

基于 CDEX-1B 点电极 高纯锗探测器的暗物质直接探测

(申请清华大学理学博士学位论文)

培养单位：物理系

学 科：物理学

研 究 生：杨 丽 桃

指导教师：王 青 教 授

二〇一七年十一月

**Dark Matter Direct Detection Research
with CDEX-1B Point-Contact High Purity
Germanium Detector**

Dissertation Submitted to
Tsinghua University
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in
Physics
by
Yang Litao

Dissertation Supervisor : Professor Wang Qing

November, 2017

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》，向国家图书馆报送可以公开的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

作者签名： _____

导师签名： _____

日 期： _____

日 期： _____

摘要

众多的天文观测证据显示宇宙中存在大量的暗物质，并且暗物质在物质起源和宇宙演化过程中具有十分重要的地位。弱相互作用大质量粒子是目前最流行的暗物质候选者之一。近年来，多个实验组先后宣称在 $10 \text{ GeV}/c^2$ 附近发现疑似暗物质信号，与其他实验相矛盾，使得低质量暗物质探测成为当前暗物质研究的热点。

本课题基于在 CDEX-1A 原型探测器基础上升级的 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器进行暗物质直接探测。旨在建立公斤量级极低阈值高纯锗探测器的暗物质直接探测系统，有效提高更低质量暗物质的探测灵敏度。本课题设计和研究更低阈值的点电极高纯锗探测器为更大规模高纯锗暗物质实验奠定了重要基础，对未来的阵列探测器意义重大。

本课题设计和研制了包括 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器、碘化钠反符合探测器、数据获取系统、屏蔽系统、监测系统组成的暗物质直接探测系统，并研究了实验系统的性能参数。使用公斤量级的点电极高纯锗首次实现低至 160 eVee 的能量阈值。实验系统连续稳定运行 3.3 年，获取了 783 天的有效本底数据。

本课题建立了一套完善的数据处理流程，尤其是发展了基于上升时间分布 PDF 和计数率比例的体事例/表面事例甄别方法，显著降低能量分析阈值至 160 eVee 。利用 783 天的有效本底数据，经过数据处理得到了总曝光量为 $737.1 \text{ 公斤} \cdot \text{天}$ 的物理事例能谱。扣除锗晶体内部宇生放射性核素的特征 X 射线的贡献，得到了在 $\sim 2 \text{ keVee}$ 以下存在上升趋势的剩余能谱。

基于 $737.1 \text{ 公斤} \cdot \text{天}$ 的有效本底数据和 160 eVee 的能量阈值，利用 WIMP 散射模型和分区间泊松法对暗物质候选事例能谱进行了物理分析，给出了 $10 \text{ GeV}/c^2$ 以下置信度为 90% 的自旋无关和自旋相关暗物质灵敏度曲线，将采用单体公斤级的点电极高纯锗探测器进行暗物质直接探测实验的探测限下推至 $2 \text{ GeV}/c^2$ 。对于自旋无关反应，得到了 $6 \text{ GeV}/c^2$ 以下同类探测器国际最灵敏的水平；对于自旋相关反应，达到了 $4 \text{ GeV}/c^2$ 以下国际最灵敏的水平。

得益于极低的能量阈值和更好的上升时间分辨能力，CDEX-1B 还给出了一些更精细的结构，包括低能区康普顿台阶、超快体事例等，尤其是首次在高纯锗探测器上看到的低能区康普顿台阶。这些精细结构的出现对于暗物质直接探测实验中的本底理解非常重要。

关键词：点电极高纯锗探测器；低能量阈值；暗物质；直接探测

Abstract

Compelling evidences from astronomical observations have demonstrated the existence of dark matter in the Universe, which plays a very important role in understanding the origin of mass and the evolution of the Universe. Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) is one kind of the most popular dark matter candidates. In recent years, several direct detection experiments have claimed the discovery of suspected dark matter signals around $10 \text{ GeV}/c^2$, which led to conflicts with other experiments. Therefore, the detection of low mass dark matter has become a hot topic in dark matter research.

This dissertation work focuses on direct detection of dark matter with CDEX-1B, which is an upgraded point contact high purity germanium detector (PCGe) based on the first one 1 kg-scale mass PCGe prototype in the world (CDEX-1A). This dissertation work aims to establish a direct detection system with a kg-scale PCGe with extremely low energy threshold for dark matter searching, and significantly improve the sensitivity on the low mass dark matter. It is of great significance that the designing and study of the extremely low energy threshold PCGe will laid an important foundation for the future detectors array.

Based on CDEX-1B PCGe detector, a new direct detection system for dark matter searching was designed and developed, including the NaI(Tl) Anti-Compton detector, data acquisition system, shielding system and monitoring system. Then the performance of CDEX-1B system has been studied. For the first time, an energy threshold lower to 160 eVee with a kg-scale PCGe was achieved. The system has run for 3.3 years continuously and stably, with 783 day's valid background data obtaining.

This dissertation work establishes a whole set of data analysis processing, especially develops a Bulk and Surface events discrimination method (Ratio Method) based on the probability density function (PDF) of rise time distribution and the count ratios, which not only lower the energy analysis threshold to 160 eVee but also greatly suppress the surface events background level. With 783 day's valid background data, the physics energy spectrum corresponding to an exposure of 737.1 kg·days was obtained through the data analysis. The residual energy spectrum was obtained by subtracting the contributions of characteristic X-rays from the cosmogenic nuclides inside PCGe, showing an obvious rise at energy below 2 keVee.

The exclusion plots at 90% confidence level (90% C. L.) for spin-independent (SI) and spin-dependent (SD) were obtained by considering the WIMP elastic scattering model and Binned Poisson Method, pushing the detection limit of dark matter searching with a single kg-scale PCGe down to $2 \text{ GeV}/c^2$. For spin-independent cross section, the most sensitive result at WIMP mass less than $6 \text{ GeV}/c^2$ achieved during experiments with the same detection technology. And for spin-dependent cross section, the most stringent limits at the mass less than $4 \text{ GeV}/c^2$ were given.

With very low energy threshold and better rise time resolution, many fine features have been observed on CDEX-1B, including the Compton steps at low energy, ultra-fast events (Very-Bulk Events), etc., especially for the first time that Compton steps at low energy was seen in a Germanium detector. The appearance of these fine features is particularly important for the background understanding in the direct detection of dark matter.

Key words: point-contact high-purity germanium detector; low energy threshold; dark matter; direct detection

目 录

第 1 章 引言	1
1.1 研究背景	1
1.1.1 暗物质存在证据	1
1.1.2 暗物质主要性质	4
1.1.3 暗物质理论候选	5
1.2 国际现状	5
1.2.1 暗物质探测方法	5
1.2.2 直接探测研究现状	7
1.3 中国锦屏地下实验室 (CJPL)	11
1.4 中国暗物质实验 (CDEX)	13
1.5 课题意义和内容	15
1.5.1 课题目的及意义	15
1.5.2 论文内容及结构	15
第 2 章 CDEX-1B 暗物质直接探测实验系统	17
2.1 高纯锗探测器	17
2.1.1 工作原理	17
2.1.2 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器	22
2.2 NaI(Tl) 反符合探测器	25
2.2.1 工作原理	25
2.2.2 工作参数的选择	26
2.3 数据获取系统	29
2.4 屏蔽体系统	33
2.5 监测系统	36
第 3 章 实验系统的性能研究	37
3.1 能量刻度	37
3.2 能量分辨率	41
3.3 时间分辨率	43
3.4 探测效率	45
3.5 系统噪声水平	49
3.6 系统触发效率	50

第 4 章 暗物质候选事例的筛选	53
4.1 实验运行与数据获取	53
4.2 物理事例筛选	57
4.2.1 数据质量检查	57
4.2.2 信息提取	58
4.2.3 物理事例筛选	60
4.3 体/表事例甄别	69
4.3.1 上升时间一致性检查	71
4.3.2 基于 Ratio 的体/表事例甄别方法	74
4.3.3 CDEX-1B 体/表事例甄别结果	79
4.4 效率修正与误差分析	85
4.4.1 效率计算	85
4.4.2 误差分析	87
4.5 物理能谱分析	89
4.5.1 宇生放射性核素的贡献	89
4.5.2 宇宙线 Muon	93
4.5.3 环境或材料产生的中子	93
4.5.4 环境及材料中 γ 、 α 或 β 射线的贡献	96
第 5 章 暗物质候选事例的物理分析	99
5.1 WIMP 弹性散射模型	99
5.1.1 理想模型	99
5.1.2 修正因子	107
5.2 分区间泊松法	110
5.3 WIMP 物理结果	111
第 6 章 总结与展望	114
6.1 CDEX-1B 给出的精细结构	114
6.1.1 低能区康普顿台阶	114
6.1.2 Very-Bulk 事例	115
6.2 总结	117
6.3 创新点	118
6.4 展望	118
参考文献	120
致 谢	128

目 录

声 明	129
个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果	130

主要符号对照表

AC ⁺	符合事例 (Anti-Compton coincidence event)
AC ⁻	反符合事例 (Anti-Compton anti-coincidence event)
AMS	阿尔法磁谱仪 (Alpha Magnetic Spectrometer)
B _r	真实的体事例计数 (Real Bulk events count)
B _m	测量到的体事例计数 (Measured Bulk events count)
CDEX	中国暗物质实验 (China Dark matter EXperiment)
CJPL	中国锦屏地下实验室 (China JinPing underground Laboratory)
CMB	宇宙微波背景辐射 (Cosmic Microwave Background)
cpkkd	每公斤每 keVee 每天的计数 (Count Per Kg per KeVee per Day)
DAQ	数据采集系统 (Data Acquisitions system)
FADC	快速模数转换器 (Flash Analog-to-Digital Converter)
FWHM	半高全宽 (Full Width at Half Maximum)
JFET	结型场效应管 (Junction gate Field-Effect Transistor)
KX	K 壳层特征 X 射线 (K-shell X-ray)
LHC	大型强子对撞机 (Large Hadron Collider)
m.w.e.	等效水深 (米) (equivalent water depth)
NIM	核仪器插件标准 (Nuclear Instrumentation Module standard)
PANDAX	粒子物理学与天体物理学中基于氙介质的时间投影室 (Particle AND Astrophysical Xenon TPC)
PDF	概率分布函数 (Probability Distribution Function)
Planck	普朗克太空望远镜 (Planck space telescope)
PMT	光电倍增管 (Photo Multiplier Tube)
PPCGe	P 型点电极锗探测器 (P-type Point Contact Germanium detector)
RT	随机触发信号 (Random Trigger)
SD	自旋相关 (Spin-Dependent)
SI	自旋无关 (Spin-Independent)
TEXONO	台湾微中子实验 (Taiwan EXperiment On Neutrino)
VFE	近前端电子学 (Very Front-end Electronics)
VME	VME 总线标准 (VersaModule Eurocard bus standard)
WIMP	弱作用大质量粒子 (Weakly Interacting Massive Particle)

第 1 章 引言

1.1 研究背景

众多的天文观测证据显示宇宙中存在大量的暗物质 (Dark Matter)。根据普朗克卫星的观测结果, 人类目前认识的普通物质只占宇宙组成的 4.9%, 而暗物质占了 26.8%, 剩下的 68.3% 则是被认为与宇宙加速膨胀有关的暗能量^[1,2]。我们对暗物质是什么以及它的性质了解很少, 而暗物质在物质起源和宇宙演化过程中具有十分重要的地位, 因此暗物质已经成为当今基础物理研究的前沿和热点课题之一。

通过 LHC 等大型对撞机实验, 粒子物理标准模型 (Standard Model, SM) 得到了很好的验证。尤其随着希格斯玻色子 (Higgs) 被找到^[3-5], 标准模型更加完善, 但是在标准模型中并没有满足暗物质性质的基本粒子。为了研究暗物质粒子的基本性质, 物理学家们通过各种探测手段来寻找暗物质。暗物质的直接探测可以直接了解暗物质的基本特性, 是暗物质探测方面最重要的一类实验。我国清华大学领导的中国暗物质实验 (China Dark matter EXperiment, CDEX)^[6] 和上海交通大学领导的 PandaX 实验^[7] 相继在中国锦屏地下实验室 (China Jinping underground Laboratory, CJPL) 开展了暗物质直接探测实验并给出了具有国际竞争力的实验结果。

1.1.1 暗物质存在证据

上世纪 30 年代, 天文学家兹维基 (Fritz Zwicky) 对后发星系团 (Coma cluster) 的星系运动速度进行了观测研究。他发现通过牛顿的万有引力定律推算出的星系的引力质量远远大于可见物质推算出的光度质量。他认为星系中存在未知的不发光物质, 于是首次提出了暗物质的概念, 并将这些不可见物质称为暗物质^[8,9]。然而, 由于当时观测技术和观测精度的原因, 兹维基的发现并没有引起人们的足够重视。

70 年代随着射电望远镜等新探测技术用于天文观测, 测量精度得到了显著提升。鲁宾 (Vera Cooper Rubin) 等人通过更先进的望远镜对多个星系进行了观测研究, 并得到了精度更高的星系旋转曲线^[10]。同时, 出现了更多其他方面的证据如引力透镜、大尺度结构、大爆炸核合成和宇宙微波背景辐射等^[11]。如今, 暗物质的存在已逐渐被人们接受。

1.1.1.1 星系旋转曲线

星系绕中心旋转速度与距离中心的关系曲线被称为星系旋转曲线 (Rotation Curve), 能够体现星系的质量密度分布。图 1.1 是对涡旋星系 M33 的观测结果^[12,13], 中心的发光恒星盘可见半径 $R_d=1.2 \text{ kpc}$ ^①, 黄色点为 M33 星系中不同距离的星体的旋转速度。按照万有引力定律, 如果星系质量主要由中心的发光恒星盘以及气体组成, 那么旋转速度将会在可见半径之外出现下降, 如虚线所示, 与观测结果差别很大。如果考虑星系可见半径之外仍有不发光的暗物质贡献质量 (暗物质晕), 则可以用实线很好的拟合观测结果。

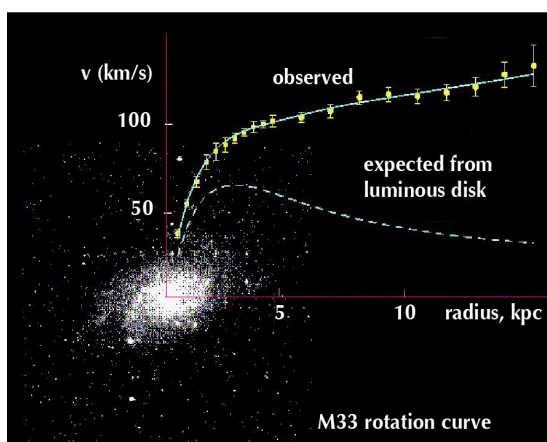


图 1.1 M33 的星系旋转曲线^[12,13]

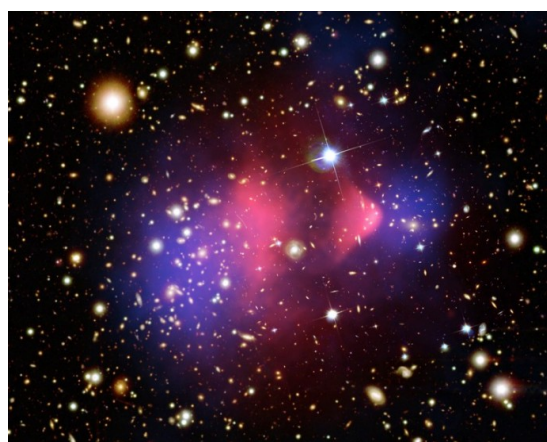


图 1.2 子弹星系团^[14]

1.1.1.2 引力透镜

根据广义相对论, 光线在经过引力场附近时会产生弯曲, 这种现象被称为引力透镜 (Gravitational Lensing)^[15]。引力场的质量分布可以由广义相对论重建出来, 从而推断出遥远星系或星系团的质量; 再与根据光度推算出的光度质量进行对比, 就可以证明暗物质是否存在并给出星系中暗物质的质量占比。引力透镜被认为是宇宙学中最有力的暗物质存在的证据^[16]。

图 1.2 是 2006 年对子弹星系团 (Bullet Cluster)^[17] 的观测结果, 图中红色分布为重子气体的质量密度分布, 白色的发光星系是可见物质分布情况, 蓝色的为根据引力透镜重建出的总质量密度分布^[18,19]。重子气体质量分布与总质量分布之间的偏移表明星系中大部分质量由相互作用极弱的不可见物质组成。

① kiloparsec, 千秒差距, 天文学单位, $1 \text{ kpc}=3260 \text{ 光年}$

1.1.1.3 宇宙大尺度结构

斯隆数值巡天 (Sloan Digital Sky Survey, SDSS) 给出了目前最精确的宇宙大尺度结构 (Large Scale Structure) [11,18], 如图 1.3 所示, 在宇宙大尺度结构下, 星系的分布并不完全均匀, 具有众多纤维状的小尺度结构。根据对宇宙结构演化和形成过程的模拟, 发现在只有重子物质的情况下, 无法形成今天的具有众多小尺度结构的宇宙 [20], 而加入了非重子冷暗物质 (Cold Dark Matter) 的模型则能够很好的模拟出与天文观测类似的宇宙大尺度结构 [21]。

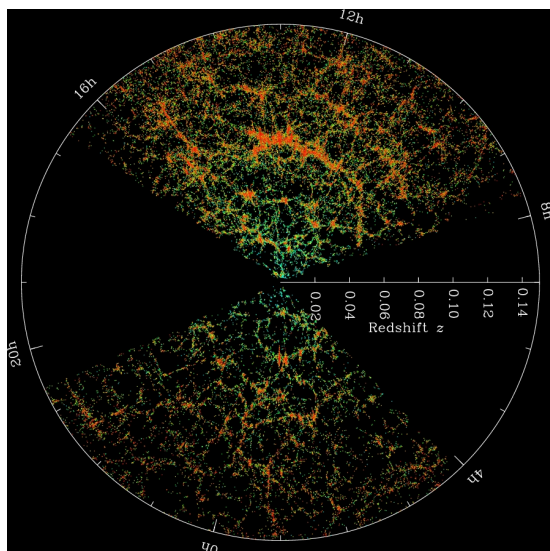


图 1.3 宇宙大尺度结构 [22], 地球位于圆心位置

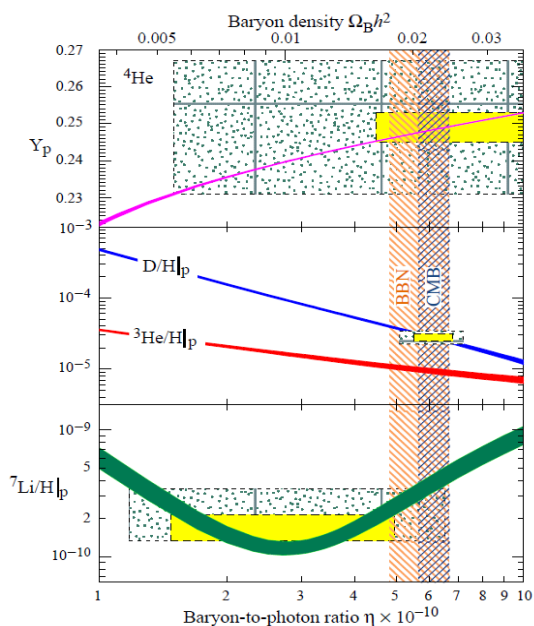


图 1.4 大爆炸核合成中各核素原初丰度预期值与测量结果 [23]

1.1.1.4 大爆炸核合成

宇宙膨胀初期 (大约从 0.1 s 到 10^4 s) 原子核的形成过程称为大爆炸核合成 (Big Bang Nucleosynthesis, BBN) [18]。根据大爆炸模型, 宇宙在最初一秒内因为温度过高无法形成原子核, 整个宇宙空间充满了质子、中子、电子、光子和其他短寿命的粒子。当宇宙逐渐冷却, 氦核开始存活下来。这些氦核可以束缚更多的质子和中子, 通过核聚变形成 ^3He 、 ^4He 、 ^7Li 等核素, 这一过程叫做核合成。各个核素的原始丰度由宇宙膨胀的速度、质子和中子密度之间的关系决定, 而宇宙膨胀速度和宇宙的总质量密度有关, 质子和中子密度与重子物质密度有关 [24]。如图 1.4 所示, ^3He 、 ^4He 、 ^7Li 等核素的原始丰度的实测结果与根据大爆炸核合成计算的理论预期值存在差异, 分析表明总的物质密度远大于重子密度 [25]。非重子类暗物质的存在可以解释这个差异, 而且还可以提供合适的宇宙膨胀速度 [18,26]。

1.1.1.5 宇宙微波背景辐射

宇宙早期的退耦光子在传播过程中发生红移形成的微波背景（约 2.7 K）称为宇宙微波背景辐射（Cosmic Microwave Background, CMB）。对 CMB 的观测可以了解宇宙早期的信息，对基本的宇宙学参数作出限制。根据普朗克太空望远镜（Planck space telescope, Planck）的观测结果（图 1.5），同时考虑其他观测数据，如 WMAP-9 极化数据 WP，重子声学震荡（Baryon Acoustic Oscillations, BAO）等，暗物质占到了整个宇宙的 26.8%。

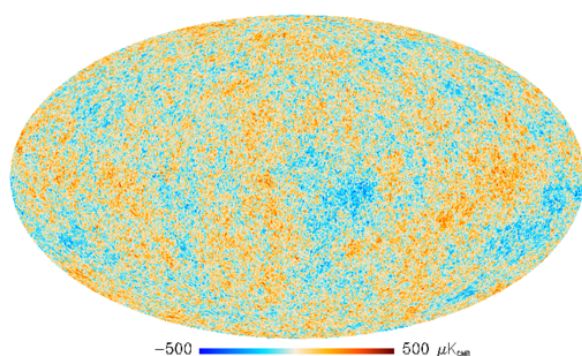


图 1.5 宇宙微波背景辐射的观测结果^[1]

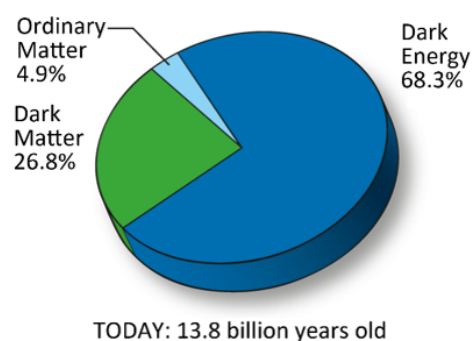


图 1.6 宇宙的组成^[1]

需要指出的是，为了解释上述观测结果，除了假设暗物质的存在之外，还有人尝试修改引力理论（Modified Newtonian Dynamics, MOND）^[27] 来解释观测结果。但是到目前为止，对引力理论的修改很难同时调和解释所有的观测结果。因此人们更倾向于相信暗物质的存在。

1.1.2 暗物质主要性质

根据宇宙学模型，暗物质在大爆炸之后很快形成，并在宇宙冷却时，在星系周围聚合成暗物质晕。根据天文学观测可以总结出暗物质应至少具有以下性质：

- (a) 具有引力相互作用：旋转曲线和引力透镜证明了该性质的存在；
- (b) 不参与电磁相互作用和强相互作用：宇宙膨胀模型和子弹星系团的观测结果都要求暗物质没有强相互作用，即要求电中性和色中性；
- (c) 长寿命：暗物质的寿命应该足够长，至少能够从宇宙大爆炸“活”到现在；
- (d) 非重子暗物质为主：星系的结构形成要求暗物质主要是非重子类暗物质；
- (e) 非相对论性的冷暗物质为主：考虑冷暗物质（非相对论性）的情况下才能够模拟出宇宙中的纤维状的小尺度结构，才能与观测相符；

1.1.3 暗物质理论候选

基于暗物质的性质，理论学家提出了众多的暗物质候选者^[28]，其中非重子类中的冷暗物质被认为是暗物质最主要的成分。冷暗物质的运动速度远小于光速，在标准模型中找不到可以作为冷暗物质的候选者，只存在于超出标准模型的新物理中，因此受到了物理学家的重点关注。

很多超出标准模型的新物理模型中都存在着质量最轻的标准模型之外的粒子，可以自然的作为冷暗物质的候选者^[29]，其中一类粒子就是弱作用大质量粒子（Weakly Interacting Massive Particle, WIMP）。另外，还有轴子（Axion）^[30-33]、惰性中微子（Sterile Neutrino）^[34,35]等。其中受到最广泛关注的是 WIMP。

作为暗物质候选者，WIMP 在宇宙早期通过热退耦产生^[36]，只能参加引力相互作用和弱相互作用，质量大约为 GeV 到几个 TeV 量级，其剩余丰度可以很自然地满足目前观测的限制。并且 WIMP 可能与标准模型粒子存在微弱的相互作用，相互作用强度与弱相互作用强度相当^[37]，从而可以通过各种实验手段来寻找他们，例如与原子核碰撞产生核反冲，湮灭产生宇宙线等等。现在暗物质的热点研究多是关注包含 WIMP 在内的质量在 1-1000 GeV 范围的暗物质；本课题主要针对 WIMP 进行暗物质探测研究。

1.2 国际现状

1.2.1 暗物质探测方法

目前，暗物质的探测方法可以依照作用过程不同分为三类：间接探测、对撞机研究、直接探测，如图 1.7所示。

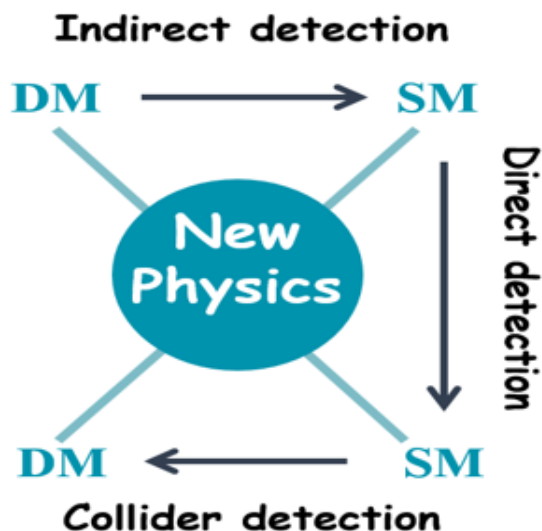


图 1.7 暗物质探测方法

(1) **间接探测**，是通过探测暗物质的衰变/湮灭产物及次级产物来探测暗物质的方法。这些产物一般包括伽马射线、宇宙射线（正负电子、反质子和反氦核）、中微子等等。为了减小地球大气层的干扰，实验通常在太空进行，且不确定度很大。目前，阿尔法磁谱仪（Alpha Magnetic Spectrometer, AMS-02）的测量结果显示正电子比例在 8 GeV 开始快速增加，一直到 275 ± 32 GeV 停止增加^[38,39]，而且精度很高。这说明存在未知正电子源。暗物质湮灭到轻子可以很好的解释这些正电子的超出，但需要排除是否是附近脉冲星造成的影响。

(2) **对撞机研究**，是通过探测标准模型粒子高能对撞下的产物来探测暗物质的方法。标准模型粒子以较高的能量发生对撞时可能会产生暗物质粒子，它极有可能在穿过所有的探测器时带走部分能量而不留下任何痕迹，从而在谱仪的探测中就会存在“能量丢失”。据此可以来推断是否有暗物质产生，并研究暗物质的动量、质量、自旋等性质。对撞机研究要求加速器可以将标准模型粒子加速到极高的能量，目前主要在欧洲核子中心（CERN）的大型强子对撞机（Large Hadron Collider, LHC）上开展，但 LHC 还没有给出暗物质的可能信号。

(3) **直接探测**，是通过探测 WIMP 与标准模型粒子的散射信号来探测暗物质的方法^[40]。暗物质粒子可以与探测器靶核发生弹性碰撞^[41]，将部分能量转移给靶核，因此可以通过测量靶核的反冲信号来研究暗物质的质量、作用截面等性质。

暗物质的直接探测法也有多种方式：第一种是直接测量反冲核的能谱，通过反冲核的能谱反推暗物质贡献；第二种是测量弹性散射事例率随时间的“调制效应”。如图 1.8 所示，由于地球周期性的公转或自转，会导致暗物质与探测器相互作用的事例率发生周期性变化，根据调制周期分为年调制效应和日调制效应^[42,43]（详见第 5 章）。如果发现了确定的年调制效应或者日调制效应，将会成为探测到暗物质粒子的有力证据。另外还在发展的一种新方式是对暗物质入射的方向进行测量^[44]，通过方向的调制效应压低本底从而探测暗物质。

本课题属于直接探测方法。

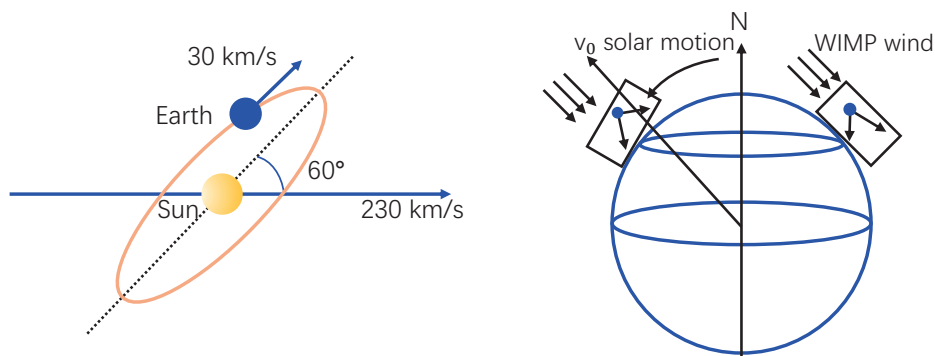


图 1.8 左：暗物质的年调制效应；右：暗物质的日调制效应^[45]

1.2.2 直接探测研究现状

直接探测通过测量 WIMP 与探测器靶核发生弹性散射之后的靶核反冲信号（包括电离信号、闪烁光子或热声子）探测暗物质。理论上，单位质量靶核的微分事例率^[46]可以写作（详见第 5 章）

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r} \quad (1-1)$$

其中： E_R 是反冲核的能量， E_0 为 WIMP 粒子的最可几动能， r 为动能因子 $r = 4m_\chi m_N / (m_\chi + m_N)^2$ ， m_χ 和 m_N 分别为 WIMP 粒子和靶核的质量数， R_0 为单位质量靶核的总事例率。根据实验上测量得到的反冲能谱，基于天文学参数就可以推出 WIMP 质量和与靶核反应截面的分布区域或排除线。图 1.9 是不同靶核在不同 WIMP 质量情况下的反冲能谱^[45]，可以看出 WIMP 与普通物质反应的两个特点：

- (1) 事例率极低，因此需要极低放射性本底的环境和更大质量探测器，同时增加曝光量；
- (2) 事例率随反冲核能量的增加而呈指数下降，因此需要尽可能降低探测器阈值，从而提高暗物质探测灵敏度。

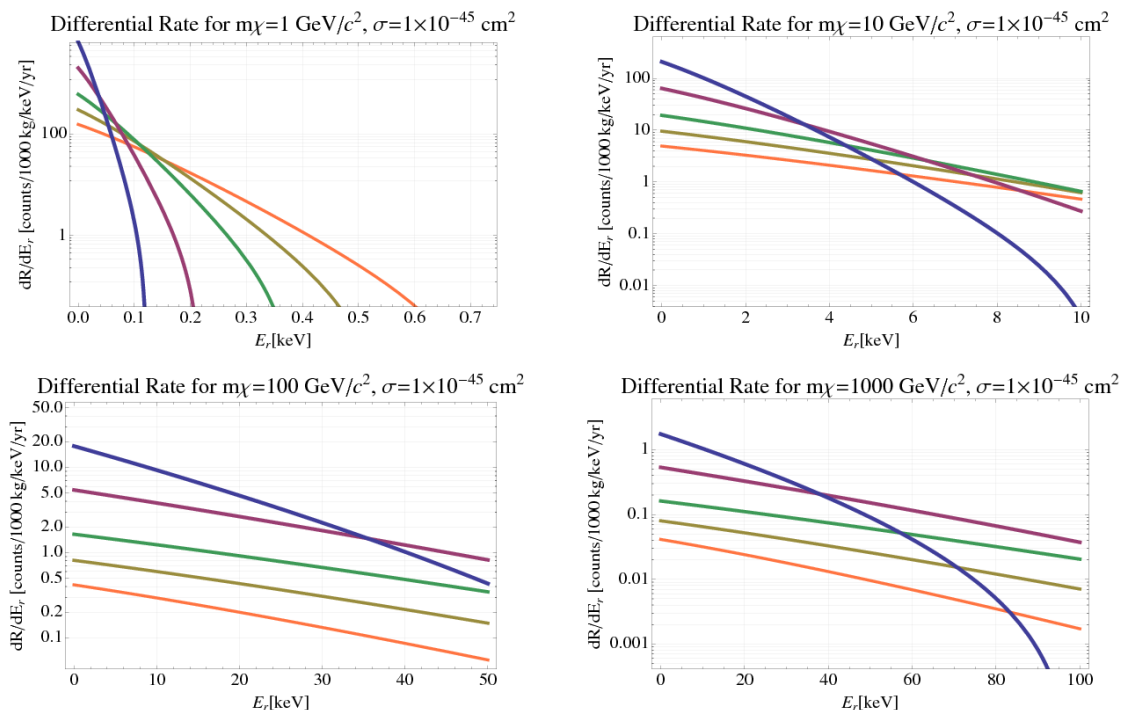


图 1.9 理论预期的对于不同靶核在不同 WIMP 质量下的反冲核微分能谱^[45]。蓝色 Xe，紫色 Ge，绿色 Ar，棕色 Si，橘色 Ne

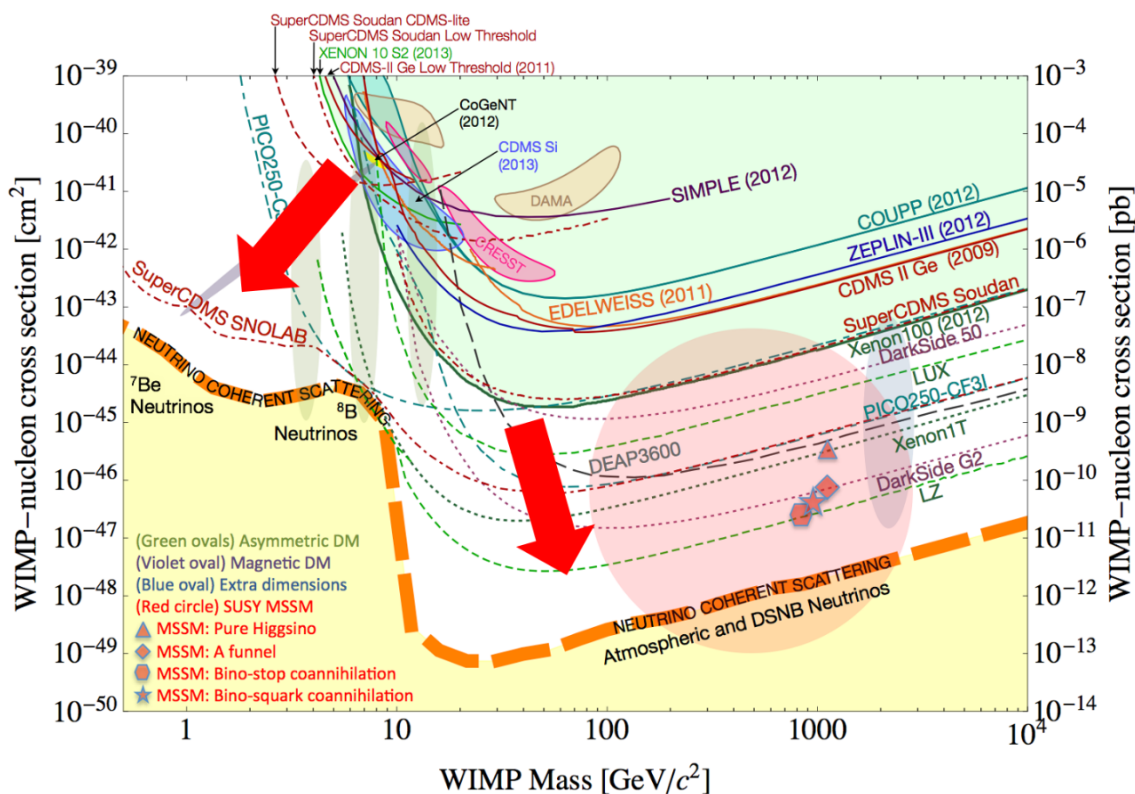


图 1.10 WIMP 自旋无关的实验结果（实线，截止至 2013 年 10 月）与预期结果（虚线）^[45]，同时画出了将很快成为直接探测实验主要本底的“中微子台阶”（橙色虚线）。另外还画出了目前国际上直接探测实验的两个主要发展方向（红色箭头）

如图 1.10 所示，依据暗物质直接探测的特点，国际上暗物质直接探测的总体趋势向低阈值和高灵敏度两个方向发展。

- (1) 高灵敏度方向主要是液氙和液氙为靶核的探测器。国际上使用液氙进行暗物质直接探测的代表实验有：由美国领导的 LUX 实验^[47]、由欧洲领导的 XENON 实验^[48] 和国内上海交通大学领导的 PandaX 实验^[7]。高纯度的液氙自身放射性很低，较大的密度和原子序数使得液氙具有自屏蔽的功能，再加上成熟的二相探测技术进行粒子甄别可以达到极低的本底水平，而且探测器有效质量可以做到很大，现在已经达到吨量级^[49]。因此液氙探测技术对大于 $10 \text{ GeV}/c^2$ 的重暗物质有极佳的探测灵敏度，目前处于暗物质直接探测的领先地位。

使用液氙进行暗物质直接探测的代表实验有：美国领导的 DarkSide 实验^[50,51] 和加拿大为主的 DEAP 实验^[52]。由于液氙的闪烁光中的快慢成分对于电子反冲和核反冲比例不同，因此液氙自身就具备极好的波形甄别能力^[53]，缺点是可甄别能量阈值较高，而且天然 Ar 受到宇宙线照射生成的宇生放射性核素 ^{39}Ar 是下一代探测器需要考虑的问题。

(2) 低阈值方向主要是高纯锗探测器和超低温量能器，它们对低质量暗物质 ($<10 \text{ GeV}/c^2$) 比较灵敏。国际上代表实验有国内清华大学领导的基于阵列式点电极高纯锗探测器技术的 CDEX 实验^[6]、美国的 CoGeNT 实验^[54] 和 SuperCDMS 实验^[55]、欧洲的 Edelweiss 实验^[56,57] 以及欧洲的 CRESST 实验^[58]。除了 CRESST 实验是基于极低 CaWO_4 量能技术的，其他均使用了高纯锗晶体作为靶材料。此类实验共同特点是探测器自身阈值极低，有利于低质量暗物质的探索和研究，但共同的缺点是靠近探测器的材料和屏蔽系统对本底影响较大，单体质量较轻。

低阈值方向是很重要的，在小于 $10 \text{ GeV}/c^2$ 的低质量 WIMP 探测区域不仅竞争激烈，而且存在很多悬而未决的问题。如 DAMA^[59]、CoGeNT^[60]、CRESST-II^[61]、CDMS-II(Si)^[62] 等实验组先后宣称在小于 $10 \text{ GeV}/c^2$ 以下区域发现了疑似暗物质信号，但这些疑似的暗物质信号区域已经陆续被其他实验组排除了，因此在 $10 \text{ GeV}/c^2$ 以下是否存在暗物质依然充满疑问，需要更多的实验进行检验。

在锗探测器探测更低质量暗物质的技术中，CDEX 使用的低阈值点电极高纯锗探测器和 CDMSLite 使用的声子放大技术是两个主要发展方向。其中，低阈值高纯锗探测器有其不可取代的优势。表 1.1 中列出了目前世界范围内使用高纯锗探测器进行 $10 \text{ GeV}/c^2$ 以下轻暗物质探测的代表实验组相关情况。SuperCDMS 可以测量声子和电离信号，进而进行粒子甄别压低本底，但是目前运行稳定性较差，而且二相技术难以降低阈值，低质量暗物质探测受到限制。CDMSLite 中，为了降低能量阈值，使用了声子放大技术，但是在低能区失去了二相技术的最大优势——粒子甄别。相比同样使用点电极高纯锗探测器的 CoGeNT 实验组，CDEX 使用的探测器阈值更低，所处的实验室环境本底水平更低，不仅可以对 CoGeNT 给出的年度调制信号进行验证，还可以得到更灵敏的低质量 WIMP 探测结果。

表 1.1 使用高纯锗进行 $10 \text{ GeV}/c^2$ 以下低暗物质直接探测的代表实验组对比

探测技术	点电极高纯锗探测器	极低温二相高纯锗探测器
信号类型	电荷	声子 + 电荷
代表实验组	中国 CDEX、美国 CoGeNT	美国 SuperCDMS、欧洲 Edelweiss
探测器质量	CDEX: $1 \text{ kg} \times 2$, CoGeNT: 0.47 kg	SuperCDMS: 9 kg , Edelweiss: 5 kg
特点	低阈值	本底甄别能力很强,降低阈值比较困难,对于轻质量暗物质探测受限

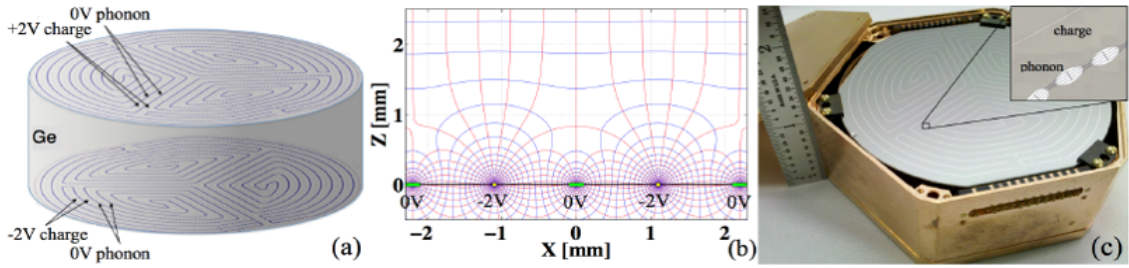


图 1.11 SuperCDMS Ge (iZIP) 探测单元示意图^[55]。(a) 声子和电离传感器布局示意图；(b) 靠近探测器表面的电场（红色）、电势（蓝色）分布；(c) iZIP 探测器容器

SuperCDMS 实验^[55]是在 CDMS 基础上发展而来的。如图 1.11 所示，基于锗晶体在极低温下的（约 10 mK）声子测量技术，SuperCDMS 同时测量锗晶体产生的声子和电离信号，进行电子反冲与核反冲甄别以去除电子反冲事例本底，进而提高暗物质探测灵敏度。由于二相技术的能量阈值相对较高，其优势在 10–30 GeV/c² 的暗物质质量区域。2011 年，SuperCDMS 实验利用 15 个同轴型高纯锗晶体阵列（5×3 单元，单体质量 600 g）在等效水深为 2100 m.w.e. 的 Soudan (SUL) 地下实验室开展暗物质直接探测实验。2014 年，SuperCDMS 实验发表了物理结果，选择了 15 个探测器单元中的 7 个具有较低能量阈值的探测器进行分析，其余的探测器作为反符合探测器。经过分析之后，发现了 11 个疑似暗物质的事例，并且对 8 GeV/c² 暗物质的灵敏度达到了 $1.2 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ ^[63]。

同时，CDMS 的另一个小组 CDMSLite^[64] 还发展了基于 Neganov-Luke 效应的声子放大探测技术，对工作在较高电压下的 Ge 晶体进行声子测量可以获得极低的能量阈值。CDMSLite 保持了目前最低的能量阈值（56 eVee），并获得了在 1.6-5.5 GeV/c² 暗物质质量区域处于世界最好水平的灵敏度^[65]。但该实验运行稳定性很差，他们只成功获取了一个晶体的有效数据。由于只测量声子信号，无法进行粒子甄别，探测器屏蔽系统和自身材料放射性水平较高。SuperCDMS 实验计划将 Ge 探测器质量升级到 50 kg，然后转移到加拿大的 SNOLAB 地下实验室进行暗物质探测实验。

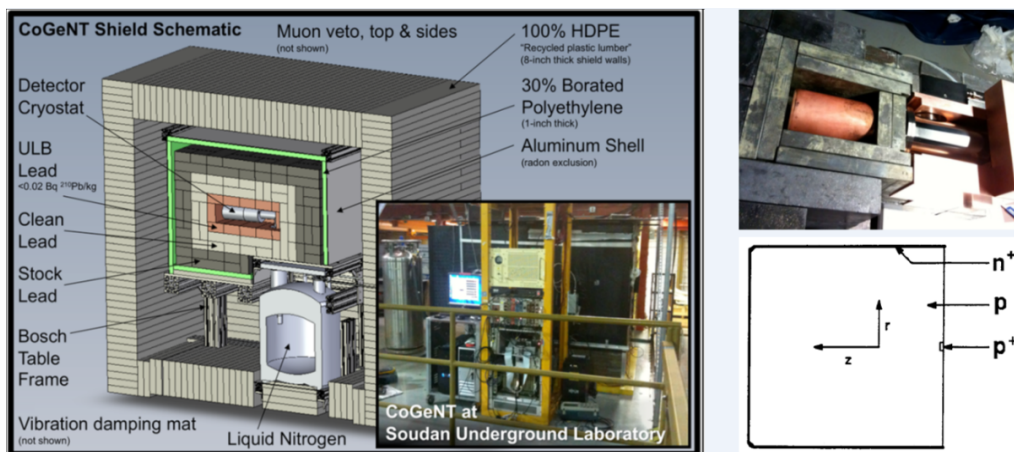


图 1.12 CoGeNT 屏蔽体结构及使用的点电极高纯锗探测器^[54]

CoGeNT 实验^[54] 采用了有效质量为 330 g 的 PCGe 探测器，在美国 SUL 地下实验室开展暗物质直接探测。使用宇宙线反符合探测器做为主动屏蔽，并搭建了被动屏蔽体，如图 1.12 所示。CoGeNT 实验的能量阈值 ~ 500 eVee，他们使用多种数据处理方法分析了有效数据，认为测量到了年度调制效应，并在 $10 \text{ GeV}/c^2$ 附近给出了可能的暗物质区域^[60,66,67]。CoGeNT 的结果与其他实验，尤其是使用同样探测技术的 CDEX 实验结果存在矛盾，CDEX 合作组 2014 年发表的结果完全排除了 CoGeNT 的实验结果^[68,69]。关于 CoGeNT 实验组的分析方法，也存在一些争议。

1.3 中国锦屏地下实验室 (CJPL)

第 1.2.2 节中提到，暗物质与普通物质反应的事例率极低，因此需要极低的环境放射性本底的环境，尤其是需要屏蔽掉大量的宇宙线，因此暗物质直接探测实验必须到岩石覆盖很厚的地下实验室进行。在 2010 年之前，国内一直没有很好的地下实验室，尤其是极深地下实验室，像暗物质直接探测这类稀有事例实验多是与国外实验室联合开展的，科学家们一直希望能够在国内建立一个自主地下实验平台。2008 年 8 月 8 日，全长约 17.5 km 的锦屏山交通隧道的成功贯通，提供了一个很好的契机。2009 年 5 月，清华大学与雅砻江水电开发公司合作，开始进行中国首个极深地下实验室的建设^[70-72]。2010 年 9 月，实验室一期工程基本完成，2010 年 12 月 12 日，实验室正式投入使用^[73]。如图 1.13 所示，实验室位于锦屏山交通隧道中央，因此命名为中国锦屏地下实验室 (CJPL)。

CJPL 的岩石埋深超过 2400 m，等效水深约为 6720 m. w. e.，是目前世界上岩石埋深最深的地下实验室，宇宙线通量最低，仅为 $61.7 \pm 11.7 \text{ m}^{-2} \cdot \text{y}^{-1}$ ^[74]，约为地面宇宙线通量水平的亿分之一。这意味着宇宙线造成的瞬时本底影响几乎可以忽略。目前已经有包括 CDEX 和 PandaX^[75] 在内的多个实验组正在 CJPL 开展实验。

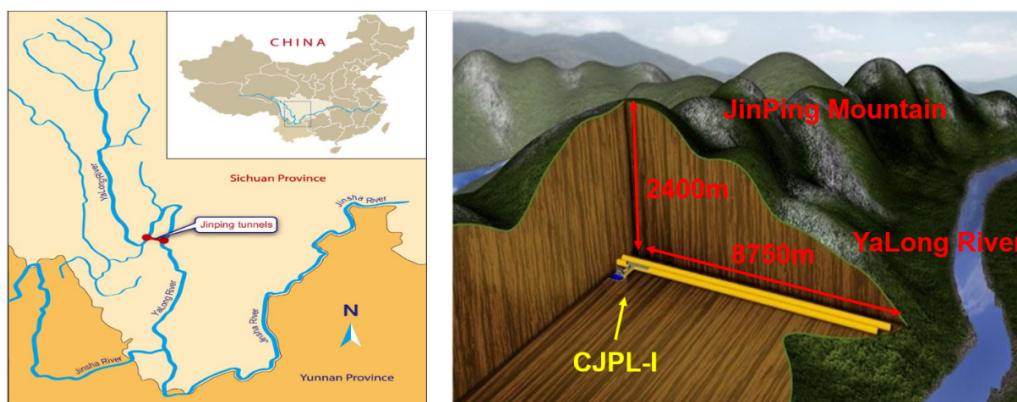


图 1.13 中国锦屏地下实验室

CJPL 实验室的运行大大推动了国内稀有事例探测实验及深地科学实验的发展。优越的实验环境，吸引了大批科学家，对实验室的空间提出了更多需求。2014 年 11 月，实验室二期工程 (CJPL-II) 开始建设，计划在距离原实验室 (下称 CJPL-I) 不远的引水隧道修建 4 组 14 m (宽) × 14 m (高) × 130 m (长) 的实验大厅，内部总容积约 30 万立方米^[76]。目前土建工作和通风系统安装已经基本完成，正在进行内部装修，预计未来 2-3 年可以投入使用。

CJPL-II 投入使用后，除了岩石埋深最深、宇宙线通量最低，还将会成为世界上最大的地下实验室。图 1.14 中画出了国际上主要地下实验室的岩石埋深、等效水深、宇宙线通量水平、可用容积、进出方式等信息。综合各项，CJPL 是世界上实验条件最好的实验室。

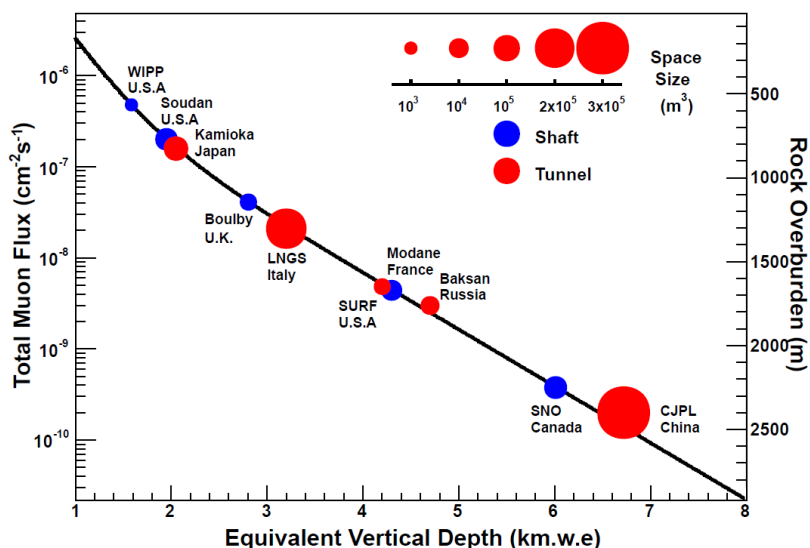


图 1.14 国际上主要地下实验室的岩石埋深 (右侧纵轴)、宇宙线通量水平 (左侧纵轴)、等效水深 (横轴) 等信息。黑色实线为宇宙线模拟给出的理论值。圆圈的大小代表了实验室内的可用容积，红色代表实验室修建在隧道内，可以乘车进出，比较方便；蓝色代表实验室修建在矿井内，只能通过电梯进出

1.4 中国暗物质实验 (CDEX)

CDEX 实验组成立于 2009 年, 由清华大学领导, 联合四川大学、南开大学、原子能院、雅砻江水电等多家单位组成, 使用点电极高纯锗探测器进行暗物质直接探测, 是国内首个完全自主的暗物质探测实验^[6]。计划未来使用吨量级的点电极高纯锗探测器阵列进行暗物质直接探测和无中微子双贝塔衰变 ($0\nu\beta\beta$) 的测量。

点电极高纯锗探测器拥有极低的能量阈值 (200 eV 以下) 和绝佳的能量分辨率, 运行稳定性好、容易模块化升级成大质量阵列探测器等优点, 对低质量暗物质有很高的灵敏度。但是随着探测灵敏度的提高, 也面临一些挑战, 包括 PCGe 附近材料的本底控制、PCGe 宇生放射性含量控制、单体大质量等。

为了解决这些问题, CDEX 实验分四个阶段进行, 发展规划如图 1.15 所示:

CDEX-1: 首先采用 1 kg 级的 P 型 PCGe (PPCGe) 原型进行暗物质直接探测的探索, 研究 PPCGe 的性能、数据分析流程和物理分析等。然后对原型探测器进行升级, 以期达到更低的能量阈值和更低的本底水平, 为下一阶段奠定基础。

CDEX-10+X: 利用 10+X kg 的 PCGe 阵列探测器进行暗物质直接探测实验, 其中 10 公斤与法国 Canberra 公司合作研制, X 公斤由 CDEX 合作组自己研制。为证明高纯锗探测器能够达到吨级实验的本底水平, 并探索探测器建造及模块化阵列的可行性, 将同时开始开展低本底近前端电子学 (Very Front-end Electronics, VFE)、锗提纯与探测器制作、电解铜生产加工、大型液氮直冷系统等关键技术的研究。

CDEX-100: 使用 100 kg 级的探测器单元组成阵列探测器 (其中大部分高纯锗探测器由 CDEX 组自己研制生产) 同时进行暗物质直接探测和 $0\nu\beta\beta$ 的分析。

CDEX-1T: 在该阶段, 用于暗物质直接探测和 $0\nu\beta\beta$ 实验的阵列探测器达到吨量级, 概念设计如图 1.15 所示。

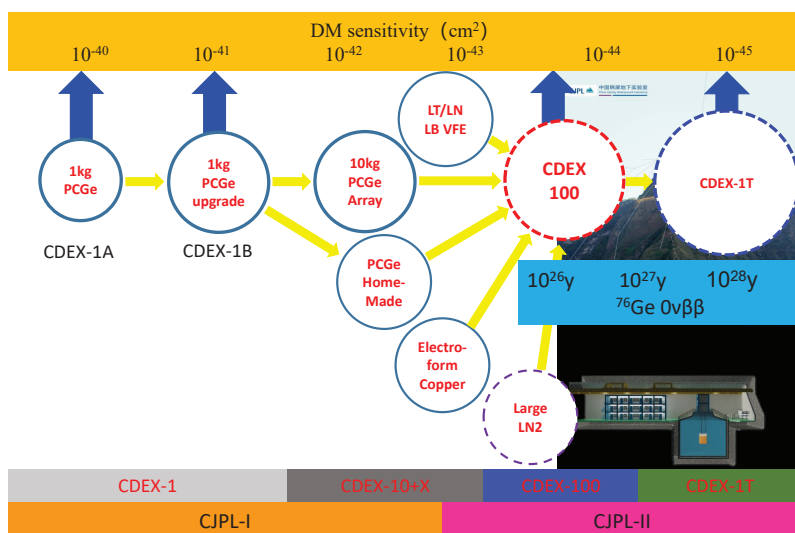


图 1.15 CDEX 发展规划

2012年，CDEX实验组自主设计并联合法国Canberra公司研制了单体质量为1 kg量级（晶体质量994 g，有效质量919 g）的P型点电极高纯锗探测器原型（为便于区分，记为CDEX-1A），是世界上首个单体质量达公斤量级的PPCGe探测器。

基于这台原型探测器，我们搭建了一套暗物质直接探测系统CDEX-1A。图1.16为CDEX-1A屏蔽体示意图，其中“桶形”NaI(Tl)反符合探测器作为主动屏蔽，其它作为被动屏蔽体。2012年6月，CDEX-1A开始正式运行和取数。2013年，CDEX合作组基于14.6公斤·天的曝光量发表了国内首个暗物质直接探测的物理结果^[77]，站在了国际暗物质直接探测的第一阵营。2014年，公布了53.9公斤·天的数据，并进行了体/表事例甄别以有效压低本底水平，探测灵敏度相比2013年提高了一个量级，并完全排除了使用同类型探测技术的美国CoGeNT实验组宣称的发现暗物质的区域^[68]。2016年，基于335.6公斤·天的曝光量发表了相同探测技术下最灵敏的暗物质物理结果，如图1.17所示，尤其自旋相关（SD）分析给出了在4–7 GeV/c²国际最灵敏的水平^[69]。

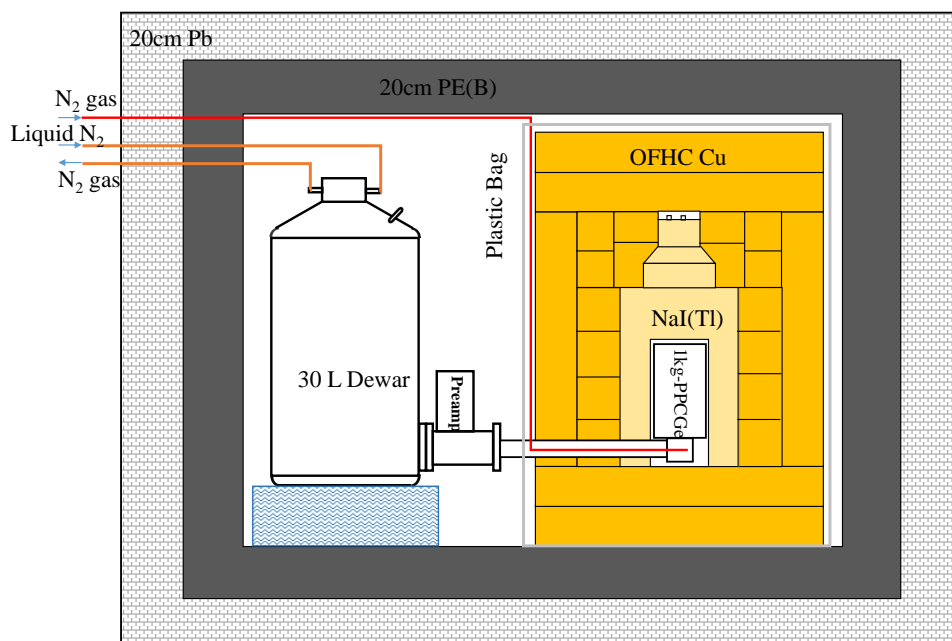


图 1.16 CDEX-1A 屏蔽体示意图^[69]

为了提高对低质量暗物质的探测灵敏度，CDEX未来的发展方向一个是更低的能量阈值，另一个是更低的本底水平。基于在CDEX-1A实验中发现的问题，以及为了得到尽可能低的能量阈值，我们研制了一套公斤量级的点电极高纯锗探测器（CDEX-1B），来作为CDEX-10+X阶段的原型探测器（详见第2章）。本课题便是基于CDEX-1B探测器开展的暗物质直接探测研究。

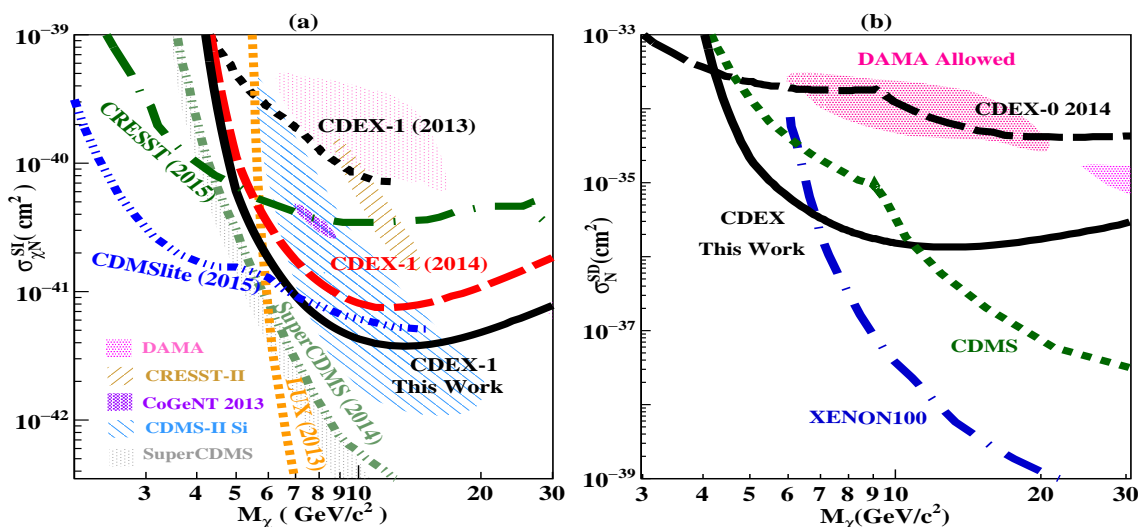


图 1.17 CDEX-1A 实验给出的暗物质直接探测结果^[69]: (a) 自旋无关; (b) 自旋相关

1.5 课题意义和内容

1.5.1 课题目的及意义

众多的天文观测证据显示宇宙中存在大量的暗物质，并且在物质起源和宇宙演化过程中具有十分重要的地位。弱相互作用大质量粒子是目前最流行的暗物质候选者之一。近年来，多个实验组宣称在 $10 \text{ GeV}/c^2$ 附近发现疑似暗物质信号，与其他实验的结果相矛盾，使得低质量暗物质探测成为当前暗物质研究的热点。

本课题基于在 CDEX-1A 原型探测器基础上升级的 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器进行暗物质直接探测。旨在建立公斤量级极低能量阈值的暗物质直接探测系统，有效提高更低质量暗物质的探测灵敏度。目前，CDEX-1 已经基于首个公斤级点电极高纯锗探测器 CDEX-1A 发表多篇重要的物理结果，CDEX-10 阵列探测器也开始运行取数。本课题设计和研究更低阈值的点电极高纯锗探测器为更大规模高纯锗暗物质实验奠定了重要基础，对 CDEX-10 以及未来的阵列探测器意义重大。

1.5.2 论文内容及结构

研究内容：利用在 CDEX-1A 原型探测器基础上升级的、具有更低能量阈值的 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器，研制并搭建一套能够长期稳定运行的暗物质直接探测系统，并详细研究其各项性能；发展基于上升时间分布 PDF 及计数率比例的体/表事例甄别方法，将能量阈值降至 160 eVee ；对获取的数据进行数据分析，筛选可能的暗物质候选能谱，并对其中的本底贡献进行讨论；基于 WIMP 弹性散射模型和分区间泊松法对暗物质候选事例能谱进行物理分析，在低质量区域给出具有国际竞争力的 WIMP 探测灵敏曲线等结果。

第一章已经对课题背景尤其是国际研究现状及发展趋势做了阐述，并指出了课题的研究内容和研究意义；

其余各章节的安排如下：

第二章：介绍基于 **CDEX-1B** 高纯锗探测器用于暗物质直接探测的实验系统，包括 **CDEX-1B** 点电极高纯锗探测单元、碘化钠反符合探测器、数据获取系统、屏蔽系统和监控系统等；

第三章：介绍 **CDEX-1B** 实验系统的各项性能，并与 **CDEX-1A** 进行比较，证明 **CDEX-1B** 实验系统可以满足低质量暗物质直接探测实验的开展条件；

第四章：详细介绍实验系统运行与数据获取情况、数据处理流程以及物理能谱分析，其中着重介绍新建立的体事例/表事例甄别方法和对物理能谱的本底分析；

第五章：详细介绍 **WIMP** 弹性散射模型、所使用的统计学方法-分区间泊松法、以及物理分析得到的自旋无关 (**SI**) 和自旋相关 (**SD**) 物理结果；

第六章：介绍在 **CDEX-1B** 实验中发现的精细结构，然后对课题的工作内容和创新点进行总结，并对未来的研究工作进行展望。

第 2 章 CDEX-1B 暗物质直接探测实验系统

本章介绍 CDEX-1B 暗物质直接探测的实验系统，包括 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器、NaI(Tl) 反符合探测器、数据获取系统、屏蔽系统和监控系统。

2.1 高纯锗探测器

高纯锗探测器是一种半导体探测器，当入射粒子通过半导体介质时通过电离损失或辐射损失而损失能量^[78]，部分能量激发出了电子-空穴对，在电场的作用下定向漂移被电极收集而输出信号。半导体探测器的平均电离能（即产生一个电子-空穴对所需的能量）比气体探测器小 1 个量级，比闪烁体探测器小 2 个量级^[78]。这样，相同的能量沉积的情况下，在半导体探测器中产生的载流子数目要比在气体探测器或闪烁体探测器中大得多，而且半导体探测器的法诺因子比气体探测器更小，从而电子-空穴对数的统计涨落更小。因此半导体探测器有最好的能量分辨率和最低的能量阈值。此外，半导体探测器还具有良好的能量线性，高的探测效率和极低的内部放射性等优点。

高纯锗探测器对材料纯化工艺要求极高，晶体内杂质浓度一般在 10^{10} 原子/cm³ 的水平^[78,79]，相对纯度达 10^{-13} – 10^{-12} （即通常所说的 13 个 9，也称 13N）。这种高纯度的 Ge 材料内部所含天然放射性同位素杂质极少，因此自身放射性本底水平很低，而且用其制成的探测器耗尽层厚度能达到几个 cm，这样能够对 γ 射线能谱进行较高效率的测量。

20 世纪 80 年代发展出的点电极高纯锗探测器，除了具备上述优势以外，探测器极电容达到 pF 量级，能量阈值极低，可达到 <200 eV^[80]，成为了低质量暗物质直接探测理想选择之一。另外，由于特殊的几何和电场结构，点电极高纯锗探测器还拥有分辨单点事例和多点事例的能力，并有一定的位置分辨本领^[81]，从而可以进行信号波形甄别来筛选物理事例。

下面介绍点电极高纯锗探测器的工作原理和主要性能，然后介绍在 CDEX-1A 实验和 CDEX-1B（本课题）中使用的点电极高纯锗探测器。

2.1.1 工作原理

半导体探测器的核心是加了反向偏压的 PN 结。PN 结是在高纯半导体材料表面重掺杂或与金属接触产生的，根据材料基底的不同可以制成两种类型的 PN 结： N^+PP^+ （图 2.1）和 P^+NN^+ 。其中前者的多数载流子是空穴，而后者的多数载流子

是电子。PN 结内的多数载流子在反向偏压的作用下向电极漂移导致该区域内载流子浓度很小，从而形成耗尽区，耗尽区内漏电流很小，是探测器的灵敏体积。耗尽区的厚度 d 与反向偏压 V_0 以及半导体材料中的杂质浓度 N_i 或电阻率 ρ 有关：

$$d \propto (V_0/N_i)^{1/2}, \quad d \propto \rho^{1/2} \quad (2-1)$$

增大反向偏压 V_0 或者降低杂质浓度 N_i 或提高电阻率 ρ 可以增加灵敏体积的厚度。暗物质与靶核相互作用的事例率极低，暗物质直接探测需要探测器的有效质量尽量大，因此增大灵敏体积十分必要。

- (1) **增大反向偏压 V_0 ：** 耗尽区厚度会随着反向偏压增大而增加，当高压足够高、但仍小于击穿电压时，全部 P 区（对 N 型探测器而言是 N 区）就可能都处于耗尽状态，成为整个高纯锗探测器的灵敏体积。此时进一步增加偏压，灵敏体积显然不会再增加，但晶体内的电场会继续增高，这种状态称为过耗尽。此时较强的电场强度增加了载流子的漂移速度从而使得载流子收集效率提高，有更好的时间响应。但是电场过强会导致表面漏电流增加，使探测器能量分辨率变差，严重时 PN 结会被击穿从而损坏探测器。一般情况下，高纯锗探测器都工作在全耗尽或过耗尽状态。
- (2) **降低杂质浓度 N_i 或提高电阻率 ρ ：** 一方面通过改进纯化工艺将杂质浓度降低，得益于区域熔炼技术的发展，现在用的高纯锗探测器的晶体杂质浓度已经很低，相对纯度达到 12–13 个 9。另一方面通过补偿效应提高半导体的电阻率，这是在区域熔炼技术出现之前的主要方法。用该方法制成的有 Ge(Li) 和 Si(Li) 探测器，其中前者由于必须在低温下保存，已经基本被可以常温下保存的 HPGe 所取代。对于 Si(Li) 探测器，由于 Si 的熔点较高，精炼过程中难以除去杂质，因而大耗尽层的 Si 探测器仅能用 Li^+ 漂移补偿的方法实现。此外，半导体处于低温时，载流子浓度下降，材料的电阻率将会提高。一般情况下，高纯锗探测器都工作在液氮温度（77 K）^[78]。

大多数高纯锗探测器都是圆柱形的，根据电极结构又可以分为平面型高纯锗探测器和同轴型高纯锗探测器两类，如图 2.3 所示。平面型探测器的电极在圆柱的两个端面，电场方向与圆柱的轴平行，由于长晶时最大直径和耗尽厚度的限制，通常灵敏体积较小，一般为 10–30 cm³，质量小于 200 g，因此探测效率较低。同轴型探测器的电极在两个同心圆柱面上，电场方向与圆柱的轴垂直，PN 结沿径向分布，因此可以做的很长，目前体积可以做到 800 cm³，约 4 kg^[18,78,82]。同轴型探测器常用 P 型 Ge 制成，其外表面为 N⁺ 层。由于存在空间电荷分布，P 区的电场强度是不均匀的，电位分布也呈非线性，如图 2.2 所示。由于离 PN 结越近电场越强，

为了有较大体积的强场区，利于载流子的收集，通常选外表面形成 PN 结，这样耗尽层随外加偏压的增加从外向内扩散，当增加到耗尽电压时，正好扩展到内表面，即处于全耗尽状态。

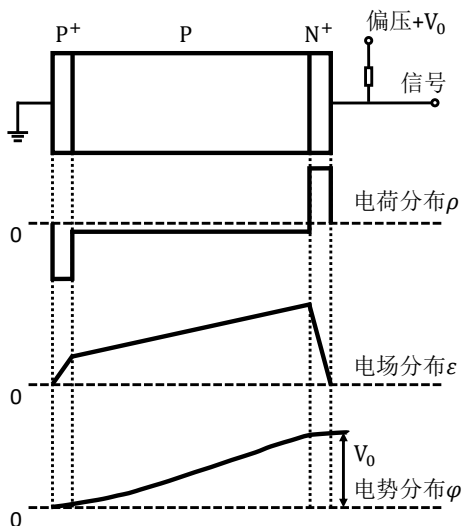


图 2.1 P 型高纯锗探测器结构原理图^[78]，从上至下分别为 N⁺PP⁺ 结构、电荷、电场和电势分布

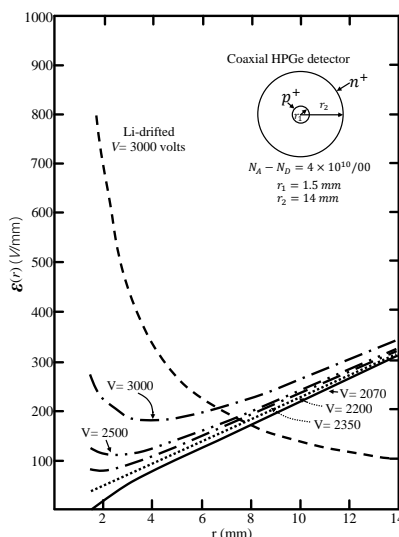


图 2.2 同轴型 HPGe 探测器电场强度随半径的变化关系^[82]

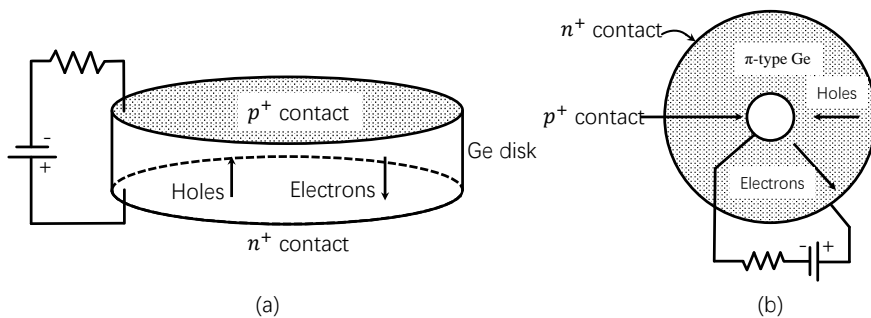


图 2.3 平面型和同轴型的高纯锗探测器结构示意图^[82]

全耗尽时的同轴高纯锗探测器电容为

$$C = \frac{2\pi\epsilon l}{\ln(r_2/r_1)} \quad (2-2)$$

其中， $\epsilon = 1.42 \text{ pF}\cdot\text{cm}^{-1}$ 为锗材料的介电常数， l 为探测器的轴向长度， r_1 和 r_2 分别为探测器的内径和外径。可以看出，要想减小探测器的电容，减小内径是有效方式之一。将标准的同轴高纯锗探测器的中心电极缩小至 1 mm 时，可以近似为一个

点，就形成了点电极高纯锗探测器。这种探测器的电极电容非常小，因此可以达到很低的噪声水平和能量阈值。如对于点电极结构，可以近似假设为半球形，则 PCGe 探测器全耗尽时的电容近似为

$$C \approx 2\pi\epsilon r \quad (2-3)$$

其中 r 为点接触电极的半径。若取 $r = 1 \text{ mm}$ ，则 C 约等于 0.9 pF ，使得大质量 PCGe 探测器的能量阈值有可能达到 100 eVee 以下^[80]。

高纯锗探测器直接输出的信号很弱，需要利用前置放大器将信号先进行放大然后再传送至后端电子学。半导体的结电容与工作高压有关，为了减小反向偏压不稳定时结电容变化的不利影响，高纯锗探测器通常采用电荷灵敏放大器处理探测器输出信号^[78,83]。输出信号幅度与输入总电荷量满足关系

$$V_{OM} = \frac{AQ}{C_i + (1 + A)C_f} \quad (2-4)$$

其中 C_i 为输入电容，大小由探测器自身的电容和分布电容决定， C_f 是反馈电容。当 $AC_f \gg C_i + C_f$ ，即 A 足够大时，上式可以简化为

$$V_{OM} = \frac{Q}{C_f} \quad (2-5)$$

这样，反馈电容的大小便决定了输出信号。只要我们选择稳定性非常好的电容器做 C_f ，就能保证电荷灵敏放大器的输出电压脉冲幅度与入射粒子产生的电子-空穴对数成正比。因此，高纯锗探测器通常采用电荷灵敏前放。

为了提高信噪比，减小分布电容引起的噪声，在紧靠探测器的部分 ($\sim 1.5 \text{ mm}$) 布置了近端电子学 (Very Front-end Electronics, VFE) 作为电荷灵敏前放的输入级，将信号进行初步放大再送到低温恒温器探头外的前置放大器。近端电子学的核心采用噪声很低的结型场效应管 (Junction gate Field-Effect Transistor, JFET) 或者基于 CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor, 互补金属氧化物半导体) 技术的 ASIC (Application Specific Integrated Circuits, 专用集成电路)。

电荷灵敏前放分为阻容反馈、漏反馈、光反馈等种类，相比而言，光反馈式电荷灵敏前放可以将噪声控制的更低，因此经常被用于低能量阈值的高纯锗探测器。图 2.4 为光反馈电荷灵敏前置放大器的原理图^[18]。正常工作期间，探测器每来一个信号 Q 会使输出电压改变 Q/C_f ，没有信号来时，由于探测器中漏电流的存在，也会使输出电压以恒定速率改变。当电容 C_f 充电到某个阈值，使得 V_{OM} 达到施密特

触发器阈值 V_U 时，施密特触发器输出低电平，将触发 LED（Light Emitting Diode, 发光二极管）发光，光照射在 JFET 上，JFET 在光照下栅流增大从而导通将 C_f 上的电荷释放，前放进入恢复时间，这段时间前放无法正常工作。同时，比较器触发并发出 **Reset Inhibit** 信号可用来标示这段非工作时间。当 C_f 上的电荷释放完毕后，触发器复原至高电平，LED 停止发光，进入下一个工作周期。如图 2.5 所示，在没有物理的能量沉积时，前放输出的波形为锯齿状，周期性的进行放电，同时给出 **Inhibit** 信号，当出现能量沉积时，在锯齿波的基础上给出一个上升沿极快（百 ns 量级）的台阶信号。

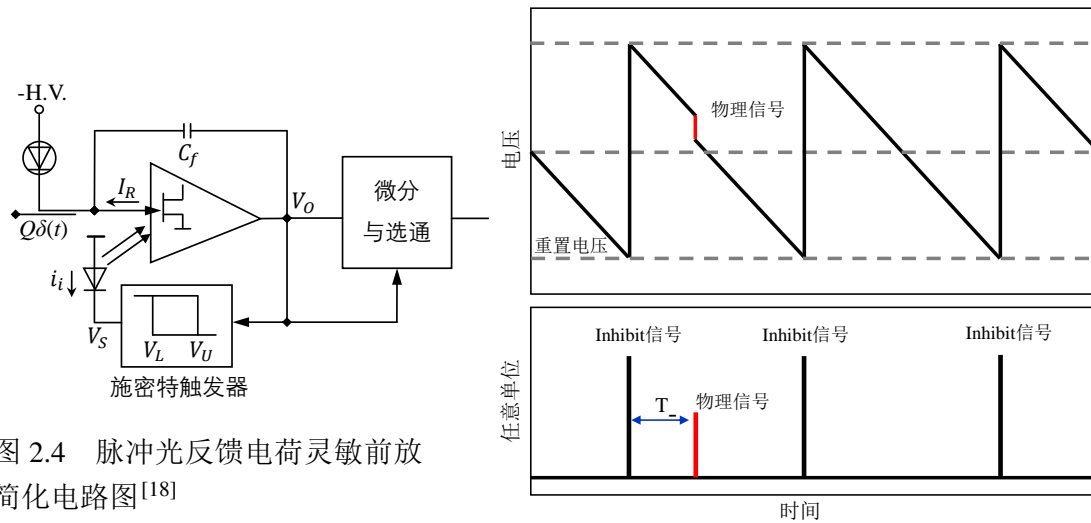


图 2.4 脉冲光反馈电荷灵敏前放简化电路图^[18]

图 2.5 光反馈电荷灵敏前放输出的波形示意图^[69]

经过前置放大器放大的信号，便可以根据需要接入不同的后端电子学，如常用来滤波成形的成形放大器和时间信息较准确的时间过滤放大器，详见第 2.3 节。

高纯锗探测器需要被置于低温下以减小漏电流，其正常工作温度在 85–100 K^[78]。另外作为前置放大器输入级的 JFET 等近端电子学也必须被置于低温下，以降低其引起的噪声，其最佳工作温度在 100~140 K 左右。目前，对于大多数探测器来说，低温是通过冷指将内部真空的低温恒温器与装有液氮的杜瓦瓶相连，然后将晶体和近端电子学置于低温恒温器中。由于冷指的长度差异和热接触部件的差异，晶体温度一般在 85–100 K 之间，并不是液氮的 77 K。目前 Canberra 还提供一种电制冷的高纯锗探测器，这种探测器的温度可控，可以用来研究温度变化对各性能的影响，但是散热结构不佳，对于小空间使用情况受到限制。还有一种方式是直接将晶体和电子学浸泡在液氮中，这样液氮一方面提供低温，还能提供屏蔽，而且液氮比冷指使用的紫铜材料中的天然放射性水平低的多。

为了进行低质量暗物质的直接探测，高纯锗探测器最重要也最难达到的就是

尽可能的降低能量阈值。这要求探测器的噪声水平尽量小，能量分辨率尽量好。探测器系统噪声水平的大小取决于晶体的特性和电子学系统的性能，为了达到较低的噪声水平，需要小心的控制探测器参数，主要包括晶体电容、漏电流、场效应晶体管（FET）的性能、前放的电子学噪声等。

理想情况下，探测器能够达到的能量分辨率极限由载流子数目的统计涨落决定。对于一定能量 E 的入射粒子，在半导体探测器中产生电子空穴对的总数 N 是有涨落的， N 服从法诺分布。仅考虑统计涨落的情况下，能量展宽为

$$\Delta E = 2.36\sqrt{F \cdot E \cdot W} \quad (2-6)$$

其中 F 为法诺因子， W 为平均电离能，对于 Ge， $F = 0.06-0.15$ （不同实验给出的 F 值差异较大）， $W = 2.96 \text{ eV}$ （温度为 77 K 时）^[78]。式 (2-6) 是理想情况下探测器能够达到的能量分辨率极限。

实际上探测器和电子学的噪声也会影响能量分辨率。探测器的噪声主要由 PN 结反向电流及表面漏电流的涨落造成，电子学噪声主要由近前端电子学中的 JFET 造成，包括零电容噪声和噪声斜率。提高晶体制作和加工安装工艺，可以有效降低探测器的噪声，此时电子学噪声便成为影响能量分辨率的主要因素。电子学噪声中影响最大的是电荷灵敏前放的噪声，其与探测器结电容的关系是

$$\text{电荷灵敏前放噪声} = \text{零电容噪声} + \text{噪声斜率} \times \text{探测器结电容} \quad (2-7)$$

尽量缩小探测器点电极的尺寸以减小结电容，选用低噪声且与结电容匹配较好的 JFET 作为输入级，并维持 JFET 在最佳工作温度 $\sim 120 \text{ K}$ ，对探测器进行电磁屏蔽等，均可降低系统的噪声水平。

因此我们使用了电容小的点电极高纯锗探测器和噪声小的脉冲光反馈电荷灵敏前放来实现极低的能量阈值。

2.1.2 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器

在 CDEX-1B 探测器系统搭建之前，我们已经有一台 1 kg 级的 P 型点电极高纯锗探测器（为便于区分，记为 CDEX-1A）。CDEX-1A 是 CDEX 合作组同法国 Canberra 公司联合设计并由 Canberra 制作的，是世界上首个单体公斤量级的 P 型点电极高纯锗探测器。

CDEX-1A 的探测器重要参数如表所示，CDEX-1A 为 P 型晶体，直径 62.2 mm，高度 62.3 mm，质量 994 g，死层厚度 $1.02 \pm 0.05 \text{ mm}$ ^[84]。前放为脉冲反馈电荷灵敏

前放 (型号 PSC822), 第一级放大使用低噪声 JFET。为了更好的制冷以及屏蔽外部辐射, 晶体被放置在一个铜杯中, 通过铅片和螺丝将其固定。铜杯与由液氮杜瓦 (30 L) 伸出的冷指相连, 使晶体温度维持在液氮温度附近, 铜杯、JFET、近端电子学都被放置在真空的低温恒温器中, 如图 2.6 所示。低温恒温器为高纯无氧铜制作的圆柱^[6,18]。图 2.7 为 CDEX-1A 实验测量到的本底能谱^[69]。

CDEX-1A 的噪声水平较高, 能量阈值在 475 eV, 对于更低质量的暗物质直接探测受到限制。CDEX 未来的发展方向一个是更低的能量阈值, 另一个是更低的本底水平。如果能量阈值降不下去, 那么便失去了对更低质量的暗物质的探测能力; 如果本底水平降不下去, 那么未来阵列化的大质量优势也不会显现出来。

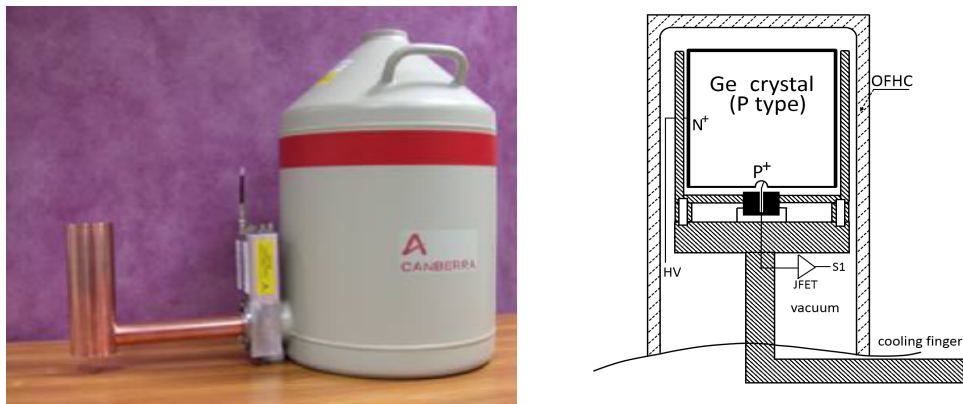


图 2.6 CDEX-1A 使用的公斤级点电极高纯锗探测器原型^[6]及低温恒温器内部结构

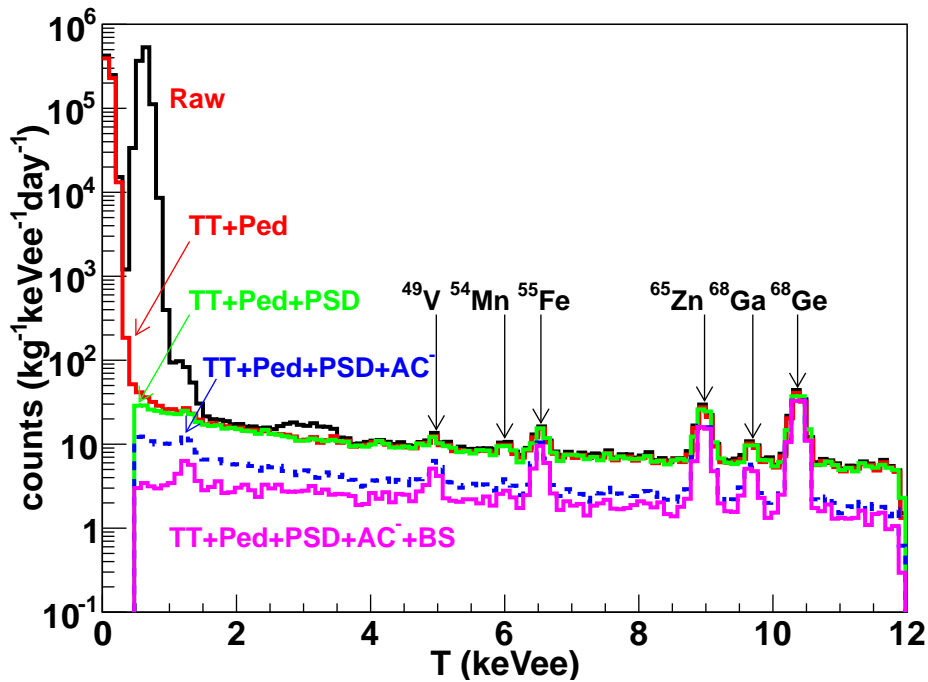


图 2.7 CDEX-1A 得到的物理事例能谱^[69]

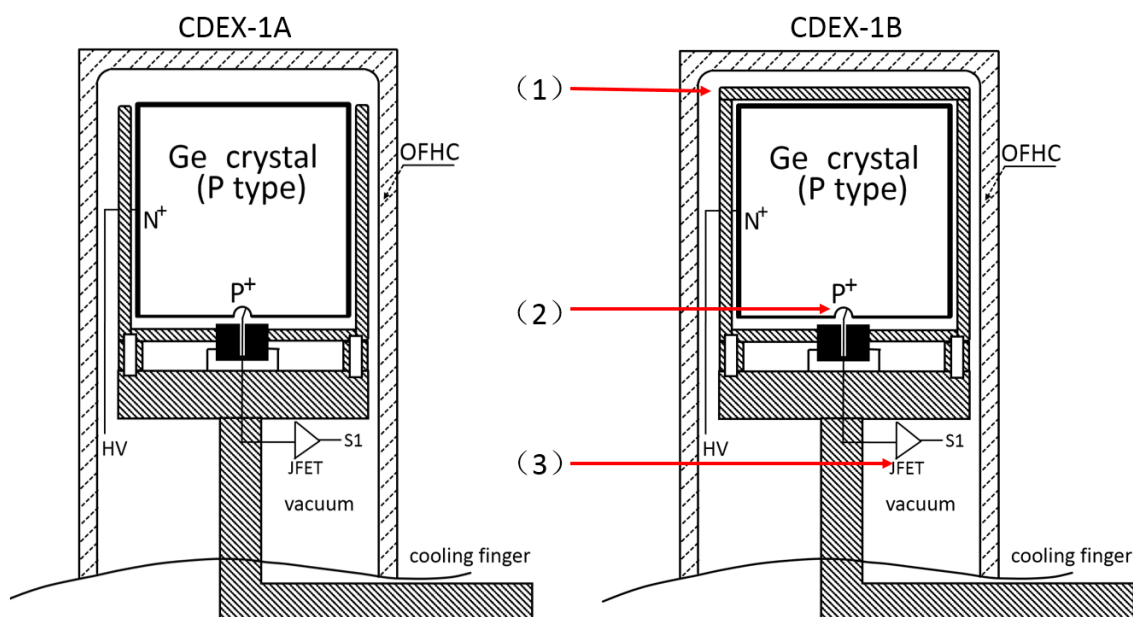


图 2.8 在 CDEX-1A 原型探测器基础上的改进的 CDEX-1B 探测器低温恒温器内部结构：(1) 升级了低温恒温器内部结构；(2) 进一步缩小点电极的大小；(3) 测试筛选了低噪声且与探测器结电容匹配的 JFET；(4) 升级了脉冲光反馈电荷灵敏前放（未在图中标出）

为了进一步降低电子学噪声水平以降低能量阈值，我们基于 CDEX-1A 探测器原型，设计研发了一套新的更低阈值的点电极高纯锗探测器 CDEX-1B。在 CDEX-1A 的基础上，(1) 进一步缩小点电极的大小，使结电容降低至 $O(1)$ pF 水平；(2) 测试筛选了低噪声且与探测器结电容匹配的 JFET；(3) 升级了脉冲光反馈电荷灵敏前放（型号为 PSC-954P）。另外还升级了低温恒温器内部结构，在铜杯顶部加了一层 2 mm 厚的铜盖，与铜杯组成封闭结构，以降低外部辐射的可能影响。图 2.8 为两个探测器低温恒温器内部结构的对比。

CDEX-1B 的晶体尺寸与 CDEX-1A 相当，直径 62.3 mm，高度 62.3 mm，总质量为 1008 g，死层厚度 0.88 ± 0.12 mm^[85]，有效质量 939 g。高纯锗晶体 P⁺ 点电极的输出信号由脉冲光反馈电荷灵敏前置放大器读出，该前放共有 4 路输出，主要性能如下：能量输出阻抗为低阻 50 Ω ，Inhibit 信号输出为高水平 TTL 脉冲，最大电流输出为 30 mA，典型上升时间为 100 ns，输出电压范围 ± 4 V，积分非线性 $\leq 0.1\%$ ，放电持续时间约为 20 μ s（可调）。

经过升级之后的 CDEX-1B 探测器晶体漏电流减小约 3 倍，达到 0.33 pA，电子学噪声也明显降低，最终能量阈值降至 200 eV 以下。具体分析将在第 3.4 节讨论。

2.2 NaI(Tl) 反符合探测器

2.2.1 工作原理

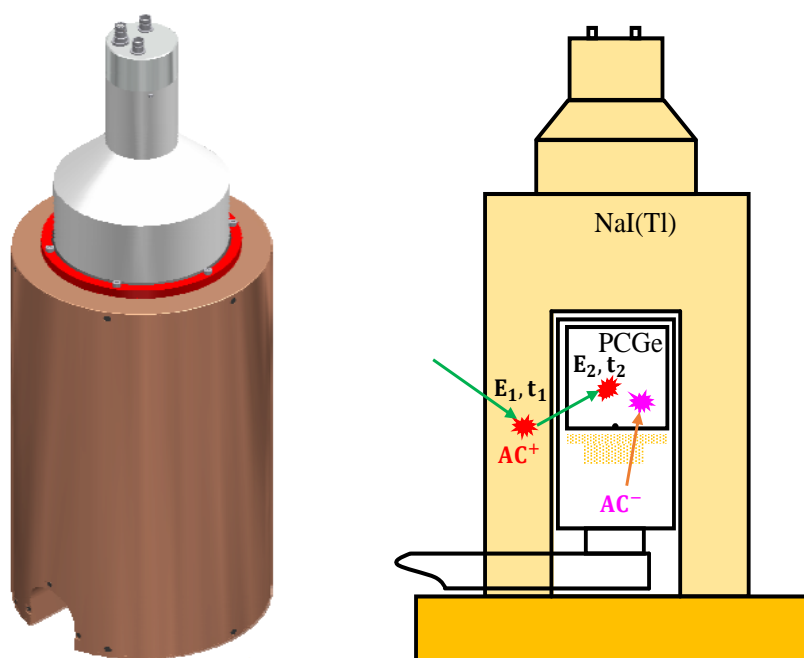
CDEX-1B 探测器系统中还使用了井式铯激活的碘化钠 (NaI(Tl)) 探测器作为反符合探测器。NaI(Tl) 晶体密度较大 ($\rho = 3.67 \text{ g/cm}^3$), 而且高原子序数的碘 ($Z = 53$) 占重量的 85%, 因此对 γ 射线探测效率特别高, 而且能量分辨率也是闪烁体中较好的一种。如图 2.9 所示, NaI(Tl) 晶体被加工成井式结构, 内环直径为 99 mm, 使用时将高纯锗探测器的低温恒温器置于井内, 对于井内的高纯锗探测器来说, 立体角接近 4π , 因此反符合效率很高。为了防止 NaI(Tl) 晶体潮解, NaI(Tl) 晶体被低本底放射性的高纯无氧铜包裹密封。NaI(Tl) 晶体的闪烁光子由位于 NaI(Tl) 晶体顶部的光电倍增管 (Photo Multiplier Tube, PMT) 单端读出。为了减小 PMT 的本底放射性对高纯锗探测器的影响, 顶部厚度比侧壁厚很多, 侧壁厚度 47 mm, 顶部厚度为 130 mm。

CDEX-1B 使用的 NaI(Tl) 反符合探测器是从 Canberra 公司定制的, 铜壳、光导、PMT 等都由极低放射性的材料制成, 以尽可能降低 NaI(Tl) 反符合探测器的自身本底。光电倍增管使用 ETL 5" 9390 型, 有一个高压输入和两个信号输出, 分别为 Anode (阳极) 和 Dynode (打拿极)。表 2.1 中列出了 Canberra 公司使用多道分析仪给出的 NaI(Tl) 反符合探测器的主要性能参数。

表 2.1 Canberra 公司提供的 NaI(Tl) 性能参数

放射源	高压	能量	能量分辨率
^{137}Cs	+660 V	662 keV	8.0%
^{60}Co	+620 V	1173/1332 keV	5.8%

如图 2.9 所示, NaI(Tl) 反符合探测器与高纯锗主探测器构成了反符合系统。当入射粒子在高纯锗探测器中沉积能量并产生过阈触发并触发整个系统时, 同时记下在两个探测器中的信号, 然后通过时间关联分析可以筛选出符合事例。符合事例大多是确定性的物理事例, 一般是 γ/X 射线的康普顿散射或者级联衰变的两个粒子在两个探测器上几乎同时产生能量沉积的事例。对于暗物质直接探测实验来说, γ/X 是最主要一类本底, 主要通过康普顿散射、光电效应、电子对效应等产生能量沉积, 有较大的概率产生符合事例。而由于暗物质粒子同普通物质相互作用截面极低, 同时在两个探测器中发生反应的概率几乎为 0。因此可以通过反符合系统将符合事例去除来降低环境本底干扰。符合事例的去除有助于降低本底水平, 从而提高暗物质直接探测的灵敏度。

图 2.9 CDEX-1B 使用的 NaI(Tl) 反符合探测器^[6]

NaI(Tl) 反符合探测器作用主要有以下几点：

- (1) 去除符合的物理事例，压低本底水平（对 CDEX-1A 和 CDEX-1B 而言，能够将本底压低至原来本底水平的 40%）；
- (2) 使用放射源对高纯锗探测器 and NaI(Tl) 反符合探测器进行刻度，筛选出大量的物理事例来进行各种与能量相关的事例筛选效率的计算；
- (3) 利用符合事例的时间和能量关系，来研究高纯锗探测器外部的本底来源与含量分布；
- (4) 通过低能 X 射线与高能 γ 射线的级联机制，来研究高纯锗探测器内部的宇生放射性；

2.2.2 工作参数的选择

反符合效率是反符合探测器的一个重要指标，与探测器的几何结构、能量阈值等有关。对于 NaI(Tl) 反符合探测器井内的高纯锗探测器来说，立体角接近 4π ，因此反符合效率主要取决于 NaI(Tl) 反符合探测器的能量阈值。CDEX-1B 所使用的 NaI(Tl) 反符合探测器的能量阈值 ~ 6 keV。

除了使用阳极/打拿极其中一路达到尽可能低的阈值进行反符合以外，我们还希望使用另一路进行高能区的测量为实验本底分析提供有利信息，因此需要考虑高能区能量线性，碘化钠探测器的能量响应主要取决于其工作电压。

综合考虑能量阈值和能量线性、能量范围等，我们对 NaI(Tl) 反符合探测器进

行了测试，选取了最佳工作电压，以及后端电子学成形时间、放大倍数等参数。选择最佳工作状态的原则是能量阈值尽可能低，高能区能量线性好，能量分辨率好。

首先将 ^{152}Eu 放射源放置在 NaI(Tl) 反符合探测器附近，使用三个能量点 (121.78 keV、244.70 keV 以及 344.28 keV) 进行能量刻度，刻度参数选用其脉冲波形的最大幅度 A_{max} ，刻度结果如图 2.10(a) 所示。然后测量无 ^{152}Eu 放射源时的本底能谱，取本底能谱上噪声边沿作为能量阈值，如图 2.10(b) 所示。除能量阈值外，评价指标还使用了这三个峰的能量分辨率 ($\text{FWHM}_{1,2,3}$) 以及能量偏差 (刻度能量与真实能量之差)。

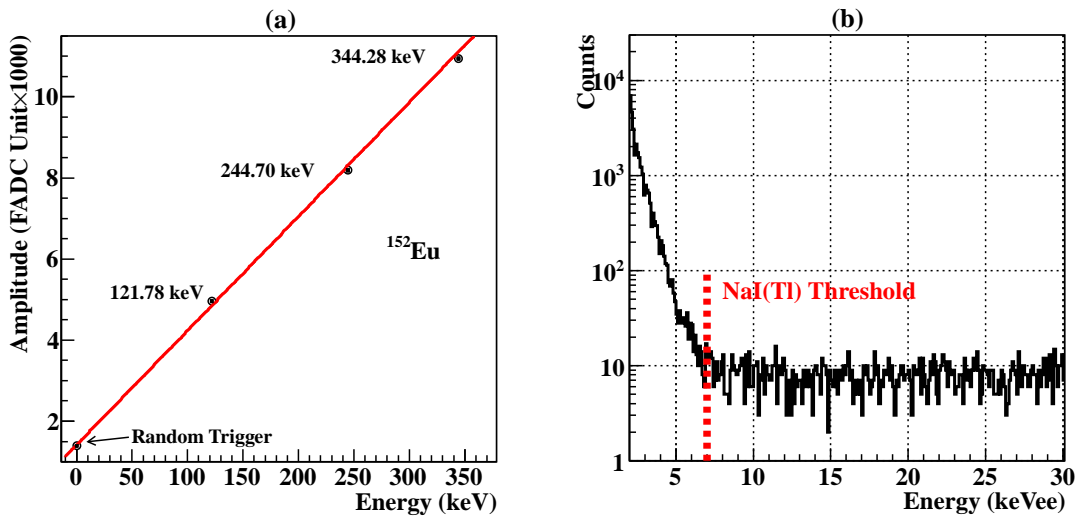


图 2.10 NaI(Tl) 反符合探测器的 (a) 能量刻度和 (b) 能量阈值

表 2.2 中列出了碘化钠探测器在不同工作电压下两个通道对应的能量阈值和能量分辨率，测试条件为固定阳极 (Anode, A) 和打拿极 (Dynode, D) 的成形时间及放大倍数，分别为 $0.5 \mu\text{s} \times 16$ 和 $0.5 \mu\text{s} \times 35$ ，随着工作高压的不同，能量范围在 700 keV 左右。我们选择 +750 V 作为 NaI(Tl) 反符合探测器的工作电压。

选定工作电压后，对后端电子学的成形时间和放大倍数进行了选择。表 2.3 和表 2.4 中分别列出了选取成形时间时和放大倍数时的测量结果。

表 2.2 NaI(Tl) 反符合探测器 PMT 工作电压的选择

高压 (V)	阈值 (keV)		A 能量分辨率 (keV)			D 能量分辨率 (keV)		
	A	D	FWHM ₁	FWHM ₂	FWHM ₃	FWHM ₁	FWHM ₂	FWHM ₃
620	10	11	30.5	86.2	67.3	30.5	81.9	66.9
650	7	8	29.5	80.7	65.8	29.1	75.1	67.3
700	7	7	28.2	77.5	65.4	27.4	78.3	66.3
720	7	8	28.7	68.0	64.1	27.2	72.8	65.2
740	7	6.5	32.1	86.1	63.1	33.5	96.7	66.9
750	7	7.5	26.1	69.4	63.5	24.6	64.2	63.6
760	7	7	27.6	90.3	65.6	28.5	97.2	65.7

表 2.3 NaI(Tl) 反符合探测器信号后端电子学参数的选择 (+750 V)

成形时间	阈值 (keV)		A 能量分辨率 (keV)			D 能量分辨率 (keV)		
	A	D	FWHM ₁	FWHM ₂	FWHM ₃	FWHM ₁	FWHM ₂	FWHM ₃
0.5 μ s	7	7.5	26.1	69.4	63.5	24.6	64.2	63.6
1.0 μ s	7	7.5	24.9	92.6	60.3	25.7	86.8	60.1
2.0 μ s	8	9	25.1	71.1	62.4	24.2	80.5	61.6

表 2.4 NaI(Tl) 反符合探测器信号后端电子学参数的选择 (+750 V, 成形时间 1 μ s)

放大倍数	阈值 (keV)		A 能量分辨率 (keV)			D 能量分辨率 (keV)		
	A	D	FWHM ₁	FWHM ₂	FWHM ₃	FWHM ₁	FWHM ₂	FWHM ₃
A \times 16 D \times 35	7	7.5	24.9	92.6	60.3	25.7	86.8	60.1
A \times 8 D \times 14	9	9	25.4	75.9	62.5	27.0	78.8	64.8

经测试, 我们选取工作高压为 +750 V。阳极 A 和打拿极 D 的信号输出分别接入成形放大器和时间过滤放大器, 成形时间均为 1 μ s。阳极 A 的信号输出能量阈值较低 \sim 6 keV, 因此用于符合事例的筛选。同时将打拿极 D 的放大倍数调至最低, 进行高能区能谱的测量 (能量范围 \sim 2 MeV), 以便进行本底来源及含量的分析。

2.3 数据获取系统

图 2.11 为 CDEX-1B 的数据获取系统 (DAQ) 框图。高纯锗 P⁺ 点电极的输出信号输入至脉冲反馈电荷灵敏前放, 该前放共有 4 路输出。其中 2 路分别接入成形放大器 (Shaping Amplifier, SA), 成形时间分别为 6 μs 和 12 μs , 另外 2 路分别接入不同放大倍数的快成形时间放大器 (Timing Amplifier, TA)。整个 DAQ 系统分为探测器部分、高压模块、成形模块、逻辑处理部分、触发部分、模数转换部分等。系统基于 NIM 和 VME 总线标准搭建, 各部分设置如下:

1. **高压模块:** 使用 Canberra 3106D 为高纯锗探测器晶体提供高压 +3750 V, 使用 Canberra 2026 插件为高纯锗探测器前置放大器提供低压。这些插件都属于 NIM 标准插件, 可以集成在 NIM 机箱系统中。另外使用 ORTEC556 插件为 NaI(Tl) 反符合探测器的 PMT 提供高压。
2. **成形模块:** 主成形放大器采用 Canberra 2026, 成形方式为“单极性”和“高斯”成形, 两个通道成形时间分别为 6 μs 和 12 μs , 放大倍数设置为高放大倍数, 测量能区为 0–12 keV。为尽可能保留前放输出信号的上升时间等信息, 选用成形时间非常小 (ns 级) 的 Canberra 2111 作为时间成形放大器。
3. **逻辑处理模块:** 脉冲反馈电荷灵敏前放放电重置 (Reset) 时输出的 Inhibit 信号是一个 TTL 脉冲, 脉宽约为 160 μs , 重置周期 ~ 400 ms。放电过程中系统不能正常取数, 并且放电刚结束的一段时间内基线不稳定, 容易造成异常触发。为了减少这种异常信号, 在电子学系统中设置门宽度 $T_{\text{veto}} = 10$ ms 的门信号来关掉 (Veto) 这段时间。门信号的设置贡献了一定的死时间, 详细讨论见第 3.4 节。
4. **触发系统:** 三类信号都可以触发系统, 包括 (a) 高精度信号发生器 (Tektronix 公司生产的 AFG3102) 产生周期性触发信号; (b) 前放放电重置时产生的 Inhibit 信号; (c) 高纯锗探测器的自触发信号。三类信号分别接入甄别器 CAEN N844 进行前沿恒定幅度甄别, 甄别信号接入逻辑器件 CAEN N405 进行“逻辑或”运算, 然后输入至 FADC 触发接口。
5. **模数转换部分:** 快速模数转换 (Flash Analog-to-Digital Convertor, FADC) 使用 CAEN V1724 记录原始波形, 采样频率 100 MHz, 精度 14 bit。采样窗口宽度设置为 120 μs 。一块 V1724 有 8 个通道输入, 刚好能够满足 CDEX-1B 数据获取系统的需求, 8 个通道的特性及可测能量范围如表 2.5 所示。FADC 的触发输入收到触发系统传来的标准的 NIM 信号之后, 便开始同时将 8 个通道的模拟信号转换成数字信号记录保存下来。

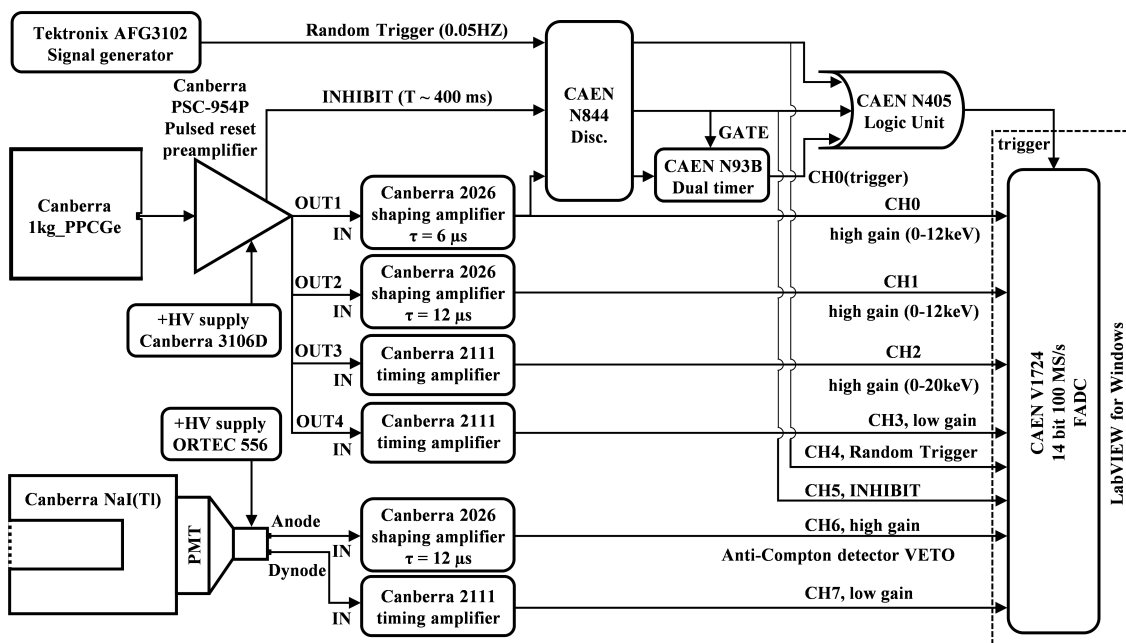


图 2.11 CDEX-1B 数据获取系统

表 2.5 CDEX-1B DAQ 各通道特性

通道	特性	能量范围
0	SA 高放大倍数, 6 μ s 成形时间, 触发	0–12 keV
1	SA 高放大倍数, 12 μ s 成形时间	0–12 keV
2	TA 高放大倍数, 快成形放大 2111	0–20 keV
3	TA 低放大倍数, 快成形放大 2111	0–1.3 MeV
4	信号发生器随机触发 @0.05 Hz	-
5	电子学前放重置 INHIBIT 触发	-
6	NaI(Tl) 反符合, PMT 阳极, 主放	反符合
7	NaI(Tl) 反符合, PMT 打拿极, 快放	本底分析

图 2.12所示显示了一个典型的符合事例 AC⁺ 的 8 通道原始波形, 事例能量为 10.37 keV。ch#0~3 为高纯锗晶体输出信号, ch#0~1 为主放 6 μ s 和主放 12 μ s, 能量范围为 0–12 keV, 能量由主放 6 μ s 的波形部分积分 Q 定义 (详见第 4.2.2 节), ch#2~3 为快放高增益和低增益输出, 能量范围分别为 0–20 keV、0–1.3 MeV。ch#4 为随机触发信号通道, 当有 RT 事例触发系统时, 该通道将出现一个标准的 NIM 信号, 图 2.13为典型的 RT 事例原始波形。ch#5 为 Reset Inhibit 信号通道, 当出现放电重置输出的 Inhibit 信号触发系统时, 此时该通道将出现一个标准的 NIM 信号, 图 2.14为典型的 Inhibit 事例原始波形。ch#6~7 为 NaI(Tl) 反符合探测器的输出信号, 其中 ch#6 为 PMT 阳极输出经过主成形放大器的输出信号, 该通道将用

于符合事例筛选，ch#7 为 PMT 打拿极输出经过时间成形放大器的输出信号，该通道将用于高能区本底的测量。

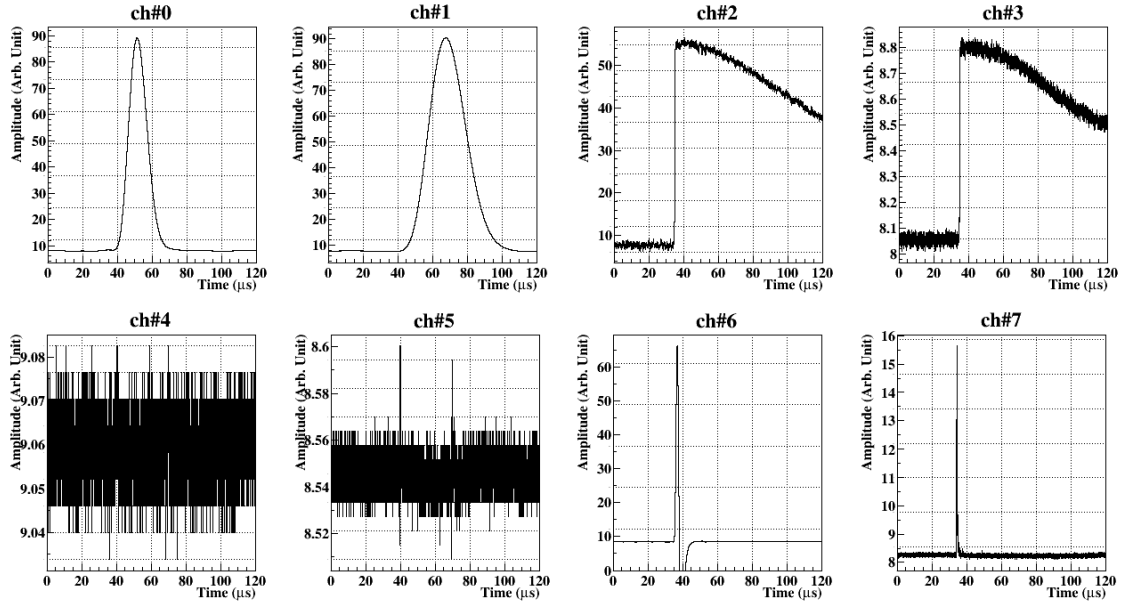


图 2.12 CDEX-1B 数据获取系统典型波形：能量 10 keV 左右的符合事例 AC⁺

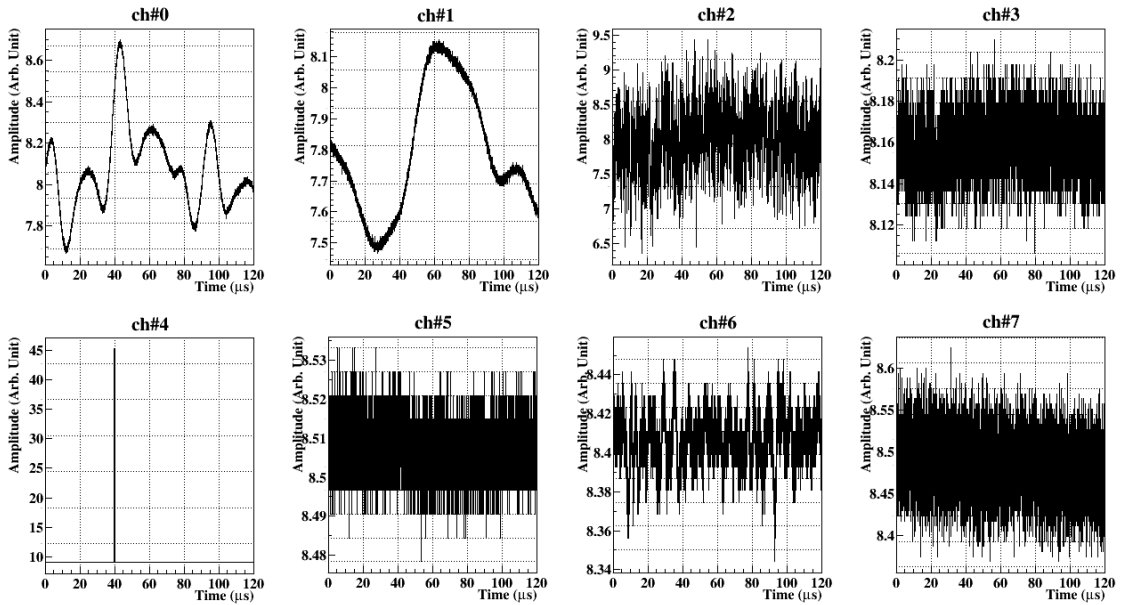


图 2.13 CDEX-1B 数据获取系统典型波形：随机触发事例 RT

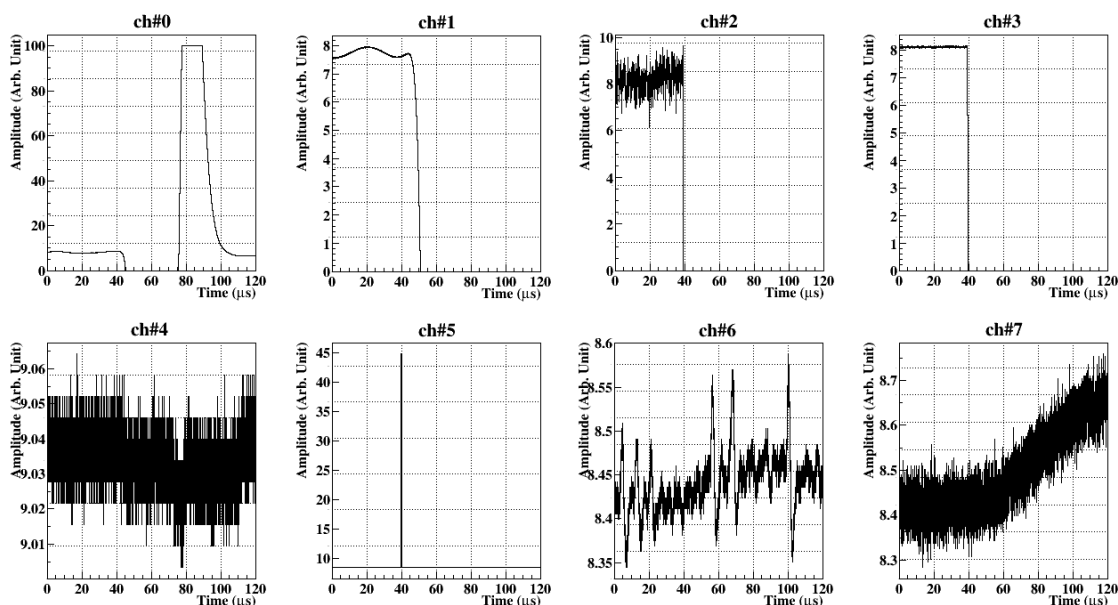


图 2.14 CDEX-1B 数据获取系统典型波形：前放放电重置 Inhibit 信号

CDEX 合作组基于 LabVIEW 平台开发了专门的数据采集软件，图 2.15 为 CDEX-1B 使用的 DAQ 控制软件界面图。软件能够设置 FADC 采集波形时的通道数、时间窗口宽度、系统触发位置等，还可以实时显示系统运行时间、当前计数率、平均计数率、FADC 各通道的原始波形等。

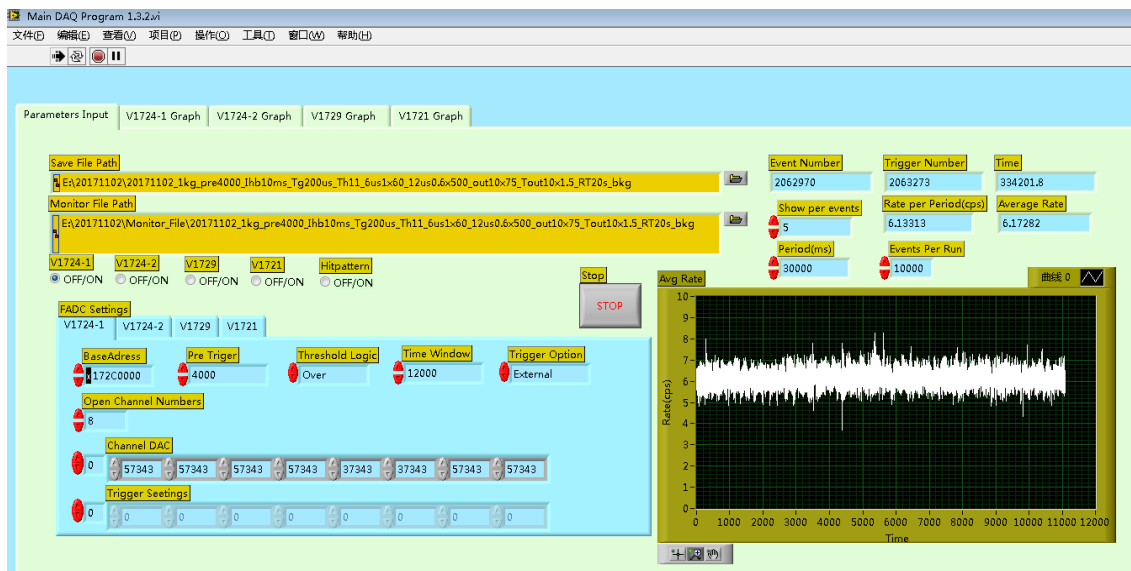


图 2.15 CDEX-1B 所使用的 DAQ 控制软件界面

2.4 屏蔽体系统

为了提高暗物质直接探测的灵敏度，CDEX-1B 实验系统需要在非常低的本底水平环境下运行。对于暗物质直接探测实验，本底的主要来源有：

- (1) 宇宙射线及次级粒子：包括宇宙线直接打到探测器产生的本底，以及打到探测器周围材料上产生的中子本底。前者可以通过宇宙线反符合探测器进行去除，后者造成的核反冲信号与 WIMP 核反冲信号基本相同，目前还没有有效的甄别手段；
- (2) 锗晶体内的宇生核素：宇生核素是指宇宙线打入材料产生的核素。锗探测器的加工或运输过程中不可避免受到宇宙线的照射，从而生成 $^{56,57,58}\text{Co}$ 、 $^{68,71}\text{Ge}$ 等宇生放射性核素。这些宇生核素的衰变通常会伴随特征 X 射线或 γ 射线的产生，从而在我们感兴趣的低能区产生本底贡献。特殊的， ^3H 发生 β 衰变造成的连续本底 ($Q_\beta = 18.6 \text{ keV}$) 是目前高纯锗探测技术需要克服的问题；
- (3) 环境及材料中的中子本底：长寿命的天然放射性核素衰变时放出的 α 粒子与周围岩石或者其他材料（如混凝土、屏蔽体材料）可以发生 (α, n) 反应产生中子，产生的中子能量范围较宽，从热中子能区到几个 MeV 能区，对于不同核素产生的截面不同，具体通量和能量与周围岩石或材料具体组分有关。另外，这些天然放射性核素 (^{238}U 、 ^{235}U 、 ^{234}U 、 ^{232}Th) 还可以发生自发裂变产生中子，其中 ^{238}U 的自发裂变中子贡献最大，是自发裂变中子的主要来源；
- (4) 环境及材料中的伽马射线本底：主要指环境材料中包含的长寿命天然放射性同位素（如 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K ）材料的本底。由于天然放射系是在地球演化过程中由地壳中一些重的放射性核素逐渐形成的，因此广泛的存在于几乎所有材料中。特别的，氡 (^{222}Rn) 来源于 ^{238}U 衰变链，是一种惰性气体。氡的长寿命子体可以吸附在探测器表面，发生衰变从而贡献本底。

为了降低宇宙射线及次级粒子造成的本底，我们选择在世界上岩石埋深最深的中国锦屏地下实验室进行实验。CJPL 是目前世界上宇宙线通量最低的地下实验室，宇宙线通量极低仅为 $61.7 \pm 11.7 \text{ m}^{-2} \cdot \text{y}^{-1}$ ^[74]。在如此低的宇宙线通量下，宇宙射线及次级粒子造成的本底影响可以忽略。

为了降低锗晶体内的宇生核素，可以采取锗富集的方式，同时富集材料和探测器制造的宇宙线曝光时间要尽可能的短。对于在法国 Canberra 生产的 CDEX-1B，是使用天然锗制作的高纯锗探测器，在空运至 CJPL 的过程中经历了大量的高通量宇宙线照射，因此宇生放射性影响较大。但是大部分宇生放射性核素的半衰期不太长，在 CJPL 运行三年之后已经降低到很低的水平。

环境及材料中的中子本底和伽马射线本底，主要来自探测器周围的岩石、支

撑结构、屏蔽体材料、装修材料等。因此通常在探测器周围设计复杂的屏蔽体来减少环境辐射本底对探测器的影响，而且还要小心的筛选制作屏蔽体、支撑结构的材料。但屏蔽体无法屏蔽探测器内部材料的本底，因此越是离探测器晶体越近的材料，所要求的放射性含量越低，如 CDEX-1B 探测器的低温恒温器和结构部件均由高纯无氧铜制成。对下一代实验，目前灵敏度的情况下，商业的高纯无氧铜已经不能满足进一步的需求，需要更低放射性水平的电解铜，为了避免宇宙线的活化，电解铜的生长和零件加工都需要在地下实验室进行。

基于以上的分析，CDEX 在 CJPL 内搭建了一套复杂的屏蔽体系统，来尽可能的降低本底。首先在位于 CJPL-I 的实验大厅最里端，如图 2.16 所示，搭建了 1 m 厚的聚乙烯屏蔽体（PE 室），来慢化和吸收环境中的中子。在 PE 室内部，还搭建了 20 cm 厚的铅屏蔽体及 20 cm 厚的含硼聚乙烯构成的 PE(B) 室，来阻挡环境中的 γ/X 射线，并进一步慢化中子和吸收热中子。实验测量显示，PE 室和 PE(B) 室对外部环境的中子和 γ 射线有良好的屏蔽效果，图 2.18 是使用伽马谱仪对实验大厅和 PE 室内 γ 通量的测量结果^[86]，表 2.6 列出了 CJPL 实验大厅和 PE 室及 PE(B) 内部的 γ 和中子通量测量结果^[86-90]。

图 2.17 是 CDEX-1B 系统在 PE 室内部的屏蔽体结构。首先，高纯锗探测器的低温恒温器位于 NaI(Tl) 反符合探测器井内，组成主动屏蔽系统，能够去除大量由高能 γ/X 射线导致的符合事例以压低本底。高纯锗探测器和 NaI(Tl) 反符合探测器被放置在 PE(B) 室内的 20 cm 厚的高纯无氧铜组成的屏蔽体包围，然后被密封在一个 1 cm 厚的亚克力箱子中。实验运行时持续向箱子内部冲入氮气进行吹洗，以降低环境中氦气的影响。



图 2.16 CDEX 实验大厅

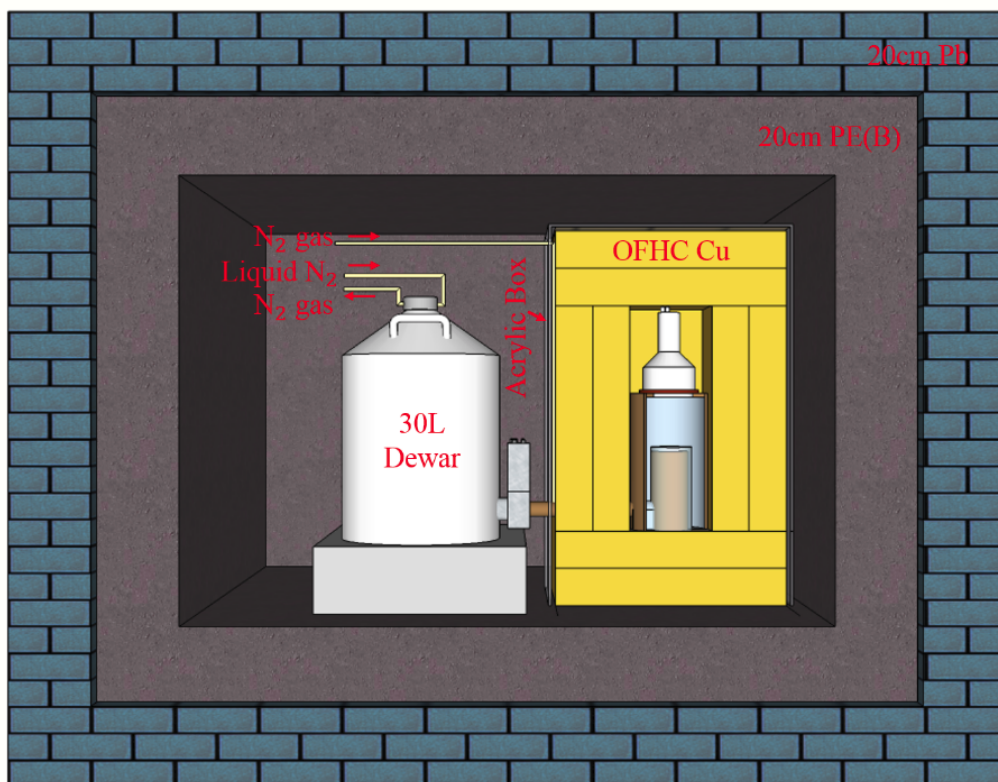


图 2.17 CDEX-1B 屏蔽体系系统

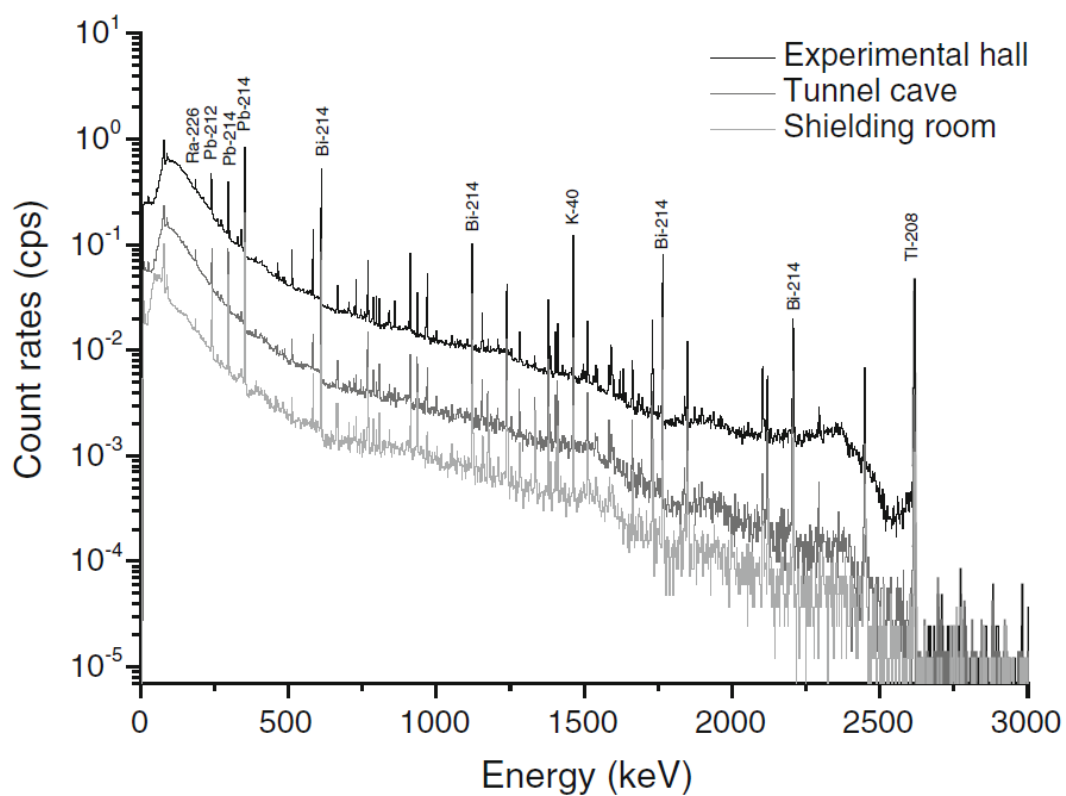


图 2.18 CDEX 实验大厅及 PE 室内的 gamma 谱^[86]

表 2.6 实验大厅和 PE 室内的 γ 、热中子、快中子 (1–10 MeV) 通量对比^[86–90]

位置	实验大厅	PE 室内部	
		PE 室内	PE(B) 内
γ 通量	72.7 cps@40–2700 keV	3.76 cps	–
热中子 ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(4.00\pm 0.08)\times 10^{-6}$	$(2.2\pm 0.2)\times 10^{-7}$	$(2.8\pm 1.2)\times 10^{-8}$
快中子 ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(1.51\pm 0.03(\text{stat.})\pm 0.10(\text{syst.}))\times 10^{-7}$	$(4.9\pm 0.9(\text{stat.})\pm 0.5(\text{syst.}))\times 10^{-9}$	

2.5 监测系统

为了了解实验环境对系统的影响，实验还对环境中各参数进行了监测，包括聚乙烯室内的氦气浓度、温度、湿度等参数。一方面，电子学系统状态会受到温湿度的影响；另一方面，探测器附近的 ^{222}Rn 及其子体产生的本底可能会受到聚乙烯室内 ^{222}Rn 浓度的影响。为了降低环境氦气影响，整个铜屏蔽体密封在亚克力箱内，箱内不断充入有流量监测的 N_2 进行冲洗。

图 2.19(a) 是实验室内使用的 SAPHYMO GmbH 公司生产的 Alpha-GUARD PQ2000 型测氦仪^[91]。除了测量氦浓度，还能够同时记录聚乙烯室内的温度、湿度等参数。我们采用测氦仪的扩散模式 (Diffusion Mode)，通过测量自主扩散到电离腔内发生 α 衰变的个数进行测量，测量周期 60 min。图 2.19(b) 是一段时期内 PE 内部氦气含量监测结果，以及温度和湿度随时间的变化关系。长期监测结果表明，在通风设备工作良好的情况下，PE 室内的氦气含量能维持在约 40 Bq/m^3 。

另外，还对吹入探测器空间的氮气流量速度进行了远程实时监测，以确保探测器处于稳定的 ^{222}Rn 浓度环境。一旦发现氮气流量异常，便需要进入实验室检查氮气储罐以及氮气管道的状态。

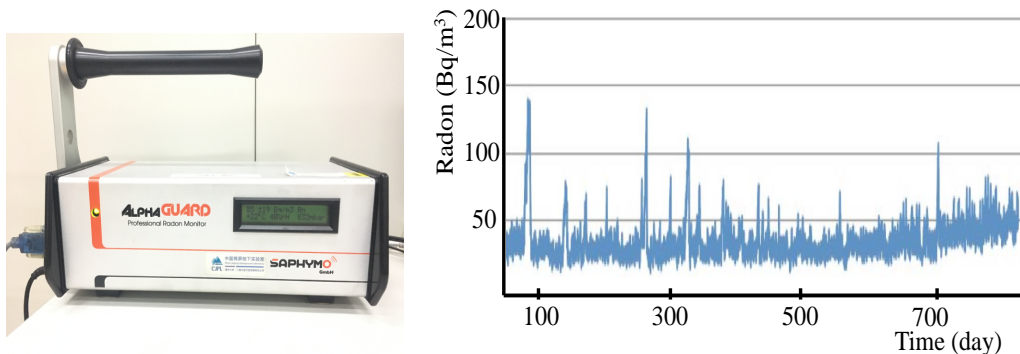


图 2.19 左 (a): 测氦仪; 右 (b): PE 室内氦气含量随时间的变化

第3章 实验系统的性能研究

第2章已经介绍了基于 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器和 NaI(Tl) 反符合探测器搭建的 CDEX-1B 暗物质直接探测实验系统。为了提高低质量暗物质直接探测的灵敏度，CDEX-1B 实验系统的各项性能至关重要。尤其是尽可能低的能量阈值，因此需要深入研究系统的能量线性、能量分辨率、探测效率、电子学噪声、触发效率等。另外，为了通过事例/表面事例甄别压低本底水平，还需要研究 CDEX-1B 高纯锗探测器的时间响应，以了解电子学噪声对时间分辨率的影响。本章主要介绍 CDEX-1B 实验系统的各项性能，并与 CDEX-1A 实验系统进行对比。

3.1 能量刻度

低质量暗物质 ($m_\chi < 10 \text{ GeV}/c^2$) 与锗原子核反冲能量的沉积能量大多在几个 keV 以下，因此暗物质直接探测重点关注 $< 10 \text{ keVee}$ 的低能量区域。鉴于低能区与高能量区域的关联，为了理解低能区的本底来源，有时还需要关注 $\sim 1.3 \text{ MeV}$ 的高能量区域。在 DAQ 系统中对高纯锗探测器的输出信号分别进行高增益/低增益的放大来实现低能/高能区事例原始波形的采集。首先我们需要分别对低能区和高能区进行能量刻度。

对于低能区 ($< 10 \text{ keVee}$)，探测器外部的低能 γ 射线无法穿透低温恒温器铜壳和高纯锗晶体外侧的死层。探测器在地面加工制作或运输的过程中，受到宇宙线的照射会产生宇生放射性核素。这些宇生核素通常以电子俘获 (Electron Capture, EC) 的方式发生衰变，同时伴随着特征 X 射线或 γ 射线的产生。这些特征 X 射线的能量较低，一般在 12 keV 以下，因此会在晶体内部全部沉积能量，实际上测量到的是对应核素的壳层结合能。表 3.1 中列出了高纯锗被宇宙线照射产生的主要宇生核素及其衰变方式、半衰期、壳层结合能等。利用这些特征 X 射线以及随机触发信号作为能量零点分别对 ch#0 (低能区, $0 \sim 12 \text{ keVee}$) 和 ch#2 (中能区, $0 \sim 20 \text{ keVee}$) 进行能量刻度。

图 2.12 展示了 DAQ 系统获取的一个符合事例的原始波形。在几百 eVee 时，电子学噪声对波形的最大幅度影响已经比较显著。为了降低电子学噪声对能量刻度的影响，对低能区和中能区进行能量刻度时刻度参数分别选用 ch#0 波形的部分积分 Q 和 ch#2 波形的相对幅度 A_{ch2} (详见第 4.2.2 节)。

图 3.1(a) 是利用 ch#0 波形的部分积分 Q 对低能区进行能量刻度的结果，利用刻度结果画出本底测量能谱，然后计算出刻度能量与真实能量的能量偏差 ΔE ，如

图 3.1(b) 所示, 最大能量偏差 $\Delta E < 0.2\%$, 显示了很好的能量线性。图 3.2(a) 是利用 ch#2 波形的相对幅度 A_{ch2} 对中能区进行能量刻度的结果, 同样方式计算出能量偏差 ΔE , 如图 3.2(b) 所示, 同样具有很好的能量线性。选用的刻度点在表 3.2 中列出, 包括 RT (0 keV)、 $^{68,71}\text{Ge}$ (10.37 keV 和 1.298 keV)、 ^{68}Ga (9.66 keV)、 ^{65}Zn (8.98 keV), 同时还列出了各个能量峰使用高斯函数拟合得到的标准差 σ , 以便在 3.2 节进行能量分辨率的研究。

表 3.1 高纯锗被宇宙线照射产生的主要宇生核素以及核素的衰变方式^[92,93]

核素	衰变类型	半衰期	特征 X 射线能量 (keV) ^①		主要 γ 峰能量 (keV)
			KX 射线	LX 射线	
^{73}As	EC	80.3 d	11.10	1.415	53.5, 13.3
^{71}Ge	EC	11.2 d	10.37	1.298	—
^{68}Ge	EC	270.95 d	—	—	—
^{68}Ga	EC, β^+	68.1 min	9.66	1.194	1077.3, 1883.2
^{65}Zn	EC, β^+	243.93 d	8.98	1.096	1115.5
^{60}Co	β^-	5.27 y	—	—	1173.3, 1332.5
^{58}Co	EC, β^+	70.8 d	7.11	0.845	810.8
^{57}Co	EC	271.74 d	—	—	121.1, 136.5
^{56}Co	EC, β^+	78.8 d	—	—	846.8, 1037.8, 1238.3, 1771.4, 2598.5
^{55}Fe	EC	2.744 y	6.54	0.769	—
^{54}Mn	EC	312.20 d	5.99	0.695	834.8
^{51}Cr	EC	27.7 d	5.46	0.626	320.1
^{49}V	EC	330 d	4.97	0.564	—
^3H	β^-	12.32 y	—	—	—

① 由于这些特征 X 射线的能量较低, 会在晶体内部全部沉积能量, 实际上测量到的能量是对应核素的壳层结合能

表 3.2 CDEX-1B 能量刻度-低能区

刻度源	真实能量 E_0 (keV)	刻度能量 E (keV)	标准差 σ (eV)
RT	0	$(-0.7244 \pm 5.82) \times 10^{-4}$	32 ± 0.3
$^{68,71}\text{Ge}$ LX	1.298	$1.309 \pm 2.407 \times 10^{-3}$	50 ± 2.4
^{65}Zn KX	8.98	$8.948 \pm 2.235 \times 10^{-3}$	87 ± 1.7
^{68}Ga KX	9.66	$9.679 \pm 3.685 \times 10^{-3}$	71 ± 3.4
$^{68,71}\text{Ge}$ KX	10.37	$10.376 \pm 1.665 \times 10^{-3}$	74 ± 3.4

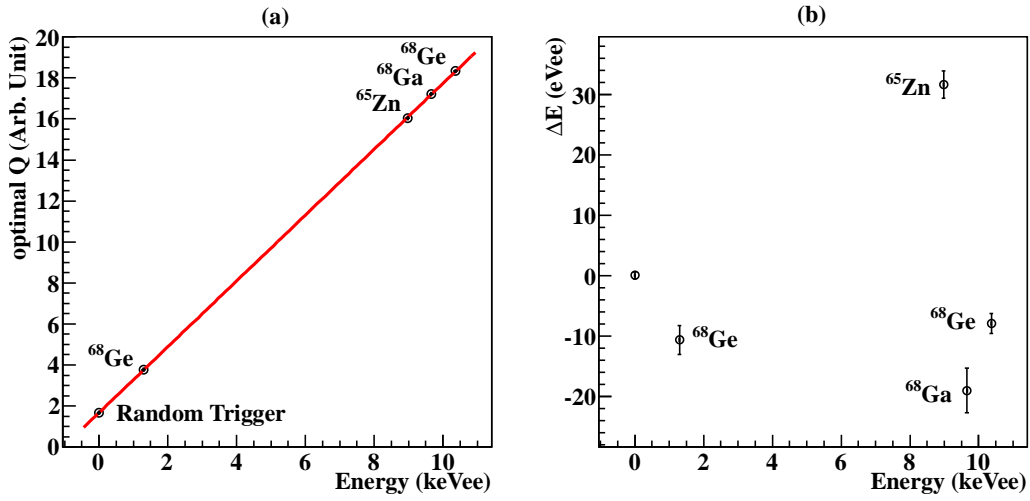


图 3.1 CDEX-1B 低能区的能量刻度结果

表 3.3 CDEX-1B 能量刻度-中能区

刻度源	真实能量 E_0 (keV)	刻度能量 E (keV)	标准差 σ (eV)
RT	0	$(1.0784 \pm 4.0112) \times 10^{-4}$	43 ± 0.2
$^{68,71}\text{Ge}$ LX	1.298	$1.291 \pm 3.677 \times 10^{-3}$	44 ± 3.3
^{65}Zn KX	8.98	$8.941 \pm 2.832 \times 10^{-3}$	89 ± 2.2
^{68}Ga KX	9.66	$9.671 \pm 4.804 \times 10^{-3}$	78 ± 4.2
$^{68,71}\text{Ge}$ KX	10.37	$10.378 \pm 1.884 \times 10^{-3}$	75 ± 1.1

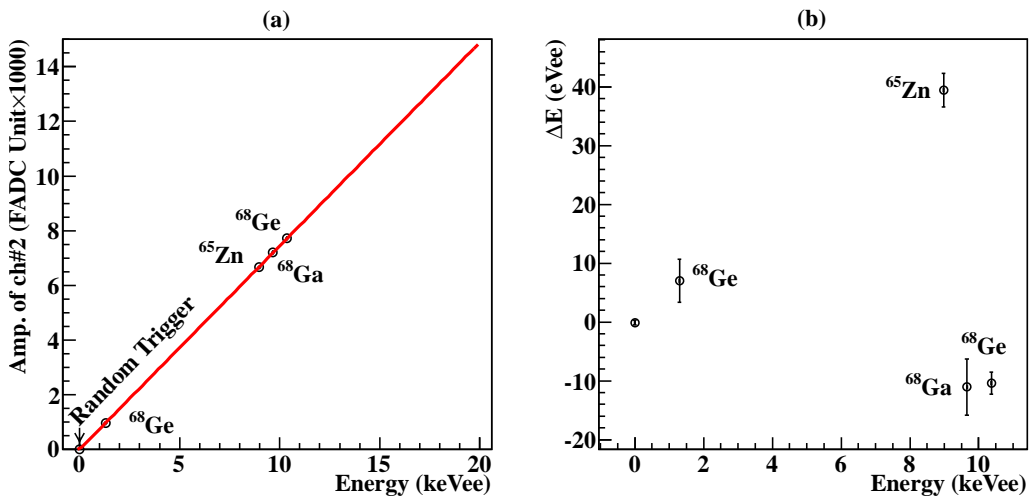


图 3.2 CDEX-1B 中能区的能量刻度结果

对于高能区 (0~1 MeV)，由于 CDEX-1B 高纯锗探测器前置放大器的放大倍数以及 FADC 动态范围的限制，最大可测量能量仅为 1.3 MeV。因此高能区的刻度除了使用 $^{68,71}\text{Ge}$ 、 ^{68}Ga 、 ^{65}Zn 的 KX 射线，还使用了本底测量能谱中由天然放射性核素产生的多个 γ 射线峰 (见表 3.4)。刻度参数使用 ch#3 波形的相对幅度 A_{ch3} 。拟合结果和能量偏差如图 3.3 所示。在小于 1 MeV 的能区， $\Delta E < 0.3 \text{ keV}$ ，具有较好的能量线性。

表 3.4 CDEX-1B 能量刻度-高能区

刻度源	真实能量 E_0 (keV)	刻度能量 E (keV)	标准差 σ (eV)
^{65}Zn KX	8.98	$8.881 \pm 4.6 \times 10^{-2}$	138 ± 4.4
^{68}Ga KX	9.66	$9.610 \pm 4.7 \times 10^{-2}$	107 ± 9.3
$^{68,71}\text{Ge}$ KX	10.37	$10.318 \pm 4.6 \times 10^{-2}$	134 ± 2.4
^{210}Pb	46.5	$46.508 \pm 4.75 \times 10^{-2}$	193 ± 10.8
^{212}Pb	238.632	$238.725 \pm 5.56 \times 10^{-2}$	337 ± 9.5
^{214}Pb	295.213	$295.295 \pm 6.16 \times 10^{-2}$	386 ± 13.8
^{214}Pb	351.921	$351.996 \pm 6.46 \times 10^{-2}$	398 ± 10.1
^{208}Tl	583.191	$583.437 \pm 1.02 \times 10^{-1}$	510 ± 42.0
^{214}Bi	609.3	$609.294 \pm 1.01 \times 10^{-1}$	511 ± 34.9
^{228}Ac	911.2	$910.925 \pm 1.39 \times 10^{-1}$	724 ± 56.4

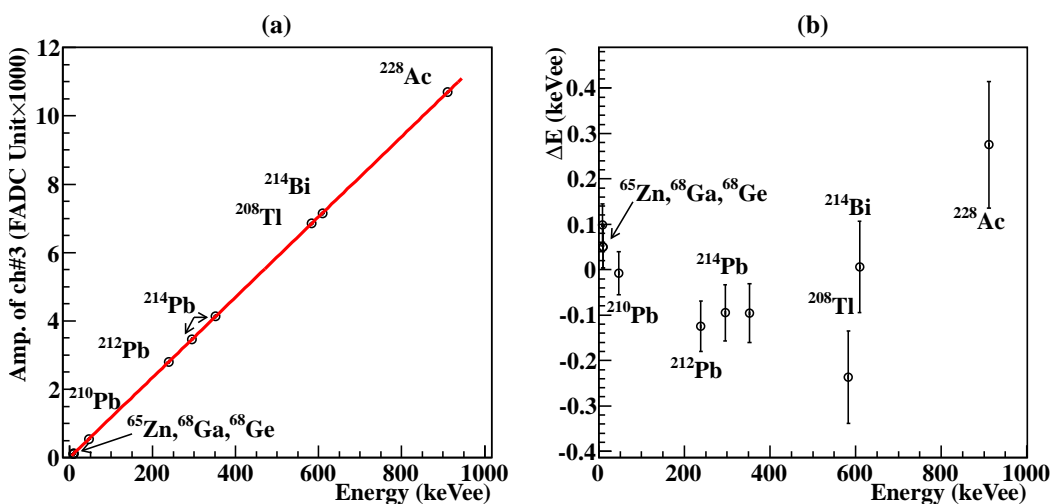


图 3.3 CDEX-1B 高能区的能量刻度结果

低能、中能、高能区的能量刻度是采用不同通道进行的，因此需要检查在重合的能量区域刻度结果是否一致。图 3.4(a) 为分别根据低能区 (0~12 keV，黑色)、

中能区 (0~20 keV, 红色)、高能区 (0~1 MeV, 蓝色) 刻度结果画出的本底能谱, 在重合的能量区域能量刻度结果符合的很好。这样, 便得到了从低能区到高能区的全能量谱 (图 3.4(b))。

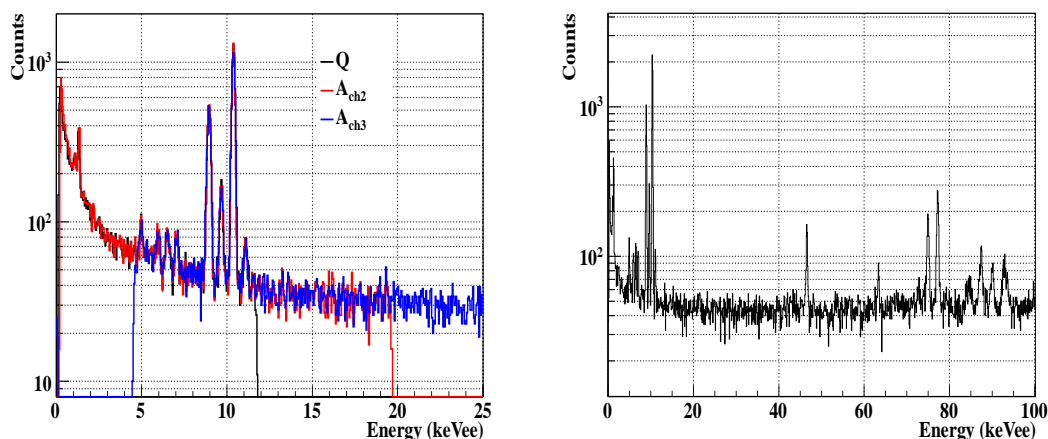


图 3.4 CDEX-1B 高能区、中能区、低能区能量刻度合并之后的能谱

3.2 能量分辨率

对于高纯锗探测器, 能量分辨率一般指 γ 峰的半高全宽 (Full Width at Half Maximum, FWHM)。由于拥有小尺寸的电极, 相比普通高纯锗探测器, 点电极高纯锗探测器的电子学噪声水平更低, 能量阈值更低, 能量分辨率更好。好的能量分辨率对于识别能量接近的能峰至关重要。

第 2 章讨论了影响能量分辨率的多个因素, 包括统计涨落和电子学噪声。高纯锗探测器能量分辨率的标准表达式为:

$$\text{FWHM}(E) = 2.36\sqrt{c_0^2 + F \cdot E \cdot W} \quad (3-1)$$

其中 c_0 是反映电子学噪声部分, W 是平均电离能, F 是法诺因子。对于锗, W 在温度为 77 K 时等于 2.96 eV, 法诺因子 F 的测量值从 0.06 到 0.15。进行较长时间的数据采集时还需要包含更高阶项来描述长时间内能量刻度的漂移或电荷俘获效应:

$$\text{FWHM}(E) = 2.36\sqrt{c_0^2 + c_1 \cdot W \cdot E + c_2 \cdot E^2} \quad (3-2)$$

其中 c_2 的附加项可以描述能量刻度的漂移以及电荷俘获效应带来的影响, c_1 中除了包含法诺因子外, 还包含不完全由法诺因子决定的贡献项的影响。

使用经过能量刻度的本底能谱，用高斯函数拟合各个计数较多的 X/γ 射线峰，计算出该 X/γ 射线峰能量处对应的能量分辨率，列于表 3.2和表 3.4中。使用式 (3-2) 进行拟合，便可得到低能区和高能区的能量分辨率曲线。图 3.5画出了各能量峰的能量分辨率以及拟合得到的能量分辨率曲线。使用放射源刻度得到的能量分辨率如表 3.5所示，表中同时列出了 CDEX-1A 对应的能量分辨率以进行比较。可以看出，CDEX-1B 实验系统的能量分辨率显然比 CDEX-1A 好了很多。

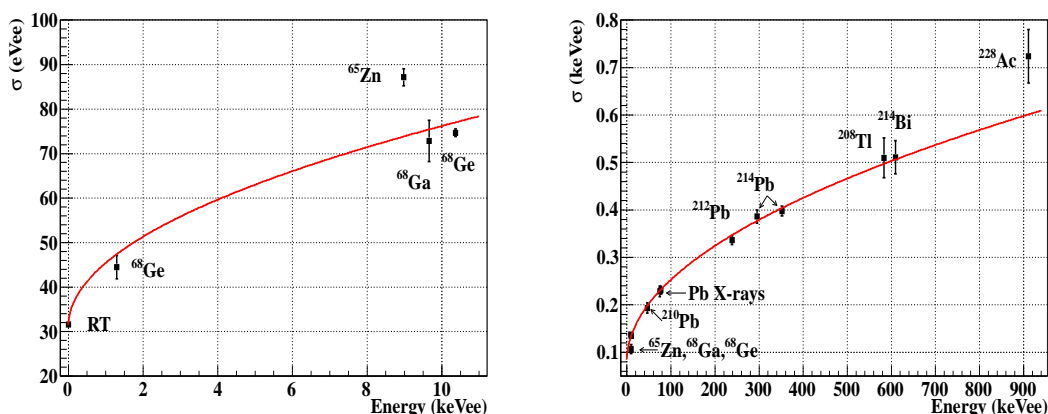


图 3.5 CDEX-1B 探测器能量分辨率，左 (a) 为低能区，右 (b) 为高能区

表 3.5 CDEX-1B 以及 CDEX-1A 实验系统的能量分辨率

刻度源	Energy (keV)	CDEX-1A FWHM (keV)	CDEX-1B FWHM (keV)
$^{68,71}\text{Ge}$	10.37	0.207	0.195
pluser	10	0.130	0.080
^{241}Am	59.5	0.682	0.438
^{57}Co	122	0.796	0.575
^{137}Cs	661.6	2.027	1.251
^{60}Co	1173.2	3.019	4.248 ^①

① 能量大于 1 MeV 时，刻度所使用的 ch#3 波形的相对幅度拟合不准确，造成在大于 1 MeV 时能量分辨率变差

3.3 时间分辨率

实验上测量到的上升时间与电场分布和电子学噪声有关。对于 PCGe 探测器，其电场分布很不均匀，因此不同沉积位置产生的事例其收集时间会存在一定差异，但这个差异在较低的能量区域会因为电子学噪声的影响而无法观测到。因此时间分辨率可以反映了电子学噪声的影响大小。如果时间分辨率足够好，就有可能通过事例的上升时间来推测该事例对应粒子在探测器中发生相互作用的位置，从而有助于理解本底来源，优化探测器设计和更好的控制材料放射性含量。

测量到的上升时间分布展宽 σ_τ 可以表示成

$$\sigma_\tau^2 = \sigma_0^2 + \sigma_n^2 \quad (3-3)$$

其中 σ_0 、 σ_n 分别表示电场分布和电子学噪声对上升时间分布的影响。于是定义本征时间分辨率为电场分布对上升时间分布展宽的贡献，用 σ_0 表示。定义时间分辨率为电子学噪声对上升时间分布展宽的贡献，即 σ_n 。电子学噪声越小，时间分辨率越好。

对于较高的能量区域（几个 keV），电子学噪声影响很小，上升时间主要由电场分布决定，因此测量到的上升时间分布反映了晶体内部电场分布的均匀性。CDEX-1B 所使用的 P 型 PCGe，在灵敏体积的外侧存在 ~ 1 mm 厚的死层，因此根据事例能量沉积位置可分为体事例（灵敏体积内）和表面事例（死层内），其中表面事例由于存在能量损失不能反映真实能量因此需要被去除（详见第 4.3 节）。上升时间是进行表面事例甄别去除的重要参数，因此这里分别考虑体事例和表面事例的本征时间分辨率。

PCGe 晶体内的宇生放射性核素 ^{68}Ge 在晶体内是均匀分布的，衰变放出 10.37 keV 的特征 X 射线，这些 X 射线射程很短。因此可以用 10.37 keV 的峰事例来表征探测器体事例的本征时间分辨率。如图 3.6(a) 所示，利用高斯函数进行拟合，可以得到体事例的本征时间分辨率 σ_0 为 $0.0169 \mu\text{s}$ 。

^{241}Am 伽马源放出的 γ 射线能量为 59.5 keV，很难穿过高纯锗探测器低温恒温器的铜壳和 PCGe 的死层，测量到的事例主要为表面事例。因此可以使用 ^{241}Am 在 ~ 2 keV 处的事例来表征表面事例的本征时间分辨率。如图 3.6(b) 所示，利用高斯函数进行拟合，可以得到表面事例的本征时间分辨率 σ_0 为 $0.549 \mu\text{s}$ 。

CDEX-1A 的体事例/表面事例的本征时间分辨率分别为 $0.031 \mu\text{s}$ 和 $1.133 \mu\text{s}$ ^[83]，可以看到 CDEX-1B 的本征时间分辨明显优于 CDEX-1A。

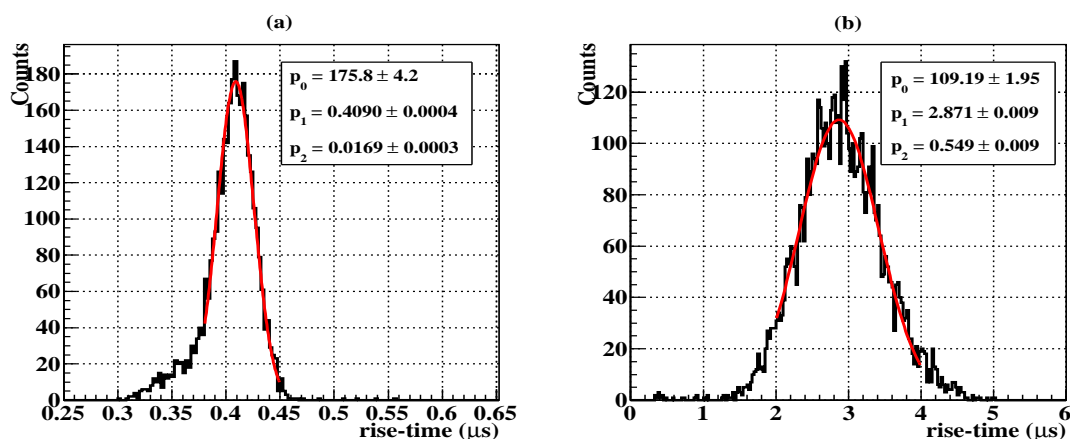


图 3.6 体事例/表面事例本征上升时间的分布：(a) 使用 ^{68}Ge KX 射线计算得到的体事例本征上升时间分辨率；(b) 使用 ^{241}Am 刻度数据中能量为 2 keV 的事例计算得到的表面事例本征上升时间分辨率

图 3.7和 3.8为 CDEX-1B 对不同能量的体事例和表面事例，得到的上升时间平均值和标准差与能量的关系。首先，对不同能量的体事例和表面事例的上升时间使用高斯函数进行拟合，得到的上升时间平均值和标准差（黑点），其中标准差即为上升时间展宽 σ_{τ} ；然后使用函数^①对其进行拟合得到光滑的曲线关系（红线）。根据图 3.6中得到的本征时间分辨率 σ_0 （绿线）按照式 (3-3) 进行计算，便得到了时间分辨率 σ_n 与能量的关系曲线（蓝线）。

可以看到事例能量越小，上升时间展宽 σ_{τ} 越大，时间分辨率 σ_n 越差，即电子学噪声的影响越大。这对于低能量阈值的 P 型点电极高纯锗探测器是不利的，会影响到体事例和表面事例的甄别，从而影响低质量暗物质探测的灵敏度。

另外，对于体事例来说，电子学噪声的影响大于电场的影响，即在图 3.7中蓝线一直在绿线之上，并且噪声的影响随能量减小而显著增加，说明电子学噪声是影响体事例上升时间分布展宽的主要因素。对于表面事例来说，上升时间展宽 σ_{τ} 随能量降低先减小后增加，在 3 keVee 处有极小值，这表明大于 3 keVee 的事例已经不能再假设死层内电场均匀了，即表面事例的本征时间分辨率 $\sigma_0 = 0.549 \mu\text{s}$ 只能在能量小于 3 keVee 时成立。而且，这还表明我们进行体事例/表面事例甄别时，对于能量小于 2 keVee 的区域采用 ^{241}Am 作为纯的 Surface 事例源是合理的。详细将在 4.3.1 节中讨论。

① 此处使用指数函数和一次函数的组合

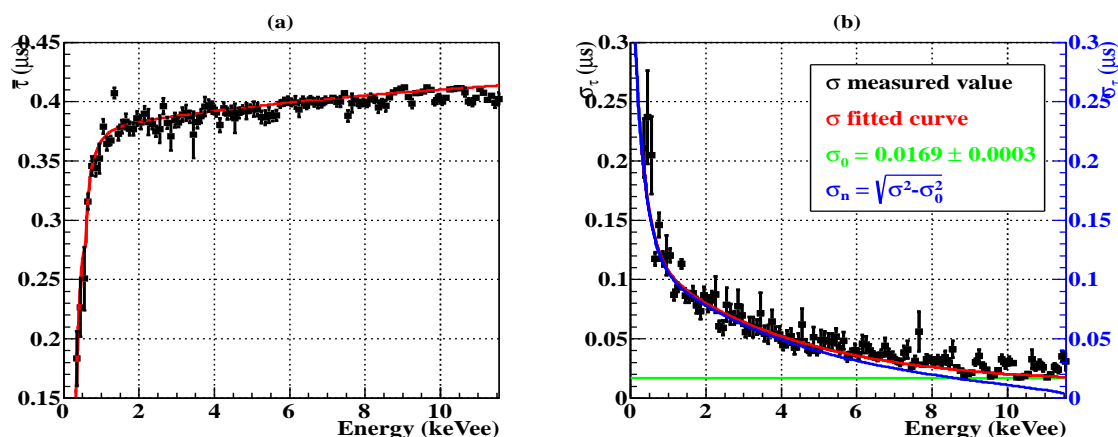


图 3.7 不同能量体事例的上升时间分布的 (a) 平均值与 (b) 标准差；以及拟合得到的上升时间分布展宽（红线）、本征时间分辨率（绿线）和时间分辨率（蓝线）

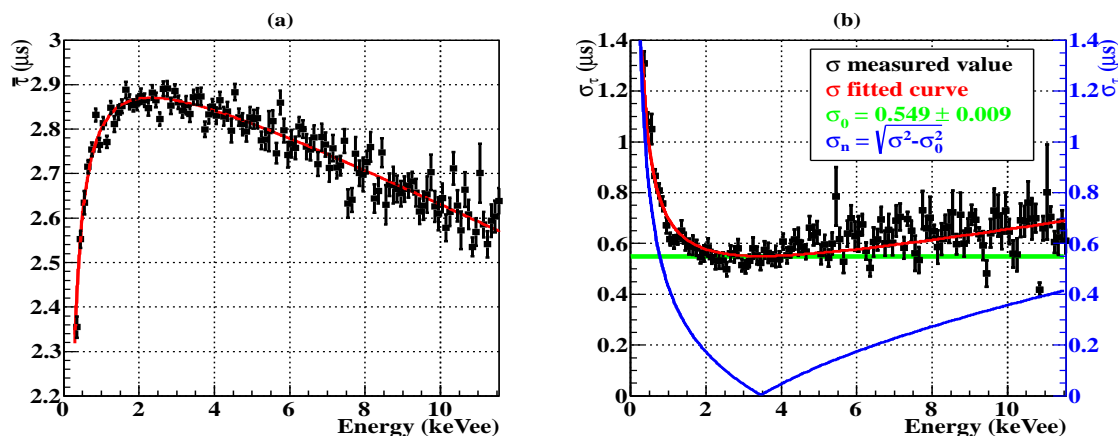


图 3.8 不同能量表面事例的上升时间分布的 (a) 平均值与 (b) 标准差；以及拟合得到的上升时间分布展宽（红线）、本征时间分辨率（绿线）和时间分辨率（蓝线）

3.4 探测效率

通常，高纯锗探测器的探测效率取决于探测器对射线的吸收系数和探测器的灵敏体积，另外还与射线的能量有关。锗的原子序数为 32，常温下密度为 $5.33 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ，对 γ 射线等有较大的吸收系数。CDEX-1B 实验所用的 1 公斤级点电极高纯锗探测器，晶体直径和长度均为 62.3 mm，死层厚度为 $0.88 \pm 0.12 \text{ mm}$ ^[85]，因此灵敏体积很大，对 MeV 的 γ 射线同样具有很高的探测效率。

特别的是，由于使用了脉冲光反馈电荷灵敏前放，除了导致周期性的放电重置贡献了一定的死时间之外，还使得探测器对高能 γ 射线的探测效率降低，会改变高能区能谱的形状^[94]。下面对脉冲反馈前放引起的效率问题进行讨论。

根据 2.1.1 节中讲到的脉冲光反馈电荷灵敏前放的工作原理，当下面条件满足时前放将会重置：

$$T_- \cdot A_{leakage} + \sum_i Q_i \geq Q_R \quad (3-4)$$

其中 T_- 为距离上一次重置的时间（图 2.5）， $A_{leakage}$ 为探测器漏电流， Q_i 为电离辐射引起的电荷沉积， Q_R 为使得前放放电重置的电荷量，与前放的设置有关。式 (3-4) 可以表达成能量项：

$$\frac{W \cdot T_- \cdot A_{leakage}}{e} + \sum_i E_i \geq E_R \quad (3-5)$$

其中 E_R 为重置能量， e 为电子所带的电荷， W 是产生一个电子空穴对的平均能量。

如果探测器中没有能量沉积，且探测器漏电流稳定，则前放有固定的重置周期 T_R ：

$$T_R = \frac{eE_R}{WA_{leakage}} \quad (3-6)$$

因此可以在数据采集过程中可以通过测量 T_R 来测量漏电流的变化。图 3.9 是本底数据中相邻两个 Inhibit 信号间无自触发事例的重置周期分布，此时重置完全是由漏电流引起的，重置周期对应 356 ms 处的峰。由于漏电流随时间有微小改变，因此 356 ms 处的峰有一定的展宽，但并不对称。在主峰的右侧 712 ms 处有一个小峰，是由于 Inhibit 信号未被 DAQ 系统记录下来造成的，但这此类情况占比很小。用高斯分布拟合 356 ms 处的主峰，可以得到中心值为 $\bar{T}_R = (356.3 \pm 2.1)$ ms， $\sigma_{T_R} = (1.968 \pm 0.001)$ ms。根据统计，重置周期小于 $\bar{T}_R - 3\sigma_{T_R} = 350.4$ ms 和大于 $\bar{T}_R + 3\sigma_{T_R} = 362.2$ ms 的事例数分别只占到了总事例数的 1.48% 和 0.69%。

高能量事例相比于低能量事例有更大的概率引起前放重置。根据式 (3-5)，理想情况下只有能量小于 E_R 的能量沉积才可能被完全记录，实际上还取决于发生能量沉积的时刻，也就是所在周期已经累积的漏电流电荷的大小。

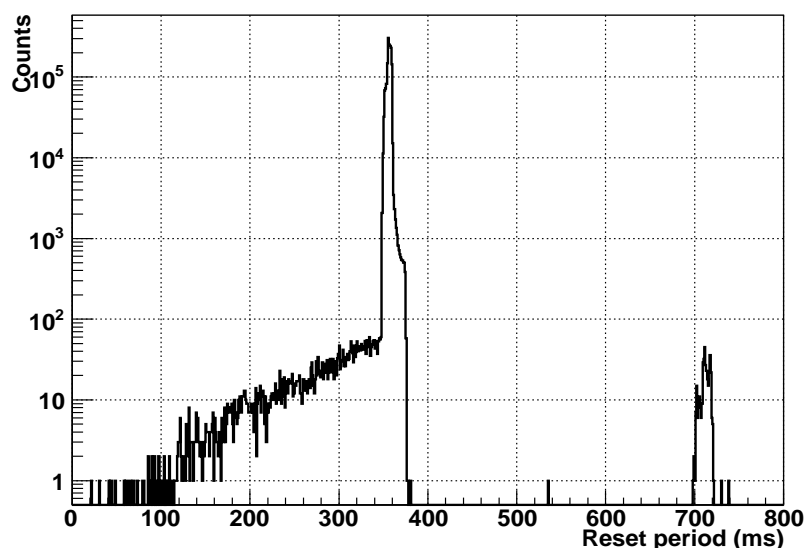


图 3.9 CDEX-1B 本底数据前放重置的时间间隔

CDEX-1B 探测器在屏蔽体系统中正式运行时，电离能量沉积在 200 eVee 以上的自触发事例计数率 ~ 0.03 Hz，而前放重置计数率约为 2.8 Hz，前放连续两次发生放电重置的时间间隔内包含超过一个电离能量沉积事例的概率非常小。因此可以进行简化，只计算所在重置周期中至多有一个能量沉积事例情况下的能量相关效率。在 T_- 时刻一个能量 E_i 的能量沉积可以被观察到的条件是：

$$\begin{aligned} T_- &> T_{veto} \\ T_- &< T_R \left(1 - \frac{E_i}{E_R}\right) \end{aligned} \quad (3-7)$$

其中 T_{veto} 是 DAQ 中设置的 veto 时间，对于 CDEX-1B， $T_{veto} = 10$ ms。由式 (3-7)，可观测到的最大能量为：

$$E_{max} = E_R \left(1 - \frac{T_{veto}}{T_R}\right), \text{ 仅当 } T_- = T_{veto} \text{ 时.} \quad (3-8)$$

图 3.10 画出了重置周期与事例能量的关系。根据式 (3-5)，二者呈直线分布，其中 y 轴和 x 轴截距分别为 T_R 和 E_R 。但是由于漏电流 $A_{leakage}$ 和重置周期 T_R 的变化，分布展宽变成了一条带。受到 FADC 的动态范围的限制，CDEX-1B 能够采集采集到完整波形的最大能量为 1.3 MeV。即使采用不完整波形的尾部基线来进行能量刻度，最大可观测能量可达到 1.6 MeV，仍小于 E_R ，因此在 x 轴上并没有看到数据点。

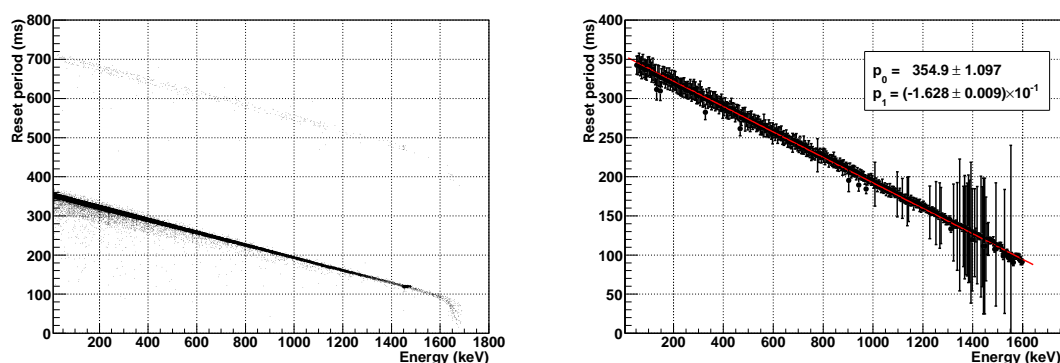


图 3.10 (a)CDEX-1B 本底数据中重置周期随事例能量的关系，其中 Inhibit 触发和 RT 触发信号已经被移除；(b) 使用直线拟合，确定前放的重置能量

重置能量 E_R 通过拟合的方式来确定。对每 50 keV 进行能量切片，投影到 y 轴，使用高斯分布进行拟合，计算平均值、方差，然后对每个切片得到的平均值与能量拟合，拟合结果如图 3.10(b) 所示。用这种方法计算得到的重置能量为 $E_R = 2180.7 \pm 6.7$ keV。对于典型的重置时间 $T_R = 354.9$ ms, Veto 时间 $T_{veto} = 10$ ms, 由式 (3-8) 得到的最大可观测能量为 $E_{max} = 2119.3 \pm 6.7$ keV。

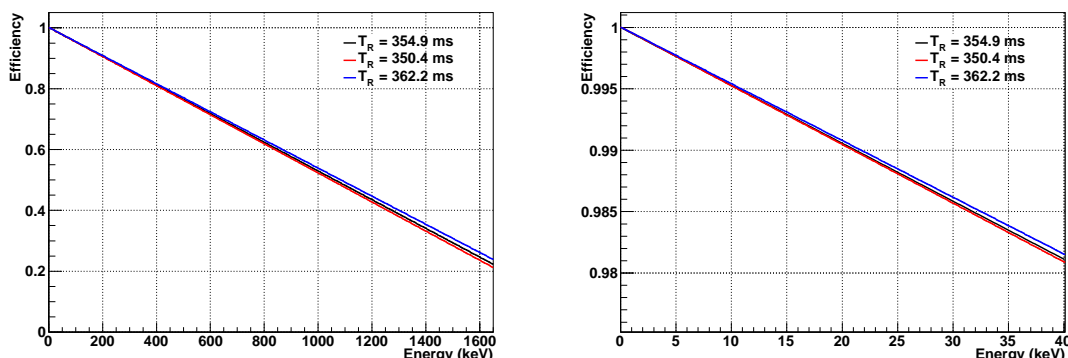


图 3.11 CDEX-1B 电荷灵敏前放导致的效率曲线，分别对应三种前放重置周期：(a) 0–1.6 MeV；(b) 放大至低能区 0–40 keV 的效率曲线

对于在时间上均匀随机分布的物理信号，相应的效率为：

$$\epsilon_{preamp}(E) = \begin{cases} 1 - \frac{E}{E_{max}}, & \text{for } E < E_{max} \\ 0, & \text{for } E \geq E_{max} \end{cases} \quad (3-9)$$

这个效率是能量线性的。如果漏电流随时间稳定性差，则重置时间 T_R 变化很大，导致最大可观测能量 E_{max} 以及效率曲线发生变化。图 3.11 是前放导致的效率–能量关系，其中红线、黑线、蓝线分别对应三种重置周期：350.4 ms、354.9 ms

和 362.2 ms。可以看到，当重置时间变化不大时，对于大多数可观测能量范围 (<1.6 MeV)，三种情况下的效率曲线是相似的，随着能量的增加效率呈线性减小，在 1.6 MeV 之后，效率已经低于 20%。尤其是在 ^{76}Ge 的 $Q_{\beta\beta} = 2039$ keV 处效率极低，因此这种前放并不适合用来进行 $0\nu\beta\beta$ 实验。但是在我们进行轻质量暗物质直接探测最关注的低能区 (<10 keV)，效率接近于 1，随能量变化很小，最大约 0.5% (10 keV 处)，基本不需要考虑脉冲光反馈电荷灵敏前放的放电重置对能谱的修正。

探测器的漏电流可以用式 (3-6) 计算出来。CDEX-1B 前放的重置周期在整个运行过程中变化不大，对于典型的重置时间 354.9 ms 以及重置能量 2180.7 keV 来说，CDEX-1B 的漏电流为：

$$\begin{aligned} A_{leakage} &= \frac{eE_R}{\epsilon T_R} = \frac{(1.60 \times 10^{-19} \text{ C}) \times (2180.7 \text{ keV})}{(2.96 \times 10^{-3} \text{ keV}) \times (354.9 \times 10^{-3} \text{ s})} \\ &= 0.33 \text{ pA} \end{aligned} \quad (3-10)$$

对于 CDEX-1A，重置能量为 9800 keV，重置周期 600 ms，漏电流为 0.88 pA。

3.5 系统噪声水平

系统噪声对能量分辨率有重要的影响，系统噪声导致的能量展宽与能量大小无关，因此在低能量区系统噪声的影响尤为显著。系统噪声主要来源于高纯锗探测器的漏电流和电子学噪声。

由于随机触发信号相对于自触发信号在时间上是完全随机的，受到系统噪声的影响，随机触发信号的脉冲波形应该存在以能量 0 为中心值的基线波动，这个基线波动水平直接反映了实验系统的噪声水平，因此使用随机触发信号的基线波动水平来表征系统噪声水平。

首先通过 ch#4 通道筛选出大量的随机触发事例，然后抓取该事例在能量刻度 ch#0 通道的原始脉冲波形 (图 3.12(a))。然后将 ch#0 原始脉冲波形投影到幅度谱上得到能量分布，如图 3.12(b) 所示，用高斯函数进行拟合，便得到了系统的噪声水平。CDEX-1B 的系统噪声分布的 σ_{RT} 等于 31 eVee，均值几乎为 0。

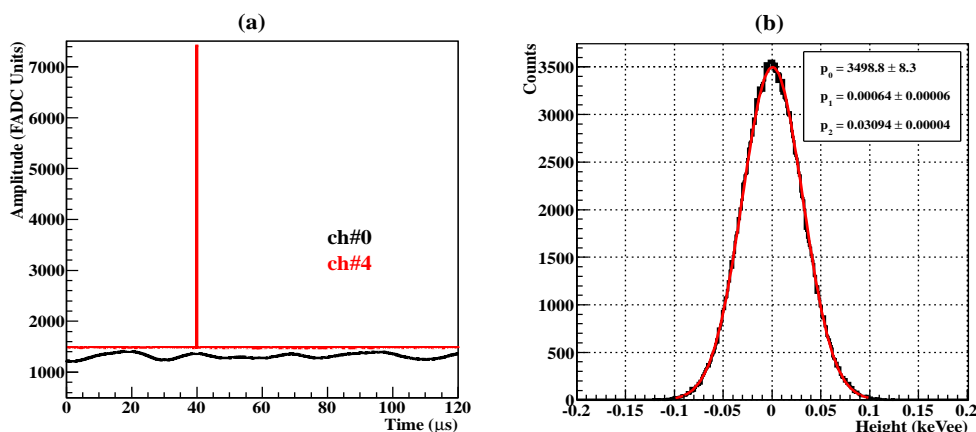


图 3.12 CDEX-1B 系统噪声水平

3.6 系统触发效率

CDEX-1B 系统中自触发来自于 ch#0 脉冲信号的前沿甄别。理想情况下，当信号经过甄别器，若信号幅度大于甄别器设置的阈值时，就会触发 DAQ 系统然后记录下特定时间窗宽的信号（向前 $40 \mu\text{s}$ ，向后 $80 \mu\text{s}$ ），若信号幅度小于甄别器阈值，则不会触发。实际上，由于电子学噪声的干扰，信号幅度会有一些的涨落。随机的电子学噪声可以认为服从均值为 0 的高斯分布，叠加到真实能量等于甄别器阈值的物理信号上之后，信号幅度会有 50% 概率超过阈值从而触发系统。因此若定义系统触发效率为该能量信号产生触发的比例，则触发效率近似为一个误差函数，误差函数的斜率与电子学噪声大小有关。

触发效率可以用下式计算：

$$\epsilon_T = \frac{\text{该能量 bin 中的触发事例数 } N_s}{\text{总的事例数 } N_t} \quad (3-11)$$

其中， N_s 为该能量 bin 中的触发事例数， N_t 为总的事例数。前者可以对数据进行统计得到，后者可以通过拟合波形最大幅度的分布推算出来。

图 3.13(a) 为放射源物理事例 (AC^+) 的刻度能量 E 和 ch#0 波形最大幅度 A_{ch0} 的二维分布图，这里的能量是用 ch#0 脉冲波形的部分积分 Q 能量刻度得到的（见 3.1 节）。对能量进行切片，投影得到波形幅度最大值 A_{ch0} 的一维分布，如图 3.13(b) 所示。可以看到，能量较高时（蓝色，对应能量 0.30–0.31 keVee），波形幅度最大值是很好的高斯分布。但在近阈值附近时（红色，对应能量 0.13–0.14 keVee），由于设置了硬件阈值，因此是不完整的高斯分布。对每个能量 bin，可以根据高斯函数拟合得到的参数值计算出理论上全高斯的面积（图 3.13(b) 中黑线下方的面积），即为总事例数 N_t 。

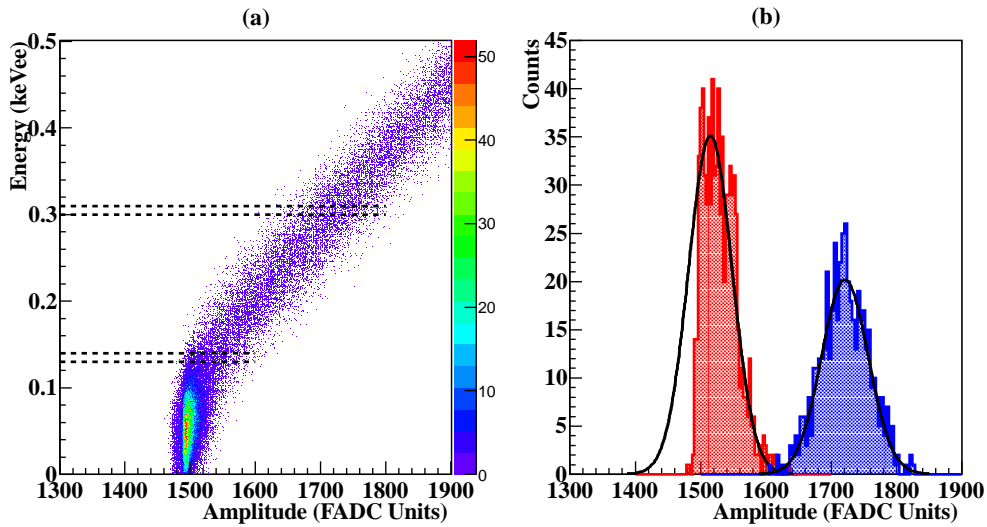


图 3.13 ch#0 通道波形最大幅度与能量的二维图，来自放射源 AC⁺ 事例

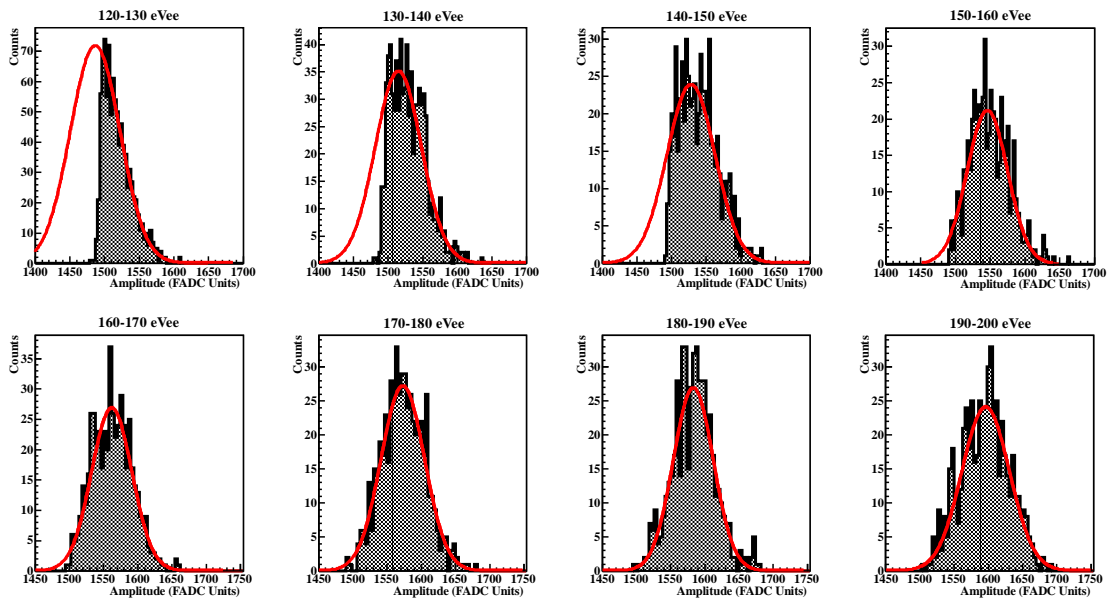


图 3.14 从 120 eV 开始每 10 eV 进行能量切片，计算各能量 bin 的总事例数及触发效率

图 3.14 是采用放射源 AC⁺ 事例从 120 eVee 开始每 10 eVee 进行切片得到的波形最大幅度 A_{ch0} 分布（黑色阴影），使用高斯函数进行拟合的结果（红线），对于每个能量 bin，计算全高斯的面积作为总事例数，然后用式 (3-11) 计算该能量 bin 对应的触发效率。

图 3.15 为使用放射源 AC⁺ 事例计算出的各能量 bin 的触发效率，使用误差函数对数据点进行拟合，蓝线为拟合结果，粉色阴影区域为 1σ 的误差带。能量为 126 eVee 时对应的触发效率为 50%。CDEX-1B 的分析阈值 160 eVee 时，系统触发

效率已经等于 1。这意味着，如果不考虑死时间的影响，能量大于 160 eVee 的所有事例都能够触发系统被记录下来。

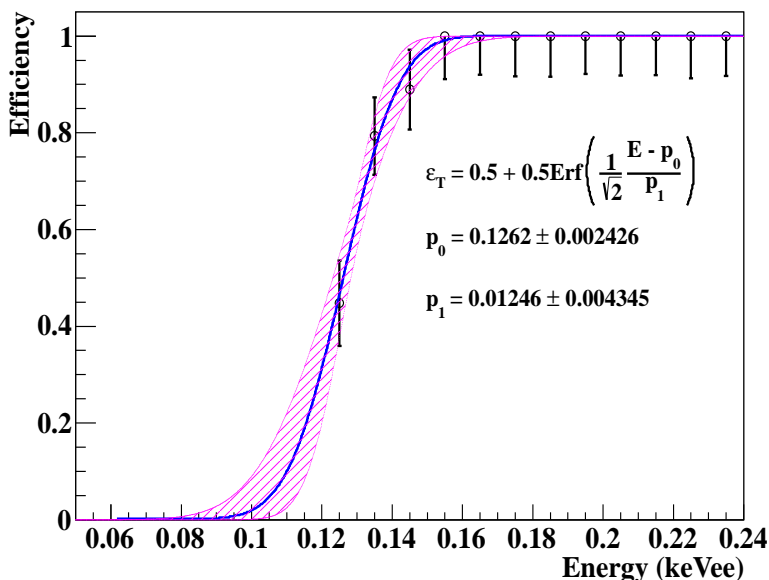


图 3.15 系统触发效率，黑色数据点为使用放射源 AC⁺ 事例计算结果，蓝线为拟合的触发效率曲线，粉色阴影区域为 1 σ 的误差带

表 3.6 是 CDEX-1B 实验系统的部分性能参数，同时列出了 CDEX-1A 的相应参数进行比较。CDEX-1B 的电子学噪声为 31 eVee，CDEX-1A 为 55 eVee。使用精密的脉冲发生器（Pulsar）测量了 CDEX-1B 的能量分辨率（FWHM）为 80 eVee，相比于 CDEX-1A 的 130 eVee 能量分辨率更好。对于 10.37 keV X 射线的能量分辨率为 177 \pm 3 eVee。可以看到，相比于 CDEX-1A，CDEX-1B 的各项性能参数都大大提升，另外我们发展了新的数据处理方法（见 4.3 节），成功将分析阈值降低至 160 eVee，远低于 CDEX-1A 的 475 eVee。这将十分有利于低质量暗物质的直接探测。

表 3.6 CDEX-1B 与 CDEX-1A 的主要性能比较

Detector	CDEX-1A	CDEX-1B
Pulsar FWHM _{Canberra} ^①	140 eVee	90 eVee
Pulsar FWHM _{Measured}	130 eVee	80 eVee
FWHM@10.37 keV	207 eVee	177 eVee
RT-noise σ	55 eVee	31 eVee
Energy@50% Trigger Efficiency	246 eVee	126 eVee
Physics Analysis Threshold@Combined Efficiency	475 eVee @80%	160 eVee @17%

① Canberra 公司提供的测量结果，比我们在锦屏地下实验室的测量结果略差。

第4章 暗物质候选事例的筛选

第3章对实验系统的各项性能进行了研究。结果表明 CDEX-1B 实验系统能量阈值低、电子学噪声小、能量分辨率好，能够满足开展对低质量暗物质 ($m_\chi < 10 \text{ GeV}/c^2$) 直接探测的需求，而且性能比 CDEX-1A 更好，可以对更低质量的暗物质给出更灵敏的物理结果。CDEX-1B 实验系统经过长达 3.3 年的稳定运行，累计获得了 783 天的本底有效数据和大量的放射源刻度数据。为了进行暗物质分析，需要将获取的数据进行数据处理得到物理事例能谱，并尽可能理解物理能谱中本底的贡献，最终得到暗物质候选事例的能谱。本章主要介绍实验运行与数据获取情况、数据处理流程、体/表事例甄别方法、物理能谱分析等。

4.1 实验运行与数据获取

CDEX-1B 实验系统在 2014 年 3 月 27 日搭建完毕，然后经过一系列电子学参数调试确定了系统的运行参数，其中接地测试降低了因接地不佳导致的电子学噪声。从 2014 年 5 月 24 日开始正式运行和本底取数。表 4.1 和图 4.1 中列出了 CDEX-1B 实验系统自 2014 年 3 月至 2017 年 8 月长达 3.3 年的运行情况。期间为检查探测器稳定性，在本底取数过程中交替进行了多种放射性样品刻度实验，包括 γ 放射源实验、中子放射源 (^{252}Cf) 实验，以及信号发生器 (Pulser) 刻度实验等。本底连续取数共分 5 次，累计 783 天，连续运行时间最长的两次分别是 2015 年 3 月-2016 年 3 月 (12 个月) 和 2016 年 6 月-2017 年 8 月 (14 个月)。

表 4.1 CDEX-1B 实验系统运行情况

运行时间	运行状态	目的
2014.03.27-2014.05.20	试运行：参数调试、接地测试	性能测试、测试运行
2014.05.24-2014.07.28	本底取数，正常运行 (63 天)	物理分析
2014.07.29-2014.09.22	样品刻度： ^{137}Cs 、 ^{241}Am 等	效率刻度、死层测量
2014.09.27-2014.11.08	本底取数，正常运行 (40 天)	物理分析
2014.11.09-2014.12.08	样品刻度： ^{252}Cf 、Pulser 实验	中子响应、电子学响应测量
2014.12.08-2014.12.31	本底取数，正常运行 (23 天)	物理分析
2015.01.01-2015.03.08	样品刻度： ^{252}Cf	热中子响应研究
2015.03.08-2016.03.15	本底取数，正常运行 (12 月)	物理分析
2016.03.16-2016.06.01	样品刻度： ^{133}Ba 、 ^{57}Co 等	探测器均匀性测量
2016.06.01-2017.08.02	本底取数，正常运行 (14 月)	物理分析

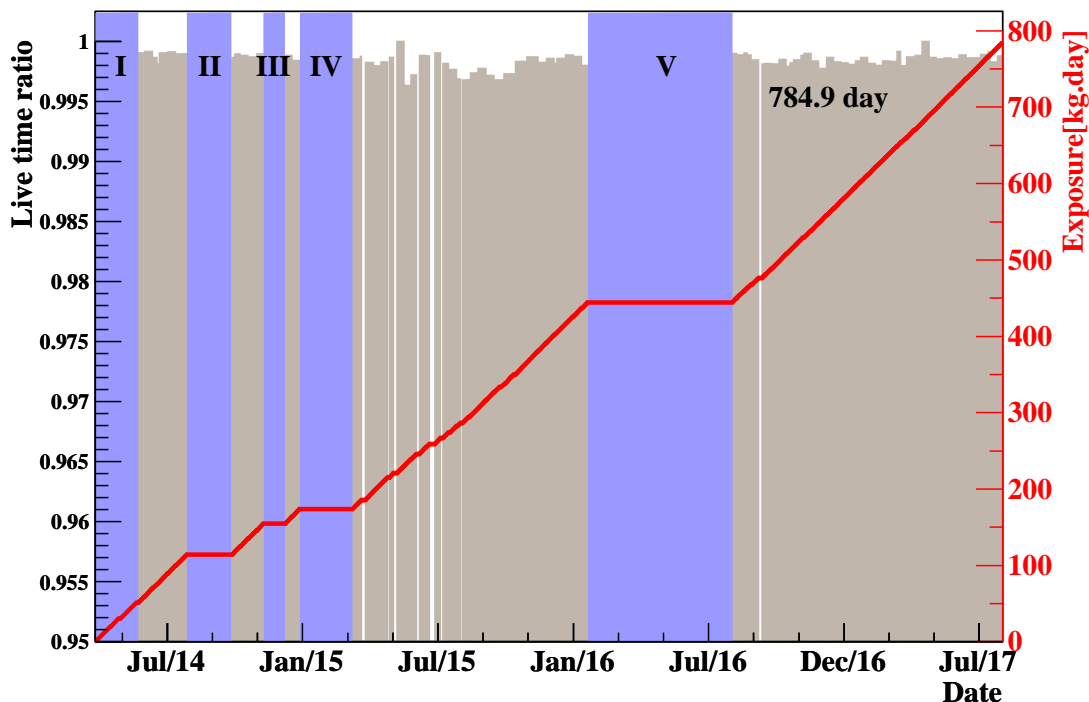


图 4.1 CDEX-1B 实验系统运行情况，横轴为日期，纵轴分别为活时间比例以及累计曝光量。浅灰色为本底正常取数；I：参数调试、测试运行；II： γ 刻度实验；III：中子刻度实验、Pulsar 刻度实验；IV：热中子响应研究；V： γ 刻度实验

为了解系统运行稳定情况，对以下参数进行实时监测，包括系统触发计数率、高纯锗自触发率、活时间比例等。如图 4.1 和图 4.2 所示，系统稳定运行时间 >3.3 年，系统触发计数率基本保持稳定，活时间比例保持在 99.5% 以上。图 4.2 中黑色圆圈为系统总触发率；红色空框为高纯锗自触发率；绿色实框为高纯锗自触发中能量大于 0.2 keVee 的计数率。其中，IV-V 期间，总计数率和高纯锗自触发计数率变化幅度较大主要是由于期间实验室内部电路改造、PE 室内部其他实验系统调试引起的电子学噪声导致的。经过后续数据分析，这些事例大多集中在分析阈值（160 eVee）以下，少数由 Inhibit 触发事例诱发的电子学噪声分布在 ~ 0.3 keVee（见 4.2.3.4 节），数据处理时可以使用筛选条件进行去除，因此对我们的物理分析不会造成影响。

图 4.3 是实验系统运行期间噪声水平随时间的变化关系。可以看到，在整个运行期间噪声水平基本稳定在 ~ 31 eVee，变化幅度不超过 3 eVee。图 4.4 是运行期间 PE 室内氦气含量及温湿度监测结果，基本保持稳定，后续分析显示氦气含量变化对低能区影响不大，更多分析还在进行中。

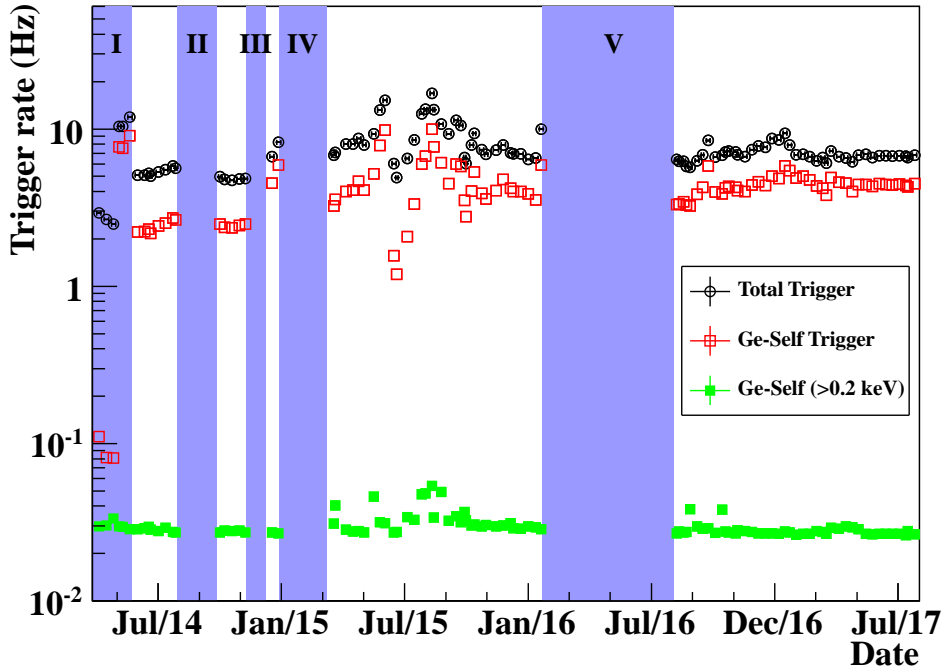


图 4.2 CDEX-1B 实验系统触发率：黑色圆圈为系统总触发率；红色空框为高纯锗自触发率；绿色实框为高纯锗自触发中能量大于 0.2 keVee 的计数率

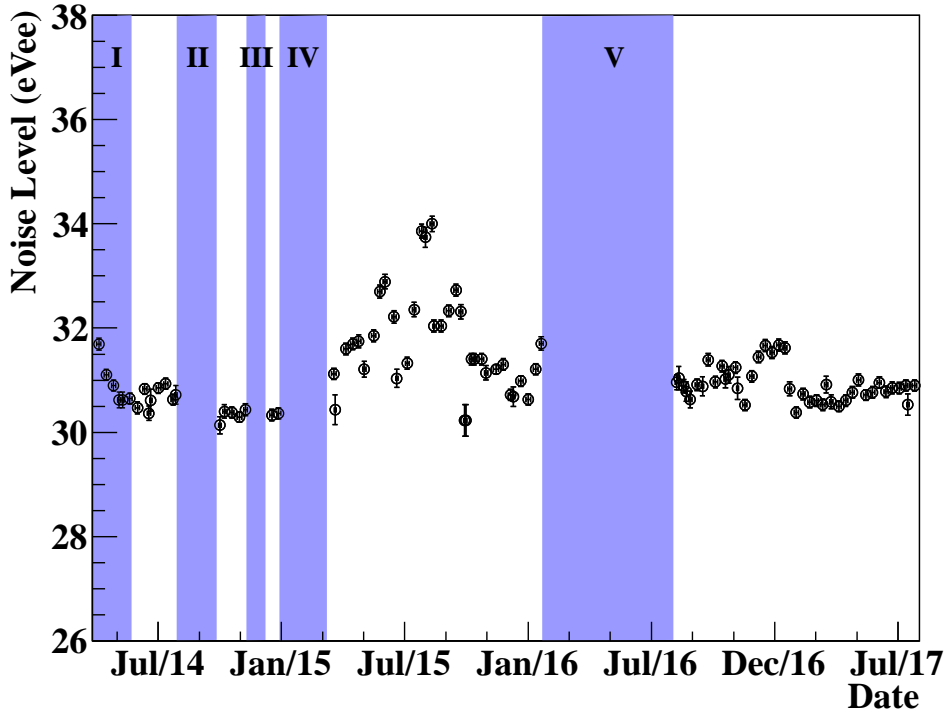


图 4.3 CDEX-1B 实验系统的噪声水平

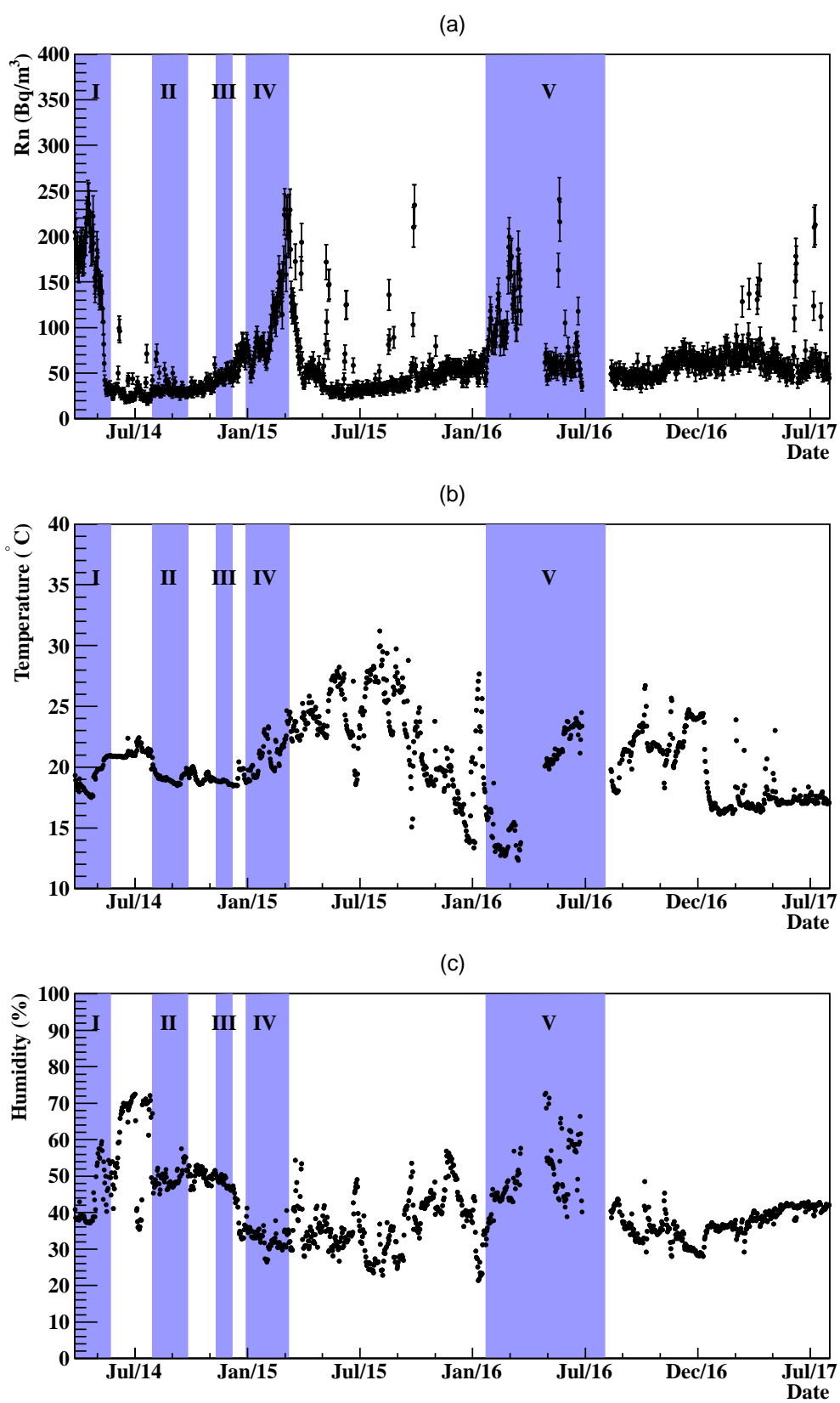


图 4.4 PE 室内氡气含量及温湿度监测结果：(a) 氡气含量；(b) 温度；(c) 湿度

4.2 物理事例筛选

数据获取系统采集到的本底数据中除了物理事例之外，还包含了大量的电子学噪声，需要进行离线的数据处理与分析。首先需要进行数据质量检查，剔除系统运行异常或不稳定的时间段。然后，稳定运行时间段的事例需要经过波形信息提取、噪声事例去除、反符合/符合事例甄别、体事例/表事例甄别、效率修正、误差计算等一系列流程，才能得到用于暗物质分析的物理事例能谱。

数据处理所使用的主要工具是由欧洲核子中心（CERN）开发的 ROOT^[95] 软件包，它可以针对大批量数据进行统计分析，具备可视化等功能，在高能物理及核物理领域得到了广泛应用。

4.2.1 数据质量检查

数据质量检查是为了确保实验系统的运行状态，剔除不稳定时间段的数据，来降低系统不稳定带来的系统误差。我们选取了系统触发率和高纯锗自触发率、随机触发效率、ch#0 和 ch#1 的基线水平来进行数据质量检查：

- (1) 系统触发率和高纯锗自触发率：按照 DAQ 部分描述，系统触发有三个来源：高纯锗晶体（自触发）、前放放电重置（Inhibit 触发）、随机事例（RT 触发）。正式运行时，系统触发率约为 5 Hz，其中 RT 触发率设置为 0.05 Hz，Inhibit 触发率与漏电流有关，基本维持在 ~2.8 Hz，因此高纯锗自触发率约为 2.2 Hz。系统触发率反映了电子学的稳定性，实验发现该部分受到环境温湿度的影响。
- (2) 随机触发效率：定义为 DAQ 采集到的随机触发事例数与信号发生器产生的总事例数之比，其中信号发生器产生的总事例率可以由系统运行时间和 RT 触发率（0.05 Hz）计算出来。由于随机触发与整个探测系统相互独立，因此系统死时间效率、活时间、运行时间、随机触发效率之间的关系为：

$$\begin{aligned} \text{系统死时间效率} &= 1 - \text{随机触发效率} \\ \text{活时间} &= \text{运行时间} \times \text{随机触发效率} \end{aligned} \quad (4-1)$$

- (3) ch#0 和 ch#1 的基线水平：如图 4.5(c)(d) 所示，由于自触发由 ch#0 提供，因此 ch#0 基线水平的波动会影响自触发率以及系统触发率；CDEX-1B 实验系统运行过程中基线水平波动不大，仅在实验室电路改造或者接地异常时出现不稳定；

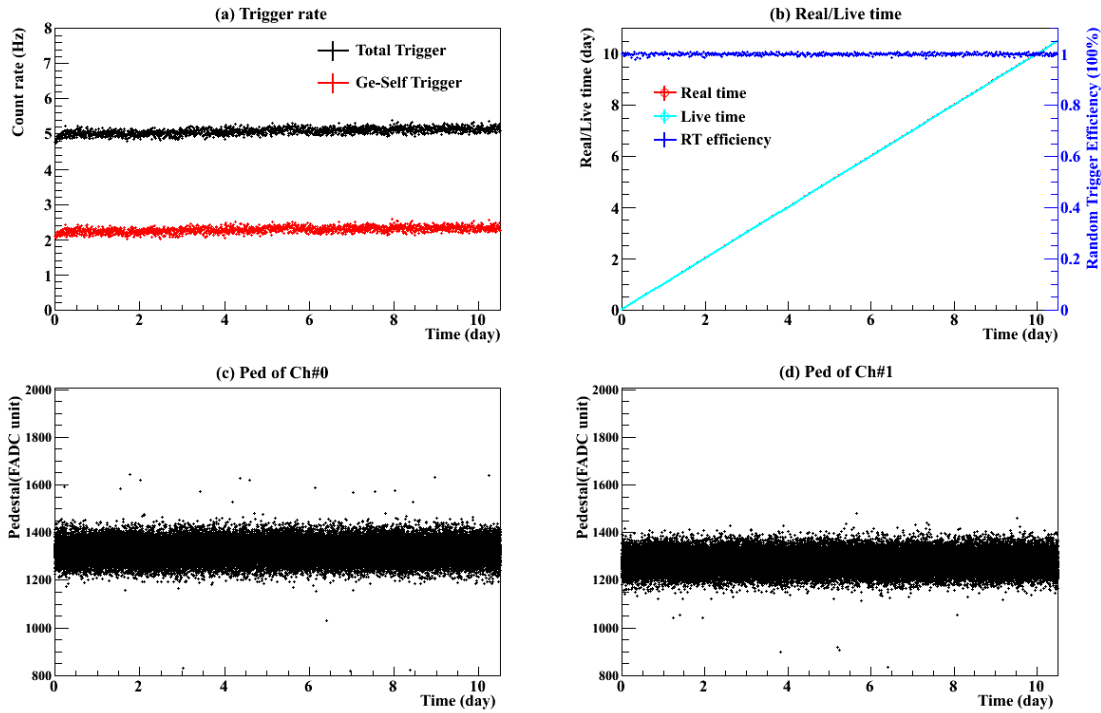


图 4.5 数据质量检查：(a) 系统触发率、高纯锗自触发率；(b) 随机触发效率、活时间比例等；(c) ch#0 触发通道的基线水平；(d) ch#1 通道的基线水平

图 4.5是以 2014 年 06 月 01 日-2014 年 06 月 12 日期间获取到的本底数据为例进行质量检查的结果。可以看出，系统的各项参数指标在运行时间内比较稳定。经过检查，所有本底数据质量正常，可进行后续物理事例的分析。

4.2.2 信息提取

DAQ 系统记录下了每个触发时所有通道的原始波形。在离线进行数据分析时，根据分析需求将波形参数化，提取出相关信息，然后再进行后续分析，可以提高数据处理效率。

如图 4.6所示为信号在 ch#0 和 ch#2 通道的波形，以 ch#0 和 ch#2 为例说明提取的波形信息主要包括：

- (1) Ped, Pedt: 波形的前沿基线、尾部基线，分别定义为采数时间窗口前 $2\ \mu\text{s}$ 和最后 $2\ \mu\text{s}$ 的幅度平均值；
- (2) A_{max}, T_{max} : 波形幅度的最大值以及达到最大值的时刻；
- (3) A_{min} : 脉冲波形幅度的最小值；
- (4) Q : ch#0 的波形的部分积分，用于低能区的能量刻度；
- (5) A_{ch2}, τ : A_{ch2} 为 ch#2 通道波形相对幅度，定义为最大值 A_{max} 与基线 Ped 之差； τ 为上升时间，定义为波形的 5%-95%，该上升时间将用于进行物理事例/表

面事例甄别，详见第 4.3 节。针对 ch#2 和 ch#3 通道的波形，使用 tanh（双曲正切函数）进行拟合，

$$f(t) = 0.5 \times p_0 \times \tanh(p_1 \times (t - p_2)) + p_3, \quad (4-2)$$

$$\text{其中, } A_{ch2} = p_0, \quad \tau_{5-95\%} = \frac{\ln(19)}{p_1} \text{ (FADC Time Unit)} \quad (4-3)$$

除了以上与幅度相关的参数外，还定义了一些与时间相关的参数，包括：

- (1) t_{NaI} 、 t_{Ge} 、 Δt ： t_{NaI} 是 NaI(Tl) 反符合探测器的触发时刻，定义为 ch#6 波形通过一个恒定阈值的时刻，若波形最大幅度最大值小于该恒定阈值，则 t_{NaI} 为 $0 \mu\text{s}$ 。 t_{Ge} 为 PCGe 的自触发时刻， $t_{\text{Ge}} = 40 \mu\text{s}$ 。 Δt 为同一事例在 PCGe 和 NaI(Tl) 反符合探测器中的触发间隔： $\Delta t = t_{\text{Ge}} - t_{\text{NaI}}$ 。图 4.7 是一个典型的符合事例各个通道的原始波形，各参数已在图中标出。 Δt 将用于符合事例的判选，并用于物理事例筛选效率的计算，详见 4.4.1 节；
- (2) T_- ：距离其最近的前一个 Inhibit 触发事例的时间间隔。图 2.5 是 CDEX-1B 高纯锗探测器所使用的脉冲反馈前放输出的“锯齿波”信号。当没有能量沉积时，漏电流基本以稳定的斜率为电容充电，当有物理事例在探测器内发生能量沉积时，将产生一个快速充电过程。当累计电荷量使得电压达到重置电压时，则发生一次快速放电，同时输出一个 Inhibit 信号并触发系统。
- (3) T ：该事例发生的绝对时刻，可以从 FADC 读出，精度达到 10 ns。可以用来计算不同信号之间的关系，以及研究本底随时间的变化关系等。

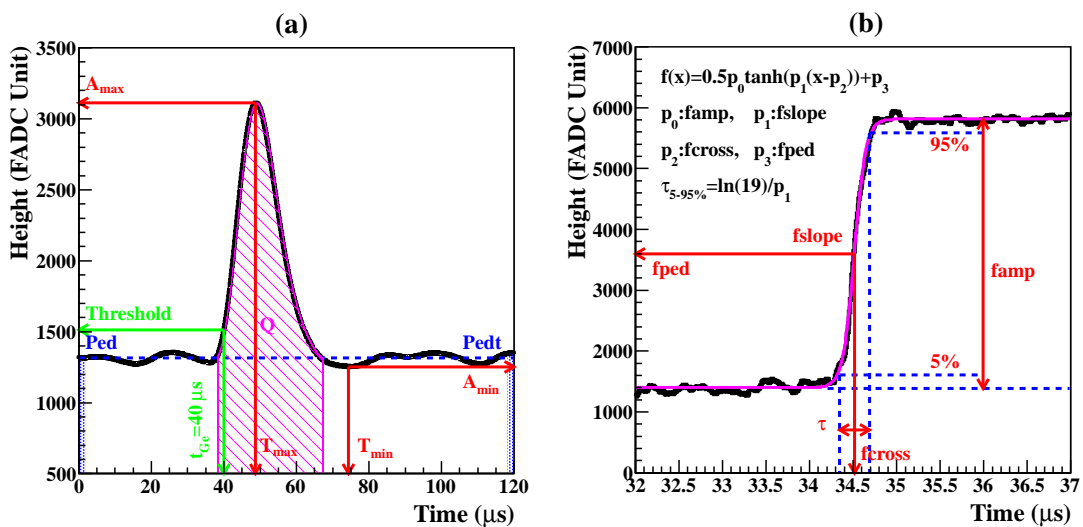


图 4.6 波形幅度相关的参数提取：(a) 针对 ch#0、ch#1 主放通道；(b) 针对 ch#2、ch#3 快放通道

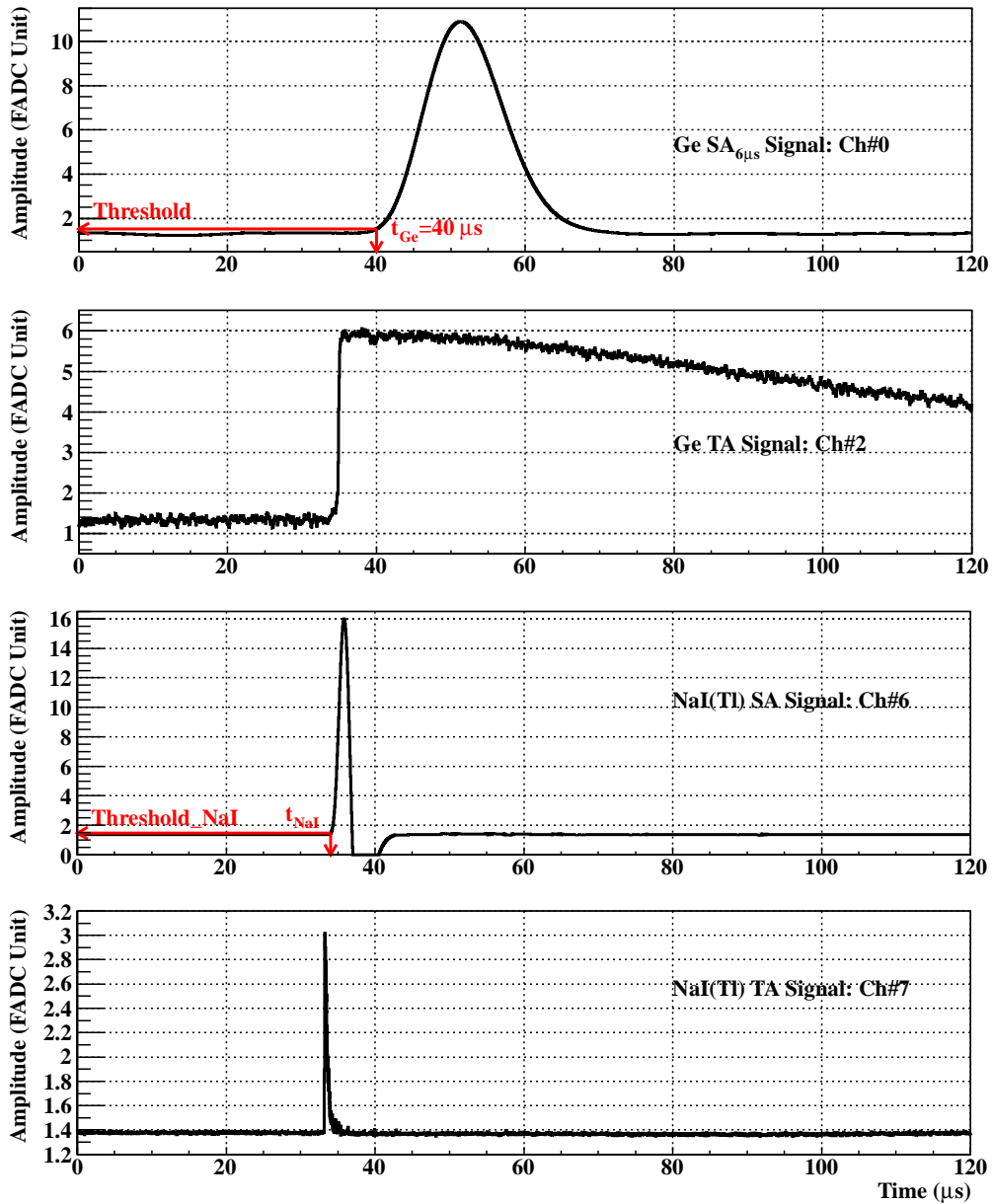


图 4.7 波形时间相关的参数提取： t_{Ge} 、 t_{NaI} 分别为 PCGe 和 NaI(Tl) 反符合探测器的触发时刻， $t_{\text{Ge}} = 40 \mu\text{s}$ ， t_{NaI} 定义为 ch#6 波形通过一个恒定阈值的时刻，若波形最大幅度最大值小于该恒定阈值，则 t_{NaI} 为 $0 \mu\text{s}$ 。触发间隔 $\Delta t = t_{\text{Ge}} - t_{\text{NaI}}$ 将用于符合事例的判选

4.2.3 物理事例筛选

为了得到暗物质的候选事例能谱，需要根据暗物质粒子与探测器反应的特点选择物理事例。由于暗物质粒子与普通物质的反应截面极低，因此暗物质粒子几乎不可能同时与 PCGe 和 NaI(Tl) 探测器发生反应。因此实验测量到的符合事例需要被去除。另外，物理事例的筛选需要将非高纯锗触发的事例、信号记录不完整的事例、电子学噪声事例等去除。下面对各个筛选条件进行介绍。

4.2.3.1 自触发事例筛选

由第 2.3 节可知, CDEX-1B 实验中的 DAQ 系统触发有三个来源: 高纯锗 (自触发)、前放放电重置 (Inhibit 触发)、随机事例 (RT 触发)。如图 2.13 和 2.14 所示, 当产生 RT 触发或 Inhibit 触发时, 将会在 ch#4 或 ch#5 出现标准的 NIM 信号, 并且具有固定的幅度最大值 A_{max} 和最大值时刻 T_{max} 。因此可以根据 ch#4 和 ch#5 波形的 A_{max} 与 T_{max} 筛选出 RT 触发或 Inhibit 触发, 然后剩下的就是高纯锗自触发事例。

4.2.3.2 完整波形筛选

FADC 具有一定的动态范围, 只有在动态范围内的信号才可以记录下完整的波形。对于不完整的信号, 无法提取到真实的特征参数, 从而无法分析, 因此需要将这类信号剔除。CDEX-1B 实验系统所使用的 FADC (CAEN V1724) 精度为 14 位, 动态范围为 0–16383 道。因此在进行低能区 (0–12 keVee) 分析时, 在 ch#0~ch#7 的任一通道中有最小值 $A_{min} = 0$ 或最大值 $A_{max} = 16383$, 则剔除该事例。在对中能区或者高能区分析时, 需要忽略低能区通道 ch#0 和 ch#1。

4.2.3.3 反符合事例筛选

第 2.2 节中讲述了 CDEX-1B 系统中使用 NaI(Tl) 反符合探测器的目的和工作原理。暗物质几乎不可能同时与两个探测器发生反应, 因此实验上观测到的符合事例均为本底事例, 主要包括: γ 射线产生的多次康普顿散射事例、环境中子或宇宙线事例。符合事例是通过两探测器的触发时间差筛选的。

对于符合事例来说, 粒子在两个探测器内都有能量沉积。NaI(Tl) 反符合探测器收集的是光子信号, 几乎是瞬时完成的, 并且后端电子学的成形时间很短为 $1 \mu\text{s}$, 而 PCGe 探测器收集的是电子-空穴对的漂移信号, 收集时间一般在几百 ns-几 μs , 然后经过成形时间为 $6 \mu\text{s}$ 的成形放大器, 并使用前沿恒定幅度甄别触发, 因此 PCGe 内的信号触发时刻与在 NaI(Tl) 反符合探测器内的信号有一定时间差, 并且这个时间差与 PCGe 内沉积能量的大小有关 (详见 4.2.3.4 节中对 T_{max} 的讨论)。实际上如果 PCGe 使用快放定义触发时刻的话, 则得到的时间差基本为常数, 与能量无关, 从图 2.12 和图 4.7 可以看出: ch#2 与 ch#6 几乎是同时在 $\sim 35 \mu\text{s}$ 时刻开始上升的, 比 ch#0 触发时刻 $40 \mu\text{s}$ 要更早一些。

在 4.2.2 节中已经定义了两探测器的触发时间差 $\Delta t = t_{\text{Ge}} - t_{\text{NaI}}$, 其中 $t_{\text{Ge}} = 40 \mu\text{s}$ 。图 4.8 为触发时间差 Δt 与 PCGe 中沉积能量的二维散点图, 可以看到中间 $\Delta t \sim 10 \mu\text{s}$ 的带在低能区出现了弯曲, 这条带上的事例即为符合事例, 用 AC⁺ 表示。其余的

为反符合事例，用 AC^- 表示。最终暗物质候选事例位于反符合区域。根据随机触发事例来计算反符合事例筛选的效率，效率几乎为 100%。

虽然 AC^+ 事例最后将被扣除来压低环境本底的贡献，不会进入到暗物质的候选事例中。但是由于 AC^+ 事例几乎全部都是物理事例，并且噪声边沿比 AC^- 事例的更低，因此可以被拿来优化物理事例的筛选条件并计算筛选条件的效率。

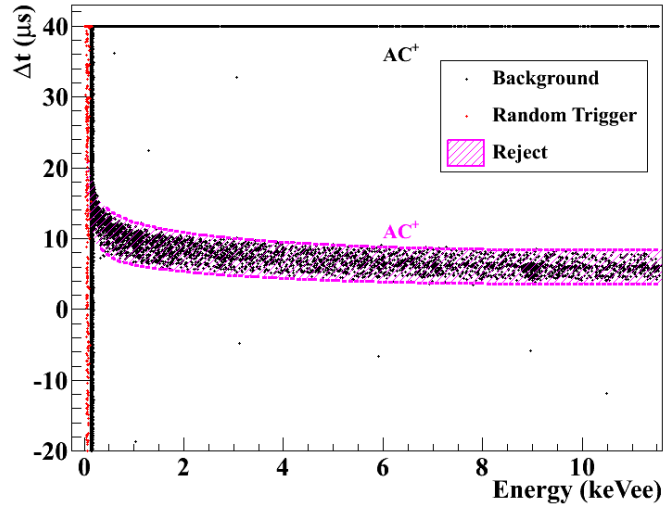


图 4.8 符合事例 (AC^+) 的筛选

4.2.3.4 噪声事例去除

高纯锗自触发事例中则包含了大量的电子学噪声和非物理事例，需要进行甄别。我们使用两类筛选条件 (Cuts)：一类是与能量无关的 (Energy Independent)，包括前沿基线 (Ped)、尾部基线 (Pedt)，这些筛选条件可以使用 RT 事例或者 AC^+ 事例计算效率；另一类是能量相关的 (Energy Dependent)，包括 A_{ch2} -E cut、 A_{min} cut、 T_{max} cut、 A_{max0} - A_{max1} 等，这些筛选条件需要使用 AC^+ 计算效率。下面按照数据处理时所用的 Cuts 顺序依次进行介绍，为方便表述，统一用本底事例表示高纯锗自触发事例。

(1) A_{ch2} -E cut: ch#2 波形相对幅度与能量的线性关系

图 4.9和 4.10是两个典型的噪声事例的原始波形，特点是波形在 ch#2 通道表现为连续上升或者连续下降，而在 ch#0 则与其他噪声事例类似。经过检查这类事例是由前一个前放放电重置的 Inhibit 事例或者令放大器饱和的高能量物理事例诱发 (Induced) 出来的电子学噪声。由于 ch#2 波形相对幅度 A_{ch2} 也代表了能量，因此对于真实的物理事例，ch#2 波形相对幅度与刻度能量应该符合良好的线性关系。对于这类误触发的异常波形来说并非如此。

图 4.11 是使用本底事例和放射源 AC^+ 事例画出的 A_{ch2} -E 二维散点图，其中黑色为本底事例，红色为 AC^+ 事例。可以看到 AC^+ 事例大都分布在一条带上，呈良好的线性关系，而本底事例中有大量的事例偏离了这条带，能量集中在 ~ 0.3 keVee，经过检查这些事例的波形都类似于图 4.9 或 4.10。因此可以通过 $ch\#2$ 波形相对幅度与能量的线性关系 (A_{ch2} -E) 将这些异常事例去掉。数据处理时，先使用 A_{ch2} 进行能量刻度，然后画出这条带上 AC^+ 事例两种能量刻度的能量差分布，使用高斯函数拟合得到能量差的中心值 (~ 0) 和标准差 σ 。以能量差的 $\pm 3\sigma$ 为标准，将偏离 $\pm 3\sigma$ 以外的事例当做噪声去除，然后利用放射源 AC^+ 事例进行效率修正。

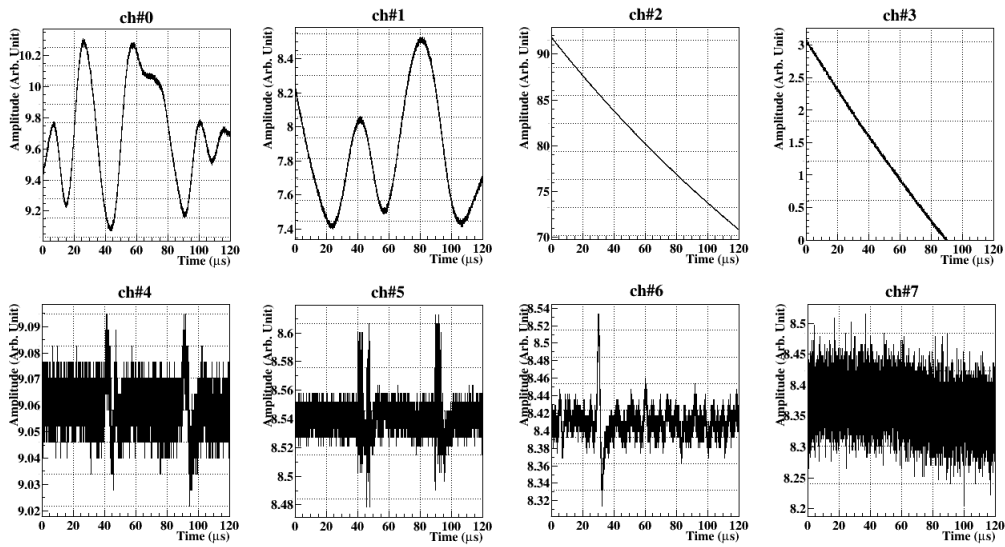


图 4.9 两个典型的噪声事例的原始波形 (1)

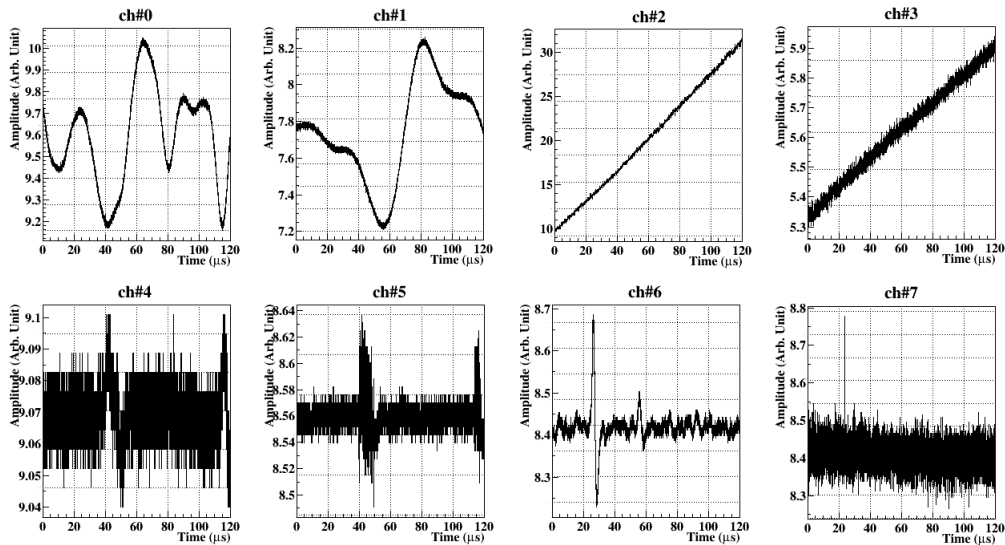


图 4.10 两个典型的噪声事例的原始波形 (2)

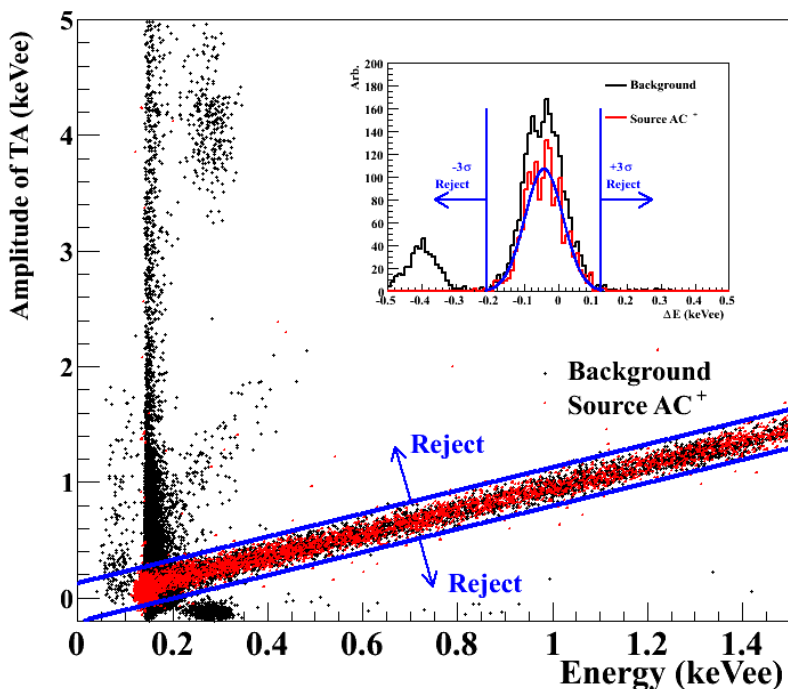


图 4.11 A_{ch2} -E cut: 本底事例（黑色）和放射源 AC^+ 事例（红色）的 A_{ch2} -E 分布：纵轴为 $ch\#2$ 相对幅度 A_{ch2} 刻度的能量，横轴为 $ch\#0$ 波形部分积分 Q 刻度的能量

(2) Ped cut 与 Pedit cut: $ch\#0$ - $ch\#3$ 波形的前沿基线与后沿基线

信号的基线分布反映了系统的噪声水平，是能量无关的。以 $ch\#0$ 为例，分别画出 $ch\#0$ 通道的前沿基线 Ped 和后沿基线 $Pedit$ 与能量的二维散点图，如图 4.12 所示，其中黑色为本底事例，红色为随机触发事例。使用高斯函数对随机触发事例的基线分布进行拟合，然后以 $\pm 3\sigma$ 为标准去除基线异常的本底事例。这部分事例集中在能量阈值附近，大多是由前放放电重置过程导致的。其它通道类似。

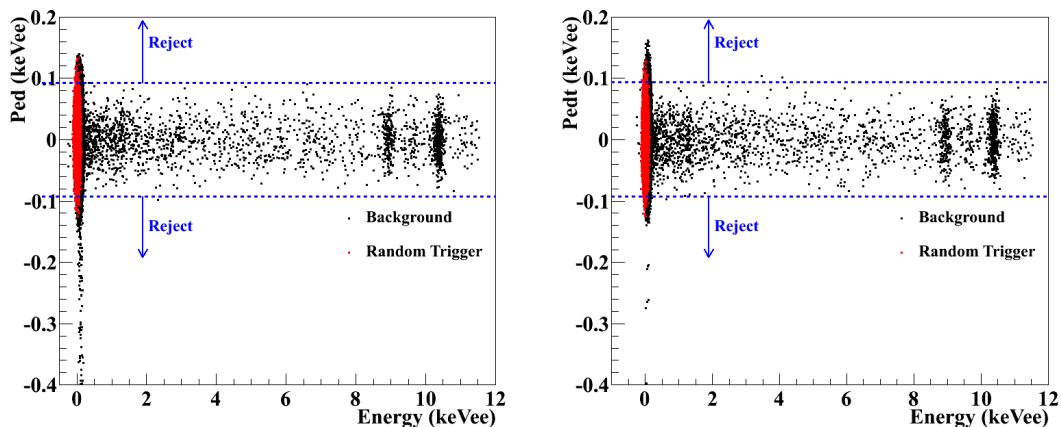


图 4.12 Ped cut 与 Pedit cut: $ch\#0$ 通道的前沿基线和后沿基线与能量的二维散点图

(3) A_{min} cut: ch#0-ch#3 波形幅度最小值

信号波形的幅度最小值 A_{min} 反应了基线以及噪声水平的大小, A_{min} cut 是对 Ped cut 和 Pedt cut 的补充。以 ch#0 为例, 画出 ch#0 通道波形幅度最小值与能量的二维散点图, 如图 4.13 所示, 其中黑色为本底事例, 红色为放射源 AC^+ 事例。可以看出 AC^+ 事例的 A_{min} 绝大部分都分布在一水平带上, 仅在阈值附近有部分本底事例发生偏离。使用高斯函数对 AC^+ 事例的 A_{min} 分布进行拟合, 然后以 $\pm 3\sigma$ 为标准去除 A_{min} 异常的本底事例, 利用放射源 AC^+ 进行效率修正。其它通道类似。

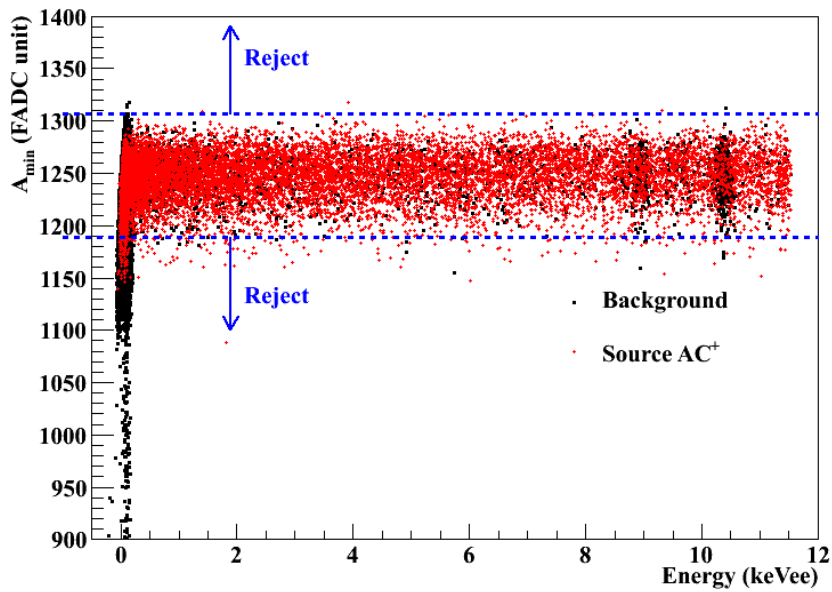


图 4.13 A_{min} cut: ch#0 通道波形幅度最小值 A_{min} 与能量的二维散点图, 其中黑色为本底事例, 红色为放射源 AC^+ 事例

(4) T_{max} cut: ch#0-ch#1 波形幅度最大值时刻

如图 4.15 所示, 为 ch#0 通道波形幅度最大值时刻 T_{max} 与能量的二维散点图, 其中黑色为本底事例, 红色为放射源 AC^+ 事例。由于采用了前沿恒定幅度甄别的触发方式, 因此该分布是能量相关的, 低能区 T_{max} 会向下弯曲^[83]。

对于 CDEX-1B 所使用的成形放大器, 设置为高斯成形, 输出波形形状近似为高斯分布。对于理想的高斯分布波形,

$$A(t) = Ped + (A_{max} - Ped) \cdot \exp\left(-\frac{(t - t_0 - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4-4)$$

其中 $A(t)$ 为 t 时刻波形幅度值, Ped 为波形基线, A_{max} 为波形幅度最大值, $t_0 = 40 \mu s$ 为 DAQ 设置的触发时刻, μ 和 σ 为高斯函数的两个参数, 与成形放大器的参数设

置有关, 这里 $\mu = 6 \mu\text{s}$ 。

为求得波形幅度最大值时刻 T_{max} 随能量的关系, 令 $A_{max} = A_{max}(E)$, $t = T_{max}(E)$, $A(t) = c_0$ 为甄别器的阈值为常数, 则上式 (4-4) 可写为

$$T_{max}(E) = \sqrt{2}\sigma\sqrt{\ln(A_{max}(E)) - \ln(c_0 - \text{Ped})} + \mu + t_0 \quad (4-5)$$

假设系统稳定运行, 则 c_0 和 Ped 为常数, 于是上式可简化为

$$T_{max}(E) = p_0\sqrt{\ln(A_{max}(E)) - \ln(p_1)} + p_2 \quad (4-6)$$

其中 p_0 、 p_1 和 p_2 为待定参数, 可由数据拟合得出。如图 4.14 所示, 黑色数据点为使用放射源 AC^+ 事例不同能量段的 T_{max} 分布平均值, 对这些进行拟合。由于放大器的输出波形并不是标准的高斯分布形状, 而且系统运行时阈值和基线可能有微小抖动, 因此需要增加两个修正项才能跟数据很好的吻合:

$$T_{max}(E) = p_0\sqrt{\ln(A_{max}(E)) - \ln(p_1)} + p_2 + p_3 \cdot A_{max}(E) + \frac{p_4}{A_{max}(E)} \quad (4-7)$$

由于电子学噪声的影响, 物理事例的 T_{max} 分布会在上述分布的基础上展宽成一条带。阈值附近有大量的电子学噪声并不符合上述分布。因此调节上述公式中的参数, 上下移动这条曲线, 使得能够尽可能多的保留物理事例的同时去除尽可能多的噪声。图 4.15 是 $\text{ch}\#0$ 通道的 T_{max} cut 曲线, $\text{ch}\#1$ 通道的分布曲线类似。这个 cut 是能量相关的筛选, 因此使用放射源 AC^+ 事例进行效率修正。

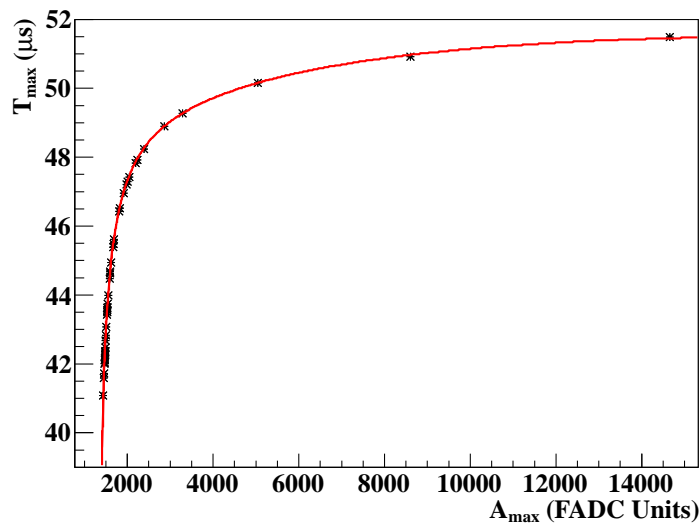


图 4.14 使用式 (4-7) 对放射源 AC^+ 事例不同能量区间 T_{max} 分布平均值的拟合结果

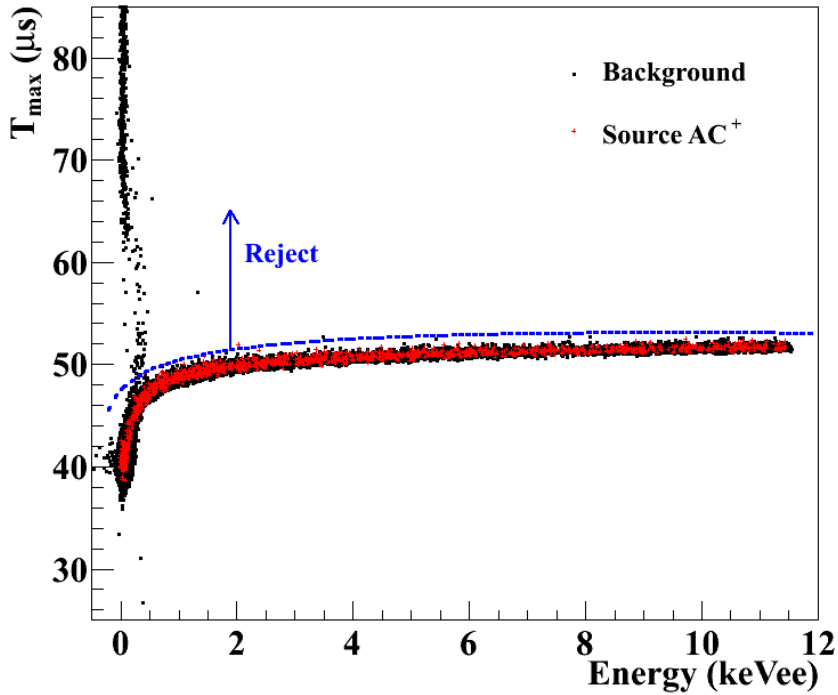


图 4.15 T_{max} cut: ch#0 通道波形幅度最大值时刻 T_{max} 与能量的二维散点图，其中黑色为本底事例，红色为放射源 AC^+ 事例

(5) $A_{max0}-A_{max1}$ cut: ch#0-ch#1 波形幅度最大值相关性

如图 4.16 所示，为 ch#0 和 ch#1 通道波形幅度最大值间的二维分布，其中黑色为本底事例，红色为放射源 AC^+ 事例。 $A_{max0}-A_{max1}$ 服从线性分布，由于电子学噪声的原因扩展为一条带。值得说明的是，在能量阈值附近，ch#0 通道波形幅度最大值 A_{max0} 由于甄别器阈值的原因被“切掉”了一部分而表现为“半椭圆形”分布。远离噪声边沿的高能区域，线性关系符合的很好，在噪声边沿附近及以下，大量的噪声事例分布偏离了线性关系。放射源 AC^+ 数据中噪声所占的比例比本底中噪声所占的比例小很多，因此噪声边沿更低。沿着本底事例 $A_{max0}-A_{max1}$ 分布的噪声边沿选择一条直线，去除噪声边沿以下的噪声信号，然后利用放射源 AC^+ 事例进行效率修正。

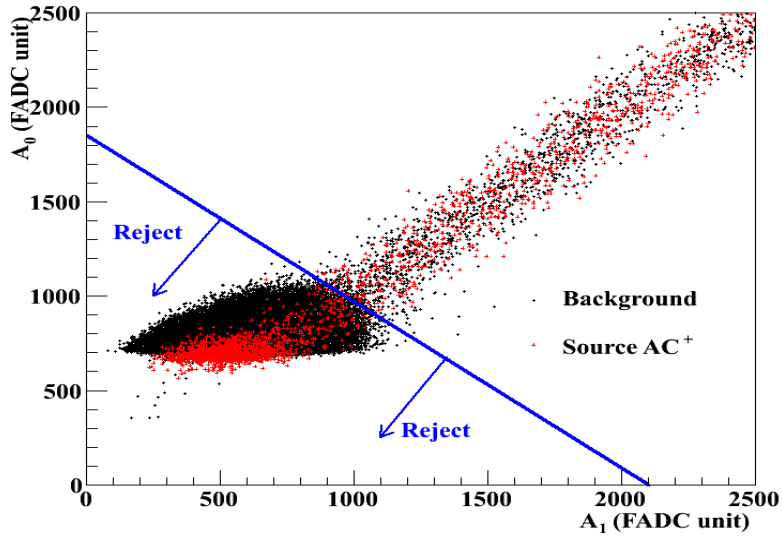


图 4.16 $A_{max0}-A_{max1}$ cut: ch#0 和 ch#1 通道波形幅度最大值 $A_{max0}-A_{max1}$ 的二维分布, 其中黑色为本底事例, 红色为放射源 AC^+ 事例

图 4.17画出了物理事例筛选过程中本底能谱的变化。其中黑色为本底自触发事例的原始能谱, 红色的为增加 $A_{ch2}-E$ cut 之后的本底能谱, 蓝色为增加其他波形筛选条件 (Ped 、 $Pedt$ 、 A_{min} 、 T_{max} 、 $A_{max0}-A_{max1}$ cuts) 以及去除符合事例 (AC^+) 之后的本底 AC^- 能谱。另外, 粉色的为简单的体事例筛选条件下的 AC^- 体事例能谱 (详见 4.3 节)。为了表示各个 cut 的效果, 图 4.17 没有考虑效率修正以及系统误差, 将在第 4.4 节中详细讨论。

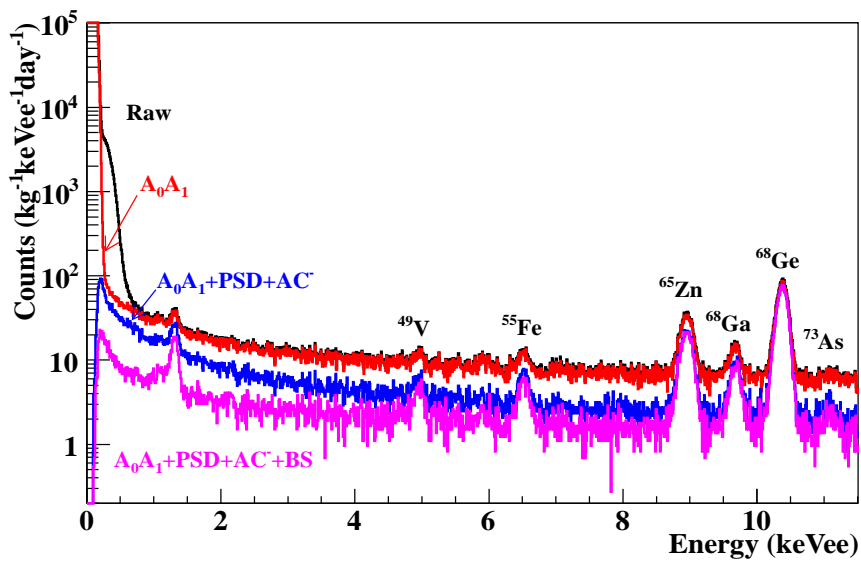


图 4.17 物理事例筛选过程中各步得到的本底能谱。注意到这里还没有考虑效率修正以及系统误差, 将会在 4.4 节中详细讨论

4.3 体/表事例甄别

CDEX-1B 实验中所用的点电极高纯锗探测器为 p 型高纯锗探测器，表面的 N^+ 电极的制作采用了锂扩散技术，在表面存在一定厚度的死层和过渡层。在死层和过渡层区域，电场强度较弱，载流子漂移速度慢，在漂移过程中容易被俘获损失掉，最终导致电荷收集不完全，测量到的能量低于真实的沉积能量。相对地，发生在灵敏体积内部的事例产生的电荷则可以被全部收集，并且有较快的上升时间。按照事例的能量沉积位置不同，可以将事例分为体事例（Bulk Event）与表面事例（Surface Event）。图 4.18 为两个能量为 2 keV 的体事例与表面事例的原始波形，可以看出相对于体事例，表面事例的上升时间更长。其中，上升时间（rise time）定义为脉冲幅度达到最大幅度 5%-95% 的时间间隔，用 τ 表示（见 4.2.2 节）。

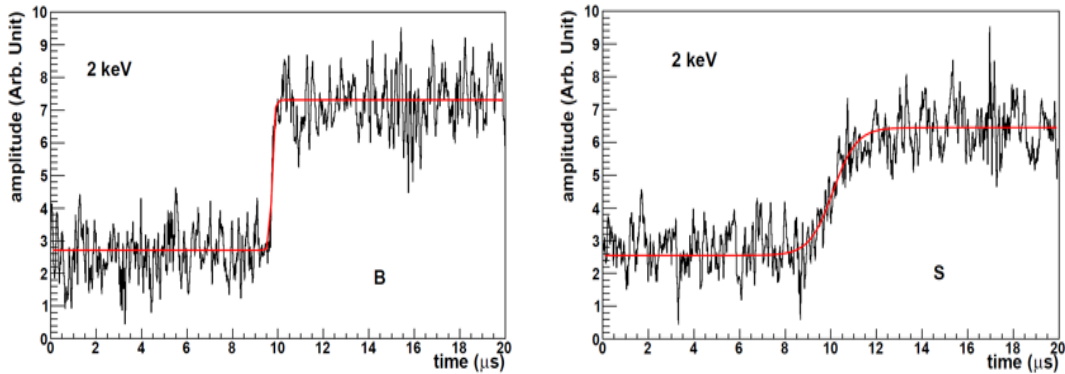
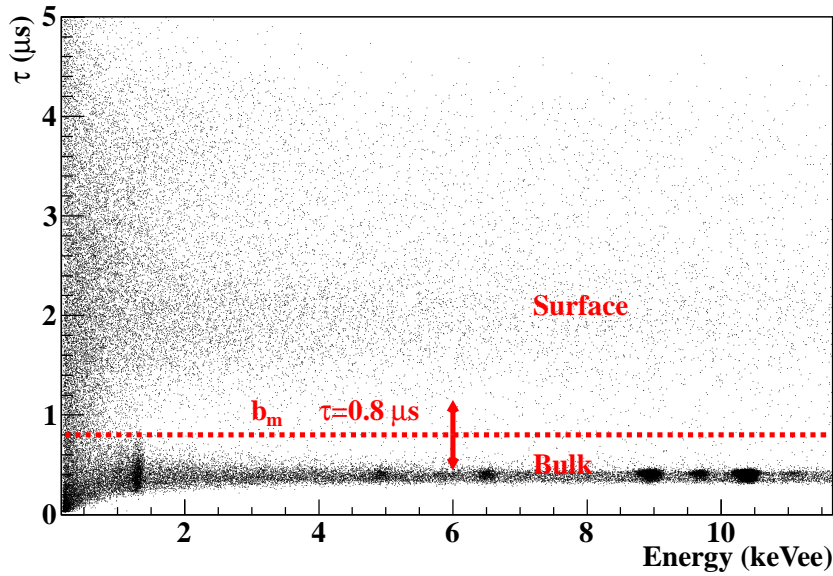


图 4.18 能量为 2 keV 的体事例和表面事例的原始波形，红线为使用 tanh 函数对波形进行拟合的结果

由于表面事例的能量损失大小与粒子打入死层的深度以及死层内电场分布有关，很难准确的进行能量修正。因此需要将表面事例筛选并去除。同时还要对灵敏体积进行修正，我们使用 ^{133}Ba 测量了 CDEX-1B 的死层厚度，分析结果显示 CDEX-1B 的死层厚度为 $0.88 \pm 0.12 \text{ mm}$ ^[85]，与 Canberra 公司提供的说明文件中给出的数值 1 mm 吻合，与 CDEX-1A 中使用的高纯锗晶体死层厚度接近。

图 4.19 为本底事例的上升时间与能量的二维分布，很明显的存在两条带，分别对应体事例与表面事例。这两条带在 2 keVee 以上分布相隔明显，可以简单的用一条直线将体事例与表面事例区分开，在本分析中我们用 b_m ($\tau = 0.8 \mu\text{s}$) 这条直线来区分体事例与表面事例。图 4.17 中蓝线和粉线分别为利用 b_m 这条直线进行体事例筛选前后的本底 AC^- 事例能谱。


 图 4.19 CDEX-1B 本底 AC^- 事例的上升时间与能量的二维分布

由于电子学噪声的影响，在 2 keVee 以下两条带慢慢展宽并相互渗透，随着能量降低，表面事例所占的比例增大，而且渗透导致的体事例计数越来越多，因此需要进行效率修正。

为表述方便，测量到的（用 b_m 区分）体事例和表面事例计数分别记为 B_m 和 S_m ，修正后的真实体事例和表面事例计数分别记为 B_r 和 S_r 。于是物理事例可表示为“ $AC^{-(+)} \otimes B_{r(m)}$ ”和“ $AC^{-(+)} \otimes S_{r(m)}$ ”，其中上角标 $-(+)$ 表示反符合（符合）事例， $B_r(m)$ 或 $S_r(m)$ 表示经过体表事例修正后（前）的体事例或表面事例计数。其中，暗物质的候选事例应为“ $AC^- \otimes B_r$ ”。

为了修正得到真实的体事例计数 B_r ，CDEX-1A 使用的方法是基于探测器模拟和能谱形状的效率修正方法（Band Method）^[68,96]，随着探测器结构的复杂度提升，能量分辨和时间分辨率的提高，能量阈值的降低，该方法不再能准确的求解。因此我们重新发展了一套基于计数率比例的体事例与表面事例甄别方法（Ratio Method）^[97]，并使用新建立的 Ratio Method 对以前发表的 CDEX-1A 数据重新进行了处理，与 Band Method 的结果进行了对比，得到了一致的结果，但分析阈值可以更低^[97]。

不论是新建立的基于计数率比例的甄别方法（Ratio Method），还是以前基于探测器模拟和能谱形状的效率修正方法（Band Method），两者都是采用放射源刻度数据来对本底数据的体事例/表面事例甄别进行修正的，因此首先对放射源样品和本底的上升时间分布进行一致性检查。

4.3.1 上升时间一致性检查

只收集电离信号的高纯锗探测器没有粒子甄别能力^[98]，无法区分电子反冲和核反冲，因此不能从波形上区分入射粒子的类型（电子、 γ 射线、或中子）。最近有研究指出 n/γ 在高纯锗中发生能量沉积，其上升时间有微弱的区别，在 ~ 10 ns 量级^[99]。高纯锗中体事例的上升时间 τ 一般在 $\sim 1 \mu\text{s}$ 量级，RMS 也在 $\sim 1 \mu\text{s}$ 量级，目前时间分辨率的精度下还无法进行粒子甄别。实验数据也证实了这一点，即不同放射源（ γ 源或中子源）产生的相同能量体事例的上升时间分布相同^[97]。

如图 4.20 所示，为高能区 5.0–5.5 keVee，不同放射源（ ^{60}Co 、 ^{137}Cs 、 ^{241}Am ）与本底事例 AC^- 、 AC^+ 间的上升时间分布对比结果。其中，

(1) 左图 (a) 按照体事例分布部分 ($-0.425, -0.225$) 归一，可以看到不同放射源的体事例上升时间与本底事例的分布一致。但是本底事例 (AC^- 及 AC^+) 在 Bulk 上升时间分布的左侧略有不同，后续分析显示其为一类上升时间更快的超快事例 (Very-Bulk 事例)，电场模拟发现这类事例发生在 P^+ 点电极面附近电场较强的区域；我们在本分析中暂不处理这部分 Very-Bulk 事例，需要进一步研究（详见 6.1.2）。

(2) 右图 (b) 按照表面事例分布部分 ($\log_{10}(0.9), \log_{10}(5.0)$) 归一，可以看到在表面事例分布左侧一致，右侧不一致，看起来分布不完全相同，尤其对于低能 γ 源 (^{241}Am) 和高能 γ 源 (^{60}Co 、 ^{137}Cs)，原因是能量沉积在表面死层时载流子需要一定的时间漂移至灵敏区域，而不同能量的粒子入射时能量沉积点在死层内的位置分布不同，从而有不同的漂移时间以及不同的波形。因此，对于能量大于 1 keVee 时，来源于高能 γ 源、低能 γ 源的表面事例，其上升时间分布会有所不同。

另外可以看到，高能放射源 (^{60}Co 、 ^{137}Cs) 在超慢区域 (τ 非常大的区域，定义为 Very-Surface 事例) 与低能放射源 (^{241}Am) 的上升时间分布存在微小的差异，本底 AC^- 和 AC^+ 事例的上升时间分布则更接近于高能 γ 源的分布，这表明本底 AC^- 和 AC^+ 事例的来源比较复杂，主要是高能 γ 源的贡献，但是也有低能 γ 源的贡献。

在输入 Ratio Method 进行体/表事例甄别之前，需要先将这些上升时间分布不一致的部分去除。在使用分布一致的部分进行修正以后，再将这部分 Very-Surface 事例加回到表面事例中。这是因为这部分事例大多是表面事例，后续分析解出的上升时间 PDF (Probability Distribution Function, 概率密度分布函数) 可以看出体事例泄露至该区域的比例很小，几乎可以忽略；而且我们需要计算的是体事例与表面事例之间的渗透，因此需要重点考虑的是表面事例中靠近体事例一侧的分布。在 CDEX-1B 分析中，使用的 Very-Surface 事例定义为 $\tau > 1.6 \mu\text{s}$ ，即 $\log_{10}(\tau) > \log_{10}(1.6 \mu\text{s})$ 。

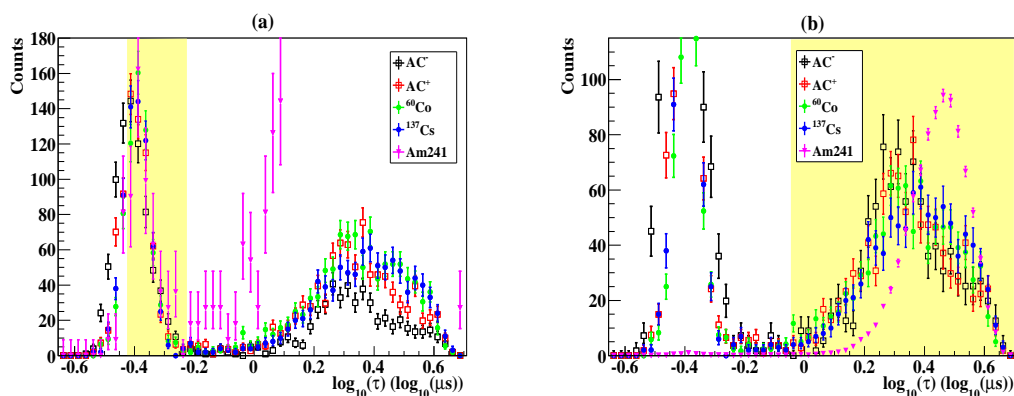


图 4.20 放射源样品与本底事例的上升时间对比-高能区（5.0–5.5 keVee），横坐标为 $\log_{10}(\tau(\mu\text{s}))$ ，黄色阴影为归一化区间：(a) 按照体事例分布部分归一（ $-0.425, -0.225$ ）；(b) 按照表面事例左侧部分归一（ $\log_{10}(0.9), \log_{10}(5.0)$ ）

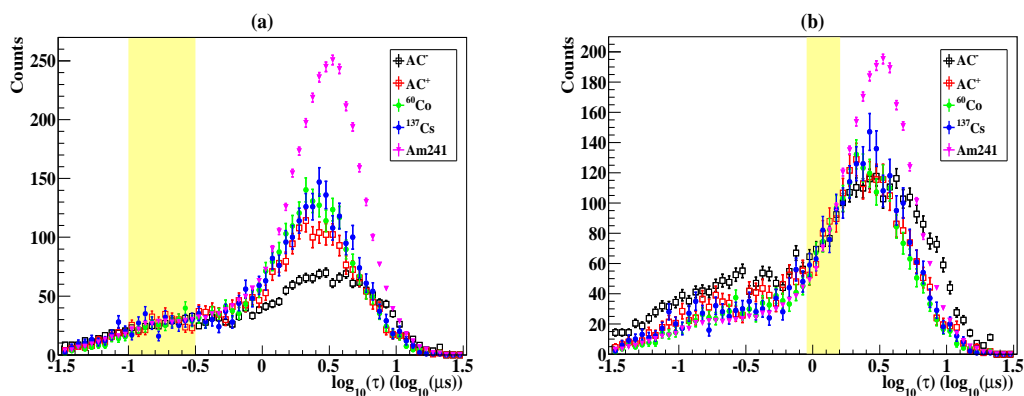


图 4.21 放射源样品与本底事例的上升时间对比-低能区（0.2–0.4 keVee），横坐标为 $\log_{10}(\tau(\mu\text{s}))$ ，黄色阴影为归一化区间：(a) 按照体事例分布部分归一（ $-1.0, -0.5$ ）；(b) 按照表面事例左侧部分归一（ $\log_{10}(0.9), \log_{10}(1.6)$ ）

如图 4.21 所示，为低能区 0.2–0.4 keVee，不同样品（ ^{60}Co 、 ^{137}Cs 、 ^{241}Am ）与本底事例 AC^- 、 AC^+ 间的上升时间对比结果。其中，

(1) 左图 (a) 按照体事例分布分布（ $-1.0, -0.5$ ）归一，可以看到不同样品与本底事例的体事例上升时间分布一致。

(2) 右图 (b) 按照表面事例分布部分（ $\log_{10}(0.9), \log_{10}(1.6)$ ）归一，可以看到在表面事例分布左侧一致，右侧不一致的部分同样按照 Very-Surface 去除。值得注意的是，由于 ^{241}Am 衰变放出的 γ 射线的能量为 59.5 keV，较难穿透死层，因此在 2 keV 以下我们测量得到的 ^{241}Am 事例均为表面事例（图 4.22），于是可以使用 ^{241}Am 的上升时间分布作为表面事例的上升时间分布 PDF 来对 Surface 计数进行限定，防止 Bulk 计数被高估。尽管在低能区对比时我们看到不同能量样品的低能事例沉积在死层内的深度差异会导致上升时间 PDF 有所差异，但是利用波形模

拟的方式可以证明在近阈值附近能量区域电子学噪声的影响会使得他们无法分辨 (图 4.23), 导致我们得到一样的上升时间分布, 因此用 ^{241}Am 的上升时间分布来作为 Surface 事例上升时间 PDF 是合理的。

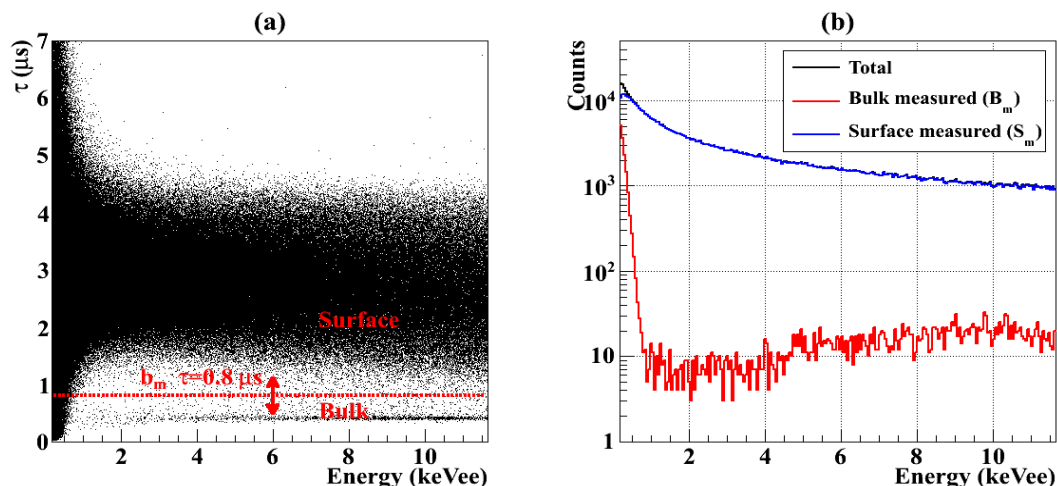


图 4.22 (a) ^{241}Am 的上升时间与能量二维分布; (b) 使用 b_m ($\tau = 0.8 \mu\text{s}$) 筛选出的体事例能谱与表面事例能谱。可以看到在 2 keV 以下, ^{241}Am 的体事例能谱计数已经接近于 0, 与表面事例计数相差约 3 个数量级。因此 ^{241}Am 的上升时间分布可以作为表面事例的上升时间分布

探测器波形模拟的核心思想是: 在高能区, 取多个物理事例的波形叠加计算出平均波形, 将电子学噪声的影响“平均”滤除掉。然后将波形幅度按照能量大小缩放至低能区 (如 0.6 keV), 然后叠加随机噪声再进行上升时间计算, 就可以得到低能区对应两个能量沉积位置的上升时间分布。

图 4.23 是高能区和低能区波形模拟的结果。其中, 红色和蓝色虚线表示能量为 10.37 keV 的事例沉积到探测器内两个不同位置时的上升时间分布, 展宽是因为电子学噪声导致的。两个分布可分辨的原因已经在第 3.3 节讨论过, 上升时间分布由电场分布和电子学噪声共同决定, 在较高能量 ($>8 \text{ keVee}$) 时, 电场分布占主导作用 (见图 3.7), 因此探测器内不同能量沉积位置的电场分布差异会导致 Bulk 上升时间分布的差异, 在模拟和实验上也确实观察到了点电极附近事例与远离点电极区域的事例的原始波形间的差异 (见 6.1.2), 这种差异会导致在上升时间拟合时得到的上升时间分布有所差异。

图 4.23 中的红色和蓝色实线是分别对探测器内两个不同位置的 0.6 keV 事例模拟得到的上升时间分布, 带误差棒的黑色数据点是本底数据的 AC^- 在该能量区域的上升时间分布。可以看到, 对于本质上上升时间不同且在高能区可分辨的两事例, 在低能区由于电子学噪声的影响, 其差异已无法分辨。

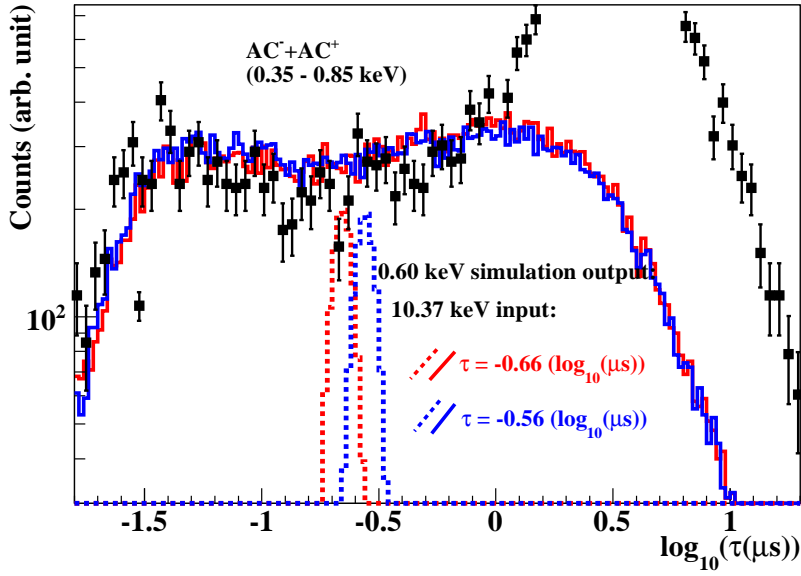


图 4.23 探测器波形模拟与本底数据的对比：带误差棒的黑色数据点是本底数据的 AC^- ，红色虚线和蓝色虚线分别对应两个发生在探测器不同位置的 10.37 keV 的体事例上升时间分布，计算多个事例的平均波形，然后缩放至低能区（0.6 keV），叠加随机电子学噪声再进行上升时间计算，分别得到红色实线和蓝色实线的分布。可以看到，对于本质上上升时间不同且高能区可分辨的两事例，在低能区由于电子学噪声的影响，其差异已无法分辨

能量小于 1 keV 时，电子学噪声对波形上升时间的影响不能忽略。来源于不同放射源的物理事例，即使真实的上升时间尽管会有所差别，也会在电子学噪声的影响下分布趋于一致。因此如前所述，我们在本次分析中不处理 Very-Bulk 事例的做法并不影响我们的物理目标。综上，在我们所关注的低能量区域，不同刻度源产生的体事例和表面事例都具有相同的上升时间分布。

4.3.2 基于 Ratio 的体/表事例甄别方法

本分析中使用放射源刻度数据和本底 AC^+ 、 AC^- 数据，用下标 i 表示。分析目的是得到某能量 bin 中体事例计数 $B_{ri}(E)$ 和表面事例计数 $S_{ri}(E)$ 。而体事例/表面事例计数与体事例和表面事例的上升时间分布的 PDF 有关，上升时间分布 PDF 一般是能量和上升时间的函数，可以分别表示成 $N_{Bi}(E, \tau)$ 和 $N_{Si}(E, \tau)$ 。于是真实的体事例和表面事例计数可以表示为：

$$B_{ri}(E) = \int_{all \tau} N_{Bi}(E, \tau) d\tau, \quad S_{ri}(E) = \int_{all \tau} N_{Si}(E, \tau) d\tau \quad (4-8)$$

当 i 表示经过电子学噪声去除、符合事例去除、效率修正之后的 AC^- 时， $B_{ri}(E)$ 即为暗物质候选事例的能谱。

在 4.3.1 节, 我们已经对不同放射源刻度数据和本底数据中的上升时间分布一致性进行了检查, 证明了在高能区或低能区, 都有相同的上升时间分布。因此可以假设体事例和表面事例的上升时间的 PDF (Probability Distribution Function, 概率密度分布函数) 分别为 $f_B(E, \tau)$ 和 $f_S(E, \tau)$, 那么

$$\begin{aligned} N_{Bi}(E, \tau) &= \beta_i(E) f_B(E, \tau) \\ N_{Si}(E, \tau) &= \xi_i(E) f_S(E, \tau) \end{aligned} \quad (4-9)$$

其中 $\beta_i(E)$ 和 $\xi_i(E)$ 是与 τ 无关的比例系数, 他们正比于真实的体事例计数 $B_{ri}(E)$ 和表面事例计数 $S_{ri}(E)$ 。

于是第 i 个样品的计数可写为

$$N_i(E, \tau) = N_{Bi}(E, \tau) + N_{Si}(E, \tau) = \beta_i(E) f_B(E, \tau) + \xi_i(E) f_S(E, \tau) \quad (4-10)$$

为了得到真实的体表事例计数 $N_{Bi}(E, \tau)$ 与 $N_{Si}(E, \tau)$, 上式 (4-10) 需要增加限制条件才能求解。例如, CoGeNT 实验组^[67] 中假设了 $f_B(E, \tau)$ 和 $f_S(E, \tau)$ 的形式, TEXONO^[96] 以及 CDEX-1A^[68,69] 分析时通过模拟给出了刻度样品 $\int N_{Bi}(E, \tau) d\tau$ 的值。

由式 (4-9) 可以看出, 不同刻度样品的体事例与表面事例计数的比例可以提供所需要的限制条件。这也正是 Ratio Method 名字的由来。对于确定的能量和上升时间 bin (E, τ) , 比例系数是与上升时间 τ 无关的。

$$\frac{N_{Bi}(E, \tau)}{N_{Bj}(E, \tau)} = \frac{\beta_i(E)}{\beta_j(E)}, \quad \frac{N_{Si}(E, \tau)}{N_{Sj}(E, \tau)} = \frac{\xi_i(E)}{\xi_j(E)} \quad (4-11)$$

因此我们可以选取一段相对纯净的体事例区域和表面事例区域, 将计数 $N_i(E, \tau)$ 按照 τ 积分, 得到比例系数 $\beta_i(E)$ 和 $\xi_i(E)$:

$$\begin{aligned} \beta_i(E) &= \int_{b_0}^{b_1} N_{Bi}(E, \tau) d\tau \approx \int_{b_0}^{b_1} N_i(E, \tau) d\tau \\ \xi_i(E) &= \int_{s_0}^{s_1} N_{Si}(E, \tau) d\tau \approx \int_{s_0}^{s_1} N_i(E, \tau) d\tau \end{aligned} \quad (4-12)$$

如图 4.24 所示, 为上升时间与能量二维分布关系图 (数据来源于 TEXONO^[100])。其中蓝框 ($\tau \in [b_0, b_1]$) 和红框 ($\tau \in [s_0, s_1]$) 分别是选取的相对“纯净”的体事例区域和表面事例区域。 b_0 、 b_1 、 s_0 以及 s_1 的选取带来的系统误差在 4.4.2 节讨论。

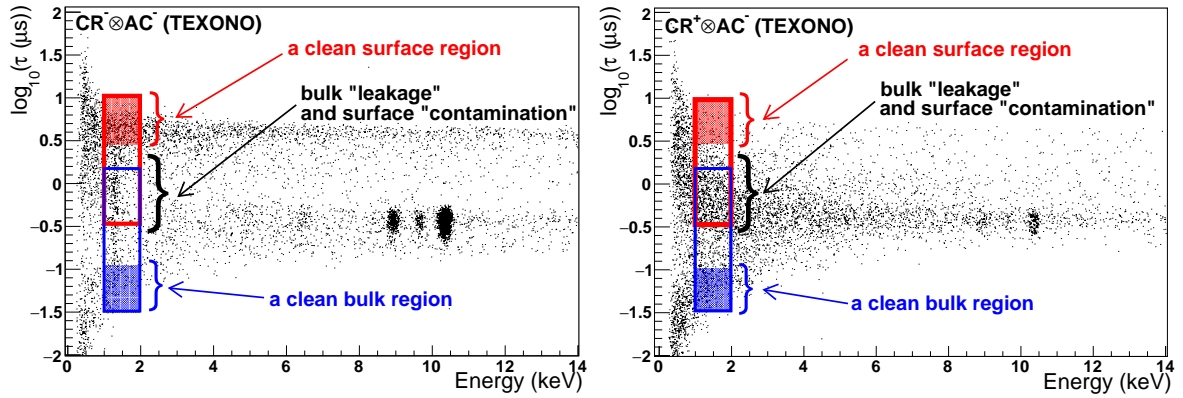


图 4.24 上升时间与能量二维分布关系图，数据来源于 TEXONO^[100]。左 (a)：宇宙线系统反符合与碘化钠探测器反符合之后剩下的事例 ($CR^- \otimes AC^-$)，即暗物质候选事例；右 (b)：宇宙线系统符合和碘化钠探测器反符合事例 ($CR^+ \otimes AC^-$)，即与宇宙线相关的高能事例；蓝色区域和红色区域分别是相对纯净的体事例和表面事例分布区域。在两区域重叠的部分有体事例和表面事例的渗透

实际上，我们对 $f_B(E, \tau)$ 和 $f_S(E, \tau)$ 的绝对值并不感兴趣，我们真正感兴趣的是体表事例的积分计数率，即 $\beta_i(E)f_B(E, \tau)$ 和 $\xi_i(E)f_S(E, \tau)$ 。对于最简单的情形，即有两种刻度样品时，下标分别标记为 0 和 1，可以解出：

$$\beta_0(E)f_B(E, \tau) = \frac{N_1(E, \tau) - [\xi_1(E)/\xi_0(E)]N_0(E, \tau)}{[\beta_1(E)/\beta_0(E)] - [\xi_1(E)/\xi_0(E)]} \quad (4-13)$$

值得说明的是，上式在 $\beta_1/\beta_0 = \xi_1/\xi_0$ 时无解，即对于体事例与表面事例的比例完全相等的两组样品，不可以使用该方法求解。因此该方法至少需要两种体/表事例比例不同的样品才能求解。

$\beta_i(E)$ 和 $\xi_i(E)$ 的绝对值是不相关的，他们的比例才是相关的。因此来源于纯净体/表事例上升时间分布区域的计数可以代替 $\beta_i(E)$ 和 $\xi_i(E)$ 。对于多个放射源样品的情况， $\beta_i(E)f_B(E, \tau)$ 和 $\xi_i(E)f_S(E, \tau)$ 的值可以通过用 χ^2 最小化来得到：

$$\chi^2(E, \tau) = \sum_i \frac{[\beta_i(E)f_B(E, \tau) + \xi_i(E)f_S(E, \tau) - N_i(E, \tau)]^2}{\Delta N_i(E, \tau)^2} \quad (4-14)$$

由于 χ^2 的计算对于每个 (E, τ) 是分别进行的，因此该方法得到的结果各个能量 bin 之间是相互独立的。

实际上，我们选择的“纯净”的体事例和表面事例区域并不是完全没有渗透。图 4.25 是能量区间 500–700 eVee 的求解结果，可以看到体事例与表面事例在所选择的“纯净”区域存在渗透。因此需要对 $\beta_i(E)$ 和 $\xi_i(E)$ 的初始值进行修正，利用首次求解出的 $\beta_i(E)f_B(E, \tau)$ 和 $\xi_i(E)f_S(E, \tau)$ 进行修正：

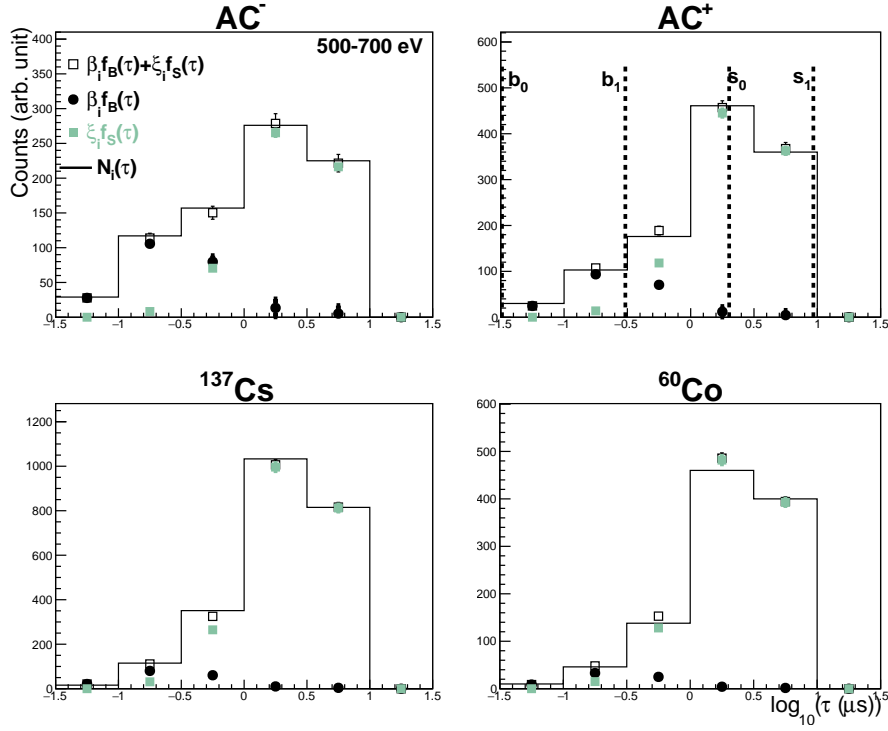


图 4.25 AC^- 、 AC^+ 、 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 联合求解出的 0.5–0.7 keVee 能量区间体事例分布与表面事例分布，横轴为上升时间 $\log_{10}(\tau(\mu\text{s}))$ 。其中直方图为测量到的分布，蓝点与红点分别为 χ^2 最小化得到的体事例分布和表面事例分布，空心方框为二者之和^[97]

$$\begin{aligned}\beta_i^{(n)}(E) &= \beta_i^0(E) - \int_{b_0}^{b_1} \xi_i^{(n-1)}(E) f_S^{(n-1)}(E, \tau) d\tau \\ \xi_i^{(n)}(E) &= \xi_i^0(E) - \int_{s_0}^{s_1} \beta_i^{(n-1)}(E) f_B^{(n-1)}(E, \tau) d\tau\end{aligned}\quad (4-15)$$

其中 $\beta_i^0(E)$ 和 $\xi_i^0(E)$ 为式 (4-12) 中比例因子的初始值， $f_B^{(n-1)}(E, \tau)$ 和 $f_S^{(n-1)}(E, \tau)$ 为第 $(n-1)$ 次循环中最小化 χ^2 得到的体事例和表面事例的上升时间分布。经过 n 次迭代修正之后，体事例与表面事例的计数分别为

$$\begin{aligned}B_{ri}(E) &= \int_{\text{all } \tau} N_{Bi}(E, \tau) d\tau = \int_{\text{all } \tau} \beta_i^{(n)}(E) f_B^{(n)}(E, \tau) d\tau \\ S_{ri}(E) &= \int_{\text{all } \tau} N_{Si}(E, \tau) d\tau = \int_{\text{all } \tau} \xi_i^{(n)}(E) f_S^{(n)}(E, \tau) d\tau\end{aligned}\quad (4-16)$$

我们对比了进行 10 次迭代修正和 100 次迭代修正的结果，给出的结果差异很小，小于 0.01%。因此在本分析中我们进行了 10 次迭代循环。同时，迭代修正的次数作为系统误差的一项来源。

为了验证 Ratio Method 的可靠性，我们首先对 CDEX-1A 已发表物理结果^[68,69]使用的数据进行了重新处理。图 4.26 中黑色数据点为 Ratio Method 方法分析得到的 CDEX-1A 的 $AC^- \otimes B_r(E)$ 能谱，红色数据点为 CDEX-1A 采用 Band Method 分析发表的结果。可以看到，Ratio Method 给出了与之前分析（Band Method）一致的结果，并且将分析阈值下推了 25 eV。

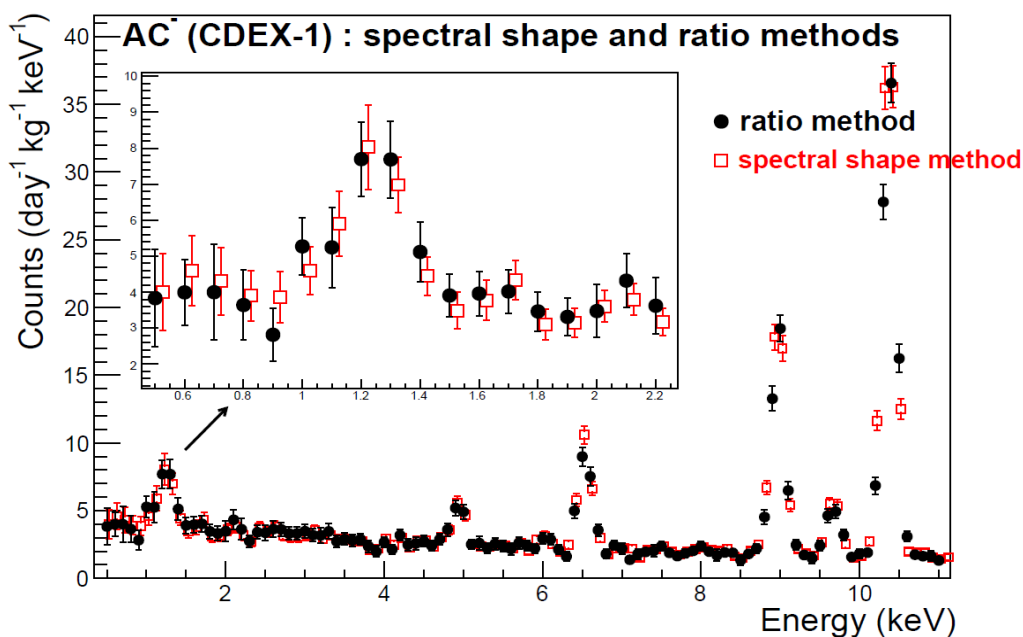


图 4.26 Ratio Method 与 Band Method 对 CDEX-1A 数据分析得到的 $AC^- \otimes B_r(E)$ 比较^[97]

表 4.2 不同体事例甄别方法的比较

实验	甄别方法	假设	缺点
CoGeNT	Maximum Likelihood ^[67]	基于假设的上升时间分布 PDFs: $f_B(E, \tau)$ 和 $f_S(E, \tau)$	PDF 没有太强的依据，且结果对 PDF 形式敏感
CDEX-1A、TEXONO	Band Method ^[68,69,96]	基于模拟得到的 $\int B(E)f_B(E, \tau)d\tau$	探测器模拟不确定性、无法适用于更低阈值
CDEX-1B	Ratio Method ^[97]	基于上升时间分布 PDF 和计数率比例	需要足够统计量

Ratio Method 相比于 Band Method 系统误差更小，可以适用于更低的分析阈值，而且不依赖于探测器模拟和放射源刻度的实验数据。除此之外，还可以对探测器进行长期稳定性监测，不必将本底取数停下来进行放射源刻度实验，对未来阵列化系统长期稳定运行非常有利。最重要的是，在 CDEX-1B 实验系统硬件阈值足够低的情况下，Ratio Method 的应用成功的将分析阈值降至 160 eVee。

4.3.3 CDEX-1B 体/表事例甄别结果

将 Ratio Method 应用于 CDEX-1B 的数据分析, 在 4.3.1 节, 我们已经检查了不同放射源数据和本底数据的上升时间分布一致性。在 CDEX-1B 分析时, 采用的输入项包括 AC^- 、 AC^+ 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs , 以及作为纯 Surface 源项的 ^{241}Am 。图 4.27 和 4.28 分别为本底 AC^- 事例和 AC^+ 事例的上升时间与能量的二维分布, 其中红线 b_0 和 b_1 、蓝线 s_0 和 s_1 分别为所选择的“纯净”体事例区域 $[b_0, b_1]$ 和“纯净”表面事例区域 $[s_0, s_1]$, 将用来计算不同放射源间体/表事例上升时间 PDF 的比例系数^[97]。粉色虚线 b_m ($\tau = 0.8 \mu s$) 将用来计算测量到的体事例计数 B_m 和表面事例计数 S_m , 在低能区时需要修正才能得到真实的体事例计数 B_r 和表面事例计数 S_r 。

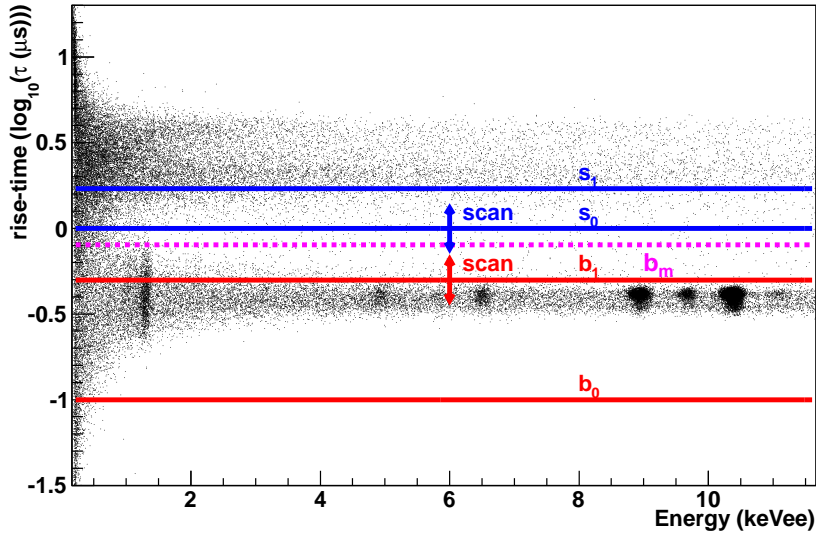


图 4.27 本底 AC^- 事例的上升时间与能量的二维分布

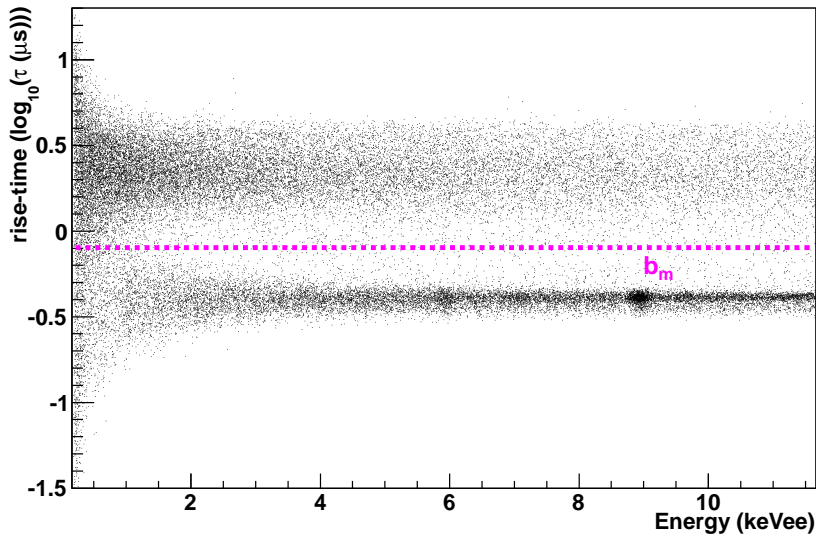


图 4.28 本底 AC^+ 事例的上升时间与能量的二维分布

图 4.29和图 4.30分别为利用 Ratio Method 在低能量区间 0.25–0.35 keVee 和 0.35–0.45 keVee 计算得到的体/表事例上升时间分布 f_B 和 f_S ，列出了所有输入源项（ AC^- 、 AC^+ 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs ）以及纯 Surface 源项 ^{241}Am 的结果。

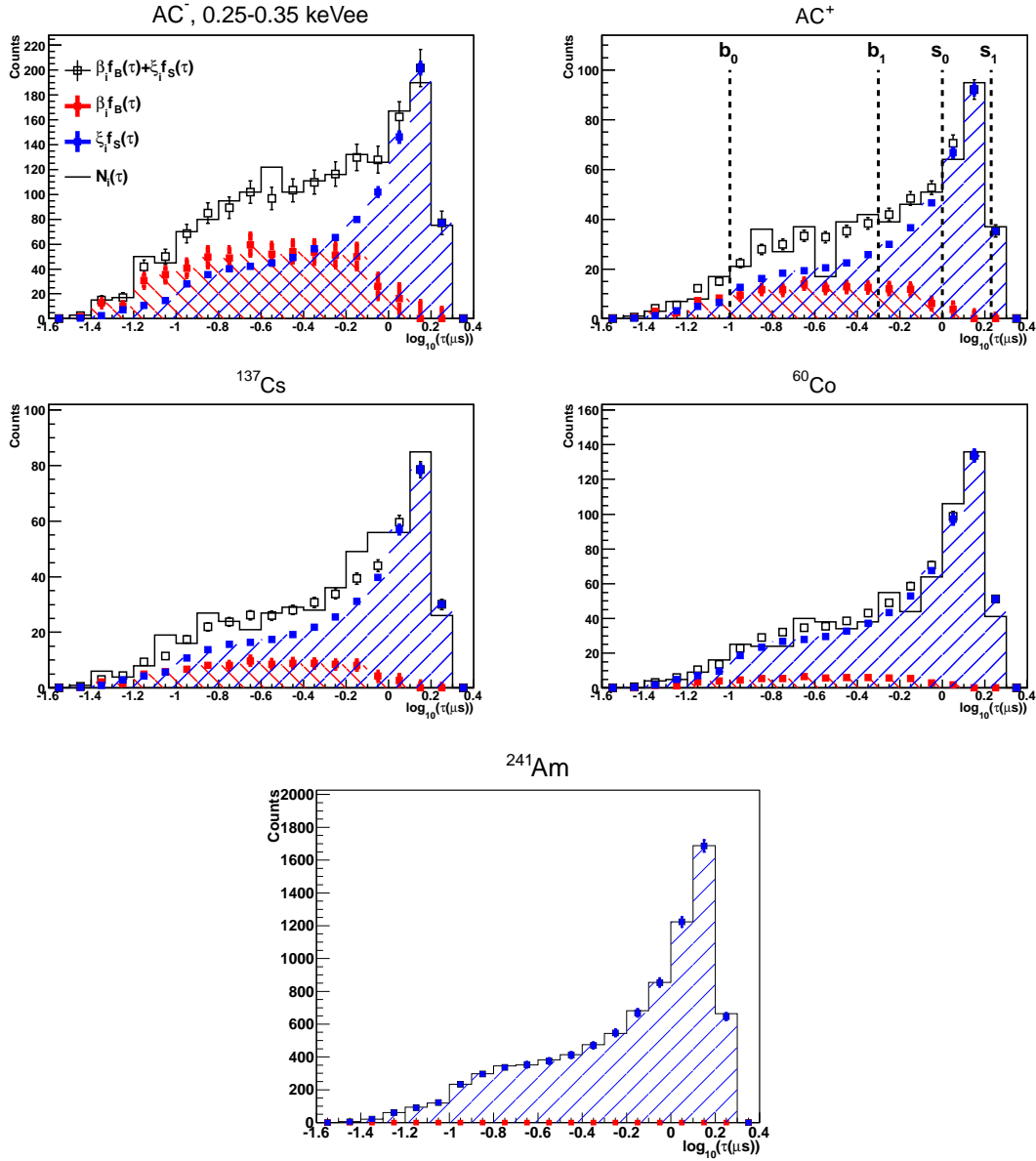


图 4.29 250–350 eVee 能量区间计算得到的体/表事例上升时间分布 f_B 和 f_S

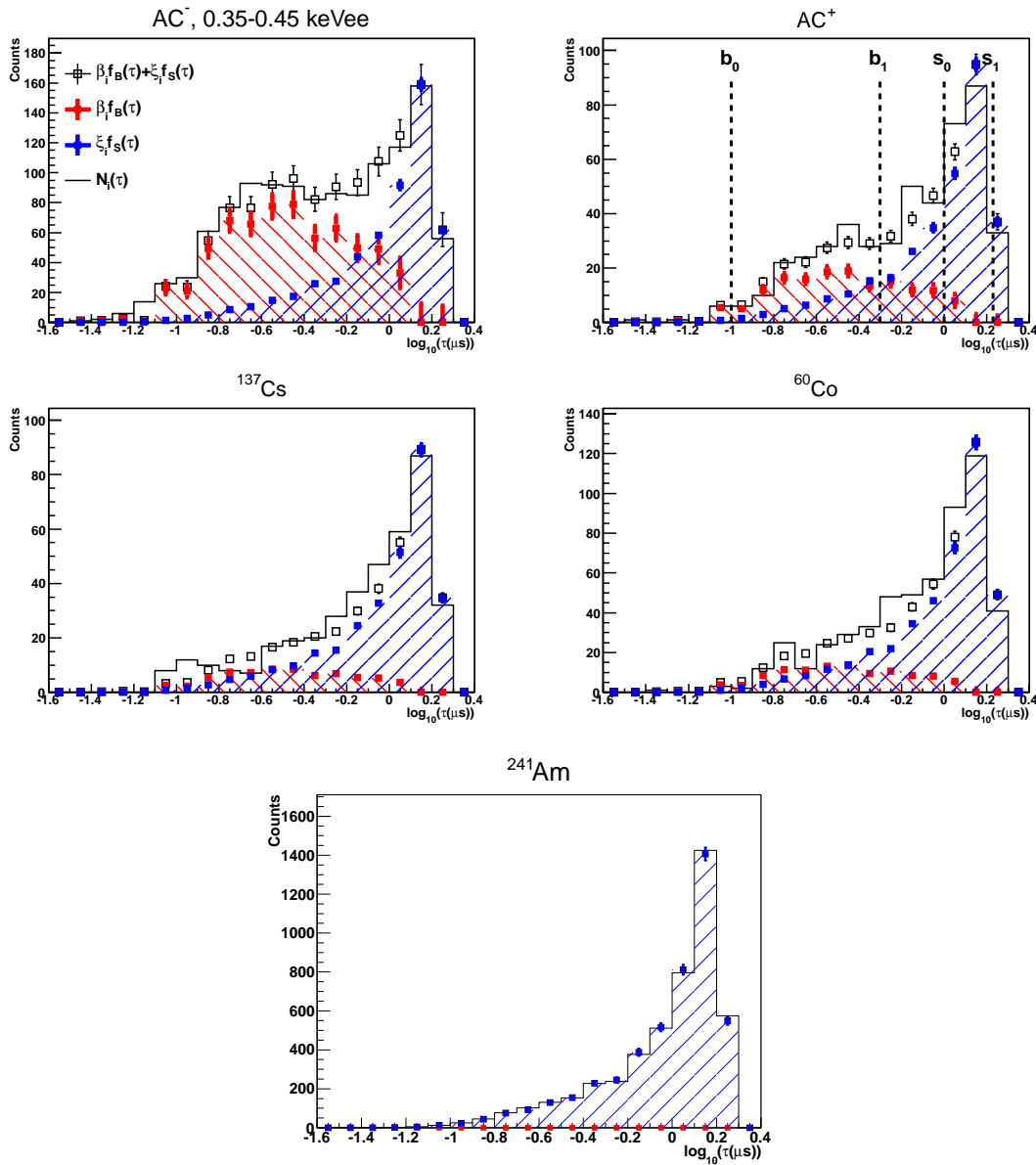


图 4.30 350–450 eVee 能量区间计算得到的体/表事例上升时间分布 f_B 和 f_S

图 4.31和图 4.32分别为修正前后的本底 AC^- 和 AC^+ 的体事例能谱，起始能量为 160 eVee，bin 宽为 50 eVee，其中黑色为 $AC^+ \otimes B_m$ ，红色为 $AC^+ \otimes B_r$ ，纵轴计数率单位为 cpkkd (count per kg per keVee per day)。可以看到体/表事例甄别在 1 keVee 以下效果明显，尤其在阈值附近， AC^- 体事例能谱从 >30 cpkkd 降低到 <10 cpkkd。

另外，在图 4.32中， $AC^+ \otimes B_r$ 能谱上可以清晰地识别到一些宇生放射性核素的特征 X 射线峰，包括 ^{68}Ga (9.66 keV)、 ^{65}Zn (8.98 keV)、 $^{57,60}\text{Co}$ (7.11 keV)、 ^{54}Mn (5.99 keV)。这些核素衰变放出特征 X 射线的同时会伴随着级联的高能 γ 射线，有一部分高能 γ 射线逃逸出 PCGe 探测器被 NaI(Tl) 反符合探测器检测到。这个结果是不平凡的，因为每个能量 bin 的处理都是相互独立的。

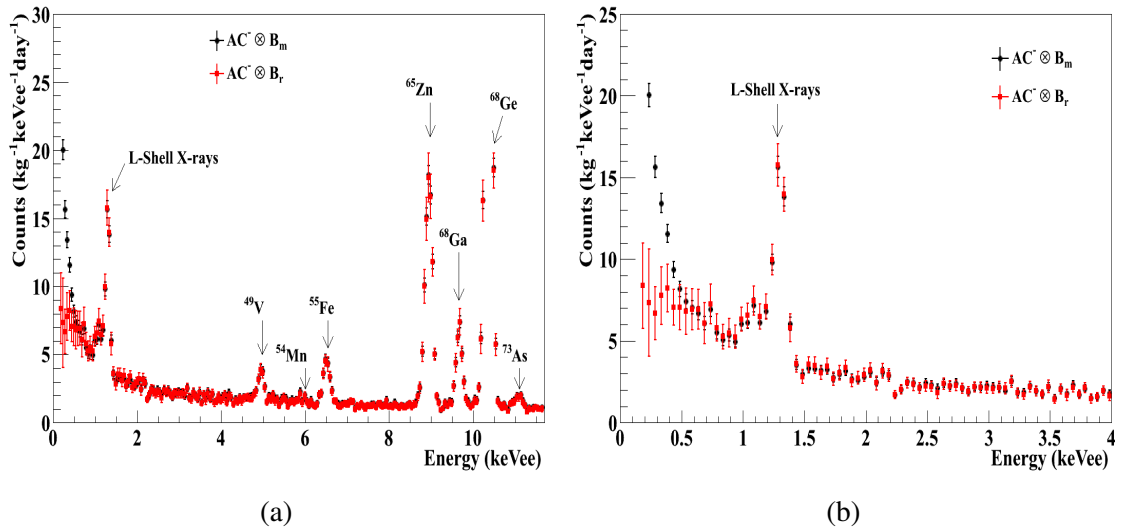


图 4.31 修正前后的本底 AC^- 体事例能谱，其中黑色为 $AC^- \otimes B_m$ ，红色为 $AC^- \otimes B_r$ ：(a) 为 0–12 keVee 的结果；(b) 为放大至低能量区 0–4 keVee 的结果

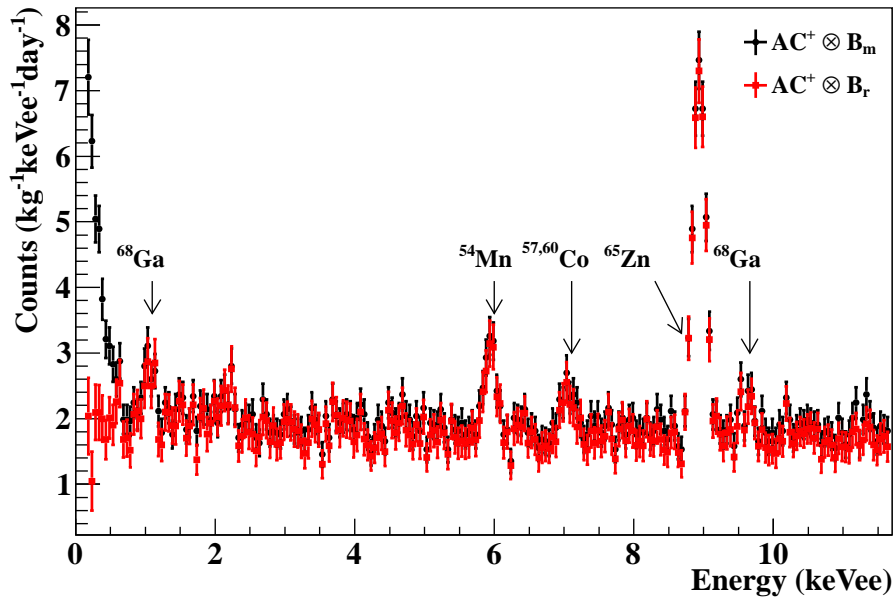


图 4.32 修正前后的本底 AC^+ 体事例能谱，其中黑色为 $AC^+ \otimes B_m$ ，红色为 $AC^+ \otimes B_r$

图 4.33和图 4.34分别为修正前后的本底 AC^- 和 AC^+ 的表面事例能谱，起始能量为 160 eVee，bin 宽为 50 eVee，其中黑色为 $AC^\mp \otimes S_m$ ，红色为 $AC^\mp \otimes S_r$ ，纵轴计数率单位为 cpkdd。可以看到，修正后的表面事例 S_r 能谱显示出很好的单调上升，符合预期。

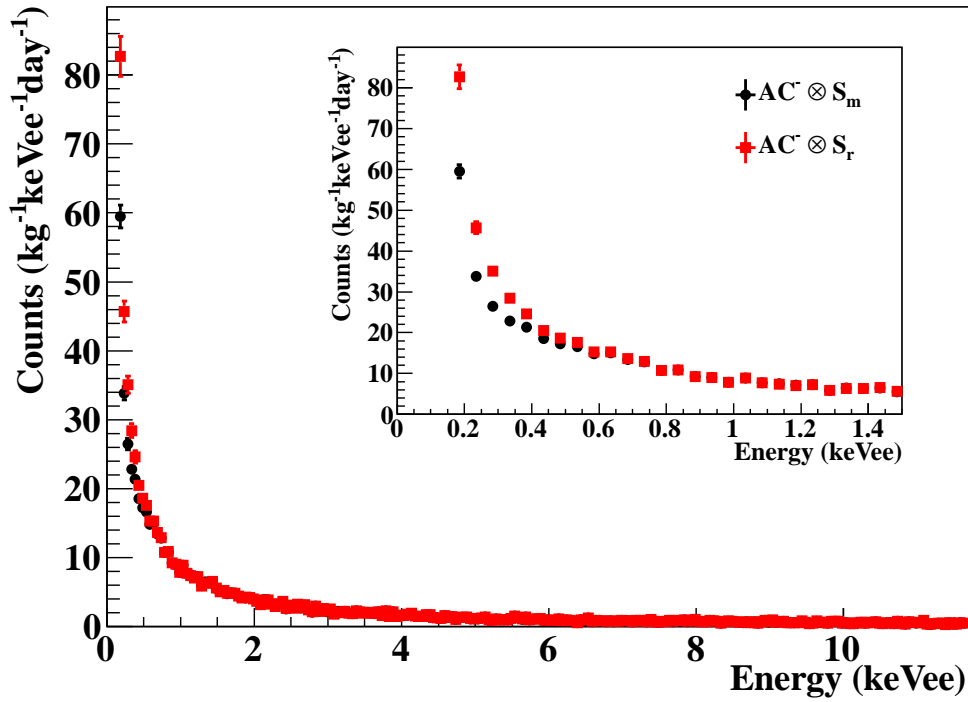


图 4.33 修正前后的本底 AC^- 表面事例能谱，其中黑色为 $AC^- \otimes S_m$ ，红色为 $AC^- \otimes S_r$

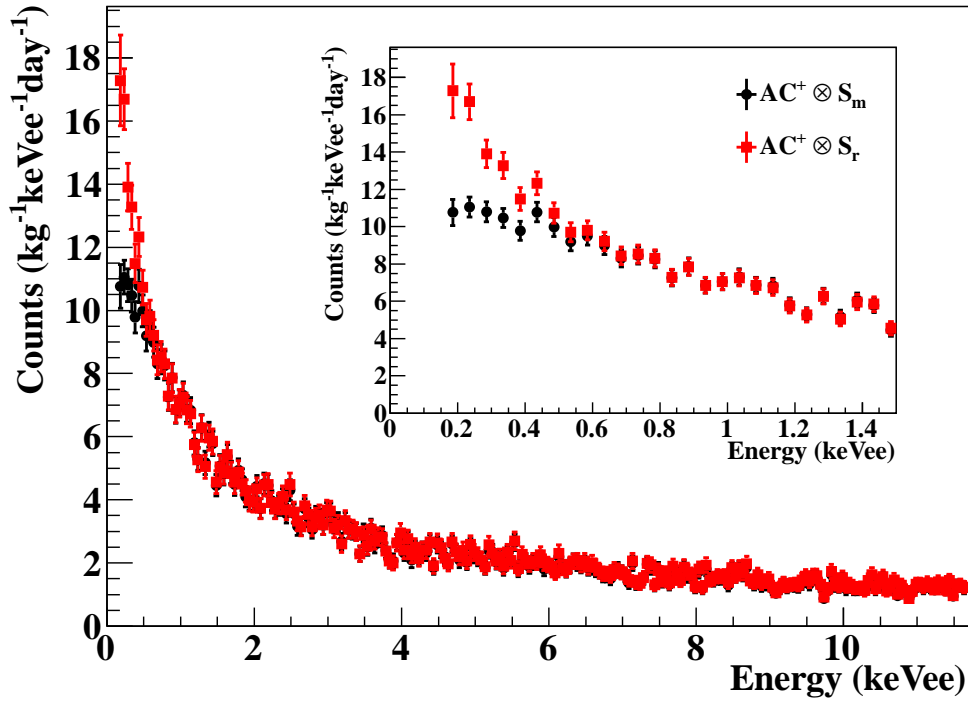


图 4.34 修正前后的本底 AC^+ 表面事例能谱，其中黑色为 $AC^+ \otimes S_m$ ，红色为 $AC^+ \otimes S_r$

我们看到 Ratio Method 对于低能区的体事例与表面事例甄别效果不错，但是还存在一些缺点。由于上升时间分布的 PDF 求解是“bin-by-bin”进行的，因此需要足够的统计量。当统计量较小时，误差较大，下一步可能需要继续优化方法以降低误差。图 4.35 从不同视角画出了 CDEX-1B 求解得到的体事例上升时间分布的 PDF $f_B(E, \tau)$ 随能量的变化关系。可以看到， $f_B(E, \tau)$ 随能量变化基本光滑，如果在 Ratio Method 求解时考虑加入该光滑性作为约束条件，可能使得到的结果误差更小。

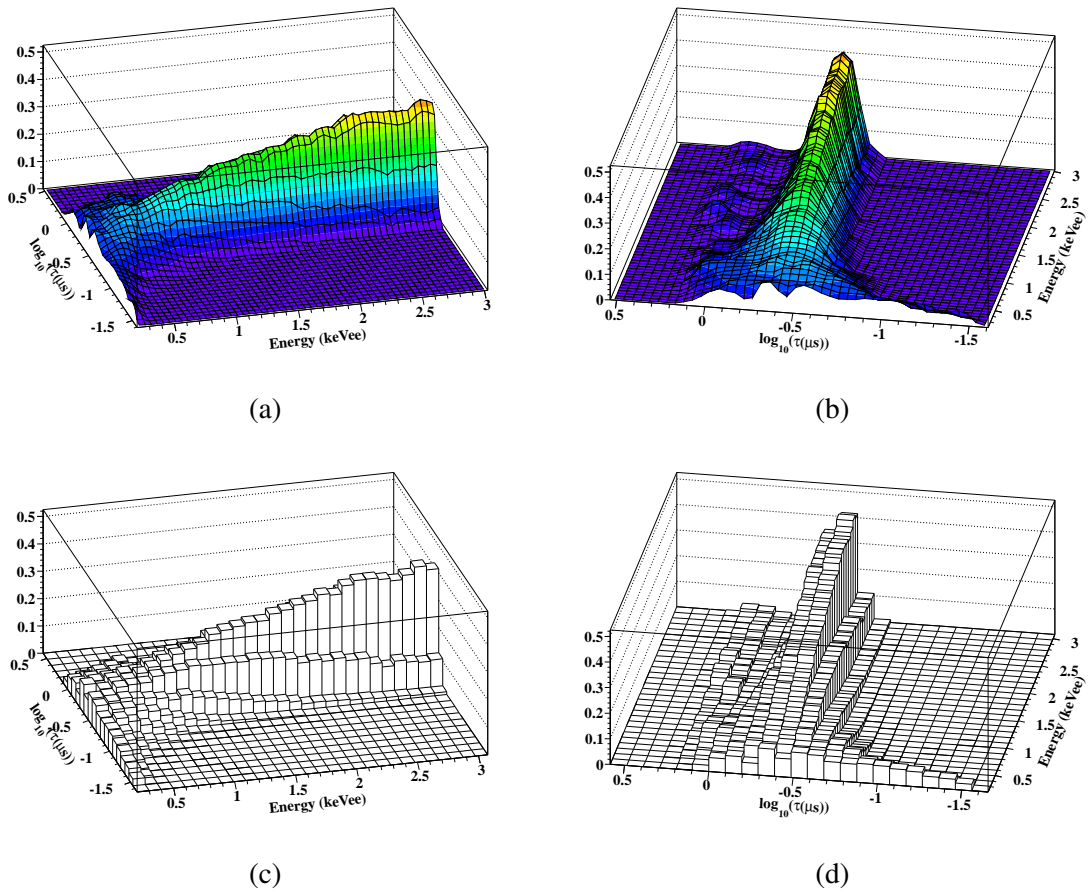


图 4.35 CDEX-1B 计算得到的体事例上升时间分布的 PDF $f_B(E, \tau)$ 随能量的变化关系，(a) (b) (c) (d) 分别为从不同视角画出的 $f_B(E, \tau)$

4.4 效率修正与误差分析

4.4.1 效率计算

筛选条件会带来效率问题，这里考虑三种效率：系统死时间、能量无关 cut 的效率、能量相关 cut 的效率，其中前两种利用随机触发事例进行计算，最后一种使用放射源 AC⁺ 事例来计算“效率-能量”曲线。

- (1) 系统死时间：计算系统死时间的目的是为了得到系统有效的取数时间-活时间。死时间通常是因为存储过程或者 DAQ 设置导致的，如系统正在记录一个信号时另一个信号无法触发系统被记录，或存储速度不足导致事例无法被记录等。另外 DAQ 中在前放放电重置 Inhibit 信号之后设置了 10 ms 的硬件 Veto 时间，也会贡献死时间。我们利用随机触发事例的触发效率来计算系统死时间比例 ε_{dead} 和活时间比例 ε_{live} ：

$$\varepsilon_{dead} = 1 - \frac{N_{RT}^m}{N_{RT}}, \quad \varepsilon_{live} = \frac{N_{RT}^m}{N_{RT}} \quad (4-17)$$

其中 N_{RT}^m 和 N_{RT} 分别为系统记录到的随机触发事例数和信号发生器产生的随机触发总事例数。DAQ 部分提到信号发生器频率设置为 0.05 Hz，因此 N_{RT} 可以由系统运行时间 T_0 计算得出， $N_{RT} = T_0(\text{s})/20$ 。由于系统总触发率较低，约为 ~5 Hz，因此系统死时间很小，小于 0.1%。

- (2) 能量无关 cuts 的效率 ε_I ：基线的筛选 (Ped、Pedt) 是能量无关的，符合事例 AC⁺ 的筛选相当于计算偶然符合事例比例，也是能量无关的，这部分能量无关 cut 的效率使用随机触发事例进行计算：

$$\varepsilon_I = \frac{N_{RT}^I}{N_{RT}^m} \quad (4-18)$$

其中 N_{RT}^I 为通过能量无关 cut 后仍留下来的随机触发事例计数。计算得到 $\varepsilon_I \sim 99\%$ 。

- (3) 能量相关 cuts 的效率 ε_D ：A_{ch2}-E, A_{min}, T_{max}, A_{max0}-A_{max1} cuts 是能量相关的。首先将上述 cuts 应用到筛选出的放射源 AC⁺ 事例中，然后“bin-by-bin”的计算出这些 cuts 在各个能量的效率，再使用误差函数 Erf 进行拟合得到效率曲线。

$$\varepsilon_D = \frac{N_{AC^+}^D}{N_{AC^+}} \quad (4-19)$$

其中 N_{AC^+} 、 $N_{AC^+}^D$ 分别为放射源样品 AC^+ 事例数，应用了能量相关 cuts 之后剩下的 AC^+ 事例数。如图 4.36 所示，红色数据点为利用放射源 AC^+ 事例计算出的能量相关 cuts 的筛选效率，蓝线为使用误差函数 Erf 进行拟合得到的效率曲线，粉色为 1σ 的误差带。

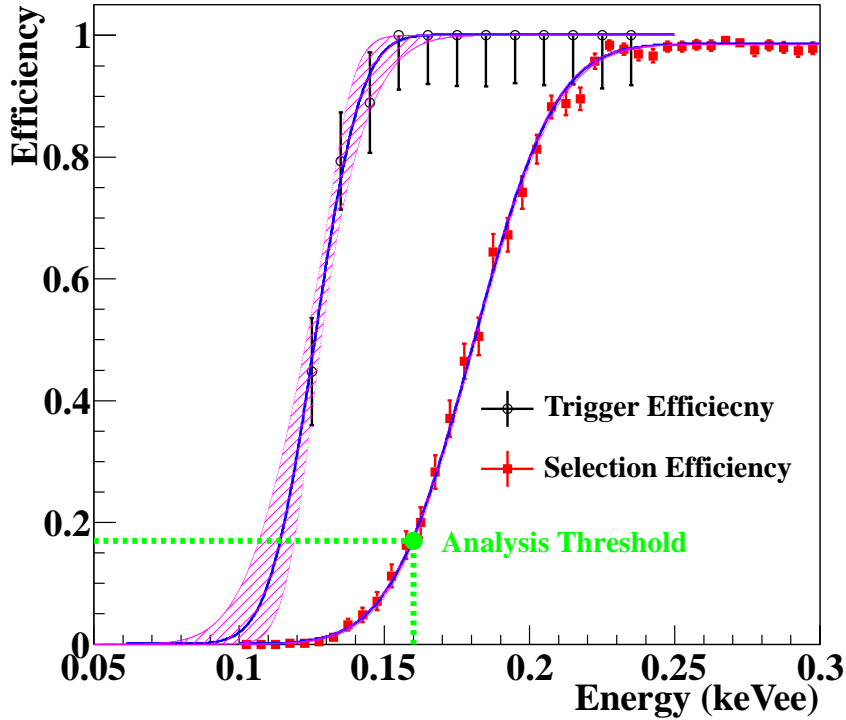


图 4.36 能量相关 cut 的筛选效率 ε_D 的计算结果，红色数据点为利用放射源 AC^+ 事例计算结果，蓝线为拟合得到的效率曲线，粉色为 1σ 的误差带

在体事例/表面事例甄别部分，体事例和表面事例计数是通过使 χ^2 最小的 PDF 积分得到的，因此体表事例甄别不涉及效率问题，甄别效果仅受到统计量的影响。因此仅在 4.4.2 节讨论甄别过程引起的误差。综合效率 ε 等于系统活时间比例、能量无关 cuts 效率、能量相关 cuts 效率、系统触发效率的乘积，即

$$\varepsilon = (1 - \varepsilon_{dead}) \cdot \varepsilon_I \cdot \varepsilon_D \cdot \varepsilon_T = \varepsilon_{live} \cdot \varepsilon_I \cdot \varepsilon_D \cdot \varepsilon_T \quad (4-20)$$

得益于 CDEX-1B 实验系统极低的硬件阈值和新发展的 Ratio Method，我们选取 160 eVee 作为本次物理分析的能量阈值。在 160 eVee 处，所有效率及死时间引起的综合效率为 $17.4^{+0.6}_{-0.7}\%$ 。

4.4.2 误差分析

数据处理时，还需要对筛选条件进行误差分析，包括统计误差和系统误差。

统计误差：主要包括死时间和各种甄别方法效率计算中的统计误差，以及体事例表面事例甄别过程导致的统计误差。后者已经在第4.3节中进行了计算。第4.4节中的效率计算的误差都可以按照二项分布计算得到：

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}} \quad (4-21)$$

其中 N 为效率计算时的分母，当 N 足够大时，上述统计误差很小，甚至可以忽略。如死时间的效率和能量无关 cut 的效率都是由 RT 事例数计算的，而且 RT 的事例数量很大，因此死时间和能量无关 cut 导致的统计误差可以忽略。

对于能量相关 cut 效率，由放射源样品中的 AC^+ 事例计算得到，根据式 (4-21)，其误差为

$$\Delta\varepsilon_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_D(1-\varepsilon_D)}{N_{AC^+}}} \quad (4-22)$$

其中 N_{AC^+} 为放射源样品中的 AC^+ 事例数。由图 4.36 可知， $\Delta\varepsilon_D$ 在阈值附近也很小，约为 1%，因此对误差的贡献也很小。

系统误差：包括取数过程中死时间、触发效率、有效质量、物理事例筛选等导致的系统误差，以及体事例/表面事例甄别过程中的系统误差。前边几项是在实验系统运行过程中，由于实验设备的精度和稳定性等导致的，这部分系统误差很小，可以忽略。本分析主要考虑体事例/表面事例甄别过程中的系统误差。

体事例与表面事例甄别过程中的系统误差来源包括：

(1) **放射源的选取：**Ratio Method 方法适用的前提是不同刻度源有相同的体事例和表面事例分布，尽管 4.3.1 节已经检验了不同放射源与本底事例的上升时间分布，并且证明了高能区的微小差异在低能区无法分辨，但为了降低本项系统误差的贡献，提前对使用的放射源进行了初步选择，只使用（高能区）上升时间分布与本底事例接近的放射源作为 Ratio Method 的输入项进行计算。

本次物理分析使用的输入项除了暗物质候选事例 AC^- ，还包括本底数据中的符合事例 AC^+ ，以及放射源数据 ^{60}Co 、 ^{137}Cs 、 ^{241}Am 。进行系统误差估计时，以 $AC^- \otimes B_r$ 的数值作为标准值。依次拿掉 AC^+ 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs 中的一个，然后计算 AC^- 中的体事例计数，与标准值的最大差异作为该项系统误差。

(2) “纯净”区间的选取：如图 4.19所示，纯净区间的选择为

$$\begin{aligned} [b_0, b_1] &= [\log_{10}(0.1), \log_{10}(0.5)], \\ [s_0, s_1] &= [\log_{10}(1.0), \log_{10}(1.7)] \end{aligned} \quad (4-23)$$

扫描 b_1 和 s_0 的取值，使得“纯净”区间增大或缩小至原宽度的 25%，取结果与标准值的最大差异作为该项系统误差。

(3) 上升时间系统性偏差：假设不同放射源的固有上升时间分布 PDF 与本底数据存在差异，取高能区体事例的上升时间分布进行高斯拟合，拟合得到不同放射源与本底事例的中心值的偏差，按照此偏差对放射源的整个上升时间分布 PDF 进行平移来计算系统误差。在本次分析中，将 AC^+ 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs 、 ^{241}Am 的上升时间分布 PDF 相对于 AC^- 的上升时间分布左右平移 0.02 ($\log_{10}(\mu s)$)，然后计算 AC^- 中的体事例计数与标准值的最大差异作为该项系统误差。

(4) 上升时间 bin 的宽度：由于本方法是“bin-by-bin”进行计算的，因此各上升时间 bin 和各能量 bin 是相互独立的。计算 χ^2 时结果受到了各 bin 中统计量的影响，因此 bin 的宽度一定程度上也造成了系统误差。将 bin 放宽至原来的 2 倍或缩小至原来的 1/2 来进行计算，与标准值的最大差异作为该项系统误差。

表 4.3列出了靠近阈值的第一个能量 bin (0.16–0.21 keVee) 和较高能量的一个能量 bin (1.96–2.01 keVee) 计算得到的统计误差和系统误差。

表 4.3 第一个能量 bin (0.16–0.21 keVee) 和较高能量的一个能量 bin (1.96–2.01 keVee) 计算得到的统计误差和系统误差

Energy Bin	0.16–0.21 keVee	1.96–2.01 keVee
$AC^- \otimes B_r$ and Errors ($kg^{-1}keV^{-1}day^{-1}$)	$8.38 \pm 1.41(stat) \pm 2.19(sys)$ = 8.38 ± 2.61	$2.93 \pm 0.36(stat) \pm 0.17(sys)$ = 2.93 ± 0.40
I) Statistical Uncertainties :	1.41	0.36
II) Systematic Uncertainties :		
(i) Choice of $[b_0, b_1], [s_0, s_1]$	1.09	0.13
(ii) Choice of sources	1.18	0.05
(iii) Shift of τ by 0.02 ($\log_{10}(\mu s)$)	1.22	0.09
(iv) τ bin-size	0.87	0.03
Combined :	2.19	0.17

4.5 物理能谱分析

经过数据处理，CDEX-1B 获取到的本底数据曝光量为 737.1 公斤·天。基于 737.1 公斤·天的本底数据和 160 eVee 的能量阈值，使用上述的物理事例筛选流程以及体/表事例甄别方法，考虑效率修正和误差分析，最终得到了用于暗物质分析的真实事例能谱 $AC^{-1} \otimes B_r$ ，如图 4.37 所示，左图和右图的纵轴分别为线性坐标和对数坐标的计数率，单位为 cpkkd。

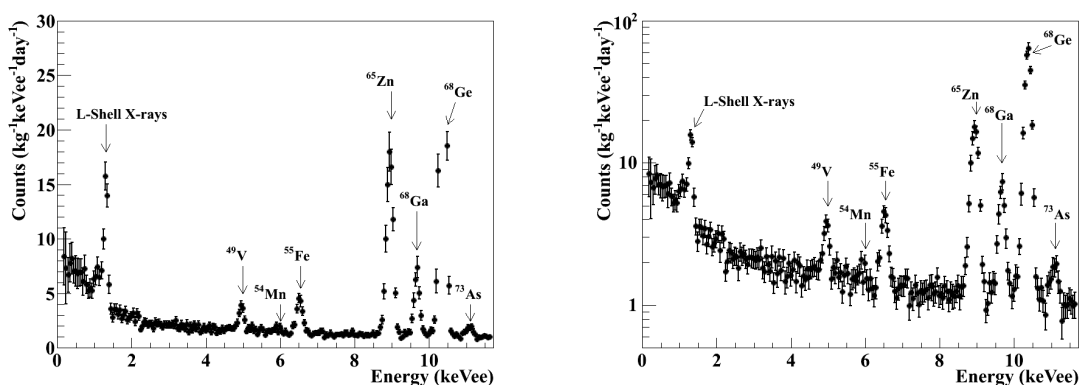


图 4.37 CDEX-1B 测量到的 $AC^{-1} \otimes B_r$ ，分别为线性坐标（左）和对数坐标（右）

直接探测中，由于暗物质与探测器靶核的反应截面极小，暗物质事例对能谱的贡献极低，探测器测量到的往往是大量的环境本底，因此我们需要对测量得到的能谱进行分析，理解其中各项本底的贡献，最后得到暗物质的贡献或给出反应截面上限。

在第 2.4 节中已经对暗物质直接探测实验的本底来源进行了详细讨论，在此不再赘述。为了理解 $AC^{-1} \otimes B_r$ 能谱中各类本底的贡献，我们按照以下几个方面进行讨论：宇生放射性核素的贡献、宇宙线 Muon 的贡献、环境或材料产生的中子的贡献、环境及材料中 γ 、 α 或 β 射线的贡献。

4.5.1 宇生放射性核素的贡献

表 3.1 中列出了高纯锗被宇宙线照射产生的主要宇生核素和核素的衰变方式等信息，这些宇生核素发生衰变时放出的粒子包括：低能的特征 X 射线、高能 γ 射线、连续能量分布的 β^+ 射线和 β^- 射线，以及单能的内转换电子。

这些特征 X 射线的能量较低，一般在 12 keV 以下，因此会在晶体内部沉积全部能量，实际上测量到的是对应核素的壳层结合能。在 CDEX-1B 的 $AC^{-1} \otimes B_r$ 能谱上可以清晰的识别出 7 种核素产生特征 X 射线峰，包括： ^{73}As 、 ^{68}Ge 、 ^{68}Ga 、 ^{65}Zn 、 ^{55}Fe 、 ^{54}Mn 、 ^{49}V 。如图 4.38 所示，使用多个高斯函数和连续本底对 4–12 keVee 进

行拟合，

$$f(E) = p_0 + p_1 \cdot E + \sum_i a_i \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(E - E_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (4-24)$$

其中 p_0 、 p_1 为连续本底^①的截距和斜率， a_i 、 E_i 、 σ_i 分别表示第 i 个核素特征 X 射线峰的高度、峰位能量和能量分辨率。根据拟合结果计算出各特征 X 射线对应的峰面积，即为各核素 K-Shell X-ray (KX 射线) 的贡献。计算峰面积和峰面积误差的公式分别为

$$I_i = \sqrt{2\pi} \cdot a_i \cdot \sigma_i, \quad \Delta I_i = \sqrt{2\pi} \cdot \sqrt{a_i^2 \cdot (\Delta\sigma_i)^2 + \sigma_i^2 \cdot (\Delta a_i)^2} \quad (4-25)$$

表 4.4 中列出了利用式 (4-25) 计算出的各 KX 射线的强度及误差，以及理论上 K/L/M-Shell X-ray (KX/LX/MX 射线) 间的强度比例。根据 KX 射线的强度和 KX/LX/MX 射线间的强度比例可以计算出对应 LX 和 MX 射线的贡献，将其进行扣除便得到了扣除特征 X 射线贡献后的剩余能谱，如图 4.39 所示。

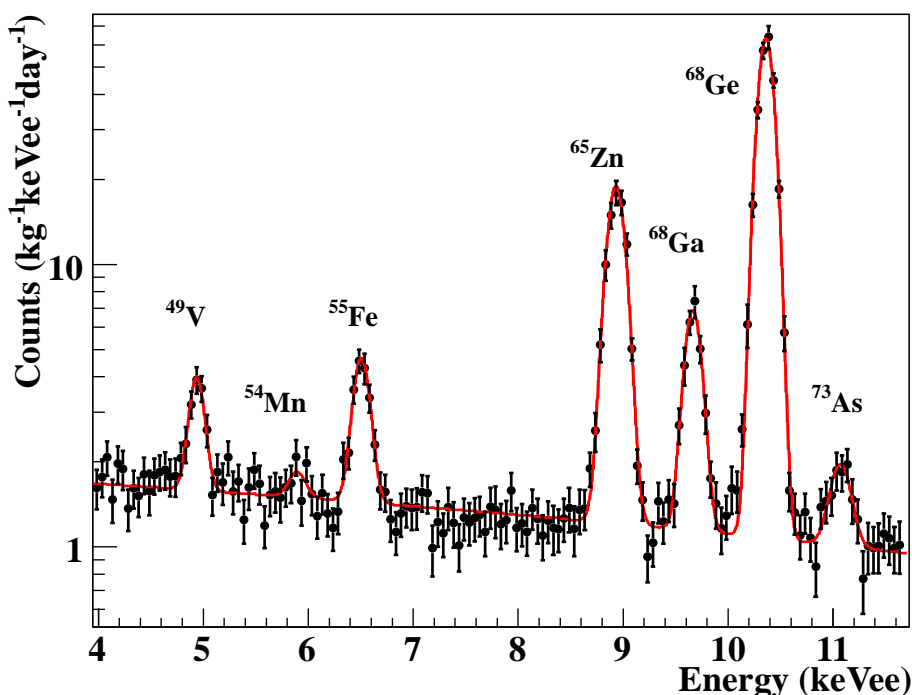


图 4.38 使用多个高斯函数和连续本底对 $AC^{-}\otimes B_r$ 的 4–12 keVee 区间进行拟合，得到 K-Shell X-ray 的贡献

① 此处取一次函数

表 4.4 内部宇生放射性核素产生的特征 X 射线^[93] 及 KX/LX/MX 强度比例^[101,102]

核素	特征 X 射线能量 (keV)			KX 射线强度 ($\text{kg}^{-1}\text{day}^{-1}$)	特征 X 射线强度比例	
	KX 射线	LX 射线	MX 射线		LX/KX	MX/KX
^{73}As	11.10	1.414	0.180	2.25 ± 0.58	0.118	0.0193
$^{68}\text{Ge}^{\text{①}}$	10.37	1.298	0.160	119.24 ± 5.46	0.133	0.0189
^{68}Ga	9.66	1.194	0.140	11.43 ± 1.21	0.111	0.0185
^{65}Zn	8.98	1.096	0.123	38.05 ± 2.49	0.119	0.0182
^{55}Fe	6.54	0.769	0.082	6.19 ± 0.81	0.117	—
^{54}Mn	5.99	0.695	0.074	0.66 ± 0.48	0.106	—
^{49}V	4.97	0.564	0.059	4.11 ± 0.78	0.106	—

① 由于 ^{71}Ge 半衰期很短 ($T_{1/2} = 11.2 d$)，正式取数之前 CDEX-1B 已经在地下实验室放置超过 5 个月，因此几乎全部是 ^{68}Ge 的贡献，LX/KX 射线的强度比例按照 ^{68}Ge 计算

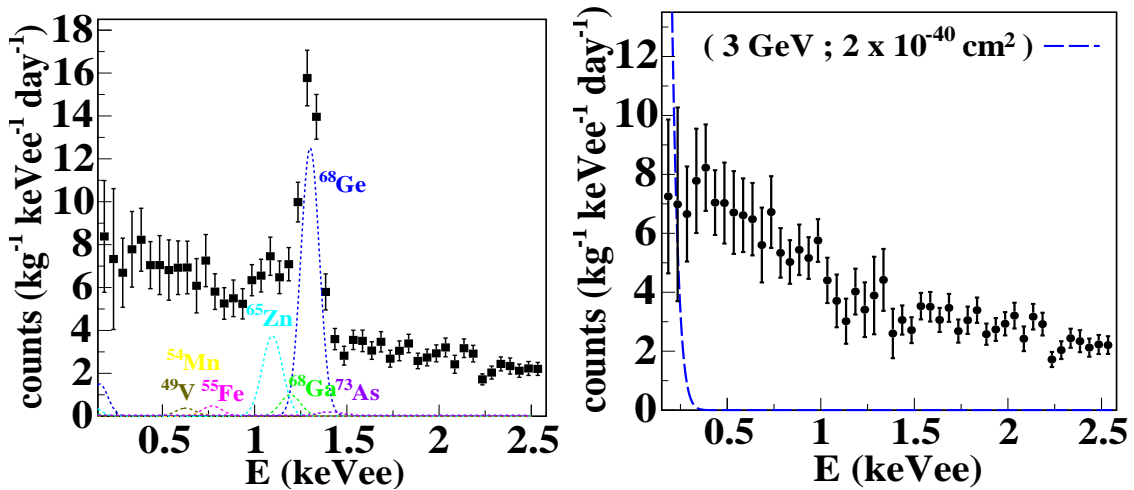


图 4.39 根据表 4.4 中列出的 K/L/M 比例计算出 L/M-Shell X-ray 的贡献；将 L/M-Shell X-ray 在低能区的贡献扣除后的剩余能谱；同时画出了 WIMP 质量 $m_\chi = 3 \text{ GeV}/c^2$ ，自旋无关相互作用截面 $\sigma_{\chi N}^{SI} = 2 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ 时预期的暗物质能谱

可以看到扣除特征 X 射线贡献后的剩余能谱在 2 keVee 以下存在连续上升，这个上升的来源是什么？下面对其他可能的贡献来源进行分析。

首先需要指出的是，宇生放射性核素 ^3H （半衰期 12.32 年）会通过 β 衰变贡献连续能量分布的本底，能谱形状可以表示为^[103]

$$I(E) \propto \sqrt{E^2 + 2Em_e c^2} (E_\beta - E)^2 (E + m_e c^2) F(Z, E) \quad (4-26)$$

其中， E_β 为 β 粒子的最大能量，对于 ^3H ， $E_\beta = 18.6 \text{ keV}$ 。 $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ ， $F(Z, E)$

为费米函数，与子核电荷数 Z 和 β 粒子能量 E 有关^[104]，当 Z 值较小时（对于 ^3H 的 β 衰变，子核 $Z = 2$ ）， $F(Z, E)$ 在非相对论近似中可表示为

$$F(Z, E) = \frac{x}{1 - e^{-x}}, \quad (4-27)$$

$$x = \pm \frac{2\pi Zc}{137v} \text{ (对 } \beta^- \text{ 取正号, 对 } \beta^+ \text{ 取负号),}$$

$$v \text{ 为 } \beta \text{ 粒子的速度 }^{[105]}, v = \frac{\sqrt{E^2 + 2Em_e c^2}}{E + m_e c^2}$$

对于 CDEX-1B 高纯锗探测器，通过对探测器经宇宙线曝光的历史模拟，得到了 CDEX-1B 中 ^3H 的本底贡献，为能量最大值 $E_\beta = 18.6 \text{ keV}$ 的连续能谱，如图 4.40 所示。能谱在 0–18.6 keV 的总计数率为 $1.86 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{day}^{-1}$ ，大大低于扣除特征 X 射线后的剩余能谱的计数率水平。而且由于其贡献连续的 β 本底，不容易通过拟合扣除，因此暂时不扣除 ^3H 的贡献。

在使用固体探测器进行暗物质直接探测的实验中， ^3H 所贡献的 β 连续本底不可避免。但其贡献在当前本底水平下很难精确测量，一般通过宇宙线模拟得到。模拟时需要综合考虑探测器在地面加工的时长、加工地点、空运路径、空运时长等与宇宙线曝光量有关的因素，因此给出的误差较大。如何降低探测器中宇生核素 ^3H 的贡献，是目前高纯锗探测技术需要克服的问题。可能的方向包括使用富集 ^3H 产生截面较小的核素的探测器，如 Majorana 实验组使用的富集了 ^{76}Ge 的高纯锗探测器，其 ^3H 的贡献上限已经降低到天然锗高纯锗探测器的 $\sim 1/10$ ^[106]。另外减少地面加工时间、优化运输方式等都有可能降低探测器中 ^3H 的含量水平。

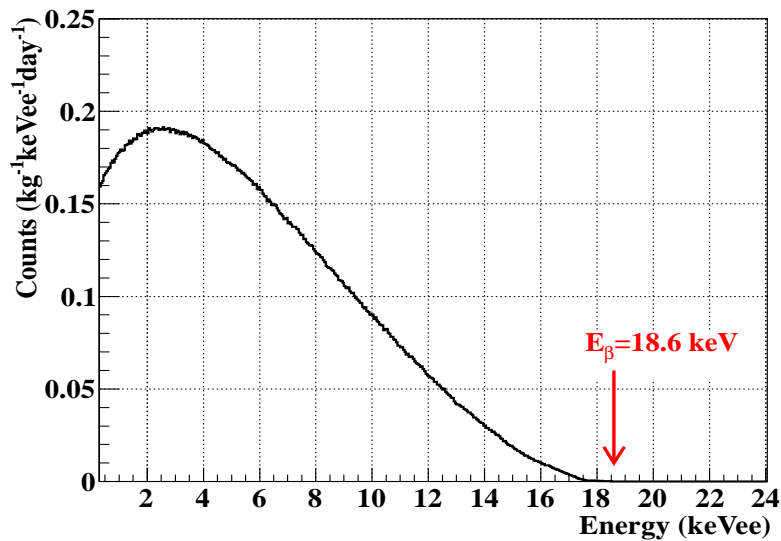


图 4.40 模拟得到的 CDEX-1B 探测器中 ^3H 的贡献

内部宇生放射性核素产生的高能 γ 射线以及 β^+ 射线或 β^- 射线在低能区的贡献可以忽略不计，以 ^{65}Zn 为例说明。 ^{65}Zn 以 EC(轨道电子俘获) 或者 β^+ 方式衰变放出 X 射线、连续能量分布的 β^+ 射线，以及 1115.5 keV 的 γ 射线。图 4.41 是模拟得到的 ^{65}Zn 贡献的全谱以及低能区能谱。可以看到，高能 γ 射线或者 β^+ 射线在低能区的贡献相比于 X 射线的贡献可以忽略不计，而且能谱形状是平的。需要说明的是，图 4.41(b) 中低能区能谱上出现的台阶是 X 射线与 γ 射线的符合相加导致的，这是因为内部宇生放射性核素产生的高能 γ 射线必然伴随着 X 射线、 β^+ 射线或 β^- 射线^[105]，而探测器的响应时间极短无法区分这两个先后发出的粒子，于是会被当做同一个事例记录并且测量到的能量等于两者能量之和。由于 X 射线与 γ 射线的符合相加，导致出现了康普顿坪的右移，在低能区也会出现全能峰“分裂”的现象^[105]。

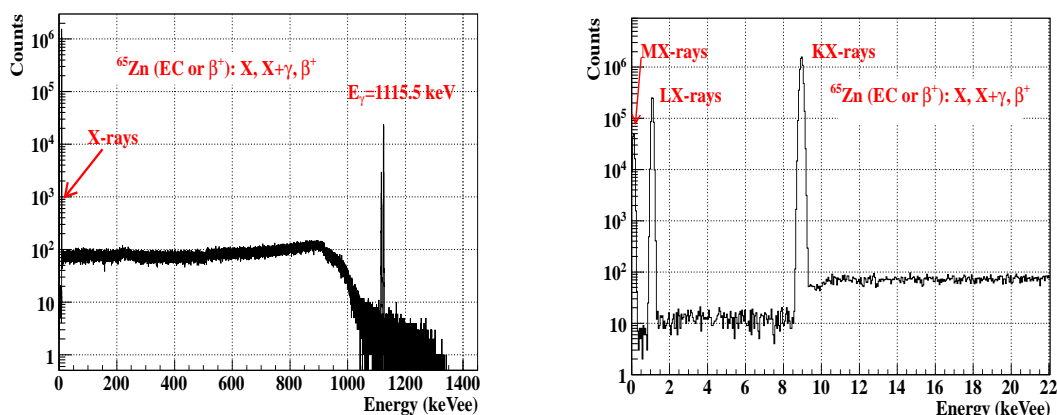


图 4.41 模拟得到的内部宇生放射性核素 ^{65}Zn 的产生的 (a) 全谱以及 (b) 放大至低能区 20 keV 以下的能谱

4.5.2 宇宙线 Muon

宇宙线 Muon 造成的影响指直接打入探测器的或者周围材料产生的中子所造成的本底，对于目前的探测技术，无法甄别中子与 WIMP 产生的核反冲信号，因此暗物质直接探测实验都位于很深的地下实验室，借助岩石来阻挡穿透力极强的宇宙线。CDEX-1B 在世界上岩石埋深最深的 CJPL 运行，CJPL 的宇宙线通量水平仅为 $61.7 \text{ m}^{-2} \cdot \text{y}^{-1}$ ，如此低的通量水平下，宇宙线 Muon 造成的影响可以忽略。

4.5.3 环境或材料产生的中子

环境或材料产生的中子主要是指长寿命的天然放射性核素 (^{238}U 、 ^{235}U 、 ^{234}U 、 ^{232}Th) 衰变时产生的 α 粒子与周围岩石或者其他材料 (如混凝土、屏蔽体材料) 发生 (α, n) 反应产生的中子，以及天然放射性核素发生自发裂变产生中子 (^{238}U 的自

裂变变中子贡献最大)。这些中子能量范围较宽,从热中子能区到几个 MeV 的快中子能区,因此分快中子和热中子进行讨论:

热中子的贡献: 使用 ^3He 正比管热中子探测器测量 PE 室内部不同位置的热中子通量^[88], 测量结果(图 4.42)显示,在 CDEX-1B 铅屏蔽体顶部的热中子通量为 $(4.9 \pm 1.5) \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, CDEX-1B 含硼聚乙烯内部与铜屏蔽体外部夹层空间的热中子通量为 $(2.8 \pm 1.2) \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。CDEX 所搭建的 1 m 厚聚乙烯房间将环境热中子本底降低了近 20 倍,而位于 PE 室内部的 CDEX-1B 屏蔽体则进一步将热中子本底降低了近 10 倍。因此, AC^- 低能区的上升由热中子的贡献基本可以忽略。

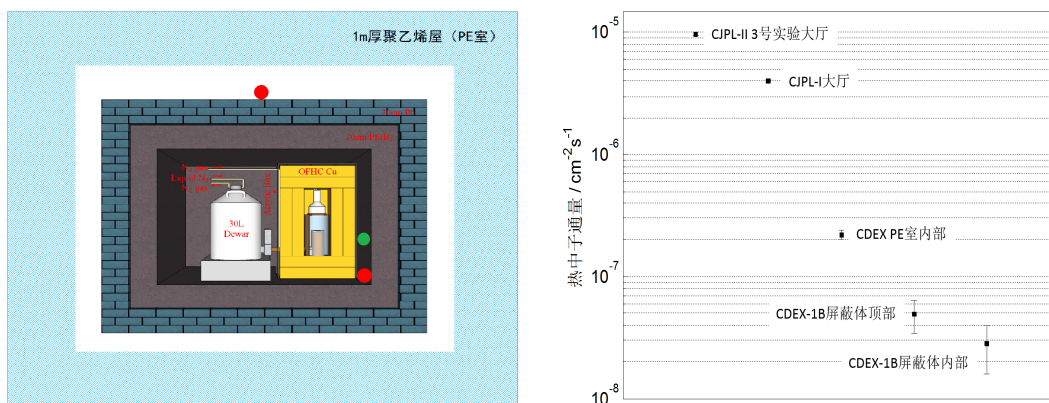


图 4.42 PE 室内部热中子通量的测量位置分布(红点)与测量结果^[88]

快中子的贡献: 研究 CDEX-1B 高纯锗探测器的中子响应时使用的中子源是 ^{252}Cf 自发裂变中子源。 ^{252}Cf 每次自发裂变平均放出 3.76 个中子,中子能量集中在快中子能区,平均能量为 2.348 MeV^[107,108]。实验时将 ^{252}Cf 中子源置于铜屏蔽体外侧并对准高纯锗晶体(图 4.42 中绿点位置)。快中子在高纯锗探测器内发生弹性散射、非弹性散射、辐射俘获等,会在测量能谱的高能区产生多个特征峰^[92],在低能区产生连续上升的能谱(主要 $\sim 60 \text{ keV}$ 以下),而且快中子俘获产生的 ^{71m}Ge 会使得 10.37 keV 处的 KX 射线计数率明显升高。如图 4.43 所示,为 ^{252}Cf 中子实验得到的低能区的能谱,不论是 AC^- 还是 AC^+ 事例能谱在低能区都是连续上升的。

图 4.44 为 ^{252}Cf 实验的 Geant4 模拟结果,与实验结果基本吻合,同样在低能区是连续上升的。但是我们在本底事例的 $\text{AC}^+ \otimes \text{B}_r$ 能谱上并没有观测到明显的上升,因此 $\text{AC}^- \otimes \text{B}_r$ 低能区的上升由快中子的贡献应该很小或者可以忽略。

另外,我们还研究了 10.37 keV 处 Ge 的 KX 射线的计数率随时间的变化关系,拟合计算得到的半衰期与其理论值符合的很好,这也说明环境快中子对 CDEX-1B 探测器的影响几乎可以忽略。

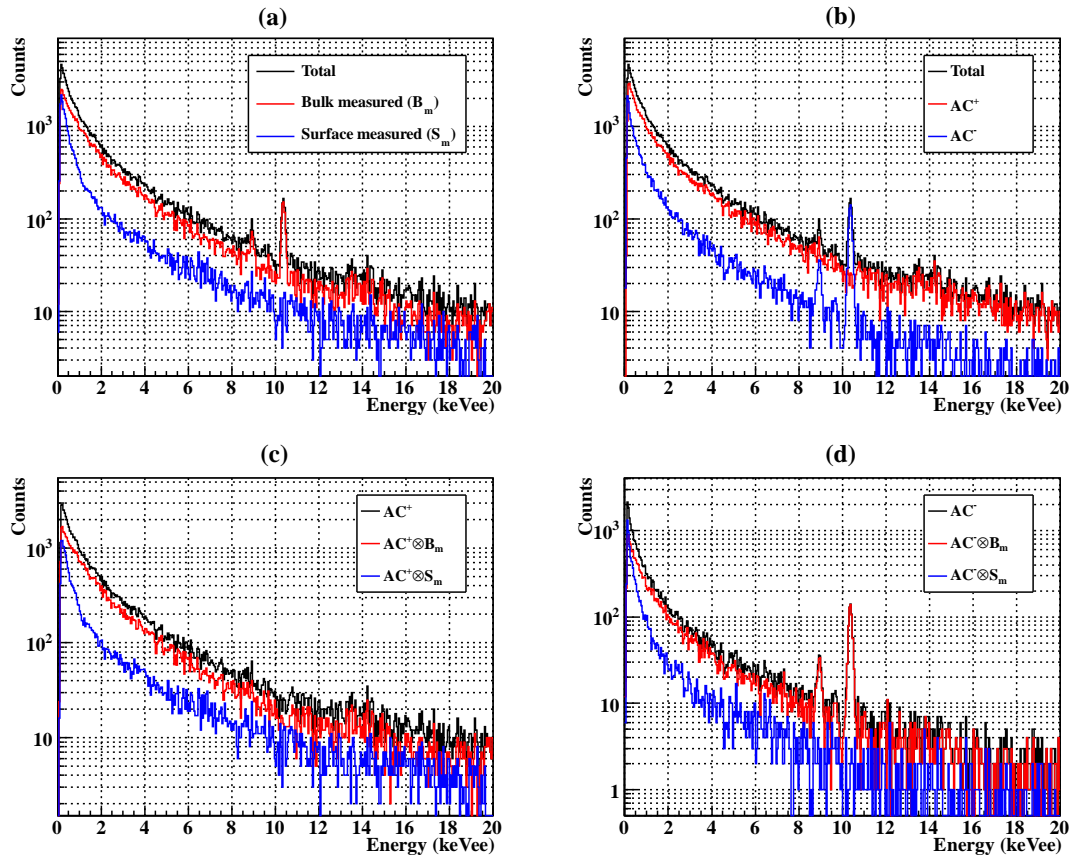


图 4.43 CDEX-1B ^{252}Cf 实验测量到的 (a) 总能谱以及 B_m 、 S_m ; (b) 总能谱以及 AC^- 、 AC^+ ; (c) AC^- 能谱以及 $AC^- \otimes B_m$ 、 $AC^- \otimes S_m$; (d) AC^+ 能谱以及 $AC^+ \otimes B_m$ 、 $AC^+ \otimes S_m$

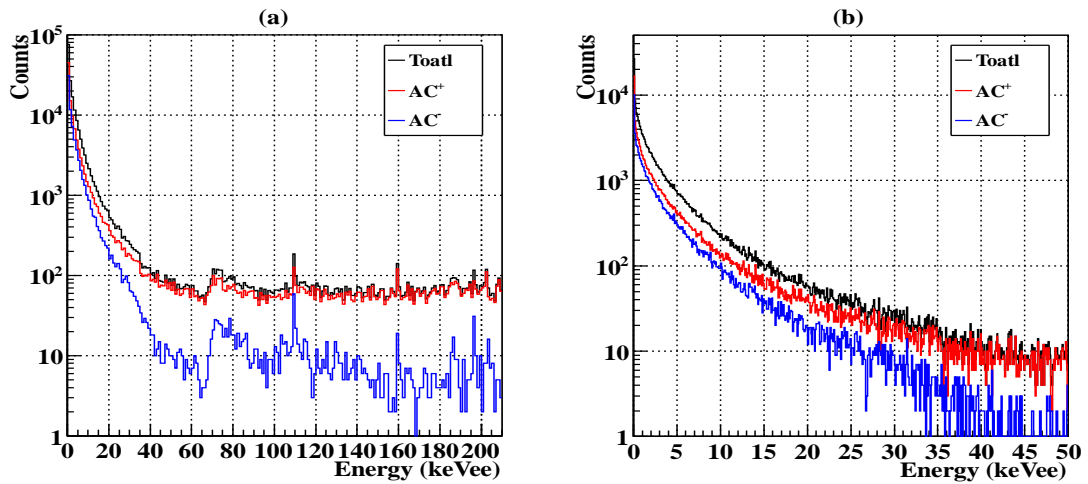


图 4.44 CDEX-1B ^{252}Cf 实验模拟得到的 (a) 总能谱、 AC^- 、 AC^+ 以及 (b) 放大至低能区 50 keV 以下的能谱

4.5.4 环境及材料中 γ 、 α 或 β 射线的贡献

分别就环境中高能 γ 的贡献、材料中 α 或 β 射线的贡献、材料中低能 γ 的贡献进行讨论：

环境中高能 γ 的贡献：环境 γ 主要指环境或材料中含有的长寿命天然放射性核素（如 ^{238}U 系列、 ^{232}Th 系列、 ^{40}K 等）衰变产生的 γ 射线。包围着高纯锗探测器的铜和铅屏蔽体可以屏蔽掉 PE 室内环境中的大部分 γ 辐射，靠近探测器的材料中释放出的高能量的 γ 射线可以容易的穿过探头铜壳打入到探测器，而对低能区的体事例计数产生贡献。如图 4.45 为模拟近前端电子学中均匀分布的 ^{214}Bi 和 ^{208}Tl 以及 ^{40}K 在高纯锗探测器低能区的计数贡献。可以看出高能 γ 在低能区贡献主要是连续的康普顿坪贡献，基本上能谱是平的，不会贡献 AC^- 的上升。

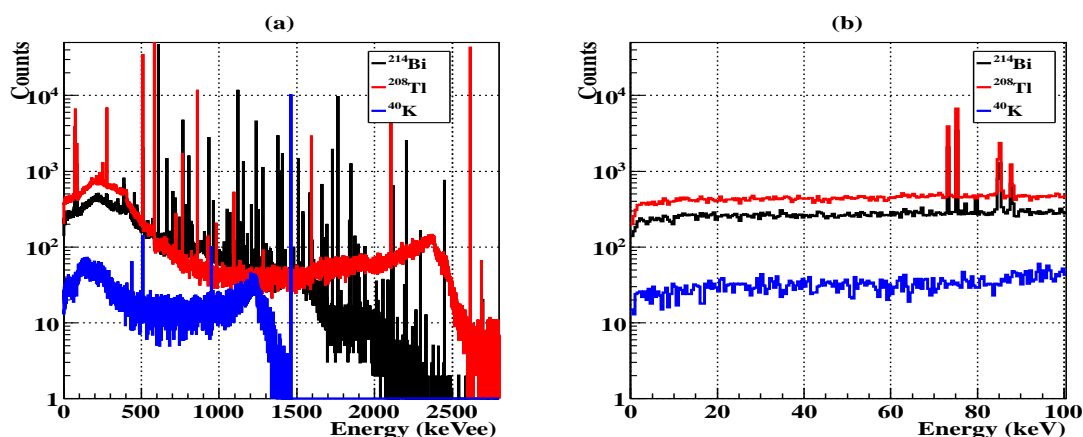


图 4.45 模拟铜屏蔽体中均匀分布的 ^{214}Bi 和 ^{208}Tl 在高纯锗探测器低能区的计数贡献：(a) 0–2.7 MeV 模拟能谱；(b) 放大至 0–100 keV，可以看出高能 γ 在低能区贡献主要是连续的康普顿坪贡献，基本上能谱是平的。

材料中 α 或 β 射线的贡献： ^{238}U 和 ^{232}Th 衰变链过程中会产生大量的 α 和 β 辐射，由于 α 和 β 射程较短，因此这类本底只需要考虑离高纯锗晶体非常近的材料。但是由于 α 和 β 的贡献强烈依赖于晶体附近部件的结构尺寸、相对位置、放射性核素含量等影响，定量估计较为困难，因此本次分析中暂不考虑这部分贡献。现在我们正在研究如何定量估计这部分的贡献，这对未来探测器结构设计和材料筛选控制极其重要。

材料中低能 γ 的贡献：低能的 γ 射线主要考虑探测器附近材料中的核素，如 ^{210}Pb 。 ^{210}Pb 是一种 ^{238}U 衰变链中的长寿命同位素，半衰期 22.2 年。在制造过程中， ^{210}Pb 可能被引入材料，尤其是屏蔽使用铅材料和锡焊料中。图 4.46 为 ^{210}Pb 的衰变纲图， ^{210}Pb 发生 β 衰变到 ^{210}Bi ，然后再发生 β 衰变到 ^{210}Po ，最后衰变到稳定

的 ^{206}Pb 。其中， ^{210}Pb 发生 β 时有一定的概率会放出 46.5 keV 的 γ 射线以及一系列低能电子或 X 射线，但是低能电子或 X 射线无法穿透高纯锗探测器表面的死层。 ^{210}Bi 发生 β 衰变时会放出一个截止能量为 1.16 MeV 的 β 射线。如果该衰变发生在 Pb 中，将会引起韧致辐射或打出 Pb 的 X 射线。韧致辐射的连续谱在约 170 keV 处有最大值，Pb 的 X 射线能量有 72.8、75.0、84.9 和 87.4 keV。

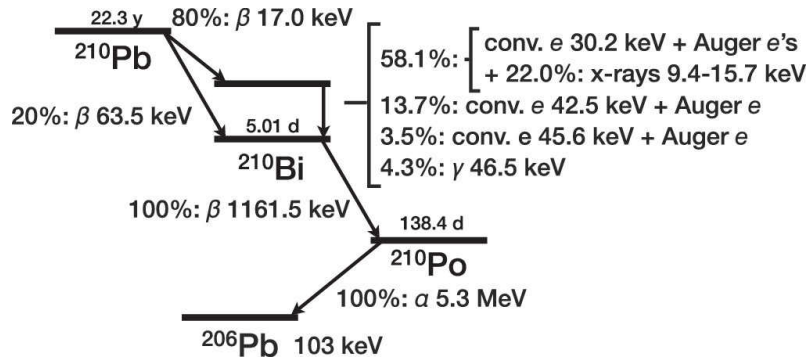


图 4.46 ^{210}Pb 衰变纲图^[109]

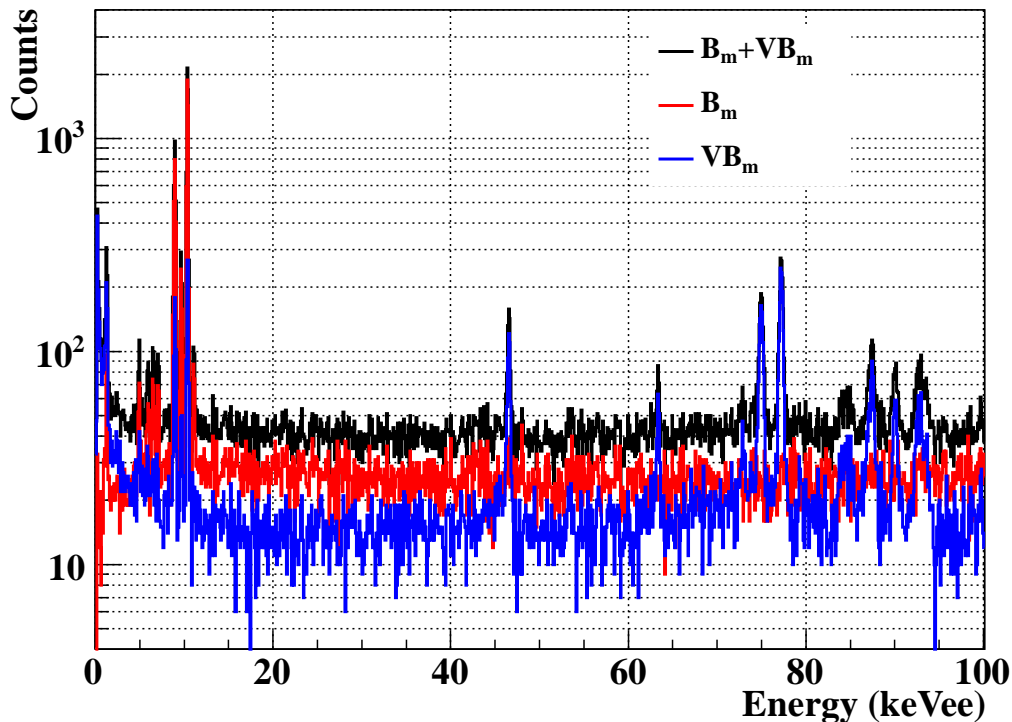


图 4.47 CDEX-1B 高能区的本底能谱，其中红线和蓝线分别是 Bulk 事例和 Very-Bulk 事例的能谱，关于 Very-Bulk 的讨论见 6.1.2 节。可以清晰的看到来自于 ^{210}Pb 的 46.5 keV γ 峰、来自于 Pb 位于 70–90 keV 之间的一系列 X 射线，以及 ^{214}Bi 的 609 keV γ 峰，而且绝大部分集中在 Very-Bulk 能谱上

图 4.47 为 CDEX-1B 高能区的本底能谱，其中红线和蓝线分别是 Bulk 事例和 Very-Bulk 事例的能谱，关于 Very-Bulk 的讨论见 6.1.2 节，根据探测器模拟，Very-Bulk 事例大部分来源于晶体 P⁺ 点电极面附近。在 CDEX-1B 的本底能谱上可以看到来源于 ²¹⁰Pb 的 46.5 keV 的 γ 峰，以及位于 70–90 keV 之间的一系列 Pb 的 X 射线，而且绝大部分集中在 Very-Bulk 能谱上。低能的 γ 或是 X 射线很难穿过探测器铜壳和晶体 N⁺ 电极的死层，这表明 CDEX-1B 高纯锗探测器有可能受到了位于晶体 P⁺ 点电极面附近或者晶体内部的 ²¹⁰Pb 的影响。

经过分析，可能的 ²¹⁰Pb 来源包括：

- (1) 在晶体信号读出的 P⁺ 点电极、高压接触点以及近前端电子学焊接时使用了普通焊料，而普通焊料中含有大量的 ²¹⁰Pb。通常普通焊料中的 ²¹⁰Pb 活度比极低本底的焊料中 ²¹⁰Pb 活度高 500 倍以上^[110]；
- (2) 高纯锗晶体是用一个黄铜制作的铜杯罩住的，而黄铜中有 3-4% 的铅^[111]，可能含有大量的 ²¹⁰Pb。铜杯下方小孔（用于中央信号线的通过）可能过大而使晶体暴露在了近前端电子学元件视野内，还有用黄铜制作的弹簧针和连接器等都可能含有大量的 ²¹⁰Pb。
- (3) 为了将高纯锗晶体保持在适当位置，铜杯上安装了固定螺钉，铜杯内侧与晶体之间有几个铅贴片作为定心垫片，这些贴片一般使用老铅制作。CDEX-1B 探测器中的铅贴片有可能是用现代铅制作的，现代铅中 ²¹⁰Pb 的活度水平很高，最高可达 2500 Bq/kg^[94]。

为了定量解析 ²¹⁰Pb 在低能区的贡献，需要在整个测量能量范围内模拟结果与实验结果相一致。但到目前为止，由于对探测器内部结构部件的尺寸缺乏精确数据，以及内部材料的组分设置存在误差，模拟得到的能谱还不能与测量能谱很好地吻合。我们计划下一步更换晶体附近的材料，并测量内部各结构件尺寸，以期理解内部各结构件的本底贡献。

第 5 章 暗物质候选事例的物理分析

上一章中我们得到了物理事例能谱，并对物理事例能谱进行了分析。扣除宇生放射性核素的特征 X 射线的贡献之后，剩余能谱在低能区 $<2 \text{ keVee}$ 以下存在上升趋势。由于对探测器内部结构、材料放射性等参数的缺乏，目前还没有能从本底贡献上解释这个上升趋势。但是我们看到，CDEX-1B 达到了预期的极低能量阈值的目标，可以对更轻质量的暗物质给出更灵敏的结果。因此我们首先进行最保守的物理分析，假设扣除宇生放射性核素特征 X 射线贡献之后的剩余能谱均为暗物质的贡献，给出了低质量暗物质直接探测结果。本章主要介绍 WIMP 弹性散射模型，以及所用的统计学方法-分区间泊松法，然后对得到自旋无关 (SI) 和自旋相关 (SD) 物理结果进行讨论。

5.1 WIMP 弹性散射模型

5.1.1 理想模型

通常，我们考虑暗物质粒子与探测器靶核的弹性散射过程，单位质量的靶核与暗物质的散射事例率为^[18]：

$$\begin{aligned}
 \text{事例率 } dR = & \text{靶核粒子数 } N_T \\
 & \times \text{暗物质微分粒子数密度 } dn_\chi \\
 & \times \text{暗物质相对探测器靶核的运动速度 } v \\
 & \times \text{弹性散射截面 } \sigma
 \end{aligned} \tag{5-1}$$

其中靶核粒子数由探测器各个核素的贡献求和得到，暗物质微分粒子数密度与暗物质粒子运动速度分布有关，相对探测器靶核的运动速度依赖于模型中的逃逸速度和地球运动速度的调制作用，弹性散射截面与发生弹性散射时的动量转移相关。接下来分别就这四项进行讨论。

5.1.1.1 靶核粒子数

单位质量靶核粒子数为

$$N_T = \frac{N_0}{A} \tag{5-2}$$

其中 N_0 为阿伏伽德罗常数, $N_0 = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, A 为靶核的相对原子质量数。

对于多种核素组分的探测器来说, 总的散射事例率等于各核素的散射事例率的质量加权平均。对于天然锗, 平均原子质量 $m_N = 67.66 \text{ AMU}$ (原子质量单位), 平均原子质量数 $\bar{A} = 72.64$ ^[112]。由于式 (5-1) 中其余三项对不同锗核差异不大, 因此可以直接使用平均值计算锗核粒子数, 即

$$N_T = \frac{N_0}{A} \quad (5-3)$$

5.1.1.2 暗物质粒子数密度和速度分布

暗物质微分粒子数密度 dn_χ 可表示为^[46]

$$dn_\chi = \frac{n_0}{k} f(v, v_E) d^3v \quad (5-4)$$

其中 k 为速度分布的归一化常数, 使得 $\int_0^{v_{esc}} dn_\chi \equiv n_0$, 即

$$k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_0^{v_{esc}} f(v, v_E) v^2 dv \quad (5-5)$$

这里 n_0 是暗物质粒子平均数密度, $n_0 = \rho_\chi / m_\chi$, 其中 m_χ 是暗物质粒子的质量, $\rho_\chi = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ 为地球附近的暗物质密度。 v 是暗物质相对探测器靶核的运动速度, v_E 是地球在银河系中的速度, v_{esc} 是银河系的逃逸速度。

按照标准的暗物质晕模型^[113], 暗物质在银河系中的运动速度 $f(v, v_E)$ 满足 Maxwell-Boltzmann 速度分布, 速度最大值有一个截断, 截断值为银河系的逃逸速度:

$$f(v, v_E) = e^{-(v+v_E)^2/v_0^2} \Theta(v_{esc} - (v + v_E)) \quad (5-6)$$

其中 v_0 是暗物质的最概然速率, 一般取 $v_0 = 220 \text{ km/s}$ ^[114], 银河系的逃逸速度 $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$ ^[115]。由于地球绕太阳公转, 因此地球在银河系中的速度 v_E 存在年度调制:

$$v_E = v_\odot + u_E \cos\gamma \cos\omega(t - \Phi) \quad (5-7)$$

其中 $v_\odot = v_0 + 12 \text{ km/s}$ 是太阳在银河系中的速度, $u_E = 30 \text{ km/s}$ 为地球绕太阳公转的速度, $\cos\gamma = 0.51$ 为地球公转的黄道夹角, $\omega = 2\pi/\text{year}$ 为角速度, Φ 为相位,

一般取 6 月 2 日。速度的年调制现象可以使得反冲事例率存在年调制，调制幅度通常不会大于 7%^[113,116]。这里忽略了地球自转，因为地球自转导致的日调制幅度更小，当前测量精度还无法进行探测。

5.1.1.3 散射截面

暗物质和靶核的作用截面可以写成自旋无关（SI）和自旋相关（SD）两部分的贡献之和^[117]：

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma^{SI} + \sigma^{SD} \\ &= \sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R)\end{aligned}\quad (5-8)$$

其中 σ_0^{SI} 和 σ_0^{SD} 分别为零动量转移下 SI 和 SD 的暗物质与靶核的作用截面， $F_{SI,SD}^2(E_R)$ 是形状因子，用来计算非零动量转移时的相干性损失，这将会导致 SI 和 SD 贡献的事例率压低效应。下面分 SI 和 SD 两种情况对这些参数进行讨论。

(1) 自旋无关的情况：

零动量转移下的 WIMP-靶核的相互作用截面可以写成^[117]：

$$\sigma_0^{SI} = \frac{4\mu_N^2}{\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2 \quad (5-9)$$

其中 μ_N 为暗物质与靶核的约化质量， $\mu_N = m_N m_\chi / (m_N + m_\chi)$ ， Z 、 A 分别为探测器靶核的原子序数和质量数， f_p 、 f_n 分别为自旋无关情况下暗物质与核子（质子和中子）的有效耦合因子。通常认为暗物质的相互作用是保持核子的同位旋守恒的，即 $f_p = f_n$ ，因此上式可以写为

$$\sigma_0^{SI} = \left(\frac{\mu_N}{\mu_p}\right)^2 A^2 \sigma_{\chi N}^{SI} \quad (5-10)$$

其中 $\sigma_{\chi N}^{SI}$ 为暗物质与核子（质子或中子）的散射截面， μ_p 为暗物质与靶核单个核子的约化质量。

可以看到自旋相关情况下，作用截面与 A^2 成正比。因此，在暗物质直接探测中一般选用较重的靶核，如 Ge、Xe、I 等^[118]。然而，为了解释国际上各个实验组之间结果的差异，在许多暗物质模型中，暗物质与靶核的相互作用中 $f_p \neq f_n$ ，即同位旋是破缺的。

上述的相互作用截面是在零动量转移情况下推导出来的，而有效相互作用截

面会随着动量转移 q 的增加而减小，因此需要定义形状因子来对相互作用截面进行修正。

在非相对论近似的情况下，散射过程中发生的动量转移为

$$q = \sqrt{2m_N E_R} \quad (5-11)$$

其中 E_R 为反冲核得到的反冲能量， m_N 为反冲核的质量。在自然单位制 ($\hbar = 1$) 下，

$$\begin{aligned} q &= q/\hbar = \frac{\sqrt{2m_N E_R}}{\hbar} \\ &= \frac{\sqrt{2 \times 0.932(\text{GeVc}^{-2})A E_R(\text{keV})}}{6.582 \times 10^{-10} \text{MeV} \cdot \text{s}} \\ &= 6.92 \times 10^{-3} A^{1/2} E_R^{1/2} (\text{fm}^{-1}) \end{aligned} \quad (5-12)$$

因此 $qr_n = 6.92 \times 10^{-3} A^{1/2} E_R^{1/2}$ 为无量纲常数。其中 r_n 为原子核有效半径，单位为 fm 。

形状因子与无量纲常数 qr_n 有关，对相互作用截面的抑制作用可以表示为

$$\sigma(qr_n) = \sigma_0 F^2(qr_n) \quad (5-13)$$

形状因子的物理意义是核子在原子核核子密度分布函数 $\rho(r)$ 的傅里叶变换^[119]，在自旋无关的情况下，

$$F(q) = \frac{1}{A(2\pi)^{3/2}} \int \rho(r) e^{-iq \cdot r} d^3r \quad (5-14)$$

形状因子在很多文献中取 Helm 形式^[46]，

$$F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \times e^{-(qs)^2/2} \quad (5-15)$$

其中 $j_1(x)$ 是第一类球 Bessel 函数， s 为壳层厚度。

$$j_1(x) = \frac{\sin(x)}{(x)^2} - \frac{\cos(x)}{x} \quad (5-16)$$

原子核的有效半径与壳层厚度的关系为：

$$r_n = \sqrt{c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2} \quad (5-17)$$

$$a \approx 0.52 \text{ fm}, \quad s \approx 0.9 \text{ fm}, \quad c \approx 1.23A^{1/3} - 0.60 \text{ fm} \quad (5-18)$$

对于大多数 A ，可以用下式很好的拟合： $r_n \approx 1.14A^{1/3}$ 。

图 5.1画出了自旋无关情况下 Ge、Na、I 三种原子核的形状因子随反冲能的变化曲线。可以看到，在反冲能较小的情况下，形状因子随反冲能的增大逐渐减小，即有效相互作用截面受到抑制，并且对于原子序数越大的靶核，这种抑制作用越显著。

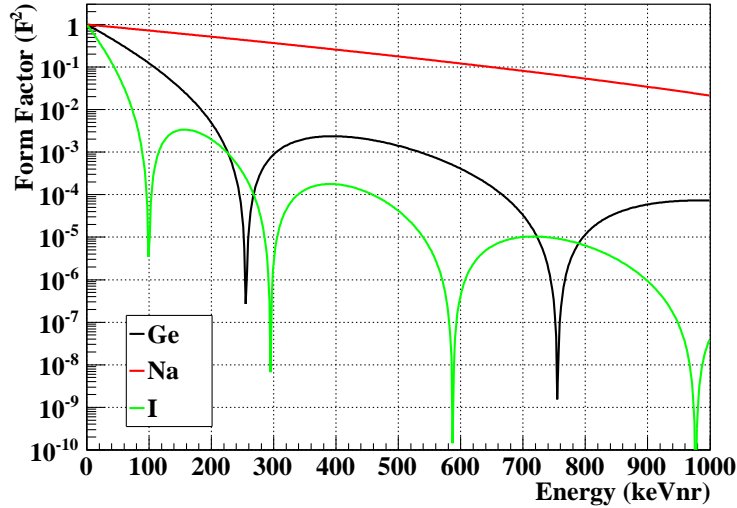


图 5.1 三种典型原子核的形状因子：黑线（Ge）、红线（Na）、绿线（I）

(2) 自旋相关的情况：

零动量转移下的 WIMP-靶核的相互作用截面可以写成^[117]：

$$\begin{aligned} \sigma_0^{SD} &= \frac{32\mu_N^2 G_F^2}{\pi} [a_p S_p + a_n S_n]^2 \left(\frac{J+1}{J}\right) \\ &= \frac{32}{\pi} \Lambda^2 G_F^2 J(J+1) \end{aligned} \quad (5-19)$$

其中 $\Lambda = \frac{1}{J}(a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)$ 。这里 $\langle S_{p,n} \rangle = \langle N | S_{p,n} | N \rangle$ 是靶核中总的质子或中子的自旋算符的期望值，表示质子和中子在原子核内的有效自旋。 a_p 、 a_n 分别为自旋相关情况下暗物质与质子和中子的有效耦合因子， G_F 为费米耦合常数， J 是原子核内核子总的自旋角动量。

可以看到在自旋相关的情况下，作用截面正比于 $(J + 1)/J$ 。因此在暗物质直接探测中，一般选择较大角动量的靶核（如靶核 F）进行自旋相关实验^[118]。只有质量数为奇数的核素才可以进行自旋相关作用的探测。我们使用的高纯锗探测器为天然锗加工制作，其中同位素 ^{73}Ge （自然丰度约为 7.7%）核中未配对的核子是中子，可以进行自旋相关作用截面的测量。

对于很多原子核，原子核核子的总自旋并不需要复杂的计算，而是可以使用模型进行近似^[120,121]。如奇偶核模型（Odd-Group Model, OGM）中，假设原子核核子总自旋取决于未配对的核子类别（质子或中子）决定，即若是未配对的为质子，则由所有的质子自旋决定，若是未配对的为中子，则由所有的中子自旋决定。因此 $\langle S_p \rangle$ 和 $\langle S_n \rangle$ 两者之中只有一个是非零的。这样原子核自旋的值可以使用测量到的原子核磁矩 μ 表示

$$\langle S_{odd} \rangle = \frac{\mu - g_{odd}^l J}{g_{odd}^s - g_{odd}^l} \quad (5-20)$$

其中 odd 表示未配对的核子类型（质子 p 或者中子 n ）， $g_n^s = -3.826$ ， $g_p^s = 5.586$ ， $g_n^l = 0$ ， $g_p^l = 1$ 。例如对于 ^{29}Si ， $J = 1/2$ ， $\mu = -0.555$ ，有未配对的中子， $\langle S_p \rangle_{29} \approx 0$ ， $\langle S_n \rangle_{29} \approx 0.15$ ，最后结果能够与原子核壳层结构的详细计算结果相吻合^[120,122]。但是对于 ^{73}Ge ，奇偶核模型给出了很差的估计，与其他模型计算差异较大^[122,123]。

在单粒子壳模型^[121,124]（Shell Model）中，总自旋与最后未配对的单个质子或中子有关^[125]。例如当存在未配对的中子，量子数为 (nlj) 时，

$$\langle S_n \rangle = \frac{[j(j+1) - l(l+1) + \frac{3}{4}]}{2(j+1)}, \quad \langle S_p \rangle = 0 \quad (5-21)$$

当存在未配对的质子时，情况相反。相比而言，奇偶核模型通常比壳模型给出的结果准确，更准确的方法是进行详细的原子核计算。表 5.1 中列出了利用奇偶核模型和其他模型计算的结果。其中 OGM 表示奇偶核模型，EOGM 表示扩展的奇偶核模型，IBFM 表示相互作用的玻色子-费米子模型。

表 5.1 奇偶核模型与其他模型计算的结果比较^[120]

Nucleus	J	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	Model
¹⁹ F	1/2	0.46	0.0	OGM
		0.415	-0.047	EOGM1
		0.368	-0.001	EOGM2
²⁷ Al	5/2	0.25	0.0	OGM
		-0.343	0.030	Shell Model
⁷³ Ge	9/2	0.0	0.23	OGM
		0.011	0.491	Shell Model ^[122]
		0.030	0.378	Hybrid ^[123]
⁹³ Nb	9/2	0.36	0.0	OGM
		0.46	0.08	Shell Model
¹³¹ Xe	3/2	-0.041	-0.236	OGM
		0.0	-0.166	Shell Model

自旋相关的情况下，形状因子可表示成 $F^2(qr_n) = S(q)/S(0)$ ，其中 $S(0)$ 为零动量转移时的形状因子， $S(q)$ 由下式给出

$$S(q) = a_0^2 S_{00}(q) + a_0 a_1 S_{01}(q) + a_1^2 S_{11}(q) \quad (5-22)$$

其中， $a_0 = a_p + a_n$ ， $a_1 = a_p - a_n$ ， $S_{ij}(i, j = 0, 1)$ 是自旋结构函数，与反冲能和原子相对质量数有关^[125]。由于原子核的自旋结构函数比较复杂且与原子核有关，因此一般要根据不同原子核的壳层模型来计算，并进行数值拟合。自旋结构函数一般使用多项式拟合，

$$S_{ij} = \sum_k c_{ij}^{(k)} y^k \quad (5-23)$$

其中 $y = 0.25b^2|q|^2$ ， $b = (1 \text{ fm})A^{1/6}$ 。⁷³Ge 和 ²⁹Si 原子核的拟合系数如表 5.2 所示。

表 5.2 自旋相关的情况下, 使用多项式对 ^{73}Ge 和 ^{29}Si 的形状因子进行拟合得到的拟合系数^[120]。注意多项式拟合只对 $y < y_{cut}$ 时有效, 否则形状因子等于 0

	$c^{(0)}$	$c^{(1)}$	$c^{(2)}$	$c^{(3)}$	$c^{(4)}$	$c^{(5)}$	$c^{(6)}$
$^{73}\text{Ge}^{[123]}, y_{cut}=1.3$							
S_{00}	0.159705	-1.100053	3.219129	-4.907739	4.110591	-1.796717	0.320255
S_{01}	0.114796	-0.910499	2.936698	-4.808584	4.254926	-1.941010	0.357707
S_{11}	-0.271006	2.018922	-6.226466	9.860608	-8.502157	3.800620	-0.689352
$^{29}\text{Si}^{[122]}, y_{cut}=0.25$							
S_{00}	0.00818	-0.0362	0.0802	-0.118	0.131	0	0
S_{01}	0.00867	-0.0543	0.170	-0.355	0.556	0	0
S_{11}	-0.0169	0.0912	-0.247	0.445	-0.603	0	0

5.1.1.4 微分散射事例率

暗物质粒子和靶核发生弹性散射时, 散射角 θ 与反冲能 E_R 在质心系中满足

$$E_R = \frac{\mu_N^2 v^2 (1 - \cos\theta)}{m_N} \quad (5-24)$$

对于实验测得的某一反冲能 E_R , 弹性散射中 WIMP 粒子的入射速率至少要达到的最小速度 $v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_R}{2\mu^2}}$ (当散射角 $\theta = \pi$ 时)。

为了计算得到微分反冲事例率, 我们需要对暗物质在实验室坐标下的速度分布进行积分, 来消除事例率对不可测量的暗物质速度的依赖性, 从而得到反冲能谱。

$$\frac{dR}{dE_R} = N_T \frac{\rho_\chi}{m_\chi} \int_{v_{min}} v f(v) \frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R) d^3v \quad (5-25)$$

在微分反冲事例率公式中, 速度依赖项主要是暗物质在实验室系中的速度分布 $f(v)$, 另外, 微分散射截面 $\frac{d\sigma}{dE_R}$ 中也包含对速度的依赖关系。一般地, 如果散射矩阵元中不包含额外的速度压低项, $\frac{d\sigma}{dE_R}$ 分母上会出现速度的平方项。

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{m_N}{2\mu_N^2 v^2} (\sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R)) \quad (5-26)$$

将式 (5-26) 代入式 (5-25) 中, 得到

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_\chi}{2m_\chi \mu^2} (\sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R)) \eta(E_R, t) \quad (5-27)$$

暗物质速度分布有关的信息有其相关积分 $\eta(E_R, t)$ 给出^[117]

$$\eta(E_R, t) = \int_{v_{min}(E_R)} \frac{f(v)}{v} d^3v \quad (5-28)$$

$\eta(E, t)$ 可以写作^[117]

$$\eta(E, t) = \begin{cases} \frac{1}{v_0 y}, & \text{for } z < y, x < |y - z| \\ \frac{1}{2N_{esc} v_0 y} [erf(x + y) - erf(x - y) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} y e^{-z^2}], & \text{for } z > y, x < |y - z| \\ \frac{1}{2N_{esc} v_0 y} [erf(z) - erf(x - y) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} (y + z - x) e^{-z^2}], & \text{for } |y - z| < x < y + z \\ 0, & \text{for } y + z < x \end{cases} \quad (5-29)$$

其中 $x = v_{min}/v_0$, $y = v_E/v_0$, $z = v_{esc}/v_0$, $N_{esc} = erf(z) - 2ze^{-z^2}/\pi^{1/2}$ 。

5.1.2 修正因子

修正因子需要考虑能量相关的效率，如淬灭因子、能量分辨率。

5.1.2.1 淬灭因子

相同能量的核反冲和电子反冲会产生不同数量的电子空穴对。对于使用 γ 源刻度的电离探测器，测量到的核反冲能量小于真实的反冲能。由于我们考虑的暗物质弹性散射模型大多是针对核反冲的，因此需要定义相对能量效率， f_n 也称为淬灭因子 (Quenching Factor, QF)。真实的核反冲能量 E_R (eV) 与实验测得的等效电子反冲能量 E_v (eVee) 的关系为， $E_v = E_R \cdot f_n$ 。

对能谱的修正如下：

$$\frac{dR}{dE_R} = f_n \left(1 + \frac{E_R}{f_n} \frac{df_n}{dE_R} \right) \frac{dR}{dE_v} \quad (5-30)$$

淬灭因子实验测量较为困难，多个实验^[18,98,126-133] 利用中子散射实验测量了不同能量的淬灭因子，测量结果相互之间还有一定偏差。Lindhard 等人针对电离探测器提出了淬灭因子的半经验公式^[134]：

$$f_n = \frac{\kappa g(\epsilon)}{1 + \kappa g(\epsilon)} \quad (5-31)$$

其中,

$$\varepsilon = 11.5E_R(\text{keV})Z^{-7/3}, \kappa = 0.133Z^{2/3}A^{-1/2}, g(\varepsilon) = 3\varepsilon^{0.15} + 0.7\varepsilon^{0.6} + \varepsilon. \quad (5-32)$$

其中 Z 和 A 分别为反冲核的原子序数和质量数。Lindhard 的计算结果在 10 keV 以下与实验结果存在差异。James F. Ziegler 等人在半经典公式的基础上, 考虑 QED 修正、晶格效应等修正, 结合实验测量数据, 开发了 TRIM 软件包 (the transport of ions in matter) 来模拟粒子在材料中的输运过程^[135], 从而来计算淬灭因子。根据 TRIM 的计算结果, 可以拟合得到淬灭因子与核反冲能量的关系。拟合函数如下:

$$f_n = p_4 \log^4(E_R) + p_3 \log^3(E_R) + p_2 \log^2(E_R) + p_1 \log(E_R) + p_0 \quad (5-33)$$

其中 $p_0 = 0.198$, $p_1 = 0.05052$, $p_2 = 0.00378$, $p_3 = 0.00192$, $p_4 = 0.0016$ 。

图 5.2 中红线为核反冲能量在 0.2–100 keV_{nr} 范围内的结果, 在整个范围内都能与实验结果较好的吻合^[11,83]。我们采用这种计算方法进行淬灭因子的修正。

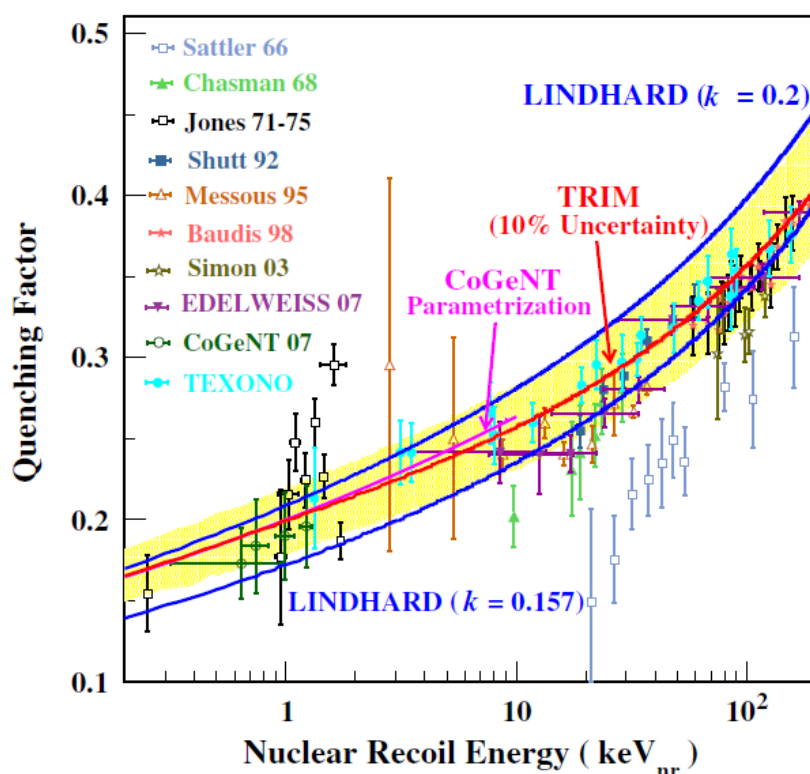


图 5.2 锗反冲核的淬灭因子。图中带误差的点是不同实验测量的结果, 蓝色的两条线分别为 $\kappa = 0.157$ 和 $\kappa = 0.2$ 时 Lindhard 半经典公式计算的结果, 紫色线为 CoGeNT 根据测量点拟合的结果, 红色线为 TRIM 计算得到的结果, 黄色带为 10% 的误差^[68,83]

5.1.2.2 能量分辨率

由于探测器具有一定的能量分辨率，因此需要考虑对反冲能谱进行修正。如果用 ΔE_v 代表能量为 E_v 时探测器的能量分辨率，假设能量展宽为高斯分布，则对于真实能量为 E_v 的 N 个反冲事例，在探测器上看到的 N 个事例的能量分布为

$$\frac{dN(E)}{dE} = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\Delta E_v} e^{-\frac{(E-E_v)^2}{2\Delta E_v^2}} \quad (5-34)$$

实验上我们采用内部宇生放射性核素的 X 射线峰拟合出能量分辨率与能量的关系。考虑能量分辨率之后，得到新的能谱为

$$\frac{dR}{dE_v} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \frac{1}{\Delta E'_v} \frac{dR}{dE'_v} e^{-\frac{(E_v-E'_v)^2}{2\Delta E'_v{}^2}} dE'_v \quad (5-35)$$

其中 $\frac{dR}{dE_v}$ 、 $\frac{dR}{dE'_v}$ 分别为能量分辨率修正前后的能谱。

图 5.3 给出了理想情况下（探测器阈值为 0）使用高纯锗探测器进行暗物质直接探测实验得到的暗物质反冲能谱^[83]，所用的反应截面为 $1.75 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ ，暗物质质量分别为 9 GeV（黑色）、7 GeV（蓝色）、5 GeV（红色），其他参数见表 5.3。可以看到，反冲事例率随能量增大衰减的很快，尤其是低质量暗物质的反冲能谱集中在几百 eVee 以下，因此探测器的能量阈值越低，越有利于低质量暗物质的探测，对低质量暗物质的探测灵敏度越高。

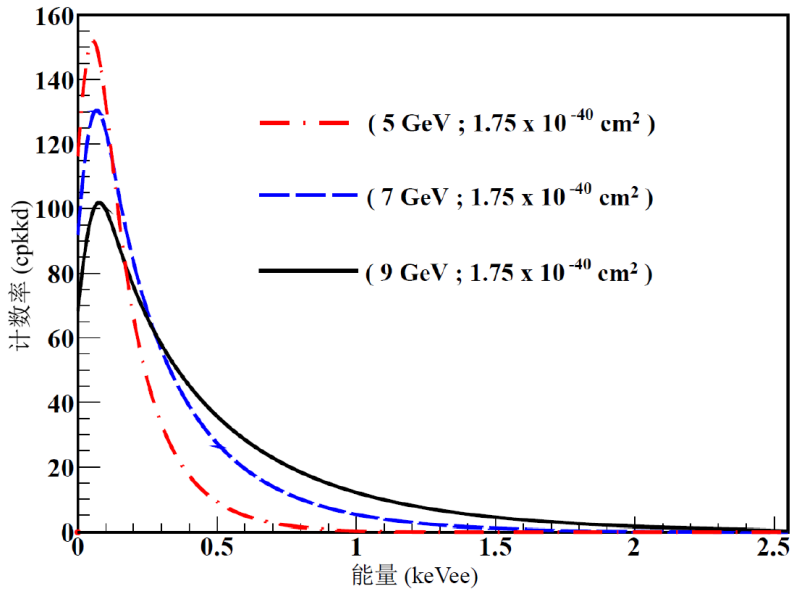


图 5.3 理想情况下（探测器阈值为 0）使用高纯锗探测器进行暗物质直接探测实验得到的暗物质反冲能谱^[83]，所用的反应截面为 $1.75 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ ，暗物质质量分别为 9 GeV（黑色）、7 GeV（蓝色）、5 GeV（红色）

5.2 分区间泊松法

对暗物质探测结果分析所使用的统计学方法依赖于对候选事例能谱的理解。如果对剩余能谱的理解比较充分，并且认为探测到了暗物质信号，一般使用最大似然法（Maximum Likelihood Method）或最小二乘法（Least Squares Method）对暗物质的质量 m_χ 和反应截面 σ 拟合，在 m_χ - σ 图上给出暗物质的允许区域。如果对剩余能谱中本底的理解不够充分，则一般使用单边的泊松统计方法给出排除线。国际上在给出暗物质的允许区域或者排除线时，置信水平一般取 90% ($1 - \alpha$)，即 WIMP 出现在允许区域以外或者排除线上方区域的概率仅为 10% (α)。

对剩余能谱本底理解不够充分的情况下，一般使用改进了的泊松统计方法。如分区间泊松法^[117]（Binned Poisson Method）考虑了能谱的形状，适用于能谱中相邻能量 bin 都有计数时的情况，分析时暗物质的反应截面上限由整个能谱中最灵敏的能量 bin 给出。最大间隙法^[136]（Maximum Gap Method）适用于能谱中计数较少的情况，此方法得到的结果一般比分区间泊松法给出的限制更强，即分区间泊松法更为保守^[11]。

对于 CDEX-1B 实验的 WIMP 事例候选能谱，低能区在 <2 keVee 以下存在上升趋势，而且目前对本底贡献理解不够充分，无法确定该能谱中本底的贡献。因此我们进行保守的物理分析，即假设剩余能谱均为暗物质的贡献，使用分区间泊松法给出暗物质自旋无关和自旋相关的排除线。

分区间泊松法^[117]的核心思想是：对于能谱中的每个能量区间 dE_i 可以认为是一次独立实验，因此在能量区间 dE_i 探测到的事例数的理论期望值 $N_i = N_i(m_\chi, \sigma)$ ，于是实验探测到的事例数 n 服从泊松分布 $P(N_i(m_\chi, \sigma))$ ：

$$P(n|N_i(m_\chi, \sigma)) = \frac{N_i(m_\chi, \sigma)^n}{n!} e^{-N_i(m_\chi, \sigma)} \quad (5-36)$$

如果实验时在能量区间 dE_i 中测量到的事例数为 N_m ，那么我们要求实验探测到至多 N_m 个事例的概率不小于 α 。因此在置信度 $1 - \alpha$ 下满足下式的 (m_χ, σ) 区域会被排除：

$$P(n > N_m | N_i(m_\chi, \sigma)) \geq 1 - \alpha \quad (5-37)$$

在实际计算时，对于每一个能量 bin，先固定某一个 WIMP 质量 m_χ ，再调节反应截面 σ ，使预期的事例个数不断下降，直到刚好使上式取等号时则得到了该能量 bin 该 WIMP 质量下的反应截面上限，然后对 WIMP 质量进行扫描便得到该

能量 bin 给出的 $1 - \alpha$ 置信水平的反应截面上限。能谱上的每个能量 bin 可以当成一次独立实验，都可以按照上述步骤给出 $1 - \alpha$ 置信水平的反应截面上限。于是扫描所有能量 bin，将每个能量 bin 给出的反应截面上限连到一起，便得到了 $1 - \alpha$ 置信水平的排除线。

5.3 WIMP 物理结果

根据第 4 章得到的暗物质事例候选能谱和 WIMP 弹性散射模型，使用分区间泊松法分别对自旋无关和自旋相关进行分析。分析所使用的参数^[137,138]如表 5.3 所示。

表 5.3 计算排除线所用到的参数

参数	参数值
原子量 A	72.96
暗物质密度 ρ_D	0.3 GeV/cm ³
平均速度 v_0	220 km/s
暗物质逃逸速度 v_{esc}	544 km/s
探测器质量 m	0.939 kg
淬灭因子	TRIM 计算
能量分辨率	$\sigma(eV) = 33.4992 + 13.2145\sqrt{E(keV)}$
形状因子	$s = 0.9 \text{ fm}, r_n$ 使用式 (5-18) 计算
分析阈值	0.16 keVee
能量 bin 宽	0.05 keVee
最大能量	2.5 keVee

图 5.4 是 CDEX-1B 得到的 90% 置信度下的自旋无关的灵敏曲线，同时给出了几个典型实验的结果^[49,54,62,63,65,69,137,139-141]，以及太阳中微子 ν -N 散射产生的“中微子台阶”^[142]。可以看到，CDEX-1B 对低质量暗物质的探测灵敏限可以低至 2 GeV，实现了更低质量暗物质探测能力。并且在自旋无关分析中给出了 6 GeV 以下点电极高纯锗探测器最灵敏的实验结果。

图 5.5 是 CDEX-1B 得到的 90% 置信度下的自旋相关的灵敏曲线，同时给出了几个典型实验的结果^[63,69,139,140,143]。可以看到，CDEX-1B 在自旋相关分析中给出了 4 GeV 以下国际最灵敏实验结果。

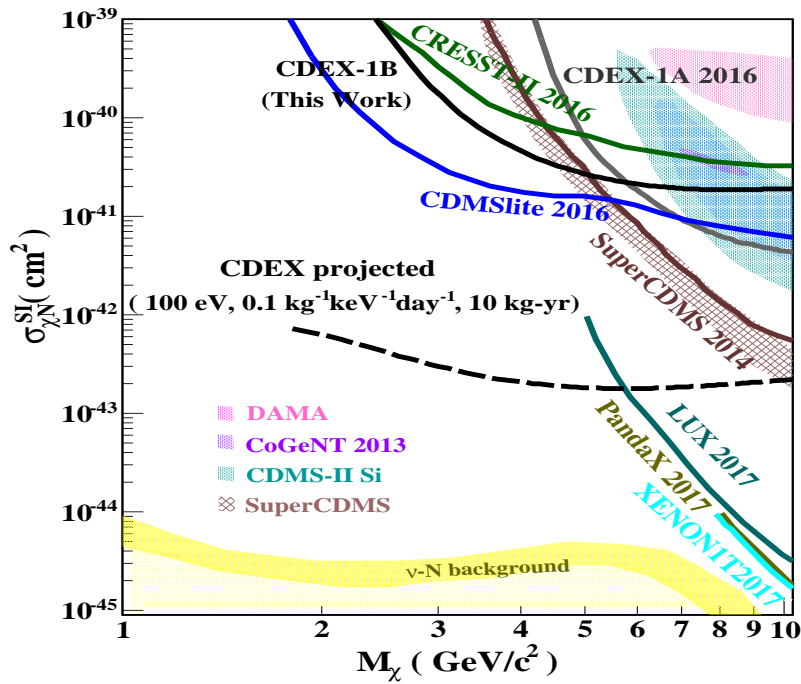


图 5.4 CDEX1-B 90% 置信度下的自旋无关灵敏曲线，同时给出了几个典型实验的结果，包括 CoGeNT^[54]、DAMA/LIBRA^[137] 和 CDMS-II (Si)^[62] 给出的暗物质允许区域，以及 CDEX-1 2016^[69]、XENON1T^[49]、LUX^[139]、PandaX-II^[140]、CDMSlite^[65]、SuperCDMS^[63] 和 CRESST-II^[141] 给出的排除线，同时还画出了太阳中微子 ν -N 散射产生的“中微子台阶”^[142]

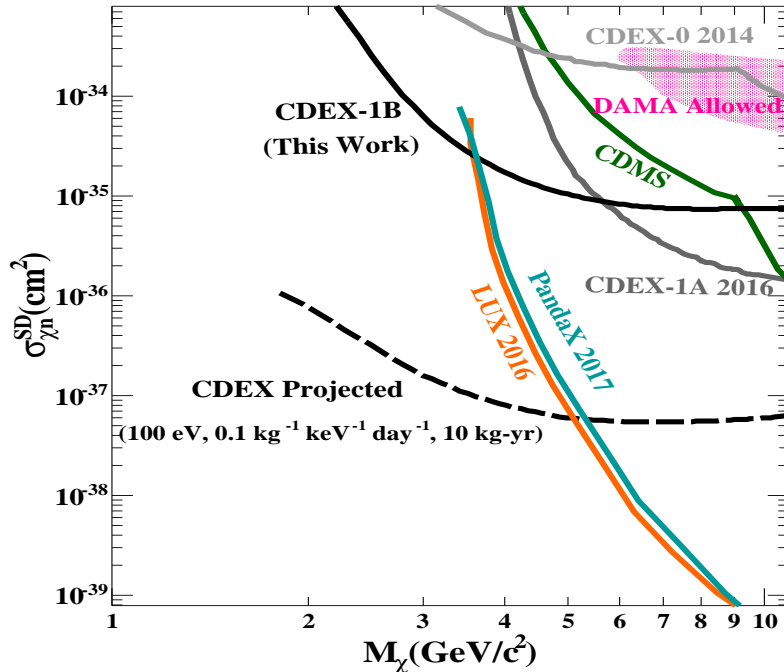


图 5.5 CDEX-1B 90% 置信度下的自旋相关灵敏曲线，以及 DAMA/LIBRA^[137] 给出的暗物质允许区域，以及 CDEX-1^[69,143]、LUX^[139]、PandaX-II^[140]、CDMS^[63] 给出的排除线

综合各类的实验，我们可以看到，CDEX-1B 实验将单体公斤级高纯锗探测器进行暗物质直接探测的探测限由 5 GeV 下推到 2 GeV，实现了更低质量暗物质探测能力。自旋无关（SI）的分析给出了 6 GeV 以下点电极高纯锗探测器最灵敏的实验结果，自旋相关（SD）的分析给出了 4 GeV 以下国际最灵敏实验结果。

未来，CDEX 会继续升级探测器电子学降低能量阈值，优化探测器结构及低本底材料结构件降低本底水平，采用大质量阵列探测器以获取更大曝光量。图 5.4和 5.5中还画出了能量阈值低至 100 eVee，本底水平低至 ~ 0.1 cpkkd，曝光量达到 10 公斤·年情况下的暗物质探测灵敏线。

第 6 章 总结与展望

作为 CDEX 未来的发展方向之一——得到更低的能量阈值，我们在 CDEX-1A 原型探测器的基础上研制升级了 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器，并搭建了性能满足低质量暗物质直接探测需求、能够长期稳定运行的暗物质直接探测实验系统。

我们可以看到 CDEX-1B 降低阈值之后取得了成功，包括：能量分辨率和时间分辨率明显优于 CDEX-1A；得到了 160 eVee 的能量阈值，为同类探测器最低；将同类探测器进行低质量暗物质直接探测的探测限下推至 2 GeV，在 6 GeV 以下优于我们之前结果，SD 在 4 GeV 以下为国际最灵敏的实验结果。

此外，凭借极低的能量阈值和更好的上升时间分辨能力，CDEX-1B 还给出了一些更精细的结构，如低能区康普顿台阶、Very-Bulk 事例等。

6.1 CDEX-1B 给出的精细结构

6.1.1 低能区康普顿台阶

康普顿散射的能谱在低能区并不是平的，而是有更精细的结构。通常入射光子与静止的自由电子相互作用的微分截面由 Klein-Nishina 公式给出^[144]，散射光子能量 (E_s) 取决于入射光子能量 (E_γ)，电子质量 (m) 以及散射角 (θ):

$$E_s = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (6-1)$$

当 γ 发生背散射即 $\theta = \pi$ 时，转移给电子的能量最大，为 $E = E_\gamma - E_s$ 。单能 γ 射线发生康普顿散射得到的能谱是连续的，从 0 一直到康普顿边沿。

考虑实际情况，电子位于原子壳层上并且有一定的动量分布，因此需要对 Klein-Nishina 公式进行修正，如常见的软化或者康普顿边沿的多普勒展宽效应^[145,146]。DAMIC 实验组^[146] 使用相对论脉冲近似 (Relativistic Impulse Approximation, IA) 方法计算了 γ 射线与 Si 壳层电子的康普顿散射能谱，并使用 Si-CCD 测量了 ^{57}Co 和 ^{241}Am 在 60 eV–4 keV 区间的能谱，看到了与 Si 壳层能量相关的精细结构，与计算结果基本吻合。对于能谱上与 L 壳层能量相关的 L 台阶，台阶前后的相对幅度可以使用对应有贡献的壳层电子个数之比 $(Z - 10)/(Z - 2)$ 进行估算。

图 6.1 为重建出的 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 体事例能谱 B_r ，在连续的康普顿平台上，可以明显看到与锗原子 L 壳层结合能 ($E_L = 1.298 \text{ keVee}$) 有关的 L 台阶，而 K

台阶由于统计性的原因并不明显。L 台阶前后的相对幅度为 73.3%，与理论预期 $((Z - 10)/(Z - 2))$ ，对于锗 $Z = 32$ 相符。同时红线和粉线为使用 GEANT4^[147] 模拟计算出的 ^{137}Cs 和 ^{60}Co B_r 能谱，其中使用了对低能电磁物理过程描述详细的 Livemore 物理库进行模拟，实验数据与模拟结果吻合的很好。

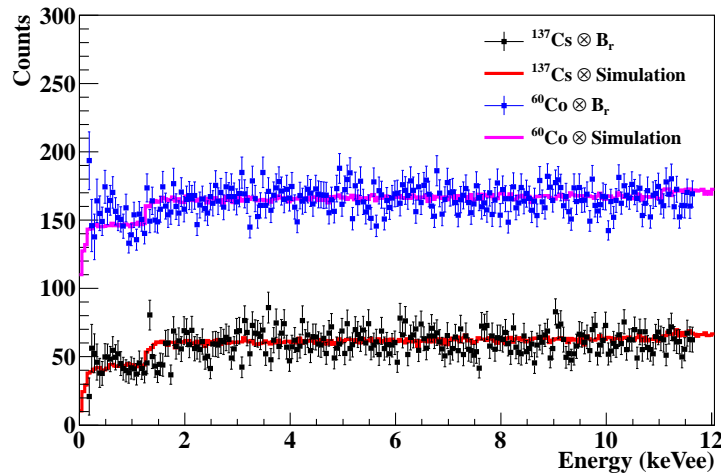


图 6.1 经过体事例/表面事例甄别之后重建得到的 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 体事例能谱 B_r ，以及 GEANT4 模拟结果。其中为更好画出 ^{60}Co 能谱， ^{60}Co 的能谱向上平移了一个常数 100。

这是首次在高纯锗探测器上看到低能区康普顿平台的精细结构。小角度康普顿散射是暗物质探测实验中一个主要的环境本底来源^[146]，因此低能区精细结构的精确描述对于进行低质量暗物质探测实验的本底理解非常重要。

6.1.2 Very-Bulk 事例

图 6.2 是 CDEX-1B 高能区本底数据中上升时间与能量的二维分布图，可以看到在体事例带 (Bulk Event Band) 的下方存在一条上升时间更快的带，这条带上的事例称为 Very-Bulk Event。图 6.3 是分别抓取的能量为 46 keV 的 Bulk 事例和 Very-Bulk 事例的原始波形图。可以看到，两种事例的波形存在差别，Bulk 事例的波形在快速上升前有一个缓慢的上升，而 Very-Bulk 事例的波形则没有。

经过探测器电场模拟发现，对于 CDEX-1B 使用的晶体直径与高度 (1:1) 相当的探测器，在晶体中间区域电场较弱 (该区域称为弱区)，载流子在弱区漂移速度相对较低。对于发生在探测器大部分区域的能量沉积，载流子 (空穴) 需要先漂移到探测器中间对称轴上，需要穿过弱区漂移至点电极才能被完全收集，在穿过弱区时漂移时间较长，于是形成了 Bulk 事例波形中的缓慢上升。对于发生在点电极附近电场强度较强区域的事例，载流子可以被很快收集，漂移时间很短，表现在

波形上不会出现缓慢的上升，而是直接快速上升。探测器电场模拟定性的解释了 Bulk 事例与 Very-Bulk 事例的来源。

分析发现，本底数据的 Bulk 与 Very-Bulk 能谱存在区别，尤其是第 4.5.4 节中提到的来源于 ^{210}Pb 的 46.5 keV 的 γ 峰，以及位于 70-90 keV 之间的一系列 Pb 的 X 射线大多分布在 Very-Bulk 能谱上。从而推测 CDEX-1B 高纯锗探测器有可能受到了位于晶体 P^+ 点电极面附近或者晶体内部的 ^{210}Pb 的影响。因此对 Very-Bulk 事例的研究是非常必要的，有助于更好的理解本底来源，改进探测器设计。

另外，载流子在漂移过程中有一定概率被复合或俘获而“死掉”，即有一定的寿命。随着漂移时间的增大，死掉的载流子数量增多。通过漂移时间和能量的二维关系拟合载流子寿命，然后根据漂移时间对真实能量进行修正，可以提高探测器在高分能区的能量分辨率，这有可能对未来的 $0\nu\beta\beta$ 实验提高灵敏度有所帮助。

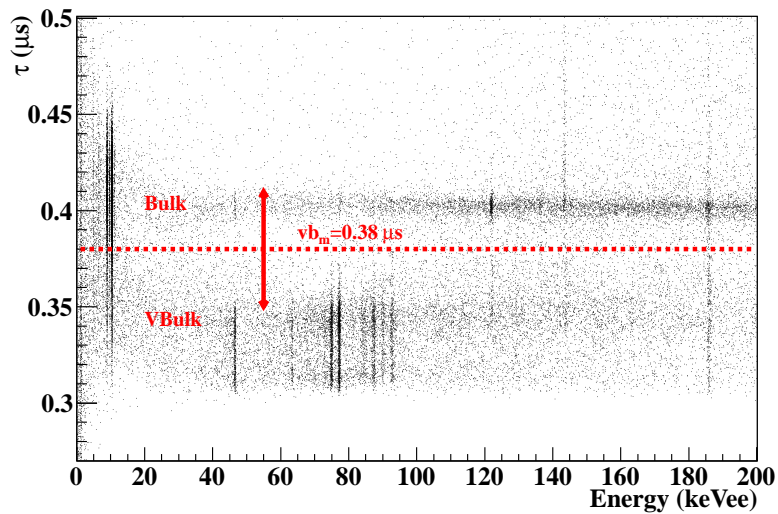


图 6.2 CDEX-1B 本底数据的上升时间与能量的二维分布

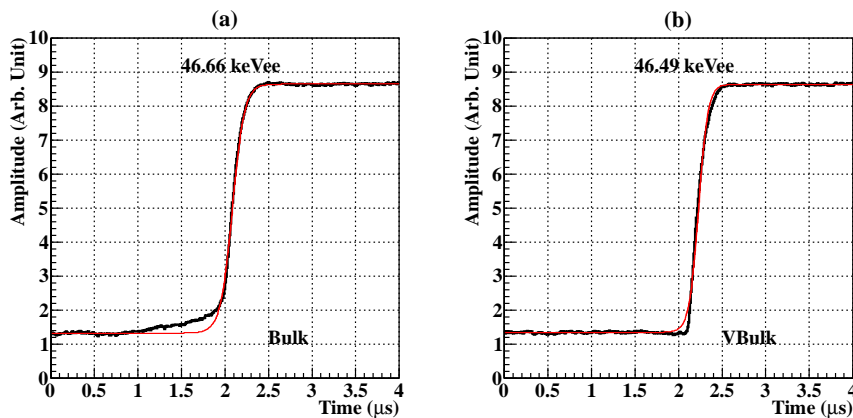


图 6.3 抓取的 46 keV 的 Bulk 事例与 Very-Bulk 事例的原始波形，红线为拟合结果

6.2 总结

本课题作为 CDEX-1 实验的一部分，利用在 CDEX-1A 原型探测器基础上升级的、具有更低能量阈值的 CDEX-1B 点电极高纯锗探测器，在世界上最深的中国锦屏地下实验室开展暗物质直接探测实验。目前已经取得的成果如下：

1) 研制了一套基于 CDEX-1B 低阈值点电极高纯锗的暗物质直接探测系统，包括数据获取系统、屏蔽体系统、监测系统。对实验系统的主要性能进行了研究。

CDEX-1B 实验系统的能量阈值达到 160 eVee；在低能区 (0–12 keV) 能量线性良好，能量偏离最大不超过 0.2%；能量分辨率和时间分辨率均明显优于 CDEX-1A，在 10.37 keVee (^{68}Ge K-shell X-ray) 的半高宽达到 ~ 195 eVee；系统噪声水平明显低于 CDEX-1A，随机触发噪声的基线分布半高宽达到 ~ 73 eVee。这些性能表明 CDEX-1B 实验系统能够满足开展对低质量 ($m_\chi < 10 \text{ GeV}/c^2$) 暗物质直接探测的需求，而且性能比 CDEX-1A 更好，可以对更轻质量的暗物质给出更灵敏的物理结果。

2) 系统稳定运行时间长达 3.3 年，累计获得了 783 天的有效本底数据和大量的放射源刻度数据，曝光量达到 737.1 公斤·天。

3) 针对更低能量阈值的 CDEX-1B 实验系统，发展了一套完善的数据处理流程来进行暗物质候选事例的筛选，尤其是创新性发展了基于信号波形上升时间分布 PDF 和计数率比例的体事例/表面事例甄别方法，成功的实现了 160 eVee 的能量阈值。分析了总曝光量为 737.1 公斤·天的本底数据，得到了暗物质候选事例能谱，并对物理能谱中可能的本底贡献进行了分析。

4) 利用 WIMP 散射模型和分区间泊松法对暗物质候选事例能谱进行了保守的物理分析，得到了低质量 ($m_\chi < 10 \text{ GeV}/c^2$) 暗物质的排除线。将采用单体公斤级的点电极高纯锗探测器进行暗物质直接探测的探测限下推至 2 GeV，获得了 6 GeV 以下点电极高纯锗探测器自旋无关 (SI) 国际最灵敏实验结果，以及 4 GeV 以下自旋相关 (SD) 国际最灵敏实验结果。

5) 得益于极低的能量阈值和更好的上升时间分辨能力，CDEX-1B 还给出了一些更精细的结构，包括低能区康普顿台阶、超快体事例等，尤其是首次在高纯锗探测器上看到的低能区康普顿台阶。这些精细结构的出现对于暗物质直接探测实验中的本底理解非常重要。

6) CDEX-1B 是 CDEX 实验组首个单体公斤量级能量阈值低至 200 eVee 以下的 PCGe 探测器。性能测试及数据分析为 CDEX-10 探测器及未来探测器刻度方法提供了思路，如优化探测器外形尺寸以降低电场分布的不均匀性；控制晶体附近材料的本底放射性含量，以降低本底水平；对在地下实验室运行时间较长、内部宇生放射性核素含量降低的高纯锗探测器可以使用中子活化法进行能量刻度等。

6.3 创新点

本课题的创新点主要包括以下三点：

1) 研制了一套基于低阈值点电极高纯锗探测器的暗物质直接探测系统，建立了基于信号波形上升时间分布 PDF 和计数率比例的体事例/表事例甄别方法，首次实现公斤级点电极高纯锗探测器低至 160 eV_{ee} 的能量阈值；

2) 将单体公斤量级的点电极高纯锗探测器系统暗物质直接探测质量限下推至 2 GeV/c²，获得了 6 GeV/c² 以下点电极高纯锗探测器自旋无关 (SI) 国际最灵敏实验结果，以及 4 GeV/c² 以下自旋相关 (SD) 国际最灵敏实验结果；

3) 在研究过程中，首次发现了高纯锗探测器近点电极的超快上升时间的事例和低能区康普顿台阶等精细结构。

6.4 展望

针对上述看到的精细结构，以及 CDEX 未来的发展方向，结合课题中的经验，分别从硬件、软件、数据处理、物理分析等方面对未来工作提出如下展望：

1) **进一步升级电子学和探测器以获得更低的能量阈值：**CDEX-1B 探测器目前的漏电流为 0.33 pA，相比 CDEX-1A 的 0.88 pA 降低了 ~3 倍，下一步要继续改进探测器制作工艺，尽可能的降低探测器的漏电流；同时升级电子学进一步降低电子学噪声，主要是脉冲反馈电荷灵敏前放，如改进 JFET 工艺、尝试 ASIC 技术等，继续降低探测器的能量阈值。

2) **开展精确的探测器电场模拟，优化探测器结构设计：**目前探测器电场模拟的限制在于对晶体和电子学参数缺乏了解，包括晶格晶向、杂质浓度分布、沟槽位置、沟槽深度、电子学响应函数等参数，因此现在电场模拟只能给出定性结果。另外，现在电场模拟时并没有对 PCGe 外侧死层详细考虑，是简单当做等势面进行电场模拟的，实际上死层内部也分全死层和过渡层，死层内部的电场分布会影响模拟结果。优化探测器结构设计时考虑两个方向：

一方面，可以尝试调节各个参数，使得模拟输出波形能够与实验测量波形相吻合，对于数据分析中所用的参数分布（如上升时间、漂移时间等），模拟也要与实验测量结果吻合。此时可以认为探测器参数设置正确，然后固定模拟参数，对探测器内不同位置进行模拟生成波形库。实验测量波形与波形库中的波形进行最优匹配，尝试发展探测器的位置分辨能力。此时可以进行灵敏体积选择（比如弱区），灵敏体积以外的探测器材料便具有自屏蔽功能，因此可以大大压低本底水平。但这个灵敏体积比较小而且体积计算比较困难，可能贡献较大的系统误差。

另一方面，对电场强度分布与晶体形状参数（如晶体直径与高度比）进行模

拟研究,选择合适的尺寸使得 PCGe 内部电场分布均匀性较好,降低电场分布对时间分辨的影响。这可以使探测器内的大部分事例具有相近的漂移时间,从而提高能量分辨率。不过此时,探测器的位置分辨能力下降。因此需要根据实际需求发展相应的技术。

3) 通过多种手段对本底贡献进行分析,建立本底模型,未来探测器加工时控制晶体附近材料放射性,以降低本底水平:研究本底数据中的 AC⁺ 事例,通过分析 PCGe 探测器与 NaI(Tl) 反符合探测器之间的时间关联、能量关联,推测本底来源;研究 Bulk 事例与 Very-Bulk 事例的特点,并找到合适的甄别参数,如漂移时间的差异,从而得到准确的 Bulk 和 Very-Bulk 能谱,推测本底来源;通过探测器材料放射性核素含量、放射性核素位置等模拟,最终建立探测器的本底模型,对各个感兴趣的能区能谱进行解释。了解探测器各个部件、各个材料对本底的贡献情况,对于以后在设计制作探测器时如何进一步降低本底水平提供方向性的指导,从而有利于提高暗物质探测的灵敏度。

4) 开展年度调制效应的研究:CDEX-1B 实验系统稳定运行 ~3.3 年,获得了 783 天的有效本底数据,现在还在稳定取数,可以用来深入分析暗物质的年度调制效应。另外,CDEX-1A 实验系统也积累了超过 365 天的有效数据,稳定性良好。两套探测器的分析结果可以独立进行然后交叉检验,相互验证。

5) 开展其他物理通道的研究:利用 CDEX-1B 以及 CDEX-1A 的本底数据,开展除 WIMP 以外其他物理通道的研究,如轴子 (Axion)^[148]、惰性中微子^[149]、super-WIMPs^[106,150,151]、Pauli exclusion principle violating (PEPV) decay^[106] 等。

参考文献

- [1] Cho A. Universe's High-Def Baby Picture Confirms Standard Theory. *Science*, 2013, 339(6127):1513–1513.
- [2] Planck Collaboration, Ade, P A R, Aghanim, N, et al. Planck 2015 results - XIII. Cosmological parameters. *A&A*, 2016, 594:A13.
- [3] Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan A, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 2012, 716(1):30–61.
- [4] Aad G, Abajyan T, Abbott B, et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 2012, 716(1):1–29.
- [5] CERN. New results indicate that new particle is a Higgs boson[EB/OL]. [2013-03-14]. <http://home.cern/about/updates/2013/03/new-results-indicate-new-particle-higgs-boson>.
- [6] Kang K J, Cheng J P, Li J, et al. Introduction to the CDEX experiment. *Front. Phys.*, 2013, 8(4):412–437.
- [7] Cao X G, Chen X, Chen Y H, et al. PandaX: a liquid xenon dark matter experiment at CJPL. *Science China Physics Mechanics & Astronomy*, 2014, 57(8):1476–1494.
- [8] Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 1933, 6:110–127.
- [9] Zwicky F. Republication of: The redshift of extragalactic nebulae. *General Relativity and Gravitation*, 2009, 41(1):207–224.
- [10] Rubin V C, Ford W K, Thonnard N. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa through Sc. *Astrophys. J.*, 1978, 225:L107–L111.
- [11] 刘书魁. 低阈值高纯锗探测器对低质量 WIMP 粒子的直接探测 [博士学位论文]. 成都: 四川大学, 2014.
- [12] Corbelli E, Salucci P. The extended rotation curve and the dark matter halo of M33. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2000, 311(2):441–447.
- [13] Bob Johnson - Jim Johnson. Essential Guide to the EU - Chapter 10 Rotational Effects[EB/OL]. [2012-02-29]. <https://www.thunderbolts.info/wp/2012/02/29/essential-guide-to-the-eu-chapter-10/m33-rotation-curve/>.
- [14] Robert Nemiroff and Jerry Bonnell. The Matter of the Bullet Cluster[EB/OL]. [2006-08-24]. <https://apod.nasa.gov/apod/ap060824.html>.
- [15] Einstein A. Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science*, 1936, 84(2188):506.
- [16] Bartelmann M, Schneider P. Weak gravitational lensing. *Physics Reports*, 2001, 340(4):291–472.
- [17] Markevitch M. Chandra Observation of the Most Interesting Cluster in the Universe. In: Wilson A, (eds.). *The X-ray Universe 2005*, volume 604 of *ESA Special Publication*, 2006. 723.

- [18] 吴昱城. 超低能量阈高纯锗探测器的暗物质直接探测 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2013.
- [19] Clowe D, Bradac M, Gonzalez A H, et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *The Astrophysical Journal Letters*, 2006, 648(2):L109.
- [20] White S D M, Frenk C S, Davis M. Clustering in a Neutrino Dominated Universe. *Astrophys. J.*, 1983, 274:L1–L5.
- [21] Springel V, White S D M, Jenkins A, et al. Simulating the joint evolution of quasars, galaxies and their large-scale distribution. *Nature*, 2005, 435:629–636.
- [22] Sloan Digital Sky Survey. SDSS-Science Results[EB/OL]. [2017-11-02]. <http://www.sdss.org/science/>.
- [23] Fields B, Sarkar S. Big-Bang nucleosynthesis (Particle Data Group mini-review). October, 2006, G33(October 2005):11.
- [24] Einasto J. Dark Matter. *Astronomy and Astrophysics* 2010, 2009.
- [25] Nakamura R, Hashimoto M A, Ichimasa R, et al. Big-Bang nucleosynthesis: Constraints on nuclear reaction rates, neutrino degeneracy, inhomogeneous and Brans-Dicke models. *International Journal of Modern Physics E*, 2017, 26(08):1741003.
- [26] Schramm D N, Turner M S. Big-bang nucleosynthesis enters the precision era. *Rev. Mod. Phys.*, 1998, 70:303–318.
- [27] Milgrom M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical Journal*, 1983, 270(2):365–370.
- [28] Gianfranco B. Particle Dark Matter : Observations, Models and Searches. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- [29] 陈楠. Z' 及 CDEX 相关的暗物质理论研究 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2014.
- [30] Peccei R D, Quinn H R. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 1977, 38:1440–1443.
- [31] Peccei R D, Quinn H R. Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. D*, 1977, 16:1791–1797.
- [32] Weinberg S. A New Light Boson? *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 40:223–226.
- [33] Wilczek F. Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 40:279–282.
- [34] Kusenko A. Sterile neutrinos: The dark side of the light fermions. *Physics Reports*, 2009, 481(1):1–28.
- [35] Boyarsky A, Ruchayskiy O, Shaposhnikov M. The Role of Sterile Neutrinos in Cosmology and Astrophysics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2009, 59(1):191–214.
- [36] Gelmini G, Gondolo P. DM production mechanisms. Cambridge University Press, 2010: 121.
- [37] Roszkowski L. Particle dark matter — a theorist's perspective. *Pramana*, 2004, 62(2):389–401.
- [38] Aguilar M, Alberti G, Alpat B, et al. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110:141102.

- [39] Blum K, Katz B, Waxman E. AMS-02 Results Support the Secondary Origin of Cosmic Ray Positrons. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111:211101.
- [40] Teresa Marrodán Undagoitia and Ludwig Rauch. Dark matter direct-detection experiments. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2016, 43(1):013001.
- [41] Goodman M W, Witten E. Detectability of certain dark-matter candidates. *Phys. Rev. D*, 1985, 31:3059–3063.
- [42] Drukier A K, Freese K, Spergel D N. Detecting cold dark-matter candidates. *Phys. Rev. D*, 1986, 33:3495–3508.
- [43] Freese K, Lisanti M, Savage C. Colloquium: Annual modulation of dark matter. *Rev. Mod. Phys.*, 2013, 85:1561–1581.
- [44] Spergel D N. Motion of the Earth and the detection of weakly interacting massive particles. *Phys. Rev. D*, 1988, 37:1353–1355.
- [45] Cushman P, Galbiati C, McKinsey D N, et al. Working Group Report: WIMP Dark Matter Direct Detection. Oct, 2013.
- [46] Lewin J, Smith P. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 1996, 6(1):87–112.
- [47] McKinsey D N, Akerib D, Bedikian S, et al. The LUX dark matter search. *Journal of Physics: Conference Series*, 2010, 203(1):012026.
- [48] Aprile E, Baltz E, Curioni A, et al. XENON: A 1 Tonne liquid xenon experiment for a sensitive dark matter search. *WORLD SCIENTIFIC*, 2011: 165–178.
- [49] Aprile E, Aalbers J, Agostini F, et al. First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 119:181301.
- [50] Agnes P, Alexander T, Alton A, et al. First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso. *Physics Letters B*, 2015, 743:456–466.
- [51] Aalseth C E, Agnes P, Alton A, et al. The DarkSide Multiton Detector for the Direct Dark Matter Search. *Adv. High Energy Phys.*, 2015, 2015:541362.
- [52] Boulay M G, Deap Collaboration. DEAP-3600 Dark Matter Search at SNOLAB. *Journal of Physics: Conference Series*, 2012, 375(1):012027.
- [53] Boulay M, Hime A. Technique for direct detection of weakly interacting massive particles using scintillation time discrimination in liquid argon. *Astroparticle Physics*, 2006, 25(3):179–182.
- [54] Aalseth C E, Barbeau P S, Colaresi J, et al. CoGeNT: A search for low-mass dark matter using *p*-type point contact germanium detectors. *Phys. Rev. D*, 2013, 88:012002.
- [55] Agnese R, Anderson A J, Balakishiyeva D, et al. Demonstration of surface electron rejection with interleaved germanium detectors for dark matter searches. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(16):164105.
- [56] Armengaud E, Augier C, Benoît A, et al. Search for low-mass WIMPs with EDELWEISS-II heat-and-ionization detectors. *Phys. Rev. D*, 2012, 86:051701.
- [57] Armengaud E, Augier C, Benoît A, et al. Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes. *Physics Letters B*, 2011, 702(5):329–335.

- [58] Angloher G, Bauer M, Bavykina I, et al. Commissioning run of the CRESST-II dark matter search. *Astroparticle Physics*, 2009, 31(4):270–276.
- [59] Bernabei R, Belli P, et al. New results from DAMA/LIBRA. *Eur. Phys. J. C*, 2010, 67(5-6):39.
- [60] Aalseth C E, Barbeau P S, Bowden N S, et al. Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a p -Type Point Contact Germanium Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106:131301.
- [61] Angloher G, Bauer M, Bavykina I, et al. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search. *Eur. Phys. J. C*, 2012, 72(4):1971.
- [62] Agnese R, Ahmed Z, Anderson A J, et al. Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111:251301.
- [63] Agnese R, Anderson A J, Asai M, et al. Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112:241302.
- [64] Agnese R, Anderson A J, Asai M, et al. Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles Using Voltage-Assisted Calorimetric Ionization Detection in the SuperCDMS Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112:041302.
- [65] Agnese R, Anderson A J, Aramaki T, et al. New Results from the Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with the CDMS Low Ionization Threshold Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 116:071301.
- [66] Aalseth C E, Barbeau P S, Colaresi J, et al. Search for an Annual Modulation in a p -Type Point Contact Germanium Dark Matter Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107:141301.
- [67] Aalseth C E, Barbeau P S, Leon J D, et al. Maximum Likelihood Signal Extraction Method Applied to 3.4 years of CoGeNT Data. *arXiv:1401.6234v3*, 2015.
- [68] Yue Q, Zhao W, Kang K J, et al. Limits on light weakly interacting massive particles from the CDEX-1 experiment with a p -type point-contact germanium detector at the China Jinping Underground Laboratory. *Phys. Rev. D*, 2014, 90:091701.
- [69] Zhao W, Yue Q, Kang K J, et al. Search of low-mass WIMPs with a p -type point contact germanium detector in the CDEX-1 experiment. *Phys. Rev. D*, 2016, 93:092003.
- [70] Normile D. Chinese Scientists Hope to Make Deepest, Darkest Dreams Come True. *Science*, 2009, 324(5932):1246.
- [71] Feder T. China, others dig more and deeper underground labs. *Physics Today*, 2010, 63(9):25–27.
- [72] Kang K J, Cheng J P, Chen Y H, et al. Status and prospects of a deep underground laboratory in China. *Journal of Physics Conference Series*, volume 203 of *Journal of Physics Conference Series*, 2010. 012028.
- [73] 程建平, 吴世勇, 岳骞, et al. 国际地下实验室发展综述. *物理*, 2011, 40(3):149–154.
- [74] Wu Y C, Hao X Q, Yue Q, et al. Measurement of cosmic ray flux in the China JinPing underground laboratory. *Chinese Physics C*, 2013, 37(8):086001.
- [75] PandaX Collaboration. PandaX: Particle and Astrophysical Xenon Experiments[EB/OL]. [2017-11-02]. <https://pandax.sjtu.edu.cn/pandax>.
- [76] Cheng J P, Kang K J, Li J M, et al. The China Jinping Underground Laboratory and Its Early Science. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2017, 67(1):231–251.

- [77] Zhao W, Yue Q, Kang K J, et al. First results on low-mass WIMPs from the CDEX-1 experiment at the China Jinping underground laboratory. *Phys. Rev. D*, 2013, 88:052004.
- [78] 陈伯显, 张智. 核辐射物理及探测学. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学出版社, 2011.
- [79] Zhao W, Yue Q, Li J. Progress in the china dark matter experiment (CDEX). *Chinese Journal*, 2015, 60(25):2376.
- [80] Luke P N, Goulding F S, Madden N W, et al. Low capacitance large volume shaped-field germanium detector. *Nuclear Science IEEE Transactions on*, 1989, 36(1):926–930.
- [81] Cooper R J, Radford D C, Lagergren K, et al. A Pulse Shape Analysis technique for the MAJORANA experiment. *Nuclear Instruments Methods in Physics Research*, 2011, 629(1):303–310.
- [82] Knoll G F. *Radiation Detection and Measurement*. Fourth edition ed., New York: John Wiley & Sons, 2010.
- [83] 赵伟. 公斤级点电极高纯锗探测器的暗物质直接探测研究 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2016.
- [84] Jiang H, Yue Q, Li Y L, et al. Measurement of the dead layer thickness in a p-type point contact germanium detector. *Chinese Physics C*, 2016, 40(9):096001.
- [85] Ma J L, Yue Q, Wang Q, et al. Study of inactive layer uniformity and charge collection efficiency of a p-type point-contact germanium detector. *Applied Radiation and Isotopes*, 2017, 127(Supplement C):130–136.
- [86] Zeng Z, Su J, Ma H, et al. Environmental gamma background measurements in China Jinping Underground Laboratory. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 2014, 301(2):443–450.
- [87] Hu Q, Ma H, Zeng Z, et al. Neutron background measurements at China Jinping underground laboratory with a Bonner multi-sphere spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2017, 859(Supplement C):37–40.
- [88] 曾昭明. 低本底热中子探测技术研究与应用 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2017.
- [89] Zeng Z M, Gong H, Yue Q, et al. Thermal neutron background measurement in CJPL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2015, 804(Supplement C):108–112.
- [90] Du Q, Lin S T, Liu S K, et al. Measurement of the fast neutron background at the China Jinping Underground Laboratory. *arXiv:1706.06831*, 2017.
- [91] 米宇豪, 马豪, 曾志, et al. 中国锦屏地下实验室空气氡浓度监测 (2010—2011). *中国科技论文*, 2015, (23):2783–2785.
- [92] 王力. CDEX-1 点电极高纯锗探测器高能区伽马和中子本底研究 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2017.
- [93] Lawrence Berkeley National Laboratory. X-RAY DATA BOOKLET[EB/OL]. [2017-11-02]. <http://xdb.lbl.gov/>.
- [94] Schubert A G. Searching for neutrinoless double-beta decay of germanium-76 in the presence of backgrounds[博士学位论文]. Washington: University of Washington, 2012.
- [95] CERN. ROOT a Data analysis Framework[EB/OL]. [2017-10-30]. <https://root.cern.ch/>.

- [96] Li H B, Singh L, Singh M K, et al. Differentiation of bulk and surface events in p-type point-contact germanium detectors for light WIMP searches. *Astroparticle Physics*, 2014, 56(Supplement C):1–8.
- [97] Yang L T, Li H B, Yue Q, et al. Bulk and Surface Event Identification in p-type Germanium Detectors. arXiv:1611.03357v2, 2016.
- [98] Baudis L, Hellmig J, Klapdor-Kleingrothaus H, et al. High-purity germanium detector ionization pulse shapes of nuclear recoils, γ -interactions and microphonism. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1998, 418(2):348–354.
- [99] Wei W Z, Liu J, Mei D M. Discrimination of nuclear and electronic recoil events using plasma effect in germanium detectors. *Journal of Instrumentation*, 2016, 11(07):P07008.
- [100] Li H B, Liao H Y, Lin S T, et al. Limits on Spin-Independent Couplings of WIMP Dark Matter with a *p*-Type Point-Contact Germanium Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110:261301.
- [101] Bahcall J N. Exchange and Overlap Effects in Electron Capture and in Related Phenomena. *Phys. Rev.*, 1963, 132:362–367.
- [102] Bambynek W, Behrens H, Chen M H, et al. Orbital electron capture by the nucleus. *Rev. Mod. Phys.*, 1977, 49:77–221.
- [103] Cohen B L. Concepts of nuclear physics. New York: McGraw-Hill, 1971: 77–77.
- [104] 卢希庭. 原子核物理 (修订版). 北京: 原子能出版社, 2000.
- [105] 苏健. CDEX 探测器辐射本底模拟与实验研究 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2015.
- [106] Abgrall N, Arnquist I J, Avignone F T, et al. New Limits on Bosonic Dark Matter, Solar Axions, Pauli Exclusion Principle Violation, and Electron Decay from the Majorana Demonstrator. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118:161801.
- [107] 吴治华. 原子核物理实验方法 (修订第三版). 北京: 原子能出版社, 1997.
- [108] Smith A B, Fields P R, Roberts J H. Spontaneous Fission Neutron Spectrum of ^{252}Cf . *Phys. Rev.*, 1957, 108:411–413.
- [109] Agnese R, Anderson A J, Balakishiyeva D, et al. Demonstration of surface electron rejection with interleaved germanium detectors for dark matter searches. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(16):18–168.
- [110] ILIAS Collaboration. The ILIAS database on radiopurity of materia[EB/OL]. [2017-11-02]. <http://radiopurity.in2p3.fr/>.
- [111] Mill-Max Mfg Corp. Connector pins & interconnect solutions[EB/OL]. [2017-11-02]. <http://www.mill-max.com>.
- [112] Element Collection, Inc. Technical data for Germanium[EB/OL]. [2017-11-02]. <http://periodictable.com/Elements/032/data.html>.
- [113] Freese K, Frieman J, Gould A. Signal modulation in cold-dark-matter detection. *Phys. Rev. D*, 1988, 37:3388–3405.
- [114] Kerr F J, Lyndenbell D. Review of galactic constants. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1986, 221(4):1023–1038.

- [115] Smith M C, Ruchti G R, Helmi A, et al. The RAVE survey: constraining the local Galactic escape speed. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2007, 379(2):755–772.
- [116] Bertone G, Hooper D, Silk J. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 2005, 405(5):279–390.
- [117] Savage C, Gelmini G, Gondolo P, et al. Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2009, 2009(04):010.
- [118] 苗森. 暗物质直接探测的唯象研究 [博士学位论文]. 北京: 中国科学院大学, 2015.
- [119] Eegel J, Pittel S, Vogel P. NUCLEAR PHYSICS OF DARK MATTER DETECTION. *International Journal of Modern Physics E*, 1992, 01(01):1–37.
- [120] Jungman G, Kamionkowski M, Griest K. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 1996, 267(5):195–373.
- [121] ENGEL J, PITTEL S, VOGEL P. Nuclear physics of dark matter detection. *International Journal of Modern Physics E*, 1992, 01(01):1–37.
- [122] Ressel M T, Aufderheide M B, Bloom S D, et al. Nuclear shell model calculations of neutralino-nucleus cross sections for ^{29}Si and ^{73}Ge . *Phys. Rev. D*, 1993, 48:5519–5535.
- [123] Dimitrov V I, Engel J, Pittel S. Scattering of weakly interacting massive particles from ^{73}Ge . *Phys. Rev. D*, 1995, 51:R291–R295.
- [124] Goodman M W, Witten E. Detectability of certain dark-matter candidates. *Phys. Rev. D*, 1985, 31:3059–3063.
- [125] 杨俊. 基于暗物质直接探测实验的 WIMP 参数限定 [博士学位论文]. 上海: 上海交通大学, 2014.
- [126] Sattler A R, Vook F L, Palms J M. Ionization Produced by Energetic Germanium Atoms within a Germanium Lattice. *Phys. Rev.*, 1966, 143:588–594.
- [127] Chasman C, Jones K W, Ristinen R A, et al. Measurement of the Energy Loss of Germanium Atoms to Electrons in Germanium at Energies below 100 keV. II. *Phys. Rev.*, 1967, 154:239–244.
- [128] Chasman C, Jones K W, Kraner H W, et al. Band-Gap Effects in the Stopping of Ge^{72*} Atoms in Germanium. *Phys. Rev. Lett.*, 1968, 21:1430–1433.
- [129] Jones K W, Kraner H W. Stopping of 1- to 1.8-keV ^{73}Ge Atoms in Germanium. *Phys. Rev. C*, 1971, 4:125–129.
- [130] Jones K W, Kraner H W. Energy lost to ionization by 254-eV ^{73}Ge atoms stopping in Ge. *Phys. Rev. A*, 1975, 11:1347–1353.
- [131] Shutt T, Ellman B, Barnes P D, et al. Measurement of ionization and phonon production by nuclear recoils in a 60 g crystal of germanium at 25 mK. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69:3425–3427.
- [132] Messous Y, Chambon B, Chazal V, et al. Calibration of a Ge crystal with nuclear recoils for the development of a dark matter detector. *Astroparticle Physics*, 1995, 3(4):361–366.
- [133] Simon E, Bergé L, Broniatowski A, et al. SICANE: a detector array for the measurement of nuclear recoil quenching factors using a monoenergetic neutron beam. *Nuclear Inst & Methods in Physics Research A*, 2003, 507(3):643–656.

- [134] Lindhard J, Nielsen V, Scharff M, et al. INTEGRAL EQUATIONS GOVERNING RADIATION EFFECTS. (NOTES ON ATOMIC COLLISIONS, III). *Kgl.danske Videnskabselskab.mat.fys.medd*, 1963, 33: no. 10(5):706–706.
- [135] James F Ziegler. SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter[EB/OL]. [2017-11-02]. <http://www.srim.org/>.
- [136] Yellin S. Finding an upper limit in the presence of an unknown background. *Phys. Rev. D*, 2002, 66:032005.
- [137] Belli P, Bernabei R, Bottino A, et al. Observations of annual modulation in direct detection of relic particles and light neutralinos. *Phys. Rev. D*, 2011, 84:055014.
- [138] Yang L T, Li H B, Yue Q, et al. Limits on light WIMPs with a 1 kg-scale germanium detector at 160 eVee physics threshold at the China Jinping Underground Laboratory. *arXiv:1710.06650*, 2017.
- [139] Akerib D S, Alsum S, Araújo H M, et al. Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118:021303.
- [140] Cui X, Abdurkerim A, Chen W, et al. Dark Matter Results from 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 119:181302.
- [141] Angloher G, Bento A, Bucci C, et al. Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector. *The European Physical Journal C*, 2016, 76(1):25.
- [142] Billard J, Figueroa-Feliciano E, Strigari L. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Phys. Rev. D*, 2014, 89:023524.
- [143] Liu S K, Yue Q, Kang K J, et al. Limits on light WIMPs with a germanium detector at 177 eVee threshold at the China Jinping Underground Laboratory. *Phys. Rev. D*, 2014, 90:032003.
- [144] Klein O, Nishina Y. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik*, 1929, 52(11):853–868.
- [145] Mond J W M D. Compton Modified Line Structure and its Relation to the Electron Theory of Solid Bodies. *Physical Review*, 1929, 33(5):643–658.
- [146] Ramanathan K, Kavner A, Chavarria A E, et al. Measurement of low energy ionization signals from Compton scattering in a charge-coupled device dark matter detector. *Phys. Rev. D*, 2017, 96:042002.
- [147] Geant4 Collaboration. Geant 4[EB/OL]. [2017-10-30]. <http://geant4.cern.ch/>.
- [148] Liu S K, Yue Q, Kang K J, et al. Constraints on axion couplings from the CDEX-1 experiment at the China Jinping Underground Laboratory. *Phys. Rev. D*, 2017, 95:052006.
- [149] Chen J W, Chi H C, Lin S T, et al. Atomic ionization by sterile-to-active neutrino conversion and constraints on dark matter sterile neutrinos with germanium detectors. *Phys. Rev. D*, 2016, 93:093012.
- [150] Abe K, Hieda K, Hiraide K, et al. Search for Bosonic Superweakly Interacting Massive Dark Matter Particles with the XMASS-I Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 113:121301.
- [151] Aprile E, Aalbers J, Agostini F, et al. Search for bosonic super-WIMP interactions with the XENON100 experiment. *Phys. Rev. D*, 2017, 96:122002.

致 谢

衷心感谢导师王青教授和岳骞副研究员对本人在学习和科研上的精心指导，以及在日常生活中的关心和教诲。他们的言传身教将使我终生受益。感谢辐射物理与探测研究室的各位老师给予的指导与帮助。感谢 CDEX 合作组和 CJPL 的各位老师和同学对本课题的指导与帮助。

感谢中国科学院高能物理研究所李金研究员在数据处理方面给予的指导和讨论。感谢四川大学林兴德老师、刘书魁老师在实验系统搭建和数据分析方面的讨论与帮助。感谢中央研究院物理所王子敬教授对本课题的热心指导和讨论，以及李浩斌博士在数据处理方面的讨论与帮助。感谢 TEXONO 合作组所有成员在本人前往中研院访问期间生活上的关心和帮助。

感谢研究室所有同学对我的热情帮助和支持。感谢赵伟师兄在实验系统搭建和数据分析方面的讨论和帮助。感谢王力师兄和马菁露同学在探测器模拟与本底理解方面给予的帮助。感谢江灏、贾历平同学在实验运行、探测器模拟方面给予的帮助和支持。感谢同方威视李红师姐在探测器模拟方面的帮助。

感谢室友吴永成同学在学习和生活上的讨论和帮助。感谢王书浩、王佳同学在学术讨论中的灵感和想法，以及在我使用 LATEX 初期对我的帮助。感谢物研 12 大家庭的所有兄弟姐妹，这个集体非常温馨。

博士五年一晃而过，期间有过激动和兴奋，也有过彷徨和失落。经过不知多少次的即将放弃和柳暗花明，我的心态慢慢变得平和，学会了独立与坚强。感谢生活对我心智的磨练，这五年的时光会成为我此生最珍贵的回忆。

感谢父母对我一直以来的理解、支持和关心，使我能够安心在基础科学领域探索前进，你们的健康平安是我最大的愿望。

感谢 THUThESIS 的作者，THUThESIS 的存在让我的论文写作轻松自在了许多，让我的论文格式规整漂亮了许多，特此致谢。

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名： _____ 日 期： _____

个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

1990年9月11日出生于河北省灵寿县。

2008年9月考入四川大学物理学院核物理专业，2012年7月本科毕业并获得理学学士学位。

2012年9月免试进入清华大学物理系攻读博士学位至今。

发表的学术论文

- [1] Yang L T, Li H B, Yue Q, et al. Limits on light WIMPs with a 1 kg-scale germanium detector at 160 eVee physics threshold at the China Jinping Underground Laboratory. In press. (已被 Chinese Physics C 录用. SCI 源刊.)
- [2] Yang L T, Li H B, Yue Q, et al. Bulk and Surface Event Identification in p-type Germanium Detectors. In press. (已被 Nuclear Instrumentation and Methods A 录用. SCI 源刊.)
- [3] Ma J L, Yue Q, Wang Q, et al. Study of inactive layer uniformity and charge collection efficiency of a p-type point-contact germanium detector. Applied Radiation & Isotopes. 2017, 127:130-136. (SCI 收录, 检索号:FD4XN)
- [4] Wang L, Yue Q, Kang K J, et al. (CDEX Collaboration), First results on ^{76}Ge neutrinoless double beta decay from CDEX-1 experiment. Science China Physics Mechanics & Astronomy, 2017, 60(7):071011. (SCI 收录, 检索号:EX0EB)
- [5] Liu S K, Yue Q, Kang K J, et al. (CDEX Collaboration), Constraints on Axion couplings from the CDEX-1 experiment at the China Jinping Underground Laboratory. Physical Review D, 2017, 95(5):052006. (SCI 收录, 检索号:ER9KP)
- [6] Zhao W, Yue Q, Kang K J, et al. (CDEX Collaboration), Search of low-mass WIMPs with a p-type point contact germanium detector in the CDEX-1 experiment. Physical Review D, 2016, 93(9):092003. (SCI 收录, 检索号:DL5CU, 影响因子:4.557)

- [7] Yue Q, Zhao W, Kang K J, et al. (CDEX Collaboration), Limits on light weakly interacting massive particles from the CDEX-1 experiment with a p-type point-contact germanium detector at the China Jinping Underground Laboratory. *Physical Review D*, 2014, 90(9):091701(R). (SCI 收录, 检索号:AT4NT, 影响因子:4.643)
- [8] Liu S K, Yue Q, Kang K J, et al. (CDEX Collaboration), Limits on light WIMPs with a germanium detector at 177 eVee threshold at the China Jinping Underground Laboratory. *Physical Review D*, 2014, 90:032003. (SCI 收录, 检索号:AT4NT, 影响因子:4.643)
- [9] Zhao W, Yue Q, Kang K J, et al. (CDEX Collaboration), First results on low-mass WIMPs from the CDEX-1 experiment at the China Jinping underground laboratory. *Physical Review D*, 2013, 88(5):052004. (SCI 收录, 检索号:215TF, 影响因子:4.864)
- [10] Jiang H, Yue Q, Li Y L, et al. Measurement of the dead layer thickness in a p-type point contact germanium detector. *Chinese Physics C*. 2016, 40(9):096001. (SCI 收录, 检索号:DW0XV, 影响因子:5.084)