

密级_____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

大亚湾中微子实验中心探测器检漏及精确模拟

作者姓名: 陈晓辉

指导教师: 衡月昆 研究员 中国科学院高能物理研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院高能物理研究所

2013 年 4 月

**Leakage Test and precisely simulation of Antineutrino
Detectors in Daya Bay Antineutrino experiment**

By

CHEN Xiaohui

A Dissertation Submitted to

Graduate University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Philosophy

Institute of High Energy Physics

April, 2013

© 2013
CHEN Xiaohui
All Rights Reserved

研究生学位论文声明

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，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：_____

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解中国科学院高能物理研究所“关于中国科学院高能物理所研究生论文及研究成果使用权的规定”（2001）高发研生字第315号文件，即：高能物理研究所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规定提交学位论文，高能物理研究所可以采用影印、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，高能物理研究所可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供科研人员阅读，或在所内网站供科研人员浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》，向国家图书馆等相关部门报送可以公开的学位论文。

签名：_____日期：_____

摘 要

中微子物理是当今物理学热点之一，是粒子物理、天体物理和宇宙学之间的交叉前沿与实验研究的热点，对中微子的研究，是找到超出粒子物理标准模型的新物理的突破口。在经过几十年的研究之后，中微子物理已经从发现中微子和中微子振荡发展到了对中微子参数精确测量的时代，在中微子的六个基本参数中，对混合角 θ_{13} 的测量具有至关重要的意义，其数值的大小决定了未来中微子物理的发展方向。反应堆中微子实验是测量 θ_{13} 的主要方法之一。

大亚湾反应堆中微子实验就是以精确测量中微子振荡角 θ_{13} 为目标的，其物理目标是在90% 的置信度下，测量 $\sin^2\theta_{13}$ 到 0.01 的精度或者更高。

本论文的研究就是基于大亚湾反应堆中微子实验中心探测器研制过程中的检漏工作和探测器精确模拟及 AmC 本底分析工作展开的。

大亚湾实验中心探测器是一个高效率低本底的液体探测器，主要是能过反 β 衰变来探测反应堆反电子中微子，中心探测器最终会被安装在水切伦克夫探测器中，运行 3 到 5 年的时间，在探测器的研制过程中，探测器的密封性是一个至关重要指标，通过设计不同的检漏方法，对探测器不同的密封部位进行检漏，并对达不到密封性要求的部位进行修补，最终保证 8 个中心探测器的所有部位都满足密封性要求。在后来的实验取数中，中心探测器运行稳定，得到了优质的实验数据。

探测器的精确模拟可以对探测器物理性能有一个全面详尽的理解。通过对比实验结果和探测器的模拟结果，调整模拟参数，修改模拟中的物理模型，合理解释了探测器的一些物理响应。最终在实现对探测器精确模拟的基础上，通过对模拟数据的分析，研究实验本底，给出一些重要的实验结果。

AmC 刻度源带来的关联本底和非关联本底是实验中的一项重要误差来源，通过对 AmC 源的模拟和真实数据的分析以及强 AmC 实验给出了 AmC 源带来的本底及误差。

探测器的检漏工作在大亚湾实验探测器研制过程中开展，并在实验安装过程中进行，在实验开始取数前完成。对中心探测器的精确模拟也在取数过程中进行，通过对真

实数据和模拟数据的对比，充分理解了探测器的各种行为，在保证模拟能够很好的探测器和探测器符合的基础上研究实验本底，给出了分析中微子振荡角 θ_{13} 所需要的参数。同时，对 AmC 的本底的分析也如期完成。

关键词：中微子振荡, 大亚湾实验, 中心探测器, 检漏, 精确模拟, 中子关联本底

ABSTRACT

Neutrino physics is the hot spot in modern physics, especially is the frontier of particle physics, astrophysics and cosmology. Research of neutrino physics is a key to search for new physics beyond the standard model in particle physics. After several decades of studying, neutrino physics have gone to an era of precise measurements of the parameters of neutrinos from searching for neutrinos and neutrino oscillation. Measurements of the neutrino oscillation angle θ_{13} is vitally important and meaningful, the results of θ_{13} is a key to the future neutrino physics and neutrino experiment. Reactor neutrino experiment is the main idea to approach this goal.

The aim of Daya Bay Reactor Neutrino Experiment is to precisely measure the mixing angle θ_{13} to the sensitivity of 0.01 or better in $\sin^2(2\theta_{13})$ at 90% confidence level. To achieve the goal, it is very important to reduce the systematic uncertainties as well as suppress backgrounds.

The thesis is based on the leakage test and precisely simulation of the anti-neutrino detector, and analysis of the correlated background from AmC source.

The antineutrino detectors for the Daya Bay reactor neutrino experiment are liquid scintillator detectors designed to detect electron anti-neutrino via inverse beta interactions with high efficiency and low backgrounds. Since the antineutrino detector will be installed and immersed in water Cherenkov detector and will run for 3 to 5 years, water tightness is critical to the successful operation of the antineutrino detectors. A special seal technique was used for this purpose. Three leak checking methods have been employed to ensure the seal quality. Finally, the detector runs well and data with good quality has been taken.

Precisely simulation of the anti-neutrino detector is a excellent way to fully understand the performance of the detector. By comparing the data and simulation, we tuned the simulation parameters, modified the physics model. Finally after the data and simulation have a good coincidence, we gave a good explanation of the abnormal performance of the anti-neutrino detect. During the analysis of the oscillation angle θ_{13} , we use the precisely simulation of the detector to study some backgrounds and gave a lot of useful

information and parameters.

The correlated background and uncorrelated background from AmC calibration source are a main background in dayabay experiment. Based on the simulation, we studied the background of the AmC backgrounds, a strong AmC experiment was also designed for the background study.

The leakage test was done during the design and installation of the anti-neutrino detector, this work was accomplished successfully before the data taking. Precisely simulation of the detector was on going with the data taking, the comparison of the data and simulation gave very good understanding of the detector performance. A lot of helpful results were applied for the θ_{13} analysis. The AmC background study was also accomplished on time.

Key words: neutrino mixing, Daya Bay Experiment, anti-neutrino detector, leakage test, precisely detector simulation, correlated background

目录

1 中微子物理简介	1
1.1 引言	1
1.1.1 中微子的提出	1
1.1.2 中微子的发现	2
1.1.3 标准模型中的中微子	2
1.1.4 超出标准模型的中微子	4
1.2 中微子振荡	5
1.3 中微子振荡实验	8
1.3.1 中微子源	8
1.3.2 太阳中微子实验	8
1.3.3 大气中微子实验	10
1.3.4 加速器中微子实验	11
1.3.5 反应堆中微子实验	12
1.4 中微子物理中的新问题	14
1.5 论文立意以及结构	15
2 大亚湾反应堆中微子实验	17
2.1 大亚湾实验简介	17
2.2 大亚湾实验设计	18
2.3 大亚湾实验的探测器	20
2.3.1 实验大厅	20

2.3.2	中心探测器	20
2.3.3	反符合系统	21
2.4	实验结果	22
2.4.1	探测器响应与刻度	23
2.4.2	IBD 事例的挑选	23
2.4.3	本底	24
2.4.4	探测效率与误差	25
2.4.5	χ^2 分析与 θ_{13} 结果	28
2.5	大亚湾实验与 RENO 和 Double CHOOZ 的对比	28
3	大亚湾中微子实验中心探测器检漏	33
3.1	真空及真空检漏	33
3.1.1	真空的获得	33
3.1.2	真空检漏	34
3.2	中心探测器检漏方法	36
3.2.1	检漏的目标	37
3.2.2	液体漏率和气体漏率间的转换	37
3.2.3	压力检漏法	38
3.2.4	真空检漏法	39
3.2.5	水柱检漏法	41
3.2.6	3 VOLUME 检漏法	43
3.3	中心探测器检漏结果	44
4	大亚湾实验探测器精确模拟	47
4.1	大亚湾实验探测器精确模拟简介	47
4.1.1	大亚湾探测器模拟软件简介	47
4.1.2	探测器精确模拟的作用	48
4.1.3	蒙特卡罗参数调整软件	49
4.2	探测器Z方向上的均匀性	50
4.3	TDC	52

4.4	ADC	55
4.5	中子俘获时间	56
4.6	能量非线性	58
4.7	中微子事例模拟和真实数据的对比	66
5	AmC源本底分析	71
5.1	AmC中子源	71
5.2	AmC源本底产生的机制	71
5.3	ACU中AmC刻度源的模拟和分析	72
5.3.1	AmC刻度源的模拟	72
5.3.2	AmC刻度源的分析	75
5.4	强AmC源实验和模拟	85
5.4.1	强AmC源实验	85
5.4.2	强AmC源模拟	86
5.4.3	强AmC源实验和模拟的分析	87
5.5	AmC刻度源本底结果	91
6	总结与展望	93
6.1	论文总结	93
6.2	展望	93
	发表文章目录	101
	致谢	103

插图目录

1.1	1-100GeV 能量范围内 ν_μ 的带电流反应截面	3
1.2	太阳内部不同反应过程产生的中微子的能谱	9
1.3	不同实验给出的大气中微子振荡结果	11
1.4	反应堆中微子能谱	12
1.5	历史上的反应堆中微子实验	13
1.6	近期正在进行的反应堆中微子实验结果灵敏度	14
2.1	反应堆中微子存活几率随基线长度变化	18
2.2	大亚湾实验布局	19
2.3	近点实验大厅	21
2.4	中心探测器示意图	22
2.5	测量到 IBD 事例率同预测能谱比较	24
2.6	远近点能谱比较	29
2.7	测量结果和预测无振荡结果比较	30
2.8	近期不同中微子实验得到的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的值及其精度	32
3.1	DRIVA公司CDRI-2型真空泵图	34
3.2	中心探测器的双 O 圈密封结构图	37
3.3	双 O 圈密封结构压力检漏法	40
3.4	压力检漏法结果	40
3.5	双 O 圈密封结构真空检漏法	41

3.6	压力检漏法结果	42
3.7	双 O 圈密封结构水柱检漏法	43
3.8	水柱检漏法结果	44
3.9	3 VOLUME 检漏法	46
3.10	Pressure Relief Safety Bubbler	46
4.1	大亚湾实验探测器模拟流程图	48
4.2	大亚湾实验探测器模拟xml描述	49
4.3	大亚湾实验探测器模拟参数修改	50
4.4	^{60}Co 刻度源在中心探测器 Z 方向上的能量响应	51
4.5	上下反射板上的洞对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响	52
4.6	Redial Shield 反射率对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响	53
4.7	不同 ACU 对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响	53
4.8	反射板上下不对称性对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响	54
4.9	TDC参数调节之前模拟和真实数据的时间谱	55
4.10	LED 的 TDC 谱	55
4.11	TDC参数调节之后模拟和真实数据的时间谱	56
4.12	在参数调整之前模拟和数据 ADC 谱的对比	57
4.13	参数调整之后模拟和数据 ADC 谱的对比	57
4.14	不同散射模型的中子漂移距离	58
4.15	快慢信号间的时间差	59
4.16	γ 光子的能量非线性	59
4.17	模拟中 γ 光子产生的正电子和电子能谱	60
4.18	真实数据, 模拟数据和数据库中的 ^{12}B 能谱	61
4.19	模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱做 χ^2 扫描图	61
4.20	非线性修正后模拟数据和数据库中的 ^{12}B 能谱	62
4.21	模拟的 γ 能谱做 χ^2 扫描图	62
4.22	γ 刻度源得到的非线性能谱图	63
4.23	简化非线性模型下模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱	63
4.24	简化非线性模型下模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱做 χ^2 扫描图	65

4.25	简化非线性模型模拟的 γ 能谱做 χ^2 扫描图	65
4.26	简化非线性模型 γ 刻度源得到的非线性能谱图	66
4.27	非线性模型 4.2 输入输出验证	66
4.28	简化非线性模型 4.3 输入输出验证	67
4.29	非线性模型 4.2 模拟和真实数据对比	67
4.30	非线性模型 4.3 模拟和真实数据对比	68
4.31	AD1 中子俘获时间和模拟的对比	68
4.32	模拟和数据的慢信号能谱对比	69
4.33	AD1 快信号能谱和模拟的对比	69
4.34	快慢信号间的距离	70
4.35	探测器的效率和关联, 非关联不确定性	70
5.1	大亚湾实验 AmC 刻度源	72
5.2	AmC 源关联本底产生机制	73
5.3	AmC 源中子事例能谱	75
5.4	AmC 源中子俘获顶点	77
5.5	AmC 源中子在 H 上俘获的顶点和能谱	78
5.6	AmC 源中子在 ^{54}Fe 上俘获的顶点和能谱	78
5.7	AmC 源中子在 ^{56}Fe 上俘获的顶点和能谱	78
5.8	AmC 源中子在 ^{157}Gd 上俘获的顶点和能谱	79
5.9	AmC 源中子类中子事例模拟和真实数据的对比	79
5.10	类中子事 Z 方向上的分布	80
5.11	强 AmC 源	86
5.12	强 AmC 源放置在 AD5 顶端	87
5.13	强 AmC 源顶点分布	87
5.14	强 AmC 源实验能谱	88
5.15	ACU AmC, 强 AmC 模拟和强 AmC 实验数据能谱	89
5.16	AmC 源带来的关联本底中快信号的能谱	91

表格目录

1.1	2012 年中微子振荡混合参数表。	8
2.1	实验大厅岩石覆盖和基线长度	20
2.2	绝对效率, 关联误差和非关联误差	26
2.3	大亚湾实验信号和本底总结	27
2.4	大亚湾实验与 RENO 和 Double CHOOZ 的对比	31
3.1	相同条件下不同的气体和液体的粘滞系数和相对漏率表, 其中空气的漏率设为1。	39
3.2	相同条件下气体和水漏率 [42]	43
3.3	中心探测器1的检漏结果.	45
4.1	非线性直接拟合得到的参数表。	64
5.1	AmC 刻度源模拟中记录的信息。	74
5.2	AmC 中子模拟得到的类中子事例的事例率, 这里认为每个 ACU 中 AmC 源的活度是一样的 (0.5Hz) 。	81
5.3	由 AmC 中子带来的类中子事例的事例率。	83
5.4	AmC 刻度源活度。	84
5.5	强 AmC 实验结果。	90

第一章 中微子物理简介

本章主要通过对中微子物理基本知识的简单介绍引出中微子振荡、中微子振荡的测量实验和中微子物理中的新问题，最后介绍本课题的意义和本论文的主要结构。

1.1 引言

中微子是在宇宙大爆炸初期就已经存在，并且广泛存在于整个宇宙中。在粒子物理、核物理、天体物理和宇宙学中扮演着极其特殊而又十分重要的角色。

1.1.1 中微子的提出

19世纪末20世纪，量子物理学逐渐发展并成熟起来，而在量子物理中，能量的吸收和发射是不连续的。不仅原子的光谱是不连续的，而且原子核中放出的 α 射线和 γ 射线也是不连续的，这是由于原子核在不同能级间跃迁时造成的。这是符合量子世界的规律的。

1914年，查德威克（J.Chadwick）等在 β 衰变中，发现释其放出的由电子组成的 β 射线的能谱却是连续的，当时认为 β 衰变只有两种末态粒子：衰变子核和电子。其衰变过程可如下表示：

$$(N, Z) \rightarrow (N - 1, Z + 1) + e^{-} \quad (1.1)$$

其中N代表原子中的中子数目，Z代表质子数。这样就和能-动量守恒及角动量守恒相矛盾，为了解决这一问题，1930年奥地利物理学家泡利提出了一个假说，认为在 β 衰变过程中，除了电子之外，同时还有一种静止质量为零、电中性、与光子有所不同的新粒子放射出去，带走了另一部分能量，因此出现了能量亏损。这种粒子与物质的相互作用

极弱，以至仪器很难探测得到。未知粒子、电子和反冲核的能量总和是一个确定值，能量守恒仍然成立，只是这种未知粒子与电子之间能量分配比例可以变化而已。这样正确的 β 衰变过程就如下表示

$$(N, Z) \rightarrow (N - 1, Z + 1) + e^{-} + \bar{\nu} \quad (1.2)$$

最初泡利 (W.Pauli) 将这种粒子命名为“中子”，并且他以为这种粒子原来就存在于原子核中，但是在1931年，泡利在美国物理学会的一场讨论会中提出，这种粒子不是原来就存在于原子核中，而是衰变产生的。1932年真正的中子被发现后，意大利物理学家费米 (E.Fermi) 将泡利的“中子”正名为“中微子”。

1.1.2 中微子的发现

尽管中微子的存在在理论上是非常确定的，泡利的中微子假说和费米的 β 衰变理论也逐渐被人们接受，但终究还蒙上了一层迷雾：中微子与普通物质的相互作用很弱，很难被探测到，谁也没有见到中微子。就连泡利本人也曾说过：“我做了件很糟糕的事。我预言了一种无法测到的粒子。”

1930年以来，科学家们设计了各种各样的实验来寻找中微子，但1950年以前的实验都是以测量 β 衰变中被中微子带走的能量和动量为目的，一般都以测量反冲核和电子为主。1941年，中国物理学家王淦昌 (Kan Chang Wang) 写了一篇题为《关于探测中微子的一个建议》的文章，发表在次年美国的《物理评论》杂志上。同年6月美国物理学家发表了根据王淦昌所提方案做的实验结果，证实了中微子的存在。但是这些间接测量的结果并不能算是直接测量到了中微子。

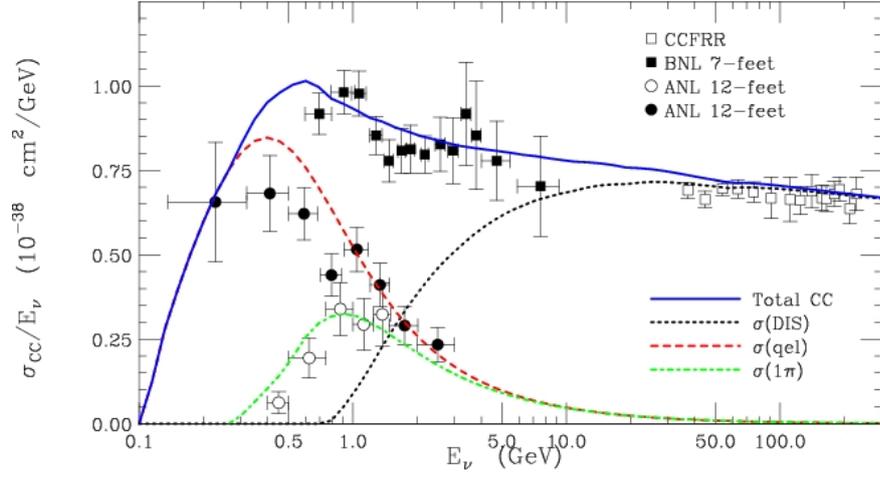
直到1956年，美国物理学家·莱因斯 (F.Reines) 和考恩 (C.Cowan) 利用反 β 衰变 (式 1.3) 最终直接测量到了来自反应堆的中微子。1995年莱因斯因此获得了诺贝尔奖。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^{+} \quad (1.3)$$

从此，中微子物理和中微子物理实验得到了很大的发展。

1.1.3 标准模型中的中微子

根据粒子物理标准模型，构成物质世界的最基本的粒子是三代轻子和三代夸克，


 图 1.1: 1-100GeV 能量范围内 ν_μ 的带电流反应截面 [1]

共有12种(如 1.4 所示), 其中三代夸克是u 夸克、d 夸克、c夸克、s 夸克、t夸克和b夸克, 三代轻子是电子、电子中微子、 μ 子、 μ 中微子、 τ 子和 τ 中微子。这十二种粒子已经相继被实验发现。

$$\begin{pmatrix} e & \mu & \tau \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

在标准模型中, 中微子是自旋为 $1/2$ 的费米 (Fermi) 粒子, 不带电、静止质量为 0、只参与弱相互作用, 以光速运动。中微子可以通过和其它的基本粒子交换 W^\pm 和 Z^0 而发生弱相互作用, 交换 W^\pm 的称为带电流 (CC) 相互作用, 交换 Z^0 的称为中性流 (NC) 相互作用。其中 β 衰变 (1.2) 和用于直接探测中微子的反 β 衰变 (1.3) 都是通过夸克和轻子的带电流相互作用发生的。

图 1.1 是当前实验测量到的 1-100GeV 能量范围内的带电流的反应截面 [1], 可以看到中微子反应截面非常小, 即使 100GeV 的中微子, 与核子的作用截面也只有 10^{-36}cm^2 , 其平均自由程达到 $3 \times 10^9 \text{m}$, 也可以说中微子穿过地球发生相互作用的概率极其的低。

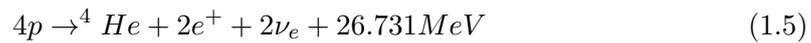
1989 年CERN的LEP [2] 和SLD [3] 通过测量 Z^0 衰变的不可见产物分支比宽度, 得到参与弱相互作用质量小于 $M_Z/2$ (M_Z 为 Z^0 玻色子质量)的中微子个数 $N_\nu =$

$2.984 \pm 0.008(stat)$, 与标准模型中的中微子代数相符合。

1.1.4 超出标准模型的中微子

在粒子物理标准模型中, 中微子是没有质量的粒子, 并且对应的三代轻子数守恒, 不会发生从一种“味道”变为另一种味道的振荡。但是如果中微子有质量, 那么其质量本征态和弱相互作用中的味道本征态不相同, 这样根据量子力学理论, 就会出现一种“味道”变为另一种味道的中微子振荡。

根据J.Bahcall的太阳模型, 太阳内部产生的中微子主要是电子中微子, 其中有 98% 的太阳中微子是在pp 反应链上产生的 (1.5), 其它的主要是在 CNO 循环上产生, 其的平均能量是 0.6MeV [4]。



20 世纪60 年代晚期, 美国南达科他州矿井中的Homestake 实验首次测量了太阳产生的中微子的流量, 发现测量到的中微子事例比根据标准太阳模型 (SSM) 理论预测值的一半少 [5], 这就是有名的“太阳中微子消失之谜”。针对太阳中微子的缺失问题, 人们首先想到的是修改标准太阳模型。但是无论怎样调整太阳标准模型都无法符合观测得到的中微子能谱, 对模型进行任何调整都会令矛盾增多。另一种解释是中微子振荡, 即中微子在传播到地球途中发生了转换。2001 年, 加拿大的萨德伯里中微子天文台发表了测量结果, 探测到了太阳发出的全部三种中微子, 其中 35% 是电子中微子 [6]。至此, 太阳中微子得到解决, 即太阳电子中微子振荡成了 μ 中微子和 τ 中微子。

所谓的“大气中微子反常”也由日本的超级神冈实验最终证实。即由宇宙线 μ 子产生的 μ 中微子和电子中微子的数目的比例的理论预测的结果接近于 2, 而实验结果接近于 1, 这是由于 μ 中微子向 τ 中微子发生的振荡。

2012年大亚湾反应堆中微子实验测量到了中微子的第三种振荡 (中微子质量本征态 ν_1 与 ν_3 之间干涉, 造成中微子味本征态之间相互转换的振荡), 其振荡几率 $\sin^2 \theta_{13} = 0.092 \pm 0.016(stat.) \pm 0.005(syst.)$ [7]

实验表明, 中微子振荡是确实存在的, 也就是说中微子质量不为零, 这就超出了粒子物理标准模型的预言。

1.2 中微子振荡

中微子质量本征态和其在弱相互作用中的味道本征态不同，是其发生振荡的根本原因。质量不为零的中微子，其味道本征态可以表示为 $|\nu_\alpha\rangle$ ，质量本征态则可以表示为 $|\nu_i\rangle$ 。弱相互作用中的一个味道本征态，可以用质量本征态表示为式 1.6

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.6)$$

其中 U 是PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) 混合矩阵 [8] [9]。这就意味着一种味道的中微子，在传播的过程中，可以振荡成另一种味道的中微子。假设 $|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle$ ，利用PMNS矩阵可以求得振荡几率：

$$\mathcal{A}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle) = \langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle \sum_i \sum_j \langle \nu_j | U_{\beta j} e^{-ipx} U_{\alpha i}^* | \nu_i \rangle = \sum_i U_{\beta i} e^{-ipx} U_{\alpha i}^* \quad (1.7)$$

这里我们认为中微子的质量本征态是正交的， e^{-ipx} 是质量本征态的传播子。在实验室坐标系下 $e^{-ipx} = Et - |p|L$ ， p 是中微子的动量， L 是中微子源到探测器的距离。由于中微子的质量非常小，我们可以用极端相对论近似， $v = c$ ， $E = p$ 得到下面的近似

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2p} = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.8)$$

由于 $t \approx L$ ，可以得到

$$p \cdot x = Et - |p|L = (E - |p|)L = \frac{m^2 L}{2E} \quad (1.9)$$

进一步可以求得能量为 E ，味道为 $|\nu_\alpha\rangle$ 的中微子在经过传播距离 L 后，振荡为 $|\nu_\beta\rangle$ 的概率如下：

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle) &= |\mathcal{A}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle)|^2 = \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} e^{-im_j^2 L/2E} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} \\ &= \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-i\Delta m_{ij}^2 L/2E} \end{aligned} \quad (1.10)$$

其中 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ ，为了进一步简化式 1.10，我们加入一个等于 0 的式子 1.11

$$0 = \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* - \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* \quad (1.11)$$

得到

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle) &= \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-i\Delta m_{ij}^2 L/2E} + \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* - \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* \\
 &= \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* (e^{-i\Delta m_{ij}^2 L/2E} - 1) + \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* \\
 &= \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* (e^{-i\Delta m_{ij}^2 L/2E} - 1) + \delta_{\alpha\beta}
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

最后一步是因为 U 是单元矩阵, $\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} = \delta_{\alpha\beta}$, 并且这里 $\delta_{m_{ii}^2} = 0$ 。如果我们设 $D_{ij} = U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^*$, 则 $D_{ij} = D_{ji}^*$ 。于是有 $D_{ij} + D_{ji} = 2\text{Re}(D_{ij})$, 利用 $e^{ix} = \cos(x) + i\sin(x)$ 重写式 1.12

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle) &= \delta_{\alpha\beta} + 2 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^*) (\cos(\Delta m_{ij}^2 L/2E) + i\sin(\Delta m_{ij}^2 L/2E) - 1) \\
 &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^*) \sin^2(\Delta m_{ij}^2 (L/4E)) \\
 &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^*) \sin(\Delta m_{ij}^2 (L/2E)) \\
 &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^*) \sin^2(1.27\Delta m_{ij}^2 (L/E)) \\
 &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^*) \sin(2.54\Delta m_{ij}^2 (L/E))
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

式 1.13 中用到了 $\Delta m_{ij}^2 (L/4E) \simeq 1.27m_{ij}^2 (eV^2)^2 (L(Km)/4E(GeV))$, 是因为考虑到了 \hbar 和 c , 作了一个单位制运算。如果 $\nu_\alpha = \nu_\beta$, 则式 1.13 中的第三项变为零, 这时给出的是中微子存活的几率。这就是通常情况下的中微子实验, 对一个已知的中微子源, 测量中微子传播过一段距离后是否存在消失现象; 或者测量是否有新的中微子出现。

对于上面的讨论, 如果 CPT 守恒, 则对于中微子振荡有

$$\mathcal{P}(|\bar{\nu}_\alpha\rangle \rightarrow |\bar{\nu}_\beta\rangle) = \mathcal{P}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle) \tag{1.14}$$

从式 1.13 可以得到

$$\mathcal{P}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle; U^*) = \mathcal{P}(|\nu_\beta\rangle \rightarrow |\nu_\alpha\rangle; U) \tag{1.15}$$

结合式 1.14 和 1.15 可以得到

$$\mathcal{P}(|\bar{\nu}_\alpha\rangle \rightarrow |\bar{\nu}_\beta\rangle; U) = \mathcal{P}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle; U^*) \quad (1.16)$$

中微子和反中微子的振荡几率是相同的。那么 $\mathcal{P}(|\bar{\nu}_\alpha\rangle \rightarrow |\bar{\nu}_\beta\rangle)$ 和 $\mathcal{P}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle)$ 不同就意味着 CP 变换不守恒 (CP 破坏)，而 $\mathcal{P}(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle)$ 和 $\mathcal{P}(|\nu_\beta\rangle \rightarrow |\nu_\alpha\rangle)$ 的不同意味着 T 变换不守恒。所以要想测量到 CP 破坏，就必须测量 ν_α 振荡到 ν_β 和 $\bar{\nu}_\alpha$ 振荡到 $\bar{\nu}_\beta$ 的几率的差别。

式 1.13 以矩阵运算的形式给出了中微子振荡的计算，其中 MNPS 矩阵元的参数化形式如 1.17

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & \hat{S}_{13}^* \\ 0 & 1 & 0 \\ \hat{S}_{13} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} \\ e^{i\phi_2} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

$$= \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}S_{13} & \hat{S}_{13}^* \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & C_{12}C_{23} - S_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & C_{13}S_{23} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & -C_{12}C_{23} - S_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & C_{13}S_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} \\ e^{i\phi_2} \\ 1 \end{pmatrix}$$

式中 $C_{jk} = \cos\theta_{jk}$ ， $S_{jk} = \sin\theta_{jk}$ ， $\hat{S}_{13} = \cos\theta_{13}$ ， ϕ_1 、 ϕ_2 是和中微子振荡没有关系的 Majorana 相位角。在反应堆中微子实验中我们也无法测量到中微子是 Dirac 粒子还是 Majorana 粒子，在在计算中微子振荡的时候我们将它省略。这样影响中微子振荡的参数就只有 6 个 [10, 11]：三个混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 和 θ_{13} ，二个独立质量平方差 ΔM_{21}^2 和 ΔM_{32}^2 和一个 CP 破相位角 δ_{cp} 。它们的实验测量结果如 1.1

这样根据式 1.13 和 1.17 我们可以得到电子中微子的存活几率如下 1.18：

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(|\nu_e\rangle \rightarrow |\nu_e\rangle) &= 1 - \sin^2(2\theta_{13})\sin^2(\Delta M_{31}^2 L/4E) \\ &\quad - \sin^2(2\theta_{12})\cos^4(\theta_{31})\sin^2(\Delta M_{21}^2 L/4E) \end{aligned} \quad (1.18)$$

实验已经测得 $\Delta M_{31}^2 \gg \Delta M_{21}^2$ ，所以式 1.18 可以简化为式 1.19

$$\mathcal{P}(|\nu_e\rangle \rightarrow |\nu_e\rangle) = 1 - \sin^2(2\theta_{13})\sin^2(\Delta M_{31}^2 L/4E) \quad (1.19)$$

$\sin^2(2\theta_{12})$	0.857 ± 0.024
$\sin^2(2\theta_{23})$	> 0.95
$\sin^2(2\theta_{13})$	0.098 ± 0.013
ΔM_{21}^2	$(7.50 \pm 0.20) \times 10^{-5} eV^2$
ΔM_{32}^2	$0.00232^{+0.00012}_{-0.00008} eV^2$

表 1.1: 2012 年中微子振荡混合参数表。

这就是用于反应堆中微子实验的振荡公式。通过对太阳中微子，大气中微子，反应堆中微子和加速器中微子的观测，给出了中微子存在振荡的有力证据 [12, 13, 14, 15, 16]。

1.3 中微子振荡实验

1.3.1 中微子源

由于中微子与物质的反应截面非常小，所以中微子实验一般都用非常强的中微子源来做。在地球上可以用于中微子实验的中微子源主要有四种：它们分别是太阳中微子源、大气中微子源、加速器中微子源和反应堆中微子源。其中加速器中微子源和反应堆中微子源属于人工中微子源，而太阳中微子源和大气中微子源是天然中微子源。

1.3.2 太阳中微子实验

太阳内部的核聚变反应（pp反应链）能够产生大量的平均能量为 0.6MeV 的中微子，是一个非常好的可以用来做中微子实验的中微子源。太阳内部不同反应过程产生的中微子能谱如图 1.2，而太阳中微子实验一般有两种方法：分别是放射性化学实验（Radiochemical Experiment）和实时实验（Real-time Experiment）。

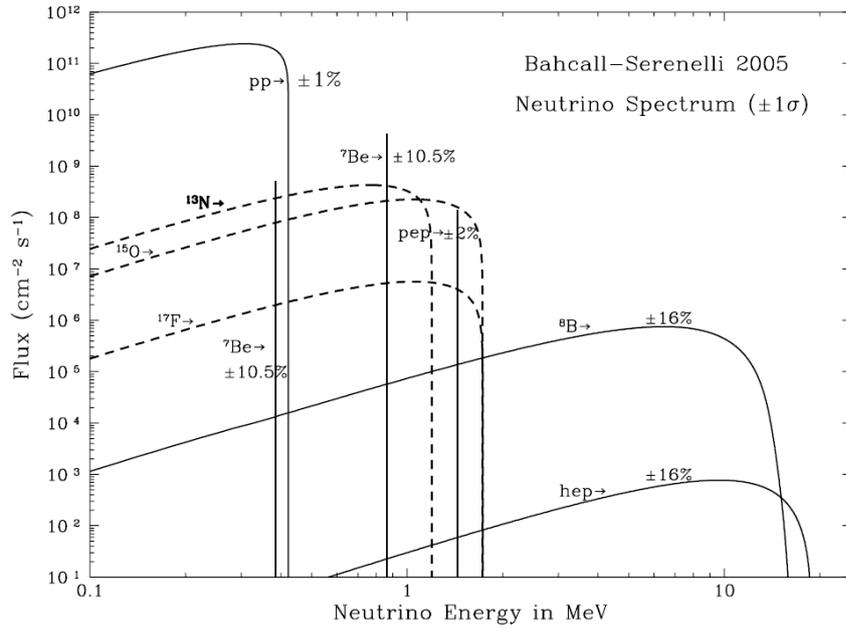


图 1.2: 太阳内部不同反应过程产生的中微子的能谱 [17]

辐射化学实验 (Radiochemical Experiment)

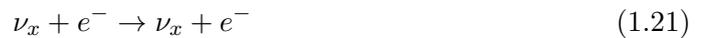
辐射化学实验主要是来自太阳的电子中微子和原子核的反应 (式 1.20) ,



反应产生的子核不稳定, 可以通过辐射化学技术来探测子核的含量来得到发生反应的中微子的数目。历史上第一个探测太阳中微子的实验是 Homestake 实验, 这个实验是利用 ${}^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ 来探测中微子的, 结果发现测量到的中微子事例比根据标准太阳模型 (SSM) 理论预测值的一半少, 也就是“太阳中微子消失之谜”。1991年的意大利的 SAGE 实验和1992年的俄国的 GALLEX 实验利用 ${}^{71}\text{Ar}$ 来探测太阳中微子, 得到了与 Homestake 实验相一致的结果。

实时实验 (Real-time Experiment)

中微子与物质中的电子、核子发生散射, 其反应原理如下反应三个方程所示:



$$\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p \quad (1.22)$$

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n \quad (1.23)$$

式 1.21 对所有中微子都能发生，但是电子中微子的反应截面比 $\nu_{\tau\mu}$ 的反应截面大；式 1.22 是只有电子中微子才能发生的带电流过程；式 1.23 是所有味道的中微子都能发生的中性流过程。实时实验主要是探测中微子和靶核散射产生的带电次级粒子产生的切伦克夫光，所以中微子反应产生的次级粒子能量需要达到一定的阈值，因而只能测量到能量较高的太阳中微子，从太阳中微子能谱上图 1.2 看，主要是 8B 中微子。

利用反应 1.21 来探测太阳中微子的 Kamiokande 实验 [19]，是第一个使用实时实验方法的；加拿大的 SNO 实验 [18] 利用 1000 吨纯净的重水 (D_2O)，同时探测上面的三种反应过程，通过精确测量三种过程的中微子能量，得到了 ν_e 中微子消失， ν_μ 、 ν_τ 中微子出现的确切证据，证明了太阳中微子振荡，并且测量到的中微子总的能量与标准太阳模型预言的相符合，同时也验证了太阳模型。

1.3.3 大气中微子实验

大气中微子主要是宇宙线穿过大气层时产生的，其产生过程如下三个衰变过程：

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \quad (1.24)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (1.25)$$

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e, \mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.26)$$

宇宙线簇射产生的 K 介子和 π 介子衰变会产生 μ 中微子（式 1.24 和 1.25）；而 μ 子衰变会产生电子中微子（式 1.26）。

如果没有中微子振荡，则 μ 中微子和电子中微子的比例应接近于 2。但是 1998 年日本的 Super-K 实验 [21] 发表结果，探测到的 μ 中微子数目比预想到的要少，且 $\nu_\mu/\nu_e \approx 1$ ，而电子中微子数目和预期结果一致，表明 μ 中微子发生的振荡。来自 MACRO [22]，Souden-2 [23] 和 MINOS [24] 也验证了 Super-K 实验的结果。图 1.3 是不同实验给出的大气中微子振荡结果。

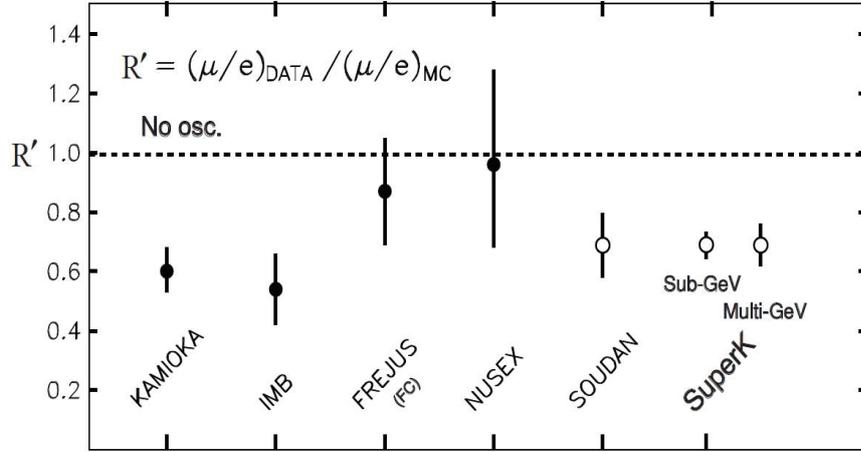


图 1.3: 不同实验给出的大气中微子振荡结果 [20]

1.3.4 加速器中微子实验

高能加速器中的 K 介子和 π 介子衰变能够产生大量的中微子，利用加速器产生的 ν_μ ，经过一段距离后，不仅可以测量 ν_μ 振荡消失的几率，也可以测量 ν_τ 和 ν_e 振荡产生的几率。在不考虑物质效应和 CP 破坏相角的情况下，其振荡存活几率如式 1.27，产生几率如下二式 1.28 和 1.29 [25]

$$\mathcal{P}(|\nu_\mu\rangle \rightarrow |\nu_\mu\rangle) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27 \Delta M_{32}^2 (L/E)) \quad (1.27)$$

$$\mathcal{P}(|\nu_\mu\rangle \rightarrow |\nu_\tau\rangle) = \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2(1.27 \Delta M_{32}^2 (L/E)) \quad (1.28)$$

$$\mathcal{P}(|\nu_\mu\rangle \rightarrow |\nu_e\rangle) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2(1.27 \Delta M_{32}^2 (L/E)) \quad (1.29)$$

由于 θ_{13} 很小，对于 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 的中微子实验，可以测量到二种中微子混合的效应。而 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 和参数 θ_{13} 和 CP 相角有关，但是单纯利用 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 无法独立确定这两个参数，只有当 θ_{13} 被精确测量后，才能由加速器实验测量出 CP 相角。

日本的 K2K 实验 [26] 通过分析距 KEK 实验室（加速器 μ 中微子源，由 12GeV 质子打靶产生）250km 的 Super-K 探测器的数据，证实了加速器中微子振荡的现象，其结果和式 1.27 相符合。美国的 MINOS 实验 [27] 利用费米实验室 120GeV 产生的 μ 中微子进一步研究了加速器振荡现象，得到的结果和 K2K 一致。

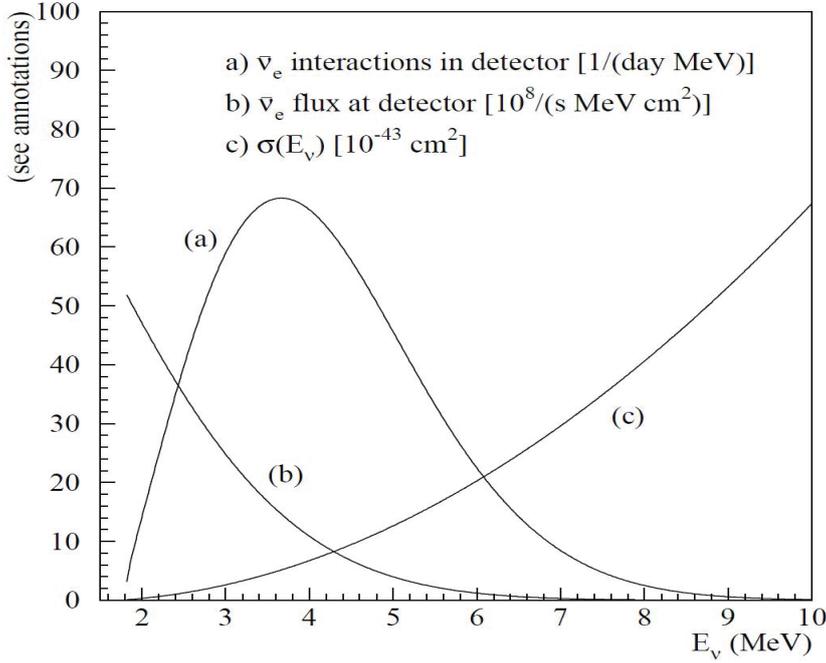


图 1.4: 反应堆中微子能谱 [29] . (a) 中微子探测器探测到的反电子中微子能谱, (b) 反应堆放出的反电子中微子能谱, (c) 反 β 衰变反应截面

1.3.5 反应堆中微子实验

反应堆中微子主要是反电子中微子, 是由反应堆内部核裂变产物发生 β 衰变产生的, 平均每次核裂变能够产生约 200MeV 能量, 释放出 6 个反电子中微子 [28]。反应堆中微子的能谱如图 1.4, 可以看出反应堆中微子能量一般都在 12MeV 以下。反应堆中微子实验主要是利用中微子与质子的反 β 衰变 (式 1.30) 探测反电子中微子的存活几率, 进而确定中微子混合角 θ_{13} 的大小。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.30)$$

根据式 1.13 我们可以得到反电子中微子振荡的几率 1.31

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{dis} = \mathcal{P}_{12} + \mathcal{P}_{13} = & \cos^4\theta_{13}\sin^22\theta_{12}\sin^2(1.267\Delta M_{21}^2(L/E)) \\ & + \cos^2\theta_{12}\sin^22\theta_{13}\sin^2(1.267\Delta M_{31}^2(L/E)) \\ & + \sin^22\theta_{12}\sin^22\theta_{13}\sin^2(1.267\Delta M_{32}^2(L/E)) \end{aligned} \quad (1.31)$$

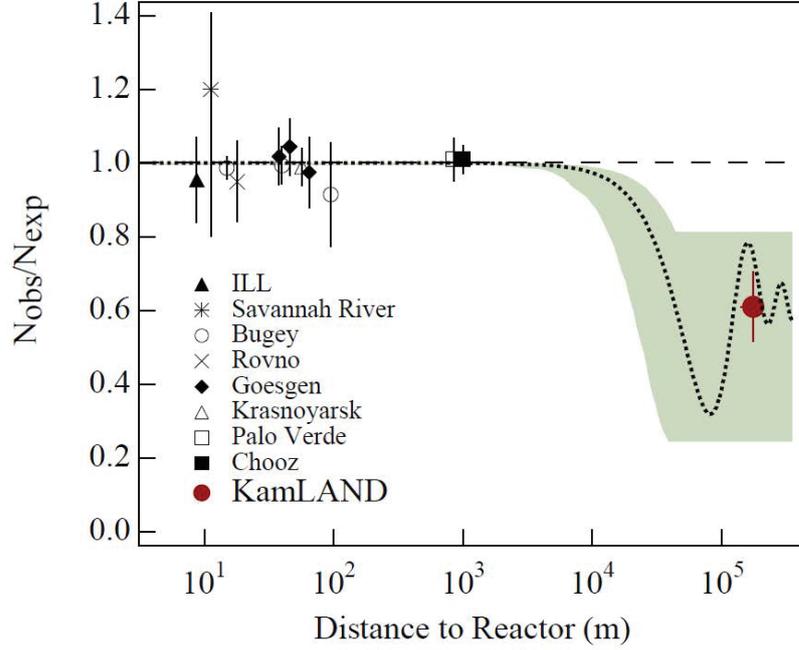


图 1.5: 历史上的反应堆中微子实验 [30]

其中 L 表示基线长度，单位为 km ，根据 L 的不同，可以分为短基线反应堆中微子实验和长基线反应堆中微子实验两种。图 1.5 给出了历史上的反应堆中微子实验的基线长度和中微子存活几率的关系。其中 KamLAND 实验基线较长，测量出的是 θ_{12} 引起的振荡，其他的实验由于探测器质量不够大（最大的 Palo Verda 为 10 吨），或者探测器系统误差太大，或者基线不够长，都没有测到 θ_{12} 引起的振荡。CHOOZ 给出了最好的结果为 $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.17$ 。

对于基线长度在 1km 到 2km 之间的短基线实验，有 $1.27\Delta M_{21}^2 L/E \sim 0$ ，所以式 1.31 可以写成 1.32 的形式

$$\mathcal{P}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2(1.27\Delta M_{32}^2(L/E)) \quad (1.32)$$

通过优化实验基线，可以将 $1.27\Delta M_{32}^2 L/E \sim \pi/2$ ，能够精确测量 θ_{13} ，反应堆实验的最佳基线长度在 1.8km 左右。近年来在运行的反应堆中微子实验主要有 Double CHOOZ 实验，RENO 实验，Daya Bay 实验。图 1.6 给出了近期正在进行的反应堆中微子实验结果灵敏度的实验进度，Dayabay 实验首先给出了 θ_{13} 不为 0 的证据 (5.2σ)，并且将会给出最好的实验灵敏度。

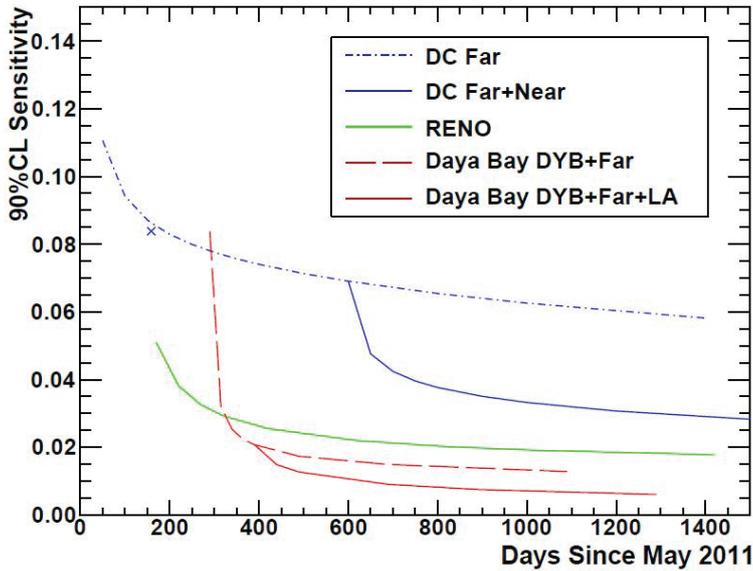


图 1.6: 近期正在进行的反应堆中微子实验结果灵敏度 [31]

1.4 中微子物理中的新问题

- 中微子有多少代，是否存在 sterile 中微子？

LEP 上实验 [2] 给出：在能量 $\leq 45\text{GeV}$ 范围以内，只有三种味道的中微子，这三种味道的中微子全部是左旋的。Most Grand Unified Theories (MGUTs) [32] 指出有其它的粒子和中微子混合，如果存在第四种中微子，那么它的质量将会非常大（大于 Z^0 质量的一半），或者不参与标准模型中所定义的弱相互作用。我们称这种粒子为 sterile 中微子。至于是否真的存在 sterile 中微子仍需要有力的实验证明。

- 中微子质量和质量等级？

我们现在知道的中微子质量的小于 1eV [32]，而现在的中微子振荡实验只能给出中微子质量的平方差，不能给出中微子的绝对质量，中微子的质量顺序也同样不知道。

- 中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子？

标准模型中，中微子是左旋的质量为零的 Dirac 粒子，如果中微子质量不为零，就应该存在右旋的中微子。通常，粒子和反粒子的区别反应在它们的电荷上，在 magnetic B-field 中，粒子和反粒子的运动方向相反。但是中微子不带电，如果中微子是 Majorana 粒子，那么中微子的反粒子就是其本身，当观察者的速度超过中微子时，中微子就变成反中微子，再假设反中微子就是右旋中微子，那么便可以解释这个问题。另一种解释是右旋的中微子存在，但是还没有被观测到。但是要想确定中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子还需要进一步的实验。

- 中微子混合参数的精确值？

现在中微子振荡已经被证实，但是 6 个振荡参数中在 Daya Bay 实验，RENO 实验发表结果后还有一个半未知：CP 破坏相角 δ_{CP} 和 ΔM_{32}^2 的符号。精确测量中微子混合角对中微子物理有着重要的意义。

- 中微子带来的 CP 破缺？

CP 破缺意味着中微子和反中微子的振荡几率不一样，通过对中微子和反中微子振荡几率的测量可以得到中微子混合矩阵中的 CP 破缺项，将有希望解决宇宙中正反物质的不对称这一难题，这对人类对世界的理解有着至关重要的意义。

1.5 论文立意以及结构

本文主要任务是在大亚湾反应堆中微子实中心探测器在研制和装配过程中的检漏，模拟结果和真实数据的对比、以及模拟参数的优化和 AmC 源中子本底的相关分析。论文共有六章，其结构如下：

第一章主要介绍中微子物理的基础知识。包括中微子的提出和发现，标准模型中的中微子和标准模型之外的中微子，中微子振荡相关理论，以及中微子的相关实验方法和结果。

第二章主要介绍大亚湾反应堆中微子实验。包括实验的物理目标和物理意义、实验的总体规划和布局、反符合探测器和中心探测器的设计、实验的结果和误差。

第三章主要介绍中心探测器的检漏。首先简单介绍了真空检漏技术，接下来从探测器结构出发，详细介绍了探测器所采用的密封方法，以及对不同的密封方法和部位采用的不同的检漏方法，并给出漏率标准和探测器的检漏结果。

博士论文:大亚湾中微子实验中心探测器检漏及精确模拟

第四章主要介绍真实结果和模拟结果的对比。

第五章主要介绍AmC刻度源的本底研究。

最后一章为总结和展望。

第二章 大亚湾反应堆中微子实验

本章简要介绍大亚湾反应堆中微子实验，主要包括实验的布局，探测器的设计，实验结果的分析 and 实验结果。

2.1 大亚湾实验简介

大亚湾反应堆中微子实验主要的目标是在 90% 的置信区间内精确测量 θ_{13} 至 $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.01$ 的精度。这要求利用 8 个全同的中反电子中微子探测器在不同的基线长度上对来自六个反应堆堆芯的中微子流做精确的测量。对反电子中微子的测量主要通过反 β 衰变 1.30。

通过对比远点实验厅预期和测量到的中微子事例率和能谱，来确定出 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的值并最终得到反应堆中微子是否存在振荡。测量到的中微子数目 N_{det} 可以用下式来表示：

$$N_{det} = \frac{N_p}{4\pi L^2} \int \epsilon \sigma P_{sur}(E, L, \theta_{13}) S dE \quad (2.1)$$

这里 N_p 是靶物质中自由质子的数目， ϵ 是中微子探测的效率， σ 是总的 IBD 的反应截面， P_{sur} 是依赖于 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的 $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ 的存活几率， S 是中微子的微分能谱。

如果仅用一个探测器在一个确定的基线长度上对反应堆中微子流进行测量，就需要准确得到绝对的反应堆中微子流强，绝对 IBD 的反应截面和探测器的绝对探测效率以及事例挑选条件。在这种条件下如果要把误差消除到 1% 以下的量级，特别是反应堆的关联误差，是非常困难的。Mikaelyan 和 Sinev 指出 [33]，如果使用两个全同的探测器在不同的基线位置上作相对测量，就可以极大的消除系统误差。离反应堆比较近的探测器

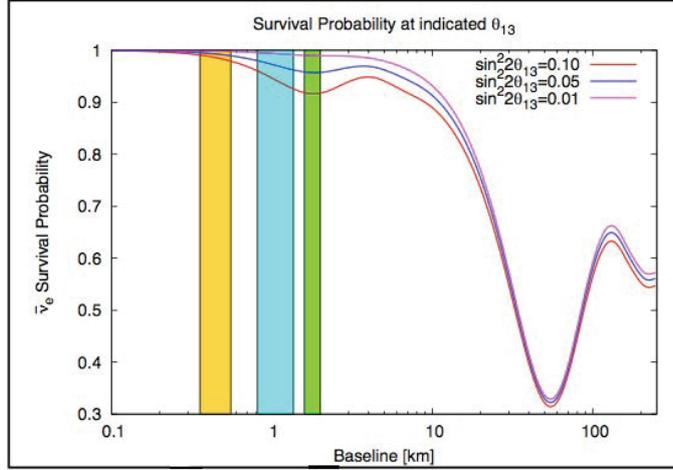


图 2.1: 反应堆中微子存活几率随基线长度变化。

用来测量中微子的流量和能谱可以减少对反应堆细节的了解的要求。在这种实验设置下，可以通过比较远点和近点的中微子的流量和能谱来测量 $\sin^2(2\theta_{13})$ 。

2.2 大亚湾实验设计

大亚湾实验主要是测量反电子中微子的振荡消失的实验。根据上一章的中微子振荡理论，反电子中微子的存活几率可以写成式 2.2

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = & 1 - \cos^4\theta_{13}\sin^22\theta_{12}\sin^2(1.267\Delta M_{21}^2(L/E)) \\
 & - \cos^2\theta_{12}\sin^22\theta_{13}\sin^2(1.267\Delta M_{31}^2(L/E)) \\
 & - \sin^22\theta_{12}\sin^22\theta_{13}\sin^2(1.267\Delta M_{32}^2(L/E))
 \end{aligned} \quad (2.2)$$

在基线 $L \simeq 2km$ 时 P_{13} 占主导地位，在基线 $L \simeq 60km$ 时 P_{12} 占主导地位。图 2.1 给出了中微子振荡几率随基线的关系。表 2.1 给出了大亚湾实验各个实验大厅的基线长度。

由于实验需要很好地控制系统误差。大亚湾实验采用近远点探测器相对测量的方法，有效抵消反应堆和探测器的关联误差。实验在距离反应堆很近的地方放置探测器来监测反应堆中微子的通量和能谱，在距中微子振荡几率最大的远点放置与近点完全相同的探测器，测量近远点不同距离时，中微子的存活几率。考虑大亚湾反应堆群的特殊布

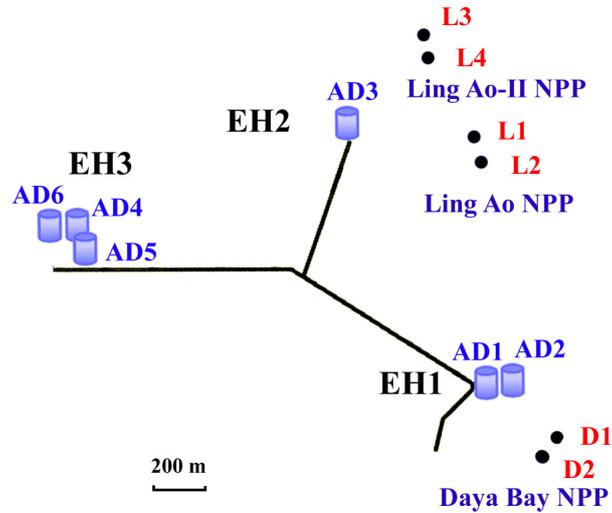


图 2.2: 大亚湾实验布局: 反应堆芯用圆点表示, D1, D2 是大亚湾反应堆堆芯, L1, L2 是岭奥反应堆堆芯, L3, L4 是岭奥二期反应堆堆芯, 8 个探测器分别安装在二个近点实验厅和一个远点实验厅中。三个实验厅的基线长度见表 2.1

局, 在近远点相对测量的基本思想下, 为了进一步控制系统误差和本底, 实验的具体设计有如下几点

1. 实验采用 8 个全同的中微子探测器, 分别安装在三个地下实验厅里, 其中两个近点实验厅对大亚湾和岭奥的反应堆中微子进行测量一个远点实验厅测量振荡之后的中微子, 每个近点实验厅中安装两个探测器, 远点实验厅中安装四个探测器。这样, P_{13} 几乎达到振荡极大值, 而 P_{12} 刚刚振荡起来, 可以忽略。实验的整体分布如图 2.2
2. 实验点建立在山腹中, 保证中微子探测器有足够的岩石覆盖以减少宇宙线 μ 子的流强, 三个实验厅的岩石覆盖见 2.1。
3. 多种独立的宇宙线 μ 子探测器。 μ 子探测器作为反符合探测器去除非中微子事例。用两种独立的 μ 子探测器保证高的探测效率, 且两个探测器之间可互相检验。采用足够的探测器屏蔽。中微子探测器的屏蔽层可以很大程度上减少山体岩石中的天然放射性本底和宇宙线 μ 子在探测器周围岩石中产生的中子本底。

	岩石覆盖	R_μ	E_μ	大亚湾	岭澳	岭澳二期
EH1	280	1.21	55	364	857	1307
EH2	300	0.90	58	1348	480	528
EH3	880	0.05	140	1912	1540	1548

表 2.1: 三个实验大厅的岩石覆盖(m.w.e), μ 子计数率 R_μ (Hz/m²), 平均的 μ 子能量 E_μ (GeV), 以及它们到反应堆堆芯的平均距离(m).

大亚湾核电站高的热功率（世界第二，总功率达到 17.4GW），大亚湾实验的精心设计和其得天独厚的地理优势使得大亚湾实验在国际上有明显的竞争优势。

2.3 大亚湾实验的探测器

2.3.1 实验大厅

大亚湾实验一共有三个实验大厅，每个实验厅都有一个独立的探测器系统，由两大部分组成，一个是探测反应堆反电子中微子的中微子探测器，即“中心探测器（AD）”；一个是探测实验本底的“反符合系统”，主要包括双层水切伦克夫探测器和水池顶部的 RPC 探测器系统。图 2.2 是近点实验大厅的示意图。

2.3.2 中心探测器

中微子探测器观测中微子反 β 衰变反应产生的正电子与中子信号，只对电子反中微子敏感。为减少系统误差，中心探测器设计成三层同心圆柱结构，如图 2.4。最里层为 20 吨掺 0.1% 质量的钆的液体闪烁体（简称液闪）作为中微子的靶；中间层为 21 吨普通的液体闪烁体，用来提高能量收集效率，减少能量判选误差；最外层为 37 吨的矿物油，用来屏蔽天然放射性。各层之间用高透光度的有机玻璃隔开。正电子与中子在液体闪烁体中产生闪烁光，每个探测器有 192 个 8 英寸的光电倍增管（Hamamatsu R5912）分 8 圈安装在矿物油中，在探测器顶端有三个自动刻度装置

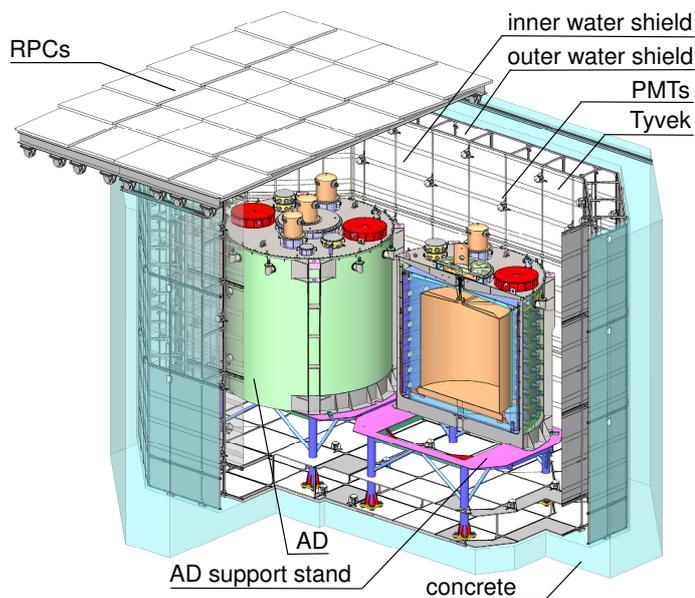


图 2.3: 近点实验大厅，两个中心探测器安装在水池中，上下与四周被 2.5m 深的水包围以屏蔽本底，在水池中安装光电倍增管组成水切伦科夫探测器，水池顶部是 RPC 探测器。水切伦科夫探测器和 RPC 探测器组成反符合系统

(ACU-A, ACU-B, ACU-C)，每个 ACU 中有一个 LED 和两个包装好的刻度源 (^{241}Am - ^{13}C / ^{60}Co 和 ^8Ge)，每个刻度源都可以独立的沿着各自的 Z 方向在探测器中移动，以便对探测器进行刻度。6 个 2 英寸的光电倍增管 (Hamamatsu R7724) 被安装在探测器的顶部和底部，用来监测掺钷液闪和普通液闪的衰减长度。

2.3.3 反符合系统

反应堆中微子实验的能量较低，宇宙线和天射放射性都能在这一能区带来大量本底。为了减小宇宙线本底，中微子探测器必须放在较深的地下，同时必须有足够的主动和被动的屏蔽来去除本底。大亚湾实验近点和远点地下实验厅处的宇宙线流强比地表分别小 100 倍和 2000 倍。剩余的高能宇宙线在中微子探测器周围的岩石中也能产生大量的中子，这些中子能漂移到中心探测器中形成本底。为了屏蔽这些中子以及岩石中的天然放射性，大亚湾实验的中微子探测器周围将用 2.5 米以上的水屏蔽。水是屏蔽中子最有效的材料。同时山体岩石产生的天然放射性也非常高，会形成大量本底。2.5 米的水屏

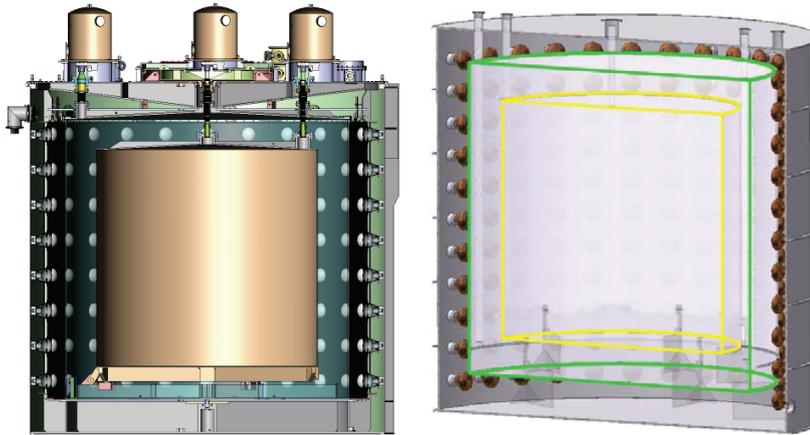


图 2.4: 中心探测器示意图。探测器为三层同心圆柱结构。最里层为掺钆的液体闪烁体，中间层为普通液体闪烁体，最外层为矿物油，光电倍增管放置在矿物油中。各层之间用高透光度的有机玻璃罐隔开。探测器上盖有三个刻度和溢流装置。

蔽层可以将它压低1 百万倍以上。

除了水构成的被动屏蔽外，大亚湾实验将采用两种宇宙线探测器作为主动屏蔽。一种是水切伦科夫探测器，由在水池中放置光电倍增管形成。宇宙线穿过水时会产生切伦科夫光，通过光电倍增管探测切伦科夫光，可以探测宇宙线。为了提高探测器的可靠程度，水池被分成内外两层，由不透光的薄膜隔开，外层厚1米。水池壁与隔膜均粘贴高反光度的Tyvek 膜，以提高宇宙线的探测器效率。内外两层均有光电倍增管，将独立地作为宇宙线探测器

两种宇宙线探测器联合起来，总效率可达 99.5%。在岩石中产生的中子必须穿过2.5 米以上的水才能到达中心探测器，在水中产生的中子则因为宇宙线穿过两重反符合探测器而被高效率地排除。

2.4 实验结果

在 2012 年 3 月 8 日，大亚湾通过新闻发布会发布了实验结果，同时第一篇实验结果的文章也投到了 PRL 杂志。自此，反应堆中微子实验测量 θ_{13} 有了精确的结果。下面我们给出整个实验物理分析的过程。

2.4.1 探测器响应与刻度

总的来说探测器的能量响应主要依赖于时间、事例在探测器中的位置（非均匀性）、粒子种类和它们的能量（能量非线性）。能量重建的主要目标是降低探测器的刻度常数的不确定性。为了达到这一目标，采用多种源对探测器进行周期性的刻度。

对光电倍增管增益的刻度主要利用了专用的低亮度的 LED，通过对每一路 ADC 进行刻度得到单光电子对应的 ADC 的计数，并把结果存入数据库中以便在以后的数据分析中使用。

利用三个 ACU 中的 $^{241}\text{Am} - ^{13}\text{C}/^{60}\text{Co}$ 源沿着 AD 的 Z 方向进行扫描，通过对 ^{60}Co 能谱的分析，可以得到 AD 的位置非均匀性的修正函数。同时也利用宇宙线 μ 子产生的 spallation 中子和天然放射性在液闪中产生的 α 对 AD 的位置非均匀性进行了研究。能量非线性的研究主要是通过对比不同刻度源（spallation 中子、天然放射性在液闪中产生的 α 、 $^{241}\text{Am} - ^{13}\text{C}/^{60}\text{Co}$ 、 ^{68}Ge ）在所有 AD 中的能量响应得到的。

2.4.2 IBD 事例的挑选

在进行 IBD 事例挑选之前，有两种事例需要先排除：光电倍增管的 flasher 事例，在 AD 触发的 $-2/\text{mus}$ 到 $200/\text{mus}$ 的时间窗内如果有水池 μ 子的事例。

典型的 IBD 事例选择条件如下：

1. flasher cut : 去掉由于 PMT base 发光带来的事例。
2. 正电子快信号能量: $0.7 < E_p < 12.0\text{MeV}$
3. 中子俘获慢信号能量: $6.0 < E_d < 12.0\text{MeV}$
4. 快慢信号的时间窗: $1 < \Delta t < 200\mu\text{s}$
5. μ 子事例的 veto : 如果 $t_d - t_{\mu\text{WS}} < 600\mu\text{s}$, $t_d - t_{\mu\text{AD}} < 1000\mu\text{s}$ 或者 $t_d - t_{\mu\text{sh}} < 1\text{s}$ 快慢符合信号将会被反符合掉.
6. 多重度挑选: 多重度挑选要求在快信号之前 $200\mu\text{s}$ 以及慢信号之后 $200\mu\text{s}$ 没有能量大于 0.7MeV 的信号。

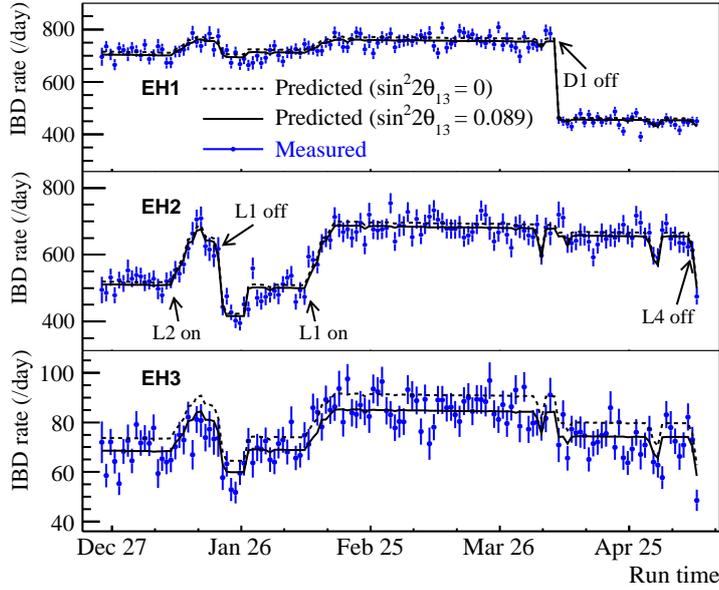


图 2.5: 在三个实验大厅中测量到的平均每天每个AD的IBD事例率是时间的函数, 图中把它和预测的非振荡的反应堆中微子预测流强进行了比较. 其中事例率的变化是由于反应堆的停止运行造成的。

这里 E_p 是快信号能量, E_d 是慢信号能量, $\Delta t = t_d - t_p$ 是快慢信号之间的时间差. 远近点每个 AD 的 IBD 事例率见表 2.2, 图 2.5 给出了三个实验大厅的 IBD 事例率。

2.4.3 本底

大亚湾实验中, 中微子事例 (反 β 衰变反应) 有个显著特征: 一个正电子快信号后面跟一个中子俘获的延迟信号。据此本底事例逻辑上可分为两类: 关联本底和非关联本底。关联本底对应着同一个源, 比如说 AmC 源中子本底, 产生了两个在时间上相符合的信号构成一个假事例。非关联本底则对应着假事例的两个成分是由不同的源偶然形成的。这里本底主要分为以下五种。

偶然符合本底 又称非关联本底, 是指两个非关联信号通过偶然符合, 正好满足了 IBD 事例的挑选条件。对于一个能量在 6MeV 到 12MeV 的信号 (慢信号), 其形成偶然符合本底的概率主要由两个部分组成: 在该慢信号之前 $1 - 200\mu s$ 内有一个信号且满足快信号条件的概率 $1 - \exp(-R \cdot 199/\mu s)$; 在满足条件

的快信号之前的 $200\mu s$ 内和该慢信号之后 $200\mu s$ 的内都没有其它的信号的概率 $1 - \exp(-R \cdot 400/\mu s)$ ，其中 R 是满足快信号条件的 singles 事例。由于满足快慢信号条件的 singles 事例的事例率随时间发生变化，所以非关联本底每四个小时计算一次。其计算公式如式 2.3

$$N_{\text{acc.bkg.}} = \sum_i N_i e^{-R_i \cdot 400\mu s} (1 - e^{-R_i \cdot 199\mu s}) \quad (2.3)$$

其中 N_i 和 R_i 为满足快信号条件的 singles 事例在第 i 个四小时内的数目。

快中子本底 进入AD的高能中子如果在被俘获之前先产生一个反冲质子，而这两个反冲质子信号和中子俘获信号又正好满足了 IBD 事例的挑选条件，那么便会形成一个快中子本底。反冲质子信号的能量可以到上百 MeV，通过对 $12 - 100\text{MeV}$ 能量范围内的快中子信号的分析来推断 $0.7 - 12\text{MeV}$ 内的快信号。

${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ 本底 来自 ${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ 的 $\beta - n$ 级联衰变的关联本底是通过最后一个 μ 子之后的时间分布时间拟合得到的，拟合时用到了已知的这些同位素的衰变寿命。

(α, n) 本底 来自 ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ 的关联本底是通过液闪中的 ${}^{238}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{227}\text{Ac}$ 以及 ${}^{210}\text{Po}$ 的级联衰变的测量和利用蒙卡对中子产额的模拟。

AmC 中子本底 AD顶部的自动刻度装置中的 AmC 源是 0.5 Hz 的中子源，其放出的中子在钢罐上进行非弹性散射以及随后在 Fe、Cr、Mn 等金属核上的俘获会产生 γ 光子。如果这两个散射和俘获的信号都进入了闪烁体的探测区域的话，它们就可能被看成是IBD事例的快慢信号符合。由此产生的类似慢信号的闪光事例得到了测量，数据表明该类事例率为 ~ 230 个/天。通过模拟的预测，关联中子事例和单中子事例的相对比率为 $\sim 0.09\%$ ，由此可以估计本底事例率为 0.2 ± 0.2 个/天/AD。

2.4.4 探测效率与误差

大亚湾实验采用远近点相对测量的方法，这样绝对效率和关联误差会被完全消除，而不会影响到实验的最终结果。只有 AD 之间的非关联误差才会对 θ_{13} 测量产生影响。但是为了更好的理解探测器，对绝对效率和关联误差也同样做了分析。其中快慢信号能量、俘获时间、Gd 俘获效率和 Spill-in 效应利用蒙卡进行了模拟，而 μ 子的挑选效

率、多重度挑选和活时间选用数据进行了分析。非关联误差的计算不受蒙卡模拟的影响。探测器的相关误差和效率见表 2.2

	效率	关联	非关联
靶质子数		0.47%	0.03%
Flasher 挑选	99.98%	0.01%	0.01%
慢信号能量挑选	90.9%	0.6%	0.12%
快信号能量挑选	99.88%	0.10%	0.01%
多重度挑选		0.02%	<0.01%
俘获时间挑选	98.6%	0.12%	0.01%
钷俘获比例	83.8%	0.8%	<0.1%
Spill-in	105.0%	1.5%	0.02%
活时间	100.0%	0.002%	<0.01%
合计	78.8%	1.9%	0.2%

表 2.2: 绝对效率，关联误差和非关联误差：在远近点相对测量中绝对效率和关联误差被抵消，只有非关联误差会对 θ_{13} 测量产生影响。

	AD1	AD2	AD3	AD4	AD5	AD6
IBD 候选	28935	28975	22466	3528	3436	3452
DAQ 活时间(天)	49.5530		49.4971		48.9473	
μ 反符合时间(天)	8.7418	8.9109	7.0389	0.8785	0.8800	0.8952
$\epsilon_{\mu} \cdot \epsilon_m$	0.8019	0.7989	0.8363	0.9547	0.9543	0.9538
偶然符合(/天)	9.82 ± 0.06	9.88 ± 0.06	7.67 ± 0.05	3.29 ± 0.03	3.33 ± 0.03	3.12 ± 0.03
快中子(/天)	0.84 ± 0.28	0.84 ± 0.28	0.74 ± 0.44	0.04 ± 0.04	0.04 ± 0.04	0.04 ± 0.04
${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ (/AD/天)	3.1 ± 1.6		1.8 ± 1.1		0.16 ± 0.11	
Am-C 关联(/AD/天)			0.2 ± 0.2			
${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ (每天)	0.04 ± 0.02	0.04 ± 0.02	0.035 ± 0.02	0.03 ± 0.02	0.03 ± 0.02	0.03 ± 0.02
IBD 事例率(/天)	714.17 ± 4.58	717.86 ± 4.60	532.29 ± 3.82	71.78 ± 1.29	69.80 ± 1.28	70.39 ± 1.28

表 2.3: 信号和本底总结: 本底和IBD 事例率被 $\epsilon_{\mu} \cdot \epsilon_m$ 效率所修正.

2.4.5 χ^2 分析与 θ_{13} 结果

通过对两个近点实验厅测量到的 $\bar{\nu}_e$ 的事例率做一个权重计算，可以得到远点实验厅的没有振荡的 $\bar{\nu}_e$ 的事例率。测量到的和预测的 $\bar{\nu}_e$ 的事例率比值如式 2.4

$$R = \frac{M_f}{\bar{N}_f} = \frac{M_f}{\alpha M_a + \beta M_b} \quad (2.4)$$

其中 \bar{N}_f 和 M_f 分别是远点实验厅测量到的和预测的 $\bar{\nu}_e$ 的事例率。 M_a 和 M_b 是 1 号近点实验厅和 2 号近点实验厅测量到的 IBD 事例率。 α 和 β 是权重因子，主要取决于基线，并轻微依赖于反应堆的中微子流强。

实验最终得到的远点实验厅测量和预测的 $\bar{\nu}_e$ 的事例率比值为式 2.5

$$R = 0.944 \pm 0.007(\text{stat}) \pm 0.003(\text{syst}) \quad (2.5)$$

远点实验厅中微子能谱和近点预测到的能谱的比较如图 2.6

$\sin^2 2\theta_{13}$ 由一个 χ^2 函数 2.6 决定，该函数考虑了相关的系统误差。

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{d=1}^6 \frac{[M_d - T_d (1 + \varepsilon + \sum_r \omega_r^d \alpha_r + \varepsilon_d) + \eta_d]^2}{M_d + B_d} \\ & + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \sum_{d=1}^6 \left(\frac{\varepsilon_d^2}{\sigma_d^2} + \frac{\eta_d^2}{\sigma_B^2} \right), \end{aligned} \quad (2.6)$$

这里 M_d 是减除了本底的第 d 个 AD 测量到的 IBD 事例， B_d 是相对应的本底； T_d 是中微子流强预测值，包括蒙卡修正和中微子振荡， ω_r^d 是根据从第 r 个反应堆到第 d 个 AD 的基线和流计算的 IBD 贡献比例，反应堆的非关联误差 σ_r (0.8%)， σ_d (0.2%) 是非关联的探测误差， σ_B 是列在表 2.3 中的本底误差。相应的参数是 $(\alpha_r, \varepsilon, \eta_d)$

图 2.7 显示了在每个探测器里测量的事例数相对于预期的无振荡事例数的比值。最佳拟合值为

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.089 \pm 0.010(\text{stat.}) \pm 0.005(\text{syst.}) \quad (2.7)$$

χ^2/NDF 的值为 3.4/4。无振荡的假设被排除在 7.7 倍标准误差之外。

2.5 大亚湾实验与 RENO 和 Double CHOOZ 的对比

正在运行的反应堆中微子实验主要有大亚湾实验、韩国的 RENO [34] 和法国的 Double CHOOZ [35]。而且都分别发布了实验结果。三个实验都以测量反应堆中微子

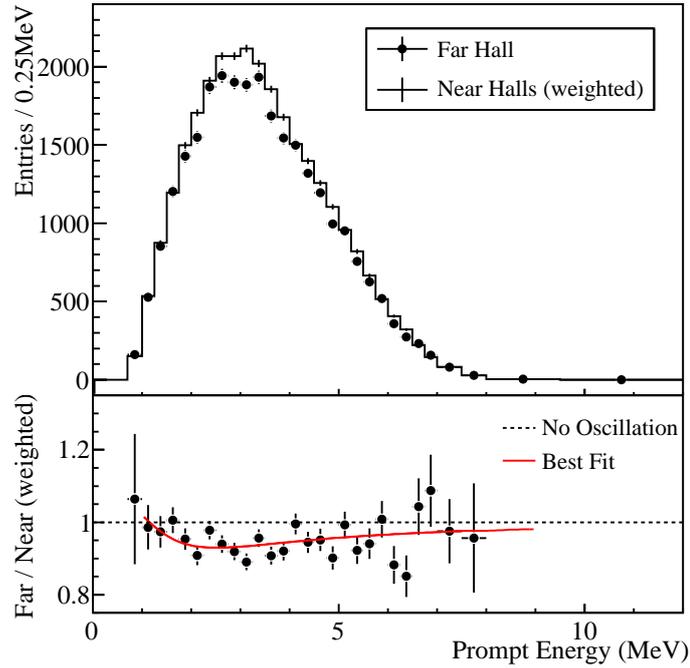


图 2.6: 上图: 远点实验厅测量到的正电子能谱同由近点两个实验厅的数据预测的无振荡的能谱的比较. 仅显示了统计误差.

下图: 测量能谱同无振荡预测能谱的比值(考虑了所有的系统误差).

振荡, 即 $\sin^2 2\theta_{13}$ 为目标, 都采用了远近点相对测量方法。但是由于其探测器设计和数目、靶物质和反应堆功率不同, 所以实验结果的精度也不相同。表 2.2 给出了三个实验的主要参数的对比。不同的实验对 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的测量精度也不同, 其中图 2.8 是近期不同中微子实验得到的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的值及其精度, 可以看到 Update 之后的大亚湾实验的精度最高。

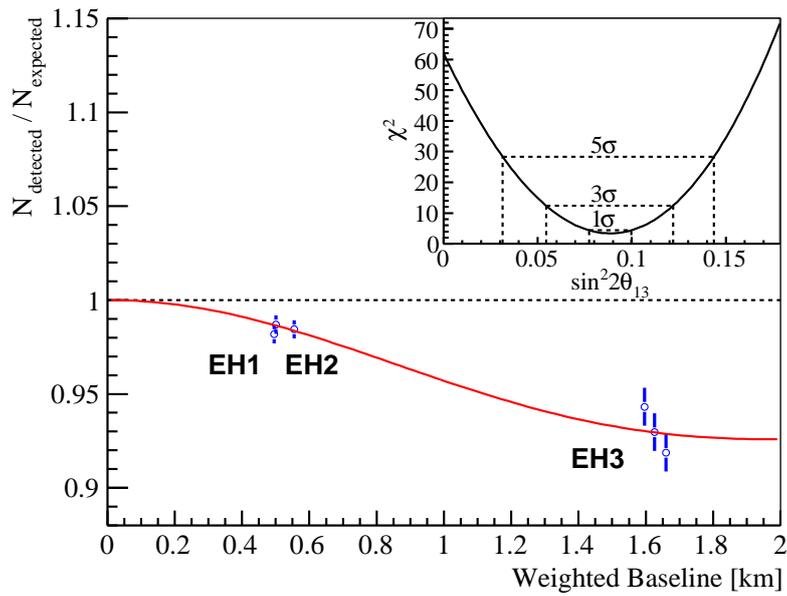


图 2.7: 每个探测器中测量结果和预期无振荡结果的比较. 误差棒是每个 AD 的非关联误差, 包括统计误差, 探测器相关和本底相关的误差. 振荡存活几率经过了最佳拟合归一化参数的修正, 最佳拟合值由光滑曲线给出. 右上角给出了 χ^2 函数和 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的关系图

	Dayabay	RENO	Double CHOOZ
基线长度 (近/远)	470, 576/1650	409/1444	400/1050
反应堆功率(GW)	17.4	16.5	8.5
山体覆盖 (近/远)	250, 265/860	120/450	120/300
靶物质质量 (吨)	40, 20/60 (40, 40/80)	16/16	$\sim/8.2$ (8.2/8.2)
探测器数目	8	2	2
设计精度	~ 0.008	~ 0.02	~ 0.03
$\sin^2 2\theta_{13}$	0.089 ± 0.011	0.113 ± 0.023	0.086 ± 0.071

表 2.4: 大亚湾实验与 RENO 和 Double CHOOZ 的对比

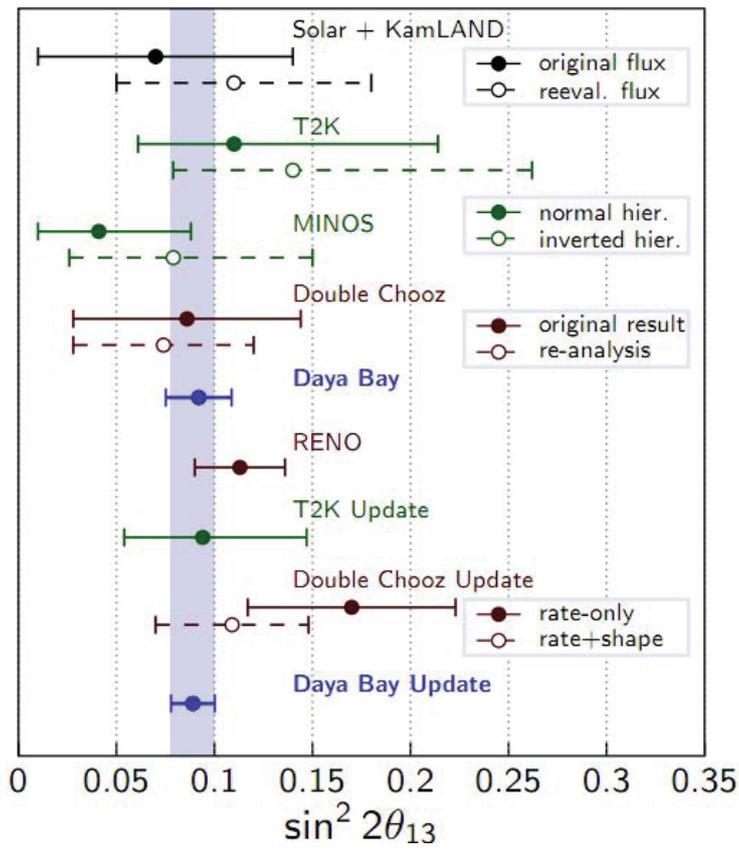


图 2.8: 近期不同中微子实验得到的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的值及其精度，可以看到 Update 之后的大亚湾实验的精度最高。

第三章 大亚湾中微子实验中心探测器检漏

本章主要介绍大亚湾反应堆中微子实验中心探测器研制和装配过程中的检漏方法。

3.1 真空及真空检漏

所谓“真空”系指低于一个标准大气压的气体状态。在这种状态下与大气状态比较起来，单位体积中气体分子的数目少了，分子之间相互碰撞不那么频繁了，打到某一表面（例如器壁）上的气体分子数目亦较少了。完全没有任何物质的空间称为“绝对真空”，这是永远达不到的 [36]。

3.1.1 真空的获得

根据真空泵的工作原理，可以把真空泵分为：机械真空泵、蒸汽流泵、分子泵、吸附泵、吸气离子泵和冷凝泵等。在中心探测器研制和装配过程我们使用DRIVAC公司生产的DRI-2型真空泵（如图 3.1），该真空泵是一个两级，无油，极限压强为 $10^{-6}Torr$ 的便携式真空泵，并且可以长时间运行（18000 小时），非常适合在地面装配大厅的特殊环境中使用。利用真空泵把密闭的系统的空气分子抽到密闭的系统之外的空间去，便可以在密闭的系统内获得压力小于一个标准大气压的真空环境。对于一个真空系统，其抽气过程可以用如下公式表示

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{S_e}{V}P + \frac{Q}{V} \quad (3.1)$$



图 3.1: DRIVA公司CDRI-2型真空泵图

其中：P——被抽容器内的压强；

S_e ——被抽容器出口处的有效抽速

V——容器体积；

Q——容器漏气量与放气量之和；

当抽气进行到一定时间后容器压强不再变化，此时即为极限压强。上式中令 $dp/dt = 0$ ，就可得到有限压强为

$$P_e = Q/S_e \quad (3.2)$$

也就是说极限压强由漏气量与放气量之和与真空泵的抽速决定，由于在真空检漏过程中，真空泵的抽速是一定的，所以极限压强由漏气量与放气量之和决定。

3.1.2 真空检漏

一个理想的真空系统或真空容器，应当是不存在任何漏孔，不产生任何漏气现象

的。但是就任何一个真实的真空系统来说，不存在任何漏气是不可能的，总会或多或少的存在着漏气现象。真空检漏就是检测真空系统的漏气部位及其大小的过程。

真空检漏中常用概念

所谓漏气或称实漏，它是指气体通过真空系统上的漏孔或间隙，从高压侧流向低压侧的一种现象。真空检漏技术中的一些常用基本概念主要有如下各点 [35]。

- 虚漏：虚漏是相对于实漏的一种物理现象，主要是指由于材料的放气，解吸，凝结气体的再蒸发，以及死空间中气体的放出等原因造成的系统内压力上升的现象。在真空检漏作业中应该排除虚漏现象的影响。
- 气密性：它是表征真空系统的密封，器壁对空气不可渗透程度的一种性能。在大亚湾中微子实验中气密性主要是指密封O圈的气密性。
- 漏孔：是指真空容器壁上存在的形状不定，及其微小的孔洞或者间隙，漏气主要是由于这些漏孔的存在而产生的。
- 漏率：即漏气速度，单位时间内，通过漏孔或者间隙进入到真空系统中的气体的体积。
- 最小可检漏率：它是指采用某种检漏方法或仪器可能检测出来的最小漏率。

漏孔的判断方法

检漏的一个重要目的就是找出漏孔，然后想办法消除漏孔。而在真空系统中，漏孔的形状各异，而且一般都是非常小的，无法用肉眼去判别，所以一般常用气体的漏率来表征漏孔的大小。漏率的单位如果不加特殊说明，就是指漏孔入口压力为一个大气压，温度在 $296\pm 3\text{K}$ 的标准状态下，单位时间内漏过漏孔的漏点温度低于 248K 的气体的量。漏率的常用单位为 $\text{Pa}\cdot\text{L}/\text{s}$,或者为 $\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ 。

实际上漏气是绝对的，不漏气是相对的，所谓的不漏气也就是说测量到漏率小于所要求的漏率。

常用的几种真空检漏的方法

在真空技术中，关于如何对真空系统检漏，有许多种类和方法，下面就一些常用并且对中心探测器研制和装配过程中检漏有帮助的检漏方法进行简要的说明 [38] [39]

- 压力检漏法：所谓的压力检漏法就是向所要检漏的真空系统中充入具有一定压力的示漏物质（如空气，水灯），一旦被检容器中有漏孔存在，示漏物质就会从漏孔漏出，这样就可以通过一定的方法和仪器在被检容器外检测出从漏孔中漏出的示漏物质。从而判断出漏孔位置进一步计算出漏率的大小。
- 真空检漏法：所谓的真空简陋法，就是通过对所要检漏的真空容器或真空系统和检漏仪器抽真空，然后将示漏物质依次加在被检容器可疑部位，如果存在漏孔，这样示漏物质就会通过漏孔进入到真空系统和检漏仪器中，通过检漏仪器，就检测出漏孔的位置，大小。从而得到漏率。
- 气泡检漏法：所谓的气泡检漏法，就是向所要检漏的容器中充入一定压力的气体，然后在可疑的部位抹上肥皂泡，如果存在漏孔，肥皂泡就会变大或者有更多的肥皂泡场上。从而知道漏孔的位置
- 水槽检漏法：水槽检漏法和气泡检漏法很相似，主要是把所要检漏的容器或真空系统中充入一定压力的气体，然后把整个容器放入水槽中，通过观察是否有气泡产生，来判断漏孔的位置并估计漏率。

3.2 中心探测器检漏方法

在第二章我们介绍了大亚湾实验中心探测器的主要结构，每个中心探测器有超过1600个O形圈和密封垫，把中心探测器各个液体和气体部分以及中心探测器和水切伦克夫探测器分开，不管是中心探测器内部不同液体间或者是中心探测器和水切伦克夫探测器间发生渗漏，将会带来非常严重的后果，所以在探测器研制和装配过程中，检漏是一项非常重要的工作。

我们主要设计了3种方法对中心探测器的双O圈结构处（如图3.2）进行检漏，另外还设计了一种特殊的方法，对中心探测器三层结构间进行检漏，最终保证探测器的密封性达到实验要求。

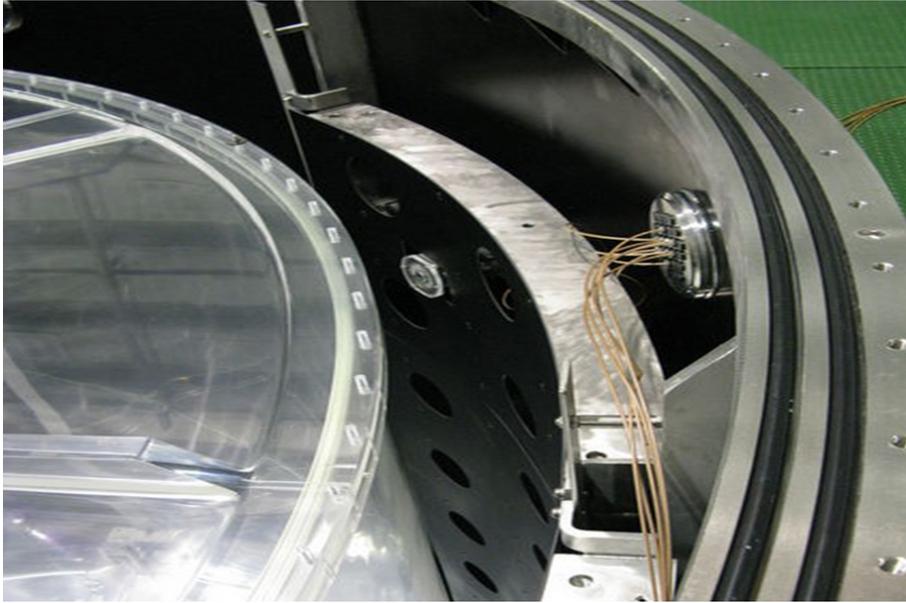


图 3.2: 中心探测器的双 O 圈密封结构图：中心探测器的大部分密封处都采用双 O 圈结构进行密封，这样不仅能够起到更好的密封效果，同时给检漏提供了方便。

3.2.1 检漏的目标

对于探测器不同的密封部位，因为其两端的压力差不同，所以其对密封性的要求是不一样的。图 3.2 中，假设双层 O 圈之间的体积为 ΔV ，整个大亚湾实验需要运行 5 年；在实验过程中，如果液体在双 O 圈之间发生了渗漏，那么首先会把双 O 圈之间的体积充满，然后才能真正渗漏到双 O 圈另一侧对探测器造成影响。所以在检漏过程中，只要得到的漏率小于 $\Delta V/5year$ ，就认为探测器是不漏的。

3.2.2 液体漏率和气体漏率间的转换

根据 Hagen-Poiseuille 方程，对于液体在一个理想的微管中的流动速率可以用式 3.3 [40] 表示：

$$Q = \frac{\pi d^4 \Delta P}{128 \mu L} \quad (3.3)$$

其中 d 是微管的直径， ΔP 是微管两边的压力差， L 是微管的长度， μ 是粘滞系数。可以看到流速和微管的直径成正比，流速 Q 与管子的直径 d 的四次方成正比，和压力

差 ΔP 成反比，和液体的粘滞系数 μ 成反比。

在考虑气体和液体的漏率差别的时候，因为和液体不同，气体的体积和密度会随着压力发生变化，所以对气体，需要加上一个特别的因子 P'_a ，这样在标准状况下，气体和液体的漏率公式分别变为式 3.4 和 3.5 [41]

$$Q_s = 11515 \left(\frac{\Delta P d^4}{\mu L} \right) P'_a \quad (3.4)$$

$$Q_l = 169273 \left(\frac{\Delta P d^4}{\mu L} \right) \quad (3.5)$$

忽略式 3.4 和 3.5 中单位的不同，式 3.4 中的因子 P'_a 是漏孔两端压力的平均值，当 $P'_a = 14.696 PSI$ 时，式 3.4 等同于 Hagen-Poiseuille 方程。

$$K = Q_{gas} \frac{\mu}{\Delta P \cdot P'_a} \quad (3.6)$$

在真实情况中，理想的微孔是不存在的，我们用系数 K 来代替 d^4/L ，其中 K 是对同一个微孔，用实验测量得到的。

气体和液体间漏率转换公式如 3.7

$$\frac{Q_g}{Q_l} = P'_a \frac{\mu_l \Delta P_g}{\mu_g \Delta P_l} \quad (3.7)$$

在检漏的过程中，我们主要担心的是长时间的微小渗漏，所以检漏中，一般采用比实验更大的压力差，同时也采用粘滞系数较小的气体来检漏。在相同条件下气体和液体漏率的差别主要取决于其粘滞系数的差别，表 3.1 给出了相同条件下几种不同的气体和液体的粘滞系数和漏率的差别。可以看到不同的物质的漏率差别是非常明显的，所以在检漏的过程中，这些因素都被考虑在内。

3.2.3 压力检漏法

压力检漏法主要是采用正压力对双 O 圈结构进行检漏，其主要原理如下（图 3.3）：

1. 将被检漏的部分充入一定压力的示漏物质（Freon），如果存在漏洞，则在双 O 圈结构外面利用检漏仪便可以检测到示漏物质。

物质种类	粘度系数(Pas)	相对漏率
空气	18×10^{-6}	1
氦气	22.6×10^{-6}	1.3
弗利昂134a	13.9×10^{-6}	0.8
水	1×10^{-3}	55
普通液闪 (LAB)	15×10^{-3}	884
掺钆液闪	52×10^{-3}	3097

表 3.1: 相同条件下不同的气体和液体的粘滞系数和相对漏率表, 其中空气的漏率设为1。

2. 将被检漏的部分充入一定压力的气体, 如果存在漏孔, 则被检漏部分的压力将会持续下降。通过压力变化和被检漏部分的体积, 经过计算可以得到检率。

漏率的计算公式如下:

$$Q = \frac{dp}{dt} \cdot V \quad (3.8)$$

其中 dp/dt 是被检漏部分压力随时间的变化, V 是被检漏部分的体积。压力法检漏所用的压力表的单位是 PSI, 所以压力法检漏的公式为下式:

$$Q = \frac{1}{14.696} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot V \quad (3.9)$$

其中 1PSI 是磅每平方英寸 (pounds per square inch)。

3.2.4 真空检漏法

真空法检漏主要是采用负压力对双O圈结构的部分进行检漏并和压力检漏法结果比对。先对被检漏部分进行抽真空, 当真空到达一定程度时, 真空度便不再下降, 这时停止抽真空, 测量被检漏部分的真空度随时间的变化。其漏率计算公式和压力检漏法一样

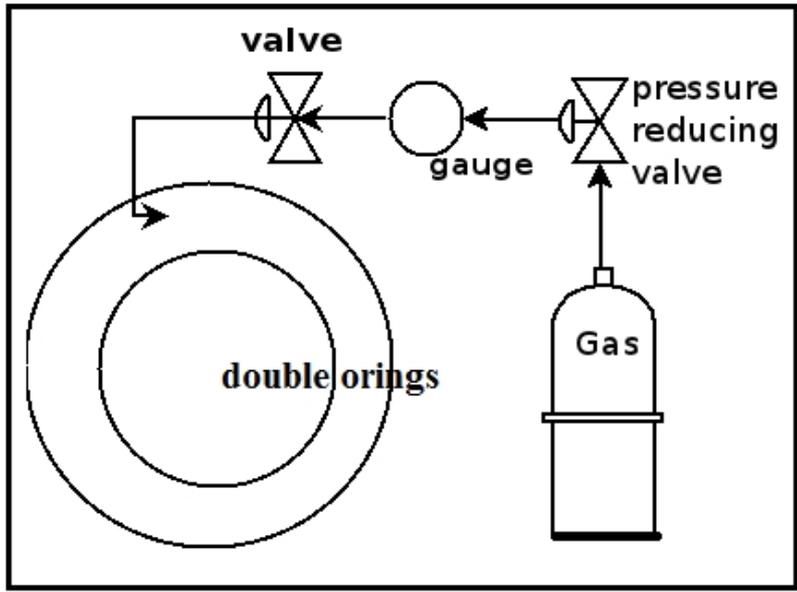


图 3.3: 双 O 圈密封结构压力检漏法，测量被检漏的部分压力变化，通过压力变化和被检漏部分的体积可以得到被检漏部分的漏率。

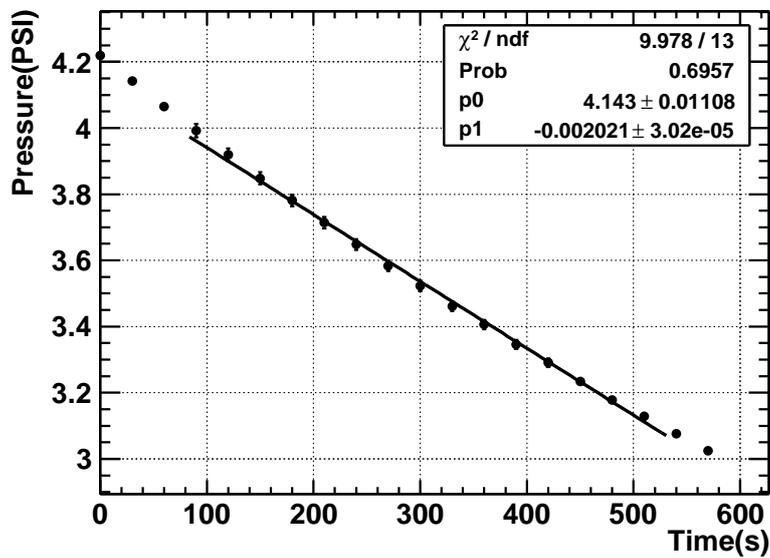


图 3.4: 通过拟合压力检漏法得到的压力随时间变化的数据，可以得到 dp/dt 的值（3.9）。

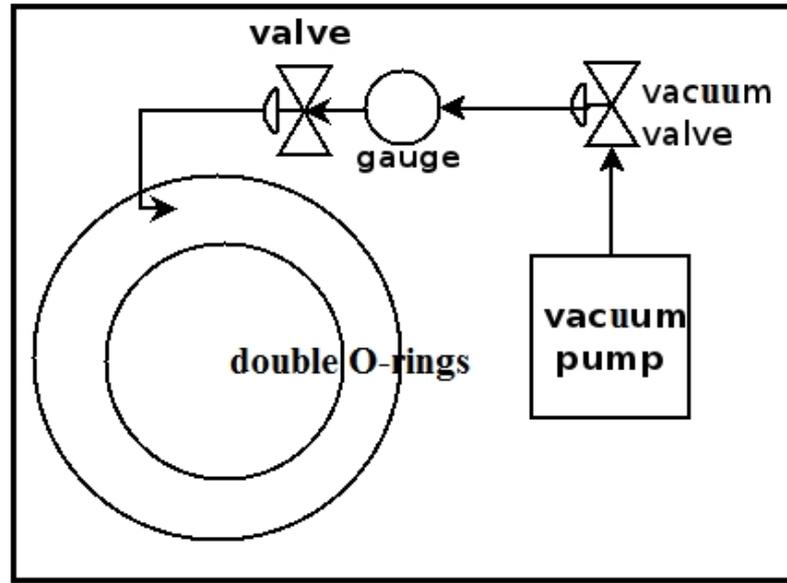


图 3.5: 双 O 圈密封结构真空检漏法, 测量被检漏的部分真空度的变化, 通过真空度变化和被检漏部分的体积可以得到被检漏部分的漏率。

(式 3.8)。但是真空法检漏过程中所用的真空表是以 Torr 为单位的, 所以我们所用的计算公式应该是

$$Q = \frac{1}{760} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot V \quad (3.10)$$

其中 $1atm = 760Torr$, 1 Torr 相当于 1 mm 汞柱。

通过对比检漏结果: 真空法的检率要小于压力法, 其主要原因是因为压力法检漏是正压力, O 圈间的漏孔会由于正压力的作用变大; 而真空法检漏使用的是负压力, O 圈间的漏孔会由于负压力的作用变小。

3.2.5 水柱检漏法

由于中心探测器最后是要安装在水切伦克夫探测器中的, 所以不管是压力检漏法还是真空检漏法得到的结果都只是气体的漏率, 而不是真实的液体水的漏率, 由于气体和液体的粘滞系数是不一样的 (液体的粘滞系数比气体的粘滞系数大两个数量级), 所以相同条件下它们的漏率也是不一样的。所以要根据气体和液体的粘滞系数把液体的漏率和气体的漏率进行转换。同时, 由于气体泄漏和液体泄漏的临界点是不一样的, 也就是

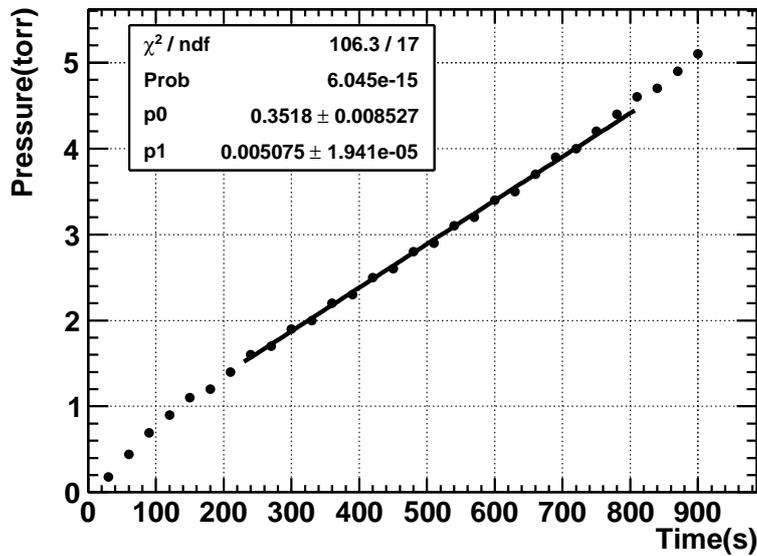


图 3.6: 通过拟合真空检漏法得到的真空度随时间变化的数据, 可以得到 dp/dt 的值 (3.10)。

说, 在一定的密封程度下, 液体不泄漏, 但是气体依然会泄漏 (表 3.2)。所以, 单纯的通过粘滞系数将气体的漏率相互转换为液体的漏率真实的情况还是有差别的。

水柱法检漏主要是为了模拟探测器安装在水池中的真实情况而设计的, 主要是向所要检测的系统中充入水, 并把水柱挂到一定的高度 (H), 根据连通器原理, 系统就承受 H 水柱的压力, 然后根据水柱在一定时间内的高度变化, 就可以知道在这段时间内所漏掉的水的多少。其漏率计算公式如下:

$$Q = \pi r^2 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta t} \quad (3.11)$$

上式中 $\Delta H/\Delta t$ 表示单位时间内水柱高度的变化, πr^2 是水柱的直径

对于水柱检漏的方法, 最困难的是如何把双 O 圈之间的空间内灌满水, 我们首先给双 O 圈间的空间内抽真空, 当真空度达到 mTorr 时关闭真空泵和抽真空的阀门, 同时打开与水相连的阀门, 由于双 O 圈间的负压, 水会被吸进双 O 圈内。当然, 在水柱检漏法的前 1 天内, 由于双 O 圈间并没有完全充满水, 所以水柱下降的速度非常快, 需要及时的加水, 等水完全充满之后, 水柱下降速度趋于稳定, 便可以测量其漏率了。

孔径(mm)	气体漏率(cc/s)	水漏率
0.11	2×10^{-3}	no
0.15	8×10^{-3}	no
0.24	4×10^{-2}	no
0.36	2×10^{-1}	1.25×10^{-3}

表 3.2: 相同条件下气体和水漏率 [42]

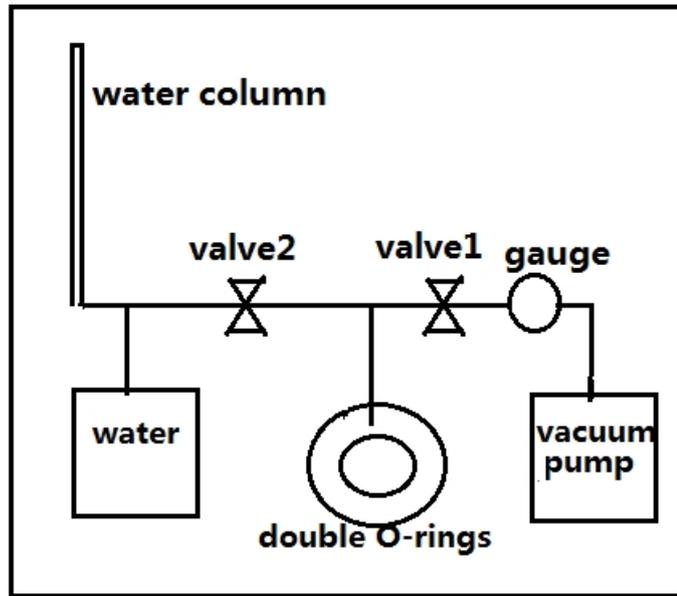


图 3.7: 双 O 圈密封结构水柱检漏法，根据水柱在一定时间内的高度变化，可以得到被检漏部分的漏率。

3.2.6 3 VOLUME 检漏法

在 3m, 4m 有机玻璃罐安装在 5m 钢罐中之后，需要对这三个罐之间进行一个整体的检漏，以保证它们三个之间的密封性。但是 3m, 4m 有机玻璃罐和 5m 钢罐体积非常大，用常规的检漏方法无法奏效。在这里我们使用了另外一种方法（3 VOLUME 检漏

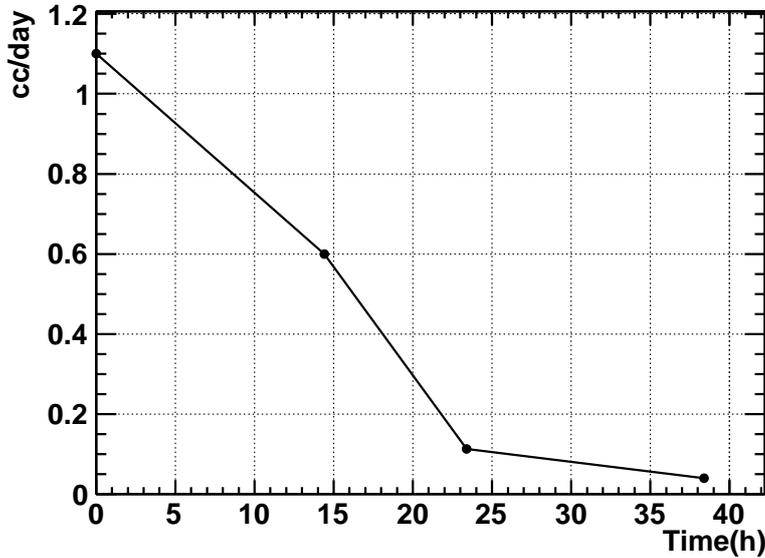


图 3.8: 根据水柱高度变化得到的漏率随时间的变化 (3.11)。

法) 来得到它们之间的漏率, 3 VOLUME 检漏法气体流程图如图 3.9。

有机玻璃罐不能承受太高的压力, 同时有机玻璃罐间的液体间的压力也不大, 所以在进行 3 VOLUME 检漏的时候, 各个有机玻璃罐内的压力比较小 (2到3bar), 我们用一个 Pressure Relief Safety Bubbler 来释放过高的压力 (如图 3.10)。3 VOLUME 检漏法漏率计算公式如 3.12

$$Q = \frac{(\rho_1 - \rho_2) \cdot V}{t} \quad (3.12)$$

其中 ρ_1, ρ_2 为测量前后 Freon134a 的含量, V 为 3m 罐、3m 罐的体积。通过检漏并对不合格的地方进行修补, 最终 8 个中心探测器全部合格, 满足实验要求。

3.3 中心探测器检漏结果

经过两年多的检漏工作, 对 8 个中心探测器反复检漏并修补, 最终保证了所有中心探测器都满足实验对密封性的要求, 表 3.3 是对其中一个 AD 的检漏结果的汇总。

AD parts	检漏方法	结果
1号溢流罐	压力检漏法	1.56e-2 cc/s
	真空检漏法	5.5e-4cc/s
	水柱检漏法	4e-2cc/day
2号溢流罐	压力检漏法	2.3e-3 cc/s
	真空检漏法	1.69e-4 cc/s
	水柱检漏法	3.3e-2cc/day
5m钢盖	压力检漏法	0.03 cc/s
	真空检漏法	1.6E-3 cc/s
	水柱检漏法	no test
3 VOLUME 检漏法		通过

表 3.3: 中心探测器1的检漏结果.

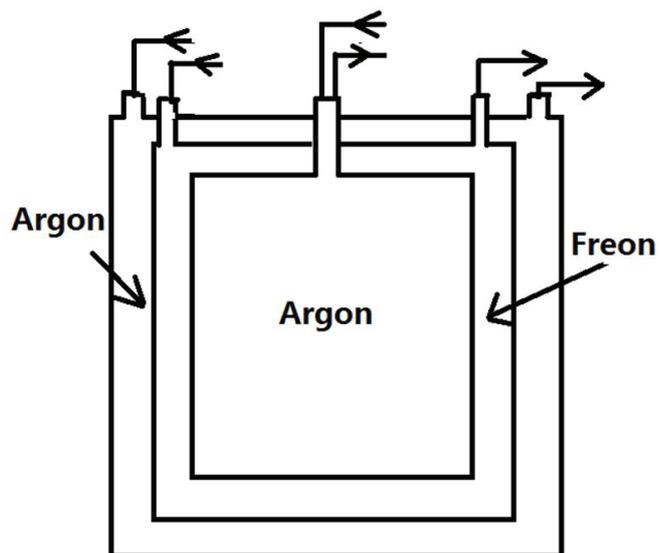


图 3.9: 3 VOLUME 检漏法示意图，4m罐中充入Freon，3m,5m罐中充入Argon，使4m罐中的气体压力高于3m,5m罐，如果它们之间存在漏孔，那么4m罐中的Freon会进入到3m,5m罐中，通过测量3m,5m罐中的Freon的含量，就可以知道漏率。



图 3.10: Pressure Relief Safety Bubbler，当罐内压力过高时，气体通过这个装置释放

第四章 大亚湾实验探测器精确模拟

4.1 大亚湾实验探测器精确模拟简介

4.1.1 大亚湾探测器模拟软件简介

大亚湾中微子实验探测器的模拟软件主要是通过于 GiGa (GEANT4 Interface for Gaudi Applications) [43], 把 GAUDI 框架 [44] 和 GEANT4 [45] 整合到一起开发的, 最终的框架称为 NuWa。

探测器模拟主要包括以下几个部分 [46, 47, 48, 49, 50]:

- 产生子 (Generator): 产生用于进行探测器模拟的不同粒子, 主要有粒子的种类、位置及动量等信息。
- 探测器模拟 (DetSim): 对产生子产生的粒子在探测器中用 Monte Carlo 方法进行模拟, 并记录感兴趣的相关信息。
- 电子学模拟 (ElecSimu): 模拟产生子在探测器中产生的结果经过电子学时的情况。
- 触发模拟 (TrigSim): 探测器模拟产生的结果经过电子学时是否过阈, 是否满足记录条件。
- 读出模拟 (ReadoutSim): 把模拟结果转换成和真实数据相同的数据格式, 可以进一步重建和分析。

在上面的模拟过程中, 第一步模拟产生的信息都可以进行保存并进行分析, 同样也可以作为下一步模拟的输入信息。图 4.1 是大亚湾实验模拟的流程图。

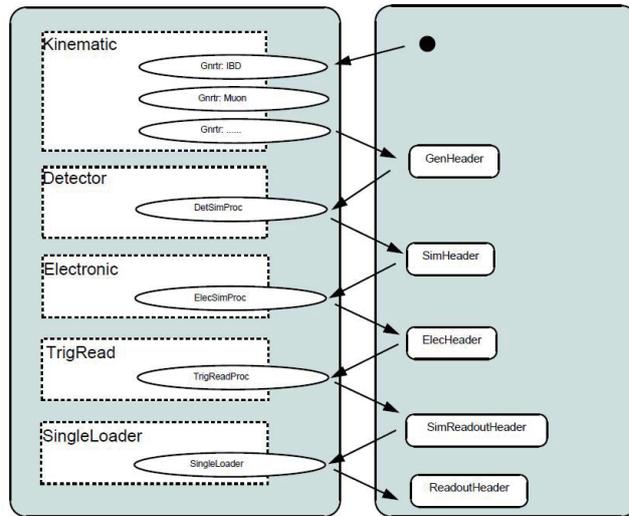


图 4.1: 大亚湾实验探测器模拟流程。

4.1.2 探测器精确模拟的作用

在每一个粒子物理的实验中，探测器的模拟都有十分重要的作用，探测器的精确模拟可以用来研究物理事例的信号和本底，并为实验设计提供思路和指导。对于探测器的模拟结果，当然是越能反映实验的真实情况越好，模拟数据和实验数据越能符合越好。探测器的精确模拟不是单纯的某一个方面使模拟和真实数据符合，而是尽可能多的使各种物理结果都相符合。如果探测器精确模拟在各方面都能够和真实实验结果符合上，我们就认为探测器的模拟能够真实的反应实验，反之，如果在某个方面不能符合，也可能通过进一步的研究来知道对探测器未知物理过程的理解和对相关物理模型的修改[53]。

大亚湾实验中探测器的精确模拟有非常重要的作用：

- 通过对探测器的精确模拟，能够充分理解探测器的物理过程和行为。
- 可以用模拟对实验本底进行详细的研究
- 计算 IBD 事例的挑选效率，估计实验不确定性。
- 在最终的能谱分析中使用模拟结果。
- 其它的一些应用。

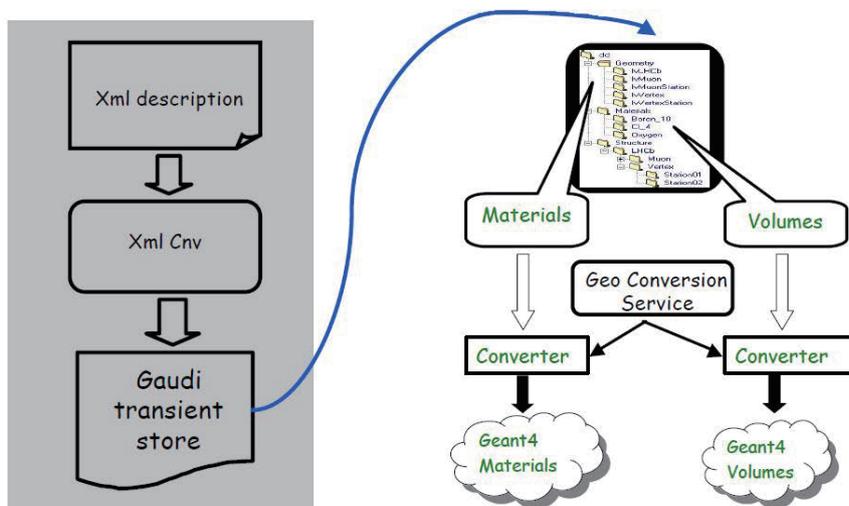


图 4.2: 大亚湾实验探测器模拟xml描述: 探测器结构、材料和各种参数都写入到 xml 配置文件中, 模拟的时候转换成 GEANT4 对象。

由于探测器的模拟中使用的是现象论模型和估计值, 所以其中有许多参数需要在模拟中进行调整, 一些物理模型也需要进一步改进。在探测器的精确模拟过程中, 我们主要通过对比真实实验数据和模拟数据, 一方面根据其它实验测量到的参数来调整模拟的输入参数, 另一方面也根据实际情况对物理过程模型进行修改。在这个过程中, 充分理解了探测器的行为, 并利用探测器的模拟结果解释了许多探测器中的现象, 最终得到了和实验结果符合的很好的模拟结果。在模拟和数据能够很好的符合的基础上, 通过模拟给出实验需要的相关参数, 详细的研究了实验的本底。

4.1.3 蒙特卡罗参数调整软件

大亚湾实验探测器模拟中探测器的结构、材料和相关参数是保存在 xml 配置文件中的, 在进行探测器模拟的时候, 通过读取 xml 配置文件, 并转化成 GEANT4 可用的类 (图 4.2), 这样做的好处是在修改探测器描述部分时, 不需要改动模拟的源代码。

当进行蒙特卡罗参数调整时, 需要多次对同一个对数修改, 也会同时对多个参数时行扫描, 同时需要一次交多个模拟作业, 每个作业在模拟的时候根据不同的参数修改需要, 对参数作修改之后再激活探测器模拟。图 4.3 是参数修改的流程图。参数调整的过

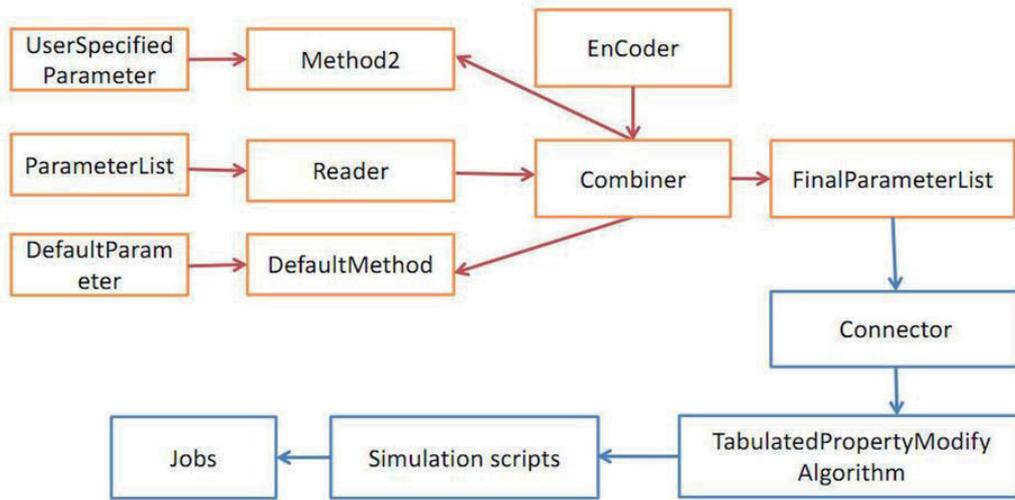


图 4.3: 大亚湾实验探测器模拟参数修改：先在内存中找到相应的参数，然后再进行探测器模拟。

程中，主要更新了以下几种参数：

- 通过实验测量到的参数，如液闪和掺钷液闪的相关参数，C/H比和吸收发射谱等。
- 可以通过真实数据得到的一些物理参数，如光电倍增管增益，相对量子效率等。
- 通过对比真实数据和模拟数据，使用能够使模拟结果和真实结果很好的符合的参数值。
- 根据实际情况，修改旧的物理模型并加入新的物理模型，。

4.2 探测器Z方向上的均匀性

根据中心探测器的设计，在理论上，探测器在Z方向应该是均匀的，但是实验和模拟的结果都表明，探测器在Z方面的并不均匀，如图4.4。可以看到三个ACU的能量响应具有相同的趋势，并且探测器上方的能量响应要小于探测器下方的能量响应。其它的刻度源也具有相同的能量响应趋势。

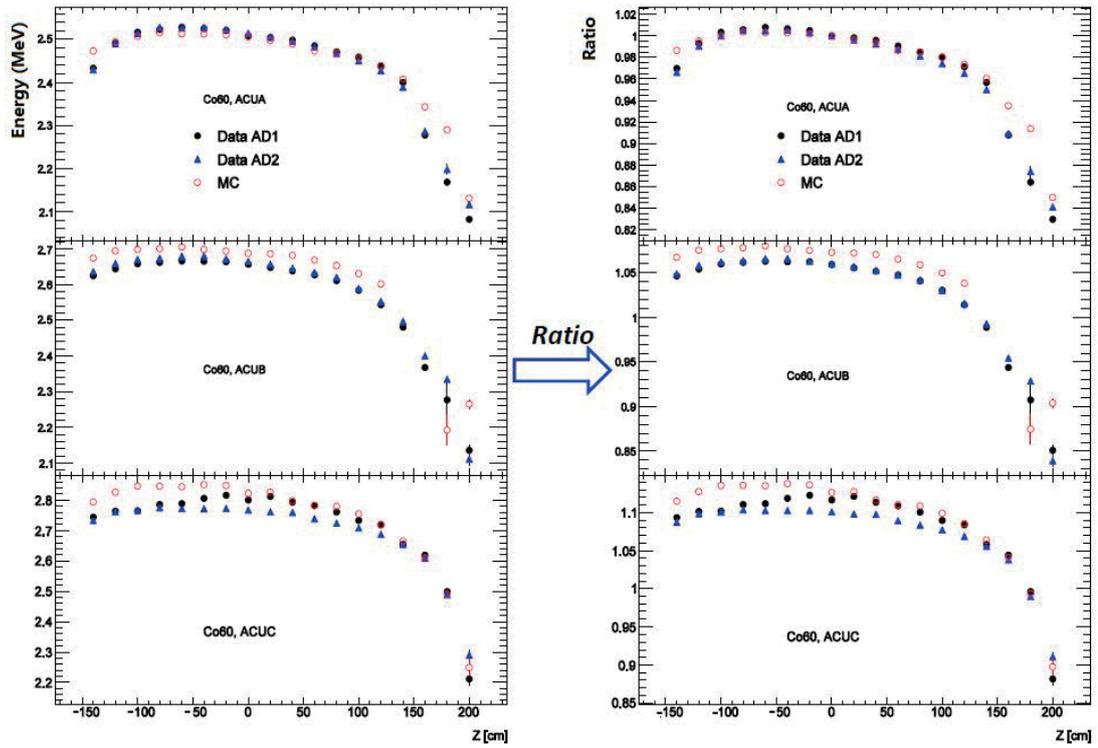


图 4.4: ^{60}Co 刻度源在中心探测器 Z 方向上的能量响应：可以看到三个 ACU 的能量响应具有相同的趋势，并且探测器上方的能量响应要小于探测器下方的能量响应，其中的 $Ratio = \frac{E}{E_{ACUACenter}}$ 。

考虑到在探测器研制过程中，有以下几种因素可能影响到探测器 Z 方向的均匀性：

- 上下反射板上是有洞的，并且上下反射板上面的洞是不对称的。
- 中心探测器内部周围安装了用来屏蔽电磁场的屏蔽层（Radial Shield），其反射率可能会带来影响。
- 不同 ACU 的能量响应是不同的。
- 上下反射板的中心和探测器的中心不重合，即上下反射板是不对称的。

在模拟中，把上下反射板的洞全部去掉，探测器的能量响应见图 4.5，可以看到，上下反射板上面的洞并没有对 Z 方向上的不均匀性带来大的影响，只是靠近上反射板的位置

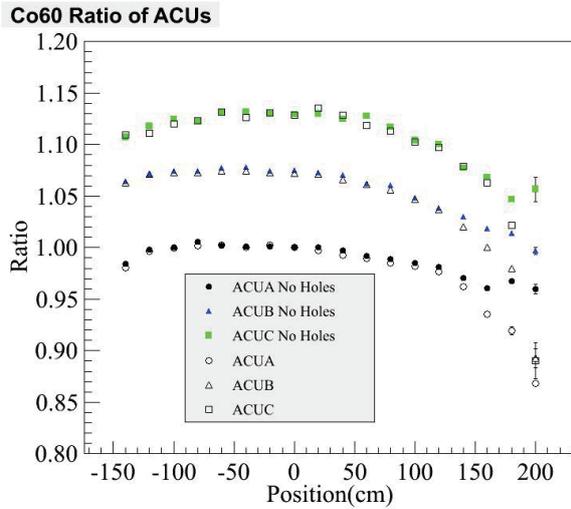


图 4.5: 上下反射板上的洞对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响：上下反射板上面的洞并没有对 Z 方向上的不均匀性带来大的影响。

能量响应翘起来了。

改变 Radial Shield 的反射率为 0，对比其模拟结果和默认的 Radial Shield 反射率的模拟结果（图 4.6），可见 Radial Shield 的反射率对探测器 Z 方向上均匀性没有影响。

为了研究不同 ACU 的能量响应，在 ACUA 和 ACUB 之间模拟 ^{60}Co （ACUD），从图 4.7 中可以看到，四个 ACU 在 Z 方向上的能量响应是相同的。

考虑到上下反射板在 Z 方向上有一定的不对称性，模拟了反射板在对称情况下的数据。从 4.8 中可以看到当反射板对称时，中心探测器在 Z 方向上的能量响应基本是对称的。所以真实数据和模拟数据中出现的探测器在 Z 方面的并不均匀现象是由于探测器装配时候由于反射板的上下不对称带来的。

4.3 TDC

在进行 TDC 参数调整之前从 ^{60}Co 的 PMT Hit Time 谱（图 4.9）上可以很清楚的看到主要有三个地方模拟和真实数据符合的不好：

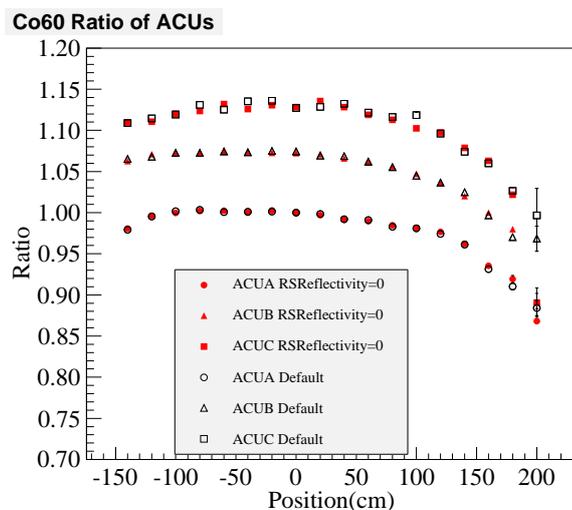


图 4.6: Radial Shield 反射率对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响: Radial Shield 反射率并没有对 Z 方向上的不均匀性带来大的影响。

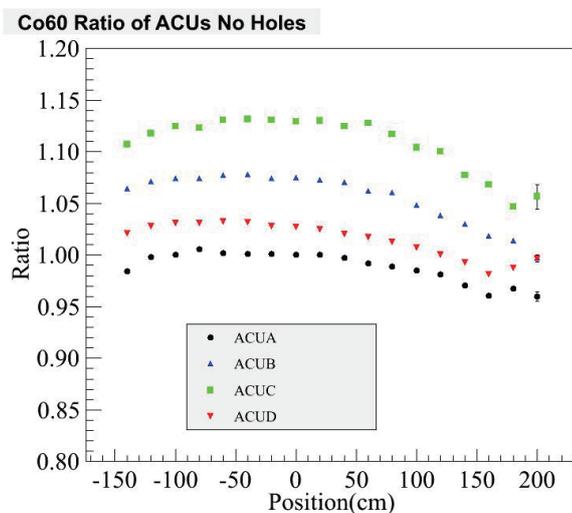


图 4.7: 不同 ACU 对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响: 不同 ACU 对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响相同。

1. a 处的差别主要是由于前脉冲造成的

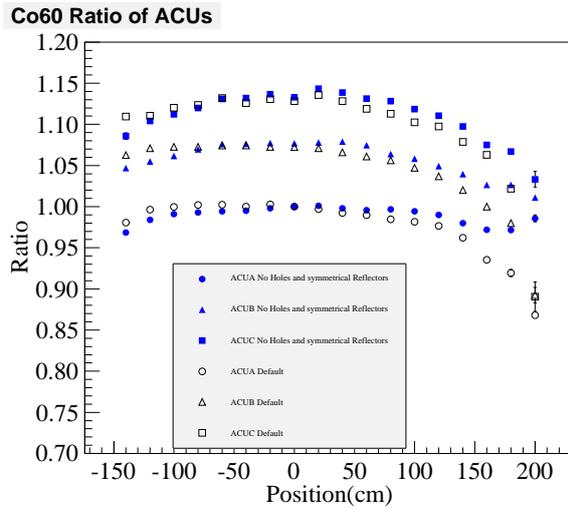


图 4.8: 反射板上下不对称性对中心探测器 Z 方向均匀性带来的影响：由于反射板的上下不对称性造成了中心探测器在 Z 方向上的能量响应的不对称性。

2. b 处的差别是由于模拟中的时间分布太窄引起的
3. 在 LED 的真实数据中（图 4.10）没有看到有尾巴，所以 c 处的差别主要是在模拟中液闪的性质引起的。

对于三个符合的不好的区域，进行以下调节

1. 在模拟中把 PMT 前脉冲的概率变为 0 以消除 a 处的差别。
2. 在模拟中把时间分布变成原来的 4 倍（9ns）以消除 b 处的差别。
3. 考虑到掺钷液闪和液闪的荧光性质，在掺钷液闪和液闪的快慢时间成份外又加入了一个更慢的时间成分，其为 190ns 占的比例为 1%，这样可以使 c 处的差别消除。

在此以外我们也调整了模拟中时间读出窗口的位置，在进行参数调节之后，可以看到 PMT Hit Time 谱基本能够符合（图4.11）。

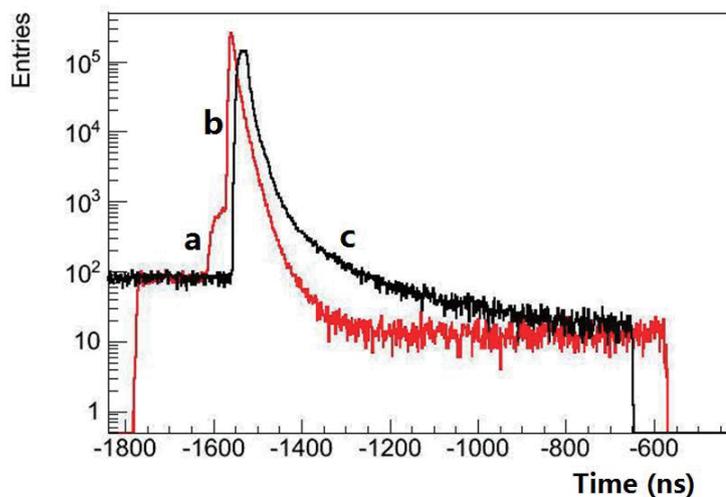


图 4.9: 在参数调整之前模拟和数据 TDC 谱的对比：其中红色为模拟，黑色为真实数据；模拟和真实数据间的差别主要可以分为三个部分。

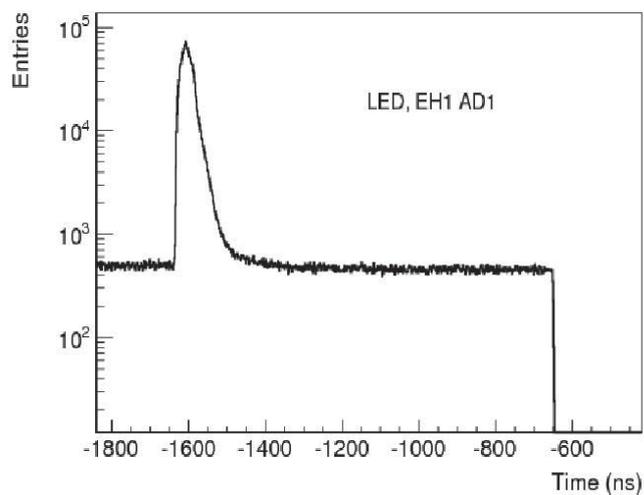


图 4.10: LED 的 TDC 谱：在 LED 的真实数据中没有看到有尾巴，所以图 4.9 处的差别主要是在模拟中液闪的性质引起的。

4.4 ADC

在电子学模拟中，单光电子谱主要由两个部分描述：高斯部分和一个指数部分，其

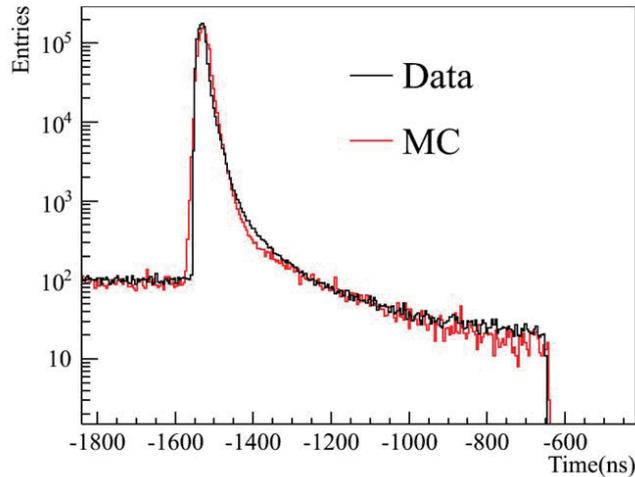


图 4.11: TDC参数调节之后模拟和真实数据的时间谱：在参数调整之后，图 4.9 中三个部分的差别基本上被消除，模拟和真实数据之间能够很好的符合。

中指数部分的 Weight 为 0.12，Cutoff 为 0.25，Decay time 为 0.6。这里 Weight 代表指数部分在单光电子谱中所占的比例，CutOff 指的是在考虑了 PMT 的效率之后的电荷 Cut，Decay time 指的是指数部分在单光电子谱中的衰减时间。通过对比模拟和真实数据的单光电子谱，我们把 Cutoff 固定为 0.15，扫描 Weight 和 Decay time。最终确定 Decay time 为 1.1，Weight 为 0.01。

4.5 中子俘获时间

在 GEANT4 中，用的是自由气体模型来模拟热中子散射，即里面的氢是自由的[52]。使用 GEANT4 自带的热中子散射时模拟得到的中子俘获时间与真实数据得到的有比较大的差别。为了能够更好的模拟热中子散射过程，在模拟中我们考虑了散射核的结合能，在模拟中我们主要考虑两个过程：

- 中子与水中的氢的散射，使用的是 GEANT4 默认的自由气体模型。
- 中子和聚乙烯中氢的散射，考虑了散射核的结合能。

利用中子源产生子在探测器中心得到的模拟数据，对比两种模型：

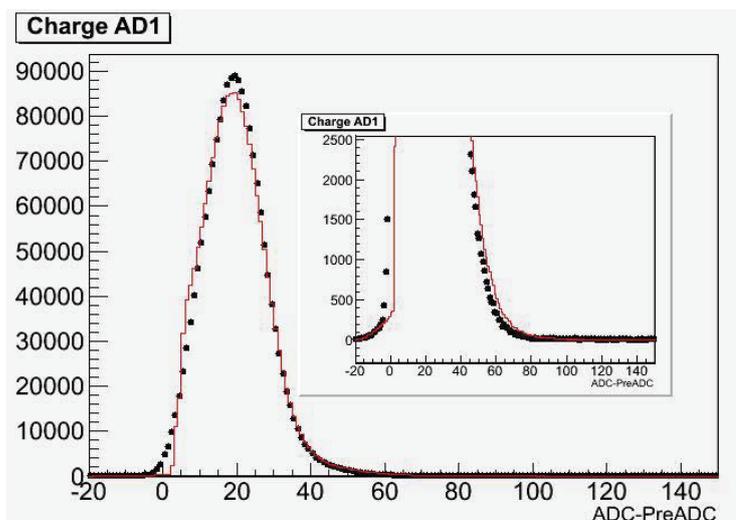


图 4.12: 在参数调整之前模拟和数据 ADC 谱的对比：其中红色为模拟，黑色为真实数据。

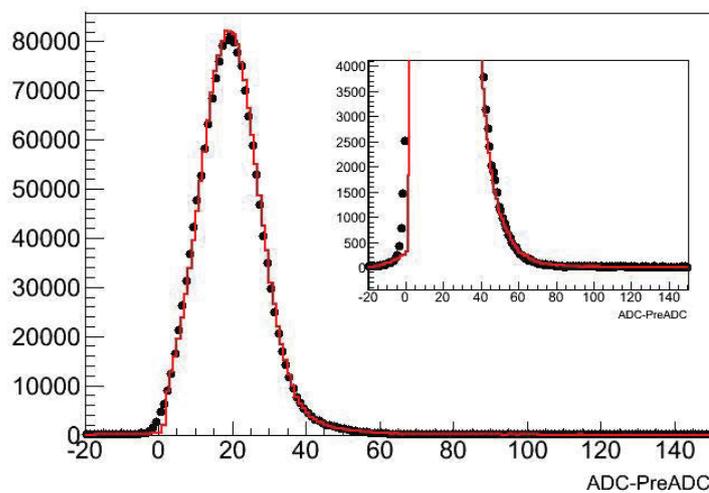


图 4.13: 在参数调整之后模拟和数据 ADC 谱的对比：模拟和真实数据比数据调整之前符合的更好。

- 当考虑散射核的结合能时，中子的漂移距离要更短一些，这可以把中子的 Spill-in 降低 24%。

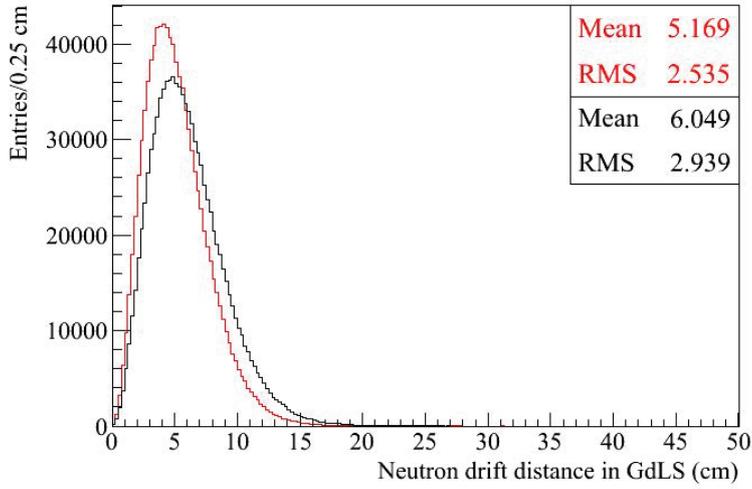


图 4.14: 不同散射模型的中子漂移距离，可以看到在考虑了散射核的结合能后，中子的漂移距离变短了。

- 考虑散射核的结合能后，快慢信号间的时间差与实验数据 ($< 15\mu s$) 符合的更好。

4.6 能量非线性

反电子中微子的能量如式4.1

$$E_{\bar{\nu}} = E_{e^+}^{kinetic} + E_n^{kinetic} + (M_n - M_p) + m_e \approx 0.8 + E_{e^+}^{kinetic} \quad (4.1)$$

粒子在探测器中的能量与粒子的种类和粒子的动能有关，同时粒子的真实能量和粒子的可见能量之间有一个非线性的关系，在大亚湾实验中， $e^+/e/\gamma$ 的能量非线性在物理分析中有重要的作用。

中心探测器的能量非线性主要来自以下几个方面：Quenching 效应[54]，Cherenkov 光[55]，吸收重发射[56]等。对于正电子湮灭（两个 γ ， $2 \times 0.511 MeV$ ），可以用 Ge^{68} 来进行刻度，对于正电子和电子的动能的非线性响应，理论上应该是一样，而 γ 的非线性可以从正电子和电子中推导出来4.16。

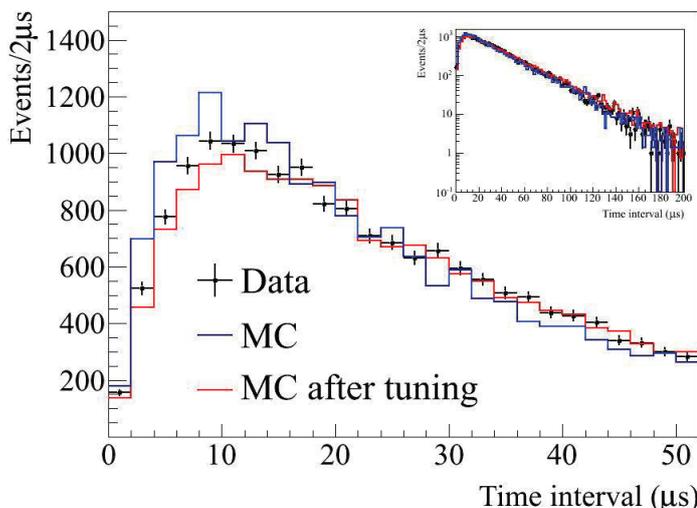


图 4.15: 快慢信号间的时间差, 考虑到散射核的结合能后, 快慢信号间的时间差与实验数据 ($< 15\mu s$) 符合的更好

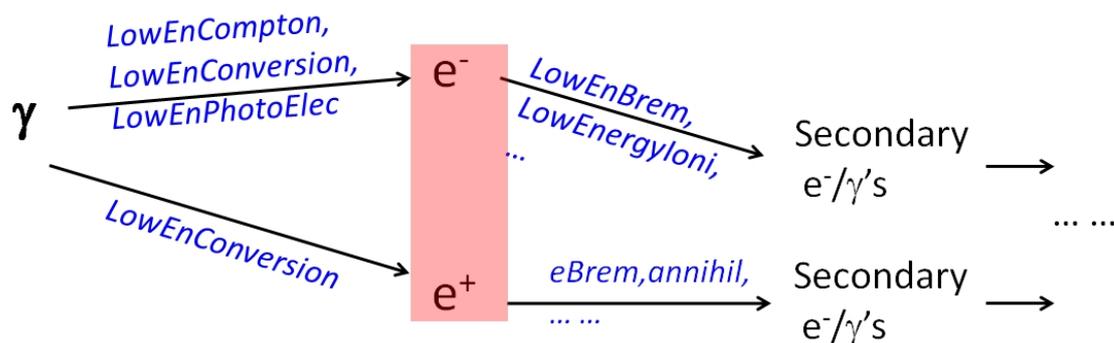


图 4.16: γ 光子的能量非线性可以通过研究正电子和电子来得到。

模拟 γ 时, γ 光子在液闪中主要发生康普顿效应和电子对效应[57], 这里, γ 光子的能量与其在液闪中产生的所有正电子的动能及湮灭能量和电子的动能之和之间的关系就是我们要找的非线性关系。图4.17是模拟中 γ 光子得到的正电子和电子能谱。

对于 γ 光子的能量非线性模型, 可以用公式 4.2 表示:

$$f_{nonL}(E) = \frac{p_0 + P_3 \cdot E}{1 + p_1 \cdot e^{-p_2 \cdot E}} \quad (4.2)$$

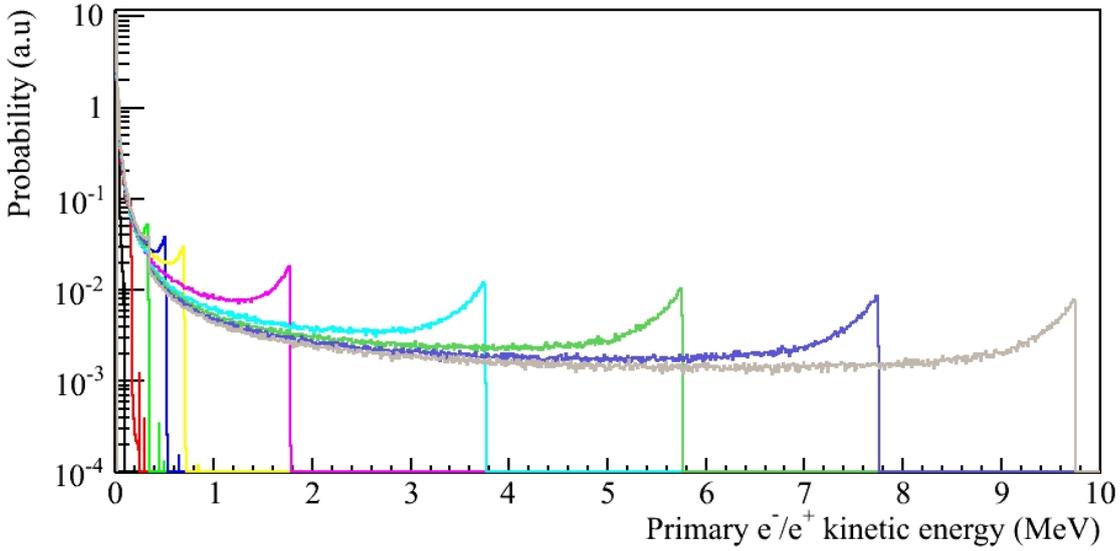


图 4.17: 模拟中 γ 光子产生的正电子和电子能谱： γ 光子的能量与其在液闪中产生的所有正电子的动能及湮灭能量和电子的动能之和之间的关系就是我们要找的非线性关系。

其中 E 是真实的动能， p_0, p_3 可以从 ^{12}B 的能谱中得到， p_1, p_2 可以从 γ 刻度源数据中得到。

对于 ^{12}B 的能谱，在真实数据中，可以通过对长寿命同位素的研究中得到，而模拟中，可以直接在整个探测器中模拟 ^{12}B 事例，理论上的 ^{12}B 能谱可以从核数据库中得到。由于能量非线性的关系，从核数据库中的能谱不能和真实数据及模拟数据相符合。这里主要研究模拟中的能量非线性问题，也就是找到能够使模拟和理论上的 ^{12}B 能谱相符合的参数 p_0, p_3 。

在分析的过程中，我们用了两个量 PeakCharge 和 DefaultCharge，这两个量是用不同的算法得到的能量，其中 PeakCharge 最大限度的减少了电子学的非线性。图4.18是在没有做非线性修正之前的真实数据，模拟数据和数据库中的 ^{12}B 能谱。

对得到的模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱，使用非线性函数模型进修正，可以得到在 DefaultCharge 下 $p_0 = 1.046 \pm 0.009, p_3 = 0.0014 \pm 0.0009$ ，在 PeakCharge 下 $p_0 = 1.098 \pm 0.016, p_3 = -0.0009 \pm 0.0015$ ，其 χ^2 二维分布图4.19，在修正之后模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱如图4.20

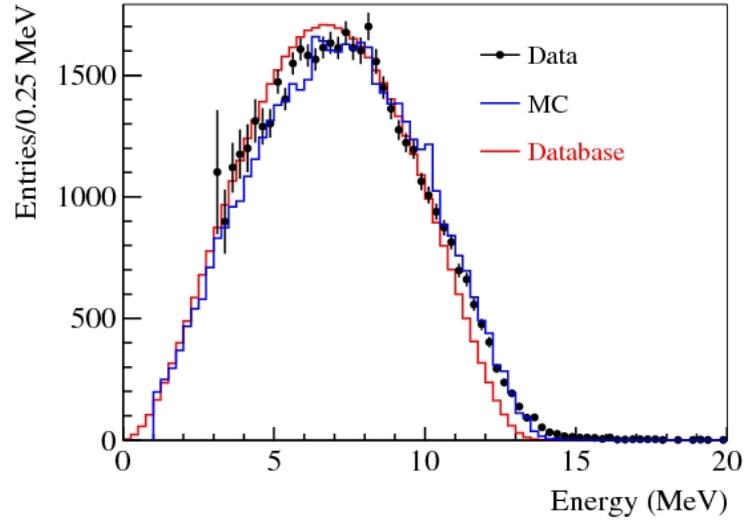


图 4.18: 非线性修正之前真实数据, 模拟数据和数据库中的 ^{12}B 能谱。

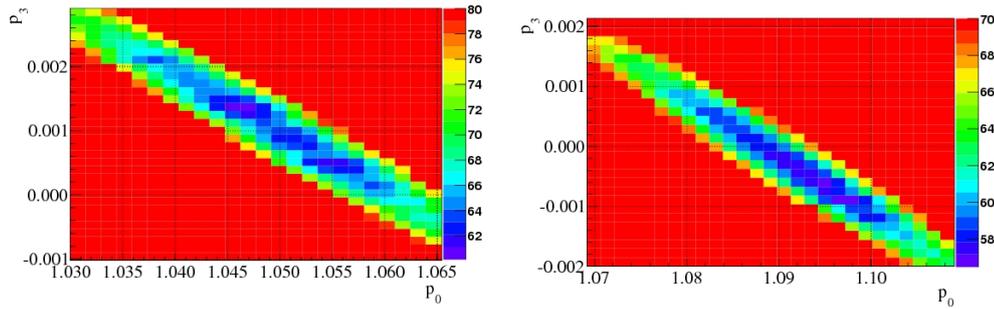


图 4.19: 模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱做 χ^2 扫描图:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

在得到参数 p_0, p_3 的基础上, 利用 γ 刻度源数据, 对参数 p_1, p_2 进行扫描, 可以得到 DefaultCharge 下 $p_1 = 0.074, p_2 = 2.5$, PeakCharge 下 $p_1 = 0.163, p_2 = 1.369$, 其 χ^2 二维分布图4.21

可以看到参数 p_3 的值很小, 近似为 0, 可以把非线性模型函数变成式4.3.这样可以用简化后的非线性函数来进一步分析。

$$f_{nonL}(E) = \frac{p_0}{1 + p_1 \cdot e^{-p_2 \cdot E}} \quad (4.3)$$

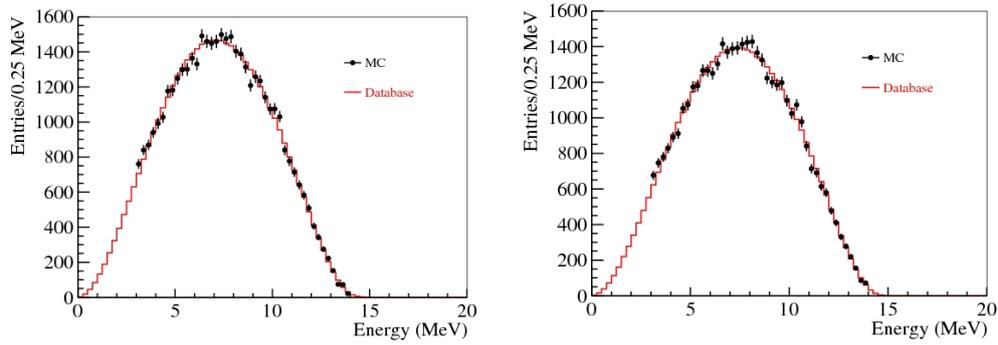


图 4.20: 非线性修正后模拟数据和数据库中的 ^{12}B 能谱: 左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

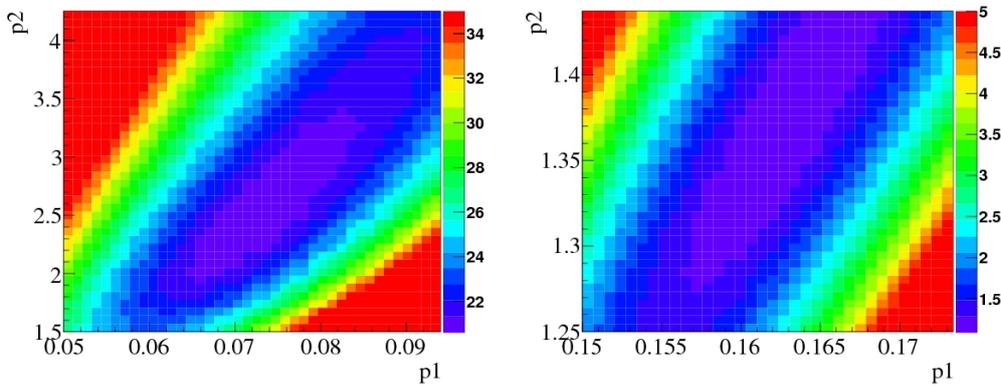


图 4.21: 模拟的 γ 能谱做 χ^2 扫描图: 左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

同样, 对模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱, 使用简化后的非线性模型函数进行修正4.23, 并可以得到其在 DefaultCharge 下 $p_0 = 1.07 \pm 0.002$, , 在 PeakCharge 下 $p_0 = 1.091 \pm 0.016$, 其 χ^2 二维分布图4.24, 在修正之后模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱如图4.25。

在得到参数 p_0 的基础上, 利用 γ 刻度源数据, 对参数 p_1, p_2 进行扫描, 可以得到 DefaultCharge 下 $p_1 = 0.087, p_2 = 1.6$, PeakCharge 下 $p_1 = 0.152, p_2 = 1.75$, 其 χ^2 二维分布图4.26

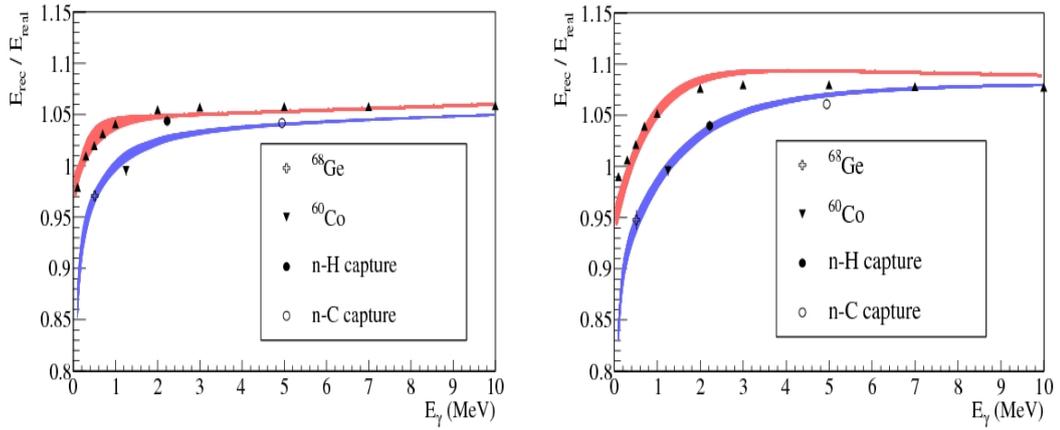


图 4.22: γ 刻度源得到的非线性能谱图:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果; 其中红色部分为直接模拟的正电子的能谱。

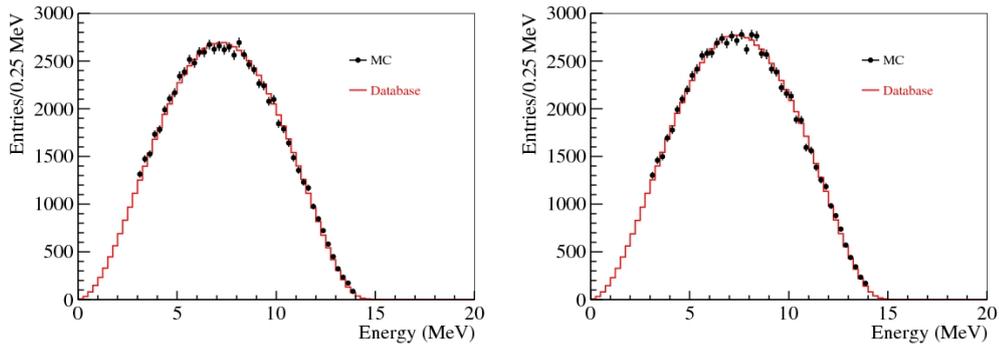


图 4.23: 简化非线性模型下模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

我们可以使用 γ 刻度源数据进行非线性研究, 同样也可以直接模拟一定能量的电子和正电子来对数据直接拟合, 真实数据出同样可以如此, 对于直接模拟正电子和电子的研究结果如表4.1.

对于得到的非线性函数模型的参数, 可以对其进行一个验证, 即在模拟中, 给定一个能量, 对比经过模拟, 重建和非线性修正之后的能量与给定能量。来进一步验证非线性修正的结果。其中图4.27是用 4 个参数的非线性修正函数得到的结果, 其中图4.28是

			p_0	p_1	p_2	p_3
4 个参数	DefaultCharge	e^+	1.063	0.095	2.059	0.0005
		Data	1.117	0.202	1.86	-0.0014
4 个参数	PeakCharge	e^+	1.095	0.114	1.873	-0.0007
		e^-	1.084	0.102	1.878	-0.00007
		Data	1.103	0.142	0.66	-0.0011
3 个参数	DefaultCharge	e^+	1.066	0.087	1.517	
3 个参数	PeakCharge	e^+	1.09	0.119	2.221	
		e^-	1.083	0.104	1.94	

表 4.1: 非线性直接拟合得到的参数表。

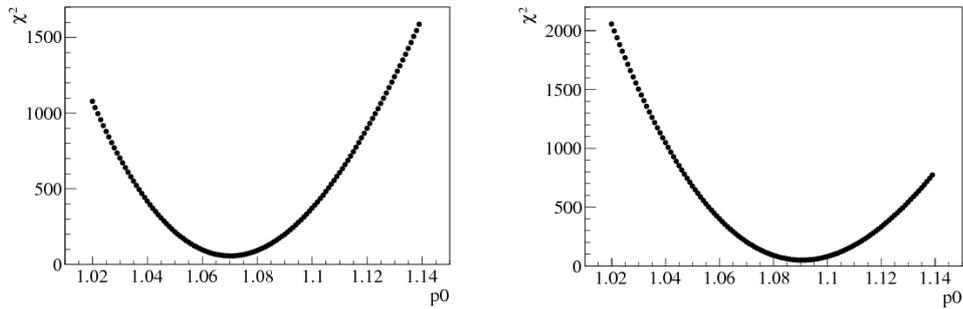


图 4.24: 简化非线性模型下模拟的和数据库中的 ^{12}B 能谱做 χ^2 扫描图:左图是 Default-Charge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

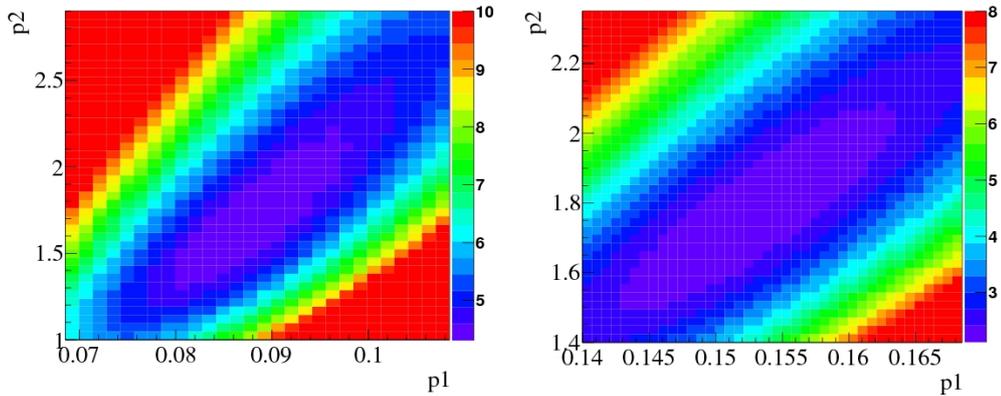


图 4.25: 简化非线性模型下模拟的 γ 能谱做 χ^2 扫描图:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

用 3 个参数的非线性修正函数得到的结果。用 3 个参数的非线性修正函数要比 4 个参数的非线性修正函数的到的结果更好。对于 4 个参数的非线性修正函数, DefaultCharge 变量结果要好于 PeakCharge。

4 个参数的模型得到的非线性修正函数, 模拟和真实数据之 DefaultCharge 变量间最大差别为 6%, PeakCharge 变量间在能量大于 1MeV 时最大差别为 5% 如图.4.29; 3 个参数的模型得到的非线性修正函数, 模拟和真实数据之 DefaultCharge 变量间最大差别为 5%, PeakCharge 变量间在能量大于 1MeV 时最大差别为 1% 如图.4.34;

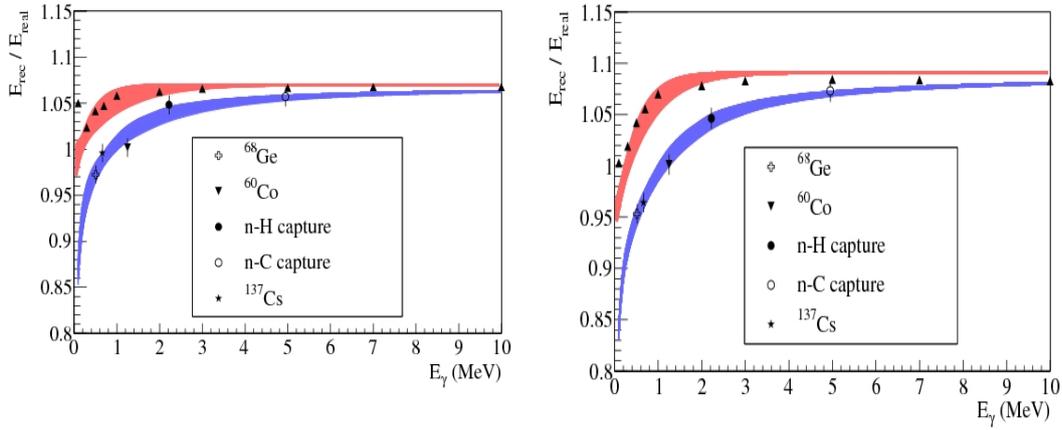


图 4.26: 简化非线性模型下 γ 刻度源得到的非线性能谱图:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果; 其中红色部分为直接模拟的正电子的能谱。

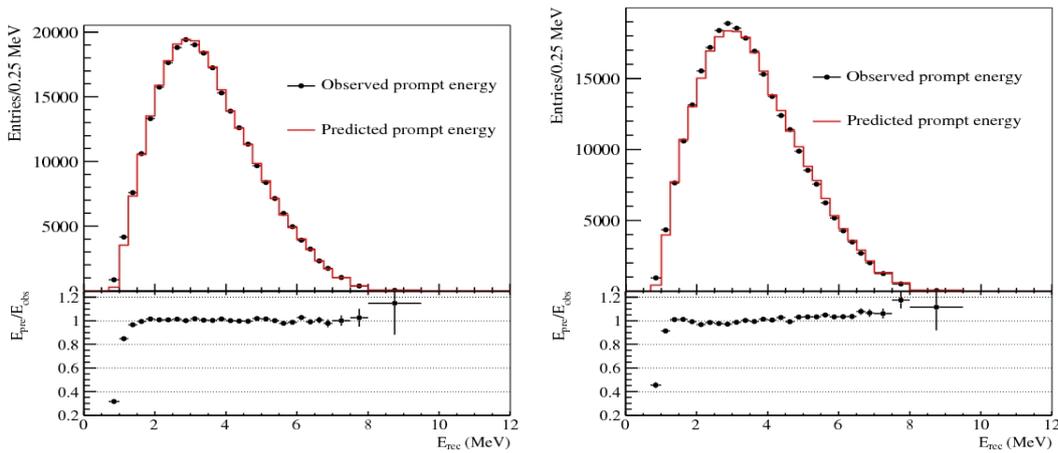


图 4.27: 非线性模型 4.2 输入输出验证:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

4.7 中微子事例模拟和真实数据的对比

在参数调整后我们可以给出模拟数据和真实数据的一些重要的对比结果，可以看到它们都符合的很好。

在探测器模拟和实验数据在各个方面都能够很好的符合的基础上，利用模拟数据对

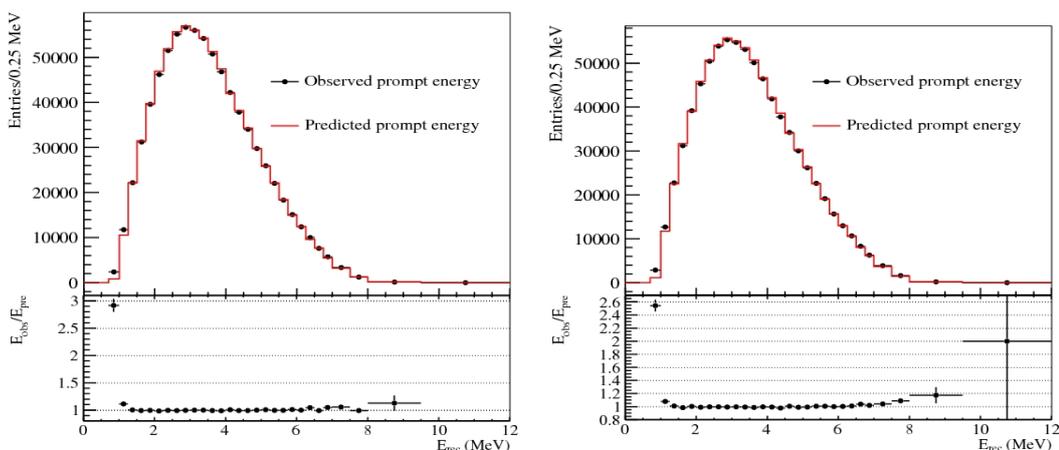


图 4.28: 非线性模型 4.3 输入输出验证:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

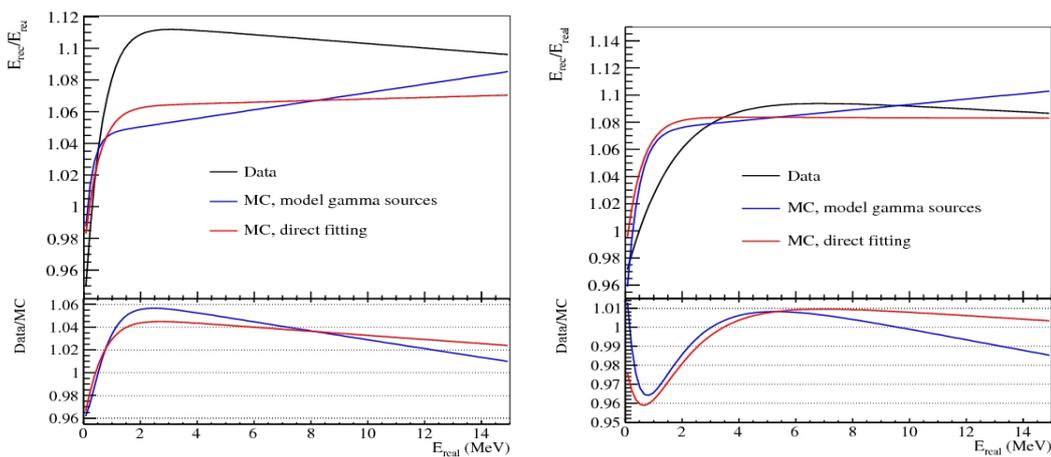


图 4.29: 非线性模型 4.2 模拟和真实数据对比:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

探测器本底和一些探测效率进行研究, 可以得到 θ_{13} 分析需要的结果, 图4.35是根据探测器精确模拟得到的一些探测器的效率。

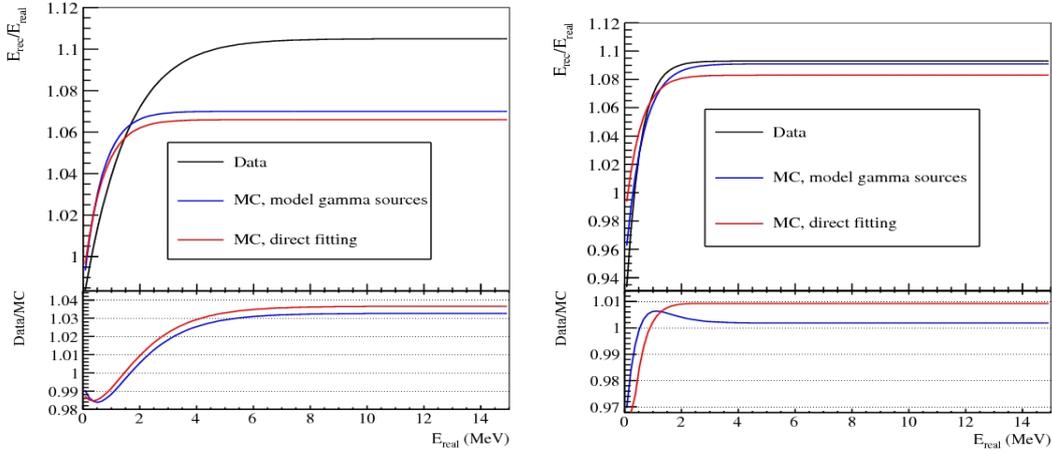


图 4.30: 非线性模型 4.3 模拟和真实数据对比:左图是 DefaultCharge 结果, 右图是 PeakCharge 结果。

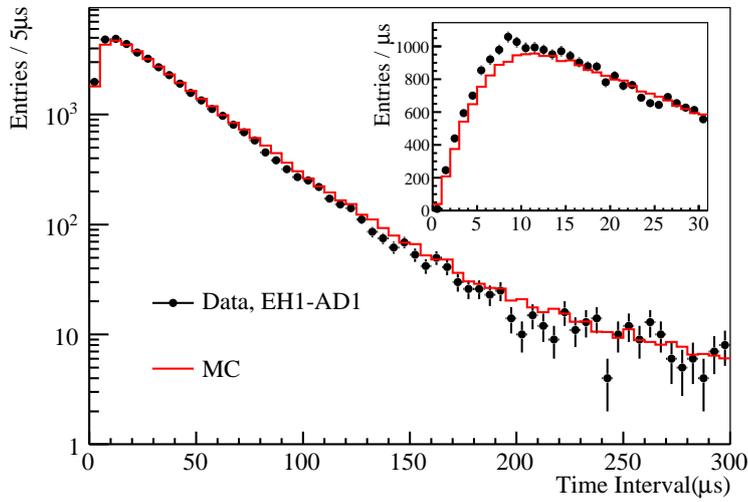


图 4.31: IBD 事例的挑选时间要求为 $1 < t_d - t_p < 200\mu s$, 为了对比数据和模拟, 对快信号能量作了一个 $E_p > 3MeV$ 的挑选。

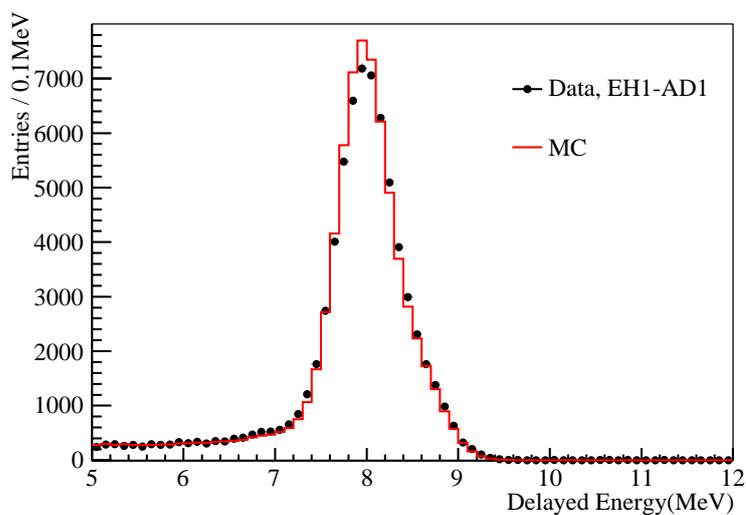


图 4.32: AD1 慢信号能谱和模拟的对比, 能量挑选条件为 $6 < E_d < 12 \text{ MeV}$, 其中所有类中子事例的非关联本底已经被扣除掉。

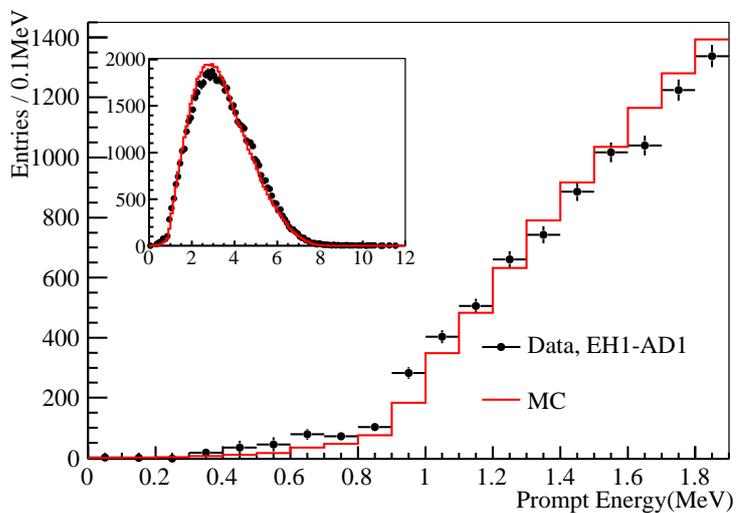


图 4.33: AD1 快信号能谱和模拟的对比, 能量挑选条件为 $0.7 < E_d < 12 \text{ MeV}$, 其中所有类中子事例的非关联本底已经被扣除掉。

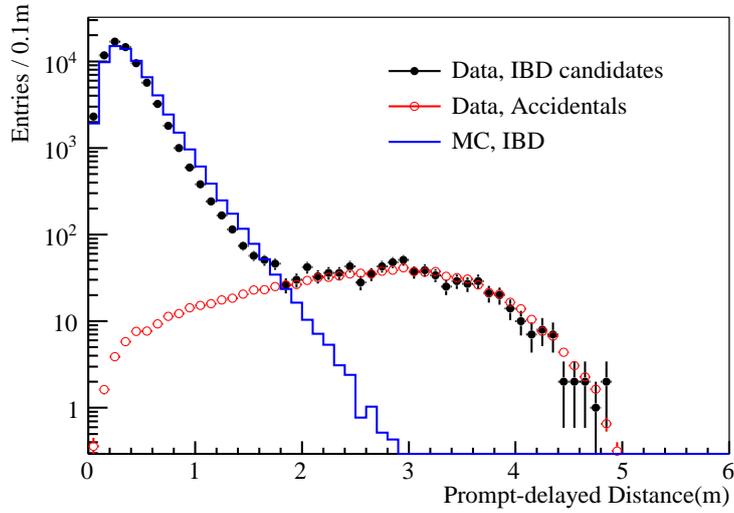


图 4.34: 快慢信号间的距离，其中黑色的点是 IBD 事例，圆圈是偶然符合事例，直方图是模拟的 IBD 事例，做了一个事例数目的归一。

	Efficiency	Correlated	Uncorrelated
Target protons		0.47%	0.03%
Flasher cut	99.98%	0.01%	0.01%
Delayed energy cut	90.9%	0.6%	0.12%
Prompt energy cut	99.88%	0.10%	0.01%
Multiplicity cut		0.02%	<0.01%
Capture time cut	98.6%	0.12%	0.01%
Gd capture fraction	83.8%	0.8%	<0.1%
Spill-in	105.0%	1.5%	0.02%
Livetime	100.0%	0.002%	<0.01%
Combined	78.8%	1.9%	0.2%

图 4.35: 探测器的效率和相关，非相关不确定性，其中黑色框里面的是通过探测器的精确模拟得到的结果。

第五章 AmC源本底分析

大亚湾中微子实验的最终目标是在 90% 的置信度下对 $\sin^2 2\theta_{13}$ 测量精度达到 0.01 或更高 [58]。实验中，本底和信号的比例需要控制在 0.2% 以下。根据模拟结果，由测试源 AmC 带来的非关联本底和关联本底分别应该小于 $2.854/\text{AD}/\text{day}$ 和 $0.204/\text{AD}/\text{day}$ 。本章主要通过 AmC 刻度源的模拟和实验研究的其带来的关联本底和非关联本底。

5.1 AmC中子源

在 (α, n) 反应中，当 α 粒子与锂、铍、碳、氧等低原子序数的同位素发生碰撞时，会发射出中子。所以可以利用这个原理来设计中子源：把放射 α 射线的 ^{238}Pu 、 ^{226}Ra 或 ^{241}Am 同低原子序数的物质混合在一起，就可以制造出人工中子源 [59]。这种人工中子源的半衰期主要取决于 α 源的半衰期。用这种方法制备出来的中子源通常有 PuBe 源、PuC 源、AmBe 源, AmC 源等。

在大亚湾中微子实验中使用的是 AmC 中子源作为刻度源，图 5.2 是制做好的 AmC 中子源。

5.2 AmC 源本底产生的机制

在实验正常取数的过程中，AmC 刻度源被封在一个罐子中，并且放置在中心探测器顶端的 ACU 中，以一定的概率发射中子。正常情况下，虽然已经经过精心的设计，AmC 源会仍然会产生关联本底和非关联本底：

- 关联本底是由一个中子产生的：AmC 刻度源放出的一个中子先与金属核（主要

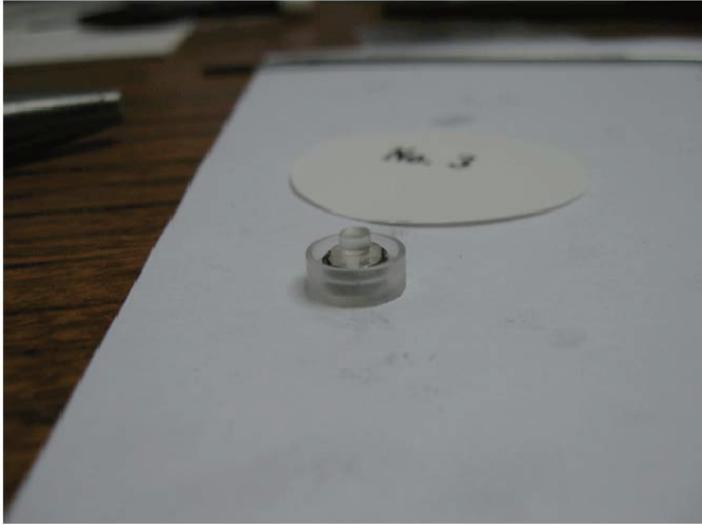


图 5.1: 大亚湾实验 AmC 刻度源: 把 ^{13}C 和 ^{241}Am 按比例混合在一起制成的 AmC 源, 其活度大约为 0.5Hz。

是铁核) 发生非弹性碰撞产生一个 γ 光子, 这个 γ 光子会形成一个类似于 IBD 事例快信号的事例, 这个中子继续前进并被慢化, 最终被金属核 (主要是铁核) 俘获, 形成一个类似于 IBD 事例慢信号的事例。最终这个中子形成了一个快慢符合的伪 IBD 事例, 即关联本底, 其过程如图 5.2。

- 非关联本底是由一个中子和一个天然放射性事例形成的: 一个中子被金属核 (主要是铁核) 俘获形成的伪慢信号之前恰好有一个天然放射性事例形成一个伪快信号, 这个中子形成的伪慢信号和天然放射性事例形成一个伪快信号就会满足 IBD 事例挑选条件, 最终形成一个非关联本底。

关联本底和非关联本底的产生机制不一样, 其分析方法也不同。

5.3 ACU 中 AmC 刻度源的模拟和分析

5.3.1 AmC 刻度源的模拟

每个中心探测器顶端都有三个 ACU, 每个 ACU 中都放置有 AmC 刻度源。我们通过模拟三个 ACU 中的 AmC 源的情况。通过追踪 AmC 源产生的每个中子, 可以得到

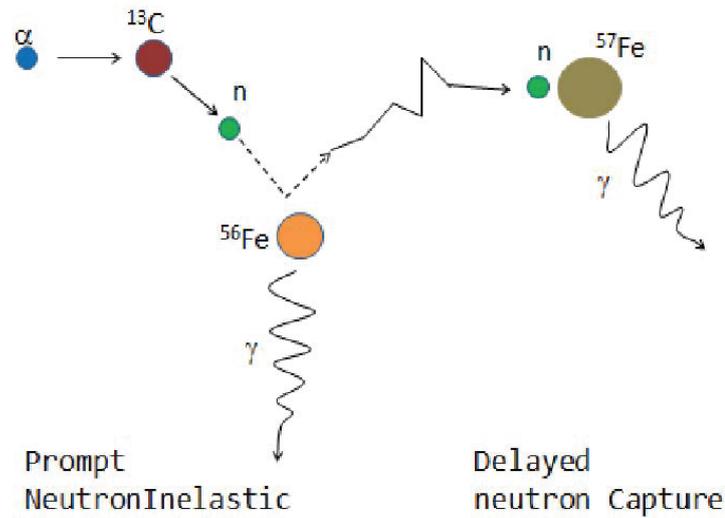


图 5.2: AmC 源关联本底产生机制: 由 AmC 刻度源放出的一个中子先与金属核发生非弹性碰撞产生一个 γ 光子形成一个伪快信号, 中子继续前进并被慢化, 最终被金属核俘获形成一个伪慢信号。快慢信号相符合, 形成一个伪 IBD 事例, 即关联本底

AmC 中子在探测器中的详细的反应过程, 表 5.1 中是模拟中记录的信息。

分析模拟得到的数据, 选择重建能量大于 6MeV 的类中子事例 (Gd Captured Neutron Like Singles Event) 俘获顶点信息, 可以得到清晰的 ACU 轮廓 (如图 5.3)。这同时也从一方面说明了 AmC 模拟是正确的。

三个 ACU 的模拟数据做一个时间上的归一化后, 其重建后的 AmC 源事例的能谱如图 5.3, 可以看到在能量 0-12MeV 的范围内一共有四个峰, 其中能量 0-6MeV 的范围内有三个峰。三个 ACU 的中子俘获顶点如图 5.4, 可以看到除了被 H 俘获的中子外, 大部分中子都是被 Fe 核俘获的, 只有极少部分是被 Gd 核俘获的。我们主要研究的是 0-6MeV 的范围内三个峰的形成机制。

挑出被不同核俘获的中子, 得到其能谱和顶点分布图, 可以看到中子在 H 上俘获形成了 2.2MeV 的峰如图 5.5; 在 ^{54}Fe 、 ^{53}Cr 和 ^{58}Ni 上的中子俘获形成了 10MeV 的峰如图 5.6, 在 ^{56}Fe 上的中子俘获形成了 6.5MeV 和 8MeV 的峰如图 5.7, 在 ^{157}Gd 上的中子俘获主要是刻度管中的掺钆液闪如图 5.8。

recTree	
triggerTimeSec	以秒为单位的触发时间
triggerTimeNanoSec	以纳秒为单位的触发时间
execNumber	模拟中 Execution cycle 的标识数
simTree	
initKE	中子的初始动能
EDep	中子沉积的能量
execNumber	模拟中 Execution cycle 的标识数
trkId	粒子径迹的标识数
trkPdg	粒子径迹对应的粒子的 PDG 码
ancesTrkId	前一个粒子径迹对应的粒子的标识数
volName	粒子初始所在的探测器体积名字
parentPdg	母粒子径迹对应的粒子的 PDG 码
inTime	粒子进入液闪时的时间
inKE	粒子进入液闪时的动能
outKE	粒子离开液闪时的动能
outTime	粒子离开液闪时的时间
ivtx	粒子产生时初始的 (t,x,y,z,)
fvtx	粒子湮灭时的 (t,x,y,z,)

表 5.1: AmC 刻度源模拟中记录的信息。

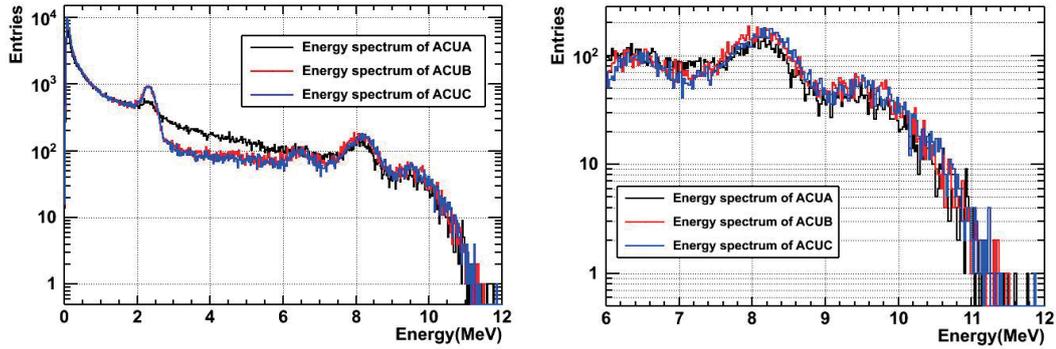


图 5.3: AmC 源中子事例顶点图: 上图为能量 0-12MeV 的能谱, 下图为能量 6-12MeV 的能谱。

5.3.2 AmC 刻度源的分析

在完全理解 AmC 中子源能谱的基础上, 就可以进一步对 AmC 源带来的本底进行分析。

对于非关联本底, 重要的是从数据中挑选出由 AmC 中子源产生的类中子事例。由于在正常取数过程中, AmC 源位于探测器的顶端, AmC 中子源产生的类中子事例主要集中在探测器上半部分, 由于探测器在 Z 方向上基本是对称的, 所以用上半部分的类中子事例减去下半部分的类中子事例, 就可以得到由 AmC 中子源产生的类中子事例。其中类中子事例的挑选条件如下:

1. flasher cut: 去掉由于 PMT 发光带来的坏事例。
2. 使用内水池、外水池、AD 数据做 Muon 事例的 Cut。
3. 在本事例之前和之后的 200us 内没有能量大于 0.7MeV 的其它事例
4. 能量Cut: 选出能量在 6-12MeV 内的事例

由于在做事例重建顶点的时候, 有一定的偏差, 所以在挑选出类中子事例之后, 用 IBD 事例的顶点分布对类中子事例做一个修正。

对从模拟和真实数据中挑选出来的由 AmC 中子源产生的类中子事例的能谱, 可以做一个对比 (如图 5.9)。其中 6.5MeV 和 8MeV 上的峰是中子在 ^{56}Fe 上俘获形成的,

10MeV 上的峰是中子在 ^{54}Fe 、 ^{53}Cr 和 ^{58}Ni 上俘获形成的。

对于从数据中挑选到的类中子事例的 Z 方向的分布如图5.10，可以看到，类中子事例在探测器顶部要比探测器底部的事例多，这是由于在探测器运行的时候 AmC 中子源放置在了探测器的顶部。

得到由 AmC 中子带来的类中子事例的事例率之后，便可以对 AmC 中子的非关联本底进行分析和计算了。在大亚湾实验中，每个实验大厅的天然放射性事例的事例率基本是随时间不发生变化的，过阈的天然放射性事例的事例率为 50Hz [58]。如果一个 AmC 类中子事例之前 $200\mu\text{s}$ 内正好有一个天然放射性事例，就会形成一个非关联本底。所以非关联本底的计算公式如 5.1：

$$R_{acc} = 50\text{Hz} \times 200\mu\text{s} \times R_{n-like}(\text{events/day/AD}) \quad (5.1)$$

式中 R_{acc} 是 AmC 中子源带来的非关联本底的事例率， R_{n-like} 是 AmC 类中子事例的事例率。其中表 5.2 是模拟中得到 AmC 源结果。

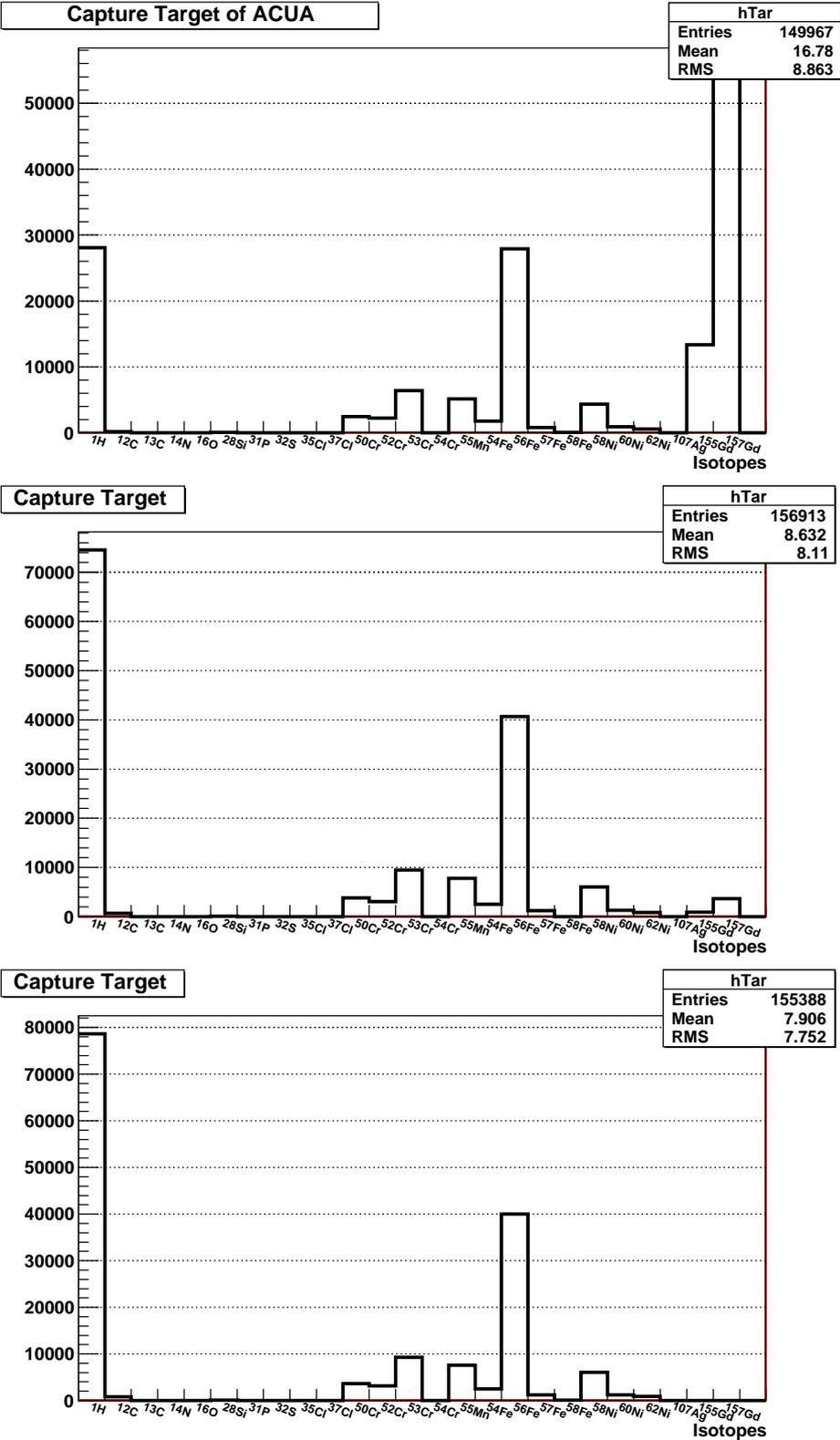


图 5.4: AmC 源中子俘获顶点：自上而下分别是 ACUA，ACUB 和 ACUC 的俘获顶点图。

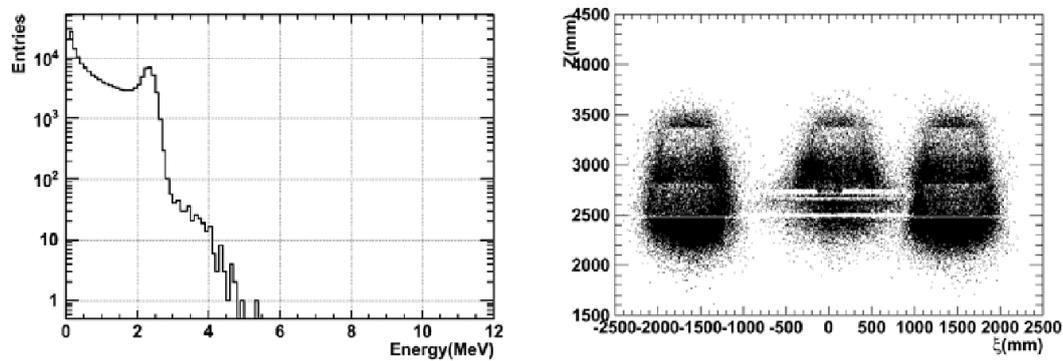


图 5.5: AmC 源中子在 H 上俘获的顶点和能谱。

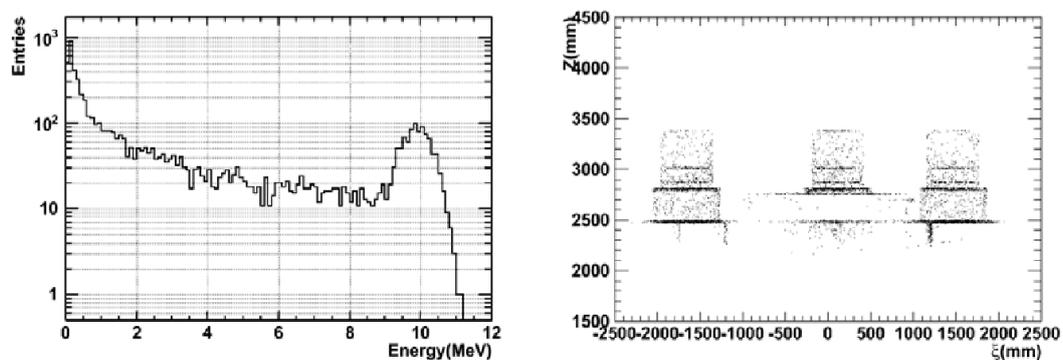


图 5.6: AmC 源中子在 ^{54}Fe 上俘获的顶点和能谱。

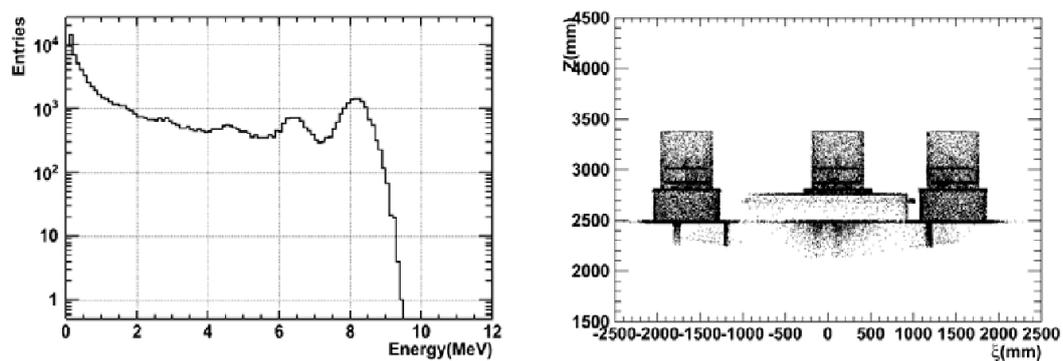


图 5.7: AmC 源中子在 ^{56}Fe 上俘获的顶点和能谱。

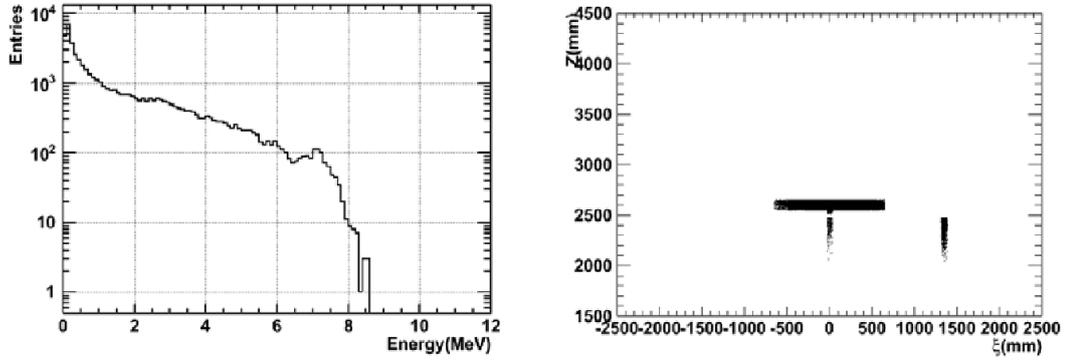


图 5.8: AmC 源中子在 ^{157}Gd 上俘获的顶点和能谱。

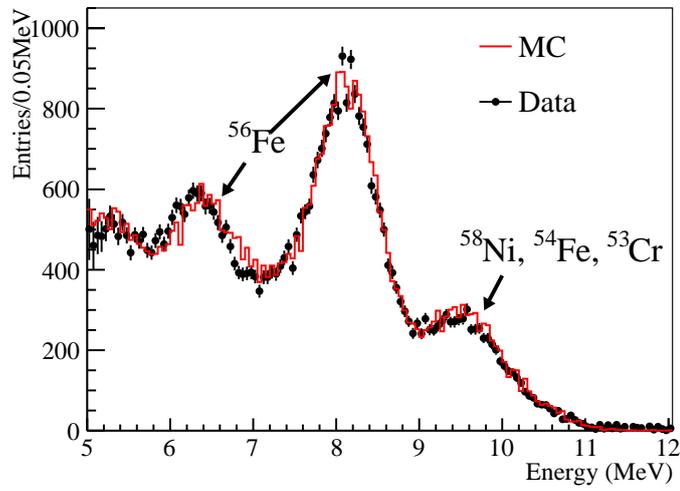


图 5.9: AmC 源中子类中子事例模拟和真实数据的能谱对比，可以看到模拟和真实数据符合的很好，图中的三个峰主要是由于中子在不同的金属核上俘获引起的。

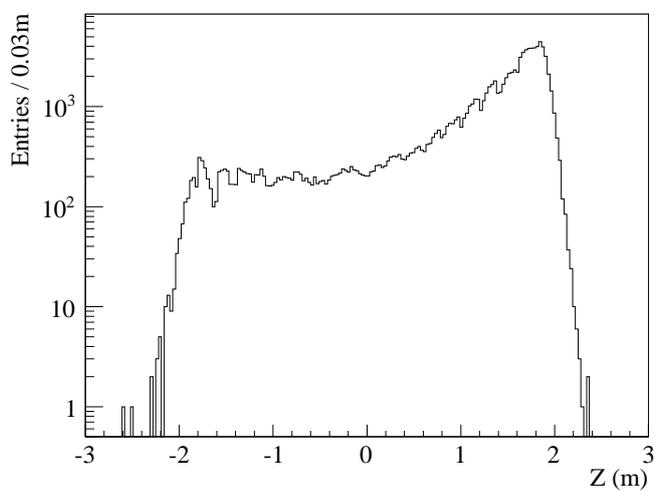


图 5.10: 类中子事 Z 方向上的分布：探测器顶部要比探测器底部的事例多，这是由于在探测器运行的时候 AmC 中子源放置在了探测器的顶部。

	ACUA	ACUB	ACUC	ACU Sum	Strong AmC
GenHeader	24181780	33775458	35719424		16491003
时间 (天)	559.8	781.9	826.8		3.25
类中子事例	46395 ± 215	74753 ± 273	71198 ± 267		102253 ± 319
类中子事例率 (/天)	82.9 ± 0.4	95.6 ± 0.35	86.2 ± 4	264.7 ± 1	3142 ± 98.2
关联本底	41 ± 6.4	54 ± 7.3	73 ± 8.5		167 ± 12.9
R_Y	0.00088 ± 0.0001	0.00072 ± 0.0001	0.00098 ± 0.0001	0.00086 ± 0.0001	0.0016 ± 0.00007

表 5.2: AmC 中子模拟得到的类中子事例的事例率, 这里认为每个 ACU 中 AmC 源的活度是一样的 (0.5Hz)。

根据式 5.1 和表 5.2 中的结果可以得到模拟中 AmC 带来的非关联本底的数目 $2.647 \pm 0.01(/day/AD)$ ，满足实验设计目标。

对于每一个中心探测器进行事例挑选，可以得到由 AmC 中子带来的类中子事例的事例率和关联本底（见表5.3）。

	AD1	AD2	AD3	AD4	AD5	AD6
DAQTime(day)	197.687		157.996		126.265	
活动时间(天)	186.401	186.404	151.252	125.620	125.620	125.620
N_{n-like}	1018 ± 2	1024 ± 2	831 ± 2	278 ± 1	271 ± 1	264 ± 1
$R_{n-like} (/day/AD)$	262 ± 4	268 ± 4	266 ± 4	208 ± 2	201 ± 2	192 ± 2
$R_{acc} (/day/AD))$	2.62 ± 0.04	2.68 ± 0.04	2.66 ± 0.04	2.08 ± 0.02	2.01 ± 0.02	1.92 ± 0.02
$R_{corr} (/day/AD))$	0.226 ± 0.226	0.236 ± 0.236	0.238 ± 0.238	0.181 ± 0.181	0.179 ± 0.179	0.169 ± 0.169

表 5.3: 由 AmC 中子带来的类中子事例的事例率。

由于每个探测器 ACU 中的 AmC 源活度不一样，其中三号厅中的探测器（AD4、AD5、AD6）AmC 源活度要比其它两个厅中小。所以表5.3 中每个探测器的结果有差别。总体说来，模拟和真实数据中得到的 AmC 源带来的非关联本底是相符合的。根据模拟得到的 AmC 带来的类中子事例的能谱和从真实数据中得到的每个中心探测器类中子事例能谱，通过做一个时间上的归一，可以得到每个中心探测器的 ACU AmC 刻度源的平均活度（表5.4），同样通过 AmC 刻度数据也可以得到 ACU AmC 刻度源的活度，可以看到探测器 AD4、AD5、AD6 比其它的要小，二者得到的数据是相符合的。

	AD1	AD2	AD3	AD4	AD5	AD6
归一法 (Hz)	0.49	0.5	0.51	0.41	0.4	0.39
刻度数据 ACUA (Hz)	0.78	0.77	0.81	0.58	0.57	0.55
刻度数据 ACUB (Hz)	0.58	0.64	0.65	0.57	0.54	0.57

表 5.4: AmC 刻度源活度。

对于关联本底假设一个关联本底的产生率，即 R_Y 个类中子事例会产生一个关联本底。对于不同的探测器，关联本底的产生率应该是相同的。其中关联本底的产生率 R_Y 定义如式 5.2：

$$R_Y = \frac{N_{corr}}{N_{n-like}} = \frac{R_{corr}}{R_{n-like}} \quad (5.2)$$

其中 N_{corr} 为 AmC 带来的关联本底总数， N_{n-like} 为 AmC 带来的类中子事例总数； R_{corr} 为 AmC 带来的关联本底事例率， R_{n-like} 为 AmC 带来的类中子事例的事例率。

对于不同的 ACU，因为其在探测器上的位置不同，所以其关联本底的产生率 R_Y 不同。对于 AmC 模拟中的关联本底的产生率可以定义为式 5.3：

$$R_Y = \frac{N_{corr}}{N_{n-like}} = \frac{N_{corr-A}}{N_{n-like-A}} + \frac{N_{corr-B}}{N_{n-like-B}} + \frac{N_{corr-C}}{N_{n-like-C}} \quad (5.3)$$

式中 N_{corr-A} 、 N_{corr-B} 、 N_{corr-C} 分别为三个 ACU 的关联本底； $N_{n-like-A}$ 、 $N_{n-like-B}$ 、 $N_{n-like-C}$ 分别为三个 ACU 的 AmC 带来的类中子事例总数。

在模拟中，可以用 IBD 事例的挑选条件去挑选 AmC 源模拟的结果，由于只模拟了 AmC 中子源，所以挑选出来的 IBD 事例其实就是 AmC 源带来的关联事例。当然对于真实数据，是没有办法挑出 AmC 源带来的关联事例的。这里通过模拟中得到关联本底的产生率 R_Y 和从真实数据中得到的 AmC 类中子事例率，可以推出真实数据中的 AmC 关联本底，其推算公式如式 5.4：

$$R_{acc} = Y_Y \cdot R_{n-like-data} \quad (5.4)$$

其中 $R_{n-like-data}$ 是数据中得到的 AmC 类中子事例率。但是这里我们无法得知模拟中得到的关联本底的产生率 R_Y 与真实的实验中的有多大的差别，尽管模拟和真实能够相符合的很好，也仍然无法给出一定确定的误差，这也是大亚湾实验结果中 AmC 关联本底的误差给 100% 的原因 [64, 63]。

根据表 5.2，可以得到 $R_Y = 0.00086 \pm 0.0001$ 。表 5.3 给出了每个中心探测器的 AmC 关联本底的事例率。

5.4 强 AmC 源实验和模拟

为了进一步降低 AmC 关联本底的事例率的误差，设计了强 AmC 源实验，对于强 AmC 实验得到的数据和模拟数据分别挑选 AmC 类中子事例和 IBD 事例，通过对比两个中心探测器得到的数据，可以得到由强 AmC 源带来的关联本底和类中子事例，并进一步降低关联本底的误差。

5.4.1 强 AmC 源实验

单纯从取得的正常运行的数据，无法确切知道 AmC 带来的关联本底，在三号实验厅中有三个中心探测器在同时运行，AD4、AD5 和 AD6，认为这三个中心探测器是



图 5.11: 强 AmC 源被包在一个不锈钢罐中。

全同的。在 AD5 顶部放置一个强的 AmC 源，那么 AD4 和 AD5 除了一个 AmC 源的差别外，其它的都相同，这样对 AD4 和 AD5 同时取数，用 AD4 和 AD5 间的差别就可以得到强 AmC 源带来的关联本底。图 5.11 是强 AmC 源，强 AmC 源的活度为 58.7Hz [61]，图 5.12 是强 AmC 源在 AD5 中放置的位置。

实验中，在不同时间，一共取了四个有用的 RUN，每个 RUN 的数据条件相同，只有其取数的时间不同。

5.4.2 强 AmC 源模拟

强 AmC 的模拟用的几何和程序与 ACU AmC 基本相同（源几何除外）。图 5.13 是强 AmC 源模拟得到的类中子事例的顶点分布，可以看到中心探测器顶端的轮廓，这也证明了强 AmC 源的模拟是正确的。

强 AmC 模拟得到的中子俘获顶点和俘获核与正常的 ACU AmC 得到的结果基本相同，但是由于强 AmC 源是在一个不锈钢罐中包着的，所以被 Fe 俘获的核的数目就比

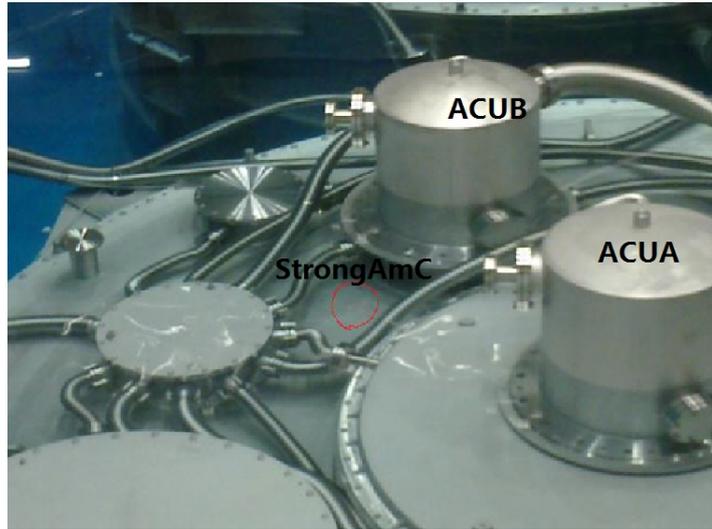


图 5.12: 强 AmC 源被包在一个不锈钢罐中并放置在 AD5 顶端 (-645mm,877mm)。

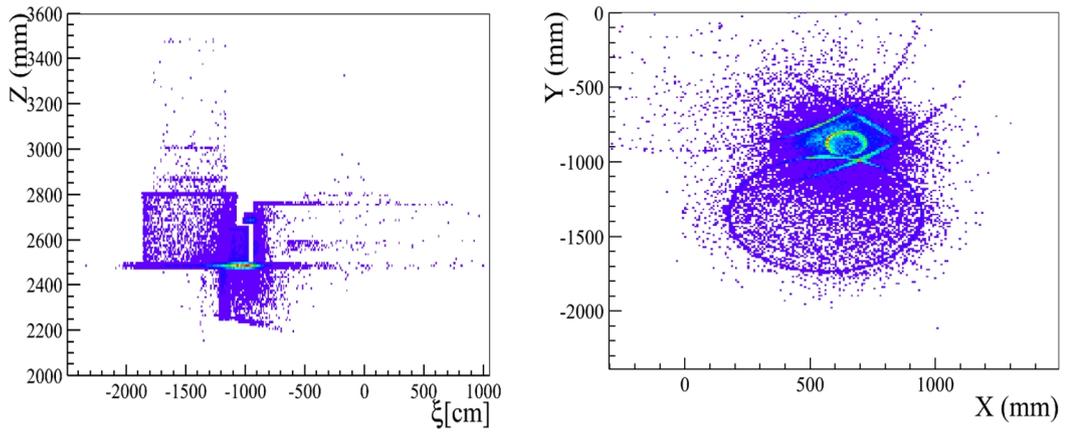


图 5.13: 强 AmC 源模拟得到的类中子事例的顶点分布。

较多。

5.4.3 强 AmC 源实验和模拟的分析

对于得到的强 AmC 源实验数据，其类中子事例的能谱如图5.14，AD4 和 AD5 之间的差别是由 AD5 顶部的 AmC 源带来的。用 AD5 的能谱和 AD4 的能谱相减，便可以

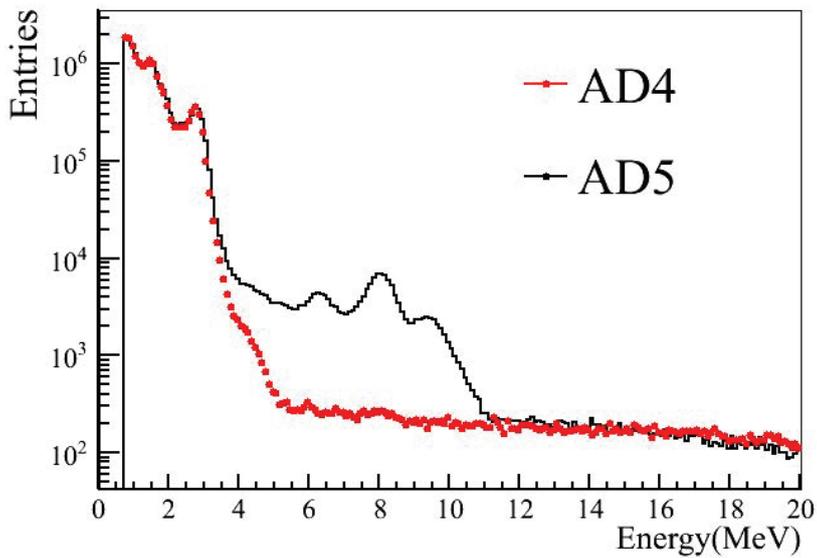


图 5.14: 强 AmC 源实验能谱，AD4 和 AD5 之间的差别是由 AD5 顶部的 AmC 源带来的。

得到强 AmC 源带来的中子谱。

对于得到的模拟数据和真实实验数据的类中子能谱，可以看到，正常 ACU AmC，强 AmC 模拟和强 AmC 实验数据在做一个能标的移动后都能够符合的上 (5.15)。三种情况下，AmC 中子产生的机理基本相同，差别不大。根据得到的模拟数据和实验数据，运用和 ACU AmC 同样的方法，可以得到强 AmC 实验的结果，表 5.2 给出了强 AmC 模拟数据得到的结果，因为强 AmC 被放置在了不锈钢罐中，所以其关联本底的产生率要比正常的 ACU AmC 要大。表 5.5 给出了强 AmC 实验数据得到的结果。

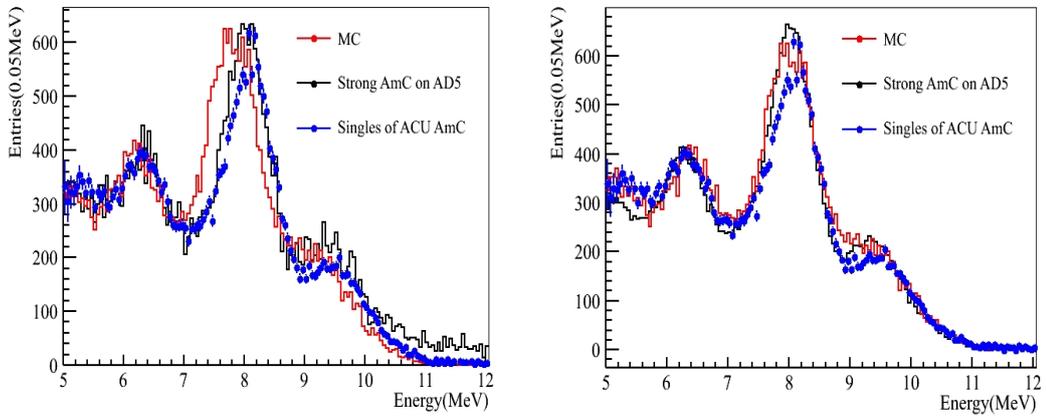


图 5.15: 正常 ACU AmC , 强 AmC 模拟和强 AmC 实验数据能谱: 做一个能标上的平移后, 三者能够很好的符合

Run	AD	IBD	类中子事例	类快信号事例	活时间	非关联本底	关联本底	关联本底 Rate
run31760	AD4	220 ± 15	3150 ± 56	11835628	199598	37 ± 0.6	156 ± 42	67.8 ± 18(/day/AD)
	AD5	1513 ± 39	95764 ± 309	12304598		1173 ± 3.8		
run31455	AD4	211 ± 15	2759 ± 53	9982649	169733	32 ± 0.6	80 ± 38	40 ± 20(/day/AD)
	AD5	1243 ± 35	80835 ± 284	10397001		984 ± 3.4		
run31804	AD4	255 ± 16	3727 ± 61	13506473	231015	43 ± 0.7	118 ± 44	44 ± 16(/day/AD)
	AD5	1654 ± 41	109397 ± 330	14067798		1324 ± 4		
run32118	AD4	237 ± 16	4610 ± 68	16707897	286592	53 ± 0.8	309 ± 50	93 ± 15(/day/AD)
	AD5	2216 ± 47	135468 ± 368	17381420		1633 ± 4.4		
Sum	AD4	1013 ± 31	14251 ± 119	52032647	886938	166 ± 1.4	644 ± 87	64.7 ± 8.6(/day/AD)
	AD5	6626 ± 81	421464 ± 649	54150817		5115 ± 7.9		

表 5.5: 强 AmC 实验结果。

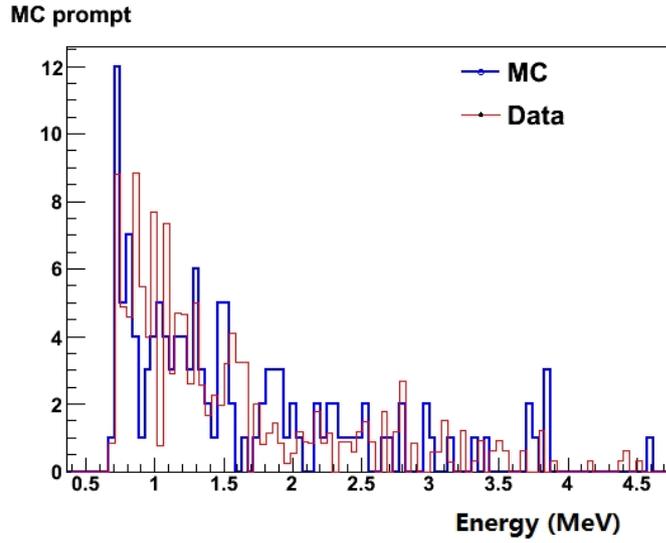


图 5.16: AmC 源带来的关联本底中快信号的能谱:统计量偏低, 模拟和实验能够符合

从表5.5和表5.2可以看到, 强 AmC 模拟和实验结果基本能够相符, 其中 4 个 RUN 之间有一定的差别。我们把 4 个 RUN 之间的差别带来的误差定为 50%, 由于关联本底的产生率 R_Y 带来的误差定为 20%, 便可以将 AmC 关联本底的误差降低到 54%。

5.5 AmC 刻度源本底结果

对 AmC 刻度源本底的分析工作, 主要由上海交通大学[65]、清华大学[67]和高能所[66] 三个单位用不同的方法独立进行。三种分析方法得到的结果基本相符合[68]。根据三个单位的分析结果, 可以把 AmC 源带来的关联本底的误差降到 50%。利用 AmC 源的模拟结果, 可以得到 AmC 源带来的关联本底中快信号的能谱 (图5.16), 在 θ_{13} 的谱分析中可以使用。

博士论文：大亚湾中微子实验中心探测器检漏及精确模拟

第六章 总结与展望

6.1 论文总结

本文的工作主要是在大亚湾实验中找到对探测器不同密封方法和密封要求的部分进行检漏的方法，并对探测器进行精确模拟，理解探测器的物理过程，通过模拟来研究 AmC 中子源带来的关联本底和非关联本底。

本文第一部分主要介绍了对中心探测器的四种检漏方法：压力检漏法、真空检漏法、水柱检漏法和 3 VOLUME 检漏法。这几种检漏方法分别针对不同的情况使用。通过气体和液体间的不同的粘滞系数，可以得到相同密封要求下不同物质的漏率，根据实验情况选择合适的检漏方法。

本文第二部分主要是对探测器的精确模拟，通过对比实验数据和模拟数据，修改模拟参数和相关物理模型，探测器的精确模拟结果在多个方面都能够和真实实验结果符合上，利用模拟研究了实验本底和相关效率。

本文第三部分主要是利用探测器精确模拟的结果，来研究 AmC 中子刻度源的相关本底，充分理解了本底产生的机制，以及 AmC 中子在探测器中的物理过程。并在强 AmC 实验的基础上，降低 AmC 源关联本底的误差。

6.2 展望

北京时间 2012 年 3 月 8 日 14 时，大亚湾中微子实验国际合作组发言人王贻芳在北京宣布，大亚湾中微子实验发现了一种新的中微子振荡，并测量到其振荡几率。介绍该结果的论文已于 3 月 7 日送交美国物理评论快报（Physical Review Letters）发表。大

大亚湾中微子实验取得了非常优秀的实验结果，在物理学界及国际社会得到了广泛的关注。并被美国《科学》杂志选入 2012 年度十大科学突破。2012 年10月19日，大亚湾反应堆中微子实验站的全部8个中微子探测器正式运行取数，标志着实验站的全面建成。此后，实验站将持续运行3-5年，把中微子混合角 $\sin^2\theta_{13}$ 的测量精度提高4倍，并开展反应堆中微子能谱测量等相关研究。精确测量是科学发现和突破的基础。 θ_{13} 是自然界的基本参数。精确的 θ_{13} 测量值将为今后的中微子物理、天体物理、宇宙学等前沿科学研究提供精确的初值输入，对基本粒子物理的大统一理论、寻找与鉴别新物理等具有重要意义。

在大亚湾中微子实验取得非常优秀的实验结果之后，大亚湾二期工程也开始了准备工作。大亚湾二期主要是在大亚湾实验的积累的经验基础上，用 20000 吨的超大型探测器，在距离反应堆 60km 的远点，进一步测量中微子质量等级及四个振荡参数到 1% 的粒度，超新星中微子，Sterile 中微子，大气中微子等。

参考文献

- [1] P. Lipari, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112, 274 (2002) (NuInt01)
- [2] D. Decamp *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **235**, 399 (1990).
- [3] H. Band *et al.* Annals N. Y. Acad. Sci. **578**, 445 (1989).
- [4] C. Amsler *et al.* Review of Particle Physics, Phys. Lett. B667, 1 (2008)
- [5] R. Davis *et al.* Search for neutrinos from the sun, Phys. Rev. Lett. 20, 1205 (1968)
- [6] Q.R. Ahmad *et al.* Physical Review Letters, 87, 1301. NASA ADS
- [7] F. P. An *et al.* Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012)
- [8] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 6, 429 (1957) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33, 549 (1957)]
- [9] Z. Maki, *et al.* Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962)
- [10] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **6**, 429 (1957) and **26**, 984 (1968).
- [11] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [12] B. Aharmim *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. C **75**, 045502 (2007).
- [13] R. Wendell *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 092004 (2010).
- [14] S. Abe *et al.* (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008).

参考文献

- [15] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 181801 (2011).
- [16] M. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], Phys. Rev. D **74**, 072003 (2006).
- [17] J. Bahcall *et al.* New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. Astrophys. J., 621:L85211, 2005, astro-ph/0412440.
- [18] B. Aharmim *et al.* Determination of ν_e and total b-8 solar neutrino fluxes with the sudbury neutrino observatory. Phys. Rev. C, 75:04550278, 2007, nucl-ex/0610020.
- [19] S. Hatakeyama *et al.* Measurement of the flux and zenith angle distribution of upward going muons in kamiokande i+ii. Phys. Rev. Lett, 81:20164, 1998.
- [20] W. Anthony Mann. Atmospheric neutrinos and the oscillations bonanza. 1999, hep-ex/9912007.
- [21] Y. Fukuda *et al.* Evidence for oscillations of atmospheric neutrinos. Phys. Rev. Lett, 81:15626, 1998, hep-ex/9807003.
- [22] M. Ambrosio *et al.* Measurement of atmospheric neutrino oscillations, global analysis of data collected with the macro detector. Euro Phys. Journal, 36:32316, 2004.
- [23] M. Sanchez *et al.* Measurement of L/E distribution in soudan2 and their interpretation as neutrino oscillations. Phys. Rev. D, 68:113004 29, 2003, hep-ex/0307069.
- [24] P. Adamson *et al.* First observation of separated atmospheric ν_μ and $\bar{\nu}_\mu$ in the minos detector. Phys. Rev D., 73:09200314, 2006, hep-ex/0512036.
- [25] M. Goodman, "Introduction to Tree-Neutrino Mixing Parameters Listing", J.Phys.G: Nucl. Part. Phys.33(2006)493
- [26] M.H. Ahn *et al.*[K2K Collaboration], Phys.Rev.Lett. 90, 041801(2003)
- [27] P.Adamson *et al.* [MINOS Collaboration],Phys.Rev.Lett.101,131802(2008)
- [28] Carlo Bemporad,*et al.* Rev.of Mod.Phys.V74,297,2002
- [29] C. Bemporad *et al.* Rev. Mod. Phys. 74, 297 (2002) 365.

- [30] K. Eguchi *et al.* Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802.
- [31] C.Mariani Review of Reactor Neutrino Oscillation Experiments arXiv:1201.6665v2 [hep-ex]
- [32] Ross, G. (1984). Grand Unified Theories. Westview Press. ISBN 978-0-8053-6968-7.
- [33] L. A. Mikaelyan and V.V. Sinev, Phys. Atomic Nucl. 63 (2000)1002 [arXiv:hep-ex/9908047].
- [34] J.K. Ahn *et al.* (RENO Collaboration), Phys. Rev. Lett.108 (2012) 191802.
- [35] Y. Abe *et al.* (Double Chooz Collaboration), Phys. Rev.Lett.108 (2012) 131801
- [36] 张爱堂, 冯新三, “真空技术基础”, 中国轻工业出版社, 74-75, (1987).
- [37] 王欲知, “真空技术”, 四川科学技术出版社, 205, (1985).
- [38] 徐成海, “真空工程技术”, 化学工业出版社, 381, (2006).
- [39] 王晓东, 杨乃恒, “真空技术”, 冶金工业出版社, 262-268, (1985).
- [40] 梁智权 “流体力学”, 重庆大学出版社, 146-169, (2006).
- [41] <http://www.flowserve.com/files/Files/Literature/Products/Flowcontrol/Vogt/VVABR1013.pdf>
- [42] <http://dayabay.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/ShowDocument>
- [43] <http://geant4.cern.ch/geant4/collaboration/workshops/workshop2002/slides/docs/wpokorski/gauss.pdf>
- [44] <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Frameworks/Gaudi/default.htm>
- [45] <http://geant4.cern.ch/>
- [46] <http://belle7.nuu.edu.tw/oum/generator/>
- [47] <http://belle7.nuu.edu.tw/oum/detector/>

参考文献

- [48] <http://belle7.nuu.edu.tw/oum/electronics/main/>
- [49] <http://belle7.nuu.edu.tw/oum/trigger/main/>
- [50] <http://belle7.nuu.edu.tw/oum/readout/main/>
- [51] Cheng Dao-wen *et al.* Improvement of the moderator' s thermalization efficiency for 14 MeV neutrons in boron neutron capture therapy, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, June 2012, Volume 292, Issue 3, pp 1085-1088
- [52] R.C.Perego *et al.* Incoherent neutron-scattering determination of hydrogen content: Theory and modeling, J. Appl. Phys. 97, 123533 (2005)
- [53] Andy Buckley *et al.* Monte Carlo tuning and generator validation, arXiv:0906.0075v1 [hep-ph] 30 May 2009
- [54] Ming Li *et al.* Quenching of fluorescence of reduced graphene oxide by nitrogen-doping, APPLIED PHYSICS LETTERS 100, 233112 (2012)
- [55] A. M. Vyunishev *et al.* Cerenkov nonlinear diffraction in random nonlinear photonic crystal of strontium tetraborate, APPLIED PHYSICS LETTERS 101, 211114 (2012)
- [56] G. Ranucci *et al.* Effects of absorption and reemission of photons in large scintillation counters on the quantities measured by an observing phototube, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 487 (2002) 535 - 541
- [57] 谢一冈等, “粒子探测器与数据获取”, 科学出版社, 5-32
- [58] Daya Bay Project: Technical Design Report
- [59] http://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_source
- [60] <http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0070/007043/007/>
- [61] <http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0084/008468/003/>
- [62] F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. **A685**, 78 (2012).

- [63] F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 108, 171803 (2012)
- [64] F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), *Chinese Physics C* Vol. 37, No. 1 (2013) 011001.
- [65] <http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0084/008468/003/>
- [66] <http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0086/008470/006/>
- [67] <http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0086/008601/006/>
- [68] <http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0086/008617/001>

参考文献

发表文章目录

- 1. Leakage tests of the stainless steel vessels of the antineutrino detectors in the Daya Bay reactor neutrino experiment**
CHEN Xiaohui *et al.*, SCIENCE CHINA Technological Sciences, January 2013, Volume 56, Issue 1, pp 148-151
- 2. Cosmic ray test for a T0 detector**
Fu Zai-Wei *et al.*
Chinese Physics C, volume35, 946-951(2011)
- 3. The high timing resolution T0 system in IHEP E3 beam line**
Qian Sen *et al.*
JOURNAL OF INSTRUMENTATION, DOI: 10.1088/1748-0221/7/02/P02013
- 4. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay**
F. P. An *et al.* [Daya Bay Collaboration]
Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012)
- 5. A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors**
F. P. An *et al.* [Daya Bay Collaboration]
submitted to Nucl. Instr. and Meth, Volume 685, 1 September 2012, Pages 78 - 97

致谢

能够在高能所攻读博士学位是我一生中最大的幸事之一，在这五年的学习生活中，我结识了许多的老师、同学和朋友，他们在我的学习和生活中给予了我极大的支持和帮助。在论文完成之际，借这个机会向多年来给我关心和帮助的老师，同学，朋友和家人表示感谢！

首先感谢我的导师衡月昆研究员，衡老师工作虽然繁忙，但是这几年来仍然给了我大量悉心的指导，在研究的选题和每一阶段的工作上都倾注了大量心血。衡老师的严谨的科研态度，看待和处理问题的方法，都让我受益匪浅。衡老师学识的广度，思考问题的深度，思维的敏锐以及工作的勤奋都让我深深感佩。在此向衡老师表示特别的感谢！

感谢大亚湾实验合作组的老师对我生活和工作上的关心和帮助，特别感谢王贻芳老师，曹俊老师，张家文老师、杨长根老师、李小男老师等。

感谢大亚湾实验组的各位师兄师姐：钱森、曹国富、占亮、温良剑、李小波、吴智、邹佳恒、何苗在我刚刚来到高能所时帮助我领上路，在几年的科研学习生活中给了我各种指导和建议以及讨论。感谢师弟师妹：夏冬梅、章飞虹、赵庆旺、刘颖彪、吴振忠、胡维、阳马生、程亚苹、李登杰、雷祥翠、钟贞、段思涵、赵洁等我们进行了很多有益和有趣的讨论。感谢合作组内从事检漏相关研究的老师和同事对我的帮助和支持：感谢唐晓老师、罗小兰老师、马晓妍老师、周莉老师、王灵淑老师、庄红林老师、宋武英老师，感谢上海交通大学的刘江来老师，东莞理工学院的卫亚东老师，感谢威斯康星大学的Henry Band、Jeff Cherwinka、Karsten M.Heeger和肖强对检漏工作的支持。

感谢合作组内的同学和同事几年来对我的帮助，作者要感谢索仑、何苗、王为、曹国富、邹佳恒、关梦云、钟玮丽、刘金昌、丁雅韵、王志民、路浩奇、张清民、肖华林、马烈华、王玲玉、蒋文奇、徐吉磊、张一纯、陈晓苏、于泽源、刘颖彪、宁哲对我

致谢

的各种帮助和支持.

感谢我的朋友曹大全、顾旻昊、王理、王林、何哲玺、邹易清、邹剑雄等对我的帮助和支持。

感谢我的妻子赵凡，多年来给了我莫大的精神支持和鼓励.

感谢我的父母和家人. 感谢父亲母亲对我的养育之恩，感谢他们给我的一切.

感谢所有关心我帮助我的人。