 (segment), segment 前后各 10 个 sample 的平均值作为基线。

在 Run10 中, 对 SPE 信号来说, 可以看到很明显的效率损失, 如图 4-14, 对于每一道光电管我们都可以得到其对应的 SPE 效率曲线。

对于真实的 S1 和 S2 信号, 需要综合所有光电管的表现。LED 刻度信号可以比较好的模拟 S1 信号形状, 因此我们取了 15 组 LED 电压下, 有 ZLE 和没有 ZLE 平均信号的比值, 如图 4-15, 为了得到整体的效率值, 我们取了 15 组 LED 电压下, 计算有 ZLE 和没有 ZLE 平均信号的比值。我们把这个效率 channel-by-channel 加入模拟过程中, 可以看到 MC 跟数据符合不错。在实际信号中, 考虑有 DPE 效应, 会抑制 ZLE 带来的效率损失, 另外 LED 的蓝光能量低于液氙的特征闪烁光, 这些差异都需要找到一种基于数据的刻度方法来得到 ZLE 效率。



(a) The spectrum with or without ZLE.

(b) ZLE efficiency fitting

图 4-14: 通过 with ZLE 和 without ZLE 两组 LED 刻度数据, 可以计算得出每一道光电管的 ZLE 阈值, 我们使用费米-狄拉克 (Feimi-Dirac, F-D) 函数来拟合效率值

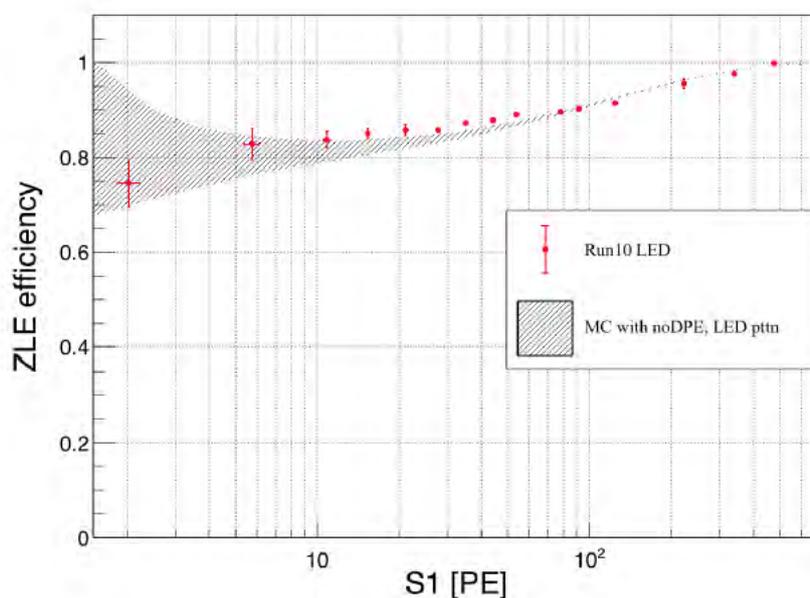


图 4-15: 图中红色点为 15 组不同电压下的 LED 刻度数据, 横轴为没有 LED 的平均信号, 纵轴为有无 LED 的比值。灰色 band 为 toy MC 一个 sigma 区域。

### 4.3.2 使用 AmBe 数据刻度 ZLE 效率

第二种方法从真实数据出发，我们采了一系列 without ZLE 的 AmBe 数据，这种取数方式会让数据量大大增加。我们在数据处理时使用了软件 ZLE 的方法，然后再用标准的 cluster 算法寻找 S1 和 S2。软件 ZLE 算法和硬件 ZLE 给出的 AmBe 能谱一致，也就验证了软件 ZLE 算法的可行性。

ZLE 的整体效率不仅受到单道 PMT ZLE 效率的影响，每次能量沉积的位置和 hitpattern 的差异都会影响到整体 ZLE 效率的大小。这些因素很难准确描述，我们采用了最简单的估计，也就是计算 PMT 的平均增益，这样做的好处是可以计算 PMT 增益下降过程中相应的 ZLE 效率。

表 4-1 列出了 no ZLE AmBe 数据和 PandaX-II 的刻度数据，我们发现 Run9 的增益条件下 ZLE 效率可以忽略，在 Run10 几个 dataset 中，平均增益都处于 AmBe ZLE 1 和 AmBe ZLE 2 之间，所以在 Run10 及以后的 Run 中，我们都用平均增益在这两组 ZLE 刻度结果中间插值，这两组 ZLE 的刻度结果如图 4-16，在这里我们只是用 profile 的拟合线作为参考，这里没有考虑的 ZLE 涨落问题，将在第五章刻度部分展开描述。

Dataset	Duration(h)	Average Gain	Average Bottom Gain
AmBe ZLE 1	98	57.3	52.5
AmBe ZLE 2	23.7	50.1	46.8
AmBe ZLE 3	23.5	44.6	40.7
Run9 AmBe	154.5	82.88	84.13
Run10 AmBe	541.9	55.2	49.6
Run10 Rn-220	427.5	58.15	53.24

表 4-1: PandaX-II 用来做 ZLE 刻度的 AmBe 数据和刻度数据的平均增益（下一章节介绍）

## 4.4 探测器不均匀性的修正

如前文所述，PandaX-II 探测器可以记录一次能量沉积的 3D 位置信息，由于 TPC 体积巨大，电场不均匀，液面水平度不均匀，光学立体角等导致 TPC 响应的不均匀。对此，我们需要找一个刻度源对探测器进行不均性修正，修正的效果往往以能量分辨率作为表征。要实现较好的修正效果，我们对刻度源有如下要求：（1）单能，且在探测器内均匀分布；（2）能量不能太高，因为前文提到的饱和问题，高

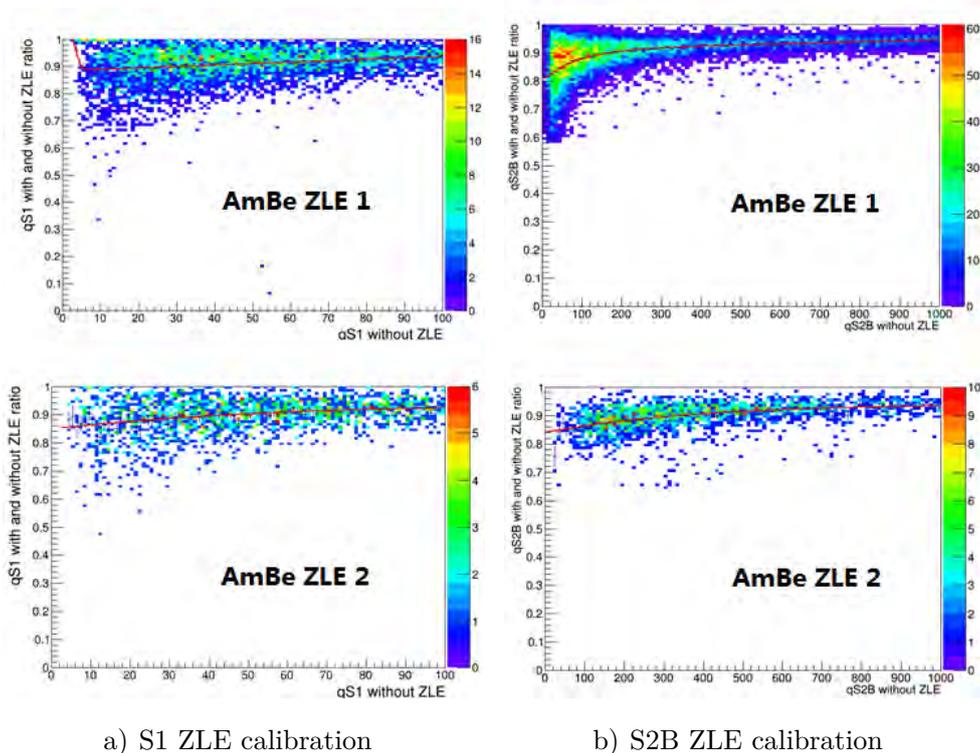


图 4-16: AmBe ZLE 刻度, 左侧为 S1, 右侧为 S2B

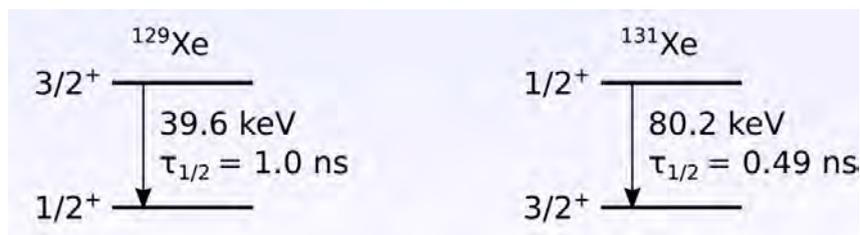
能情况下的修正对低能不适用; (3) 统计量足够, 但是不能在暗物质探测区域有能量沉积, 不能对探测器形成污染。

#### 4.4.1 Xe TPC 常见刻度源

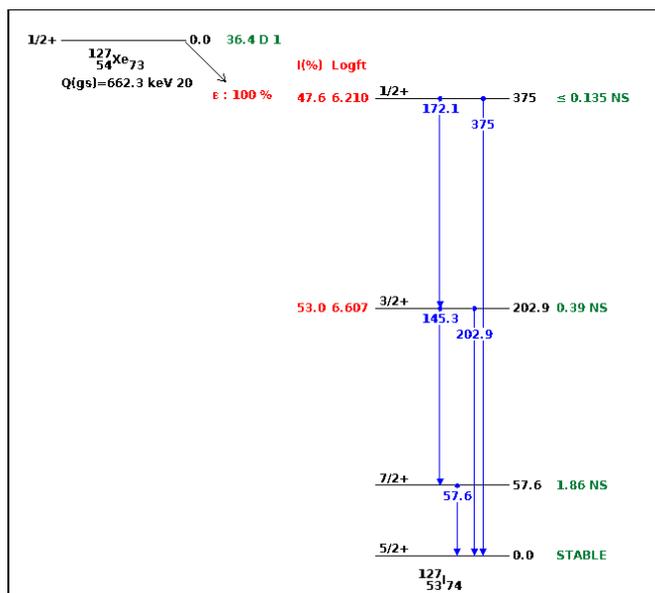
常见的刻度源分为两种, 一种是在宇宙线或者中子辐照过程中产生的核能级, 另一种是外部源或者注入到探测器中的放射源, 下面我们首先介绍常见的刻度源的特征:

氙的核能级分为两种, 一种是瞬时核能级, 只能在辐照过程中才能看到, 如  $39.6\text{keV}$  ( $^{129}\text{Xe}$ ) 和  $80.2\text{keV}$  ( $^{131}\text{Xe}$ ), 如图 4-17 a)。需要注意的是, 核能级伴随着核反冲能量, 两个能量时间间隔太小, 探测器不能分辨, 所以两种能量会被当做同一个能量沉积。根据 MC 结果, 两个核能级伴随的核反冲平均能量分别为  $1.13\text{keV}_{ee}$  和  $2.27\text{keV}_{ee}$ , 如图 4-18 a)。

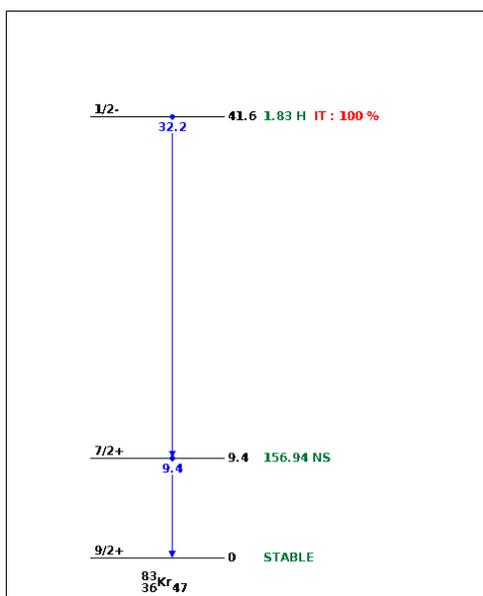
第二种是半衰期较长的核能级, 其半衰期从十天到一个月左右, 比如  $^{129m}\text{Xe}$ ,  $^{131m}\text{Xe}$ ,  $^{127}\text{Xe}$ 。前两个为氙核的半稳态 (metastable), 退激发放出的  $\gamma$ -ray 能量分别为  $236\text{keV}$  和  $164\text{keV}$ , 半衰期分别为 8.9 天和 11.9 天, 如图 4-18 b)。



a) 瞬时氙核能级示意图



b) Xe127 衰变能级示意图



c) Kr83 衰变能级示意图

图 4-17: 常见的刻度源能级示意图, 数据来源 NNDC (National Nuclear Data Center) [24]。

$^{127}\text{Xe}$  通过电子俘获 (electron capture, EC) 衰变到  $^{127}\text{I}$  的核能级, 47% 到 375keV, 53% 到 202keV, 如图 4-17 b)。核能级退激发放出  $\gamma$ -ray 之后, 还伴随着  $^{127}\text{I}$  的 X-ray, 其中 K-shell, L-shell, M-shell 对应的能量为 33.2keV, 5.2keV 和 1.1keV, 相应比例为 83.4%, 12.1%, 2.9%。在我们探测器中无法分辨时间间隔太短的两点能量沉积, 来自  $^{127}\text{Xe}$  的大部分  $\gamma$ -ray 和 X-ray 会被当成同一次能量沉积, 比如 202keV 和 33.2keV 会形成 235.2keV, 跟  $^{129m}\text{Xe}$  的特征峰一致。如果这两次能量沉积的  $\gamma$ -ray 向上而 X-ray 向下, 这时我们可以分辨这两次沉积, 在波形里可以看到两个 S2。还有一种情况, 如果能量沉积发生在探测器边缘, 则有可能只看到 X-ray, 而  $\gamma$ -ray 打到探测器外面, 这个低能 X-ray 就会在暗物质探测区域形成额外本底, 这也是液氙运输到地下实验室后必须存放一段时间才能进行暗物质探测的原因。

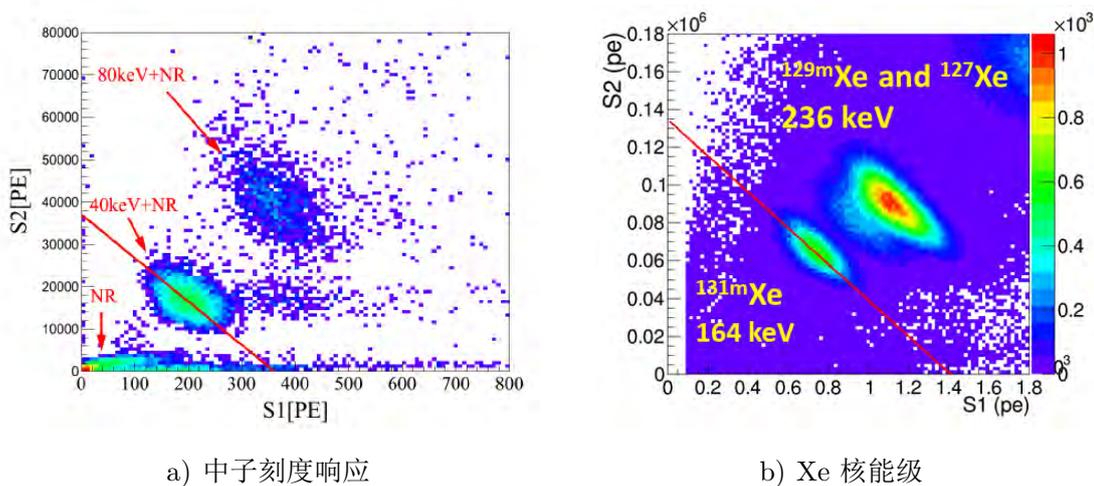


图 4-18: 探测器相应示意图, 横轴为 S1, 纵轴为 S2, 经过均匀性修正之后, 可以看到非常好的反符合关系。

$^{83m}\text{Kr}$  是一种外部注入的刻度源, 其  $\beta$  衰变特征能量为 41.6keV, 半衰期为 1.83h, 如图 4-17 c)。小时级别的半衰期可以保证  $^{83m}\text{Kr}$  在几天之后衰变殆尽, 不影响暗物质取数, 但同时过短的半衰期也使得  $^{83m}\text{Kr}$  源不能直接储存, 因此我们用其母核  $^{83}\text{Rb}$  (半衰期为 86.2 天) 来作为  $^{83m}\text{Kr}$  的载体。在进行注入时,  $^{83}\text{Rb}$  放置在装有过滤器的腔体内, 衰变出来的  $^{83m}\text{Kr}$  气体可以通过过滤器进入探测器, 过滤器保证  $^{83}\text{Rb}$  不会穿过过滤器。 $^{83m}\text{Kr}$  的信号响应有一定特殊性, 我们下面一小节会介绍探测器中单次散射和多次散射的区分。

除去上述刻度源外, 我们的探测器还有来自  $^{220}\text{Rn}$  和  $^{222}\text{Rn}$  的 alpha 事例, alpha 事例虽然能量很高 (4-5MeV), 但是大部分能量会分给 S1, S2 的大小与 264keV 的  $\gamma$  峰相当, 当没有合适的刻度源时, alpha 事例也是一个备用刻度源。

#### 4.4.2 单次散射和多次散射

一般来说，单次散射对应一组 S1 和 S2，多次散射则对应多组 S1 和 S2。在实际实验中，因为有些噪声容易被判断成是 fake S1，此类 S1 往往很小，所以我们通常要求只有一个 S2（为了排除单电子信号影响，这里的  $S2 > 45PE$ ），作为我们单次散射的事例选择条件，而把波形中最大的 S1 作为 S2 的组对。

前面介绍探测器中常见的刻度源中，大部分能量都不是单个  $\gamma$  峰，往往是两次能量沉积的叠加，由于间隔太短，探测器把它们当做同一个能量沉积。单次散射和多次散射的鉴定主要受限制于光电管时间上的分辨率，空间上 cluster 的分布也能提供一定的鉴别能力（比如明显分成两团的 cluster）。

首先，对于 S1 信号，其信号宽度为 100-200ns，所以在时间尺度上为 ns 级别的两个信号，其 S1 是没法区分的，比如典型的核能级。但是当两次能量沉积分开超过 100ns 的信号，就有一定概率可以看到两个分开的 S1 信号，比如上文提到的  $^{83m}Kr$ ，其中间能级半衰期为 157ns，有一定的概率被判断成两个 S1，如图 4-19。

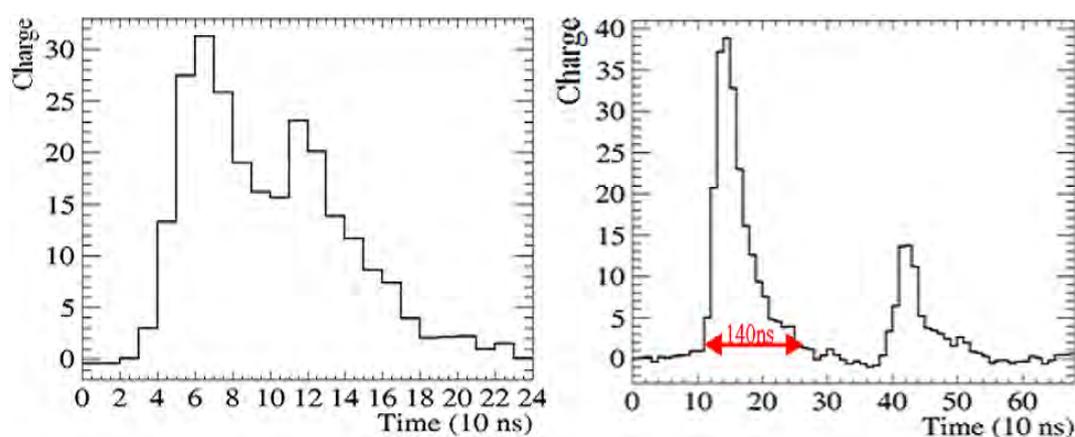


图 4-19:  $^{83m}Kr$  的 S1 信号，左图可以看到两个能量峰，但是算法会判断成一个 S1；右图为两个分开的 S1 信号。

对于 S2 信号，在低能区其信号宽度为  $1-2\mu s$ ，所以无法分开能量沉积时间差为百 ns 级别的两个信号，但是需要注意的是，表征 S2 时间上的分开是两次能量沉积在 z 方向的距离，电子漂移速度为  $1.7mm/\mu s$ ，6mm 左右的距离就可以分辨成两个 S2，如果是研究高能能量沉积，则需要分开 8mm-10mm。比如前文提到的  $^{127}Xe$  的  $\gamma$ -ray 和 X-ray，如果其分别向上和向下沉积能量，在其自由程内在 z 方向的距离就能够产生两个分开的 S2，如图 4-20，图中在 Y 轴分为 4 中 S2，分别为  $^{127}Xe$  的  $\gamma$ -ray 和 X-ray，但是他们的 S1 无法分开，所以对应 X 轴的同位置。

对于 S2 来说，其在顶部光电管阵列形成的 hitpattern 也可以作为多次散射的依据，这也是我们对新数据分析中考虑引入的一个更新。

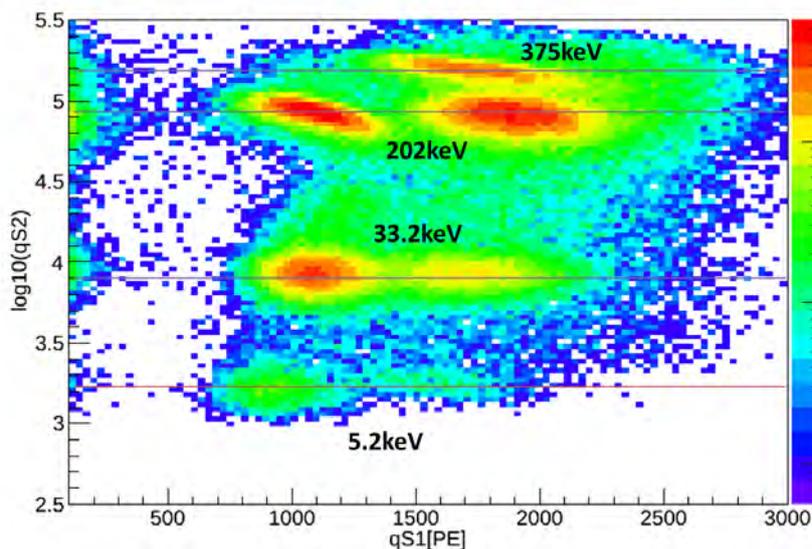


图 4-20:  $^{127}\text{Xe}$  中，我们有一定概率看到多个 S2，

#### 4.4.3 不均性修正

从实验的进程来说，在 Run9 开始前，我们在上海交大对氙气进行了 1 一个月的精馏，加上在高海拔地区的运输，探测器中累积了相当多的  $^{129m}\text{Xe}$ ,  $^{131m}\text{Xe}$  和  $^{127}\text{Xe}$ ，我们选择  $^{131m}\text{Xe}$  的 164keV 能峰作为不均性修正的刻度源，如图 4-18 b)，首先这是纯净的  $\gamma$  peak，同时在探测器分布均匀；其次能量不太高，对低能有一定的有效性。之后我们进行了  $^{83m}\text{Kr}$  的注入实验，因为放射源强度足够，我们可以获得足够的统计量来验证 164keV 修正的有效性。

##### 1.S1 修正

我们使用不同方法对 S1 和 S2 进行修正，具体来说，对于 S1，也就是光产额 (Light Yield, LY)，影响其不均匀的主要因素是光学立体角。我们使用 COMSOL 软件模拟漂移电场的均匀性，在 FV 里面不均匀性  $<1\%$  [100]，这些漂移电场的均匀性反映在光产额或电产额上影响是忽略不计的。我们在把 TPC 3D 有效区域分割成若干小块，在每个小块里面，探测器响应基本一致。每块里面用高斯函数拟合 S1 的平均值，然后在这些小块之间做值插，直到满意的精度。

首先我们希望初始分块足够精细，但是也要兼顾每块中的统计量，对 LY 3D 区域我们总共分成了 150 块，x-y 平面为 25 块 (0-300mm 均匀分成 5 层，每层宽

度 60mm，每层块数为 1, 3, 5, 7, 9)，z 方向为 6 层（20-350 $\mu$ s 均匀分成 6 层，55 $\mu$ s 每层）。开始时我们使用 ROOT 软件 [110] 自带的插值算法，最大可以 smear 成 800\*800\*800 的 3D 直方图作为 LY mapping。为了进一步提高连续性，我们首先用三角级数拟合每一个 loop 内  $2\pi$  范围内的数值，然后在层与层之间做线性插值，这样我们就得到了一个连续分布的 mapping。从图 4-21 a) 可以看出，中间 LY 多于四周，在 Phi 方向基本对称，从图 4-21 b) 可以看出，底部（对应纵轴最大）LY 大于顶部，这都是光学立体角反映出来的结果，整个 FV 内，LY 不均性的标准差为 13.0%。

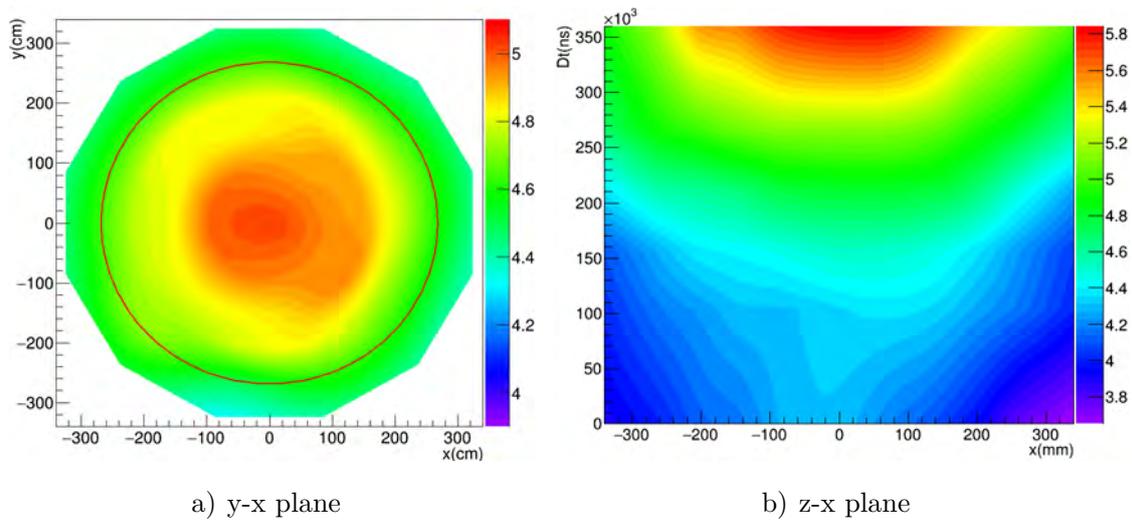


图 4-21: 164keV LY 3D mapping，可以看到中心多于周围，底部多于顶部

### 2.S2 修正

对 S2，也就是电产额（Charge Yield, CY），影响其不均匀性的因素包括萃取电场的均匀性，电子在漂移过程中被杂质的吸附等，这两种情况对应着在 x-y 平面的响应和在 z 方向的修正。我们首先用一个指数函数拟合 z 方向电子的损失，指数函数的特征值称为电子寿命（electron lifetime）。在 z 方向修正完成后，我们再把 x-y 平面分成若干小区域，每个区域用高斯函数拟合平均值（先修正 z 反向，再投影 x-y 平面是为了高斯函数的对称性），然后同样在这些小块之间做 smear，直到足够的精度。

在 CY 修正过程中，我们发现中心区域 S2 远高于周围，这也导致了一系列连带的效应，为了展开叙述问题，我们较详细的介绍下 CY 的响应。如图 4-22 a)，图中颜色部分为 164keV S2 的大小，在分 block 时，内圈面积较小，外圈较大，如表 4-2。同样在得到每个区域的高斯拟合中心值后，我们用三角级数拟合每一个

loop 内  $2\pi$  范围内的数值，然后在层之间做线性插值，最后效果如图 4-22 b),FV 内，LY 不均性的的标准差为 20.3%。

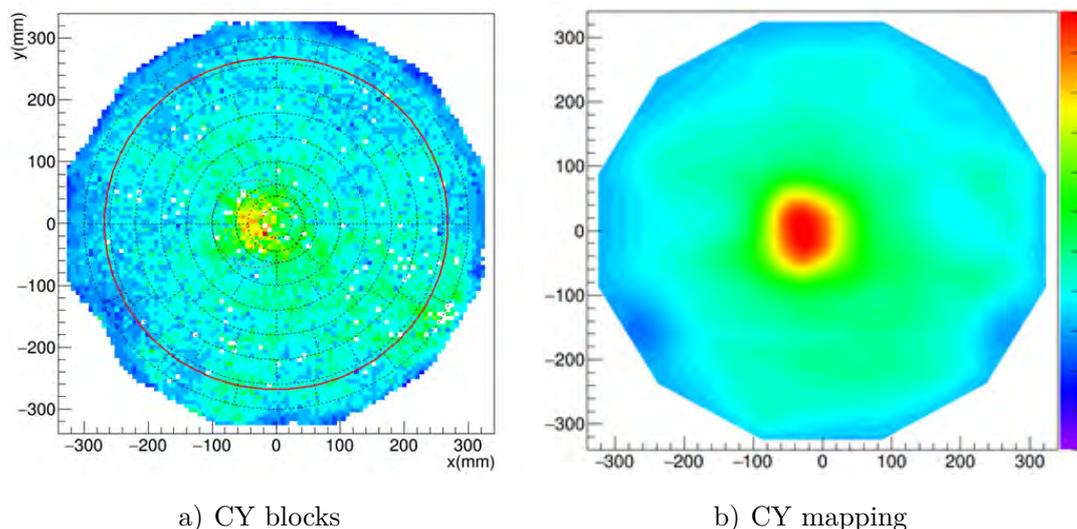


图 4-22: CY 响应和 mapping 图。a)CY 不均性分块示意图，图中颜色代表 CY 大小，虚线为分块边界，偏心虚线为 CY 特别大的地方；b)CY mapping。

loop	1	2	3	4	5	6	7	8	9
边界 R(mm)	$\sqrt{500}$	$\sqrt{1660}$	$\sqrt{3500}$	100	140	180	220	260	300
分块数	1	4	8	8	6	8	10	12	14
每块面积 ( $mm^2$ )	1570	1256	750	2355	5024	5024	5024	5024	5024

表 4-2: CY 分块列表

在查看每块中数据拟合质量时，我们发现有两点问题：第一是靠近中心的区域内分布非高斯，我们以 loop3 的拟合为例，如图 4-23，非高斯的来源在于分块太大且有一定的随意性；第二是事例分布不均匀，我们以 loop4 为例，如图 4-24，中间两块的事例数明显缺少，这种不均匀的来源主要是过大的 S2 对位置重建的影响。

对于这两个问题，我们用统计量足够的  $^{83m}\text{Kr}$  数据来验证这种修正方法的误差。在足够统计量的条件下，我们可以把 CY 分成更细的 block， $25 \times 25$  对应  $580(mm^2)/block$ ， $35 \times 35$  对应  $295(mm^2)/block$ ，最终能量分辨率几乎没有提高，这也说明了开始的误差也被 smear 掉了，而影响能量分辨率的因素也不在于 mapping。

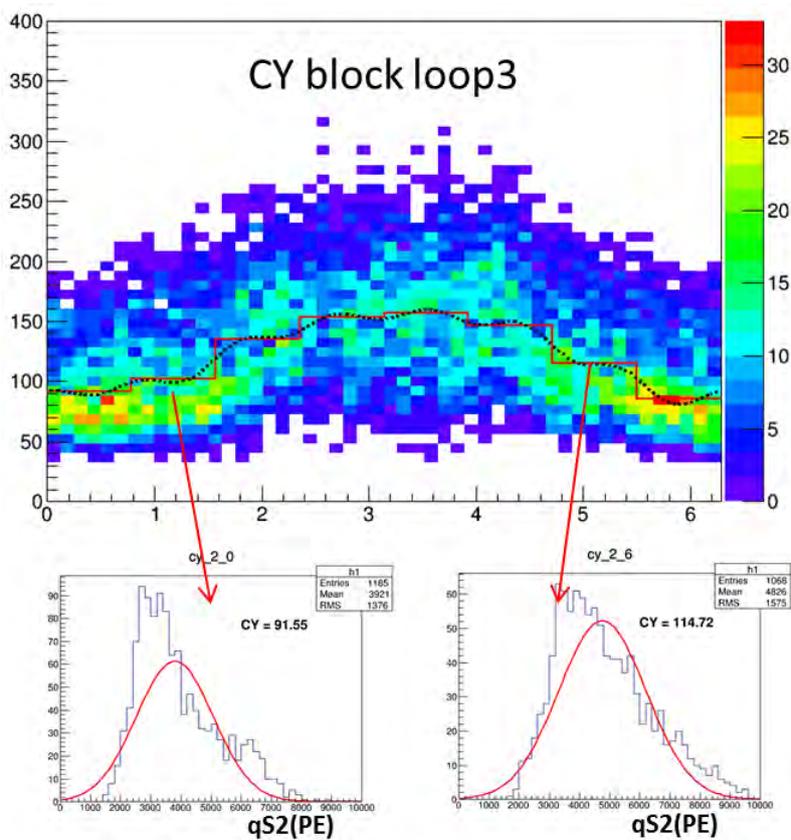


图 4-23: CY loop3 内 S2 的大小，上图中虚线表示傅里叶级数的拟合，下图中可以看到一些非高斯的成分

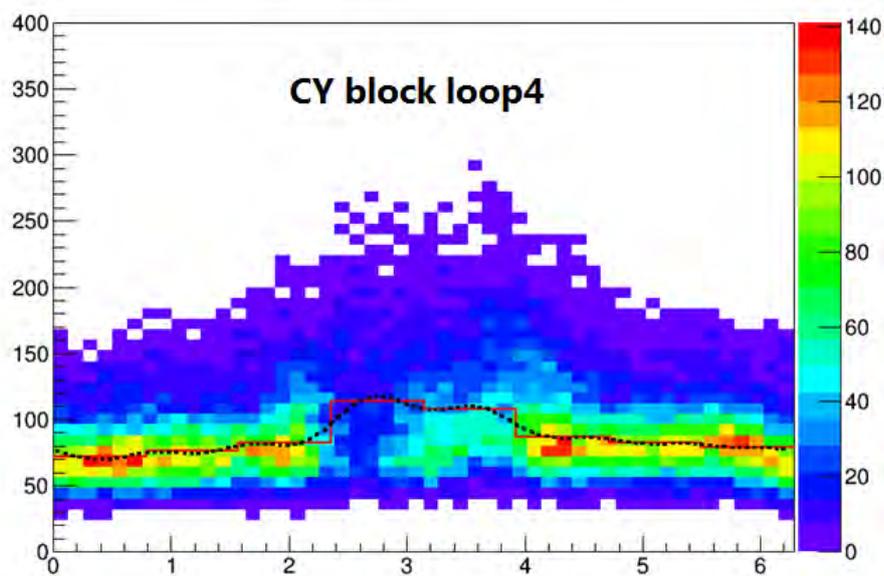


图 4-24: CY loop4 内 S2 的大小，靠近中心区域的两块可以看到明显的事例缺少

#### 4.4.4 S2 修正中的饱和问题

我们再前文介绍光电管时介绍过 PMT 饱和的问题，光电管增益越大，饱和问题越严重。这里对于 164keV 的事例来说，顶部光电管都会有一定程度的饱和问题，中心偏大的区域更为严重。饱和带来的问题是让光电管接收的信号小于实际信号，也就是说用 164keV 事例做的 mapping，放到 10keV 时就不再合适。为了解决这个问题，我们比较经过 164keV mapping 修正后的低能刻度数据在中心的修正效果和整体效果，这里使用统计量足够的甲烷低能刻度数据。通过比较，我们发现通过 164keV 修正之后还需要额外的修正因子。

#### 4.5 电光反相关图

在 PandaX-II 实验过程中，除了上面介绍的液氙能级外，我们使用到的外部刻度源包括  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{232}\text{Th}$  等。考虑能量重建时的非线性，这里我们所用的能量峰不超过  $^{60}\text{Co}$  的 1.33MeV。

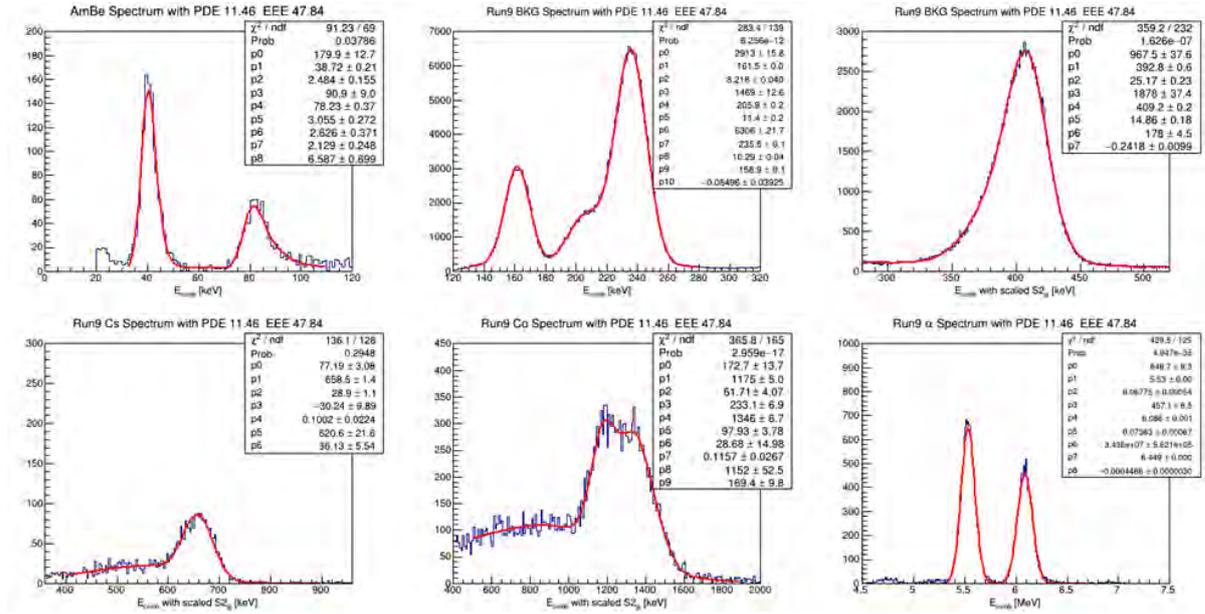
电光反相关图 (Doke Plot) 是利用能量重建公式 4-3，其中 PDE 称为  $g_1$ ,  $EEE \times SEG$  称为  $g_2$ ，当  $S_1=0$  时，可以计算  $g_2 = W \times S_2/E$ ，同样，当  $S_2=0$  时， $g_1 = W \times S_1/E$ 。我们把  $S_2/E$  当做横轴，把  $S_1/E$  当做纵轴，然后把各个能量峰的值填入图中，用直线拟合，这样横轴截距则代表  $g_1$ ，纵轴截距代表  $g_2$ 。

$$E_{ee} = W \times \left( \frac{S_1}{\text{PDE}} + \frac{S_2}{\text{EEE} \times \text{SEG}} \right) \quad (4-3)$$

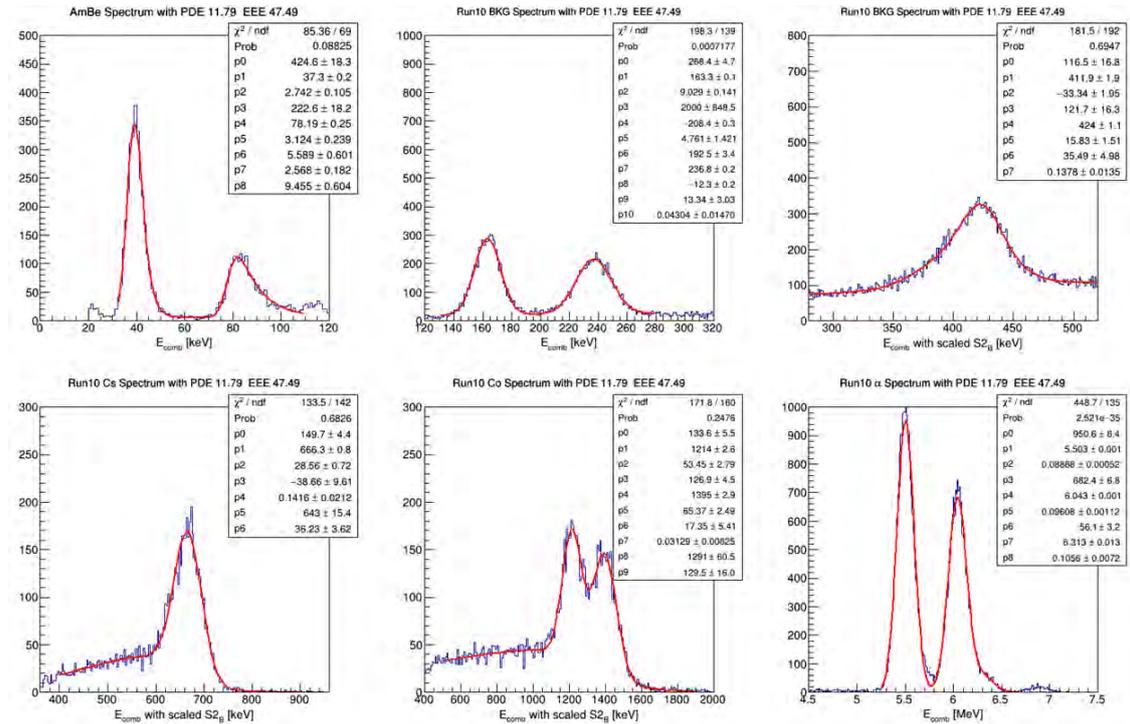
为了画出 Doke Plot，我们以修正之后的数据出发，利用  $S_2$  和  $S_1$  的反符合关系，把相应的能量峰挑选出来，然后拟合每个能量峰的复合能量如图 4-25，图中分别对应 Run9 和 Run10 挑选出来的能量峰，依次为 40keV, 80keV, 164keV, 264keV, 408keV, 661.7keV, 1173.2keV 和 1332.5keV。这里 408keV 并没有用在 Doke Plot 中，它的沉积能量的方式复杂，且其附近已经有 164keV 和 264keV 两个能峰。

我们把每个能量峰的信息罗列如下，包括  $S_1$ ,  $S_2$  平均值，以及各种误差的组成见表 4-3 4-4 4-5 4-6

最终，我们把所有能量峰填入 Doke Plot 中，如图 4-26，图中绿色空心点为 40keV 和 80keV 直接来自数据的点，但是受到 ZLE 效率的影响，我们把它们修正到上方对应的黑色的点。最终 Run9 和 Run10 的 PDE, EEE 和 SEG 如图中标注，两者差别不大。



a) Run9 energy peaks



b) Run10 energy peaks

图 4-25: Run9 和 Run10 中, 常见的能量峰, 依次为 40keV,80keV,164keV, 264keV,408keV,661.7keV,1173.2keV,1332.5keV 以及高能 alpha 事例。

energy	qS2BC (PE)	Stat error (%)	Different fit (%)	Combine energy (%)	total (%)
40(40.73)keV	3055	0.39	3.7	1.1	3.9
80(82.47)keV	6822	0.52	2.5	1.82	3.1
164keV	1.94E+04	0.15	2.25	0.48	2.31
236keV	2.81E+04	0.13	2.41	0.25	2.43
Cs 661.7keV	9.56E+04	0.24	0.73	1.1	1.34
Co 1173.2keV	1.87E+05	0.94	1.6	3.5	3.96
Co 1332.5keV	2.18E+05	1.5	3.8	4.7	6.2

表 4-3: Run10 Doke plot 相关的能量峰的 S2BC 大小以及误差的来源

energy	qS1 (PE)	Stat error (%)	Different fit (%)	Combine energy (%)	total (%)
40(40.73)keV	230.9	0.22	3.9	1.1	4.1
80(82.47)keV	480	0.29	1.7	1.82	2.5
164keV	790	0.14	2.25	0.48	2.3
236keV	1154	0.087	2.41	0.25	2.42
Cs 661.7keV	2629	0.22	0.84	1.1	1.4
Co 1173.2keV	4247	5.9	0.77	3.5	6.9
Co 1332.5keV	4636	4.9	4.6	4.7	8.2

表 4-4: Run10 Doke plot 相关的能量峰的 S1 大小以及误差来源

energy	qS2BC (PE)	Stat error (%)	Different fit (%)	Combine energy (%)	total (%)
33.2keV	2872	0.83	1.5	1.5	2.28
40(40.73)keV	3644	0.68	3.2	2.1	3.89
80(82.47)keV	7710	1.3	1.5	1.9	2.75
164keV	2.04E+04	0.037	0.05	0.06	0.86
236keV	2.84E+04	0.055	0.18	0.47	0.53
Cs 661.7keV	1.03E+05	0.4	4.4	0.47	4.44
Co 1173.2keV	1.93E+05	1.1	4.5	1.1	4.76
Co 1332.5keV	2.30E+05	1.6	4.3	2	5

表 4-5: Run9 Doke plot 相关的能量峰的 S2BC 大小以及误差来源

energy	qS1 (PE)	Stat error (%)	Different fit (%)	Combine energy (%)	total (%)
33.2keV	187.4	0.48	1.7	1.5	2.32
40(40.73)keV	231.9	0.42	4.1	2.1	4.63
80(82.47)keV	458.5	0.63	1.7	1.9	2.63
164keV	731.3	0.068	0.53	0.06	0.54
236keV	1110.5	0.045	0.09	0.47	0.48
Cs 661.7keV	2461.5	0.32	2.6	0.47	2.66
Co 1173.2keV	3657.5	1.53	2.9	1.1	3.5
Co 1332.5keV	4236	0.33	2.6	2	3.3

表 4-6: Run9 Doke plot 相关的能量峰的 S1 大小以及误差来源

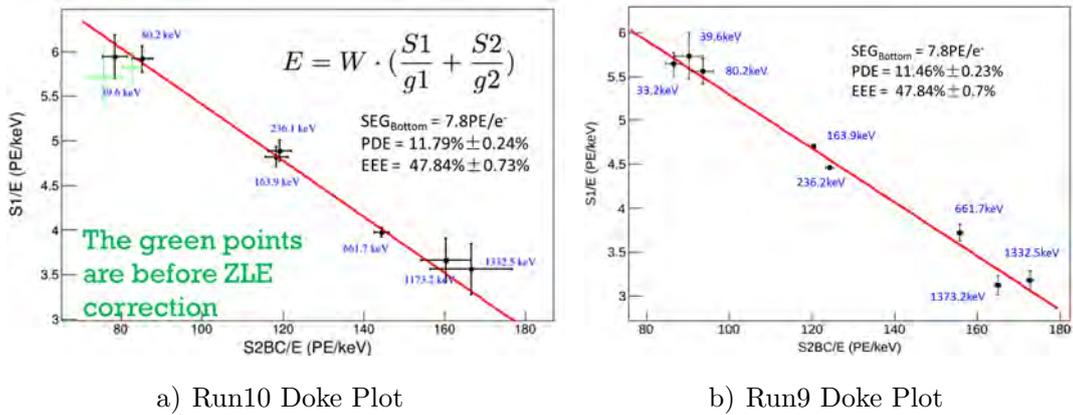


图 4-26: Run9 和 Run10 Doke Plot, 需要注意在 Run10 中, 绿色的空心点为直接得到的实验数据, 我们在修正完 ZLE 效率之后, 则对应其邻近的黑色点。Run9 和 Run10 的  $g_1, g_2$  相差不大

## 5 PandaX-II 低能事例刻度

在过去的二十年里，为寻找暗物质设计的液氙 TPC 体积不断变大，从开始的公斤量级，到现在几百公斤量级，下一代 TPC 的体积将达到几吨量级。体积变大除了增加靶的质量外，还有一个显而易见的好处，就是利用液氙良好的自屏蔽效应，可以更好的屏蔽来自 TPC 材料的放射性，特别是针对暗物质探测能区 (1-10keV<sub>ee</sub>)。但是，同样的，自屏蔽效应也让外部刻度源越来越难以穿进 TPC 中心，为此我们必须寻找新一代的刻度源。

在 PandaX-II TPC 中，FV 外有 6cm 左右的液氙作为屏蔽层 (Skin Xe)。对中子刻度来说，1MeV 中子自由程为 12cm 左右，外部刻度源仍然能在 FV 产生一定的统计量。但外部 ER 刻度源已经不再适用，举例来说，100keV 的  $\gamma$  在液氙中的自由程为 2mm，要想穿进 FV 需要 30 个自由程，几乎很难打到 FV 内。对于更高能的  $\gamma$  源，比如  $^{137}\text{Cs}$ ，放出的 gamma 为 662keV，自由程为 4cm，但是在我们的感兴趣的低能区域，事例率则大大减少。 $^{137}\text{Cs}$  和  $^{60}\text{Co}$  这两个源放射性强，通常会有 40-60Hz 的触发率，过高的触发率和过大的能量沉积会让我们的 TPC “激活”，比如有过多停留在液面未拽出的电子等，导致随机 S2 信号的出现，波形变脏。我们以 Run8 的  $^{137}\text{Cs}$  (18.14h) 和  $^{60}\text{Co}$  (20.77h) 刻度为例，低能事例分别只有 15 个和 13 个。因此，高能  $\gamma$  刻度源只适合用来刻度高能响应，不能再进行低能区域刻度。为了解决低能 ER 刻度问题，在 Run9 后期，我们将氟化甲烷 ( $\text{CH}_3\text{T}$ ) 注入到探测器， $\text{CH}_3\text{T}$  可以充分与液氙混合，使得 FV 里面有客观的统计量。后续，我们又尝试了  $^{220}\text{Rn}$  的注入，并不断对系统进行优化。

在本章中，我们分别介绍 ER 和 NR 的低能刻度，如刻度系统的构成，刻度源能谱，在液氙中的响应等，结合 NEST 模型，以此给出 NR 和 ER 本底的概率函数 (PDF, Probability Distribution Function)。

### 5.1 NEST Model

NSET (Noble Element Simulation Technique) 模型是一个半经验主义的模型，它根据能量在液氙中沉积的整个物理过程，但具体的参数通过拟合得到。NEST 模型用来计算液氙中光产额和电产额，以及这些过程中的涨落 [93]。模型的建立从能量沉积开始，然后产生激发，电离和热能，随后计算复合过程，激发和复合产生光子，没有复合的电子离子对产生自由电子。NEST 模型中引入许多参数，并对 ER

和 NR 过程分开处理。NEST 模型最初的版本叫 NEST0.98，优化之后的版本称为 NSET1.0。NEST1.0 相比前一版本，最大的变化在于光产额和电产额比例，在 1.0 版本中，这个比例被拉小。NEST 已经公布最新的 2.0 版本，不再跟随能量沉积过程，而是直接拟合数据的光产额和电产额 [111]。因为 NEST 模型的特性，NEST 模型很难直接应用于某个特定实验，需要根据具体实验数据进行调整 (tune)。

### 5.1.1 NSET model 介绍

下面我们结合 NR 能量沉积，介绍一下 NEST 模型的工作过程, 如图 5-1 [112],

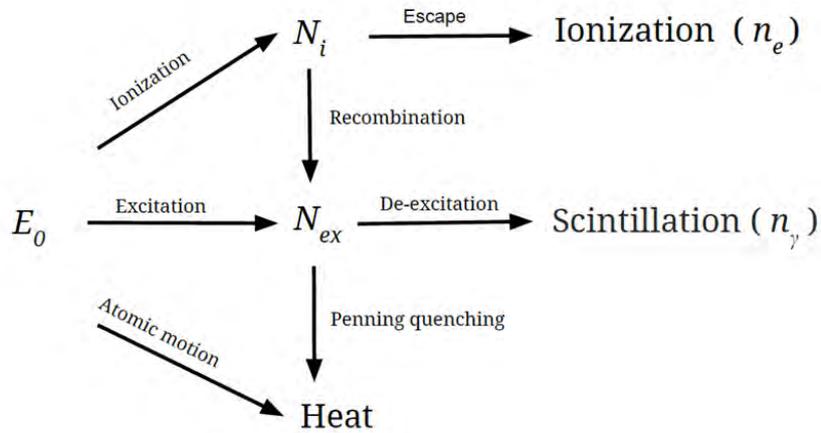


图 5-1: 液氙中能量沉积的结构框图，从  $E_0$  开始，最终产生可观测的  $n_e, n_\gamma$

#### 1. 计算给定能量产生的量子数

NEST 模型从一个简单能量沉积 ( $E_0$ ) 的物理图像开始，然后分成两支可以探测的信号通道，激发子数目 ( $N_{ex}$ , excitons) 和电子-离子对 ( $N_i$ , electron-ion pairs)。还有一部分不可探测的能量以热能形式损失 (晶格震动)。能量沉积产生的总量子数  $n_q$  遵循能量守恒,  $N_{ex}$  和  $N_i$  呈现反符合关系。在 NR 情况下，我们考虑一个淬灭因子  $L$  来描述热能损失:

$$n_q = \frac{E_0 L}{W} \quad (5-1)$$

$$n_q = N_{ex} + N_i$$

$$N_{ex}/N_i = \alpha F^{-\zeta} (1 - e^{-\beta \epsilon}) \quad (5-2)$$

其中  $W$  是产生一个量子 (激发子或电子离子对) 所需要的平均能量,  $W = 13.6eV$  是根据经验确定的。需要指出的是这个值考虑了刺激激发电子 (sub-

excitation electrons), 可能比实际需要的能量稍高。NEST 用一个参数化方程描述  $N_{ex}/N_i$  比例, 它是电场  $F$  和沉积能量  $\epsilon$  (稍后定义) 的函数。

淬灭因子  $L$  根据 Lindhard 的理论模型 [113], 描述如下:

$$L = \frac{\kappa g(\epsilon)}{1 + \kappa g(\epsilon)} \quad (5-3)$$

式中  $\kappa$  为电磁 stopping power 和原子核震动速度的比例系数,  $g(\epsilon)$  是沉积能量的函数, 通常表示为:

$$\begin{aligned} \epsilon &= 11.5 (E_0/\text{keV}) Z^{-7/3} \\ g(\epsilon) &= 3\epsilon^{0.15} + 0.7\epsilon^{0.6} + \epsilon \end{aligned} \quad (5-4)$$

式中  $Z$  是原子核序数, 公式 5-3和 5-4适用于任何原子核, 液氙情况下  $Z=54$ 。此外还有众多描述热能损失的模型, 这里不再介绍。

## 2. 电子离子对复合

激发子和复合的电子离子对产生闪烁光, 也就是 S1 信号。复合的概率通常用 Thomax-Imel 盒子模型 [114] 描述:

$$\begin{aligned} r &= 1 - \frac{\ln(1 + N_i \zeta)}{N_i \zeta} \\ \zeta &= \gamma F^{-\delta} \end{aligned} \quad (5-5)$$

$\zeta$  由一个场相关的参数化方程描述。没有复合的电子会往上漂移到气氙, 形成 S2 信号。

## 3. Penning quenching

两个激发子有可能只产生一个光子, 这种效应称为 Penning effect [115], 这个过程用如下公式参数化:

$$f_i = \frac{1}{1 + \eta \epsilon^\lambda} \quad (5-6)$$

## 4. 参数拟合

以上公式中  $\alpha, \zeta, \beta, \gamma,$  和  $\delta$  都为自由参数。NEST1.0 版本中, 该模型使用三类数据进行约束, 每组由不同实验测量数据组成, 包括 NR 电产额  $Q_y$ , 光产额  $L_{eff}$  (这里使用  $L_{eff}$ , 定义为零场下 NR 光产额相对于  $^{57}\text{Co}$  122keV 的  $\gamma$ -ray 的光产额比值), 以及电与光的比率, 最终 NEST 团队使用 327 个点来拟合参数。

## 5. $n_e, n_\gamma$ 到 S1, S2

根据模型给出的  $n_e, n_\gamma$ ，结合探测器探测效率 (PDE, EEE, SEG) 将电子数和光子数转化为 S1 和 S2，此时，模拟结果即可与实际数据进行比较。

ER 事例的 NEST 模型与 NR 几乎一致，只是不需要考虑 Lindhard effect，因为 ER 能量沉积几乎都转化为电磁能。

### 5.1.2 NSET 模型的涨落

上节介绍中，我们可以得到 S1 和 S2 中心值，但是对一个特定实验，涨落的模拟同样重要。实际上我们在上述中的每一步都引入了涨落，具体如下：

1.  $E_0$  到量子数过程中，我们加入了 Fano 因子相关的涨落。
2. 对 NR 过程，Lindhard 因子引入了一个高斯涨落。
3. 原初产生的  $N_{ex}$  和  $N_i$  根据  $N_{ex}/N_i$  比例引入二项涨落。
4. 复合过程引入高斯涨落，因为复合过程的复杂性，理论和实验对此都缺乏定论，如果数据和 NEST 结果不一致，我们在复合过程中调整。
5. 光 Penning 淬灭过程引入二项涨落。
6. 探测器相关涨落，下面展开叙述一下：

首先对于 S1 来说， $S1 = n_\gamma \times PDE$ 。PDE 定义为 PMT 接收到光子的概率， $N_{accept}/N_{tot}$ ，但是前文我们讲到 Hamamatsu R11410 PMTs 有 22.5% 的概率产生双电子发射 (DPE)，所以这里的 PDE 是考虑了 DPE 之后的综合概率。那么考虑 DPE 之后， $PDE_{real} = f_{SPE} + 2f_{DPE} = PDE_{detected}/(k+1)$ ，k 为 DPE 概率。PDE<sub>real</sub> 和 k 都会加入相应的二项涨落。最后光电管接受光子之后，我们再考虑该光子产生 SPE 还是 DPE，然后再加入光电管分辨率 (SPE, 33%)。

对于 S2 来说， $S2 = n_e \times EEE \times \langle SEG \rangle$ ，SEG 加入高斯涨落，EEE 加入二项涨落，需要注意的是，S2 在漂移过程中要考虑电子寿命的损失  $S2 = S2_{raw} / e^{-t/\tau}$ ，我们是在考虑完电子寿命之后再考虑 S2 相关涨落，这样更加贴近实验情况。

还有一个问题需要特殊说明，在前文我们介绍了 ZLE 效率的问题，每个 PMT 的 ZLE 效率不同，但是在 NEST 模型中很难模拟每次事件的位置信息，最终我们在模拟出 S1S2 之后再加入 ZLE 效率。

#### 7. 和实验数据比较

在加入以上涨落之后，我们就可以比较模拟结果和实验数据，不过我们还需要考虑实验数据选择过程中引入的效率问题，比如算法识别效率，DAQ 触发效率，BDT 效率（后一章中介绍）等。

## 5.2 低能 NR 事例刻度

我们使用中子源进行低能 NR 事例的刻度，因为中子在液氙中的信号特征与 WIMP 相似。对于液氙两相 TPC 来说，中子刻度有以下几个挑战：

(1) 没有方便注入探测器的中子源，也很难找到单能中子源。

(2) 一般中子源放出的能量为连续能谱，而且中子弹性散射转移到原子核的能量跟散射角度相关，单能中子也只能产生一个范围的反冲能谱。

(3) 中子在每次相互作用中能量沉积较少，并且容易产生多次散射（中子自由程为  $\sim 10\text{cm}$ ）。

常见的中子源包括点源和中子管，点源主要有  $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$  (以下简称 AmBe)， $^{252}\text{Cf}$  等，分别通过  $(\alpha, n)$  反应和自发裂变放出中子，此类反应往往同时放出几个中子，并且伴有高能  $\gamma$ ，中子能谱为连续谱，在进行刻度时，依赖于 MC 能谱的输入。DD 中子管可以放出 2.45MeV 单能中子源，中子数率 ( $4\pi$  立体角) 为  $10^6 \sim 10^8/\text{s}$ ，目前 LUX 实验已经使用 DD 中子管作为中子刻度源 [25]，DD 中子管的优势在于已知入射中子能量的前提下，根据多次散射事例中的散射角度可以计算中子弹性散射的能量，这样就知道了确切的中子散射能量。为了区分的方便，我们把前者称为 MC-based 中子刻度，后者称为直接中子刻度。

在 PandaX-I 实验和 PandaX-II Run8 中，我们使用  $^{252}\text{Cf}$  进行中子刻度， $^{252}\text{Cf}$  的优点是中子数率高 ( $\sim 160\text{Hz}$ )，但是缺点也比较明显，因为多中子发射并伴有高能  $\gamma$ ，所以在 TPC 内形成的单次散射信号比例并不高， $^{252}\text{Cf}$  中子能谱也较为复杂，另外  $^{252}\text{Cf}$  较高的触发率对电子学也有一定影响。后来我们使用了中国原子能院下属的原子高科生产 AmBe 源，中子数率约为 2Hz，虽然中子数率低，但是因为有多中子发射，也有一定比例伴有一个高能  $\gamma$ ，所以低能事例率反而高于  $^{252}\text{Cf}$ 。

在本节中我们着重介绍使用 AmBe 源进行的 NR 刻度分析。

### 5.2.1 Am-Be 中子源刻度

#### 1. Am-Be 中子能谱

首先我们介绍一下  $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$  反应放出中子的过程，AmBe 源的构成一般由  $^9\text{Be}$  粉末包裹中心的  $^{241}\text{Am}$ ， $^{241}\text{Am}$  放出的  $\alpha$  与  $^9\text{Be}$  通过  $(\alpha, n)$  反应放出中子，如式 5-7，具体的能级和中子能谱如图 5-2 所示。其中占主导地位的是  $13\text{C}^* \rightarrow 12\text{C}^* + n$  的两个衰变道， $(\alpha, n_{GS})$  和  $(\alpha, n_{1st})$ ，分别代表基态和第一激发态， $(\alpha, n_{1st})$  会伴

有 4.4MeV  $\gamma$ ，这个两个衰变道的比例为 39.2%，和 68.8%。该中子源能谱的测量由大亚湾实验（与 PandaX-II 同一批次生产）测出 [116]。

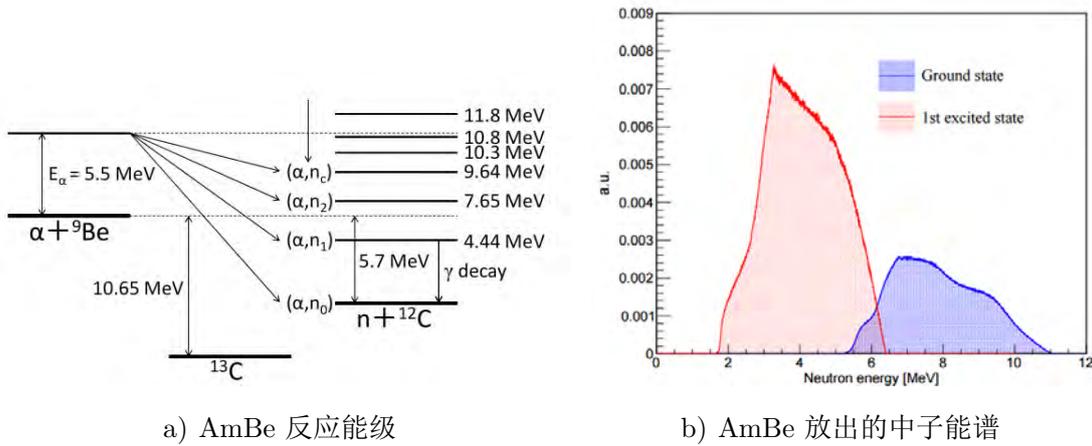
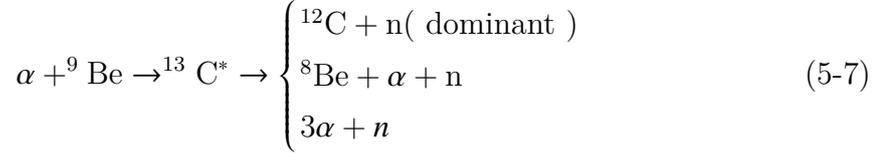


图 5-2: AmBe 中子源

### 2. AmBe 刻度数据和 neutron-X 事例

在进行刻度时，AmBe 源放在前文介绍的 PandaX-II 刻度圈内（内罐外侧 1/4 和 3/4 处），每一圈由八个刻度点组成（P2-P9），AmBe 刻度数据由上圈刻度数据和下圈刻度数据组成。本节中介绍的 AmBe 刻度包括 Run9 和 Run10 两组刻度数据，其中 Run9 我们总共累计了 154.5h 数据，都是上圈数据，如图 5-3。Run10 中，我们总共累计了 370.1h 上圈数据和 176.8h 下圈数据，如图 5-4。我们可以看到刻度数据基本在各个角度均匀分布。Run10 AmBe 中子刻度数据量更多，我们先用 Run10 数据用来调整 NEST 参数。我们把 Run10 中上圈和下圈的数据组合在一起，同样也会在 MC 里把在各个刻度点的时长加权，以便更好的对应数据。

如前文介绍，中子刻度容易形成多次散射，如果一次能量沉积在 TPC 有效探测区域内，而另一次沉积在 TPC 阴极以下，这样第一次事例形成正常的 S1-S2 对，第二次散射只能形成 S1 信号，而无法形成 S2 信号（因为电场相反，电子无法向上漂移），此类信号称为 neutron-X 事例。两次散射时间间隔短，两个 S1 会混合一起，同时只有一个 S2 信号，在波形中只会看到一个 S1 和 S2，于是就形成假的单次散射。我们以 Run9 为例，在 FV 18 $\mu$ s-310 $\mu$ s 内（最大漂移距离 350 $\mu$ s，具体

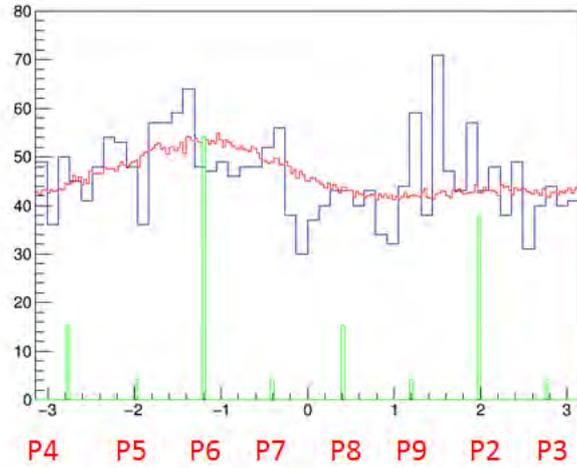
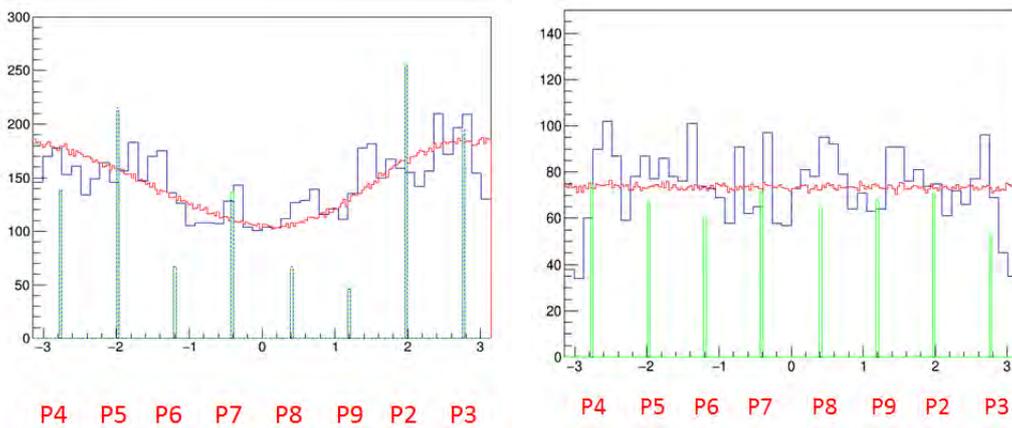


图 5-3: Run9 Up AmBe 刻度数据，图中横坐标为 Phi 角度，纵轴为数据计数，蓝色直方图为数据，绿颜色代表在每个刻度点采数的时长，红颜色为各个点时长平滑化之后的结果。



a) Run10 Up

b) Run10 Down

图 5-4: 图例如上图

介绍请参考下一章), 如图 5-5, neutron-X 事例在 band 中的分布要低于正常事例, 因为 X 事例包含二个 S1。我们通过比较 MC Dt 分布, 发现数据在靠近阴极的部分明显高于 MC, 如图 5-6, 需要注意的是图中紫颜色线代表 MC 中 X 事例, 在  $200\mu\text{s}$  以下开始变得不可忽略, 这里为了拟合数据, MC 中 X 事例需要增大为原来的 2.2 倍。

为了排除 neutron-X 事例的影响, 在更新的分析中, 我们只考虑漂移时间  $200\mu\text{s}$  以上的部分, 这样也就排除了此类事例的影响。在前文介绍中, PandaX-II 漂移电场在 FV 内非常均匀, 这样上半部分的刻度结果也扩展到整个 FV。

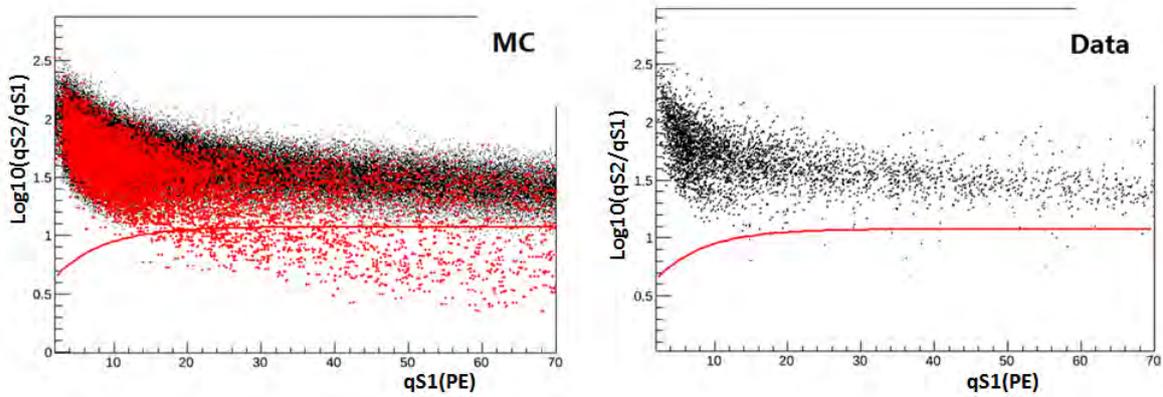


图 5-5: neutron-X 事例, 左图为 MC 模拟, 黑色数据点为中子单次散射事例, 红色数据点为 neutron-X 事例, 红色线为 99.99% 接收曲线; 右图为 Run9 AmBe 数据, 红线同左图。

### 3. AmBe 源模拟

AmBe 模拟基于 Geant4 (BambooMC) [117] [118], 首先我们定义 AmBe 源, 对于  $(\alpha, n_{GS})$  态产生一个随机出射的中子, 能量从基态能谱中抽取, 对于  $(\alpha, n_{1st})$  态则随机出射一个中子和  $4.4\text{MeV}$   $\gamma$ , 当然 AmBe 还包含很多低能  $\gamma$ , 不过无法穿过内罐不锈钢, 所以这部分可以忽略。我们把 AmBe 源分别放在探测器刻度圈 P2-P9 位置。之后我们再进行 cluster, cluster 算法主要是根据 PandaX-II TPC 响应特点判断能量沉积的类型和散射次数, 同时记录 skin 区域和阴极以下区域沉积的能量, 以便对应数据中使用到的选择条件。

### 3. 数据和 MC 选择的 cut 条件

在本节中, 我们先介绍数据和 MC 的事例选择条件, 并保持两者事例选择的一致性。

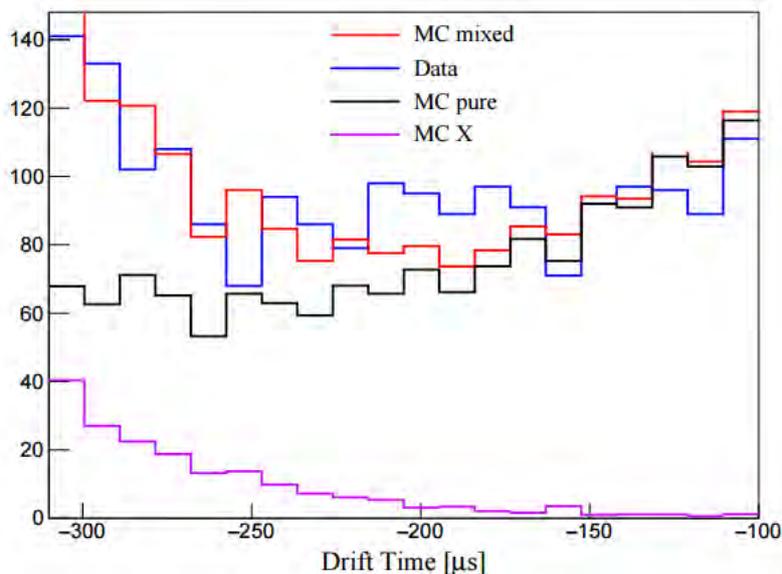


图 5-6: Run9 AmBe 数据和 MC Dt 分布，蓝颜色为数据，黑颜色为 MC 单次散射事例，紫色为调整 2.2 倍之后 MC X 事例，红线为 MC 单次散射加 X 事例

在 NEST 中我们需要考虑的因素如图 5-7, 包括  $g_1$ ,  $g_2$ , BDT 效率和 ZLE 效率, 修正 (mapping 和电子寿命, 上一章中介绍), 以及漂移电场, AmBe 能谱等。经过 NEST 模型之后给出 S1 和 S2 以及相关位置信息, 我们通过比较数据和 MC 的分布以及涨落来验证数据和 MC 的符合情况。

S1 和 S2 都有一定的探测效率问题, 这个要依赖刻度数据给出, S1 的探测效率是指 S1 算法识别效率, S2 探测效率是 S2 trigger 效率, 因为低能事例只能由 S2 触发, 一般认为, S1 和 S2 的探测效率是独立的  $\epsilon = \epsilon_{S1} \times \epsilon_{S2}$ 。这里产生触发信号的 S2 为没有经过修正的  $S2_{raw}$ , 也就是光电管直接看到的 S2, 所以在 MC 里为了得到相应的探测效率, 需要把 S2 转为  $S2_{raw}$ , 跟数据中把  $S2_{raw}$  转为 S2 的过程相反, 这个过程我们称之为“反修正”。

为了得到纯净的单次散射事例, 我们在数据中加的 cut 详见 5-8

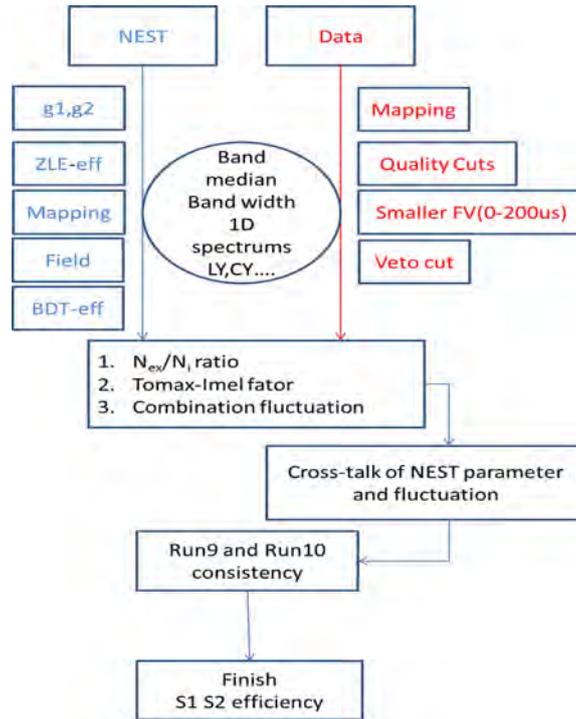


图 5-7: NR NEST 模型 tune 流程图, 首先要保证数据和 MC 事例选择条件一致, 然后再调整 NEST 模型中的参数。

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \text{Single S2 cut : } nS2 = 1 \\
 \text{Quality cuts} \\
 \text{Veto cut : } qS1Veto = 0 \\
 \text{FV cuts : } 18\mu s < \delta T < 200\mu s, R^2 < 72000 \\
 \text{Range cuts : } 3PE < qS1 < 45PE, 50PE < qS2_{\text{raw}}, qS2 < 10000PE \\
 \text{BDT cut} \\
 99.99\% \text{ acceptance line}
 \end{array} \right. \quad (5-8)$$

其中, Single S2 cut 和 Veto cut 是为了选择单次散射事例。FV cuts 可以排除 TPC 大部分的放射性。Quality cuts 是为了排除不正常的波形而设计, 主要包括 (a) 对梳子状噪声 (ripplelike waveforms) 的甄别, (b) S1 和 S2 Top/Bottom ratio, 击中光电管数目与电荷比例等信息去除不正常的 hitpattern, (c) 每个 S1 信号必须有三个被击中的光电管并且要求  $S1 > 3PE$  来减少偶然符合 [39] [119]。Range cuts 3-45PE, 对应  $1.3-8.7keV_{ee}$  ( $4.6-35.0 keV_{nr}$ ) 的能量选择窗口。BDT cut 是为了减少偶然符合本底设计的, BDT 带来的效率问题用一个 S1 相关的 F-D 函数描述, 具

体讨论请见下一章。

与此对应，在 MC 事例选择中，我们定义的 cut 都一一对应数据，如 5-9

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \text{Single S2 cut : cluster} = 1 \\
 \text{Quality cut : } \delta_{xy} \\
 \text{Veto cut : EnergySkin}_{ee} < 112 \\
 \text{FV cuts : } 18\mu\text{s} < \delta T < 200\mu\text{s}, R^2 < 72000 \\
 \text{Range cuts : } 3\text{PE} < \text{qS1} < 45\text{PE}, 100\text{PE} < \text{qS2}_{\text{raw}} < 10000\text{PE} \\
 \text{BDT cut : F - D function} \\
 \text{ZLE eff : 1D - ZLE function} \\
 99.99\% \text{ acceptance line}
 \end{array} \right. \quad (5-9)$$

$\delta_{xy}$  是为了对应 MC 中的 dV cut。如前文所述，dV cut 实际上为不同位置重建算法之间的差别。我们认为在 FV 内，如果两种位置重建给出的位置差别过大，则是 hitpattern 不正常。我们在 MC 中加了  $\delta_{xy} < 120\text{mm}$  的 cut，这样数据和 MC 因为这个 cut 排除的事例相当，具体的比例见表 5-1。

Dataset	Without $\delta_{xy}$ cut	$\delta_{xy}$ <50mm	$\delta_{xy}$ <100mm	$\delta_{xy}$ <120mm	$\delta_{xy}$ <150mm	Data with/without dV
Run9	137659	129570	133816	134259	135532	3502->3424
(ratio)		5.88%	2.79%	2.5%	1.55%	2.22%
Run10 Up	137949	128972	133621	135236	136130	7034->6917
(ratio)		6.5%	3.14%	1.96	1.34%	1.66%
Run10 Down	138497	129928	134265	134960	136444	3574->3499
(ratio)		6.19%	3.06%	2.3%	1.48%	2.1%

表 5-1: Data 和 MC dV cut comparison

TPC Veto 区域中没有漂移电场，所以我们只能收集 S1 信号，S1 由 1 英寸光电管记录。由于 Veto 区域狭长，Veto 区域接收到光信号的阈值较高。我们在 MC 中要求  $\text{EnergySkin} < 112\text{keV}_{ee}$  以对应数据中被 veto cut 去掉的事例的比例。注意这里 EnergySkin 为对应的 ER 能量和 NR 能量沉积中电磁能量部分的加和，如图 5-8。

这样我们就完成了数据和 MC 选择条件的对应，下面 4-5 节介绍 NEST 模型

tune 的过程。

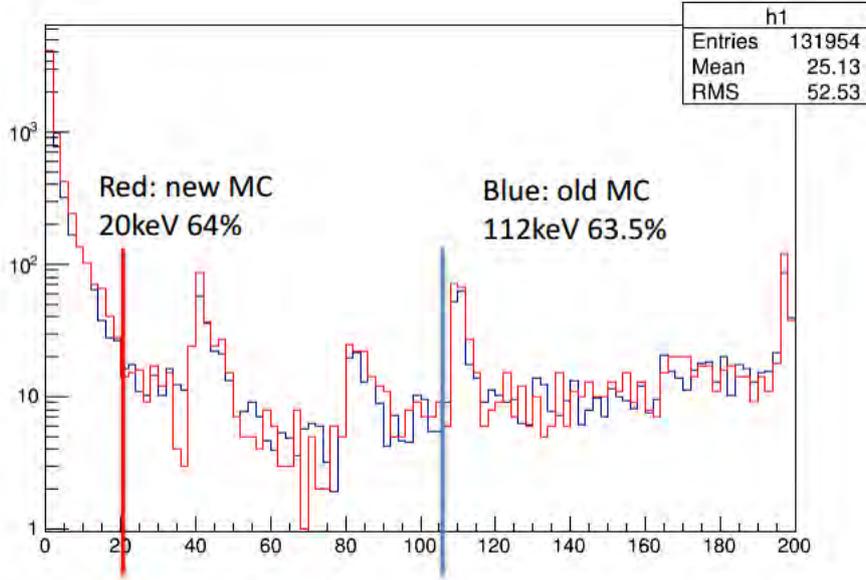


图 5-8: MC 中 skin 区域沉积能量能谱, new MC 指的是加了前文中  $\delta_{xy} < 120\text{mm}$ , old MC 没有加这个 cut。

#### 4. 精细调整 NEST 模型中的两个参数

在进行 NSET 精细调整 (tune) 时, 我们选择了两个最基本的参数, 对应  $N_{ex}/N_i$  比例 (ratio) 和复合的系数, 我们 tune 的参数为前文给出的  $\alpha$  和  $\zeta$ 。  $\alpha$  变大则 band 整体下降,  $\alpha$  变小则 band 整体上升,  $\zeta$  可以调节 band 的头尾形状。为了得到与数据最好的符合结果, 我们使用 2 个参数空间扫描的办法, 计算数据和 MC binned “qS2-qS1” 2 维直方图的 KL 散度 (Kullback-Leibler divergence) 分布来表征二者的符合程度, 如图 5-9 是用来比较的数据和 MC 符合程度的二维分布。KL 散度定义如公式 5-10,  $p(x)$  代表数据每个 bin 中的比例,  $q(x)$  代表 MC 每个 bin 中的比例, 我们可以把该公式理解为两个直方图分布之间的距离, 距离越小则分布越相似, 距离越远则分布越不同。

$$D_{KL}(p(x)||q(x)) = \sum_{x \in X} p(x) \ln \frac{p(x)}{q(x)} \quad (5-10)$$

在得到 KL 散度在二维参数空间内的分布之后, 下一步就是拟合得到其中心值。为了拟合的方便, 我们在直方图中填入的是  $1/\text{KL}$ , 如图 5-10 a)。我们尝试过直接 2D-gaus 拟合, 但因为该分布并不是高斯对称的, 所以高斯拟合的结果往往偏离中心值。我们最终采用的方法是先在每个 Y-silde 里面使用高斯卷积指数函

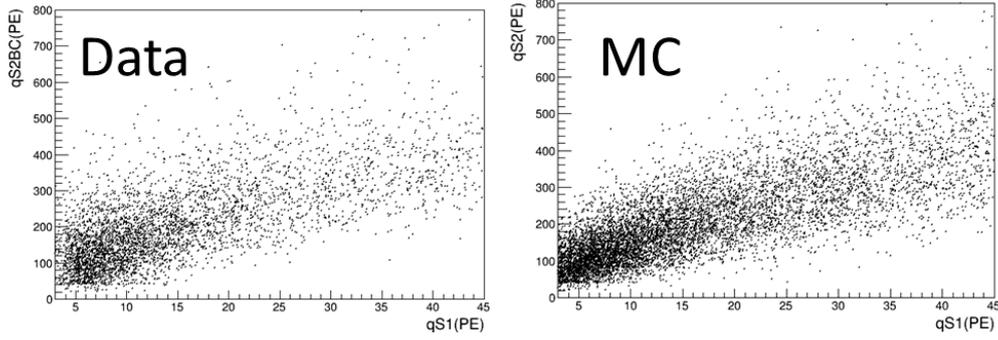


图 5-9: 数据和 MC binned “qS2B-qS1” 2 维直方图, MC 纵坐标也就是对应数据 qS2B 的量, 通过比较二者 KL 散度给出符合关系。

数拟合最高点, 拟合结果如图 5-10 c), 最终所有 Y-slide 的峰值就转化为了一维的拟合, 如图 5-10 b)。通过这种方式, 我们就得到了合理的拟合最佳值, 其中  $\alpha = 1.71 \pm 0.06$ ,  $\zeta = 0.015 \pm 0.0005$ , NSET 模型初始值为  $\alpha = 1.24, \zeta = 0.01385$ , 误差为使用不同 2D 直方图的起始值所得到的系统误差。

#### 5. 精细调整 NSET 模型的涨落

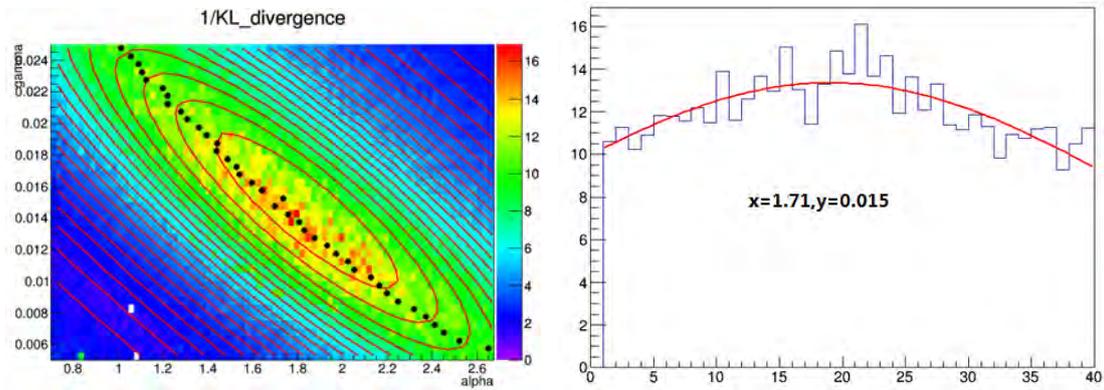
在考虑了所有过程的涨落之后, 我们发现 NEST 模型的涨落仍然低于数据, 造成这个问题的原因首先是因为液氙中的复合过程缺少确定的理论计算, 各个实验结果也出现了某些程度的不对应。其次, 我们在 mapping 修正, ZLE 效率过程中没有引入相应的涨落。我们把数据和 MC 涨落的不同都放在复合过程的涨落中。

复合概率  $R$  可以用公式 5-11 计算得到, 如图 5-11, 横轴为 combine energy 通过 Lindard 因子反修到  $\text{Energy}_{Nr}$ , 本身也是带有重建能量和 Lindhard 因子的涨落, 纵轴为复合概率, 本身带有 ratio 和 S1S2 的涨落。图 5-12 左侧为上图中心值 (Profile), 右侧为数据和 MC 的涨落差别,  $\sigma_{Data}^2 = \sigma_{MC}^2 + \sigma_{add}^2$ , 因为前面所画的图都是带涨落的, 所以我们也没有必要特别精细的拟合, 我们发现一个二次函数来拟合这部分额外的涨落, 如公式 5-12, 可以很好的弥补 MC 里的涨落。

$$R = \frac{(n_r/n_e) - \text{ratio}}{(n_r/n_e) + 1} \quad (5-11)$$

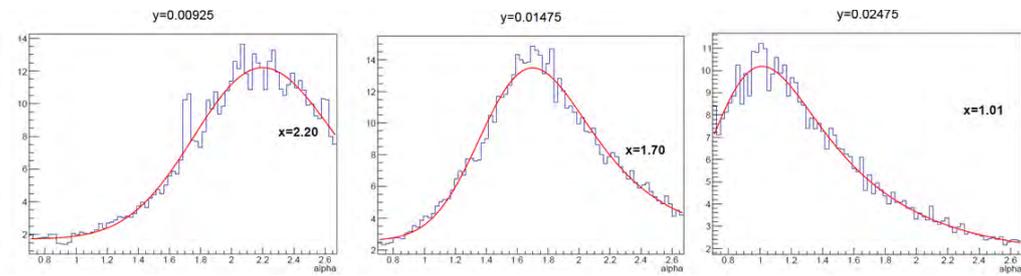
$$\sigma_{add}^2 = 0.5952 - 2.773x + 3.405x^2 \quad (5-12)$$

在做完参数和涨落调整之后, 我们还需要验证这两者的耦合关系, 也就是说参数变动之后, 涨落是不是也会变化, 同样涨落变化之后, 参数是不是也会相应变化。为此, 我们在 NEST 模型中使用不同参数观察 band 涨落的变化, 我们发现只



a) KL 散度分布

b) 2D 转化为 1D fit



c) 在每一个 Y-slide 里面的最佳拟合值

图 5-10: (a)KL 散度在二维参数空间内的分布，图中黑点为每个 Y-slide 里面的最佳拟合值，拟合方法如 (c)，使用高斯卷积指数函数拟合得到峰值，对应图中心圆圈最终所有 Y-slide 的峰值就转化为了一维的拟合，拟合结果为 (b)。

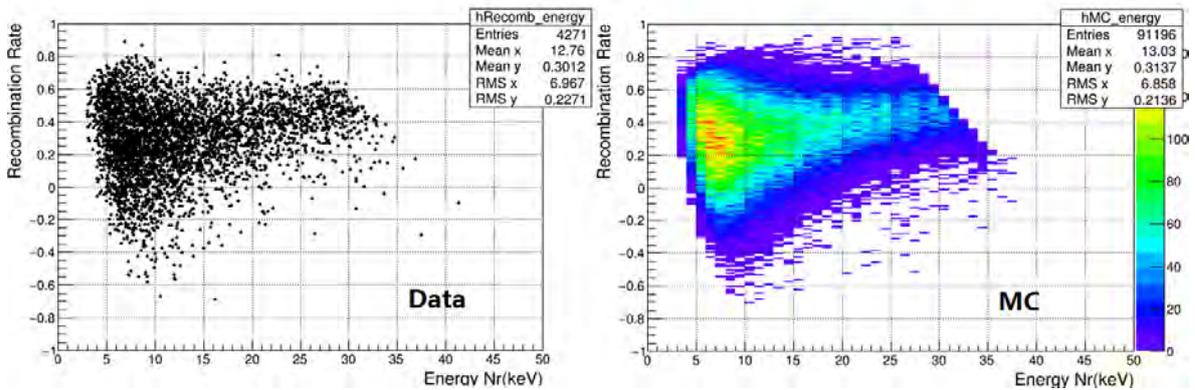


图 5-11: 数据和 MC 通过 S1, S2 计算得到的复合几率与  $Energy_{Nr}$  的分布，横轴和纵轴都是包含涨落的。

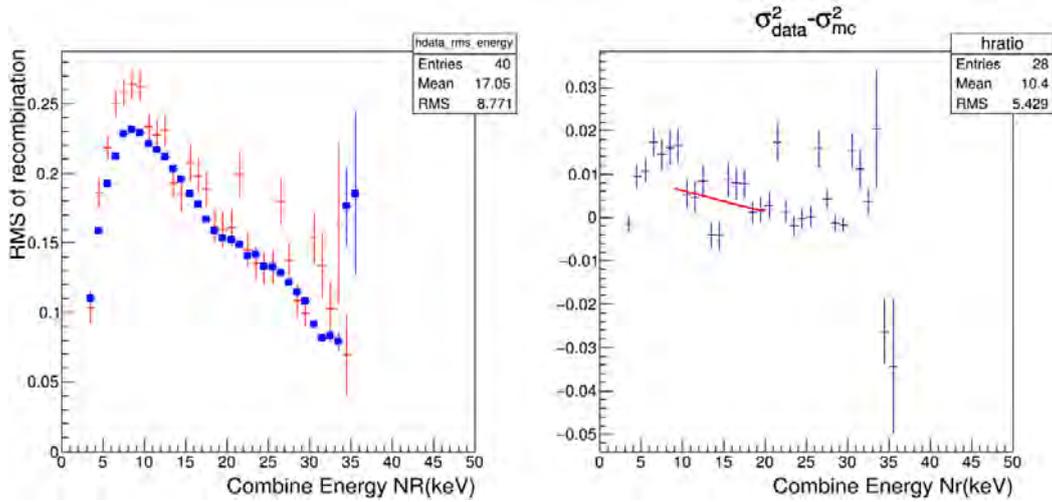


图 5-12: 我们把涨落上的不对应, 都放在复合过程中 tune。

有低能区出现一些不对应的情况。为此, 我们在低能区 ( $Energy_{Nr} < 8\text{keV}$ ) 又添加了一个符合几率  $r$  与能量相关的 F-D 函数 5-13, 使得整个 band 对应更好, 最终数据和 MC 的对比在下一节给出。

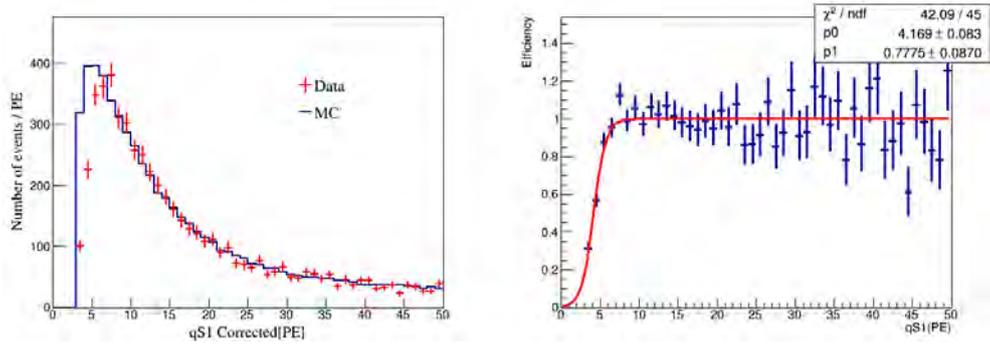
$$R = R \times 1 / (e^{-(Energy_{Nr}-7)/0.5} + 1) \quad (5-13)$$

## 6. 数据和 MC 的比较

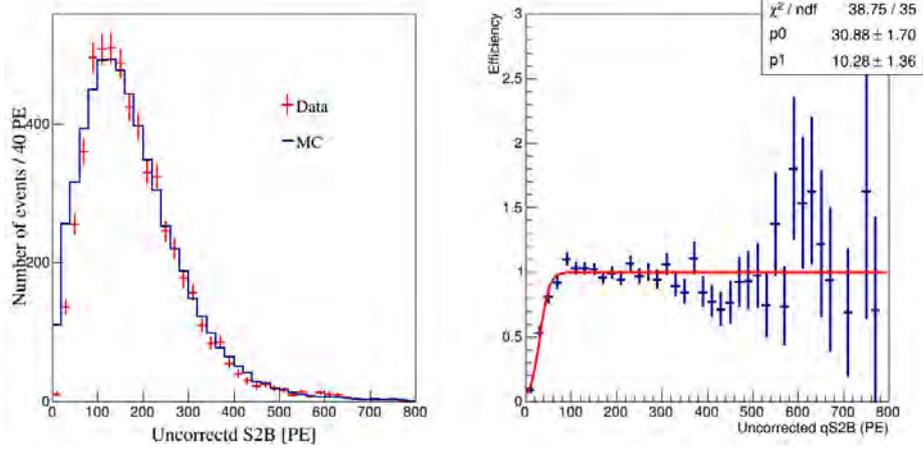
首先, 我们利用数据和 NEST 的比较来得到  $S1$ ,  $S2_{raw}$  探测效率,  $S2_{raw}$  是没有经修正的  $S2$ , 也就是光电管直接看到的  $S2$ ,  $S1$  效率主要为  $S1$  的算法识别效率,  $S2_{raw}$  的效率为触发效率, 我们认为  $S1$  和  $S2$  的效率是独立的,  $\epsilon = \epsilon_{S1} \times \epsilon_{S2}$ 。在计算  $S1$  效率时, 我们要求  $S2B_{raw} > 60\text{PE}$ , 这时  $S2$  的触发效率达到 100%, 我们同样用一个 F-D 函数拟合  $S1$  的效率, 如图 5-13 a), F-D 参数值分别为  $p0 = 4.2 \pm 0.083\text{PE}$ ,  $p1 = 0.78 \pm 0.087\text{PE}$ 。在得到  $S1$  效率之后, 我们把  $S1$  效率加到 MC 里, 然后拟合  $S2B$  的探测效率, 如图 5-13 b), F-D 参数值分别为  $p0 = 31.0 \pm 1.69\text{PE}$ ,  $p1 = 10.36 \pm 1.37\text{PE}$ , 注意这里使用的是  $S2B_{raw}$ , 真正产生触发的是  $S2_{raw}$ 。

把以上得出的效率输入 MC 之后 (至此, 我们在 MC 里考虑四个效率, BDT, ZLE,  $qS1$ ,  $qS2B_{raw}$ ), 我们就可以得到数据和 MC 最终的对比图, 如图 5-14 为二维电光比例分配图, 图 5-15 为  $S1$ 、 $S2$  和重建能量能谱的对比。

根据 Run10 NSET tune 结果, 我们再来看 Run9 数据和 MC 的符合情况。我们发现, 当我们把所有 NEST 的输入换成 Run9 的条件之后, 数据和 MC 符合的相当不错。为了更好的对应, 我们对 Run9 NSET 模型做了以下微小改动:  $\alpha$  值由 Run10 中 1.71  $\rightarrow$  Run9 中 1.60; 描述复合因子的涨落的二项函数,  $p0$  由 Run10 中

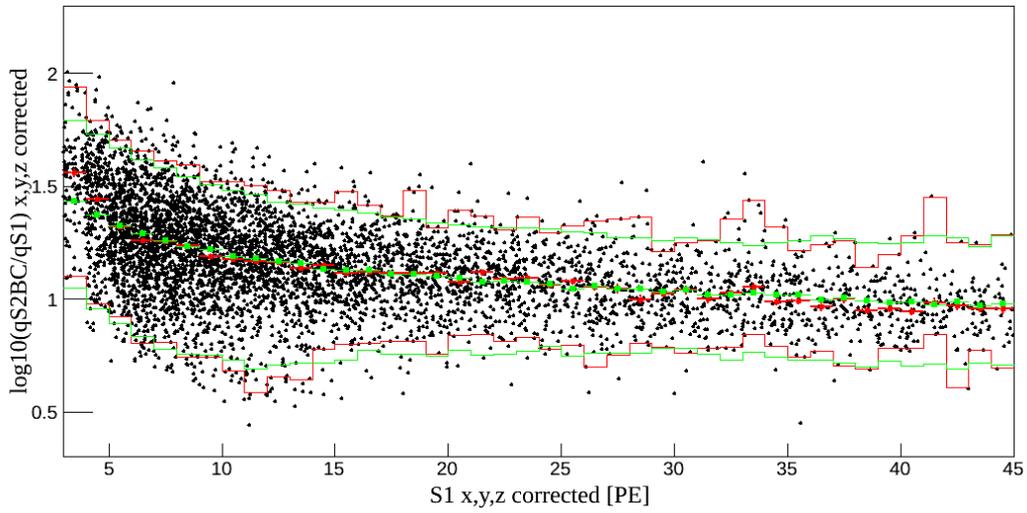


a) Run10 AmBe S1 efficiency

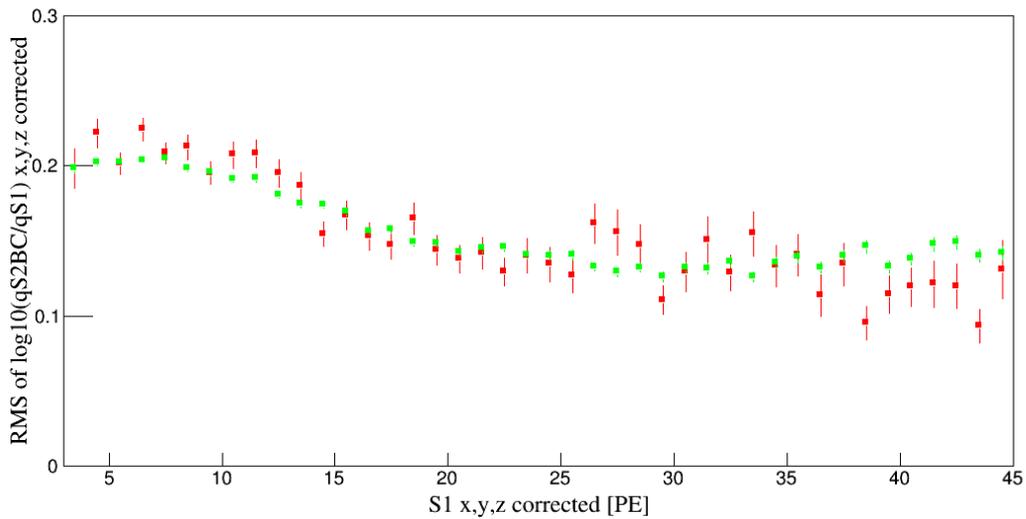


b) Run10 AmBe S2 efficiency

图 5-13: S1 和 S2 的效率



a)  $\log_{10}(qS2BC/qS1)$ - $qS1$  电光比例分布图



b) 电光比例分布图的涨落

图 5-14: Run10 AmBe 刻度数据最终数据和 MC 比较图, a) 中散点为 AmBe 刻度数据点红色点为数据中心值 (median), 红色线为数据  $2\text{-}\sigma$  等高线; 绿色点为 MC 中心值, 绿线为 MC  $2\text{-}\sigma$  等高线; b) 电光比例分布图的涨落。

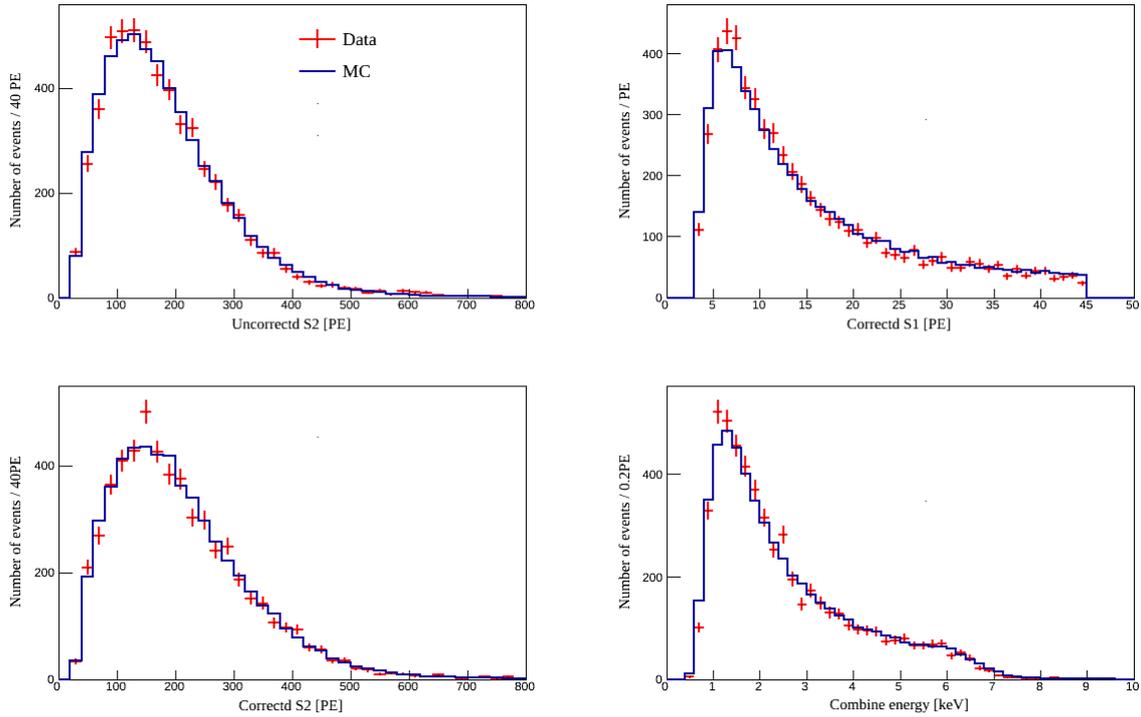


图 5-15: 左上为修正前的 S2 Bottom, 右上为修正之后的 S1, 左下为修正之后的 S2Bottom, 右下为重建的能量。

0.059  $\rightarrow$  Run9 中 0.05, 也就是说 Run9 的涨落比 Run10 偏小。表 5-2 列出了 Run9 和 Run10 之间的不同。

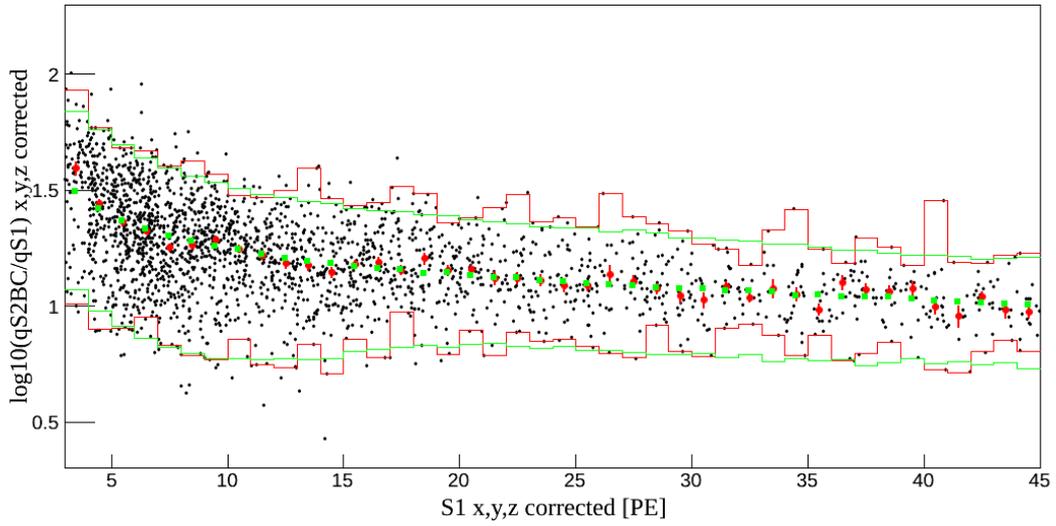
性质	Run9	Run10
漂移电场	400V/cm	317.5V/cm
ZLE efficiency	无	有
g1(%)	11.46	11.79
g2(%)	47.84%*7.8	47.49%*7.8
NEST parameters	$\alpha = 1.71, \zeta = 0.015$	$\alpha = 1.60, \zeta = 0.015$
S1 efficiency(F-D func)	p0 = 4.2, p1 = 0.78	p0 = 2.51, p1 = 0.93
S2 Bottom efficiency(F-D func)	p0 = 2.51, p1 = 0.925	p0 = 31.25, p1 = 7.2

表 5-2: Run9 和 Run10 之间不同汇总

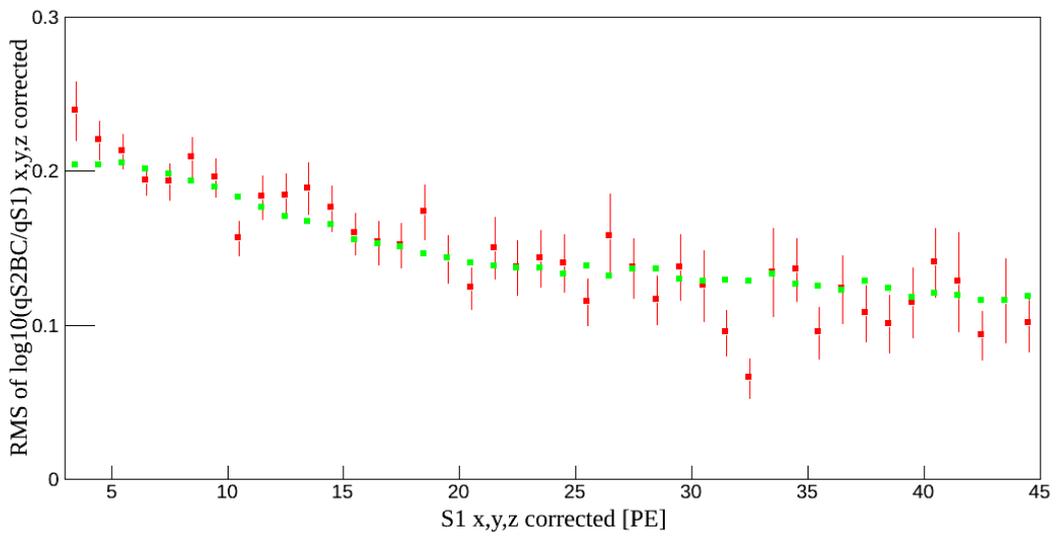
这里我们给出 Run9 数据和 MC 对比图, 二维电光比例图如图 5-16, 一维能谱如图 5-17, 图中内容与 Run10 一致。

### 7. 调整之后的 NEST 模型和世界数据

最后我们把我们 tune 之后 NEST 跟世界数据画到一起, 图 5-18 为电产额,



a)  $\log_{10}(qS2BC/qS1)$ - $qS1$  电光比例分布图



b) 电光比例分布图的涨落

图 5-16: Run9 AmBe 刻度数据最终数据和 MC 比较图, 图例与上图 Run10 一致。

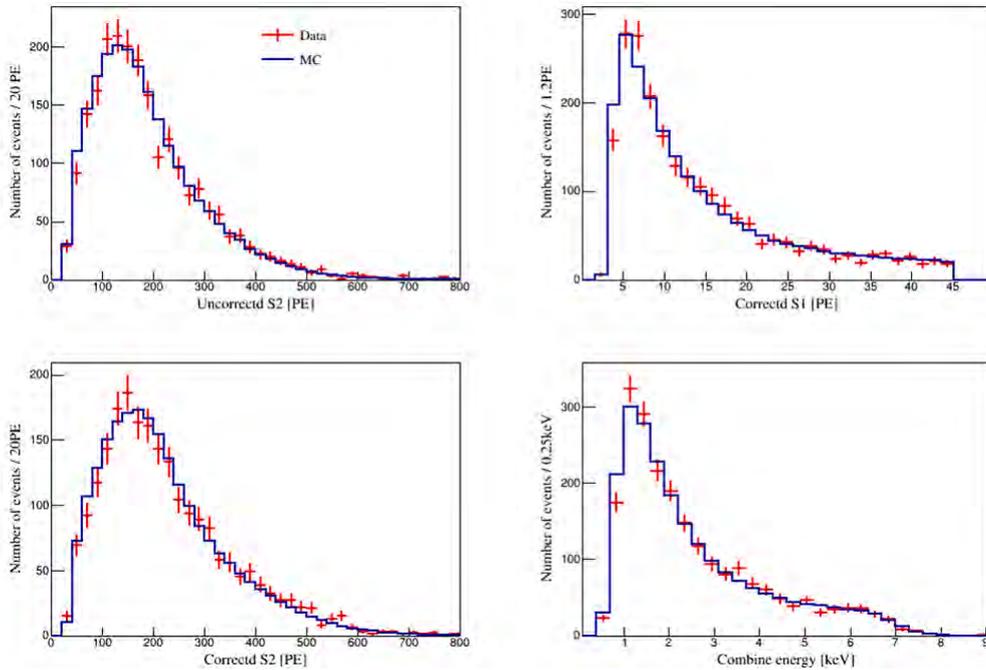


图 5-17: Run9 AmBe 刻度数据一维能谱分布图，图例与上图 Run10 一致。

图 5-19 为相对光产额，相对光产额是用  $^{57}\text{Co}$  122keV 的  $\gamma$ -ray 在 0 场下的光产额 (63 Photons/keV) 作参考 [26] [25]。图中红色实线和虚线分别表示 PandaX-II tuned NEST 和原始 NEST，带有误差的数据点表示来自于直接中子刻度数据，阴影部分为 MC-based 中子刻度。PandaX-II 刻度数据在世界数据的系统误差之内。

### 5.2.2 $^{252}\text{Cf}$ 刻度

$^{252}\text{Cf}$  通过自发裂变发出中子，半衰期为 2.635 年，每次裂变放出多个中子（平均 3.7 个，平均能量为 2.1MeV [120]），并伴有多个  $\gamma$ ，也同时放出  $\beta$  和 alpha 等粒子，但是只有中子和高能  $\gamma$  可以穿进探测器，其在 FV 内的单次散射事例小于 AmBe，在 PandaX-II 中很少用  $^{252}\text{Cf}$  做刻度源。关于  $^{252}\text{Cf}$  具体的描述请见 [39]，这里不再展开叙述。

### 5.3 低能 ER 事例刻度

如前文所述，为了得到更多的低能 ER 事例，我们需要使用 TPC 内部的均匀分布的刻度源。在我们 TPC 中，所有能找到的低能峰包括  $^{127}\text{Xe}$  的 X-ray， $^{83}\text{Kr}$  9keV 的 S1，注入的  $\text{CH}_3\text{T}$  和  $^{220}\text{Rn}$ 。这些刻度源来源不同，低能能谱不同，本身刻度目的也不尽相同，综合这些研究，可以互相检查低能 ER 刻度的结果。

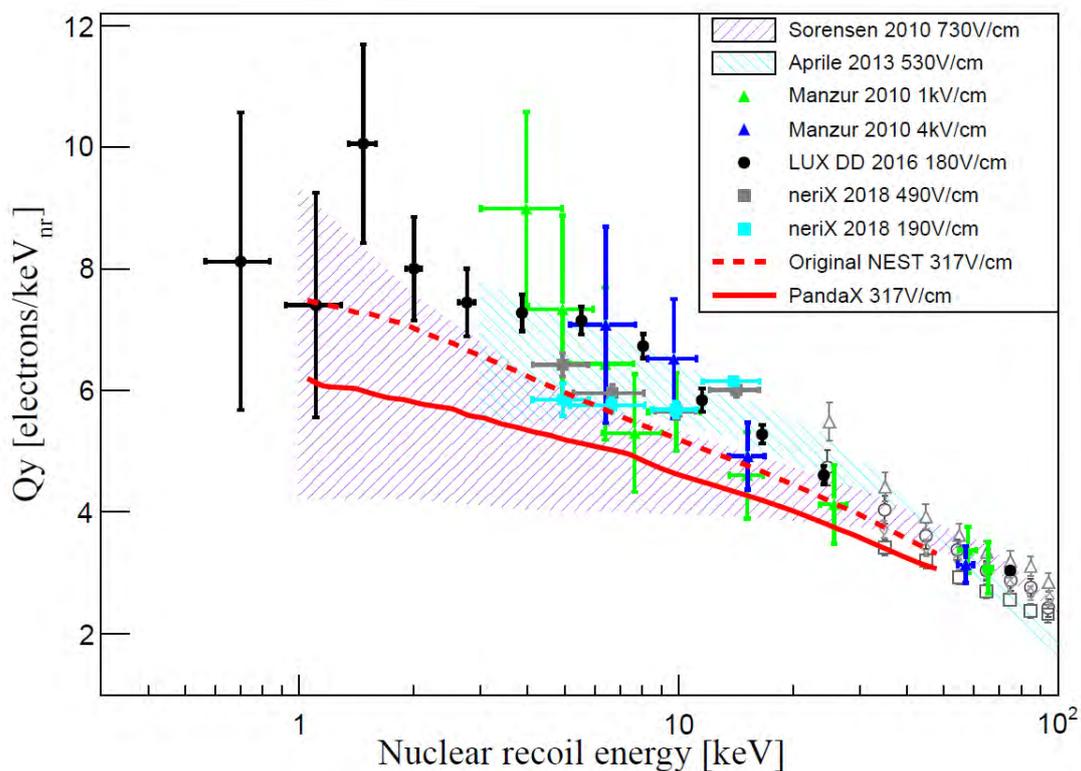


图 5-18: NR 刻度电产额世界数据比较图, 画在一起的包括其他实验数据。红色实线和虚线分别表示 PandaX-II tuned NEST 和原始 NSET 的结果, 黑色实心圆在 0.18kV/cm 电场下测量 [25], 绿色实心三角和蓝色实心三角分别在 1kV/cm 和 4 kV/cm 下测量 [26], 褐色和青色方框为 0.49kV/cm 和 0.19kV/cm 下的测量 [27], 灰色的点表示在 0.27kV/cm (空心圆), 0.1kV/cm(空心方块), 2kV/cm (空心正三角) 和 2.03kV/cm (空心菱形) 的测量 [28], 两条阴影线分别对应 0.73kV/cm (紫色) [29] 和 0.53kV/cm(青色) [30]。

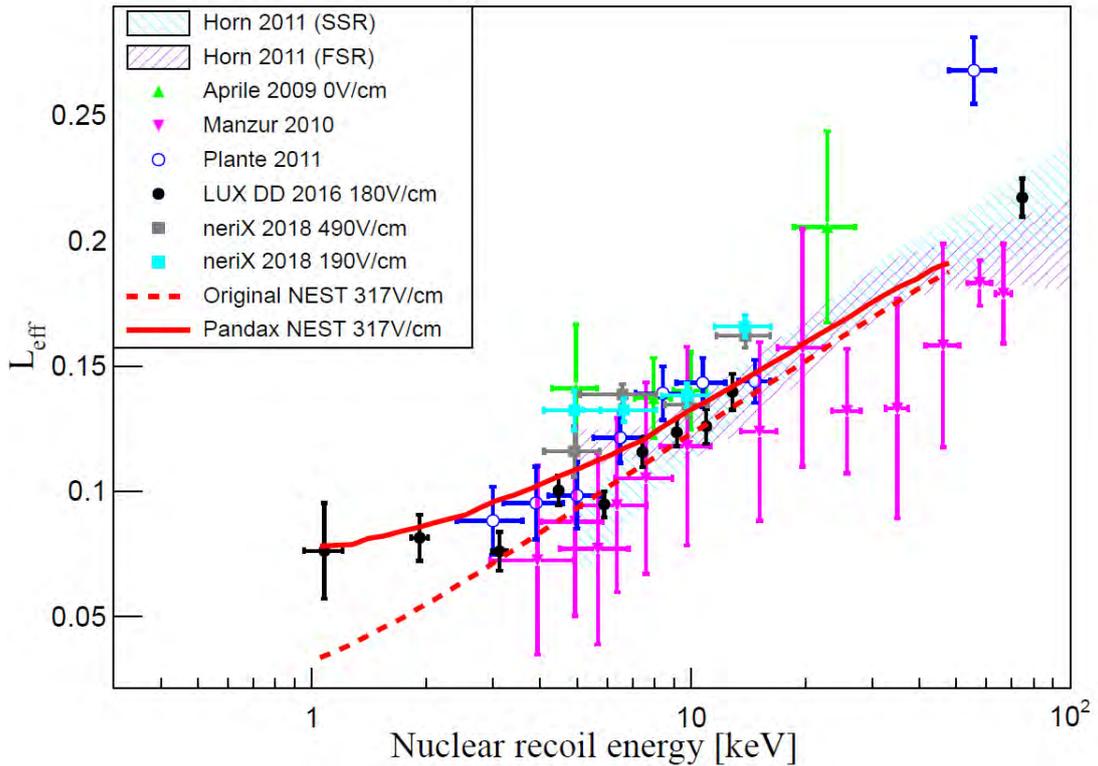


图 5-19: NR 刻度相对光产额世界数据比较图，画在一起的包括其他合作组数据。红色实线和虚线分别表示 PandaX-II tuned NEST 和原始 NEST 的结果，黑色实心圆在 0.18kV/cm 电场下测量 [25]，绿色正实心三角，紫色倒实心三角 [26] 和空心蓝色圈 [31] 以及阴影部分 [32] 均为 0 场下的测量，褐色和青色实心方框分别为 0.49kV/cm 和 0.19kV/cm 下测量 [27]。

### 5.3.1 $^{127}\text{Xe}$ 和 $^{83}\text{Kr}$ 的低能事例

如前文所述,  $^{127}\text{Xe}$  衰变过程中含有低能 X-ray, 包括 33.2, 5.2, 1.1, 0.19keV, 其比例为 83.4%, 12.1%, 2.9%, 0.19%, 在这里 5.2keV 就是一个不错的低能 ER 刻度。 $^{83}\text{Kr}$  的注入已经在前文介绍了, 9keV 的事例也可以用作低能 ER 的研究。

由于这两部分工作都还在研究中, 本文不在此展开论述。

### 5.3.2 $\text{CH}_3\text{T}$

这是由 LUX 实验首先使用的一种注入刻度源 [121], 这种刻度源最大的优点就是能谱非常适合暗物质能区, 如图 5-20 b), 氚核  $\beta$  衰变的 Q 值为 18.6keV, 平均能量为 5.6keV, 最可几能量为 3keV, 氚的衰变和能谱可以参考 [122]。但是这种源的半衰期为 12.3 年, 一旦出入探测器而无法去除, 就将无法再进行暗物质的取数。

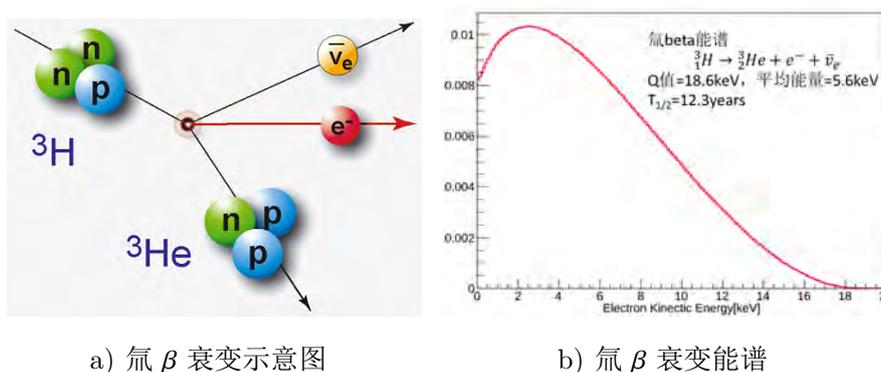


图 5-20: 氚的 beta 衰变

我们使用的甲烷注入系统如图 5-21所示, 如前文提到的循环系统, 我们使用 Loop2 为载体, 接入甲烷注入系统。甲烷气瓶中体积为 2L, 里面有 0.56atm 的甲烷, 在注入时通过一个针阀 (Needle valve) 控制进入甲烷混合室 (Mixing volume, ~100ml) 的甲烷总量。然后关闭针阀, 打开循环管路, 循环流速为 10SLPM, 让甲烷随氙气冲入探测器。注入完成后, 打开 Loop1 进行提纯, 流速为 30SLPM。我们使用的氚化甲烷刻度源的活度为 0.1mCi/mmole ( $1\text{Ci}=3.7\times 10^{10}\text{Bq}$ ), 跟 LUX 实验一致。我们想要注入 1Bq 在 FV 里面 (~2Bq in total TPC), 所以我们需要  $5.4\times 10^{-10}\text{mol}$  氚化甲烷, 然后根据理想气体体积压强换算, 我们需要在甲烷混合室 (mixing chamber) 里注入 0.01Pa 的甲烷气体。第一次注入后, 我们发现 DAQ 触发率只有轻微增长, 后面我们又注入两次, 每次注入量大致为 0.1Pa, 此时 DAQ 触发率提高了 1Hz。由此我们估算, 我们注入的甲烷为  $\sim 1\times 10^{-8}\text{mol}$ , 也就是 1.2ppt。

这里需要指出甲烷可以作为一种抑制发光 (scintillation quenching) 的介质。在使用种稀有气体液氙的实验中 10ppb 的甲烷就可以引起闪烁光淬灭, 但是在液氙中, 根据 LUX 实验的测量 [121], 在甲烷注入期间, 他们用  $^{83m}\text{Kr}$  刻度数据的光产额作为监控, 最终的结论为在 4ppb 的甲烷量级下, 闪烁光淬灭的比例  $<1\%$ 。我们注入的甲烷量还要少三个数量级, 所以这个效应可以忽略。

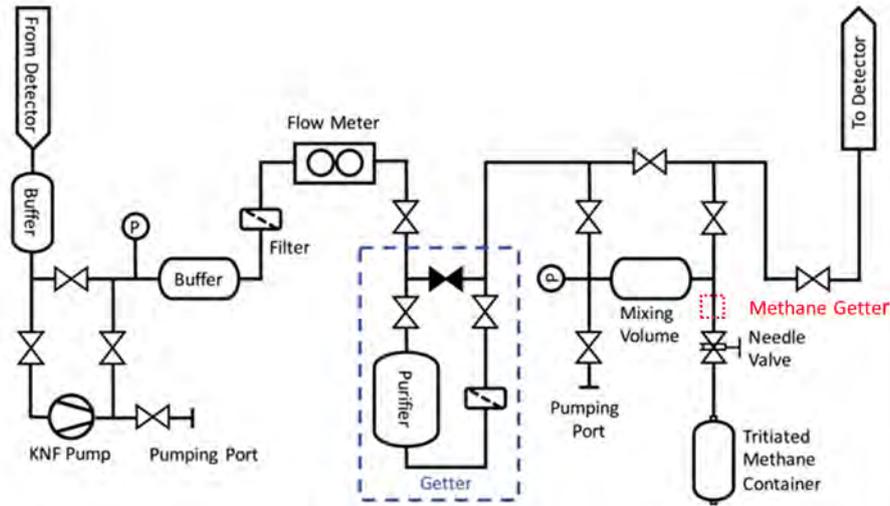


图 5-21: PandaX-II 甲烷注入管路示意图, 甲烷气体通过一个漏阀进入甲烷混合室, 然后随着氙气冲入探测器。红色虚框为甲烷 getter, 在第一次注入时没有, 后来在 end of run 做优化时增加

甲烷注入后电子寿命快速下降到  $148\mu\text{s}$ , 并继续下降到  $108\mu\text{s}$ 。 $R^2$  较大区域事例数增多是因为外部放射性本底, 另外 Phi 方向的事例分布比较均匀, Z 方向事例数减少是因为电子寿命下降, 其原因主要在于甲烷气瓶放出的甲烷含有  $\text{O}_2, \text{N}_2, \text{H}_2\text{O}$  等杂质, 直接进入了 TPC。如图红色的虚线框是为甲烷专门设计的提纯器, 可以提纯除了甲烷和稀有气体外的杂质, 这个第一次甲烷注入时没有, 在后续优化时添加, 结果表明, 让甲烷缓慢通过一次该提纯器, 那么残留杂质对探测器电子寿命的影响可以忽略不计。为了保证数据的质量, 我们对于这组数据只取  $100\mu\text{s}$  以上的部分用作分析 [39]。图 5-22给出了低电子寿命下的事例分布图。我们可以看到 Z 方向的分布,  $200\mu\text{s}$  以上的事例明显减少, 这是由于电子寿命低, 漂移时间长的电子明显被杂质吸收。在  $R^2$  的分布中, 基本均匀, 但是可以看到在中心区域事例数偏多, 可能是因为前文提到的 TPC 中心电场偏大的原因。

甲烷刻度有很好的优点, 比如以上提到的分布均匀, 另外统计量非常可观, 10 个小时的数据量就达到 9000。在做完甲烷刻度后, 我们针对 DAQ 系统采了一系

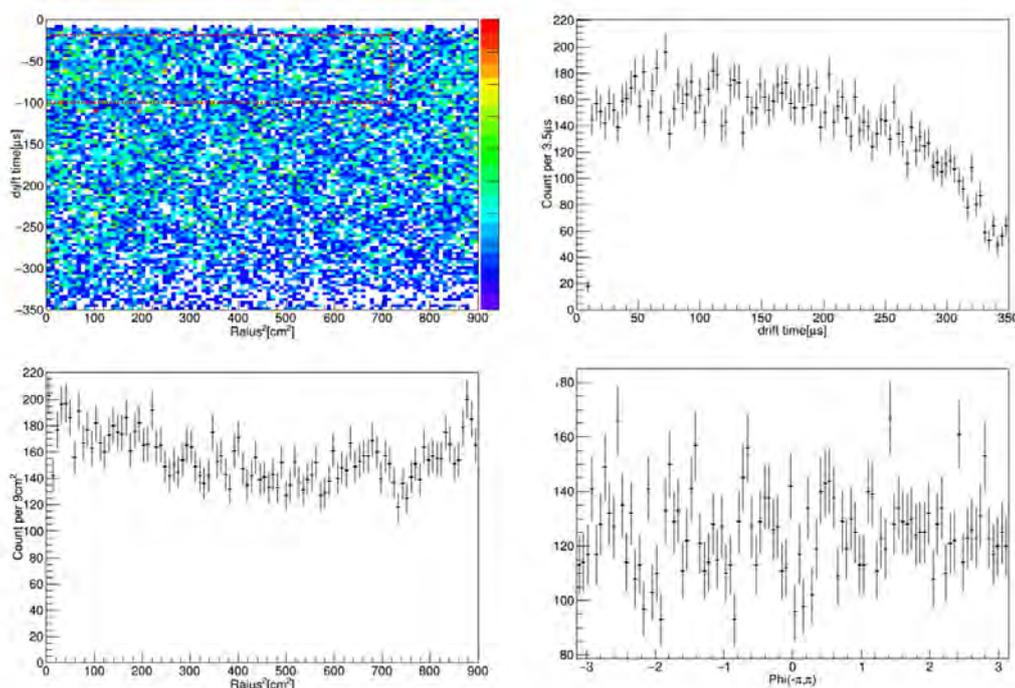


图 5-22: 低电子寿命情况下的事例分布

列 Hardware debug run, 当探测器再恢复正常取数时, 我们发现 TPC 中还有残余的氙事例, 衰变周期远长与 LUX 发现的 6h, 最终降到  $2\mu\text{Bq/kg}$ 。这些残留的氙化甲烷, 也让我们 DM 取数失去意义, 为此我们花了很大努力尝试弄懂甲烷残留的机制。我们的讨论主要包含两个原因, 第一是甲烷吸附到探测器的材料或者管壁上, 第二是在气氙中富集。加快循环流速, 加热管道等尝试并没有取得明显的效果, 我们只好把液氙回收精馏, 同时让热氙气在内罐和循环管路中间循环吹扫。在我们研究如何去除甲烷的过程中, 电子寿命逐渐提高, 这个过程中我们也积累了足够多的统计量, 相比于前面低电子寿命的数据, 我们可以刻度整个 FV。现在我们使用电子寿命均值为  $706\mu\text{s}$  的数据详细介绍数据与 NEST 模型的符合情况。

首先, 先给出  $706\mu\text{s}$  甲烷事例的分布, 如图 5-22, 可以看到事例在 FV 内分布非常均匀, 同样中心区域事例数偏多, 可能是因为前文提到的 TPC 中心电场偏大的原因。

为了得到纯净的单次散射事例 (电子往往只会产生单词散射), 我们在数据中加的 cut 详见 5-14, 相比较 NR, 这里不包括 BDT 效率 (因为 BDT 使用 NR 事例训练, 对 ER 影响很小) 和 ZLE 效率。

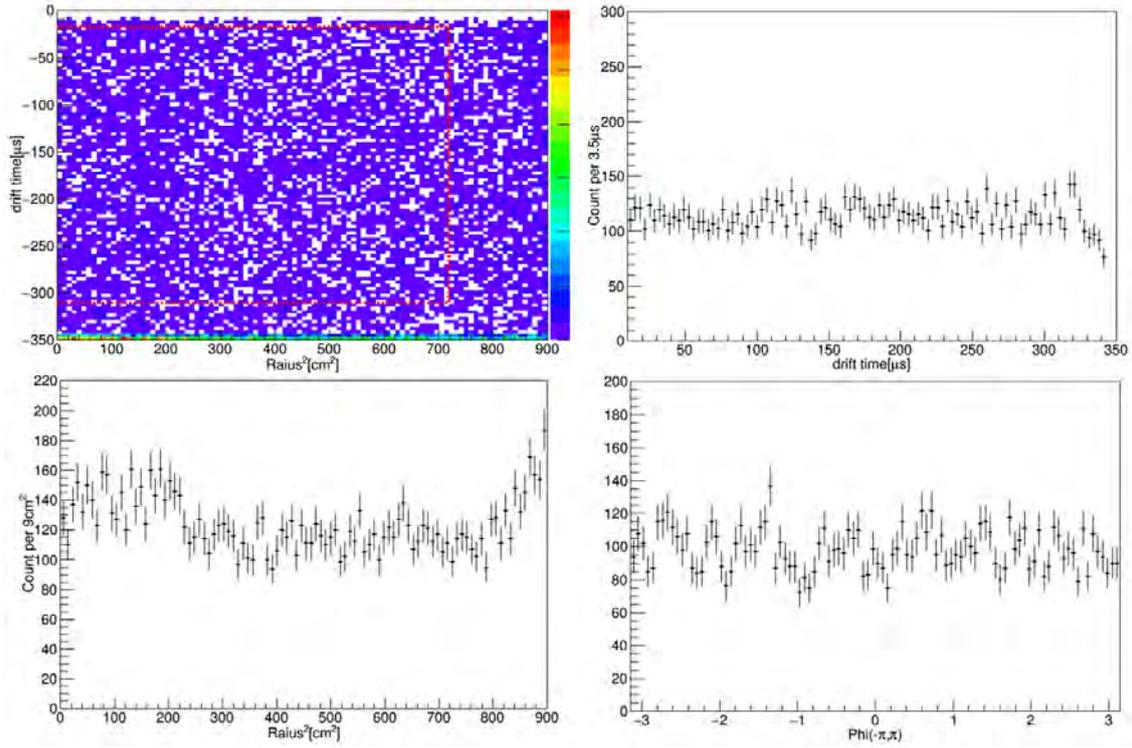


图 5-23: 高电子寿命情况下的事例分布

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \text{Single S2 cut : } nS2 = 1 \\
 \text{Quality cuts} \\
 \text{Veto cut : } qS1Veto = 0 \\
 \text{FV cuts : } 18\mu s < \delta T < 310\mu s, R^2 < 72000 \\
 \text{Range cuts : } 3PE < qS1 < 70PE, 100PE < qS2_{\text{raw}}, qS2 < 10000PE \\
 99.99\% \text{ acceptance line}
 \end{array} \right. \quad (5-14)$$

为了保持跟数据一致，在 NEST 中我们需要考虑的因素如图 5-24，基本与上一节 NR calibration 类似，包括  $g_1, g_2, ZLE$  效率，修正，以及漂移电场， $CH_3T$  能谱等。 $CH_3T$  在 TPC 内的分布基本均匀，为了更好的描述数据，我们也考虑了  $R^2$  分布的不均匀。经过 NEST 模型之后给出 S1 和 S2 以及相关位置信息，我们通过比较数据和 MC 的分布以及涨落来验证数据和 MC 的符合情况。

#### 1. 调整 ER NEST 中的两个参数

ER 的 tune 与 NR 的 tune 的过程一致，我们还是选择了两个最基本的参数， $N_{ex}/N_i$  比例 (ratio) 和复合模型中的能量相关系数 (tibE)。ratio 变大则 band 整体下降，ratio 变小则 band 整体上升，tibE 可以调节 band 的头尾。在二维参数扫

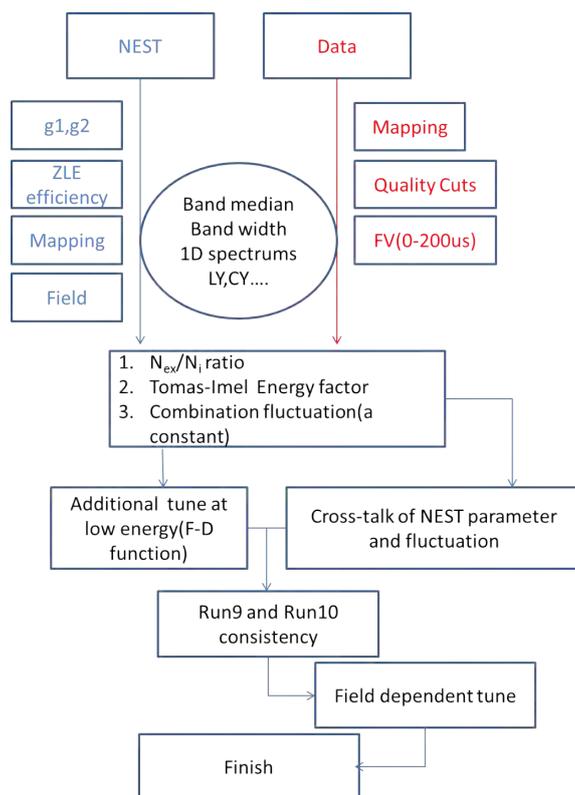


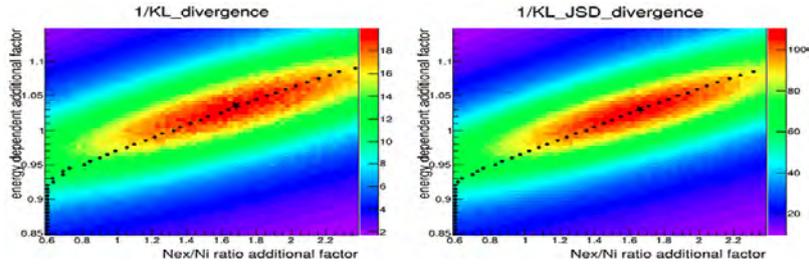
图 5-24: ER NEST 模型 tune 流程图

描中，我们同样利用二维“S2-S1”直方图的 KL 散度来判断数据和 MC 的符合程度，但是 KL 散度不满足对称率，也就是 p 跟 q 的距离不等于 q 与 p 的距离。还有一种流行的定义，满足对称性，称为 JSD (Jensen-Shannon divergence)，如公式 5-15，这两种不同方法的差别也作为系统误差的一部分。如图 5-25 a)，其拟合结果如图 5-25 b)，其中  $ratio = 1.62 \pm 0.08$ ,  $tibE = 1.03 \pm 0.005$ ，误差为 fit 系统误差和 2D 直方图起始值等。

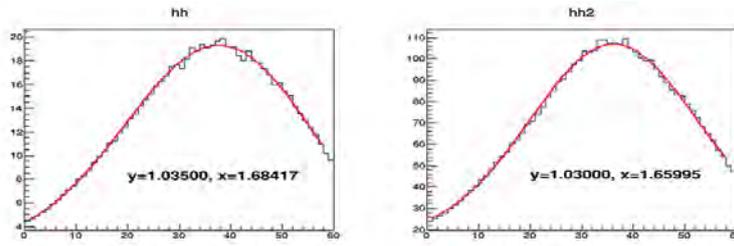
$$JSD(p||q) = \frac{1}{2}D(p||m) + \frac{1}{2}D(q||m), m = \frac{1}{2}(p + q) \quad (5-15)$$

## 2. 调整复合模型中的涨落

同样，我们把数据和 MC 不对应的涨落放到复合模型中 tune，如图 5-26，左图中横轴为重建的能量，纵轴用公式 5-11 计算得到，需要指出的是，ratio 在 NEST ER 模型中为常数，因此横轴和纵轴本身带有涨落，如 NR 部分叙述，但是纵轴的涨落要小于 NR。中间图为左图的中心值，右图为数据和 MC 的涨落差别，同样  $\sigma_{Data}^2 = \sigma_{MC}^2 + \sigma_{add}^2$ ，我们发现有一个常数拟合 ( $\sigma_{add} = 0.05945$ ) 所得的结果就可



a) KL 散度分布



b) Y-slide 里面的最佳拟合值

图 5-25: (a)KL 散度在二维参数空间内的分布, 左侧为 KL 散度, 右侧为 JSD, 图中黑点为每个 Y-slide 里面的最佳拟合值最终所有 Y-slide 的峰值就转化为了一维的拟合, 拟合结果为 (b)。

以很好的弥补 MC 里的涨落。

在做完参数和涨落调整之后, 我们还需要验证这两者的耦合关系。为此, 我们在 NEST 模型中使用不同参数, 观察 band 涨落的变化, 与 NR 一样只有低能区出现一些涨落不对应的情况。为此, 我们在低能区又添加了一个复合几率  $R$  与能量相关的 F-D 函数 5-16, 使整个 band 对应更好。

$$R = R \times 1.02 / (e^{-(energy-1.5)/0.26} + 1) \quad (5-16)$$

我们最终数据和 MC 比较, 二维电光比例分布如图 5-27, 一维能谱对比如图 5-28。

### 3.PandaX-II 甲烷刻度结果与世界数据的对比

如图 5-29是 PandaX-II ER 刻度数据与数据的对比, 图中 Y 轴为绝对光产额。我们 tune 之后的 NEST 与原 NEST 模型相差不多, 与世界数据在误差允许范围内符合。

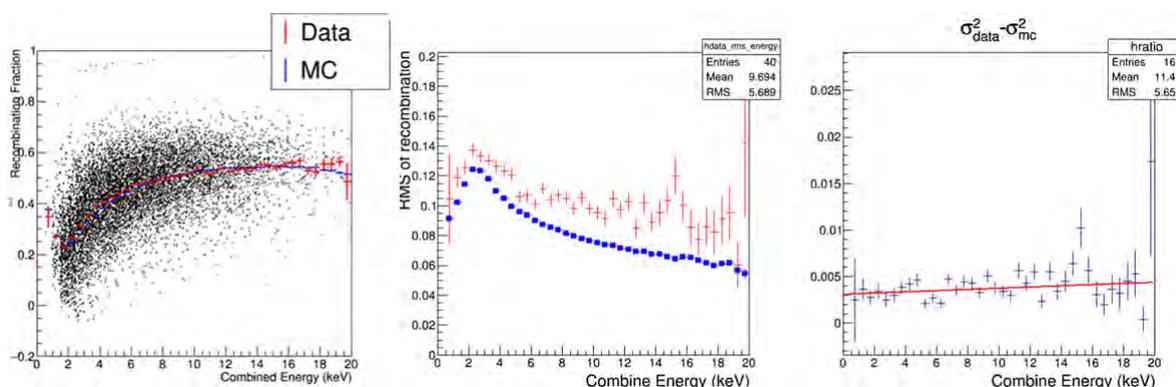


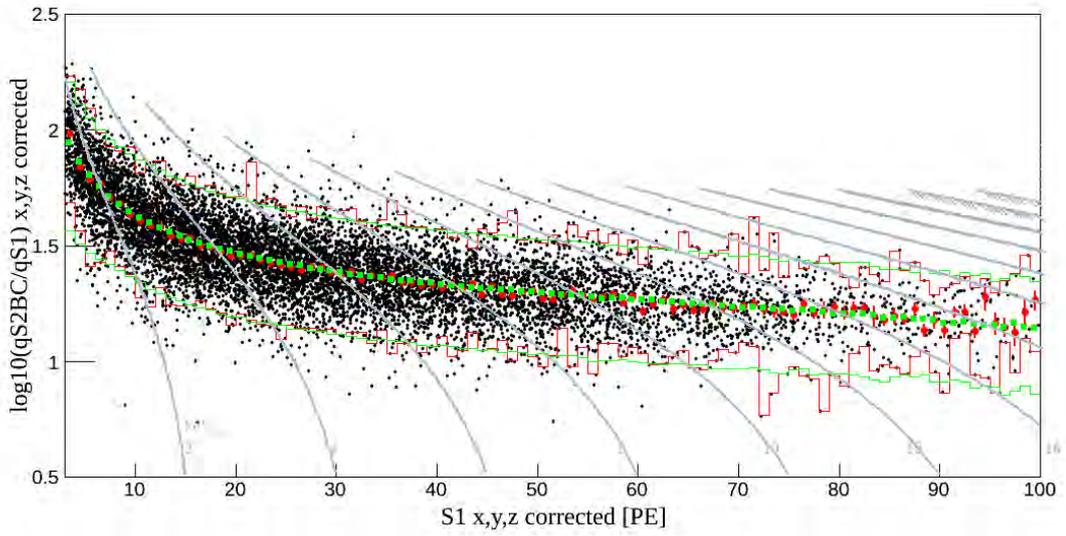
图 5-26: 我们把涨落上的不对应, 都放在复合过程中 tune。

### 5.3.3 Rn-220 刻度

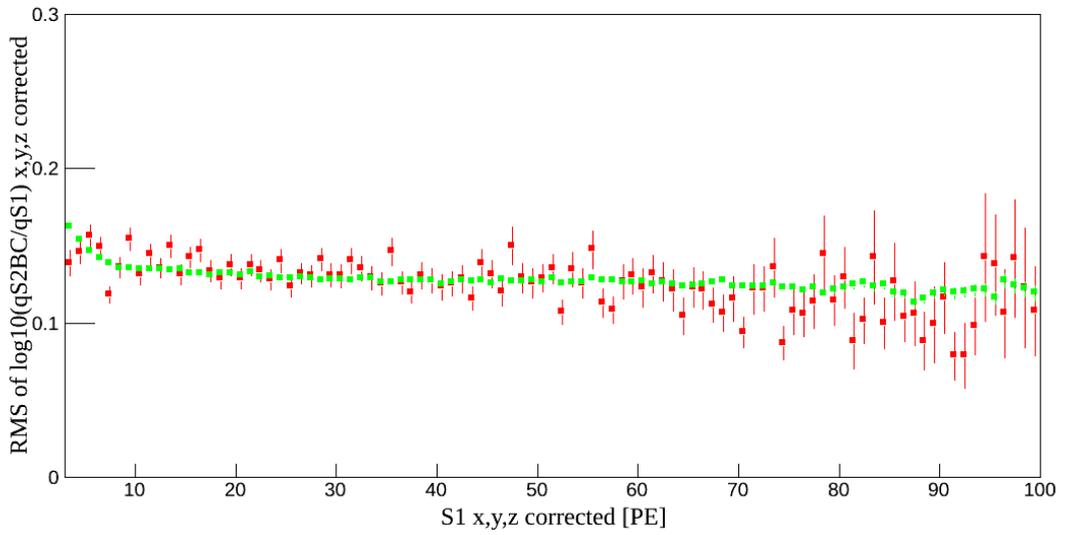
$^{220}\text{Rn}$  作为低能 ER 刻度源最先由 Xenon100 实验使用 [123],  $^{220}\text{Rn}$  刻度的关键在于找到  $^{220}\text{Rn}$  的母核载体, 通常的方式是使用钍源, 钍源衰变放出  $^{220}\text{Rn}$  气体, 然后气体随着进入探测器。钍源的形式包括电镀, 粉末, 钨钍电极等, 无论哪种方式, 在注入探测器前都要经过一系列测试保证包含钍源的固体粉末不能进入探测器, 否则极长半衰期的  $^{232}\text{Th}$  对探测器的伤害是致命的。跟甲烷注入一样,  $^{220}\text{Rn}$  的注入管路跟也是在 loop2 上嫁接, 再注入探测器前, 先在 loop2 内进行几天的自循环提纯, 保证注入探测器后电子寿命不下降。

从 2017 年 11 月开始, 我们开始尝试  $^{220}\text{Rn}$  注入的研究, 我们选用的母核材料为钨钍电极, 我们总共使用了 4kg 钨钍电极。 $^{220}\text{Rn}$  衰变链如图 5-30,  $^{220}\text{Rn}$  的半衰期 ( $t_{1/2} = 55.6 \text{ s}$ ) 和  $^{216}\text{Po}$  的半衰期 ( $t_{1/2} = 0.145 \text{ s}$ ) 都很短, 所以一旦开始注入, 马上可以看到明显的  $\alpha$  事例增多, 一旦停止注入  $\alpha$  事例则迅速下降。在注入时,  $^{220}\text{Rn}$  在探测器 FV 内活度达到 1Bq, 产生的低能事例  $\sim 120$  个/day, 也就是  $\sim 0.015\text{Hz}$ , 低能事例主要来自于衰变链中的  $^{212}\text{Pb}$ , 其半衰期为 10.6h, 这个时间足以让低能事例在探测器内达到均匀分布, 同时 10h 量级的半衰期, 也可以在几天内衰变殆尽, 恢复暗物质取数状态。

本文主要关注低能 ER 的刻度, 对于高能  $\alpha$  的分析不展开叙述。 $^{220}\text{Rn}$  低能事例为  $\beta$  衰变康普顿平台延伸到低能, 呈现出平的能谱, 我们把数据选择选的 S1 Range cut 扩展到 100PE, 选择的数据的电子寿命高于  $300\mu\text{s}$ , 最终在我们选择窗口里总共有 1980 个事例, 所用的选择条件如下:



a)  $\log_{10}(qS2B/qS1)$ - $qS1$  电光比例分布图



b) 电光比例分布图涨落

图 5-27: 甲烷刻度数据最终数据和 MC 比较图, (a) 图中散点为甲烷刻度数据点红色点为数据中心值 (median), 红色线为数据  $2\text{-}\sigma$  等高线; 绿色点为 MC 中心值, 绿线为 MC  $2\text{-}\sigma$  等高线, 灰线为重建能量的等高线; (b) 二维电光比例分布图涨落

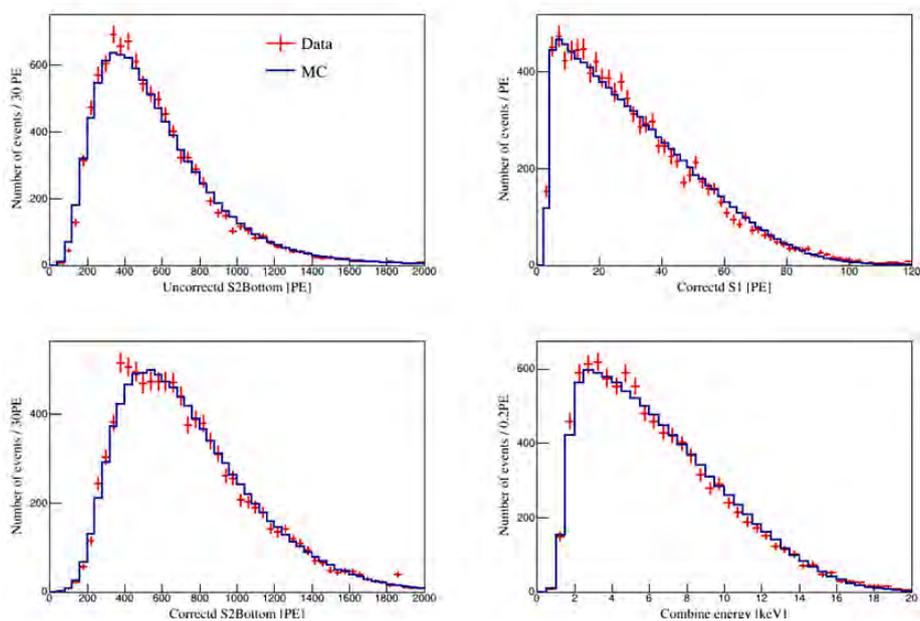


图 5-28: 甲烷刻度数据和 MC 一维分布图，左上为修正前的 S2Bottom，右上为修正之后的 S1，左下为修正之后的 S2Bottom，右下为重建的能量。

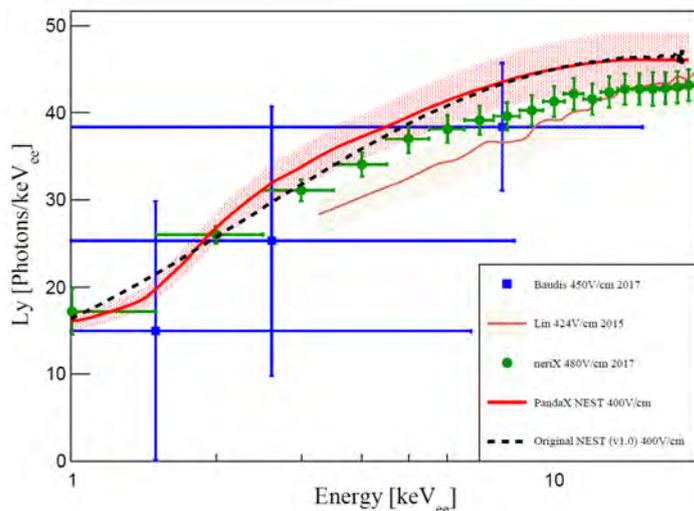


图 5-29: 甲烷刻度光产额与世界数据的对比，红线为调整之后的 NEST 模型，黑色虚线为原始 NEST 模型，同时还有 Baudis 2013 年测量结果（蓝色方块） [33] 和 neriX 实验 2017 年结果（绿色圆点） [34]，褐色为林管 2015 年测量结果 [35]。

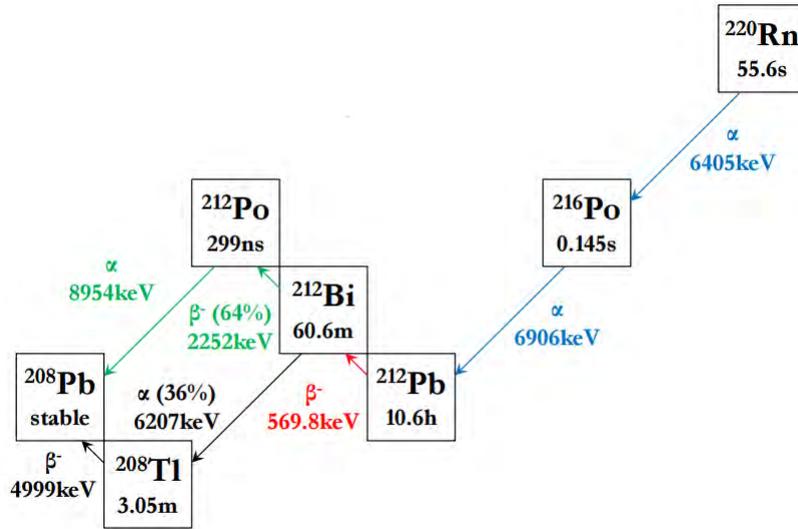


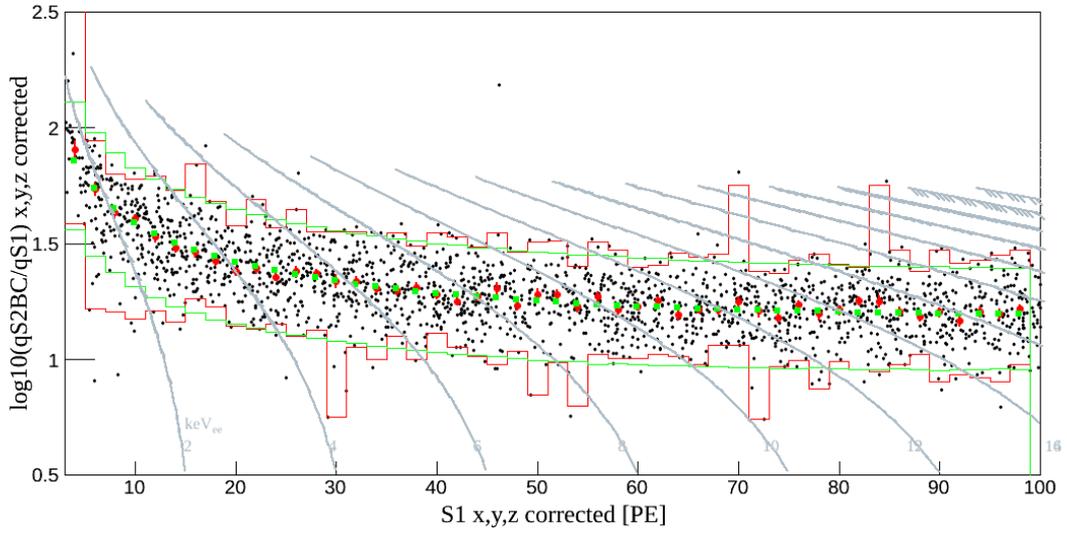
图 5-30: Rn220 衰变示意图, 蓝线表示  $\alpha$  衰变, 由于  $^{216}\text{Po}$  半衰期短, 两个  $\alpha$  可以进行  $\alpha$ - $\alpha$  符合分析, 红线为只能数据的主要来源, 绿线表示可以进行  $\alpha$ - $\beta$  符合分析, 也是因为  $^{212}\text{Po}$  半衰期短。

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \text{Single S2 cut : } nS2 = 1 \\
 \text{Quality cuts} \\
 \text{Veto cut : } qS1Veto = 0 \\
 \text{FV cuts : } 18\mu\text{s} < \delta T < 350\mu\text{s}, R^2 < 72000 \\
 \text{Range cuts : } 3\text{PE} < qS1 < 100\text{PE}, 100\text{PE} < qS2_{\text{raw}}, qS2 < 10000\text{PE} \\
 99.99\% \text{ acceptance line} \\
 \text{NR } 2\sigma \text{ eliminate line}
 \end{array} \right. \quad (5-17)$$

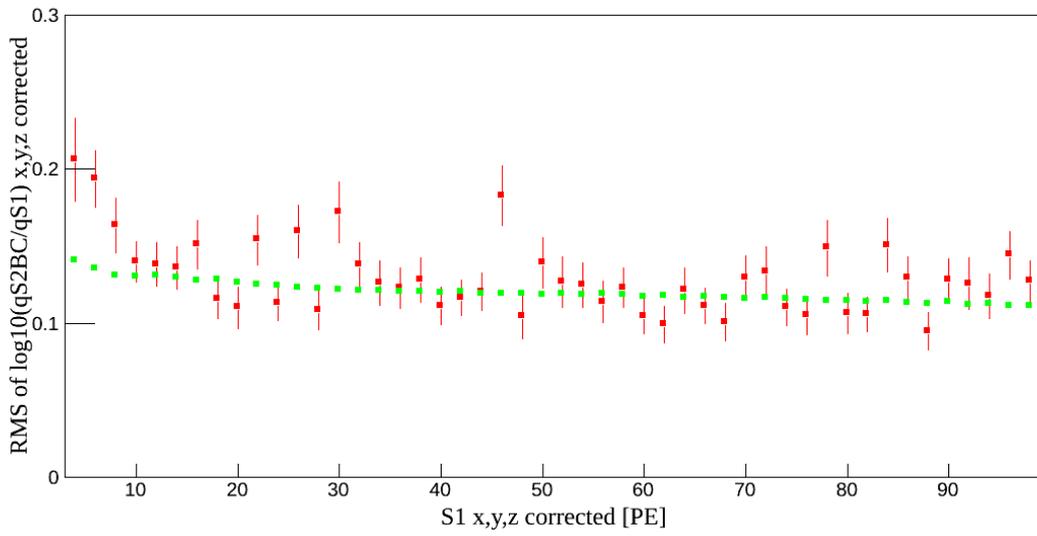
相比于甲烷刻度, 这里 FV 扩大到  $350\mu\text{s}$ , 同时为了排除在 band 上分布特别低的事例 (我们认为是来自大量  $\alpha$  导致单电子事例增多), 我们要求 ER 事例要高于 NR 事例的  $2\sigma$  下限。

我们以甲烷刻度 tune 之后的 NEST 出发, 来检查数据和 MC 的符合情况。最终我们发现需要把 tibE 由甲烷的 1.03 调整为 0.98, 而其他 NEST 参数保持不变, 最终数据和 MC 二维能谱分布如图 5-31, 一维能谱对比如图 5-32。

在这次注入之后, 我们又重新选择了活度更高的钍源, 得到了更多的统计量, 对于注入过程, 我们有更多细节的研究, 这部分暂不包含在本文中。



a)  $\log_{10}(qS2B/qS1)$ - $qS1$  电光比例分布图



b) 电光比例分布图涨落

图 5-31: Rn220 数据和 MC 对比图, 图例如甲烷刻度。

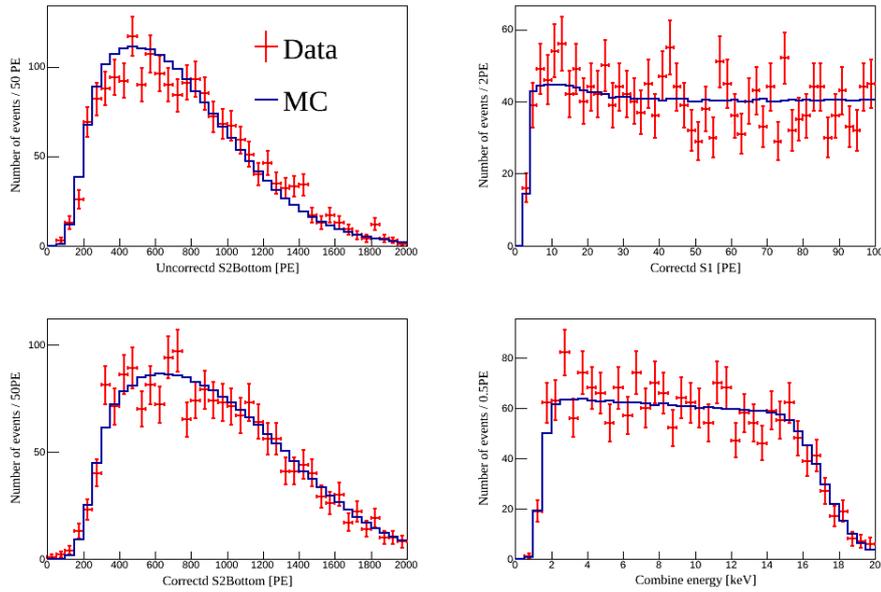


图 5-32: Rn220 数据和 MC 一维能谱对比图，图例如甲烷刻度。

#### 5.4 NR 和 ER 的区分

液氙两相型 TPC 的优势之一为 NR 和 ER 事例的区分能力，我们常用电光比例图中 NR 和 ER 事例分开的水平代表对本底 ER 事例的排除能力。如图 5-33，黑色点表示甲烷刻度，红色点表示 AmBe 刻度，红线为 AmBe 数据中心线，紫线为 NR99.99% 接收曲线，我们把红线和紫线的区域作为暗物质探测窗口。这里甲烷刻度数据共有 7479 个数据点，其中落到暗物质探测窗口的事例 44 个，比例为  $0.57 \pm 0.22\%$ 。

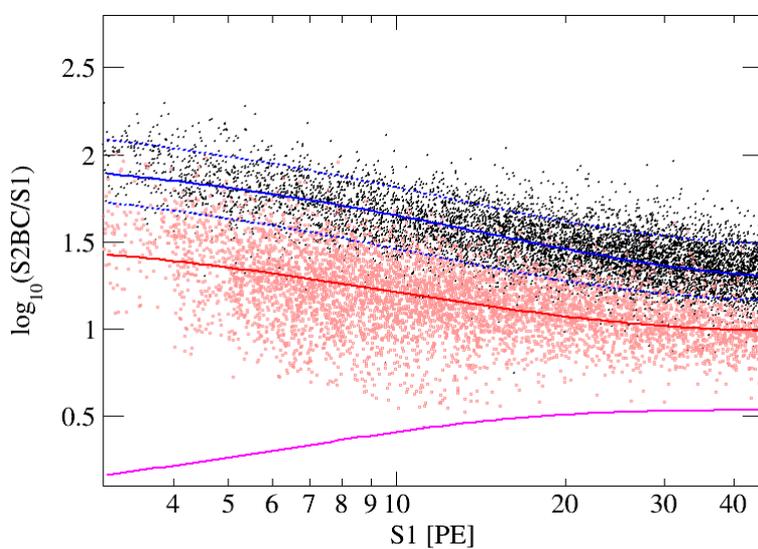


图 5-33: AmBe 刻度 NR 数据 (红色圆点) 和甲烷 ER 刻度数据 (黑色数据), 图中还包括 NR 数据中心线 (红色实线), ER 中心线, 10% 和 90% (蓝色实线和虚线), 99.99 接收曲线 (紫色实线)。

## 6 PandaX 实验中的低能本底和最终候选事例

液氙暗物质实验的发展主要为增加 TPC 体积和优化本底两个方面，我们对本底有极高的要求，本底水平的高低直接影响着探测器灵敏度。在控制本底方面，首先，我们要选择放射性极低的材料，包括不锈钢，特氟龙，光电管以及其它元器件，线缆等；其次，我们对液氙进行精馏，以去除  $^{85}\text{Kr}$  为主，后续实验中，我们还研发了反向的精馏模式，可以去除 Rn 本底；然后，我们要控制光电管的暗噪声 (dark rate)，并维持实验的稳定运行，以降低偶然符合本底和难于估量的系统误差；最后，我们要尽量避免引入外部的放射性，特别是在刻度源注入过程中。

在本章中，我们将分成三部分来介绍探测中的本底，低能 ER 本底，中子本底和偶然符合本底。然后，我们给出每个 Data set 的最终候选事例。

### 6.1 低能 ER 本底

ER 本底包括 (1) 探测器材料的放射性，(2) 液氙中无法被 getter 去除的稀有气体杂质的放射性同位素 ( $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{220}\text{Rn}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  等)，此类本底有其特殊衰变道，可以用来估算其本底的大小，(3) 液氙同位素被宇宙线激发后的  $^{127}\text{Xe}$ ，(4) 在  $\text{CH}_3\text{T}$  刻度过程后， $\text{CH}_3\text{T}$  无法去除干净引入的本底。ER 本底的来源多种多样，一旦操作不当就要导致整个实验的暂停甚至停止。在 PandaX-II 运行过程中，ER 本底不断降低，在 Run10，我们的 ER 本底降到最低，见表 6-1。

下面我们将具体叙述每种本底的计算。

#### 6.1.1 $^{85}\text{Kr}$

空气中存在 1ppm 量级的氙气，在氙的所有同位素中原本并没有  $^{85}\text{Kr}$ ，但是在人类原子核研究中，通过铀和钚的裂变产生，其在氙中的含量约为  $2 \times 10^{-11}$ 。 $^{85}\text{Kr}$  通过  $\beta$  衰变到  $^{85}\text{Rb}$ ，半衰期为 10.8 年。氙是氙在工业生产中的遗留杂质，另外如果探测器出现泄漏，空气中的氙也会进入探测器增加氙的本底。

$^{85}\text{Kr}$  有 99.566% 的概率直接衰变到  $^{85}\text{Rb}$  的基态， $\beta$  衰变 Q-value 为 687keV。还有 0.434% 的概率先衰变到  $^{85}\text{Rb}$  的半稳态  $^{85m}\text{Rb}$  并放出 137keV 的  $\beta$ ，之后  $^{85m}\text{Rb}$  退激发放出 514keV 的  $\gamma$ ， $^{85m}\text{Rb}$  半衰期为 1.015 $\mu\text{s}$ ，如图 6-1。在 PandaX-II 中，取数时间窗口为 1ms，我们可以寻找在一个时间窗口内看到  $\beta$ - $\gamma$  符合的事例，然后再反推  $^{85}\text{Kr}$  和 Kr 的含量，如图 6-2。

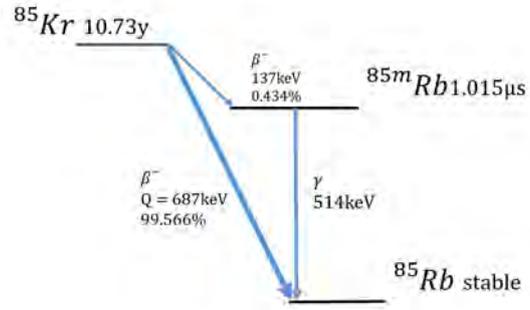


图 6-1:  $^{85}\text{Kr}$  衰变示意图

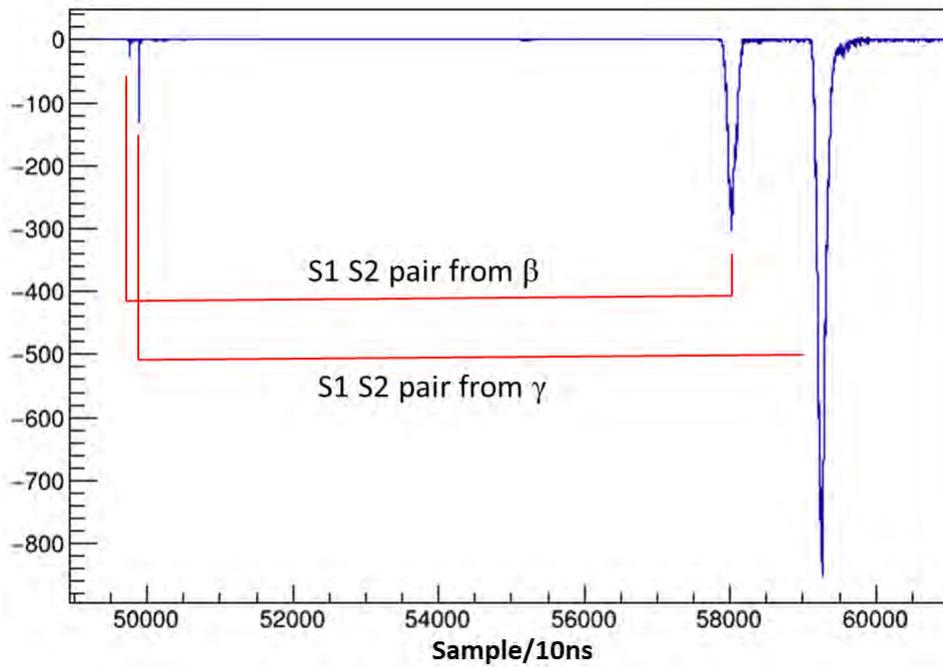


图 6-2: 典型的  $^{85}\text{Kr}$   $\beta$ - $\gamma$  符合事例的波形, 图中两次能量沉积的时间差为 1.22 $\mu\text{s}$

本底 (mDRU)	Run8	Run9	Run10
$^{85}\text{Kr}$	15.04±2.56	1.19±0.2	0.2±0.07
$^{127}\text{Xe}$	0	0.42±0.1	0.021±0.005
$\text{CH}_3\text{T}$	0	0	0.27±0.08
$^{222}\text{Rn}$	0.075	0.13±0.07	0.12±0.06
$^{220}\text{Rn}$	0.021	0.01±0.01	0.02±0.01
Material	0.21	0.2±0.1	0.2±0.1
Solar $\nu$	0.01	0.01	0.01
$^{136}\text{Xe}$	0.002	0.0022	0.0022
Total	15.33	1.96±0.25	0.79±0.16

表 6-1: PandaX-II 运行期间 ER 本底, 本底的数值有的来自其特征衰变分析, 有的来自于对低能数据的拟合

为了准确的选出  $^{85}\text{Kr}$  的真实事例, 我们需要对 S1 和 S2 加 Quality cuts 和 Coincidence cuts [124], 同时我们使用 MC 模拟这些 cuts 的选择效率, 这样我们就可以用数出来的事例反推 Kr 的含量, 见公式 6-1, 其中,  $N_{\beta-\gamma}$  是 FV 中找到的  $\beta-\gamma$  符合事例个数,  $\tau=15.5\text{year}$  是  $^{85}\text{Kr}$  衰变时间常数, T 是数据分析选取的运行时长,  $I_{\beta-\gamma}=0.4434\%$  是衰变通道比,  $A_{comb}$  是 MC 模拟的 cuts 效率 =63.76%,  $M_{\text{Xe}}=131.293\text{g/mol}$  是氙的摩尔质量,  $m_{\text{Xe}}$  是 FV 中氙的质量,  $N_A$  是阿伏伽德罗常数。

$$\frac{[\text{Kr}]}{\text{Xe}} = \frac{N_{\beta-\gamma} \cdot \frac{\tau}{T}}{I_{\beta-\gamma} \cdot A_{comb} \cdot \frac{^{85}\text{Kr}}{\text{Kr}} \cdot \frac{m_{\text{Xe}}}{M_{\text{Xe}}} \cdot N_A} \quad (6-1)$$

通过这种分析, 我们得到 Run8, Run9, Run10 中 Kr 的含量分别为 507±46ppt, 44.5±6.2ppt 和 6.6±2.2ppt。需要注意的是, 这三个之间都有一次精馏, Kr 的含量分别下降了 10 倍和 7 倍。除了  $\beta-\gamma$  符合分析之外, 特别对于 Run8, 我们还可以用低能事例的比例来反推 Kr 的含量, 通过低能数据拟合, 我们得到  $^{85}\text{Kr}$  的含量为 0.082mBq/kg, 这样我们得出探测器中所有 Kr 的含量为 437±13ppt, 我们把两种不同方法之间的差别当做我们的系统误差。另外, 我们还研发了一套离线的 Kr 测量系统, 我们取的氙的样品经过一个 U 形冷阱 (泡在液氮中), 氙的沸点低于液氮, 这样氙被冻住, 而 Kr 保留在饱和蒸气压中, 如图 6-3。之后我们用残余气体分析仪 (Residual Gas Analyzer, RGA) 来分析饱和蒸气压中各种气体成分的含量, Kr 的分压比就可以给出其含量, 目前系统的灵敏度在 ppt 级别。



图 6-3: 离线氡含量测量系统

### 6.1.2 $^{220}\text{Rn}$ 和 $^{222}\text{Rn}$

氡是长寿命铀钍链的衰变产物，几乎所有材料中都含有铀钍放射性，材料表面衰变出来的气态 Rn 会扩散进入探测器。因为目前我们缺少去除 Rn 本底的手段，所以选择低本底材料显得尤为重要。另外在 CJPL-I 地下实验室环境中 Rn 的含量大约  $100\text{Bq}/\text{m}^3$ ，在探测器组装时也需要做好保护。在前文 PandaX-II 中，我们介绍了新的精馏塔可以反向运行来降低 Rn 本底。

Rn 本底的计算采用的类似于  $^{85}\text{Kr}$   $\beta$ - $\gamma$  符合事例的方法，我们可以用  $^{222}\text{Rn}$  衰变链中  $^{214}\text{Bi}$ - $^{214}\text{Po}$   $\beta$ - $\alpha$  符合分析，如图 6-4， $^{220}\text{Rn}$  衰变链见前章，关于这两类事例的具体分析请见 [124]。 $^{222}\text{Rn}$  和  $^{220}\text{Rn}$  本底在 PandaX-II 期间维持稳定，分别是  $8.6\pm 4.6\mu\text{Bq}/\text{kg}$  和  $0.38\pm 0.21\mu\text{Bq}/\text{kg}$ 。

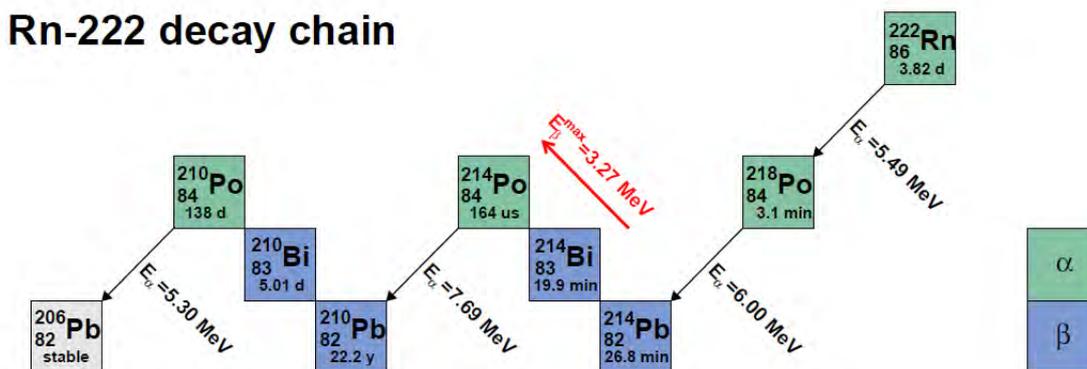


图 6-4:  $^{222}\text{Rn}$  衰变示意图，图中红颜色箭头表示  $^{214}\text{Bi}$ - $^{214}\text{Po}$   $\beta$ - $\alpha$  符合事例

### 6.1.3 材料放射性

我们用材料检测站来测量每种材料的放射性，然后通过 Geant4 模拟各种材料的本底，对本底贡献最大的为光电管以及 base，其次是内罐不锈钢，PTFE，外罐和其他 TPC 材料贡献的本底相当，如表 6-2。材料的放射性主要来自于长寿命铀钍链的衰变，在实验过程中保持不变。

材料	光电管	内罐不锈钢	PTFE	无氧铜外罐	其余
本底 (mDRU)	0.097	0.045	0.021	0.016	0.026

表 6-2: PandaX-II 实验中材料引入的 ER 本底

### 6.1.4 $^{127}\text{Xe}$ 和 $\text{CH}_3\text{T}$ 本底

在前一章探测器响应部分，我们介绍了  $^{127}\text{Xe}$  信号的响应特征，其对低能造成影响的本底为 1.1keV 和 5.2keV 的 X-ray，5.2keV 占主导地位。 $^{127}\text{Xe}$  的主要来源是 Run8 之后再上海一个月的精馏和高海拔运输过程中的宇宙线激发，第二次引入是 Run9 之后的精馏，补充了一些新购买的氙气。 $^{127}\text{Xe}$  半衰期为一个月，随着液氙在地下实验室的存储，来自  $^{127}\text{Xe}$  的低能本底从 Run9  $0.42\pm 0.1\text{mDRU}$  下降到 Run10  $0.021\pm 0.005\text{mDRU}$ 。

在前文我们多次提到甲烷刻度之后的残留问题，只在 Run10 和之后的 Run 中有，根据 Run10 低能能谱的拟合给出的结果是  $0.27\pm 0.08\text{mDRU}$ 。

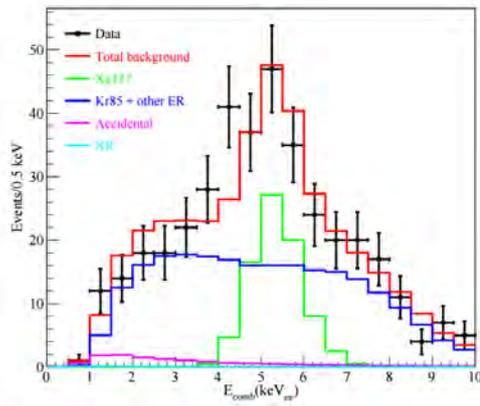
### 6.1.5 其他 ER 本底

其他 ER 本底包括来自于  $^{136}\text{Xe}$  的双  $\beta$  衰变，其贡献的低能本底为  $0.1\pm 0.01\text{event}/10\text{t-day}$ 。中微子是另一个 ER 本底的来源，主要为太阳 pp 中微子，其模拟结果在  $0.2\sim 6\text{event}/10\text{t-day}$  [125] [126]。中微子还会造成一定的 NR 本底，模拟结果为  $1\times 10^{-3}/10\text{t-day}$ 。

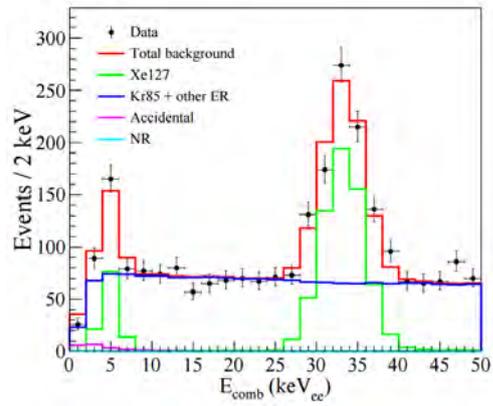
最终低能 ER 本底的能谱如图 6-5，每种本底的含量和涨落信息都会用在最终暗物质反应截面的计算中。

## 6.2 中子本底

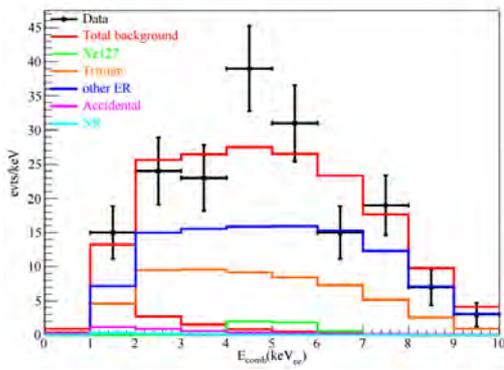
中子本底主要来源于材料放出的中子，其本底水平比较稳定。PTFE 材料包含  $3\text{mBq}/\text{kg}$  的  $^{238}\text{U}$ ， $^{238}\text{U}$  的  $(\alpha, n)$  反应是中子本底的主要来源，同时还有少量



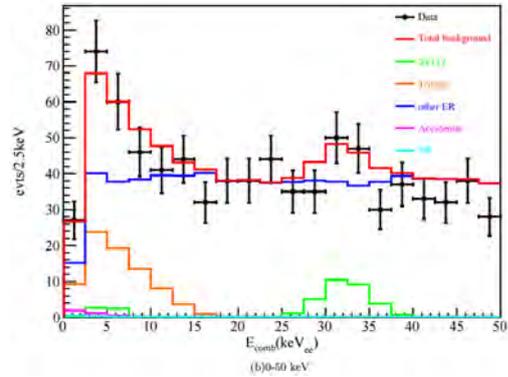
a) Run9 本底, 0-10keV



b) Run9 本底, 0-50keV



c) Run10 本底, 0-10keV



d) Run10 本底, 0-50keV

图 6-5: 低能本底的拟合, 从 Run9 到 Run10 整体本底下降了 50%

的自发裂变，如图 6-6。传统的中子本底模拟是使用 SOURCES-4A 程序 [127] 把材料的放射性转化为中子数率和能谱，然后再通过 Geant4-NEST 模拟，选择出发生在 FV 内的单次散射事例，这个方法给出的中子本底为 0.0107event/day。但是这种方法的不确定性要大于 50%，一方面来自材料放射性的测量误差，另一方面中子 Geant4 模拟就有 50% 左右误差。另外 SOURCES-4A 的主要问题在于只产生一个中子，但实际反应中可能放出多个中子，同时伴生  $\gamma$ ，也就是说一个产生中子的反应会在探测器中相关联的能量沉积，这样的事例就会被单次散射选择条件去掉。在最新的研究中，我们更新了中子产生程序，并且以数据为出发点，用高能中子俘获事例来反推得到低能中子本底事例，初步结果表明中子本底下降了 30% [128]。

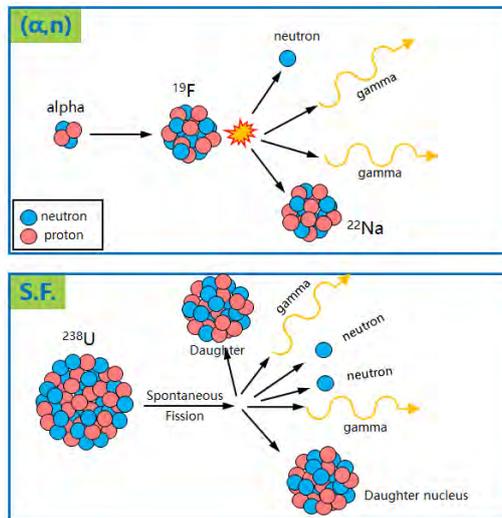


图 6-6: 探测器材料中产生中子的反应， $(\alpha, n)$  反应是中子本底的主要来源，同时还有少量的自发裂变

### 6.3 偶然符合本底

在暗物质实验中，还有一种不可忽略的本底，称为偶然符合本底。当两个完全不相干事件发生的时间恰好处于同一个时间窗口之内，对应 PandaX-II 即为独立 S1 信号 (Isolated S1) 和独立 S2 信号 (Isolated S2)，大约 67% 的此类偶然符合会因为明显的不正常特征而被数据选择条件去除，但是剩下的事例也组成了探测器中最重要的本底之一。

下面我们将分别介绍独立 S1 信号和独立 S2 信号的筛选，然后给出他们之间独立匹配形成的偶然符合本底。

### 6.3.1 独立 S1 的筛选

要选择独立 S1，首先我们要确定这些 S1 不是来自真实的物理事例，也就是避免在一个波形中出现 S1 S2 配对的事例，这里我们一共使用过三种方法。

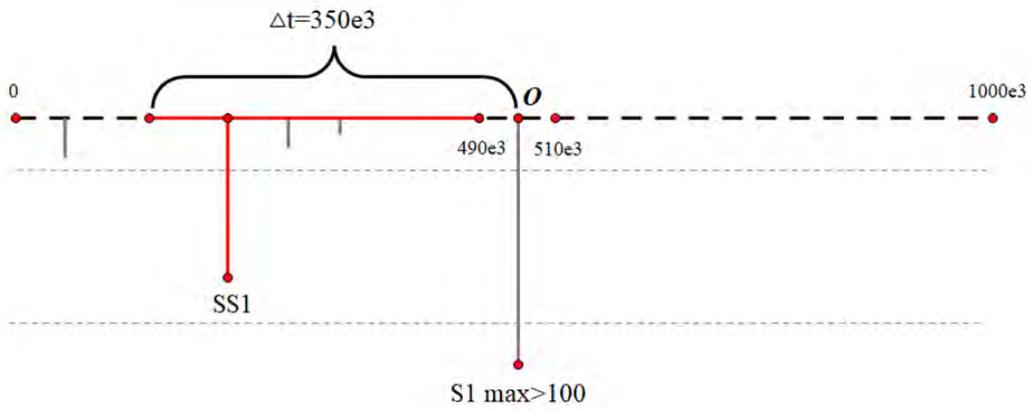
第一种方法是延续 PandaX-I 中的方法，先找到整个波形中只有 S1 没有 S2 的事例，这种事例的 trigger 是由最大的 S1 提供的事例，我们称这些事例为候选者事例。然后在候选者事例信号前 ( $10\mu s, 350\mu s$ ) 的时间窗口内寻找 S1 的信号，如果有我们就把这种信号称为独立的 S1 信号，如图 6-7 a)。如果我们发现的候选者事例为  $N_{can}$ ，独立 S1 的事例为  $N_{iso}$ ，也就是我们在  $N_{can} \times 340\mu s$  时间内找到了  $N_{iso}$  个独立 S1 信号，所以独立 S1 的事例率为  $n_{iso} = N_{iso}/(N_{can} \times 340\mu s)$ 。

第二种方法与第一种方法类似，我们还是要求事例的 trigger 是由最大的 S1 提供，不过不再要求波形中没有 S2 信号，为了避免与 S2 信号的物理配对，我们要求要寻找的独立 S1 信号距离 S2 的时间大于最大漂移时间 ( $350\mu s$ )，同时距离最大的 S1 的时间差小于  $350\mu s$ ，如图 6-7 b)。同样如果我们发现的候选者事例为  $N_{can}$ ，独立 S1 的事例为  $N_{iso}$ ，但是我们的时间窗口是所有  $\Delta T$  的加和，独立 S1 的事例率为  $n_{iso} = N_{iso}/\Sigma(\Delta T)$ 。

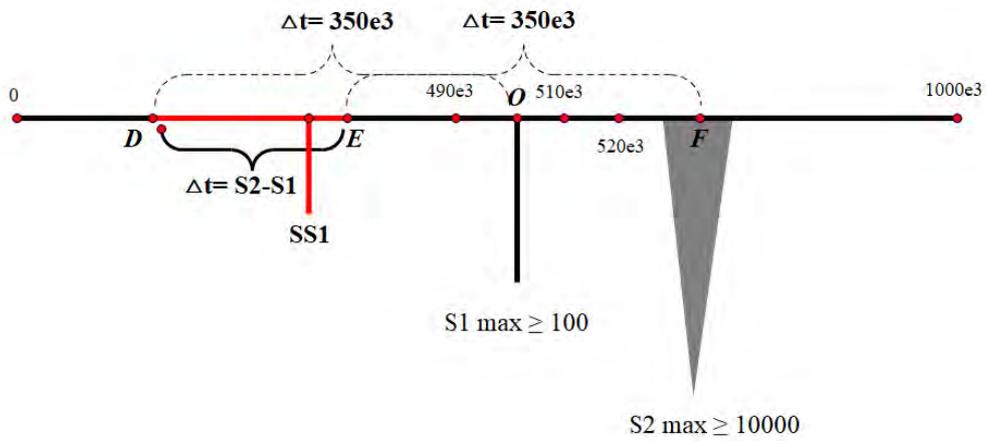
以 Run9 为例，第一种方法得到的独立 S1 事例率为 1.8Hz，第二种方法只给出第一种方法一半的结果，说明在分析中存在系统误差。后面我们发现第一种方法中选出的独立 S1 与波形中最大 S1 之间并不是完全独立，两者之间的时间差成指数衰减 [6]，拟合得到的常数平台值为 0.5Hz，我们认为这部分是由真正独立 S1 贡献的。为了验证我们的算法，我们取了一系列随机触发的事例，也就是第三种方法，得到的独立 S1 的事例率为： $0.41 \pm 0.2\text{Hz}$ 。最终我们采用 0.41Hz 用作 Run10 的分析中。

### 6.3.2 独立 S2 的筛选

独立 S2 的筛选比较简单直接，我们只需要找到在整个波形里只有 S2，没有 S1 的事例，独立 S2 的事例通常来自门电极和气氛中。在 PandaX-I 期间独立 S2 的计数为 240/day，但在 PandaX-II 期间增加到 1500/day，事例的增加主要为门电极事例，详细的解释可以参考 [39]。



a) 独立 S1 筛选方法 1



b) 独立 S1 筛选方法 2

图 6-7: 独立 S1 事例的两种选择方法, 第一种方法要求没有 S2 信号, 第二种方法中有正常的 S1 和 S2。

### 6.3.3 随机匹配独立的 S1 和 S2

我们已经得到了独立 S1 和 S2 的事例率  $nS1_{iso}$  和  $nS2_{iso}$ ，则偶然符合事例的事例率为：

$$n_{acc} = \tau \times nS1_{iso} \times nS2_{iso} \quad (6-2)$$

$\tau$  为符合时间窗口。我们可以得到上述选择出来的独立 S1 和独立 S2 的能谱，就可以将他们随机匹配，来模拟偶然符合事例，两者之间的时间差同样随机取值，就可以得到偶然符合事例的概率密度分布函数，如图 6-8。

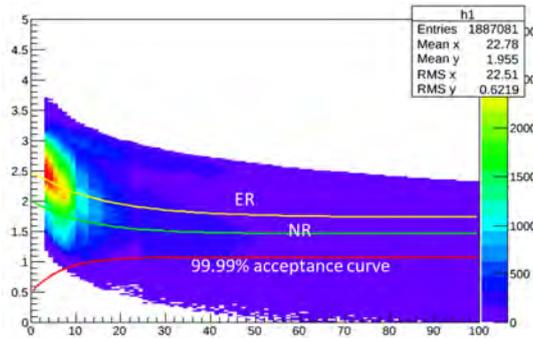


图 6-8: 偶然符合本底概率密度分布，黄颜色的为 ER 中心线，绿颜色为 NR 中心线，红颜色是 99.99% 接收线

## 6.4 PandaX-II 最终暗物质候选事例

目前 PandaX-II 已经发表的数据包括 Run8, Run9 和 Run10, 在 Run10 之后，我们又采了一年的数据，称为 Run11。这期间我们对数据分析进行了大量优化更新，包括本文前两章节的内容。Run11 整体数据分析工作还没有完成，暂不包含在本文讨论范围内。在前两章中我们已经总结 Run9 和 Run10 之间非均匀性修正，探测器参数 ( $g1, g2$ ) 和 NEST 模型之间的不同，在这里为了叙述问题的方便，我们再列出这三个 Run 的基本信息，如表 6-3,

我们可以看到三组数据之间最大的不同为 FV，除此之外，Run10 的阴极电压低于 Run8 和 Run9，其描述如下：

#### 1. Run8-Run9

升级： $^{85}\text{Kr}$  含量下降十倍；更新的位置重建算法，新的位置重建算法让我们把 FV r cut 从 244.9mm 扩大到 268.3mm [6]；更好的电子寿命；更好的刻度 ( $\text{CH}_3\text{T}$

Run	Duration (day)	FV	Gate Voltage (kV)	Cathode Voltage (kV)
Run8	19.1	$\Delta T$ , 20-346 $\mu s$ R<244.9mm,306kg	-4.95	-29
Run9	79.6	$\Delta T$ 18-310 $\mu s$ R<268.3mm,329kg	-4.95	-29.3
Run10	77.1	$\Delta T$ 20-350 $\mu s$ R<268.3mm,361.5kg	-4.95	-24

表 6-3: PandaX-II 不同 Run 的数据总结

刻度, Am-Be 刻度); 使用 BDT 减少偶然符合本底等。问题: 宇宙线激发  $^{127}\text{Xe}$ , 导致低能本底增加, 为了排除  $^{127}\text{Xe}$  造成的 X-event 影响 [39], 我们把  $\Delta T$  cut 缩小为 18-310 $\mu s$ 。

#### 2.Run9-Run10

升级:  $^{85}\text{Kr}$  进一步减少;  $^{127}\text{Xe}$  本底下降 20 倍, 可以不再考虑  $^{127}\text{Xe}$  X-event 的影响, 如此, FV 扩大 10%; 更仔细的刻度分析; 对高能事例使用专门 bottom only mapping 等。问题: 由于打火导致阴极电压只能加到 24kV, 无法恢复之前 29kV, 同时 PMT 增益下降, 带来 ZLE 效率问题; 由于  $\text{CH}_3\text{T}$  无法完全除去, 引入一部分  $\text{CH}_3\text{T}$  刻度本底。

所有事例的选择条件与前一章刻度部分的介绍一致, 包括单次散射, Quality, S1 Veto, S1 and S2 range, FV 和 BDT, PandaX-II 暗物质取数事例率如表 6-4, 最终候选事例的 vertex 分布和电光比例分布如图 6-9。

Cut	Run8		Run9		Run10	
	Number	Rate(Hz)	Number	Rate(Hz)	Number	Rate(Hz)
All	4,779,083	2.89	24,502,402	3.65	18,369,083	2.76
Quality cuts	982,641	0.59	5,160,513	0.75	3,070,111	0.46
range cuts	29,524	$1.78 \times 10^{-2}$	131,097	$1.97 \times 10^{-2}$	111,854	$1.68 \times 10^{-2}$
FV cut	748	$4.52 \times 10^{-4}$	398	$5.79 \times 10^{-5}$	178	$2.8 \times 10^{-5}$
BDT cut	734	$4.44 \times 10^{-4}$	389	$5.66 \times 10^{-5}$	177	$2.66 \times 10^{-5}$
Below NR median	2		1		0	
Total estimated	628 $\pm$ 105		390 $\pm$ 50		177 $\pm$ 33	
Below NR median	2.4 $\pm$ 0.8		3.2 $\pm$ 0.9		1.8 $\pm$ 0.5	

表 6-4: PandaX-II 经过事例选择条件后的候选事例

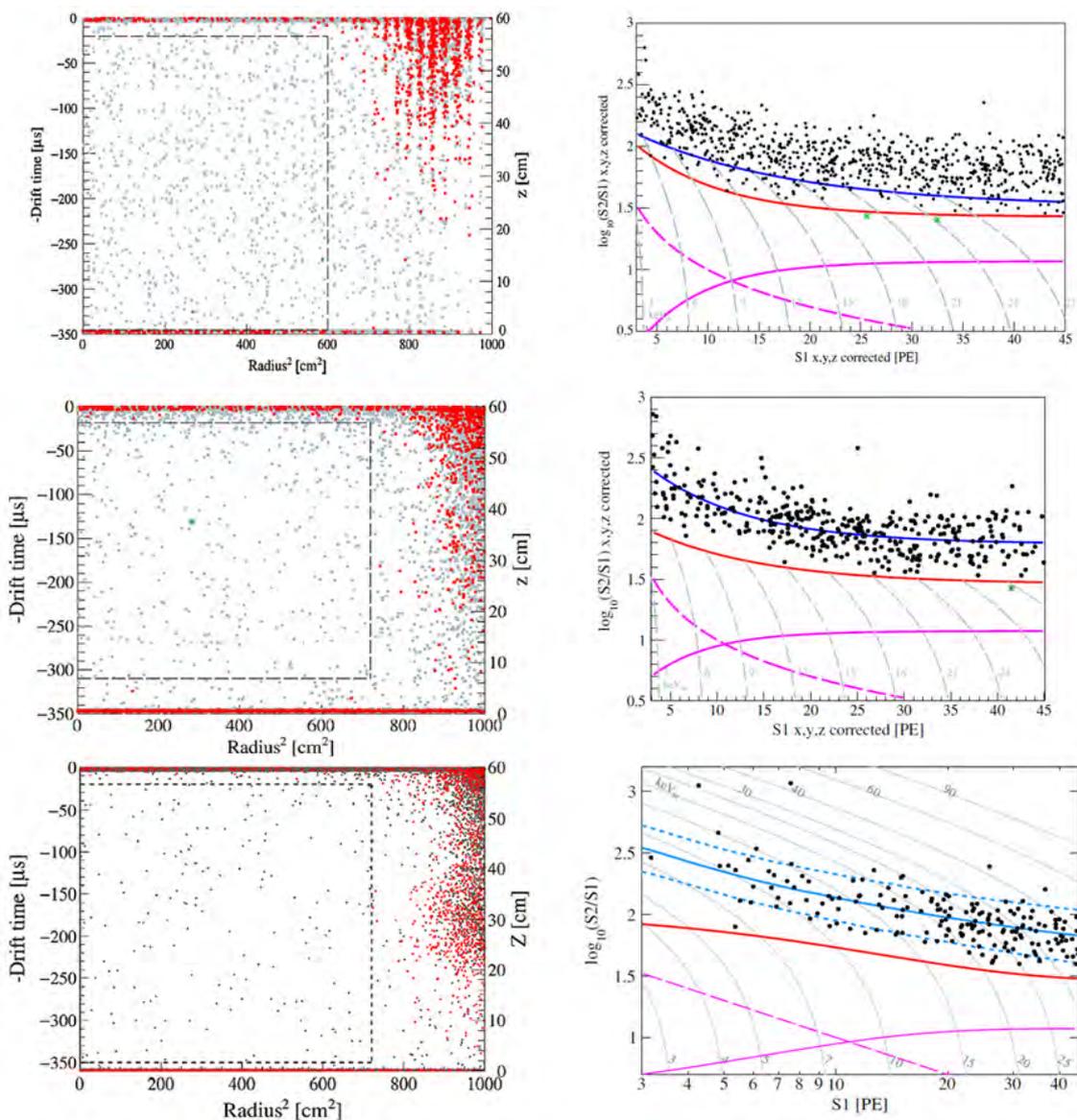


图 6-9: 从上到下依次为 Run8 [36],Run9 [37],Run10 [38] 最终候选事例，左侧为位置分布，右侧为电光比例分布图，图中蓝色实线为 ER 刻度中心线，红色实线为 NR 刻度中心线，紫色实线为 NR99.99% 接受曲线，紫色虚线为 S2PE cut。落到 NR 中心线以下的事例分别为 2, 1, 0 个，在 (a)(b) 中用绿点表示，这三个点的波形信息请见 [39]。

## 7 暗物质与原子核自旋相关的反应

在本章中，我们结合前面所给出的信息，给出 WIMPs 和原子核自旋相关反应（Spin Dependent, SD）的截面上限。需要说明的是，在作者相关论文结果发表时（2017 年）[129]，所用的探测器响应以及刻度等分析还没有更新到前几章所介绍的内容，所以为了保持一致性，在这章中给出的结果均为论文发表时所用的参数。

最后，我们简述 PandaX-II 实验最新的实验结果并给出总结和展望。

### 7.1 WIMP-原子核自旋相关的反应

在第一章中，我们介绍了 WIMPs 与原子核发生弹性散射时能量沉积的方式，在这里，我们将考虑原子核自旋，来讨论 WIMPs 与原子核散射截面的计算。

如前文所述，一个质量为  $m$  的 WIMP 粒子与质量为  $M$  的原子核发生弹性散射的沉积能量为  $E = (\mu^2 v^2 / M) (1 - \cos \theta)$ ，其中  $\mu$  为约化质量， $v$  为 WIMP 相对原子核的速度， $\theta$  为质心系的散射角度。我们用微分散射率（Differential event rate, 单位为 /keV/kg/day）来表示 WIMPs 与原子核散射的事例率，表示如下（计算过程根据 [130]）：

$$\frac{dR}{dE} = \frac{\sigma^A(q)}{2m\mu^2} \rho \eta(E, t) \quad (7-1)$$

式中  $q = \sqrt{2ME}$  是核反冲动能， $\sigma^A(q)$  是 WIMP 和原子核的散射截面， $\rho$  为地球周围暗物质密度，在本文中我们使用  $0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ ， $\eta(E, t)$  为速度倒数的平均，这里  $t$  代表暗物质速度相对探测器的时间相关因子。WIMPs 在银河系中的速度分布遵循麦克斯韦速度分布，最可几速率为  $v_0 = 220 \text{ km/s}$ ，其速度的上限对应银河系逃逸速度  $v_{\text{esc}} = 544 \text{ km/s}$ 。

在介绍 SD 反应时，通常我们给出两种极限情况的计算，要么 WIMPs 只于中子反应，要么至于质子反应，两者之间的耦合计算，请见 [131]。我们知道，在计算一个原子核的整体自旋时，如果质子数和中子数都为偶数，则整体自旋平均值为 0，所以 SD 的分析，只能使用原子核序数为奇数的同位素。对液氙（ $Z=54$ ）来说，奇数核包括  $^{129}\text{Xe}$  和  $^{131}\text{Xe}$ ，这里中子为奇数，质子为偶数，所以可以简单想象核与中子的 SD 反应要大于质子。 $^{129}\text{Xe}$  和  $^{131}\text{Xe}$  在氙中的丰度分别为 26.4% 和

21.2%。

WIMP 与原子核 SD 反应的截面可以表示为：

$$\sigma_{p,n}^A(q) = \frac{4\pi\mu^2 S_{p,n}(q)}{3(2J+1)\mu_{p,n}^2} \sigma_{p,n} \quad (7-2)$$

式中  $\sigma_{p,n}$  为 WIMP-质子或 WIMP 中子的散射截面， $\mu_{p,n}$  表示 WIMP-质子或 WIMP 中子的约化质量， $J$  为原子核的整体角动量，其中  $^{129}\text{Xe}$   $J=1/2$ ,  $^{131}\text{Xe}$   $J=3/2$ 。  $S_{p,n}(q)$  是自旋结构因子，来自于原子核壳模型的计算（Shell model），在本文中，我们使用的是 Klos 等人最新的计算结果 [132] [133]，如图 7-1。在图中我们看到对于  $^{129}\text{Xe}$  和  $^{131}\text{Xe}$  来说，中子的自旋结构因子比质子大，这与前文所述一致，这里需要说明的是，自旋结构因子的计算不是单独只考虑中子或者单独质子，当等效场论中结合两体流（two-body currents）时，中子也会对质子 SD 反应有贡献，这样中子 SD 反应就会受到抑制，同时质子 SD 反应会加强。关于自旋结构因子的计算还有别的文献 [134] [135]，关于这些计算之间的比较请参考 [136]。

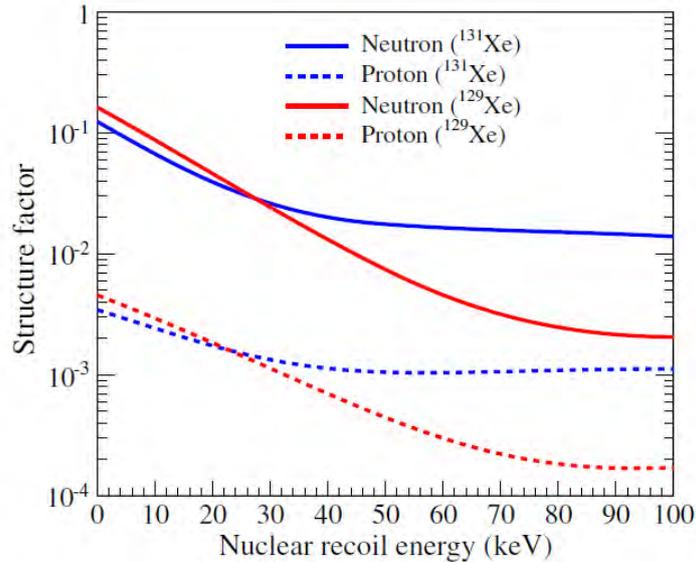


图 7-1: 自旋结构因子与反冲能量的关系。实线为中子，虚线为质子；红色线表示  $^{129}\text{Xe}$ ，蓝色线表示  $^{131}\text{Xe}$ 。

在计算液氙中 SD 事例率时，我们需要把  $^{129}\text{Xe}$  和  $^{131}\text{Xe}$  产生的反应加在一起。为了展示 WIMP 与原子核 SD 反应的能谱和反应事例率，这里我们取 WIMP 的两个质量点，40GeV 和 400GeV，并假定  $\sigma_n = 10^{-40}$  和  $\sigma_p = 10^{-41}$ ，这里质子截面高是为了可以跟中子放在一起比较，如图 7-2

如本章开始所述，在进行 SD 分析时所用参数并不是前几章中更新过的内容，

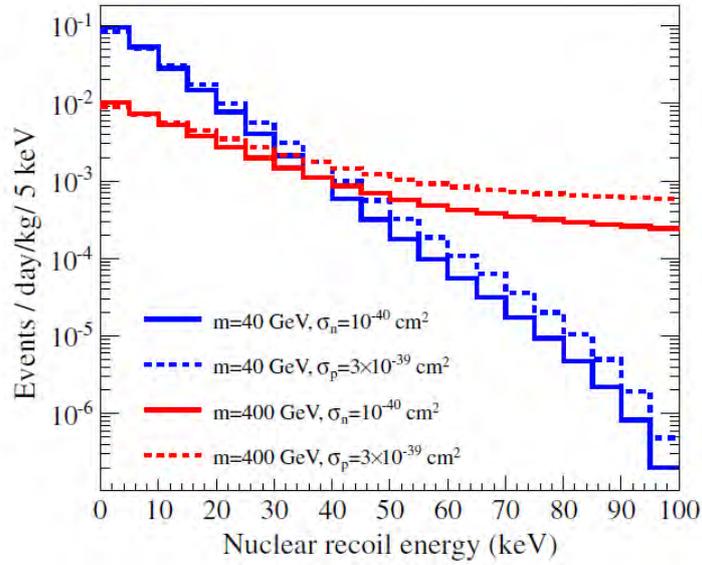


图 7-2: WIMP 与原子核 SD 反应的能谱, y 轴对应事例率, 单位为/day/kg/5keV。蓝色线代表 40GeV 的 WIMP, 红线代表 400GeV 的 WIMP, 实线和虚线分别代表中子和质子。

这里把所用数据的信息在表 7-1中总结:

dataset	duration (day)	PED (%)	SEG (PE)	EEE (%)	Gate (kV)	Cathode (kV)	S2 efficiency (F-D function)	S1 efficiency (F-D function)
run8	19.1	11.66	22.1	48.13	4.95	29.0	79.3,20.8	3.61 0.62
run9-1	2.03	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-2	1.14	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-3	4.51	11.14	26.9	64.3	5.28	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-4	1.17	11.14	26.7	69.7	5.45	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-5	2.31	11.14	26.9	64.3	5.28	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-6	4.59	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-7	18.3	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-8	0.56	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-9	2.34	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-10	11.57	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-11	5.12	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-12	11.36	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-13	6.36	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91
run9-14	8.24	11.14	24.4	54.5	4.95	29.3	72.16,18.45	0.24,1.91

表 7-1: Run8 和 Run9 数据总结

在得到能谱之后,我们就可以把上表中的参数输入 NEST 模型(注意,在 Run9

中, 还包含 BDT 效率), 得到 WIMP 与原子核 SD 反应的 PDF, 这里我们用时长最长的 run9-7 为例, 给出 10GeV, 100GeV, 1000GeV WIMP-neutron 和 WIMP-proton SD 反应的二维 PDF 示意图, 如图 7-3, 二维 PDF 包含除 S1 range cut 外的所有 cut。

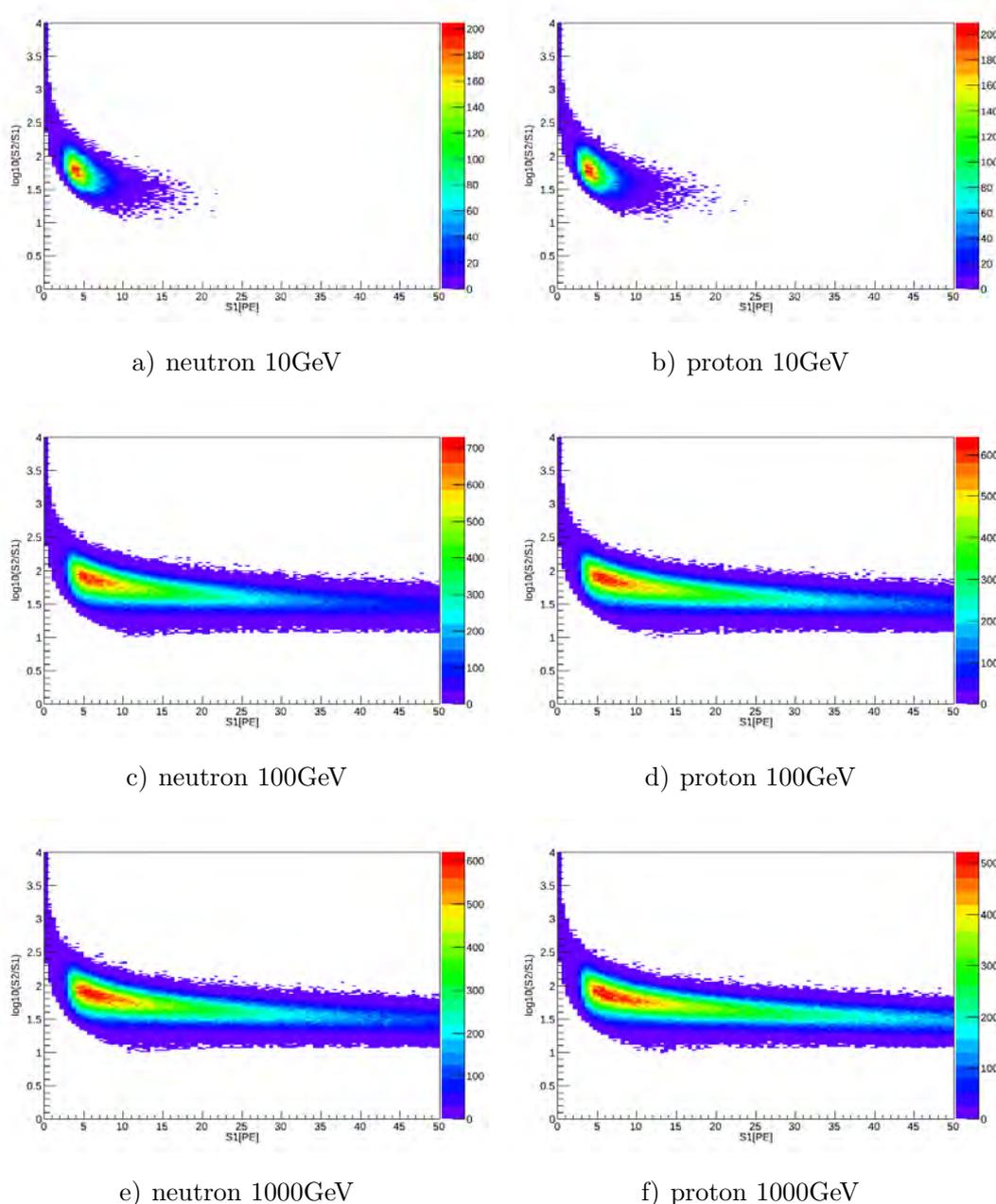


图 7-3: WIMP 和原子核 SD 反应二维 PDF 图, 左侧为中子, 右侧为质子这里除了没有加 S1 range cut 已经包含了的所有效率。

同时，为了对比，我们也给出上一章中介绍的 ER 和 NR 本底二维 PDF，如图 7-4。

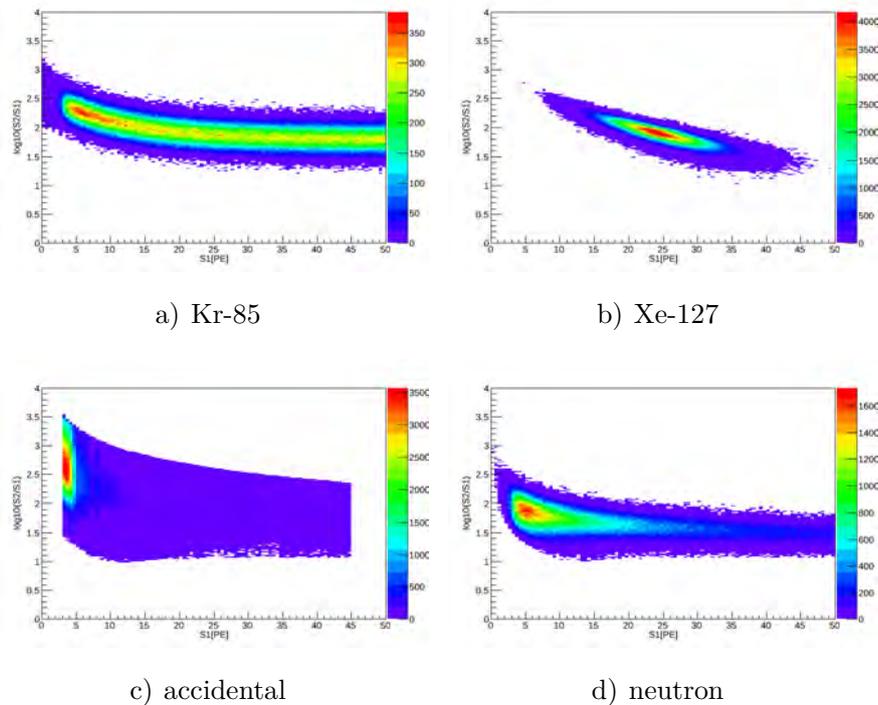


图 7-4: PandaX-II 本底二维 PDF 图，其余 ER 本底都是平的的能谱，其 PDF 与 kr-85 一致，这里除了没有加 S1 range cut 已经包含了的所有效率。

对于每一个 WIMP 质量，我们都有一个响应的 PDF，通过比较加了所有的数据选择条件和完全没有选择条件的比值，我们就可以得到该质量 WIMP 的探测效率，其结果如图 7-5，对于 SD 反应来说，低质量 WIMP 探测效率较低，在 10GeV 时  $\sim 2\%$ ，在高质量时可以到  $\sim 45\%$ ，中子质子以及自旋不相关 (Spin Independent, SI) 探测效率的区别在于其能谱的不同。

## 7.2 Profile likelihood fitting

WIMP 原子核 SD 反应截面上限的计算跟 WIMP 原子核 SI 反应一致 [37]，我们给出一些列 WIMP 质量和 SD 截面的网格  $(m_\chi, \sigma_{\chi,n,p})$ ，通过定义 profile likelihood ratio [137] 作为统计检测 (test statistic)，这种方法会使用所有候选事例。

我们定义 un-binned profile likelihood function 如下：

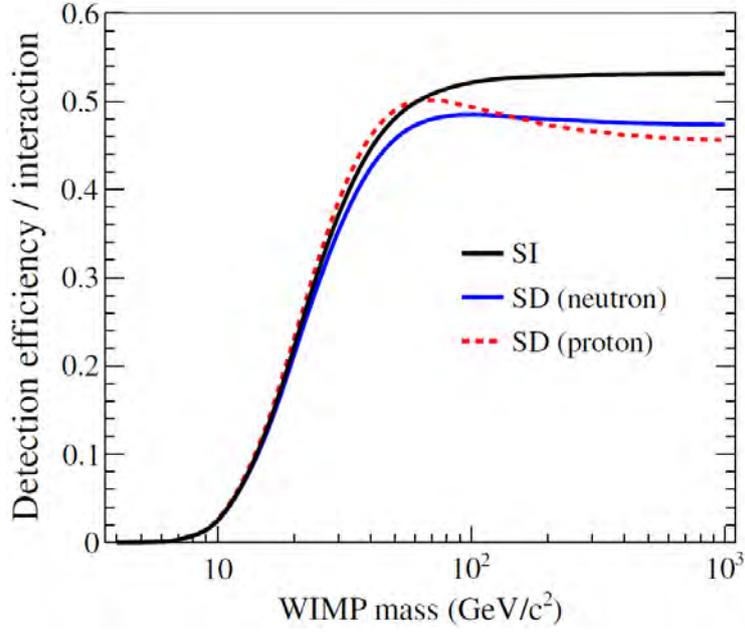


图 7-5: WIMP 每次沉积能量后, 探测器对此能量沉积的探测效率。横轴为 WIMP 质量, 蓝线为 WIMP-neutron SD 反应, 红线为 WIMP-proton SD 反应, 为了对比, 自旋不相关的探测效率也列在一起, 图中黑线。

$$\mathcal{L}_{\text{pandax}} = \left[ \prod_{n=1}^{\text{nset}} \mathcal{L}_n \right] \times \left[ G(\delta_{\text{DM}}, \sigma_{\text{DM}}) \prod_b G(\delta_b, \sigma_b) \right]$$

左侧为 profile likelihood 定义, 式中 n 代表 15 组 dataset, 定义见下式。右侧为冗余项 [138], 包括暗物质和本底部分。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_n = & \text{Poiss} (N_{\text{meas}}^n | N_{\text{fit}}^n) \\ & \times \left[ \prod_{i=1}^{N_{\text{mes}}} \left( \frac{N_{\text{DM}}^n (1 + \delta_{\text{DM}}) P_{\text{DM}}^n (S1^i, S2^i)}{N_{\text{fit}}^n} \right. \right. \\ & \left. \left. + \sum_b \frac{N_b^n (1 + \delta_b) P_b^n (S1^i, S2^i)}{N_{\text{fit}}^n} \right) \right] \end{aligned}$$

$N_{\text{meas}}^n$  为所有候选事例数,  $N_{\text{fit}}^n$  为预期事例数,  $N_{\text{DM}}^n$  和  $N_b^n$  分别为 WIMP 和本底数据,  $P_{\text{DM}}^n(S1, S2)$  和  $P_b^n(S1, S2)$  为其对应的 PDF。  $\delta_{\text{DM}}$  和  $\delta_b$  为数据和本底的冗余项, 这里本底包括  $^{127}\text{Xe}$ (20%),  $^{85}\text{Kr}$ (18%), 其他 ER(20%), 偶然符合本底(20%), 中子本底(50%)。对 WIMP 反应, 我们还加了  $\delta_{\text{DM}}$  冗余项, 通过 NEST 不同参数和 PED EEE 等误差, 我们将  $\delta_{\text{DM}}$  定为 20%。

对于每一个给定的 WIMP 质量，我们可以得到两个最大似然值，一个来自最佳拟合  $\sigma_{best}$ ，另一个为给定的  $\sigma$ 。因为似然函数中包含一些列不知道的参数，我们定义一个统计检测量  $q_\sigma$ ，类似 [137] 中的  $\Delta\chi^2$ 。

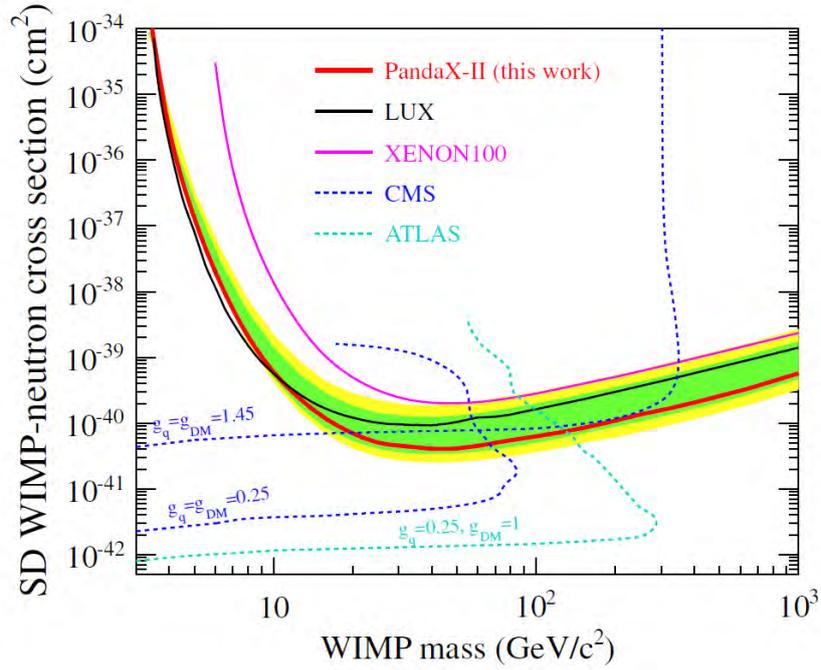
$$q_\sigma = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\sigma) & \sigma > \sigma_{best} \\ 0 & \sigma < \sigma_{best} \end{cases} \quad (7-5)$$

这里  $\lambda(\sigma)$  是  $\sigma$  和  $\sigma_{best}$  最大似然值的比例，我们使用  $q_\sigma$  作为计算上限的变量。我们通过 CLs 方法得到 90% 置信水平的上限 [39]。

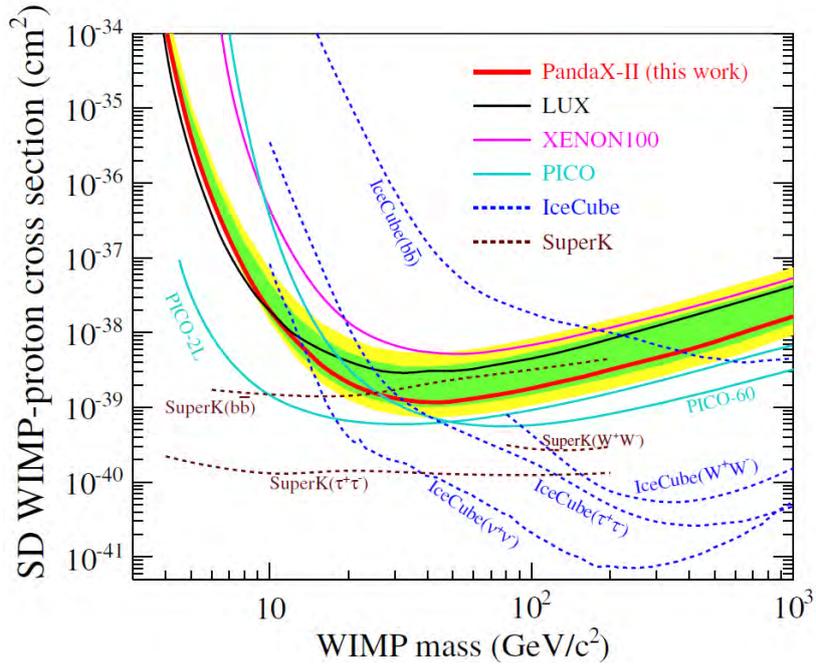
### 7.3 PandaX-II WIMP 与原子核自旋相关反应的实验结果

综合以上的分析，我们得到了 WIMP-neutron 和 WIMP-proton 反应截面的上限，如图 7-6，最低的排除点为 40GeV 时，WIMP-neutron 和 WIMP-proton SD 反应截面上限为  $4.1 \times 10^{-41} \text{cm}^2$  ( $1.2 \times 10^{-39} \text{cm}^2$ )，此结果本文作者以通讯作者身份发表在 [129]。对撞机的 DM 寻找，也可以给出相关的结果，例如 CMS [42] 和 ATLAS [44] 对单能 jet 的分析，它们根据“simplified”暗物质模型的结果也列在图中。我们 WIMP-neutron 截面比 WIMP-proton 低得多，这是因为液氙质子数为偶数，中子数为基数，成对的核子会抵消自旋。我们也注意到 PICO 实验 [45] [46] 给出更低的 WIMP-proton 反应截面上限曲线，是因为 F 原子核有奇数的质子。间接探测实验 IceCube [47] 和 Super-K [48] 实验也可以根据 WIMP 不同的衰变通道给出上限。

以上结果使用了 Run8 和 Run9 数据，截止目前为止，PandaX 已经发表了包含 Run10 数据的结果，40GeV WIMP-neutron SD 反应截面上限提高到  $1.6 \times 10^{-41} \text{cm}^2$ ，提高了 2 倍左右 [139]，如图 7-7。目前 XENON1T 1ton-year 的数据给出最好的 30GeV WIMP-neutron SD 反应截面为  $6.3 \times 10^{-42} \text{cm}^2$  [50]。

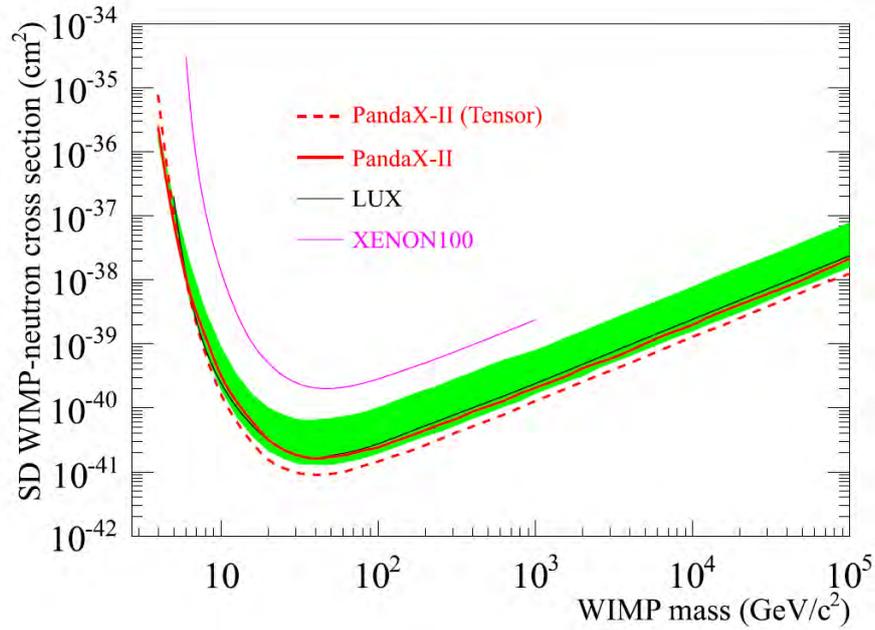


a) WIMP-中子反应截面

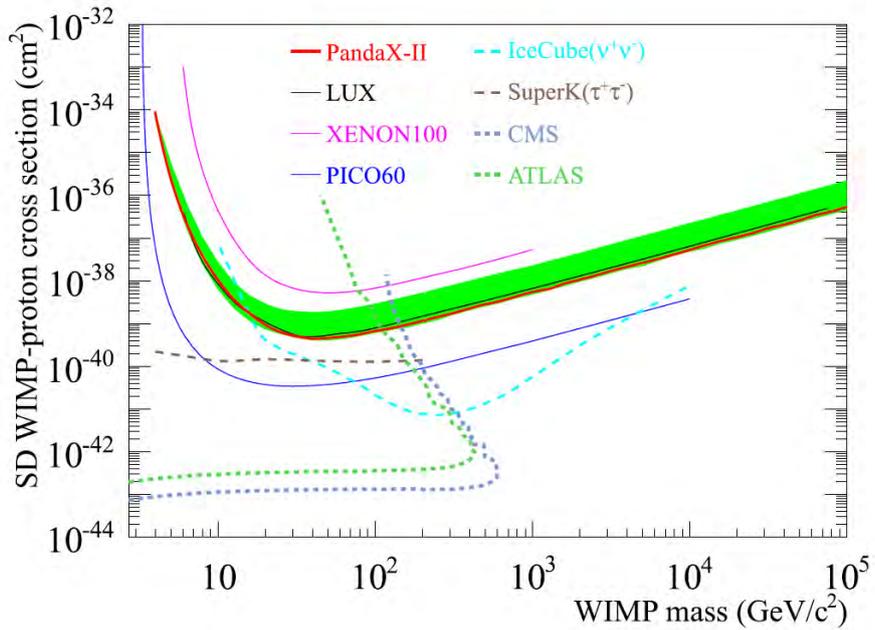


b) WIMP-质子反应截面

图 7-6: PandaX-II90% 置信水平 WIMP-neutron 和 WIMP-proton 反应截面的上限, 上限曲线在  $1\sigma$  范围之内。图中还包括近期来自其他实验的结果: LUX [40],XENON100 [41],CMS mono-jet [42] [43],ATLAS mono jet [44],PICO-2L [45],PICO-60 [46],IceCube [47] 和 Super-K [48]



a) WIMP-中子反应截面



b) WIMP-质子反应截面

图 7-7: 综合 Run9 和 Run10 数据的 WIMP-neutron 和 WIMP-proton 反应截面的上限。图中还包括近期来自其他实验的结果: LUX [49], XENON100 [50], CMS mono-jet [51] [43], ATLAS mono jet [52], PICO-2L [45], PICO-60 [53], IceCube [47] 和 Super-K [48]

## 8 总结和展望

PandaX-II 预计将于 2019 年下半年结束, PandaX-II 总共累计了 139t-day 曝光量的暗物质数据, 在 PandaX-II 暗物质取数完成后, 我们进行了一系列刻度, 电场相关, 循环流速相关等研究, 这些研究带给我们宝贵的经验。针对在 PandaX-II 运行期间出现的一些事故, 我们也仔细分析了其原因, 并且在升级实验中加入优化方案。虽然面对世界上同类实验激烈的竞争, 但 PandaX-II 在 2017 年取得过世界最佳 WIMP 反应截面上限的结果, 这让我们对后续升级实验 (PandaX-4T) 充满信心。

我们对 PandaX-4T 做简单介绍 [2], PandaX-4T 位于 CJPL-II B2 试验大厅, 整个 TPC 安置在一个 13m 高, 10m 直径的水罐里, TPC 直径 1.2m, 高度 1.3m 8-1 a), TPC PMT 整列包括 368 道 R11410 3 英寸 PMT, 顶部 169 道, 底部 199 道, 同时还有 131 道 1 英寸 veto PMT, 顶部底部分别为 65 道和 66 道。PandaX-4T 实验充分吸取 PandaX-II 实验的设计经验, 在系统运行的稳定性方面将会有更好的表现。

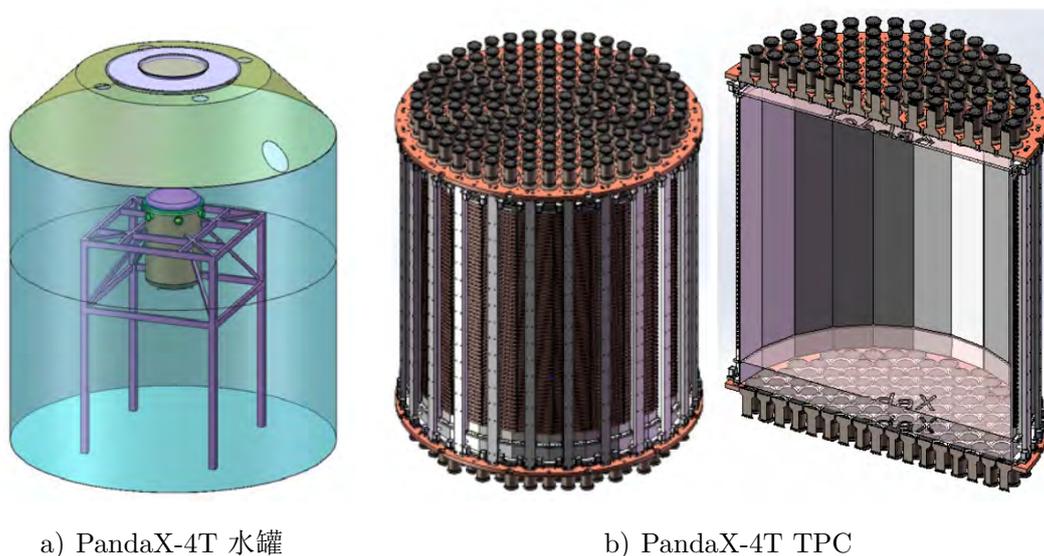


图 8-1: PandaX-4T 水罐和 TPC 示意图

在 PandaX-4T 中, 所有的本底都会受到严格的控制, 我们通过 MC 得到放射性本底, 如图 8-2, 主要的本底来源包括材料放射性,  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  等稀有气体, 同

时  $^{136}\text{Xe}$  和中微子本底不再能忽略。表中 8-1 列出了低能 ER 和 NR 本底，我们希望新的精馏塔可以进一步降低  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  本底。

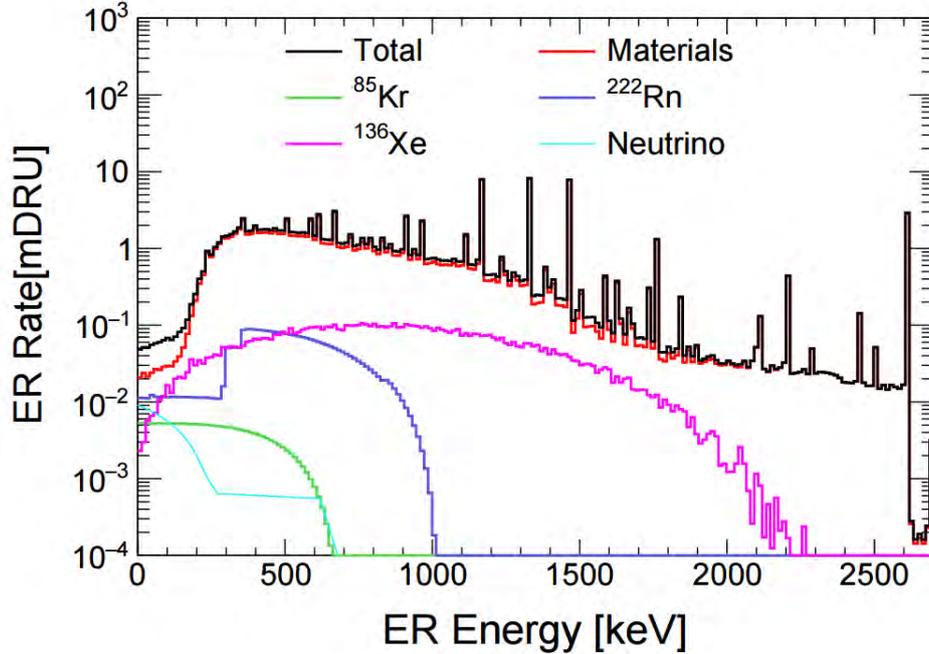


图 8-2: PandaX-4T 预期的 ER 本底

本底来源	电子反冲 [mDRU]	中子反冲 [mDRU]
探测器材料	$0.0210 \pm 0.0042$	$2.0 \pm 0.3 \cdot 10^{-4}$
$^{222}\text{Rn}$	$0.0114 \pm 0.0012$	-
$^{85}\text{Kr}$	$0.0053 \pm 0.0011$	-
$^{136}\text{Xe}$	$0.0023 \pm 0.0003$	-
中微子	$0.0090 \pm 0.0002$	$0.8 \pm 0.4 \cdot 10^{-4}$
总计	$0.049 \pm 0.005$	$2.8 \pm 0.5 \cdot 10^{-4}$

表 8-1: PandaX-4T 本底模拟与要求，表格来自 [2]

在考虑本底之后，我们也给出了 PandaX-4T 预期 WIMP 原子核自旋无关的反应截面上限，如图 8-3 [140]，图中实线对应截止 2019 年暗物质探测的结果，PandaX-II 实验包含所有曝光量的数据分析工作正在进行。XENON1t 实验在 2018 年已经完成运行 [141] 总共积累了 1t-year 曝光量，LUX 实验在 2017 年发表了全部曝光量 33.5t-day 的实验结果 [142]。截止目前，液氙直接探测实验领先高能区 WIMPs 探测，高纯锗探测器在低能区有更好的灵敏度，但是所有实验都是零结果。如图中

所示, 绿色圆圈为 mSUSY [59] 预言的暗物质存在区域, 目前液氙实验已经扫过大约 1/3 的参数空间。对暗物质更猛烈“狩猎”正在展开, 一系列实验正在升级成体积更大, 靶质量更大的实验, 包括 XENON-nT [54], LZ [55], SuperCDMS [57] 等实验。暗物质直接探测不会永远进行下去, 图中褐色区域为中微子本底平台, 比目前 XENON1T 给出的最强上限低 3-4 个数量级。中微子本底主要有三个来源, 太阳中微子, 大气中微子和超新星中微子。举例来说,  $^8\text{B}$  太阳中微子与假定反应截面为  $5 \times 10^{-45} \text{cm}^2$  的 6GeV WIMP 产生的事例数相当, 大气中微子与假定反应截面为  $\sim 10^{-48} \text{cm}^2$  的 100GeV WIMP 产生的事例数相当。当直接探测实验灵敏度接近中微子本底平台时, 则需要更好的排除中微子本底的数据分析手段, 或者调制方式等综合手段的运用。

如第一章介绍中, 暗物质的候选粒子除了本文介绍的 WIMP, 还有各种各样的候选, 根据当前实验给出的结果可以更新理论模型。对于暗物质直接探测实验来说, 实验结果并不依赖于理论模型, 只要有足够超出本底的事例出现, 也就是我们“捕捉”到了暗物质粒子。

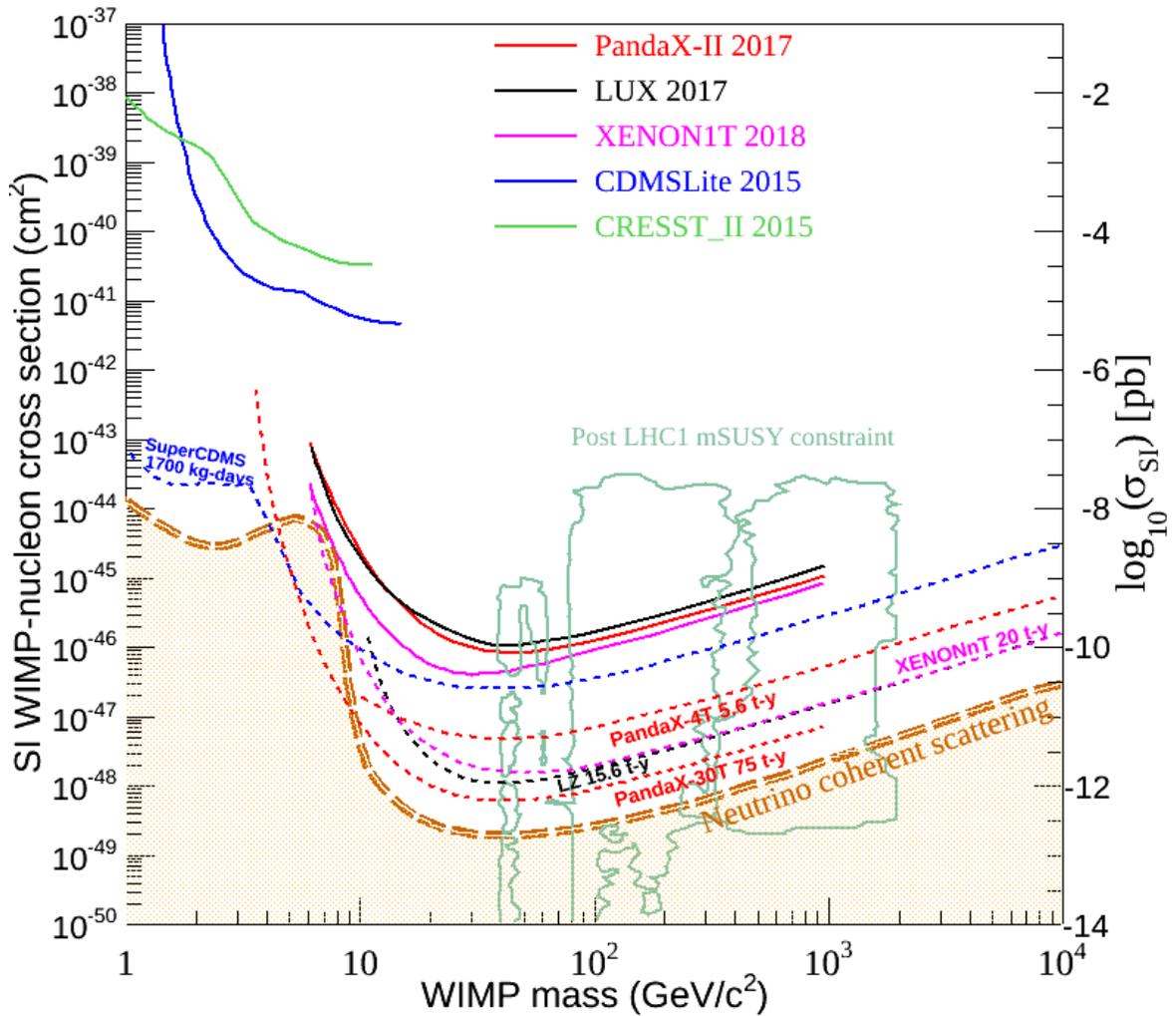


图 8-3: PandaX-4T 自旋无关 (SI) 预期截面, 图中还包括 XENON1T [54], XENONnT [54], LZ [55], DARWIN or PandaX-30T [56], 以及 SuperCDMS [57] 等, 图中中微子平台来自 [58], 绿色圆圈表示 post-LHC-Run1 minimal-SUSY 允许的 WIMP 范围 [59]。



## 参考文献

- [1] <https://en.wikipedia.org/wiki/Xenon>.
- [2] Hongguang Zhang et al(PandaX Collaboration). Dark matter direct search sensitivity of the pandax-4t experiment. arXiv:1806.02229v2.
- [3] K.G. Begeman, A.H. Broeils, and R.H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 523-537:249, 1991.
- [4] Douglas Clowe, Marua Brada, and Anthony H Gonzalez et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal Letters*, 648:L109, 2006.
- [5] J. Tauber et al. Planck 2013 results. i. overview of products and scientific results. arXiv: 1303.5062, 2013.
- [6] 周小朋. 利用 PandaX-II 探测器探测轴子和类轴子粒子. PhD thesis, Beijing university of aeronautics and astronautics, 2018.
- [7] 肖梦蛟. 利用 PandaX 一期的探测器寻找低质量的暗物质. PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University, 2016.
- [8] [https://en.wikipedia.org/wiki/Moore%27s\\_law](https://en.wikipedia.org/wiki/Moore%27s_law).
- [9] R. Bernabei et al. Final model independent result of dama/libra - phase1. *European Physical Journal C*, 73:2648, 2013.
- [10] C. E. Alaseth et al. Cogent: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors. *Physical Review D*, 88:012002, 2013.
- [11] <https://indico.cern.ch/event/653314/contributions/2847176/>.
- [12] R. Agnese et al. Search for low-mass weakly interacting massive particles with supercdms. *Physical Review Letters*, 112:241302, 2014.
- [13] <https://indico.cern.ch/event/653314/contributions/2681550/>.
- [14] <https://indico.cern.ch/event/653314/contributions/2825752/>.
- [15] K. Abe et al. Light wimp search in xmass. *Physics Letters B*, 719:78–82, 2013.
- [16] <https://indico.cern.ch/event/653314/contributions/2825726/>.
- [17] <https://indico.cern.ch/event/653314/contributions/2825769/>.

- 
- [18] P.-A. Amaudruz et al. First results from the deap-3600 dark matter search with argon at snolab. *Phys. Rev. Lett.*, 121:071801.
- [19] A. C. Hollis Hallet. Argon, helium and the rare gases. Interscience Publishers, 1961.
- [20] E. Aprile and T. Doke. Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. *RevModPhys*.82.2053.
- [21] A. Hitachi and T. Takahashi. Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon. *Physical Review B*, 27:5279, 1983.
- [22] Kaixuan Ni. Development of a Liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search. PhD thesis, COLUMBIA UNIVERSITY, 2006.
- [23] Jianmin Li, Xiangdong Ji, and Wick Haxton et al. The second-phase development of the china jinping underground laboratory. *Physics Procedia*, 2015.
- [24] <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/chartNuc.jspei>.
- [25] D.S. Akerib et al. Low-energy (0.7-74 keV) nuclear recoil calibration of the lux dark matter experiment using d-d neutron scattering kinematics. arXiv:1608.05381.
- [26] A. Manzur et al. Scintillation efficiency and ionization yield of liquid xenon for monoenergetic nuclear recoils down to 4 keV. *PhysRevC*.81.025808.
- [27] Matthew Anthony Elena Aprile and Qing Lin et al. Simultaneous measurement of the light and charge response of liquid xenon to low-energy nuclear recoils at multiple electric fields. *Phys. Rev. D* 98, 112003 (2018).
- [28] E. Aprile et al. *PhysRevLett*.97.081302.
- [29] P. Sorensen, J. Angle, and E. Aprile et al. Lowering the low-energy threshold of xenon detectors. arXiv:1011.6439.
- [30] E. Aprile et al. *PhysRevD*.88.012006.
- [31] G. Plante, E. Aprile, and R. Budnik et al. New measurement of the scintillation efficiency of low-energy nuclear recoils in liquid xenon. *PhysRevC*.84.045805(2011).
- [32] M. Horn and Yu et al D. Belov, V.A. Nuclear recoil scintillation and ionisation yields in liquid xenon from zeplin-iii data. arXiv:1106.0694.

- 
- [33] L. Baudis and C. Dujmovic, H. and1 Geis et al. Response of liquid xenon to compton electrons down to 1.5 keV. *PHYSICAL REVIEW D* 87, 115015 (2013).
- [34] L.W. Goetzke, E. Aprile, and M. Anthony et al. Measurement of light and charge yield of low-energy electronic recoils in liquid xenon. *Phys. Rev. D* 96, 103007 (2017).
- [35] Jialing Fei Qing Lin and Fei Gao 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. *Phys. Rev. D* 92, 032005 (2015).
- [36] Andi Tan et al(PandaX Collaboration). Dark matter search results from the commissioning run of pandax-ii. *PHYSICAL REVIEW D* 93, 122009 (2016).
- [37] Andi Tan, Mengjiao Xiao, Xiangyi Cui, et al. Dark matter results from first 98.7 days of data from the pandax-ii experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 117, 2016.
- [38] Xiangyi Cui et al(PandaX Collaboration). Dark matter results from 54-ton-day exposure of pandax-ii experiment. *PhysRevLett*.119.181302.
- [39] Pengwei Xie. A search of Spin-Independent WIMP-Nucleon Interactions using the PandaX-I and PandaX-II Detectors. PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University, July 2016.
- [40] Akerib et al (LUX Collaboration). Results on the spin-dependent scattering of weakly interacting massive particles on nucleons from the run 3 data of the lux experimen. *Phys. Rev. Lett.* 116, 161302.
- [41] E. Aprile et al(XENON Collaboration). Xenon100 dark matter results from a combination of 477 live days. *Phys. Rev. D* 94, 122001.
- [42] V. Khachatryan et al (CMS Collaboration). *Eur. Phys. J. C* 75, 235 (2015).
- [43] S. A. Malik et al. *Phys. Dark Univ.* 9-10, 51 (2015).
- [44] M. Aaboud et al (ATLAS Collaboration). *Phys. Rev. D* 94,032005 (2016).
- [45] C. Amole et al (PICO Collaboration). Improved dark matter search results from pico-2l run 2. *Phys. Rev. D* 93, 061101 (2016).
- [46] C. Amole et al (PICO Collaboration). Dark matter search results from the pico-60 cf3i bubble chamber. *Phys. Rev. D* 93, 052014 (2016).
- [47] M. G. Aartsen et al (IceCube Collaboration). Improved limits on dark matter annihilation in the sun with the 79-string icecube detector and implications for supersymmetry. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 04 (2016) 022.

- [48] K. Choi et al (Super Kamiokande Collaboration). Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the sun by superkamiokande. *Phys. Rev. Lett.* 114, 141301.
- [49] D. S. Akerib et al. Limits on spin-dependent wimp-nucleon cross section obtained from the complete lux exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 118:251302, Jun 2017.
- [50] E. Aprile et al. Constraining the spin-dependent wimp-nucleon cross sections with xenon1t. *Phys. Rev. Lett.*, 122:141301, Apr 2019.
- [51] The CMS collaboration. Search for dark matter produced with an energetic jet or a hadronically decaying w or z boson at  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ . *Journal of High Energy Physics*, Jul 2017.
- [52] The ATLAS collaboration. Search for dark matter and other new phenomena in events with an energetic jet and large missing transverse momentum using the atlas detector. *Journal of High Energy Physics*, 2018:126, Jan 2018.
- [53] C. Amole et al (PICO Collaboration). Dark matter search results from the PICO-60  $\text{C}_3\text{F}_8$  bubble chamber. *Phys. Rev. Lett.* 118, 251301.
- [54] E. Aprile et al (XENON Collaboration). Physics reach of the xenon1t dark matter experiment. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*.
- [55] Akerib et al (LUX Collaboration). Lux-zeplin (lz) conceptual design report. arXiv:1509.02910.
- [56] J. Aalber et al (DARWIN Collaboration). Darwin: towards the ultimate dark matter detector. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*.
- [57] R. Agnese et al (SuperCDMS Collaboration). Projected sensitivity of the supercdms snolab experiment. *Phys. Rev. D* 95, 082002.
- [58] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, and L. Strigari. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Phys. Rev. D* 89, 023524.
- [59] E.A. Bagnaschi et al. Supersymmetric dark matter after lhc run 1. arXiv:1508.01173.
- [60] Rubin, C. Vera, Jr. Ford, and W. Kent. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *The Astrophysical Journal*, 159:379, 1970.

- 
- [61] E. Hubble and M. L. Humason. The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae. *apj*, 74:43, July 1931.
- [62] Planck Collaboration. Planck 2015 results i overview of products and scientific results. *A&A*, 594:A1, 2016.
- [63] Rubin, Ford, W. K., and Thonnard, N. Extended rotation curves of highluminosity spiral galaxies. iv - systematic dynamical properties, sa through sc. *Astrophys. J.*, 108-111:43, 1978.
- [64] Rubin, W. K. Ford, and N. Thonnard. Rotational properties of 21 sc galaxies with a large range of luminosities and radii from ngc 4605 ( $r=4$  kpc) to ugc 2885 ( $r=122$  kpc). *Astrophys. J.*, 471-487:238, 1980.
- [65] Dennis Walsh, Robert F Carswell, and Ray J Weymann. 957+ 561 a, b: twin quasistellar objects or gravitational lensing. *Nature*, 1979.
- [66] Nick Kaiser and Gordon Squires. Mapping the dark matter with weak gravitational lensing. *The Astrophysical Journal*, 404:441–450, 1993.
- [67] J Anthony Tyson, F Valdes, and RAWenk. Detection of systematic gravitational lens galaxy image alignments-mapping dark matter in galaxy clusters. *The Astrophysical Journal*, L1-L4:349, 1990.
- [68] K.L. AKIYAMA, K.and BOUMAN and D. WOODY. The shadow of the supermassive black hole. *Astrophysical Journal Letters*, 2019, 875(1).
- [69] [https://en.wikipedia.org/wiki/Gravitational\\_lens](https://en.wikipedia.org/wiki/Gravitational_lens).
- [70] Arno A Penzias and Robert Woodrow Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142:419–421, 1965.
- [71] R Komatsu, J Dunkley, and MR Nolta et al. Five-year wilkinson microwave anisotropy probe observations: cosmological interpretation. *The Astrophysical journal. Supplement series*, 180(2):330 (2009).
- [72] J. Tauber et al. Planck 2013 results. xvi. cosmological parameters. *arXiv:1303.5076*, 2013.
- [73] Patrignani et al, C. Review of particle physics. *Chin. Phys.* 2016, C40(10): 100001.
- [74] Hans Peter Nilles. Supersymmetry, supergravity and particle physics. *CPhysics Reports*, 110:1–162, 1984.
- [75] [https://en.wikipedia.org/wiki/Extra\\_dimensions](https://en.wikipedia.org/wiki/Extra_dimensions).

- [76] Frank Wilczek. Asymptotic freedom: From aradox to paradigm. Nobel Lecture, 2004.
- [77] Scott Dodelson and Lawrence M Widrow. Sterile neutrinos as dark matter. *Physical Review Letters*, 72:419–421, 1994.
- [78] [https://en.wikipedia.org/wiki/Dark\\_photon](https://en.wikipedia.org/wiki/Dark_photon).
- [79] [https://en.wikipedia.org/wiki/Higgs\\_boson](https://en.wikipedia.org/wiki/Higgs_boson).
- [80] Heinz Pagels and Joel R Primack. Supersymmetry, cosmology, and new physics at teraelectronvolt energies. *Physical Review Letters*, 48:223, 1982.
- [81] G. Gelmimi and P. Gondolo. Dark matter production mechanism. Cambridge University press, 2010.
- [82] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Gries. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*.
- [83] Chris Savage, Katherine Freese, and Paolo Gondolo. Annual modulation of dark matter in the presence of streams. *Phys. Rev. D*, 74:043531, Aug 2006.
- [84] G. Angloher et al. Limits on wimp dark matter using scintillating cawo4 cryogenic detectors with active background suppression. *Astropart. Phys*, 23:325–339, 2005.
- [85] G. Angloher et al. Results on light dark matter particles with a low-threshold cressst-ii detector. *European Physical Journal C*, 76:1–8, 2015.
- [86] <https://indico.cern.ch/event/653314/contributions/2825730/>.
- [87] D. S. Akerib et al. Results from a search for dark matter in the complete lux exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 118:021303, Jan 2017.
- [88] <http://www-glast.stanford.edu/>.
- [89] <https://icecube.wisc.edu/>.
- [90] AMS Collaboration. The first five years of the alpha magnetic spectrometer on the international space station, 2016. <http://www.ams02.org/2016/12/the-first-five-years-of-the-alpha-magnetic-spectrometer-on-the-international-space-station>.
- [91] G Ambrosi, Q An, and R Asfandiyarov et al. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons. *Nature*, 2017, 552(7683): 63.
- [92] Oliver Buchmueller, Caterina Doglioni, and Lian-Tao Wang. Search for dark matter at colliders. *Nature Physics*, 2017, 13(3): 217.

- 
- [93] M. Szydagis et al. Nest: a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon. JINST 6, P10002 (2011).
- [94] M. Szydagis et al. Enhancement of nest capabilities for simulating low-energy recoils in liquid xenon. JINST 8, C10003 (2013).
- [95] E. Aprile et al. Observation of anticorrelation between scintillation and ionization for mev gamma rays in liquid xenon. Phys. Rev. B, 76:014115, 2007.
- [96] T. Doke et al. Absolute scintillation yields in liquid argon and xenon for various particles. Japanese Journal of Applied Physics, 41:1538, 2002.
- [97] Wu Yu-Cheng, Hao Xi-Qing, and Yue Qian et al. Measurement of cosmic ray flux in the china jinping underground laboratory. Chinese physics C, 2013.
- [98] H. Jiang, L. P. Jia, and Q. Yue et al. Limits on light weakly interacting massive particles from the first 102.8 kg $\times$ day data of the cdex-10 experiment. Phys. Rev. Lett., 120:241301, Jun 2018.
- [99] John F Beacom, Shaomin Chen, and Jianping Cheng et al. Physics prospects of the jinping neutrino experiment. Chinese physics C, 2017.
- [100] 肖翔. PandaX 暗物质探测器时间投影室的设计与性能. PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University, 2015.
- [101] X. Shaoli, L. and Chen et al. Performance of photosensors in the pandax-i experiment. JINST.
- [102] X. Ren, X. and Chen et al. The electronics and data acquisition system for the pandax-i dark matter experiment. JINST 11 T04002 2016.
- [103] Q. Wu and X. Ren, X. and Chen et al. Update of the trigger system of the pandax-ii experiment. JINST 12 T08004 2017.
- [104] Xuming Wang, Xun Chen, and Changbo Fu et al. Material screening with hpge counting station for pandax experiment. JINST 11 T12002 (2016).
- [105] 王旭明. PandaX 实验放射性本底控制与分析. PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University, 2017.
- [106] Zhou Wang et al. Design and construction of a cryogenic distillation device for removal of krypton for liquid xenon dark matter detectors. Review of Scientific Instruments, 85:015116, 2014.
- [107] 林箐. 利用 PandaX 液氙探测器寻找低质量暗物质. PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University, 2015.

- [108] C.H. Faham et al. Measurements of wavelength-dependent double photoelectron emission from single photons in vuv-sensitive photomultiplier tubes. arXiv:1506.08748v2.
- [109] E. Aprile, M. Alfonsi, and K. Arisaka et al. Observation and applications of single-electron charge signals in the xenon100 experiment. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41 (2014) 035201.
- [110] <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [111] <https://github.com/NESTCollaboration/nest>.
- [112] Brian Lenardo et al. A global analysis of light and charge yields in liquid xenon. arXiv:1412.4417v3.
- [113] J. Lindhard, M. Scharff, and H. Schiott. Range concepts and heavy ion ranges. *Matt. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33:14, 1963.
- [114] J. Thomas and D.A. Imel. Recombination of electronion pairs in liquid argon and liquid xenon. *Phys. Rev.A*.
- [115] M. Mei, D. Z.B. Yin, L. Stonehill, and Hime A. A model of nuclear recoil scintillation efficiency in noble liquids. *Astroparticle Physics*.
- [116] Wenqiang Gu. A study of the Anti-neutrino Flux From the Reaction of the Daya Bay Experiment. PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University, 2018.
- [117] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [118] John Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53:270, 2006.
- [119] Xiang Xiao et al(PandaX Collaboration). Low-mass dark matter search results from full exposure of the pandax-i experiment. *PhysRevD*.92.052004.
- [120] C. Eugene. Gamma and neutron dose profiles near a Cf-252 brachytherapy source. PhD thesis, Georgia Institute of Technoligy, 2010.
- [121] Akerib et al (LUX Collaboration). Tritium calibration of the lux dark matter experiment. *Phys. Rev. D*, 93:072009, 2016.
- [122] D. P. Gregory and D.A. Landsman. Average decay energy of tritium. *Phys. Rev.*, 109:2091, 1958.
- [123] E. Aprile et al(XENON Collaboration). Results from a calibration of xenon100 using a source of dissolved radon-220. *Phys. Rev. D* 95, 072008 (2017).

- 
- [124] S. Li et al. Krypton and radon background in the pandax-i dark matter experiment. JINST 12 T02002(2017).
- [125] J. Billard et al. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. Phys. Rev. D 89, 023524.
- [126] A.G. Beda et al. Gemma experiment: The results of neutrino magnetic moment search. Physics of Particles and Nuclei Letters.
- [127] W.B. Wilson et al. SOURCES 4A: A Code for Calculating ( $\alpha$ , n), Spontaneous Fission, and Delayed Neutron Sources and Spectra. Technical Report LA-13639-MS, Los Alamos National Laboratory, 1999.
- [128] Qihong Wang et al. An improved evaluation of the neutron background in the pandax-ii experiment.
- [129] Changbo Fu et al (PandaX collaboration). Spin-dependent weakly-interacting-massive-particle-nucleon cross section limits from first data of pandax-ii experiment. PRL 118, 071301 (2017) PHYSICAL REVIEW.
- [130] C. Savage, G. Gelmini, and P. Gondolo et al. Astropart. Phys. 04 (2009) 010.
- [131] F. Giuliani. Phys. Rev. Lett. 93, 161301 (2004).
- [132] P. Klos et al. Large-scale nuclear structure calculations for spin-dependent wimp scattering with chiral effective field theory currents. Phys. Rev.D 88, 083516 (2013).
- [133] P. Klos et al. Large-scale nuclear structure calculations for spin-dependent wimp scattering with chiral effective field theory currents. Phys. Rev.D 89, 029901 (2014).
- [134] M. T. Ressel and D. J. Dean. Spin-dependent neutralino-nucleus scattering for a-127 nuclei. Phys. Rev. C 56, 535 (1997).
- [135] P. Klos et al. Large-scale shell-model calculations of elastic and inelastic scattering rates of lightest supersymmetric particles (lsp) on i-127,xe-129,xe-131,cs-137 nuclei. Phys. Rev. C 79, 044302 (2009).
- [136] E. Aprile et al(XENON100 Collaboration). Phys. Rev.Lett. 111, 021301 (2013).
- [137] E. Aprile et al(XENON100 Collaboration). Likelihood approach to the first dark matter results from xenon100. Phys. Rev. D 84, 052003(2011).

- [138] Xiang Xiao et al(PandaX Collaboration). Low-mass dark matter search results from full exposure of the pandax-i experiment. *Phys. Rev. D* 92(11), 052004(2015).
- [139] Jingkai Xia et al (PandaX collaboration). Pandax-ii constraints on spin-dependent wimp-nucleon effective interactions. *Physics Letters B* 792C (2019).
- [140] Jianguai Liu, Xun Chen, and Xiangdong Ji. Current status of direct dark matter detection experiments. *Nature Physics*, 13:212–216, 2017.
- [141] E. Aprile et al(XENON Collaboration). Dark matter search results from a one ton-year exposure of xenon1t. *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 121, 111302 (2018).
- [142] Akerib et al (LUX Collaboration). Results from a search for dark matter in the complete lux exposure. *Phys. Rev. Lett.* 118, 021303(2017).

## 攻读博士学位期间发表的论文及其他成果

- [1] Xiangxiang Ren et al. (PandaX-II Collaboration). Constraining Dark Matter Models with a Light Mediator at the PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 121, 021304
- [2] Jingkai Xia, Abdusalam Abdukerim, Xun Chen, et al. PandaX-II Constraints on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Effective Interactions. *Physics Letters B*, 2019, 792C.
- [3] Cui X, Abdukerim A, ChenW, et al. Dark matter results from 54-ton-day exposure of PandaX-II experiment. *Physical review letters*, 2017, 119(18): 181302.
- [4] Q Wu, X Ren, X Chen, et al. Update of the trigger system of the PandaX-II experiment. *JINST*, 2017, 12 T08004.
- [5] Xun Chen, Abdusalam Abdukerim, Wei Chen, et al. Exploring the dark matter inelastic frontier with 79.6 days of PandaX-II data. *Physical Review D*, 2017, 96(10):102007(5).
- [6] Changbo Fu, Xiaopeng Zhuo, Xun Chen, et al. Limits on Axion Couplings from the First 80 Days of Data of the PandaX-II Experiment. *Physical review letters*, 2017, 119, 181806.
- [7] Changbo Fu, Xiangyi Cui, Xiaopeng Zhou, et al. Spin-dependent weakly-interacting-massive-particle - Nucleon cross section limits from first data of PandaX-II experiment. *Physical review letters*, 2017, 118(7): 071301.
- [8] Tan A, Xiao M, Cui X, et al. Dark matter results from first 98.7 days of data from the PandaX-II experiment. *Physical Review Letters*, 2016, 117(12): 121303.
- [9] X Ren, X Chen, X Ji, et al. The electronics and data acquisition system for the PandaX-I dark matter experiment. *JINST*, 2016, 11 T04002.
- [10] Tan A, Xiao X, Cui X, et al. Dark matter search results from the commissioning run of PandaX-II. *Physical Review D*, 2016, 93(12): 122009.



## 致谢

六年的博士生涯，也意味着自己的学生生涯即将结束。回想起来，20 多年的求学生涯总结起来不过三个字：跟着走。唯一自己选择的就是在高考后选择山东大学物理学专业，之后保研，读博都是不想找工作而跟着流行走而已。直到六年博士念完，从不求甚解到现在的稍有入门，是我人生进步最大的阶段，也是我开始真正用心钻研的阶段。这其中最感谢的就是我遇到的帮助我的人。

首先我要感谢我的导师王萌教授，王老师指导我完成本科毕业论文，把我吸引到粒子物理专业中来。王老师有着敏锐科研洞察力，为我的前进方向提供了最佳指导，帮我选择 PandaX 暗物质合作组项目。感谢上海交通大学刘江来教授给与我的最耐心的帮助和鞭策，给了我最好的科研训练，培养了我思考问题、解决问题的能力，初步有了科研的能力。我也会在以后的工作中牢记王老师和刘老师的教诲。

感谢山东大学高能组的老师，在科研工作和研究生课程中，对我的支持和鼓励。感谢我的师兄任祥祥，在我进入 PandaX 合作组时给予热心的帮助，同时感谢郑文静，李慧玲，陈泉佑，刘剑，刘清源等同学，我们在山东大学实验室一起讨论问题时的情景令人难忘。感谢谢继浩，袁帅，李贺等舍友，我们不同的物理专业让我有更大的视野。也感谢李龙师弟以及袁鞠敏，卢晓盈师妹对我工作上的帮助，以及他们给实验室带来的青春活力。

感谢 PandaX 合作组所有的老师和同学。感谢季向东教授给我的教导。感谢倪凯旋教授在我刚进 PandaX 合作组时对我的指导。感谢谌勋老师给我的帮助。感谢肖梦蛟，王旭明，林箐，高飞等师兄给我的帮助，他们的工作态度是我学习的对象。感谢谈安迪，周小朋，崔祥仪，王秋红等，我永远忘不了我们一起工作的场景。

我要感谢我的父母，你们是最平凡最好的父母，你们给出了全部，还维护着我那渺小的自尊心。感谢其他亲朋好友，感谢你们对我学业的支持和鼓励。有你们的支持，我才能顺利完成学业，衷心地祝愿我的亲人们健康幸福！

最后感谢隋金星女士对我学业的支持和帮助，你给出的太多而我回报的太少。谨以此文献给所有关怀、帮助、支持、鼓励我的亲人、师长、学友和朋友们！

