

博士研究生学位论文

题目: 利用 PandaX-II 探测器探测轴子和类轴子粒子

姓	名:	周小朋
学	号:	1301110106
院	系:	物理学院
专	业:	粒子物理与原子核物理
研究方向:		高能物理实验
导	师:	冒亚军教授,季向东教授

版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人,未经本论文作者同意,不得将本 论文转借他人,亦不得随意复制、抄录、拍照或以任何方式传播。否则一旦引起有碍 作者著作权之问题,将可能承担法律责任。



摘要

暗物质与暗能量是目前粒子物理学界最前沿的两个重大课题,被誉为"二十一世纪物理学界的两朵乌云"。自从暗物质的存在被天文学上的众多观测结果确认以来,许多理论物理学家提出了各种理论模型,试图从各个方面解释这些结果。其中,弱相互作用大质量粒子(Weakly Interacting Massive Particle, WIMP)和轴子 (Axion) 是两种最有希望的候选者 [1]。轴子的存在还可以完美地解决长久以来困扰着物理学家的强相互作用 CP 问题。因此对于轴子的探测是粒子物理学上非常重要的课题之一。

PandaX 实验是由上海交通大学牵头发起的地下暗物质直接探测实验,实验在四川省西昌市的中国锦屏地下实验室进行。PandaX 由多期实验组成,其中第一期 PandaX-I 实验已于 2014 年底结束。目前正在进行的是 PandaX-II 实验,该探测器使用了 1.1 吨的氙为探测介质,其中灵敏区占 580 kg,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。PandaX 合作组还计划在不远的将来开展 PandaX-4T 和 PandaX-III 实验。

PandaX-II 探测器在 2014 年底开始在锦屏地下实验室进行搭建,经过为期一年反复多次的组装、测试,终于于 2016 年正式取数。截至目前,PandaX-II 已经连续发表了四篇对于弱相互作用大质量粒子的探测结果和一篇轴子探测的结果。在实验中没有发现任何弱相互作用大质量粒子粒子真实存在的迹象,进一步压缩了其可能存在的参数空间。

北京大学从 2009 年就成为 PandaX 合作组成员,本人从 2014 年参与到 PandaX 实验中,负责了 PandaX-I 实验中的位置重建工作。全程参与了 PandaX-II 搭建、测试、运行整个流程,承担了 PandaX-II 中 TM 方法位置重建,偶然符合本底估计,饱和事例修正以及其他分析工作。作为主要完成人完成了轴子物理分析的工作。作为在千电子伏特(keV)量级上对稀有事例最灵敏的探测器之一,PandaX-II 对 keV 能区的轴子或者类轴子粒子具有很强的探测敏感度。我们利用 2016 年三月到七月之间取得的总有效时间大约 80 天的数据去寻找太阳轴子或者星际类轴子事例,经过分析,未发现任何对应疑似事例的明显超出,将轴子或类轴子粒子的参数空间进一步压缩,采用 CL_s 的方法给出了截至目前为止该能域轴子探测的最强限制。

关键词: PandaX-II. 轴子, 类轴子粒子, 暗物质

Searches of Axions and Axion-like particles with PandaX-II

Xiaopeng ZHOU (Particle and Nuclei Physics)
Directed by Prof. Yajun Mao, Prof. Xiangdong Ji

ABSTRACT

Dark matter and dark energy are the two major questions for particle physicists all over the world, and were anecdotally compared to 'two clouds over physics in 21st century'. Many astrophysical observations have confirmed that there must be some dark matter among the whole university, and at the same time many theories raised to explain these observations by theoretical physicists based on different assumptions. Among these theories, the most promising candidate are Weakly Interacting Massive Particle (WIMP in short) and axion[1]. The exist of axion will also solve the "strong CP" problem in quantum chromodynamics (QCD). Searching axion is a very important topic in particle physics.

To uncover the nature of dark matter, PandaX project lead by Shanghai Jiao Tong University was organized to direct dark matter directly at China Jinping Underground Laboratory, Xi Chang, Sichuan province. As a multi-staged project, PandaX is comprised of several independent experiments. PandaX-I was closed in the end of 2014. PandaX-II is keep running with 1.1 ton xenon in total among which 580 kg perform as sensitive volume. In the near future, PandaX-4T and PandaX-III will be operated in CJPL also.

PandaX-II started the building process just after the closure of PandaX-I and begun to collect physics data in 2016 after several cycles of testings. In the published data from PandaX-II for now, no obvious excess from WIMPs was observed, so the possible parameter space for possible WIMPs was compressed with the most constricted up-limit.

Peking University is among the initial institutes of PandaX project from 2009. I joined the collaboration from 2014 and begun with the development of position reconstruction algorithm for PandaX-I. After that, I participated PandaX-II, and had experienced the whole phase of PandaX-II from the building, test, maintance to the physics analysis. My focuses on the data processing are the position reconstruction, PMTs gain weekly calibration, estimation of accidental background and signal saturation fixing. And as the main contributor, I finished the physics analysis on axion or axion-like-particles (ALPs) searching. As one of the most

sensitivity detector for rear events at keV region all over the world, PandaX-II is also a perfect apparatus for searching axion or ALPs at corresponding energy scale. In this thesis, I will introduce the analysis procedure searching axion or axion-like-particles with about 80 days data. Like WIMPs search results, we didn't find any excess in the data and gave the most constricted up-limit on couplings between axion(and ALPs) and electrons.

KEYWORDS: Axions, PandaX-II, Axion-Like Particles, dark matter

目录

第一章 引	≒	1
1.1 暗物	1质	1
1.1.1	发现暗物质	2
	1.1.1.1 暗物质问题的开端	2
	1.1.1.2 Fritz Zwicky 与星系团模型	3
	1.1.1.3 星系旋转曲线	3
	1.1.1.4 引力透镜效应	5
	1.1.1.5 子弹星云	5
	1.1.1.6 宇宙微波背景辐射	5
1.2 暗物	J质候选者	9
1.2.1	WIMPs	10
	1.2.1.1 超对称模型	10
	1.2.1.2 WIMP 奇迹	11
	1.2.1.3 探测 WIMP	11
1.2.2	Axion	16
1.2.3	其他暗物质候选者	17
1.3 论文	[章节安排	17
第二章 Ax	ion	19
2.1 Stro	ng CP Problem	19
2.2 太阳	1轴子	20
2.2.1	Primakoff 效应	21
2.2.2	CBRD 过程	22
2.2.3	⁵⁷ Fe 太阳轴子	22
2.3 星阪	· 美轴子粒子	25
2.4 Axio	on 的研究现状	25
2.4.1	微波腔探测	25
2.4.2	巡天望远镜	26
2.4.3	Light-Shining-Through-Walls	26
2.4.4	地下暗物质实验	28

北京大学博士研究生学位论文

	2.4.4.1	XENON100	29
	2.4.4.2	LUX	29
	2.4.4.3	XMASS	30
	2.4.4.4	Majorana Demonstrator	33
	2.4.4.5	CDEX-1	33
	2.4.4.6	EDELWEISS-II 和 CoGeNT	34
	2.4.4.7	KIMS	35
2.4.5	其他探测方式	式	36
第三章 Pa	andaX 实验介	绍	37
3.1 CJI	PL		37
		5介绍	41
3.3 Pan	ıdaX-II		45
3.3.1	氙		45
	3.3.1.1	物理性质	45
	3.3.1.2	光电特性	47
	3.3.1.3	Axio-electric 效应	49
3.3.2	时间投影室		49
	3.3.2.1	发光机制	51
	3.3.2.2	电子漂移及萃取	52
	3.3.2.3	正比发光	53
3.3.3	制冷系统 .		55
3.3.4	循环系统 .		56
3.3.5	电子学与数技	据获取系统	58
3.3.6	PandaX 的其		60
	3.3.6.1	低本底检测站	60
	3.3.6.2	慢控制系统	60
	3.3.6.3	数据监测与波形实时显示	61
	3.3.6.4	精馏塔	62
	3.3.6.5	屏蔽体	62
	3.3.6.6	溢流室	63
3.3.7	PandaX-II 的	物理结果	64
338	DandaY II 重	更时间带占	66

第四章 Pa	ındaX-II 的离	5线软件与数据分析	69
4.1 Uni	fied Data Mod	lel	69
4.1.1	Bamboo-Sho	ot	69
4.1.2	pandax-chain	ı	69
4.2 位置	置重建		71
4.2.1	COG		71
4.2.2	TM		72
4.2.3	LRF		73
4.3 能量	量重建		76
4.3.1	S1 和 S2 的刻	刻度及修正	76
	4.3.1.1	LED 刻度	76
	4.3.1.2	S1 与 S2 的 3D 修正	76
4.3.2	SEG		78
4.3.3	EEE 和 PDE		78
4.4 本原	え估计		80
4.4.1	Kr 与 Rn 本/	底的分析	80
	4.4.1.1	Kr	80
	4.4.1.2	^{220}Rn and ^{222}Rn	81
4.4.2	¹²⁷ Xe		84
4.4.3	其他放射性	本底	85
4.4.4	偶然符合本质	底的分析	85
	4.4.4.1	独立 S1 的筛选	85
	4.4.4.2	独立 S2 的筛选	87
	4.4.4.3	随机匹配独立 S1 和独立 S2	88
4.5 CH	3T 刻度		90
第五章 寻	找轴子及类轴	由子粒子	93
5.1 Dat	a set		93
5.2 <i>CL</i> _s	, 方法		93
5.2.1		nood fitting	
5.2.2			
5.3.1			
5.3.2		的 M C 模拟	

北京大学博士研究生学位论文

5.3.3 拟合	合结果及分析	100	
5.4 星际类轴	曲子粒子的寻找	104	
5.4.1 筛选	5. 条件	104	
5.4.2 信号	号与本底的 MC 模拟	105	
5.4.3 拟合	合结果及分析	107	
5.4.4 ⁵⁷ Fe	大阳轴子	108	
5.4.5 Darl	k Photon	110	
5.5 小结 .		110	
第六章 结论与	展望	113	
附录 A 文献		115	
致谢		135	
北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明			

第一章 引言

1.1 暗物质

2005 年《Science》杂志在其 125 周年纪念刊中提出了之后四分之一世纪人类所面临的最重大的 125 个科学问题,其中第一个问题就是关于宇宙的构成 [2]。要解决这个问题我们面临的两大难题就是暗物质 (Dark Matter, DM) 和暗能量 (Dark Energy, DE) 到底是什么。这两大问题也被称为物理学天空上出现的两朵新的"乌云"。2015 年,欧洲宇航局的 Planck 卫星公布了其 2015 年的数据及最新的分析结果: 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 [3]。目前为止,我们知道除了引力相互作用外,暗物质基本上不参与其他相互作用。这也是称其为"暗"物质和我们目前还没探测到暗物质的原因。

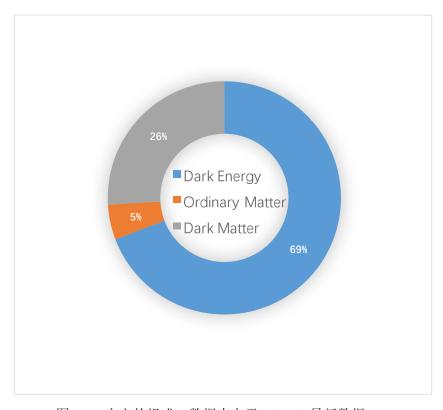


图 1.1 宇宙的组成,数据来自于 Planck 最新数据 [3]。

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。对于暗物质的研究对于理解我们宇宙的尺寸、形成及未来都至关重要。宇宙中暗物质的量将决定我们的宇宙是一直膨胀还是在未来的某一时间点开始塌缩,或者恰好是平的最终达到平衡。另外只有很好地理解暗物质的存在及作用形式,我们才能正确地理解星系

及星系团的形成及演化过程。这很容易理解,因为如果没有足够的暗物质的话包括银河系在内的所有星系都将分崩离析,不复存在。

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,其中着重介绍了轴子,也就是本篇论文的主要研究题目。最后,对目前世界上轴子探测的现状进行了总结。

1.1.1 发现暗物质

1.1.1.1 暗物质问题的开端

1687年,牛顿发表了他的伟大著作《自然哲学的数学原理》,开启了之后科学时代的大门。牛顿的万有引力定律及运动定律取得了伟大的成功,使得人们能准确地预测太阳系中各类星体的质量及运行轨迹。但是之后随着观察手段的不断进步,天文学家发现牛顿力学并不能解释天狼星奇怪的运转轨迹。直到1844年德国著名的数学家贝塞尔提出伴星系统,也就是说在天狼星旁边还有一颗观测不到星体就能解释这一运动形式。这之后两年,利用同样的假设,法国天文学家奥本·勒维耶预测了海王星的存在来解释天王星的轨道。随后的观测都证实了他们的猜想。这也使科学家们意识到宇宙中并不是所有的星体在发光或者我们并不能通过光学望远镜的方式观测到所有的星体,于是就有了"暗星体"的概念。

19世纪末,热力学已经基本发展完善。科学家开始借用热力学上的概念和定理来研究天文学问题,开尔文男爵是这方面的开创者之一。他将银河系中星体比作绝热系统中的气体分子,星体之间的万有引力作为分子之间的相互作用,并根据银河系中恒星的速度弥散度得出结论:银河系中的许多星体,甚至是大多数星体都是暗星体[4]。

法国数学家、天文学家庞加莱 [5] 意识到开尔文男爵的这一想法非常巧妙但并没有引起天文学家们的足够重视。于是于 1906 年发表了《银河系与气体理论》,在这篇文章里他进一步阐述了首次使用了"暗物质"(法语"matière obscure")这一名词来描述星系中观测不到的物质。

这之后的三十年间,恩斯特·奥匹克(Ernst Öpik)、雅各布斯·卡普坦(Jacobus Kapteyn)[6]、扬·奥尔特(Jan Oort)[7] 等人进一步完善了银河系运转的量化模型,并由此对银河系中包括暗物质在内的所有物质的密度进行估计,这些工作在现在看来依然具有很高的参考意义,尤其是对太阳系附近暗物质密度的估计对于暗物质直接探测至关重要。

1.1.1.2 Fritz Zwicky 与星系团模型

1933 年对暗物质研究是里程碑式的一年,这一年瑞士天文学家弗里茨·兹威基 (Fritz Zwicky) 发表了他那篇关于系外星云红移的文章 [8,9]。他将后发座星系团简化 为一个直径为 10^6 光年的球体模型,其中包含有 800 个星系,每个星系的质量为 10^9 M_\odot (M_\odot 代表一个太阳的质量),将位力定理应用到这个模型中,就会得出各个星系的平均 速度和速度弥散。通过他的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,而通过观测数据 [10] 得到的该值确高达 1000 km/s。由此他得到结论,

If this should be verified, it would lead to the surprising result that dark matter exists in much greater density than luminous matter.

这是人类第一次意识到暗物质的丰度可能远超之前的预测。兹威基之后又在他 1937年的文章 [11] 里专门阐述了星系团质量的计算问题,其中除了位力定理,他还 提出引力透镜效应可以用于确定星系团质量,关于这部分内容会在后面介绍。

1.1.1.3 星系旋转曲线

星系旋转曲线指的是星系中不同轨道半径上恒星的公转速度的变化趋势。根据牛顿力学可以很容易的推断出,

$$v(r) = \sqrt{\frac{G \times M(r)}{r}} = \sqrt{\frac{G \times 4\pi \int \rho(r)r^2 dr}{r}}$$
 (1.1)

由公式1.1可以看出,基于星系绝大部分的质量(发光物质)都在星系的核心区域,因此随着轨道半径的增加,轨道速度会有明显的衰减。1970年薇拉·鲁宾(Vera Rubin)和肯特·福特(Kent Ford)利用新的成像摄谱仪的方法观测了仙女座星系(M31)旋转曲线,发现星系旋转速度比理论计算的要快,而且在外围区域这种超出更加明显,这就意味着星系中还有更多的物质未被发现 [12]。这也许是第一个令物理学家都信服的星系中存在质量差异的证据 [4]。在此之后,天文学家有发布了大量的其他星系以及其他观测方法得到的旋转曲线的观测数据。这些结果都显示在星系外围区域的旋转速度存在明显的平缓延伸的趋势,在这些星系里确实存在大量未被探测到的物质;而且相较于可见物质,这些未被探测到的物质有一种随着半径增加密度丰度还在继续增加的趋势,也就是说这些物质的分布不是盘状,而是晕状的。

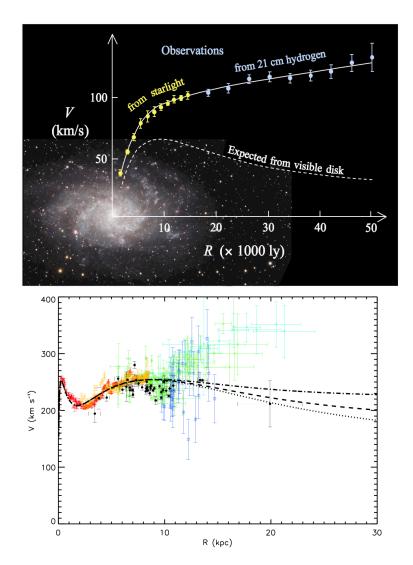


图 1.2 上图,典型的星系旋转曲线,数据点来自 M33 星系旋转曲线的观测结果,虚线代表仅从发光物质推算出的旋转曲线 [13];下图银河系的旋转曲线,不同颜色的数据点代表不用的观测结果,黑色线为基于包含暗物质晕在内不同模型参数的拟合结果,详细信息请见 [14]。除了前面提到的卡普坦、奥尔特等人的方法外,对银河系旋转曲线的拟合也可以给出太阳系周围暗物质的密度值。目前各直接探测实验所经常用的 $\rho_{DM} \approx 0.3 GeV/cm^3$ 就来源于这些方法的综合值 [15–17]。

1.1.1.4 引力透镜效应

爱因斯坦的广义相对论预言:质量导致时空弯曲。因此如图1.3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)就会发生偏执,最终被地球上的观察者看到时就会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。1979年,天文学家第一次观测到了引力透镜效应 [18]。之后越来越多的观测结果出现,加上解析手段 [19] 的不断进步,现在引力透镜已经是天文学上一个非常重要的观测技术。前文已经提到,兹威基在他 1937年发表的文章里提到了可以利用引力透镜的效应来测量星系的总质量。天文学家目前已经可以通过弱引力透镜效应对暗物质在星系中的分布进行计算成像 [20,21]。

1.1.1.5 子弹星云

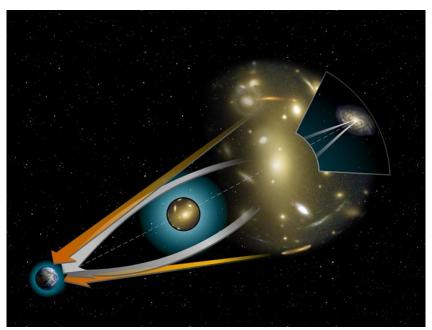
虽然众多观测结果都表明暗物质的存在,但这些都是基于牛顿动力学的普适性假设。所以就有理论学家提出也许万有引力的 1/R² 也许只适用于太阳系尺寸的近似情况,在大尺度下对万有引力进行简单地修正就可以同样很好的解释先前的观测结果 [23-25]。这种理论称为 MOND (Modified Newtonian Dynamics)。但是 2006 年子弹星云 (1E 0657-558) 的观测结果却否定了修改引力定律的这一模型,支持暗物质确实存在 [26],这一观测结果是目前暗物质存在的最直观的证据。

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,甚至会发生相互碰撞的情况。1E 0657-558 就是这样一个典型的两个星系团碰撞在一起后继续背向运动而衍化组成的新的系统。如图1.4所示,中间红黄色区域为由 *Chandra* X 射线观测望远镜得出的热重子物质分布,可以清晰地区分出两个星系团。绿色等高线代表利用弱引力透镜效应解析出来的引力分布,同样可以看到引力场构成两个峰,其中白色等高线就表示这两个峰峰值的区域从内到外分别代表 68.3%, 95.5%, 99.7% 的置信水平。热重子物质和总的质量分布在两个星系团高速碰撞穿过彼此之后发生了分离,分离的显著度打到了 8σ,总质量的分离速度比热重子物质的速度要快。

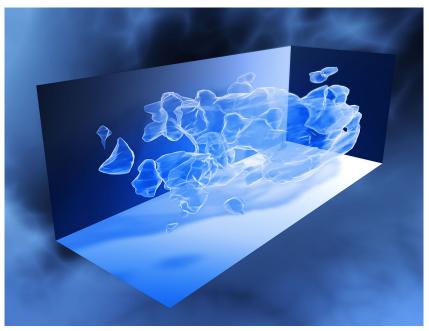
物理图像其实很简单。引力场分布主要由暗物质所构成,由于暗物质相互之间、暗物质与重子物质之间相互作用基本只有引力相互作用,所以在星系团发生碰撞后速度损耗并没有重子物质多,导致两个中心脱耦。与旋转曲线等证据不同的是,对子弹星云的解释是不依赖于引力模型的,所以也是否定 MOND 模型的重要证据。

1.1.1.6 宇宙微波背景辐射

宇宙微波背景辐射(Cosmic Microwave Background, CMB)是宇宙大爆炸后 380,000 年残存的原初等离子体所放出的热辐射,这时候宇宙的温度达到 3000K 以下,电子与



(a) 引力透镜的原理示意图



(b) 通过弱引力透镜效应得到的宇宙中部分暗物质的分布

图 1.3 上图,引力透镜的原理示意图,来自远方的光源在经过大质量体旁边时因为时空弯曲的原因发生偏折,并成像于观察者 [22];下图,通过弱引力透镜效应得到的宇宙中部分暗物质的分布。

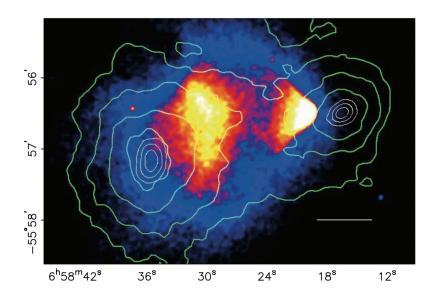


图 1.4 子弹星云(1E 0657 558),白色直线代表 200kpc(1kpc = 3262 光年)红黄色区域为由 *ChandraX* 射线观测望远镜曝光 500ks 得出的热重子物质分布;绿色等高线代表利用弱引力透镜效应解析出来的引力分布;其中白色等高线就表示这两个峰峰值的区域从内到外分别代表68.3%,95.5%,99.7%的置信水平。

质子结合成中性的氢原子,热辐射出的微波波段电磁波可以自由穿行。1964年来自美国的天文学家阿诺·彭齐亚斯(Arno Penzias)和罗伯特·威尔逊(Robert Wilson)意外地发现了宇宙微波背景辐射 [27],并以此获得 1978 年的诺贝尔物理学奖。CMB 的观测证明宇宙起源于极热的状态,之后随着不断膨胀而慢慢变冷,是大爆炸理论得以确立的重要证据。

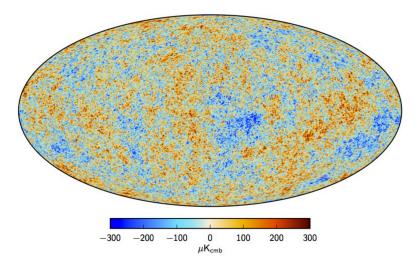


图 1.5 Planck 卫星 2015 年的 CMB 温度偏差天图。

随着宇宙中各类星体的演化成型,由于物质之间的万有引力以及原初等离子体的压力之间相互作用,CMB的各向异性开始显现。因此对CMB的高分辨率测量能够告

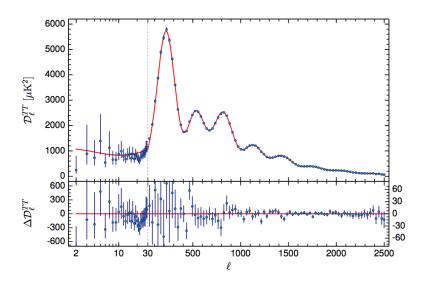


图 1.6 Planck 卫星 2015 年的 CMB 温度密度谱。

诉我们宇宙演化的许多重要信息。1992 年,COBE(Cosmic Background Explorer)实验组就公布了他们获得的第一张 CMB 的天图 [28]。COBE 实验测得 CMB 频谱接近于2.75K 的黑体辐射谱,并且首次证实了 CMB 是存在各向异性的温度涨落的。COBE 实验的巨大成功,吸引着更多的实验在这一方向展开,其中最被广泛提起的是 2001 年由美国宇航局发射的 WMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)卫星 [29–31] 和欧洲宇航局于 2009 年发射的 Planck 卫星 [3, 32]。

CMB 的温度各向异性 $\delta T/T$ 可以通过 Fig.1.1.1.6[3] 的 CMB 密度谱来刻画。图中峰的位置,相对之间的峰高等信息可以告诉我们宇宙的许多重要信息。例如第一个峰位于 $l\sim 220$ 处,可以告诉我们宇宙是平的或者说是非常接近于平的。另外对于暗能量暗物质方面来说,通过对 l>30 部分数据的拟合可以得出,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。

基于暗物质存在以及宇宙在加速膨胀 [33, 34] 的观测结果,科学家提出了 ACDM (Lambda cold dark matter)模型。ACDM 模型是目前解释宇宙大尺度结构最简单有效的模型。它主要包括两部分,A 为宇宙学常数,就是我们所说的暗能量,推动宇宙加速膨胀; CDM 代表的是冷暗物质。ACDM 成功地解释了天文学上的各种观测结果,例如加速膨胀、轻元素丰度宇宙微波背景辐射等,成为目前最受欢迎的宇宙模型。

从 Zwicky1933 年的文章算起,暗物质从发现到现在已经过去八十五载,但我们对暗物质还是所知甚少,若不考虑 MOND 这一类的理论模型我们已知,

- 目前所有的观测结果都来自与天文学上的观测,具有引力相互作用:
- 暗物质不参与电磁相互作用(不携带电荷或极性)和强相互作用(非重子物质), 可能有弱相互作用,或者第五种相互作用;

- 暗物质被普遍认为是冷的,即速度与光速不可比,非相对论的;
- 暗物质在宇宙中的占比是重子物质(或称可见物质)的5倍;
- 暗物质如果是某种粒子, 那暗物质粒子必须是长寿命的。

关于暗物质存在的讨论还有很多,例如宇宙大尺度结构的(Large Scale Structure,LSS)观测和模拟同样支持暗物质存在的观点,冷热暗物质之别,还有一些科学家在致力于修改牛顿万有引力和广义相对论来试图找到可以解释目前观测结果的合理模型等。在此不再详述。

1.2 暗物质候选者

暗物质的候选者基本分为两类,一类为很直观地从天体角度出发。例如大质量致密晕状体(MACHOs,Massive Compact Halo Objects),MACHOs 的概念很宽泛,包括黑洞 [35]、褐矮星、白矮星、中子星甚至是类似与地球的行星等。这些星体的共同点就是基本不发光或者发光很弱,利用电磁波探测的方式难以探测,这种思想基本沿袭了上个世纪初天文学家"暗星体"的观点,只是有些星体是世纪初未被提出或是未被观测到的。尽管 MACHOs 可以解释星系旋转曲线的问题,但是却解释不了整个宇宙中全部暗物质的含量 [36,37]。所以现阶段看来,已经没有太多的发展空间。

另外一种就是从基本粒子的角度出发,是目前暗物质候选者研究的主流。上个世纪中,粒子物理学发生了革命性的转变,量子力学、标准模型的建立让我们对微观世界的理解程度从原子到夸克、轻子层级。但是可惜的是粒子物理学与宇宙学并没有被很好地联系起来 [4]。到了 80 年代标准模型基本建立起来,越来越多的粒子物理学家开始对宇宙学感兴趣,其中重要的一部分就是对暗物质的研究。如今一种或多种暗物质粒子构成了暗物质这一观点已经为大多物理学家所认同。

标准模型里的中微子就曾被视作一种很好的暗物质候选者,因为它们寿命长,相互作用截面又极低 [38–40]。但是这要求中微子的质量在~10 keV 的量级,而现在我们已知标准模型中微子的质量 [41]

$$m_{\nu} < 2 \ eV \tag{1.2}$$

不仅从质量上说标准模型中微子解释不了暗物质问题,而且从大尺度结构演化的角度看来,标准模型中微子也不是一个很好的暗物质候选者。标准模型中微子在大爆炸中产生时速度接近与光速,因此也被称为热暗物质(hot DM)[42]。通过数值模拟的方式可以发现,冷暗物质和热暗物质会导致宇宙大尺度结构出现截然不同的表现形式。冷暗物质由于速度低表现出的是一种"自下而上"的模式,即冷暗物质先构成小的集团,然后慢慢融合其他集团。而热暗物质相反,是一种"自上而下"的模式,先形成大的结

构框架,再完善细节结构。而观测数据表明冷暗物质似乎更符合。标准模型中微子只能解释很小的一部分暗物质,作为主要候选者的选项已经被排除了 [43]。但是之后又有科学家提出第四类中微子,惰性中微子(Sterile neutrinos)也可以作为暗物质的候选者 [44],对于惰性中微子的质量基本没有约束,所以可以作为一个合格的暗物质候选者,关于这方向的研究可以参考 [45, 46]。

1.2.1 WIMPs

WIMPs 是目前世界上暗物质研究的重点方向,理论预计 WIMPs 的质量和截面 (cross-section) 都在弱相互作用能级 [47–49],在现有技术水平内完全有条件设计出达到 这一探测灵敏度的实验,除了解决暗物质问题,加上 WIMPs 还可以作为一窥新物理的 突破口,所以国际上各方面的粒子物理学家都对 WIMPs 给予了相当的期待,对 WIMPs 的各类研究如火如荼。

1.2.1.1 超对称模型

标准模型肇始于上个世纪中期,杨振宁(Chen Ning Yang)与罗伯特·米尔斯(Robert Mills)将阿贝尔群的规范理论拓展到非阿贝尔群[50],敲开了标准模型的大门。之后的谢尔登·格拉肖(Sheldon·Glashow)[51]、史蒂文·温伯格(Steven Weinberg)[52]和阿卜杜勒·萨拉姆(Abdus Salam)[53]完成了电弱统一。再加上其他众多科学家的贡献[54,55],标准模型终于诞生[56,57]。标准模型展现出了强大的概括及预言的能力,它所预言的W玻色子、Z玻色子、胶子、顶夸克、粲夸克及希格斯粒子(W±boson, Z⁰boson,gluon,top quark, charm quark and Higgs boson)等分别在标准模型建立之后的几十年间被实验发现。标准模型取得了巨大的成功,上节中已经提到标准模型却并不能提供出暗物质的合理解释,不能解释中微子的质量问题,不能解释 125 GeV 希格斯玻色子所带来的规范等级问题等等。

为了最终的"大统一理论"很多理论物理学家开始构建超出标准模型的新的理论框架 (Beyond Standard Model, BSM),例如超对称(Supersymmetry,SUSY)[41, 58]。超对称框架下又衍生出最小超对称标准模型(Minimal Supersymmetric Standard Model,MSSM)[59]、次小超对称标准模型(Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model,NMSSM)[60]。超对称的思想基础认为存在一种时空对称性能将标准模型中的粒子对应为超对称粒子,超对称粒子的自旋与标准模型粒子差 1/2,即标准模型中的费米子的超对称粒子为玻色子,玻色子的超对称粒子为费米子。而 MSSM 中的"Minimal"指的是在满足唯像学要求下 SUSY 包含最少参数的模型。

在 MSSM 中, Z 玻色子、光子和两个标量希格斯玻色子的超对称粒子由于具有相

同的量子数会混合成具有四个质量本征态的超中性子(Neutralinos)。除此之外,为了保持质子的寿命所引入的 R 宇称守恒,要求所有的标准模型粒子的 R 宇称为-1,而超对称粒子的 R 宇称为 +1。

$$P_R = (-1)^{2s+3B+L} (1.3)$$

其中 s 是粒子的自旋,B 和 L 分别指粒子的中子数和轻子数 [59,61]。所以质量较高的超中性子可以衰变为质量较轻的超中性子,同时放出标准模型粒子对,而质量最轻的超中性子则变成长寿命的稳态粒子,称之为最轻超对称粒子(Lightest Supersymmetric Particle,LSP),LSP 是典型的马约拉纳费米子(Majorana fermion),这就是 WIMP。随着更多 BSM 模型的建立,涌现出更多的类 WIMP 粒子,他们的产生模式和物理特性基本类似,例如额外维理论引入的最轻 K-K 粒子(lightest Kaluza-Klein particle,LKP)[62] 和小希格斯模型里的最轻 T-odd 粒子(lightest T-odd particle,LTP)[63] 等。

1.2.1.2 WIMP 奇迹

暗物质在大爆炸之后的残留数密度 n_x 随时间的变化应该满足方程:

$$\frac{dn_{\chi}}{dt} = \langle \sigma v \rangle (n_{\chi}^2 - n_{eq}^2) - 3Hn_{\chi}$$
 (1.4)

其中 $\langle \sigma v \rangle$ 指暗物质粒子湮灭截面与相对速度成绩的平均值, n_{eq} 为已经达到平衡态的暗物质粒子数密度,H 是哈勃常数。可以预见,在宇宙形成初期, n_{χ} 极大并急剧减少,当宇宙温度降到临界温度 $\frac{1}{20}m_{\chi}$ 以下时,暗物质粒子之间的相互作用截面迅速降低,第二项所代表宇宙膨胀造成的数密度降低开始占主导地位,这个过程被称为"热退耦"(freeze out)。基于 Λ CDM 模型的假设,当前宇宙中暗物质的残余密度 $\Omega_{\chi}h^2$ 可以计算得到 [49],

$$\Omega_{\chi}h^{2} = \frac{m_{\chi}n_{\chi}}{\rho_{c}} \approx \frac{3 \times 10^{-27} cm^{3} s^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}$$
 (1.5)

如果 $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-25} cm^3 s^{-1}$ 时,暗物质的丰度恰好能与目前观测结果一致,而 $10^{-25} cm^3 s^{-1}$ 正是弱相互作用的量级。这一巧合被成为 "WIMP 奇迹",这是 WIMP 能如此令众多物理学家着迷的重要原因。

1.2.1.3 探测 WIMP

WIMP 在理论粒子物理及宇宙学上的巨大诱惑力让众多的实验物理学家设计出不同类型的实验去探测它。事实上不只是 WIMP,对于轴子来说基本上也是类似的三种探测方式,这三种方式为

• 直接探测;

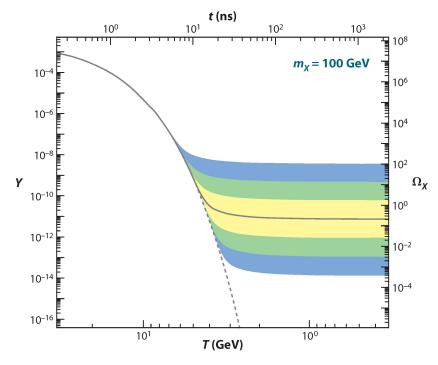


图 1.7 WIMP 丰度演化图 [64]。假设 WIMP 的质量为 100 GeV,黑色实线代表宇宙中 WIMP 粒子数密度随着时间(或者说宇宙温度)衰减并达到目前宇宙中暗物质丰度的情况,阴影的三条带分别代表在黑线基础上将湮灭截面向上向下分别改变 10,10² 和 10³。虚线代表没有热退耦过程的情况。

- 间接探测;
- 加速器产生。

三种方法互为补充,下面我们就将分别介绍

直接探测

我们地球是浸没在暗物质中的。所以任何时刻都会有大量的暗物质粒子穿过地球,其中非常稀少的情况下,通过 χ $SM \to \chi$ SM 的过程,WIMP 能与普通物质的电子或原子核发生散射,将自己的动能转移到散射出来的电子或者原子核上。通过捕捉这些及其稀少的反冲电子或者反冲核的信息,就可以获得 WIMP 的质量、反应截面、甚至是自旋 [65, 66] 等物理信息。我们假设 WIMP 的质量在 $m_\chi \sim 100$ GeV,WIMP 相对于地球的速度为 $10^{-3}c$,对于 $A \sim 100$ 的原子核来说,散射出的原子核的动能约为 < 10 keV 量级,而散射出的电子动能则要小得多。因此这一类型的实验主要观测量是核反冲(Nuclear Recoil,NR)。

要想得到更高的探测灵敏度,探测器就要尽可能地压低本底噪声,提高真是信号的探测效率,收集更多的有效曝光量。因此该类实验的探测器需要做到三点,

• 低放射性;

因为真实事例稀少,这类实验必须严格把控放射性本底事例,例如来自环境中或

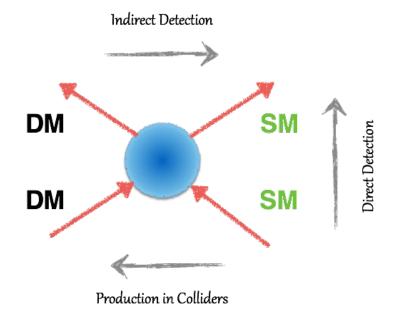


图 1.8 探测 WIMPs 的三种方式: (1) 从下向上,直接探测,观测 WIMP 粒子于普通重子物质的散射; (2),从左向右,间接探测,观测宇宙中 WIMP 湮灭产物; (3) 从右向左,加速器产生,通过粒子对撞机模拟大爆炸过程,利用重子物质产生出 WIMP。

者是真实探测器本身的放射性都会在 10 keV 附近累计大量的信号,这些信号大多为 γ 射线或 β 射线引起的电子反冲事例(Electron Recoil,ER)。因此除了在选取低放射性的实验材料,该类实验一般都会选择在地下实验室进行,这样就可以利用几千米厚的岩石有效地屏蔽宇宙线并尽可能规避由各类宇生核素放射性带来的危险。我们一般采用 mDRU(10^{-3} events/($days \times kg \times keV$))来表示本底水平。

• 低探测阈值;

直接探测实验的探测信号非常小,在探测器中总的能量沉积只有~10 keV 量级。为了得到更多的信号统计,探测器的阈值必须尽可能地低。我们知道,低温半导体材料的最小电离能是各类探测器中最小的,因此在直接探测实验中,半导体探测器能达到<1 keV 的探测阈值。

• 大质量靶与长曝光时间;

目前国际上有众多的暗物质直接探测实验。基于探测方式的不同,主要可以总结为以下四类:

- 惰性气体探测器; 国际上的实验有: PandaX[67]、XENON[68, 69]、LUX[70, 71]、DEAP[72]、XMASS[73]、DarkSide[74] 等;
- 低温半导体探测器: CDEX[75]、CDMS[76]、CoGeNT[77]、EDEWEISS 等;
- 闪烁体探测器: DAMA/LIBRA[78]、KIMS[79] 等

● 气泡室探测器: PICO、SIMPLE[80] 等。

尽管目前为止还没有任何实验观测到 WIMP 的信号,但是现在正在进行的实验依然在不断提高探测灵敏度。在未来的十年左右,直接探测实验的灵敏度就将达到中微子本底的水平 [82]。

间接探测

refch1.2.1 中提到 WIMP 是典型的马约拉纳费米子,即 WIMP 是自己的反物质,因此两个相遇的 WIMP 粒子能发生湮灭产生出标准模型的粒子。 $\chi\chi\to SMSM$ 通过观测宇宙中标准模型粒子的能谱,便有可能寻找到 WIMP 的踪迹。由于正负电子质量小,所以预期 WIMP 湮灭到正负电子的比例是比较高的,而且电子的探测效率很高。所以目前实验上对电子能谱的测量比较关心,尤其是正电子能谱。2008 年,PAMELA 实验在正电子能谱中发现了与理论预期不符的超出,这个超出可能预示着是来自于暗物质湮灭 [83]。这之后 AMS-02[84] DAMPE[85] 等类似的实验也同样发现电子谱上可能来自于暗物质湮灭的结构,但由于我们目前对于宇宙中正负电子来源的理论和观测结果都还很粗糙,所以基于这些观测数据,我们并不能确认暗物质的存在。但是不可否认,这些间接探测的结果依然给我们在暗物质直接探测或者加速器对撞方向上有很大的启发。

太阳系中绝大部分的质量都来自于太阳。所以通过万有引力或者弱相互作用散射 耗散能量的方式,太阳可能会俘获 WIMP。被俘获的 WIMP 在太阳内部就会发生湮灭 放出高能粒子,例如高能中微子。在地球上的探测器就可以探测这种方向性很明确的 事例 [86]。

加速器对撞机

加速器对撞机寻找暗物质主要是通过探测标准模型粒子对撞出暗物质粒子这类事例的方法 [87, 88]。这里我们以大型强子对撞机(Large Hardon Collider)为例来说明。 LHC 是目前世界上能量最高的对撞机,其质心系总能量可以达到 13 TeV,要比现在流行的 WIMP 的质量在 100 GeV ~ 1 TeV 的说法还要高一个量级,因此在能量上完全有可能产生出一对 WIMP,外加一个标准模型的粒子 $pp \to \chi\chi + X$ 。

"Mono $X + E_{mis}$ "的方法是目前在对撞机上探测 WIMP 最有效的手段。最简单的模型是正负质子对撞出一对 WIMP 粒子,但是这类事例是不会被探测器记录下来的,因为没有任何信号做触发,所以必须在产生 WIMP 粒子对的同时还产生一个可以被探测器记录的 "X"。这里的 X 指代的是一系列的粒子或结构,目前比较成熟的有:喷注(jet)、光子(photon)、WZ 玻色子、希格斯玻色子(Higgs boson)以及重的夸克,如

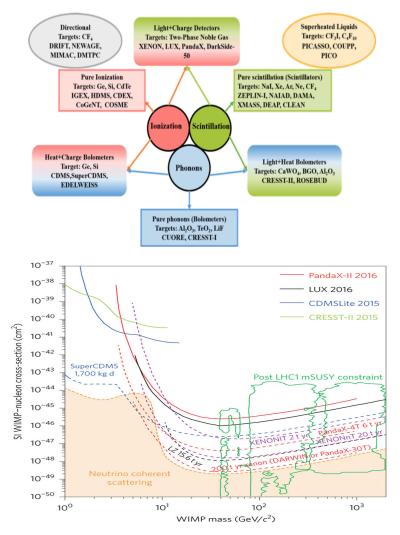


图 1.9 上图,目前国际上直接探测暗物质实验总结,中间三个圆圈代表三种不同的探测信号,只能探测一种探测信号的实验及该类实验的探测介质罗列在线框内,双背景色圆角框内的实验表示探测两种信号 [81]; 下图,自旋无关 WIMP 直接探测情况 [82]。实线代表截至 2017 年初已经发表的结果,虚线代表计划或正在运行实验的预期结果,橙色阴影代表由于中微子相干散射造成的探测本底。

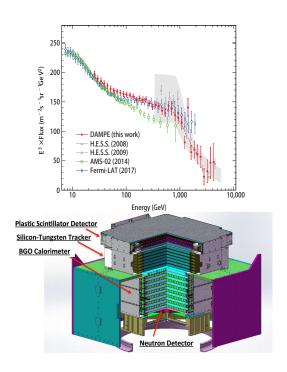


图 1.10 "悟空"卫星 DAMPE 及其测得的宇宙线电子谱,可以发现在 1 TeV 的地方可以看到明显的下降结构。

顶夸克和底夸克。随着不断发展理论理念,还会有更多的"X"可以用来做标记信号。由于动量守恒,能量守恒,我们可以根据 X 的动能量信息反推出 WIMP 对的信息,即 E_{mis} 。[89, 90]

到目前为止,LHC上没有发现任何明确的超出,也就是说只能给出一个探测上限。但是LHC计划会继续运行到2035年,到那时数据统计量要比现在高两个量级[88]。在对撞机上找到暗物质存在的证据是对其他探测方式结果的重要验证方式,我们还有很长的路要走,这也将会是今后几十年间加速器实验物理上最重要的课题之一。

1.2.2 Axion

同 WIMP 一样,轴子(Axion)同样是主要的暗物质候选者 [1]。除了暗物质候选者的身份以外,轴子还是长久以来一直困扰着物理学家的"强相互作用 *CP* 问题"的一个近乎完美地解决方案 [91]。轴子或类轴子粒子(Axion Like Particles, ALPs)进一步扩展了标准模型。从 1978 年轴子首次被提出以来 [92, 93],物理学家对轴子的热情就一直在稳步提升。最近十年来,伴随着暗物质研究的大潮,轴子方向的科学研究尤其是实验探测方面也一直在迅猛增长。目前我们已经在不同能区针对不同的轴子模型进行探测 [94, 95]。下一章中我们会对轴子及类轴子粒子的理论背景简要介绍,之后会

对目前国际上探测轴子及类轴子粒子的各类实验进行总结。此处不做详细介绍。

1.2.3 其他暗物质候选者

随着大家对暗物质问题的不断研究,一个又一个候选者被提出又被推翻。除了摘要中提到的两种最有希望的暗物质粒子候选者,弱相互作用大质量粒子(Weakly Interacting Massive Particles,WIMPs)和轴子及类轴子粒子(Axion and Axion Like Particles,ALPs)之外还有,惰性中微子 [44]、超引力子(gravitino)[96]、WIMPZILLA[97]、Q-ball[98]......

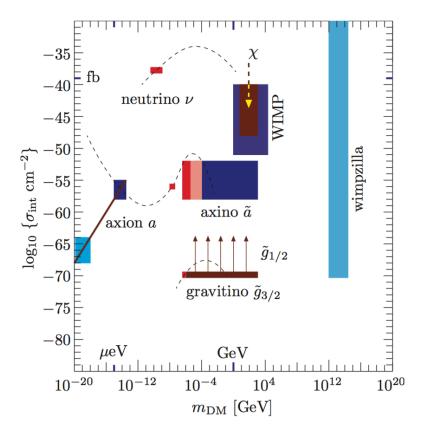


图 1.11 可能的暗物质粒子候选者及其理论推测的截面及质量范围。

1.3 论文章节安排

我从 2014 年加入 PandaX 实验组,参与 PandaX-I 的位置分析工作。全程参与了 PandaX-II 探测器的搭建、测试、运行维护及数据分析工作。这篇论文将详细介绍我的 工作,主要分为六个章节记录:

论文第一章介绍了暗物质及暗物质探测的实验现状。在这一章中,我们已经介绍 了暗物质问题的历史以及天文学上给出暗物质存在的种种证据,之后又总结各种暗物 质粒子候选者,其中着重介绍了轴子,也就是本篇论文的主要研究题目。最后,对目前世界上轴子探测的现状进行了总结。

第二章中会对 PandaX 实验作一个总体介绍,并会对 PandaX-II 探测器的实验原理和各个子系统进行总结。主要介绍两相型氙时间投影室技术、氙的物理性质及优势、制冷系统、循环系统、刻度系统和数据获取系统。

PandaX-II 探测器的搭建及测试过程会在第三章中进行介绍。第四章主要介绍我在 PandaX-II 数据分析上的工作,包括位置重建、光电倍增管的刻度、饱和事例的修正、 Rn 本底的分析和偶然事例本底的分析。

第五章是该论文的主体部分,将介绍利用 PandaX-II 探测器的实验数据寻找轴子和类轴子粒子的工作,本章分为四部分。第一部分主要关于太阳轴子,包括太阳轴子的来源和探测器对太阳轴子事例的响应;第二部分介绍星际类轴子粒子;第三部分介绍我们使用的数据分析方法;最后一部分是对实验结果的总结。

最后一章是对整篇论文的总结。

第二章 Axion

同 WIMP 一样,轴子(Axion)同样是主要的暗物质候选者 [1]。除了暗物质候选者的身份以外,轴子还是长久以来一直困扰着物理学家的"强相互作用 *CP* 问题"的一个近乎完美地解决方案 [91]。轴子或类轴子粒子(Axion Like Particles, ALPs)进一步扩展了标准模型。从 1978 年轴子首次被提出以来 [92, 93],物理学家对轴子的热情就一直在稳步提升。最近十年来,伴随着暗物质研究的大潮,轴子方向的科学研究尤其是实验探测方面也一直在迅猛增长。目前我们已经在不同能区针对不同的轴子模型进行探测 [94, 95]。这一部分我们会对轴子及类轴子粒子的理论背景简要介绍,之后会对目前国际上探测轴子及类轴子粒子的各类实验进行总结。

2.1 Strong CP Problem

CP 对称性指的是当一个粒子变为其反粒子(Charge conjugation),同时宇称反转(Parity inversion)时,物理规律并不会发生变化。1964年,詹姆斯·克罗宁(James Cronin)与瓦尔·菲奇(Val Logsdon Fitch)在研究 K 介子衰变的实验中发现了弱相互作用存在 CP 破缺的效应 [99, 100]。这一结果震惊了粒子物理学界,并为这二人赢得了 1980年的诺贝尔物理学奖。差不多与此同时,描述强相互作用的量子色动力学(Quantum chromodynamics,QCD)也发展起来,并在许多实验中得到了精确的验证。类比强弱两种相互作用,很自然地就会有这个问题:强相互作用中 CP 守恒吗?

QCD 的拉格朗日量中有一项为,

$$L_{\theta} = -\theta \left(\alpha_s / 8\pi\right) \tilde{G}^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \tag{2.1}$$

这一项被称为 θ 项(θ term),其中 $\alpha_s \sim 1$,是胶子场 G 的耦合常数。从 QCD 的理论角度出发,没有任何理论约束 θ 的取值,所以 θ 为 $[-\pi, +\pi]$ 之间任意取值量纲为 1 的值。 θ 项保持电荷共轭不变,但破坏宇称和时间反演,所以是 CP 破缺的。所以理论物理学家会说强相互作用中,CP 破缺。

 θ 项可以贡献出中子的电偶极矩 $d_n[101, 102]$,

$$d_{\rm n} = \frac{|e|}{m_{\rm p}} \frac{\theta}{4\pi^2} \ln \frac{m_{\rho}}{m_{\pi}} = -3.3 \times 10^{-16} \theta \ [e \cdot \text{cm}]. \tag{2.2}$$

保守估计,中子的电偶极矩应该在 10^{-16} e cm 量级,但是实验上对中子电偶极矩的测

量告诉我们 [103], $d_{\rm n} < 2.9 \times 10^{-26}~e\cdot{\rm cm}$ 。也就是说实验物理学家会说,在强相互作用中,CP 未发现破缺。

理论与实验之间存在的 10^{10} 的差别显的十分地不自然,这就是"强相互作用 CP 问题"。

有多种理论可以解决强相互作用 CP 问题,但其中最切实可行的就是罗伯托·佩切伊(Roberto Peccei)和海伦·奎因(Helen Quinn)在 1977 年提出来的引入一个新的整体对称性—PQ 对称($U(1)_{PQ}$)[104]。这种方法就是把 θ 看成一个场,而不是一个常数,这个场的稳态就是 $\theta=0$ 。PQ 对称自发对称破缺就会引入一个新的玻色子,轴子 [92, 93]。

关于轴子,一个非常重要的物理量就是轴子的衰变常数 f_a ,表示 PQ 对称破缺时的能级。轴子的质量 m_a 与 f_a 之间的关系为,

$$m_a \approx 6 \,\text{eV} \left(\frac{10^6 \,\text{GeV}}{f_a} \right)$$
 (2.3)

最早提出轴子概念的这批科学家认为 f_a 应该为电弱能标,数值大约在 250 GeV 左右,得到的轴子的质量在 100 keV。这类轴子被称为 Peccei-Quinn- Weinberg-Wilczek Axion (PQWW 轴子)。这一轴子模型很快被加速器上的观测数据所排除 [105]。物理学家意识到 f_a 可能远大于电弱能标,也就是说轴子的质量会非常小。不久之后,理论物理学家又提出了 KSVZ[106, 107] 和 DFSZ[108, 109] 两种轴子模型,这也是目前引用最广泛的两种轴子模型。

轴子与物质的相互作用是探测轴子的关键参数,目前理论上认为轴子与胶子、光子以及费米子都有耦合,耦合强度是依赖于模型的。具体耦合强度的计算可以参考 [91]。

2.2 太阳轴子

太阳是我们周围最活跃的星体,每天向外辐射出大量的光、热和高能粒子,甚至到达地球表面的流量依然非常可观。鉴于轴子的质量非常低,因此太阳内部很可能产生出大量的轴子。太阳作为轴子源有几种比较重要的产生方式

- 依赖于轴子与双光子的耦合 g_{Ayy}:
 - Primakoff 效应, $\gamma \to A$
- 依赖于轴子与电子的耦合 g_{Ae}:
 - 类康普顿散射 Compton-like scattering (C), $e^- + \gamma \rightarrow e^- + A$
 - 韧致辐射 axion-Bremsstrahlung (**B**), $e^- \rightarrow e^- + A$
 - 电子粒子对复合 atomic-recombination (**R**), $e^- + I \rightarrow I^- + A$ where

- 激发态退激发 atomic-deexcitation(**D**), $I^* \rightarrow I + A$
- 依赖于轴子与核子的耦合 g_{AN} :
 - ⁵⁷Fe 的核能级跃迁,⁵⁷Fe* → ⁵⁷Fe + A

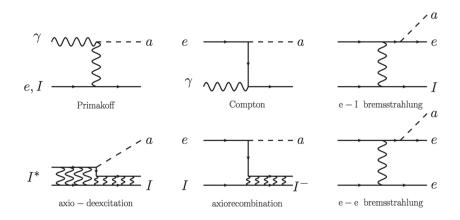


图 2.1 太阳中产生轴子的各种过程的示意图。

太阳轴子流量的精确计算对轴子探测至关重要。目前以太阳轴子为探测目标的各类实验,如以 CAST(CERN Axion Solar Telescope)[110]、IAXO(International AXion Observatory)[111] 以及 PandaX[112]、CDEX[113]、LUX[114] 等都以此为重要的输入参数。

2.2.1 Primakoff 效应

太阳内部的高温等离子体为太阳中的热光子通过逆 Primakoff 效应 [110, 115] 转换成轴子提供了完美的环境。轴子跟光子耦合的拉格朗日量可以写作,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} g_{A\gamma\gamma} F^{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu} \, \phi_A = g_{A\gamma\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \, \phi_{\mathbf{A}}, \tag{2.4}$$

其中 $F^{\mu\nu}$ 是电磁场张量, ϕ_A 是轴子场, $g_{A\gamma\gamma}$ 是轴子与光子的耦合常数。

在标准的轴子模型中, gAyy, 可以通过公式2.5计算得出

$$g_{A\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_A} \left[\frac{E}{N} - \frac{2(4+z+w)}{3(1+z+w)} \right]$$
 (2.5)

 $\alpha \sim 1/137$ 是精细结构常数 E/N 是模型依赖的,对 DFSZ 模型来说 E/N = 8/3,对 KSVZ E/N = 0。一个能量为 E 的光子在温度为 T 的等离子体中转化为轴子的概率就是,

$$\Gamma_{\gamma \to a} = \frac{g_{A\gamma\gamma}^2 T \kappa_s^2}{32\pi} [(1 + \frac{\kappa_s^2}{4E^2}) ln(1 + \frac{4E^2}{\kappa_s^2}) - 1]$$
 (2.6)

 κ_s 表示屏蔽效应能级[116],在太阳的核心区域 $\kappa_s \sim 9 \text{keV}$,对整个太阳来说, $(\kappa_s/T)^2 \approx 12$ 基本为常数。基于标准的太阳模型,对公式2.6进行积分就可得到地球表面所接收到的 Primakoff 太阳轴子的流量为,

$$\frac{d\Phi_A}{dE} = \frac{6.02 \times 10^{14}}{\text{cm}^2 \text{ keV s}} \left(\frac{g_{A\gamma\gamma} \times 10^8}{\text{GeV}^{-1}}\right)^2 E^{2.481} e^{-E/1.205}$$
(2.7)

进一步积分得到,

$$g_{10} = g_{A\gamma\gamma}/(10^{-10} \text{GeV}^{-1}),$$
 (2.8)

$$\Phi_A = g_{10}^2 3.75 \times 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1},$$
(2.9)

$$L_A = g_{10}^2 1.85 \times 10^{-3} L_{\odot}. \tag{2.10}$$

其中 L_{\odot} 表示太阳的总亮度。Primakoff太阳轴子的平均能量为 $4.2\,\mathrm{keV}$,峰值在 $3.0\,\mathrm{keV}$ 。

2.2.2 CBRD 过程

由于轴子与光子物理性质的类似性,所以基本上太阳中能够产生出光子的物理过程理论上都能产生出相同能量的轴子。

图2.1所展示的几种太阳中产生轴子的过程中,除了 Primakoff 效应外,其余五种都是依赖于轴子与电子的耦合。关于这些过程中轴子的产生机制及流量的计算已经有许多文章进行了讨论。最早研究的是康普顿散射过程中轴子的产生机制,这在参考文献 [117] 有所论述。参考文献 [118] 讨论了韧致辐射的贡献,认为韧致辐射是对轴子流量贡献最大的过程。这两类过程的物理图像并不复杂,结论也比较明确。比较复杂的是核外电子能级退激发和电子离子复合的过程同样能贡献出可观的流量 [119]。对于这一过程的精确计算就涉及到对太阳内部各类核素,尤其是低质量核素丰度,核外电子分布等等众多因素。关于这些过程的具体计算过程,该论文里不再过多讨论,可以参考 [120],其中有较为全面且详细的讨论。

对于 PandaX 这一类的实验来说,探测太阳轴子主要依赖于 Axio-electric 效应 [121, 122],Axio-electric 效应同样是依赖于轴子与电子之间的耦合 g_{Ae} 。因此这一类实验中太阳轴子流量的输入值为 CBRD 过程的轴子流量,如图2.2所示。

2.2.3 ⁵⁷Fe 太阳轴子

 57 Fe 核的激发态只有 14.4keV,相较于其他核素的能级非常低,除此之外 57 Fe 在太阳中的丰度也较为可观,达到 $9 \times 10^{19} cm^{-3}$,这让 57 Fe 成为了太阳中非常特别的核素。

我们知道,太阳的核心温度就有~keV 量级,因此不需要额外的物理过程,仅靠热震动就能使得 57 Fe 被激发。如同电子能级退激发的过程一样, 57 Fe* 退激发时就能放出轴子 57 Fe* \rightarrow 57 Fe + A(14.4 keV)。这种轴子的特别之处是其能量为 14.4keV 的单能峰,即使考虑多普勒展宽, $\sigma_f = \sqrt{\frac{kT}{mc^2}} f_0$,能量弥散也只有~2×10⁻³ keV,基本可以忽略。

单能峰在探测器中产生的信号就只有探测器的能量分辨率,比连续谱的信号有更好的信噪比,因此有更高的探测灵敏度。 57 Fe 轴子源同样有着很严重的短板,那就是对于其流量的计算是依赖于轴子与核子的耦合常数 g_{AN} 的,而 g_{AN} 的计算是模型依赖的。

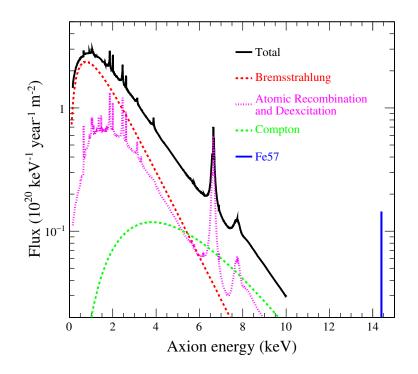


图 2.2 地球轨道上太阳轴子流量分布图,该计算基于 $g_{Ae}=10^{-13}$ 的参数假设,并未考虑轴子光子耦合过程。其中,绿色虚线代表康普顿散射过程的贡献,洋红色虚线源自原子的退激发和复合过程,红色虚线表示韧致辐射产生的轴子通量,黑色实线为以上几种过程的加和。右侧的蓝色实线代表 $^{57}{\rm Fe}^*$ 退激发产生出的轴子,这里假设 $g_{AN}^{eff}=10^{-8}$ 。

轴子与核子的拉格朗日量写作,

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_N \gamma_5 (g_{AN}^0 + g_{AN}^3 \tau_3) \psi_N \phi_A \tag{2.11}$$

其中 ϕ_A 是轴子场, ψ_N 是核子的同位旋 m, τ_3 同位旋泡利矩阵。参数 g^0_{AN} 和 g^3_{AN} 是模

型依赖的同位旋标量和同位旋矢量轴子-核子耦合常数。在 KSVZ 模型里他们与 f_A 的 关系可以写作 [123–125]:

$$g_{AN}^{0} = -7.8 \times 10^{-8} \left(\frac{6.2 \times 10^{6} \text{GeV}}{f_{A}} \right) \left(\frac{3F - D + 2S}{3} \right)$$

$$g_{AN}^{3} = -7.8 \times 10^{-8} \left(\frac{6.2 \times 10^{6} \text{GeV}}{f_{A}} \right) \left[(D + F) \frac{1 - z}{1 + z} \right]$$
(2.12)

其中, $z \equiv m_u/m_d = 0.56$,F = 0.462 D = 0.808。矩阵元 S 是一个限制非常弱的值,取值范围为 0.15-0.55。

而对于 DFSZ 模型来说, g_{AN}^0 和 g_{AN}^3 的值取决于两个希格斯玻色子真空期望值的比例 β_{DFSZ} 。我们定义 $X_d=\cos^2\beta_{DFSZ}$, $X_u=\sin^2\beta_{DFSZ}$,这样 g_{AN}^0 和 g_{AN}^3 的表达式就可以写成:

$$g_{AN}^{0} = 5.2 \times 10^{-8} \left(\frac{6.2 \times 10^{6} \,\text{GeV}}{f_{A}} \right) \left[\frac{(3F - D)(X_{u} - X_{d} - 3)}{6} + \frac{S(X_{u} + 2X_{d} - 3)}{3} \right]$$

$$g_{AN}^{3} = 5.2 \times 10^{-8} \left(\frac{6.2 \times 10^{6} \,\text{GeV}}{f_{A}} \right) \frac{D + F}{2} \left(X_{u} - X_{d} - 3 \frac{1 - z}{1 + z} \right) .$$
(2.13)

根据参考文献 [126],我们可以计算出,⁵⁷Fe 第一激发态退激发到基态时放出轴子的概率与放出光子的概率之比:

$$\frac{\Gamma_{\rm A}}{\Gamma_{\gamma}} = \left(\frac{k_{\rm A}}{k_{\gamma}}\right)^3 1.82 \left(-1.19g_{\rm AN}^0 + g_{\rm AN}^3\right)^2. \tag{2.14}$$

此处我们定义 $g_{AN}^{\text{eff}} \equiv (-1.19g_{AN}^0 + g_{AN}^3)$,再考虑 ⁵⁷Fe 14.4 keV γ 射线的参数就可以得到对应的轴子的流量为 [125, 127]:

$$\Phi_{14.4} = \left(\frac{k_{\rm A}}{k_{\rm v}}\right)^3 \times 4.56 \times 10^{23} \ (g_{AN}^{\rm eff})^2 \ {\rm cm}^{-2} \, {\rm s}^{-1}. \tag{2.15}$$

 k_A/k_γ 是轴子与光子之间的动量之比,在 $m_A < 1$ keV 时基本等于 1,随轴子质量接近于 14.4 keV,逐渐变为 0。为了与其他实验结果做比较,在之后的数据处理部分,我们将采用 $\cos^2\beta_{DFSZ}=1$ 为基准。

除此之外太阳内部聚变过程同样会放出大量的高能 γ 射线,类似于 ⁵⁷Fe 太阳轴子的产生过程,同样可能存在高能的聚变反应太阳轴子,例如 ⁷Li* \rightarrow ⁷Li + A(478 keV)[128], $p+d\rightarrow$ ³He + a(5.5 MeV)[129] 等。原则上 PandaX-II 可以对这些类型的太阳轴子进行探测,但在本论文中未涉及。

2.3 星际类轴子粒子

前文中提到轴子是非常有竞争力的暗物质候选者,而且可以完美地解决强相互作用 CP 问题,对其更准确的名称应该为 QCD Axion。各类观测数据,主要是天文学上的观测,如超新星爆炸、红巨星 [130] 等都对 QCD 轴子的质量区间做出了比较严格的约束,目前最为物理学家所接受的区间为 [10⁻⁶, 10⁻²]keV。当我们放宽轴子源自 PQ 对称的要求,而仅仅要求其来自一个类似的 U(1) 对称破缺的过程,这类扩展出来得到的Goldonstone 玻色子就称为类轴子粒子(Axion-Like-Particles, ALPs)。理论上 ALPs 没有太 dam 多质量上的约束,因此 ALPs 的 $\sigma-m$ 参数空间更广。我们在研究中一般假设 ALPs 构成星际暗物质的主体,输入的 ALPs 的密度即为 0.3GeV cm^{-3} ,所以又称为星际类轴子粒子。

在物理表现上,ALPs 与轴子基本完全相同,都只有非常弱的相互作用;与标准模型粒子耦合的方式相同,所以探测手段也都一致。在任何能区或截面上发现 ALPs 都将是颠覆性的重大发现。目前有一系列的天文观测结果似乎是预示着 ALPs 存在的 [131]。所以在不远的将来,关于类轴子粒子的研究也非常值得期待。

2.4 Axion 的研究现状

从轴子概念提出以来,便不断地有新的实验试图寻找它。目前,国际关于轴子方向的研究有数十个之多,研究方法也多种多样,例如比较传统技术也比较成熟的微波腔技术、巡天望远镜技术、Light-Shining-Through-Walls (LSTW)、地下暗物质实验、还有核磁共振等新的研究方法等,下面我们就将针对几种技术分别介绍。

2.4.1 微波腔探测

1983 年,佛罗里达大学的 Pierre Sikivie 想到了一个探测轴子的绝妙的方法 [132, 133]: 与其在加速器中造轴子,我们不如直接找宇宙中的轴子,因为我们的地球就是浸没在一片轴子的海里。Sikivie 假设了一个圆柱形的腔体,腔体内部充满磁场,除了空间中流动着的宇宙轴子以外,其他一切都不能进入这个腔体。当轴子与磁场发生相互作用时,轴子的全部能量都转化为光子。如果我们把该腔体的共振频率调节到与轴子转换出光子的频率相同时,这一反应发生的概率就会更高。因为轴子的质量很小,我们附近的宇宙轴子又大概以银河系运转速度在运动,所以轴子的能量很小,转换出来的光子大致在微波波段。转换出的功率为,

$$P_{\text{SIG}} = \eta g_{A\gamma\gamma}^2 \left(\frac{\rho_A}{m_A}\right) B_0^2 V C Q_L \tag{2.16}$$

 $g_{A\gamma\gamma}$ 、轴子的质量 m_A 以及轴子在地球处的密度都是一些不可变得物理参数,像磁场强度 B_0 、共振腔的体积 V、共振腔的品质因子 Q_L 以及信号输出效率 η 都是可以进行优化的。

由于不知道轴子的质量,所以实验就需要不停地调节实验腔的共振频率来扫描可能的区间,寄希望于能够恰巧匹配到轴子的频率。最终的信号非常小,可能只有 10-21 瓦甚至更小,而伴随而来的噪声也差不多也在同样的量级。因此低噪声高灵敏度的微波探测器,足够持久的信号收集时间是这类的重中之重。这类实验目前以 ADMX(Axion Dark Matter eXperiment)[134, 135] 为代表。图**??**就是 ADMX 实验的剖面图。

2.4.2 巡天望远镜

巡天望远镜(Heliscope)主要探测的是太阳轴子,2.2中已经对太阳轴子的来源及流量等进行介绍。由于巡天望远镜技术主要依赖于 $g_{A\gamma\gamma}$ 耦合,所以作为输入太阳轴子的流量一般只考虑 Primakoff 轴子。与微波腔实验一样,巡天望远镜也需要超强磁场的环境,如图2.4所示整个磁场垂直于探测腔体的长轴,长轴一直对准太阳中心使得轴子流可以垂直穿过整个磁场,增强转换的效率。转换出来的 X-ray 由探测器后端的探测器捕获。这就是探测的基本原理,一个轴子转换为光子的概率为,

$$P_{A\gamma} = 2.6 \times 10^{-17} \left(\frac{B}{10 \text{ T}}\right)^2 \left(\frac{L}{10 \text{ m}}\right)^2 \left(g_{A\gamma\gamma} \times 10^{10} \text{ GeV}\right)^2 F$$

公式中, L 为探测腔体的长度, B 为磁场强度, F 为与动量转移相关的形成因子。

目前正在运行的此类实验中的代表为 CAST (CERN Axion Solar Telescope) [110] 实验。而且该实验组计划将整个探测器在未来进行全面的升级,建成 IAXO (International AXion Observatory),预计灵敏度将提高一个量级以上 [111]。

2.4.3 Light-Shining-Through-Walls

LSTW 的方法类似于 WIMP 探测中加速器对撞的方法。科学家试图将强激光注入强磁场中,根据 Primakoff 效应,注入的光子可能转换为轴子,并保持原光子的动量,继续前行越过完全挡光的墙,进入另一端完全相同的另一段强磁场中,再转换为光子被探测。这种方法的好处是基本不依赖于模型,而且要探测的光子的能量就是入射激光源放出光子的能量,比连续谱灵敏度要高。但是也存在致命的弱点就是两次转换使得原本就非常小的反应截面翻倍。其转换概率的计算公式为,

$$P_{\gamma \to A \to \gamma} = \frac{1}{16} \cdot \mathcal{F}_{PC} \mathcal{F}_{RC} \cdot \left(g_{A\gamma\gamma} B l \right)^4 = 6 \cdot 10^{-38} \cdot \mathcal{F}_{PC} \mathcal{F}_{RC} \cdot \left(\frac{g_{A\gamma\gamma}}{10^{-10} GeV^{-1}} \frac{B}{1T} \frac{L}{10m} \right)^4 \tag{2.17}$$

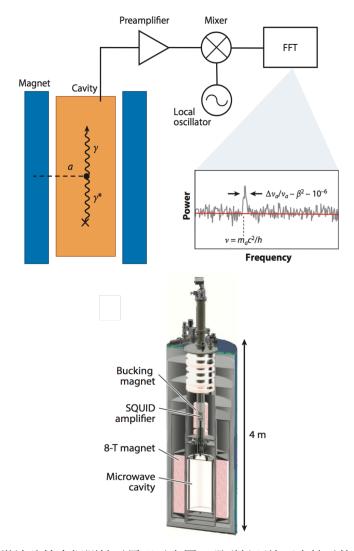


图 2.3 上图 [94], 微波腔技术探测轴子原理示意图,强磁场环境下当轴子的能量与微波腔的频率同步时,就会转换成微波信号,被腔体上的天线所接收,之后经过放大,快速傅里叶变换等过程就转换为频谱,频谱上本底为白噪声,在某一频率上的峰就可能意味着轴子转化出来的信号;下图 [94], ADMX 实验腔的剖面图,整个探测装置高 4 米,微波腔位于底部中心,由其外围的超导磁铁提供腔体中的强磁场,之上是放大器和制冷系统等。

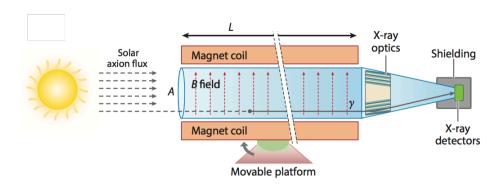


图 2.4 巡天望远镜太阳轴子探测示意图 [94]。

从公式中可以看出探测概率与磁场长度和强度乘积 BL 的四次方成正比。因此该类实验的关键点就在于如何提高 BL。这一类实验的代表为 ALPS I (Any Light Particle Search I) [136],和正在计划中的 ALPS II[137]。

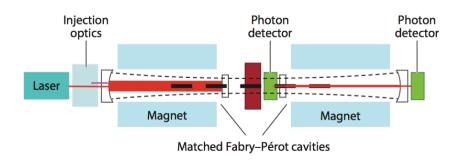


图 2.5 LSTW 轴子探测示意图 [94]。

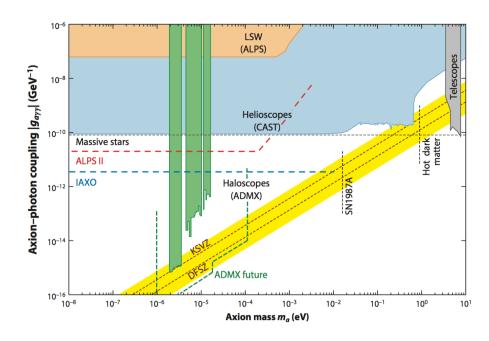


图 2.6 轴子 $g_{A\gamma\gamma} - m_A$ 。黄色区域代表理论上 QCD 轴子所允许的范围,实线代表目前已有的实验结果,虚线为预计未来的实验所能达到的探测区域。

2.4.4 地下暗物质实验

上面介绍的几种实验方法都是对 $g_{A\gamma\gamma}$ 进行检验,而另一类如 PandaX 这种地下暗物质实验则可以测量 g_{Ae} 。

地下暗物质实验一般都可以作为低阈值(~ keV)量能器。基于 Axio-elertric 效应 [121],轴子会将自己的全部能量转换为探测介质原子核外电子的动能,并最终全部沉积在探测介质中。因为探测器的探测能量范围只在~ keV 量级,所以地下暗物质实验

所探测的轴子为太阳 CBRD 轴子和 ~ keV 量级的 ALPs。关于具体的物理过程会在下一章中详细介绍。下面我们就将该类型探测方式的几个重要的实验进行总结,

2.4.4.1 XENON100

Xenon 是世界上第一个尝试用双相型氙时间投影是技术进行暗物质探测的实验,实验在意大利的 LNGS(Laboratori Nazionali del Gran Sasso)运行。其第一期的实验 XENON10[138] 有效质量只有 15 kg。之后该实验于 2008 年升级为 XENON100[69],有效质量达到 165 kg。从 2010 年到 2014 年,XENON100 实验获得了 477 天的有效数据。XENON100 中轴子及类轴子粒子的研究结果发表在参考文献 [139–141]。

作为最早开展的 TPC 类型的暗物质实验,XENON 在许多领域的工作都是开创性的,对后续的如 LUX、pandaX 实验都有很高的借鉴与指导意义。XENON 合作组现在正在运行的实验是 XENON1T[68],该探测器的有效质量达到 1042kg,是国际上同类实验中在运行体量最大的探测器。在不远的将来会有更多的科研成果产出。

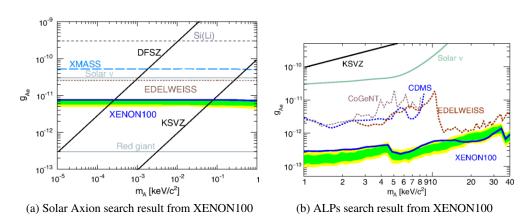


图 2.7 XENON100 探测轴子及类轴子粒子的结果 [139, 140],蓝色实线为实验给出的 90% 置信水平的排除线,绿色和黄色阴影区域为预期探测灵敏度的 1σ 和 2σ 区间。

2.4.4.2 LUX

LUX(Large Underground Xenon experiment)[70] 是由美国能源部支持的在美国本土进行的暗物质实验,与 XENON 一样同样采取两相型氙时间投影室的技术,实验位于 Stanford 地下实验室,其有效探测质量大约在 300 kg 左右。其探测器 61×2 的 R8778 光电倍增管,包含中心区域本底水平达到 < 10mDRU。LUX 在暗物质探测的许多领域都作出了开创性的工作,例如在国际上首次采用氚化甲烷对探测器进行电子反冲的 3D 刻度 [142],首次利用 2.45 MeV 单能 D-D 中子源对核反冲进行刻度 [143],并且在较长

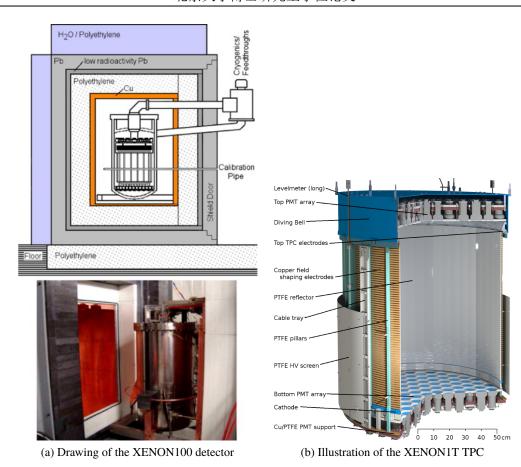


图 2.8 XENON100 与 XENON1T 探测器示意图 [69]。2.8a中还标示出 XENON100 不同的屏蔽材料,及制冷单元;2.8a为 XENON1T 的时间投影室的剖视图 [68],这个时间投影室由经过放射性本底筛选过后的特氟龙、高纯无氧铜、不锈钢等材料搭建,上下探测平面各有 127 和 121 个 Hamamatsu R11410-21 光电倍增管。

的一段时间内都是世界上最灵敏的暗物质探测器。但LUX 在某些探测器方面做的工作也并没有达到理想的状态,例如其电场问题一直伴随其整个实验过程。

LUX 实验于 2016 年停止运行,最终累积了 $3.35 \times 10^4 \text{kg·day}$ 的总曝光数据。此后 LUX 实验组与 ZEPLIN 实验组合并为 LZ,将要建设一个 7 吨液氙的探测器 [144],如 图2.10b。

2.4.4.3 XMASS

XMASS 实验是位于地下 1000 米的神冈实验室的单相高纯液氙探测器,主要物理目标同样为暗物质探测。探测器分为内外两部分,内探测器由 642 个光电管组成一个球形探测阵列,阵列内部为高纯液氙,有效探测区的氙总量达 835kg。外探测器为分布有 72 个 20 英寸光电倍增管的水切伦科夫探测器,起到反符合宇宙线 μ 和屏蔽环境放射性的作用。

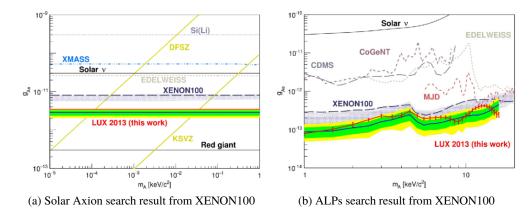
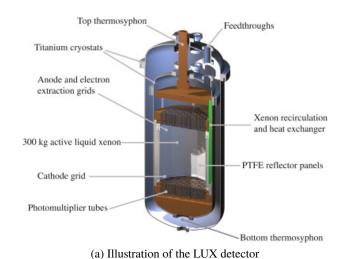
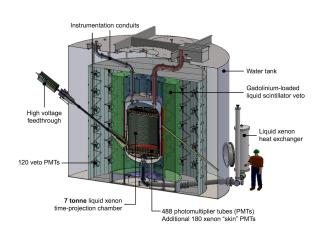


图 2.9 LUX 探测轴子及类轴子粒子的结果 [114],红色实线为实验给出的 90% 置信水平的排除线,蓝色实线为预期探测灵敏度的中心值,绿色和黄色阴影区域为预期探测灵敏度的 1σ 和 2σ 区间。





(b) Illustration of the LZ Detector

图 2.10 LUX 与 LZ 探测器示意图。2.10aLUX 探测器示意图 [70]; 2.10aLZ 探测器示意图 [144]。

XMASS 用了 5.6t·day 的数据来对太阳轴子的 $g_{Ae}-m$ 参数空间进行约束。

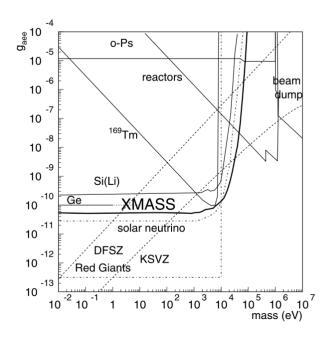


图 2.11 XMASS 太阳轴子探测结果。黑色粗实线为 XMASS 的排除曲线 [145]。

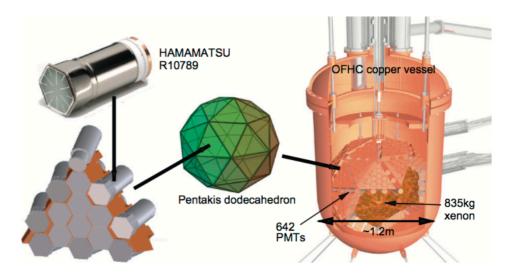


图 2.12 XMASS 探测器示意图 [73]。该探测器为球型液相氙探测器。

2.4.4.4 Majorana Demonstrator

从字面意思上就可以猜测到 MAJORANA DEMONSTRATOR 是双贝塔衰变探测实验,同时也可以进行暗物质探测方面的研究。实验采用 P 型点电极高纯锗阵列作为探测介质,总质量达到 44.1 kg,其中 29.7 kg 为 76 Ge 富集的高纯锗。在参考文献 [146] 中,478 kg·d 的数据被用来进行 ALPs 和 57 Fe 太阳轴子的分析。

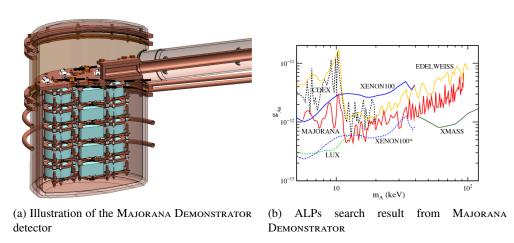
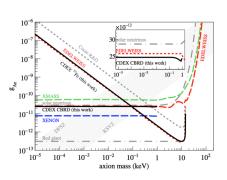
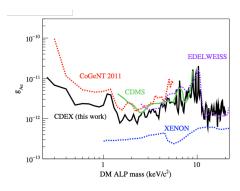


图 2.13 MAJORANA DEMONSTRATOR 探测器示意图 [147] 及类轴子粒子探测结果。

2.4.4.5 CDEX-1

CDEX (China Dark Matter Experiment)实验与 PandaX 共同位于 CJPL (China Jin Ping underground Laboratory),实验方法与 MAJORANA DEMONSTRATOR 相同,采用高纯锗的技术。探测器总质量为 994 g,探测阈值达到 400keV_{ee}。总的有效探测时间为 335.6 天。现在,CDEX 已经将探测器升级为 10 kg 量级的 CDEX-10[148],在将来 CDEX 计划升级到吨量级,除了暗物质探测还将涉及无中微子双贝塔衰变的研究。





- (a) Solar axion search results from CDEX-1
- (b) ALPs search result from CDEX-1

图 2.14 黑色实线为 CDEX-1 对太阳轴子及类轴子粒子探测结果 [149]。

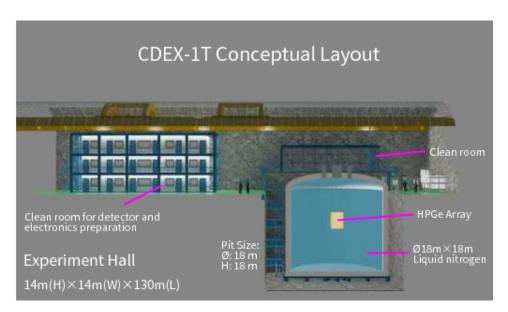


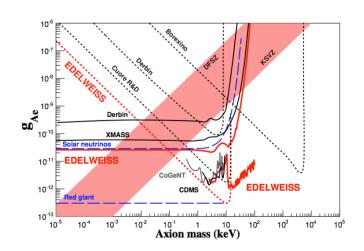
图 2.15 CDEX-1T 探测器示意图 [150]。

2.4.4.6 EDELWEISS-II 和 CoGeNT

EDELWEISS-II[125]、CoGeNT 实验 [151] 与 CDEX-I 基本是完全相同的实验方法。



(a) EDELWEISS-II 探测器实物图 [152]。



(b) EDELWEISS-II 对太阳轴子及类轴子粒子探测结果,红线为 EDELWEISS 的结果,其中虚线为 ^{57}Fe 轴子的探测结果。灰色实线为 Co-GeNT 对 ALPs 的排除线 [125]。

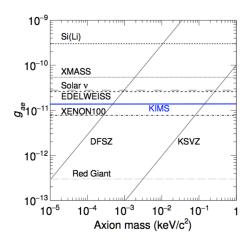
图 2.16 EDELWEISS-II 探测器及其实验结果。

2.4.4.7 KIMS

KIMS (Korea Invisible Mass Search) 运行于 Yangyang Underground Laboratory (Y2L),岩石覆盖达到 700 米。整个探测器由 12 个低本底的 CsI(Tl) 晶体组成,晶体周围安装光电倍增管来探测晶体放出的闪烁光。KIMS 利用从 2009 年到 2012 年收集的 34,596 kg·day 曝光量的数据进行太阳轴子探测。



(a) KIMS 探测器实物图 [153]。



(b) KIMS 对太阳轴子的探测结果 [154]。

图 2.17 KIMS 探测器及其实验结果。

Experiments	Laboratory	Detector	Exposure[kg·day]	Year
PandaX-II	CJPL	Xe TPC	2.7×10^4	2017
LUX	SURF	Xe TPC	1.1×10^{4}	2017
Majorana Demonstrator	SURF	Ge	478	2017
CDEX-1	CJPL	Ge	335.6	2017
KIMS	Y2L	CsI(Tl)	34,596	2016
XENON100	LNGS	Xe TPC	7,636	2014
EDELWEISS-II	LSM	Ge	448	2013
XMASS	Kamioka	LXe	5.6×10^{3}	2013
CoGeNT	SUL	Ge	-	2011
CDMS	SUL	Ge	443.2	2009

表 2.1 地下实验探测轴子总结,列出了实验地点、探测器材料、曝光量和发表时间。实验室名称对应: CJPL(China JinPing underground Laboratory,)SURF(Sandford Underground Research Facility)、Y2L(Yangyang Underground Laboratory)、SUL(Soudan Underground Laboratory)、LSM(Laboratoire Souterrain de Modane)。

2.4.5 其他探测方式

轴子的弱相互作用特性使得,类似于中微子在从星体内部高热环境逃逸时会带走大量的热量,进而会影响星体演化进程。因此天文学上的观测也能对于轴子进行约束 [130, 155–158]。

除了以上介绍的几种探测方式外,最近还涌现出许多新的实验室探测的概念,例如核磁共振技术 [159, 160] 等,在此不再赘述。

第三章 PandaX 实验介绍

PandaX(Particle AND Astrophysics experiment with Xenon)是世界上最大的暗物质直接探测实验之一,合作组成立于 2009 年,由上海交通大学牵头运行。PandaX-I 为该项目组的第一个实验,探测器的有效质量为 150 kg,已于 2014 年底结束。目前实验进行到第二期有效质量为 580 kg 的 PandaX-III,预期会运行到 2018 年底。下一阶段的PandaX-4T(暗物质直接探测实验)和 PandaX-III[161](无中微子双贝塔衰变实验)正在前期准备阶段,将于目前正在建设中的 CJPL-II[162] 实验室的 B2 实验大厅进行实验。

在这一章前两部分中会对 CJPL 和 PandaX 进行整体的介绍, 之后会对整个 PandaX-II 各个系统进行总结。



图 3.1 PandaX Logo。

3.1 CJPL

CJPL(China JinPing underground Laboratory)是中国第一个深地实验室,位于中国西南的四川省凉山彝族自治州锦屏山隧道内,距离西昌市约 100 公里。实验室的岩石覆盖厚度达到 2,400 米,等效水深度为 6,720 米,实验测得宇宙线通量为 (2.0 ± 0.4) × 10^{-10} cm⁻² s⁻¹[163],是世界上最深,宇宙线本底水平最低的地下实验室。另外,锦屏地下实验室的岩石放射性本底也非常低,这就为开展稀有事例物理课题的研究提供了非常好的物理条件。除此之外,实验室位于交通隧道旁,相较于矿井式的深地实验室在实验物资运输、科研人员交通等方面更加灵活便捷。目前实验室可利用实验空间为 4,000 m³。现阶段共有四个实验在运行,分别是 CDEX、Jinping Neutrino Experiment[164]、极低本底测量平台以及 PandaX。

北京大学博士研究生学位论文 洁净度 深度/m 空气日循环次数 建设时间 氡气含量/Bq m⁻³ 宇宙线通量/m⁻²s⁻¹ 换风速率/m³h-1 交通方式。 实验空间/m³ 3.1×10^{-6} 2003(1991) **SNOLab** 30,000 2,070 12,000 2000 130 10 < 35,000-60,000 3×10^{-4} 180,000 LNGS 1,400 1987 5-8 80 Ή 3×10^{-3} 20,000 10,000 2010 850 LSC 48 Η 表 3.1 国际上重要的地下实验室信息列表。 4×10^{-4} Boulby 10000 7,200 1,100 1989 3 300 24 < 4.6×10^{-5} 5,500 3,500 ISO9 LSM 1,700 1982 38 15 Callio Lab V/Drive in 3,600 1,440 1,000 10^{-4} 1995 3×10^{-5} 23,000 Baksan 1,440 1,700 1967 40 Η 5.3×10^{-5} 2007(1967) 510,000 SURF 7,160 3000 144 1,500 300 Η 4,000/360,000 2,400/24,000 2009/2014 CJPL-I/II 2×10^{-6} 2,500 H 150,000 Kamioka 6,000 1,000 1983 10^{-3} 6 Η 80 4×10^{-3} Drive in 3,300 5,000 2013 700 Y2L 15 40 2×10^{-3} 35,000 Soudan

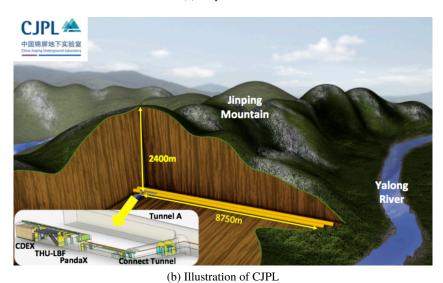
a V 代表水平进入, H 代表竖直进入

1980

700

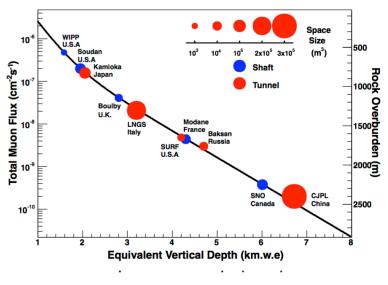


(a) Map of CJPL

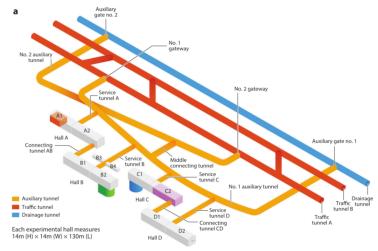


(b) mustration of CJL

图 3.2 锦屏地下实验室地图及实验室概况示意图。







(b) Schematic diagram of CJPL-II

图 3.3 a) CJPL-II 宇宙线通量,圆的面积代表实验室可以用空间的大小,颜色代表进出实验室方式,红色为隧道蓝色为矿井。b) CJPL-II 设计图,共建有四个实验大厅 [165],红色隧道代表交通洞,橙色为辅助洞,蓝色为排水洞。

现阶段,在科研需求的不断扩张下,CJPL 在实验室原址旁重新开挖一系列的隧道和洞坑,将要建成 CJPL-II。二期工程共包括四个实验大厅,每个实验大厅又分为两个半区,建成后的体积将达到 300,000 立方米,成为世界上埋深最深,可利用空间最大的地下实验室。目前已经确定会在 CJPL-II 建设的实验有锦屏地下核天体实验(Jinping Underground Nuclear Astrophysics Experiment, JUNA)、CDEX 和 PandaX。优良的实验条件也正吸引越来越多的合作组申请到 CJPL-II 开展实验。

3.2 PandaX 实验总体介绍

PandaX 是中国最大的暗物质直接探测实验之一,由上海交通大学牵头成立于 2009 年。经过十年的发展壮大,现参与单位包括:上海交通大学、北京大学、山东大学、中科院上海应用物理研究所、中国科技大学、中国原子能研究院、中山大学、雅砻江流域水电开发有限公司、马里兰大学、苏兰拉里理工大学、萨拉戈萨大学、法国原子能和替代能源委员会。从 2009 年到现在短短十年间,PandaX 迅速吸收国外技术与经验,整合国内有利资源,迅速发展扩张,现在已经跻身于暗物质直接探测领域最好的实验项目之一。

PandaX-I

PandaX-I 是 PandaX 项目组的第一个实验,整个实验系统包括:制冷系统、氙气回收储存系统、循环系统、探测器、数据获取和屏蔽体组成。中心探测器为扁平状的时间投影室,如图3.3a所示,直径为60 cm,高 15 cm,TPC 内部共有 120 kg 的液氙作为探测介质。信号收集采用上下两个光电倍增管(PMT)阵列完成,顶部阵列位于气相区,共有 143 个 1 英寸见方的 Hamamatsu R8520-406 PMT 呈环形分布所组成,底部阵列有 37 个光电转换与氙光谱 (178 nm) 匹配的直径 3 英寸的 Hamamatsu R11410-MOD PMT 呈六边形紧致排布。探测区域的萃取电场和漂移电场由从上到下阳极(接地)、栅极(-5 kV)、阴极(-15 kV)、保护电极(接地)以及 TPC 外围的 14 个电场整形环所提供。

2012年,经过三年的前期研发与测试,PandaX-I 中心探测器于该年八月运抵 CJPL,经过一年半的组装调试,于 2014年初完成整套探测器的组装。5月份开始数据采集,到 11月 PandaX-I 实验结束。2015年,PandaX-I 的最终分析结果发表在 PHYSICAL REVIEW D 杂志上 [166]。该结果与国际上同期的 XENON100及 LUX 实验相比还存在一定差距,但 PandaX-I 为 PandaX 合作组奠定了国际声誉,积累了大量宝贵的经验,培养了一批优秀的研究生力量,为合作组将来的发展奠定了基础。

PandaX-II

PandaX-II 是目前世界上最大的双相型氙暗物质直接探测实验之一 [167], 其总共利用 1.1 吨的氙,中心时间投影室(直径 65 cm,高 60 cm)包含 580 kg 的氙。该实验继承沿用了 PandaX-I 的大部分子系统,主要在中心探测器上做了升级。PMT 阵列包含三部分:顶部和底部各 55 个六边形紧致密排的 3 英寸 Hamamatsu R11410-MOD,时间投影室外侧排布 48 个 1 英寸的 Hamamatsu R8520-406。外侧 48 个光电管可以探测内管内壁到时间投影室外壁之间大约 5 cm 间距之间的液氙放出的闪烁光,作为反符合信号。电极及电场的形式最终也是选择与 PandaX-I 保持一致,只是场强不及后者高,具体场强随着取数进程略有改变,但数据主要都取在漂移电场强度为 399V/cm(阴极-29kV),萃取电场强度为 4.56kV/cm(阳极-4.95kV)的情况下 [168]。

PandaX-I 运行同时,PandaX-II 的研发工作就已经开始。2014 年底,时间投影室组装开始在 CJPL 现场进行,直到 2015 年 11 月份真正的数据获取 Run8(从 PandaX 开始以此命名不同的采数时段)开始。由于探测器体量的巨大增加,伴随而来的是探测器组装难度和出现意料之外工况风险的增加。这一年间 PandaX-II 遇到了众多之前在PandaX-I 中并未出现过的问题,如电极打火、氙气泄漏污染、PMT 失效、PMT 高压源损坏等问题。最终 PandaX-II 于 2016 年 7 月 21 日在英国举行的 International Identification of Dark Matter conference 上,合作组发言人季向东教授发布了 PandaX-II 的第一个物理分析结果 [169]。目前为止,PandaX-II 已经发表了多篇重要的物理结果,四篇发表于 PHYSICAL REVIEW L[112, 168, 170–172],两篇发表于 PHYSICAL REVIEW D[167, 173]。

到如今 PandaX-II 还在继续获取数据,预计将持续到 2018 年底,与 PandaX-4T 实验对接。本论文会在后面章节3.3对 PandaX-II 进行详细的介绍。

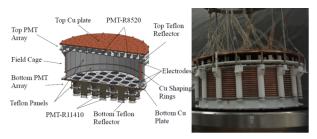
PandaX-4T

PandaX-4T 是 PandaX-II 的升级实验,时间投影室内氙的重量达到 4 吨,直径和高度都将从 PandaX-II 的 60 cm 扩大为 120 cm。光电管的数目相应地也变为顶部的 169 个环形排布,和底部 199 个六边形紧致密排。电极的设计也与 PandaX-II 保持一致,主要是阴极的电压值相应的变为两倍。PandaX-4T 将会在 CJPL-II 进行,预计将在自旋无关 WIMP-nucleon 相互作用截面的测量上达到 ~ 10⁻⁴⁷cm²。

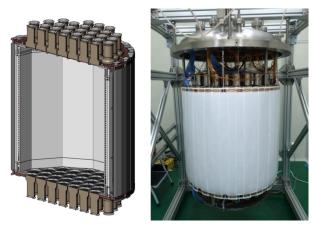
PandaX-III

PandaX-III[161] 是一个无中微子双贝塔衰变(Neutrinoless double beta decay, NLDBD) 探测实验。NLDBD 过程的实验确认将证明中微子是马约拉纳费米子,即它的反物质就是其自身。目前国际上有十数个实验都试图找到 NLDBD, PandaX-III 将在不远的将来

加入到这一行列。PandaX-III 将首次采用高压气体时间投影室的技术,相对于其他探测方式,PandaX-III 能够获得粒子在探测器中运行的轨迹,能极大地压低本底 [174]。目前,PandaX-III 正在进行前期 R&D 的研究。将来的正式运行同样会在 CJPL-II 中进行。



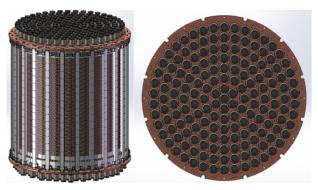
(a) PandaX-I



(b) PandaX-II



(c) PandaX-III



(d) PandaX-4T

图 3.4 PandaX 系列实验:PandaX-I、PandaX-II、PandaX-4T 为暗物质探测实验,PandaX-III 为无中微子双贝塔衰变探测实验。

3.3 PandaX-II

任何稀有事例探测器都必须将放射性本底尽可能地降低。PandaX-II 探测器中所有用到的材料,如不锈钢,无氧铜,特氟龙(PTFE),光电倍增管等都需要经过放射性甄选。同时,氙作为探测介质,同样需要经过严格地提纯,将工业产品氙中的主要放射性核素氪-85(85Kr)降到最低的水平。除此之外我们还将探测器用层层屏蔽体保护起来,进一步降低外部放射性射线进入探测器的可能。在探测器搭建期间,所有的组装,维修过程都在洁净室中进行,所有部件在安装前都经过仔细的酒精擦拭或超声波清洗。除此之外,PandaX-II 的位置重建,反符合,波形信息甄别等功能都可以进一步的压低放射性本底,使得其对暗物质的探测灵敏度达到最高。

在这一章节,我们会对 PandaX-II 的各个系统进行详细的介绍。

3.3.1 氙

面是惰性气体中较重的一个元素,平均质量数为 131.293,在大气中的含量大约为 0.1ppm(part per million)。1898 年由英国人发现并以希腊单词"xenos, 陌生人"来命名。面气的制备主要通过液化空气的分流,经过层层分流最终产品的纯净度可以达到 99.999%,其中对低本底探测器比较危险的杂质为氪。氪的一种同位素 ⁸⁵Kr, 具有 10.739 年的半衰期,衰变模式为贝塔衰变。因此为了降低氪的含量,工业氙还需进一步经过精馏才能得到能够用于实验的氙。空气含量低加上制备过程繁复,使得氙的价格一直居高不下,基本维持在 10,000 RMB/kg。尽管价格昂贵但是国际上很多实验项目仍然采用氙作为探测介质,这也从侧面显示氙在暗物质探测领域的巨大潜力。

3.3.1.1 物理性质

表 3.2 罗列出氙的部分物理性质 [175, 176]。氙的以下几条物理特性是氙能做为低本底事例探测介质的重要原因:

稳定同位素

自然界的氙具有稳定的同位素,没有长衰变周期的放射性同位素,¹³⁶Xe 俘获中子将会得到半衰期为 36.3 天的 ¹²⁷Xe,这种核素在地下实验室环境下会慢慢衰变殆尽。 ¹²⁹Xe 和 ¹³¹Xe 两种同位素具有非零的核自旋,可以用来探测自旋相关 WIMP-neculon 散射截面。 ¹³⁶Xe 可以发生双贝塔衰变,可以用来探测无中微子双贝塔衰变过程。利用氙可以做非常丰富的物理课题。

大质量数/密度高

自旋无关 WIMP-neculon 散射截面是与 A^2 成正比的,因此有更高的几率发生散射。同时典型的 WIMP 的理论预测质量在 100 GeV 左右,正好与氙原子核的质量非常接近,发生散射时的能量转移效率最高。

具有自屏蔽效应,暗物质探测实验需要为中心探测器提供非常干净的探测环境。来自探测器外的放射性主要为各种材料放出的γ射线。3D位置重建使得我们可以只选取探测器最中心的区域做最终的有效探测,利用外侧的氙同样作为屏蔽材料。一般屏蔽的效果与屏蔽材料的密度是正相关的,恰恰液氙的密度非常高,是非常好的屏蔽材料。

W 值低

在所有的惰性气体中, Xe 中产生电子离子对或闪烁光子的平均能量为 13.7eV 是最低的, 这意味着 Xe 可以达到比 Ar 更低的探测阈值和更高的能量分辨率。

液态

面的沸点较高,技术上对制冷要求不是太高,容易实现。液态的工作状态使得氙 比较容易做到大质量升级,而且我们可以实现对液氙的在线提纯,这都是锗硅等固体 探测器所不能实现的。

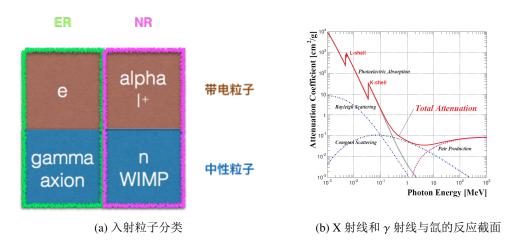
物理性质			
原子数	54		
	124 Xe(0.09%), 126 Xe(0.09%), 128 Xe(1.92%),		
同位素	129 Xe(26.44%), 130 Xe(4.08%), 131 Xe(21.18%),		
	¹³² Xe(26.89%), ¹³⁴ Xe(10.44%), ¹³⁶ Xe(8.87%)		
平均原子量	131.293		
气体密度	5.8971 g/L (273 K, 1 atm)		
液体密度	3.057 kg/L (165.06 K, 1 atm)		
熔点	161.40 K (1 atm)		
沸点	165.051 K (1 atm)		
外层电子排布	$[Kr]4d^{10}5s^25p^6$		
三相点	161.3 K, 0.805 bar, 3.08 g/cm ³		
热容	44.58 J/K/mol (161-165 K)		
介电常数	1.95		

表 3.2 氙的物理性质。

物理性质	数值
产生电子离子对平均能量 W_i	15.6 eV
产生闪烁光子的平均能量 W_{ph}	13.8 eV
产生电子离子对或闪烁光子的平均能量 W_q	13.7 eV
闪烁光波长	178 nm
折射率	1.69 (178 nm)
瑞利散射长度	29~50 cm
原子数	54

3.3.1.2 光电特性

入射粒子在氙中沉积的能量主要以两种形式释放:闪烁光和电离。但是具体的过程是因粒子种类不同有所差异。带电粒子直接电离或激发运行轨迹上的氙原子,而对于中性粒子则较为复杂,需要先与电子或原子核发生弹性或非弹性散射,将能量转移给电子或氙离子,然后这些获得反冲能的电子或氙离子再激发或电离其轨迹周围的氙原子。而中性粒子又可以分为两类:与电子散射和与原子核散射;低能量的X射线和 γ 射线基本只与核外电子发生散射,如产生电子反冲事例(ER)探测器响应与 β 射线的响应一致,类似的暗物质粒子为轴子、dark Photon等,中子基本只与氙原子核发生散射产生核反冲事例(NR),类似的暗物质粒子有 WIMP,如图3.5a所示。



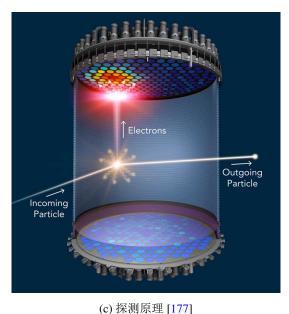


图 3.5 入射粒子分类及 X 射线和 γ 射线与氙的反应截面 [178, 179] 以及液氙 TPC 探测原理图。

类似于 PandaX 的时间投影室技术对同一个事例可以同时测量其发光及电离信号。非常容易理解,当没有漂移电场时,入射粒子打出的所有的自由电子和离子最终将复合并发光,但当在探测区域加上漂移电场,他们就将在电场的作用下背向而行,最终漂移电子被探测到,随着电场强度的增加,更多的电子能在复合前漂走,光信号变弱,电信号增强。同时,对于相同能量沉积条件下不同的反冲种类,光电信号的比例也会不同:核反冲单位径迹上的能量沉积密度(dE/dx)要比电子反冲大得多,对应地电子反冲的射程要比核反冲的射程长得多,核反冲单位径迹上的能量沉积密度更大,电离出的电子离子对密度更大,更容易发生复合转换为光子,具体响应如图3.6。不同反冲类型在光电比例上的区别让探测器具备了一定能力的粒子鉴别,对于 WIMP 的探测可以极大地降低本底。

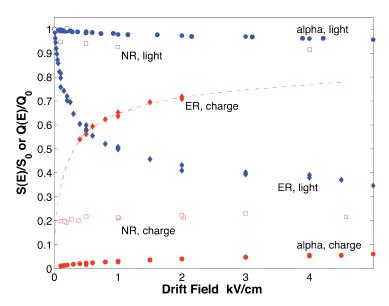


图 3.6 液氙中光产率和电离产率随电场强度的变化趋势。红色代表电产率,蓝色代表光产率,不同的图标代表不同的入射粒子:菱形, ^{57}Co 的 122 keV $_{\gamma}$ 射线引起的电子反冲;空心方块,56.5 keV中子散射核反冲;圆点: 241 Am 的 5.5MeV α 射线 [175]。

3.3.1.3 Axio-electric 效应

由于在地下暗物质探测器中探测轴子主要依赖于探测主要的信号 Axio-electric 效应 [121, 125]

$$a + e + Z \rightarrow e' + Z . \tag{3.1}$$

所产生的反冲电子信号。所以我们在这里将轴子在氙中产生信号做一个介绍。类似于光子与电子的光电效应,Axio-electric 效应同样是将入射轴子的全部能量转换为核外电子的动能(束缚能 ~ 10eV 基本可以忽略),经过理论计算可知 Axio-electric 作用截面 σ_{Ae} 与光子与核外电子的截面 σ_{pe} 之间的关系为

$$\sigma_{Ae}(E_A) = \sigma_{pe}(E_A) \frac{g_{Ae}^2}{\beta} \frac{3E_A^2}{16\pi\alpha m_e^2} \left(1 - \frac{\beta^{2/3}}{3} \right) , \qquad (3.2)$$

同第一章的定义一致, g_{Ae} 是轴子与电子之间的耦合常数, α 为精细结构常数, $\beta = v/c$, E_A 为轴子的总能量。 σ_{pe} 的值如图3.5b所示,可以看出在 PandaX 敏感的 ~keV 的区域光电效应占绝对主要过程。

3.3.2 时间投影室

时间投影室的技术脱胎于多丝正比室(Multi Wire Proportional Chamber,MWPC),上世纪70年代由美国物理学家 David R. Nygren 发明 [180],当时主要应用于对撞机的气体径迹探测。之后,Carlo Rubbia 提出可以利用液氩做时间投影室的介质来做测量中

Axio-electric effect

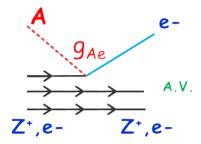


图 3.7 Axio-electric 过程原理示意图, $a + e + Z \rightarrow e' + Z$ 。

微子 [181]。90 年代,A.I.Bolozdynya 等人提出了双相探测器的概念并进行了一系列的 初步研究 [182]。到 2004 年,从 XENON 合作组开始,世界上开始涌现出大量双相 TPC 实验。

时间投影室的主要部分包括: 氙、电极、反射层、PMT 阵列。

- 面的物理性质在3.3.1已经做了总结。作为探测介质和光传播介质, 氙中的杂质(例如, 水、氧气)等会吸附漂移电子, 吸收信号光子等, 因此必须利用循环系统保证氙的纯度。
- PandaX-II 包括四个电极: 阳极、栅极、阴极、底部光电管保护电极。实现电极达到实验所需的高电压是时间投影室的关键,也是最大的挑战,PandaX-II 在测试阶段,大部分的时间都在做电极的优化及测试。在设计电极时应注意几个容易打火的地方,固定电极的螺母、电源芯线接入点、电场整形环与底部光电管的走线。
- 为了提高光吸收效率,整个时间投影室内表面都铺满对 178 nm 紫外光反射率达到 > 90% 的特氟龙反射层 [176]。
- PMT 阵列,PandaX-II 在光电管的排步上,优先将量子效率(Quantum Efficency,QE)比较高的光电管排布在底部光电管的中央,这样同样是为了提高对光信号的探测效率。值得注意的是,光电管的供压,出于安全考虑,PandaX-II 中三英寸光电管的电压改装成双端供压,即阳极阴极各加 ±700 左右的电压,中间打拿极接地的方式。另外,适当的降低工作电压可以大幅降低光电管的暗噪声,PandaX-II 三英寸光电管的平均暗噪声率为 ~ 0.5kHz。在探测器运行期间,Run8 期间有四个三英寸光电管失效,两支顶部,两支底部,经修复后 Run9 有三个三英寸的光电管因为各种原因不能正常工作,其中两个为底部光电管,一个为顶部光电管。

光电管 ID	10204	10602	11100	11407
所属阵列	底	底	顶	顶
失效时间	2015, Dec.26	2015, Dec.26	2015 Dec. 24	2015, Dec. 24
失效原因	打火	波形异常	打火	打火

表 3.4 PandaX-II 在 Run8 期间失效的四支三英寸的光电倍增管。

光电管 ID	10803	10604	11201
所属阵列	底	底	顶
失效时间	2016, Mar.12	2016, Jul. 27	2016, Nov. 16
失效原因	波形异常	光电管损坏	打火

表 3.5 PandaX-II 在 Run9 期间失效的三支三英寸的光电倍增管。

下面我们就将探测过程中涉及到的具体的物理过程详细介绍一下。

3.3.2.1 发光机制

当入射粒子与氙原子发生3.3.1所述的能量沉积过程,产生激发态氙原子和电子粒子对,氙原子退激发加上部分未及时分离的电子离子对复合,发出荧光,这个荧光称为瞬时荧光(Prompt scintillation),这些光子马上被光电管阵列探测到(光在液氙中的速度约为 5m/ns)。这个信号标记了粒子撞到氙上的时刻,我们简称之为 S1。图3.8显示了从能量沉积到最终放出光子的详细过程。受激 Xe 原子与邻近的基态 Xe 原子碰撞形成受激分子 Xe_2^* ,Xe 离子也通过复合过程形成受激分子。最终受激分子退激发发出中心波长在 178 nm (7eV)的真空紫外光(VUV,vacuum ultraviolet)[183]。 $Xe_2^* \rightarrow 2Xe + hv$ 其中大部分的闪烁光都来自 Xe 离子的复合。除此之外,还有一种"双激子(bi-exciton)"的机制会抑制发光过程 [184],如图中灰色路径所示。

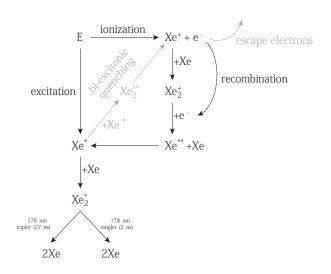


图 3.8 液氙中的闪烁光产生的过程。从左上开始,能量沉积激发或电离氙原子,经历多重作用最终放出光子,黑色过程为发光过程,灰色为抑制发光过程 [185]。

3.3.2.2 电子漂移及萃取

未发生复合的电子在漂移电场的作用下向阳极漂去,漂移的速度与电场强度有不是很强的正相关性,如图3.9中空心点所示。随着电场强度的增加,电子的自由程也迅速降低,加剧了能损,漂移的速度逐渐饱和。在 PandaX-II 的电场条件下,电子的漂移速度为 $1.7 \text{ mm}/\mu s$,最长的漂移时间为 $350\mu s$ 。

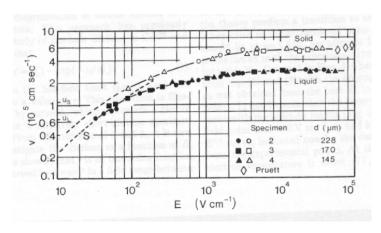


图 3.9 电子在固体(空心)和液体(空心)氙中的漂移速度随电场强度的变化 [186]。

尽管经过各级的提纯,液氙中仍然会含有大量的杂质分子,这些杂志主要有两种来源,一为探测器各种材料表面会一直析出各种之前束缚在材料表面上杂质分子;二就是任何真空腔都会有漏气的现象,对于复杂的装置更是存在更高的风险。这些杂质对于液氙的透光性有影响,同时一些电负性的杂质气体(如水、氧气等)会吸附自由

电子,影响电离电子的收集效率,这个损失率是满足指数衰减规律的。假设初始电离电子的数目为 $N_e(0)$,经过一段时间 t 的漂移后剩余的电子数可以写作,

$$N_e(t) = N_e(0)e^{-t/\tau} (3.3)$$

其中τ被称为电子寿命。

当这些电子团漂到栅极与阳极之间时在萃取电场的作用下就会以一定的初速度,脱离表面电势能(由于液氙介电常数大于气氙)的束缚,到达气体区。萃取出的效率(EEE, Electron Extract Efficiency)与电场强度是相关的[187]。

3.3.2.3 正比发光

在气体区, 氙原子的密度要小 500 倍左右, 意味着电子自由程变大, 与气相中氙原子发生两次相隔碰撞的距离足以获得足够的能量来激发下一次碰到的原子, 放出荧光, 但这一过程还没有达到雪崩的地步, 所以最终放出的荧光的多少是与萃取出液面的电子数成正比的, 这一过程称为正比荧光, 在这一过程里, 单个自由电子可以被放大为几百个光子, 具体数值可以通过下面的经验公式得到 [188]:

$$\frac{dN_{ph}}{dx} = \alpha (\frac{E_{gas}}{p} - \beta)p \tag{3.4}$$

式中, α = 70 ph/kV, β =1kV/cm/ctm 是两个常数, E_{gas} 为气氙中的电场强度这一信号被称为 S2。

S1和S2携带有这次散射事例的全部物理信息。比较直观的信息如,

• 能量, S1、S2 的大小可以反推出这次事例的能量沉积,

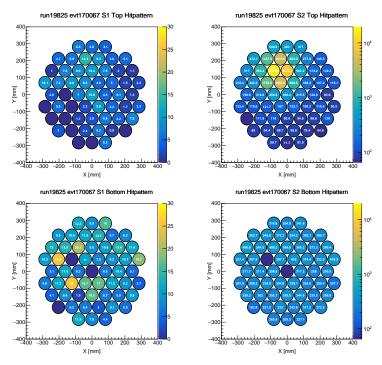
$$E_{ee} = W_q \left(\frac{S1}{\text{PDE}} + \frac{S2}{\text{EEE} \times \text{SEG}}\right) \tag{3.5}$$

其中 PDE, EEE, SEG 分别代表光子 (S1) 探测效率 (Photon Detection Efficiency) 电子萃取效率 (Electron Extract Efficiency) 和单电子增益 (Single Electron Gain);

- XY 位置,由于 S2 信号发生在阳极与栅极之间,离顶部光电管阵列比较近,所以会在顶部光电管上呈现出一定的强度分布,靠近发光点的光电管收集到的光子越多,利用这种信息可以反推出 S2 的发光点,电场均匀情况下,电子漂移在 XY 平面上不会发生太大的偏移,故同时也是这次事例的 XY 坐标。
- Z 坐标,在电场均匀的情况下,电子的漂移速度是基本恒定的,简单地利用 S1、 S2 信号之间的时间差 $\Delta L = v \times \Delta T$ 就可以推算出,这次散射在 Z 方向上与液面之

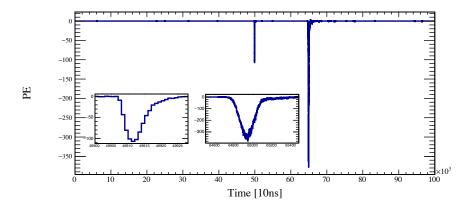
间的距离,即-Z坐标。

其他物理信息,例如根据 S2 的个数可以确定是单次散射事例还是多次散射(暗物质事例只可能单次散射)。



(a) PandaX-II 中 run19825 event 170067 的 S1 信号在光电管阵列探测情况。上图为顶部光电管阵列,下图为底部光电管这列,数字表示该光电管探测到的信号的大小,单位为PE。

(b) PandaX-II 中 run19825 event 170067 的 S2 信号在光电管阵列 探测情况。上图为顶部光电管阵列,下图为底部光电管这列,数字表示该光电管探测到的信号的大小,单位为PE。



(c) PandaX-II 中 run19825 event 170067 的波形,两个小的窗口分别为 S1 和 S2 放大后的波形。

图 3.10 PandaX-II 中一个典型的事例。S2 中没有数值的三个光电管为失效的三个光电管。

3.3.3 制冷系统

将 PandaX-II 的温度维持在-94.4°C,气压维持在 1.86 bar,就需要非常稳定的制冷系统。该制冷系统需要提供足够的制冷量,还需要一定的负反馈自动调节能力,在出现断电、真空泄露等紧急情况时需要自动做出相应的反应,为现场工作人员赢取足够的时间查找解决问题。

PandaX 的制冷系统称为"Cooling Bus",为了尽可能减低本底放射性,Cooling Bus 安置在屏蔽体的外侧。Cooling Bus 主要由五部分组成:真空泵,热交换器,制冷机,紧急制冷和传感器。

探测器内罐与外罐之间需要真空环境以尽可能防止漏热,我们称之为外真空。外真空真空泵的作用在于保持这个真空。当出现紧急停电情况,真空泵与外真空之间的气动阀会自动关闭,同时连接于外腔室的吸附泵被自动加装液氮,将漏进外真空的空气吸附到泵上。避免外腔室真空的严重破坏,尽可能降低漏热。

热交换机是与循环系统配合使用的,从探测器抽出的氙温度为-90℃,不利于提纯,而提纯过后的氙在回到探测器前是室温,同样会带入大量的热量,所以将这两者的热量平衡一下就可以实现双赢的局面,这也是大多数类似的装置都会采取的一种方式。

整个制冷系统由一台 Iwatani PC150 的脉管式制冷机(pulse tube refrigerator,PTR)提供制冷量,在- 100° C 时的制冷量达到 180W 左右 [189]。整个探测器的整体漏热并没有 180W,所以 PandaX 采用"温控仪 + 加热棒"的方式对制冷量进行热补偿,热补偿功率在 50W 左右。

同样出现紧急断电情况时,由于漏热和制冷机停止工作,不可避免地探测器内部的气压会继续增长,当压力值超过设定的阈值时,紧急制冷开始工作,液氮由底部的液氮罐压入紧急制冷,通过冷头将制冷量传递给氙,以达到制冷效果,当制冷过量,气压降低到低阈值以下时,紧急制冷停止。这些操作的电力供应由不间断电源(UPS)提供。

传感器部分安装有内罐气压计及外真空规,监测这两个在探测器运行过程中最重要的两个参数,同时作为开关控制紧急制冷的开闭。此外在这一位置上还装有爆破膜作为最后的保护措施,当紧急制冷也不再工作,探测器内部气压大于 3.5bar 时,爆破膜破损,将氙气放出,在损失氙气的代价下保护现场人员及其他设施的安全。

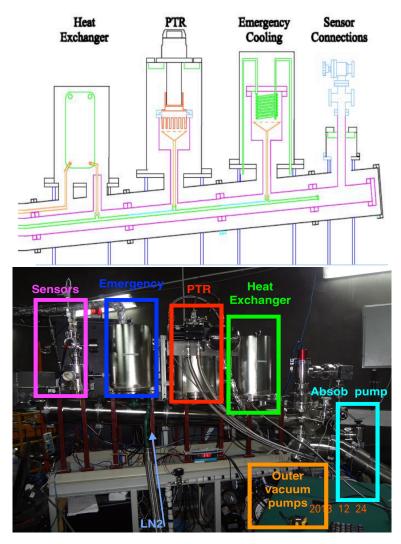
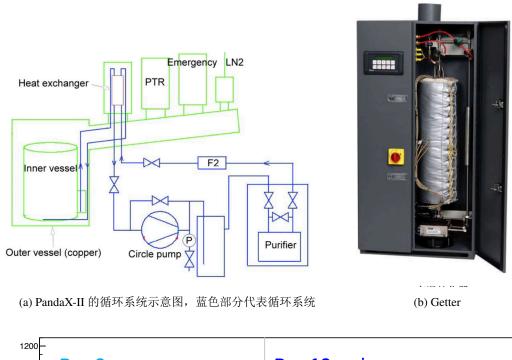


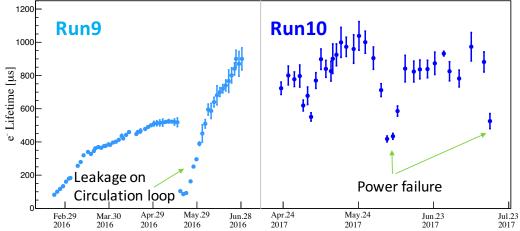
图 3.11 PandaX 中的制冷系统,该系统主要分为 5 个部分:真空泵、热交换器、制冷机紧急制冷和传感器。

3.3.4 循环系统

- 3.3.2.1中提到了氙中的杂质分子会影响电子寿命,进而影响到 S2 的探测效率。探测器中的各种材料会一直持续不断的放气以及整个腔体不停地漏气,因此必须及时将这些杂质气体从氙中提取出来。这就是循环系统的作用。
- 3.12是循环系统的示意图。循环泵(型号为 PM26937-1400.12)是整套系统的动力来源,当循环泵开启时,将液态的氙从探测器(溢流室,3.3.6.6会介绍)中汲取出来经过换热器发生热量交换后气化,经过循环泵就进入提纯器。该提纯器为 SAES 公司的高温纯化器 PS4-M750-R-2,其工作原理为在高温下,通过化学反应的方法将气体中的水、二氧化碳、碳氢化合物等杂质固定在纯化器中心的滤芯里,而惰性气体则不发生任何反应继续流回制冷系统,经过 Cooling Bus 的液化,流回探测器的底部。我们通过

管路上的阀门调节循环系统的流速,在 PandaX-II 运行中,我们保持循环系统的流速维持在 45 SLPM(Stand Liter Per Minute)左右,为了安全性以及系统的可扩展性,我们安装了两套循环系统,互做备份。





(c) PandaX-II 运行中电子寿命的变化趋势,在 Run9 初期电子寿命的增长趋势就不如 Run9 后期 Run10,推测此时就已经有泄露存在,直到 16 年五月份,由于震动这个漏点突然变大,得以发现并马上修复。在 Run10 期间有多次比较严重的实验室电力故障,持续时间在几个小时左右,期间循环系统停止工作,但依然明显看得出对电子寿命的巨大影响。

图 3.12 PandaX-II 的循环系统。

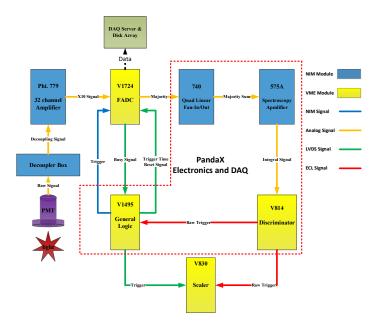
值得一提的是我们在第二套循环系统上还安装了氚化甲烷的刻度系统。对探测信号的理解需要进行大量的刻度数据的收集,我们在 Run9 和 Run10 期间采用了由 LUX

合作组开发的甲烷刻度方案 [142]。我们将含有氚化甲烷的气瓶接入到纯化器后端,让纯化后的氙将甲烷带入探测器内,完成刻度数据的采集。之后我们发现我们并不能重复 LUX 的实验结果,在 LUX 实验中他们测得,纯化器能很快地将氚化甲烷提纯殆尽,甲烷含量指数衰减,衰减常数为 6 小时。但在 PandaX-II 中经过 3 个月的提纯,依然有可观的甲烷未被清除。

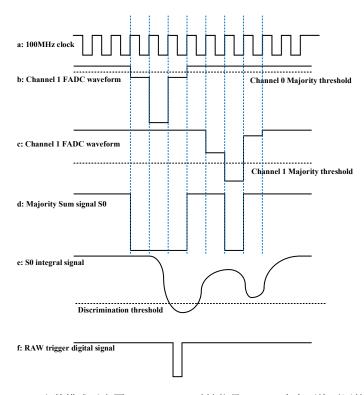
3.3.5 电子学与数据获取系统

PandaX 的电子学与数据获取系统 [190, 191] 对光电倍增管的信号进行处理及记录, 主要包括数据采样与模数转换,触发及数据存储。其设计目标为实现探测阈值低于1 keVee,对应于S2信号的大小大约小于100个光电子(PE)的程度。PandaX-II的最长 漂移时间为 350μs, 为了将整个波形记录下来, PandaX-II 采取 1ms 的采数窗口, 触发 信号前后各记录 500μs。3.13为 PandaX-II 电子学与数据获取系统的示意图。信号从光 电管的阳极读出,首先经过 Decoupler Box 将直流高压成分滤掉,将信号成分输出到 ×10 的快速放大器(型号为 Phi.779) 使得小信号能被记录到。经过放大的信号被输送 到模数转换器(CAEN V1724)。该模数转换器的动态范围为 $2.25V_{pp}$,分辨率为 14bit, 采样率为 100MHz, 就是说该转换器能记录的最低的幅值为 $2.25V/2^{14} = 0.137mV$ 最 窄时间尺度为 10ns。在数字转换过程中,开启了 ZLE(Zero Length Encoding) 功能, 即当波形幅度低于一定阈值时,并不记录,这一功能大大节省了数据传输所用的带宽 和存储空间,实验中共用到了 21 块 V1724 同时记录,所以需要对每一块做时钟同步, daisy-chaining 的方法可以将时间同步在 2ns 以内,小于其最小时间分辨率。从 V1724 输出的信号有两种,一种为转换出的波形数字化数据,暂存于其缓存空间内,另一种 信号为"Maiority"信号[192],即其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),之后将所有的三英寸光电管对应的 TOT 信号进 行加和积分放大(ORTEC 575A)然后经过甄别器(CAEN V814)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。

Majority 采数模式的采用极大地降低了探测阈值,S1 的触发阈值为 60PE,S2 为 90PE[191]。



(a) PandaX-II 数据获取系统示意图



(b) Maj 取数模式示意图,(a)100MHz 时钟信号,(b)(c) 来自两块不同的 V1724 的波形,虚线代表 Maj 的阈值,(d)Maj 信号的加和,(e) 经过积分放大的信号,(f) 触发信号

图 3.13 PandaX-II 的电子学与数据获取系统 [191]。

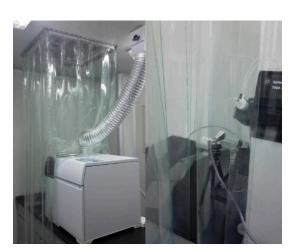
3.3.6 PandaX 的其他系统

3.3.6.1 低本底检测站

[193, 194] 里有详细的关于 PandaX 实验中利用高纯锗探测器做低本底材料甄选的过程及经验。为排除氡气的放射性对探测灵敏度的影响,PandaX 设计了真空测试的方法,将被检材料及探测器置于真空环境下,同时周围层层覆盖无氧铜、铅砖等,使探测灵敏度极大地提升。PandaX 合作组还在北京大学建立了洁净室,购置了电感耦合等离子体质谱 (ICP-MS),可以对多种材料进行精细的元素丰度分析。



(a) 低本底检测站,位于锦屏地下实验室



(b) ICP-MS,位于北京大学物理学院

图 3.14 PandaX 的低本底检测装置。

3.3.6.2 慢控制系统

慢控制系统(Slow Control)将 PandaX 各系统的重要的参数进行收集,当某些值超出设定的参考范围时就会发出蜂鸣报警,同时短信实时通知。慢控系统的稳定运行极大地分担了现场值班人员的工作量。

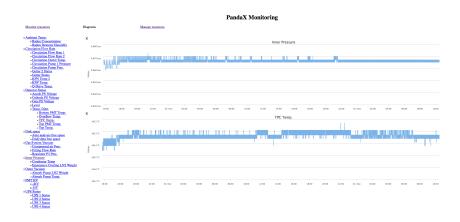


图 3.15 PandaX 慢控系统页面。

Realtime waveforms

Interval in seconds: Wanted channels: [197] Wanted channels: [197] Wanted channels: [197] Channel 10200 1.5868 Channel 10201 1.5868 Channel 10201 1.5922 Channel 10202 1.5882 97 49 49 49 62 Channel 10205 1.5882 Channel 10206 1.5879 Channel 10206 1.5879 Channel 10207 1.5882 Channel 10207 1.5882 Channel 10206 1.5879 Channel 10207 1.5882 Channel 10207 1.5882 Channel 10207 1.5882 Channel 10206 1.5879 Channel 10206 1.5879 Channel 10207 1.5972 1.5984 1.5830 Channel 10300 Channel 10308 Channel 10308

(a) Realtime Waveforms page for PandaX



(b) Data quality monitoring page for PandaX

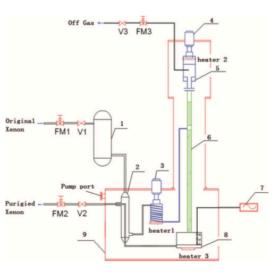
图 3.16 PandaX 的数据监测与波形实时显示页面。

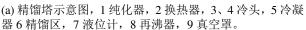
3.3.6.3 数据监测与波形实时显示

取数过程中,数据质量监控也是很重要的一环。例如,在 PandaX 运行过程中出现多次打火状况,会浪费取数时间,甚至会对探测器造成不可逆的损坏。因此,我们设计了 Realtime Waveforms 和 PandaX Data Management Systems,对探测器的情况进行监控,对数据质量进行初步检测和标记。

3.3.6.4 精馏塔

精馏塔的作用为将从供货商买入的 99.999% 的氙进一步提纯,最主要是利用沸点不同尽可能去除其中的 Kr 成分,因为 ⁸⁵Kr 的放射性会引入极大地本底,例如 Run8 中 Kr 的含量就超出预期。PandaX 的精馏塔由上海交通大学机械与动力工程学院制冷与低温实验室设计建造,现搭建运行于 CJPL-II 中 [195]。该精馏塔的生产率约为 10 SLPM,原料氙的损耗率为 1%。







(b) 精馏塔实图

图 3.17 PandaX 的精馏塔。

3.3.6.5 屏蔽体

尽管探测器位于世界上最深的地下实验室,而且岩石中的放射性也是同类实验室中较低的, PandaX 实验仍需要额外的屏蔽材料来屏蔽从实验室周围墙体中放出的中子,以及混在空气中的氡气的放射性。从外到里, PandaX 的屏蔽体包括: 40cm 厚的聚乙烯、20cm 铅、20cm 聚乙烯、5cm 铜、5cm 铜的外真空腔,如3.18a所示。

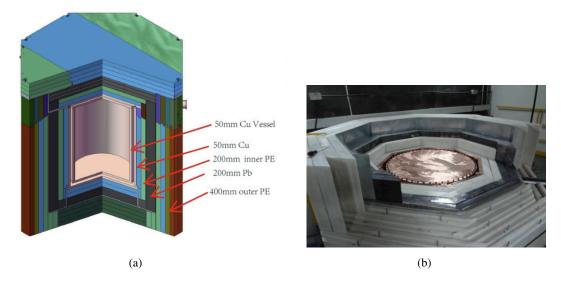


图 3.18 PandaX 的屏蔽体。

3.3.6.6 溢流室

位于底部光电管阵列下面的溢流室可以保持液位稳定,也可以在 TPC 的液位处于阳极与栅极之间,其具体的高度由从溢流室伸出的不锈钢管的顶端开口(溢流口)决定。探测器内的氙一直处于流动的状态,有流入(从 cooling Bus 注入 TPC 底部)也有流出(从溢流室流向循环系统)。而在完全没有泄露,探测器处于完全平衡状态时,流入速率等于流出速率。但探测器不可能永远保持这种状态,但是溢流室能够在一定范围内依然保持液位的稳定,当流入速率大于流出速率,多余的氙会从溢流口流入溢流室。当流入速率大于流出速率,最先损失的是溢流室内的氙,通过循环系统将溢流室内的氙转到 TPC。在首次罐装氙时,溢流室是最后补充氙的,当溢流室内充满一定量的氙(假设为溢流室体积的一半),便停止罐装。这样就能保证探测器内氙的总量在损失或增加溢流室体积的一半的量的情况下 TPC 的液位都可以保持不变,同时改变溢流口的高度,TPC 内的液位也会随之改变。



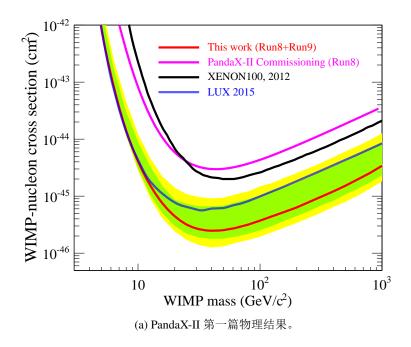
图 3.19 PandaX 溢流室。

3.3.7 PandaX-II 的物理结果

自旋无关 WIMP

自旋无关的测量结果是国际上最关注的结果。目前 PandaX-II 利用正式的物理数据已经发布了两次分析结果,两次都在当时达到了国际上最高的探测灵敏度,其中第一篇分析结果(图3.20a)利用了 Run8 和 Run9 加起来 98.7 的数据,总曝光量为 3.3×10^4 kg·day,得到了 5-1000 GeV/ c^2 质量区间内最严格的约束。其最低点位于 40 GeV/ c^2 ,在这一点的探测下限达到 $2.5\times1-^{-46}$ cm²。

一年之后,PandaX-II 又发表了 54 吨天曝光量的分析结果,这一结果与 XENON1T 的结果 [196] 十分接近,在小于 100GeV 的区域,XENON1T 的结果略好,在大于 100GeV 的部分则是 PandaX-II 稍强。到现在为止,这两个实验结果依然是目前世界上最严格的结果。



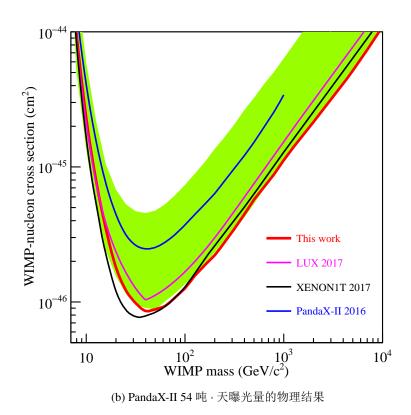


图 3.20 PandaX-II 自旋无关 WIMP-nucleon 截面排除线 [168, 172]。

自旋相关 WIMP

3.3.1.1中提到,假设 WIMP-necleon 的散射截面是自旋相关的,由于 129 Xe 和 131 Xe 的存在使得 PandaX-II 同样可以测量。2017 年利用与 [168] 相同的数据,PandaX-II 给

出了探测结果[170,171]。

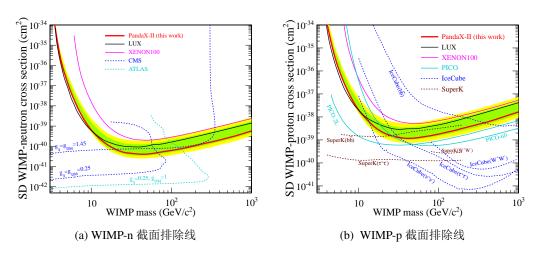


图 3.21 PandaX-II 自旋相关 WIMP-nucleon 截面排除线 [170, 171]。

WIMP 非弹散射

非弹散射的理论假设为WIMP与原子核散射后前后存在着微弱的质量差(~300keV),PandaX-II利用Run9的数据对这一理论模型同样进行了探索[173],这也是该理论模型的第一次实验验证结果。

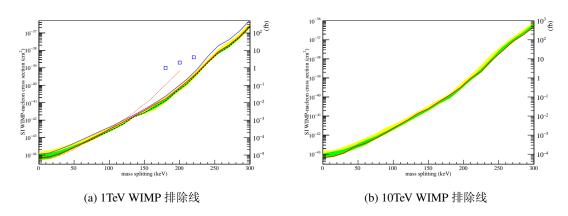


图 3.22 PandaX-II 自旋无关 WIMP-nucleon 非弹散射截面排除线 [173]。

轴子

关于轴子的数据分析结果,我们会在第四章进行详细的介绍,这里不再介绍。

3.3.8 PandaX-II 重要时间节点

• 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,最终发现是栅极在放电。
- 2015.7.9-2015.8.24: 电极优化测试。
- 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 Xe 信号,来自运输氙的路上宇宙线激发。
- 2016.3.9: 开始采集暗物质探测数据。
- 2016.7.6: 注入氚化甲烷,开始 ER 刻度。
- 2016.7.21: PandaX-II 第一批物理数据公布。
- 2017.2.21: 回收氙进行精馏以除去氚化甲烷和 Kr。
- 2017.4.20: Run10 开始。
- 2017.8.23: PandaX-II 公布 54 吨·天的结果。

第四章 PandaX-II 的离线软件与数据分析

4.1 Unified Data Model

PandaX 的数据处理框架是基于 ROOT[197] 和 C++ 设计的,我们称之为 UDM (Unified Data Model)。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)。

4.1.1 Bamboo-Shoot

Bamboo-Shoot 是整个框架的基础,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,包括一些数据获取的信息(如 ZLE 的阈值,ADC 的道址等)和最原始的各光电管的波形信息。
- CalibRawData,是对 RawData 进行基线补偿,并将幅度信息(单位为 ADC)根据每支光电管的增益转换为光电子数(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,例如3.10c中的波形就是顶部和底部光电管分别相加所得。
- HitData 记录的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)、面积(Area)、高度(Height)、宽度(Width)、击中类型(HitType,正常 Hit、噪声及饱和三种)。其中,如果相邻的几次击中(SingleHit)相隔时间在一定范围内就看做是来自于一次发光,组成一个 PmtHit 结构。
- ClusterData 是将所有光电管的 HitData 进行整理。
- SignalData 是基于 ClusterData 进一步整理提取出的物理信息更明确的数据结构,在 SignalData 中将对信号进行判别区分信号类别(SignalType,例如 S1、S2、噪声等),除此之外在这一级数据结构里还定义了位置、Charge(光电子数)、点亮的光电管数、信号宽度半高宽、开始时间、终止时间以及一些波形上的参数等。

4.1.2 pandax-chain

pandax-chain 通过重建算法,生成各级数据。按照数据处理的顺序: cahit→hit2signal→analyze_signal。

cahit 对原始数据进行处理,对各个光电管进行波形基线刻度、增益刻度后对 hit 进行标记整理,完成的是从 RawData 到 HitData 的过程,其中在完成 HitData 后并不保存 CalibRawData,可节省大量数据空间,输出的数据为 HitData 和 EsumData。

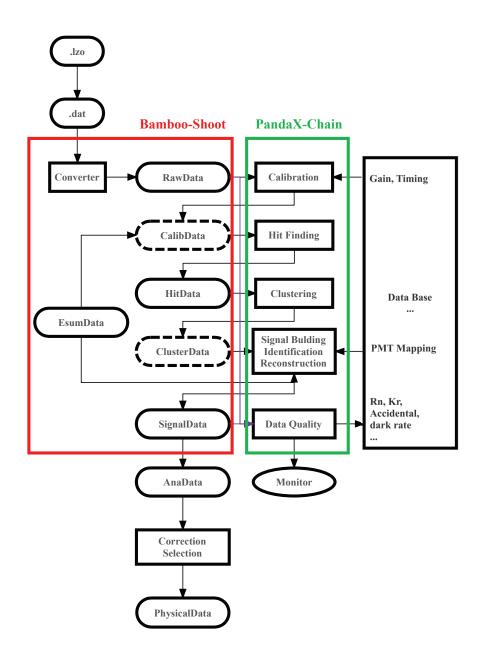


图 4.1 UDM 的流程图。展示从压缩的二进制数据到 SignalData 的全部过程,红色框内为 Bamboo-Shoot 的内容,绿色框内为 pandax-chain,最右侧的框为 PandaX-II 各类信息的数据库,例如各光电管的位置、增益等。图中虚线的框图代表并未被保存的部分 [81]。

hit2signal 以 HitData 和 EsumData 为输入,对 hit 信息进行归类加和,并结合 EsumData 将 SignalData 中的各项信息(例如,位置、电荷、波形信息等)提取出来。处理

的是从 HitData、EsumData 到 SignalData 这一过程,同样并不保存 ClusterData。

analyze_signal 是将 SignalData 转换成 ROOT 可以直接处理的的格式,采用的是 Tree 的结构,便于数据的可视化和分析。

除此之外,我们开发出 DataQuality 和 stats-report 等程序实时监测数据获取情况,例如图3.16b中的各个统计图就是由 DataQuality 获得。

pandax-tools,包括各种能对各级数据进行可视化呈现的工具,例如呈现某一事例的波形,各个光电管 hit 分布等。

从 PandaX-I 开始,我们就一直在不断地优化数据处理的过程,增加新的物理变量,发展出新的算法,采取更有效的运行方式等。这都是依赖于大量的论证工作,其中的细节可以参考 [81]。

下面我将就 PandaX 对事例的位置重建、能量重建过程进行介绍。之后会对 PandaX-II 数据中的各项本底成分进行总结。

4.2 位置重建

3.3.2.3中提到,事例的 Z 坐标由 S1 与 S2 之间的时间差决定,XY 坐标由 S2 在顶部光电管上的分布来确定。相较于普通的闪烁体探测器,液氙时间投影室技术的一大优势就是可以对事例进行 3D 位置重建。我么开发出三种位置重建算法:COG(Center Of Gravity)、TM(Template Match)和 LRF(Light Response Function)。最后做物理分析时,我们选用 LRF 的结果,TM 的算法作为参考。

4.2.1 COG

最简单的办法就是 COG,即顶部 55 个光电倍增管的位置进行加权平均,权重为该光电管占 55 个光电管总光电子数的比例。

$$N = \sum_{i=1}^{r} n_i,$$

$$X_{COG} = \frac{\sum_{i=1}^{r} (x_i \times q_i)}{N},$$

$$Y_{COG} = \frac{\sum_{i=1}^{r} (y_i \times q_i)}{N}.$$

$$(4.1)$$

其中,N为顶部光电管阵列探测到的总的光电子数。 q_i, x_i, y_i 分别为第i顶部光电管的光电子数、X坐标和Y坐标。我们假设光电管阵列远大于整个可发光区域的尺寸的话,COG的方法就没有问题,发出的所有的光都能被探测到。但是实际情况是光电管的面积并不比发光区域大,考虑最外层光电管的中心点的话,甚至比电极的尺寸还要小。当

一个事例发生在 TPC 外围,靠近特氟龙发射墙的话,从真实的发光中心向里与向外发出的光的探测效率是不对称的,导致 COG 的中心往投影室的中心偏离。由于顶部光电管的数目只有 55 支,所以相较于 PandaX-I 我们知道这种情况在 PandaX-II 中会更严重。除此之外 COG 很难解决的一个问题是没法规避失效光电管带来的影响。所以在 PandaX-II 中,COG 重建出的位置基本只用作其他两种位置重建算法的输入。

4.2.2 TM

我们定义 p_i 为位置 A 处放出一个确定被探测到的光子时,第 i 个光电管探测到的概率。那么就有

$$\sum_{i=1}^{r} p_i = 1. (4.2)$$

在真实实例中,N 的值确定,那么第 i 个光电管探测到的光电子数就应该满足一个期望值为 $v_i = Np_i$ 的泊松分布,

$$p(n_i) = \frac{e^{-Np_i}(Np_i)^{n_i}}{n_i!}. (4.3)$$

似然函数 $L(p_i; n_i)$ 就可以写作

$$L(p_i; n_i) = \prod_{i=1}^r p(n_i) = \prod_i^r \frac{e^{-Np_i} (Np_i)^{n_i}}{n_i!}.$$
 (4.4)

$$\log L(p_i; n_i) = \sum_{i=1}^r \log \frac{e^{-Np_i} (Np_i)^{n_i}}{n_i!}$$

$$= \sum_{i=1}^r (-Np_i + n_i \log N + n_i \log p_i - \log n_i!)$$

$$= -N + \sum_{i=1}^r (n_i \log N - \log n_i!) + \sum_{i=1}^r n_i \log p_i.$$
(4.5)

式4.5中的前两项为常数,所以决定 $\log L(p_i; n_i)$ 大小的仅为最后一项,

$$-\log L'(p_i; n_i) = -\sum_{i=1}^{r} \frac{n_i}{N} \log p_i.$$
 (4.6)

当式4.6取最小值时,最似然。

所以问题的关键就在于得到 p_i ,我们的探测器没法进行光学刻度,即在探测器内放置一个可以精确移动的光源,所以我们只能依赖于对光学过程的蒙特卡洛模拟。因此,基于 Geant4[198] 的光学模拟,建立了一套光学模拟的程序。在该程序中,我们假

设从液面到阳极之间的发光强度是均匀的。可以输出每次光学模拟中,所有光电管收集到的光电子数。我们将 XY 平面划分成边长为 3mm 的小格子,共 225×225 个小格子,将这个小格子里的所有蒙卡事例加起来得到这些事例在顶部光电管阵列上的平均分布情况,这就是一个 template,每个小格子对应一个 template。然后我们将真实事例 S2 在顶部光电管的分布去跟这些 template 作比较,找到最似然的 template,我们为了节约计算量,以 COG 的中心值作为起始点,开始寻找其周围最似然的 template,如果没有明显趋势显示确实是最似然的 template,就扩大搜索范围。找到最似然的 template 之后对其周围的 7×7 个 template 同样计算出 $-\log L$ 值,并对这些值进行二维抛物线拟合,得到最低点,就是我们重建出来的位置。相较于 COG,TM 的精确度得到很大的提升,尤其是在比较靠外围的事例。而且当光电管阵列中出现失效光电管时,可以很容易的在计算中跳过该光电管。

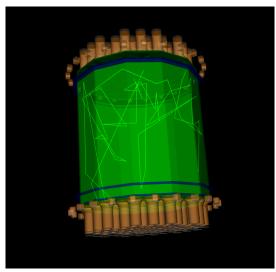
但是 TM 也同样存在巨大的问题,就是依赖于光学模拟的准确性。我们在比较 template 与真实事例的 RMS 值(表征分布的聚集程度)时发现,蒙卡模拟得到的 RMS 值始终大于真实事例的该值,就是说真实的事例分布更集中,我们尝试调节了蒙卡程序中瑞利散射和发射率等数值,虽然有所改进,但并不如意。对于靠近反射墙的事例依然会遇到类似于 COG 中出现的情况,即重建出的位置有向探测器中心偏移的趋势。之后我们尝试利用真实事例的分布情况作为 template,并不断迭代,依然不能解决墙周围事例的重建问题。

4.2.3 LRF

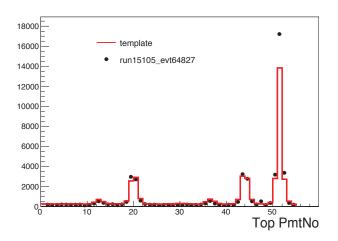
参考 [199] 中的算法开发出了 LRF 的位置重建算法。跟 TM 的方法类似,LRF 同样需要知道 p_i 。不过跟 TM 不同的是 LRF 是依赖于数据得出 p_i 的。

$$p_i(r) = A_i \times exp(-\frac{a_i \times \rho}{1 + \rho^{1-\alpha}} - \frac{b}{1 + \rho^{\alpha}}), \rho = \frac{r_i}{r_i^0}$$
(4.7)

其中 r_i 是事例距离光电管i的距离, $A_i, r_i^0, a_i, b_i, \alpha_i$ 都是需要拟合的参数。我们将用 COG 重建出来的数据的这些值作为输入,可以对 $p_i(r)$ 进行拟合,得到所有i的 $A_i, r_i^0, a_i, b_i, \alpha_i$ 的参数值,然后反过来重新计算位置,再用重新计算出的位置替代 COG 作为输入得到 $A_i, r_i^0, a_i, b_i, \alpha_i$,如此反复,直到收敛。在处理反射墙附近的事例时,我们假设最外围的光电管以反射墙为镜面在 TPC 外还有一圈光电管,这样就可以近似于得到反射墙的作用。为了让重建的位置不溢出 TPC 范围,我们还做了限制项,让实力重建始终在墙以内。经过多次的迭代,就可以得到所有光电管的 LRF 函数。把这些函数的参数作为输入,每次重建位置时,只需调用这些数值就可以了。



(a) S2 的光学模拟过程,图中绿色折线代表光子的运行轨迹,在这次模拟中共有 10 个光子。



(b) 对一个真实事例的重建结果,数据点来自真实的事例,红色直方图为匹配到的最似然的直方图。

图 4.2 TM 的光学蒙卡与 TM 重建的一个结果。

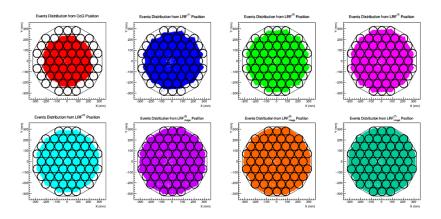
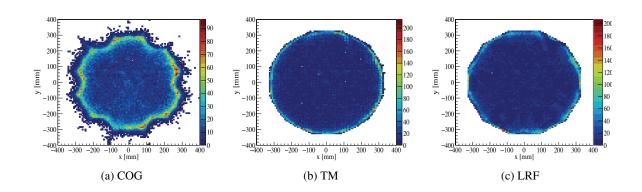
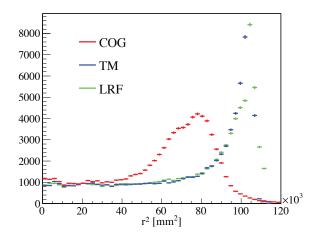


图 4.3 LRF 迭代过程中事例位置的变换过程。





(d) Comparision of 3 Position reconstruction methods

图 4.4 PandaX-II 中三种位置重建算法的比较 [81]。数据选自 PandaX-II 的中子刻度数据。可以看出重建效果上 LRF>TM>COG。

图4.4展示了同一批数据三种不同位置重建方法重建出来的位置。可以看出 TM 和 LRF 的重建要远好于 COG 的结果,而在墙附近事例的重建上 LRF 要好于 TM。所以我们最终采用的是 LRF 位置重建的算法做最终的物理分析,用 TM 的结果对 LRF 进行验证。

4.3 能量重建

公式4.8给出了能量重建的公式。对一个事例来说,我们首先要知道它的 S1 和 S2 的具体的数值。然后确定 PDE、SEG、EEE 的取值。

4.3.1 S1 和 S2 的刻度及修正

4.3.1.1 LED 刻度

S1和S2的单位为光电子数(PE, Photon Electron),但是我们从DAQ取得的是事件的波形,我们需要知道一个光电子对应于波形上的面积是多少,这个数值就是光电管的增益。光电管的增益可以由LED刻度获知。我们通过三根光纤将发光二极管的脉冲光引入到探测器内部,当调节LED的脉冲电源就可以使得光强维持在较低的水平,使得基本上每次脉冲只有一个光电子能被测到,多次测量就能得到单光电子谱(Single Photon Spectrum),如图4.5所示,光电倍增管 10804 在一次LED 刻度时得到的单光子谱。可以明显地看出单光子峰的峰值位于120ADC左右,通过拟合可以得知该单光子峰峰值为122.06ADC,这就是单光子增益。

我们每次 LED 刻度要对所有的光电管(1103 英寸 + 481 英寸)进行刻度,每次刻度的数据量为50000次 LED 点亮。这样的刻度每周进行两次。

4.3.1.2 S1 与 S2 的 3D 修正

PandaX-II 的体积巨大,会存在非常明显的探测效率非均匀性的问题。所以我们要对这个非均匀性进行修正。我们选用 131m Xe 放出的 164keV 的 $\gamma-ray$ 的数据作为参考为 S1 和 S2 进行修正。

S1 的修正

我们将数据按照 XY×Z 坐标分为 24×6 个小块,对不同小块内的 164keV 的数据筛选出来进行拟合,就可以得到各个区域内对应的峰值。

S2 的修正

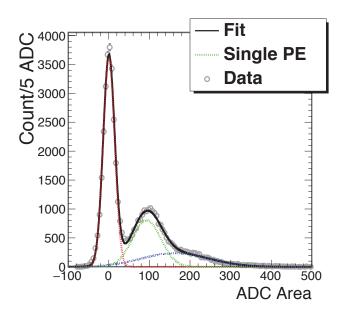


图 4.5 在 LED 刻度中得到的单光电子谱,图中显示出来的红绿蓝三个结构分别为:基线、单光电子峰、双光电子峰。

由于氙的均一性,所以 S2 的修正中可以将 XY 和 Z 拆开修正。Z 方向上的不均匀性就是电子寿命,同样利用 164 keV 的数据可以对电子寿命进行确定,对所有的数据修正过后再进行 XY 平面的修正。

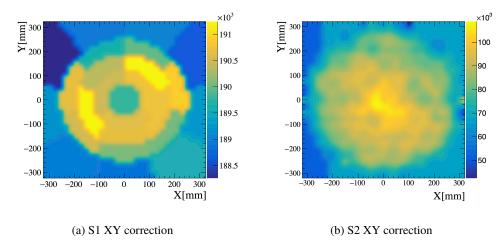


图 4.6 S1 和 S2 XY 修正。

4.3.2 **SEG**

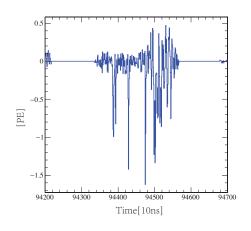
SEG(又被称为 gas gain)指的是一个自由电子被拽出液面后放出的光子数。我们利用数据中小的 S2 信号来研究 SEG 的具体数值。典型的 SEG 的信号如图4.7a所示,SEG 的能谱如图4.7b所示,通过拟合我们就可以确定 SEG 的具体数值,在 Run9 中为 24.4 ± 0.7 PE/e⁻, Run10 中为 23.9 ± 0.5 PE/e⁻。同时,我们可以看出 SEG 的变化是随着时间逐渐变大的,我们猜测这与探测器的循环系统一直在循环气体区的氙纯净度越来越高有关。

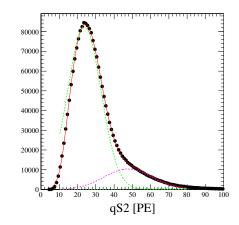
4.3.3 EEE 和 PDE

我们探测器中有多种放射性本底,利用这些确定能量值的本底事例,就可以对探测器的 EEE 和 PDE 进行确定。我们知道不同能量沉积会导致 S1、S2 的产额比有所不同,存在明确的反相关关系。当我们把每个能量峰的 S1/E 和 S2/E 画在一张图上,就得到"Doke plot"。由公式4.8略加变形可得:

$$1/W_q = \frac{1}{\text{PDE}} \frac{S1}{E} + \frac{1}{\text{EEE} \times \text{SEG}} \frac{S2}{E}$$
 (4.8)

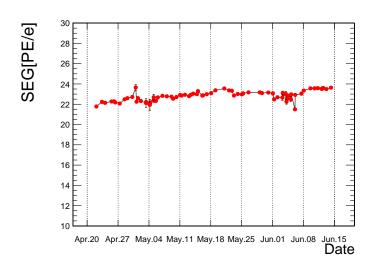
通过线性拟合,从"Doke plot"的斜率和截距就可以推算出 PDE 和 EEE × SEG 的具体值: 11.76±0.20%, 11.2±0.4。





(a) 典型的单电子波形

(b) SEG 能谱,我们用双高斯(Single + Double electron)加上一个 F-D 的效率函数进行拟合,红实线为拟合结果,绿虚线为 SPE 的高斯峰



(c) Run10 中 SEG 随时间的变化

图 4.7 PandaX-II 的单电子增益。

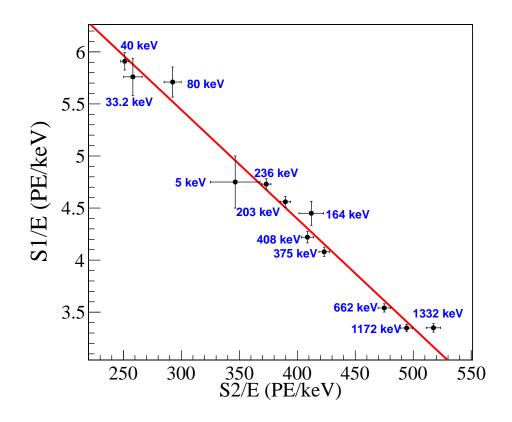


图 4.8 光产额与电荷产额的反相关关系。

目前为止我们已经知道了所有的参数,所有事例的 E_{ee} 就都可以计算出来

$$E_{ee} = 0.0137 \text{keV} \times \left(\frac{\text{S1}}{0.1176} + \frac{\text{S2}}{11.2}\right)$$
 (4.9)

4.4 本底估计

稀有事例探测要尽可能地控制所有的本底,同时必须要对所有的本底来源及放射性水平有清晰的了解。PandaX-II 中最主要的几种放射性本底有: ⁸⁵Kr、¹²⁷Xe 以及来自探测器材料的放射性。除了放射性本底,还有一种重要的本底就是偶然符合本底。

4.4.1 Kr 与 Rn 本底的分析

4.4.1.1 Kr

⁸⁵Kr[200] 是 PandaX-II 探测器中低能段最主要的本底来源。作为短寿命(半衰期 10.739 年)的核素,天然 ⁸⁵Kr 在自然中的丰度非常低,但是作为核裂变的产物之一,近几十年的核工业发展使得 ⁸⁵Kr 的含量急剧增长。2009 年末,大气中的 ⁸⁵Kr 的含量为 5500 PBq[201]。

能量 [keV]	源	光产额 [PE/keV]	电荷产额 [PE/keV]
33.2	¹²⁷ Xe	5.76	258.2
40	¹²⁹ Xe	5.91	251.2
80	¹³¹ Xe	5.71	292.5
164	131m Xe	4.45	412.1
203	¹²⁷ Xe	4.56	389.7
236	127,129m Xe	4.73	373.2
375	¹²⁷ Xe	4.08	423.2
408.2	¹²⁷ Xe	4.22	258.2
662	¹³⁷ Cs	3.54	258.2
1173	⁶⁰ Co	3.35	258.2
1332	⁶⁰ Co	3.35	258.2

表 4.1 PandaX-II 中不同能量峰对应的光产额和电荷产额。

 85 Kr 的衰变模式有两种: 99.563% 通过 β 衰变到 85 Rb 基态,最高能量为 687 keV; 0.434% β 衰变到 85m Rb,伴随一个能量为 1.015 μ 的 514 keV γ 射线。衰变过程如图4.12。

在 PandaX-II 中我们可以通过寻找 85 Kr 的 β – γ 级联衰变确定 85 Kr 的含量,进而推断出在低能区 85 Kr 的贡献 [203]。

根据蒙特卡洛模拟,这种方法的甄别效率为 36.4% (主要包括时间 Cut 和能量 Cut),通过事例率就可以反推出 85 Kr 的丰度,进而可以推算出 85 Kr 的本底水平,在 Run9 中为 $1.19(44.5~ppt)\pm0.20~mDRU$, Run10 中为 $0.20(6.6ppt)\pm0.07~mDRU$ 。

4.4.1.2 ²²⁰Rn and ²²²Rn

类似于 ⁸⁵Kr, ²²⁰Rn 与 ²²²Rn 同样存在类似的级联衰变过程,如图4.11中标志出来的 ²²⁰Rn 衰变链中的 ²²⁰Rn $\stackrel{\alpha}{\longrightarrow}$ ²¹⁶Po $\stackrel{\alpha}{\longrightarrow}$ ²¹²Pb α – α 级联衰变、 ²¹²Bi $\stackrel{\beta}{\longrightarrow}$ ²¹²Po $\stackrel{\alpha}{\longrightarrow}$ ²⁰⁸Pb β – α 级联衰变和 ²²²Rn 衰变链中的 ²¹⁴Bi $\stackrel{\beta}{\longrightarrow}$ ²¹⁴Po $\stackrel{\alpha}{\longrightarrow}$ ²¹⁰Pb β – α 级联衰变。这些迹象衰变过程的时间尺度都是 PandaX-II 可以囊括的,因此同样可以用来计算 ²²⁰Rn 与 ²²²Rn 对本底的贡献,PandaX-II 中他们的总贡献值为 0.14±0.07 mDRU。

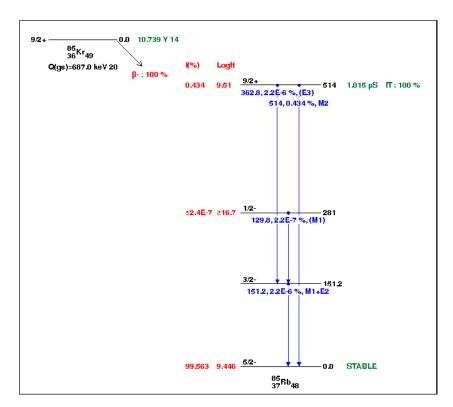


图 4.9 85 Kr 的 $\beta - \gamma$ 级联衰变能级图 [202]。

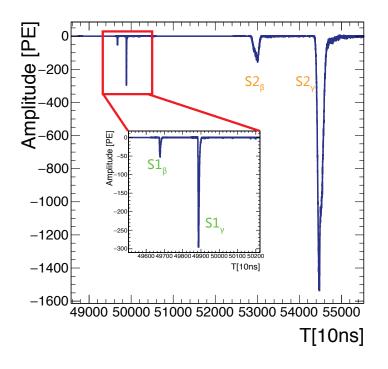
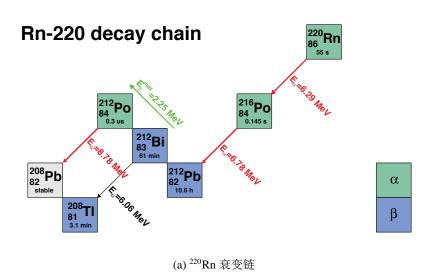
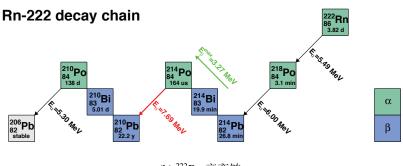


图 4.10 典型的 85 Kr 衰变事例波形。





(b) ²²²Rn 衰变链

图 4.11 220 Rn 与 222 Rn 衰变链,红色绿色标注的衰变反应为分析活度用到的衰变过程,绿色代表 β 衰变,红色代表 α 衰变。

4.4.2 ¹²⁷**Xe**

3.3.8中提到,由于 Kr 的污染,Run8 之后 PandaX-II 中所有的氙被重新回收运回上海交大进行精馏提纯后又分两批运回 CJPL,第一批约 400 kg 暴露在高通量宇宙线环境下 21 天,第二批约 700 kg 暴露 33 天。宇宙线所激发的热中子被 ¹²⁶Xe 所俘获就能产生 ¹²⁷Xe[204]。 ¹²⁷Xe 的半衰期为 36.4 天,通过电子俘获的过程衰变为 ¹²⁷I 的激发态,激发态的寿命都非常低(~ ns)。最主要的两个能级: 375 keV(47%)和 202.9 keV(53%)[202]。被俘获的电子来自于 K,L,M,N 的几率分别为 83.37%,13.09%,2.88% 和 0.66%,俘获过程会造成对应电子层上的电子空穴,当更外层电子或自由电子补充该空穴时就会放出 X 射线或俄歇电子,不论形式如何,最终这四个能级在 Xe 中对应的能量沉积为32.2 keV,5.2 keV,1.1 keV,和 186 eV[205]。一般情况下这些能量沉积过程与核能级退激发放出的 y 射线是级联的,但是会出现 y 射线逃出探测灵敏区的情况,这时的 32.2 keV,5.2 keV 就会对低能区的本底水平有贡献。对 PandaX-II 来说影响最大的就是 5.2 keV。通过对 33.2 keV 的拟合再乘上 5.2 keV 与 33.2 keV 之间的比例可以得到其本底水平为0.37±0.05 mDRU,另外直接拟合 5.2 keV 的高斯峰以及通过对低能事例率衰变率(只有¹²⁷Xe 的寿命与探测器运行时间可比)可以分别得出 0.42±0.08 和 0.40±0.13 mDRU。我们最终选择 0.42±0.10 mDRU 作为最终来自 ¹²⁷Xe 的本底水平。

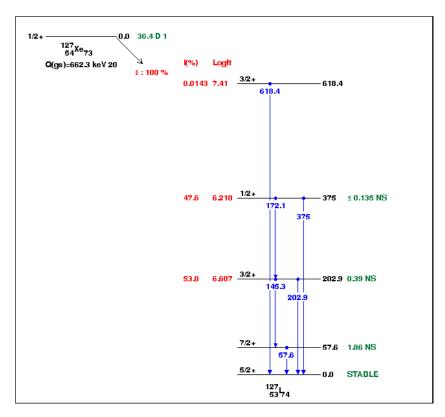


图 4.12 127Xe 的衰变过程 [202]。

4.4.3 其他放射性本底

组装探测器所用材料的 γ 放射性是通过蒙卡模拟得到的,输入值为利用低本底监测站测得的所有材料的放射性 [193, 194],由于 PandaX-II 采用的所有材料都是经过严格筛选的,所以这部分的贡献并不大,只有 0.2 ± 0.1 mDRU。同样通过这种方法,可以得到中子本底。中子的本底主要来自 PTFE 材料中 238 U 的 (α,n) 反应,最终其本底水平为 0.0013 ± 0.0007 mDRU。太阳中微子相干散射和 136 Xe 双贝塔衰变的贡献太少,可以忽略。

4.4.4 偶然符合本底的分析

偶然符合是粒子物理和核物理探测领域里很重要的概念,当两个完全不相干事件发生的时间恰好处于符合时间窗口之内,这两个事件就组成了偶然符合事例。PandaX实验中的最危险的偶然符合事例就是独立 S1 (Isolated S1) 信号和独立 S2 (Isolated S2) 信号之间的偶然符合。

4.4.4.1 独立 S1 的筛选

首先,我们比较明确的是我们要找的 S1 是不能够触发数据获取的,因为我们关心的事例 S1 所处的范围为 [3PE, 45 PE],而 S1 的触发阈值为 60 PE[191]。我们针对独立 S1 的计算采取了几种不同的估算方式。

最早的方法是延续 PandaX-I 中的方法,先找到整个波形中只有 S1 没有 S2,而且 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,假设我们找到了 N_{can} 个候选事例,再在候选者事例 trigger 信号前 $[10\mu s, 350\mu s]$ 的时间窗口内寻找 S1 的信号。即这段时间($340\times N\mu s$)内是没有任何正常的放射性事例,没有独立 S2 事例的,只可能出现独立 S1 的事例。在这段时间内找到 S1 的个数为 N_{iS1} ,那么独立 S1 的事例率 $n_{iS1} = \frac{N_{iS1}}{350\times N\mu s}$ 。

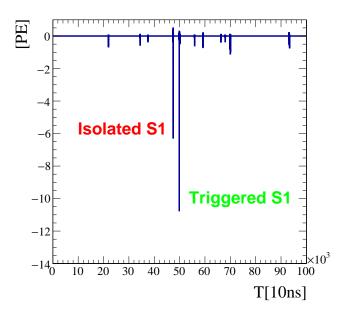


图 4.13 方法一中独立 S1 的选取。

在 PandaX-I 和 PandaX-II 的 Run8 中,这种方法并没有发现问题。但是 Run9 和 Run10 中我们发现,这两个 S1 之间也许并不是完全不相关的。图4.14中可以明显的看 出两者之间的时间差是成指数衰减的,意味着两者之间有部分是相关的。

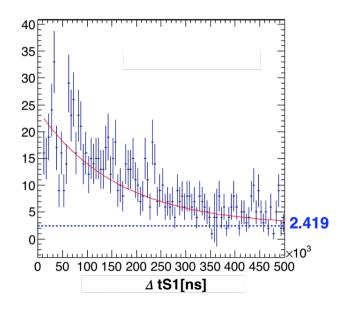


图 4.14 方法一中两个 S1 的时间差。

而拟合得到的常数平台的值为 2.419,对应的事例率 0.5 Hz,是由方法一得出的数值的 25% 左右,这部分应该是由真正的独立 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。在 3323481 个事例里排除 631782 个含有 S2 的事例,在 1ms 窗口的前 500μ 窗口内共找到 548 个 S1,得到的独立 S1 的事例率为: $\frac{548}{(3323481-631782)\times500\mu s} = 0.41 \pm 0.2$ Hz。此外,我们还采用了在一个S1 触发且只有一个 S2 的事例的前 500μ s 窗口内寻找独立 S1 的方法,得到的事例率为 0.53 ± 0.06 Hz。相互独立的三种方法都得出一致的结果。最终我们采用 0.41 ± 0.2 Hz 用到 Run10 的数据分析中。

4.4.4.2 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。通过观察独立 S2 的波形我们发现独立 S2 可能部分来源于栅极电极,图4.15所展示的就是疑似栅极独立 S2,我们在这个 S2 前面 3.5μ s 附近可以明显的看到一个非常小的信号,这个信号太小或者观测到该信号的光电管只有 1-2 支而没有被标记为 S1。 $\sim 3\mu$ s 的时间差正好对应于栅极,而这个独立 S2 的宽度也比较小($\sim 2\mu$ s),说明电子团在漂移过程中的扩散较小,即漂移距离小。大约有 18% 的独立 S2 的事例表现出这种形式。针对这些特征,我们利用 boosted-decision-tree(BDT)[206] 的方法来压低偶然符合的事例率,具体 BDT 方法的研究过程在 [81] 中有详细的表述,我们不再介绍。

BDT cut 效果非常明显,对于核反冲中心线下的偶然符合事例压低到 27%,同时保证对真实事例 93% 的探测效率。

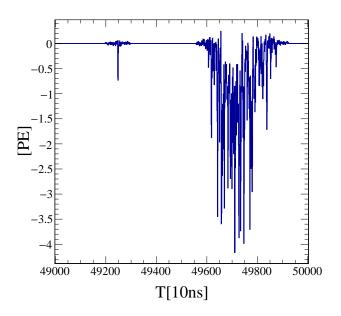


图 4.15 一个疑似的来自栅极的独立 S2 信号。

4.4.4.3 随机匹配独立 S1 和独立 S2

我们已经得到了独立 S1 和 S2 的事例率 n_{iS1} 和 n_{iS2} ,则偶然符合事例的事例率为:

$$n_{acc} = \tau \times n_{iS1} \times n_{iS2} \tag{4.10}$$

τ 为符合时间窗口。同时我们得到了独立 S1 和独立 S2 的能谱,就可以将得到的独立 S1 和独立 S2 随机匹配,来模拟偶然符合事例。该偶然事例的 S1 随机来自我们找到的 独立 S1 信号,S2 随机来自我们找到的独立 S2 信号,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4.17所示。

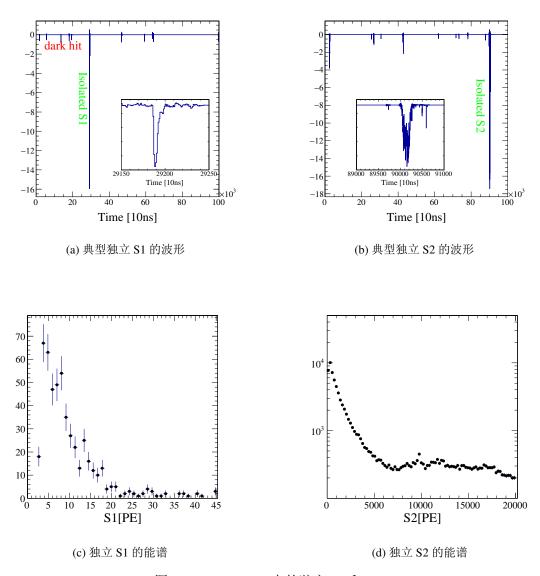


图 4.16 PandaX-II 中的独立 S1 和 S2。

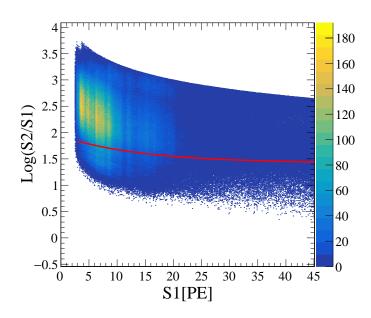


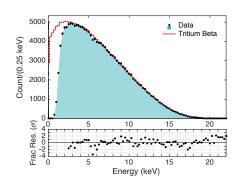
图 4.17 偶然符合事例的二维分布。红色曲线为核反冲中心线。

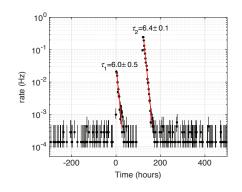
4.5 CH₃T 刻度

在3.3.5中我们提到过氚化甲烷的刻度。氚的衰变模式为 β 衰变,能量极值在 18.59 keV,半衰期为 12.32 年 [202]。其能量范围刚好覆盖液氙类实验的敏感区域,LUX 实验的成功经验 [142] 使氚化甲烷刻度非常具有吸引力。通过氚的刻度数据可以对探测器的多个方面提供重要的信息:

- 能量重建。将数据的能谱与理论值作对比,通过扫描 PDE 和 EEE×SEG 的方式可以找到与理论曲线最接近的一组数值,起到和 Doke plot 一样的作用。
- 光产额和电荷产额。在之前的实验中,0-10keV 区间只有很少的刻度数据,导致对低能区的事例的光电产额对 NEST 模型 [207, 208]^①的依赖度非常高。而氚化甲烷的数据恰好可以对这一区域的 NEST 模型进行检验。
- ER 事例的探测效率。利用理论与数据之比就可以得到探测器对 ER 事例的探测效率。

① NEST(the Noble Element Simulation Techique) 是对惰性气体光电产额进行估计的半经验模型。





(a) LUX 实验中氚化甲烷刻度的数据与理论对比

(b) LUX 实验中氚化甲烷的去除

图 4.18 LUX 氚化甲烷刻度。

PandaX-II 在 Run9 与 Run10 之间进行了氚化甲烷的刻度。这批刻度数据让我们对 PandaX-II 中 ER 事例的分布有了更好的认识,在进行最后的物理分析中,我们就采用 刻度数据在 $Log_{10}(S2/S1)$ – S1 图中的分布情况去模拟 ER 本底事例和轴子事例的分布情况。图5.8中上图灰色数据点就为氚化甲烷的数据,绿色的线框表征 Y 方向上离中心点 $\pm 2\sigma$ 的区域。

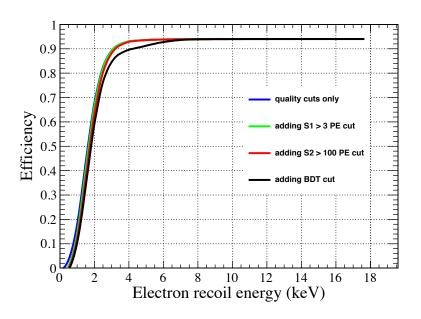


图 4.19 PandaX-II 对于电子反冲事例的探测效率。不同颜色的曲线代表对数据加上不同级别的判断条件后,黑色为探测器最终的探测效率。

值得一提的一点是,PandaX-II 并没能像图4.18那样很快地去除掉甲烷,当甲烷的含量降到一定水平时下降速度变得非常缓慢,甚至基本不再降。怀疑纯化器及管路被

污染的可能性,我们试过更换循环系统,但未见明显效果。经过数月的测试无果,我们重新对氙进行精馏,才将整个探测器内的氚含量降到可以接受的程度。根据种种迹象表明,探测器内有结构吸附了氚化甲烷,然后慢慢析出充当放射源的角色,析出速度非常慢(以月为量级),最终析出速率与纯化速率达到平衡氚的整体活度变保持不变。

PandaX 以后将放弃氚化甲烷的刻度方案,而采用 220Rn 的刻度方案。

第五章 寻找轴子及类轴子粒子

这一章我们将介绍 PandaX-II 中寻找轴子和类轴子粒子的物理分析。

5.1 Data set

由于 Run8 中来自 ⁸⁵Kr 的污染比较严重,而进行这项分析时 Run10 的数据任务还未完成,所以我们利用 Run9 的数据来进行轴子探测。

根据电场情况的不同,Run9的数据可以分为四个阶段,由于电子寿命和 ¹²⁷Xe 活度的不同,整个Run9的数据又被分为 14 段数据,每段数据的物理参数略有不同。但根据刻度数据,可以明确地确认各段数据的具体参数。其中四个电场不同阶段的探测器主要信息列在表格 5.1中。

十四个时间段中各主要的本底水平列在表格 5.2中。

与 [168] 中一样,有效探测体积限定在 $r^2 < 720 \text{cm}^2$ 和 $18\mu s < \Delta t < 310\mu s$ 。总的有效探测靶质量为 329 ± 16 kg,总的活时间为 79.6 天,曝光量为 2.7×10^4 kg·d。

5.2 CLs 方法

5.2.1 Profile likelihood fitting

我们利用 Profile likelihood fitting 的方法 [209, 210] 对轴子和类轴子粒子进行拟合。 我们可以构建如下不分道的似然函数

$$\mathcal{L}_{\text{pandax}} = \left[\prod_{n=1}^{\text{bins}} \mathcal{L}_n\right] \times \left[\text{Gauss}(\delta_{A}, \sigma_{A}) \prod_{b} \text{Gauss}(\delta_{b}, \sigma_{b})\right], \tag{5.1}$$

	活时间	漂移电场	萃取电场	PDE	EEE	SEG	$\overline{ au_e}$
	(day)	(V/cm)	(kV/cm)	(%)	(%)	PE/e	(μs)
1	7.76	397.3	4.56	11.76	46.04	24.4	348.2
2	6.82	394.3	4.86	11.76	54.43	26.9	393.1
3	1.17	391.9	5.01	11.76	59.78	26.7	409.0
4	63.85	399.3	4.56	11.76	46.04	24.4	679.6

表 5.1 Run9 中四个主要的时间段中探测器的主要参数。

	活时间 (day)	127Xe (mDRU)	⁸⁵ Kr (mDRU)	other ER (mDRU)	偶然符合 (mDRU)	中子 (mDRU)	电场 表 5.1
1	2.03	0.59	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	1
2	1.14	0.57	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	1
3	4.51	0.54	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	2
4	1.17	0.51	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	3
5	2.31	0.44	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	2
6	4.59	0.41	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	1
7	18.3	0.31	1.3	0.31	4.16×10 ⁻ 2	0.0013	4
8	0.56	0.24	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	4
9	2.34	0.22	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	4
10	11.57	0.2	1.3	0.31	4.16×10^{-2}	0.0013	4
11	5.12	0.13	1.3	0.31	2.63×10^{-2}	0.0013	4
12	11.36	0.11	1.3	0.31	2.63×10^{-2}	0.0013	4
13	6.36	0.09	1.3	0.31	2.63×10^{-2}	0.0013	4
14	8.24	0.08	1.3	0.31	2.63×10^{-2}	0.0013	4

表 5.2 Run9 中各时间段数据中主要放射性本底的水平。

	轴子	¹²⁷ Xe	⁸⁵ Kr	other ER	偶然符合	中子
δ	0.2	0.25	0.14	0.50	0.45	1
σ	0.2	0.2	0.18	0.2	0.2	0.5

表 5.3 似然函数中各成分的冗余参数及其高斯约束值。

其中

$$\mathcal{L}_{n} = \operatorname{Poisson}(N_{m}^{n}|N_{\text{ept}}^{n}) \times$$

$$\left[\prod_{i=1}^{N_{m}^{n}} \left(\frac{N_{A}^{n}(1+\delta_{A})P_{A}^{n}(S1^{i}, S2^{i})}{N_{\text{ept}}^{n}} + \sum_{b} \frac{N_{b}^{n}(1+\delta_{b})P_{b}^{n}(S1^{i}, S2^{i})}{N_{\text{ept}}^{n}} \right) \right].$$

$$(5.2)$$

 $N_{\rm m}^n$ 为观测到的事例数, $N_{\rm ept}^n$ 为拟合得到的事例数

$$N_{\text{ept}}^{n} = N_{\text{A}}^{n}(1 + \delta_{\text{A}}) + \sum_{b} N_{b}^{n}(1 + \delta_{b})$$
 (5.3)

 N_A^n 和 N_b^n 为轴子与本底事例的数目,他们的分布满足概率密度函数 (PDF) $P_A^n(S1^i,S2^i)$ 和 $P_b^n(S1^i,S2^i)$ 。各种成分的冗余参数 δ 及其高斯约束项 σ 罗列在表格5.3中。

5.2.2 $CL_{\rm s}$

基于定义好的似然函数,对于给定的轴子质量,我们可以给出固定反应截面的似然值,也可以给出最大似然估计值 $\hat{\sigma}$ 的似然值。

参考 [210] 我们定义一个类似于 χ^2 的检验参数

$$q_{\sigma} = \begin{cases} -2\ln\lambda(\sigma) & \hat{\sigma} < \sigma \\ 0 & \hat{\sigma} > \sigma \end{cases}$$
 (5.4)

$$\lambda(\sigma) = \frac{\max_{\sigma \text{ fixed}} \mathcal{L}\left(\sigma, \delta_A, \delta_{ER}, \delta_{acc}, \delta_{nbkg}\right)}{\max \mathcal{L}\left(\sigma, \delta_A, \delta_{ER}, \delta_{acc}, \delta_{nbkg}\right)} = \frac{\mathcal{L}\left(\sigma, \hat{\delta}_A, \hat{\delta}_{ER}, \hat{\delta}_{acc}, \hat{\delta}_{nbkg}\right)}{\mathcal{L}\left(\hat{\sigma}, \hat{\delta}_A, \hat{\delta}_{ER}, \hat{\delta}_{acc}, \hat{\delta}_{nbkg}\right)}$$
(5.5)

其中^{*}代表当 σ 固定时各冗余参数的最大似然估计值。^{*}指包括 σ 内都自由浮动时的最大似然估计值。 $0 \le \lambda(\sigma) \le 1$,因此 $q_{\sigma} \ge 0$ 。 q_{σ} 越大就代表数据与信号假设 H_{signal}

越偏离。

 $f(q_{\sigma}|H_{\sigma})$ 是基于信号假设的 q_{sigma} 概率密度分布函数。 p_{s+b} 为该概率密度函数从一定值积分到无穷大。于是我们可以定义

$$\int_{q_{\sigma}^{90\%}}^{\infty} f(q_{\sigma}|H_{\sigma}) dq_{\sigma} = 1 - 90\%.$$
 (5.6)

此时 90% 置信水平上拒绝该信号假设,这种方法称为 CL_{s+b} 。

但是,当探测器得到的数据比本底估计值还要少,我们甚至能得到比探测器灵敏度更低的探测下限,保守起见我们将 CL_{s+b} 方法做一定改变得到 CL_{s} 。

我们定义一个新的p值,

$$p_s = \frac{p_{s+b}}{1 - p_b},\tag{5.7}$$

$$1 - p_b = \int_a^\infty f(q_\sigma | H_0) dq_\sigma \tag{5.8}$$

 H_0 为只有本底的假设。我们可以发现,相同置信区间下 CL_s 得到的排除线要比 CL_{s+b} 更加保守。我们在后面的分析过程全部基于 CL_s 的方法。

5.3 太阳轴子的寻找

2.2.2中已经有过对太阳轴子产生机制的详细讨论。我们在此再总结一下,太阳轴子主要来源于基于轴子与电子耦合 g_{Ae} 的 CBRD 过程,图2.2为经过计算得到的地球轨道上太阳轴子的能谱。而探测方面,太阳轴子与氙的主要作用方式为 Axio-electric 效应3.3.1.3,同样依赖于轴子与电子之间的耦合 g_{Ae} 。轴子在太阳中的产生过程和在探测器中的反应过程的截面都与 g_{Ae}^2 成正比,所以探测器对轴子的预期探测值就与 g_{Ae}^4 成正比。

5.3.1 筛选条件

PandaX-II 在大约八十天的数据采集期间共获得 24502402 个暗物质探测事例,这些事例中绝大部分来自于本底放射性。而用于探测暗物质的数据应该只位于低能区。我们知道由于自屏蔽效果,探测器中心的区域放射性本底最少,对暗物质探测的灵敏度最高,所以我们还圈定了探测器的有效区域(Fiducial Volume, FV)。表格5.4罗列出用于太阳轴子探测所用到的筛选条件及经过该筛选条件后剩余事例的数目及频率。

我们对全部数据主要加了表格5.4中的选择条件。这些选择条件大致主要分为三类:

-			
Cut	#Events	Rate (Hz)	
	All triggers	24502402	3.56
1	Single S2 cut	9783090	1.42
2	Quality cut	5853125	0.85
3	Skin veto cut	5160513	0.75
4	S1∈[3PE, 45PE]	197208	2.87×10^{-2}
5	S2 ∈[100PE, 10000PE]	131097	1.91×10^{-2}
6	18 μ s FV cut	21079	3.06×10^{-3}
7	310 μ s FV cut	7361	1.07×10^{-3}
8	268 mm FV cut	398	5.79×10^{-5}
9	BDT cut	389	5.66×10^{-5}

表 5.4 太阳轴子数据的选择条件。

- 位置选择条件包括 6、7、8, 确定相对更"干净"的探测区域;
 - 6, 要求 S1 信号和 S2 信号之间的之间差要大于 18 μs, 这主要可以除去竖直 Z 方向上整个探测区域中被来自顶部的放射性(顶部光电管阵列,阳极,栅极等)污染的区域。
 - 7, 要求 S1 信号和 S2 信号之间的之间差要小于 310 μs, 类似于 5, 可以除去被来自底部的放射性(底部光电管阵列, 阴极, 保护电极等)污染的区域。
 - 8, 要求信号的 XY 位置重建在离探测器中心半径为 268 mm 的圆内。
- 能量选择条件包括 3、4, 尽可能保持探测效率的情况下降低偶然符合事例率;
 - 4, 对 S1 信号的大小进行约束,暗物质探测的灵敏区应该在低能区,另外对 S1>3 PE 的约束可以极大地抑制光电管暗噪声偶然符合出假的 S1 信号的几率。
 - 5,对 S2 信号的大小进行约束。
- 质量选择条件包括 1、2、3、8。尽可能排除噪声、多次散射、偶然符合事例。
 - 1,一个暗物质粒子最多只可能与探测器发生一次散射过程,因此多次散射的事例必然来自于放射性本底。对于 S2 个数的约束是最有效的多次散射事例排除条件
 - 2, 排除噪声信号; 另外来自探测器内部的事例应该满足一定的分布规律, 例如对 S1 信号来说, 顶部光电管阵列应该能收集到更多的光电子, 对 S2 来说情况相反。明显不符合这一规律的事例应该被排除。
 - 3, 反符合; 当多次散射事例有一次散射发生在反符合区, 这类的事例同样应该排除。
 - 8, 如在4.4.4中讨论的 BDT 可以排除大部分的偶然符合本底事例。

经过筛选 24502402 个事例中 389 个事例被筛选出来用于太阳轴子的探测。这些事

例的分布信息在图5.1中展示,这些事例基本位于电子反冲事例区域,在 FV 内分布均匀。

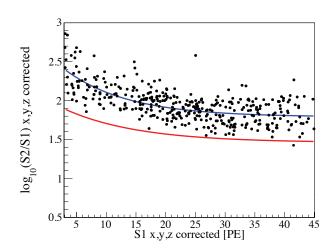
5.3.2 信号与本底的 MC 模拟

要对轴子进行探测我们需要知道轴子事例在探测器中形成信号的形式,确切来讲,我们需要知道特定能量的轴子信号对应的 S1 和 S2 信号的分布情况。同样对各类本底我们同样需要知道其对应的分布情况。利用 PandaX-II 探测轴子简单来讲就是在 PandaX-II 的数据中寻找符合轴子分布规律的结构。我们知道轴子流量分布和反应截面就可以通过蒙特卡洛模拟的方式将轴子信号的 S1S2 分布情况模拟出来,在模拟过程中我们将用到 NEST 模型 [207, 208]。

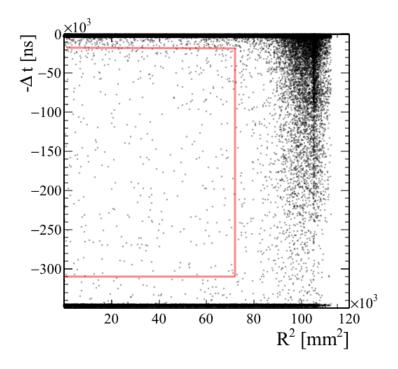
NEST 模型是基于国际上所有关于液氙中光电产额测量实验结果而整理出来的半经验的模型。我们的蒙卡程序中将 NEST 整合进来,可以对特定能量的 ER 或 NR 事例的光电产额分配比例给出估计。估计过程中将各种造成信号涨落的随机过程考虑在内,例如光子损失,电子俘获,电子萃取效率,电子倍增,光子探测效率等。最终给出的 S1和 S2信号就是真实探测到的信号的模拟值。NEST模型的有效性和准确性已经过众多实验的验证。

其中对太阳轴子来说,我们将太阳轴子的理论能谱(如图2.2所示)做为输入就能得到太阳轴子在 PandaX-II 中的信号 PDF,图5.2b。可已看出绝大部分的太阳轴子事例位于 $S1 \sim 5$ PE 的区域,而且在 $S1 \sim 25$ PE 的区域还有一个较强的区域,这是由于氙原子在 S keV 处 Axio-electric 反应截面增强导致的。

同样各本底成分的 PDFs 也可以生成,图5.3。¹²⁷Xe 在该能量范围内主要的本地贡献为 5.2 keV 的级联俄歇效应。而来自 ⁸⁵Kr 和其他电子反冲事例的本底为平的。

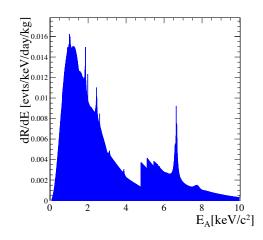


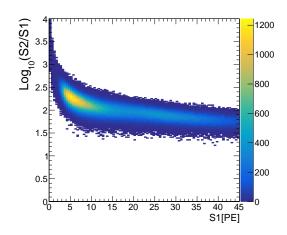
(a) 用于太阳轴子探测的数据在 $Log_{10}(S2/S1)$ – S1 上的分布,蓝色曲线为电子反冲事例分布中心线,红色为核反冲事例中心线。



(b) 用于太阳轴子探测的数据在 $-\Delta T-R^2$ 上的分布,灰色点为数据点,红色框表示 FV 的区域,上下右三块数据集中的区域分别位于栅极、阴极和反射墙。

图 5.1 用于太阳轴子探测的数据。





(a) 假设 $g_{Ae} = 1 \times 10^{-11}$,太阳轴子在 PandaX-II 中的事(b) 太阳轴子在 $Log_{10}(S2/S1) - S1$ 平面上的概率密度 例率。 函数。

图 5.2 太阳轴子在 PandaX-II 中的事例率及其在 $Log_{10}(S2/S1) - S1$ 平面上的分布。

5.3.3 拟合结果及分析

通过最似然函数的拟合,从数据中没有发现明显的轴子信号的超出,所以我们给出太阳轴子在 $g_{Ae}-m$ 平面上的探测排除线。按照5.2中介绍的 CL_s 的方法,我们给出了 90% 置信水平的排除曲线及 PandaX-II 对应的探测灵敏度。

在计算 90% 置信区间所对应的 q_{σ} 时,在 $g_{Ae}-m$ 平面内选择了 462 个点,每个点都进行 1000 次的无信号蒙卡模拟和 400 次的有信号蒙卡模拟。在进行有信号蒙卡模拟时,我们利用我们得到的信号 PDF 和各类本底事例的 PDFs 进行抽样,抽样的比例为各类本底按高斯分布抽样,每次抽样都类似于重新进行了一次 PandaX-II 的探测过程,最终得到对应的 q_{σ} 分布。举例来说,我们以 $m_A=10^{-4}~{\rm keV}/c^2$, $g_{Ae}=4.8\times10^{-12}~{\rm 为例}$,得到的无信号蒙卡模拟和有信号蒙卡模拟的 q_{σ} 分布如图5.4所示。可以预见,由于无信号蒙卡与拟合模型不匹配,所以得到的 q_{σ} 分布要比有信号的分布偏大,而且假设给出的 g_{Ae} 值越大则偏差也越大。

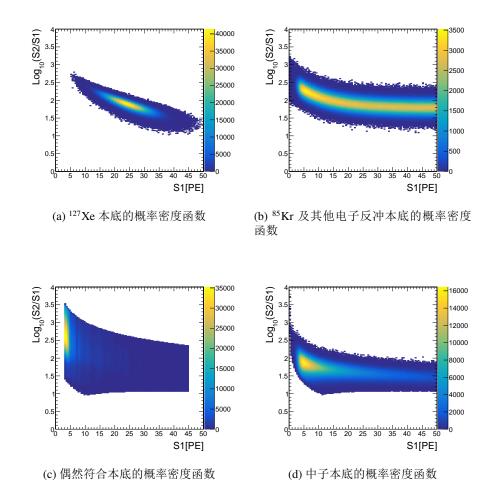


图 5.3 太阳轴子探测中的主要本底在 $Log_{10}(S2/S1) - S1$ 平面上的概率密度函数。

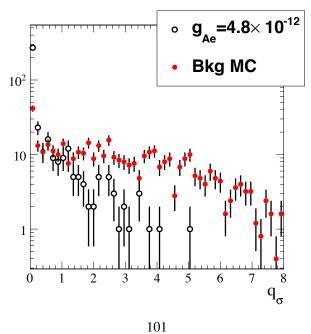


图 5.4 对于 $m_A=10^{-4}$ keV/ c^2 , $g_{Ae}=4.8\times 10^{-12}$ 的 1000 次(归一化到 400 次)的无信号蒙卡模拟(红色)和 400 次的有信号蒙卡模拟(黑色)所得到的 q_σ 的分布。

结合两种蒙卡模拟,我们得到 90% 置信水平上对应的 $q_{\sigma}^{90\%}$ 值,如图5.5所示。同时,可以给出每次无信号蒙卡结果得到的探测下限,这些下限的分布就给出了探测器的灵敏度。最终得到的 q_{σ} 在 2.47 左右,在接近 1 keV 处的下落趋势是由静止能量接近总能量时 β 值得变化造成的。通过多项式拟合,并将拟合的函数作为之后排除线计算的标准。

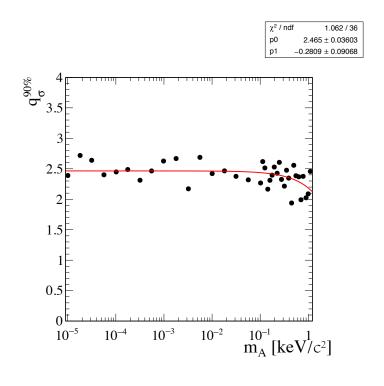


图 5.5 太阳轴子 $q_{\sigma}^{90\%}$ 。

通过对真实数据进行拟合,我们就可以得到 PandaX-II 这次对太阳轴子探测的 90% 置信水平的排除线。由于太阳轴子的能谱基本只与太阳中 CBRD 过程相关而与其质量基本无关,所以我们在进行太阳轴子质量点扫描时只选择 $m_A=10^{-5}$, 0.1, 1 keV/ c^2 三个质量点进行拟合。图5.7中给出了 PandaX-II 首个太阳轴子的探测结果。由于参考文献 [120] 在计算太阳轴子流量时并没有考虑到轴子质量 >1 keV/ c^2 时的修正问题,所以与类似实验保持一致,我们只分析轴子质量 <1 keV/ c^2 的区域。PandaX-II 给出了直接探测太阳轴子 g_{Ae} 耦合强度最严格的探测下限之一。在轴子质量 <1 keV/ c^2 的质量区间内排除了 $g_{Ae} > 4.35 \times 10^{-12}$ 太阳轴子存在的可能性。LUX 实验的排除线比 PandaX-II 略严格,但我们有足够的证据表明,LUX 在进行这一分析时采用了比较激进的 CL_{s+b} 方法。

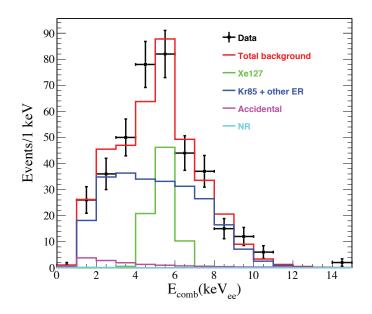


图 5.6 PandaX-II 对太阳轴子的拟合结果的一维能量投影图,黑色为数据点,红色为总的拟合结果。其他颜色为几个主要的本底成分。

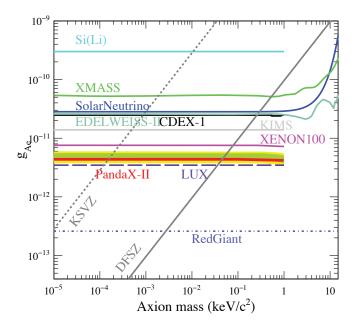


图 5.7 PandaX-II 首个太阳轴子的探测结果(红色实线), 绿色与黄色的区域为探测器 1σ 和 2σ 灵敏度。为了比较,我们还把世界上其他实验的结果也作于图上,包括 solar neutrinos [156], Si(Li) target [211], CDEX-1 [149], XMASS [145], EDELWEISS-II [125], KIMS [154], XENON100 [212], LUX [114] 以及来自红巨星星系团的天文学间接观测结果 [130]。

5.4 星际类轴子粒子的寻找

假设 ALPs 为暗物质,那它们在地球轨道上的密度就应为 0.3 GeV/cm³,与地球的相对速度为 1/1000 c。与氙的核外电子发生 Axio-electric 反应的截面已经由公式3.2给出。就可以推算出 ALPs 在 PandaX-II 中的事例率约为

$$R \simeq g_{Ae}^2 \left(\frac{1.2 \times 10^{19}}{A} \right) \left(\frac{m_A}{\text{keV}/c^2} \right) \left(\frac{\sigma_{pe}}{\text{barn}} \right) \text{kg}^{-1} \text{day}^{-1}, \tag{5.9}$$

其中 A 为氙的平均质量数。

ALPs 与氙发生 Axio-electric 反应后将全部的能量转移给电子。由于速度很低,所以探测器看到的信号就应该是一个单能峰。我们就要在 PandaX-II 的数据中寻找是否在某一能量点有明显的超出。

5.4.1 筛选条件

为了扩大 ALPs 的探测范围,我们把数据筛选条件的能量条件放松。我们把 S1, S2 的上限约束去掉,而去约束重建能量,要求重建能量小于 25 keV (避开来自 ¹²⁷Xe 的 30 keV)。其他选择条件都与太阳轴子的条件一致。最终选择出的候选事例有 911 个,其分布如图5.8中上图红点所示,基本上绝大多数事例位于电子反冲事例区域。

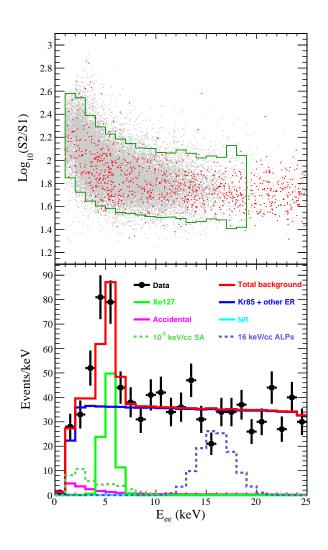


图 5.8 用作 ALPs 分析的数据。横坐标为能量。上图: 红色点代表用作 ALPs 分析的数据。灰色点代表氚化甲烷刻度中的数据点,绿色框为甲烷刻度数据 $\pm 2\sigma$ 区域。下图: 数据点投影到能量坐标的一维直方图(黑色点),及拟合结果。不同成分的本底以不同颜色的实线区别,其中红色代表全部本底。另外两条虚线代表假设 g_{Ae} 等于 5×10^{-12} 时太阳轴子的能谱 and 5×10^{-13} 时 $m_A=16 {\rm keV/c^2}$ 的 ALPs 的能谱。

5.4.2 信号与本底的 MC 模拟

同样类似于太阳轴子的模拟过程,我们可以很容易地给出 ALPs 信号与本底的 MC模拟(PDFs)。值得注意的是,为了保持与事例选择条件一致,我们在 ⁸⁵Kr 及其他电子反冲本底的模拟中要求重建能量必须小于 25 keV。

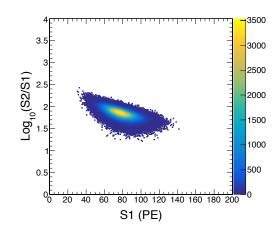


图 5.9 14.4 keV/ c^2 的 ALPs 在 $Log_{10}(S2/S1)$ – S1 平面上的概率密度函数。同样也是 57 Fe 太阳轴子的分布情况。

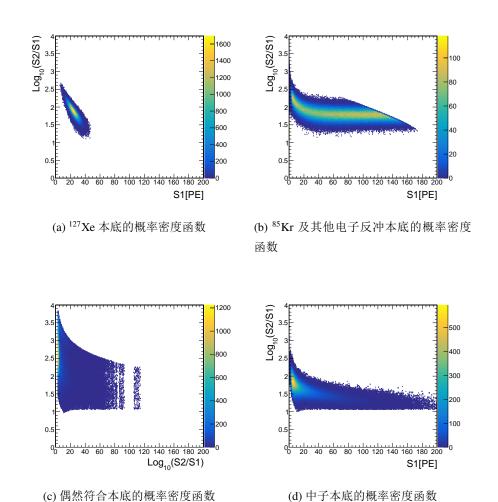


图 5.10 ALPs 探测中的主要本底在 $Log_{10}(S2/S1) - S1$ 平面上的概率密度函数。

5.4.3 拟合结果及分析

分析的过程与太阳轴子的分析过程类似,我们先要提取出不同质量下 90% 置信水平对应的 q_{σ} 值。对此我们选择了 600 个点进行蒙卡模拟,每个点进行 1000 次的无信号假设蒙卡模拟和 400 次的有信号假设蒙卡模拟。得到的 $q_{\sigma}^{90\%}$ 如图5.11所示, $q_{\sigma}^{90\%}$ 与探测器的信噪比有较强的相关度,本底水平高、信号反应截面低的区域, $q_{\sigma}^{90\%}$ 普遍偏高。由于形式比较复杂,无法拟合,所以我们在计算最终的探测下限时直接从该图中取值进行计算。PandaX-II 得到的 ALPs 的探测下限画在图5.12中,其中 5 keV 处的下落是由于 Axio-electric 反应截面在该处变强所致。

PandaX-II 探测星际类轴子粒子的这一结果是目前世界上最严格的限制。

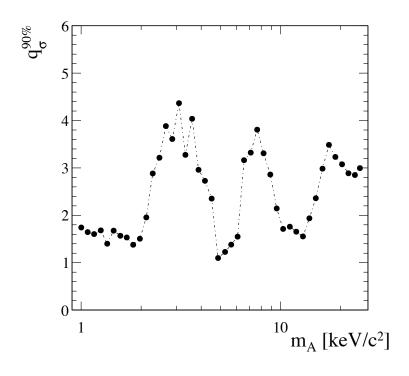


图 5.11 ALPs 的 $q_{\sigma}^{90\%}$ 。

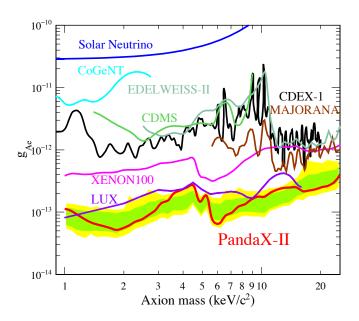
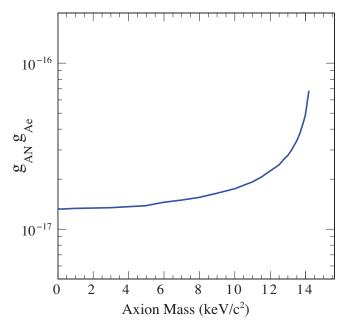


图 5.12 PandaX-II 首个星际类轴子粒子的探测结果(红色实线),绿色与黄色的区域为探测器 1σ 和 2σ 灵敏度。此外 solar neutrinos [156], CDEX-1 [149], CoGeNT [151], CDMS [213], EDELWEISS-II [125], MAJORANA DEMONSTRATOR [146], XENON100 [140], LUX [114] 的结果。

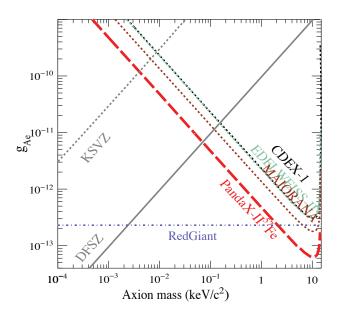
5.4.4 ⁵⁷**Fe** 太阳轴子

⁵⁷Fe 太阳轴子的信号与 14.4 keV/c² 的 ALPs 在探测器中的响应是完全一样的。在进行物理分析中所用到的信号和各类本底的 PDFs 都是一样的,所用的数据样本也是完全一样。所以虽然属于太阳轴子一类,当我们还是把 ⁵⁷Fe 太阳轴子的分析结果放在这一章节中介绍。

 57 Fe 太阳轴子在地球上的流量可以由公式2.15进行计算。其反应截面同样由公式3.2给出。通过对 PandaX-II 能谱中 14.4 keV 单能峰的搜索,结合2.2.3中关于 g_{AN}^{eff} 的讨论可以得到 57 Fe 太阳轴子的排除曲线。这是直接探测实验的结果([2 keV, 10 keV])超过天文观测 [130] 的结果。



(a) $g_{Ae}g_{AN}$ 的探测排除线。 m_A 越接近于 14.4 keV,轴子与 14.4 keV γ 射线动量之比逐渐接近于 0,导致探测灵敏度逐渐变差。



(b) PandaX-II 对 57 Fe 太阳轴子的排除线。同样给出了 CDEX-1 [149], EDELWEISS-II [125], MAJORANA DEMONSTRATOR 146的结果以及来自红巨星星系团的天文观测结果 [130]。我们将 g_{AN} 的理论计算结果考虑进来,就可以得到对 g_{Ae} 的探测上限。

图 5.13 PandaX-II 对 ⁵⁷Fe 太阳轴子的探测结果。

5.4.5 Dark Photon

暗光子(以 V 代表)同样是粒子物理学家非常关心的一种暗物质候选粒子 [214]。由于与正常光子类似,暗光子会与正常物质发生光电效应等,与 ALPs 的表现形式非常一致。暗光子与物质相互作用的截面可以写作,

$$\sigma_V(E_V = m_V)v_V \simeq \kappa^2 \sigma_\gamma(\omega = m_V)c, \tag{5.10}$$

 $ν_V$ 是入射的暗光子的速度,κ 为暗光子与光子之间的混合强度。该反应截面与 ALPs 和物质之间的反应截面只存在质量参数的不同,所以利用 ALPs 的探测结果稍作修改就可以得到暗光子的排除线。

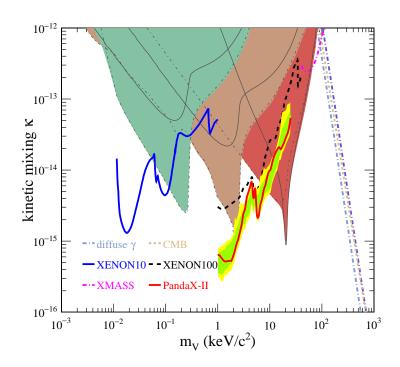


图 5.14 PandaX-II 对暗光子探测的排除线,其他结果来自文献 [215]。

5.5 小结

PandaX-II 可以对多种类型的轴子进行探测。我们利用 PandaX-II 的数据对 CBRD 太阳轴子,星际类轴子粒子,⁵⁷Fe 太阳轴子三种类型的轴子进行分析。都未能发现明显的超出迹象,所以给出了目前为止该探测方向上最严格的限制。对于 CBRD 太阳轴子,

PandaX-II 的结果以 90% 的置信水平将质量小于 1 keV, g_{Ae} 耦合强度大于 4.35×10⁻¹² 的 参数空间全部排出。将 1 keV/ c^2 到 10 keV/ c^2 质量区间星际类轴子粒子限制在 $g_{Ae} < 10^{-13}$ 量级以下。 57 Fe 太阳轴子探测下限的最低点位于 10.5 keV/ c^2 处,达到 6.3×10⁻¹⁴ 是目前为止,所有探测技术中最低的下限。该分析结果已经于 2017 年发表在《PHYSICAL REVIEW LETTERS》杂志上 [112]^①。

此外,还值得一提的一点是,从图5.8我们发现在 3-4 keV 左右实验测量值比估计值略高一点,但仍处于 2σ 范围以内。这似乎与 [131] 中论述的天文观测中 3.5 keV 线超出可能来自于轴子的假说恰好对应上。但是我们通过估计原子尺寸范围内电磁场强度及尺寸来估计轴子通过 $g_{A\gamma\gamma}$ 耦合与氙反应的事例率发现还远远不能解释这几个事例的出现。我们期待未来在更多数据量公布后能给这一问题以明确的答案。

⁽¹⁾ https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.119.181806

第六章 结论与展望

暗物质问题是上个世纪天文学上最重要的发现之一。来自星系动力学、引力透镜、 大尺度结构演化等方面的研究都指出宇宙中存在着大量的暗物质。暗物质究竟是什么 将是本世纪最重大的物理课题之一。大多物理学家倾向于一种或多种相互作用非常弱 的新粒子的说法,其中弱相互作用大质量粒子和轴子是两种最有希望的暗物质粒子候 选者。

轴子的存在不仅可以解释暗物质问题,还是强相互作用 CP 问题最自然的解决方案。因此轴子的研究在最近的二十年吸引了越来越多的物理学家的关注。各类不同的实验技术被开发出来期望能在轴子的探测上有所突破。其中双相型氙时间投影室技术在位置重建,放射性本底控制,易于升级等方面的优势,使其成为目前暗物质粒子探测领域发展速度最快地实验技术。

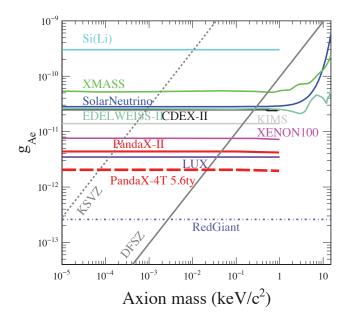
PandaX 所采用的就是这一技术。虽然起步时间较晚,但是依靠合作组各成员的不断努力、精诚合作,PandaX 已经跻身于世界暗物质直接探测领域最有影响力的实验之一。作为在千电子伏特 (keV) 量级上对稀有事例最灵敏的探测器之一,PandaX-II 对该能区的轴子或者类轴子粒子具有很强的探测灵敏度。我们利用 PandaX-II 于 2016 年 3 月到 7 月取得的总有效时间约 80 天的数据去寻找太阳轴子或者星际类轴子事例,经过分析,未发现任何疑似事例的明显超出,将轴子或类轴子粒子的参数空间进一步压缩,给出了截至目前为止该能域轴子探测的最强限制。

PandaX-II 还在不断地获取更多的数据,预计到 2018 年末将会获得 5 倍与目前结果的数据量,将对该方向的探测不断向前推进。另外,PandaX 正在搭建更大更灵敏的PandaX-4T 探测器,将 PandaX-II 的结果进行投影可以得到如图6.1虚线所示的轴子及类轴子粒子的探测下限。相较于目前的探测结果将有巨大的提升。

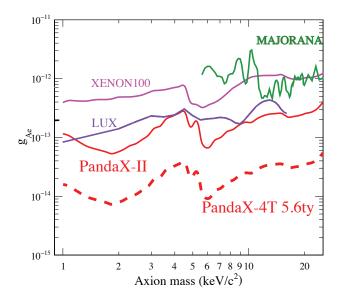
PandaX 还有计划要进行数十吨级的探测器,以达到 WIMP 直接探测的最终下限---中微子相干散射本底,届时轴子探测的结果也将会有极大地提高。

暗物质粒子的探测将在未来的十到二十年迎来重大的机遇,各实验组都在计划更大更灵敏甚至是全新技术的实验方案。虽然没有人可以断言我们一定能发现暗物质粒子,但是"未知"正是基础物理最本质的特点也是最吸引人之处。最后以欧洲核子中心的 James Beacham 博士的一句话作为我博士论文的结尾。

The only failure is to stop searching. — James Beacham



(a) Estimated solar axion search results for PandaX-4T



(b) Estimated ALPs search results for PandaX-4T

图 6.1 PandaX-4T 在 5.6 吨年的曝光量下对母太阳轴子和类轴子粒子探测下限的预期值。

附录 A 文献

- [1] Frank Wilczek. "ASYMPTOTIC FREEDOM: FROM PARADOX TO PARADIGM". Nobel Lecture, **2004**.
- [2] Charles Seife. "What Is the Universe Made Of?" Science, 2005, 309(5731): 78–78. http://science.sciencemag.org/content/309/5731/78.1.
- [3] Planck Collaboration. "Planck 2015 results I Overview of products and scientific results". A&A, **2016**, 594: A1. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321529.
- [4] Gianfranco Bertone and Dan Hooper. "A History of Dark Matter". Submitted to: Rev. Mod. Phys. **2016**.
- [5] H. Poincare. "The Milky Way and the Theory of Gases". Popular Astronomy, 1906-10: 475–488.
- [6] J. C. Kapteyn. "First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System". apj, 1922-05: 302.
- [7] J. H. Oort. "The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems". bain, 1932-08: 249.
- [8] F. Zwicky. "Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln". Helvetica Physica Acta, 1933, 6: 110–127.
- [9] H. Andernach and F. Zwicky. "English and Spanish Translation of Zwicky's (1933) The Redshift of Extragalactic Nebulae". ArXiv e-prints, 2017-11.
- [10] E. Hubble and M. L. Humason. "The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae". apj, 1931-07: 43.
- [11] F. Zwicky. "On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae". apj, 1937-10: 217.
- [12] Vera C Rubin and W Kent Ford Jr. "Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions". The Astrophysical Journal, **1970**, 159: 379.
- [13] Wikipedia contributors. *Galaxy rotation curve Wikipedia, The Free Encyclopedia*, **2018**. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Galaxy_rotation_curve&oldid=826536121.
- [14] Xiao-Sheng Xin and Xing-Wu Zheng. "A revised rotation curve of the Milky Way with maser astrometry". Research in Astronomy and Astrophysics, 2013, 13(7): 849.
- [15] JI Read. "The local dark matter density". Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, **2014**, 41(6): 063101.
- [16] Jo Bovy and Scott Tremaine. "On the local dark matter density". The Astrophysical Journal, **2012**, 756(1): 89.
- [17] Markus Weber and Wim de Boer. "Determination of the local dark matter density in our galaxy". Astronomy & Astrophysics, 2010, 509: A25.
- [18] Dennis Walsh, Robert F Carswell and Ray J Weymann. "0957+ 561 A, B: twin quasistellar objects or gravitational lens?" Nature, 1979, 279(5712): 381.

- [19] Peter Schneider. "Gravitational lensing statistics". In: Gravitational Lenses. Springer, 1992: 196–208.
- [20] Nick Kaiser and Gordon Squires. "Mapping the dark matter with weak gravitational lensing". The Astrophysical Journal, **1993**, 404: 441–450.
- [21] J Anthony Tyson, F Valdes and RA Wenk. "Detection of systematic gravitational lens galaxy image alignments-Mapping dark matter in galaxy clusters". The Astrophysical Journal, 1990, 349: L1–L4.
- [22] Wikipedia contributors. *Gravitational lens Wikipedia*, *The Free Encyclopedia*, **2018**. https://en.wikipedia.org/wiki/Gravitational_lens.
- [23] Mordehai Milgrom. "A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis". The Astrophysical Journal, 1983, 270: 365–370.
- [24] Joel R Brownstein and John W Moffat. "Galaxy rotation curves without nonbaryonic dark matter". The Astrophysical Journal, 2006, 636(2): 721.
- [25] Jacob D Bekenstein. "Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm". Physical Review D, **2004**, 70(8): 083509.
- [26] Douglas Clowe, Marua Brada, Anthony H Gonzalez et al. "A direct empirical proof of the existence of dark matter". The Astrophysical Journal Letters, 2006, 648(2): L109.
- [27] Arno A Penzias and Robert Woodrow Wilson. "A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s." The Astrophysical Journal, **1965**, 142: 419–421.
- [28] George F Smoot, Charles L Bennett, A Kogut et al. "Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps". The Astrophysical Journal, 1992, 396: L1–L5.
- [29] David N Spergel, Licia Verde, Hiranya V Peiris et al. "First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)* observations: determination of cosmological parameters". The Astrophysical Journal Supplement Series, 2003, 148(1): 175.
- [30] David N Spergel, R Bean, O Doré et al. "Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: implications for cosmology". The Astrophysical Journal Supplement Series, 2007, 170(2): 377.
- [31] CL Bennett, D Larson, JL Weiland et al. "Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: final maps and results". The Astrophysical Journal Supplement Series, 2013, 208(2): 20.
- [32] Peter AR Ade, N Aghanim, C Armitage-Caplan et al. "Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters". Astronomy & Astrophysics, 2014, 571: A16.
- [33] Adam G Riess, Alexei V Filippenko, Peter Challis et al. "Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant". The Astronomical Journal, 1998, 116(3): 1009.
- [34] Saul Perlmutter, G Aldering, G Goldhaber et al. "Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae". The Astrophysical Journal, **1999**, 517(2): 565.
- [35] MRS Hawkins. "The case for primordial black holes as dark matter". Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **2011**, 415(3): 2744–2757.

- [36] M Fukugita, CJ Hogan and PJE Peebles. "The Cosmic baryon budget". The Astrophysical Journal, 1998, 503(2): 518.
- [37] Patrick Tisserand, L Le Guillou, C Afonso et al. "Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds". Astronomy & Astrophysics, 2007, 469(2): 387–404.
- [38] AS Szalay and G Marx. "Neutrino rest mass from cosmology". Astronomy and Astrophysics, 1976, 49: 437–441.
- [39] Lars Bergström. "Non-baryonic dark matter: observational evidence and detection methods". Reports on Progress in Physics, 2000, 63(5): 793.
- [40] Gianfranco Bertone, Dan Hooper and Joseph Silk. "Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints". Physics Reports, **2005**, 405(5-6): 279–390.
- [41] C. Patrignani et al. "Review of Particle Physics". Chin. Phys. 2016, C40(10): 100001.
- [42] Wikipedia contributors. *Hot dark matter Wikipedia, The Free Encyclopedia*, **2018**. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Hot_dark_matter&oldid=823583943.
- [43] Simon DM White, CS Frenk and Marc Davis. "Clustering in a neutrino-dominated universe". The Astrophysical Journal, 1983, 274: L1–L5.
- [44] Scott Dodelson and Lawrence M Widrow. "Sterile neutrinos as dark matter". Physical Review Letters, 1994, 72(1): 17.
- [45] Marco Drewes. "The phenomenology of right handed neutrinos". International Journal of Modern Physics E, 2013, 22(08): 1330019.
- [46] FP An, AB Balantekin, HR Band et al. "Search for a light sterile neutrino at Daya Bay". Physical review letters, 2014, 113(14): 141802.
- [47] H Goldberg. "Constraint on the photino mass from cosmology". Physical Review Letters, 1983, 50(19): 1419.
- [48] John Ellis, John S Hagelin, Dimitri V Nanopoulos et al. "Supersymmetric relics from the big bang". Nuclear Physics B, 1984, 238(2): 453–476.
- [49] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski and Kim Griest. "Supersymmetric dark matter". Physics Reports, 1996, 267(5-6): 195–373.
- [50] Chen-Ning Yang and Robert L Mills. "Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance". *Physical review*, **1954**, *96*(1): 191.
- [51] Sheldon L Glashow. "Partial-symmetries of weak interactions". Nuclear Physics, **1961**, 22(4): 579–588.
- [52] Steven Weinberg. "A model of leptons". Physical review letters, 1967, 19(21): 1264.
- [53] Abdus Salam. "Elementary particle theory". Ed. N. Svartholm, Stockholm, Almquist and Wiksell, 1968, 367.
- [54] François Englert and Robert Brout. "Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons". Physical Review Letters, **1964**, 13(9): 321.

- [55] Peter W Higgs. "Broken symmetries and the masses of gauge bosons". Physical Review Letters, 1964, 13(16): 508.
- [56] Lillian Hoddeson. *The rise of the standard model: A history of particle physics from 1964 to 1979*. Cambridge University Press, **1997**.
- [57] Robert Oerter. *The theory of almost everything: The standard model, the unsung triumph of modern physics.* Penguin, **2006**.
- [58] Hans Peter Nilles. "Supersymmetry, supergravity and particle physics". Physics Reports, 1984, 110(1-2): 1–162.
- [59] Stephen P Martin. "A supersymmetry primer". In: Perspectives on supersymmetry II. World Scientific, **2010**: 1–153.
- [60] Ulrich Ellwanger, Cyril Hugonie and Ana M Teixeira. "The next-to-minimal supersymmetric standard model". Physics Reports, **2010**, 496(1-2): 1–77.
- [61] Pierre Fayet. "Spontaneously broken supersymmetric theories of weak, electromagnetic and strong interactions". Physics Letters B, 1977, 69(4): 489–494.
- [62] Geraldine Servant and Tim MP Tait. "Is the lightest Kaluza–Klein particle a viable dark matter candidate?" Nuclear Physics B, **2003**, 650(1-2): 391–419.
- [63] Andreas Birkedal, Andrew Noble, Maxim Perelstein et al. "Little Higgs dark matter". Physical Review D, 2006, 74(3): 035002.
- [64] Jonathan L Feng. "Dark matter candidates from particle physics and methods of detection". Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2010, 48: 495–545.
- [65] Mark W Goodman and Edward Witten. "Detectability of certain dark-matter candidates". Physical Review D, 1985, 31(12): 3059.
- [66] Riccardo Catena, Jan Conrad, Christian Döring et al. "Dark matter spin determination with directional direct detection experiments". Physical Review D, **2018**, 97(2): 023007.
- [67] XiGuang Cao, Xun Chen, YunHua Chen et al. "PandaX: a liquid xenon dark matter experiment at CJPL". Science China Physics, Mechanics & Astronomy, **2014**, 57(8): 1476–1494.
- [68] E Aprile, J Aalbers, F Agostini et al. "The XENONIT dark matter experiment". The European Physical Journal C, 2017, 77(12): 881.
- [69] Elena Aprile, K Arisaka, F Arneodo et al. "The XENON100 dark matter experiment". Astroparticle Physics, 2012, 35(9): 573–590.
- [70] DS Akerib, X Bai, S Bedikian et al. "The large underground xenon (LUX) experiment". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2013, 704: 111–126.
- [71] DN McKinsey, LZ Collaboration et al. "The LZ dark matter experiment". In: Journal of Physics: Conference Series, **2016**: 042039.
- [72] MG Boulay, Deap Collaboration et al. "DEAP-3600 dark matter search at SNOLAB". In: Journal of Physics: Conference Series, 2012: 012027.

- [73] K Abe, K Hieda, K Hiraide et al. "XMASS detector". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2013, 716: 78–85.
- [74] P Agnes, T Alexander, A Alton et al. "First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso". Physics Letters B, 2015, 743: 456–466.
- [75] Ke-Jun Kang, Jian-Ping Cheng, Jin Li et al. "Introduction to the CDEX experiment". Frontiers of Physics, 2013, 8(4): 412–437.
- [76] T Bruch and CDMS collaboration. "Status and future of the CDMS experiment: CDMS-II to SuperCDMS". In: AIP Conference Proceedings, 2007: 193–196.
- [77] Craig E Aalseth, Phillip Spencer Barbeau, J Colaresi et al. "CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors". Physical Review D, 2013, 88(1): 012002.
- [78] R Bernabei, P Belli, A Bussolotti et al. "The dama/libra apparatus". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2008, 592(3): 297–315.
- [79] Jik Lee. "KIMS: Dark matter search experiment in Korea". In: AIP Conference Proceedings, **2006**: 106–110.
- [80] M Felizardo, TA Girard, Thomas Morlat et al. "Final analysis and results of the phase II SIMPLE dark matter search". Physical review letters, 2012, 108(20): 201302.
- [81] Pengwei Xie. A search of Spin-Independent WIMP-Nucleon Interactions using the PandaX-I and PandaX-II Detectors [phdthesis], 2016-07.
- [82] Jianglai Liu, Xun Chen and Xiangdong Ji. "Current status of direct dark matter detection experiments". Nature Physics, 2017, 13(3): 212.
- [83] Ilias Cholis, Douglas P. Finkbeiner, Lisa Goodenough et al. "The PAMELA Positron Excess from Annihilations into a Light Boson". JCAP, 2009, 0912: 007.
- [84] 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/.
- [85] G Ambrosi, Q An, R Asfandiyarov et al. "Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons". Nature, **2017**, 552(7683): 63.
- [86] Francesc Ferrer, Lawrence M. Krauss and Stefano Profumo. "Indirect detection of light neutralino dark matter in the next-to-minimal supersymmetric standard model". Phys. Rev. D, 2006-12: 115007. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.74.115007.
- [87] Felix Kahlhoefer. "Review of LHC dark matter searches". International Journal of Modern Physics A, 2017, 32(13): 1730006.
- [88] Oliver Buchmueller, Caterina Doglioni and Lian-Tao Wang. "Search for dark matter at colliders". *Nature Physics*, **2017**, *13*(3): 217.
- [89] Enrico Morgante. "Dark Matter Searches at the LHC". In: Aspects of WIMP Dark Matter Searches at Colliders and Other Probes. Springer, 2017: 85–96.

- [90] Tae Min Hong. "Dark matter searches at the LHC". arXiv preprint arXiv:1709.02304, 2017.
- [91] Jihn E. Kim and Gianpaolo Carosi. "Axions and the strong CP problem". Rev. Mod. Phys. 2010, 82(1): 557–601.
- [92] Steven Weinberg. "A New Light Boson?" Phys. Rev. Lett. 1978-01: 223–226.
- [93] F. Wilczek. "Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons". Phys. Rev. Lett. 1978-01: 279–282.
- [94] Peter W Graham, Igor G Irastorza, Steven K Lamoreaux et al. "Experimental searches for the axion and axion-like particles". Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2015, 65: 485–514.
- [95] Markus Kuster, Georg Raffelt and Berta Beltrán. *Axions: Theory, cosmology, and experimental searches*. Springer, **2007**.
- [96] Heinz Pagels and Joel R Primack. "Supersymmetry, cosmology, and new physics at teraelectronvolt energies". Physical Review Letters, **1982**, 48(4): 223.
- [97] Daniel JH Chung, Patrick Crotty, Edward W Kolb et al. "Gravitational production of superheavy dark matter". Physical Review D, **2001**, 64(4): 043503.
- [98] Alexander Kusenko and Paul J Steinhardt. "Q-ball candidates for self-interacting dark matter". Physical review letters, **2001**, 87(14): 141301.
- [99] James W Cronin. "CP symmetry violation—the search for its origin". Reviews of Modern Physics, 1981, 53(3): 373.
- [100] James H Christenson, Jeremiah W Cronin, Val L Fitch et al. "Evidence for the 2 π Decay of the K 2 0 Meson". Physical Review Letters, **1964**, 13(4): 138.
- [101] Varouzhan Baluni. "CP violating effects in QCD". Phys. Rev. 1978, 19(MIT-CTP-726): 2227–2230.
- [102] RJ Crewther, P Di Vecchia, G Veneziano et al. "Chiral estimate of the electric dipole moment of the neutron in quantum chromodynamics". In: Cp Violation. Elsevier, 1989: 323–327.
- [103] CA Baker, DD Doyle, P Geltenbort et al. "Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron". Physical Review Letters, **2006**, 97(13): 131801.
- [104] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. "CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles". Phys. Rev. Lett. 1977-06: 1440–1443.
- [105] TW Donnelly, SJ Freedman, RS Lytel et al. "Do axions exist?" Physical Review D, 1978, 18(5): 1607.
- [106] Jihn E. Kim. "Weak-Interaction Singlet and Strong CP Invariance". Phys. Rev. Lett. 1979-07: 103–107.
- [107] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov. "Can confinement ensure natural CP invariance of strong interactions?" Nuclear Physics B, 1980, 166(3): 493–506.
- [108] Michael Dine, Willy Fischler and Mark Srednicki. "A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion". Physics Letters B, 1981, 104(3): 199–202.
- [109] A.R. Zhitnitsky. "On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions". Sov.J.Nucl.Phys. 1980, 31: 260.

- [110] S Andriamonje, S Aune, D Autiero et al. "An improved limit on the axion–photon coupling from the CAST experiment". Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, **2007**, 2007(04): 010.
- [111] E Armengaud, FT Avignone, M Betz et al. "Conceptual design of the international axion observatory (IAXO)". Journal of Instrumentation, **2014**, 9(05): T05002.
- [112] Changbo Fu, Xiaopeng Zhou, 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(18): 181806.
- [113] SK Liu, Q Yue, KJ Kang et al. "Constraints on Axion couplings from the CDEX-1 experiment at the China Jinping Underground Laboratory". Physical Review D, **2017**, 95(5): 052006.
- [114] DS Akerib, S Alsum, C Aquino et al. "First searches for axions and axionlike particles with the LUX experiment". Physical review letters, 2017, 118(26): 261301.
- [115] Duane A Dicus, Edward W Kolb, Vigdor L Teplitz et al. "Astrophysical bounds on the masses of axions and Higgs particles". Physical Review D, 1978, 18(6): 1829.
- [116] Georg G Raffelt. "Astrophysical axion bounds diminished by screening effects". Physical Review D, 1986, 33(4): 897.
- [117] M Fukugita, S Watamura and M Yoshimura. "Light pseudoscalar particle and stellar energy loss". *Physical Review Letters*, **1982**, 48(22): 1522.
- [118] Lawrence M Krauss, John E Moody and Frank Wilczek. "A stellar energy loss mechanism involving axions". Physics Letters B, 1984, 144(5-6): 391–394.
- [119] Savas Dimopoulos, Joshua Frieman, Bryan W Lynn et al. "Axiorecombination: a new mechanism for stellar axion production". Physics Letters B, 1986, 179(3): 223–227.
- [120] Javier Redondo. "Solar axion flux from the axion-electron coupling". J. Cosmol. Astropart. Phys. **2013**, 2013(12): 008.
- [121] A Derevianko, VA Dzuba, VV Flambaum et al. "Axio-electric effect". Physical Review D, **2010**, 82(6): 065006.
- [122] Maxim Pospelov, Adam Ritz and Mikhail Voloshin. "Bosonic super-WIMPs as keV-scale dark matter". Phys. Rev. D, 2008-12: 115012.
- [123] David B Kaplan. "Opening the axion window". Nuclear Physics B, 1985, 260(1): 215–226.
- [124] Mark Srednicki. "Axion couplings to matter:(I). CP-conserving parts". Nuclear Physics B, 1985, 260(3-4): 689–700.
- [125] E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier et al. "Axion searches with the EDELWEISS-II experiment". J. Cosmol. Astropart. Phys. 2013, 2013(11): 067.
- [126] FT Avignone III, C Baktash, WC Barker et al. "Search for axions from the 1115-keV transition of Cu 65". Physical Review D, 1988, 37(3): 618.
- [127] S. Andriamonje, S. Aune et al. "Search for 14.4 keV solar axions emitted in the M1-transition of 57 Fe nuclei with CAST". J. Cosmol. Astropart. Phys. 2009, 2009(12): 002.
- [128] G Bellini, J Benziger, S Bonetti et al. "Search for solar axions emitted in the M1-transition of 7 Li* with Borexino CTF". The European Physical Journal C, 2008, 54(1): 61–72.

- [129] AV Derbin, AS Kayunov and VN Muratova. "Search for solar axions produced in the p+ d 3 He+ A reaction". Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **2010**, 74(6): 805–810.
- [130] N. Viaux, M. Catelan, P. B. Stetson et al. "Neutrino and Axion Bounds from the Globular Cluster M5 (NGC 5904)". Phys. Rev. Lett. 2013-12: 231301.
- [131] Yan Gong, Xuelei Chen and Hua Feng. "Testing the axion-conversion hypothesis of 3.5 keV emission with polarization". Physical review letters, **2017**, 118(6): 061101.
- [132] P Sikivie. "Experimental tests of the" invisible" axion". Physical Review Letters, 1983, 51(16): 1415.
- [133] Richard Bradley, John Clarke, Darin Kinion et al. "Microwave cavity searches for dark-matter axions". Rev. Mod. Phys. 2003-06: 777–817.
- [134] Leslie J Rosenberg. "Dark-matter QCD-axion searches". Proceedings of the National Academy of Sciences, 2015, 112(40): 12278–12281.
- [135] Stephen J Asztalos, G Carosi, C Hagmann et al. "SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions". Physical review letters, **2010**, 104(4): 041301.
- [136] Klaus Ehret, Maik Frede, Samvel Ghazaryan *et al.* "New ALPS results on hidden-sector lightweights". Physics Letters B, **2010**, 689(4-5): 149–155.
- [137] Robin Bähre et al. "Any light particle search II —Technical Design Report". JINST, **2013**, 8: T09001.
- [138] J Angle, E Aprile, F Arneodo et al. "First results from the XENON10 dark matter experiment at the Gran Sasso National Laboratory". Physical Review Letters, **2008**, 100(2): 021303.
- [139] E Aprile, F Agostini, M Alfonsi et al. "First axion results from the XENON100 experiment". Physical Review D, **2014**, 90(6): 062009.
- [140] E. Aprile, F. Agostini, M. Alfonsi et al. "Erratum: First axion results from the XENON100 experiment [Phys. Rev. D 90, 062009 (2014)]". Phys. Rev. D, 2017-01: 029904. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.029904.
- [141] E Aprile, J Aalbers, F Agostini et al. "Search for bosonic super-WIMP interactions with the XENON100 experiment". Physical Review D, 2017, 96(12): 122002.
- [142] DS Akerib, HM Araújo, X Bai et al. "Tritium calibration of the LUX dark matter experiment". Physical Review D, 2016, 93(7): 072009.
- [143] DS Akerib, S Alsum, HM Araújo et al. "Low-energy (0.7-74 keV) nuclear recoil calibration of the LUX dark matter experiment using DD neutron scattering kinematics". arXiv preprint arXiv:1608.05381, 2016.
- [144] BJ Mount. LUX-ZEPLIN (LZ) technical design report [techreport], 2017.
- [145] K. Abe, K. Hieda, K. Hiraide et al. "Search for solar axions in XMASS, a large liquid-xenon detector". Physics Letters B, 2013-7: 46–50.
- [146] N Abgrall, Isaac J Arnquist, FT Avignone III et al. "New Limits on Bosonic Dark Matter, Solar Axions, Pauli Exclusion Principle Violation, and Electron Decay from the Majorana Demonstrator". Physical review letters, 2017, 118(16): 161801.

- [147] https://en.wikipedia.org/wiki/MAJORANA.
- [148] H Jiang, LP Jia, Q Yue et al. "Limits on light WIMPs from the first 102.8 kg-days data of the CDEX-10 experiment". arXiv preprint arXiv:1802.09016, 2018.
- [149] S. K. Liu, Q. Yue, K. J. Kang et al. "Constraints on axion couplings from the CDEX-1 experiment at the China Jinping Underground Laboratory". Phys. Rev. D, 2017-03: 052006—.
- [150] Hao Ma. *CDEX dark matter experiment: Status and prospects* [techreport]. https://indico.cern.ch/event/606690/contrib-2017-7.
- [151] C. E. Aalseth, P. S. Barbeau, N. S. Bowden et al. "Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a p-Type Point Contact Germanium Detector". Phys. Rev. Lett. 2011-03: 131301.
- [152] Claudia Nones. *Direct search for Dark Matter with the EDELWEISS-II experiment: status and results* [techreport]. http://slideplayer.com/slide/4650935/, **2010**.
- [153] SeungCheon Kim et al. "The recent results from KIMS experiment". In: Journal of Physics: Conference Series, 2012: 012020.
- [154] YS Yoon, HK Park, H Bhang et al. "Search for solar axions with CsI (Tl) crystal detectors". Journal of High Energy Physics, 2016, 2016(6): 11.
- [155] Ron Mayle, James R Wilson, John Ellis et al. "Constraints on Axions from SN 1987a". Physics Letters B, 1988, 203(1-2): 188–196.
- [156] Paolo Gondolo and Georg G. Raffelt. "Solar neutrino limit on axions and keV-mass bosons". Physical Review D, 2009-05: 107301-.
- [157] Bijan Berenji, Jennifer Gaskins and Manuel Meyer. "Constraints on axions and axionlike particles from Fermi Large Area Telescope observations of neutron stars". Physical Review D, **2016**, 93(4): 045019.
- [158] Maurizio Giannotti, Leanne D Duffy and Rafaela Nita. "New constraints for heavy axion-like particles from supernovae". Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, **2011**, 2011(01): 015.
- [159] H Yan, GA Sun, SM Peng et al. "Searching for New Spin-and Velocity-Dependent Interactions by Spin Relaxation of Polarized He 3 Gas". Phys. Rev. Lett. 2015, 115(18): 182001.
- [160] Dmitry Budker, Peter W Graham, Micah Ledbetter et al. "Proposal for a cosmic axion spin precession experiment (CASPEr)". Physical Review X, 2014, 4(2): 021030.
- [161] Xun Chen, ChangBo Fu, Javier Galan et al. "PandaX-III: Searching for neutrinoless double beta decay with high pressure 136 Xe gas time projection chambers". Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2017, 60(6): 061011.
- [162] Jianmin Li, Xiangdong Ji, Wick Haxton et al. "The second-phase development of the China JinPing underground Laboratory". Physics Procedia, 2015, 61: 576–585.
- [163] Wu Yu-Cheng, Hao Xi-Qing, Yue Qian et al. "Measurement of cosmic ray flux in the China JinPing underground laboratory". Chinese physics C, 2013, 37(8): 086001.
- [164] John F Beacom, Shaomin Chen, Jianping Cheng et al. "Physics prospects of the Jinping neutrino experiment". Chinese physics C, 2017, 41(2): 023002.

- [165] Jian-Ping Cheng, Ke-Jun Kang, Jian-Min Li et al. "The China Jinping Underground Laboratory and Its Early Science". Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2017, 67: 231–251.
- [166] Xiang Xiao, Xun Chen, Andi Tan et al. "Low-mass dark matter search results from full exposure of the PandaX-I experiment". Phys. Rev. D, 2015-09: 052004.
- [167] Andi Tan, Xiang Xiao, Xiangyi Cui et al. "Dark matter search results from the commissioning run of PandaX-II". Physical Review D, 2016, 93(12): 122009.
- [168] 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. 2016-09: 121303.
- [169] Xiangdong Ji, 2016-07. https://pandax.sjtu.edu.cn/node/297.
- [170] 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". Phys. Rev. Lett. 2017-02: 071301. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.071301.
- [171] Changbo Fu and Anonymous. "Erratum: Spin-Dependent Weakly-Interacting-Massive-Particle Nucleon Cross Section Limits from First Data of PandaX-II Experiment [Phys. Rev. Lett. 118, 071301 (2017)]". Phys. Rev. Lett. 2018-01: 049902. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.049902.
- [172] Xiangyi Cui, Abdusalam Abdukerim, Wei Chen et al. "Dark Matter Results from 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment". Phys. Rev. Lett. 2017-10: 181302. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.181302.
- [173] 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.
- [174] Hao Qiao, Chunyu Lu, Xun Chen et al. "Signal-background discrimination with convolutional neural networks in the PandaX-III experiment". arXiv preprint arXiv:1802.03489, 2018.
- [175] E Aprile and T Doke. "Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics". Reviews of Modern Physics, **2010**, 82(3): 2053.
- [176] Xiang Xiao. *PandaX* 暗物质探测器时间投影室的设计与性能 [phdthesis], **2015**. https://www.webelements.com/xenon/contents.html.
- [177] https://lz.slac.stanford.edu/our-research/lz-research.
- [178] https://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom3_1.
- [179] Mengjiao Xiao. 利用 PandaX 一期的探测器寻找低质量的暗物质 [phdthesis], 2016.
- [180] DR Nygren and JN Marx. "The time projection chamber". Phys. Today, 1978, 31(10): 46–53.
- [181] Carlo Rubbia. The liquid argon time projection chamber: a new concept for neutrino detectors [techreport], 1977.
- [182] AI Bolozdynya. "Two-phase emission detectors and their applications". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1999, 422(1-3): 314–320.
- [183] Joshua Jortner, Lothar Meyer, Stuart A Rice et al. "Localized excitations in condensed ne, ar, kr, and xe". The Journal of chemical physics, **1965**, 42(12): 4250–4253.

- [184] Akira Hitachi. "Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches". Astroparticle Physics, 2005, 24(3): 247–256.
- [185] G.Plante. The XENON100 Dark Matter Experiment: Design, Construction, Calibration and 2010 Search Results with Improved Measurement of the Scintillation Response of Liquid Xenon to Low-Energy Nuclear Recoils [phdthesis], 2012.
- [186] LS Miller, S Howe and WE Spear. "Charge transport in solid and liquid Ar, Kr, and Xe". Physical Review, 1968, 166(3): 871.
- [187] Elena Aprile, Karl L Giboni, Pawel Majewski et al. "Proportional light in a dual-phase xenon chamber". IEEE Transactions on nuclear science, **2004**, 51(5): 1986–1990.
- [188] S Belogurov, A Bolozdynya, D Churakov et al. "High pressure gas scintillation drift chamber with photomultipliers inside of working medium". In: Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record, 1995., 1995 IEEE, 1995: 519–523.
- [189] H Gong, Karl Ludwig Giboni, X Ji et al. "The cryogenic system for the Panda-X dark matter search experiment". Journal of Instrumentation, 2013, 8(01): P01002.
- [190] Xiangxiang Ren. PandaX 地下暗物质实验电子学与数据获取系统的研制 [phdthesis], 2015.
- [191] Xiangxiang Ren, Xun Chen, Xiangdong Ji et al. "The electronics and data acquisition system for the PandaX-I dark matter experiment". Journal of Instrumentation, **2016**, 11(04): T04002.
- [192] CAEN. *User Manual UM3248 V1724 VX1724*. http://www.caen.it/.
- [193] Xuming Wang, Xun Chen, Changbo Fu et al. "Material screening with HPGe counting station for PandaX experiment". Journal of Instrumentation, 2016, 11(12): T12002.
- [194] Xuming Wang. PandaX 实验放射性本底控制与分析 [phdthesis], 2017.
- [195] Zhou Wang, Lei Bao, Xihuan Hao et al. "Design and construction of a cryogenic distillation device for removal of krypton for liquid xenon dark matter detectors". Review of Scientific Instruments, 2014, 85(1): 015116.
- [196] E Aprile, J Aalbers, F Agostini et al. "First dark matter search results from the XENONIT experiment". Physical review letters, **2017**, 119(18): 181301.
- [197] https://root.cern.ch.
- [198] http://geant4.cern.ch.
- [199] VN Solovov, VA Belov, D Yu Akimov et al. "Position reconstruction in a dual phase xenon scintillation detector". IEEE Transactions on Nuclear Science, 2012, 59(6): 3286–3293.
- [200] Balraj Singh and Jun Chen. "Nuclear data sheets for A= 85". Nuclear Data Sheets, **2014**, 116: 1–162.
- [201] Jochen Ahlswede, Simon Hebel, J Ole Ross et al. "Update and improvement of the global krypton-85 emission inventory". Journal of environmental radioactivity, **2013**, 115: 34–42.
- [202] http://www.nndc.bnl.gov.
- [203] Shaoli Li, Xun Chen, Xiangyi Cui et al. "Krypton and radon background in the PandaX-I dark matter experiment". Journal of Instrumentation, 2017, 12(02): T02002.

- [204] DS Akerib, HM Araújo, X Bai et al. "Radiogenic and muon-induced backgrounds in the LUX dark matter detector". Astroparticle Physics, **2015**, 62: 33–46.
- [205] Gwyn P Williams. "X-ray data booklet". X-ray data booklet, 2001.
- [206] Byron P Roe, Hai-Jun Yang, Ji Zhu et al. "Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2005, 543(2-3): 577–584.
- [207] M Szydagis, N Barry, K Kazkaz et al. "NEST: a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon". Journal of Instrumentation, 2011, 6(10): P10002.
- [208] Brian Lenardo, Kareem Kazkaz, Aaron Manalaysay et al. "A global analysis of light and charge yields in liquid xenon". IEEE Transactions on Nuclear Science, 2015, 62(6): 3387–3396.
- [209] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross et al. "Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics". The European Physical Journal C, 2011, 71(2): 1554.
- [210] E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo et al. "Likelihood approach to the first dark matter results from XENON100". Phys. Rev. D, 2011-09: 052003.
- [211] A. V. Derbin. "Search for solar axions produced by Compton process and bremsstrahlung using axioelectric effect". JETP Lett. 2012, 95: 379.
- [212] E. Aprile, F. Agostini, M. Alfonsi et al. "First axion results from the XENON100 experiment". Physical Review D, 2014-09: 062009—.
- [213] Z. Ahmed, D. S. Akerib, S. Arrenberg et al. "Search for Axions with the CDMS Experiment". Phys. Rev. Lett. 2009-10: 141802.
- [214] GJ Davies, JD Davies, JD Lewin et al. "Liquid xenon as a dark matter detector Prospects for nuclear recoil discrimination by photon timing". Physics Letters B, **1994**, 320(3-4): 395–399.
- [215] Haipeng An, Maxim Pospelov, Josef Pradler *et al.* "Direct detection constraints on dark photon dark matter". Physics Letters B, **2015**, 747: 331–338. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315004402.

插图

1.1	宇宙的组成,数据来自于 Planck 最新数据 [3]。	1
1.2	上图,典型的星系旋转曲线,数据点来自 M33 星系旋转曲线的观测结果,虚线代表仅从发光物质推算出的旋转曲线 [13]; 下图银河系的旋转曲线,不同颜色的数据点代表不用的观测结果,黑色线为基于包含暗物质晕在内不同模型参数的拟合结果,详细信息请见 [14]。除了前面提到的卡普坦、奥尔特等人的方法外,对银河系旋转曲线的拟合也可以给出太阳系周围暗物质的密度值。目前各直接探测实验所经常用的 $\rho_{DM} \approx 0.3 GeV/cm^3$ 就来源于这些方法的综合值 [15–17]。	4
1.3	上图,引力透镜的原理示意图,来自远方的光源在经过大质量体旁边时因为时空弯曲的原因发生偏折,并成像于观察者[22];下图,通过弱引力透镜效应得到的宇宙中部分暗物质的分布。	6
1.4	子弹星云(1E0657558),白色直线代表200kpc(1kpc=3262光年)红黄色区域为由 ChandraX 射线观测望远镜曝光500ks 得出的热重子物质分布;绿色等高线代表利用弱引力透镜效应解析出来的引力分布;其中白色等高线就表示这两个峰峰值的区域从内到外分别代表68.3%,95.5%,99.7%的置信水平。	7
1.5	Planck 卫星 2015 年的 CMB 温度偏差天图。	7
1.6	Planck 卫星 2015 年的 CMB 温度密度谱。	8
1.7	WIMP 丰度演化图 [64]。假设 WIMP 的质量为 100 GeV, 黑色实线代表宇宙中 WIMP 粒子数密度随着时间(或者说宇宙温度)衰减并达到目前宇宙中暗物质丰度的情况,阴影的三条带分别代表在黑线基础上将湮灭截面向上向下分别改变 10, 10 ² 和 10 ³ 。虚线代表没有热退耦过程的情况。	12
1.8	探测 WIMPs 的三种方式: (1) 从下向上,直接探测,观测 WIMP 粒子于普通重子物质的散射; (2),从左向右,间接探测,观测宇宙中 WIMP湮灭产物; (3) 从右向左,加速器产生,通过粒子对撞机模拟大爆炸过	
	程,利用重子物质产生出 WIMP。	13

1.9	上图,目前国际上直接探测暗物质实验总结,中间三个圆圈代表三种不同的探测信号,只能探测一种探测信号的实验及该类实验的探测介质罗列在线框内,双背景色圆角框内的实验表示探测两种信号 [81]; 下图,自旋无关 WIMP 直接探测情况 [82]。实线代表截至 2017 年初已经发表的结果,虚线代表计划或正在运行实验的预期结果,橙色阴影代表由于中微子相干散射造成的探测本底。	15
1.10	"悟空"卫星 DAMPE 及其测得的宇宙线电子谱,可以发现在 1 TeV 的地方可以看到明显的下降结构。	16
1.11	可能的暗物质粒子候选者及其理论推测的截面及质量范围。	17
2.1	太阳中产生轴子的各种过程的示意图。	21
2.2	地球轨道上太阳轴子流量分布图,该计算基于 $g_{Ae}=10^{-13}$ 的参数假设,并未考虑轴子光子耦合过程。其中,绿色虚线代表康普顿散射过程的贡献,洋红色虚线源自原子的退激发和复合过程,红色虚线表示韧致辐射产生的轴子通量,黑色实线为以上几种过程的加和。右侧的蓝色实线代表 57 Fe* 退激发产生出的轴子,这里假设 $g_{AN}^{eff}=10^{-8}$ 。	23
2.3	上图 [94],微波腔技术探测轴子原理示意图,强磁场环境下当轴子的能量与微波腔的频率同步时,就会转换成微波信号,被腔体上的天线所接收,之后经过放大,快速傅里叶变换等过程就转换为频谱,频谱上本底为白噪声,在某一频率上的峰就可能意味着轴子转化出来的信号;下图 [94],ADMX 实验腔的剖面图,整个探测装置高 4 米,微波腔位于底部中心,由其外围的超导磁铁提供腔体中的强磁场,之上是放大器和制冷系统等。	27
2.4	巡天望远镜太阳轴子探测示意图 [94]。	27
2.5	LSTW 轴子探测示意图 [94]。	28
2.6	轴子 $g_{A\gamma\gamma}$ – m_A 。黄色区域代表理论上 QCD 轴子所允许的范围,实线代表目前已有的实验结果,虚线为预计未来的实验所能达到的探测区域。	28
2.7	XENON100 探测轴子及类轴子粒子的结果 [139, 140],蓝色实线为实验给出的 90% 置信水平的排除线,绿色和黄色阴影区域为预期探测灵敏度的 1σ 和 2σ 区间。	29

2.8	XENON100 与 XENON1T 探测器示意图 [69]。2.8a 中还标示出 XENON100	
	不同的屏蔽材料,及制冷单元; 2.8a 为 XENON1T 的时间投影室的剖视	
	图 [68],这个时间投影室由经过放射性本底筛选过后的特氟龙、高纯无	
	氧铜、不锈钢等材料搭建,上下探测平面各有 127 和 121 个 Hamamatsu	
	R11410-21 光电倍增管。	3
2.9	LUX 探测轴子及类轴子粒子的结果 [114], 红色实线为实验给出的 90%	
	置信水平的排除线,蓝色实线为预期探测灵敏度的中心值,绿色和黄色	
	阴影区域为预期探测灵敏度的 1σ 和 2σ 区间。	3
2.10	LUX 与 LZ 探测器示意图。2.10aLUX 探测器示意图 [70]; 2.10aLZ 探测	
	器示意图 [144]。	3
2.11	XMASS 太阳轴子探测结果。黑色粗实线为 XMASS 的排除曲线 [145]。	3
2.12	XMASS 探测器示意图 [73]。该探测器为球型液相氙探测器。	3
2.13	Majorana Demonstrator 探测器示意图 [147] 及类轴子粒子探测结果。	3
2.14	黑色实线为 CDEX-1 对太阳轴子及类轴子粒子探测结果 [149]。	3
2.15	CDEX-1T 探测器示意图 [150]。	3
2.16	EDELWEISS-II 探测器及其实验结果。	3
2.17	KIMS 探测器及其实验结果。	3
3.1	PandaX Logo。	3
3.2	锦屏地下实验室地图及实验室概况示意图。	3
3.3	a) CJPL-II 宇宙线通量,圆的面积代表实验室可以用空间的大小,颜色	
	代表进出实验室方式,红色为隧道蓝色为矿井。b) CJPL-II 设计图,共	
	建有四个实验大厅[165],红色隧道代表交通洞,橙色为辅助洞,蓝色为	
	排水洞。	4
3.4	PandaX 系列实验:PandaX-I、PandaX-II、PandaX-4T 为暗物质探测实验,	
	PandaX-III 为无中微子双贝塔衰变探测实验。	4
3.5	入射粒子分类及 X 射线和 γ 射线与氙的反应截面 [178, 179] 以及液氙	
	TPC 探测原理图。	4
3.6	液氙中光产率和电离产率随电场强度的变化趋势。红色代表电产率,蓝	
	色代表光产率,不同的图标代表不同的入射粒子: 菱形, ^{57}Co 的 $122 \text{ keV} \gamma$	
	射线引起的电子反冲;空心方块,56.5 keV 中子散射核反冲;圆点: 241 Am	
	的 5.5MeV α 射线 [175]。	2
3.7	Axio-electric 过程原理示意图, $a + e + Z \rightarrow e' + Z$ 。	4

北京大学博士研究生学位论文

3.8	液氙中的闪烁光产生的过程。从左上开始,能量沉积激发或电离氙原子,
	经历多重作用最终放出光子,黑色过程为发光过程,灰色为抑制发光过
	程 [185]。
3.9	电子在固体(空心)和液体(空心)氙中的漂移速度随电场强度的变化
	[186]。
3.10	PandaX-II 中一个典型的事例。S2 中没有数值的三个光电管为失效的三
	个光电管。
3.11	PandaX 中的制冷系统,该系统主要分为 5 个部分:真空泵、热交换器、
	制冷机紧急制冷和传感器。
3.12	PandaX-II 的循环系统。
3.13	PandaX-II 的电子学与数据获取系统 [191]。
3.14	PandaX 的低本底检测装置。
3.15	PandaX 慢控系统页面。
3.16	PandaX 的数据监测与波形实时显示页面。
3.17	PandaX 的精馏塔。
3.18	PandaX 的屏蔽体。
3.19	PandaX 溢流室。
3.20	PandaX-II 自旋无关 WIMP-nucleon 截面排除线 [168, 172]。
3.21	PandaX-II 自旋相关 WIMP-nucleon 截面排除线 [170, 171]。
3.22	PandaX-II 自旋无关 WIMP-nucleon 非弹散射截面排除线 [173]。
4.1	UDM 的流程图。展示从压缩的二进制数据到 SignalData 的全部过程,红
	色框内为 Bamboo-Shoot 的内容,绿色框内为 pandax-chain,最右侧的框
	为 PandaX-II 各类信息的数据库,例如各光电管的位置、增益等。图中
	虚线的框图代表并未被保存的部分 [81]。
4.2	TM 的光学蒙卡与 TM 重建的一个结果。
4.3	LRF 迭代过程中事例位置的变换过程。
4.4	PandaX-II 中三种位置重建算法的比较 [81]。数据选自 PandaX-II 的中子
	刻度数据。可以看出重建效果上 LRF>TM>COG。
4.5	在 LED 刻度中得到的单光电子谱,图中显示出来的红绿蓝三个结构分
	别为:基线、单光电子峰、双光电子峰。
4.6	S1 和 S2 XY 修正。
4.7	PandaX-II 的单电子增益。
48	光产麵与电荷产麵的反相关关系。

4.9	⁸⁵ Kr 的 β – γ 级联衰变能级图 [202]。	82
4.10	典型的 85Kr 衰变事例波形。	82
4.11	²²⁰ Rn 与 ²²² Rn 衰变链,红色绿色标注的衰变反应为分析活度用到的衰变	
	过程,绿色代表 β 衰变,红色代表 α 衰变。	83
4.12	¹²⁷ Xe 的衰变过程 [202]。	84
4.13	方法一中独立 S1 的选取。	86
4.14	方法一中两个 S1 的时间差。	86
4.15	一个疑似的来自栅极的独立 S2 信号。	88
4.16	PandaX-II 中的独立 S1 和 S2。	89
4.17	偶然符合事例的二维分布。红色曲线为核反冲中心线。	90
4.18	LUX	91
4.19	PandaX-II 对于电子反冲事例的探测效率。不同颜色的曲线代表对数据	
	加上不同级别的判断条件后,黑色为探测器最终的探测效率。	91
5.1	用于太阳轴子探测的数据。	99
5.2	太阳轴子在 PandaX-II 中的事例率及其在 $Log_{10}(S2/S1) - S1$ 平面上的分	
	布。	100
5.3	太阳轴子探测中的主要本底在 $Log_{10}(S2/S1) - S1$ 平面上的概率密度函	
	数。	101
5.4	对于 $m_A = 10^{-4} \text{ keV}/c^2$, $g_{Ae} = 4.8 \times 10^{-12}$ 的 1000 次(归一化到 400 次)	
	的无信号蒙卡模拟(红色)和 400 次的有信号蒙卡模拟(黑色)所得到的 q_{σ} 的分布。	101
5.5		102
5.6	PandaX-II 对太阳轴子的拟合结果的一维能量投影图,黑色为数据点,红	102
5.0	色为总的拟合结果。其他颜色为几个主要的本底成分。	103
5.7	PandaX-II 首个太阳轴子的探测结果(红色实线), 绿色与黄色的区域为	
	探测器 1σ 和 2σ 灵敏度。为了比较,我们还把世界上其他实验的结果	
	也作于图上,包括 solar neutrinos [156], Si(Li) target [211], CDEX-1 [149],	47
	XMASS [145], EDELWEISS-II [125], KIMS [154], XENON100 [212], LUX [11	-
	以及来自红巨星星系团的天文学间接观测结果 [130]。	103

北京大学博士研究生学位论文

5.8	用作 ALPs 分析的数据。横坐标为能量。上图: 红色点代表用作 ALPs 分	
	析的数据。灰色点代表氚化甲烷刻度中的数据点,绿色框为甲烷刻度数	
	据 $\pm 2\sigma$ 区域。下图: 数据点投影到能量坐标的一维直方图 (黑色点),及	
	拟合结果。不同成分的本底以不同颜色的实线区别,其中红色代表全部	
	本底。另外两条虚线代表假设 g_{Ae} 等于 5×10^{-12} 时太阳轴子的能谱 and	
	5×10^{-13} 时 $m_A = 16 \text{keV}/c^2$ 的 ALPs 的能谱。	105
5.9	14.4 keV/ c^2 的 ALPs 在 $Log_{10}(S2/S1)$ – $S1$ 平面上的概率密度函数。同样	
	也是 ⁵⁷ Fe 太阳轴子的分布情况。	106
5.10	ALPs 探测中的主要本底在 $Log_{10}(S2/S1) - S1$ 平面上的概率密度函数。	106
5.11	ALPs 的 $q_{\sigma}^{90\%}$ 。	107
5.12	PandaX-II 首个星际类轴子粒子的探测结果(红色实线),绿色与黄色	
	的区域为探测器 1σ 和 2σ 灵敏度。此外 solar neutrinos [156], CDEX-	
	1 [149], CoGeNT [151], CDMS [213], EDELWEISS-II [125], MAJORANA	
	Demonstrator [146], XENON100 [140], LUX [114] 的结果。	108
5.13	PandaX-II 对 ⁵⁷ Fe 太阳轴子的探测结果。	109
5.14	PandaX-II 对暗光子探测的排除线,其他结果来自文献 [215]。	110
6.1	PandaX-4T 在 5.6 吨年的曝光量下对于太阳轴子和类轴子粒子探测下限	
J. 1	的预期值。	114

表格

2.1	地卜实验探测轴子总结,列出了实验地点、探测器材料、曝光量和发表时	
	间。实验室名称对应: CJPL (China JinPing underground Laboratory,) SURF	
	(Sandford Underground Research Facility), Y2L (Yangyang Underground	
	Laboratory), SUL (Soudan Underground Laboratory), LSM(Laboratoire	
	Souterrain de Modane)	36
3.1	国际上重要的地下实验室信息列表。	38
3.2	氙的物理性质。	46
3.3	氙作为探测介质的物理性质。 4	47
3.4	PandaX-II 在 Run8 期间失效的四支三英寸的光电倍增管。	51
3.5	PandaX-II 在 Run9 期间失效的三支三英寸的光电倍增管。	51
4.1	PandaX-II 中不同能量峰对应的光产额和电荷产额。	81
5.1	Run9 中四个主要的时间段中探测器的主要参数。	93
5.2	Run9 中各时间段数据中主要放射性本底的水平。	94
5.3	似然函数中各成分的冗余参数及其高斯约束值。 9	95
5.4	太阳轴子数据的选择条件。	97

致谢

这篇论文得以完成,首先要感谢我的导师冒亚军教授。冒老师学识渊博,思维敏捷, 学术造诣高深。而且他关心学生,在我这五年期间几个重要的人生节点都给我提供了很 有价值的建议,教会我面对问题处理问题的态度与方法,是非常好的人生导师。在冒 老师的辅导下,我不仅顺利完成了博士期间的工作,也在得到了锻炼和成长。

感谢上海交通大学的刘将来教授,从我加入 PandaX 合作组以来就一直是在刘老师的带领下进行研究。刘老师是粒子物理实验方面的专家,有着非常丰富的经验和通观全局的大局观。此外,刘老师工作勤奋,不仅是对我在课题上帮助极大,也是我工作的好榜样。除此之外,刘老师在生活,学习的各个方面,亦师亦友,给予了我各种的关照。还要感谢季向东老师和符长波老师,虽然与季老师交流的机会不多,但每次跟他说上几句,或仅仅是听他做个报告就能让我重拾信心。符老师是主要主持轴子研究的老师。之前因为工作方向的不同,与符老师并没有交集,但这次合作的经历让我对符老师加深了了解与感激

感谢 PandaX 合作组的谌勋老师、赵力老师、王思广老师、张涛老师、施放经理,几位老师都是 PandaX-II 团队的中坚力量,教会了我许多专业上的知识和经验。还要感谢 PandaX 合作组的各位成员,感谢肖梦娇、肖翔、李绍莉、王旭明、谢鹏伟、张宏光、任祥祥等师兄师姐。谈安迪、崔祥仪、燕彬彬、王秋红是我在锦屏和上海相处最久的几位,我们共同做科研,一起打篮球的日子是我这五年博士生涯最重要的时光,感谢你们。

还要感谢北京大学的各位师长和兄弟姐妹,虽然我在北大的时间不多,但我依然 时时刻刻都以能加入到这个团体为荣。

最后要感谢的是我的家人们,我的父母辛苦劳作抚养我长大,其中辛劳只有我也当了父亲才得以体尝一丝。是的,我当了父亲,我儿子的出生是我人生中最大的惊喜,同样要感谢他让我的生活中多了一份为人父的快乐。我的妻子是我最应该感谢的人,一直有她陪在我身边是我这辈子最幸运的事。她将我的生活打理的井井有条,她孝敬父母照顾孩子支持我的工作。谢谢她,爱她。

北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

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

论文作者签名: 一切 小 所 日期: 2018年6月13日

学位论文使用授权说明

(必须装订在提交学校图书馆的印刷本)

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定,即:

- 按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本;
- 学校有权保存学位论文的印刷本和电子版,并提供目录检索与阅览服务,在校园 网上提供服务:
- 学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文:
- 因某种特殊原因需要延迟发布学位论文电子版,授权学校在□一年/□两年/□三年以后在校园网上全文发布。

(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名: 1到小阴导师签名: 2018年6月13日

